



COPPE/UFRJ

**SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DA CONVECÇÃO NATURAL EM
CAVIDADES CONTENDO UM FLUIDO COM GERAÇÃO INTERNA DE CALOR**

Camila Braga Vieira

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Nuclear, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Nuclear.

Orientador: Su Jian

Rio de Janeiro
Fevereiro de 2010

SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DA CONVECÇÃO NATURAL EM
CAVIDADES CONTENDO UM FLUIDO COM GERAÇÃO INTERNA DE CALOR

Camila Braga Vieira

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO
LUIZ COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA
(COPPE) DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE
DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE
EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA NUCLEAR.

Examinada por:



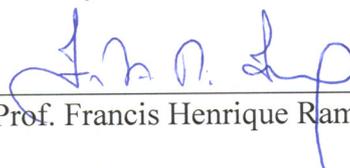
Prof. Su Jian, D.Sc.



Prof. Paulo Laranjeira da Cunha Lage, D.Sc.



Dr. José Luiz Horácio Faccini, D.Sc.



Prof. Francis Henrique Ramos França, Ph.D.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

FEVEREIRO DE 2010

Vieira, Camila Braga

Simulação Computacional da Convecção Natural em Cavidades Contendo Um Fluido com Geração Interna de Calor/Camila Braga Vieira. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2010.

XVIII, 115 p.: il.; 29,7 cm.

Orientador: Su Jian

Dissertação (mestrado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Nuclear, 2010.

Referencias Bibliográficas: p. 110-115.

1. Convecção Natural. 2. Fluidodinâmica Computacional. 3. Acidente Severo. I. Su, Jian II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Nuclear. III. Título.

A Deus,
aos meus pais, Sebastião e Iracema,
e à minha irmã, Carolina.

AGRADECIMENTOS

Uma dissertação de mestrado requer muito esforço e dedicação. Todavia a mesma não é realizada apenas com tais fatores, na realidade diversos outros estão envolvidos e são de fundamental importância para a conclusão desta.

Agradeço à Andreza, pela amizade e toda disponibilidade que teve comigo durante o curso de preparação do mestrado (CPM) e sem tal apoio talvez eu não tivesse vindo ao Rio de Janeiro para fazer o curso.

Ao Vitorhugo, Déborah, Lorena, Priscilla, Danyela, meus amigos de Goiânia, agradeço por, mesmo distantes fisicamente, me passarem muita força.

Agradeço à minha prima Karine, por todo carinho e força.

Agradeço à Daniela, Samuel, Wanderley e os demais amigos do mestrado e doutorado do PEN, os quais tiveram um papel importante no trabalho diário.

À Tânia, Jô, Lili, Suzane, Otacílio, Washington e Reginaldo, funcionários do PEN, pela atenção que recebi em todos os momentos que os precisei.

Ao Alessandro, Amanda, Bruno, Carolina, Felipe, Gabriel, a equipe LASME, pelas contribuições ao desenvolvimento de determinadas partes do trabalho, como também pela atenção, força, amizade e estímulo que me ofereceram durante todos os dias em que eu passei no laboratório obtendo os resultados.

À Lucilla, Antônio, Eduardo, João Felipe e Su Xiao, pela amizade, atenção e apoio técnico em CFD

Ao meu orientador Professor Su Jian, pela orientação, dedicação, confiança, contribuição e apoio a esta dissertação de mestrado.

Resumo da Dissertação apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DA CONVECÇÃO NATURAL EM CAVIDADES CONTENDO UM FLUIDO COM GERAÇÃO INTERNA DE CALOR

Camila Braga Vieira

Fevereiro/2010

Orientador: Su Jian

Programa: Engenharia Nuclear

Convecção natural de fluidos com geração interna de calor em cavidades bidimensionais quadradas e semicirculares foi simulada numericamente usando-se uma ferramenta da fluidodinâmica computacional (CFD), o ANSYS CFX 12.0. O objetivo do trabalho foi estudar a influência da geometria, das condições de contorno, das propriedades do fluido e principalmente a taxa volumétrica de geração de calor interna no comportamento do regime de escoamento e de transferência de calor, em função de números de Prandtl e Rayleigh. Foram identificados os regimes laminar estacionário, laminar transiente e turbulento. Análise espectral de velocidades e temperaturas instantâneas usando-se FFT foi realizada para identificar regimes laminares transientes periódicos e caóticos. Foram determinados os números críticos de Rayleigh nos quais ocorre o início do regime laminar transiente, para $Pr = 0,0321, 0,71$ e $7,0$ em cavidade quadrada bidimensional com as paredes verticais isotérmicas e as horizontais adiabáticas. Convecção natural turbulenta a altos números de Rayleigh foi simulada usando-se as equações de Navier-Stokes de média de Reynolds (RANS) com modelos SST e SST-SAS, e a simulação de grandes escalas (LES WALE). Resultados numéricos foram comparados, em boa concordância, com correlações empíricas e outros resultados de simulação computacional disponíveis na literatura.

Abstract of Dissertation presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

COMPUTATIONAL SIMULATION OF NATURAL CONVECTION OF
A FLUID WITH INTERNAL HEAT GENERATION

Camila Braga Vieira

February/2010

Advisor: Su Jian

Department: Nuclear Engineering

Natural convection in fluids with internal heat generation in bi-dimensional square and semi-circular cavities was simulated numerically by using a tool of computational fluid dynamics (CFD), ANSYS CFX 12.0. The objective of the work was to study the influence of the geometry, boundary conditions, fluid properties and mainly the volumetric heat generation rate, as a function of Prandtl and Rayleigh numbers. Steady-laminar, transient laminar and turbulent flow regime were identified. Spectral analysis of instantaneous velocities and temperature by using FFT was carried out to identify periodic or chaotic transient-laminar regimes. Critical Rayleigh numbers at which the onset of transient laminar regime occurs were determined for $Pr = 0.0321$, 0.71 and 7.0 , in bi-dimensional square cavities with isothermal vertical walls and adiabatic horizontal walls. Turbulent natural convection at high Rayleigh numbers was simulated by using the Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (RANS) with SST and SST-SAS turbulence models, and the large eddy simulation (LES WALE). Numerical results were compared in good agreement with available empirical correlations and others results of computational simulation in the literature.

Sumário

Resumo	vi
Abstract	vii
Índice de Figuras	xi
Índice de Tabelas	xv
Lista de Símbolos	xvi
1 Introdução	1
1.1 Conceitos gerais de uma central nuclear PWR	2
1.2 Acidente severo	3
1.3 Motivação	6
1.4 Objetivos	6
1.5 Metodologia aplicada	7
1.6 Organização do trabalho	8
2 Revisão Bibliográfica	9
2.1 Convecção natural em cavidades quadradas	10
2.1.1 Estudos experimentais	10
2.1.2 Estudos numéricos baseados nas equações de Navier-Stokes . .	17
2.1.3 Estudos computacionais do regime turbulento	21
2.1.4 Estudos computacionais de convecção natural em cavidades com aquecimento diferenciado nas paredes	23
2.2 Convecção natural em cavidades cilíndrica e semicirculares	25

2.3	Aplicação da CFD na engenharia nuclear	28
2.4	Conclusão	30
3	Formulações Matemáticas	31
3.1	Equações de Navier-Stokes tridimensionais com fluido compressível .	31
3.2	Equações de Navier-Stokes tridimensionais com o modelo de Boussinesq	33
3.3	Equações de Navier-Stokes bidimensionais com o modelo de Boussinesq	34
3.4	Modelos de turbulência	37
3.4.1	As equações do modelo RANS-SST	39
3.4.2	As equações do modelo de turbulência SAS	42
3.4.3	As equações de simulação de grandes escalas (LES)	43
4	Metodologia Computacional	48
4.1	Metodologia do CFD	50
4.1.1	Criação de Geometria/Malha	50
4.1.2	Definição do modelo físico	51
4.1.3	A resolução do problema de CFD	52
4.1.4	Visualização dos Resultados no Pós-Processamento	53
4.2	Verificação e Validação	54
5	Resultados e Discussões	56
5.1	Cavidade bidimensional quadrada com paredes verticais isotérmicas e horizontais adiabáticas	57
5.1.1	Regime laminar estacionário	60
5.1.2	Regime laminar transiente	71
5.1.3	Regime turbulento	83
5.1.4	Resumo dos casos investigados	84
5.2	Cavidade bidimensional quadrada com todas as paredes isotérmicas .	86
5.3	Cavidade bidimensional semicircular	90
6	Conclusões e Sugestões	101
6.1	Conclusões	101
6.2	Sugestões a trabalhos futuros	103

Apêndice I	Parâmetros computacionais usados nas simulações	105
Referências Bibliográficas		110

Lista de Figuras

1.1	Diagrama de Funcionamento de uma Usina Nuclear do tipo PWR. . .	3
2.1	Esquema do aparato experimental realizado por Asfia et al. (1996) . .	14
2.2	Esquema do problema físico analisado por Theofanous et al. (1997) .	15
2.3	Ilustração da convecção natural e padrões de estratificação da camada de óxido estudada por Theofanous et al. (1997).	15
2.4	Esquema da seção semi-circular utilizada nos testes experimentais Mini-Sigma realizados por Lee e Suh (2003).	16
2.5	Esquema do sistema de coordenadas e problema físico estudado por Liaqat e Baytas (2001)	28
4.1	Malha estruturada	49
4.2	Malha não estruturada	49
4.3	Variedades de malhas	50
4.4	Estrutura do ANSYS CFX	51
5.1	Esquema de cavidade com geração volumétrica de calor, paredes verticais isotérmicas e horizontais adiabáticas	59
5.2	Malha 1- 100×100 para cavidade quadrada	61
5.3	Malha 2- 200×200 para cavidade quadrada	61
5.4	Campo de temperatura adimensional para o $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^5$	62
5.5	Perfil de temperatura adimensional do $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^5$ para x igual a $H/2$	63
5.6	Campo de temperatura adimensional para o $Pr = 0,7$ e $Ra_i = 10^5$. .	63

5.7	Perfil de temperatura adimensional do $Pr = 0,7$ e $Ra_i = 10^5$ para x igual a $H/2$	64
5.8	Campo de temperatura para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 8 \times 10^2$	66
5.9	Campo de Velocidade para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 8 \times 10^2$	66
5.10	Campo de temperatura para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^3$	67
5.11	Campo de Velocidade para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^3$	67
5.12	Campo de temperatura para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^4$	68
5.13	Campo de Velocidade para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^4$	68
5.14	Campo de temperatura para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^5$	69
5.15	Campo de Velocidade para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^5$	69
5.16	Campo de temperatura para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 7,5 \times 10^5$	70
5.17	Campo de Velocidade para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 7,5 \times 10^5$	70
5.18	Fluxo térmico adimensional ($Nu_{1,i}$) na parede isotérmica esquerda para o $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 7,5 \times 10^5$	71
5.19	Velocidade adimensional média em todo o domínio para o $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 7,5 \times 10^5$	72
5.20	Velocidade (u) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^6$	75
5.21	FFT da velocidade (u) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,0321$ e $Ra = 10^6$	75
5.22	Velocidade (v) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^6$	76
5.23	FFT da velocidade (v) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^6$	76
5.24	Velocidade (u) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^8$	77
5.25	FFT da velocidade (u) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^8$	77
5.26	Velocidade (v) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^8$	78

5.27	FFT da velocidade (v) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^8$	78
5.28	Velocidade (u) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,71$ e $Ra_i =$ $1,5 \times 10^9$	79
5.29	FFT da velocidade (u) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,71$ e $Ra_i = 1,5 \times 10^9$	79
5.30	Velocidade (v) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,71$ e $Ra_i =$ $1,5 \times 10^9$	80
5.31	FFT da velocidade (v) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,71$ e $Ra_i = 1,5 \times 10^9$	80
5.32	Velocidade (u) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,71$ e $Ra_i =$ $1,05 \times 10^9$	81
5.33	FFT da velocidade (u) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,71$ e $Ra_i = 1,05 \times 10^9$	81
5.34	Velocidade (v) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,71$ e $Ra_i =$ $1,05 \times 10^9$	82
5.35	FFT da velocidade (v) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,71$ e $Ra_i = 1,05 \times 10^9$	82
5.36	Relação entre Nu e Ra para a cavidade quadrada	84
5.37	Esquema de cavidade com geração de calor volumétrica, todas as paredes isotérmicas.	86
5.38	Números de Nu_2 para Pr igual a 0,25 e Ra igual a 10^{11} obtidos pelo modelo SST-transiente	88
5.39	Números de Nu_2 para Pr igual a 0,25 e Ra igual a 10^{11} obtidos pelo modelo LES WALE	88
5.40	Números de Nu_2 para Pr igual a 0,25 e Ra igual a 10^{11} obtidos pelo modelo LES-Smagorinsk realizado por Horvat et al. (2001)	89
5.41	Esquema de cavidade bidimensional semicircular com geração de calor volumétrica e todas as paredes isotérmicas.	90
5.42	Relação entre Nu_2 e Ra para Pr iguais a 7,0 e 6,13.	92
5.43	Campo de temperatura para $Pr = 6,13$ e $Ra_i = 10^{10}$	93

5.44	Campo de velocidade para $Pr = 6, 13$ e $Ra_i = 10^{10}$	93
5.45	Campo de temperatura para $Pr = 7, 0$ e $Ra_i = 10^{10}$	94
5.46	Campo de velocidade para $Pr = 7, 0$ e $Ra_i = 10^{10}$	94
5.47	Campo de temperatura para $Pr = 6, 13$ e $Ra_i = 10^{11}$	95
5.48	Campo de velocidade para $Pr = 6, 13$ e $Ra_i = 10^{11}$	95
5.49	Campo de temperatura para $Pr = 7, 0$ e $Ra_i = 10^{11}$	96
5.50	Campo de velocidade para $Pr = 7, 0$ e $Ra_i = 10^{11}$	96
5.51	Campo de temperatura para $Pr = 6, 13$ e $Ra_i = 10^{12}$	97
5.52	Campo de velocidade para $Pr = 6, 13$ e $Ra_i = 10^{12}$	97
5.53	Campo de temperatura para $Pr = 7, 0$ e $Ra_i = 10^{12}$	98
5.54	Campo de velocidade para $Pr = 7, 0$ e $Ra_i = 10^{12}$	98
5.55	Campo de temperatura para $Pr = 6, 13$ e $Ra_i = 10^{13}$	99
5.56	Campo de velocidade para $Pr = 6, 13$ e $Ra_i = 10^{13}$	99
5.57	Campo de temperatura para $Pr = 7, 0$ e $Ra_i = 10^{13}$	100
5.58	Campo de velocidade para $Pr = 7, 0$ e $Ra_i = 10^{13}$	100

Lista de Tabelas

5.1	Temperaturas adimensionais máximas obtidas com a Malha 2 e Pr iguais a 0,0321 e 0,7	64
5.2	Velocidades adimensionais máximas ($U_{max,2}$) obtidas com a Malha 2 e Pr iguais a 0,0321 e 0,7	65
5.3	Convergência de malha para o Pr igual a 0,0321 e Ra_i igual a 10^{13} .	83
5.4	Casos analisados na cavidade quadrada com paredes verticais isotérmicas e horizontais adiabáticas	85
1	Estatísticas das malhas utilizadas nas simulações	106
2	Estatísticas das simulações com o Pr igual a 0,0321	107
3	Estatísticas das simulações com o Pr igual a 0,71	108
4	Estatísticas das simulações com o Pr igual a 7,0	109

Lista de Símbolos

A	Área [m ²]
c_p	Calor específico [J/Kg K]
Gr	Número de Grashof (Ra/Pr)
g	Aceleração gravitacional [m/s ²]
H	Altura da cavidade [m]
h	Coefficiente de transferência de calor [W/m ² K]
k	Condutividade térmica [W/m s]
k	Energia cinética turbulenta [m ² /s ²]
Nu_1	Fluxo térmico adimensional na parede (q_w/q_vH)
Nu_2	Número de Nusselt da literatura (hH/k)
P	Pressão adimensional
p	Pressão [Pa]
Pr	Número de Prandtl ($= \mu C_p/k = \nu/\alpha$)
q_w	Fluxo de calor na parede [W/m ²]
q_v	Taxa volumétrica de geração de calor [W/m ³]
R	Raio [m]
Ra_i	Número de Rayleigh interno ($q_v\beta gH^5/\alpha\nu k$)

T	Temperatura [K]
t	Tempo [s]
\mathbf{U}	Vetor velocidade [m/s]
U	Componente da velocidade adimensional na direção horizontal
u	Componente da velocidade na direção horizontal [m/s]
V	Componente da velocidade adimensional na direção vertical
v	Componente da velocidade na direção vertical [m/s]
X	Coordenada espacial adimensional na direção horizontal
x	Coordenada espacial na direção horizontal [m]
Y	Coordenada espacial adimensional na direção vertical
y	Coordenada espacial na direção vertical [m]
z	Coordenada espacial na direção transversal da cavidade [m]
α	Difusividade térmica [m ² /s]
β	Expansividade Térmica [K ⁻¹]
ε	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta
θ	Temperatura adimensional
μ	Viscosidade dinâmica [Pa.s]
μ_t	Viscosidade turbulenta [Pa.s]
ν	Viscosidade cinemática [m ² /s]
ρ	Massa específica do fluido [kg/m ³]
τ	Tempo adimensional
ω	Taxa de dissipação turbulenta específica

Subscritos

<i>abs</i>	Absoluta
<i>ave</i>	Média
<i>buoy</i>	Empuxo
<i>d</i>	Dinâmica
<i>e</i>	Externo
<i>i</i>	Interno
<i>ic</i>	Interno Crítico
<i>l</i>	Esquerda
<i>max</i>	Máxima
<i>ref</i>	Referência
<i>r</i>	Direita
<i>v</i>	Volumétrico
<i>w</i>	Parede
<i>b</i>	Fundo
<i>t</i>	Topo

Capítulo 1

Introdução

A energia nuclear é um recurso viável para a geração de eletricidade e devido às suas vantagens, tem obtido patamares mais elevados em relação às pesquisas destinadas à mesma e espaço no fornecimento global de energia elétrica. Todavia, com aumento da utilização de tal fonte energética, aumenta-se a atenção quanto à segurança das usinas nucleares, principalmente pelo fato da já ocorrência de alguns acidentes, como o de Chernobyl (em 1986 na Ucrânia) e o da Three Mile Island-TMI (em 1979 na Pensilvânia).

Essa dissertação trata da análise detalhada da convecção natural em cavidades de um fluido com geração interna de calor, um dos fenômenos físicos decorrentes de um acidente no reator nuclear. Tal fenômeno desempenha um importante papel na remoção de calor proveniente de decaimentos de produtos radioativos acumulados no núcleo do reator e é fortemente influenciada pelas condições de contorno, como presença de resfriamento externo, fontes de calor volumétrico e geometria da cavidade em que está presente o material metálico derretido.

A fim de facilitar a compreensão do assunto abordado neste trabalho, serão apresentados na Seção 1.1 alguns conceitos relacionados ao funcionamento de uma central nuclear de reator à água pressurizada (PWR). Uma vez apresentados tais conceitos, serão mostradas na Seção 1.2 definições diretamente relacionadas ao acidente severo, para complementar as informações necessárias à uma melhor compreensão dos motivos da realização desse trabalho.

1.1 Conceitos gerais de uma central nuclear PWR

Uma usina nuclear é similar a uma usina térmica quanto ao princípio básico de funcionamento, todavia ambas diferem-se em relação ao combustível de geração de calor. A primeira utiliza como combustível o urânio, na qual a energia elétrica é proveniente do calor gerado por reações nucleares envolvendo neutrons, e a segunda utiliza o combustível fóssil.

Três circuitos de operação são identificados em uma usina nuclear, estes são: os circuitos primário, secundário e de água de circulação (ou refrigeração). Tais circuitos são isolados fisicamente, ou seja, a água circulante em cada um deles não entra em contato direto com a do outro.

O circuito primário de uma usina do tipo PWR (*pressurezed water reactor*), como o de Angra 1, Angra 2 e Angra 3, é formado por uma bomba principal de arrefecimento do reator, um reator nuclear (local onde está presente o núcleo com os elementos combustíveis e onde há a geração de calor proveniente das reações nucleares), um pressurizador (equipamento que mantém a alta pressão para que a água, mesmo à elevadas temperaturas se encontre no estado líquido) e o gerador de vapor (equipamento de interface com o circuito secundário e onde há troca de calor entre a água quente que saiu do reator e água fria do circuito secundário).

O circuito secundário é constituído do gerador de vapor, turbina (local onde há transformação da energia térmica em energia mecânica, por meio da ação do vapor de água aquecida nas pás da mesma), condensador (equipamento onde o vapor de água que sai da turbina transforma-se em líquido ao trocar calor com a água de refrigeração) e bombas. A água de refrigeração (muitas vezes retirada do mar ou de um rio localizado próximo à usina) é bombeada para o condensador e retorna para um reservatório ou torre de refrigeração, fechando o circuito de Água de Circulação. O esquema desses circuitos é mostrado pela Figura 1.1.

O material que refrigera o núcleo do reator e recebe o calor gerado pelas reações nucleares é denominado de refrigerante e, dependendo da característica do reator, pode ser água, gás, ou mesmo metal líquido.

Todo estudo realizado por essa dissertação está focado no circuito primário

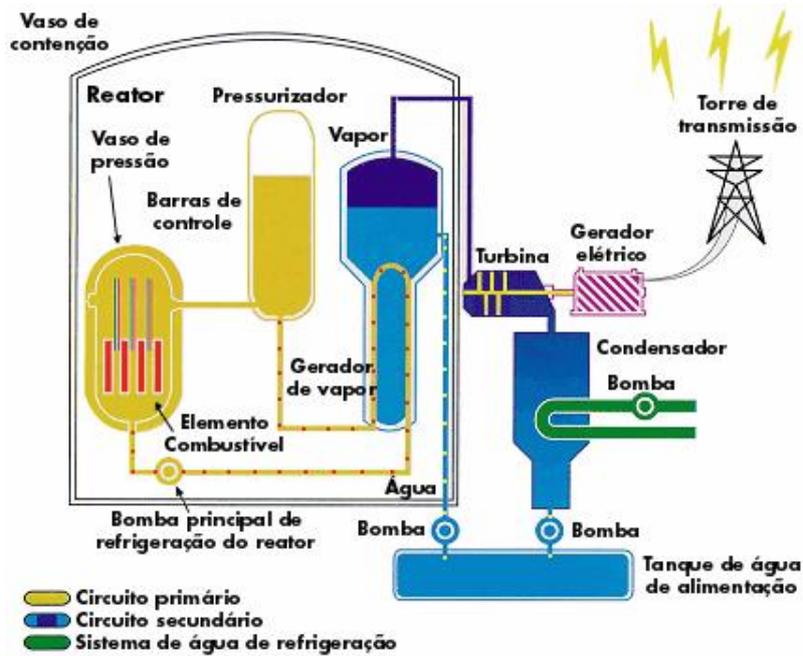


Figura 1.1: Diagrama de Funcionamento de uma Usina Nuclear do tipo PWR.

de uma PWR, mais especificamente no núcleo do reator, região afetada durante um acidente severo. A convecção natural que ocorre no pleno inferior do vaso de pressão (estrutura que envolve o núcleo e é uma das barreiras de proteção contra a liberação de produtos radioativos) será investigada quanto a alguns fatores que podem influenciar tal fenômeno, como as propriedades do fluido e a própria geometria da cavidade em que ocorre.

1.2 Acidente severo

O aumento da vida útil de usinas nucleares e a construção de novos projetos têm contribuído para um maior foco na segurança relacionada à operação dos reatores nucleares. Um dos maiores fatores críticos na percepção pública é o potencial de ocorrência de acidentes severos. O acidente em 1979, na unidade 2 da usina nuclear Three Mile Island (TMI-2), resultou em um aumento significativo na capacidade de entendimento, modelagem e aplicação de resultados de códigos de acidentes severos para análise do comportamento de um acidente dessa classificação.

Um acidente que excede quaisquer funções específicas a serem desempenhadas

por um item (estrutura, sistema, componente, equipamento, peça ou material da usina) de uma instalação nuclear, impedindo, dessa forma, a refrigeração do núcleo e culminando em uma degradação significativa do mesmo, é denominado de acidente severo (CNEN, 1997).

O acidente severo gera falhas nas barreiras de proteção e sistemas de segurança. Neste tipo de acidente a geometria do núcleo é comprometida, culminando na dificuldade de remoção de calor residual dos produtos de fissão. Por algum motivo, seja operacional, seja por falha no próprio projeto, o sistema de refrigeração do núcleo é interrompido, acarretando no aumento da temperatura e comprometimento da integridade física nas estruturas onde estão confinadas as pastilhas de urânio.

Os elementos combustíveis (conjunto das varetas combustíveis), embora estejam derretidos parcialmente ou totalmente em caso de acidente severo, ainda apresentam fonte interna de calor, em virtude da presença dos produtos de fissão em decaimento. A existência desse calor residual culmina no movimento dos materiais derretidos devido ao empuxo gerado em decorrência da diferença de densidade. Tal fenômeno resultante do gradiente de temperatura no interior do núcleo é denominado de convecção natural.

Observa-se inicialmente a presença da circulação natural, fenômeno físico decorrente da diferença de temperatura na tubulação do circuito primário. Há três modos de ocorrência da mesma, que por sua vez podem ter um impacto na resposta de uma usina durante um acidente severo. Estes são: circulação natural no interior do vaso de pressão, circulação natural no interior da perna quente (refrigerante que sai do núcleo do reator em direção ao gerador de vapor) e associada à tubulação, além da circulação através do circuito primário (IAEA, 2008a).

A circulação natural no vaso de pressão, ocasionada pela variação da temperatura dentro do núcleo e vaso, pode ser inicialmente influenciada pelo recipiente e pela formação de bloqueios de refrigeração por um longo período de tempo. O impacto primário dessa circulação é o atraso do aquecimento total do núcleo, visto favorecer uma remoção de calor das regiões quentes. Todavia, em caso de acidente severo tal circulação natural não é suficiente, culminando, por consequência, no aumento abrupto da temperatura, na perda completa do refrigerante por evaporação

e por fim na fusão dos elementos combustíveis.

O aumento da temperatura do núcleo contribui para a oxidação do revestimento das varetas, que por sua vez culmina na redução da circulação natural, favorecendo, conseqüentemente, o aumento do aquecimento do núcleo.

Quando a temperatura excede 2800K e um amplo derretimento do núcleo tiver sido formado, o enchimento do núcleo com água não é efetivo na repressão do aquecimento do mesmo. Isto deve-se, principalmente, à redução na transferência de calor e à baixa condutividade térmica das camadas de cerâmica circundantes ao metal fundido.

Em temperaturas entre 2200 e 2800K, colunas de combustível intactas podem colapsar devido a choques associados com o resfriamento. Esse colapso pode resultar na liberação de produtos de fissão contidos nas varetas combustíveis.

A perda da geometria original do núcleo pode ocorrer gradualmente em um período de minutos a horas, alcançando temperaturas entre 1000 a 3000K. O processo de comprometimento total da integridade física do núcleo envolve o inchaço e ruptura do revestimento, derretimento e deslocamento dos materiais de controle e de estruturas, fusão e deslocamento do revestimento de zircaloy, derretimento e enfraquecimento do combustível e deslocamento dos materiais derretidos para o fundo do vaso de pressão.

O acidente severo envolve complexos fenômenos físico-químicos e radiológicos em diversos estágios. Estes fenômenos são divididos em dois grupos: fase dentro do vaso, envolvendo a degradação do combustível, até a falha do vaso de pressão e subsequente liberação do núcleo derretido dentro da estrutura de confinamento; e a fase de ex-vaso, envolvendo interações térmicas e químicas entre os materiais do núcleo e o transporte de substâncias radioativas no confinamento.

Como resultado de mais de duas décadas de pesquisas no campo de acidente severo em plantas nucleares, aumentou-se a compreensão das conseqüências desse tipo de acidente e a possibilidade de eliminação destas por meio de treinamentos aprimorados, desenvolvimento de estratégias de gerenciamento de acidentes e ultimamente por meio do desenvolvimento de projetos mais avançados de reatores nucleares (IAEA, 2008b).

1.3 Motivação

Desde a década de 1960 muitos trabalhos têm sido desenvolvidos com o intuito de prever o comportamento de vasos de pressão de reatores nucleares em condição de acidentes com perda de fluido refrigerante no circuito primário, analisando-se a convecção natural em cavidades e a transferência de calor em função de diferentes condições de contorno aplicadas. Essa dissertação visou contribuir com o fornecimento de resultados que abrangem várias situações abordadas na literatura, de forma que possa orientar pesquisas a serem realizadas nessa área.

O acidente severo, como dito anteriormente, foi a principal motivação dessa dissertação, uma vez que é o fator que propicia a ocorrência da convecção natural, fenômeno físico tratado por esse trabalho. Após terem sido explicadas as causas e consequências de tal acidente, são mostrados na próxima seção os objetivos específicos e geral do presente estudo realizado.

1.4 Objetivos

O objetivo primordial dessa dissertação foi estudar a convecção natural em cavidades de um fluido com geração interna de calor, investigando a influência da geometria, das condições de contorno, das propriedades do fluido e, principalmente, a taxa volumétrica de geração interna de calor no comportamento do regime de escoamento e de transferência de calor em função de números de Prandtl e Rayleigh interno.

Visando uma compreensão ampla das características de tal fenômeno, para cada fluido analisado foram identificadas faixas de regime de escoamento laminar estacionário, laminar transiente e turbulento, de forma que seja possível se ter uma noção de como determinado fluido se comportará sob certas condições de contorno.

Esse trabalho se baseou em simulações numéricas para a obtenção dos resultados. Para facilitar o alcance dos objetivos foram empregados parâmetros adimensionais provenientes da adimensionalização das equações da convecção natural. Os principais parâmetros que estão relacionados em todas as análises são número de Rayleigh interno, Ra_i (relacionado com a geração interna de calor) e o número de

Prandtl, Pr (relacionado com as propriedades do fluido). Tais parâmetros, assim com a adimensionalização são melhor explicados na seção de formulação matemática.

Procurou-se obter um valor mais preciso do número de Rayleigh crítico (Ra_{ic}) em que ocorre a passagem do regime laminar estacionário para o transiente, usando dois fluidos utilizados nas análises (um com Pr igual a 0,0321 e outro com Pr igual a 0,71), assim como a identificação do comportamento do regime transiente (periódico ou caótico).

A comparação de uma determinada simulação (em cavidade quadrada) com as mesmas condições apresentadas em um trabalho da literatura foi realizada a fim de verificar o método utilizado, assim como a comparação de determinados resultados obtidos em cavidade semicircular com correlações empíricas.

A seção seguinte mostra de forma breve como esse trabalho alcançou tais objetivos.

1.5 Metodologia aplicada

Este trabalho utilizou um programa comercial que utiliza as ferramentas da fluidodinâmica computacional (CFD), o ANSYS-CFX 12.0, para a resolução dos problemas gerados em cada etapa das análises realizadas.

Por meio de simulações numéricas realizadas pelo mesmo, analisou-se detalhadamente o comportamento do fluido em cavidades quadrada e semicircular (semelhante ao fundo do vaso de contenção de um reator nuclear) e os fatores que podem influenciar nos resultados numéricos das simulações realizadas, como a influência da malha gerada e, nos casos transientes, a influência do passo de tempo utilizado.

No estudo do regime turbulento foram utilizados os modelos de turbulência SST e LES-WALE, os quais também são apresentados de forma mais detalhada na seção da formulação matemática. A análise do comportamento do regime transiente foi realizada por meio da ferramenta da transformada rápida de Fourier (FFT).

Todo o estudo realizado nesta dissertação foi focado na obtenção de resultados viáveis para a melhor compreensão da transferência de calor por convecção em cavidades, de forma a possibilitar ao leitor uma abordagem geral sobre algumas

condições que influenciam este fenômeno físico, os fatores diretamente relacionados com a aplicação correta de simulações numéricas pelo CFX, além de uma visão a respeito da verificação e validação de códigos computacionais.

1.6 Organização do trabalho

O acidente severo engloba alguns fenômenos físicos responsáveis pela transferência de calor gerada por reações nucleares ainda ocorrentes no reator, dentre os quais estão a radiação, condução e convecção natural. Cada um dos mesmos apresenta suas especificidades e complexidades, os quais têm suas respectivas importâncias para a compreensão e predição do comportamento do fluido e das estruturas na cavidade em que estão confinados.

A convecção natural decorrente de um acidente severo foi a base de estudo dessa dissertação, a qual apresenta uma visão geral dos principais trabalhos envolvendo o estudo de tal fenômeno físico em cavidades, assim como trabalhos experimentais e análises realizadas com aplicações diretas na engenharia nuclear. Tais relatos da literatura estão presentes no Capítulo 2, que contém a revisão bibliográfica. Em seguida é apresentado o Capítulo 3 de formulação matemática, que mostra as equações governantes da convecção natural nas formas bidimensionais e tridimensionais, além de alguns modelos de turbulência e a adimensionalização adotada pelo presente trabalho.

No capítulo 4 se encontra a metodologia geral, a qual envolve a aplicação das técnicas da fluidodinâmica computacional, as características do programa de simulação numérica utilizado, ANSYS-CFX 12.0, assim como as etapas para obtenção e processamento dos resultados.

As metodologias específicas aplicadas para cada análise, assim como os resultados obtidos, estão presentes no Capítulo 5 de resultados e discussão. Por fim, a dissertação termina com as principais conclusões e sugestões apresentadas no último capítulo da mesma.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Qualquer análise de resistência térmica do fundo de um vaso de pressão com derretimento dos elementos combustíveis, ou mesmo em estudos relacionados a aspectos de segurança de reatores nucleares em acidentes severos, devem ter como base a compreensão da transferência de calor por convecção natural.

As equações que governam o estudo da convecção natural são, de forma geral, complexas e a sua aplicação se torna mais conveniente com a adimensionalização das mesmas. Dessa forma é comum estudar o comportamento de escoamentos de fluidos em cavidades com convecção natural por meio de números adimensionais. Um número adimensional denominado de número de Rayleigh, em homenagem ao físico inglês Lord Rayleigh que o identificou após análises experimentais das células de convecção, tem grande aplicação na análise da estabilidade do estado de repouso de uma lâmina de fluido sob aquecimento e pode ser utilizado como parâmetro de análise de regimes de escoamentos.

A aplicação do número de Rayleigh é geralmente realizada por meio dos valores de Rayleigh externo (Ra_e , baseado na diferença de temperatura das paredes laterais) e interno (Ra_i , baseado na taxa volumétrica de geração de calor), conforme exposto nas seguintes equações.

$$Ra_e = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\nu\alpha} \quad (2.1)$$

$$Ra_i = \frac{g\beta q_v L^5}{\nu\alpha k} \quad (2.2)$$

Alguns autores trabalham com a aplicação do número de Grashof (Gr), que por sua vez se relaciona com o número de Prandtl (Pr) e Rayleigh da seguinte forma:

$$Gr = \frac{Ra}{Pr} \quad (2.3)$$

Tais números são bastante utilizados em muitos trabalhos como parâmetros de análises do comportamento de regimes de escoamentos, possibilitando a identificação simplificada de regiões laminares, transientes e turbulentas de fluidos em convecção natural.

Este capítulo aborda alguns trabalhos que apresentaram como foco a convecção natural, tanto em cavidades quadradas quanto cilíndricas e semicilíndricas. Também é apresentada na penúltima seção uma visão sucinta de alguns trabalhos que têm aplicação direta à área nuclear.

2.1 Convecção natural em cavidades quadradas

Nesta seção, são revisados alguns trabalhos experimentais encontrados na literatura aberta, em seguida, é apresentado um número maior de trabalhos de simulação computacional. Uma parte deste trabalhos adota a formulação das equações de Navier-Stokes original, e outros adota as equações de Navier-Stokes de média de Reynolds (RANS) ou as equações filtradas de Navier-Stokes para simulação de grandes escalas (LES). Além disso, alguns trabalhos de convecção natural em cavidades quadradas com aquecimento diferenciado, porém sem geração interna de calor, também são revisados nesta seção, devido a sua relevância à metodologia usada no presente trabalho.

2.1.1 Estudos experimentais

Vários estudos experimentais da convecção natural em camadas horizontais de fluido com fonte volumétrica de calor têm sido apresentados na literatura. Smith e Hammitt (1966) realizaram uma análise experimental em uma cavidade retangular (60,96 cm de altura, 20,32 cm de profundidade e 91,44 cm de largura) com diferentes aquecimentos nas paredes verticais e o fluido analisado foi a água. Os

perfis de temperatura foram obtidos para uma faixa de aquecimento das paredes de $2,2 \times 10^{-3} \text{W/cm}^2$ a $4,3 \times 10^{-2} \text{W/cm}^2$. Smith e Hammitt (1966) concluíram que na condição de Pr igual a 7,53 e Ra_e de $1,15 \times 10^8$ (aquecimento de $6,6 \times 10^{-3} \text{W/cm}^2$) o escoamento foi essencialmente estacionário. Com o aumento do aquecimento, algumas células de circulação apareceram próximo ao topo da cavidade. Esse estudo experimental constatou que para Ra_e até 4×10^8 o escoamento é de característica laminar, embora haja o aparecimento de pequenas células de circulação em condições de Ra_e maiores de $2,9 \times 10^8$.

O desenvolvimento de programas objetivando aplicar cilindros sólidos com combustíveis líquidos em reatores nucleares foi a base do estudo experimental realizado por Murgatroyd e Watson (1970). A convecção natural em estruturas cilíndricas tem sido investigada com mais ênfase desde 1952, com direcionamento à utilização de combustíveis nucleares líquidos. O fluido analisado foi uma solução de HCl com 4 % em peso, cujo número de Prandtl variou entre 3 e 9, e foi selecionada devido ao baixo coeficiente de resistência de temperatura. O cilindro foi aquecido por eletrodos localizados nas parte superior e inferior do mesmo e refrigerado por água presente em outro cilindro que envolvia o cilindro com o fluido de interesse. Murgatroyd e Watson (1970) constataram que no número de Rayleigh (específico para cilindro) igual a 10^3 o regime laminar começou a passar por instabilidades e ao alcançar 10^6 , o regime tornou-se turbulento.

O estudo realizado por Kulacki e Nagle (1975) baseou-se na convecção natural de uma camada de solução de nitrato de prata entre camadas superior adiabática e inferior isotérmica. O início da turbulência foi observado no número de Rayleigh igual a $9,3 \times 10^7$ e o comportamento do fluido foi o mesmo obtido pela análise experimental realizada por Kulacki e Goldstein (1972), embora o fluido de análise tenha sido água e as condições de contorno tenham sido paredes horizontais isotérmicas.

Alguns experimentos foram realizados para analisar o comportamento de reatores nucleares em condições de acidente severo, utilizando equipamentos ou condições semelhantes a um reator. Faw e Baker Jr (1976) fizeram um trabalho experimental utilizando aquecimento com microondas para simular o aquecimento interno devido ao decaimento radioativo em um núcleo de um reator nuclear com a estrutura com-

prometida, ou seja, com o material constituinte derretido. O experimento realizado por Faw e Baker Jr (1976) utilizou a glicerina como líquido representativo do combustível, e a parafina como representação das barreiras de proteção derretidas. O aquecimento foi feito com radiação de microondas na frequência de $2,45 - GHz$ e técnicas ópticas, assim como termopars foram aplicadas para a obtenção dos dados da temperatura. O estudo experimental feito por Faw e Baker Jr (1976) teve como objetivo analisar as taxas de derretimento dos materiais estruturais aquecidos na presença de camadas de combustível nuclear derretido e tiveram como constatação que os processos de derretimento e deslocamento das estruturas utilizadas no experimento não tiveram efeito no processo de transferência de calor da glicerina para o vaso de pressão.

Uma exposição de informações a cerca de fenômenos físicos, como a convecção natural, e químicos decorrentes, com foco na análise da interação do concreto do vaso de pressão com compostos produzidos em reações entre os materiais derretidos, foi a base do trabalho desenvolvido por Baker Jr et al. (1976), cuja motivação foi a capacidade de retenção dos produtos de fissão pelo vaso de pressão constituído de concreto em caso de acidente severo. A camada de fluido analisada por Baker Jr et al. (1976) possuía diferença de temperatura entre as partes superior e inferior, de forma que o número de Rayleigh externo foi de $1,1 \times 10^{10}$ e o número de Rayleigh interno de 6×10^{10} correspondente à potência de 50 a 60 W/cm³ gerada após 100s de desligamento de reatores rápidos. Os resultados desse estudo mostraram que as taxas de fluxo de calor na parte superior são maiores que na parte inferior para condições de altas fontes de calor e que o contrário ocorre quando aplica-se baixas fontes de calor.

A análise das taxas de penetração horizontal e vertical de combustíveis derretidos em paredes sólidas foi realizada por Farhadieh e Baker Jr (1978), que, por sua vez, focaram no efeito dos parâmetros físicos do líquido penetrante no comportamento das superfícies sólidas de uma cavidade retangular. Tal experimento teve como objetivo simular a situação de acidente severo com derretimento total das pastilhas de combustível e solubilidade das mesmas no material da estrutura de revestimento dos elementos combustíveis. O material utilizado para simular as

pastilhas derretidas foi uma mistura aquosa de KI e $ZnBr_2$, cujo número de Prandtl se encontra na faixa de 2,6 a 10. As paredes da cavidade foram feitas com polietileno glicol 1500 e o aquecimento elétrico uniforme foi mantido no decorrer do experimento. Farhadieh e Baker Jr (1978) observaram que as características de penetração do líquido quente nas paredes sólidas são afetadas pela densidade, viscosidade e geração interna de calor das mesmas, enquanto que o aumento de tal penetração foi afetado apenas pela taxa de calor volumétrico.

Alguns estudos experimentais foram realizados a fim de investigar a convecção natural em cavidades quadradas e fornecer resultados viáveis para a análise numérica de tal fenômeno físico. Lee e Goldstein (1988) realizou um experimento em uma cavidade quadrada inclinada com o objetivo de estudar a distribuição da temperatura e a transferência de calor em um fluido, com propriedades similares às da água, com geração volumétrica de calor. Os números de Rayleigh aplicados no estudo experimental foram de 10^4 a $1,5 \times 10^5$, sendo possível a obtenção do perfil simétrico da distribuição da temperatura para Ra_i de $1,5 \times 10^5$, em 0° de inclinação em relação à horizontal e o aumento da inclinação culminou no comprometimento da simetria.

A resistência do vaso de pressão mediante um acidente severo foi a base do estudo realizado por Henry e Fauske (1993), que fez uma avaliação detalhada da capacidade de remoção de calor pelo sistema de refrigeração externa do vaso de pressão do reator, como forma de prevenção do comprometimento físico do mesmo no caso de acidente com perda de refrigerante. As análises experimentais com água circundante no espaço entre o vaso de pressão e um revestimento o envolvendo mostrou bons resultados a cerca da remoção de calor por convecção natural da água.

Asfia et al. (1996) realizaram experimentos para examinar a transferência de calor por convecção natural em cavidade hemisférica com fonte interna de calor gerado por microondas e refrigeração externa. A temperatura em diversos locais da cavidade foi aferida por meio de termopares e diferentes fluidos foram analisados, tais como água, etanol, óleo de oliva e $R - 113$ (uma espécie de halocarbono e refrigerante), alcançando-se números de Rayleigh interno na faixa de $4,7 \times 10^{11}$ a

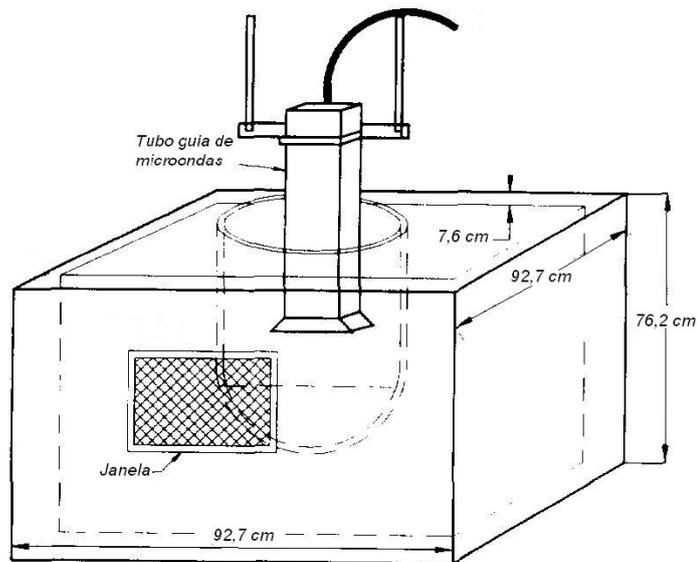


Figura 2.1: Esquema do aparato experimental realizado por Asfia et al. (1996)

8×10^{13} . Uma grande diferença nas taxas de aquecimento próximo à superfície livre foi observada em todo os fluidos exceto no R-113, que por sua vez foi o adotado nas análises experimentais. O esquema do experimento conduzido por Asfia et al. (1996) pode ser visualizado na figura 2.1.

Três diferentes condições de contorno foram avaliadas (superfície livre, isolada e refrigerada), as quais apresentaram uma ligeira diferença nos coeficientes médios de transferência de calor. Asfia et al. (1996) observaram também que o valor máximo da taxa de transferência de calor na superfície da cavidade semi-esférica.

Theofanous et al. (1997) estudou a eficiência de inundação externa do vaso de reator como estratégia de gerenciamento de acidente severo para um projeto de reator (denominado de AP600). O estudo foi baseado na análise de dois fluidos, um com característica de mistura de óxido (Pr igual a 0.6) com variação do número de Rayleigh interno na faixa de 10^{15} a 6×10^{15} e outro com Pr igual a 0,1 e variação do número de Rayleigh externo na faixa de 5×10^9 a 2×10^{10} . A figura 2.2 e 2.3 mostram a configuração do problema físico e a convecção natural abordada por Theofanous et al. (1997).

Theofanous et al. (1997) observaram em suas análises que para um dado fluxo

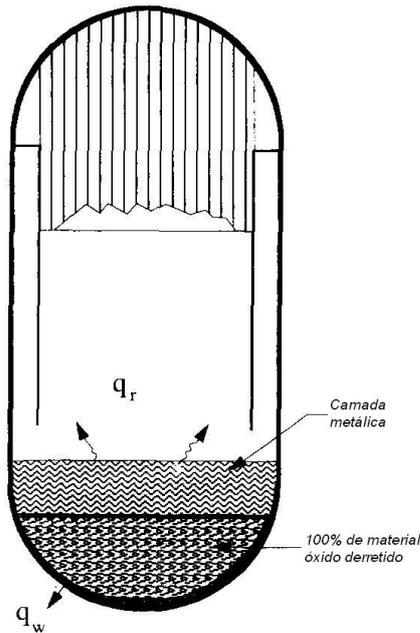


Figura 2.2: Esquema do problema físico analisado por Theofanous et al. (1997)

de calor na parte superior da camada de óxido (em contato com o segundo fluido com propriedades metálicas) os fluxos de calor na parede lateral da cavidade diminuem com o aumento da razão entre a profundidade da camada e o raio da semi-esfera.

Lee e Suh (2003) fizeram testes experimentais denominados de Mini-Sigma (Simulation of Internal Gravity-driven Melt Accumulation) para a obtenção de correlações em termos dos números de Rayleigh e Nusselt. Os experimentos foram realizados em um seção semi-circular bidimensional refrigerada externamente para manter a temperatura das paredes constantes ao longo do tempo, conforme mostrado

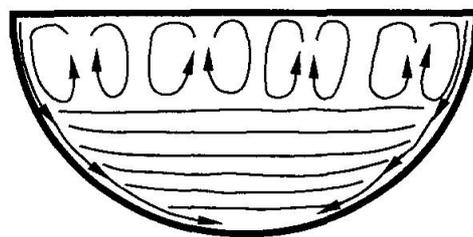


Figura 2.3: Ilustração da convecção natural e padrões de estratificação da camada de óxido estudada por Theofanous et al. (1997).

na figura 2.4.

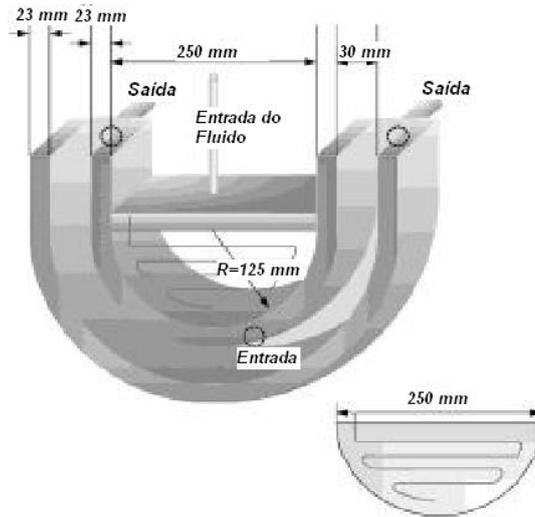


Figura 2.4: Esquema da seção semi-circular utilizada nos testes experimentais Mini-Sigma realizados por Lee e Suh (2003).

Os números de Rayleigh interno obtidos nos testes atingiram até 10^{10} e o fluido analisado foi água desmineralizada. Os principais resultados obtidos foram que o aumento da fonte interna culminou no aumento da transferência de calor nas regiões superior (Nu_{up}) e inferior (Nu_{down}), mas não causou maiores mudanças na razão Nu_{up}/Nu_{down} a qual se manteve constante em aproximadamente 2,3, e o fluxo de calor na parede inferior foi menor em relação ao da parede superior.

A análise do procedimento de despressurização como maneira de prevenção de derretimento de núcleos de reatores do tipo CANDU foi realizada por Mehedinteanu (2009). O método estudado por Mehedinteanu (2009), definido como ASQR, consiste na despressurização do reator e subsequente rebombeamento da água criando uma diferença de pressão no núcleo. Os resultados obtidos mostram uma completa prevenção do derretimento do núcleo dos tubos de pressão do reator CANDU e podendo também ter aplicação em reatores a água leve (LWR).

2.1.2 Estudos numéricos baseados nas equações de Navier-Stokes

A análise do número de Prandtl na convecção natural foi realizada por Emara e Kulacki (1980), que trabalharam com um domínio retangular e números de Rayleigh interno na faixa de 5×10^4 a 5×10^8 e Pr de 0,05 a 20. Emara e Kulacki (1980) constataram que o comportamento do fluido foi similar para Pr iguais a 1 e 6,5, com diferença do número de células de convecção uma vez que para o primeiro caso observou-se 4 células em Ra_i igual a 5×10^6 , enquanto que para o segundo foram observadas apenas duas. Nesta condição de Ra_i igual a 5×10^6 percebeu-se a perda da simetria e possivelmente início da periodicidade.

A interferência da diferença de temperatura entre as paredes isotérmicas de uma cavidade quadrada (aplicada em função do número de Rayleigh externo) foi analisada por Acharya e Goldstein (1983) na convecção natural de um fluido com geração interna de calor, parâmetro avaliado em função do número de Rayleigh interno. Em seu estudo também foi avaliada a inclinação da cavidade para cada situação aplicada. Para uma faixa de Ra_e de 10^3 a 10^7 e um intervalo de Ra_i de 0 a 10^7 , Acharya e Goldstein (1983) concluíram que a transição do regime laminar para turbulento ocorre quando Ra_e se encontra entre $0,1Ra_i$ ao valor máximo correspondente ao Ra_i e que a média da taxa de calor ao longo da parede fria aumenta monotonicamente com o aumento do Ra_e , enquanto que na parede mais quente o fluxo de calor apresenta um comportamento não monotônico para Ra_i diferente de zero.

May (1991) também analisou a influência da inclinação de cavidades no fenômeno da convecção natural por meio de um método numérico de diferença central, bidimensional, implícito de alternância de direção (ADI) e os resultados foram similares aos obtidos experimentalmente por Lee e Goldstein (1988).

Fusegi et al. (1992) também avaliaram a interferência da razão de aspecto no comportamento da convecção natural em cavidades retangulares com aquecimento diferenciado, e ainda com fonte interna de calor. A razão de aspecto, definida como a razão entre a altura e largura da cavidade, variou na faixa de 0,3 a 5,0 e o número de

Prandtl do fluido analisado foi de 5,85. Os números de Rayleigh externo e interno variaram nas faixas de 4×10^5 a 5×10^7 e 4×10^7 a 5×10^9 , respectivamente. Todos os resultados apresentados por Fusegi et al. (1992) não indicaram transição para escoamentos instáveis, ou seja, foi observado a ocorrência apenas de regimes estacionários.

Churbanov et al. (1994) estudaram a convecção natural laminar com geração volumétrica de calor, com base nos números de Rayleigh interno e Prandtl, tanto em cavidade quadrada quanto retangular. A convecção natural foi investigada em cavidade quadrada com as quatro paredes isotérmicas. Na análise numérica de Churbanov et al. (1994), o número de Prandtl foi fixado ($Pr = 7$) e Ra_i variou na faixa de 10^5 a 10^8 . Nesse estudo foi concluído que as oscilações se tornam mais presentes em maiores números de Rayleigh interno, e que para $Ra_i = 10^8$, observaram flutuações randômicas, com possibilidade de transição do regime laminar para o turbulento. Churbanov et al. (1994), no estudo da convecção em um fluido presente em cavidades retangulares com paredes isotérmicas e adiabáticas, constataram que com baixos números de Rayleigh interno, o escoamento também é estacionário e apresenta estruturas de duas células simétricas. Entretanto, os valores da temperatura máxima e os números de Nusselt médios são maiores comparados com os obtidos em cavidades quadradas, além do fato que com o aumento do Ra_i as oscilações periódicas de todos os parâmetros básicos também ocorrem.

Uma análise mais detalhada da convecção natural em regime transiente, presente em uma cavidade quadrada com geração volumétrica de calor e com diferença de temperatura entre as paredes foi realizada por Shim e Hyun (1997). O estudo foi baseado na aplicação do número de Prandtl típico do ar, ou seja, 0,7, e variação dos números de Rayleigh interno e externo, nas faixas de 10^5 a 10^8 e 10^5 a 10^7 , respectivamente. O número de Ra_e , 10^5 , foi fixado na variação do número de Rayleigh interno, e o valor de 10^7 para o Ra_i foi utilizado na variação do número de Rayleigh externo. Shim e Hyun (1997) observaram que para Ra_i igual a 10^5 o efeito do aquecimento interno é pequeno e a principal célula de circulação, a qual é regida pelo aquecimento externo é pouco afetada. O efeito do aquecimento interno na transferência de calor foi realizada por Shim e Hyun (1997) por meio da análise

do número de Nusselt (Nu) no decorrer do tempo. Dessa forma, Shim e Hyun (1997) constataram que para Ra_i relativamente pequeno o decaimento do Nu com o tempo é suave e, quando o escoamento é dominado pelo aquecimento interno, a taxa de transferência de calor aumenta substancialmente à medida que aumenta-se a razão Ra_i/Ra_e .

Alguns estudos experimentais e computacionais mostraram um considerável efeito do número de Prandtl na transferência de calor. Como exercício prático, Nourgaliev et al. (1997) fez uma análise numérica para investigar tal efeito em fluidos com aquecimento interno. A análise numérica foi baseada na aplicação dos números de Prandtl iguais a 0,2, 0,6, 1,2, 1,4 e 7,0 para uma faixa de número de Rayleigh interno de 10^6 a 10^{12} . A transferência de calor foi analisada por meio do número de Nusselt ($Nu = qH/k(T_w - T_{ave})$) e os parâmetros avaliados para observar a influência de Pr foram a difusividade térmica e a viscosidade cinemática. Nourgaliev et al. (1997) concluíram que, em cavidade quadrada para $Ra > 10^{11}$, o modelo de turbulência torna-se necessário e que, aplicando-se o modelo RANS, a transição do regime laminar para turbulento ocorreu entre $Ra = 5 \times 10^{11}$ e $Ra = 10^{13}$. Outra constatação feita foi que efeitos do número de Prandtl na taxa de transferência de calor na superfície inferior da cavidade são significantes e se tornam maiores com o aumento do número de Rayleigh interno.

Liaqat e Baytas (2000) fizeram uma análise numérica da convecção natural em cavidade quadrada com todas as paredes mantidas à temperatura constante contendo um fluido com Pr igual a 7, usando o algoritmo de volumes finitos denominado SIMPLER, em uma faixa de número de Rayleigh interno de 10^7 a 10^{12} . No caso de Ra_i igual a 10^7 , Liaqat e Baytas (2000) observaram que houve variação no número de Nusselt tanto nas paredes laterais e superior, enquanto na parede inferior houve convergência desse parâmetro para um valor constante. Também foi observado um aumento da amplitude das oscilações com um aumento gradual do número de Ra_i , observando um regime de oscilações não periódicas em Ra igual a 10^8 e uma elevação na taxa de transferência de calor na parede inferior na condição de Ra_i igual a 10^{12} .

Arcidiacono et al. (2001) estudaram a convecção natural em cavidade qua-

drada, com escoamento bidimensional de um fluido com número de Prandtl igual a 0,0321 (característico da liga de lítio-chumbo a $300^{\circ}C$) foi estudada. Nesse trabalho, Arcidiacono et al. (2001) consideraram as paredes superiores e inferiores adiabáticas e as paredes laterais isotérmicas, e analisaram o comportamento do regime de escoamento (laminar, transiente e caótico) por meio do número de Grashof, que variou em uma faixa de 10^5 a 10^9 . Arcidiacono et al. (2001) constataram que para Gr igual a 10^5 ocorre a predominância de transferência de calor por condução. À medida que o número de Grashof se tornou maior, observou-se um aumento da distorção assimétrica da distribuição da temperatura, e para Gr igual a $5,4 \times 10^7$ foi gerado um perfeito escoamento periódico, com início de um estado transiente, enquanto para Gr igual a 10^9 o escoamento se tornou completamente caótico.

A análise da frequência de ressonância da temperatura na parede de uma cavidade é um tema explorado como possibilidade de controle de processos convectivos. Em sua análise Kim e Hyun (2002) consideraram o fluido com Pr de 7 e números de Rayleigh interno maiores que 10^5 . A cavidade quadrada apresentava as duas paredes horizontais adiabáticas, a parede esquerda isotérmica e a parede direita com variação da temperatura, considerando-se a temperatura em função da amplitude e frequência de oscilação. Kim e Hyun (2002) constataram que uma flutuação do número de Nusselt no primeiro pico de ressonância da temperatura, indicando movimentos na escala da cavidade, situação similar à condição em que a cavidade apresenta aquecimento diferenciado.

Rahman e Sharif (2003) realizaram um trabalho de análise da convecção em cavidades retangulares com razões de aspecto (AR) variando de 0,25 a 4 e inclinação de 15° a 90° . Em seu estudo, o escoamento foi considerado laminar. A influência da geração interna de calor foi analisada com base no número de Rayleigh interno e a diferença de temperatura entre duas paredes paralelas, com base no número de Rayleigh externo, ambos iguais a 2×10^5 . Rahman e Sharif (2003) constataram que para altos valores de AR a convecção diminuiu com o aumento da inclinação, e para AR menores ou igual a 1, à medida que aumentou a inclinação da cavidade em relação à horizontal aumentou-se a taxa média do fluxo de calor, que foi máximo para a inclinação de 30° com AR igual a 0,25 e 75° de inclinação e AR de 0,5.

2.1.3 Estudos computacionais do regime turbulento

O estudo em cavidades contendo fluidos em convecção natural turbulenta foi tema de vários trabalhos, a maioria dos quais abordaram a utilização de modelos de turbulência baseados nas equações de Navier-Stokes de média de Reynolds e alguns investigaram a aplicação de modelos de grande escalas na obtenção de resultados adequados.

Nourgaliev et al. (1997), por exemplo, utilizou a formulação RANS para estudar o regime turbulento com diferentes números de Prandtl e número de Rayleigh interno maior que 10^{11} . Farouk (1998) estudou a aplicação do $\kappa - \varepsilon$ na análise do comportamento do regime de um fluido com Pr igual a 6,5, em uma cavidade retangular com geração volumétrica de calor, cujo objetivo foi determinar o perfil de temperatura e velocidade do fluido em condições de altos números de Rayleigh interno (10^6 a 10^{10}). Em sua análise, Farouk (1998) obteve os fluxos de calor nos contornos, a temperatura média turbulenta e o campo de velocidade, além da distribuição da energia cinética e viscosidade turbulentas. Nesse trabalho, Farouk (1998) conseguiu obter resultados próximos aos resultados experimentais encontrados por Emara e Kulacki (1980), mostrando que o modelo $\kappa - \varepsilon$, embora tenha algumas limitações, pode ser viável na análise da convecção natural em regime turbulento. A principal constatação de Farouk (1998) foi que a temperatura média permaneceu essencialmente constante em todo o interior da cavidade exceto na subcamada próxima à parede superior, e que a produção da energia cinética turbulenta foi alta próxima à superfície superior, mesmo na presença de multicélulas de escoamento simétricas (no caso de Ra baixos em relação à faixa estudada, 10^6 a 10^{10}).

Horvat et al. (2001) utilizaram o modelo de turbulência LES (*Large-Eddy Simulation*) em simulações numéricas bidimensionais da convecção natural laminar e turbulenta de um fluido com geração interna de calor em uma cavidade quadrada com todas as paredes isotérmicas. As simulações realizadas por Horvat et al. (2001) foram executadas com números de Rayleigh interna na faixa de 10^6 a 10^{11} e Pr de 0,25 a 0,6. Horvat et al. (2001) observaram que em baixos números de Pr a transferência de calor é maior nas regiões próximas ao fundo da cavidade, enquanto que altos números de Pr elevam a transferência de calor através da regiões superiores

do domínio das simulações.

O modelo LES também foi aplicado nas simulações numéricas realizadas por Liu et al. (2006). O trabalho desenvolvido por tais autores combinaram as facilidade da aritmética e implementação de um modelo denominado de LGBK com as vantagens do LES para análise da convecção natural de um fluido com número de Prandtl igual a 0,25 e 0,60 e uma faixa de Ra de 10^6 a 10^{13} , em uma cavidade quadrada com paredes isotérmicas. Esse modelo de turbulência demonstrou ser aplicável no estudo da convecção natural, uma vez que forneceu bons resultados, concordantes com resultados apresentados na literatura.

Chen e Krafczyk (2009) estudaram a geração de entropia em convecção natural turbulenta presente em cavidade quadrada com todas as paredes isotérmicas. A análise numérica foi realizada com o número de Rayleigh interno na faixa de 10^6 a 10^{12} e variação do número de Prandtl no intervalo de 0,6 a 6,0. Chen e Krafczyk (2009) aprimoraram o modelo de lattice-Boltzmann baseado no modelo de grandes escalas para analisar o caso de regime turbulento. No caso de Pr igual a 0,6, Chen e Krafczyk (2009) observaram que, para Ra_i igual a 10^6 , houve simetria e o regime foi laminar estacionário, para Ra_i igual a 10^9 , iniciou-se o regime transiente com assimetria e, para Ra_i igual a 10^{12} houve completa turbulência (também observada no caso de Pr igual a 6). Chen e Krafczyk (2009) concluíram também que os números de geração média e máxima de entropia diminuíram rapidamente com o aumento do número de Prandtl.

A convecção natural em regime turbulento também foi o foco do trabalho realizado por Holzbecher e Steiff (1995), que realizaram estudos experimentais e numéricos com um fluido com propriedades da água, utilizando-se números de Rayleigh na faixa de 3×10^{10} a 10^{14} , abrangendo o regime da camada limite laminar e início do regime turbulento. As simulações numéricas foram realizadas com vários modelos $k - \varepsilon$ de baixo número de Reynolds (LRN). Holzbecher e Steiff (1995) concluíram que todas as análise numéricas feitas pelo modelo $k - \varepsilon$ LRN não conseguiram reproduzir corretamente os dados experimentais das transições do regime laminar para turbulento.

2.1.4 Estudos computacionais de convecção natural em cavidades com aquecimento diferenciado nas paredes

Patterson e Imberger (1980) estudaram a convecção natural em uma cavidade quadrada com as paredes horizontais adiabáticas e as verticais com aquecimento diferenciado. As análises de Patterson e Imberger (1980) foram feitas em um fluido de Pr igual a 7,0 e números de Rayleigh externo baixos (10^{-1} , 2×10 , 10^3 , $1,4 \times 10^4$ e $1,4 \times 10^5$) e o objetivo desse estudo foi identificar o início da transição do regime aplicando-se um método modificado de diferenças finitas, já aplicado em trabalhos anteriores. Patterson e Imberger (1980) constataram que no caso de Ra_e igual 10^3 os efeitos convectivos tornaram-se mais presentes e a existência de oscilações foi observada no caso de Ra_e igual a $1,4 \times 10^5$.

Ravi et al. (1994) analisaram a convecção natural em cavidade quadrada com as mesmas condições utilizadas por Patterson e Imberger (1980), porém com números de Rayleigh na faixa de 10^4 a 10^{10} (valor em que ocorre a bifurcação do escoamento e início das flutuações para um fluido com propriedades do ar). Ravi et al. (1994) analisaram fluidos com diferentes números de Prandtl (0,71 e 7), a fim de investigar o comportamento destes em altos números de Rayleigh e verificar se a ocorrência da recirculação é devido a um fenômeno denominado de “salto hidráulico”. Foi observado que para a água (Pr igual a 7) a recirculação nos cantos da cavidade não ocorre, mesmo em condições com alto Ra e que os fenômenos de separação do fluido na parede horizontal e recirculação típicos de escoamentos em cantos de cavidades não pode ser gerado pelo “salto hidráulico interno”, conforme sugerido pela literatura.

A influência da razão de aspecto na convecção natural foi analisada detalhadamente por Xin e Le Quere (2006). A simulação numérica foi realizada com base na convecção em cavidade quadrada com paredes horizontais adiabáticas e as verticais diferentemente aquecidas e o fluido analisado foi o ar. Por meio da utilização do método espectral de Chebyshev para discretização espacial e o método direto de Uzawa para acoplamento da velocidade-pressão, Xin e Le Quere (2006) concluíram que para AR na faixa de 1 a 3 os primeiros escoamentos periódicos ocorreram de-

vido às separações do fluido próximas aos cantos das paredes verticais. Também foi observado que nos casos de AR iguais a 1, 2 e 4 o número de Rayleigh crítico para início das transições foi na ordem de 10^8 .

Uma das configurações de escoamento fundamentais para a transferência de calor e mecânica dos fluidos é a convecção natural turbulenta presente em cavidades com paredes verticais diferentemente aquecidas. Muitos trabalhos focam o estudo da turbulência em problemas de convecção natural de Rayleigh-Bénard (em que o vetor gravitacional é paralelo ao gradiente térmico imposto), enquanto que menor atenção é dada para casos em que a gravidade é ortogonal ao gradiente da temperatura. Paolucci (1990) estudou a convecção natural turbulenta em cavidade quadrada com paredes horizontais adiabáticas e as verticais diferentemente aquecidas, por meio de simulação numérica. O número de Rayleigh (baseado na diferença de temperatura das paredes) foi de 10^8 e o fluido analisado foi o ar (Pr igual a 0,71). Em suas análises, Paolucci (1990) observou que o regime turbulento passa por diferentes estágios. Na parte inferior da cavidade, próximo à parede aquecida, a camada limite tem característica laminar, seguida imediatamente pela zona de transição e, finalmente, pela camada turbulenta. Paolucci (1990) também constatou que o método numérico de primeira ordem de Euler Explícito e uma malha constituída de 121×121 volumes de controle foi capaz de obter resultados próximos aos resultados experimentais, embora a validação do método seria viável apenas se houvesse mais dados experimentais disponíveis.

Paolucci e Chenoweth (1989) fizeram um estudo da transição do regime laminar estacionário para o caótico em cavidade quadrada com paredes verticais aquecidas diferentemente contendo um fluido de Pr igual a 0,71. Esse trabalho teve como objetivo analisar a influência da razão de aspecto no comportamento da convecção natural, utilizando o método de primeira ordem de Euler explícito para discretização do tempo, que foi escolhido por ser de fácil implementação, ter menor custo computacional e requerir menos memória de alocação em relação à equivalente implementação implícita. Paolucci e Chenoweth (1989) observaram que, para uma razão de aspecto (AR) igual a 1 (cavidade quadrada), o regime se tornou não-estacionário em Ra_e entre 10^8 e $10^{8,85}$, em Ra_e igual a 4×10^8 , o regime se tornou não periódico

e, em Ra_e igual a 10^{10} , o regime se tornou totalmente turbulento. Já para AR igual a 2 (cavidade retangular vertical), em Ra igual a 3×10^7 Paolucci e Chenoweth (1989) observaram um aumento da amplitude das oscilações nos cantos superiores próximos à parede quente e inferiores próximos à parede mais fria, indicando um início das oscilações periódicas.

Le Quéré e Behnia (1998) investigaram o início das instabilidades até a condição caótica de um fluido com número de Prandtl igual a 0,71 presente em cavidade quadrada com paredes verticais diferentemente aquecidas e as horizontais adiabáticas, aplicando-se um algoritmo numérico pseudo-espectral que combina expansão espacial em série de polinômios de Chebyshev com diferenças finitas semi-implícitas de segunda ordem. Le Quéré e Behnia (1998) observaram que o número crítico de Rayleigh para o início das instabilidades é, aproximadamente, $1,82 \times 10^8$, e para Ra igual a $10^{9,5}$, observou-se uma possível condição turbulenta.

Alguns trabalhos experimentais foram realizados para validar métodos numéricos aplicados na análise da convecção natural em cavidades. Dentre estes, encontra-se o trabalho do Valencia et al. (2007), que teve por objetivo comparar e validar os campos de velocidade média calculados numericamente em cavidade cúbica com paredes laterais parcialmente condutivas e apresentando água (Pr igual a 6, característico da água nas condições aplicadas) no interior. Os campos de velocidade foram medidos por Valencia et al. (2007) utilizando a técnica convencional da velocimetria por imagens de partículas (PIV), que permite a averiguação instantânea dos dois componentes da velocidade em um plano iluminado do escoamento.

2.2 Convecção natural em cavidades cilíndrica e semicirculares

O problema da convecção natural em cilindros têm sido abordado por alguns pesquisadores, com a finalidade de analisar o perfil de temperatura, velocidade e transferência de calor com fonte de calor uniformemente distribuída. Shekar et al. (1984) fizeram um estudo numérico da convecção natural entre dois cilindros horizontais e concêntricos considerando-se, em um primeiro caso, as paredes isotérmicas

e, em um segundo caso, considerou-se as paredes aquecidas diferentemente. O fluido considerado tinha Pr igual a 0,7 e o número de Rayleigh utilizado, modificado em função dos raios dos cilindros e das condições de aquecimento das paredes e fonte interna de calor, variaram na faixa de 10^3 a 10^5 . Shekar et al. (1984) observaram que, na presença de calor interno, a convecção natural em cada metade das cavidades consistia de dois vórtices de rotação, os quais tinham tamanho e intensidade relativas dependendo essencialmente da razão dos raios e números de Rayleigh. Uma outra constatação feita por Shekar et al. (1984) foi que ao aumentar a diferença de temperatura entre as paredes dos cilindros, o perfil de temperatura passa de quase parabólico para quase linear.

A solução numérica das equações que regem a convecção natural, não apenas em cavidades cilíndricas mas em cavidades com diversas geometrias, pode ser obtida por métodos diferentes, seja por elementos finitos, seja por volumes finitos ou diferença finita, todavia é certo que alguns trabalhos aplicaram outros métodos. Watson (1971) aplicou de forma mais detalhada o método integral de resolução das equações governantes da convecção natural, já utilizado em trabalhos anteriores. O objetivo do autor foi verificar se o método realmente é confiável no fornecimento de resultados próximos aos obtidos experimentalmente. A geometria utilizada foi um cilindro com o fundo fechado, a parte superior tendendo para o infinito e com fluido com características da água. De acordo com a análise numérica feita, Watson (1971) constatou que o método integral não pode fornecer uma boa concordância com os resultados experimentais, conforme demonstrado nos trabalhos anteriores.

A análise da convecção natural em cilindros verticais e cavidades esféricas foi a base do trabalho realizado por Kee et al. (1976). No seu estudo, o fluido analisado apresentava Pr igual a 0,7 e os resultados foram comparados com os dados experimentais. A análise numérica utilizou os números de Grashof iguais a 10^3 , 10^5 e 10^6 , os mesmos aplicados nas condições experimentais. Esse estudo realizado com a cavidade cilíndrica mostrou que, para baixos Gr , ocorreu predominância da condução e com o aumento do Gr observou-se perfis de temperatura típicos da convecção. Tais observações foram similares às obtidas por Arcidiacono et al. (2001). Embora a cavidade utilizada pelo mesmo tenha sido quadrada, o comportamento

do fluido (com Pr menor e portanto mais instável) foi o mesmo para Gr aplicados na análise numérica.

Quanto aos resultados numéricos, Kee et al. (1976) constataram que, ao aumentar Gr , tais resultados tornam-se mais próximos dos resultados experimentais, em relação à temperatura ao longo da altura do cilindro.

Dinh e Nourgaliev (1997) estudaram a convecção natural da água com fonte interna de calor, com altos Ra_i (na faixa de 10^{12} a 10^{15}), aplicando-se como modelo de turbulência o modelo $\kappa - \varepsilon$. A geometria semi-elíptica criada por Dinh e Nourgaliev (1997) foi similar à instalação dos testes experimentais COPO, que por sua vez é semelhante ao reator Loviisa VVER-440 RPV. Os fluxos de calor nas paredes verticais e curvas foram corretamente calculadas pelo modelo $\kappa - \varepsilon$. Todavia, algumas modificações aplicadas, relacionadas com a viscosidade turbulenta e o número turbulento de Prandtl próximos à parede e baseadas no número local de Richardson, não foram capazes de suprir as deficiências do modelo de duas equações utilizado por Dinh e Nourgaliev (1997).

A transferência de calor em fluidos com números de Prandtl maiores e igual a 1 confinados em uma cavidade hemisférica foi analisada por meio de uma teoria semi-quantitativa desenvolvida por Bolshov et al. (1998). A ênfase do estudo foi a convecção natural na região de convecção de Rayleigh-Benard, que é caracterizada pelo fenômeno decorrente de um aquecimento da camada inferior e resfriamento da camada superior. Este estudo foi capaz de determinar quatro regimes, inclusive o turbulento, além da obtenção de correlações entre a taxa de transferência de calor e determinados números de Rayleigh.

Uma investigação numérica com comparação detalhada da convecção natural conjugada e não conjugada em uma cavidade semi-circular com paredes isotérmicas foi realizada por Liaqat e Baytas (2001). O esquema do problema físico analisado pelos mesmos pode ser visto na figura 2.5. As equações de energia e de Navier-Stokes foram resolvidas por meio do algoritmo SIMPLER, a faixa do número de Rayleigh interno analisada foi de $3,2 \times 10^6$ a $3,2 \times 10^{11}$ e o fluido utilizado nas análises realizadas por Liaqat e Baytas (2001) apresentava número de Prandtl igual a 7,0. Esse estudo mostrou que no caso de Ra_i igual a 10^{11} ocorreu a transição do

regime laminar para turbulento e que as temperaturas e velocidades médias obtidas na cavidade com paredes conjugadas (espessura de 0,1 por cento do diâmetro) foram maiores que as obtidas na cavidade sem paredes conjugadas.

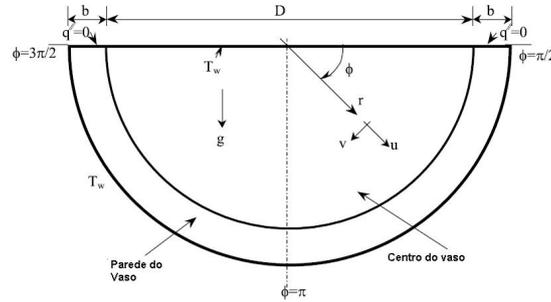


Figura 2.5: Esquema do sistema de coordenadas e problema físico estudado por Liaqat e Baytas (2001)

Liaqat e Baytas (2003) fez um estudo com as mesmas condições do trabalho realizado em 2001, com o objetivo de validar a acurácia do método numérico SIMPLER, por meio de comparações com dados experimentais apresentados na literatura. A análise realizada por Liaqat e Baytas (2003) resultou na constatação de oscilações periódicas em todos os números de Rayleigh considerados (10^7 a 10^{12}) e em boa concordância com os dados experimentais comparados.

2.3 Aplicação da CFD na engenharia nuclear

As aplicações da fluidodinâmica computacional (CFD) se encontram nas mais diversas áreas da engenharia, na biomedicina, química e cada vez mais têm garantido espaço na engenharia nuclear, principalmente no que diz respeito a simulações para predição do comportamento de vasos de pressão em condições de acidente severo. Muitos trabalhos foram realizados com a utilização da CFD para a simulação numérica de determinadas regiões do reator nuclear, a fim de investigar mais detalhadamente os fenômenos físicos ocorrentes e validar dados experimentais.

Uma análise numérica feita pelo código computacional da CFX 4.1 foi realizada por Gubaidullin e Sehgal (2004) com o objetivo de investigar o efeito da estratificação do fluido na transferência de calor em cavidade semicircular para números

de Rayleigh na faixa de 5×10^6 a $1,3 \times 10^{10}$. Uma das simulações foi feita para validar alguns dados fornecidos pelo experimento SIMECO (*Simulation of Melt Co-olability*). Os resultados apresentados por Gubaidullin e Sehgal (2004) mostraram uma descrição de condições diferentes de estratificação em fluidos imiscíveis, possibilitando uma compreensão da capacidade de refrigeração do núcleo derretido em decorrência de acidente severo em reatores nucleares de água leve.

Kim et al. (2008) utilizaram o software CFX-10, código comercial da CFD fornecido pelo ANSYS, para a compreensão de fenômenos decorrentes do aumento na taxa do fluxo de vapor em situações de acidente severo em reatores do tipo CANDU (Canada Deuterium Uranium). As simulações realizadas por Kim et al. (2008) tiveram como objetivo a análise da radiação térmica e transferência de calor por convecção natural, além da reação vapor-zircônio à alta temperatura em uma geometria de múltiplas circunferências.

Os resultados fornecidos pelo CFX-10 apresentaram uma pequena discrepância com os resultados experimentais, apenas em virtude da implantação de um modelo de reação, todavia os resultados a cerca do perfil da temperatura obtido por Kim et al. (2008) apresentaram boa concordância com os resultados experimentais.

Motivado pelas consequências provenientes de acidentes severos em reatores a água leve (LWRs), Nourgaliev et al. (1997) estudaram a transferência de calor por convecção natural por meio da aplicação de códigos computacionais do CFDS-FLOW3D, que foram utilizados na construção de geometrias de cavidades bidimensionais quadrada, elíptica, semicircular e tridimensional semicircular e hemisférica. Por meio da utilização desses códigos computacionais, Nourgaliev et al. (1997) obtiveram resultados a cerca da transferência de calor, o comportamento do fluido e a constatação de que tanto simulações tridimensionais quanto bidimensionais das cavidades hemisféricas e semicirculares fornecem os mesmos efeitos do número de Pr no comportamento do fluido.

2.4 Conclusão

Após a exposição de alguns dos trabalhos presentes na literatura, observa-se que há uma diversidade de estudos que envolvem a convecção natural em condições e cavidades diferentes. Há uma quantidade maior de trabalhos numéricos em relação aos experimentais, fato justificado pelas dificuldades de obtenção de equipamentos e materiais que suportem as condições críticas de um acidente severo. Mesmo assim, muitos trabalhos experimentais já foram realizados até mesmo antes da ocorrência do acidente da TMI, que por sua vez contribuiu para o aumento de estudos nessa área.

Muitos trabalhos estudaram a convecção natural em cavidades com aquecimento diferenciado e uma quantidade menor envolve a convecção movida por geração interna de calor. Por fim, várias pesquisas foram e ainda têm sido realizadas focando fatores específicos que influenciam a convecção natural, seja em regimes laminares ou em turbulentos.

Capítulo 3

Formulações Matemáticas

As equações governantes da convecção natural são as equações de conservação de massa, movimento (ou momentum) e energia. As mesmas sofrem variações decorrentes da condição do fluido (compressível ou incompressível), da consideração de escoamento bidimensional ou tridimensional e considerações a cerca da análise do empuxo.

Neste capítulo são apresentadas as principais formas da aplicação de tais equações pelo ANSYS CFX nas formas tridimensionais e bidimensionais, a adimensionalização adotada, além das formulações matemáticas dos modelos de turbulência SST (*Shear Stress Transport*), baseado nas equações de Navier-Stokes de médias de Reynolds, RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*) e formulações do modelo LES (*Large Eddy Simulation*).

3.1 Equações de Navier-Stokes tridimensionais com fluido compressível

As equações de conservação de massa, momentum e energia podem ser escritas, respectivamente, na seguinte forma,

- Equação da continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0, \quad (3.1)$$

- Equações de movimento

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{S}_M, \quad (3.2)$$

onde o tensor de cisalhamento, $\boldsymbol{\tau}$, é relacionado ao tensor de deformação através da seguinte relação constitutiva do fluido newtoniano,

$$\boldsymbol{\tau} = \mu \left(\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T - \frac{2}{3} \delta \nabla \cdot \mathbf{U} \right) \quad (3.3)$$

onde δ é tensor identidade

$$\delta = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

- Equação da Energia Térmica

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} h) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \mathbf{U} \cdot \nabla p + \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{U} + \mathbf{S}_E. \quad (3.4)$$

O termo $\boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{U}$ é denominado de dissipação viscosa e é sempre positivo.

Considerando-se fluidos compressíveis com baixos números de Mach, os termos $\partial p / \partial t$ e $\mathbf{U} \cdot \nabla p$ podem ser desprezados e a equação (3.4) torna-se,

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} h) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{U} + \mathbf{S}_E. \quad (3.5)$$

As equações de transporte (3.1), (3.2), (3.3) e (3.5) devem ser aumentadas com as constitutivas equações de estado da densidade e entalpia, que por sua vez, apresentam no caso geral de fluido compressível, as seguintes formas,

$$\begin{aligned} \rho &= \rho(p, T) \\ dh &= \left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_p \partial T + \left. \frac{\partial h}{\partial p} \right|_T \partial p \\ dh &= c_p \partial T + \left. \frac{\partial h}{\partial p} \right|_T \partial p \\ c_p &= c_p(p, T) \end{aligned}$$

O termo de empuxo (*buoyancy*) presente na equação do momento (3.2) é definido da seguinte forma,

$$\mathbf{S}_{M,buoy} = (\rho - \rho_{ref})\mathbf{g} \quad (3.6)$$

No ANSYS CFX 12.0, quando a opção de empuxo (*buoyancy*) é ativada, a pressão na equação 3.2 leva em conta o gradiente hidroestático devido à densidade de referência, ρ_{ref} , do seguinte modo:

$$p_{abs} = p + p_{ref} + \rho_{ref}\vec{g}(\vec{r} - \vec{r}_{ref})$$

onde \vec{r}_{ref} é um ponto de referência.

A diferença de massa específica ($\rho - \rho_{ref}$) é calculada diretamente ao utilizar a opção de Empuxo Pleno (*Full Buoyancy*) fornecida pelo ANSYS CFX e é automaticamente ativada quando o escoamento envolve multicomponentes, multifases ou um fluido com densidade em função da pressão, temperatura ou outras variáveis de campo.

3.2 Equações de Navier-Stokes tridimensionais com o modelo de Boussinesq

O modelo de Boussinesq considera que a massa específica do fluido é constante em todos os termos das equações de transporte em que está envolvida, exceto no termo de empuxo. Tal modelo possui viável aplicação quando a variação da massa específica é regida apenas por pequenas variações de temperatura.

Pelo modelo de Boussinesq, o termo de fonte de empuxo é aproximado da seguinte forma,

$$\mathbf{S}_{M,buoy} = (\rho - \rho_{ref})\mathbf{g} = -\rho_{ref}\beta(T - T_{ref})\mathbf{g}, \quad (3.7)$$

onde T_{ref} é a temperatura de referência do empuxo e β é a expansividade térmica definida como,

$$\beta = -\frac{1}{\rho}\left.\frac{\partial\rho}{\partial T}\right|_p, \quad (3.8)$$

Considerando-se o fluido incompressível, as equações (3.1), (3.2), (3.3) e (3.5) tornam-se, respectivamente, da seguinte forma,

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0, \quad (3.9)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (\mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{S}_M, \quad (3.10)$$

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (\mathbf{U}h) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{U} + \mathbf{S}_E. \quad (3.11)$$

Em virtude da massa específica ser constante e o c_p ser função apenas da temperatura, no caso de incompressibilidade do fluido, as equações de estado tornam-se,

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_{spec} \\ dh &= c_p \partial T + \frac{\partial p}{\rho} \\ c_p &= c_p(T) \end{aligned}$$

Dessa forma, ao utilizar o modelo de Boussinesq, os termos $\boldsymbol{\tau}$ e \mathbf{S}_M das equações de quantidade de movimento (3.10) são descritos como,

$$\boldsymbol{\tau} = \mu (\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T) \quad (3.12)$$

$$\mathbf{S}_{M,buoy} = \rho_{ref} \beta (T - T_{ref}) \mathbf{g} \quad (3.13)$$

3.3 Equações de Navier-Stokes bidimensionais com o modelo de Boussinesq

Nesta seção será exposta as formulações na forma dimensional e adimensional da equação da continuidade, equações de Navier Stokes e equação da conservação de energia de um caso de convecção natural com geração volumétrica uniforme de calor, em escoamento laminar, bidimensional e incompressível, presente na cavidade quadrada, por exemplo, com as duas paredes horizontais adiabáticas e as duas verticais isotérmicas. Tal situação é um dos casos abordados nas simulações computacionais realizadas no presente trabalho.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.14)$$

$$\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y}\right) = \mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.15)$$

$$\rho\left(\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y}\right) = \mu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) - \frac{\partial p}{\partial y} - \rho g \quad (3.16)$$

$$\rho c_p\left(\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y}\right) = k\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) + q_v \quad (3.17)$$

onde x e y são as coordenadas espaciais, horizontal e vertical respectivamente, t o tempo, p a pressão, T a temperatura, ρ a massa específica, c_p o calor específico, k a condutividade térmica e q_v a taxa volumétrica de geração de calor.

A pressão total é resultante da soma da pressão estática (p_0) e a pressão dinâmica (p_d), conforme mostrado na equação (3.18).

$$p = p_0 + p_d, \quad (3.18)$$

onde a pressão estática é definida como $-\rho_0 g y$.

A forma derivada da equação a cima, em relação à direção y , é descrita conforme a equação (3.19)

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\rho_0 g + \frac{\partial p_d}{\partial y}, \quad (3.19)$$

Em relação à direção x a equação (3.19) é descrita da seguinte forma,

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p_d}{\partial x}, \quad (3.20)$$

Após a substituição das equações (3.19) e (3.20) nas equações (3.15) e (3.16) respectivamente, obtém-se as seguintes equações de Navier-Stokes,

$$\rho_o\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y}\right) = \mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) - \frac{\partial p_d}{\partial x} \quad (3.21)$$

$$\rho_o\left(\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y}\right) = \mu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) - \frac{\partial p_d}{\partial y} - (\rho - \rho_o)g \quad (3.22)$$

Sabendo-se que o coeficiente de expansividade térmica β é descrito pela equação 3.8, a equação 3.22 torna-se,

$$\rho_o\left(\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y}\right) = \mu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) - \frac{\partial p_d}{\partial y} + \rho_o\beta(T - T_0)g \quad (3.23)$$

O estudo da convecção natural que ocorre no plano inferior de um reator em condição de acidente severo é realizado com base nas equações (3.14), (3.15), (3.16) em suas formas adimensionalizadas de acordo com as equações (3.24), (3.25), (3.26) e (3.27).

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U\frac{\partial U}{\partial X} + V\frac{\partial U}{\partial Y} = \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right) - \frac{\partial P}{\partial X} \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + U\frac{\partial V}{\partial X} + V\frac{\partial V}{\partial Y} = \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} - \frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{Ra_i}{Pr}\theta \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U\frac{\partial \theta}{\partial X} + V\frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{Pr}\left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2}\right) + \frac{1}{Pr} \quad (3.27)$$

onde as variáveis adimensionais são definidas como,

$$\begin{aligned} X &= \frac{x}{H} & Y &= \frac{y}{H} \\ U &= \frac{u}{(\nu/H)} & V &= \frac{v}{(\nu/H)} \\ \tau &= \frac{t}{(H^2/\nu)} & P &= \frac{p_d}{\rho(\nu/H)^2} \\ \theta &= \frac{T - T_0}{q_v H^2/k} \end{aligned}$$

e o número de Prandtl é definido como,

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k} \quad (3.28)$$

3.4 Modelos de turbulência

A modelagem de turbulência é um dos três elementos chaves na Fluidodinâmica Computacional (CFD). Praticamente todos os escoamentos de interesse na engenharia apresentam características de turbulência, presentes também em diversos fenômenos geofísicos, tais como a camada de contorno planetária e os movimentos das nuvens.

A utilização de "movimentação irregular" para definir o comportamento turbulento de fluidos é muito imprecisa, visto que muitos escoamentos não turbulentos podem ser descritos como irregulares. Por isso a turbulência é melhor definida como uma condição irregular do fluido em que os campos de velocidade são fortemente dependentes das condições iniciais, apresentando variações randômicas com o tempo e com as coordenadas espaciais (Wilcox, 1998).

As equações de Navier-Stokes descrevem tanto escoamentos laminares quanto turbulentos, sem a necessidade de informações adicionais. Entretanto, os escoamentos turbulentos têm uma grande faixa de escalas que, geralmente chegam a tamanhos das malhas de volume finito, podendo ser praticamente usadas em análises numéricas diretas. As Simulações Numéricas Diretas (DNS) destes escoamentos requerem uma alta potência computacional a qual impede a sua utilização em determinados casos de turbulência de interesse prático.

Uma forma de analisar a turbulência sem a necessidade de malhas muito refinadas e altos custos computacionais é por meio da utilização de modelos de turbulência. A maioria dos modelos são estatísticos e utilizam as equações originais de Navier-Stokes modificadas pela introdução de quantidades médias e flutuantes as quais originam as equações de Navier-Stokes de Média de Reynolds (RANS).

No início da década de 1950 quatro categorias de modelos de turbulência foram desenvolvidas: os modelos algébricos de viscosidade turbulenta, modelos diferenciais lineares de viscosidade turbulenta, modelos de tensões de Reynolds e os modelos não lineares de viscosidade turbulenta.

Desses modelos citados, os modelos diferenciais lineares são os mais populares, com a capacidade de resolução de uma ou duas equações diferenciais nas quais a

viscosidade e a difusividade térmica turbulentas são determinadas.

De acordo com Menter (2002) os modelos mais utilizados em aplicações industriais da fluidodinâmica computacional são os baseados nas equações RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*) e devido ao fato de serem equações médias, informações completas a cerca das equações de Navier-Stokes são perdidas.

Os códigos comerciais de CFD apresentam diversos modelos RANS de duas equações, dentre as quais destacam-se os modelos $\kappa - \varepsilon$ e $\kappa - \omega$.

O modelo $\kappa - \varepsilon$ é baseado nas escalas de turbulência de altos números de Reynolds, não sendo de aplicação nas regiões próximas à parede sólida, visto que a velocidade nessas regiões é, em geral, muito baixa.

O modelo $\kappa - \omega$ tem maior vantagem em relação ao modelo $\kappa - \varepsilon$ em regiões próximas à parede. Todavia, é mais sensível às condições de contorno de turbulência no escoamento livre. Esse modelo não envolve funções de amortecimento não lineares e, portanto, apresenta mais acurácia e robustez, que o modelo $\kappa - \varepsilon$.

Uma combinação das vantagens dos modelos $\kappa - \varepsilon$ e $\kappa - \omega$ ocorre no modelo de transporte de tensão cisalhante (SST), onde nas proximidades das paredes, o modelo $\kappa - \omega$ é automaticamente selecionado e nas regiões mais afastadas da superfície sólida, o modelo $\kappa - \varepsilon$ é aplicado, tendo por isso muita aplicação e aceitação industrial.

A quantidade de informação, a qual tem que ser fornecida pelo modelo de turbulência, pode ser reduzida se maiores escalas de tempo e comprimento do movimento de turbulência forem resolvidas. As equações para essa condição se encontram no método denominado LES (*Large Eddy Simulation*). Todas as escalas menores do que a resolução da malha são modeladas e todas as escalas maiores que as células são computadas. O modelo LES é baseado na resolução numérica de grandes escalas de turbulência e modelagem de pequenas escalas, todavia essa aproximação é muito mais dispendiosa que as simulações RANS e, portanto, não são muito usadas em simulações industriais rotineiras (Menter, 2002).

As subseções seguintes apresentam conceitos mais específicos de alguns modelos de turbulência citados, o SST, o SST-SAS e o LES.

3.4.1 As equações do modelo RANS-SST

O modelo de turbulência SST é baseado nas equações RANS, cujas variáveis são decompostas em uma parte média (simbolizada por um barra) e uma parte flutuante, conforme exemplificado pela velocidade.

$$\mathbf{U} = \overline{\mathbf{U}} + \mathbf{u}$$

O componente médio é definido como,

$$\overline{\mathbf{U}} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \mathbf{U}(t) dt$$

onde Δt é uma escala de tempo relativamente grande para as flutuações turbulentas, mas relativamente pequena para a escala de tempo em que as equações são resolvidas.

Substituindo as quantidades médias nas equações originais de transporte obtêm-se as equações médias de Reynolds nas formas das equações (3.29) e (3.30).

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \tag{3.29}$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (\mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} - \rho \overline{\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}}) + \mathbf{S}_M, \tag{3.30}$$

As equações de momentum contêm uma tensão adicional agindo sobre a média do escoamento turbulento e estão relacionados com os fluxos difusivos moleculares. Tal termo denominado de tensor de tensões de Reynolds $-\rho \overline{\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}}$ é interpretado fisicamente como os termos de transporte médio de quantidade de movimento devido as flutuações turbulentas de velocidade. Os mesmos refletem o fato que o transporte convectivo devido às flutuações de velocidade atuam para reforçar a mistura causada pelas flutuações térmicas a nível molecular.

O termo $\rho \overline{\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}}$ pode ser representado conforme a equação 3.31.

$$\overline{\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}} = \mu_t \left(\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\rho k + \mu_t \nabla \cdot \mathbf{U}) \right), \tag{3.31}$$

onde μ_t é denominado de viscosidade turbulenta.

De fato, essas tensões extras no campo médio de um escoamento turbulento são muito maiores do que a contribuição viscosa, $\mu(\nabla\mathbf{U} + (\nabla\mathbf{U})^T)$, exceto quando muito próximo de uma superfície sólida onde as flutuações são pequenas e os gradientes médios do escoamento são grandes.

Este tensor possui nove componentes cartesianas e é simétrico, sendo suas componentes diagonais as tensões normais, e as componentes fora da diagonal são as tensões cisalhantes. Se as flutuações turbulentas forem completamente isotrópicas, ou seja, se não possuem direção preferencial, então as componentes não diagonais de $\overline{u_i u_j}$ desaparecem e $\overline{u^2} = \overline{v^2} = \overline{w^2}$. Segundo Silva Freire et al. (2006) essas tensões de Reynolds são cruciais para a modelagem de escoamentos turbulentos, pois elas representam as flutuações estocásticas nas equações de Reynolds. Entretanto, a incorporação dos termos de flutuação resulta em um conjunto de dez variáveis independentes, sendo três componentes da velocidade U_i , o termo de pressão p e as seis componentes do tensor de Reynolds, para apenas três equações de conservação. Este fato caracteriza o chamado problema de fechamento da turbulência.

$$\begin{bmatrix} -\rho\overline{u^2} & -\rho\overline{uv} & -\rho\overline{uw} \\ -\rho\overline{uv} & -\rho\overline{v^2} & -\rho\overline{vw} \\ -\rho\overline{uw} & -\rho\overline{vw} & -\rho\overline{w^2} \end{bmatrix}$$

A equação de energia da média de Reynolds é descrita da seguinte forma,

$$\rho \frac{\partial h_{tot}}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (\mathbf{U} h_{tot}) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T - \rho \overline{\mathbf{u}h}) + \nabla \cdot (\mathbf{U} \cdot (\boldsymbol{\tau} - \rho \overline{\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}})) + \mathbf{S}_E. \quad (3.32)$$

A entalpia total é definida como,

$$h_{tot} = h + \frac{1}{2} U^2 + k, \quad (3.33)$$

sendo k a energia cinética turbulenta ($\frac{1}{2} \overline{\mathbf{u}^2}$).

O modelo SST apresenta as equações da energia e da frequência turbulenta conforme:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (\mathbf{U} k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k2}} \right) \nabla k \right] + P_k + P_{kb} - \beta' \rho k \omega \quad (3.34)$$

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \nabla \omega \right] + (1 - F_1) 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \nabla k \cdot \nabla \omega + \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k + P_{\omega b} - \beta_3 \rho \omega^2 \quad (3.35)$$

onde a viscosidade é definida como viscosidade turbulenta, e segue a seguinte relação,

$$\mu_t = \nu_t \rho \quad (3.36)$$

$$P_k = \mu_t \nabla \mathbf{U} : (\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T) \quad (3.37)$$

Para o modelo de Boussinesq, o termo de produção de energia turbulenta cinética P_{kb} é modelado como

$$P_{kb} = \frac{\mu_t}{\rho \sigma_\rho} \rho \beta \mathbf{g} \cdot \nabla T \quad (3.38)$$

O termo de produção por empuxo na equação de ω é dado por

$$P_{\omega b} = \frac{\omega}{k} ((\alpha + 1) C_3 \max(P_{kb}, 0) - P_{kb}) \quad (3.39)$$

Sendo que ν_t é definido como,

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)} \quad (3.40)$$

onde S é uma medida invariante da taxa de deformação.

As funções de ligação, F_1 e F_2 , são fundamentais para a viabilidade do método e são baseadas na distância da superfície e nas variáveis de escoamento.

$$F_1 = \tanh(\text{arg}_1^4) \quad (3.41)$$

onde,

$$\text{arg}_1^4 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y'}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \rho k}{C D_{k\omega} \sigma_{\omega 2} y^2} \right) \quad (3.42)$$

A distância da parede é indicada pela variável y .

$$C D_{k\omega} = \max \left(2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \nabla k \cdot \nabla \omega, 1 \times 10^{-10} \right) \quad (3.43)$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (3.44)$$

onde,

$$\arg_2^2 = \max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta'\omega y'}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right) \quad (3.45)$$

O modelo de turbulência SST é uma modificação do modelo Baseline κ - ω na literatura. A concepção do modelo SST permite um adequado transporte das tensões cisalhantes resultando assim, em predições acuradas da separação sob condições de gradiente de pressões adverso.

3.4.2 As equações do modelo de turbulência SAS

O modelo recentemente proposto por Menter e Egorov (2005), denominado de modelo de simulação de escala adaptativa-SAS (*Scale-Adaptative Simulation*), é viável para aplicações de regimes turbulentos instáveis. Tal modelo pode operar no modo padrão RANS, mas tem a capacidade de resolver o espectro turbulento de regiões instáveis do regime e adaptar automaticamente as escalas de comprimento para resolver as escalas do campo do escoamento. O fator de distinção no modelo é a escala de comprimento do von Karman, L_{vK} , o qual é uma generalização da clássica definição da camada limite.

As equações do modelo SST-SAS diferem do modelo SST RANS pelo termo fonte adicional Q_{SAS} na equação do transporte para a frequência turbulenta ω :

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (\mathbf{U}k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k2}} \right) \nabla k \right] + P_k + P_{kb} - \beta' \rho k \omega \quad (3.46)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \omega) = & \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \nabla \omega \right] + (1 - F_1) 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \nabla k \nabla \omega \\ & + \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k + P_{\omega b} - \beta_3 \rho \omega^2 + Q_{SAS} \end{aligned} \quad (3.47)$$

O termo fonte adicional Q_{SAS} dado pelo último modelo atualizado de Egorov e Menter (2007) é o seguinte:

$$Q_{SAS} = \max \left[\rho \xi_2 k S^2 \left(\frac{L}{L_{vk}} \right)^2 - C \cdot \frac{2\rho k}{\sigma_\Phi} \max\left(\frac{1}{\omega^2} \nabla^2 \omega, \nabla^2 k\right), 0 \right] \quad (3.48)$$

Os parâmetros no termo de fonte Q_{SAS} são os seguintes:

$$\xi_2 = 3,51 \quad \sigma_\Phi = 2/3, \quad C = 2$$

Na equação 3.48, L é a escala de comprimento da turbulência modelada, dada por

$$L = \frac{\sqrt{k}}{c_\mu^{1/4} \omega} \quad (3.49)$$

e a escala de comprimento de von Karman L_{vK} é dada por

$$L_{vK} = \frac{\kappa S}{|U''|} \quad (3.50)$$

O invariante escalar do tensor de deformação S_{ij}

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right]$$

A segunda derivada da velocidade U'' é representado da seguinte forma:

$$|U''| = \sqrt{\sum_i (\nabla^2 U)^2}$$

A formulação SAS fornece uma escala de comprimento turbulenta a qual não é proporcional à espessura da camada (cisalhante) turbulenta, mas é proporcional à estrutura local do regime. A solução SAS automaticamente aplica o modelo RANS nas camadas limites, além de permitir a resolução das estruturas turbulentas em todo o regime. Tal comportamento apresenta uma concordância muito melhor com a verdadeira física do escoamento.

3.4.3 As equações de simulação de grandes escalas (LES)

A simulação de grandes escalas (LES) é a metodologia computacional para escoamento turbulento através da resolução direta das grandes escalas e da modelagem das menores escalas da malha computacional. A hipótese básica da LES é

que os grandes turbilhões, também chamados de estruturas coerentes, são afetados pelas condições de contorno, enquanto os turbilhões menores (SGE - *Sub Grid Eddy*) tendem a ser mais homogêneos, isotrópicos e menos afetados pelas condições de contorno.

As equações governantes da LES são obtidas pela filtragem das equações de Navier-Stokes no espaço físico.

As equações de Navier-Stokes para escoamento incompressível de um fluido newtoniano com propriedades constantes podem ser escritas:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right] \quad (3.51)$$

No contexto deste capítulo, u_i é a velocidade instantânea.

Uma variável f de escoamento é separada em duas partes, uma de grande escala e uma de pequena escala,

$$f(\mathbf{x}, t) = \bar{f}(\mathbf{x}, t) + f'(\mathbf{x}, t) \quad (3.52)$$

A parte de grande escala, também chamada da parte filtrada F , é definida através de uma média de volume

$$\bar{f}(\mathbf{x}, t) = \int_{vol} G(\mathbf{x} - \mathbf{x}') f(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x}' \quad (3.53)$$

Por exemplo, em escoamento tridimensional, um filtro pode ser definido como

$$G(\mathbf{x} - \mathbf{x}') = \begin{cases} 1/\Delta^3 & \text{se } |\mathbf{x} - \mathbf{x}'| \leq \Delta/2 \\ 0 & \text{se } |\mathbf{x} - \mathbf{x}'| > \Delta/2 \end{cases}$$

onde Δ é o tamanho característico do filtro, representando a frequência de corte da filtragem. Outros tipos de filtros também podem ser usados. Por exemplo, o filtro gaussiano é definido como

$$G(\mathbf{x} - \mathbf{x}') = \left(\frac{6}{\pi \Delta^2} \right)^{3/2} \exp \left(-6 \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2}{\Delta^2} \right) \quad (3.54)$$

Aplicando o processo de filtragem nas equações de Navier-Stokes, temos:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \right] \quad (3.55)$$

A média de um produto de velocidades instantâneas é a seguinte:

$$\overline{u_i u_j} = \overline{(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j)} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} + \overline{u'_i u'_j} \quad (3.56)$$

Introduzimos o tensor de *sub-malha* (SGS - *Sub Grid Stress*) como

$$\tau_{ij}^{SG} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (3.57)$$

As equações da LES podem ser escritas como:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \tau_{ij}^{SG} \right) \right] \quad (3.58)$$

O tensor de Leonard é definido como:

$$L_{ij} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (3.59)$$

Temos:

$$\tau_{ij}^{SG} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j = \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} + \overline{u'_i u'_j} + \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j = C_{ij} + R_{ij} + L_{ij}$$

onde a tensão de Reynolds sub-malha, R_{ij} , e a tensão cruzada, C_{ij} , são definidas como:

$$R_{ij} = \overline{u'_i u'_j} \quad (3.60)$$

$$C_{ij} = \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} \quad (3.61)$$

As equações da LES podem ser reescritas na seguinte forma:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - (C_{ij} + R_{ij} + L_{ij}) \right) \right] \quad (3.62)$$

Observamos que três tensores de tensões estão presentes nas equações de LES: tensões de Leonard, tensões de termos cruzados e tensões de Reynolds sub-malha. Leonard (1974) mostrou que o termo das tensões de Leonard retira uma parcela significativa de energia das grandes escalas. Como mostrado por Shaanan, Ferziger and Reynolds (1975), as tensões de Leonard são de mesma ordem dos erros de truncamento se um esquema de diferenças finitas de segunda ordem for usado na discretização das equações. Portanto, as tensões de Leonard não precisam ser modeladas explicitamente. Na prática, a soma dos três tensores é modelada diretamente.

- Modelo Sub-Malha de Smagorinsky

O modelo de Smagorinsky para as tensões sub-malha é o mais simples e popular. Este é um modelo do tipo viscosidade turbulenta e baseia-se na hipótese de processo de difusão por gradiente

$$\tau_{ij}^{SG} = -2\nu_s S_{ij} + \frac{1}{3}\tau_{kk}^{SG} \quad (3.63)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.64)$$

$$\nu_s = (C_s \Delta)^2 \sqrt{S_{ij} S_{ij}} \quad (3.65)$$

onde C_s é o coeficiente de Smagorinsky. O valor de C_s pode ser obtido teoricamente através do constante de Kolmogorov C_k , que caracteriza a cascata de transferência de energia de turbulência de grandes escalas a pequenos escalas

$$C_d \approx \frac{1}{\pi} \left(\frac{3C_k}{2} \right)^{-3/4}$$

Isto resulta em $C_d \approx 0,18$ para o constante de Kolmogorov $C_k = 1,4$. Schumann (1991) obteve o valor de 0,17 usando esta abordagem, embora Deardorff (1970) e Moin e Kim (1982) tinham obtido um valor menor (0,1) para escoamento turbulento em canal. Rogallo e Moin (1984) enfatizam que C_s é uma quantidade dinâmica (uma função de tempo e posição) com um valor podendo variar entre 0,07 e 0,24. Já Canuto e Cheng (1997) observam que o valor de C_s pode variar com o tipo de escoamento.

Há duas razões principais que explicam o sucesso do modelo de Smagorinsky. Primeiro, o modelo gera difusão e dissipação suficiente para estabilizar a solução numérica. Segundo, as estatísticas de baixa ordem das grandes escalas são insensíveis aos movimentos das escalas sub-malha.

- Modelo de LES WALE

O modelo de LES WALE utiliza o conceito de viscosidade turbulenta diferente da definição aplicada no modelo Smagorinsk, conforme mostra a equação seguinte.

$$\nu_{sgs} = (C_w \Delta)^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad (3.66)$$

onde S_{ij}^d denota a parte simétrica do quadrado do tensor gradiente da velocidade.

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2} (\overline{g_{ij}^2} + \overline{g_{ji}^2}) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \overline{g_{kk}^2} \quad (3.67)$$

e onde $\overline{g_{ij}^2} = \nabla^2 \overline{u}$, $\overline{g_{ij}} = \nabla \overline{u}$ e δ_{ij} é o delta de Kronecker.

A principal vantagem do modelo LES WALE é a capacidade de reproduzir a transição de laminar para turbulento, sem a necessidade de uma variável secundária explícita de filtragem.

Capítulo 4

Metodologia Computacional

A Fluidodinâmica Computacional (Computational Fluid Dynamics, CFD) é o termo empregado para a simulação computacional baseada na teoria de Fenômenos de Transporte para a predição dos fenômenos de escoamento.

A aplicação do CFD apresenta a vantagem de fornecimento de um vasto número de informações a respeito de um problema físico, ou mesmo do comportamento de um determinado produto sob as mais variadas condições. Outros motivos para o emprego das ferramentas do CFD estão relacionados ao menor custo e redução relevante no tempo de obtenção dos resultados, além de fornecimento de resultados mais detalhados a cerca de certo fenômeno físico ou físico-químico, em relação à realização de experimentos.

A CFD utiliza técnicas numéricas para a discretização do domínio estudado, convertendo as equações diferenciais parciais em sistemas de equações algébricas por meio da técnica de volumes finitos. A discretização é realizada pela geração de malhas, estruturadas uniformes ou não uniformes, não estruturadas e híbridas.

A malha estruturada é formada por elementos de formatos hexaedros, sejam ortogonais ou não. Malhas desse tipo sempre possuem o mesmo número de vizinhos e apresentam uma maior facilidade de geração associada ao alto grau intuitivo dos algoritmos numéricos empregados na solução dos problemas. A malha não estruturada, diferentemente das estruturadas, possui células com números diferentes de vizinhos e apresenta elementos de geometrias diversas como triângulos, tetraedros e prismas. Tal malha é mais aplicada em geometrias com maior complexidade, com

presença de curvas e mudanças de direção devido à variedade de suas células. As malhas não uniformes são refinadas em certas regiões do domínio em que deseja-se a obtenção de resultados mais detalhados. Já as malhas híbridas são uma mistura das malhas estruturadas e não-estruturadas. As figuras 4.1, 4.2 e 4.3 mostram essas diferentes malhas possíveis de serem aplicadas na CFD.

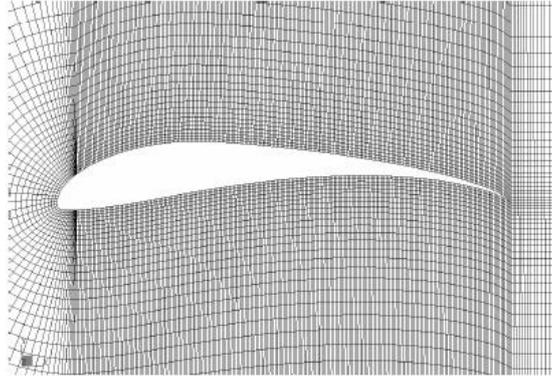


Figura 4.1: Malha estruturada



Figura 4.2: Malha não estruturada

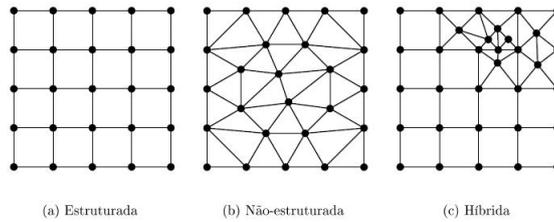


Figura 4.3: Variedades de malhas

4.1 Metodologia do CFD

O processo de aplicação de uma simulação de CFD é baseado em quatro etapas:

1. Criação da Geometria e Malha
2. Definição do modelo físico
3. Resolução do problema de CFD
4. Visualização dos resultados em um pós-processamento.

O ANSYS CFX é um programa de Fluidodinâmica Computacional que combina um sistema de pré-processamento, resolução das equações numéricas e pós-processamento dos resultados. Consiste de quatro módulos de programas que utilizam geometria e malha e passam as informações requeridas para realizar a análise do CFD, como mostrado na figura 4.4.

4.1.1 Criação de Geometria/Malha

Este processo é a primeira etapa de pré-processamento. Antes da malha ser gerada, uma geometria fechada e sólida é requerida, sendo que tanto a geometria e malha podem ser criadas pela ferramenta de aplicação de malha ("Meshing application") ou qualquer outra ferramenta de geração de geometria/malha. As etapas básicas de tal processo envolvem:

1. Definição da geometria da região de interesse.
2. Geração de regiões do escoamento do fluido, sólidas e de condições de superfície.

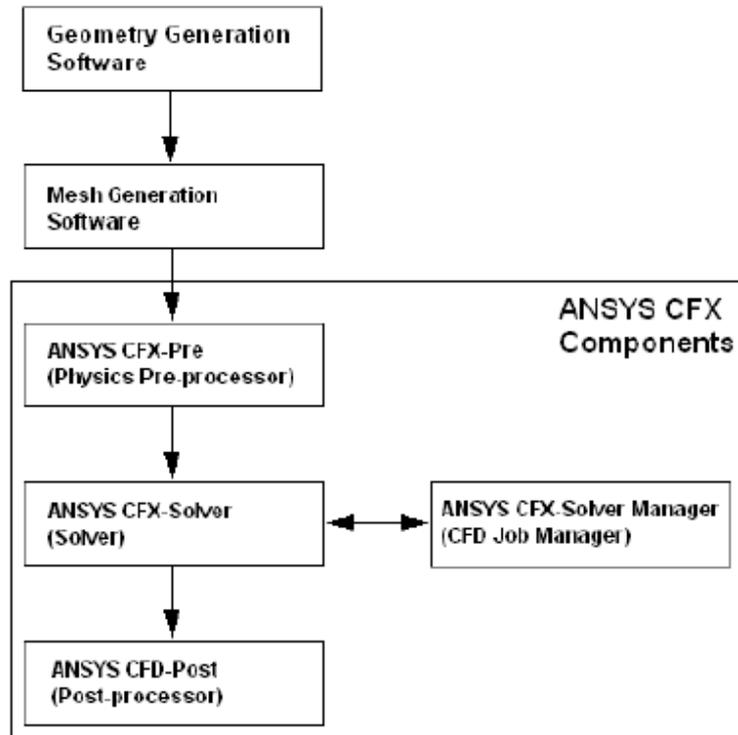


Figura 4.4: Estrutura do ANSYS CFX

3. Inserção das propriedades da malha (uniforme ou com refinamento nas regiões próximas da superfície, fina ou grossa, com alta relevância ou baixa relevância, entre outras).

No CFX, a geometria pode ser importada da maioria dos pacotes de CAD usando o formato original, e os volumes controle da malha são gerados automaticamente.

4.1.2 Definição do modelo físico

Esta é a segunda etapa do pré-processamento e tem por finalidade criar as condições viáveis para o *Solver* resolver o problema físico. Os modelos físicos que serão utilizados na simulação são selecionados, além das propriedades do fluido e condições de contorno (planos de simetria, paredes isotérmicas e adiabáticas, por exemplo). Também deve-se definir regiões de entrada e saída, além de locais definidos para a transferência de calor ou que haja periodicidade, assim como valores iniciais necessários para a resolução do sistema de equações em cada domínio de controle.

Neste estágio, deve-se inserir todas as considerações relativas ao escoamento, ou seja, colocar todas as informações corretas para que a simulação ocorra sem erros ou sem gerar resultados não esperados.

É possível criar expressões a serem utilizadas na definição de alguns parâmetros, como densidade, viscosidade dinâmica, condutividade térmica, e mesmo monitoradas pelo controle da simulação.

A seleção do regime de escoamento, estacionário ou transiente, requer cuidados específicos para que não haja comprometimento da simulação. No caso de estacionário, por exemplo, a utilização de um baixo número de iterações máximas para o término da simulação, pode ocasionar uma parada da mesma antes da convergência e, conseqüentemente, fornecer resultados impróprios para análise. No caso de regime transiente, deve-se verificar os passos de tempo, o tempo máximo da simulação e o armazenameto dos resultados transientes, a fim de coibir uma simulação muito demorada sem necessidade, dependendo do problema simulado, ou mesmo comprometer a memória em disco do computador com a quantidade de resultados gerados e armazenados.

O CFX-Pre é utilizado para definir as simulações. Malhas múltiplas podem ser importadas, permitindo que cada seção de geometrias complexas esteja preenchida com malhas apropriadas.

Simulações sucessivas podem ser definidas, sendo que os resultados da primeira simulação podem ser utilizados como campo inicial para a segunda simulação e assim por diante, até o término da sequência especificada. Resultados de simulações estacionárias também podem ser usados para dar partida a uma simulação transiente, desde que as condições de contorno sejam as mesmas em ambos os casos.

4.1.3 A resolução do problema de CFD

O problema físico é resolvido da seguinte forma:

1. As equações diferenciais parciais são integradas em todos os volumes de controle da região de interesse. Isso é o equivalente a aplicar uma lei básica de conservação (por exemplo, de massa ou momento) para cada volume de con-

trole.

2. Tais equações são convertidas em um sistema algébrico de equações pela geração de aproximação de termos nas equações integrais.
3. As equações algébricas são resolvidas iterativamente.

Uma aproximação iterativa é requerida devido a natureza não-linear das equações e, assim que ocorre a aproximação da solução com a solução exata, diz-se que houve convergência. Para cada iteração, um erro ou resíduo é gerado como uma medida da conservação completa das propriedades do escoamento.

O quanto a solução final estará próxima da solução exata depende de uma série de fatores, incluindo o tamanho e a forma dos volumes de controle e o tamanho dos resíduos finais.

O *solver* gera arquivos de resultados intermediários, os quais incluem arquivos transientes e de backups os quais são gerados durante a simulação e podem então ser utilizados no pós-processamento.

Arquivos de resultados finais por uma única simulação ou múltiplos casos de simulações sequentes são escritos no final da execução da simulação. Quando múltiplos casos de simulações são rodados, o resultado final de cada caso é gerado no término do mesmo e utilizado como partida para o caso subsequente. Cada resultado contém informações gerais em relação à iteração ou passo de tempo no qual é escrito.

O CFX-Solver resolve as equações das variáveis necessárias à simulação do problema físico gerado no CFX-Pre e possui uma ferramenta denominada de CFX-Solver Manager, cujas principais funções são:

- Início e término da simulação.
- Monitoramento do progresso da solução.
- Definição de cálculos em paralelo.

4.1.4 Visualização dos Resultados no Pós-Processamento

O pós-processamento analisa, visualiza e apresenta os resultados interativamente e as principais características são um pós-processamento quantitativo e gera-

ção de uma variedade de gráficos e objetos de visualização, possibilitando a observação do comportamento do fluido ao longo da simulação.

No pós-processamento é possível visualizar a geometria e volumes de controle, gerar vetores que indicam a direção e magnitude do escoamento, visualização da variação de variáveis escalares (variáveis as quais têm apenas magnitude, sem direção, tais como a temperatura e pressão) em todo o domínio e obter vídeos de casos transientes.

O CFX-Post é utilizado para criar novos objetos (tais como localizadores, tabelas e gráficos), variáveis e expressões, a fim de fornecer uma visão mais ampla dos resultados gerados.

Por meio de objetos localizadores é possível visualizar o perfil de distribuição de determinados parâmetros na região selecionada, e até mesmo obter os perfis de variáveis geradas, as quais não são fornecidas pelo próprio CFX-Post.

Em caso de simulações transientes, é possível visualizar os resultados intermediários, com base nos arquivos gerados pelo CFX-solver, cuja extensão é definida como *.trn*, além de ser possível comparar resultados de simulações diferentes em um único pós-processamento.

4.2 Verificação e Validação

As palavras verificação e validação são sinônimos, todavia em termos de aplicação na linguagem computacional elas assumem sentidos diferentes. A verificação está relacionada com a obtenção de soluções numéricas corretas para um dado modelo. A validação, por outro lado, está relacionada com o problema físico para o qual pretende-se obter um modelo apropriado para a reprodução dos dados experimentais. Enquanto a verificação verifica se as equações diferenciais parciais são resolvidas corretamente, a validação confere se o modelo representa a realidade (Menter, 2002).

Há dois tipos de verificação. Uma é a verificação dos códigos do CFD a fim de constatar se há erros de programação ou inconsistências na solução do algoritmo e, geralmente é feita pelos desenvolvedores do código. A outra é a verificação da

solução a qual estima os erros numéricos ou incertezas de um resultado específico de uma solução e é feita pelos usuários do código.

Roy (2005) fez um trabalho de revisão dos códigos e procedimentos de verificação para simulações computacionais. As simulações feitas pelos códigos comerciais do *CFD*, por exemplo, estão sujeitas a uma série de erros numéricos, de modelagem, erros dos usuários, do software e incertezas de aplicações. A verificação de solução está justamente relacionada à quantificação de erros numéricos como erros de arredondamento, erros de iteração e de discretização.

A validação é um procedimento importante para uma maior confiança na aplicação de determinado código computacional e resolução de um problema físico. Todavia requer a existência de dados experimentais suficientes, o que em muitos casos, como por exemplo dados de temperatura e velocidade de um reator em situação de acidente severo, não são fáceis de se obter em virtude da necessidade de equipamentos sofisticados e resistentes às condições impostas ao experimento.

Capítulo 5

Resultados e Discussões

As simulações foram realizadas pelo ANSYS CFX 12.0, assim como a criação das geometrias e malhas. Duas geometrias foram utilizadas, uma quadrada e um semicírculo.

A cavidade quadrada com paredes verticais isotérmicas e horizontais adiabáticas foi utilizada tanto em simulações laminares (estacionária e transiente) quanto turbulentas. Já a aplicação da condição de que todas as paredes da cavidade quadradas são isotérmicas foi utilizada apenas em algumas simulações turbulentas.

Os casos de regime laminar estacionário foram realizados com fluidos de números de Prandtl iguais a 0,0321, 0,71 e 7, que representaram o metal líquido, o ar e a água, respectivamente. A escolha desses números e dos demais utilizados nas simulações foi baseada nos valores mais utilizados nas análises de trabalhos apresentados na literatura e que representassem fluidos com propriedades diferentes.

Avaliou-se os erros de discretização por meio da análise da convergência de malha, tanto para o fluido com Pr igual a 0,0321, quanto 0,7 (valor de Pr utilizado apenas em tal análise).

O início do regime laminar transiente foi analisado para os números de Prandtl iguais a 0,0321 e 0,71, uma vez constatada não convergência dos resultados para o modelo laminar estacionário. Avaliou-se os Ra_i na faixa de 10^5 a $7,5 \times 10^5$, e 10^9 a 10^{10} , para os fluidos de Pr iguais a 0,0321 e 0,71 respectivamente, a fim de detectar o número de Rayleigh interno crítico (Ra_{ic}).

Tais números de Prandtl também foram utilizados para análises do compor-

tamento periódico ou caótico da transição. Para tanto foram realizadas análises de FFT (*Fast Fourier Transform*), em alguns casos de Ra_i (10^6 e 10^8 , para o Pr de 0,0321, e $1,5 \times 10^9$ e $1,05 \times 10^9$, para o Pr igual a 0,71).

Por fim, o estudo do regime laminar transiente foi concluído com uma análise da convergência temporal, realizada com Pr igual a 0,0321 e Ra_i igual a $7,5 \times 10^5$, utilizando-se como parâmetros de comparação, os passos de tempo de 0,3s e 0,6s.

A cavidade quadrada com as paredes verticais isotérmicas e horizontais adiabáticas também foi utilizada em simulações turbulentas, cujos números de Prandtl avaliados foram 0,0321, 0,71 e 7,0. Os modelos de turbulência utilizados foram o SST-transiente e SST-SAS (em um caso de Pr igual a 7,0).

A condição de contorno de quatro paredes isotérmicas (temperatura de 293K) de uma cavidade quadrada foi aplicada apenas para o Pr igual a 0,25 e Ra_i de 10^{11} , cujos modelos analisados foram o SST e o LES-WALE. Tal simulação foi realizada somente para comparação com os resultados apresentados por Horvat et al. (2001).

A cavidade semicircular foi utilizada em simulações da turbulência em fluidos com números de Prandtl iguais a 7 e 6,13, com Ra_i na faixa de 10^9 a 10^{15} , cujos resultados foram comparados com correlações empíricas fornecidas por dois trabalhos realizados com as mesmas condições de contorno e domínio aplicados por este.

Os detalhes das simulações, que foram realizadas com precisão dupla, constam na tabela 1 do Apêndice.

5.1 Cavidade bidimensional quadrada com paredes verticais isotérmicas e horizontais adiabáticas

Esta seção é dividida em subseções que apresentam os resultados obtidos pelo estudo dos regimes laminar estacionário, laminar transiente e turbulento.

Na subseção do Regime laminar são apresentados os resultados que envolvem a análise da convergência de malha, assim como uma comparação entre os valores da temperatura e velocidade adimensionais entre os números de Prandtl de 0,0321 e 0,7. Os resultados do regime laminar estacionário são apresentados em termos dos campos de temperatura e velocidade obtidos com Pr igual a 0,0321.

Os resultados obtidos na análise do regime laminar transiente estão na subseção seguinte, em que são apresentados alguns gráficos resultantes da análise da convergência temporal, assim como os gráficos de FFT obtidos na análise do comportamento transiente. Por fim, essa subseção termina com a exposição dos resultados relativos à obtenção do número de Rayleigh crítico em que ocorre a passagem do regime laminar estacionário para transiente.

Na última subseção os resultados do regime turbulento são apresentados, por meio de gráficos relacionando o número de Nusselt e Rayleigh, além de tabelas de comparação dos dados de alguns parâmetros obtidos nos casos de Pr iguais a 0,0321, 0,71 e 7,0.

Todas as análises mostradas nessa seção apresentam as seguintes condições de contorno:

$$u = v = 0, \quad T = T_0 \quad \text{em} \quad x = 0 \quad (5.1)$$

$$u = v = 0, \quad T = T_0 \quad \text{em} \quad x = H \quad (5.2)$$

$$u = v = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \text{em} \quad y = 0 \quad (5.3)$$

$$u = v = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \text{em} \quad y = H \quad (5.4)$$

O problema é ilustrado na figura 5.1.

Introduz-se a primeira definição do fluxo térmico adimensional local na parede, definido neste trabalho por Nu_1 .

$$Nu_1(\mathbf{r}, t) = \frac{q_w(\mathbf{r}, t)}{q_v H} \quad (5.5)$$

onde $q_w(\mathbf{r}, t)$ é o fluxo térmico local e instantâneo na parede, q_v é a taxa volumétrica de geração de calor interna e H é a altura da cavidade em estudo.

O fluxo térmico adimensional, assim como o número de Nusselt, representa a taxa de transferência de calor do fluido. A vantagem do fluxo térmico adimensional definido na equação (5.5) é que somente uma variável de solução $q_w(\mathbf{r}, t)$ é envolvida, diferente das definições do número de Nusselt comumente usadas na literatura, a serem mostradas mais adiante.

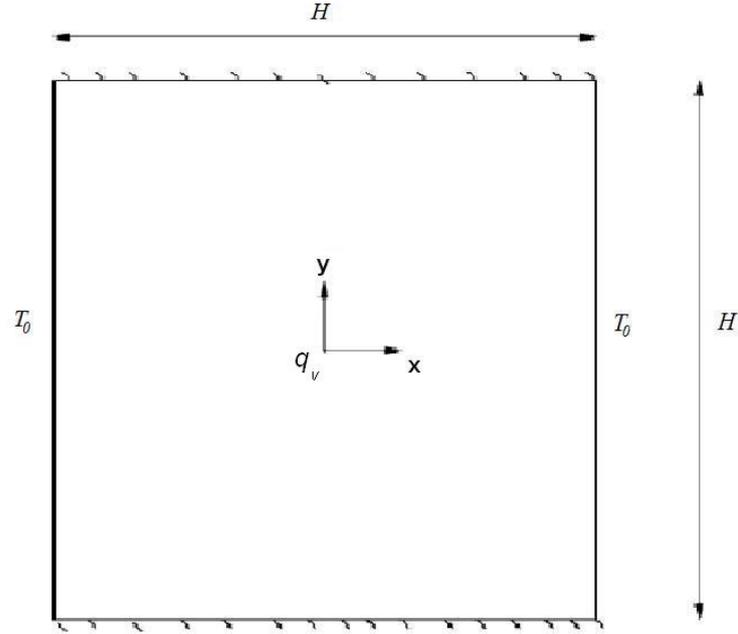


Figura 5.1: Esquema de cavidade com geração volumétrica de calor, paredes verticais isotérmicas e horizontais adiabáticas

O fluxo térmico adimensional médio em uma superfície A é definido como:

$$\bar{N}u_1(t) = \frac{\int_A q_w(\mathbf{r}, t) dA}{q_v H A} \quad (5.6)$$

A média temporal desse fluxo em um intervalo de tempo Δt é definida por:

$$\bar{N}u_1 = \frac{\int_{\Delta t} \bar{N}u_1(t) dt}{\Delta t} \quad (5.7)$$

As equações (5.8), (5.9), (5.10) e (5.11) mostram que, no regime de convecção natural estacionária simétrica, o valor do fluxo térmico médio $\bar{N}u_1$ nas duas paredes isotérmicas é igual a 0,5.

Pela conservação de energia, a potência térmica liberada pela fonte de calor interna deve ser igual ao calor transferido nas duas paredes isotérmicas em unidade de tempo, conforme mostra a seguinte equação:

$$q_v V = q_w A \quad (5.8)$$

onde q_w é o fluxo térmico médio, nas duas paredes isotérmicas. A equação (5.8)

pode ser escrita como:

$$q_v H^2 \Delta z = q_w 2H \Delta z \quad (5.9)$$

onde H é o lado do quadrado e Δz é a profundidade da cavidade na direção transversal. Logo,

$$q_v H = 2q_w \quad (5.10)$$

Reorganizando a equação 5.10, temos então

$$Nu_1 = \frac{q_w}{q_v H} = \frac{1}{2} \quad (5.11)$$

Para o caso do regime estacionário assimétrico, podemos mostrar que a soma dos fluxos térmicos adimensionais das duas paredes isotérmicas é 1:

$$Nu_{1,l} + Nu_{1,r} = 1 \quad (5.12)$$

5.1.1 Regime laminar estacionário

Análise da convergência de malha

Tal etapa foi realizada por meio de simulações com malhas de diferentes tamanhos, a fim de observar se as soluções numéricas obtidas em cada malha são similares, ou seja, se ocorre convergência espacial.

Utilizou-se uma malha com 10000 elementos e 20402 nós (Malha 1-100 × 100) e uma malha com 40000 elementos e 80420 nós (Malha 2-200 × 200) na condição de Pr igual a 0,0321 e Ra_i igual a 10^5 .

As geometrias das cavidades e as malhas geradas podem ser visualizadas por meio das figuras 5.2 e 5.3.

A convergência espacial também foi investigada aplicando-se o Pr de 0,7 e Ra_i igual a 10^5 , neste caso utilizou-se uma malha 400 × 400 (Malha 3), com 321602 nós e 160000 elementos, além das duas malhas utilizadas para o Pr igual a 0,0321.

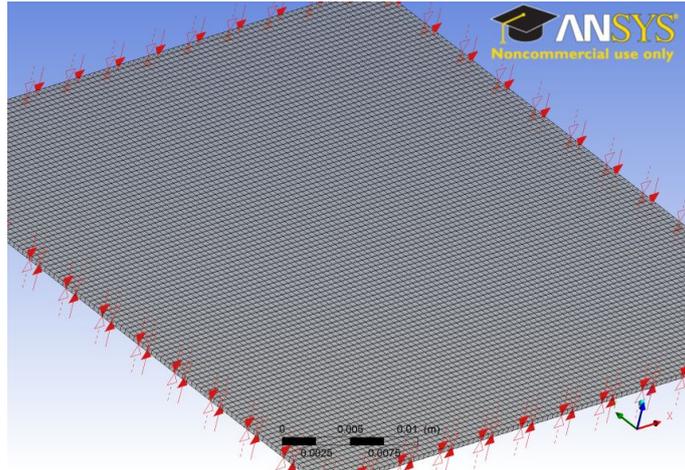


Figura 5.2: Malha 1- 100×100 para cavidade quadrada

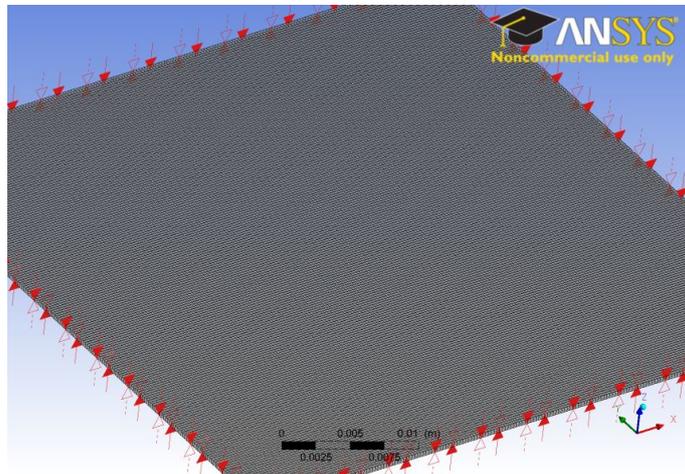


Figura 5.3: Malha 2- 200×200 para cavidade quadrada

A acurácia da solução numérica foi então avaliada por meio da comparação dos dados da temperatura adimensional em uma linha central do domínio, ou seja, ao longo de y , para x igual a $H/2$, obtidos em cada uma das três malhas (duas, no caso de Pr igual a 0,0321).

Observou-se a convergência espacial tanto para o Pr igual a 0,0321 quanto igual a 0,7, conforme mostram as figuras 5.5 e 5.7. Os campos de temperatura apresentados nas figuras 5.4 e 5.6 mostram a presença de simetria espacial e que o valor máximo da temperatura adimensional está presente na linha central do domínio. Por isso a análise da convergência de malha foi realizada na posição de x igual a $H/2$.

Devido à convergência de malha, as demais simulações feitas na cavidade quadrada com as duas paredes verticais isotérmicas e as duas horizontais adiabáticas foram realizadas com a Malha-2, como forma de reduzir o esforço computacional, principalmente nos casos transientes e turbulentos.

As tabelas 5.1 e 5.2 mostram uma comparação dos dados da temperatura e velocidade adimensionais máximas, respectivamente, obtidos com Pr iguais a 0,0321 e 0,7, utilizando-se a malha 2. Observa-se que os valores da velocidade adimensional máxima são maiores no caso de Pr igual a 0,0321, possivelmente devido à menor resistência perante a flutuações do fluido em decorrência de uma baixa viscosidade, em relação ao Pr de 0,7.

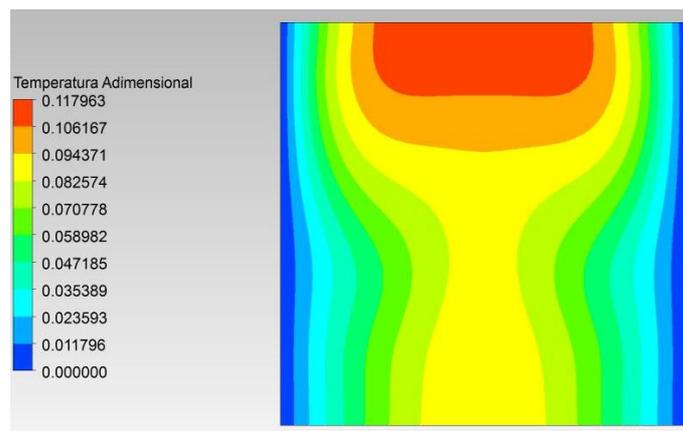


Figura 5.4: Campo de temperatura adimensional para o $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^5$

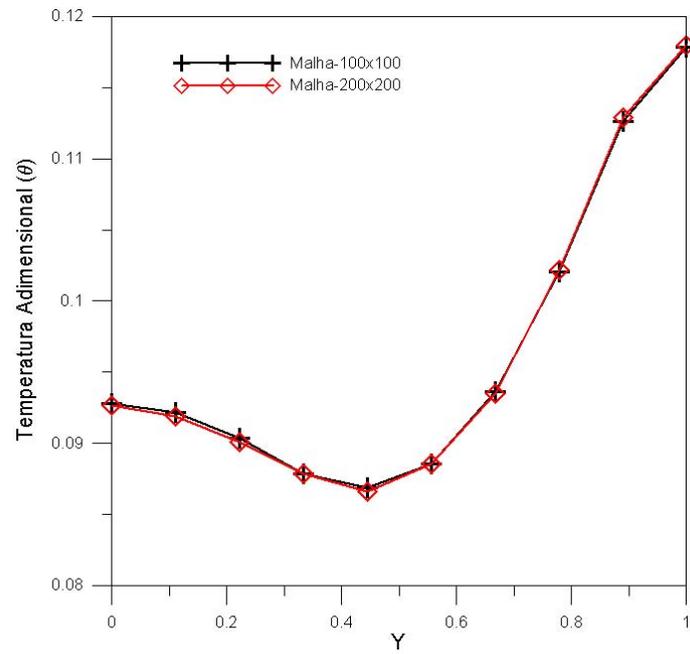


Figura 5.5: Perfil de temperatura adimensional do $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^5$ para x igual a $H/2$

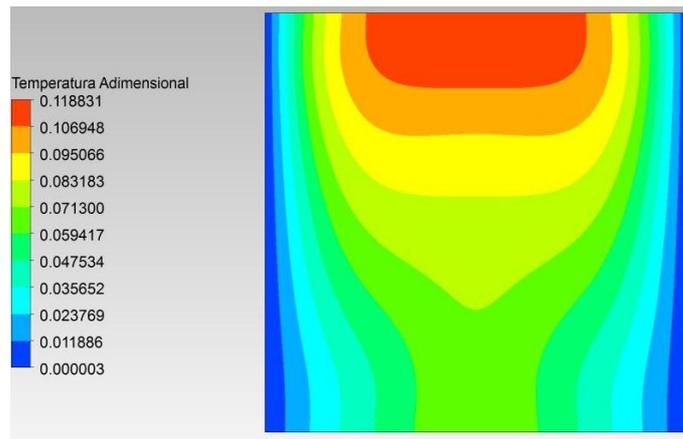


Figura 5.6: Campo de temperatura adimensional para o $Pr = 0,7$ e $Ra_i = 10^5$

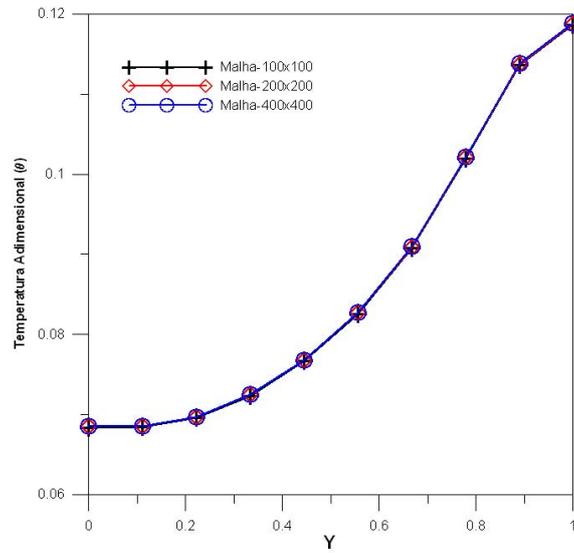


Figura 5.7: Perfil de temperatura adimensional do $Pr = 0,7$ e $Ra_i = 10^5$ para x igual a $H/2$

Tabela 5.1: Temperaturas adimensionais máximas obtidas com a Malha 2 e Pr iguais a 0,0321 e 0,7

Ra_i	$Pr=0,0321$	$Pr=0,7$
$1,6 \times 10^2$	0,981574	0,125251
8×10^2	0,123172	0,126071
10^3	0,126991	0,126322
$7,5 \times 10^3$	0,13326	0,133167
10^4	0,135137	0,134867
$7,5 \times 10^4$	0,1235	0,124156
10^5	0,117963	0,118787

Tabela 5.2: Velocidades adimensionais máximas ($U_{max,2}$) obtidas com a Malha 2 e Pr iguais a 0,0321 e 0,7

Ra_i	$Pr=0,0321$	$Pr=0,7$
$1,6 \times 10^2$	0,030998952	0,006626879
8×10^2	0,069325899	0,014812326
10^3	0,077515086	0,0165569
$7,5 \times 10^3$	0,204151599	0,043907809
10^4	0,228155532	0,049584071
$7,5 \times 10^4$	0,318067919	0,074879898
10^5	0,31887615	0,074864973

Os valores da velocidade adimensional máxima apresentados na tabela 1 foram obtidos pela divisão dos valores máximos desse parâmetro adimensional por $Gr^{1/2}$, conforme mostra a seguinte equação:

$$U_{max,2} = \frac{U_{max}}{Gr^{1/2}} \quad (5.13)$$

Essa adimensionalização da velocidade foi utilizada nessas análises, assim como em outras que também envolveram esse parâmetro, a fim de evitar valores muito baixos da velocidade, principalmente em casos de turbulência (Ra_i altos).

Distribuição da temperatura e velocidade para Pr igual a 0,0321

Os campos de distribuição de temperatura obtidos para Pr igual a 0,0321 são ilustrados pelas figuras 5.8, 5.10, 5.12, 5.14 e 5.16, na faixa de Rayleigh interno de 10^2 a 10^5 , respectivamente. Tais perfis foram adquiridos utilizando-se a Malha 2.

Observa-se que à medida que o número de Rayleigh interno aumentou, houve perda da simetria da distribuição da temperatura, constatando-se que para maiores números de Ra_i a convecção se torna predominante em relação à condução. Tal resultado também foi constatado por Arcidiacono et al. (2001). O mesmo pode ser observado para o perfil de velocidade, conforme mostrado pelas figuras 5.9, 5.11, 5.13, 5.15 e 5.17, que ilustram os campos de velocidade provenientes da aplicação

do número de Rayleigh interno de 10^2 a 10^5 , respectivamente.

As simulações do caso de Ra_i igual a $7,5 \times 10^5$ não convergiram para o regime laminar estacionário e conforme mostram as figuras 5.16 e 5.17, a perda de simetria do campo de temperatura e velocidade, respectivamente, indicam a ocorrência do regime laminar transiente.

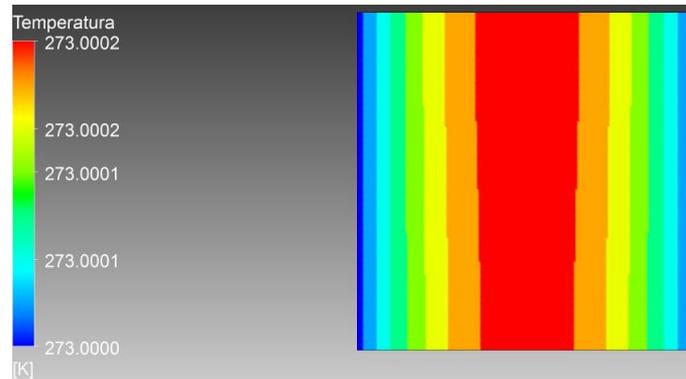


Figura 5.8: Campo de temperatura para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 8 \times 10^2$

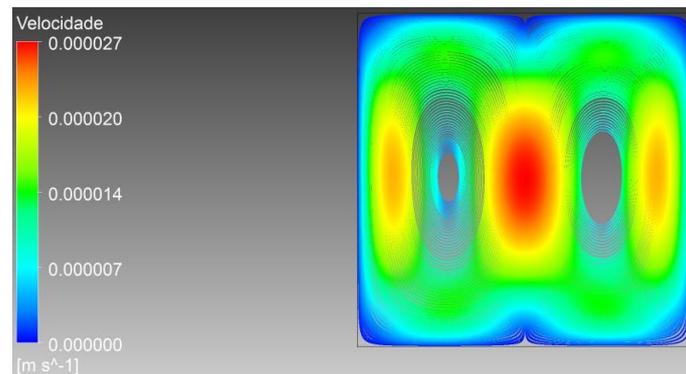


Figura 5.9: Campo de Velocidade para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 8 \times 10^2$.

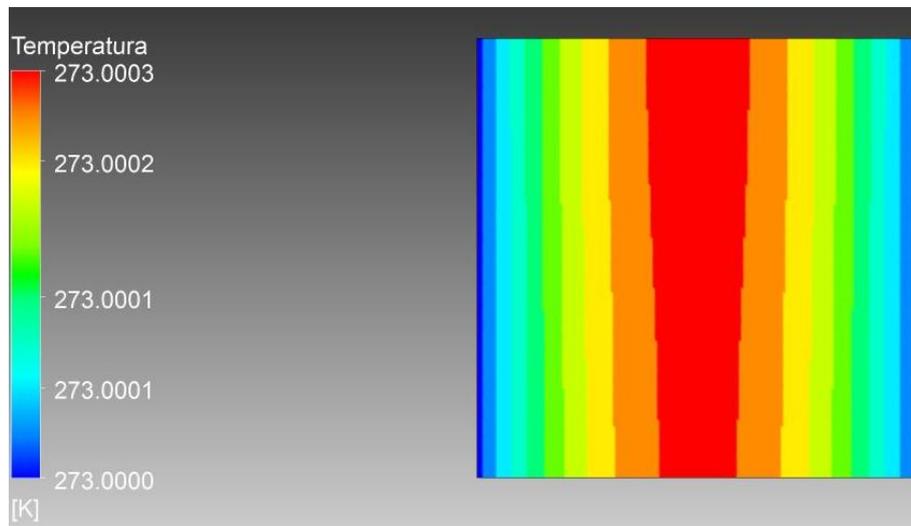


Figura 5.10: Campo de temperatura para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^3$

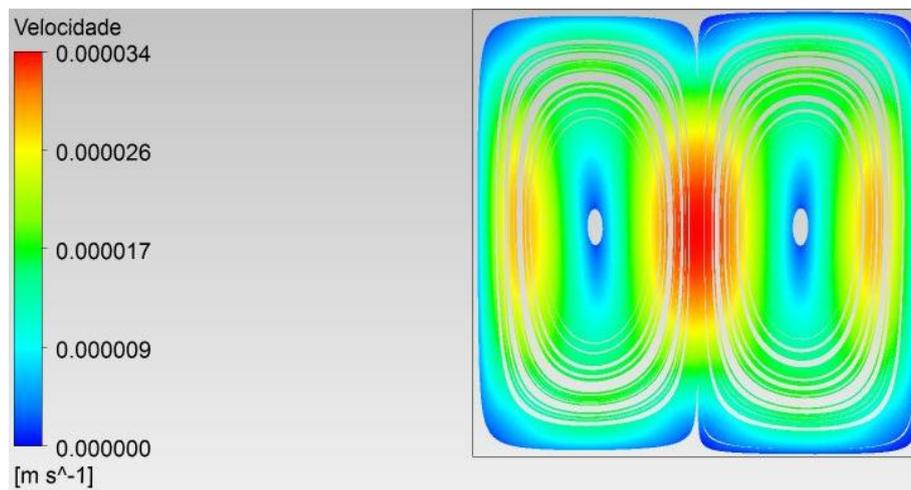


Figura 5.11: Campo de Velocidade para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^3$.

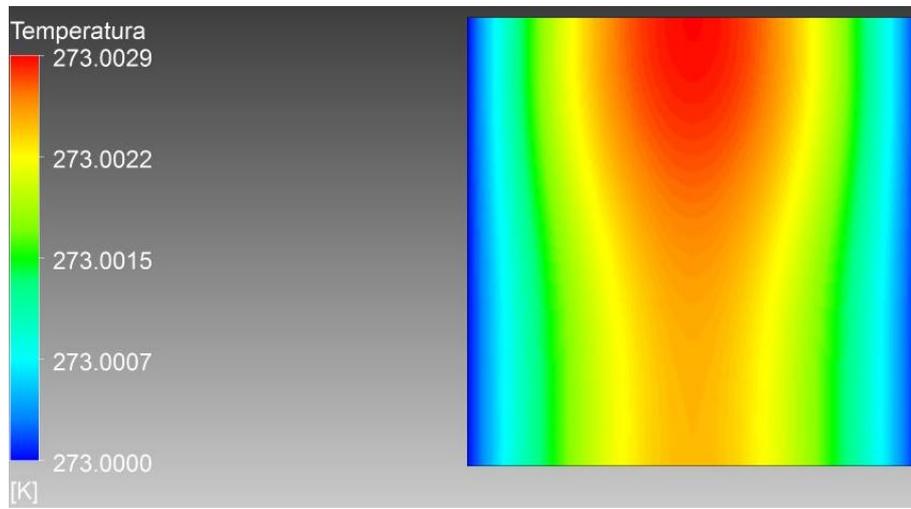


Figura 5.12: Campo de temperatura para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^4$

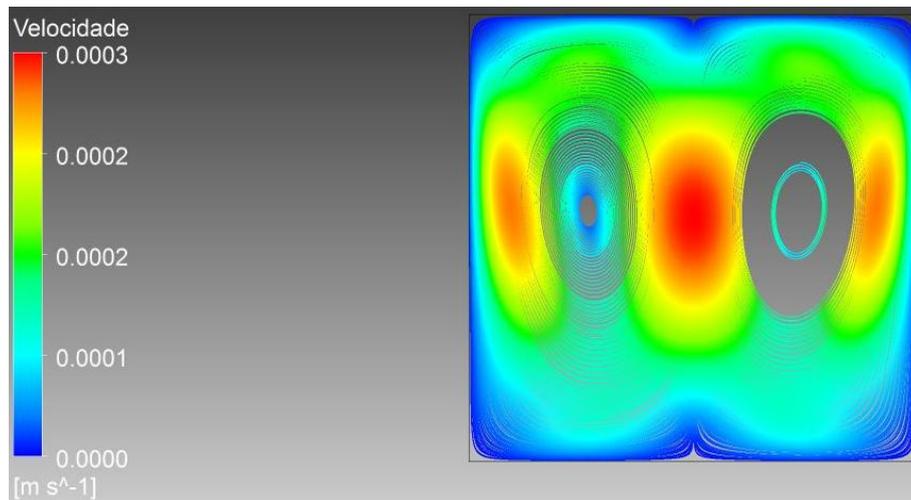


Figura 5.13: Campo de Velocidade para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^4$.

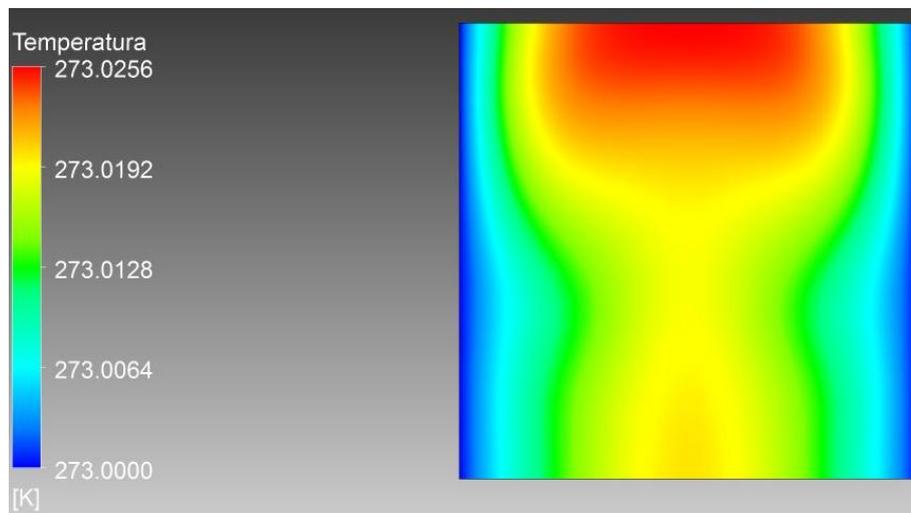


Figura 5.14: Campo de temperatura para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^5$

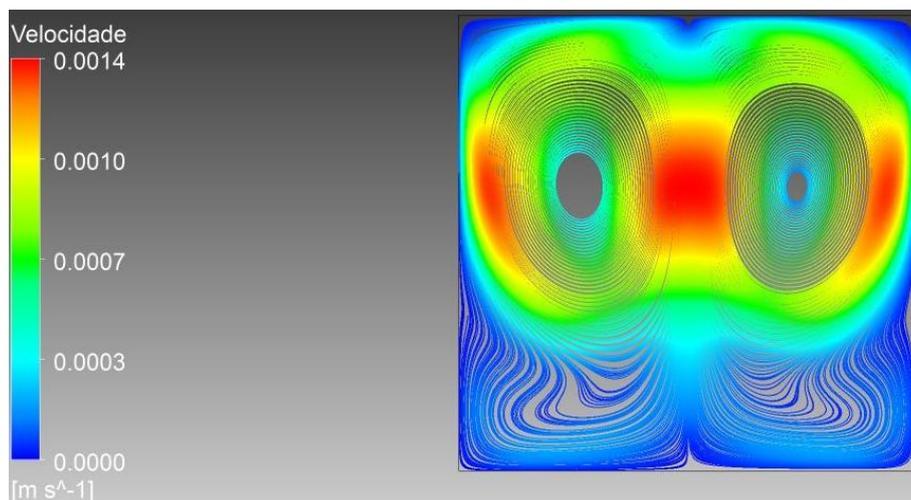


Figura 5.15: Campo de Velocidade para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^5$.

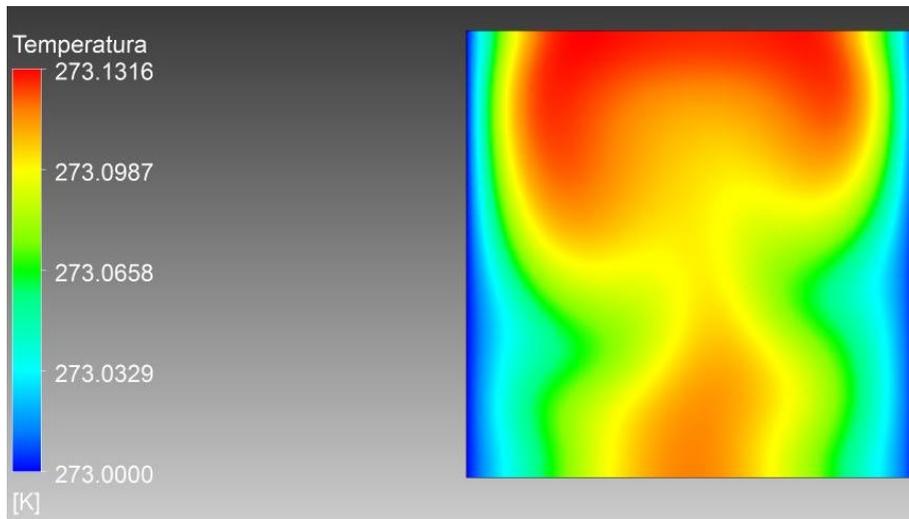


Figura 5.16: Campo de temperatura para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 7,5 \times 10^5$

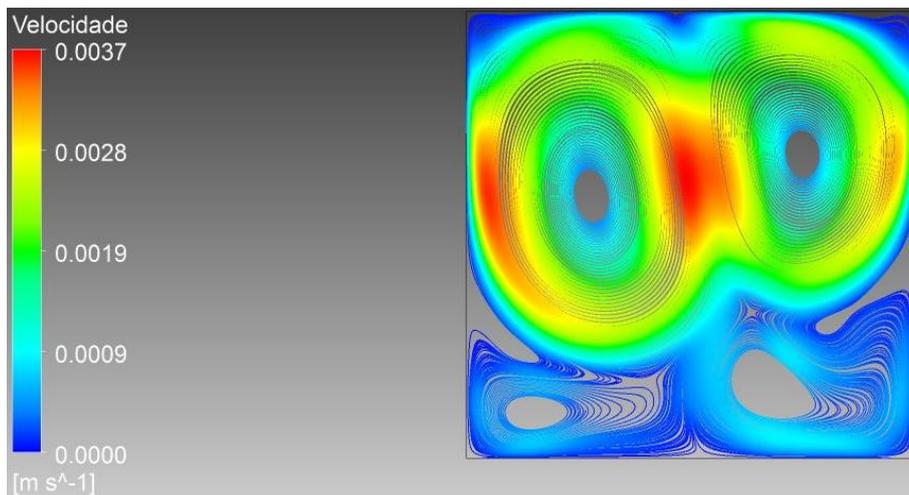


Figura 5.17: Campo de Velocidade para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 7,5 \times 10^5$.

5.1.2 Regime laminar transiente

Análise da Convergência temporal e comportamento do regime laminar transiente

A convergência temporal foi avaliada na condição de Pr igual a 0,0321 e Ra_i igual a $7,5 \times 10^5$, com a malha 200×200 . Tal procedimento foi realizado aplicando-se um passo de tempo de 0,6s e 0,3s, com comparação dos resultados obtidos em cada aplicação, conforme exposto nas figuras 5.18 e 5.19. Observou-se que, para o passo de tempo de 0,6s, o início das oscilações ocorreu mais tardiamente em relação ao passo de tempo de 0,3s. Tal fato pode ser explicado devido aos erros de discretização temporal associados à passos de tempo relativamente grandes.

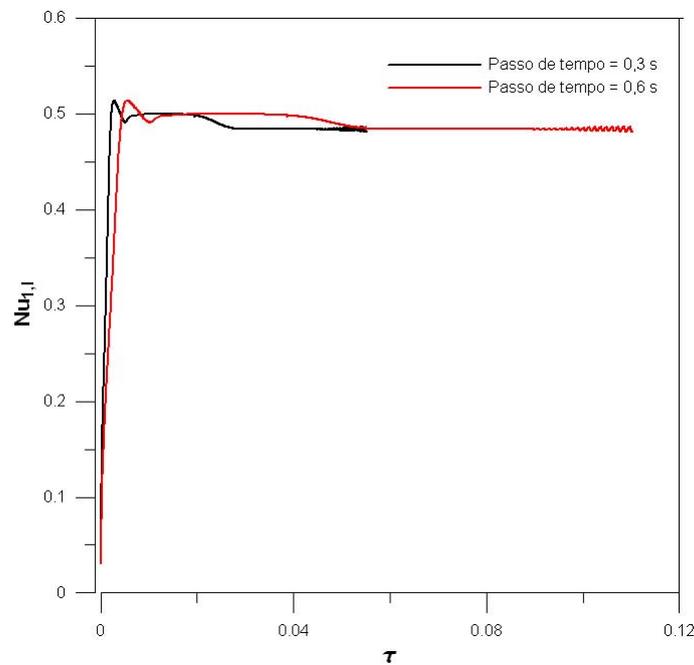


Figura 5.18: Fluxo térmico adimensional ($Nu_{1,l}$) na parede isotérmica esquerda para o $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 7,5 \times 10^5$

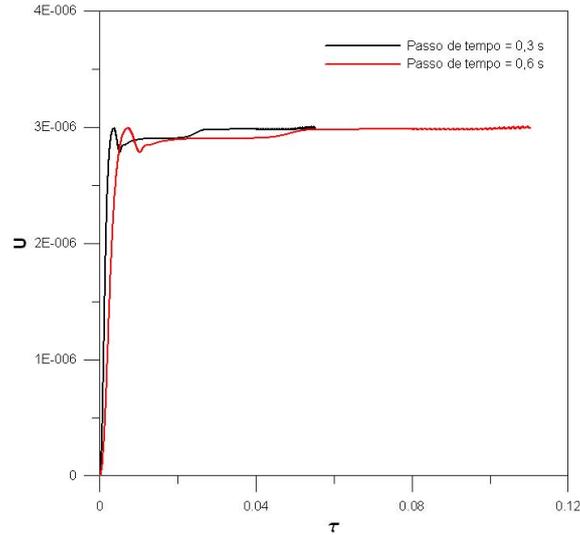


Figura 5.19: Velocidade adimensional média em todo o domínio para o $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 7,5 \times 10^5$

Obtenção do número de Rayleigh crítico

Por meio de simulações laminares estacionárias com o fluido de número de Prandtl igual a 0,0321, na faixa de número de Rayleigh interno de $1,6 \times 10^2$ a $7,5 \times 10^5$ observou-se que para Ra_i igual a 10^5 houve estabilidade dos resíduos em níveis a baixo do critério de convergência estipulado, ou seja, os resíduos médios (RMS) das equações de momento, conservação de energia e continuidade se mantiveram a baixo de 10^{-6} . Todavia, tal comportamento não foi observado para o Ra igual a $7,5 \times 10^5$, onde observou-se oscilações dos parâmetros analisados (Nu_l , Nu_r , velocidade média e máxima adimensionais, entre outros), constatando-se que o regime não se adequava ao comportamento estacionário.

A fim de obter o valor mais preciso do número de Rayleigh interno em que ocorria a mudança de laminar estacionário para transiente, analisou-se com mais precisão a faixa de Ra_i de 10^5 a $7,5 \times 10^5$. Utilizando-se o modelo laminar estacionário, observou-se o comportamento do fluido de Pr igual a 0,0321 nas condições de Ra iguais a $5,8 \times 10^5$, $5,9 \times 10^5$, $5,85 \times 10^5$ e $5,88 \times 10^5$.

Nessas análises constatou-se que o modelo laminar estacionário foi adequado para Ra_i igual a $5,8 \times 10^5$ e $5,85 \times 10^5$, sendo incompatível para $5,9 \times 10^5$ e $5,88 \times$

10^5 . Ao utilizar um modelo laminar transiente resultados mais coerentes, além de baixos resíduos foram obtidos no caso de $5,88 \times 10^5$, que por sua vez foi o melhor valor aproximado do número de Rayleigh interno crítico para a mudança de laminar estacionário para transiente.

A passagem de laminar estacionário para transiente também foi investigada para o Pr de 0,71. A faixa de Ra_i analisada foi de 10^9 e $1,5 \times 10^9$, baseada nos mesmos critérios e procedimentos utilizados para o Pr de 0,0321. Observou-se que o número de Rayleigh mais preciso para a passagem de laminar estacionário para transiente foi $1,05 \times 10^9$.

No caso do Pr igual a 7,0, obteve-se a faixa de transição do regime laminar estacionário para transiente, que foi de 10^{12} a $2,5 \times 10^{12}$. Todavia não obteve-se um valor mais aproximado do número de Rayleigh crítico para esse fluido.

Análises por FFT

A transformada rápida de Fourier, FFT (Fast Fourier Transform), é uma ferramenta eficiente para a obtenção do espectro da frequência de um determinado sinal. Tal algoritmo fornece a densidade de potência espectral de um sinal temporal contínuo ou discreto e foi aplicada na análise do regime transiente, a fim de verificar se o comportamento é periódico ou caótico.

As figuras 5.21, 5.23 são os espectros de frequências das oscilações da temperatura e velocidades na direção x e y (u e v , respectivamente), cujos valores reais estão representados nas figuras 5.20, 5.22, no caso de Pr igual a 0,0321. O modelo utilizado nessas análises foi o modelo laminar transiente com passo de tempo de 0,01s.

Observa-se pelos espectros que o regime laminar transiente, no caso de Ra_i igual a 10^6 , apresenta comportamento periódico, diferentemente da condição em que o Ra_i é 10^8 (para o mesmo Pr analisado, ou seja, 0,0321), cujo comportamento da transição é quase-caótico, conforme mostram as figuras 5.24, 5.25 5.26 e 5.27. Observa-se que no caso de Ra_i igual a 10^8 ainda existe uma frequência principal de $5mHz$ existente também no Ra igual a 10^6 , por isso constata-se que o comportamento é quase-periódico.

O regime laminar transiente observado no fluido de Pr igual a 0,71 e Ra de $1,5 \times 10^9$ apresentou comportamento caótico, conforme mostrado nas figuras 5.28, 5.29, 5.30 e 5.31.

Observou-se que o comportamento caótico da transição nesse fluido (com Pr igual a 0,71) também ocorreu no Ra_i igual a $1,05 \times 10^9$ conforme mostram as figuras 5.32, 5.33, 5.34 e 5.35, indicando que possivelmente a transição ocorre na faixa de Ra_i de 10^9 a $1,05 \times 10^9$, uma vez que para o caso de Ra_i igual a 10^9 há convergência da solução para o regime laminar estacionário.

Em todas as análises do comportamento do regime laminar transiente, os dados das velocidades u e v foram obtidos em um ponto de monitoramento do domínio, que por sua vez foi utilizado por se encontrar na região em que a velocidade é máxima, tanto para o fluido de Pr igual a 0,0321 quanto para o Pr igual a 0,71.

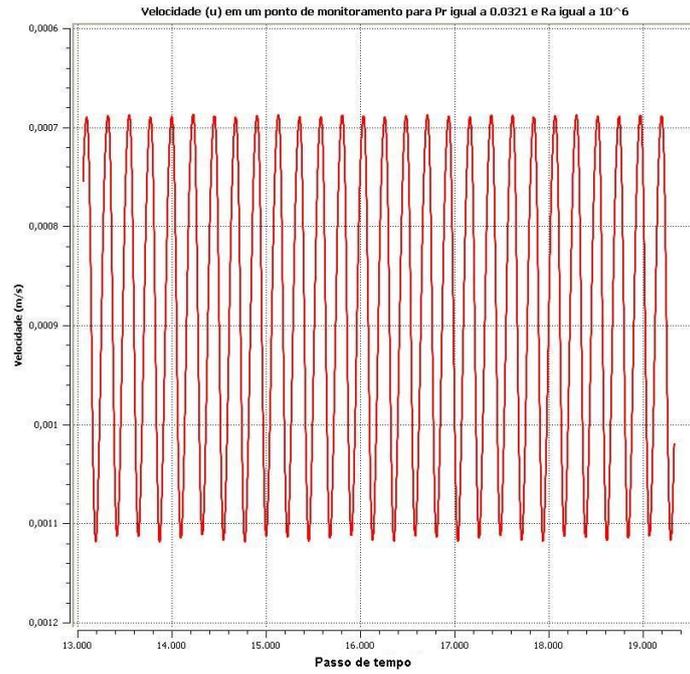


Figura 5.20: Velocidade (u) em um ponto $(0,008,-0,018)$ para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^6$

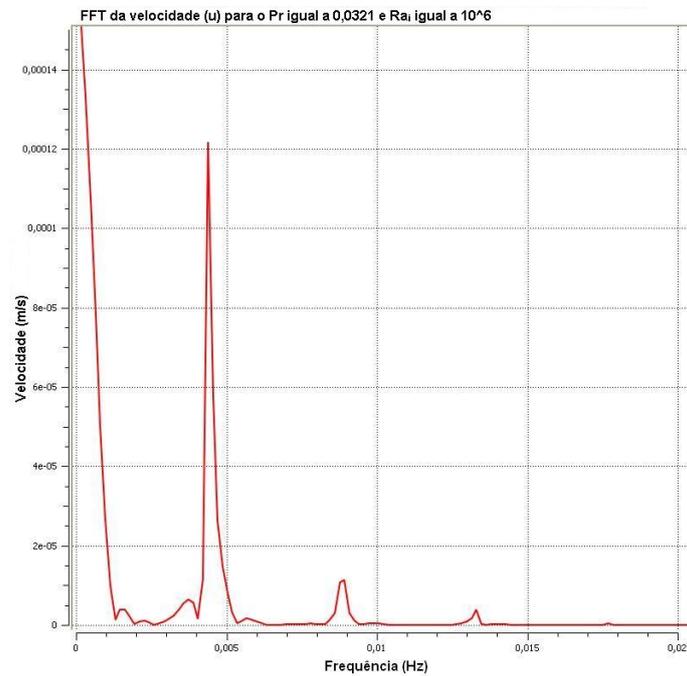


Figura 5.21: FFT da velocidade (u) em um ponto $(0,008,-0,018)$ para $Pr = 0,0321$ e $Ra = 10^6$

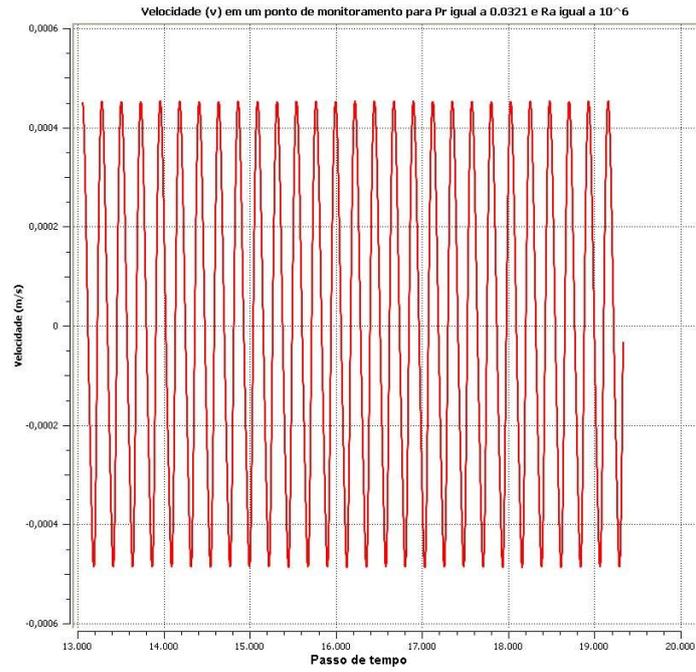


Figura 5.22: Velocidade (v) em um ponto $(0,008,-0,018)$ para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^6$

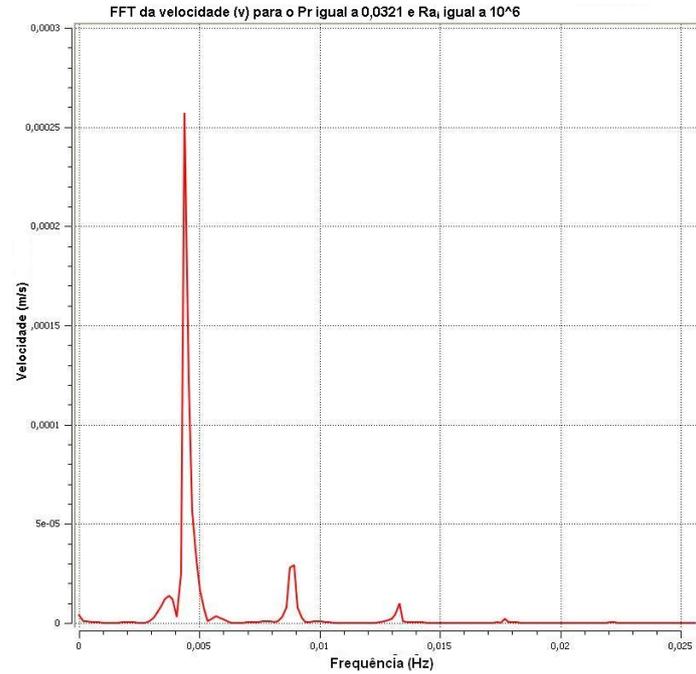


Figura 5.23: FFT da velocidade (v) em um ponto $(0,008,-0,018)$ para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^6$

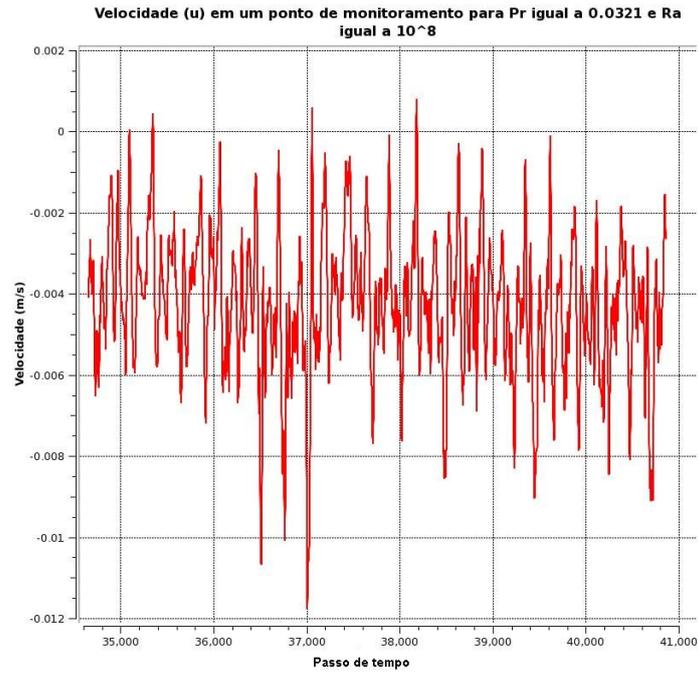


Figura 5.24: Velocidade (u) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^8$

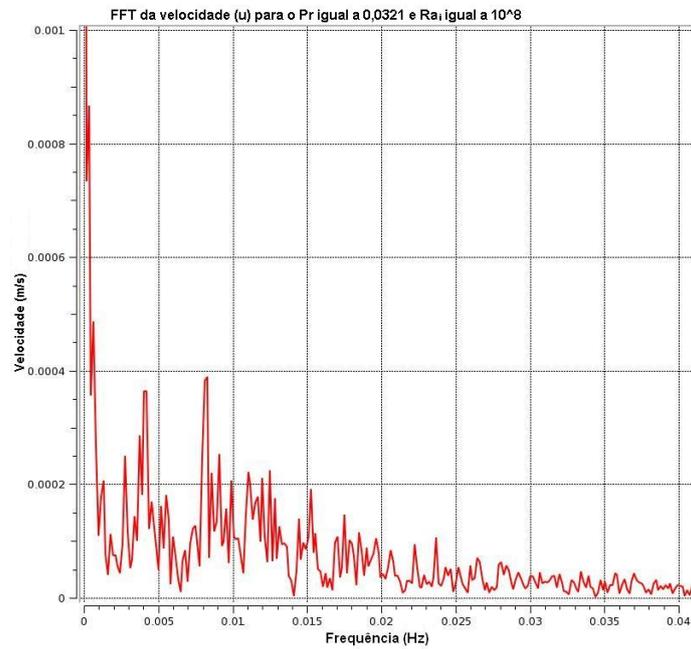


Figura 5.25: FFT da velocidade (u) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^8$

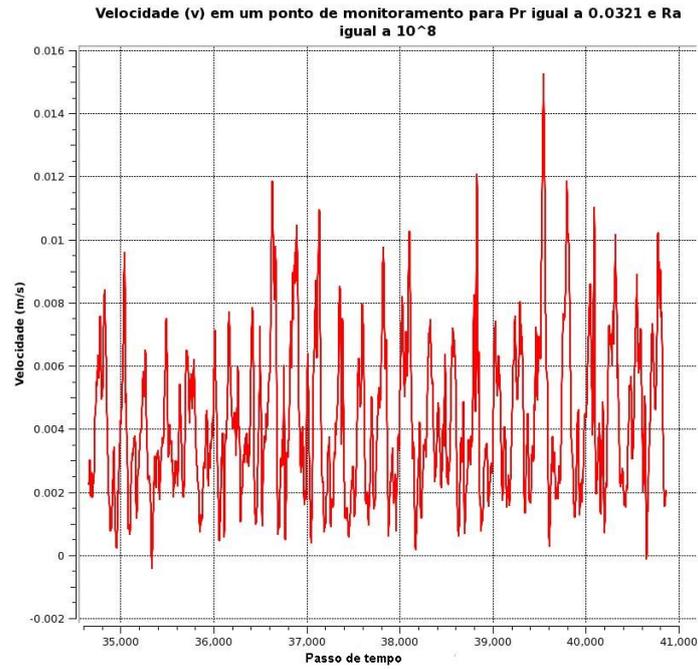


Figura 5.26: Velocidade (v) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^8$

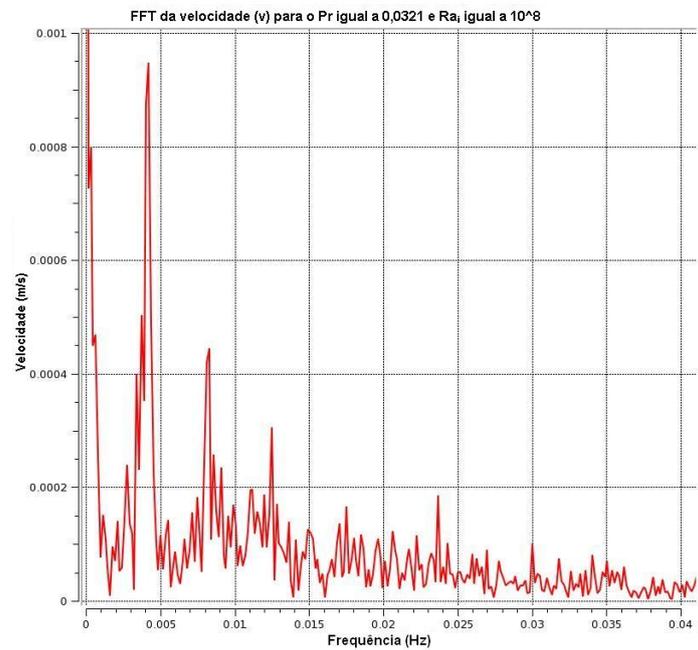


Figura 5.27: FFT da velocidade (v) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,0321$ e $Ra_i = 10^8$

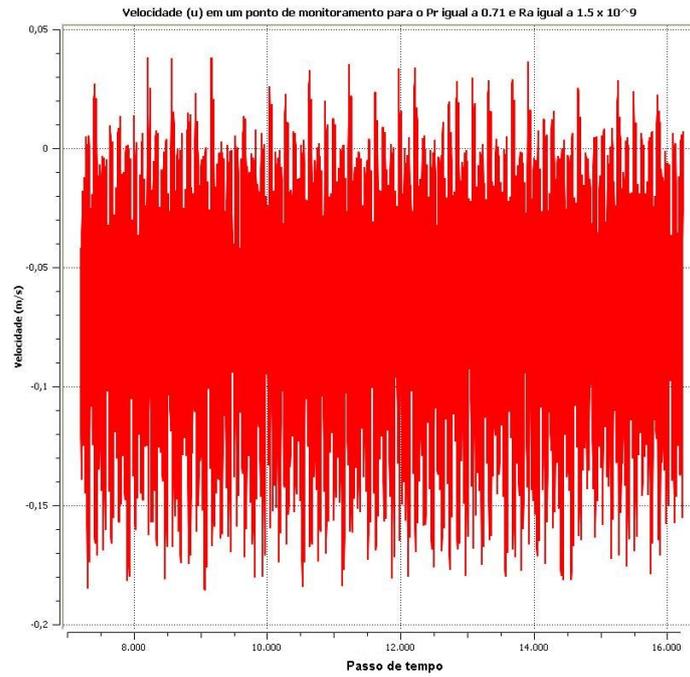


Figura 5.28: Velocidade (u) em um ponto $(0,008,-0,018)$ para $Pr = 0,71$ e $Ra_i = 1,5 \times 10^9$

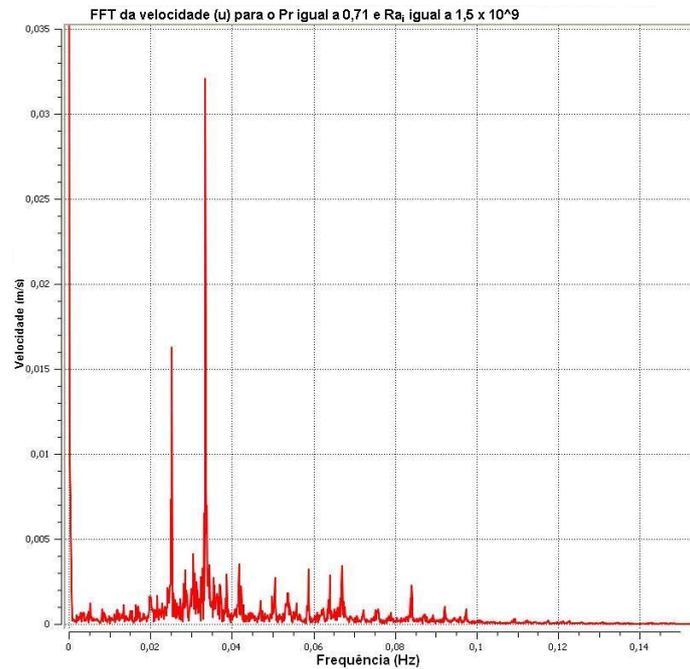


Figura 5.29: FFT da velocidade (u) em um ponto $(0,008,-0,018)$ para $Pr = 0,71$ e $Ra_i = 1,5 \times 10^9$

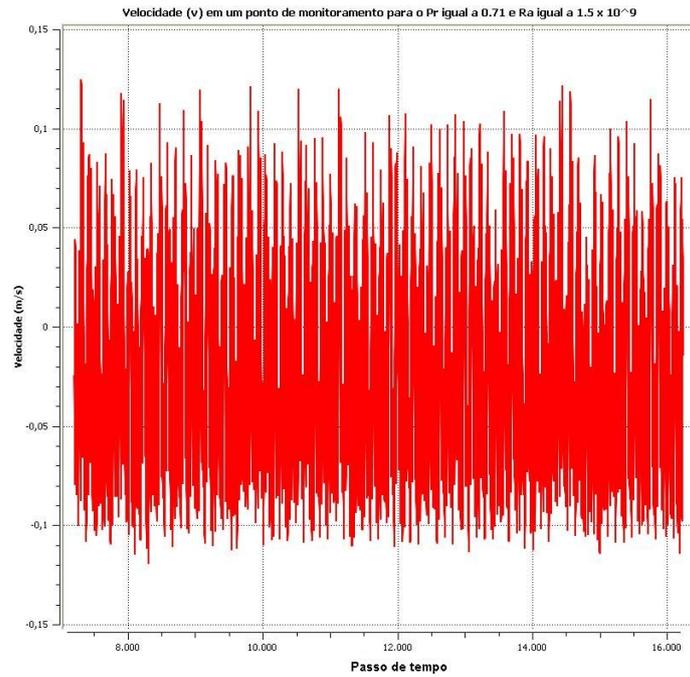


Figura 5.30: Velocidade (v) em um ponto $(0,008,-0,018)$ para $Pr = 0,71$ e $Ra_i = 1,5 \times 10^9$

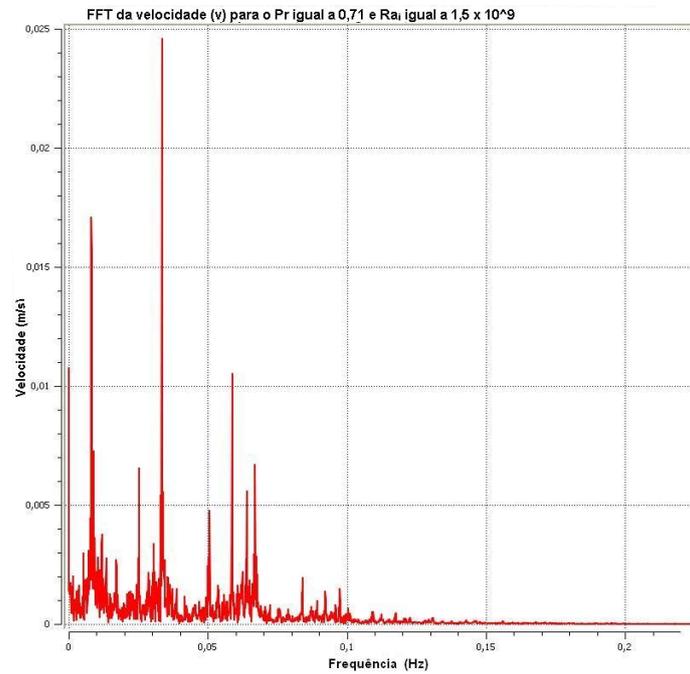


Figura 5.31: FFT da velocidade (v) em um ponto $(0,008,-0,018)$ para $Pr = 0,71$ e $Ra_i = 1,5 \times 10^9$

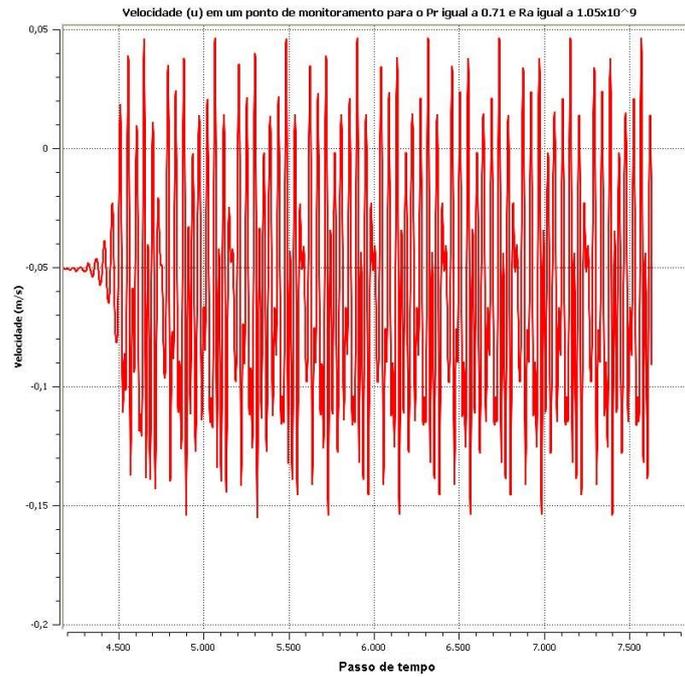


Figura 5.32: Velocidade (u) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,71$ e $Ra_i = 1,05 \times 10^9$

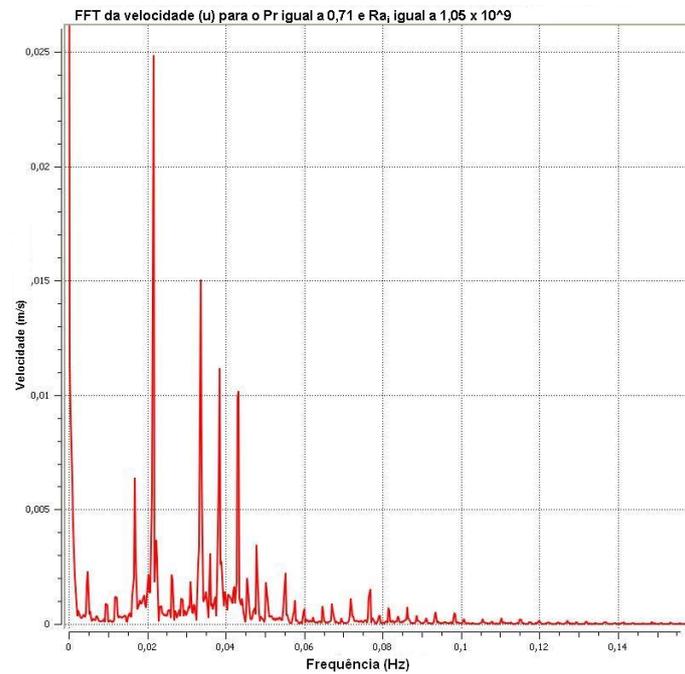


Figura 5.33: FFT da velocidade (u) em um ponto (0,008,-0,018) para $Pr = 0,71$ e $Ra_i = 1,05 \times 10^9$

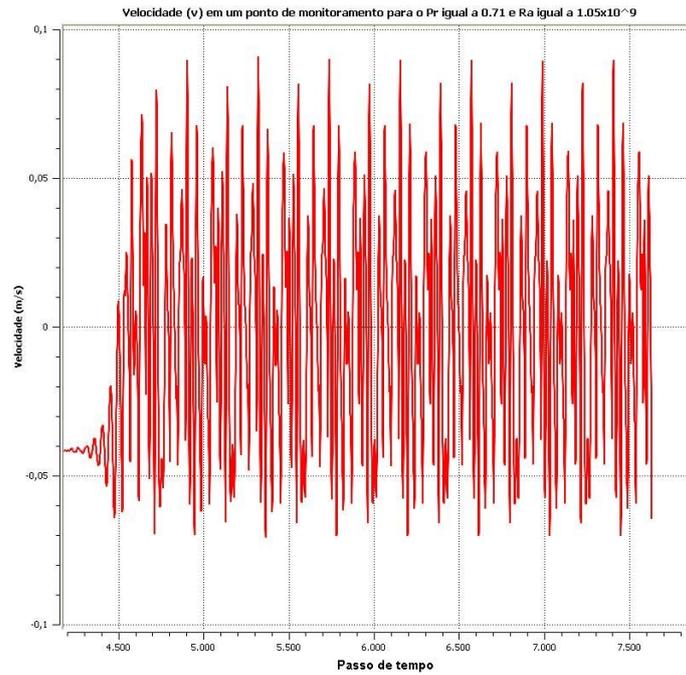


Figura 5.34: Velocidade (v) em um ponto $(0,008,-0,018)$ para $Pr = 0,71$ e $Ra_i = 1,05 \times 10^9$

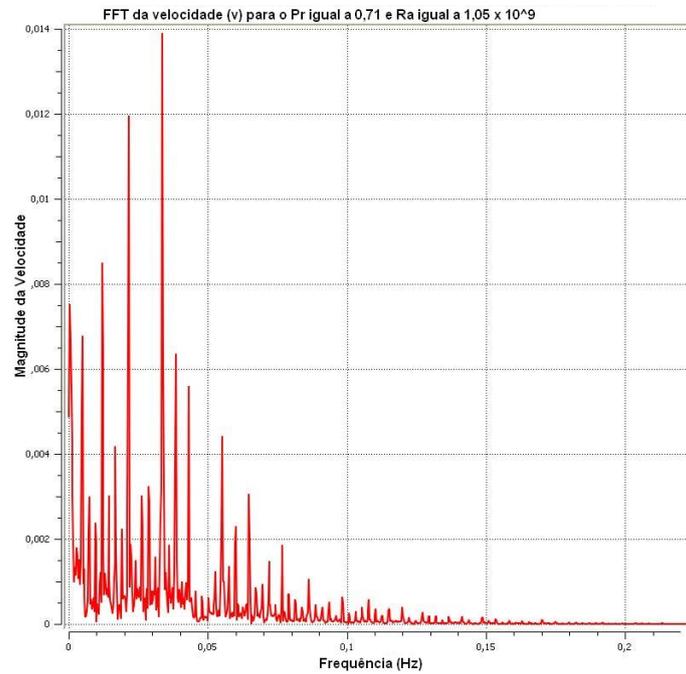


Figura 5.35: FFT da velocidade (v) em um ponto $(0,008,-0,018)$ para $Pr = 0,71$ e $Ra_i = 1,05 \times 10^9$

5.1.3 Regime turbulento

Uma análise da convergência de malha em um caso de Pr igual a 0,0321 e Ra_i igual a 10^{13} foi realizada com duas malhas (Malha 2 e Malha 3), a fim de verificar se na condição de altos valores de Ra_i pode-se utilizar malhas não muito refinadas sem comprometer a solução das equações governantes da convecção.

A tabela abaixo mostra que os números de Nusselt e temperaturas adimensionais média e máxima foram próximos, indicando a convergência de malha. Sendo assim todas as simulações do regime turbulento foram feitas com a Malha 2

Tabela 5.3: Convergência de malha para o Pr igual a 0,0321 e Ra_i igual a 10^{13}

	Malha 2	Malha 3
$Nu_{2,r}$	166,881768	161,1837
$Nu_{2,l}$	167,313685	161,1842
θ_{ave}	0,002981	0,003112
θ_{max}	0,006881	0,00693

O estudo do regime turbulento foi realizado para cada um dos números de Prandtl investigados a partir do momento que ao aplicar-se o modelo laminar transiente não houve convergência, ou seja, os resíduos aumentaram consideravelmente e os parâmetros não se estabilizaram.

No caso do fluido de Pr igual a 0,0321 tal fato ocorreu com o número de Rayleigh interno igual a 10^9 . Portanto, utilizando-se o modelo de turbulência SST-transiente, verificou-se que os resíduos reduziram (estiveram a baixo de 10^{-6} , que era o critério de convergência), e as oscilações dos parâmetros estabilizaram.

O modelo SST-transiente é mais recomendável em situações de regime completamente turbulento. Dessa forma, se a aplicação do mesmo ocorrer em casos em que há passagem de laminar-transiente para turbulento, tal modelo pode não ser viável para a análise do regime. Isso foi constatado com o Pr de 0,71 e Ra_i de 5×10^9 , uma vez que ao utilizar DNS (laminar transiente) e RANS (SST-transiente) não obteve-se a convergência em ambos modelos. Como a passagem de laminar estacionário para transiente e turbulento ocorre em um tempo relativamente curto,

o melhor modelo que se adequou nesse caso foi o LES WALE, visto ser viável de detectar a faixa laminar e também a turbulenta.

A turbulência também foi analisada no caso do fluido com Pr igual a 7,0 e Ra_i igual a 10^{13} , por meio do modelo SST-SAS, visto que a aplicação do laminar transiente não foi adequado. A faixa de Ra_i em que ocorreu a passagem de laminar-transiente para turbulento, para o Pr de 7,0, foi de 5×10^{12} a 10^{13} .

5.1.4 Resumo dos casos investigados

A figura 5.36 mostra o comportamento da taxa de transferência de calor (Nu_2) em função do número de Rayleigh interno (Ra_i). Observa-se pela mesma que ao aumentar o número de Prandtl aumentam-se os valores de Nu_2 .

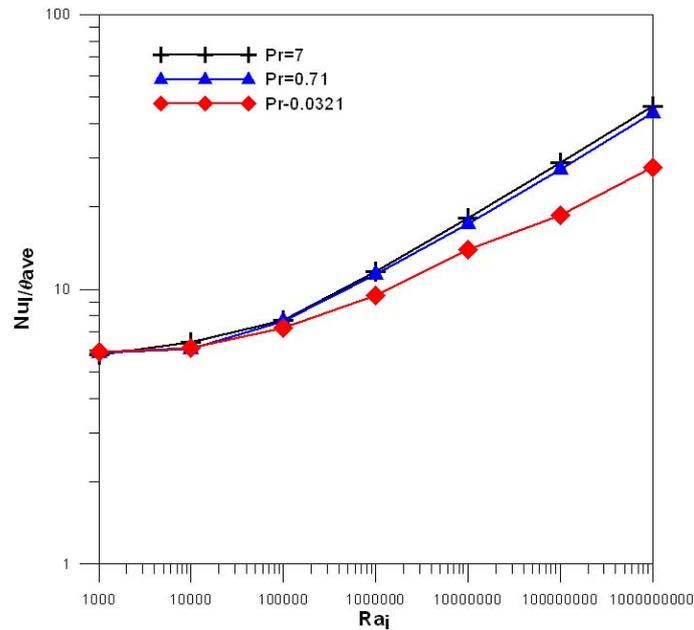


Figura 5.36: Relação entre Nu e Ra para a cavidade quadrada

A tabela 1 mostra todos os casos investigados na cavidade quadrada com tal condição de contorno apresentada nessa seção. É possível observar que à medida que aumentou-se o número de Pr aumentou-se o número de Rayleigh em que ocorreu a turbulência. Isso possivelmente ocorreu devido à maior resistência dos fluidos com maior viscosidade (maior número de Prandtl) em sofrer flutuações.

Tabela 5.4: Casos analisados na cavidade quadrada com paredes verticais isotérmicas e horizontais adiabáticas

Ra_i	$Pr=0,0321$	$Pr=0,71$	$Pr = 7,0$
$1,6 \times 10^2$	<i>Lam – Est</i>	<i>Lam – Est</i>	<i>Lam – Est</i>
10^3	<i>Lam – Est</i>	<i>Lam – Est</i>	<i>Lam – Est</i>
10^4	<i>Lam – Est</i>	<i>Lam – Est</i>	<i>Lam – Est</i>
10^5	<i>Lam – Est</i>	<i>Lam – Est</i>	<i>Lam – Est</i>
10^6	<i>Lam – Trans</i>	<i>Lam – Est</i>	<i>Lam – Est</i>
10^7	<i>Lam – Trans</i>	<i>Lam – Est</i>	<i>Lam – Est</i>
10^8	<i>Lam – Trans</i>	<i>Lam – Est</i>	<i>Lam – Est</i>
10^9	<i>Turb</i>	<i>Lam – Est</i>	<i>Lam – Est</i>
10^{10}	<i>Turb</i>	<i>Turb</i>	<i>Lam – Est</i>
10^{11}	<i>Turb</i>	–	<i>Lam – Est</i>
10^{12}	<i>Turb</i>	–	<i>Lam – Est</i>
5×10^{12}	–	–	<i>Lam – T</i>
10^{13}	–	–	<i>Turb</i>

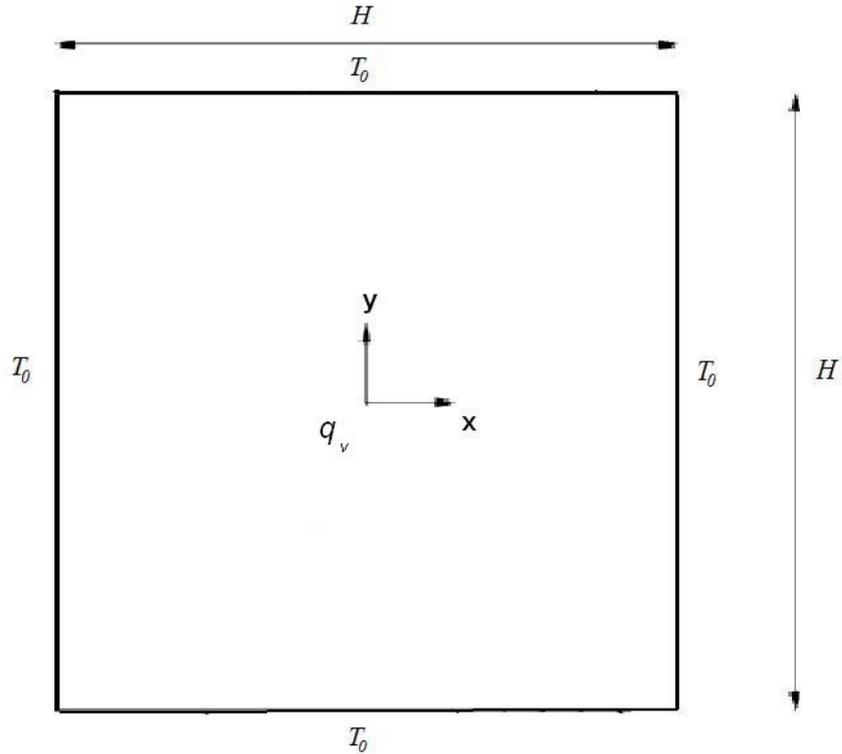


Figura 5.37: Esquema de cavidade com geração de calor volumétrica, todas as paredes isotérmicas.

5.2 Cavidade bidimensional quadrada com todas as paredes isotérmicas

Essa cavidade com tal condição de contorno, ou seja, com todas as paredes isotérmicas (temperatura de $273K$) foi utilizada para simular um caso estudado por Horvat et al. (2001), cujo número de Prandtl aplicado foi 0,25 e o número de Rayleigh utilizado foi de 10^{11} . O problema é ilustrado na figura 5.37.

As condições de contorno são as seguintes:

$$u = v = 0, \quad T = T_0 \quad \text{em} \quad x = 0 \quad (5.14)$$

$$u = v = 0, \quad T = T_0 \quad \text{em} \quad x = H \quad (5.15)$$

$$u = v = 0, \quad T = T_0 \quad \text{em} \quad y = 0 \quad (5.16)$$

$$u = v = 0, T = T_0 \quad \text{em} \quad y = H \quad (5.17)$$

Podemos mostrar, com o mesmo procedimento usado na seção anterior, que a soma dos fluxos térmicos adimensionais das quatro paredes isotérmicas é igual a 1:

$$Nu_{1,b} + Nu_{1,t} + Nu_{1,l} + Nu_{1,r} = 1 \quad (5.18)$$

onde os subscritos b, t, l, r representam respectivamente as paredes inferior, superior, esquerda e direita.

A maioria dos trabalhos utiliza a definição do número de Nusselt, que está relacionado com o coeficiente de transferência de calor h , cuja definição é representada pela seguinte equação:

$$h(\mathbf{r}, t) = \frac{q_w(\mathbf{r}, t)}{T_{ave}(t) - T_0} \quad (5.19)$$

onde $T_{ave}(t)$ é a temperatura média na cavidade.

Sendo assim, o número de Nusselt é representado por:

$$Nu_2(\mathbf{r}, t) = \frac{h(\mathbf{r}, t)H}{k} \quad (5.20)$$

onde H é a altura da cavidade e k é a condutividade térmica do fluido.

Usando a definição da temperatura adimensional θ

$$\theta = \frac{T - T_0}{q_v H^2 / k}$$

Podemos estabelecer facilmente a relação entre o fluxo térmico adimensional e o número de Nusselt, Nu_1 e Nu_2 :

$$Nu_2 = \frac{Nu_1}{\theta_{ave}} \quad (5.21)$$

onde θ_{av} é a temperatura adimensional na cavidade.

Assim como Horvat et al. (2001), foi empregado o modelo de turbulência LES, todavia utilizou-se o LES WALE em vez do Smagorinsk aplicado no trabalho dos mesmos, a fim de comparação dos resultados obtidos. Também foi empregado o modelo SST-transiente, com o objetivo de comparar as aplicações dos dois modelos.

Os gráficos que relacionam o número de Nusselt ao longo do tempo de simulação apresentam os valores de Nu_2 da equação 5.20.

Os resultados encontrados por meio do modelo *SST*-transiente, mostrados na figura 5.38, expõem o mesmo comportamento da taxa de transferência nas paredes da cavidade obtido por Horvat et al. (2001) , ou seja, maiores valores de Nusselt são encontrados na parede superior e os menores na parede inferior. Conforme mostram as figuras 5.39 e 5.40, observa-se que os resultados encontrados utilizando-se o modelo LES WALE também foram similares aos apresentados por Horvat et al. (2001).

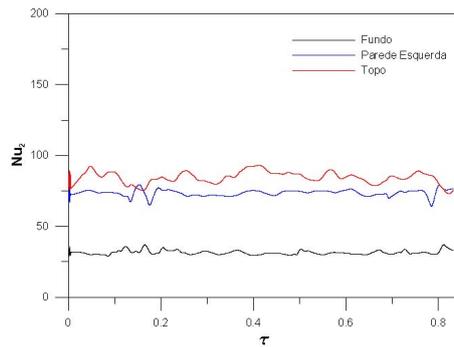


Figura 5.38: Números de Nu_2 para Pr igual a 0,25 e Ra igual a 10^{11} obtidos pelo modelo SST-transiente

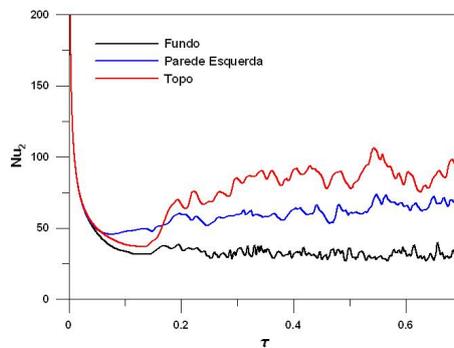


Figura 5.39: Números de Nu_2 para Pr igual a 0,25 e Ra igual a 10^{11} obtidos pelo modelo LES WALE

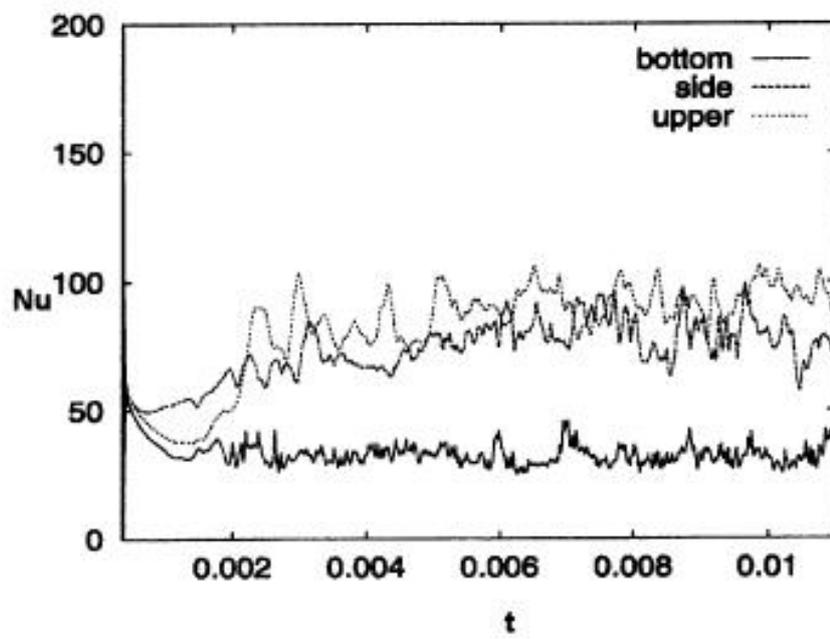


Figura 5.40: Números de Nu_2 para Pr igual a 0,25 e Ra igual a 10^{11} obtidos pelo modelo LES-Smagorinsk realizado por Horvat et al. (2001)

5.3 Caverna bidimensional semicircular

Um estudo do comportamento de fluidos com Pr iguais a 7 e 6, 13 foi realizado aplicando-se Ra_i na faixa de 10^9 a 10^{15} . Tais análises tiveram por objetivo avaliar a influência do número de Prandtl, ou seja, das propriedades do fluido na taxa de transferência de calor em uma caverna de geometria semi-circular. Considere-se que a superfície semi-circular inferior e a superfície plana superior são mantidas em condições de parede isotérmica, com uma temperatura constante T_0 igual a $293K$. O problema físico avaliado é representado pela figura 5.41.

As condições de contorno utilizadas nessas análises são as seguintes:

$$\mathbf{U} = 0, \quad T = T_0 \quad \text{em} \quad \text{superfície superior} \quad (5.22)$$

$$\mathbf{U} = 0, \quad T = T_0 \quad \text{em} \quad \text{superfície inferior} \quad (5.23)$$

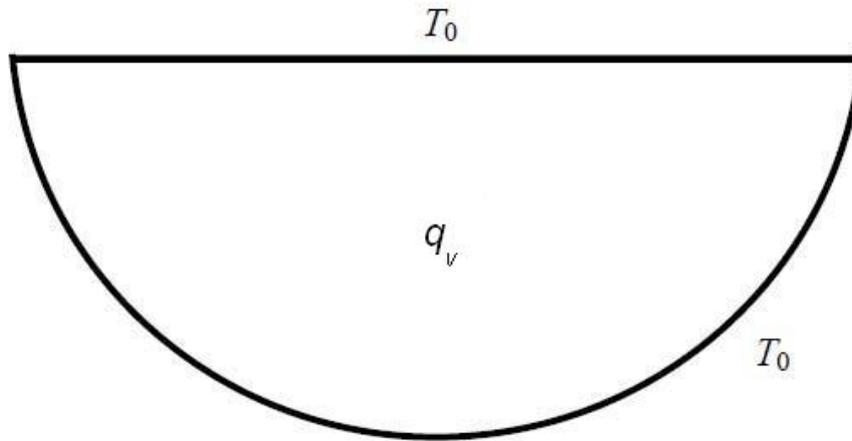


Figura 5.41: Esquema de caverna bidimensional semicircular com geração de calor volumétrica e todas as paredes isotérmicas.

No regime de convecção natural estacionária, uma relação entre os fluxos térmicos adimensionais da parede do topo ($Nu_{1,t}$) e da parede do fundo ($Nu_{1,b}$) do semicírculo é mostrada pela sequência de equações seguintes.

Pela conservação de energia, temos

$$q_v \frac{\pi R^2}{2} \Delta z = (q_{w,B} \pi R + q_{w,T} 2R) \Delta z \quad (5.24)$$

onde q_{wb} é o fluxo térmico médio na superfície inferior, q_{wt} é o fluxo térmico médio na superfície superior e Δz é a profundidade da cavidade na direção transversal.

$$q_v \frac{\pi r}{2} = q_{w,b} \pi + 2q_{w,t} \quad (5.25)$$

$$\frac{\pi}{2} = \pi \frac{q_{w,b}}{q_v R} + 2 \frac{q_{w,t}}{q_v R} \quad (5.26)$$

Lembrando a definição do fluxo térmico adimensional, Nu_1

$$Nu_1 = \frac{q_w}{q_v H}$$

Temos então a seguinte relação entre os fluxos térmicos adimensionais das duas paredes,

$$Nu_{1,b} \pi + 2Nu_{1,t} = \frac{\pi}{2} \quad (5.27)$$

As simulações foram realizadas com o modelo de turbulência *SST*-transiente e o passo de tempo utilizado foi de 0,01s. O teste de convergência de malha foi feito tanto para o Pr igual a 7,0 quanto para 6,13, no caso de Ra igual a 10^{12} . Foram utilizadas duas malhas estruturadas não uniformes com refinamento nas paredes, denominadas de Malha-4 e Malha-5, cujas informações estão mais detalhadas na tabela 2 do Apêndice. A convergência de malha ocorreu e por isso a malha menos refinada (Malha-4) foi utilizada nessas simulações.

A figura 5.42 mostra a relação entre o número de Rayleigh (Ra_i) e o número de Nusselt, obtido pela divisão do Nu_1 com a temperatura adimensional média na cavidade ($Nu_2 = Nu_1 / \Theta$), além da comparação dos valores numéricos com correlações experimentais obtidas por Kulacki e Emara (1976), equação (5.28) e, Mayinger et al. (1976), equações (5.29) e (5.30). Observa-se pela mesma que os valores de Nusselt na parede do fundo da cavidade foram bem próximos aos valores experimentais, tanto para o Pr igual a 6,13 quanto para 7,0.

$$Nu_{2,t} = 0,403Ra^{0,226} \quad (5.28)$$

$$Nu_{2,b} = 0,54Ra^{0,226} \quad (5.29)$$

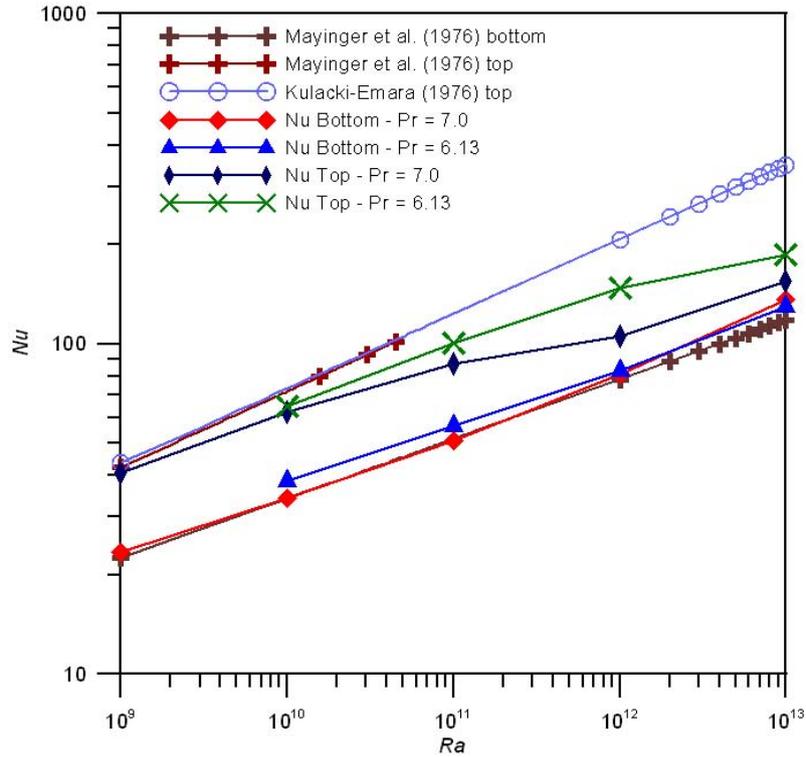


Figura 5.42: Relação entre Nu_2 e Ra para Pr iguais a 7,0 e 6,13.

$$Nu_{2,T} = 0,36Ra^{0,23} \quad (5.30)$$

Também é possível observar pelo gráfico que, os valores de Nu_2 tanto na parede do fundo quanto na parede superior para o Pr igual a 6,13 foram ligeiramente maiores que os valores fornecidos pelo Pr igual a 7,0. O motivo para tal diferença está relacionado com o efeito- α , ou seja, efeito de condução de estratificação. De acordo com esse efeito, fluidos com baixo número de Pr (menor viscosidade, alta difusividade térmica e consequentemente alta condutividade) apresentam forte estabilidade das camadas de estratificação e transferência de calor por condução dominante nas mesmas.

As figuras 5.43, 5.44, 5.45, 5.46, 5.47, 5.48, 5.49, 5.50, 5.51, 5.52, 5.53, 5.54, 5.55, 5.56, 5.57 e 5.58 mostram os campos de distribuição de temperatura e velocidade obtidos para os dois números de Pr .

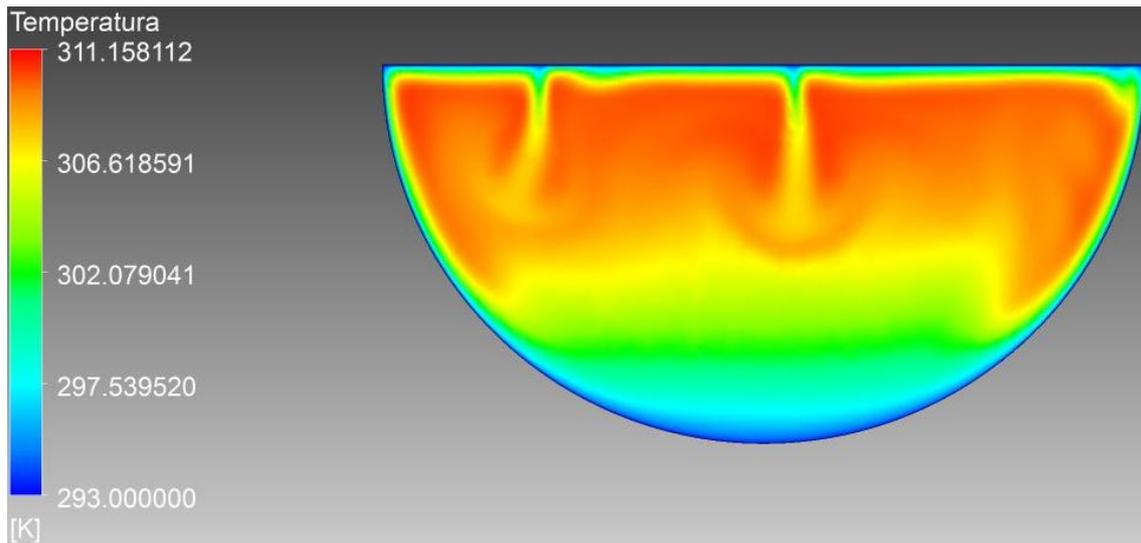


Figura 5.43: Campo de temperatura para $Pr = 6, 13$ e $Ra_i = 10^{10}$

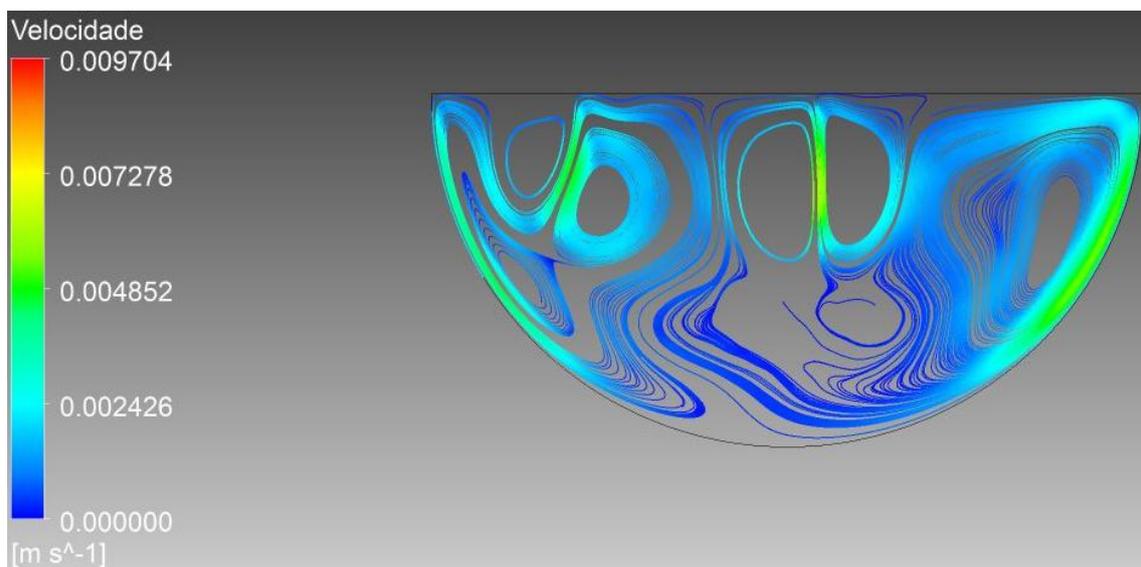


Figura 5.44: Campo de velocidade para $Pr = 6, 13$ e $Ra_i = 10^{10}$

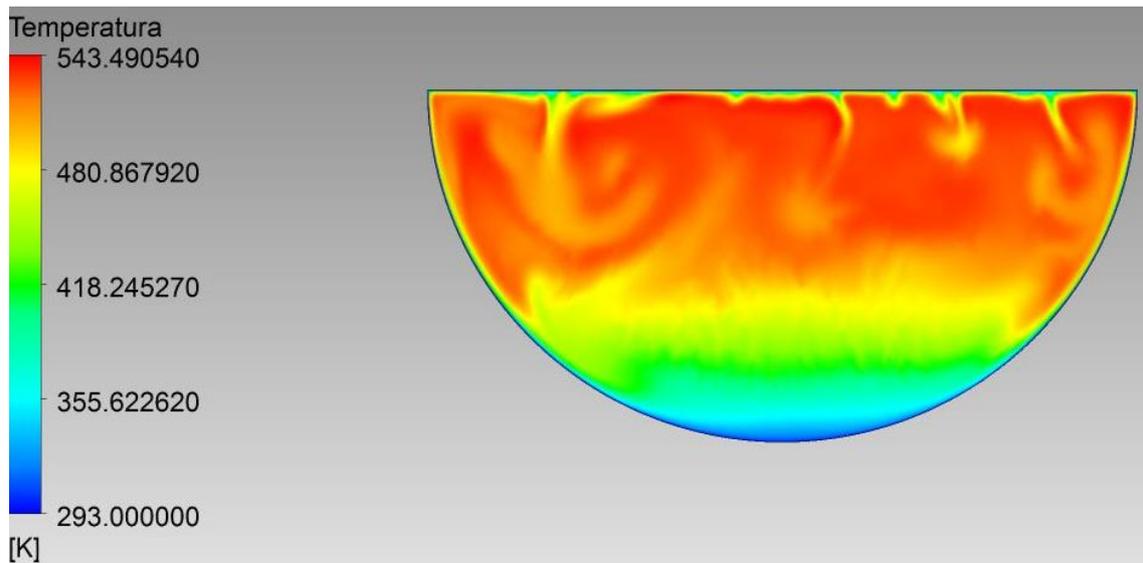


Figura 5.45: Campo de temperatura para $Pr = 7,0$ e $Ra_i = 10^{10}$

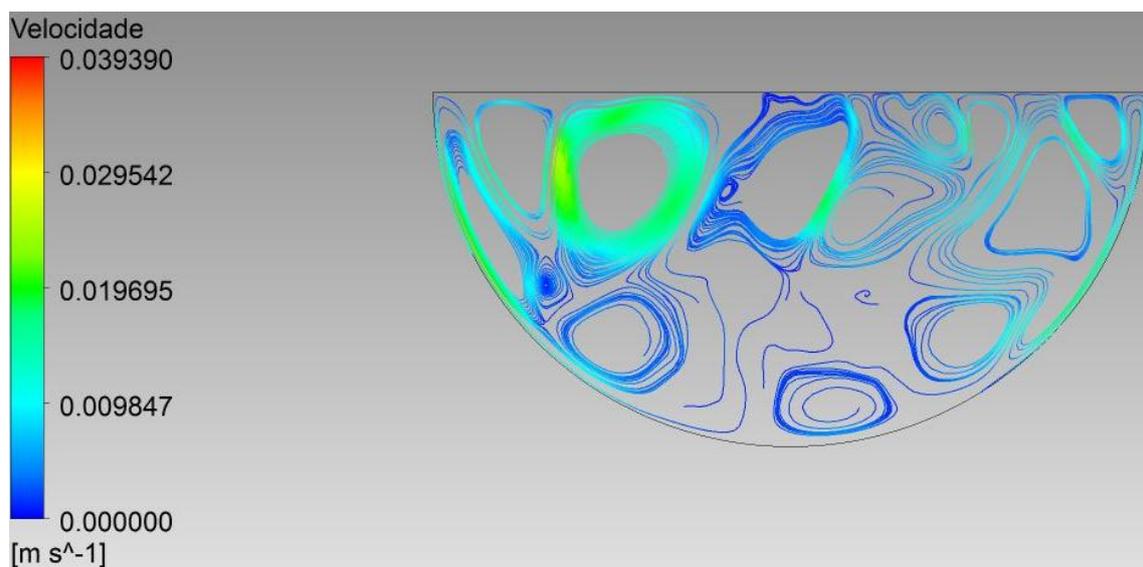


Figura 5.46: Campo de velocidade para $Pr = 7,0$ e $Ra_i = 10^{10}$

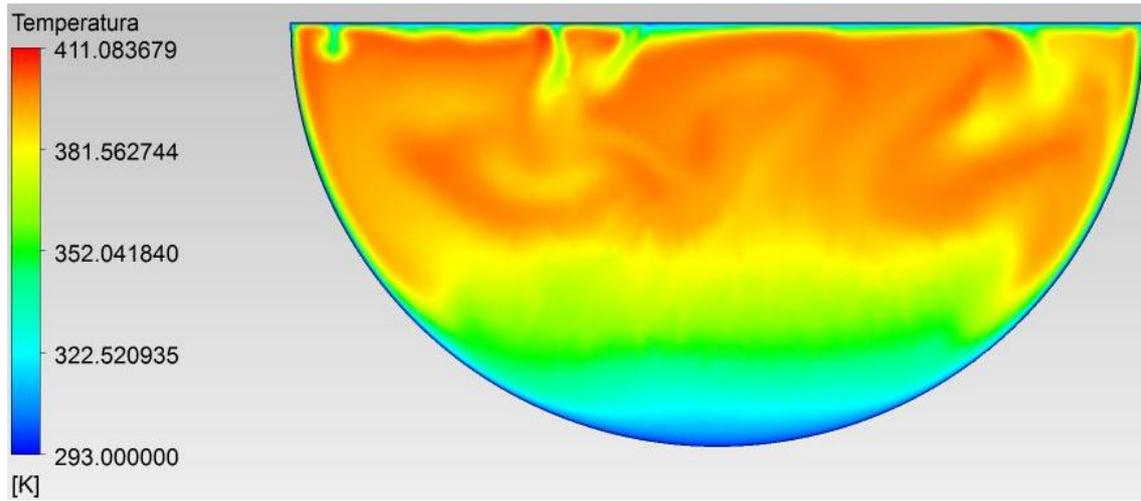


Figura 5.47: Campo de temperatura para $Pr = 6, 13$ e $Ra_i = 10^{11}$

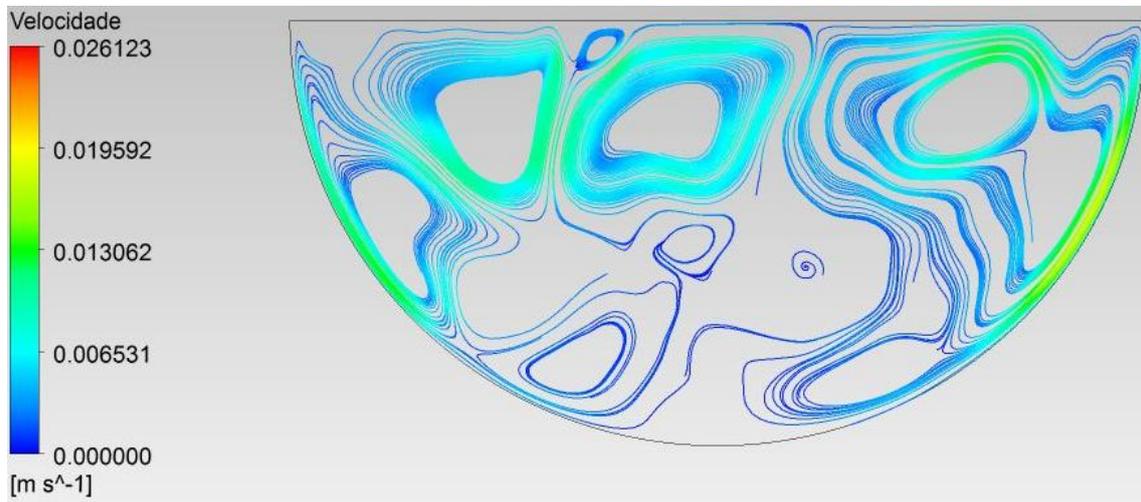


Figura 5.48: Campo de velocidade para $Pr = 6, 13$ e $Ra_i = 10^{11}$

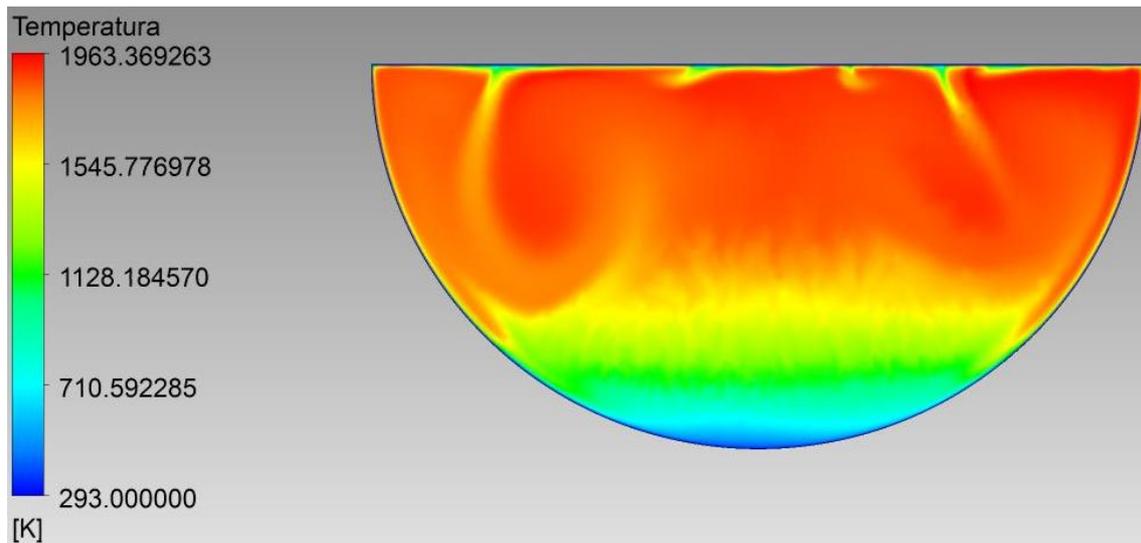


Figura 5.49: Campo de temperatura para $Pr = 7,0$ e $Ra_i = 10^{11}$

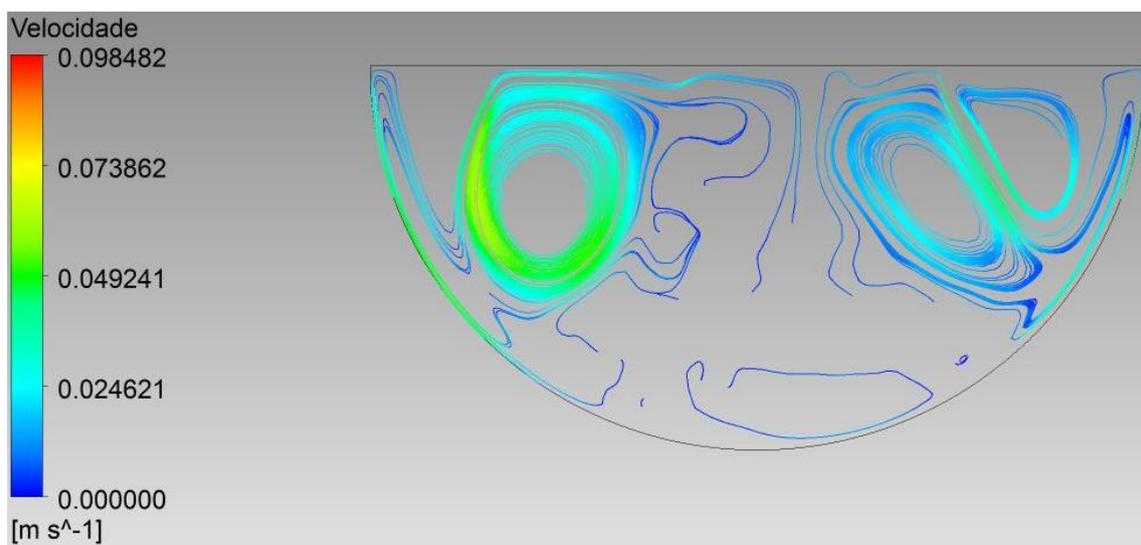


Figura 5.50: Campo de velocidade para $Pr = 7,0$ e $Ra_i = 10^{11}$

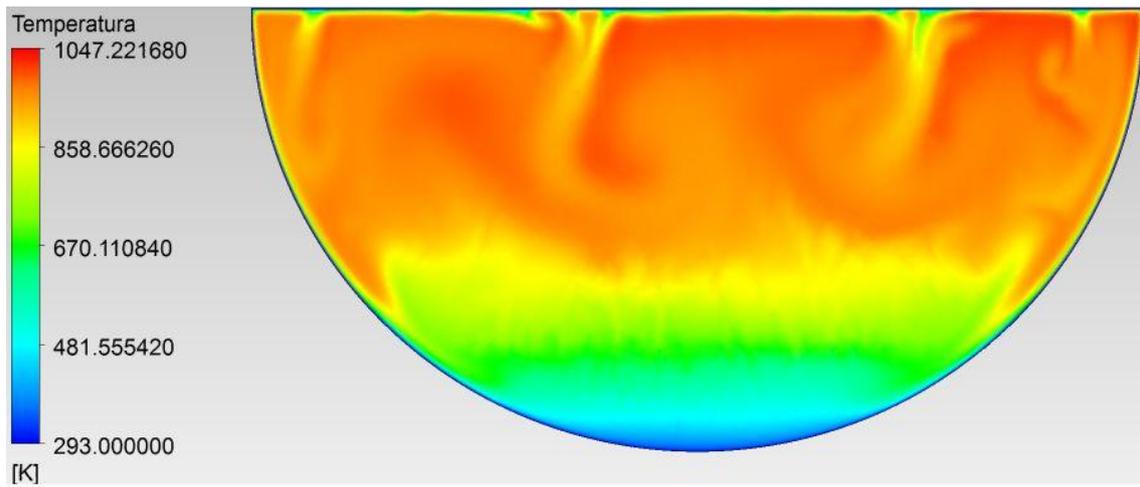


Figura 5.51: Campo de temperatura para $Pr = 6, 13$ e $Ra_i = 10^{12}$

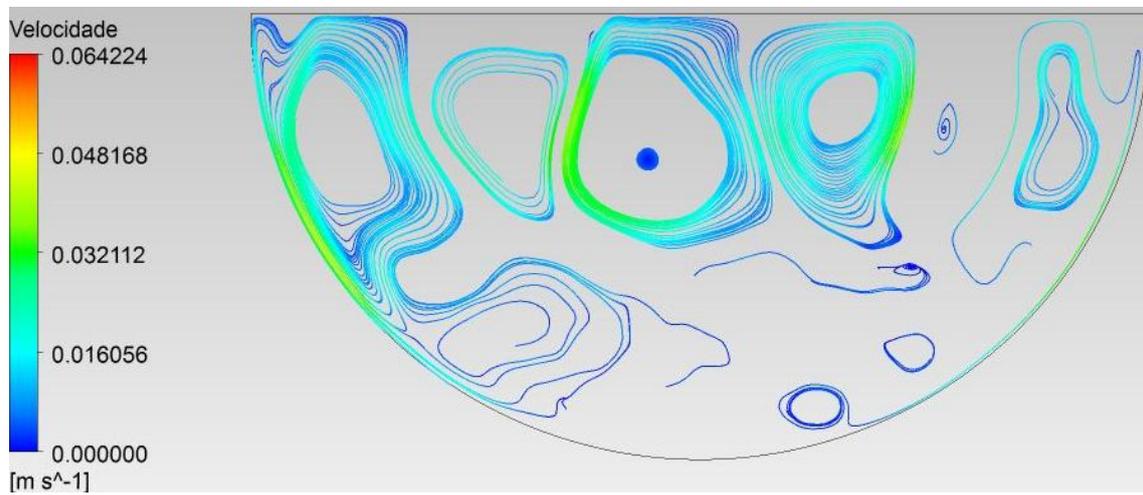


Figura 5.52: Campo de velocidade para $Pr = 6, 13$ e $Ra_i = 10^{12}$

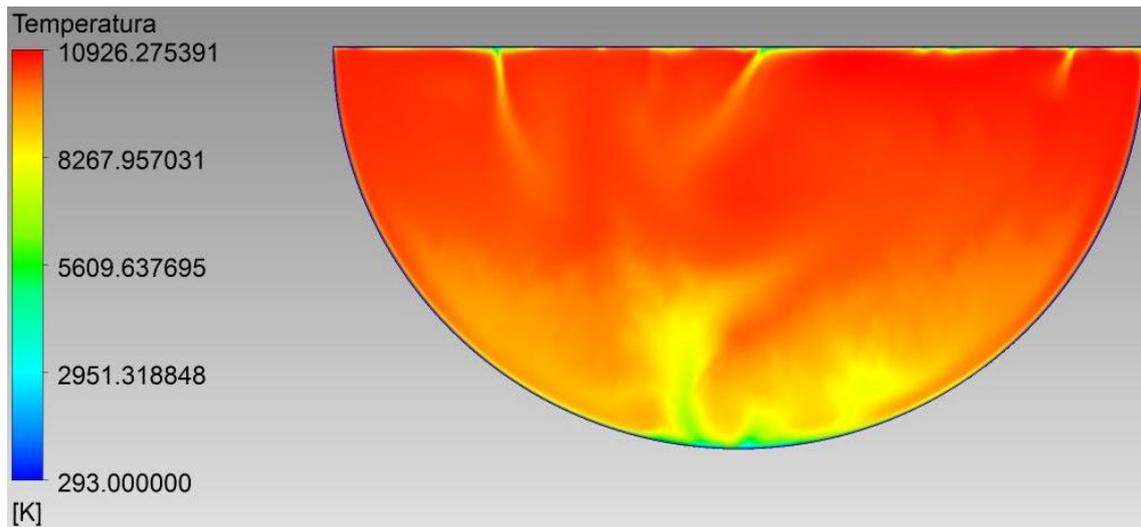


Figura 5.53: Campo de temperatura para $Pr = 7,0$ e $Ra_i = 10^{12}$

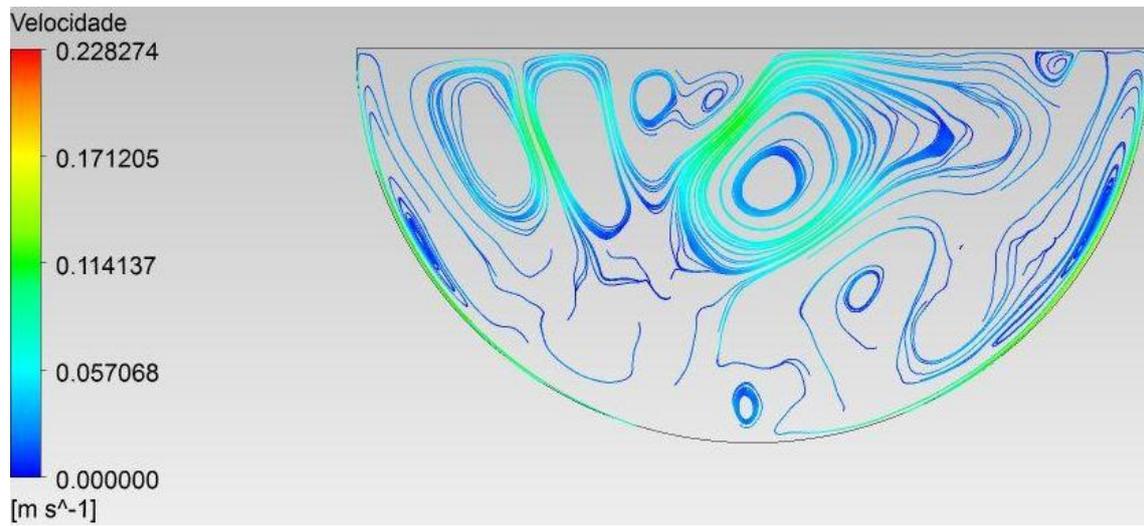


Figura 5.54: Campo de velocidade para $Pr = 7,0$ e $Ra_i = 10^{12}$

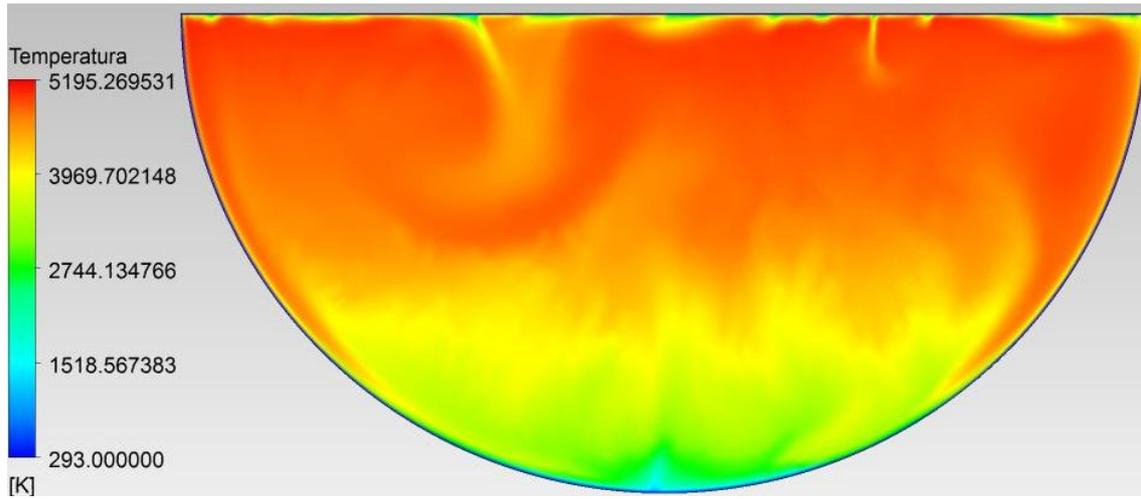


Figura 5.55: Campo de temperatura para $Pr = 6, 13$ e $Ra_i = 10^{13}$

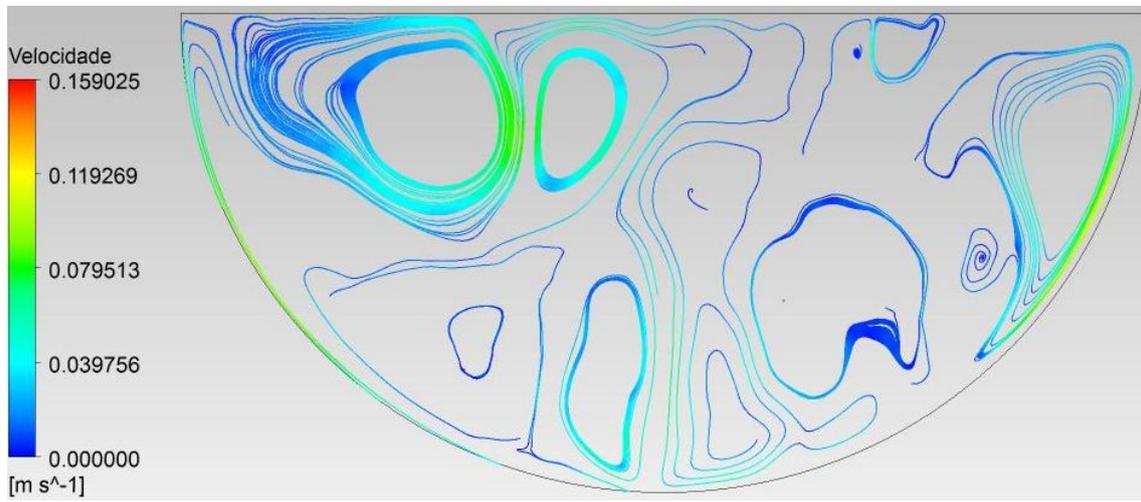


Figura 5.56: Campo de velocidade para $Pr = 6, 13$ e $Ra_i = 10^{13}$

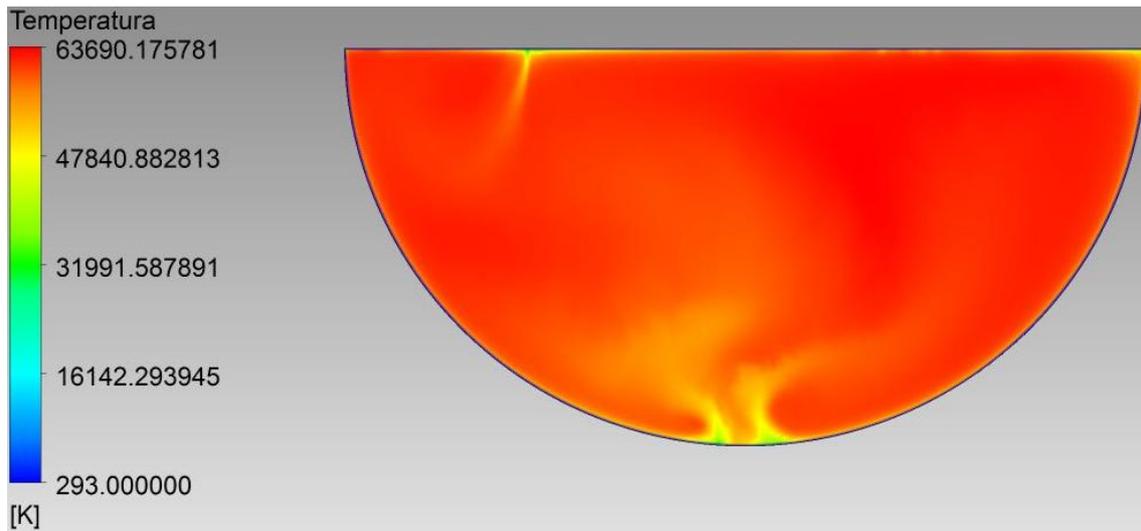


Figura 5.57: Campo de temperatura para $Pr = 7,0$ e $Ra_i = 10^{13}$

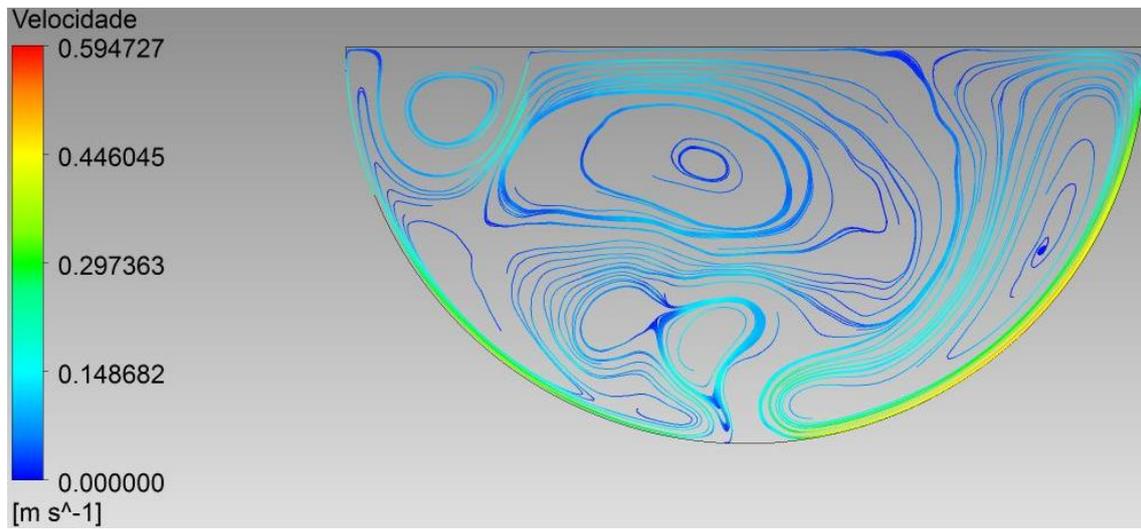


Figura 5.58: Campo de velocidade para $Pr = 7,0$ e $Ra_i = 10^{13}$

Capítulo 6

Conclusões e Sugestões

A análise da convecção natural de calor em uma condição de acidente severo em reatores nucleares tem sido bastante aplicada para a predição correta do comportamento de reatores nucleares em situações de acidente com fusão do núcleo. O estudo com base nas equações de conservação de energia, massa e as equações de Navier-Stokes, aplicando-se a aproximação de Boussinesq e adimensionalização, tem gerado bons resultados, além de possibilitar a simplificação do complexo processo de convecção natural por meio da análise apenas dos números adimensionais de Rayleigh interno (Ra_i) e Prandtl (Pr).

6.1 Conclusões

Baseado nas simulações computacionais realizadas, algumas conclusões foram obtidas.

Observou-se que na faixa de Ra_i de 10^2 a 10^5 o comportamento do fluido foi estacionário, em todos os números de Prandtl avaliados (0,0321, 0,71 e 7,0), nas análises realizadas em cavidade quadrada com paredes verticais isotérmicas e horizontais adiabáticas. A análise da convergência de malha realizada por simulações feitas com três malhas, 100×100 , 200×200 e 400×400 , indicou que a solução estacionária apresentou convergência tanto para Pr igual a 0,0321, quanto para 0,7. A convergência temporal demonstrou que a ferramenta de CFX é viável para o estudo da condição transiente da convecção natural.

O número de Rayleigh crítico para mudança de regimes laminar estacionário para o transiente, no caso do Pr igual a 0,0321 foi de $5,88 \times 10^5$, no caso do Pr igual a 0,71 foi $1,05 \times 10^9$, e no caso de Pr igual a 7,0 tal valor se encontrou na faixa de Ra_i de 10^{12} a $2,5 \times 10^{12}$.

As análises com o Pr igual a 0,0321 constataram que o número de Ra_i em que ocorreu o início da turbulência foi de 10^9 . A turbulência foi inicialmente observada no fluido com Pr igual a 0,71 na condição de Ra_i aproximadamente igual a 10^{10} , utilizando-se como modelo de turbulência o SST-transiente. Tal fenômeno por sua vez foi observado inicialmente, no fluido de Pr igual a 7,0, quando o Ra_i foi 10^{13} , utilizando-se neste caso o modelo SST-SAS.

Os resultados obtidos na simulação com o modelo de turbulência LES-WALE, realizada na cavidade quadrada com todas as paredes isotérmicas, foram qualitativamente similares aos obtidos por Horvat et al. (2001). O modelo SST-transiente também foi adequado nessa análise uma vez que forneceu resultados na mesma ordem de grandeza os obtidos pelo modelo LES.

As simulações realizadas nas cavidades semicircular mostraram a influência do número de Pr (6,13 e 7,0) no comportamento da taxa de transferência de calor nas paredes do fundo e do topo, além de fornecer resultados de Nu_b próximos aos gerados por uma correlação empírica apresentada na literatura.

Todas essas análises contribuíram para uma melhor compreensão do fenômeno convectivo em cavidades, assim como de alguns fatores que podem influenciar a transferência de calor por convecção, como as propriedades do fluido, as condições de contorno e até mesmo a própria geometria do local onde se encontra o fluido. Esse trabalho também contribuiu para uma visão geral do papel das simulações numéricas computacionais no estudo da convecção natural decorrente de um acidente severo em reatores nucleares.

A convecção natural é um fenômeno que apresenta uma riqueza de complexidades e seu estudo na engenharia nuclear, motivado principalmente pelo cenário de acidente severo, tem recebido muita atenção em decorrência da possibilidade da utilização de programas computacionais para o fornecimento de informações seguras.

6.2 Sugestões a trabalhos futuros

Para dar continuidade ao presente trabalho, sugere-se as seguintes propostas para trabalhos futuros:

1. Desenvolver soluções numéricas das equações de Navier-Stokes para convecção natural em cavidades de fluidos com geração interna de calor, usando a técnica de transformada integral generalizada (GITT) e também o código de fontes abertas OpenFOAM para a co-validação de métodos computacionais, verificando as soluções numéricas obtidas no presente trabalho.
2. Realizar a simulação numérica direta (DNS) e a simulação de grandes escalas (LES) da convecção natural turbulenta.
3. Validar os modelos de turbulência comparando os resultados numéricos obtidos com resultados da DNS e LES com dados experimentais disponíveis.
4. Investigar a influência do número de Prandtl no regime de escoamento e transferência de calor, e determinar os números de Rayleigh críticos para uma ampla faixa de número de Prandtl.
5. Investigar a influência de condições de contorno térmicas, considerando principalmente as quatro combinações para cavidades retangulares: i) duas paredes verticais isotérmicas e duas paredes horizontais adiabáticas; ii) quatro paredes isotérmicas; iii) a parede horizontal superior isotérmica e as demais adiabáticas; e iv) a parede horizontal inferior isotérmica e as demais adiabáticas.
6. Investigar a influência da razão de aspecto da cavidade retangular, definida como a razão entre a altura H e a largura L , no regime de escoamento e comportamento de transferência de calor. Para diferentes razões de aspectos (AR), os fenômenos físicos apresentados podem ser bem distintos, para uma mesma combinação de Pr e Ra .
7. Estudar o problema de aquecimento combinado pela geração interna de calor e pela diferença de temperaturas em duas paredes verticais isotérmicas, repre-

sentados respectivamente pelos números de Rayleigh interno (Ra_i) e externo (Ra_e), e determinar os regimes de escoamento em função de Pr , Ra_i e Ra_e .

8. Realizar simulação computacional de cavidade tridimensional, e comparar com resultados de simulação bidimensional, para determinar os efeitos da tridimensionalidade, para o caso de cavidade rectangular.
9. Aprofundar estudos computacionais de cavidade semi-circular bidimensional e cavidade tridimensional semi-esférica, e investigar o regime de escoamento e comportamento de transferência de calor, em função de Pr , Ra e a razão entre a altura da cavidade e o raio da semi-esfera (H/R).
10. Estudar o problema de transferência de calor conjugado de condução de calor na parede da cavidade e a convecção natural em cavidade de um fluido com geração interna de calor, e investigar o efeito da presença da parede no regime de escoamento e o comportamento de transferência de calor.

Apêndice I

Parâmetros computacionais usados nas simulações

Tabela 1: Estatísticas das malhas utilizadas nas simulações

Cavidade quadrada		
	Nós	Elementos
Malha-1	20402	10000
Malha-2	80420	40000
Malha-3	321602	160000
Cavidade semicircular		
Malha-4	24484	11857
Malha-5	514512	256483

Tabela 2: Estatísticas das simulações com o Pr igual a 0,0321

Regime laminar estacionário	
Análise do tempo	Estacionário
Passo de tempo	-
Modelo	Laminar
Discretização do termo advectivo	Alta resolução
Discretização do termo transiente	-
Critério de Convergência	Resíduos máximos menores ou iguais a 10^{-7}
Regime laminar transiente	
Análise do tempo	Transiente
Passo de tempo	$10^{-3}s$
Modelo	Laminar
Discretização do termo advectivo	Alta resolução
Discretização do termo transiente	Segunda Ordem Implícita de Euler
Critério de Convergência	Resíduos médios menores ou iguais a 10^{-6}
Regime turbulento	
Análise do tempo	Transiente
Passo de tempo	$10^{-3}s$
Modelo	SST
Discretização do termo advectivo	Alta resolução
Discretização do termo transiente	Segunda Ordem Implícita de Euler
Critério de Convergência	Resíduos médios menores ou iguais a 10^{-6}

Tabela 3: Estatísticas das simulações com o Pr igual a 0,71

Regime laminar estacionário	
Análise do tempo	Estacionário
Passo de tempo	-
Modelo	Laminar
Discretização do termo advectivo	Alta resolução
Discretização do termo transiente	-
Critério de Convergência	Resíduos médios menores ou iguais a 10^{-6}
Regime laminar transiente	
Análise do tempo	Transiente
Passo de tempo	$10^{-2}s$
Modelo	Laminar
Discretização do termo advectivo	Alta resolução
Discretização do termo transiente	Segunda Ordem Implícita de Euler
Critério de Convergência	Resíduos médios menores ou iguais a 10^{-6}
Regime turbulento	
Análise do tempo	Transiente
Passo de tempo	$10^{-4}s$
Modelo	SST
Discretização do termo advectivo	Alta resolução
Discretização do termo transiente	Segunda Ordem Implícita de Euler
Critério de Convergência	Resíduos médios menores ou iguais a 10^{-6}

Tabela 4: Estatísticas das simulações com o Pr igual a 7,0

Regime laminar estacionário	
Análise do tempo	Estacionário
Passo de tempo	-
Modelo	Laminar
Discretização do termo advectivo	Alta resolução
Discretização do termo transiente	-
Critério de Convergência	Resíduos médios ou iguais a 10^{-6}
Regime laminar transiente	
Análise do tempo	Transiente
Passo de tempo	$10^{-1}s$
Modelo	Laminar
Discretização do termo advectivo	Alta resolução
Discretização do termo transiente	Segunda Ordem Implícita de Euler
Critério de Convergência	Resíduos médios menores ou iguais a 10^{-6}
Regime turbulento	
Análise do tempo	Transiente
Passo de tempo	$10^{-2}s$
Modelo	SST-SAS
Discretização do termo advectivo	Alta resolução
Discretização do termo transiente	Segunda Ordem Implícita de Euler
Critério de Convergência	Resíduos médios menores ou iguais a 10^{-6}

Referências Bibliográficas

- Acharya, S. e Goldstein, R. (1983). Natural convection in an externally heated vertical or inclined square box containing internal energy sources. *Journal of Heat Transfer*, 107:855–866.
- Arcidiacono, S., Di Piazza, I., e Ciofalo, M. (2001). Low-prandtl number natural convection in volumetrically heated rectangular enclosures - ii. square cavity, ar=1. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44(3):537–550.
- Asfia, F. J., Frantz, B., e Dhir, V. K. (1996). Experimental investigation of natural convection heat transfer in volumetrically heated spherical segments. *Journal of Heat Transfer-Transactions of the Asme*, 118(1):31–37.
- Baker Jr, L., Faw, R. E., e Kulacki, F. A. (1976). Postaccident heat removal .1. heat-transfer within an internally heated, nonboiling liquid layer. *Nuclear Science and Engineering*, 61(2):222–230.
- Bolshov, L. A., Kondratenko, P. S., e Strizhov, V. F. (1998). A semiquantitative theory of convective heat transfer in a heat-generating fluid. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41(10):1223–1227.
- Chen, S. e Krafczyk, M. (2009). Entropy generation in turbulent natural convection due to internal heat generation. *International Journal of Thermal Sciences*, 48(10):1978–1987.
- Churbanov, A. G., Vabishchevich, P. N., Chudanov, V. V., e Strizhov, V. F. (1994). A numerical study on natural-convection of a heat-generating fluid in rectangular enclosures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 37(18):2969–2984.

- CNEN (1997). Segurança na operação de usinas nucleoeletricas. In *Instalações Nucleares*, volume 1.26, página 7. Comissão Nacional de Engenharia Nuclear.
- Dinh, T. e Nourgaliev, R. (1997). Turbulence modelling for large volumetrically heated liquid pools. *Nuclear Engineering and Design*, 169:131–150.
- Egorov, Y. e Menter, F. R. (2007). Development and application of sst-sas turbulence model in the desider project. In *Second Symposium on Hybrid RANS-LES Methods*, páginas 1–10, Corfu, Greece.
- Emara, A. e Kulacki, F. (1980). A numerical investigation of thermal convection in a heat-generating fluid layer. *Journal of Heat Transfer*, 102:531–537.
- Farhadieh, R. e Baker Jr, L. (1978). Experimental studies of growth of an internally heated liquid pool in a solid bed. *Nuclear Science and Engineering*, 65:394–400.
- Farouk, B. (1998). Turbulent thermal convection in an enclosure with internal heat generation. *Journal of Heat Transfer*, 110:126–132.
- Faw, R. e Baker Jr, L. B. (1976). Postaccident heat removal-part ii: Heat transfer from an internally heated liquid to a melting solid. *Nuclear Science and Engineering*, 61:231–238.
- Fusegi, T., Hyun, J. M., e Kuwahara, K. (1992). Numerical study of natural-convection in a differentially heated cavity with internal heat-generation - effects of the aspect ratio. *Journal of Heat Transfer-Transactions of the Asme*, 114(3):773–777.
- Gubaidullin, A. A. e Sehgal, B. R. (2004). Numerical analysis of natural convection and mixing in two-fluid stratified pools with internal heat sources. *Journal of Heat Transfer-Transactions of the Asme*, 126(4):600–610.
- Henry, R. e Fauske, H. (1993). External cooling of reactor vessel under severe accident conditions. *Nuclear Engineering and Design*, 139:31–43.

- Holzbecher, M. e Steiff, A. (1995). Laminar and turbulent free-convection in vertical cylinders with internal heat-generation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 38(15):2893–2903.
- Horvat, A., Kljenak, I., e Marn, J. (2001). Two-dimensional large-eddy simulation of turbulent natural convection due heat generation. *Heat and Mass Transfer*, 44:3985–3995.
- IAEA (2008a). *Approaches and tools for severe accident analysis for Nuclear Power Plants*, volume 56. International Atomic Energy Agency, Vienna.
- IAEA (2008b). *Approaches and Tools for Severe Accident Analysis for Nuclear Power Plants*, volume 56 de *Safety Reports Series*. International Atomic Energy Agency, Vienna.
- Kee, R. J., Landram, C., e Miles, J. (1976). Natural convection of a heat-generating fluid within closed vertical cylinders and spheres. *Journal of Heat Transfer*, páginas 55–61.
- Kim, G. e Hyun, J. M. (2002). Enclosed buoyant convection with internal heat generation under oscillating sidewall temperature. *Journal of Heat Transfer*, 124:577–580.
- Kim, H. T., Rhee, B. W., e Park, J. H. (2008). Cfx simulation of high temperature thermal-chemical experiment: Cs28-2. *Annals of Nuclear Energy*, 35:677–689.
- Kulacki, F. A. e Emara, A. A. (1976). High rayleigh number convection in enclosed fluid layers with internal heat sources. Technical Report NUREG-75/065, U.S. Nuclear Regulatory Commission Report.
- Kulacki, F. A. e Goldstein, R. J. (1972). Thermal convection in a horizontal fluid layer with uniform volumetric energy sources. *Journal of Fluid Mechanics*, 55:271.
- Kulacki, F. A. e Nagle, M. E. (1975). Natural-convection in a horizontal fluid layer with volumetric energy-sources. *Journal of Heat Transfer-Transactions of the Asme*, 97(2):204–211.

- Le Quéré, P. e Behnia, M. (1998). From onset of unsteadiness to chaos in a differentially heated square cavity. *Journal of Fluid Mechanics*, 359:81–107.
- Lee, J. e Goldstein, R. (1988). An experimental study on natural convection heat transfer in an inclined square enclosure containing internal energy sources. *Journal of Heat Transfer*, 110:345–349.
- Lee, S. e Suh, K. (2003). Natural convection heat transfer in two-dimensional semi-circular slice pool. *Journal of NUCLEAR SCIENCE and TECHNOLOGY.*, 40(10):775–782.
- Liaqat, A. e Baytas, A. (2001). Numerical comparison of conjugate and non-conjugate natural convection for internally heated semi-circular pools. *Heat and Fluid Flow*, 22:650–656.
- Liaqat, A. e Baytas, A. C. (2000). Heat transfer characteristics of internally heated liquid pools at high rayleigh numbers. *Heat and Mass Transfer*, 36(5):401–405.
- Liaqat, A. e Baytas, A. C. (2003). Numerical analysis of buoyant flow in a hemispherical enclosure at high rayleigh numbers. *Heat and Mass Transfer*, 40(1-2):99–104.
- Liu, H. J., Zou, C., Shi, B. C., Tian, Z. W., Zhang, L. Q., e Zheng, C. G. (2006). Thermal lattice-bgk model based on large-eddy simulation of turbulent natural convection due to internal heat generation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(23-24):4672–4680.
- May, H. O. (1991). A numerical study on natural convection in an inclined square enclosure containing internal heat sources. *Heat and Mass Transfer*, 34:919–928.
- Mayinger, F., Jahn, M., Reineke, H., e Steinbrenner, V. (1976). Examination of thermohydraulic processes and heat transfer in a core melt. Technical report, Institut für Verfahrenstechnik der T.U.
- Mehedinteanu, S. (2009). The evaluation of rcs depressurization to prevent core melting in pressure tube reactors (candu-type). *Annals of Nuclear Energy*, 36:537–545.

- Menter, F. (2002). Cfd best practice guidelines for cfd code validation for reactor safety applications. In *ECORA*, páginas 6–40. European Commission.
- Menter, F. e Egorov, Y. (2005). A scale-adaptive simulation model using two-equation models. Technical report.
- Murgatroyd, W. e Watson, A. (1970). An experimental investigation of the natural convection of heat generating fluid within a closed vertical cylinder. *Journal Mechanical Engineering Science*, 12(5):354–363.
- Nourgaliev, R., Dinh, T., e Sehgal, B. (1997). Effect of fluid prandlt number on heat transfer characteristics in internally heated liquid pools with rayleigh numbers up to 10^{12} . *Nuclear Engineering and Design*, 169:165–184.
- Paolucci, S. (1990). Direct numerical-simulation of 2-dimensional turbulent natural-convection in an enclosed cavity. *Journal of Fluid Mechanics*, 215:229.
- Paolucci, S. e Chenoweth, D. (1989). Transition to chaos in a differentially heated vertical cavity. *Journal of Fluid Mechanics*, 201:379–410.
- Patterson, J. e Imberger, J. (1980). Unsteady natural-convection in a rectangular cavity. *Journal of Fluid Mechanics*, 100:65–86.
- Rahman, M. e Sharif, M. A. R. (2003). Numerical study of laminar natural convection in inclined rectangular enclosures of various aspect ratios. *Numerical Heat Transfer*, 44:355–373.
- Ravi, M. R., Henkes, R., e Hoogendoorn, C. J. (1994). On the high-rayleigh-number structure of steady laminar natural-convection flow in a square enclosure. *Journal of Fluid Mechanics*, 262:325–351.
- Roy, C. (2005). Review of code and solution verification procedures for computational simulation. *Journal of Computational Physics*, 205:131–156.
- Shekar, B. C., Vasseur, P., Robillard, L., e Nguyen, T. H. (1984). Natural convection in a heat generating fluid bounded by two horizontal concentric cylinders. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 62:482–489.

- Shim, Y. e Hyun, J. (1997). Transient confined natural convection with internal heat generation. *Heat and Fluid Flow*, 18:328–333.
- Silva Freire, A. P., Ilha, A., e Colaço, M. J. (2006). *Coleção Cadernos de Turbulência, Turbulência, Volume 5, Tomo 1*. ABCM, Rio de Janeiro.
- Smith, W. e Hammitt (1966). Natural convection in a rectangular cavity with internal heat generation. *Nuclear Science and Engineering*, 25:328–342.
- Theofanous, T. G., Liu, C., Additon, S., Angelini, S., Kymalainen, O., e Salmassi, T. (1997). In-vessel coolability and retention of a core melt. *Nuclear Engineering and Design*, 169(1-3):1–48.
- Valencia, L., Pallares, J., Cuesta, I., e Grau, F. X. (2007). Turbulent rayleigh-bénard convection of water in cubical cavities: A numerical and experimental study. *Heat and Mass Transfer*, 50:3203–3215.
- Watson, A. (1971). Natural convection of a heat generating fluid in a closed vertical cylinder - examination of theoretical predictions. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 13(3):151.
- Wilcox, D. (1998). *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, California, 2 edição.
- Xin, S. H. e Le Quere, P. (2006). Natural-convection flows in air-filled, differentially heated cavities with adiabatic horizontal walls. *Numerical Heat Transfer Part a-Applications*, 50(5):437–466.