**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA POLITÉCNICA**

MATHEUS ARAÚJO TUNES

Desenvolvimento de um Modelo Computacional de Reator
Nuclear para Estudos de Optimização da Blindagem Primária
em Submarinos Nucleares

SÃO PAULO
2015

MATHEUS ARAUJO TUNES

Desenvolvimento de um Modelo Computacional de Reator Nuclear para
Estudos de Optimização da Blindagem Primária em Submarinos Nucleares

Versão Revisada

Dissertação apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de Mestre em Engenharia de Metalúrgica e de Materiais

Orientador: Prof. Dr. ret. nat. Cláudio Geraldo Schön

SÃO PAULO
2015

Nome: Tunes, Matheus Araujo.

Título: Desenvolvimento de um modelo computacional de reator nuclear para estudos de otimização da blindagem primária em submarinos nucleares.

Dissertação apresentada à Escola Politécnica da Universidade de
São Paulo para a obtenção do título de Mestre em Engenharia
Metalúrgica e de Materiais.

Aprovado em: 18 de março de 2015

Banca Examinadora

- Prof. Dr. Cláudio Geraldo Schön (Presidente) – EPUSP
- Prof. Antonio Teixeira e Silva – IPEN
- Dr. Thiago Carluccio - CTMSP

Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho, por qualquer meio convencional ou eletrônico, para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte.

Este exemplar foi revisado e corrigido em relação à versão original, sob responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.

São Paulo, 11 de Agosto de 2020

Assinatura do autor:

Assinatura do orientador:

Catálogo-na-publicação

Tunes, Matheus Araujo

Desenvolvimento de um modelo computacional de reator nuclear para estudos de otimização da blindagem primária em submarinos nucleares / M. A. Tunes -- versão corr. -- São Paulo, 2015.

170 p.

Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais.

1. Engenharia nuclear 2. Reatores nucleares 3. Submarinos nucleares
I. Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais II. t.

Agradecimentos

Ao professor Dr. rer. nat. Cláudio G. Schön pela amizade, orientação e oportunidade de trabalho junto a Escola Politécnica da USP.

Ao Contra-Almirante (EN) Luciano Pagano Jr. por abrir as portas da Marinha do Brasil aos jovens pesquisadores brasileiros e pela oportunidade de desenvolver um projeto científico junto Forças Armadas Brasileiras.

Ao professor Alfredo Y. Abe pela orientação, dedicação e paciência com minha juventude e inquietação e também por ter me apresentado com maestria e precisão ao maravilhoso e apaixonante mundo da Engenharia Nuclear.

Ao FCRJU Dr. Thiago Carluccio por transmitir conhecimento, pela paciência e pela dedicação em nos auxiliar a resolução de problemas científicos.

Aos oficiais superiores da Marinha do Brasil, CF(EN) Silva Serra, CC(EN) André Ricardo Pinheiro e CC(EN) Gustavo B. Gibrail pela amizade, respeito, dedicação e companheirismo que nos auxiliou a trilhar os melhores caminhos.

Aos meus amigos Vinícius Oliveira dos Santos e FCRJU Dr. Frank Ferrer Sene pela amizade, pelos ensinamentos e pelas dicas que fizeram de mim um ser humano melhor neste dois anos de vida na Marinha.

Ao meu amigo e mestre Eng. Arlindo Gilson Mendonça, pela amizade e pelas inúmeras considerações e ensinamentos que me conduziram a um melhor entendimento sobre o comportamento físico dessas maravilhosas máquinas que são os Reatores Nucleares.

A todos da Divisão de Nêutronica do Departamento de Tecnologia dos Reatores Nucleares (ctmsp-221), Nanami Kosaka, Pamela Piovezam e Andrea pela paciência e conselhos.

To my international friends

I would like to thanks my advisor in United States of America, Prof. Dr. Cassiano E. de Oliveira (The University of New Mexico) by the friendship and for the guided research in the nuclear computational science that gave to me the opportunity to become a co-developer in the GEM/EVENT transport codes.

To Prof. Dr. Timothy Jack Ross (Los Alamos National Laboratory/The University of New Mexico) by the friendship and many scientific discussions about Materials Engineering.

To Prof. Dr. Kenya da Cunha (PhD NYU/Texas A&M University) by the friendship and for many useful considerations in Radiological Science.

Für Meine Familie

Zu meinem Vater JR Tunes, Oma / Opa MV Bovolon und EA Tunes und speziell auf meine Großvater Walter Quoos von der Deutsch Staatsbürgerschaft, die der Welt Tür zu meiner wissenschaftlichen Karriere eröffnet.

Resumo

Tunes, M.A. **Desenvolvimento de um Modelo Computacional de Reator Nuclear para Estudos de Otimização da Blindagem Primária em Submarinos Nucleares, 2015.** Dissertação de Mestrado - Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2015.

A presente pesquisa apresenta o desenvolvimento de um modelo computacional de um reator nuclear térmico e compacto para estudos em otimização e avaliação de materiais inovadores para uma melhor efetividade da blindagem primária. Utilizou-se dois códigos de transporte nêutron-gama, o estatístico MCNP5 e o determinístico gem/EVENT: o primeiro para o *design* do PWR e o segundo para simular um modelo 1D do reator para estudar o comportamento de blindagem gama e de nêutrons para diversos materiais. Adicionalmente o MATLAB *Optimization Toolbox* foi utilizado para fornecer novas configurações geométricas otimizadas do modelo unidimensional do reator visando reduzir o volume e o peso das cascas da blindagem por meio de uma função custo/objetiva. Foi demonstrado no MCNP5 que a dose após a blindagem primária reduziu uma ordem de magnitude para o modelo otimizado utilizando-se um novo material compósito e o volume e o peso das cascas de blindagem foram reduzidos por um fator de 13%. Os resultados confirmam que os códigos nucleares podem ser executados paralelamente ao MATLAB com a intenção de se testar novos materiais para o propósito de otimização da blindagem da radiação em um reator PWR compacto e que materiais compósitos podem substituir os materiais de blindagem tradicionais sem o comprometimento da segurança da instalação nuclear.

Palavras-chave: Monte Carlo, Física de Reatores, Blindagem de Radiação, Reatores Nucleares, Métodos de Otimização.

Abstract

Tunes, M.A. **Modelling a Compact Nuclear Reactor for Optimization Studies in Biological Shielding in Nuclear Submarines**, 2015. Master Thesis - Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2015.

This research was focused to develop a computational model of a compact PWR to study optimization methods and evaluate innovative materials to enhance the biological shielding effectiveness. We used two radiation transport codes MCNP5 and GEM/EVENT: the first for the PWR design and the second one to simulate (in a 1D slab) several materials and shielding thickness behavior under gamma and neutron penetration. Additionally MATLAB Optimization Toolbox was used to provide new geometric configurations of the slab aiming to reduce the volume and weight of the walls by means of a cost/objective function. It is demonstrated in the MCNP5 that the dose rate after biological shielding has reduced by one order of magnitude for the optimized model with a new composite material (Ecomass) and the volume and weight of the shielding walls were reduced by 13% when we compare both sets. The results confirm that we can couple a deterministic and stochastic transport codes with MATLAB to test new materials in a very fast way for the purpose of radiation shielding optimization in common compact PWR. All this states that composite materials can replace (with advantages) traditional shielding materials without jeopardizing the nuclear power plant safety assurance.

Keywords: The Monte Carlo Method, Reactor Physics, Radiation Shielding, Nuclear Reactors, Optimization Methods.

Sumário

Lista de Abreviaturas	x
Lista de Figuras	xi
1 Breve introdução ao panorama da Energia Nuclear no Brasil	1
1.1 As Origens	1
1.2 Frutos do Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear	2
1.3 Perspectivas Futuras para o Programa Nuclear Brasileiro	4
2 Introdução à Tecnologia dos Reatores Nucleares	6
2.1 Classificação de Reatores Nucleares	6
2.2 Tipos de Reatores e Ciclos de Potência	7
2.3 Núcleos de Reatores	9
2.4 Elementos Combustíveis	11
2.5 Componentes e Materiais de um Reator Nuclear	13
2.5.1 Propriedades Gerais e Especiais na Seleção de Materi- ais para Reatores Nucleares	13
2.5.2 Componentes Majoritários de um Reator Nuclear	15
2.6 Estudo de caso: O reator nuclear de Angra III	17
3 Rudimentos da Teoria de Transporte de Partículas Neutras	21
3.1 Variáveis e Sistema de Coordenadas	21
3.2 Seção de Choque	23
3.2.1 Captura Radiativa	25
3.2.2 Espalhamento Neutrônico	25
3.2.3 Fissão Nuclear	25

3.2.4	A Distribuição de Espalhamento Elástico dos Nêutrons .	27
3.2.5	A Dinâmica da Fissão Nuclear e Absorção de Nêutrons	29
3.3	Livre Caminho Médio dos Nêutrons	30
3.4	Densidade Angular de Nêutrons	32
3.5	O Fluxo Angular e a Fluência de Nêutrons	33
3.6	Fontes de Nêutrons	35
3.7	A Equação de Transporte de Nêutrons	36
3.7.1	Perdas	37
3.7.2	Ganhos	38
3.7.3	O balanço entre perdas e ganhos: a equação de transporte de nêutrons	40
3.7.4	Caso estacionário da equação de transporte de nêutrons	41
3.7.5	Análise de reatores nucleares e a solução da equação em estado estacionário	41
4	Métodos Matemáticos e a Equação de Transporte de Nêutrons	43
4.1	Motivação e Desenvolvimento Inicial	44
4.2	A Solução Estatística da Equação de Transporte	45
4.2.1	Principais Conceitos do Método de Monte Carlo	45
4.2.2	A Teoria de Transporte com o Método de Monte Carlo .	46
4.2.3	O Código MCNP	48
4.2.4	Análise Estatística dos Resultados de uma Simulação de Monte Carlo	49
4.3	A Solução Numérica da Equação de Transporte	51
4.3.1	Discretização da Variável Angular	52
4.3.2	O tratamento para a variável Energia	53
4.3.3	Discretização para variáveis de espaço e tempo	54
4.3.4	Solução das Equações Discretizadas e o Código Determinístico GEM/EVENT	54
5	Princípios Teóricos em Blindagem de Reatores Nucleares Compactos	56

5.1	Blindagem Primária e Secundária em Reatores de Propulsão Naval	57
5.2	Regras gerais para o desenvolvimento de reatores nucleares sob a perspectiva da blindagem	59
5.3	Definição de Blindagem Optimizada	60
5.4	Escolha de Materiais para Blindagem	62
5.5	Critérios de Segurança e Blindagem do Complexo Nuclear Almirante Álvaro Alberto	64
5.5.1	Objetivos da Blindagem e Proteção Radiológica	64
5.5.2	Descrição da Blindagem do Reator da Usina Nuclear de Angra I	65
6	Princípios Matemáticos de Optimização em Blindagem de Reatores Nucleares Compactos	67
6.1	Algoritmos e Optimização Multiobjetiva	68
6.1.1	<i>The Goal Attainment Method - GAM</i>	69
6.2	O Modelo Optimizado da Blindagem Primária de Radiação Neutrônica e Gama do RNV-POLI/USP	70
6.2.1	Revisão Bibliográfica e Propósito do Trabalho de Mestrado: Blindagem de Reatores e Optimização	71
6.2.2	A Função Objetiva do Modelo RNV-POLI/USP	73
6.2.3	Implementação no MATLAB Optimization Toolbox	74
7	Materiais e Métodos	79
7.1	Especificação do Elemento Combustível	80
7.1.1	Características da Vareta Combustível	80
7.1.2	Características da Vareta de Veneno Queimável	81
7.1.3	Características da Vareta de Segurança e dos Tubo Guia	81
7.1.4	Característica da Vareta Absorvedora de Ag-In-Cd	83
7.1.5	Grades Espaçadoras de Inconel-718	83
7.1.6	Bocais	86
7.1.7	Montagem do Elemento Combustível	86

7.1.8	Aproximações utilizadas no modelo e comparação com um modelo real	88
7.2	Descrição Geral do Núcleo do Reator Nuclear Virtual	88
7.3	Descrição Geral do Tanque da Blindagem Primária	92
7.4	Escolha de Materiais	93
8	Resultados e Discussão	98
8.1	Parâmetros de Execução do MCNP5	99
8.1.1	Condição de Contorno	99
8.1.2	Fonte de Nêutrons	99
8.1.3	Acoplamento Nêutron-Gama (NP)	99
8.1.4	Detectores de Fluxo	100
8.1.5	Detectores de Dose Absorvida	100
8.1.6	Técnicas de Redução da Variância	100
8.1.7	Materiais e Seções de Choque	100
8.1.8	Detalhes da Execução	101
8.2	Resultados: Criticalidade do Núcleo	101
8.3	Resultados: Execução Acoplada do Modelo Análogo	102
8.3.1	Fluxo Neutrônico e Erro Relativo	102
8.3.2	Fluxo de Gama e Erro Relativo	106
8.3.3	Taxas de Dose após a Blindagem Primária	109
8.4	Resultados: Execução do Algoritmo de Optimização no MATLAB Optimization Toolbox	110
8.4.1	Função Objetiva $F = P+V$	110
8.4.2	Função Objetiva $F = PV$	112
8.5	Resultados: Execução Acoplada do GEM/EVENT e Experimentos de Blindagem e Materiais	113
8.5.1	Detalhes e Parâmetros de Execução do GEM/EVENT	113
8.5.2	Especificação da Geometria no GEM/EVENT	114
8.5.3	Lista de Materiais de Blindagem Testados no GEM/EVENT	114
8.5.4	Resultados do Experimento I - Diferentes Materiais de Blindagem	116

8.5.5	Resultados do Experimento II - Modelo Optimizado MA-TLAB	120
8.6	Resultados: Execução Acoplada do Modelo Optimizado	123
8.6.1	Fluxo Neutrônico e Erro Relativo	123
8.6.2	Fluxo de Gama e Erro Relativo	125
8.6.3	Taxa de Dose após a Blindagem Primária	127
8.7	Discussão dos Resultados e Comparação dos Modelos	128
9	Conclusão	131
A	Glossário de termos da área nuclear	134
B	Quantidades de Interesse da Engenharia Nuclear	136
C	Seção de Choque: Compreensão Teórico-Experimental	138
D	Dados Nucleares	144
E	Tallies no MCNP5	146
	Referências Bibliográficas	148

Lista de Abreviaturas

USP - Universidade de São Paulo

IEA - Instituto de Energia Atômica

PMN - Programa Nuclear da Marinha

CNPq - Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico

FFLCH - Faculdade de Filosofia Ciências e Letras da USP

MB - Marinha do Brasil

IPEN - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares

CNEN - Comissão Nacional de Energia Nuclear

NUCLEBRÁS - Empresas Nucleares Brasileiras

CTMSP - Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo

PNB - Programa Nuclear Brasileiro

PWR - Reator à Água Pressurizada (*Pressurized Water Reactor*)

BWR - Reator à Água em Ebulição (*Boiling Water Reactor*)

LMFBR - Reator Rápido resfriado a Metal Líquido (*Liquid Metal Fast Breeder Reactor*)

LWR - Reatores à Água Leve (*Light Water Reactor*)

HWR - Reatores à Água Pesada (*Heavy Water Reactor*)

LANL - Laboratório Nacional de Los Alamos *Los Alamos National Laboratory*

MMC - Método de Monte Carlo

AIEA - Agência Internacional de Energia Atômica

RNV - Reator Nuclear Virtual

GAM - *Goal Attainment Method*

TBP - Tanque de Blindagem Primária

Lista de Figuras

2.1	Esquema de operação de um reator tipo PWR com circuitos primário e secundário. Adaptado de (Todreas e Kazimi, 1990). .	8
2.2	Um típico reator PWR: No caso, Angra I. Extraído de (Wikipedia, 2014).	10
2.3	Montagem de um elemento combustível em reatores tipo LWR. À esquerda o <i>pitch</i> é a distância centro-a-centro entre duas varretas combustível. Adaptado de (Todreas e Kazimi, 1990). . . .	12
2.4	Subcanais termohidráulicos presentes em um elemento combustível de um LWR. Adaptado de (Todreas e Kazimi, 1990). . .	12
2.5	Esquema do reator nuclear de Angra III.	18
2.6	Esquema do núcleo do reator nuclear de Angra III montado de acordo com os níveis de enriquecimento de Urânio.	19
3.1	Variáveis independentes que especificam a posição, energia, direção de voo e tempo na história dos nêutrons. Adaptado de (Larsen, 2002).	22
3.2	A incidência de um nêutron de direção $\vec{\Omega}$ em um certo material alvo de secção A e espessura ds , adaptado de (Thornton e T-Rex, 2013).	24
3.3	Eventos de provável ocorrência com os nêutrons no ambiente de atividade nuclear. Captura, espalhamento e fissão.	26
3.4	Função μ_s contra a energia final de espalhamento.	28
5.1	Fluxograma que descreve os aspectos da blindagem primária e secundária em reatores nucleares para propulsão naval.	59

6.1	Descrição Geométrica do <i>Goal Attainment Method</i> (Mathworks, 2000).	70
7.2	À esquerda corte xy do modelo da vareta combustível. À direita, um corte xz em perfil.	82
7.4	À esquerda corte xy do modelo da vareta de veneno queimável. À direita, um corte xz em perfil.	84
7.7	Tubos guia simulados no modelo do RNV-POLI/USP. Dentro dos tubos guia, encontram-se as varetas de controle ou as varetas absorvedoras dependendo da posição do núcleo. À esquerda um corte xy e na direita, um corte xz.	85
7.9	Elemento combustível do modelo e seus componentes.	87
7.10	Instrumentação do Elemento Combustível do modelo que permite o abaixamento e levantamento das varetas de controle/segurança.	87
7.11	Esquematização do Núcleo do RNV-POLI/USP.	89
7.12	Posicionamento das varetas em um elemento combustível. Em amarelo, observa-se a posição das varetas de veneno queimável. Em azul, os tubos guia. Em verde no centro está o tubo de instrumentação.	89
7.13	Corte xy do Reator Nuclear Virtual desenvolvido. Em verde temos o vaso de pressão, seguido pelas estruturas <i>ex-core</i> . Em bege o barril e em seguida o núcleo do reator de acordo com a figura 7.9. A estruturas subsequentes são as cascas da blindagem primária intercaladas por água.	90
7.14	Corte xz do Reator Nuclear Virtual desenvolvido. Em verde temos o vaso de pressão, seguido pelas regiões da blindagem primária. Em bege, o barril seguido do núcleo do reator.. . . .	91
7.15	Descrição do tanque de blindagem primária do RNV-POLI/USP.	92
8.1	Curvas do coeficiente de multiplicidade de nêutrons em função da retirada das barras de controle. O erro é menor que a dimensão dos pontos.	101

8.2	Perfil xy do fluxo de nêutrons do modelo análogo e erro relativo. (z=0)	104
8.3	Perfil xz do fluxo de nêutrons do modelo análogo e erro relativo. (y=0)	105
8.4	Perfil xy do fluxo de gamas do modelo análogo e erro relativo. (z=0)	107
8.5	Perfil xz do fluxo de gamas do modelo análogo e erro relativo. (y=0)	108
8.6	Taxas de dose referentes ao modelo análogo.	109
8.7	Fluxo de nêutrons para diferentes materiais que compõem novos modelos para o Tanque de Blindagem Primário.	116
8.8	Fluxo relativo de nêutrons para diferentes materiais que compõem novos modelos para o Tanque de Blindagem Primário.	117
8.9	Fluxo gama para diferentes materiais que compõem novos modelos para o Tanque de Blindagem Primário.	118
8.10	Fluxo relativo gama para diferentes materiais que compõem novos modelos para o Tanque de Blindagem Primário.	119
8.11	Fluxo de nêutrons com o ECOMASS e a espessura otimizada.	120
8.12	Fluxo relativo de nêutrons com o ECOMASS e a espessura otimizada.	121
8.13	Fluxo gama com o ECOMASS e a espessura otimizada.	122
8.14	Fluxo relativo gama com o ECOMASS e a espessura otimizada.	122
8.15	Perfil xy do fluxo de nêutrons do modelo otimizado e erro relativo. (z=0)	123
8.16	Perfil xz do fluxo de nêutrons do modelo otimizado e erro relativo. (y=0)	124
8.17	Perfil xy do fluxo gama do modelo otimizado e erro relativo. (z=0)	125
8.18	Perfil xz do fluxo gama do modelo otimizado e erro relativo. (y=0)	126
8.19	Taxas de dose do modelo otimizado.	127
8.20	Comparação dos desempenhos dos detectores de dose em função do número de histórias simuladas para os casos análogo e otimizado.	128

C.1	Um feixe de nêutrons incidindo em um alvo.	138
C.2	Medida experimental de nêutrons que não interagem com o alvo.	140
C.3	Seções de choque total do Urânio 238 para diferentes energias.	142

Capítulo 1

Breve introdução ao panorama da Energia Nuclear no Brasil

1.1 As Origens

Pode-se dizer que o primeiro passo para o estabelecimento de pesquisas em alto-nível na seara da Energia Nuclear no Brasil foi dado na década de 30 com a consolidação da então recém-fundada Universidade de São Paulo (USP) e seu corpo docente jovial advindo de diversas universidades estrangeiras com pesquisadores em um amplo espectro de especialidades.

Na Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras dessa universidade as seções de Física, Matemática, Ciências Humanas, Ciências da Terra, Química e Biologia eram responsáveis pela iniciação de jovens alunos à ciência de fronteira, ávidos por conhecimento e advindos das mais diversas classes sociais da sociedade paulistana. A USP desde de sua fundação, conta com a maior diversidade de estudos e pessoas na academia brasileira.

Com o crescimento e a popularização da energia nuclear no mundo, em 1956 o governo de Juscelino Kubitschek autorizou a criação do Instituto de Energia Atômica (IEA), localizado dentro do campus da USP em São Paulo. Muitos físicos e engenheiros da Escola Politécnica da USP foram transferidos para o cerne do início do Programa Nuclear Brasileiro (PMN), cujas lideranças envolviam grandes cientistas e militares brasileiros como o Vice-Almirante Álvaro Alberto (fundador do CNPq), César Lattes e Marcelo Damy de Souza Santos.

No início, o IEA contava com um reator nuclear doado pelos EUA cuja primeira criticalidade fora atingida no dia 16 de Setembro de 1957. Atualmente ([Saxena, 2007](#)) o IEA-R1 opera com

4.5MW de potência em um ciclo de operação de 64 horas por semana e utiliza combustível de Urânio enriquecido a 20% em U-235. O reator já está em operação há 57 anos.

Após 1979 o governo brasileiro cedeu a jurisdição do IEA para a Secretaria de Indústria, Comércio, Ciência e Tecnologia do Estado de São Paulo que o batizou com um novo nome: Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN). Atualmente o IPEN é administrado pela Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN) e para fins de ensino e pesquisa permanece ligado à Universidade de São Paulo.

Com a expansão da tecnologia nuclear no Brasil muitos institutos foram criados para atender novas demandas de desenvolvimento e pesquisa, como é o caso do Centro de Energia Nuclear na Agricultura em 1966, dentro do campus da USP Piracicaba. Nas décadas de 40, 50 e 60 o governo federal criou o Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), o antigo Conselho Nacional de Pesquisas (CNPq), a Comissão Nacional de Energia Nuclear, o Instituto de Radioproteção e Dosimetria e o Instituto de Energia Nuclear (IEN).

Na Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG) criou-se em 1953 o Instituto de Pesquisas Radiológicas, hoje Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear (CDTN). Neste escopo iniciou-se o Grupo do Tório, cujo objetivo majoritário era desenvolver um reator de potência moderado e refrigerado à deutério, aproveitando o ciclo do Tório (Brito, 1968). Com o Acordo Nuclear Brasil-Alemanha este projeto foi interrompido devido ao modesto orçamento e escassez de recursos humanos.

A primeira Usina Nuclear Brasileira teve sua construção iniciada em 1972 no município de Angra dos Reis, no Estado do Rio de Janeiro (de Carvalho, 1987) e obteve autorização da CNEN em Dezembro de 1984. A potência de operação da Usina de Angra 1 é de 640 MWe. A Eletrobrás/Eletronuclear é responsável por projetar, construir e operar as usinas nucleares brasileiras. A segunda usina nuclear brasileira, começou a operar comercialmente em 2001 com uma potência de 1350 MWe.

1.2 Frutos do Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear

O frutos do desenvolvimento do setor nuclear brasileiro foram imediatos. Já na década de 1950 o Instituto de Energia Atômica se destacaria na produção dos radioisótopos para a

medicina nuclear, que atenderia toda a demanda nacional para exames e diagnósticos, bem como tratamento de doenças como o câncer. Além do mais, desde 1960, os radioisótopos têm aplicações e utilização nas indústrias metalúrgicas e mecânicas visando a detecção de falhas, controle de qualidade e de produção.

Em Piracicaba, o Centro de Energia Nuclear na Agricultura desenvolveu pesquisas de fronteira para a utilização de traçadores radioativos na absorção de fertilizantes e para estudar o metabolismo de algumas espécies de plantas e animais obtendo resultados inovadores.

A mais desafiadora das aplicações brasileiras na seara da tecnologia nuclear é o desenvolvimento de um submarino movido com esta tecnologia. Com mais de oito mil quilômetros quadrados de costa marítima e com inúmeras riquezas como as bacias do pré-sal, a Marinha do Brasil necessita de uma esquadra moderna de grande autonomia para proteção e dissuasão em suas águas, o que atualmente não é satisfeito com suas embarcações movidas à combustível fóssil.

Nesse contexto marítimo, foi construído por decreto federal número 93.439 de 17 de Outubro de 1986 a Coordenadoria para Projetos Especiais (COPESP) que mais tarde foi rebatizada de Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo (CTMSP) em cooperação com a Universidade de São Paulo. O CTMSP é localizado em dois sítios, um na cidade de Sorocaba – o Centro Experimental ARAMAR (CEA) – e a sede dentro do campus da USP em São Paulo.

O objetivo prioritário deste projeto de estado nacional é elaborar as diretrizes básicas de engenharia e ciência que conduzirão a Marinha brasileira ao desenvolvimento do seu primeiro submarino movido à energia nuclear. Para tanto, já é fato que hoje em dia, a Marinha domina o ciclo do Urânio enriquecido em suas instalações, contando com uma unidade piloto para a conversão do *yellow-cake* em hexafluoreto de Urânio (UF_6).

Dentre as inúmeras vantagens de um submarino nuclear frente aos convencionais, é evidenciada a sua grande autonomia garantida pela presença de um reator nuclear de potência em seu interior o que lhe confere maior velocidade e grande poder de submersão podendo permanecer por anos em alto mar sem a necessidade operacional de emergir. São características como estas que também categorizam o submarino nuclear como o "O Senhor dos Mares", devido ao seu grande poder de ataque, defesa e impercepção frente aos inimigos.

Em virtude das inúmeras dificuldades orçamentárias que o projeto do submarino nuclear enfrentou ao longo dos governos que sucederam o regime militar, em meados de 2006 a Marinha viu-se reanimada com seus orçamentos revistos pelo então governo do presidente Luiz Inácio Lula da Silva (MD, 2008). Atualmente, diversas campanhas delineiam as diretrizes deste programa que agora atinge grau máximo de desenvolvimento e é entendido pela atual gestão federal como uma prioridade nacional.

1.3 Perspectivas Futuras para o Programa Nuclear Brasileiro

Com a assinatura do acordo Brasil-Alemanha em meados de 1970, estavam previstos no escopo a transferência de tecnologia para o Brasil na área de reatores nucleares, bem como a formação de recursos humanos para atuar no setor. Oito reatores nucleares Siemens-KWU foram inicialmente previstos, porém apenas um foi construído e entrou em operação em 2001. O restante do ferramental desenvolvido pelo acordo teuto-brasileiro será reaproveitado para a construção da Usina Nuclear Angra III (y Fernandez *et al.*, 2013).

Neste cenário, é desafiador para as autoridades científicas e de engenharia do Brasil somar esforços à construção do seu primeiro reator nuclear de potência com tecnologia nacional. Com a evolução da capacitação tecnológica de alto nível de cientistas, técnicos e engenheiros desde o acordo teuto-brasileiro, tal sonho pode tornar-se realidade em projetos como o do Submarino Nuclear brasileiro e os de construção de novas usinas nucleares.

Hoje em dia a energia nuclear representa 3% da demanda energética brasileira, que é majoritariamente garantida pelo grandioso potencial hidroelétrico que constitui 70% da geração total. Estudos recentes (Gaier, 2013) desenvolvidos pelo Ministério das Minas e Energia apontam para uma grande crise energética no país entre 2025 e 2030 com o provável esgotamento do potencial hidroelétrico. Portanto, os meios acadêmicos nacionais e a indústria são desafiados à criação, aperfeiçoamento e inovação de novas fontes de energia que aliam sustentabilidade e custo benefício para atender a crescente demanda energética.

A energia nuclear surge como alternativa. O Plano Nacional de Energia 2030 (PNE30)

(MME, 2007) estabelece diretrizes para a expansão energética do país em longo prazo. O planejamento do PNE30 inclui a construção de quatro usinas nucleares de em média 1000 MWe de potência, além dos projetos do Comando da Marinha para o Submarino de Propulsão Nuclear. O Centro de Gestão de Estudos Estratégicos, órgão vinculado ao Ministério da Ciência Tecnologia e Inovação, desenvolveu pesquisas de opinião concluindo que a energia nuclear é cada vez mais aceita pela população brasileira: em média 60% a 80%.

Um grupo de especialistas reunidos pela CNEN delineou como hipótese de trabalho para os próximos anos os seguintes pontos: a construção de 7 usinas nucleares até 2025, a mineração e o beneficiamento de 2 mil toneladas por ano até 2015, a conversão e o enriquecimento de Urânio para atender toda a produção nacional até 2016, a multiplicação da capacidade de reconversão para 2015 e o domínio da construção, fabricação e montagem do elemento combustível. Foram identificados também, alguns pontos críticos de dificuldade do programa nuclear brasileiro: a escassez de recursos humanos, a dificuldade de licenciamento ambiental e nuclear, a segurança do fluxo financeiro do PNB e a confirmação por parte das autoridades do escopo do PNB (CNEN, 2010) .

Impulsionado pelo projeto de seu primeiro submarino movido a energia nuclear e pela necessidade de construir novas usinas para geração de energia elétrica afim de atender as demandas de energia, o Brasil planeja um futuro vindouro para a área nuclear. Agora, os esforços deverão se concentrar na formação de uma nova classe de engenheiros nucleares, físicos e cientistas visando o domínio dos mais diversos campos que envolvem esta tecnologia, como por exemplo a tecnologia dos reatores nucleares, estudos em materiais empregados na área nuclear, dosimetria das radiações etc.

Capítulo 2

Introdução à Tecnologia dos Reatores Nucleares

Em uma perspectiva simplista, um reator nuclear nada mais é do que uma máquina termohidráulica cuja fonte de energia se origina da fissão nuclear de determinados materiais combustíveis. A grande questão envolvendo a análise de reatores é entender o mecanismo de troca energética entre os mais diversos componentes que compõem essa formidável máquina de engenharia do século XX.

Neste capítulo serão abordados os principais fundamentos da tecnologia dos reatores nucleares com ênfase nos reatores à água pressurizada e de suas principais características termohidráulicas, neutrônicas, nucleares e de materiais. Paralelo a isto, apresenta-se um resumo das características do reator nuclear da usina de Angra dos Reis e de outros reatores, cujos dados e especificações serão utilizados em caráter comparativo.

2.1 Classificação de Reatores Nucleares

O princípio básico de funcionamento de um reator nuclear é a fissão de determinados átomos isótopos de Urânio e Plutônio através do bombardeamento de nêutrons em um espectro de energia que pode variar dependendo do tipo de reator. A cada geração de fissão uma grande quantidade de energia é gerada bem como produtos radioativos que serão posteriormente descartados como rejeitos.

A fissão de vários núcleos serve de base para definição do conceito de reação em cadeia: a cada geração de fissão, mais núcleos serão divididos devido a emissão de nêutrons pelos núcleos fissionados anteriormente. Se controlada a população de nêutrons na reação em cadeia, um reator nuclear poderá ser utilizado para conversão de energia térmica em energia elétrica.

Classificam-se os reatores nucleares de acordo com uma gama de fatores, dentre eles a energia dos nêutrons utilizados para a fissão nuclear, o propósito de funcionamento do reator nuclear e do tipo de combustível ou refrigerante.

Com relação a energia dos nêutrons de fissão, os reatores rápidos são aqueles onde a energia dos nêutrons é maior de 1-20 MeV. Nas energias entre 0,025-0,4 MeV (nêutrons epitérmicos) temos a classe dos reatores intermediários e por fim, para as energias de nêutrons ao redor dos 0,0625 MeV (nêutrons térmicos) evidencia-se a classe dos reatores térmicos.

No quesito propósito de funcionamento, os reatores de potência são aqueles cuja finalidade principal é a geração de energia elétrica. Reatores de pesquisa são utilizados, por exemplo, para pesquisas na área neutrônica, irradiação de materiais, produção de radioisótopos para medicina nuclear, entre outros. Há ainda os reatores que são utilizados para ensino e treinamento de recursos humanos na área nuclear: estes são conhecidos como reatores de ensino.

No tocante ao tipo de combustível nuclear empregado, observamos uma grande variedade de tipos de reatores. Embora os reatores de água leve são os mais utilizados em todo o mundo, é necessário definir os tipos de reatores com respeito ao material combustível empregado. Um detalhamento dos reatores de acordo com os materiais combustível, refrigerante e moderador pode ser encontrado na seção [2.2](#).

2.2 Tipos de Reatores e Ciclos de Potência

Em um reator nuclear um fluido refrigerante circula através do núcleo para extrair energia para geração de energia elétrica em um sistema turbina-gerador. Dependendo do projeto do reator, este sistema pode estar acoplado diretamente ao circuito primário de refrigeração ou a um circuito secundário, recebendo energia do primário.

Nos reatores à água em ebulição (ou BWR do inglês *boiling water reactor*) e nos reatores refrigerados à gás em altas temperaturas (*high-temperature water reactors - HTWR*) o uso direto de uma turbina acoplada a um único circuito de resfriamento é possível. No reator à água pressurizada (*pressurized water reactor - PWR*) dois circuitos estão presentes, um primário e um secundário.

No caso do PWR, o tipo de reator mais utilizado no mundo, a presença de dois sistemas de resfriamento é necessária para manter o circuito primário em condições onde o fluido refrigerante é mantido em um estado sub-resfriado. Neste caso, o líquido (água) é bombeado para dentro do núcleo do reator a altas pressões onde é aquecido pela energia gerada pela fissão nuclear. Então, o refrigerante do primário é transferido para um gerador de vapor que por sua vez fornece vapor à alta temperatura para uma turbina em um circuito secundário, conforme a figura 2.1.

Figura 2.1: Esquema de operação de um reator tipo PWR com circuitos primário e secundário. Adaptado de (Todreas e Kazimi, 1990).

Há uma infinidade de arquiteturas para reatores nucleares que utilizam dois ou mais sistemas de resfriamento, além destes térmicos aqui citados. Por exemplo, nos reatores rápidos resfriados a metal líquido (LMFBR), um novo conceito de reator desenvolvido pelos Estados Unidos, empregam-se três sistemas de resfriamento: um primário contendo Sódio como refrigerante, um intermediário que também emprega Sódio na refrigeração e um terceiro sistema acoplando um gerador de vapor a turbina (Todreas e Kazimi, 1990).

Segundo a literatura científica (Cameron, 1982), podem-se classificar os reatores nucleares térmicos de acordo com seu elemento moderador. Um bom moderador deve combinar

o poder de diminuir a velocidade dos nêutrons produzidos na fissão com uma baixa seção de choque de absorção. Empregam-se em geral para moderação dos nêutrons o elemento Hidrogênio (ou água deionizada), o Deutério (água pesada) o Berílio e o Carbono. Conforme supracitado, o PWR e o BWR possuem a água deionizada como moderadores e devido a este fato ambos são classificados como Reatores à Água Leve (LWR). Os reatores moderados a água pesada são classificados a parte como HWR, do inglês *Heavy Water Reactors*. A classe remanescente é a dos moderados à Carbono que podem ter como refrigerantes o gás carbônico (CO_2) ou o gás Hélio (H_2).

2.3 Núcleos de Reatores

O núcleo de um reator nuclear é o lugar onde localizam-se os elementos combustíveis e os diversos materiais que compõem a dinâmica da reação nuclear de fissão. No projeto de um reator nuclear muitas considerações de segurança devem ser tomadas visando a proteção interna e externa do núcleo das inúmeras vicissitudes que podem ocorrer durante a operação.

Um reator PWR moderno consiste propriamente de um núcleo contendo um arranjo de elementos combustíveis (tipo placa ou vareta), canais de resfriamento, componentes estruturais, elementos de controle e sistemas de instrumentação.

No exemplo estudado (ver figura 2.2) o núcleo tem o formato cilíndrico com aproximadamente 350 cm de diâmetro por 400 cm de altura compostos pelos elementos combustíveis e pela instrumentação. Os elementos possuem um grande número de varetas combustíveis: tubos metálicos que encapsulam as pastilhas do combustível nuclear. Dentro do elemento combustível também estão presentes varetas de veneno queimável e os tubos-guia que servem para controlar a reatividade do reator através do uso de um sistema de instrumentação mecânica de varetas de segurança.

A função deste componente estrutural do reator é manter a reação nuclear de fissão para que – fundamentalmente – se produza calor para aquecimento da água. O núcleo em si é encapsulado por um vaso de pressão (*pressure vessel*) que deve ser projetado para suportar enormes pressões (acima de 155 bar em geral).

Na análise de reatores nucleares a principal responsabilidade de um engenheiro nuclear

é o projeto de todos os componentes do núcleo e de sua parte externa (os componentes *ex-core*) visando sempre atender as normas de segurança nuclear de seu país¹.

Figura 2.2: Um típico reator PWR: No caso, Angra I. Extraído de (Wikipedia, 2014).

No caso do PWR, o núcleo é composto por elementos combustíveis verticais contendo – em geral – varetas preenchidas com combustível tipo cerâmico. As varetas de controle também estão presentes nos arranjos de elemento combustível para propósitos de moderação e absorção de nêutrons além de outras características estruturais de interesse.

Em reatores empregados para fins de propulsão naval, as variações das rampas de potência do reator são 50 vezes mais rapidamente exigidas que dos reatores utilizados em terra firme. Algumas dificuldades frequentemente encontradas quando projeta-se núcleos de reatores para a indústria naval são: (a) baixa transferência de calor dos combustíveis cerâmicos, (b) controle limitado da instrumentação das varetas absorvedoras, (c) baixa manuseabilidade dos demais componentes *in-core* (Giorsetti, 1977).

A terminologia dos componentes da área nuclear é bem específica e extensa, dada a enorme quantidade de elementos presentes nos reatores. No apêndice A, introduz-se uma

¹No Brasil, a agência reguladora da Energia Nuclear é a CNEN: Comissão Nacional de Energia Nuclear.

lista breve dos elementos estruturais que compõem um PWR típico explorado na figura 2.2.

2.4 Elementos Combustíveis

O núcleo de um reator nuclear é caracterizado pela disposição dos elementos combustíveis que de acordo com a montagem formam uma simetria específica. Os elementos combustíveis são aglomerados de varetas ou placas contendo material físsil, varetas de controle e absorvedora de nêutrons, tubos-guia e tubos de instrumentação.

Reatores à água leve (PWR e BWR) em geral, empregam varetas combustíveis. Nestes casos, o refrigerante também serve como moderador das reações nucleares. O núcleo desses reatores é caracterizado por possuir baixo volume resultando em um grande espaçamento entre os centros das varetas (em inglês *rod pitch*). Desta forma o elemento combustível pode ser montado em uma simples base quadrada xy, tanto para varetas como para placas.

Outros reatores possuem geometrias específicas. Reatores à água pesada utilizam elementos combustíveis em simetria circular para suportar altas pressões de reabastecimento. No caso dos reatores refrigerados à metal líquido, altas densidades de potência e a ausência de varetas/placas com o moderador permite que o elemento combustível possa ser arranjado em simetria hexagonal.

A figura 2.3 apresenta um esquema do elemento combustível de base quadrada empregado na grande maioria dos LWRs. Nela estão definidas as posições das varetas combustíveis, das varetas de controle, dos tubos-guia, da aranha, das grades espaçadoras e apresenta-se um esquema de como as varetas estão presas as grades de base quadrada.

O modo como as varetas são arranjadas para montar o elemento define os subcanais do reator nuclear. Estes canais termohidráulicos acompanham a geometria do núcleo seja hexagonal, quadrática, retangular e podendo ser dispostas em configurações mistas. Um canal é a região do elemento combustível onde há troca de calor gerado pela fissão nuclear para o líquido refrigerante. A figura 2.4 exhibe os três tipos de canais que podem existir em um elemento combustível de base quadrada de reatores LWR. O conjunto de expressões matemáticas que rege o comportamento termohidráulico dos canais para este tipo de reator pode ser facilmente encontrado na literatura (Todreas e Kazimi, 1990).

Figura 2.3: Montagem de um elemento combustível em reatores tipo LWR. À esquerda o pitch é a distância centro-a-centro entre duas varetas combustível. Adaptado de (Todreas e Kazimi, 1990).

Figura 2.4: Subcanais termohidráulicos presentes em um elemento combustível de um LWR. Adaptado de (Todreas e Kazimi, 1990).

2.5 Componentes e Materiais de um Reator Nuclear

No desenvolvimento de um reator nuclear devem-se estabelecer certos critérios de projeto para que os materiais empregados na planta atendam as necessidades devidas durante a operação e vida útil do reator. Para tanto, faz-se necessário conhecer detalhadamente as propriedades mecânico-estruturais dos diversos materiais presentes no desenvolvimento do reator nuclear, principalmente aqueles sob alta fluência de nêutrons.

2.5.1 Propriedades Gerais e Especiais na Seleção de Materiais para Reatores Nucleares

Dividem-se em duas partes as propriedades mecânicas e metalúrgicas de interesse na seleção de materiais para os reatores nucleares: as propriedades básicas ou gerais e as propriedades especiais ou considerações de caráter particular (Perrota, 1999).

As propriedades gerais são aquelas conhecidas na Engenharia Metalúrgica referidas na maior parte dos projetos de engenharia. Dentre as propriedades gerais de interesse destacam-se:

Resistência Mecânica: é a propriedade que estima o quanto um material é capaz de resistir às tensões impostas devido à carregamentos externos. Na projeção do material componente do reator, o critério de resistência mecânica deve ser adequado para a aplicação específica da planta.

Ductilidade: é a habilidade do material se deformar plasticamente até a ruptura.

Integridade Estrutural: nada mais é do que a estabilidade mecânica da estrutura. Os componentes do reator devem manter sua estabilidade mecânica adequada durante toda a operação. Em plantas submarinas, os critérios de estabilidade devem ser mais rigorosos que nos casos onde a instalação nuclear é terrestre.

Conformabilidade: a possibilidade de usinagem e fabricação de peças interligadas por processos padrões, por exemplo, encaixe, rebiteagem, soldagem, etc.

Usinabilidade: é a susceptibilidade que o material ser submetido a operações com máquinas tais como corte, moagem e laminação.

Corrosão: em contato com substâncias corrosivas como fluidos refrigerantes, os mate-

riais podem apresentar certo grau de degradação e transformação estrutural que pode ser altamente prejudicial aos critérios de projeto.

Transferência de Calor: dentro do reator nuclear o calor pode ser transferido entre os componentes através de três métodos, por condução, convecção e radiação. Os processos de remoção de calor do núcleo para o fluido refrigerante requer que os materiais utilizados sejam projetados para atender a necessidade de boa transferência de calor.

Estabilidade Térmica: na operação do reator à temperaturas elevadas, os materiais devem ser projetados para apresentar alto grau de integridade estrutural e resistência à corrosão. Tal requisito só pode ser atingido se a estrutura cristalina do material não mudar com as variações de temperatura do sistema.

Compatibilidade: Um requisito prioritário exige que os diversos materiais utilizados no reator tenham excelente compatibilidade entre suas propriedades mecânico-estruturais e metalúrgicas. Devem apresentar consistência e estabilidade durante toda a operação da planta.

Disponibilidade Nacional e Custo: A seleção dos materiais de emprego no setor nuclear está sujeita a disponibilidade doméstica e custo-benefício. Não é de valor ter excelentes propriedades se não há disponibilidade na indústria local em um preço acessível.

Os materiais empregados na área nuclear como componentes estruturais necessitam se adequar a propriedades especiais estabelecidas por critérios de projeto. Essas propriedades resultam das fontes de radiação nuclear, ou irradiação e das condições de sistema e operação do reator nuclear. Os materiais apresentam uma grande variação do ponto de vista da irradiação de nêutrons.

Propriedades neutrônicas: essas propriedades resultam dos mecanismos de interação da radiação neutrônica com a matéria, a saber, captura, fissão ou espalhamento. Todas as interações dos nêutrons com a matéria obedecem as leis probabilísticas e a medida da probabilidade de interação é denominada seção de choque. Dentre todos os elementos da tabela periódica cada um possui em particular sua própria seção de choque.

Radioatividade induzida: a absorção de nêutrons no ambiente de um reator nuclear pode causar transmutações nos elementos componentes e conduzi-los a produção de isótopos instáveis e estáveis. Todas as partículas produzidas durante as transmutações dos elementos, sejam alfa, beta e gama, são classificadas na literatura científica como sendo radioatividade

induzida das reações nucleares.

Estabilidade à radiação: o bombardeamento de partículas aos quais os componentes estruturais do reator estarão submetidos podem induzir alterações sensíveis e/ou significativas nas propriedades físicas, mecânicas e metalúrgicas dos materiais. Diversos efeitos ocorrem como inchamento, densificação, mudanças nas propriedades mecânicas, alterações na ductilidade e na fluência são observados nos materiais nucleares.

Em linhas gerais as alterações nos materiais devido à irradiação neutrônica dos reatores nucleares estendem-se por diversas classes, dentre as quais: as propriedades nucleares, físicas, térmicas e mecânicas. Algumas propriedades de interesse, como por exemplo, a seção de choque geralmente diminui com a dose de irradiação, assim como a reatividade, a difusividade e condutividade térmicas, a ductilidade, a fluência e a resistência a fadiga. Outras aumentam como é o caso da fragilização, tensão de escoamento, tensão de ruptura, dureza, a resistividade elétrica e o coeficiente de expansão térmica.

2.5.2 Componentes Majoritários de um Reator Nuclear

Do ponto de vista físico-matemático um reator nuclear obedece a uma equação diferencial de balanço: nêutrons são produzidos pelas fontes, absorvidos e/ou espalhados durante a dinâmica de transporte e operação. Os componentes do reator devem atender a esses requisitos de modo a permitir que a reatividade do reator seja controlada para que assim, seja possível a conversão de energia.

Dessa maneira todas as estruturas e componentes presentes em um reator nuclear devem ser classificados de acordo com seus aspecto funcional e a seleção de materiais é feita de acordo com os critérios de projeto estabelecidos pelo gerenciamento da planta.

A classe dos combustíveis nucleares engloba os materiais cuja função é conter os elementos férteis e físséis para a geração e manutenção da reação em cadeia. Utilizam-se em geral, ligas de Urânio ou pastilhas. Tório e Plutônio são elementos que também podem ser utilizados. Os moderadores tem a função de reduzir a energia dos nêutrons produzidos na fissão e também atuam como refletores na periferia do núcleo de forma a minimizar a fuga de nêutrons do núcleo. Alguns moderadores utilizados são a Água, Carbono grafite e Berílio.

Os materiais absorvedores controlam a dinâmica da reação em cadeia e também podem ser utilizados para desligamento do reator em caso de emergência. Boro, Cádmiio, Índio, Prata e Háfnio são alguns dos elementos absorvedores utilizados em instalações nucleares. O refrigerante apresenta o dever de extrair calor do núcleo através dos sistemas primário e secundário (em um PWR comum). Hélio, gás carbônico e metais líquidos são frequentemente utilizados como fluidos refrigerantes dessas instalações.

Os elementos estruturais e os de blindagem do reator são responsáveis pela manutenção da integridade estrutural da planta e da proteção radiológica dos trabalhadores. Em termos estruturais, têm-se empregado ligas de Zircônio, Aços Inoxidáveis e ligas de Níquel em revestimento de elementos combustíveis, vasos de pressão e blindagem contra a radiação. Água e elementos de alto número atômico podem ser empregados para blindagem dos componentes *in-core* e *ex-core*.

Os componentes de blindagem são responsáveis por propiciar uma barreira física entre o combustível nuclear e o ambiente externo do reator e também garantir a resistência mecânica e suporte estrutural necessários para operação da planta. Em um submarino nuclear, todas essas propriedades devem ser revistas quando comparadas à uma planta em terra. Os componentes principais são: o *baffle*, a barreira térmica, o vaso de pressão, as estruturas de suporte ao núcleo e aos elementos combustíveis e etc.

Os materiais das estruturas devem apresentar em geral as seguintes propriedades: baixa seção de choque para absorção de nêutrons, alta resistência mecânica e ductilidade, alta estabilidade térmica, alta estabilidade a irradiação e a temperatura, baixa radioatividade induzida, boa transferência de calor e alta resistência à corrosão.

No quesito da blindagem, pode-se dividir a análise em três pontos: (i) em elementos pesados ou moderadamente pesados para atenuar a radiação gama e diminuir a velocidade dos nêutrons rápidos ($E > 1\text{MeV}$) por espalhamento inelástico; (ii) elementos de peso médio com a intenção de espalhar elasticamente os nêutrons para energias abaixo dos 1 MeV; e (iii) elementos leves, substâncias à base de Hidrogênio e boro para moderar nêutrons rápidos sem produzir raios gama excedentes.

Para garantir boa qualidade da blindagem, alguns requisitos devem ser obedecidos na etapa de seleção dos materiais. Em geral, esses materiais devem moderar a energia dos

nêutrons rápidos e absorver os nêutrons térmicos e epitérmicos com boa faixa de atenuação da radiação gama primária. Um requisito em particular é essencial: evitar a produção de raios gama secundários durante o processo de absorção/espalhamento dos nêutrons.

2.6 Estudo de caso: O reator nuclear de Angra III

Nota: O material que se segue foi extraído do documento *Preliminary Safety Analysis Report* da Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto Unidade 3 produzido pela Eletrobrás Termonuclear S.A. cuja reprodução **NÃO** está autorizada.

O reator do complexo nuclear de Angra III (figura 2.5) é do tipo PWR com quatro sistemas de refrigeração acoplados. A fonte de calor da planta é o núcleo do reator que contém 193 elementos combustíveis e 61 elementos de controle. O elemento moderador é a água contendo ainda ácido bórico como veneno queimável. Essa mistura também atua como fluido refrigerante dos sistemas que circulam pelo núcleo e fora dele.

A seção do combustível é quadrada (16x16) e está disposta no núcleo em um padrão circular ao redor do barril. A estrutura do núcleo consiste de vários componentes que mantêm a integridade dos elementos combustíveis, os elementos de controle, a instrumentação *in-core* e das tubulações que conduzem o fluido refrigerante até os respectivos circuitos de resfriamento. O reator também foi projetado para suportar cargas de força externa (estática e dinâmicas) que podem acometer os componentes em situações de acidente.

Nos elementos de controle estão presentes 20 varetas absorvedoras em um sistema de instrumentação (remoção/inserção) através de tubos-guia acoplados a uma aranha que pode se mover verticalmente dentro do vaso de pressão.

Nos modelos mais antigos dos reatores I e II do complexo de Angra, as varetas combustíveis são preenchidas de pastilhas cerâmicas de dióxido de Urânio (UO_2) com baixo enriquecimento encamisadas pelo material Zircaloy 4. Nos elementos combustíveis e nos de controle empregam-se o sistema de grades espaçadoras para manutenção da integridade mecânico-estrutural das varetas. Em Angra III o combustível é monolítico revestido com ligas modernas de Zircônio (ZIRLO).

A reatividade do reator é controlada pelo mecanismo de levantamento e abaixamento dos

Figura 2.5: Esquema do reator nuclear de Angra III.

elementos de controle e pelo refrigerante contendo a mistura de água e ácido bórico. O fluido refrigerante entra pelos bocais do vaso de pressão e escoar para regiões mais baixas entre a parede do vaso de pressão e do barril onde a sua distribuição é equalizada até o *plenum* inferior. A partir deste momento o refrigerante sobe removendo o calor do núcleo deixando-o por meio das tubulações superiores.

Os sistemas de instrumentação das varetas de controle atuam na manipulação rápida da criticidade do reator para assegurar seu desligamento seguro em um curto espaço temporal. A presença de ácido bórico dos sistemas refrigerantes compensa as mudanças da reatividade em longo prazo.

O primeiro núcleo (ver figura 2.6) da usina nuclear de Angra III possui três níveis de enriquecimento de Urânio 1,90%, 2,50% e 3,20% em peso de Urânio-235. O enriquecimento mais baixo está concentrado nas periferias do núcleo para diminuição da fluência dos nêutrons rápidos no vaso de pressão e para maximizar o excesso de reatividade no núcleo. Algumas varetas combustíveis possuem pastilhas mistas de $\text{UO}_2/\text{Gd}_2\text{O}_3$ as quais atuam como veneno

Figura 2.6: Esquema do núcleo do reator nuclear de Angra III montado de acordo com os níveis de enriquecimento de Urânio.

queimável.

Algumas tabelas resumizando as principais propriedades de interesse do reator de Angra III estão apresentadas abaixo contendo as informações sobre materiais e geometria da planta do reator, elemento combustível e especificações da vareta combustível e auxiliares.

As propriedades do reator nuclear virtual da Escola Politécnica da USP, desenvolvido e projetado virtualmente nesse trabalho de pesquisa, é muito similar ao reator à água pressurizada de Angra III salvo algumas considerações que serão abordadas posteriormente.

Tabela 01: Propriedades do Elemento Combustível de Angra III

Comprimento	4827 mm
Secção Reta	229.6 mm
Espaçamento entre Varetas	14.3 mm
Número de Varetas Combustível/Elemento Comb. (UO_2)	236
Número de Varetas Combustível/Elemento Comb. ($\text{UO}_2/\text{Gd}_2\text{O}_3$)	228/8 ou 224/12
Quantidade de Tubos-Guia	20
Quantidade de Grades Espaçadoras de Zircaloy-4	7
Quantidade de Grades Espaçadoras de Inconel-718	2
Massa Total	~843 kg

Tabela 02: Propriedades da Vareta Combustível de Angra III

Material de Encamisamento	Zircaloy-4
Diâmetro Exterior	10.75 mm
Espessura da Parede	0.725 mm
Comprimento	4395 mm
Densidade das Pastilhas de UO_2	10.40 g/cm ³
Densidade das Pastilhas de $\text{UO}_2/\text{Gd}_2\text{O}_3$	10.13 g/cm ³
Comprimento Ativo	3900 mm

Tabela 03: Propriedades dos demais componentes do elemento combustível de Angra III

Material de encamisamento dos tubos-guia	Zircaloy-4
Diâmetro Interno do Tubo-Guia	12.40 mm
Diâmetro Externo do Tubo-Guia	13.80 mm
Comprimento da Pastilha de Alumina	11 mm
Diâmetro da Pastilha de Alumina	9.15 mm

Capítulo 3

Rudimentos da Teoria de Transporte de Partículas Neutras

O comportamento físico dos nêutrons no ambiente de um reator nuclear é descrito por uma equação diferencial envolvendo os fenômenos de interação com os materiais do núcleo e fora dele: transmissão, captura, espalhamento e fissão. Para modelar um reator nuclear em um computador utilizando-se um código computacional faz-se necessário resolver analítica ou numericamente esses fenômenos de interação do modo mais eficiente e preciso quanto possível.

Nesse capítulo um breve interlúdio acerca da ciência por trás do comportamento dos nêutrons em processo nuclear será explorada. Tal ciência é conhecida como **Nêutronica**. Deduzir-se-á as principais equações que governam o fenômeno de transporte de nêutrons iniciando-se pela definição de variáveis e do sistema utilizado para realização dos cálculos bem como os conceitos de fluxo, seção de choque e etc. O desenvolvimento deste capítulo está baseado na obra do físico-matemático americano Edward Larsen, da Universidade de Michigan nos Estados Unidos da América ([Larsen, 2002](#)).

3.1 Variáveis e Sistema de Coordenadas

Com a intenção de descrever as interações dos nêutrons com a matéria, observou-se que era necessário definir um conjunto de ao menos sete variáveis independentes.

Três espaciais:

$$\vec{r} = x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k} \quad (3.1)$$

Duas delas que definem a direção de voo do nêutron:

$$\vec{\Omega} = \Omega_x\hat{i} + \Omega_y\hat{j} + \Omega_z\hat{k}, \quad (3.2a)$$

$$\vec{\Omega} = \mu\hat{i} + \sqrt{1 - \mu^2} \cos \gamma \hat{j} + \sqrt{1 - \mu^2} \sin \gamma \hat{k} \quad (3.2b)$$

Onde $\mu = \cos \theta$ é o ângulo polar e γ o azimutal. Uma variável para representar a energia cinética do nêutron:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 \quad (3.3)$$

E a última é a variável de tempo t em segundos.

$$t = tempo[sec] \quad (3.4)$$

Tal conjunto de variáveis permite especificar a população de nêutrons em qualquer posição espacial no sistema e em qualquer direção de voo Ω com certa energia E no tempo t (ver figura 3.1). Em problemas que envolvem a condição de estado estacionário a variável tempo é suprimida. Quando há simetria espacial um número reduzido de variáveis espaciais é requerido.

Figura 3.1: Variáveis independentes que especificam a posição, energia, direção de voo e tempo na história dos nêutrons. Adaptado de (Larsen, 2002).

Em geral emprega-se coordenadas cartesianas nas variáveis espaciais para solução dos problemas, com elemento de volume $dV = dxdydz$. Sobre a direção de voo, o vetor $\vec{\Omega}$ é unitário, ou seja $|\vec{\Omega}| = 1$. A especificação desse vetor contém o ângulo polar θ relativo ao plano x entre $0 \leq \theta \leq \pi$ e o ângulo azimutal γ relativo ao y entre $0 \leq \gamma \leq 2\pi$. Uma aproximação conhecida e útil é definir a variável $\mu = \cos \theta$ e dessa forma, o intervalo de μ será $-1 \leq \mu \leq 1$. O elemento infinitesimal de direção de voo será: $d\Omega = d\theta d\gamma$.

Como o vetor direção de voo é unitário fica fácil reescrever as coordenadas esféricas do transporte do nêutron com relação as variáveis γ e μ :

$$\vec{\Omega}_x = \mu \quad (3.5a)$$

$$\vec{\Omega}_y = \sqrt{1 - \mu^2} \cos \gamma \quad (3.5b)$$

$$\vec{\Omega}_z = \sqrt{1 - \mu^2} \sin \gamma \quad (3.5c)$$

A introdução do ângulo μ implica que a integral do ângulo sólido da direção de voo seja feita sobre a superfície de uma esfera unitária, isto é:

$$A_s = \int_{4\pi} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 d\mu d\gamma = 4\pi \quad (3.6)$$

Portanto, introduz-se uma ferramenta matemática útil: seja uma $f(\vec{\Omega})$ com γ e μ definidos. A integral sobre uma esfera unitária e direção definida será:

$$\int_{4\pi} f(\vec{\Omega}) d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 f(\mu, \gamma) d\mu d\gamma \quad (3.7)$$

3.2 Seção de Choque

Seja um nêutron viajando com direção $\vec{\Omega}$ e energia E através de um determinado material com propriedades especificadas. Dentro do material, a medida que o nêutron se movimenta incrementalmente em um comprimento ds , haverá uma probabilidade incremental associada dp de interação deste nêutron com o núcleo dos átomos do material alvo.

A questão principal é encontrar a relação matemática entre a espessura ds com a proba-

bilidade incremental dp de interação do nêutron com o material. Considere a incidência do nêutron normal ao material como expresso na figura 3.2.

Figura 3.2: A incidência de um nêutron de direção $\vec{\Omega}$ em um certo material alvo de seção A e espessura ds , adaptado de (Thornton e T-Rex, 2013).

A probabilidade de ocorrência de uma certa reação nuclear é determinada através de uma medida chamada de **seção de choque**, que pode ser expressa pela letra grega sigma (σ). Essa medida é específica para cada material da tabela periódica. No exemplo em questão, assume-se que $\sigma(E)$ é a seção de choque de um certo material alvo e N é a densidade de núcleos no alvo por cm^3 . (Valores típicos: $\sigma(E) = 10b$ onde b é o barn¹).

Se o alvo é o suficientemente fino tal que um núcleo não seja capaz de blindar outro núcleo, tem-se que:

$$dp = \frac{n\sigma}{A} \quad (3.8)$$

Com dp sendo a probabilidade de colisão do nêutron com um núcleo. Pode-se escrever n (número de núcleos no alvo) como sendo N multiplicado pelo volume do alvo,

$$n = N(Ads) \quad (3.9)$$

Unindo as (3.9) com a (3.8), temos:

$$dp = \frac{N(Ads)\sigma}{A} = (N\sigma)ds \quad (3.10)$$

Obviamente, nota-se que a probabilidade incremental é proporcional a ds de acordo com:

---

¹ $1b = 10^{-24}cm^2$

$$\Sigma_t(E) = N\sigma(E) \quad (3.11)$$

A medida de $\Sigma_t(E)$ é conhecida na literatura como seção de choque macroscópica total [cm^{-1}]. Quando um nêutron colide com um núcleo de um certo átomo alvo, três importantes eventos podem ocorrer cada um com suas probabilidades associadas.

3.2.1 Captura Radiativa

Um nêutron viajando em uma certa direção $\vec{\Omega}$ com energia E pode ser capturado por um núcleo com probabilidade associada $p_\gamma(E)$. Um evento de captura neutrônica é caracterizado pelo fato de o núcleo do átomo alvo ganhar um nêutron e, para compensar o balanço energético, ocorre a liberação de um raio γ . Esse evento é frequentemente referido na literatura como um evento do tipo (n, γ) .

3.2.2 Espalhamento Neutrônico

O nêutron pode ser espalhado por um átomo alvo com probabilidade associada $p_s(E)$. Nesse evento, as direção e energia iniciais do nêutron são $(\vec{\Omega}, E)$ e após a interação, altera-se a energia e a direção de voo do nêutron para $(\vec{\Omega}', E')$. A energia do nêutron após a interação pode aumentar ou diminuir de acordo com a massa do alvo.

3.2.3 Fissão Nuclear

Um evento de fissão nuclear é o decaimento radioativo de um núcleo atômico estimulado pela incidência de um nêutron com uma certa energia E e probabilidade $p_f(E)$ associada. Nesse processo, o núcleo do átomo alvo se divide em parte menores (núcleos mais leves) frequentemente produzindo nêutrons e fótons (na forma de raios gama), liberando uma grande quantidade de energia. Os nêutrons de fissão são liberados em direções de voo e energias $(\vec{\Omega}', E')$ diferentes das iniciais $(\vec{\Omega}, E)$. Um ou mais núcleos podem ser criados pela fissão.

Outros tipos de eventos são possíveis: captura neutrônica com emissão de partícula alfa (n,α), captura neutrônica com emissão protônica (n,p), captura neutrônica com emissão de dois nêutrons ou mais ($n,2n$), entre outros.

Figura 3.3: Eventos de provável ocorrência com os nêutrons no ambiente de atividade nuclear. Captura, espalhamento e fissão.

Ignorando esses efeitos minoritários, escreve-se uma equação para conservação das probabilidades das reações nucleares de captura, fissão e espalhamento:

$$p_\gamma(E) + p_s(E) + p_f(E) = 1 \quad (3.12)$$

Como a seção de choque expressa a probabilidade da ocorrência de um determinado evento, nota-se que as seções de choque macroscópicas de captura, espalhamento e fissão são respectivamente:

$$\Sigma_\gamma(E) = \Sigma_t(E)p_\gamma(E) \quad (3.13a)$$

$$\Sigma_s(E) = \Sigma_t(E)p_s(E) \quad (3.13b)$$

$$\Sigma_f(E) = \Sigma_t(E)p_f(E) \quad (3.13c)$$

As seções de choque acima tem dimensão de cm^{-1} , satisfazendo:

$$\Sigma_\gamma(E)ds = [\Sigma_t(E)ds]p_\gamma(E) \quad (3.14a)$$

$$\Sigma_s(E)ds = [\Sigma_t(E)ds]p_s(E) \quad (3.14b)$$

$$\Sigma_f(E)ds = [\Sigma_t(E)ds]p_f(E) \quad (3.14c)$$

As equações (3.14a, b e c) expressam as probabilidades de que um nêutron com energia E transladando em uma certa distância ds seja capturado, espalhado ou induza a fissão do alvo. Por conservação:

$$\Sigma_\gamma(E) + \Sigma_s(E) + \Sigma_f(E) = \Sigma_t(E) \quad (3.15)$$

Se um nêutron é capturado sua história termina e do ponto de vista do transporte, ele é retirado do sistema. Para uma melhor compreensão física da seção de choque, ver Apêndice C.

3.2.4 A Distribuição de Espalhamento Elástico dos Nêutrons

Seja um nêutron incidente em um determinado alvo com direção e energia definidas $(\vec{\Omega}, E)$. O nêutron poderá então ser espalhado de sua direção inicial com concomitante redução da sua energia, $(\vec{\Omega}', E')$. Assumindo que a energia e a direção final sejam conhecidas, é sabido que a probabilidade que um certo nêutron espalhado tenha direção $d\Omega$ em Ω e energia dE em EE é:

$$p(\Omega \cdot \Omega', E \rightarrow E') \quad (3.16)$$

Observe que o produto escalar das direções traz implícita a informação do ângulo de espalhamento através da manipulação simples da geometria analítica.

A função densidade de probabilidade dos nêutrons elasticamente espalhados é dado por (veja (Duderstadt e Hamilton, 1976)):

$$p(\Omega \cdot \Omega', E \rightarrow E') = p_0(E \rightarrow E') \frac{\delta[\Omega \cdot \Omega' - \mu_s(E \rightarrow E')]}{2\pi} \quad (3.17)$$

Na equação (3.17) o fator $p_0(E \rightarrow E')$ representa a função distribuição das energias pós-espalhamento, podendo assumir:

$$p_0(E \rightarrow E') = \frac{1}{(1-\alpha)E}, \forall E, \alpha E < E' < E \quad (3.18)$$

Ou 0 nos outros casos onde a energia remanescente é diferente do intervalo citado. O parâmetro mássico é $\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$ expressa a razão entre as massas do núcleo alvo e do nêutron.

A conclusão da (3.17) é que no espalhamento elástico, a energia final dos nêutrons estará uniformemente distribuída entre αE e E . Ainda nesta expressão, δ é a conhecida função delta de Dirac e $\mu_s(E \rightarrow E')$ é o cosseno do espalhamento para o nêutron com energia inicial E e final E' .

$$\mu_s(E \rightarrow E') = \left(\frac{A+1}{2}\right) \sqrt{\frac{E'}{E}} - \left(\frac{A-1}{2}\right) \sqrt{\frac{E}{E'}} \quad (3.19)$$

Vê-se que uma vez que a energia final dos nêutrons é especificada o $\mu_s(E \rightarrow E')$ é univocamente determinado. Lembra-se que esta equação determina se o nêutron será diretamente espalhado ou retroespalhado.

Figura 3.4: Função μ_s contra a energia final de espalhamento.

Uma vez introduzido o mecanismo matemático de espalhamento elástico, nota-se que a

perda mínima de energia está associada a mudança mínima na direção do nêutron, enquanto a máxima perda de energia está associada com a máxima mudança de direção do nêutron (retroespalhamento). Define-se então:

$$\Sigma_s(\Omega \cdot \Omega', E \rightarrow E') = \Sigma_s(E) p(\Omega \cdot \Omega', E \rightarrow E') \quad (3.20)$$

A equação acima é a seção de choque diferencial e macroscópica para o fenômeno de espalhamento dos nêutrons. Sua dimensão física é $cm^{-1}MeV^{-1}$. A integração da expressão nas variáveis $ds d\Omega dE$ fornece a probabilidade de um nêutron, com direção Ω e energia E , transladando em uma distância ds , espalhar $d\Omega$ em Ω e com energia dE em E .

Como corolário do desenvolvimento acima, temos:

$$\int_0^\infty \int_{4\pi} p(\Omega \cdot \Omega', E \rightarrow E') d\Omega dE = 1 \quad (3.21)$$

$$\int_0^\infty \int_{4\pi} \Sigma_s(\Omega \cdot \Omega', E \rightarrow E') d\Omega dE = \Sigma_s(E') \quad (3.22)$$

3.2.5 A Dinâmica da Fissão Nuclear e Absorção de Nêutrons

Se um determinado nêutron de energia E incia um evento de fissão o átomo alvo se dividirá em dois núcleos menores e uma certa quantidade de nêutrons será produto desta reação. Seja $\nu(E)$ a média do número de nêutrons de fissão que são liberados com energia E .

Cerca de noventa e nove por cento dos nêutrons produzidos em reações de transmutação nuclear são liberados após 10^{-15} segundos do início da fissão. O restante, os nêutrons atrasados, são essenciais para a dinâmica da fissão nuclear em reatores, mas podem ser ignorados em problemas de estado estacionário (caso estudado nesta seção).

Desta maneira, assume-se que os nêutrons produzidos imediatamente após o evento da fissão localizam-se na região onde ocorreu o evento e que suas direções iniciais de voo são isotrópicas. Definimos o espectro de energias dos nêutrons imediatos como $\chi(E)dE$.

Nêutrons de fissão fazem parte da dinâmica da absorção. Neste caso, os fenômenos envolvidos são conhecidos como fenômenos de não-espalhamento ou fenômenos de absorção.

Sua seção de choque é definida englobando a fissão e a produção de raios gama:

$$\Sigma_a(E) = \Sigma_\gamma(E) + \Sigma_f(E) \quad (3.23)$$

Outros tipos de reação são prováveis: (n, α) , (n, p) ou $(n, 2n)$. Caso ocorram, suas seções de choque são englobadas na (3.23).

Discutiu-se aqui as principais propriedades físicas relevantes ao estudo do transporte de nêutrons em estado estacionário para aplicação em reatores nucleares. Utiliza-se a Mecânica Quântica para cálculos teóricos das seções de choque nucleares, mas apenas a coleta de dados experimentais é capaz de definir os dados que devem ser utilizados na resolução dos problemas envolvendo o transporte de nêutrons.

3.3 Livre Caminho Médio dos Nêutrons

Seja uma população N_0 de nêutrons, todos emitidos em uma mesma direção de voo com energias iguais e dentro de uma mesma região espacial. Cada nêutron viaja na mesma trajetória dentro de um sistema e determinadas vezes colide com um núcleo. Define-se $N(s, E)$ o número de nêutrons que não colidiram com nenhum núcleo e que penetram uma profundidade s na matéria. Nota-se que $N(0, E) = N_0$.

Para um $s > 0$ e um incremento de profundidade ds , tem-se que $N(s, E) - N(s + ds, E)$ expressa o número incremental de nêutrons que não sofreram colisão entre s e $s + ds$. Desenvolvendo:

$$N(s, E) - N(s + ds, E) \approx N(s, E) - \left(N(s, E) + \frac{\partial N}{\partial s} ds \right) \quad (3.24)$$

O termo à direita da (3.24) expressa a derivada parcial da função $N(s, E)$ com respeito a coordenada s .

$$N(s, E) - N(s + ds, E) = -\frac{\partial N}{\partial s}(s, E) ds \quad (3.25)$$

Dividindo ambos lados da (3.25) pelo fator multiplicativo $\frac{1}{N(s, E)}$, observa-se que:

$$\frac{1}{N(s, E)} \left(-\frac{\partial N}{\partial s}(s, E) ds \right) \quad (3.26)$$

A (3.26) expressa a probabilidade que um nêutron venha a colidir com um núcleo entre s e $s + ds$. Logo:

$$\frac{1}{N(s, E)} \left(-\frac{\partial N}{\partial s}(s, E) ds \right) = dp = \Sigma_t(E) ds \quad (3.27)$$

Com Σ_t igual a seção de choque total. Outra forma de ver a equação (3.27) é manipulando os termos de tal maneira que:

$$\frac{\partial N}{\partial s}(s, E) + \Sigma_t(E) N(s, E) = 0 \quad (3.28)$$

Cuja solução conhecida é (com a condição de contorno $N(0, E) = N_0$):

$$\boxed{N(s, E) = N_0 \exp(-\Sigma_t(E)s)} \quad (3.29)$$

Partindo da (3.29) sabemos que a probabilidade de que um nêutron experimente sua primeira colisão entre s e $s + ds$ é nada mais que a razão entre o número de colisões entre s e $s + ds$ e o número inicial de nêutrons em $s = 0$:

$$P(s, E) ds = \frac{1}{N_0} \left(-\frac{\partial N}{\partial s}(s, E) ds \right) \quad (3.30)$$

Derivando a (3.29) e colocando na (3.30) obteremos:

$$P(s, E) = \Sigma_t(E) \exp(-\Sigma_t(E)s) \quad (3.31)$$

Com o seguinte requisito:

$$\int_0^\infty P(s, E) ds = \int_0^\infty \Sigma_t(E) \exp(-\Sigma_t(E)s) ds = 1 \quad (3.32)$$

Finalmente o livre caminho médio $\lambda(E)$ de um nêutron com energia E é definido como a distância média que o nêutron caminha sem sofrer nenhuma colisão com a matéria, em termos matemáticos:

$$\lambda(E) = \int_0^\infty sP(s,E)ds = \int_0^\infty s\Sigma_t(E)\exp(-\Sigma_t(E)s)ds \quad (3.33)$$

Resolvendo a (3.33) por através da integração por partes, tem-se que o caminho livre médio pode ser calculado:

$$\lambda(E) = \frac{1}{\Sigma_t(E)} \quad (3.34)$$

3.4 Densidade Angular de Nêutrons

Em um certo tempo t , considera-se que todos os nêutrons estão geometricamente localizados em um volume incremental dV nos arredores de um ponto $\vec{r}$, que se propagem com $d\vec{\Omega}$ no entorno de uma direção fixa $\vec{\Omega}$ e que tenham energias entre E e $E + dE$.

Calcula-se o número de nêutrons em um espaço de fase de tal maneira que a densidade de nêutrons, isto é $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$, seja uma função de sete variáveis **independentes**:

$$N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)dVd\Omega dE \quad (3.35)$$

A expressão (3.35) representa a população de nêutrons no espaço $dVd\Omega dE$ em um certo tempo t . A dimensão física de (3.35) é $cm^{-3} \cdot MeV^{-1}$. O conhecimento da densidade populacional $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ permite calcular o número de nêutrons em qualquer volume V com um espaço de seis variáveis em um certo tempo t . Por exemplo, para um qualquer $E_1 < E_2$ em uma sub-região do espaço R de um certo sistema físico V ,

$$\int_{E_1}^{E_2} \int_{4\pi} \int_R N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)dVd\Omega dE = n(t) \quad (3.36)$$

A função $n(t)$ expressa o número esperado de nêutrons com energias entre E_1 e E_2 em um determinado volume V na sub-região R e tempo t .

Agora seja uma superfície planar de área dS , localizada em qualquer ponto $\vec{r}$ em um volume V . É claro que a superfície dS possui um vetor unitário e normal denotado por $\vec{n}$. Quantos nêutrons atravessam por segundo a região dS em um determinado tempo t ?

O plano gerado pelos vetores $\vec{\Omega}$ e $\vec{n}$ ² definem uma superfície na qual os nêutrons executam suas trajetórias com velocidade $v = \sqrt{2E/m}$ em uma distância determinada por $ds = vdt$. Para um certo incremento temporal dt , dentre todos os nêutrons que estão viajando em $d\Omega$ nos arredores de Ω no intervalo dE no entorno de uma energia E , somente os que estão localizados no elemento incremental de volume dV irão fluir através da superfície dS .

A relação entre a espessura da placa com a direção de voo do nêutron na superfície é:

$$dl = vdt(\vec{\Omega} \cdot \vec{n}) \quad (3.37)$$

Por sua vez, o incremento de volume dV será:

$$dV = (dS)(dl) = dS(vdt)(\vec{\Omega} \cdot \vec{n}) \quad (3.38)$$

Portanto, munidos do produto vetorial $\vec{\Omega} \cdot \vec{n}$, podemos localizar a população de nêutrons dentro de $dVd\Omega dE$ no entorno de $(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$:

$$NdVd\Omega dE = NdS(vdt)(\vec{\Omega} \cdot \vec{n})d\Omega dE = [(\vec{\Omega} \cdot \vec{n})vN]dSd\Omega dEdt \quad (3.39)$$

Este número expressa a quantidade total de nêutrons transportados dentro de $d\Omega dE$ sobre (Ω, E) que atravessam a superfície dS durante um intervalo dt . Se deseja-se obter a taxa de nêutrons nessas mesmas condições, divide-se a expressão acima por dt :

$$[(\vec{\Omega} \cdot \vec{n})vN(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)]dSd\Omega dE \quad (3.40)$$

3.5 O Fluxo Angular e a Fluência de Nêutrons

Define-se o fluxo através da multiplicação da velocidade dos nêutrons pela população de nêutrons definida no espaço em questão, matematicamente:

$$\psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = vN(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (3.41)$$

²Uma superfície orientada pode apresentar um versor normal orientado de duas maneiras, $\vec{n}$ e $-\vec{n}$. Esta escolha determina o sentido do fluxo da população de nêutrons pela superfície dS .

Onde $v = \sqrt{2E/m}$ foi definido como a velocidade do nêutron e as dimensões físicas do fluxo ψ são $cm^2 MeV^{-1} s^{-1}$. Fisicamente o fluxo pode ser entendido como a distância percorrida por um nêutron em um certo tempo dt multiplicado pelo número esperado de nêutrons no elemento $dV d\Omega dE$ sobre as variáveis $(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ em um incremento temporal dt sobre t .

Dividindo (3.41) pelo incremento dt tem-se a interpretação volumétrica para ψ , cuja expressão:

$$\psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dV d\Omega dE \quad (3.42)$$

Representa a taxa pela qual a trajetória neutrônica é gerada em $dV d\Omega dE$ sobre $(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ em um certo tempo t .

Se a superfície dS é perpendicular a direção de escoamento do fluxo neutrônico, isto é, $\vec{n} = \vec{\Omega}$, então a interpretação da (3.42) muda para uma abordagem superficial do fluxo:

$$\psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dS d\Omega dE \quad (3.43)$$

Que é a taxa absoluta esperada na qual os nêutrons, viajando em $d\Omega dE$ sobre (Ω, E) , atravessam a superfície dS em um determinado ponto r perpendicular a direção de voo. Lembrando que embora a (3.41) defina o fluxo em termos do elemento de volume das coordenadas espaciais e a (3.42) defina-o baseando-se na superfície dS orientada, ambos fluxos possuem importância prática significativa.

Para ilustrar a interpretação do fluxo, seja um espaço R contido em V tal que δR seja uma superfície de R . Assuma $\vec{n} = \vec{n}(\vec{r})$ um vetor unitário normal à $\vec{r}$ com $\vec{r} \in \delta R$. Se deseja-se conhecer a taxa absoluta de nêutrons com direção de voo e energia $(\vec{\Omega}, E)$ fluindo através da superfície δR no tempo t , deve-se multiplicar o fluxo pelo módulo do produto escalar $|\vec{\Omega} \cdot \vec{n}|$. Estendendo o conceito para o subespaço R , observamos que:

$$J_R^+ = \int_0^\infty \int_{\delta R} \int_{\vec{\Omega} \cdot \vec{n} > 0} \vec{\Omega} \cdot \vec{n} \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\Omega dS dE \quad (3.44)$$

$$J_R^- = \int_0^\infty \int_{\delta R} \int_{\vec{\Omega} \cdot \vec{n} < 0} \vec{\Omega} \cdot \vec{n} \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\Omega dS dE \quad (3.45)$$

As (3.44) e (3.45) expressam respectivamente, a taxa de saída de nêutrons do subespaço R em um determinado tempo t e a taxa entrada de nêutrons no mesmo subespaço. Temos ainda que:

$$J_R(t) = J_R^+ + J_R^- = \int_0^\infty \int_{\delta R} \int_{4\pi} \vec{\Omega} \cdot \vec{n} \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\Omega dS dE \quad (3.46)$$

A soma das (3.44) e (3.45) fornece a taxa líquida de evasão de nêutrons de um determinado subespaço R de V . Pode-se obter uma expressão totalmente equivalente a (3.46) lançando mão do Teorema da Divergência. Neste teorema, uma lei de conservação é evidenciada: a integral volumétrica do divergente de um campo vetorial é igual ao fluxo líquido do campo sobre um determinado volume.

$$\int_{\delta R} \vec{n} \cdot \vec{f}(\vec{r}) dS = \int_R \nabla \cdot \vec{f}(\vec{r}) dV \quad (3.47)$$

Aplicando a (3.47) na (3.46), temos:

$$J_R(t) = \int_0^\infty \int_R \int_{4\pi} \vec{\Omega} \cdot \nabla \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\Omega dV dE \quad (3.48)$$

Portanto, a definição baseada na superfície especifica que os nêutrons fluem através de superfícies. A definição que incorpora o volume é importante para o entendimento do número de colisões com o núcleo que os nêutrons estão submetidos em um intervalo de tempo incremental. A taxa de interação de nêutrons é proporcional a taxa nos quais os nêutrons iniciam uma trajetória: a proporcionalidade é garantida pelas seções de choque macroscópicas.

3.6 Fontes de Nêutrons

Existem dois tipos de fontes de nêutrons: internas e externas. Uma fonte interna $Q(\vec{r}, E, t)$ é geralmente causada por decaimento radioativo dentro de um sistema físico R e é usualmente isotrópica uma vez que no decaimento os nêutrons são emitidos em todas as direções $\vec{\Omega}$ com probabilidades iguais. Uma possível definição para Q é:

$$\frac{Q(\vec{r}, E, t)}{4\pi} dV d\Omega dE \quad (3.49)$$

O que representa a taxa de nêutrons que é introduzida em $dV d\Omega dE$ sobre $(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ de uma fonte interior em um certo tempo t . A definição implica que um valor numérico de Q seja independente de dV , $d\Omega$ e dE . O fator 4π é incluído tal que a integração da expressão acima sobre uma esfera unitária dá a seguinte definição equivalente:

$$Q(\vec{r}, E, t) dV dE \quad (3.50)$$

A função $Q(\vec{r}, E, t)$ deve ser especificada para todos os pontos r em V , todas energias E e todo o tempo.

As fontes externas, ou de fronteira, especificam o fluxo dos nêutrons que entram no sistema físico V por sua fronteira δV . O volume V é assumido ser convexo e os nêutrons que entram no sistema são impedidos de sair.

O fluxo de fronteira, isto é $\psi_b(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$, provém de uma fonte externa e é independente do fluxo interno do sistema o qual deve ser especificado para: (i) todos os pontos fora da fronteira do sistema, (ii) todas as direções de voo orientadas para dentro do sistema, (iii) todas energias e (iv) todos os tempos após o inicial. Matematicamente:

$$\psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \psi_b(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t), \quad x \in \delta V, \quad \vec{\Omega} \cdot \vec{n} < 0, \quad 0 < E < \infty, \quad 0 < t \quad (3.51)$$

Caso $\psi_b = 0$, δV é conhecido como vácuo de fronteira³. Assume-se que as fontes internas e externas são especificadas e independentes da distribuição de nêutrons dentro do volume V . Com a introdução de nêutrons no sistema o processo de transporte se dá em acordo com os processos físicos discutidos anteriormente (ver 3.2).

3.7 A Equação de Transporte de Nêutrons

Pode-se derivar uma equação diferencial que é satisfeita pelo fluxo angular de nêutrons $\psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$. A equação expressa uma lei de conservação, isto é baseada no simples conceito

---

³Do inglês *vaccum boundary*.

que a taxa esperada de nêutrons em um certo volume é igual a taxa esperada de ganho menos a taxa esperada de perdas. Ela deriva da equação de Boltzmann e descreve a densidade de partículas no espaço de fase (caminho aleatório, auto-difusão).

A população incremental de nêutrons dentro de $dVd\Omega dE$ sobre $(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ em um certo tempo t é:

$$dN = N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dV d\Omega dE = \frac{1}{v} \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dV d\Omega dE \quad (3.52)$$

A taxa portanto, é obtida tomando-se a derivada de dN com relação a dt :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{v} \frac{d\psi}{dt}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dV d\Omega dE \quad (3.53)$$

Portanto observa-se que (3.53) expressa a taxa de ganho subtraída da taxa de perdas de nêutrons em um certo sistema.

De discussões anteriores, observa-se que a taxa de perda é uma soma da taxa líquida de vazamento de nêutrons do volume dV em um certo tempo t com a taxa no qual os nêutrons sofrem colisões no mesmo volume. Igualmente, a taxa de ganho é uma soma dos nêutrons que espalham para dentro do ângulo $d\Omega dE$ com os nêutrons nascidos na fissão somados com os nêutrons que nascem de fontes internas ao sistema.

3.7.1 Perdas

Considere os termos associados as perdas. Utilizando $v = ds/dt$ para nêutrons em $dVd\Omega dE$ sobre $(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$, tem-se que:

$$\Sigma_t(E) \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dV d\Omega dE = \Sigma_t(E) \frac{ds}{dt} N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dV d\Omega dE, \quad (3.54a)$$

$$= \frac{1}{dt} [\Sigma_t(E)] [N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dV d\Omega dE], \quad (3.54b)$$

A (3.54b) expressa a probabilidade que um único nêutron com energia E sofrerá uma colisão no intervalo de tempo dt multiplicado pelo número de nêutrons em um certo sistema $dVd\Omega dE$. A expressão é conhecida como taxa de colisão. Utilizando a integração da expres-

são (3.48):

$$J_R(\vec{\Omega}, E) d\Omega dE = \left[\int_R \vec{\Omega} \cdot \nabla \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dV \right] d\Omega dE \quad (3.55)$$

Observamos que a expressão acima indica a taxa líquida de nêutrons que fluem para fora de $d\Omega dE$ do subespaço R . Para um incremento de R a (3.55) se torna:

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dV d\Omega dE \quad (3.56)$$

A equação (3.56) é conhecida como a taxa líquida de vazamento de nêutrons. Assim, a taxa de perda total pode ser expressa:

Taxa de Perda = $[\Sigma_t(E) \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) + \vec{\Omega} \cdot \nabla \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)] dV d\Omega dE$

(3.57)

3.7.2 Ganhos

Considera-se⁴ agora os termos relacionados ao ganho de nêutrons, ou seja, nêutrons que são injetados ou “nascem” dentro do espaço $dV d\Omega dE$. Primeiro, o termo de espalhamento:

$$\Sigma_s(\Omega \cdot \Omega', E \rightarrow E') \psi(\vec{r}, \Omega, E, t) dV d\Omega dE d\Omega' dE', \quad (3.58a)$$

$$= \frac{1}{dt} [\Sigma_s(\Omega \cdot \Omega', E \rightarrow E') ds d\Omega dE] [N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dV d\Omega' dE'] \quad (3.58b)$$

A equação (3.58b) expressa a probabilidade de um nêutron espalhar dentro do ângulo sólido $d\Omega dE$ sobre (Ω, E) durante o intervalo de tempo dt multiplicado pelo número de nêutrons no espaço em questão em um certo tempo t . Ou ainda, entende-se a (3.58b) como a taxa de espalhamento de nêutrons em dV sobre $\vec{r}$ de $d\Omega dE$ sobre (Ω, E) nos arredores de $d\Omega' dE'$ sobre (Ω', E') .

Integrando a (3.58b) sobre todas as direções Ω e E , uma expressão útil é obtida:

---

⁴Notação: E é a energia inicial e E' a energia final.

$$\text{Taxa de Espalhamento Interno} = \left[\int_0^\infty \int_{4\pi} (\Sigma_s(\Omega \cdot \Omega', E \rightarrow E') \psi(\vec{r}, \Omega, E, t) d\Omega dE) \right] dV \quad (3.59)$$

Utilizando a mesma lógica e a seção de choque de fissão observa-se que para nêutrons em $dV d\Omega dE$ sobre o espaço $(\vec{r}, \Omega, E)$:

$$v(E) \Sigma_f(E) \psi(\vec{r}, \Omega, E, t) dV d\Omega dE, \quad (3.60a)$$

$$= \frac{1}{dt} [v(E)] [\Sigma_f(E) ds] [N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dV d\Omega dE] \quad (3.60b)$$

É evidente que a (3.60b) expressa a taxa de produção de nêutrons por fissão em $dV d\Omega dE$ sobre $(\vec{r}, \Omega, E)$ em um certo tempo t . Integrando essa expressão sobre as direções e energias iniciais, temos:

$$\text{Taxa de Fissão} = \left[\int_0^\infty \int_{4\pi} v(E) \Sigma_f(E) \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\Omega dE \right] dV \quad (3.61)$$

Como consideramos apenas os nêutrons criados imediatamente após o evento de fissão, devemos multiplicar a (3.61) pela probabilidade que um nêutron de fissão seja criado na direção $d\Omega$ sobre Ω com energia em dE sobre E : $\frac{\chi(E) d\Omega' dE'}{4\pi}$.

$$\text{Taxa de Fissão (imediate)} = \left[\frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^\infty \int_{4\pi} v(E) \Sigma_f(E) \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\Omega dE \right] dV d\Omega' dE' \quad (3.62)$$

Adicional ao ganho, observa-se a presença de um termo de fonte:

$$\text{Fonte Interna de Nêutrons} = \frac{Q(\vec{r}, E, t)}{4\pi} dV d\Omega' dE' \quad (3.63)$$

Podemos portanto, escrever a taxa de ganho:

$$\begin{aligned} \text{Taxa de Ganho} = & \left[\int_0^\infty \int_{4\pi} (\Sigma_s(\Omega \cdot \Omega', E \rightarrow E') \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\Omega dE \right. \\ & + \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^\infty \int_{4\pi} v(E) \Sigma_f(E) \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\Omega dE \\ & \left. + \frac{Q(\vec{r}, E, t)}{4\pi} \right] dV d\Omega' dE' \end{aligned} \quad (3.64)$$

3.7.3 O balanço entre perdas e ganhos: a equação de transporte de nêutrons

Assim munido das (3.64) e (3.57) e dividindo ambos lados da equação diferencial por $dVd\Omega'dE'$ chega-se a equação de transporte de nêutrons com dependência temporal.

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial \psi}{\partial t}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) + \vec{\Omega} \cdot \nabla \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) + \Sigma_t(E) \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \\ = \int_0^\infty \int_{4\pi} (\Sigma_s(\Omega \cdot \Omega', E \rightarrow E') \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) d\Omega' dE' \\ + \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^\infty \int_{4\pi} v(E') \Sigma_f(E') \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) d\Omega' dE' \\ + \frac{Q(\vec{r}, E, t)}{4\pi} \end{aligned} \quad (3.65)$$

Cada termo da equação (3.65) representa um processo físico relacionado ao (uma taxa de) ganho ou a perda de nêutrons de cada incremento do espaço de fase $dVd\Omega dE$ sobre $(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$. O segundo termo do lado esquerdo da equação é o termo de vazamento e o terceiro é o de colisão. No lado direito, o primeiro termo é o espalhamento, o segundo a fissão e o terceiro das fontes interiores.

Duas condições de contorno devem ser obedecidas pelo fluxo ψ . A condição inicial:

$$\psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, 0) = \psi^i(\vec{r}, \vec{\Omega}, E), \quad \vec{r} \in V, \quad \vec{\Omega} \in 4\pi, \quad 0 < E < \infty \quad (3.66)$$

E a condição de fronteira:

$$\psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \psi^b(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t), \quad \vec{r} \in V, \quad \vec{\Omega} \cdot \vec{n} < 0, \quad 0 < E < \infty, \quad t > 0 \quad (3.67)$$

Sujeito as condições de contorno (3.66) e (3.67), a solução da equação diferencial (3.65) fornece o fluxo angular de nêutrons $\psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$. A equação de transporte de nêutrons rege todo o funcionamento de um reator nuclear e de quaisquer outros componentes ou instalações que utilizem fontes de nêutrons.

3.7.4 Caso estacionário da equação de transporte de nêutrons

Nos problemas de estado estacionário, assume-se que $\frac{\partial \psi}{\partial t} = 0$. Assumindo as mesmas condições de contorno acima citadas, a equação (3.65) se modifica de tal maneira que:

$$\begin{aligned} & \vec{\Omega} \cdot \nabla \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \Sigma_t(E) \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \\ &= \int_0^\infty \int_{4\pi} (\Sigma_s(\Omega \cdot \Omega', E \rightarrow E') \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\Omega dE \\ & \quad + \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^\infty \int_{4\pi} \nu(E) \Sigma_f(E) \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\Omega dE \\ & \quad + \frac{Q(\vec{r}, E)}{4\pi} \end{aligned} \quad (3.68)$$

3.7.5 Análise de reatores nucleares e a solução da equação em estado estacionário

Em algumas soluções para reatores nucleares que operam em estado estacionário a equação (3.68) se modifica: a fonte inhomogênea Q e a fonte exterior na fronteira de fluxo ψ_b são iguais a zero. A fonte de fissão aumenta ou diminui por uma constante multiplicativa $1/k$:

$$\begin{aligned} & \vec{\Omega} \cdot \nabla \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \Sigma_t(E) \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \\ &= \int_0^\infty \int_{4\pi} (\Sigma_s(\Omega \cdot \Omega', E \rightarrow E') \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\Omega dE \\ & \quad + \frac{\chi(E)}{4\pi k} \int_0^\infty \int_{4\pi} \nu(E) \Sigma_f(E) \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\Omega dE \end{aligned} \quad (3.69)$$

Com $\psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = 0$ para $\vec{r} \in \delta V$, $\vec{\Omega} \cdot \vec{n} < 0$ e $0 < E < \infty$. O que pode ser observado é que a (3.69) sempre tem a solução nula $\phi = 0$. O objetivo da análise de reatores é encontrar o maior k tal que a solução não-nula exista. Chama-se o coeficiente k de autovalor de criticalidade de um certo sistema V . Disso resulta que ψ é conhecida como autofunção do sistema.

Se o sistema possui uma sub-região físsil (ou seja uma sub-região onde $\Sigma_f > 0$) pode ser mostrado que um certo valor k de criticalidade sempre existe com uma certa autofunção ψ que é única e positiva.

Sobre a definição do autovalor k : em uma determinada região onde os nêutrons transitam e são produzidos, pode haver perda pelos processos de vazamento, captura ou ainda pelo

processo de fissão. Se a produção de nêutrons devido a fissão se equilibra com as perdas, um fluxo estacionário é possível. Pode-se ajustar a magnitude e a dinâmica das fontes de tal maneira a atingir este estado estacionário.

Caso o valor de k seja menor que 1, então a fonte de fissão deve aumentar para que a solução estacionária exista. Caso $k > 1$, a fonte de fissão deve diminuir de intensidade. Isso implica que $k = 1$, as perdas se igualam aos ganhos e o reator é dito **crítico**, que é o caso ideal para operação de uma instalação nuclear para geração de energia. Os casos $k < 1$ e $k > 1$ são conhecidos como subcríticos e supercríticos, respectivamente.

No estudo da cinética de reatores nucleares, a criticalidade é as vezes referida como reatividade:

$$\frac{1}{k} = 1 - \rho \quad (3.70)$$

Logo, $\rho < 0$ indica que o reator é subcrítico, $\rho > 0$ é o caso supercrítico e $\rho = 0$ é o caso crítico.

Capítulo 4

Métodos Matemáticos e a Equação de Transporte de Nêutrons

A teoria neutrônica é baseada na interpretação da equação de transporte (3.68), derivada no capítulo anterior, mas resolver esta equação íntegro-diferencial é um desafio posto. Pode-se lançar mão de algumas aproximações como assumir um meio infinito e uma geometria espacial contendo considerações de simetria, ou ainda, tomar a média da seção de choque sobre um certo espectro de energia. Entretanto, quanto maior o número de aproximações menos práticas, úteis e verossímeis tornam-se as análises dos problemas em física nuclear.

O comportamento individual dos nêutrons e do núcleo não pode ser plenamente determinado. Entretanto, o comportamento médio de uma grande população de nêutrons pode ser descrito com muita precisão caso seja possível conhecer os fluxos neutrônicos, seções de choque e taxas de reação envolvidas.

Portanto para obter soluções realistas a esta equação, deve-se lançar mão dos métodos numéricos e sua respectiva implantação em rotinas computacionais. Os métodos estocásticos são capazes de fornecer soluções estatísticas com certa precisão às expensas de tempo computacional e algoritmos sofisticados. O código de transporte mais conhecido é o MCNP (Monte Carlo N-Particle), cujos princípios serão abordados neste capítulo. Outros métodos utilizam uma abordagem determinística com elementos finitos e uso de física-matemática, caso do código gem/EVENT. Ambos tipos de solução serão abordadas neste capítulo.

4.1 Motivação e Desenvolvimento Inicial

Durante a segunda guerra mundial físicos do Laboratório Nacional de Los Alamos se depararam com um problema capcioso envolvendo o comportamento dos nêutrons na matéria. Quão longe essas partículas desprovidas de carga elétrica conseguem penetrar nas camadas atômicas de determinados materiais? Essa questão tem particular importância em considerações de blindagem de reatores e instalações nucleares (McCracken, 1955).

Para responder essa questão os pesquisadores do LANL tinham alguns dados necessários: eles sabiam a distância média que um nêutron de certa energia viaja dentro de uma certa substância antes de colidir com núcleos atômicos, também havia a informação da probabilidade de espalhamento dos nêutrons pelos núcleos e o quanto de energia os nêutrons transferiam ao núcleo após uma colisão. Somando todos os dados que os físicos possuíam naquela época permanecia impossível derivar uma fórmula experimental para resolução da questão supracitada.

Os matemáticos John von Neumann e Stanislaw Ulam foram os primeiros a fornecer uma possível solução para o problema no qual o efeito seria submeter o transporte do nêutron a uma espécie de roleta-russa. Passo-a-passo as probabilidades de eventos separados são mescladas em uma figura composta que dá uma resposta aproximada a dinâmica de penetração dos nêutrons.

O problema do comportamento de tais sistemas é formulado por um conjunto de equações integro-diferenciais (tal qual a (3.68)) (Metropolis e Ulam, 1949). Equações deste tipo são conhecidas na teoria cinética da mecânica estatística como equações de Boltzmann. Os sistemas descritos pela equação de Fokker-Planck são similares aos problemas envolvendo equações integro-diferenciais como a de transporte de nêutrons (3.68). Versões simplificadas da teoria de transporte conduzem a análise da equação:

$$\frac{\partial u}{\partial t}(x, y, z) = a(x, y, z)\Delta u(x, y, z) + b(x, y, z)u(x, y, z) \quad (4.1)$$

Onde $u(x, y, z)$ representa uma certa densidade de partículas em um ponto (x, y, z) . O termo Laplaciano $a\Delta u$ corresponde a difusão de partículas e bu a criação (ou multiplicação). Na verdade, as equações que descrevem sistemas como o exposto acima são muito mais

complexas, pois, envolvem mais variáveis do que simplesmente as coordenadas espaciais¹.

A ideia de utilizar um método estatístico para obter soluções de equações como as (3.68) e a (4.1) é frequentemente referida na literatura científica como o **Método de Monte Carlo** (Metropolis, 1987). Uma vez que o passeio aleatório do nêutron é um processo Markoviano faz-se possível a utilização do MMC. A regra motriz do método consiste no fato de se criar um modelo similar a um sistema natural real baseado no conhecimento da ocorrência das probabilidades através de um mecanismo de amostragem de **funções densidade de probabilidade**: probabilidades que representam as variáveis do sistema estudado.

Com este método é possível avaliar o resultado médio (valor esperado) de um sistema através da simulação de um grande número de eventos responsáveis por este comportamento. Uma simulação de MMC não apresenta necessariamente um resultado exato, mas pode fornecer a obtenção de valores precisos: a precisão é o único requisito para a qualificação de uma boa simulação de Monte Carlo.

4.2 A Solução Estatística da Equação de Transporte

4.2.1 Principais Conceitos do Método de Monte Carlo

Seja ξ uma variável aleatória em um modelo físico. Se esta variável assumir apenas valores distintos $x_1, x_2, x_3, \dots$ é dito que a variável ξ obedece a uma distribuição de probabilidades discreta.

Se ξ pode assumir qualquer valor entre os limites x_1 e x_2 então existe uma **função densidade de probabilidade** contínua associada a variável aleatória cuja integral definida nos limites supracitados fornece a probabilidade de determinado evento no intervalo. Matematicamente:

$$P(x_1 < \xi \leq x_2) = \int_{x_1}^{x_2} p(x) dx \quad (4.2)$$

Com a seguinte propriedade fundamental:

---

¹A equação de transporte de nêutrons envolve sete variáveis independentes, como já visto.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p(x)dx = 1 \quad (4.3)$$

Os principais componentes de uma simulação de Monte Carlo são as funções densidade de probabilidades e os números aleatórios (Bell e Glasstone, 1970). Em simulações computacionais utiliza-se geradores de números pseudo-aleatórios que são chamadas dentro do programa para fornecer um número aleatório toda vez que for necessário realizar uma amostragem.

A ordem hierárquica de um processo de MMC é a seguinte: (1) modela-se o sistema físico real em um nível computacional, (2) define-se o espaço amostral que é o conjunto de todos os possíveis resultados de um certo experimento e (3) executa-se o evento associado ao modelo que irá fornecer o resultado para a simulação. Por exemplo o lançamento de um dado: o espaço amostral são os lados do cubo que define o dado e o evento que irá fornecer os resultados é o lançamento do dado. Obviamente, o modelo físico de probabilidades reside no fato que a cada lançamento as seis faces do dado possuem a probabilidade de 1/6 de ocorrer.

No caso da neutrônica as funções densidade de probabilidades são as seções de choque para a ocorrência dos eventos estudados anteriormente e a dinâmica do processo reside no transporte aleatório de partículas em um certo meio onde existe as tais seções de choque. O método de Monte Carlo é capaz de prever eventos de fissão, espalhamento, absorção de nêutrons e etc.

4.2.2 A Teoria de Transporte com o Método de Monte Carlo

Conforme dito, o método de Monte Carlo em todas as suas formas, envolve a amostragem de um certo espaço para resolver numericamente problemas físicos. A solução da equação de transporte pelo emprego do MMC é nada mais que a realização de um experimento estocástico desenvolvido em um computador como um análogo ao modelo físico real. Enquanto o método determinístico resolve a equação de transporte para o comportamento médio das partículas, o MMC não resolve explicitamente a equação, mas obtém resultados acumulados através da simulação de partículas individuais (*tallies*) calculando ainda alguns aspectos do

comportamento das mesmas (Wagner, 1997).

Desta forma, a história (ou nascimento e morte) de um nêutron ou raio gama sofre diversas alterações durante uma simulação e é governada na natureza pelos processos estocásticos. Conforme observou-se no estudo sobre seção de choque, o próprio nascimento de uma partícula está sujeito a lei de probabilidades uma vez que as medidas possuem um parâmetro experimental que indica a probabilidade de ocorrência de um evento. O MMC engloba a amostragem de todas as variáveis componentes de uma simulação da equação de transporte, sejam elas espaciais, temporais e até mesmo as angulares relacionadas à direção dos nêutrons. A distância estimada que um nêutron caminha na matéria será, portanto, função das subsequentes interações com o meio baseado em suas probabilidades (p. ex. seção de choque, dados nucleares etc).

Inicialmente uma partícula nasce em uma determinada posição, com energia e direção de voo definidas. Todas essas variáveis são escolhidas pelo MMC através da amostragem de funções densidade de probabilidade associadas ao fenômeno físico estudado e atreladas a um modelamento matemático prévio. O próximo passo da simulação é determinar a distância caminhada até a próxima colisão. Partindo desse dado, as próximas coordenadas e os novos valores de energia e direção de voo serão definidas. O processo se repetirá até a morte da partícula, representado pelo fim da história.

A soma de todas as contribuições referentes aos fenômenos de transporte de nêutrons já estudados (absorção, espalhamento etc) contribuem para a estimativa dos resultados que o MMC irá mostrar relacionados as quantidades físicas de interesse. A simulação de MC análoga refere-se aos processos estocásticos que empregam funções densidades de probabilidades corretas, ou reais. Simulações não-análogas referem-se aquelas cuja importância de determinados processos é alterada para redução na variância dos processos simulados. Afim de preservar uma estimativa imparcial dos resultados, introduz-se o peso estatístico (w) para um certo conjunto de partículas transportadas. Quando uma técnica de redução de variância é aplicada, o peso estatístico da partícula é ajustado de tal forma os pesos estatísticos antes e depois da aplicação da técnica sejam conservados com suas respectivas funções densidade de probabilidade. Caso isso seja obedecido, o resultado da simulação é aceitável.

4.2.3 O Código MCNP

O código MCNP (*Monte Carlo N-Particle Transport Code System*) é um algoritmo para transporte de partículas desenvolvido e mantido pelo Laboratório Nacional de Los Alamos nos Estados Unidos da América (X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008). É internacionalmente reconhecido por analisar o transporte de nêutrons e raios γ através do uso do método de Monte Carlo. Este código foi utilizado para realização deste trabalho de pesquisa e repousa sobre os campos da física de reatores nucleares e engenharia nuclear. A versão utilizada foi a MCNP5.

O código utiliza um sistema de entradas baseado na lógica de cartões. Definem-se primeiramente as superfícies geométricas (cilindros, planos, esferas...) que são utilizadas para a montagem de células que contêm os materiais, físseis ou não, que irão compor a simulação da planta ou instalação nuclear.

Por exemplo, para desenhar (uso de geometria combinatorial) uma vareta combustível define-se no segundo cartão duas superfícies cilíndricas visando estabelecer o encamisamento do material combustível que preenche a vareta. Para limitar os cilindros, dois planos perpendiculares ao eixo z (p.ex.) são escritos e a célula geométrica é definida no primeiro cartão que contém a especificação da região dos materiais de encamisamento e do combustível nuclear, ou seja, acima do plano basal, abaixo do plano superior e no interior das superfícies cilíndricas.

As especificações de geometria do MCNP seguem a lógica booleana para a montagem dos blocos que irão compor o modelo. Um terceiro cartão é utilizado contendo as informações dos materiais utilizados, dos resultados dos detectores (tallies que são o mesmo que estimadores) e as especificações da fonte de nêutrons utilizada e suas rotinas internas para cálculo da criticalidade.

Para realização do cálculo neutrônico o código utiliza os dados de seções de choque de várias bibliotecas nucleares. Neste relatório utiliza-se a ENDF/B-VI (Chadwick *et al.*, 2006) que posteriormente será atualizada para versões mais recentes.

4.2.4 Análise Estatística dos Resultados de uma Simulação de Monte Carlo

Em uma simulação de criticalidade do MCNP, por exemplo, o coeficiente k_{eff} calculado sempre está acompanhado de uma variância indicando o quão preciso é o resultado da simulação. Embora altamente preciso, o resultado pode não ser exato para a simulação em questão. Conforme dito, o MCNP garante a precisão, mas não a exatidão.

Se $f(x)$ é a função densidade de probabilidade de um sistema de partículas cuja variável x é o resultado da simulação estimada, a resposta verdadeira, ou média é o valor esperado de x :

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (4.4)$$

Associado a média temos o desvio padrão e a variância,

$$S^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}{N - 1} \approx \bar{x^2} - \bar{x}^2 \quad (4.5)$$

$$\bar{x^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2 \quad (4.6)$$

Para definir o intervalo de confiança para a precisão de uma simulação de MC, o teorema do limite central é invocado (Carter e Cashwell, 1975). Esse teorema estatiza que para grandes valores de N (isto é, $N \rightarrow \infty$) e identicamente distribuído independente das variáveis aleatórias com média e variância finitas, a distribuição dos valores de x se aproxima de uma gaussiana. Disso resulta que em uma simulação de MC, temos 68% de confiança nos resultados quando o valor esperado está entre um desvio padrão mais ou menos $\bar{x}$. Ou ainda, 95% quando o intervalo do desvio padrão é duplicado para o mesmo valor médio.

Alguns valores são calculados para reaver alguma confiabilidade estatística da simulação (Agresti, 2002). Definimos o valor da figura de mérito (FOM) como:

$$FOM = \frac{1}{\sigma_m^2 T} \quad (4.7)$$

Onde T é o tempo de computação do resultado em minutos e σ_m é o erro relativo ao desvio padrão da média. O erro relativo citado nada mais é do que:

$$\sigma_m = \frac{\sigma}{\mu\sqrt{N}} \quad (4.8)$$

Com σ a variância da história, N o número total de partículas simuladas e μ a média para um tempo computacional fixo.

A figura de mérito (4.4) deve ser aproximadamente constante uma vez que o erro relativo é proporcional ao inverso da raiz quadrada de N e T é diretamente proporcional a N (N é igual ao número de histórias). Assim, a figura de mérito é um resultado de alto valor nas saídas das simulações, pois, indica se os resultados são bem comportados. É um útil e importante parâmetro para análise da qualidade estatística do resultado do MCNP.

O erro relativo (4.5) – em uma análise criteriosa – representa a precisão estatística fracional com respeito a média estimada e sua análise é dividida em duas partes: uma correspondente ao erro relativo efetivo, relacionada aos eventos nulos que não contribuem para um resultado e uma intrínseca que, neste caso, direciona-se à dispersão dos dados contabilizados como resultado para eventos não nulos.

Grande parte das técnicas de redução de variância visam reduzir o erro relativo pela produção ou destruição de partículas. Em geral: (1) algumas técnicas produzem *tracks* pela diminuição da variância e (2) outras técnicas que destroem *tracks* aumentando o número de partículas. *Tracks* é um termo comum no linguajar do código MCNP e está relacionado às partículas simuladas.

Nota: Há uma diferença crucial entre precisão e exatidão. Precisão é a incerteza na média dos valores causada por flutuação estatística dos valores que compõem a média. Exatidão – ou acurácia – é uma estimativa do quão perto o valor esperado da variável x está do valor verdadeiro. Conforme dito, as técnicas de redução de variância atuam no sentido de "melhorar" a precisão dos valores esperados e não possuem valor de confirmar se os resultados são exatos do ponto de vista da Física do sistema.

4.3 A Solução Numérica da Equação de Transporte

Pode-se resolver numericamente a equação de transporte lançando mão de um computador. Obviamente, computadores e linguagens de programação não são projetados para resolver integrais e derivadas de forma explícita, mas são ferramentas apropriadas para lidar com problemas de álgebra. A tarefa majoritária então, resume-se em escrever a equação de transporte em um sistema de equações algébricas que pode ser resolvido deterministicamente utilizando uma linguagem de programação apropriada. A tarefa matemática em questão consiste em discretizar cada variável na equação de transporte.

Esse procedimento de discretização é atingido substituindo-se as funções na variável contínua para um conjunto de valores discretos ponto-a-ponto. Os operadores integrais e diferenciais também devem ser explicitados para uma representação algébrica-discreta.

Para discretizar a equação de transporte utilizamos o método de ordenadas discretas ou método da expansão de funções (Isaacson e Keller, 1966). Para funções envolvendo operadores diferenciais e integrais, a aplicação começa por representar uma função $f(x)$ por valores discretos na variável x , isto é: x_i . O valor da função calculado em um dos pontos x_i é:

$$f(x) \rightarrow f(x_i) = f_i \quad (4.9)$$

Com $i = 1, \dots, N$. É claro que a função contínua $f(x)$ foi substituída por um conjunto $f = (f_1, f_2, \dots, f_N)$. Neste sentido um conjunto algébrico de valores desconhecidos f_i pode ser escrito na representação de matrizes.

Os operadores diferencial e integral podem ser escritos na representação de diferenças finitas da seguinte forma:

$$\frac{df}{dx} = \frac{f(x_i) - f(x_{i-1})}{x_i - x_{i-1}} = \frac{\Delta f_i}{\Delta x_i} \quad (4.10)$$

$$\int_a^b dx f(x) \sim \sum_{i=1}^N w_i f(x_i) = \sum_{i=1}^N w_i f_i \quad (4.11)$$

O valor w_i é conhecido na literatura como peso de quadratura. Uma alternativa para escrever uma função continua desconhecida é através de uma expansão em um número finito

de funções, frequentemente polinômios. Isso poderia ser posto da seguinte forma:

$$f(x) = \sum_{l=1}^N f_l p_l(x) \quad (4.12)$$

Onde $p_l(x)$ são os polinômios e f_l seus coeficientes. Se for possível determinar os coeficientes, a função f pode ser reconstruída. Há uma série de técnicas que podem ser utilizadas para solução de um conjunto de equações algébricas. Indicamos a consulta de algumas referências baseadas em métodos residuais e cálculo de variações ([Press et al., 2007](#)).

Portanto, resolver a equação de transporte utilizando um método numérico implica em discretizar as variáveis envolvidas: angular, energia, tempo e espaço.

4.3.1 Discretização da Variável Angular

Na equação de transporte de nêutrons (3.65) variável $\vec{\Omega}$ representa a direção de voo do nêutron. Em primeiro lugar, observamos que na abordagem utilizando o método das ordenadas discretas a componente angular fica:

$$f(\vec{\Omega}) \longrightarrow f(\vec{\Omega}_n) = f_n \quad (4.13)$$

Com um conjunto $i = 1, \dots, N$. Nessa aproximação, a integral sobre a variável angular se reduz à:

$$\int_{4\pi} d\vec{\Omega} f(\vec{\Omega}) = \sum_{n=1}^N w_n f_n \quad (4.14)$$

Ressalta-se que os coeficientes w_n devem ser apropriadamente escolhidos para cada esquema particular de integração numérica. Com a aproximação, a equação de transporte fica:

$$\boxed{\begin{aligned} & \frac{1}{v} \frac{\partial \psi_n}{\partial t} + \vec{\Omega}_n \cdot \nabla \psi_n(\vec{r}, E, t) + \Sigma_t(E) \psi_n(\vec{r}, E, t) \\ &= \sum_{n=1}^N w_n \int_0^\infty \Sigma_s(\Omega_n \cdot \Omega_{n'}, E \rightarrow E') \psi_n(\vec{r}, E, t) dE \\ & \quad + \frac{Q_n(\vec{r}, E, t)}{4\pi} \end{aligned}} \quad (4.15)$$

Lembramos que a equação acima é escrita no conjunto N, valendo $\psi_n(\vec{r}, E, t) = \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}_n, E, t)$.

As equações acima são conhecidas como equações S_n .

Podemos também utilizar a técnica das expansões de função para discretizar a variável angular em contrapartida a aplicação do método das ordenadas discretas. Neste caso a dependência angular do fluxo é expandida em uma série de esféricos harmônicos:

$$\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \sum_{l=0}^N \sum_{m=-l}^l \psi(\vec{r}, E, t) Y_{lm}(\vec{\Omega}) \quad (4.16)$$

Que em geral, pode ser reduzida utilizando-se os polinômios de Legendre, onde a expressão para uma dimensão é imediata:

$$\psi(x, E, \mu, t) = \sum_{l=0}^N \frac{2l+1}{4\pi} \psi(x, E, t) P_l(\mu) \quad (4.17)$$

Utilizando-se essa expansão, a equação de transporte pode ser modificada e reescrita de uma forma mais simples:

$$\frac{1}{v} \frac{d\psi_l}{dt} + \frac{(l+1)}{(2l+1)} \frac{d\psi_{(l+1)}}{dx} - \frac{1}{(2l+1)} \frac{d\psi_{(l-1)}}{dx} + \Sigma_t \psi_l(x, E, t) = \int_0^\infty dE \Sigma_{s_l}(E \rightarrow E') \psi_l(x, E, t) + s_l(x, \mu, E) \quad (4.18)$$

As (4.18) são conhecidas como equações P_n . Onde a aproximação P_1 é conhecida por se relacionar com a equação de difusão. Assim tanto ordenadas discretas quanto o método da expansão podem ser utilizados para discretização da variável angular.

4.3.2 O tratamento para a variável Energia

Pode-se utilizar o tratamento de ordenadas discretas para o caso da variável energética. O tratamento do ângulo por expansão em harmônicos esféricos é adequado haja visto que o fluxo possui uma fraca dependência com a direção do nêutron.

A energia do nêutron em um reator nuclear cobre um grande espectro de valores: $10E^{-3}$ eV até 10^7 eV. Logo, a dependência do fluxo com a variável energética é fortemente influenciada pela região de energia.

O primeiro tratamento a ser realizado é dividir o espectro de energia dos nêutrons em gru-

pos, tal que as seções de choque também sejam divididas por grupos de energia. Por exemplo, a seção de choque de absorção ficaria:

$$\sum_{a_g} = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma_a(E) \psi(E)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \psi(E)} \quad (4.19)$$

Aplicando esse esquema as equações S_n da seção anterior teremos os fluxos por grupo: ψ_n^g .

$$\frac{1}{v_g} \frac{d\psi_n^g}{dt} + \vec{\Omega}_n \cdot \nabla \psi_n^g + \Sigma_{t_g} \psi_n^g = \sum_{n'} w_{n'} \sum_{g' \rightarrow g} \psi_n^{g'} + s_n^g \quad (4.20)$$

Com os seguintes índices: $i = 1, 2, \dots, N$ e $g = 1, \dots, G$. Tal conjunto de equações é conhecido como equações multigrupo ou equações multigrupo para S_n .

4.3.3 Discretização para variáveis de espaço e tempo

A discretização espacial é atingida decompondo o vetor $\vec{r} = (x, y, z)$ em um espaço de malhas² apropriado. Os termos derivativos e integrativos que envolvem variáveis espaciais podem ser substituídos pelos operadores escritos na forma de diferenças finitas. Mais fácil ainda é discretizar o tempo: a variável t é quebrada em $t_1, t_2, t_3 \dots$ com a malha apropriada ao problema.

4.3.4 Solução das Equações Discretizadas e o Código Determinístico GEM/EVENT

Após realizar a discretização das variáveis na equação de transporte de nêutrons, teremos um conjunto algébrico de equações para as componentes discretizadas cujos resultados serão os fluxos discretizados. O fluxo ψ terá como variáveis:

$$\psi(x_i, y_j, z_k, E_g, \vec{\Omega}_n, t_s) \quad (4.21)$$

Tal conjunto de equações discretizadas pode ser apropriadamente resolvido utilizando-se

---

²Em inglês, *mesh*.

um código computacional.

Neste trabalho de mestrado utilizamos um código desenvolvido pelo professor Cassiano Endres de Oliveira em Londres, o código GEM/EVENT resolve a equação de transporte de segunda-ordem, estacionária ou transiente, em meios de geometrias arbitrárias usando o método de elementos finitos e harmônicos esféricos. A ordem de expansão é arbitrária e geralmente depende do nível de esforço computacional disponível. Quanto mais alta a ordem de expansão mais complexa e exata será a solução. O EVENT é mais eficiente em termos de volume de informação produzida e esforço computacional. O código do professor Cassiano é utilizado pela Rolls-Royce Submarine Division para cálculos de blindagem de reatores.

A utilização do código serviu de base para os cálculos de dose no MCNP. Testamos vários materiais de blindagem e alterações na geometria de modo que, se uma diminuição no fluxo for observada, isso indicará fortemente uma diminuição da dose absorvida nas camadas de blindagem. A utilização do código GEM/EVENT se justifica, pois, o MCNP é demorado para realização de cálculos em geometrias complexas, o que não acontece com o EVENT.

Capítulo 5

Princípios Teóricos em Blindagem de Reatores Nucleares Compactos

Nos primórdios do desenvolvimento da tecnologia nuclear os aspectos de blindagem dos reatores ganhavam especial atenção: por não ser conhecido naquela década (meados de 1950) os reais efeitos biológicos causados pela radiação ionizante e, sobretudo, devido a ausência de dados sobre atenuação da radiação em diversos materiais. Como o desenvolvimento dos primeiros reatores móveis, o assunto blindagem ganhou atenção prioritária. Essas necessidades resultaram em um desenvolvimento completo da tecnologia de blindagem de reatores tanto sob o ponto de vista puramente experimental, quanto no que se refere a mecanismos teóricos de entendimento.

A blindagem de raios gama e nêutrons em reatores nucleares deve obedecer a uma série de critérios de segurança especiais. Os níveis de radiação ionizante em uma planta nuclear para propulsão naval devem ser especificados em acordo com a regulamentação internacional da AIEA e os critérios da Comissão Nacional de Energia Nuclear do Brasil, em particular a norma regulatória sobre as Diretrizes Básicas de Proteção Radiológica (CNEN, 2014).

Em linhas gerais para plantas nucleares navais, nos locais onde a tripulação exerce suas atividades profissionais, de lazer e de repouso, a taxa de dose total para operação total do reator nuclear não deve exceder a marca dos 0,25 Sv/ano. A unidade de dose Sv é o Sievert utilizada para avaliação do impacto da radiação sobre os seres humanos (AEAEC, 2014).

Segundo a norma da CNEN supracitada, para um indivíduo ocupacionalmente exposto a

dose efetiva no corpo inteiro não deve ultrapassar os 20 mSv. A taxa de dose máxima permitida tem que ser menor que 0,017 Sv/h para 56 horas de trabalho por semana. Óbvio que para a tripulação responsável pela manutenção do reator, as taxas devem ser mais rigorosas para adequação ao trabalho.

Neste capítulo, uma revisão bibliográfica dos principais conceitos em blindagem de reatores nucleares é realizada. Serão abordadas as definições de blindagem primária e secundária, algumas regras para o *design* de blindagem para reatores, cálculos para otimização da blindagem e escolha de materiais baseado em critérios especiais de engenharia para aplicação em blindagem. Também será comentada a utilização do código MCNP para avaliação da blindagem *ex-core* de um reator nuclear virtual, propósito deste trabalho de mestrado.

5.1 Blindagem Primária e Secundária em Reatores de Propulsão Naval

Um reator nuclear para fins de propulsão naval deve ser compacto e leve desde que será instalado em um lugar controlado – p.ex. o interior de um submarino – com espaço altamente limitado, onde a segurança da tripulação é requisito de maior importância (Yamaji e Sako, 1994).

Reatores à água pressurizada (PWR) comumente escolhidos como o reator para plantas navais necessitam de um sistema primário de blindagem nos arredores do vaso de pressão e um escudo de blindagem secundário no vaso de contenção. Plantas modernas lançam mão do conceito de Reator Integral, incorporando o primário e o gerador de vapor dentro do vaso de pressão (Jaeger, 1970).

Usualmente (Nishibori, 1968) em um reator nuclear a blindagem é dividida em primária e secundária. A blindagem primária tem as seguintes funções: (i) promover a suficiente atenuação do fluxo neutrônico para impedir a geração de atividade induzida nas estruturas fora do reator (*ex-core*), além de capturar os raios gama no escudo secundário, (ii) reduzir o nível de radioatividade total para permitir uma acessibilidade local depois do desligamento do reator. Este último caso é necessário para fins de manutenção da instalação nuclear.

O escudo secundário tem os seguintes requisitos funcionais: (i) atenuação da radioatividade gama do reator, do refrigerante e de todos os componentes fora da planta e (ii) prevenção da penetração de nêutrons através de diversas estruturas *ex-core*. Além das citadas, o escudo secundário tem a funcionalidade de fornecer adicional segurança no caso de um acidente com escape de produtos de fissão.

A estrutura de blindagem de um reator para fins de propulsão naval deve seguir um fluxograma rigoroso que comporte as acelerações da embarcação bem como seus movimentos bruscos e eventuais explosões. A figura abaixo ilustra a esquematização da blindagem (Anderson e Shure, 1959):

A figura 5.1 ilustra apenas um procedimento que deve servir de base para o *design* dos componentes de blindagem dos reatores nucleares. Quando as características do núcleo, do escudo térmico, do vaso de pressão e das blindagens primária e secundária estiverem estabelecidas o tamanho do reator poderá ser determinado.

Quando se trata de reatores compactos, uma cooperação estrita entre um engenheiro nuclear e um de materiais de blindagem deve ser realizada afim de se obter uma configuração razoável para o propósito do empreendimento. Somente após a determinação da planta, a etapa de otimização dos equipamentos de blindagem deve ser iniciada. Para tanto, os códigos computacionais devem servir de auxílio para melhoramento dos resultados e mudança nas estratégias de engenharia e construção.

Nos reatores compactos há uma vantagem devido a efeitos de auto-blindagem dos trocadores de calor nos arredores do vaso de pressão. No conceito de reator integral, o trocador de calor é incorporado ao vaso de pressão, implicando que os escudos de blindagem primário e secundário podem ser incorporados em um único arranjo. Não importando o tipo de reator escolhido é prioritária a realização de estudos e simulação dos aspectos específicos da blindagem antes da construção do reator.

5.2 Regras gerais para o desenvolvimento de reatores nucleares sob a perspectiva da blindagem

Diversas configurações aproximadas de núcleos de reatores devem ser testadas antes de se definir o arranjo definitivo para o reator. Isso é devido ao fato de que o peso e as dimensões

Figura 5.1: Fluxograma que descreve os aspectos da blindagem primária e secundária em reatores nucleares para propulsão naval.

dos escudos de blindagens podem sofrer consideráveis economias caso o arranjo escolhido seja o melhor possível. A economia de materiais na blindagem, obviamente, se reverte em diminuição de gastos por parte da instituição. Como regra, os seguintes pontos devem ser levados em consideração no *design* da blindagem (Rockwell, 1956):

(a) As fontes com maiores níveis de radioatividade devem estar localizadas em compartimentos centrais do núcleo, enquanto que fontes de menor importância radioativa devem ser localizadas em extremidades. Desta forma, favorecem-se os aspectos de auto-blindagem já citados.

(b) Equipamentos com baixos níveis de radioatividade devem estar localizados para servir a um propósito dual: o de blindagem e uma outra função. Isso propicia grande economia para material de blindagem secundária. Tais materiais devem ser localizados, preferencialmente, nos arredores de locais de alta radioatividade.

(c) Deve-se aproveitar as vantagens advindas das considerações de geometria das fontes radioativas. O *layout* do circuito primário deve ser o mais compacto possível e é claro que todos os aspectos de engenharia devem ser levados em consideração.

(d) Analisa-se os locais onde os níveis de radioatividade são mais restritivos que em outras direções. Uma blindagem especial deve ser desenvolvida nessas localidades a *shadow shielding*, ou blindagem sombra. Uma quantidade apreciável de material pode ser economizada caso as regiões de maior restrição forem devidamente blindadas *in-situ*.

5.3 Definição de Blindagem Optimizada

O desenvolvimento de reatores para propulsão naval difere de reatores estacionários em muitos aspectos. Para esses últimos, o problema principal consiste em reduzir os custos da blindagem com menos atenção ao volume e peso enquanto em plantas móveis tais quesitos são essenciais para o projeto. Para optimização da blindagem em reatores móveis deve-se levar em consideração a projeção efetiva do volume e o peso do escudo de blindagem sobre a estabilidade da embarcação bem como os custos de execução.

A caracterização da fonte de irradiação (seja para gama quanto para nêutrons) é um prioridade: como os reatores compactos possuem alta densidade de potência disso implica

uma vantagem geométrica (devido a simetria do perfil de potência) para zonas interiores do escudo primário de radiação. Quando diferentes materiais são empregados para blindagem de raios gama e nêutrons, observa-se ser vantajoso colocar material de maior densidade para blindagem de raios gama em regiões internas ao núcleo onde haverá um volume menor para uma certa espessura. Maior densidade em volume menor implica numa redução do peso da blindagem.

Também é necessário estabelecer os níveis de dose nos quais os componentes do reator e a tripulação estarão sujeitos. Algumas perguntas devem delinear os procedimentos de projeção da blindagem: é a blindagem adequada para a tripulação e para os componentes e dispositivos? Quais internos do núcleo? Quais são os limites de dose permitidos pelo órgão regulador? A blindagem é adequada aos critérios exigidos?

Uma boa combinação de material para blindagem deve consistir de uma mistura homogênea de elementos pesados, tal como ferro para absorção de raios gama e para espalhamento inelástico dos nêutrons rápidos e de materiais leves como água ou compostos orgânicos para diminuição da velocidade dos nêutrons por espalhamento elástico (moderação) e para absorção dos nêutrons térmicos. A escolha de materiais é ditada pelos critérios de projeto bem como com a disponibilidade orçamentária.

As excelentes propriedades mecânicas do ferro em conexão com seu alto peso específico e boa condutividade térmica resulta que o uso do ferro em associação com a água é uma excelente alternativa para blindagem e escudo térmico. As partes mais externas devem ser recobertas com camadas de concreto pesado e água para atenuação da penetração de nêutrons.

Tendo em vista a otimização, alguns materiais são efetivos para atenuação gama, mas não são para nêutrons. Em muitas instâncias materiais compósitos, homogêneos ou polifásicos, são requisitados. As seções de choque devem ser conhecidas elemento por elemento. Outras considerações de engenharia devem ser levadas em consideração: sensibilidade ao calor, umidade relativa e dano por irradiação.

A otimização da blindagem pode ser alcançada por métodos de força bruta: procedimentos computacionais de tentativa e erro, ponderadas pela experiência no campo. Entretanto, há alguns métodos matematicamente elegantes advindos da aplicação do cálculo variacio-

nal que definem a otimização de escudos de blindagem. Tais métodos auxiliam na busca por uma geometria otimizada salvo certos critérios e vínculos. Alguns autores (Blizzard, 1962) definem a otimização da blindagem por peso utilizando métodos variacionais. Outros (Claiborne e Schaeffer, 1973) citam uma série de exemplos de métodos variacionais para geometrias específicas. Um artigo de revisão – escrito por Claiborne (Schaeffer, 1973) – integraliza muitas considerações de design de blindagem de forma compreensiva.

O especialista em blindagem H. E. Hungerford define (Hungerford, 1966), de modo restritivo, os princípios que resultam no desenvolvimento de uma blindagem otimizada para reatores nucleares: (1) O escudo de blindagem do reator deve ser projetado como uma entidade de todo o sistema do reator; (2) Todas as partes adjacentes de um escudo de blindagem devem ser projetadas para exibir a mesma performance; (3) O escudo de blindagem deve ser considerado como parte estrutural do sistema de segurança do reator; (4) O escudo deve ser projetado para se adaptar a planta sem prejudicar os itens anteriores; (5) A melhor blindagem possível seria aquela mais barata, consistente com a geometria da planta, sem sacrificar critérios de segurança, integridade e acomodação; e (6) O escudo deve ser projetado para ser simples com um número mínimo de componentes complexos auxiliares.

Deve-se utilizar ostensivamente os códigos computacionais para execução da equação de transporte visando resultados e considerações de blindagem para reatores. Esses procedimentos auxiliam na escolha da blindagem otimizada. Entretanto, é impossível formalizar uma teoria efetiva para otimização da blindagem, uma vez que cada caso estudado possui suas particularidades.

5.4 Escolha de Materiais para Blindagem

Embora a otimização dos materiais e suas composições em mistura não possam ser desenvolvidas independentemente da geometria requerida por uma instalação nuclear, faz-se interessante investigar qualitativamente as diversas combinações de materiais calculando a dose total e o comprimento de relaxação associado.

Por dose total compreende-se a soma da dose de raios gama e de nêutrons sobre todo o volume irradiado. Em primeira aproximação, a dose total varia exponencialmente com o

comprimento de relaxação levando-se em consideração o fator de acúmulo de raios gama multiplicando a constante de relaxação. Obviamente, o comprimento de relaxação total (λ_T) é maior do que os comprimentos de relaxação gama (λ_γ) e dos nêutrons rápidos (λ_1), intermediários (λ_2) e térmicos (λ_3) isoladamente. O fator de relaxação busca quantificar a blindagem que o material proporciona a esses tipos de radiação.

Tabela 04: Exemplos Típicos de Comprimentos de Relaxação						
Material	Densidade [g/cm ³]	λ_γ [cm]	λ_1 [cm]	λ_2 [cm]	λ_3 [cm]	λ_T [cm]
Ferro	7.80	4.6	5.9	17	1.4	17
Chumbo	11.40	2.2	10	8	14	14
Concreto Típico	3.5-4	7.7-12	8-11	6	2.1-7	8-12
Concreto Típico Portland	2.3	17	12	6	7-13	17
Água	1.0	39	10	2.6	2.8	39
Polietileno	0.9	25	8.5	2.5	3	25

A tabela 04 lista alguns dos comprimentos de relaxação conhecidos para materiais frequentemente empregados em blindagem de reatores (Price *et al.*, 1957). Observa-se na análise da tabela 05 que misturas contendo Hidrogênio e materiais pesados como o Ferro e Chumbo são mais efetivos na blindagem que os materiais mais básicos. O comprimento de relaxação total é definido como a taxa de dose acumulada que tem um mínimo bem definido em um determinado ponto onde a relaxação para raios gama e nêutrons tornam-se iguais.

Comparando os dados das tabelas (dados de (Price *et al.*, 1957)) vemos que a associação de elementos em misturas homogêneas pode conduzir a comprimentos de relaxação mais efetivos para blindar a radiação do que os elementos isolados como o Ferro, por exemplo. Desde que misturas com Chumbo são menos empregadas na atenuação mista de nêutrons

Tabela 05: Exemplos específicos de misturas						
Material	Volume de Metal [%]	λ_γ [cm]	λ_1 [cm]	λ_2 [cm]	λ_3 [cm]	λ_T [cm]
Fe-Polietileno	66	6.6	6.6	6.6	2	6.6
Fe-Água	61	6.8	7	7	2	7
Pb-Polietileno	21	8.7	8.7	2.9	4	8.7
Pb-Água	71	3.4	9.6	9.6	4	9.6

e raios gama quando comparadas com as misturas de Ferro, as misturas com Chumbo são usadas nas partes do escudo onde a taxa de radiação gama é fortemente dominante sobre a radiação neutrônica.

5.5 Critérios de Segurança e Blindagem do Complexo Nuclear Almirante Álvaro Alberto

Nesta seção, alguns critérios de *design* e proteção radiológica do complexo nuclear Almirante Álvaro Alberto são discutidos brevemente com ênfase no desenvolvimento da blindagem de reatores. A Eletronuclear é a referência nacional para tecnologia de blindagem de reatores, uma vez que é a única empresa que estabeleceu reatores nucleares de potência em solo nacional. A referência é o relatório técnico FSAR da Usina Nuclear de Angra I (Eletronuclear, 1980).

5.5.1 Objetivos da Blindagem e Proteção Radiológica

A blindagem da radiação deve ser estabelecida para proteção adequada contra radiação de fontes específicas da planta à trabalhadores internos e ao meioambiente externo. Especificamente no caso da usina de Angra I, a blindagem da planta foi planejada para as seguintes funções:

(i) Limitar a dose a trabalhadores *in-situ*, trabalhadores externos e visitantes durante a operação normal do reator nuclear, incluindo situações especiais como desligamento e reabastecimento em acordo com as Normas Básicas de Proteção Radiológica (resolução CNEN-6/73) e dentro dos requerimentos da USNRC 10 CFR 20.

(ii) Fornecer a sala de controle a proteção adequada em eventos de operação normal e situações de exceção como acidentes.

(iii) Proteger certos componentes da excessiva ativação neutrônica dentro das tolerâncias especificadas e o tempo útil permitido de dose.

(iv) Limitar a exposição a pessoas em determinados locais proibidos durante a operação normal e entre outros casos.

Dentre as fontes de radiação de uma usina nuclear, vale destacar:

- (a) O núcleo do reator que é uma fonte de nêutrons e raios gama.
- (b) Produtos de fissão e ativação presentes nos circuitos refrigerantes.
- (c) Elementos oriundos da transferência dos refrigerantes para o sistema auxiliar.
- (d) Rejeitos radioativos por toda planta.

A blindagem de um reator é baseada em uma avaliação das intensidades das fontes e na área onde há ocupação de pessoas e atividade. Áreas onde se tem altas intensidades de radioatividade deve promover uma blindagem especial sempre direcionada a atender as necessidades dos trabalhadores da planta.

É didático dividir a instalação nuclear em zonas controladas onde o limite de dose é pré-estabelecido com base em critérios consolidados. Em Angra I, as zonas de proteção radiológica são definidas como se segue:

Zona I: Áreas não controladas. Taxa máxima de dose permitida 0,25 mrem/hora.

Zona II: Controle ocupacional de áreas sem restrição de tempo dentro da semana de trabalho regular. Taxa máxima de dose permitida 2,5 mrem/hora.

Zona III: Controle ocupacional de áreas com acesso limitado em períodos temporais. Taxa máxima de dose permitida 25 mrem/hora.

Zona IV: Controle de áreas com previsão de acesso ocasional. Taxa máxima de dose permitida 25 mrem/hora.

Zona V: Controle de áreas não ocupadas contendo equipamentos científicos desempenhando suas funções. Sem restrição de dose.

5.5.2 Descrição da Blindagem do Reator da Usina Nuclear de Angra I

Um escudo primário de radiação está presente na planta na forma de um grande cilindro de concreto reforçado com geometria fortemente irregular. Posto nas regiões ativas do núcleo e da instrumentação, o escudo também protege as entradas de inspeção e dutos de ventilação ao redor do vaso de pressão. O escudo primário na instalação de Angra I tem as seguintes funções:

- (i) Reduzir – em conjunção com um segundo escudo – o nível de radiação ionizante das

fontes dentro do vaso de pressão.

(ii) Limitar a ativação neutrônica dos componentes e materiais estruturais na contenção dentro de uma certa tolerância admitida por critérios de projeto.

(iii) Limitar o nível de radiação após o desligamento do reator de fontes internas ao vaso além de permitir um acesso limitado ao sistema de resfriamento do reator.

Por sua vez, um escudo secundário é composto por barras de concreto reforçado igualmente espaçadas e distribuídas ao redor de tubulações, geradores de vapor e pressurizadores. Com 80-90 cm de espessura, o escudo secundário protege trabalhadores da radiação gama direta que emana do refrigerante e dos demais componentes *ex-core*. Ele reduz a radiação do reator e de doses advindas do circuito primário de refrigeração. Auxilia o escudo primário na atenuação da radiação de níveis inferiores o que permite acesso controlado de trabalhadores para inspeção do reator. O escudo secundário promove ainda uma proteção para operações de reabastecimento, inspeção e reparos sobre supervisão geral de uma equipe de proteção radiológica.

O local de construção do reator está enclausurado por um cilindro de concreto reforçado completamente cercado por um vaso de contenção de aço. O vaso é de aço estrutural que isola todo o compartimento da atmosfera local. Em locais onde a blindagem ainda é ineficiente, existem instalações especiais de blindagem com a intenção de diminuir a penetração de nêutrons em certos compartimentos.

Capítulo 6

Princípios Matemáticos de Otimização em Blindagem de Reatores Nucleares Compactos

O desejo pelo ótimo, pela perfeição é algo inerente aos seres humanos. Por exemplo, a busca por extremos (e máximos) inspira certos tipos de esportes como o montanhismo e a escalada. Cálculos precisos e otimizados de materiais de construção civil e ou de comida para um restaurante são exemplos de que se pode economizar muito dinheiro na execução de tarefas. Minimizar os custos de operação de uma planta energética sujeito a uma série de parâmetros iniciais e de operação é um desafio posto para as indústrias e empresas.

O problema da otimização consiste em maximizar ou minimizar uma função matemática real escolhendo sistematicamente uma coleção de valores iniciais restritos a um conjunto de vínculos pré-definidos. Em linhas gerais otimizar significa encontrar o “melhor valor possível” de alguma função dentro deste domínio sujeito (ou não) a restrições. Problemas envolvendo otimização de funções são de competência da Matemática Aplicada. O objetivo geral da teoria de otimização é a criação de métodos confiáveis para atingir o máximo ou mínimo de funções através de um algoritmo inteligente e por esta razão essa teoria é de importância vital para a engenharia moderna ([Ancona e Bressan, 1999](#)).

Há uma série de tipos diferentes de otimização envolvendo a construção de algoritmos computacionais que facilitam a convergência de resultados. Dentro da classe de algoritmos

convexos encontra-se a programação linear (LP) que estuda o caso de uma função f linear e um conjunto de vínculos especificados por igualdades lineares ou desigualdades. Problemas de LP são os tipos mais comuns de aplicação de algoritmos de otimização. Existe uma infinidade de métodos na literatura científica em diversos ramos: cálculo variacional, programação robusta, programação não-linear etc (Soliman e Mantawy, 2012).

Em linhas gerais o que define a escolha de um tipo de algoritmo de otimização é: (a) o tipo da função objetiva (ou função custo) que pode ser linear, quadrática, mínimos quadrados, não-linear lisa, não-linear lisa por partes etc; e (b) tipo de vínculos que podem não existir, limitados, lineares, discretos entre outros. Este trabalho versa sobre a aplicação de um tipo específico de algoritmo de otimização: o problema da otimização multiobjetiva, multivariável e sujeito a vetores de vínculos específicos (Calafiore e El Ghaoui, 2014). Um algoritmo de otimização do MATLAB *Optimization Toolbox* baseado em uma função objetiva construída com o modelo da blindagem primária para nêutrons e para gama do RNV-POLI/USP foi utilizado com a intenção de otimizar a blindagem do ponto de vista espacial e de peso.

6.1 Algoritmos e Otimização Multiobjetiva

Nem sempre o objetivo da otimização é encontrar o máximo ou o mínimo de apenas uma função f objetiva isolada em um modelo. Em geral o problema empírico mostra que é um vetor de funções objetivas $\vec{F}(x) = \{F_1(x), F_2(x), \dots, F_m\}$ que melhor representa os sistemas e modelos reais (Mathworks, 2000). O problema da otimização multiobjetiva consiste na minimização de um vetor de funções objetivas que estão sujeitas a todos os tipos de vínculos em um sistema. Assim, seja

$$\min \vec{F}(x) \quad (6.1)$$

Tal que os vínculos nulos,

$$G_i(x) = 0, \quad i = 1, \dots, m_e \quad (6.2)$$

E os vínculos em desigualdades,

$$G_i(x) \leq 0, i = m_e + 1, \dots, m \quad (6.3)$$

Valendo,

$$x_{lower} \leq x \leq x_{upper} \quad (6.4)$$

É o problema matemático de otimização multiobjetivo bem posto. Nota-se que como $\vec{F}(x)$ é um vetor, as componentes estarão competindo entre si para que o conjunto seja ótimo. Disso implica que existem inúmeras soluções para um problema posto. Um conceito de não-inferioridade deve ser utilizado para caracterizar os objetivos, o que é conhecido na literatura científica como Aproximação de Pareto (Ghrist *et al.*, 2004). Esse postulado enuncia que uma solução não-inferior pode ser encontrada, mas requer que um dos componentes do vetor seja prejudicado para melhoria dos demais. A literatura científica é rica nesses conceitos que já estão solidamente estabelecidos (Giagkiozis e Fleming, 2012; Zitzler e Thiele, 1999).

Muitos algoritmos com as ideias da otimização foram desenvolvidos. O mais famoso deles (e que foi utilizado neste trabalho) é o *Goal Attainment Method*, desenvolvido por Gembicki em 1974 em sua tese de doutorado para a *Case Western Reserve University* (Gembicki, 1974).

6.1.1 The Goal Attainment Method - GAM

Este método utiliza um conjunto de objetivos $F^* = F^*_1, F^*_2, \dots, F^*_m$ associados à sua função custo, $\vec{F}(x) = \{F_1(x), F_2(x), \dots, F_m\}$. A formulação do problema permite que os objetivos estejam abaixo ou além do esperado de modo que o modelo possua uma relativa imprecisão dos objetivos iniciais. O grau relativo de abaixo ou além do esperado para a solução é controlado por um vetor de pesos $w = \{w_1, w_2, \dots, w_m\}$. A formulação do problema é:

$$\min \gamma \quad (6.5)$$

Sujeito a $\gamma \in \Re$ e $x \in \Omega$, tal que:

Figura 6.1: Descrição Geométrica do Goal Attainment Method (Mathworks, 2000).

$$F_i(x) - w_i\gamma \leq F_{*i} \quad (6.6)$$

O termo $w_i\gamma$ introduz maior liberdade ao problema e $i = 1, \dots, m$. O vetor de peso permite que o modelo estabeleça trocas entre os componentes objetivos. O problema permite a incorporação de constantes, igualdades e desigualdades. Inúmeros exemplos na literatura mostram a aplicação do GAM em diversas áreas (Calafiore e El Ghaoui, 2014; Gembicki e Haimes, 1975; Grant, 1991; Kapinos, 2004).

A figura 6.1 explora o comportamento bidimensional do GAM. Um problema de minimização é posto de tal maneira que $F_1(x) - w_1\gamma \leq F_{*1}$ e $F_2(x) - w_2\gamma \leq F_{*2}$. A especificação dos objetivos define o ponto objetivo (P) onde o vetor objetivo atingirá seu valor otimizado. O vetor peso define a direção de busca e atração do ponto P. Definindo-se os vínculos apropriados, o algoritmo deve atingir convergência em poucas iterações.

6.2 O Modelo Optimizado da Blindagem Primária de Radiação Neutrônica e Gama do RNV-POLI/USP

Conforme será descrito na seção 7.3, a blindagem primária na linha do núcleo do modelo do reator nuclear RNV-POLI/USP consiste de 7 cascas cilíndricas que recobrem o núcleo do reator, intercalando materiais e espessuras para blindagem da radiação gama e dos nêutrons

que emanam do centro. Em um submarino nuclear, por exemplo, essa blindagem é responsável pela manutenção da integridade física dos tripulantes.

Nesta seção, uma revisão bibliográfica da literatura científica sobre os métodos de otimização e escolha de materiais para blindagem é realizada. Em seguida, apresenta-se um modelo otimizado da blindagem do RNV-POLI/USP utilizando a aplicação direta do *Goal Attainment Method* dentro do *MATLAB Optimization Toolbox*. Os resultados otimizados servem de base para subsequente execução dos códigos de transporte GEM/EVENT e MCNP cujo objetivo é o cálculo da dose absorvida após o tanque de blindagem.

6.2.1 Revisão Bibliográfica e Propósito do Trabalho de Mestrado: Blindagem de Reatores e Otimização

A blindagem de um reator nuclear compacto deve ser projetada para atender critérios efetivos de minimização de peso e volume com concomitante redução na dose absorvida pelos componentes internos e trabalhadores. Para se atingir esse objetivo uma combinação de materiais de densidade apropriada, espessura de cascas de blindagem, posicionamento ao redor do reator e custo devem ser levados em consideração em uma abordagem organica do problema. Materiais de blindagem precisam ser adequadamente selecionados para uso prolongado e para que sejam capazes de resistir a ambientes de altas temperaturas, corrosivos e que suportem os danos advindos da irradiação.

O concreto ordinário é utilizado como material de blindagem gama e de nêutrons ao redor de centrais nucleares pelo mundo afora (Suzuki *et al.*, 2013). Recentemente uma série de investigações sobre compatibilidade da matriz C_3S com elementos de alta densidade tem sido realizada visando aumentar a eficiência do concreto para blindagem eletromagnética na faixa gama (Mortazavi *et al.*, 2010). Estudos sobre aditivos de boro na matriz do concreto viabiliza a alta absorção de nêutrons (Kimura e Kinno, 2009; O. Gencel e Filiz, 2010) e apresentam resultados interessantes. Tendo em vista que o concreto é ativado por nêutrons, também são realizados estudos visando a diminuição da produção de rejeitos radioativos por este material (Kimura *et al.*, 2008). Em otimização, alguns trabalhos (Calzada *et al.*, 2011; Gallego *et al.*, 2009; Kimura *et al.*, 2012; Piotrowski *et al.*, 2012) usando MCNP exploram a redução da

dose em geometrias simulando diversos tipos de concreto e espaço redimensionados com os algoritmos de otimização: genéticos, GAM, programação linear etc. Os resultados para o concreto são promissores, mas para reatores térmicos a literatura científica não explora a seguinte questão: concretos borados não são indicados, pois, em contato com a água liberam Boro que é um elemento altamente corrosivo.

Polietileno puro e com aditivos como óxido de boro e chumbo também são utilizados na tecnologia da blindagem, mas seu uso não é indicado em reatores compactos de propulsão haja visto que materiais poliméricos tem baixa estabilidade estrutural com propriedades mecânicas e térmicas não indicadas para esta aplicação, além de não ser possível aplicar esses materiais por longos períodos em reatores nucleares devido ao seu péssimo comportamento sobre danos promovidos pela irradiação ionizante (Hu *et al.*, 2008).

Aços inoxidáveis são revistos na literatura científica como excelentes materiais para blindagem tanto de nêutrons quanto de gama (El-Guebaly, 1997b). Essas ligas ferrosas possuem alta densidade e seus elementos de liga podem conter aditivos como boro que são excelentes materiais absorvedores (El-Guebaly, 1997a).

Nos Estados Unidos, trabalhos interessantes levantam a hipótese para uso de materiais compósitos de alta densidade para blindagem de raios gama e nêutrons (Hu *et al.*, 2008; Miller *et al.*, 2003). Dentro dessa nova classe de materiais, encontram-se os que substituem o chumbo na área nuclear. Um material compósito em particular já é vendido com o propósito de blindar radiação neutrônica e gama: desenvolvido pelo Exército Americano (Durkee III, 2006) o material patenteado é comercializado com o nome ECOMASS. Ele possui quase a mesma densidade do chumbo (11g/cc) e é composto por 97% de Tungstênio com adicional de poliamida. Utilizamos a configuração do ECOMASS 2150TU96 nos modelos de otimização da blindagem do RNV-POLI/USP.

Sobre a questão da otimização em blindagem de alguns autores utilizam o código MCNP5 com algoritmos complementares tais como genéticos (Hu *et al.*, 2008), métodos por força-bruta (Piotrowski *et al.*, 2012) e estudos experimentais visando a otimização de plantas específicas (Wilson *et al.*, 2001). Os resultados são pouco conclusivos haja visto que alguns dados de bibliotecas nucleares são diferenciados (Carluccio, 2011) e também devido a ausência de trabalho experimental no ramo.

A literatura científica é praticamente inexistente sobre blindagem e otimização em reatores nucleares compactos e modulares. Embora a ideia de reatores nucleares compactos não seja nova – remonta a segunda era nuclear conhecida como “era da renascença” – as pesquisas neste campo são direcionadas quase que exclusivamente para fins militares (Ingersoll, 2009; Vujić *et al.*, 2012), logo justificam-se a ausência de publicações neste campo específico e a utilidade deste trabalho de mestrado que foi direcionado a abordar um assunto inovador na seara de reatores nucleares compactos: a otimização da blindagem primária utilizando-se métodos computacionais matemáticos de otimização multiobjetiva e códigos de transporte aliados a uma metodologia de escolha apropriada para combinações efetiva de materiais que tem por objetivo majoritário a redução na taxa de dose fora do ambiente do reator.

6.2.2 A Função Objetiva do Modelo RNV-POLI/USP

O modelo da função objetiva do RNV-POLI/USP leva em consideração dois aspectos de blindagem de interesse para reatores nucleares compactos: peso e volume.

Inicialmente parte-se do pressuposto simplificado que:

$$f(P, V) = P + V \quad (6.7)$$

Mas para as sete cascas cilíndricas da blindagem primária o peso,

$$P = \sum_{i=1}^7 m_i g \quad (6.8)$$

E o volume,

$$V = \pi h \sum_{i=1}^7 l_i^2 \quad (6.9)$$

Assim a (6.7) resume-se em:

$$f(l_i, \rho_i) = \sum_{i=1}^7 \pi h l_i^2 (\rho_i g + 1) \quad (6.10)$$

Onde $h = 221.3$ cm é a altura ativa da blindagem primária, l_i e ρ_i é a espessura e a densidade do material da i -ésima casca – as variáveis de otimização e g a aceleração da

gravidade na terra. O resultado da função custo expressa um somatório entre o peso e o volume da blindagem.

Quando comparamos os modelos otimizados com o resultado análogo ao real, a blindagem otimizada deve atender os seguintes critérios: (i) redução no cálculo da função custo; e (ii) diminuição da dose absorvida após a última casca de blindagem.

6.2.3 Implementação no MATLAB Optimization Toolbox

Para rodar a otimização utilizamos a função **fminimax** no *MATLAB Optimization Toolbox* que aplica o *Goal Attainment Method* com o vetor de pesos igual a 1 para resolver a otimização. Essa função tem a seguinte sintaxe:

```
1 x = fminimax ( fun , x0 , A , b , Aeq , beq , lb , ub )
```

Onde **fun** é a entrada da função objetiva (derivada na subseção anterior), **x0** é o vetor de densidades e espessuras iniciais, **A** e **b** é a matriz e o vetor dos vínculos de desigualdades, **Aeq** e **Beq** é a matriz e o vetor dos vínculos das igualdades e por fim **lb** e **ub** são os limites inferior e superior das variáveis envolvidas.

A função **fminimax** retorna um vetor multiobjetivo $[f_1(l_1, \rho_1), f_2(l_2, \rho_2), \dots, f_7(l_7, \rho_7)]$ com a função objetiva **fun** calculada nos pontos ótimos com l_i^* e ρ_i^* .

Para o vínculo de desigualdade escolhido foi que a soma das espessuras da cascas teria de ser menor que a soma das espessuras iniciais: 61.3 cm. O único vínculo de igualdade escolhido foi que a densidade da última casca teria de ser 11 g/cc fixando o elemento chumbo naquela posição, por suas excelentes propriedades em blindar a radiação gama.

Os vínculos semi-infinitos adicionais resumem-se em: as espessuras devem variar entre 7 e 9 cm e as densidades podem variar entre 7.96 (aço de blindagem) até 11 (chumbo ou ECOMASS) g/cc.

Apresentamos aqui os scripts que definem a função objetiva e a chamada da função **fminimax** para a otimização. Os arquivos foram designados com os nomes **fun.m** e **opt.m** cuja extensão indica ser um script MATLAB. O idioma dos códigos e comentários é o inglês, escolhido com o objetivo de facilitar futuras publicações.

```

% FILE fun.m 1
function f = fun(x) 2
3
% MTUNES Master Thesis 2015 4
5
% fun receives a vector x with 13 variables. 6
% x(odd) is related to thickness 7
% x(even) is related to density 8
9
% this cost function is f = weight + volume (next to do: f = weight*volume) 10
11
% matlab opt toolbox and functions applied in nuclear eng. 12
% authors cassiano olivera and matheus tunes 13
% 14
% OCT2013 15
% 16
17
h = 221.3; % shielding height [cm] 18
g = 987.0; % gravity acceleration [cm/s^2] 19
20
21
f(1) = pi*h*x(1)*x(1)*(x(2)*g + 1); 22
f(2) = pi*h*x(3)*x(3)*(x(4)*g + 1); 23
f(3) = pi*h*x(5)*x(5)*(x(6)*g + 1); 24
f(4) = pi*h*x(7)*x(7)*(x(8)*g + 1); 25
f(5) = pi*h*x(9)*x(9)*(x(10)*g + 1); 26
f(6) = pi*h*x(11)*x(11)*(x(12)*g + 1); 27
f(7) = pi*h*x(13)*x(13)*(x(14)*g + 1); 28
29
% END 30
% about input vector x = [x(1) x(2) x(3) x(4) ... x(13) x(14)] 31
% x = [l_1 rho_1 l_2 rho_2 ... l_7 rho_7] 32

```



```

% FILE opt.m 1
% MTUNES Master Thesis 2015 2
3
% nonlinear optimization with multiobjective and multivariable with 4
% semi-infinite constraints 5
6
% matlab opt toolbox and functions applied in nuclear eng. 7
% authors cassiano olivera and matheus tunes 8
9
% call the fun.m and optimization toolbox with guess and constraints 10
% we will use the follow function in toolbox: x = fminimax(fun,x0,A,b,Aeq,beq,11
    lb,ub)
% remember that the input vector x = [x(1) x(2) x(3) x(4) ... x(13) x(14)] 12
% x = [l_1 rho_1 l_2 rho_2 ... l_7 rho_7] 13
14
% gives only local optimization results 15
16
% algorithm is the Goal Attainment Method 17
% [16] Gembicki, F.W., 18
% "Vector Optimization for Control with Performance and Parameter Sensitivity 19
    Indices,"
% Ph.D. Thesis, Case Western Reserve Univ., Cleveland, Ohio, 1974. 20
21
% initial guess | thickness in [cm] and density in [g/cc] 22
x0 = 0; 23
x0(1) = 9.0; %l_1 shielding shell 1 24
x0(2) = 7.96; %rho_1 25
x0(3) = 7.6; %l_2 shielding shell 2 26
x0(4) = 1.0; %rho_2 27
x0(5) = 9.0; %l_3 shielding shell 3 28
x0(6) = 7.96; %rho_3 29
x0(7) = 9.0; %l_4 shielding shell 4 30
x0(8) = 1.0; %rho_4 31
x0(9) = 9.0; %l_5 shielding shell 5 32
x0(10) = 7.96 %rho_5 33
    
```

```

x0(11) = 9.0;    %l_6    shielding shell 6      34
x0(12) = 1.0;    %rho_6      35
x0(13) = 9.0;    %l_7    shielding shell 7      36
x0(14) = 11.0;   %rho_7      37
                                     38
% inequality constraints A and b vectors Ax <= b      39
A = [1 0 1 0 1 0 1 0 1 0 1 0 1 0]; % sum of all lengths must be less or equal 40
    61.6 cm
b = [61.6];      41
                                     42
% equality constraints Aeq and beq vectors Aeq*x = beq      43
Aeq = [0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 1]; % fixed last shell will be lead with      44
    density 11 g/cc
beq = [11];      45
                                     46
% upper and lower bounds      47
% lb = [0;-Inf;4] means x(1) lessorequal 0, x(3) lessorequal 4.      48
% ub = [Inf;4;10] means x(2) upperorequal 4, x(3) upperorequal 10.      49
                                     50
lb = [7 11 7 1.0 7 11 7 1.0 7 11 7 1.0 7 11]; %x(1) >= 7 cm, x(2) >= 7.96 etc 51
    ...
ub = [9 11.0 9 1.3 9 11.0 9 1.3 9 11.0 9 1.3 9.0 11]; %x(1) >= 9, x(2) >= 11 52
                                     53
[x fval] = fminimax(@fun,x0,A,b,Aeq,beq,lb,ub);      54
                                     55
% thickness vector optimized      56
j=1;      57
for i=1:2:14      58
    thickness_opt(j) = x(i);      59
    j = j + 1;      60
end      61
                                     62
% density vector optimized      63
j=1;      64
for i=2:2:14      65
    density_opt(j) = x(i);      66

```

```

    j = j + 1; 67
end 68
69
thickness_0 = [x0(1) x0(3) x0(5) x0(7) x0(9) x0(11) x0(13)] 70
thickness_opt % print new thickness 71
density_opt % print new density 72
density_0 = [x0(2) x0(4) x0(6) x0(8) x0(10) x0(12) x0(14)] 73
% sum all widths: must be <= 61.6 74
sum_thickness = sum(thickness_opt); 75
76
% relative percentual of global (P+V) enhancement 77
enhancement_percentual = 1 - (sum_thickness/sum(thickness_0)) 78
79
% density * thickness 80
weight = density_0*thickness_0'; 81
weight_opt = density_opt*thickness_opt'; 82
83
% relative percentual of weight enhancement 84
enhancement_percentual_in_weight=1-weight_opt/weight 85
86
% END 87

```

Capítulo 7

Materiais e Métodos

O desenvolvimento deste trabalho resultou em múltiplos objetivos e desafios. Primeiro uma completa familiarização com o código MCNP5 foi realizada afim de se obter o domínio das principais técnicas de simulação de nêutrons e raios gama, bem como a realização do estudo dos mecanismos de redução da variância dos resultados. Subsequente a isto, modelou-se os principais aspectos e componentes de um elemento combustível tipo vareta para reatores nucleares compactos. Partindo desta montagem, o estabelecimento de um reator nuclear virtual tipo PWR compacto foi realizado, cuja geometria foi desenvolvida de acordo com as estruturas repetidas do código MCNP5. Por fim, como objetivo majoritário do trabalho de mestrado, estudou-se a influência de determinados materiais na blindagem *ex-core* desse reator nuclear virtual.

Neste capítulo o modelo do reator nuclear virtual é apresentado em detalhes. Será dada ênfase a metodologia de cálculo neutrônico, aos materiais empregados nos diversos componentes *in* e *ex-core*, as inúmeras estruturas e funcionalidades presentes em um reator e que também foram modeladas com a mais absoluta verossimilhança e algumas execuções preliminares do programa indicando sua boa aplicabilidade no auxílio do desenvolvimento físico de uma instalação nuclear.

7.1 Especificação do Elemento Combustível

Um elemento combustível é um conjunto associado de varetas combustíveis (que contém os elementos físséis para geração de energia), varetas absorvedoras e de controle dos nêutrons, varetas de veneno queimável e outros componentes estruturais como as grades espaçadoras que fornecem sustentação mecânica ao conjunto e os bocais inferior e superior cujo objetivo é fornecer a instrumentação do elemento. Nesta seção, são apresentados todos os dados e características dos elementos do modelo que compõem o elemento combustível do RNV.

7.1.1 Características da Vareta Combustível

As varetas combustível do modelo possuem revestimento (ou encamisamento) de Zircaloy-4® com combustível nuclear cerâmico – pastilhas de UO_2 – com o enriquecimento de 4,5% em Urânio-235. As vezes, o enriquecimento é alterado no código para verificação de certas propriedades de reatividade. A densidade teórica das pastilhas de Dióxido de Urânio é $10,96 \text{ g/cm}^3$, com diâmetro de 0,850 cm ocupando uma altura de 108,9 cm.

A vareta ainda conta com uma região denominada *plenum*, contendo uma mola da liga de Inconel-718®. Devido ao fato de que a mola pouco influencia nos cálculos neutrônicos, optou-se por não incluir sua geometria na simulação da vareta. Logo, a região do plenum (que ocupa uma altura de 7,9 cm e diâmetro interno de 0,850 cm) contém apenas o gás Hélio, que serve para pressurização interna da vareta combustível. Também há uma região com espaçamento de 0,1 cm (folga) entre o raio da pastilha e o diâmetro interno da vareta.

Na parte superior e inferior da vareta combustível desenhou-se dois tampões, o superior e o inferior com o material Zircaloy-4® e o mesmo raio externo da vareta combustível (0,98 cm) com altura de 5 cm cada. Dentro do elemento combustível, há um arranjo de 17×17 varetas com espaçamento entre centros (*pitch*) de 1,29 cm. Na tabela 6 resumem-se as características da vareta combustível aqui supracitadas. Vale ressaltar que o modelamento aqui apresentado é similar as características do reator nuclear da Usina de Angra III, especificado no capítulo 2, item 2.6.

Tabela 06: Resumo das Características da Vareta Combustível e seu Encamisamento	
Material de Encamisamento	Zircaloy-4®
Densidade do Material de Encamisamento	6,56 g/cm ³
Material da Pastilha	UO ₂
Densidade da Pastilha	10,96 g/cm ³
Comprimento ativo da Vareta	108,9 cm
Diâmetro Interno da Pastilha	0,85 cm
Enriquecimento	4,5% em peso
Diâmetro Interno do Encamisamento	0,86 cm
Diâmetro Externo do Encamisamento	0,98 cm
Material do espaço entre a Vareta e a Pastilha	0,01 cm
Altura do <i>Plenum</i>	7,90 cm
Altura dos Tampões Superior e Inferior (cada)	5,00 cm
Material dos Tampões	Zircaloy-4®
Altura total da Vareta	117,8 cm

7.1.2 Características da Vareta de Veneno Queimável

A vareta de veneno queimável difere da vareta combustível em apenas dois pontos: o diâmetro da pastilha de veneno queimável que é 0,83 cm e o material que é $Al_2O_3+B_4C$. A tabela 7 exibe um resumo das principais propriedades da vareta de veneno queimável do modelo.

O desenho da vareta de veneno queimável do modelo é semelhante ao da vareta combustível, exceto pelo material da região ativa, que é o $Al_2O_3+B_4C$, veja figura 7.4. As varetas de veneno queimável servem majoritariamente para controle da reatividade excessiva do núcleo do reator nuclear no início da operação, bem como altera algumas propriedades de partida do reator.

7.1.3 Características da Vareta de Segurança e dos Tubo Guia

O arranjo do elemento combustível e suas varetas possui 28 tubos guias para inserção de varetas de segurança e de controle. Nas tabelas 8 e 9, resumem-se as características da vareta de segurança e dos tubos guias, que servem de instrumentação para controle da reatividade do reator.

Figura 7.2: À esquerda corte xy do modelo da vareta combustível. À direita, um corte xz em perfil.

Tabela 07: Resumo das Características da Vareta de Veneno Queimável e seu Encamisamento

Material de Encamisamento	Zircaloy-4®
Densidade do Material de Encamisamento	6,56 g/cm ³
Material da Pastilha	Al ₂ O ₃ +B ₄ C
Densidade da Pastilha	3,79 g/cm ³
Comprimento ativo da Vareta	108,9 cm
Diâmetro Interno da Pastilha	0,83 cm
Diâmetro Interno do Encamisamento	0,86 cm
Diâmetro Externo do Encamisamento	0,98 cm
Espaçamento entre a Vareta e a Pastilha	0,03 cm
Altura do <i>Plenum</i>	7,90 cm
Altura dos Tampões Superior e Inferior (cada)	5,00 cm
Material dos Tampões	Zircaloy-4®
Altura total da Vareta	117,8 cm

Uma representação esquemática das varetas de segurança nos tubos-guia pode ser observada na figura 7.7. Ressalta-se que as varetas de controle presente nos tubos-guia possuem um sistema de instrumentação modelado no MCNP que permite o seu levantamento e abaixamento dentro do elemento combustível de modo a manter a reatividade do reator controlada. Desta forma, atinge-se a reação em cadeia autossustentada.

7.1.4 Característica da Vareta Absorvedora de Ag-In-Cd

Para inserir a barra absorvedora de Ag-In-Cd nos tubos-guias dos bancos B e C, especificou-se a liga ternária conforme especificações tabela 10. É sabido que essa liga possui excelentes qualidades de absorção neutrônica, embora algumas propriedades sejam ruins em situação de acidente (Petti, 1986), pois, a liga apresenta baixo ponto de fusão.

7.1.5 Grades Espaçadoras de Inconel-718

Para simulação das grades espaçadoras de Inconel-718 optou-se por não simular a grade com as tiras de modo explícito (ver seção 2.8 de aproximações). Ao todo, o elemento com-

Figura 7.4: À esquerda corte xy do modelo da vareta de veneno queimável. À direita, um corte xz em perfil.

Tabela 08: Resumo das Características da Vareta de Segurança

Material de Encamisamento	Zircaloy-4®
Densidade do Material de Encamisamento	6,56 g/cm ³
Material da Pastilha	B ₄ C
Densidade da Pastilha	2,51 g/cm ³
Comprimento ativo da Vareta	123,8 cm
Diâmetro Interno da Pastilha	0,83 cm
Diâmetro Interno do Encamisamento	0,84 cm
Diâmetro Externo do Encamisamento	0,93 cm
Espaçamento entre a Vareta e a Pastilha	0,01 cm
Altura dos Tampões Superior e Inferior (cada)	5,00 cm
Material dos Tampões	Zircaloy-4®
Altura total da vareta	124,8 cm

Tabela 09: Resumo das Características dos Tubos Guia

Material de Encamisamento	Zircaloy-4®
Densidade do Material de Encamisamento	6,56 g/cm ³
Diâmetro Interno	1,13 cm
Diâmetro Externo	1,20 cm

Figura 7.7: Tubos guia simulados no modelo do RNV-POLI/USP. Dentro dos tubos guia, encontram-se as varetas de controle ou as varetas absorvedoras dependendo da posição do núcleo. À esquerda um corte xy e na direita, um corte xz.

Tabela 10: Resumo das Características da Barra Absorvedora de Ag-In-Cd

Material	Ag-In-Cd
Composição em Peso	80-15-5%
Diâmetro da Barra	0,83 cm
Comprimento Ativo	100,0 cm

bustível possui 6 grades espaçadoras com esta mistura de água e Inconel-718.

O INCONEL-718 é uma liga contendo Níquel, Nióbio, Cromo, Ferro, Molibdênio, Titânio, Alumínio, Cobalto, Carbono, Magnésio, Silício, Fósforo, Enxofre, Boro e Cobre em proporções podendo flutuar especificadas de acordo com cada fabricante.

Sua densidade teórica é de $8,19 \text{ g/cm}^3$ e as dimensões físicas das grades seguem a especificação das dimensões dos arranjos das varetas.

7.1.6 Bocais

Na base inferior do elemento combustível, um bocal de aço inoxidável 348 foi desenhado com 10,0 cm de altura e base quadrada de 21,9 cm. Da mesma maneira, na parte superior, localiza-se um bocal com 15 centímetros de altura com a mesma base quadrada.

Para desenho do bocal superior lança-se mão da mesma metodologia utilizada para as grades de Inconel-718. A região do bocal superior contém uma mistura de água e aço inoxidável 348 em porcentagem mássica.

7.1.7 Montagem do Elemento Combustível

Munido destas informações dos componentes fundamentais, o elemento combustível é montado (ver figura 7.9) com um passo de rede (quadrada) 1,29 cm (pitch) em um arranjo de 17x17 varetas. Sem veneno queimável, o elemento conterà 260 varetas combustível, contra 240 quando se usa a vareta de veneno queimável na montagem. O número total de tubos guia é de 28.

Um tubo central de instrumentação de Zircaloy-4® está presente no elemento combustível. O elemento combustível possui 6 grades espaçadoras de Inconel-718 simulados em um

Figura 7.9: Elemento combustível do modelo e seus componentes.

paralelepípedo uniforme contendo água e o material da grade misturados uniformemente em porcentagem mássica.

O material de revestimento dos mais diversos componentes é o Zircaloy-4®. As varetas combustíveis são pressurizadas com gás Hélio, material que também está presente no espaçamento entre as pastilhas e o encamisamento interno.

Figura 7.10: Instrumentação do Elemento Combustível do modelo que permite o abaixamento e levantamento das varetas de controle/segurança.

7.1.8 Aproximações utilizadas no modelo e comparação com um modelo real

No modelamento da vareta combustível algumas aproximações foram realizadas que não comprometem a eficácia e a precisão do cálculo neutrônico. Por exemplo, na região do *plenum* não há a mola de INCONEL-600 e os tampões não foram modelados de forma explícita como especificado no capítulo II, que é uma vareta combustível real do reator da Usina Nuclear de Angra dos Reis (Angra III). Os tampões foram simulados na forma de um cilindro pequeno que enclausura as regiões superior e inferior da vareta.

As grades de INCONEL-718 e os bocais de Aço Inoxidável 348 são simulados de maneira uniforme, ou seja, a quantidade de material de ambos componentes compõem uma mistura homogênea e proporcional a quantidade de água presente em seus respectivos volumes. Isso significa que o desenho da grade com as tiras não foi realizado, no lugar, paralelepípedo de base quadrada de altura de 3,8 cm contendo uma mistura homogênea de água com Inconel-718 em porcentagem mássica foi simulado.

Cada grade possui massa de 746,43 gramas contra 7218,86 gramas de água na mesma região volumétrica ocupada pelas dimensões da grade. Como a densidade da água e do Inconel-718 são respectivamente 1,0 e 8,19 g/cm³ calcula-se que a densidade da mistura é de 1,0896 g/cm³, contendo 91% de água e 9% de Inconel-718 em porcentagem mássica. O mesmo cálculo foi realizado para os bocais cuja densidade da mistura de aço inoxidável 348 e água é de 1,1453 g/cm³ na proporção de 83% de água para 17% de aço.

7.2 Descrição Geral do Núcleo do Reator Nuclear Virtual

O núcleo do RNV-POLI/USP foi projetado para conter elementos combustíveis, elementos de controle e de segurança e varetas de veneno queimável. A disposição dos elementos combustíveis pode ser observada na figura [7.11](#).

No reator nuclear virtual existem 12 elementos de segurança e 9 de controle. Nos bancos A1 e A2, estão localizados os elementos de segurança. Já nos bancos B, C e D estão presentes os elementos para controle. Os elementos do tipo A1, A2 e D contêm 28 varetas de

Figura 7.11: Esquemática do Núcleo do RNV-POLI/USP.

Figura 7.12: Posicionamento das varetas em um elemento combustível. Em amarelo, observa-se a posição das varetas de veneno queimável. Em azul, os tubos guia. Em verde no centro está o tubo de instrumentação.

carbeto de boro (B_4C) inseridas nos tubos guia do elemento combustível. No caso dos bancos B e C, há 28 varetas da liga ternária de Ag-In-Cd (80-15-5% em proporção respectiva). As varetas absorvedoras de nêutrons se movimentam nos elementos combustíveis através dos canais dos tubos-guia, que são tubos cilíndricos de Zircaloy-4®. Os tubos são espaçados no elemento combustível de modo simétrico com relação ao centro.

Os bancos de controle e os de segurança são os componentes principais do sistema de criticalidade do reator nuclear virtual. Os bancos diretamente envolvidos no controle da criticalidade são os B, C e D. Os de segurança possuem apenas a função de desligamento do reator, encontrando-se totalmente retirados do núcleo.

Figura 7.14: Corte xz do Reator Nuclear Virtual desenvolvido. Em verde temos o vaso de pressão, seguido pelas regiões da blindagem primária. Em bege, o barril seguido do núcleo do reator..

7.3 Descrição Geral do Tanque da Blindagem Primária

O tanque de blindagem primária do modelo inicia-se imediatamente após a casca de água que contém os detectores *ex-core*. A blindagem primária consiste em uma série de cascas de aço inoxidável SS-336-F911 intercaladas por cascas de água terminando com uma camada de chumbo. Na parte superior do reator, camadas de polietileno e concreto são utilizadas. Neste trabalho, otimiza-se apenas a parte da blindagem do núcleo.

Para blindar o núcleo, o aço – por possuir alta densidade – é utilizado por ser um excelente material de atenuação da radiação gama, uma vez que já discutido no capítulo anterior, materiais de alta densidade são adequados para uso na blindagem da radiação eletromagnética. No caso da água que sua aplicação resume-se na moderação de nêutrons e absorção, uma vez que a sua massa e densidade são baixas, favorecendo o espalhamento dos nêutrons lentos que serão absorvidos pelo aço e pelo chumbo final. A combinação água + aço foi escolhida pois a seção de choque de absorção aumenta quando a energia do nêutron diminui.

Figura 7.15: Descrição do tanque de blindagem primária do RNV-POLI/USP.

7.4 Escolha de Materiais

Os materiais utilizados no escopo do modelo do reator nuclear virtual são apresentados. O código utilizado é o cartão para materiais com a especificação mnemônica (ZA.id) para os materiais e sua composição em massa¹ [%wt]. Utiliza-se a notação '.' (ponto) para especificação decimal de acordo com os critérios do código com a biblioteca utilizada foi a ENDF/B-VII para temperatura de 600 Kelvin (.71c) para o núcleo e 300K para os componentes ex-core (.60c).

Tabela 11: Material 1 – Combustível UO ₂ com 4.0% de enriquecimento	
Material	Composição em Massa [%wt]
(O) 8016.71c	0.11851851
(U234) 92234.71c	0.00014280
(U238) 92238.71c	0.84607942
(U235) 92235.71c	0.03525926

Tabela 12: Material 2 – Hélio	
Material	Composição em Massa [%wt]
(He) 2004.71c	1.0

Tabela 13: Material 3 – Carbetto de Boro (B ₄ C)	
Material	Composição em Massa [%wt]
(C)6000.71c	0.2000
(B11) 5011.71c	0.6408
(B10) 5010.71c	0.1592

Tabela 14: Material 4 – Zircaloy-4®	
Material	Composição em Massa [%wt]
(O) 8016.71c	0.0013
(Zr)40091.71c	0.9811
(Cr)24052.71c	0.0010
(Sn)50119.71c	0.0145
(Fe)26056.71c	0.0021

Tabela 15: Material 5 – Água	
Material	Composição em Massa [%wt]
(H) 1001.71c	0.1119
(O) 8016.71c	0.8881

Tabela 16: Material 6 – Veneno Queimável Al ₂ O ₃ +B ₄ C	
Material	Composição em Massa [%wt]
(C) 6012 .71c	0.0759
(Al)13027.71c	0.3418
(B) 5011.71c	0.2785
(O) 8016.71c	0.3038

¹Todas as composições são normalizadas para o valor 1.

Tabela 17: Material 7 – Material Inconel-718+Água (grade espaçadora)

Material	Composição em Massa [%wt]
(H) 1001.71c	0.1002
(C) 6012.71c	0.0004
(S) 16000.71c	0.0179
(Fe) 26000.71c	0.0173
(Ti) 22000.71c	0.0008
(Nb) 41093.71c	0.0048
(O) 8016.71c	0.8056
(Si) 14000.71c	0.0002
(Mn) 25055.71c	0.0002
(Ni) 28000.71c	0.0492
(Al) 13027.71c	0.0005
(Mo) 42000.71c	0.0029

Tabela 18: Material 8 – Aço Inoxidável 348+Água

Material	Composição em Massa [%wt]
(C) 6012.71c	0.0001
(Mn) 25055.71c	0.0034
(Si) 14000.71c	0.0170
(Cr) 24000.71c	0.0306
(Ni) 28000.71c	0.0187
(P) 15031.71c	0.0001
(S) 16000.71c	0.0001
(Cu) 29000.71c	0.0003
(Nb) 41093.71c	0.0012
(W) 74000.71c	0.0002
(Fe) 26000.71c	0.0983
(H) 1001.71c	0.0929
(O) 8016.71c	0.7371

Tabela 19: Material 9 – Liga de Ag-In-Cd	
Material	Composição em Massa [%wt]
(Ag)47107.71c	0.80000
(In)49115.71c	0.15000
(Cd)48112.71c	0.05000

Tabela 20: Material 10 – Aço 348L	
Material	Composição em Massa [%wt]
(C)6000.71c	0.00037
(Mn)25055.71c	0.01240
(Si)14028.71c	0.00470
(Cr)4052.71c	0.18050
(Ni)28059.71c	0.11080
(P)15031.71c	0.00011
(S)16032.71c	0.00008
(Cu)29065.71c	0.00047
(Ta)73181.71c	0.00563
(Fe)26056.71c	0.68440
(Mo)42096.71c	0.00030
(Co)27059.71c	0.00024

Tabela 21: Material 11 – Aço SA-240-347

Material	Composição em Massa [%wt]
(C) 6000.60c	0.00080
(Mn)25055.60c	0.02000
(Si)14028.60c	0.00800
(Ti)22048.60c	0.00200
(Mo)42096.60c	0.00300
(P)15031.60c	0.03500
(Cr)24052.60c	0.18000
(Cu)29065.60c	0.00300
(Fe)26056.60c	0.61650
(S)16032.60c	0.00020
(Ni) 28059.60c	0.12000
(W) 74184.60c	0.00200
(Nb)41093.60c	0.00950

Tabela 22: Material 12 – Aço SA-336-F347

Material	Composição em Massa [%wt]
(C)6000.60c	0.00080
(Mn)25055.60c	0.02000
(Si)14028.60c	0.01000
(Fe)26056.60c	0.67840
(P)15031.60c	0.00050
(Ni)28059.60c	0.11000
(S)16032.60c	0.00030
(Cr)24052.60c	0.18000

Tabela 23: Material 13 – Aço SA-508-Cl.3

Material	Composição em Massa [%wt]
(C)6000.60c	0.0019
(Si)14028.60c	0.0008
(Ni)28059.60c	0.0082
(Fe)26056.60c	0.9687
(Mn)25055.60c	0.0135
(Cr)24052.60c	0.0017
(P)15031.60c	0.0001
(Mo)42096.60c	0.0051

Tabela 24: Material 14 – Aço de Blindagem AS-336-F911	
Material	Composição em Massa [%wt]
6000.70c (C)	0.00130
25055.70c (Mn)	0.00600
15031.70c (P)	0.00020
16032.70c (S)	0.00010
14028.70c (Si)	0.00500
28059.70c (Ni)	0.00400
24052.70c (Cr)	0.09500
42096.70c (Mn)	0.01100
23000.70c (V)	0.00250
7014.70c (N)	0.00090
13027.70c (Al)	0.00020
5010.70c (B)	0.00006

Tabela 25: Material 15 – Concreto Portland	
Material	Composição em Massa [%wt]
1001.70c (H)	0.022095
1002.70c (H-2)	0.000005
6000.70c (C)	0.002484
8016.70c (O)	0.574699
8017.70c (O-17)	0.000232
11023.70c (Cl)	0.015208
12024.70c (Mg)	0.001266
13027.70c (Al)	0.019953
14028.70c (Si)	0.279872
14029.70c (Si-29)	0.014719
14030.70c (Si-30)	0.010036
19039.70c (K)	0.010045

Tabela 26: Material 16 - Polietileno	
Material	Composição em Massa [%wt]
1001.70c (H)	0.666590
1002.70c (H-2)	0.000077
6000.70c (C)	0.333333

Capítulo 8

Resultados e Discussão

Neste capítulo estão apresentados os resultados da simulação do modelo do reator nuclear virtual no código MCNP5. Primeiramente, busca-se analisar a operação da planta em nível crítico, variando-se materiais de revestimento da vareta apenas para um estudo preliminar da influência do revestimento sobre a operação da planta. Em seguida, a simulação foi executada em uma workstation HP com 24 núcleos de processamento: analisou-se os fluxos de nêutrons e de raios gama bem como a taxa de dose absorvida após a blindagem primária através de quatro detectores tipo F6 nos quatro quadrantes do núcleo.

Para avaliação do modelo, ao término da montagem do primeiro elemento combustível e do núcleo, executou-se o código MCNP5 sobre o modelo analisando em sequência o resultado e sua confiabilidade.

Subsequente a isto, um estudo de materiais de blindagem foi realizado com o código GEM/EVENT com base na revisão bibliográfica do capítulo anterior e os scripts escritos para o MATLAB Optimization Toolbox: o objetivo foi encontrar uma configuração otimizada para a blindagem primária. Por fim – com o modelo otimizado – uma nova execução do núcleo do RNV-POLI/USP é realizada no MCNP5 visando comparar as leituras de taxas de dose nos casos otimizado e análogo.

8.1 Parâmetros de Execução do MCNP5

8.1.1 Condição de Contorno

Na definição das superfícies utilizadas para a construção da geometria do modelo, estão presentes as laterais do elemento combustível bem como as bases quadradas superior em $z = 132,8$ cm e a inferior em $z = -0,5$ cm. A condição de contorno (periódica) utilizada foi a reflexão dos nêutrons que chegarem até tais superfícies laterais, superior e inferior (em inglês *window surfaces*). No MCNP5, a implementação das condições de contorno periódicas se dá por meio da introdução de um asterisco (*) na superfície onde deseja-se a reflexão de nêutrons. Esse procedimento só foi realizado para a execução do modelo do elemento combustível.

8.1.2 Fonte de Nêutrons

Utiliza-se o cartão KCODE com 2 milhões de nêutrons por ciclo ativo em um total de 2000 ciclos. Os primeiros 100 ciclos são ignorados para a estatística e o chute inicial foi de 1,0 para o valor de k_{eff} . Acoplado a este cartão, emprega-se o SDEF para definir a fonte de nêutrons. O espectro de Watt ([Duderstadt e Hamilton, 1976](#)) foi utilizado para a energia dos nêutrons. A fonte é simétrica em todo o elemento combustível: uma fonte de base quadrada com as mesmas dimensões do elemento combustível em x,y e z.

8.1.3 Acoplamento Nêutron-Gama (NP)

Tanto o código MCNP5 quanto os estudos paramétricos (experimentos numéricos) de blindagem realizados no GEM/EVENT contaram com a execução em modo acoplado: o código transporta raios gama e nêutrons. No MCNP5 utilizou-se o cartão MODE N P. Neste modo, o código leva em consideração os raios gama produzidos durante os eventos de fissão (gamas prontos de fissão). Uma particularidade do MCNP5 é que ele não calcula queima, resultando que os gamas oriundos dos produtos de fissão não são levados automaticamente em consideração.

8.1.4 Detectores de Fluxo

O cartão FMESH foi utilizado para nêutron (código 884) e para fótons gama (código 994). Esse cartão é responsável por mapear os fluxos no núcleo do reator até a última superfície de blindagem. O fator de normalização para uma potência de 48 MW foi calculado de acordo com o manual do MCNP5: 1.73×10^{18} ¹. O resultado de todos os *tallies* do modelo precisam desse valor para renormalização.

8.1.5 Detectores de Dose Absorvida

Quatro *tallies* tipo F6 foram posicionados simetricamente a 0°, 90°, 180° e 270° com os respectivos códigos: F16, F26, F36 e F46. Esses *tallies* calculam a dose absorvida em MeV/g. A conversão para Gy/h é feita da seguinte maneira: multiplica-se o fator normativo 1.73×10^{18} pelo resultado do detector em MeV/g. Em seguida, divide-se o resultado por 3600 s (=1h) e aplica-se a conversão de MeV/g para Gy. Lembra-se que 1 Sv = 1 Gy.

8.1.6 Técnicas de Redução da Variância

Algumas técnicas de redução de variância foram utilizadas para garantir a contagem de nêutrons e gama nas superfícies externas do reator. O *splitting* para nêutrons e gama utilizado foi de fator 4, começando no vaso de pressão e terminando na área externa dos detectores de dose. Assumiu-se igualdade entre as importâncias dos fótons e dos nêutrons. Utilizou-se também o cartão PHYS:N J 0.01 (captura implícita) que basicamente diminui o peso estatístico de uma partícula devido a probabilidade de captura em cada evento de colisão. Deste modo as histórias não terminam em transporte de longas distâncias.

8.1.7 Materiais e Seções de Choque

Os materiais utilizados estão descritos detalhadamente na subseção 7.4. As seções de choque é o conjunto ENDF/B-VII.0 gerado no código NJOY para o MCNP. Nas regiões do núcleo, utiliza-se as seções de choque com 600K e 300K para as regiões exteriores.

---

¹ Advém da simples multiplicação do resultado do *tally* pela potência média pelo número de nêutrons emitidos por evento de fissão vezes a energia liberada pela fissão promovida por um nêutron.

8.1.8 Detalhes da Execução

Ao final do modelo, no arquivo mv78, o código MCNP5 demorou cerca de seis dias para completar todos os 2000 ciclos de KCODE. A simulação não retornou erro fatal e nem avisos que poderiam comprometer a estatística. Uma workstation modelo HP com Intel Xeon de 24 núcleos e 32GB de RAM foi utilizada.

8.2 Resultados: Criticalidade do Núcleo

Um teste preliminar foi realizado executando o modelo com o cartão KCODE considerando 300 ciclos ativos para estimar a cota z das barras de controle para o qual o modelo do reator atinge nível crítico, isto é, $K_{eff} = 1$.

Foram testadas cinco tipos diferentes de ligas de revestimento para a vareta combustível: os aços inoxidáveis austeníticos 348 e 316, e as ligas baseadas em Zr que são o Zirlo, m5Areva e o Zircaloy-4. Os resultados estão expostos na figura 8.1 abaixo:

Figura 8.1: Curvas do coeficiente de multiplicidade de nêutrons em função da retirada das barras de controle. O erro é menor que a dimensão dos pontos.

Os resultados indicam proporcionalmente que os aços inoxidáveis absorvem mais os nêutrons de fissão que as ligas de Zircônio. O gráfico expressa que as ligas austeníticas ferrosas apresentam um coeficiente de multiplicação de nêutrons menor quando comparados as ligas de Zircônio.

A criticalidade do núcleo do reator para as ligas de Zr ocorre quando as barras de controle estão retiradas em aproximadamente 22% relativo a sua altura (informação obtida após a interpolação em primeiro grau – reta – da curva rosa). No caso dos aços, a criticalidade ocorre nos arredores de 50% de retirada da barra de controle também relativo a sua altura ativa.

Nosso modelo emprega o Zircaloy-4 como revestimento das varetas combustível, controle e de segurança. A especificação de composição pode ser encontrada na seção 7.4 com todos elementos de liga e composições apropriadas. Na execução do modelo análogo na workstation o K_{eff} calculado foi de 0.99999(12).

8.3 Resultados: Execução Acoplada do Modelo Análogo

Após posicionar as varetas de controle na posição crítica, o modelo análogo acoplado (nêutron + gama) foi executado na workstation. O tempo de execução foi de 6 dias. A seguir, estão apresentados os resultados para o fluxo de nêutrons e de gama bem como a taxa de dose nos detectores F6.

8.3.1 Fluxo Neutrônico e Erro Relativo

Os dois conjuntos de figuras 8.2 e 8.3 mostram o resultado para o fluxo de nêutrons [em n/cm^2s] no modelo análogo do RNV-POLI/USP, a figura foi produzida na cota $z = 0$ para o perfil xy e cota $y = 0$ para o perfil xz.

Ambos resultados mostram que o perfil do fluxo de nêutrons começa alto no núcleo (da ordem de 10^{13}) e cai exponencialmente para as superfícies externas. O erro relativo da simulação foi menor que 10% para a toda a geometria. Nota-se compatibilidade em simetria do fluxo de nêutrons: essa condição dos resultados indica que a simulação não apresentou problemas. A indexação do arquivo desta simulação foi: mv77.

Figura 8.2: Perfil xy do fluxo de nêutrons do modelo análogo e erro relativo.($z=0$)

Figura 8.3: Perfil xz do fluxo de nêutrons do modelo análogo e erro relativo. ($y=0$)

8.3.2 Fluxo de Gama e Erro Relativo

Os dois conjuntos de figuras 8.4 e 8.5 mostram o resultado para o fluxo de gamas [em p/cm^2s] no modelo análogo do RNV-POLI/USP, a figura foi produzida na cota $z = 0$ para o perfil xy e cota $y = 0$ para o perfil xz.

A indexação do arquivo desta simulação também foi: mv77. Quando comparamos os resultados para gama com os de nêutrons, vemos que o erro relativo da simulação gama é 5% maior nas regiões da blindagem. A contagem de gamas no núcleo do RNV-POLI/USP é menor que o normal, pois, o MCNP5 não calcula automaticamente os gamas advindos dos produtos de fissão e nosso modelo não leva em consideração esse cálculo. Entretanto, até 15% de erro relativo indica que a simulação é confiável sob o ponto de vista estatístico (X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008).

As ordens de grandeza são compatíveis com as dos nêutrons. No núcleo o fluxo de gamas é em torno de $3.5 \times 10^{13} p/cm^2s$. O decaimento é exponencial durante a penetração dos raios gama nas células exteriores.

O modelo de fissão no código MCNP5 leva automaticamente em consideração os seguintes aspectos para o transporte de fótons: produção dos gamas prontos de fissão, espalhamento fotônico, absorção e captura. Logo, esses resultados para fluxo de gama são levemente subestimados uma vez que não introduziu-se fonte de fótons correspondentes aos produtos de fissão.

Outro aspecto interessante do transporte de fótons que os resultados exibem é que a penetração dos raios gama nas células do problema é bem maior quando comparada a penetração dos nêutrons: ou seja, a contagem de gamas é maior nas camadas de blindagem reduzindo-se quase a zero após a última camada de chumbo.

Este elemento, por possuir alta densidade, é responsável por um comprimento de relaxação λ_γ da ordem de $14 m^{-1}$ (ver tabela 04). Isso indica que a atenuação do fluxo neste elemento para radiação gama é da ordem de $\approx \exp - 14x$ onde x é a espessura da camada de blindagem. A associação das camadas de chumbo com as de água promove um comprimento gama de relaxação da ordem de 4 para 71% de metal.

Figura 8.4: Perfil xy do fluxo de gamas do modelo análogo e erro relativo. ($z=0$)

Figura 8.5: Perfil xz do fluxo de gamas do modelo análogo e erro relativo. ($y=0$)

8.4 Resultados: Execução do Algoritmo de Optimização no MATLAB Optimization Toolbox

Utilizamos os scripts MATLAB desenvolvidos na subseção 6.2.3 para rodar no ambiente do MATLAB Optimization Toolbox os algoritmos de optimização multiobjetiva.

Os algoritmos foram executados em um Macbook Pro Retina 15" com oito núcleos i7 e 16GB de memória RAM. O tempo de execução foi de aproximadamente 3 segundos utilizando o ambiente de computação paralela no MATLAB.

8.4.1 Função Objetiva $F = P+V$

A primeira execução foi de um modelo de função objetiva baseado na soma do peso e do volume da blindagem: $f = P + V$. Os resultados foram os seguintes:

```
% fun.m @opt.m resultados: F = P + V
1
2
x0 =
3
4
    9.0000    7.9600    7.6000    1.0000    9.0000    7.9600    9.0000
5
    1.0000    9.0000    7.9600
6
7
Local minimum possible. Constraints satisfied.
8
9
fminimax stopped because the size of the current search direction is less than 10
10
twice the default value of the step size tolerance and constraints are
11
satisfied to within the default value of the constraint tolerance.
12
13
<stopping criteria details>
14
15
16
thickness_0 =
17
18
    9.0000    7.6000    9.0000    9.0000    9.0000    9.0000    9.0000
19
20
```

```

21
thickness_opt = 22
23
24 7.0000 7.6000 7.0000 9.0000 7.0000 9.0000 7.0067
25
26
density_opt = 27
28
29 11 1 11 1 11 1 11
30
31
density_0 = 32
33
34 7.9600 1.0000 7.9600 1.0000 7.9600 1.0000 11.0000
35
36
enhancement_percentual = 37
38
39 0.1298
40
41
enhancement_weight = 42
43
44 0.0172

```

Para esta função, observou-se uma melhoria global de 12.98% no peso e do volume: uma diminuição de 1.72% no peso e 11.26% do volume. O vetor **thickness-opt** de saída é utilizado para compor uma nova geometria no modelo do MCNP5.

O código de otimização ainda diz que a melhor vetor densidade para o problema seria intercalar chumbo com água. Por razões de engenharia e de peso, nós buscamos um novo material com as mesmas propriedades do chumbo (inclusive densidade) e que fosse mais barato: é o caso do ECOMASS como já citado no capítulo 6. Esse material compõe o modelo otimizado no MCNP5 substituindo o aço como elemento de algumas cascas de blindagem. Esses resultados indicam que a função custo $f = P + V$ é apropriada para cálculo de optimi-

zação.

8.4.2 Função Objetiva $F = PV$

Outro caso testado com os algoritmos de otimização multiobjetiva foi a multiplicação entre peso e volume. Segue o resultado:

```

x0 =
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29

```

9.0000	7.9600	7.6000	1.0000	9.0000	7.9600	9.0000
1.0000	9.0000	7.9600				

```

Solver stopped prematurely.

fminimax stopped because it exceeded the function evaluation limit,
options.MaxFunEvals = 1500 (the default value).

thickness_0 =
9.0000 7.6000 9.0000 9.0000 9.0000 9.0000 9.0000

thickness_opt =
8.0328 7.1712 8.0328 8.4819 8.0328 8.6183 8.0065

density_opt =
10.8712 0.8712 10.8712 0.8712 10.8712 0.8712 11.0000

density_0 =
7.9600 1.0000 7.9600 1.0000 7.9600 1.0000 11.0000

```

	30
	31
enhancement_percentual =	32
	33
0.0848	34
	35
	36
enhancement_weight =	37
	38
-0.0933	39

O algoritmo retorna que a função **fminimax** teve sua execução interrompida, pois, não encontrou uma bacia de convergência que se adeque aos resultados iniciais e aos vínculos propostos. Logo descartamos $f = PV$ como função objetiva do problema.

8.5 Resultados: Execução Acoplada do GEM/EVENT e Experimentos de Blindagem e Materiais

Após avaliação e caracterização completa do modelo análogo, o código EVENT foi utilizado para execução de um modelo unidimensional com as mesmas características do núcleo RNV-POLI/USP.

O uso do código determinísticos de ordenadas discretas se justificou por causa dos seguintes fatores: (i) a execução do MCNP5 é demorada, portanto um código rápido unidimensional poderia fornecer resultados sobre atenuação de fluxo que posteriormente avaliadas poderiam compor um novo input para o MNCP5; (ii) uma série de materiais e bibliotecas nucleares podem ser testadas com o código determinístico multigrupo, inclusive bibliotecas específicas de blindagem como a BUGLE56.

8.5.1 Detalhes e Parâmetros de Execução do GEM/EVENT

O problema simulado no EVENT foi do tipo transporte de radiação nêutron-gama acoplados, com uma geometria tipo slab unidimensional, ordem de expansão dos polinômios de

Legendre em 15, ordem de expansão do espalhamento em 7 com 67 grupos de energia: utilizamos a biblioteca BUGLE56. A fonte do problema foi configurada para ser fixa na primeira célula de cálculo. O espectro de energia utilizado foi o de Watt (fissão). A condição de contorno foi de reflexão na primeira célula e vácuo na última.

8.5.2 Especificação da Geometria no GEM/EVENT

A geometria tipo slab unidimensional possui uma série de seis cartões de maior importância cujos objetivos são: (i) definir quantas regiões serão simuladas e que terão o fluxo de nêutrons e gama calculados; (ii) definir a espessura dessas regiões; (iii) os intervalos de cálculo dos pontos de malha; (iv) os materiais que serão utilizado por região; (v) localização da fonte de fissão nas regiões; e (vi) o indicativo de média dos fluxos por região.

8.5.3 Lista de Materiais de Blindagem Testados no GEM/EVENT

A lista de materiais de blindagem que utilizamos no código EVENT está na tabela 25. Todos esses materiais estão especificados nas referências citadas no capítulo 6 (El-Guebaly, 1997a; Hu *et al.*, 2008; Kimura e Kinno, 2009; Mortazavi *et al.*, 2010; Piotrowski *et al.*, 2012). Devido ao fato do código EVENT ser rápido, pode-se simular uma série de materiais de blindagem em diferentes *inputs*.

Dois tipos de experimentos simulacionais foram realizados: o primeiro variando-se os materiais do tanque de blindagem externo e o segundo escolhendo o material mais apropriado e variando a espessura de acordo com a saída dos algoritmos de otimização MATLAB.

Os resultados do EVENT indicam reduções e atenuações nos fluxos de nêutrons e gama que podem resultar em uma redução nas taxas de dose do modelo do MCNP. O GEM/EVENT não calcula a dose absorvida.

Vale ressaltar que programas determinísticos de transporte são utilizados desde 1970 especificamente para cálculos de taxa de dose e dose absorvida em problemas envolvendo blindagem da radiação (Azmy e Sartori, 2010). O GEM/EVENT em específico, é utilizado pela Rolls Royce para cálculo de blindagem em submarinos nucleares.

Tabela 25: Lista de Materiais de Blindagem para o GEM/EVENT

Material	Density [g/cc]	Si	Fe	H	O	Ca	Na	C	Mg	Al	K	Ba	S	B	Pb	W	Ti	P	Vn	Mn	wt sum
Portland Concrete Regular	2.30	0.3370	0.0140	0.0100	0.5291	0.0440	0.0160	0.0010	0.0020	0.0339	0.0130	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1.00
Polish Concrete Regular	2.75	0.3799	0.0057	0.0079	0.5167	0.0582	0.0007	0.0010	0.0018	0.0130	0.0017	-	0.0170	-	-	-	-	-	-	-	1.00
Polish Concrete Heavyweight	3.50	0.0295	0.0411	0.0062	0.3165	0.0389	0.0003	0.0004	0.0012	0.0069	0.0014	0.4512	0.1063	-	-	-	-	-	-	-	1.00
Polish Borated Concrete	3.50	0.0295	0.0411	0.0062	0.2665	0.0389	0.003	0.0004	0.0012	0.0069	0.0014	0.4512	0.0563	0.1000	-	-	-	-	-	-	1.00
Chinese Composite JXA1	3.38	-	-	0.02266	0.0531	-	-	0.1788	-	-	-	-	-	0.0072	0.6879	0.0501	0.0006	-	-	-	1.00
Chinese Composite Pb06	3.72	-	-	0.01523	0.0506	-	-	0.1457	-	-	-	-	-	0.0183	0.6219	0.1444	0.0038	-	-	-	1.00
Hornirad Concrete with FeO	4.10	0.0187	0.6080	0.0044	0.3126	0.0436	-	0.0004	0.0039	0.0017	0.0006	-	0.0001	-	-	-	0.0019	0.0029	0.0005	0.0006	1.00
Ecomass Composite Material	11	-	-	0.0039	0.002	-	-	0.0234	-	-	-	-	-	-	-	0.9700	-	-	-	-	1.00

O material ECOMASS que foi utilizado é o modelo 2150TU96

8.5.4 Resultados do Experimento I - Diferentes Materiais de Blindagem

Foram testados diversos materiais de blindagem nas últimas camadas do TBP: a partir da região 6 no eixo x das figuras abaixo. O experimento I consistiu em encontrar o melhor material para substituir o aço de blindagem nas camadas exteriores do TBP. O critério utilizado para escolha foi o que apresentasse menor fluxo tanto para nêutrons quanto para gamas.

Fluxo de Nêutrons

A figura 8.7 exibe os resultados do fluxo médio em função das regiões para os materiais. A curva vermelho forte é o modelo não-otimizado RNV-POLI/USP executado no GEM/EVENT. Os fluxos que estão acima desta curva indicam que não houve atenuação substancial de nêutrons quando comparamos com a curva do modelo análogo. O que está abaixo da curva, são os fluxos atenuados que apresentam melhor comportamento relativo ao modelo análogo.

Figura 8.7: Fluxo de nêutrons para diferentes materiais que compõem novos modelos para o Tanque de Blindagem Primário.

A figura 8.8 exibe o fluxo relativo de nêutrons para os mesmos materiais da simulação numérica I. As curvas de fluxo relativo explicitam quais são os casos onde a atenuação do fluxo é menor **relativo** a curva vermelha do modelo análogo.

Figura 8.8: Fluxo relativo de nêutrons para diferentes materiais que compõem novos modelos para o Tanque de Blindagem Primário.

O crescimento exibido por algumas curvas não indica que o fluxo está aumentando: esse gráfico 8.8 é de fluxo relativo ao fluxo do modelo análogo. Quando aumenta, significa apenas que aquele a média do fluxo naquela região é maior que a do modelo análogo.

No caso do fluxo de nêutrons, a melhor iteração foi obtida quando utiliza-se o material ECOMASS 2150TU96 como componente da blindagem: a atenuação do fluxo é da ordem de 20-90% melhor que o modelo com aço. Concretos borados e com adição de ferrita são excelentes opções, mas precisam ser associados a outros elementos visando a blindagem de fótons gama.

Fluxo Gama

Os mesmos materiais foram analisados para raios gama. O modelo análogo ao do MCNP nas figuras sobre o fluxo gama está em destaque na cor azul forte. A figura 8.9 apresenta os resultados para fluxo gama em função das regiões para os diversos materiais estudados.

Figura 8.9: Fluxo gama para diferentes materiais que compõem novos modelos para o Tanque de Blindagem Primário.

O que imediatamente se observa é que os concretos em geral não possuem bom desempenho para atenuação gama quando comparado a aços e metais pesados como chumbo: devido a considerações de densidade, composição e elementos etc. Os únicos materiais que são capazes de diminuir a atenuação além do modelo análogo é o composto ECOMASS.

A figura 8.10 mostra o fluxo relativo das mesmas iterações exploradas na figura 8.9. O fluxo relativo ao modelo análogo (curva azul forte) evidencia a forte atenuação do fluxo gama promovida com o emprego do material composto ECOMASS. O desempenho do concreto Hormirad, cuja composição contém ferrita dissolvida na matriz do C_3S , possui um desempe-

nhomuito parecido com o aço de blindagem, embora o fluxo gama esteja acima da curva de fluxo relativo igual a 1. Obviamente, o concreto com ferrita seria uma alternativa mais barata ao aço de blindagem e com desempenho de blindagem ligeiramente pior. Concretos regulares (curva azul clara pior caso), está fora de cogitação para uso em blindagem gama.

Figura 8.10: Fluxo relativo gama para diferentes materiais que compõem novos modelos para o Tanque de Blindagem Primário.

Assim, da simulação numérica I com a espessura do TBP referente ao modelo análogo do MCNP5 resultou que o melhor material de blindagem encontrado na literatura para otimização do modelo RNV-POLI/USP é o ECOMASS.

A associação do ECOMASS com camadas de polietileno demonstrou ainda melhor atenuação neutrônica e gama que a dupla ECOMASS e água. Entretanto, como já dito, o polietileno não possui propriedades adequadas para blindagem em reatores térmicos.

8.5.5 Resultados do Experimento II - Modelo Optimizado MATLAB

Fluxo de Nêutrons

Com o resultado das espessuras otimizadas do MATLAB e com o material ECOMASS (resultado do experimento I), executamos o GEM/EVENT com o cartão de *thickness* alterado para a saída do MATLAB. A figura 8.11 compara o modelo análogo do MCNP5 executado no GEM/EVENT com um novo *input* que analisa o ECOMASS sem alteração de espessura da blindagem e outro *input* que leva em consideração as mudanças advindas pelo algoritmo de otimização. A figura 8.12 mostra o fluxo relativo de nêutrons.

Figura 8.11: Fluxo de nêutrons com o ECOMASS e a espessura otimizada.

A figura dos fluxos relativos mostra claramente que é possível diminuir as espessuras do tanque de blindagem primário utilizando o ECOMASS em substituição ao aço da blindagem sem que o fluxo neutrônico seja maior ou igual ao modelo análogo. Isso dá a indicativa de que nesta configuração otimizada a taxa de dose relativa ao modelo análogo será menor.

Figura 8.12: Fluxo relativo de nêutrons com o ECOMASS e a espessura otimizada.

Fluxo Gama

De igual modo, os fluxos gamas foram calculados para a mesma situação anterior. A figura 8.13 mostra os fluxos gama do modelo otimizado, com o modelo não-otimizado que emprega ECOMASS e do modelo análogo. Já na figura 8.14 observamos o fluxo relativo para as mesmas condições supracitadas.

O que logo conclui-se é que o material ECOMASS é excelente para blindagem da radiação gama quando comparado com o modelo do aço de blindagem. As figuras 8.14 e 8.13 mostram claramente que o modelo otimizado é adequado, uma vez que todas as curvas ficam abaixo da vermelha (modelo análogo) na região da blindagem.

Uma vez que o GEM/EVENT retornou um resultado favorável que indica que a blindagem do RNV-POLI/USP pode ser otimizada, um novo arquivo de entrada MCNP5 foi escrito com as correções devidas: ajuste das novas espessuras da blindagem e mudança apropriada do aço de blindagem para o ECOMASS.

Figura 8.13: Fluxo gama com o ECOMASS e a espessura otimizada.

Figura 8.14: Fluxo relativo gama com o ECOMASS e a espessura otimizada.

8.6 Resultados: Execução Acoplada do Modelo Optimizado

Nesta seção apresentam-se os resultados de execução do núcleo otimizado no código MCNP5. Nada mudou nos parâmetros simulacionais do modelo análogo: apenas a geometria e materiais foram alterados.

8.6.1 Fluxo Neutrônico e Erro Relativo

Figura 8.15: Perfil xy do fluxo de nêutrons do modelo otimizado e erro relativo. ($z=0$)

Figura 8.16: Perfil xz do fluxo de nêutrons do modelo otimizado e erro relativo. ($y=0$)

8.6.2 Fluxo de Gama e Erro Relativo

Figura 8.17: Perfil xy do fluxo gama do modelo otimizado e erro relativo. ($z=0$)

Figura 8.18: Perfil xz do fluxo gama do modelo otimizado e erro relativo. ($y=0$)

8.6.3 Taxa de Dose após a Blindagem Primária

Com os detectores F6, calculou-se a taxa de dose nos detectores fora das células de blindagem. A média calculada foi de: 7.70×10^{-7} Gy/h. Resultado com uma ordem de grandeza menor quando comparamos os resultados com o modelo não otimizado.

Figura 8.19: Taxas de dose do modelo otimizado.

Notamos que dentro do erro, os resultados dos detectores são convergentes entre si. Não houve nenhum tipo de erro sistemático ou *bias* no cálculo estatístico realizado pelo MNCP5.

8.7 Discussão dos Resultados e Comparação dos Modelos

A figura 8.20 a seguir compara a evolução dos detectores de dose em função no número de histórias simuladas. É clarividente que o modelo otimizado com o MATLAB e o GEM/E-VENT apresentou um resultado favorável quando a execução ocorre no MCNP5: uma ordem de grandeza de diminuição nas taxas de dose do modelo análogo para o otimizado. Outro aspecto interessante evidenciado pela figura é que os detectores convergem para um mesmo valor ao final do número de partículas simuladas.

Figura 8.20: Comparação dos desempenhos dos detectores de dose em função do número de histórias simuladas para os casos análogo e otimizado.

Munido dos vetores de espessura otimizado e não-otimizado, os vetores de densidade e os de entrada, calculamos no MATLAB que em relação ao modelo análogo, o otimizado apresenta melhoria global na função objetiva da ordem de 12.98%: $P + V$. Dentro desse percentual, 1.72% é de melhoria no peso da blindagem e o restante, é o percentual de diminuição do volume 11.26%. Em termos de um reator nuclear compacto é significativa uma melhoria da ordem de 10%.

Comparação entre as geometrias não-otimizada e otimizada

Função Custo = P + V

1. Em relação ao modelo não otimizado, observou-se diminuição de 11.26% do volume.
2. Em relação ao modelo não otimizado, observou-se diminuição de 1.72% do peso.
3. Atingiu-se 12.98% de melhoria em relação a função custo (P + V), com subsequente redução da taxa de dose em uma ordem de grandeza.

thickness_0	=	9.0000	7.6000	9.0000	9.0000	9.0000	9.0000	9.0000
thickness_opt	=	7.7798	7.6000	7.7798	7.7798	9.0000	7.7798	7.0000

Sobre o ECOMASS: este material, que é uma patente do exército americano, veio para o mercado como material compósito para blindagem de radiação em 2013. Portanto, não existem experimentos que qualifiquem de modo criterioso a empregabilidade deste material como substituto do chumbo ou do aço. Estudos mais elaborados e experimentais devem ser realizados embora os códigos computacionais – como explorado nesta dissertação de mestrado – indiquem a boa aplicabilidade deste material para atenuação dos fluxos e dose em reatores compactos.

Os resultados do GEM/EVENT e do MCNP5 mostram que esses códigos nucleares possuem certa compatibilidade de resultados, mesmo um sendo determinístico e o outro estatístico: eles resolvem o mesmo problema. Sendo assim, uma melhor interface iterativa entre os códigos nucleares e o MATLAB (inclusive) poderia ser desenvolvida afim de minimizar o tempo necessário para execução de núcleo de reatores nucleares com o específico propósito (e outros também) de cálculos de blindagem. O EVENT simulou uma geometria unidimensional de blindagem em questão de poucos segundos. Contudo, o objetivo majoritário que era otimizar a blindagem fora atingido.

Capítulo 9

Conclusão

O trabalho de mestrado aqui desenvolvido teve objetivos progressivos, dentre os quais destacamos: (i) elaborar e desenvolver um modelo computacional de reator nuclear compacto no ambiente do código MCNP5; (ii) estudar e aplicar técnicas de otimização multiobjetiva e multivariável com a intenção de aperfeiçoar e otimizar geometricamente o tanque de blindagem primária do modelo computacional visando a redução da taxa de dose; e (iii) com o modelo otimizado, avaliar do ponto de vista de materiais a melhor combinação que resultou em um modelo de blindagem otimizado. Os objetivos do projeto foram atingidos com sucesso.

Observamos a redução de uma ordem de grandeza nas taxas de dose dos detectores F6 do modelo análogo para o modelo otimizado. A metodologia do trabalho foi inovadora, uma vez que a otimização foi implementada utilizando-se um código determinístico, GEM/EVENT acoplado ao MATLAB Optimization Toolbox. Demonstra-se neste trabalho que tanto o MCNP5 – Monte Carlo – e o GEM/EVENT, determinístico, são apropriados para que se desenvolvam estudos de otimização em blindagem gama e neutrônica. Do ponto de vista da função objetiva, uma melhora (diminuição do valor da função) por volta de 13% foi observada considerando peso somado a volume: redução no peso das camadas de blindagem ao redor de 2% e diminuição de 11% do volume ocupado pelo TBP. Resultados significativos quando se pensa em projetar reatores compactos.

Ainda sobre a taxa de dose, a CNEN deixa claro (CNEN, 2014) para um indivíduo ocupacionalmente exposto, a taxa de dose é 20 mSv por ano. Assumindo que um trabalhador

por ano cumpra 2000 horas de trabalho (8 horas x 50 semanas x 5 dias), a taxa de dose limite da CNEN é de $1E - 2$ Gy/h. Comparando com nossos resultados, sem a otimização a taxa de dose (contínua) foi em média de 2.72×10^{-6} Gy/h contra 7.70×10^{-7} Gy/h do modelo otimizado. Ambos modelos demonstram estar adequados aos limites da CNEN, embora o otimizado consiga uma taxa dose menor com concomitante redução no volume e no peso do reator.

Este trabalho também demonstrou que a blindagem de nêutrons é muito mais complexa do que a blindagem gama, uma vez que os mecanismos de interação da partícula nêutron com os materiais estão sujeitos a uma série de variáveis, tais como: seção de choque, temperatura, fluxo etc. Essa complexidade pode ser observada nas figuras do EVENT (8.11 e 8.13): quando se analisa fluxo de nêutrons, as curvas para diversos materiais são mais entrelaçadas enquanto que os gráficos de fluxos gama são mais “limpos” e previsíveis. Uma blindagem efetiva para nêutrons não é conseguida aumentando a densidade do material, tal como é feito para gama: a dinâmica da blindagem neutrônica deve envolver dois aspectos em sequência (i) diminuir a velocidade (energia) dos nêutrons (o que pode ser conseguido com elementos leves e de preferência com H) para em seguida (ii) facilitar sua absorção por elementos como boro, gadolínio ou ferro.

Outro aspecto interessante deste trabalho é que uma combinação apropriada de materiais de blindagem recentes na literatura científica foi testada: concretos borados e com ferrita, materiais compósitos como o ECOMASS 2150TU96, combinações de materiais compósitos com água etc. Observou-se que os concretos não são capazes de reproduzir a efetividade da blindagem de aço, principalmente para gamas: embora os concretos possam ser aditivados com elementos de alta seção de choque de absorção tanto para nêutron quanto para gama, a densidade do material é baixa, prejudicando a efetividade da atenuação gama, principalmente. Conclui-se portanto, que a nova classe de materiais de blindagem encaminha-se para os materiais compósitos que podem ser projetados à atender objetivos específicos, caso do ECOMASS. O projeto de engenharia de blindagem de um reator nuclear compacto possui forte componente na engenharia de materiais, uma vez que os materiais e suas classes devem ser arrançados de tal modo a atender propósitos específicos de redução da dose e proteção radiológica.

Todos os resultados obtidos sugerem que sobre a questão da otimização em reatores nucleares, uma interface acoplada com algoritmos de otimização e transporte deve ser desenvolvida de modo iterativo e recursivo: isso poderia garantir que as soluções fossem otimizadas tanto para geometria quanto para dose. Por exemplo, poder-se-ia pensar em uma função objetiva envolvendo a dose calculada em cada uma das camadas de blindagem, se tratando portanto de um problema de otimização multiobjetiva, multivariável e não-linear, haja visto que a dose depende da espessura das cascas de blindagem e da densidade dos materiais. Trabalhos envolvendo multifísica também são necessários, uma vez que o assunto de blindagem relaciona-se com os danos que a irradiação ionizante promove nos materiais: cálculos multifísica poderiam fornecer dados dinâmicos sobre o comportamento da blindagem e sua degradação no tempo.

Um projeto de engenharia completo na área de blindagem de reatores nucleares deve ser composto por simulações computacionais, experimentos em reatores e em escala laboratorial, experimentos que possam prever a questão do dano nos materiais promovidos pela irradiação neutrônica e gama, otimização dos modelos utilizando algoritmos computacionais e uma forte pesquisa de mercado. ★★★★★

Apêndice A

Glossário de termos da área nuclear

(1) Material Combustível (*Fuel*): Qualquer material fissionável ou físsil. Dentro da categoria de físsil encontram-se por exemplo ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu . No caso dos fissionáveis temos como exemplo o ^{232}Th , ^{238}U ou ^{240}Pu . Grande parte dos reatores nucleares utiliza combustível cerâmico em forma de pastilhas, como: UO_2 , UC ou UN.

(2) Vareta Combustível (*Fuel Element*): Menor unidade do arranjo que compõe o elemento combustível. Pode ser do tipo vareta contendo pastilhas de combustível cerâmico ou na forma de placas laminadas.

(3) Elemento Combustível (*Fuel Assembly or Bundle*): O conjunto de varetas combustível, varetas de controle e tubos-guia. Por exemplo em um reator à água pressurizada, um elemento combustível é composto de modo vertical com várias varetas combustíveis e de segurança espaçadas de um valor fixo formando uma rede.

(4) Moderador (*Moderator*): Material de baixo número de massa atômica que é inserido dentro do núcleo do reator para diminuir ou moderar a velocidade dos nêutrons por meio de colisões inelásticas. Moderadores típicos são a água, o grafite, o berílio e a água pesada.

(5) Refrigerante (*Coolant*): Um fluido que circula através de todo o reator nuclear e circuitos removendo o calor gerado pela fissão nuclear. O material refrigerante pode ser líquido como água e sódio ou pode ser gasoso como o gás hélio ou o dióxido de carbono.

(6) Canal de Refrigeração (*Coolant Channel*): São os circuitos por onde o refrigerante circula na rede dos elementos combustíveis.

(7) Elementos estruturais (*Structures*): A integridade estrutural do elemento combustível é

mantida através de componentes *in-core* presentes no elemento combustível e derivados tais como placas, tampões, grades espaçadoras ou tubos-guia metálicos. Materiais estruturais também servem para moderar reações nucleares dentro do núcleo.

(8) Elementos de Controle (*Control Elements*): São materiais absorvedores inseridos dentro do núcleo para controlar a multiplicação dos nêutrons na cadeia de fissão. Em geral, empregam-se Boro, Cádmio, Gadolínio, Índio e Háfnio como elementos de controle.

(9) Núcleo do Reator (*Reactor Core*): Todo o conjunto (rede) de elementos combustíveis, moderadores e elementos de controle.

(10) Refletores (*Reflector*): Um material caracterizado pela baixa absorção de nêutrons usado para estabelecer colisões elásticas *in-core* e *ex-core*.

(11) Blindagem (*Shielding*): Um reator nuclear está sujeito a intensa radiação ionizante do tipo particulada e na forma de raios gama. Elementos de blindagem são introduzidos na instalação nuclear para diminuir a dose de radiação em determinadas estruturas e para evitar que os trabalhadores da instalação estejam sujeitos à radiação.

(12) Vaso de pressão (*Pressure Vessel*): É uma estrutura de contenção para o reator associado ao circuito primário de refrigeração.

Apêndice B

Quantidades de Interesse da Engenharia Nuclear

É útil formalizar reunindo aqui as diversas quantidades físicas de interesse na descrição de desempenho de um reator nuclear. As unidades físicas respectivas estão notadas através do uso dos colchetes.

(1) Potência Térmica do Reator (*Reactor Thermal Power*) [MWt]: Calor total produzido no núcleo do reator.

(2) Eletricidade Gerada na Planta (*Plant Electrical Output*) [MWe]: Energia elétrica líquida gerada pela instalação nuclear.

(3) Eficiência Líquida da Planta (*Net Plant Efficiency*) [%]: O quociente entre a energia elétrica gerada pela potência térmica do reator.

(4) Fator de Capacidade (*Plant Capacity Factor*) [%]: O quociente entre a energia elétrica média gerada pelo pico de potência.

(5) Fator de Carga (*Plant Load Factor*) [%]: É o quociente entre a energia elétrica média gerada pela taxa total de energia gerada em um período.

(6) Fator de Disponibilidade (*Plant Availability Factor*) [%]: É a energia elétrica integrada da rede da planta dividido pela capacidade energética total em um período.

(7) Densidade de Potência do Núcleo (*Core Power Density*) [kW/litro]: É o quociente entre a potência térmica do reator pelo volume total do núcleo.

(8) Densidade de Potência Linear (*Linear Power Density*) [kW/m]: Calor gerado por uni-

dade de comprimento de um canal de resfriamento.

(9) Potência Específica (*Specific Power*) [kW/kg]: É o quociente entre a potência térmica do reator pela massa total de material físsil.

(10) Enriquecimento (*Fuel Enrichment*) [%]: É a razão entre a massa de material físsil pela soma das massas dos materiais físséis e férteis presentes na composição do combustível.

(11) Queima de Combustível (*Fuel Burnup*) [Megawatt-Dias/Tonelada de Urânio=MWD/TU]: É a razão entre a energia gerada no combustível durante a operação do núcleo pela massa total de combustível.

Apêndice C

Seção de Choque: Compreensão Teórico-Experimental

Seções de Choque A interação dos nêutrons com a matéria é descrita em termos de quantidades experimentais conhecidas como **seções de choque** que podem ser definidas como se segue.

Considere um alvo fino de área A e espessura X contendo N átomos por unidade de volume, colocados em um feixe uniforme e unidirecional de nêutrons com intensidade I que atinge a superfície em um ângulo de 90 graus.

Figura C.1: Um feixe de nêutrons incidindo em um alvo.

Em um experimento desta natureza, nota-se que a taxa no qual as interações com o alvo

é proporcional a intensidade do feixe, a densidade atômica do alvo, a área e a espessura do material de prova. Assim, dobrando-se a área a taxa de interação vê-se multiplicada por um fator dois. Matematicamente:

$$\Upsilon = \sigma INAX \quad (C.1)$$

Onde Υ é a taxa de interação com o alvo. A constante de proporcionalidade σ é conhecida como seção de choque. Resolvendo a equação para σ :

$$\sigma = \frac{\Upsilon}{INAX} \quad (C.2)$$

Entretanto, NAX é o número total de átomos do alvo, disso se segue que σ é a **taxa de interação por átomo no alvo por unidade de intensidade do feixe incidente**.

Sabe-se que IA nêutrons atingem o alvo por segundo, e de acordo com a equação xx, $\sigma INAX$ irão sofrer interação. Assim, observa-se que a probabilidade relativa que qualquer nêutron no feixe sofra interação é portanto:

$$\frac{\sigma INAX}{IA} = \left(\frac{\sigma}{A} \right) (NAX) \quad (C.3)$$

Analisando a expressão, uma vez que NAX é a quantidade de núcleos no alvo, nota-se que o termo $\frac{\sigma}{A}$ é a probabilidade por alvo que um nêutron na porção do feixe atinja o alvo e promova interação. Uma vez que a área é fixa em um experimento, a probabilidade de uma interação é determinado apenas por σ . Desta maneira, a probabilidade de interação é a interpretação mais geral para o conceito de seção de choque, cuja unidade física no Sistema Internacional é o barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

Como mencionado no capítulo 2 da dissertação, os nêutrons podem interagir com núcleos atômicos de diversas formas. Cada tipo independente de interação possui sua seção de choque específica. A seção de choque para espalhamento elástico é representado por σ_s ; o espalhamento inelástico por sua vez é σ_i ; a captura radiativa σ_γ e a fissão nuclear σ_f . A soma de todas essas seções de choque é conhecida como seção de choque total:

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_i + \sigma_\gamma + \sigma_f + \dots \quad (\text{C.4})$$

A seção de choque total estima a probabilidade de ocorrência de qualquer tipo de interação quando um nêutron atinge um certo alvo. A soma das seções de choque de reações relacionadas à absorção é conhecida como seção de choque de absorção:

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_p + \sigma_\alpha + \dots \quad (\text{C.5})$$

Onde σ_p e σ_α correspondem às reações (n, p) e (n, α) . Por fim, a diferença entre a seção de choque total para a seção de choque de absorção é conhecida como seção de choque não-elástica:

$$\sigma_{ne} = \sigma_t - \sigma_s \quad (\text{C.6})$$

Interação Neutrônica e Seções de Choque Macroscópicas Suponha que um alvo de espessura X é posicionado perpendicularmente à um feixe incidente de nêutrons com intensidade I_0 , e que um detector de nêutrons seja posicionado em uma certa distância atrás do alvo. Assume-se que somente os nêutrons que não sofram interação sejam contabilizados pelo detector.

Figura C.2: Medida experimental de nêutrons que não interagem com o alvo.

Se $I(x)$ é a intensidade dos nêutrons não-interagentes depois de penetrar uma distância x no alvo, essa intensidade irá diminuir a medida que os nêutrons sofram interação com o alvo. A taxa de decréscimo é:

$$-dI(x) = N\sigma_t I(x)dx \quad (C.7)$$

Onde N é a intensidade atômica do alvo. A seção de choque total deve ser usada uma vez que o nêutron pode sofrer qualquer tipo de interação. Integrando:

$$I(x) = I_0 \exp -N\sigma_t x \quad (C.8)$$

A intensidade dos nêutrons não-interagentes decresce exponencialmente com uma certa distância no alvo. A intensidade dos nêutrons não-interagentes emergindo do alvo é:

$$I(X) = I_0 \exp -N\sigma_t X \quad (C.9)$$

E esta é a intensidade medida no detector.

O produto da densidade atômica e uma seção de choque, que aparece na exponencial de decaimento da intensidade do feixe, ocorre frequentemente na análise de reatores nucleares. É atribuído um símbolo especial a este produto, Σ_t que é conhecido como **seção de choque macroscópica** e tem a mesma dimensão que a seção de choque microscópica, cm^{-1} .

Em termos de Σ_t :

$$-\frac{dI(x)}{I(x)} = \Sigma_t dx \quad (C.10)$$

A quantidade $\frac{dI(x)}{I(x)}$ na equação é igual a fração dos nêutrons que penetraram a distância x no alvo sem interagir, mas que subsequentemente interagiram na distância dx . Assim, $\Sigma_t dx$ é a probabilidade que um nêutron sofra interação em dx , seguindo que Σ_t é a probabilidade por unidade de comprimento que um nêutron sofra alguma forma interação em dx .

Agora, seja $p(x)$ a probabilidade que um nêutron tenha sua primeira interação em dx nas vizinhanças de x . Isso é evidentemente igual a probabilidade que um nêutron sobreviva a penetração na distância x sem interação multiplicado pela probabilidade que de fato a interação ocorra em dx . Uma vez que a seção de choque macroscópica é a probabilidade por unidade de comprimento, então:

$$p(x)dx = \exp(-\Sigma_t x) \times \Sigma_t dx = \Sigma_t \exp(-\Sigma_t x) dx \quad (\text{C.11})$$

A função $p(x)dx$ é conhecida como função densidade de probabilidade, podendo ser utilizada de diversas formas. Por exemplo, a probabilidade $P(a,b)$ que um nêutron tenha sua primeira interação entre $x = a$ e $x = b$ é:

$$P(a,b) = \Sigma_t \int_a^b \exp(-\Sigma_t x) dx \quad (\text{C.12})$$

Exemplos de medidas experimentais de seções de choque Seções de choque totais são medidas em laboratório através de experimentos de transmissão neutrônica. Em experimentos dessa natureza, somente os nêutrons que atravessam um certo alvo são contabilizados nos detectores e qualquer nêutron que sofra interação é removido do feixe. As figuras abaixo apresentam típicos valores de seção de choque para o elemento Urânio 238, observe (BNL-325, 1958):

Figura C.3: Seções de choque total do Urânio 238 para diferentes energias.

As regiões na figura que exibem picos são conhecidas como ressonâncias. Nestas re-

giões, há uma enorme probabilidade de ocorrência dos eventos relacionados. No caso específico de núcleos pesados, como o Urânio-238, o intervalo espetacular de ressonâncias acontece a baixas energias. A largura de linha de tais ressonâncias, em geral não ultrapassa a escala de eV para elementos pesados. Indo para altas energias, as ressonâncias não podem ser resolvidas experimentalmente e seção de choque varia suavemente com a energia. Figuras dessa natureza são a chave para o entendimento dos materiais em reatores nucleares.

Apêndice D

Dados Nucleares

Dados Nucleares Utilizar um código computacional em Física de Reatores para obter um resultado baseado em uma geometria específica contendo certos parâmetros iniciais pode resultar em uma tarefa extensiva e incerta: toda simulação computacional na área nuclear está sujeita a incerteza de dados experimentais advindos de medidas laboratoriais da interação dos nêutrons com a matéria. Enquanto todos os dados experimentais na área nuclear estão presentes na base de dados EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data), as bibliotecas dos códigos computacionais derivam de um tratamento específico desses dados para propósitos específicos. Segundo (Carluccio, 2011) os dados nucleares avaliados representam o estado-da-arte do desenvolvimento do conhecimento nuclear, pois, integram as melhores medidas experimentais aliadas a modelos teóricos consistentes.

A incerteza advinda das medidas experimentais das interações dos nêutrons com a matéria em conjunto com as falhas teóricas dos modelos resultam em discrepâncias entre dados de diversas origens, o que pode comprometer o uso desses dados em simulações. Logo, o justifica-se a definição prévia de como usar dados nucleares para atender propósitos específicos: essa é uma condição necessária para o uso confiável de códigos computacionais em Física de Reatores. Especificamente nos códigos que utilizam Monte Carlo – como o MCNP5 – essas discrepâncias têm demonstrado certas preocupações entre pesquisadores quando estudos comparativos entre códigos são realizados.

Bibliotecas de dados avaliados Diversos países lançam mão de reunir e compilar suas próprias bibliotecas. Nos Estados Unidos da América, os dados avaliados compõe a biblioteca ENDF/B-VII.0 (Chadwick *et al.*, 2006). Na União Europeia, a compilação é feita pela NEA que publica a biblioteca JEFF cuja última versão é a 3.1.1 (Uddin *et al.*, 2009). O Japão (Shibata *et al.*, 2011) e a China também possuem suas próprias compilação de dados nucleares avaliados (Youxiang *et al.*, 2002). Para processamento dos dados nucleares, os laboratórios nacionais dos Estados Unidos desenvolveram alguns códigos auxiliares como por exemplo o NJOY, desenvolvido pelo Los Alamos National Laboratory (LANL), para geração das seções de choque para uso no MCNP e em outros códigos.

Apêndice E

Tallies no MCNP5

O procedimento de *tallying* é o mecanismo do código MCNP5 para estimar algumas grandezas de interesse da área nuclear tais como: dose, fluxo de nêutrons e fótons gama. Na sintaxe do código, cada *tally* por um cartão “Fn:a”, onde ‘n’ é um número e ‘a’ como sendo a partícula cuja a que o dado se refere (X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008). Neste trabalho, utiliza-se apenas dois *tallies* do MCNP: o F4 e o F6.

O tally de fluxo médio em uma célula Suponha que uma partícula de peso estatístico W e energia E caminha por um segmento T dentro de um volume celular V . Este segmento faz uma contribuição de WT/V ao fluxo na célula. A soma de todas estas contribuições é contabilizada na saída do MCNP com o *tally* F4. Se $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ fosse a distribuição angular e de energia do fluxo a uma certa posição, o cartão F4 iria estimar:

$$F4 = \frac{1}{V} \int_V dv \int_E dE \int_{4\pi} d\Omega \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (\text{E.1})$$

A unidade do estimador de fluxo é número de partículas por cm^2 .

O tally de dose ou energia depositada Da mesma forma que no caso anterior, o *tally* de energia depositada ou dose em célula, estima:

$$F6 = \frac{\rho_a}{V \rho_g} \int_V dv \int_E dE \int_t dt H(E) \phi(\vec{r}, E, t) \quad (\text{E.2})$$

A função $H(E)$ é o aquecimento promovido pelas partículas na célula, conhecido na li-

temperatura como *heating response*. A unidade física do estimador de dose é MeV/grama. Esse estimador nada mais é do que o F4 vezes um multiplicador dependente da energia depositada por unidade de comprimento do sistema. No MCNP todos os estimadores são normalizados pela fissão de um nêutron inicial.

Referências Bibliográficas

- AEAEC (2014)** AEAEC. Relatório técnico, Atomic Energy and Alternative Energies Commission. URL http://www.cea.fr/lexique?jump_to=s. Citado na pág. 56
- Agresti (2002)** A. Agresti. *Categorical Data Analysis*. Wiley Series in Probability and Statistics. Wiley-Interscience, 2nd ed. Citado na pág. 49
- Ancona e Bressan (1999)** F. Ancona e A. Bressan. Patchy vector fields and asymptotic stabilization. *ESAIM-Control, Optimisation and Calculus of Variations*, 4:445–471. Citado na pág. 67
- Anderson e Shure (1959)** D.C. Anderson e K. Shure. *Calculation of Thermal Neutron Flux in Primary Shields*, volume 1. US Department of Energy. WAPD-TM-193. Citado na pág. 58
- Azmy e Sartori (2010)** Yousry Azmy e Enrico Sartori. *Nuclear Computational Science*. Springer. Citado na pág. 114
- Bell e Glasstone (1970)** George I. Bell e Samuel Glasstone. *Nuclear Reactor Theory*. Van Nostrand, Princeton, New Jersey. Citado na pág. 46
- Blizzard (1962)** E. P. Blizzard. *Reactor Handbook, Part B: shielding*, volume 3 of 1. Interscience New York. Citado na pág. 62
- BNL-325 (1958)** BNL-325. *Nuclear Cross Sections BNL-325*, volume 1 of 1. Brookhaven National Laboratory. Citado na pág. 142
- Brito (1968)** S. S. Brito. Situação atual e perspectivas da energia nuclear. In: *LEPECKI et al. Introdução à geração núcleo-elétrica*, 1:355–9. Citado na pág. 2
- Calafiore e El Ghaoui (2014)** G.C. Calafiore e L. El Ghaoui. *Optimization Models*. Control systems and optimization series. Cambridge University Press. Citado na pág. 68, 70
- Calzada et al. (2011)** Elbio Calzada, Florian G., Burkhard Schillinger e Harald Turck. Reusable shielding material for neutron- and gamma-radiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 651(1):77 – 80. ISSN 0168-9002. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.12.239>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900211000088>. Proceeding of the Ninth World Conference on Neutron radiography (The Big-5 on Neutron Radiography). Citado na pág. 71
- Cameron (1982)** I.R. Cameron. *Nuclear Fission Reactors*. Plenum Press New York and London, 1 ed. Citado na pág. 8
- Carluccio (2011)** Thiago Carluccio. *Implementação e Qualificação de Metodologia de Cálculos Neutrônicos em Reatores Subcríticos Acionados por Fonte Externa de Nêutrons e Aplicações*. Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo. Citado na pág. 72, 144

- Carter e Cashwell (1975)** L.L. Carter e E.D. Cashwell. Particle transport simulation with the monte carlo method. *ERDA Critical Review Series*, TID26607(1). Citado na pág. 49
- Chadwick et al. (2006)** M. B. Chadwick, P. Obložinský, M. Herman, N. M. Greene, R. D. McKnight, D. L. Smith, P. G. Young, R. E. MacFarlane, G. M. Hale, S. C. Frankle, A. C. Kahler, T. Kawano, R. C. Little, D. G. Madland, P. Moller, R. D. Mosteller, P. R. Page, P. Talou, H. Trelue, M. C. White, W. B. Wilson, R. Arcilla, C. L. Dunford, S. F. Mughabghab, B. Pritychenko, D. Rochman, A. A. Sonzogni, C. R. Lubitz, T. H. Trumbull, J. P. Weinman, D. A. Brown, D. E. Cullen, D. P. Heinrichs, D. P. McNabb, H. Derrien, M. E. Dunn, N. M. Larson, L. C. Leal, A. D. Carlson, R. C. Block, J. B. Briggs, E. T. Cheng, H. C. Huria, M. L. Zerkle, K. S. Kozier, A. Courcelle, V. Pronyaev e S. C. van der Marck. ENDF/B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology. *Nuclear Data Sheets*, 107(12): 2931–3060. ISSN 00903752. doi: 10.1016/j.nds.2006.11.001. Citado na pág. 48, 145
- Claiborne e Schaeffer (1973)** HC Claiborne e NM Schaeffer. *Shield design*. In: *Schaeffer NM (ed) Reactor shielding for nuclear engineers*, volume 1 of 1. US Department of Commerce. Citado na pág. 62
- CNEN (2010)** CNEN. Estudo da cadeia de suprimento do programa nuclear brasileiro. Relatório Técnico 1, Comissão Nacional de Energia Nuclear. URL <http://www.cnen.gov.br/acnen/pnb/Rel-Parcial-CicloCombustivel.pdf>. Citado na pág. 5
- CNEN (2014)** CNEN. Diretrizes básicas de proteção radiológica. Norma Regulatória CNEN-NN-3.01:2014, Comissão Nacional de Energia Nuclear. Citado na pág. 56, 131
- de Carvalho (1987)** J. de Carvalho. *O Brasil Nuclear: Uma anatomia do desenvolvimento nuclear Brasileiro*. Tche - Porto Alegre. Citado na pág. 2
- Duderstadt e Hamilton (1976)** James J. Duderstadt e Louis J. Hamilton. *Nuclear Reactor Analysis*. John Wiley and Sons, primeira ed. ISBN 0-471-22363-8. Citado na pág. 27, 99
- Durkee III (2006)** Robert R Durkee III. High-density composites replace lead. *Composites in Manufacturing*, 22(3):1–7. Citado na pág. 72
- El-Guebaly (1997a)** L.A El-Guebaly. Overview of aries-rs neutronics and radiation shielding: key issues and main conclusions. *Fusion Engineering and Design*, 38(12):139 – 158. ISSN 0920-3796. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0920-3796\(97\)00114-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0920-3796(97)00114-2). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920379697001142>. Citado na pág. 72, 114
- El-Guebaly (1997b)** LA El-Guebaly. Overview of aries-rs neutronics and radiation shielding: key issues and main conclusions. *Fusion Engineering and Design*, 38(1):139–158. Citado na pág. 72
- Eletronuclear (1980)** Eletronuclear. First safety analysis report da usina nuclear de angra i. Relatório técnico, Eletrobrás e Eletronuclear. Citado na pág. 64
- Gaier (2013)** R.V. Gaier. Expansão de energia no longo prazo pode ter nuclear com participação privada. *Reuters Brasil*. URL <http://br.reuters.com/article/domesticNews/idBRSPE99606A20131007>. Acessado em Fevereiro de 2014. Citado na pág. 4
- Gallego et al. (2009)** Eduardo Gallego, Alfredo Lorente e Hector Reno Vega-Carrillo. Testing of a high-density concrete as neutron shielding material. *Nuclear Technology*, 168(2):399–404. Citado na pág. 71

- Gembicki e Haimes (1975)** F. Gembicki e Y.Y. Haimes. Approach to performance and sensitivity multiobjective optimization: The goal attainment method. *Automatic Control, IEEE Transactions on*, 20(6):769–771. ISSN 0018-9286. doi: 10.1109/TAC.1975.1101105. Citado na pág. 70
- Gembicki (1974)** F. W. Gembicki. *Vector Optimization for Control with Performance and Parameter Sensitivity Indices*. Tese de Doutorado, Case Western Reserve University. Citado na pág. 69
- Ghrist et al. (2004)** Robert Ghrist, Jason M. O’Kane e Steven M. LaValle. Pareto optimal coordination on roadmaps. Em *Proc. International Workshop on the Algorithmic Foundations of Robotics*, páginas 185–200. Citado na pág. 69
- Giagkiozis e Fleming (2012)** I. Giagkiozis e P.J. Fleming. Increasing the density of available pareto optimal solutions. Research Report No. 1028. URL <http://eprints.whiterose.ac.uk/74769/>. Citado na pág. 69
- Giorsetti (1977)** Domingo Ricardo Giorsetti. Analysis of the technological differences between stationary & maritime nuclear power plants. MIT Thesis. Citado na pág. 10
- Grant (1991)** Eric Grant. *Constraint-Based Design by Cost Function Optimization*. Tese de Doutorado, The University of North Carolina. Citado na pág. 70
- Hu et al. (2008)** Huasi Hu, Qunshu Wang, Juan Qin, Yuelei Wu, Tiankui Zhang, Zhongsheng Xie, Xinbiao Jiang, Guoguang Zhang, Hu Xu, Xiangyang Zheng et al. Study on composite material for shielding mixed neutron and-rays. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 55(4):2376–2384. Citado na pág. 72, 114
- Hungerford (1966)** HE Hungerford. *Shielding*. In: Yevick JG, Amorosi A (eds) *Fast reactor technology: plant design*, volume 1 of 1. MIT Press. Citado na pág. 62
- Ingersoll (2009)** Daniel T Ingersoll. Deliberately small reactors and the second nuclear era. *Progress in Nuclear Energy*, 51(4):589–603. Citado na pág. 73
- Isaacson e Keller (1966)** I. Isaacson e HB Keller. *Analysis of Numerical Methods*. Wiley New York. Citado na pág. 51
- Jaeger (1970)** R.G. Jaeger. *Engineering Compendium on Reactor Shielding Vol. III*, volume III. Springer-Verlag. Citado na pág. 57
- Kapinos (2004)** Pavel Kapinos. *Multivariate Differentiation and Constrained Optimization: A Primer*. Wesleyan. Citado na pág. 70
- Kimura e Kinno (2009)** Ken-ichi Kimura e Masaharu Kinno. Boron-enriched mortar panel applied to the shielding wall of the spectrometer for reducing noise neutron at the bl14 in j-parc. *Genshiryoku Eye*, 55. Citado na pág. 71, 114
- Kimura et al. (2008)** Ken-Ichi Kimura, Akira Hasegawa, Katsumi Hayashi, Mikio Uematsu, Tomohiro Ogata, Takao Tanosaki, Ryoetsu Yoshino, Mituru Sato, Minoru Saito e Masaharu Kinno. Development of low-activation design method for reduction of radioactive waste below clearance level. Em *16th International Conference on Nuclear Engineering*, páginas 617–626. American Society of Mechanical Engineers. Citado na pág. 71

- Kimura et al. (2012)** Ken-ichi Kimura, Yusuke SUZUKI, Yusuke FUJIKURA, Yujin LEE, Sanjay PAREEK e Yoshikazu ARAKI. A development of optimized radiation shielding design method for contaminated soil in Fukushima. Em *12th International Conference on Radiation Shielding (ICRS-12)*. Citado na pág. 71
- Larsen (2002)** Edward Larsen. *An Introduction to Neutronics*, volume 1. University of Michigan, first ed. Citado na pág. xi, 21, 22
- Mathworks (2000)** Mathworks. *Multiobjective Optimization*. MATLAB ACADEMIA. Citado na pág. xii, 68, 70
- McCracken (1955)** D. D. McCracken. The monte carlo method. *Scientific American Magazine*, 192(5):90–95. Citado na pág. 44
- MD (2008)** MD. Estratégia Nacional de Defesa, Governo Federal. Relatório técnico, Ministério da Defesa. Citado na pág. 4
- Metropolis (1987)** Nicholas Metropolis. The beginning of the monte carlo method. *Los Alamos Science Special Edition*, 1(1):125–130. Citado na pág. 45
- Metropolis e Ulam (1949)** Nicholas Metropolis e S. Ulam. The monte carlo method. *Journal of American Statistical Association*, 44(247):335–341. Citado na pág. 44
- Miller et al. (2003)** J Miller, C Zeitlin, FA Cucinotta, L Heilbronn, D Stephens e JW Wilson. Benchmark studies of the effectiveness of structural and internal materials as radiation shielding for the international space station. *Radiation research*, 159(3):381–390. Citado na pág. 72
- MME (2007)** MME. Plano nacional de energia 2030. Relatório técnico, Governo Federal - Ministério das Minas e Energia. URL http://www.mme.gov.br/mme/galerias/arquivos/publicacoes/pne_2030/PlanoNacionalDeEnergia2030.pdf. Acessado em Março de 2014. Citado na pág. 5
- Mortazavi et al. (2010)** S. M. J. Mortazavi, M. A. Mosleh-Shirazi, P. Roshan-Shomal, N. Radpey e M. Baradaran-Ghahfarokhi. High-performance heavy concrete as a multi-purpose shield. *Radiation Protection Dosimetry*, 142(2-4):120–124. doi: 10.1093/rpd/ncq265. URL <http://rpd.oxfordjournals.org/content/142/2-4/120.abstract>. Citado na pág. 71, 114
- Nishibori (1968)** E. Nishibori. *Shielding Studies for the First Nuclear Ship of Japan*, volume 1. Proceedings of the Conference on the Physics Problems of Reactor Shielding, Harwell 3.2. AERE-R-5773. Citado na pág. 57
- O. Gencel e Filiz (2010)** C. Ozel O. Gencel, W. Brostow e M. Filiz. An investigation on the concrete properties containing colemanite. *International Journal of Physical Sciences*, 5: 215–225. Citado na pág. 71
- Perrota (1999)** José Augusto Perrota. *Curso de Introdução à Engenharia do Núcleo de Reatores Nucleares*. IPEN-CNEN/SP, 1 ed. Citado na pág. 13
- Petti (1986)** David Andrew Petti. *Ag-In-Cd control rod behavior and aerosol formation in severe reactor accidents*. Thesis (sc. d.), Massachusetts Institute of Technology. Dept. of Nuclear Engineering. Citado na pág. 83

- Piotrowski et al. (2012)** Tomasz Piotrowski, DariuszB. Tefelski, Aleksander Polanski e Janusz Skubalski. Monte carlo simulations for optimization of neutron shielding concrete. *Central European Journal of Engineering*, 2(2):296–303. ISSN 1896-1541. doi: 10.2478/s13531-011-0063-0. URL <http://dx.doi.org/10.2478/s13531-011-0063-0>. Citado na pág. 71, 72, 114
- Press et al. (2007)** William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling e Brian P. Flannery. *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, New York, NY, USA, 3 ed. ISBN 0521880688, 9780521880688. Citado na pág. 52
- Price et al. (1957)** B. E. Price, C. C. Horton e K. T. Spinney. *Radiation Shielding*, volume 1. London: Pergamon Press, first ed. p. 262, Tabela. 6.63 e p. 267, Tabela 6.64. Citado na pág. 63
- Rockwell (1956)** T. Rockwell. *Reactor Shielding Design Manual: III. TID-7004*. US Department of Energy, 1 ed., 1956. Citado na pág. 60
- Saxena (2007)** R.N. Saxena. The iea-01 research reactor: 50 years of operating experience and utilization for research, teaching and radioisotopes production. *International Conference on Research Reactors: Safe Management and Effective Utilization, Sydney - Australia. IAEA Publications*. Citado na pág. 1
- Schaeffer (1973)** NM Schaeffer. *Reactor Shielding for Nuclear Engineers*, volume 1 of 1. US Department of Commerce. Citado na pág. 62
- Shibata et al. (2011)** Keiichi Shibata, Osamu IWAMOTO, Tsuneo NAKAGAWA, Nobuyuki IWAMOTO, Akira ICHIHARA, Satoshi KUNIEDA, Satoshi CHIBA, Kazuyoshi FURUTAKA, Naohiko OTUKA, Takaaki OHASAWA, Toru MURATA, Hiroyuki MATSUNOBU, Atsushi ZUKERAN, So KAMADA e Jun-ichi KATAKURA. Jendl-4.0: A new library for nuclear science and engineering. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 48(1):1–30. doi: 10.1080/18811248.2011.9711675. Citado na pág. 145
- Soliman e Mantawy (2012)** S. A. Soliman e A. H. Mantawy. *Modern Optimization Techniques with Applications in Electric Power Systems*. Hardcover. Citado na pág. 68
- Suzuki et al. (2013)** Yusuke Suzuki, Yusuke Fujikura, Ken ichi Kimura, Yujin Lee, Sanjay Pareek e Yoshikazu Araki. Evaluation of gamma radiation shielding performance of cylindrical concrete containers using soil volume source contaminated by radioactive cesium. *Concrete Research and Technology*, 24(2):43–52. doi: 10.3151/crt.24.43. Citado na pág. 71
- Thornton e T-Rex (2013)** Stephen T. Thornton e Andrew T-Rex. *Modern Physics for Scientists and Engineers*, volume 1. Cengage Learning, fourth ed. Citado na pág. xi, 24
- Todreas e Kazimi (1990)** Neil E. Todreas e Mujid S. Kazimi. *Nuclear Systems I*. Hemisphere Publishing Corporation, 1 ed. Citado na pág. xi, 8, 11, 12
- Uddin et al. (2009)** M.N. Uddin, M.M. Sarker, M.J.H. Khan e S.M.A. Islam. Validation of {CENDL} and {JEFF} evaluated nuclear data files for {TRIGA} calculations through the analysis of integral parameters of {TRX} and {BAPL} benchmark lattices of thermal reactors. *Annals of Nuclear Energy*, 36(10):1521 – 1526. ISSN 0306-4549. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.anucene.2009.07.016>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454909002357>. Citado na pág. 145
- Vujić et al. (2012)** Jasmina Vujić, Ryan M Bergmann, Radek Škoda e Marija Miletić. Small modular reactors: Simpler, safer, cheaper? *Energy*, 45(1):288–295. Citado na pág. 73

- Wagner (1997)** John C. Wagner. *Acceleration of Monte Carlo Shielding Calculations with an Automated Variance Reduction Technique and Parallel Processing*. Tese de Doutorado, The Pennsylvania State University. Citado na pág. 47
- Wikipedia (2014)** Foundation Wikipedia. Pressurized water reactor. *Wikipedia.org*. URL http://en.wikipedia.org/wiki/Pressurized_water_reactor. Acessado em 14 de Abril de 2014. Citado na pág. xi, 10
- Wilson et al. (2001)** J Wilson, FA Cucinotta, MY Kim e W Schimmerling. Optimized shielding for space radiation protection. *Physica Medica*, 17:67–71. Citado na pág. 72
- X-5 MONTE CARLO TEAM (2008)** X-5 MONTE CARLO TEAM. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. Relatório Técnico Manuais 1, 2 e 3, Registro LA-UR-03-1987, Los Alamos National Laboratory. Citado na pág. 48, 106, 146
- y Fernandez et al. (2013)** Eloi Fernandez y Fernandez, João Manoal Moreira Losada e Pedro Carajilescov. O futuro nuclear no brasil. *O Globo*, 22 de Outubro de 2013. Citado na pág. 4
- Yamaji e Sako (1994)** Akio Yamaji e Kioshi Sako. Shielding design to obtain compact marine reactor. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 6(1):510–520. Citado na pág. 57
- Youxiang et al. (2002)** Zhuang Youxiang, Liu Tingjin, Zhang Jingshang e Liu Ping. Cendl-3 - chinese evaluated nuclear data library, version 3. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 39(sup2):37–39. doi: 10.1080/00223131.2002.10875033. Citado na pág. 145
- Zitzler e Thiele (1999)** E. Zitzler e L. Thiele. Multiobjective Evolutionary Algorithms: A Comparative Case Study and the Strength Pareto Approach. *IEEE Transactions on Evolutionary Computation*, 3(4):257–271. Citado na pág. 69