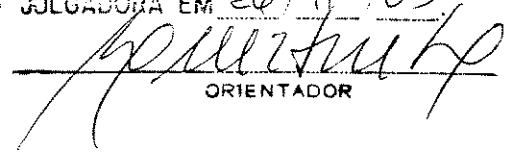


TESE DEFENDIDA POR TITO DIAS JÚNIOR

E APROVADA PEL
COMISSÃO JULGADORA EM 26/11/03


ORIENTADOR

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

Convecção Natural Tridimensional Sobre Fontes de Calor Discretas

Autor: **Tito Dias Jr**

Orientador: **Luiz Fernando Milanez**

11/03

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

Convecção Natural Tridimensional Sobre Fontes de Calor Discretas

Autor: **Tito Dias Jr**

Orientador: **Luiz Fernando Milanez**

Curso: Engenharia Mecânica

Área de Concentração: Térmica e Fluidos

Tese de doutorado apresentada à comissão de Pós Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica, como requisito para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Campinas, 2003
SP - Brasil

INIDADE	ABC
1ª CHAMADA	T/UNICAMP
	D543c
	EX
OMBO BC/	61105
ROC.	16. 07-04
C <input type="checkbox"/>	D <input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	11.00
DATA	18-12-04
1ª CPD	

BIB ID 334028

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

D543c Dias Jr, Tito
 Convecção natural tridimensional sobre fontes de
 calor discretas / Tito Dias Jr.--Campinas, SP: [s.n.],
 2003.

 Orientador: Luiz Fernando Milanez.
 Tese (Doutorado) - Universidade Estadual de
 Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

 1. Calor - Transmissão. 2. Calor – Convecção
 natural. 3. Análise numérica 4. Método dos volumes
 finitos. I. Milanez, Luiz Fernando. II. Universidade
 Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia
 Mecânica. III. Título.


UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

TESE DE DOUTORADO

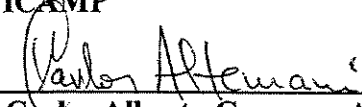
***Convecção Natural Tridimensional Sobre
Fontes de Calor Discretas***

Autor: Tito Dias Júnior

Orientador: Luiz Fernando Milanez



Prof. Dr. Luiz Fernando Milanez, Presidente
FEM/UNICAMP



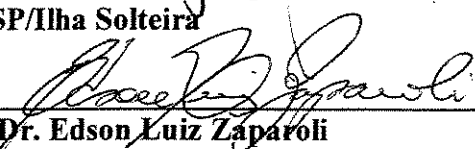
Prof. Dr. Carlos Alberto Carrasco Altemani
FEM/UNICAMP



Prof. Dr. Jorge Isaias Lagostera Beltran
FEM/UNICAMP



Prof. Dr. João Batista Aparecido
UNESP/Ilha Solteira



Prof. Dr. Edson Luiz Zaparoli
CTA/ITA

Campinas, 2003

Dedicatória

Aos meus avós, Dico e Luzia

Aos meus pais, Tito e Heloíza, e irmãos, Cynthia, Neto e Eduardo

Em especial, à minha adorada esposa, Débora e ao meu filho, Lucas.

Agradecimentos

Durante a realização deste trabalho contamos com a colaboração direta e indireta de muitas pessoas. Agradecemos a todas e particularmente:

à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo - FAPESP, pelo suporte financeiro, processos n.99/12588-3 e 00/09144-5;

ao professor Dr. Luiz Fernando Milanez, pela confiança e orientação objetiva e, em especial, pelo exemplo de agilidade e eficiência;

a todos os colegas do curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica;

aos meus familiares que sempre incentivaram e suportaram a minha vontade de aprender, em especial, ao meu avô Dico, pela paciência e confiança e por ter me apresentado à Mecânica, ainda em minha infância;

à minha amada e admirada esposa, pela leitura atenciosa e sugestões, pelo exemplo de determinação e competência, e pelos conselhos e expressões de calma quando os programas insistiam em não funcionar;

e, finalmente, ao meu filho, Lucas, pela compreensão e paciência quando eu dizia ‘agora não dá, o papai está trabalhando...’

A sorte favorece a mente preparada.
Louis Pasteur

Resumo

DIAS JR, Tito, *Convecção Natural Tridimensional Sobre Fontes de Calor Discretas*, Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2003, 79p. Tese de Doutorado.

Neste trabalho, o enfoque em resfriamento de componentes eletrônicos é adotado, buscando um entendimento dos fenômenos tridimensionais envolvidos na convecção natural sobre fontes de calor pontuais ou discretas. Para isso utilizou-se simulação numérica por volumes finitos implementada no FLUENT 6.0. O escoamento, em regime permanente, foi considerado laminar e as propriedades constantes, exceto a densidade no termo de empuxo, sendo a sua variação com a temperatura aproximada levando-se conta a hipótese de Boussinesq. Especial atenção foi dispensada à modelagem do fenômeno, buscando níveis crescentes de complexidade de modo a monitorar os efeitos da condução e da radiação sobre os resultados. Informações quantitativas e qualitativas sobre o escoamento foram obtidas utilizando-se simulações numéricas visando determinar características macroscópicas do escoamento. Foram avaliados detalhadamente os parâmetros que influenciam a estrutura do escoamento, tais como número de Rayleigh, número de Prandtl, razões de aspecto de cavidades e canais, condições de contorno entre outros. Os casos estudados foram elaborados de forma que os resultados e conclusões pudessem preencher lacunas e esclarecer algumas conclusões presentes na literatura.

Palavras Chave:

Transferência de calor, convecção natural, fontes discretas, análise numérica.

Abstract

DIAS JR, Tito, *Three-dimensional Natural Convection on Discrete Heat Sources*, Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2003, 79p. Doctoral Thesis.

In this work, the electronic component cooling is focused, aiming the understanding of the three-dimensional effects present in the natural convection on discrete or pontual heat sources. The finite volume method, implemented in the FLUENT package, was used to simulate the heat transfer process. The steady state flow was considered laminar and the properties were constant, except the density in the buoyancy term, where the Boussinesq approximation was used. Special attention was given to the physical phenomenon, aiming to increasing complexity levels, in order to monitoring the effects of conduction and radiation on the results. Quantitative and qualitative information about the flow were obtained by numerical simulation aiming to determine macroscopical characteristics of the flow. The parameters influencing the flow structure were evaluated, such as Rayleigh number, Prandtl number, cavities and channels aspect ratios, boundary conditions, and others. The studied cases were planned in order to the results and conclusions could fill in the blanks and to elucidate some conclusions present in the literature.

Keywords:

Heat transfer, natural convection, discrete sources, numerical analysis.

Sumário

Lista de Figuras	ix
Lista de Tabelas	xii
Nomenclatura	xiii
1 Introdução	1
1.1 Objetivos do Trabalho	2
2 Revisão Bibliográfica	4
2.1 Cavidades	4
2.2 Canais	6
2.3 Placas	9
2.4 Múltiplas fontes	9
2.5 Convecção conjugada com condução	10
2.6 Propriedades variáveis	11
3 Modelagem	13
3.1 Convecção Natural	14
3.1.1 Hipóteses simplificadoras	15
3.2 Convecção Natural Conjugada com Condução	18

3.3	Convecção Natural Conjugada com Radiação	19
3.3.1	Equação de Transferência Radiativa	19
3.4	Condições de Contorno	20
3.5	Variáveis e Equações Adimensionais	21
3.5.1	Variáveis Adimensionais	21
3.5.2	Equações Adimensionais	23
3.5.3	Parâmetros Geométricos	25
4	Implementação e Validação do Pacote Computacional	26
4.1	Implementação	26
4.2	Validação	27
4.2.1	Cavidade Bidimensional	27
4.2.2	Cavidade Tridimensional	28
5	Resultados	32
5.1	Cavidade Vertical com Parede Aquecida	32
5.1.1	Influência da Razão de Aspecto A_z e do Número de Rayleigh	32
5.1.2	Influência da Razão de Aspecto A_y	37
5.2	Cavidade Vertical com Fonte Discreta	38
5.3	Canal Vertical	42
5.3.1	Condições de Contorno em Canais	42
5.4	Placa Vertical	47
5.4.1	Viscosidade dependente da temperatura	55
5.4.2	Condução conjugada	56
5.4.3	Múltiplas Fontes	57
5.5	Canal Bidimensional Horizontal	63
6	Conclusões e Sugestões para Próximos Trabalhos	71
	Referências Bibliográficas	75

Lista de Figuras

3.1	Fonte de calor embutida em uma parede.	13
4.1	Malha bidimensional estruturada não-uniforme com 40x40 volumes.	28
4.2	Desvio percentual do Nusselt médio em relação ao obtido com malha 90x90.	29
4.3	Malha tridimensional estruturada não-uniforme com 40x40x40 volumes.	30
4.4	Desvio percentual do Nusselt médio em relação ao obtido com malha 90x90x90.	31
5.1	Condições de contorno nas paredes de uma cavidade vertical.	33
5.2	Malha tridimensional estruturada não-uniforme com $A_y = A_z = 10$	34
5.3	Variação do número de Nusselt médio com a razão de aspecto A_z	35
5.4	Variação de Nu_{med}/Ra com o número de Rayleigh.	35
5.5	Variação de $Nu * A_z^3$ com a razão de aspecto A_z	36
5.6	Variação de $Nu * A_z^3/Ra$ com a razão de aspecto A_z	37
5.7	Número de Nusselt médio sobre a parede aquecida para paredes laterais adiabáticas e mantidas à temperatura uniforme.	38
5.8	Posicionamento da fonte de calor na parede adiabática.	39
5.9	Número Nusselt médio e aumento de temperatura para os casos de convecção pura e conjugada com radiação.	40
5.10	Linhas isotérmicas (20) na parede de uma cavidade tridimensional com uma fonte de calor para os casos de convecção pura (esquerda) e conjugada com radiação (direita). (a,b) $Ra = 10^5$ ($\theta = 0 - 0,2$), (c,d) $Ra = 10^6$ ($\theta = 0 - 0,13$), (e,f) $Ra = 10^7$ ($\theta = 0 - 0,07$) e (g,h) $Ra = 10^8$ ($\theta = 0 - 0,05$).	41
5.11	Domínios de cálculo.	43

5.12	Linhas de corrente para canal vertical: caso 1 (a), caso 2 (b) e caso 3 (c).	43
5.13	Linhas isotérmicas para canal vertical: caso 1 (a), caso 2 (b) e caso 3 (c).	45
5.14	Perfis de temperatura para o canal vertical.	45
5.15	Perfis de velocidade no canal vertical bidimensional($Ra = 10^6$).	46
5.16	Posicionamento da fonte de calor e planos considerados.	48
5.17	Variação da temperatura adimensional com a distância a jusante da fonte de calor. .	49
5.18	Variação da temperatura adimensional com a distância a jusante da fonte de calor. .	50
5.19	Variação da temperatura no plano normal à parede.	51
5.20	Variação da temperatura no plano tangente à parede.	52
5.21	Fator de normalização para o perfil de temperatura no plano normal.	53
5.22	Fator de normalização para o perfil de temperatura no plano tangente.	53
5.23	Variação da temperatura no plano xy com a coordenada normalizada com $m_x = 0,5$. .	54
5.24	Variação da temperatura no plano xy com a coordenada normalizada com $m_x = 1$. .	54
5.25	Variação da temperatura no plano zy com a coordenada normalizada com $m_z = 0,4$. .	55
5.26	Variação da temperatura no plano xy com a coordenada normalizada com $m_z = 0,2$. .	56
5.27	Comparação entre o modelo de Boussinesq e viscosidade dependente da temperatura. .	57
5.28	Avaliação do efeito da condução conjugada.	58
5.29	Posicionamento das fontes de calor.	58
5.30	Velocidade máxima adimensional em função do número de Rayleigh modificado. .	59
5.31	Excesso de temperatura (a) mínimo e (b) máximo com o número de Rayleigh. . . .	61
5.32	Linhas isotérmicas para os casos de fontes alinhadas e desalinhadas em função do número de Rayleigh (a,b) $Ra = 10^4$ (c,d) $Ra = 10^5$ (e,f) $Ra = 10^6$ (g,h) $Ra = 10^7$. .	62
5.33	Exemplo de malha utilizada.	63
5.34	Linhas isotérmicas para fonte posicionada na parede inferior.	64
5.35	Linhas de corrente para fonte posicionada na parede inferior.	64
5.36	Linhas isotérmicas considerando somente condução no canal (0 – 0,85).	65
5.37	Perfis de velocidade na entrada do canal para fonte posicionada na parede inferior. .	66
5.38	Linhas isotérmicas para fonte posicionada na parede superior.	66
5.39	Linhas de corrente para fonte posicionada na parede superior.	67

5.40	Perfis de velocidade na entrada do canal para fonte posicionada na parede superior.	67
5.41	Linhas isotérmicas para fontes posicionadas nas paredes inferior e superior.	68
5.42	Linhas de corrente para fontes posicionadas nas paredes inferior e superior.	68
5.43	Excesso de temperatura com a razão de dissipação e o número de Rayleigh.	70

Lista de Tabelas

4.1	Comparação dos resultados obtidos com a solução padrão (Davis, 1983).	28
4.2	Comparação dos resultados com a solução padrão (Davis, 1983).	29
4.3	Comparação dos resultados com Tric <i>et al.</i> (2000).	31
4.4	Comparação dos resultados com Tric <i>et al.</i> (2000) e Fusegi <i>et al.</i> (1991).	31
5.1	Número de Nusselt médio para os Casos I e II.	40

Nomenclatura

Letras Latinas

A	Razão de aspecto
a	Coeficiente de absorção
c	Calor específico [$\text{W.s.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$]
d	Dimensão da fonte [m]
D	Profundidade do domínio [m]
g	Aceleração gravitacional [m.s^{-2}]
H	Altura do domínio [m]
I	Intensidade radiativa [$\text{W.m}^{-2}.\text{sr}$]
k	Condutividade térmica [$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$]
L	Dimensão de adimensionalização [m]
n	Índice de refração
\hat{n}	Vetor normal
Nu	Número de Nusselt
p	Pressão [Pa]
P	Pressão [Pa]
Pr	Número de Prandtl
q	Fluxo de calor por unidade de área [W.m^{-2}]
\vec{r}	Distância [m]
Ra	Número de Rayleigh modificado
\vec{s}'	Direção de espalhamento
S	Termo fonte
t	Tempo [s]
T	Temperatura [K]

s	Variável de integração
u	Velocidade na direção x
v	Velocidade na direção y
V	Velocidade na direção y [m/s]; Volume [m^3]
w	Velocidade na direção z
W	Velocidade na direção z [m/s]
W_L	Largura do domínio [m]
W_L	Dimensão da fonte de calor [m]
X, x	Coordenada Horizontal
Y, y	Coordenada Vertical
Z, z	Coordenada normal ao plano xy

Letras Gregas

α	Difusividade térmica [$m^2.s^{-1}$]
β	Coefficiente de expansão volumétrica [K^{-1}]
μ	Viscosidade dinâmica [$kg.m^{-1}.s^{-1}$]
ν	Viscosidade cinemática [$m^2.s^{-1}$]
Ω'	Ângulo sólido [sr]
ϕ	Temperatura normalizada
Φ	Função de fase [rad]
ρ	Densidade [$kg.m^{-3}$]
σ_s	Coefficiente de espalhamento
σ	Constante de Stefan-Boltzmann [$W.m^{-2}.K^{-4}$]
θ	Temperatura adimensional

Subscritos

L	Inferior
max	Valor máximo
med	Valor médio
min	Valor mínimo
o	Referência
U	Superior

Siglas

FLUENT	Pacote computacional
SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation</i>

Capítulo 1

Introdução

A convecção natural é um assunto muito estudado que tem despertado interesse crescente, devido à vasta aplicação em problemas de engenharia, tais como resfriamento de componentes eletrônicos, focos de incêndio, energia solar e muitos outros.

Nesta área, amplos estudos foram realizados sobre o problema da convecção natural em placas, canais e cavidades bidimensionais com paredes aquecidas (Davis, 1983; Ganzarolli e Milanez, 1995; Corcione e Fontana, 2002). Entretanto, a grande simplificação empregada (fontes extensas e configuração bidimensional) limita a faixa de utilização prática dos resultados.

Um avanço no modelamento desse tipo de problema foi feito estudando-se o efeito de fontes de calor discretas bidimensionais (Fujii, 1963). Isso ampliou a faixa de aplicação dos resultados, sobretudo na área de empacotamento eletrônico, onde a chance de falhas nos componentes aumenta exponencialmente com a temperatura (Kraus e Bar-Cohen, 1983), sendo o resfriamento por convecção natural o mais barato, ausente de ruído mecânico e eletromagnético, e, muitas vezes, o único disponível no caso de falha do sistema artificial. Existe uma grande quantidade de trabalhos que estudam fontes de calor discretas bidimensionais embutidas em superfície vertical adiabática, tais como, Fujii (1963), Jaluria e Gebhart (1977), Milanez e Bergles (1986), Behnia et al (1998), Mendez e Treviño (2000), Bessaih e Kadja (2000), e, Desrayaud, Fichera e Mea (2000).

Todavia, o modelo bidimensional ainda é limitado comparado à complexidade de várias situações reais, onde efeitos tridimensionais estão freqüentemente presentes. Alguns destes efeitos são incluídos no trabalho de Jaluria (1976), que considera o escoamento axialmente simétrico de uma pluma sobre fontes hemisféricas, e no artigo de Kurdyumov e Liñán (1999), que estudam

fontes esféricas.

Contudo esta abordagem ainda é insuficiente para representar, por exemplo, o escoamento causado por uma fonte de calor pontual influenciado por uma superfície vertical. O escoamento torna-se mais complicado, aparecendo efeitos tridimensionais. Este tipo de influência, causada por uma superfície, ocorre em várias situações, como por exemplo, em empacotamento eletrônico (sobretudo no comportamento individual de componentes), em incêndios em construções e em poluição térmica de cursos de água.

Um estudo experimental sobre este problema foi feito por Carey e Mollendorf (1977). Verificou-se que as escalas de decaimento de temperatura com a distância da fonte eram diferentes para os dois planos considerados no trabalho (planos tangente e perpendicular à superfície em questão), evidenciando o caráter tridimensional do escoamento. Entretanto, os resultados e as conclusões deste trabalho não têm confirmação numérica ou teórica na literatura (Higuera e Weidman, 1998).

Além da inclusão dos efeitos tridimensionais, uma abordagem ainda mais realista é feita considerando-se os efeitos de condução sobre a superfície de fixação da fonte de calor, como apontada por Milanez e Bergles (1986) e estudada por Zhang, Imamura e Fujii (1999). Em algumas situações deve-se, ainda, considerar os efeitos de radiação para o meio circulante e a variação das propriedades do fluido com a temperatura, como em simulação de focos de incêndios, por exemplo.

1.1 Objetivos do Trabalho

Neste trabalho, o enfoque em resfriamento de componentes eletrônicos é adotado, buscando um entendimento dos fenômenos tridimensionais envolvidos na convecção natural sobre fontes de calor pontuais ou discretas. Para isso utilizou-se simulação numérica por volumes finitos implementada no pacote computacional FLUENT (2001). O escoamento, em regime permanente, foi considerado laminar e as propriedades constantes¹, exceto a densidade no termo de empuxo, sendo a sua variação com a temperatura aproximada levando-se em conta a hipótese de Boussinesq.

Especial atenção foi dispensada à modelagem do fenômeno, buscando níveis crescentes de complexidade de modo a monitorar os efeitos da condução e da radiação sobre os resultados. Informações quantitativas e qualitativas sobre o escoamento foram obtidas utilizando-se simulações numéricas visando determinar características macroscópicas do escoamento. Foram avaliados de-

¹ Em apenas um caso, a variação da viscosidade dinâmica com a temperatura foi avaliada.

talhadamente os parâmetros que influenciam a estrutura do escoamento, tais como número de Rayleigh, número de Prandtl, razões de aspecto de cavidades e canais, condições de contorno entre outros. Os casos estudados foram elaborados de forma que os resultados e conclusões pudessem preencher lacunas e esclarecer algumas conclusões presentes na literatura.

.....

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Há muitos trabalhos que tratam de convecção natural, de maneira geral, estes trabalhos podem ser classificados considerando-se vários critérios. No presente estudo, a classificação é feita segundo a geometria estudada: cavidade, canal ou duto e placa. Esta classificação não pode ser rigorosa e visa o entendimento do fenômeno envolvido no escoamento e na transferência de calor.

2.1 Cavidades

A transferência de calor em cavidades é um dos tópicos mais estudados em convecção natural, sendo que a solução numérica do escoamento em cavidade diferencialmente aquecida é frequentemente utilizada na validação de programas computacionais (Davis, 1983).

Dentre os trabalhos que tratam da transferência de calor nesta configuração, podem-se citar aqueles que utilizam somente temperatura prescrita nas paredes como no caso da cavidade vertical estudada por Davis (1983), e da cavidade horizontal com uma fonte de calor retangular embutida na parede inferior, estudada por Sezai e Mohamad (2000).

Uma condição de contorno mais realista, quando se estuda empacotamento eletrônico, é utilizar fontes dissipando fluxo de calor uniforme, como feito por Oosthuizen (2000), que derivou equações para a variação do número de Nusselt médio com o número de Rayleigh modificado e a razão de aspecto para uma cavidade vertical bidimensional (Dias-Jr e Milanez, 2002). Além disso, Turner e Flack (1980) apresentaram correlações para o número de Nusselt médio em uma cavidade retangular com uma fonte discreta embutida dissipando fluxo de calor não-uniforme.

Estudos experimentais foram realizados (Hsieh e Yang, 1997) em uma cavidade retangular tridimensional diferencialmente aquecida. Água e óleo de silicone foram utilizados como fluidos de trabalho, obtendo-se número de Rayleigh da ordem de 10^8 a 10^{10} . Foram feitas medidas de velocidade, utilizando-se velocimetria *laser-Doppler*, visualizações do escoamento e medidas de temperatura, que foram comparadas com estudos anteriores. Ainda para este problema, Tric, Lambrosse e Betrouni (2000) obtiveram soluções precisas, com o algoritmo pseudo-espectral de Chebyshev baseado no método da projeção-difusão, para números de Rayleigh até 10^7 . Segundo eles, as soluções estão dentro de uma faixa de erro relativo global de 0,03 – 0,05% para o número de Rayleigh variando de 10^3 a 10^7 .

Leong, Hollands e Brunger (1998) criaram um modelo experimental realizável para obter dados que pudessem ser considerados um *benchmark*. Alguns problemas foram examinados e considerou-se um cubo com faces opostas isotérmicas e com as restantes (faces laterais) submetidas a uma variação linear de temperatura da face fria para a face quente. Na realidade, três modelos de *benchmark* foram definidos: cavidade vertical (faces isotérmicas verticais), cavidade horizontal e cavidade inclinada de 45° . O ar foi recomendado como fluido de trabalho, devido às suas propriedades serem precisamente conhecidas, à pressão no interior da cavidade ser facilmente variada, permitindo maior faixa de variação do número de Rayleigh e, finalmente, a sua baixa condutividade térmica, o que facilita a obtenção do perfil linear de temperatura, confeccionado-se as faces laterais com um material de boa condutividade térmica.

Visando prover dados para os modelos de *benchmark* definidos anteriormente, Leong, Hollands e Brunger (1999) estudaram experimentalmente uma cavidade cúbica, preenchida com ar. Inesperadamente, foram encontrados dois valores diferentes para o número de Nusselt no problema da cavidade horizontal com $Ra = 10^5$. As razões disso foram atribuídas às variações nas condições iniciais, ou seja, dependendo das condições iniciais, o tipo escoamento estabelecido resultava em um ou em outro número de Nusselt, configurando possivelmente uma bifurcação de forquilha (Fiedler-Ferrara e Prado, 1994).

Ortega e Lall (1998) estudaram uma cavidade horizontal determinando a influência da razão de aspecto e do número de Rayleigh no número de Nusselt sobre uma fonte de calor discreta. Duas configurações foram analisadas para esta geometria: a fonte montada na parede inferior ou na parede superior. Além disso, dois tipos de condição de contorno sobre essa parede foram considerados: parede adiabática ou com transferência de calor por convecção.

Oosthuizen e Paul (1998) consideraram uma cavidade horizontal tridimensional aquecida

por baixo, com fluxo de calor uniforme, e resfriada por cima com temperatura constante. Eles estudaram a influência da razão de aspecto da cavidade sobre o número de Rayleigh crítico, valor onde ocorre a transição do regime condutivo para o regime convectivo.

Frederick e Quiroz (2001) estudaram a transição do escoamento em uma cavidade cúbica do regime condutivo para o regime convectivo e propuseram um critério para identificar o valor do número de Rayleigh no qual ocorre o fim da transição, ou seja, onde o escoamento passa a ser predominantemente convectivo. Este critério baseia-se na temperatura média no interior da cavidade. Para o problema estudado, o comportamento desta temperatura, ao contrário do número de Nusselt, é sensível ao tipo de regime de escoamento, e muda a partir de $Ra = 10^5$.

Frederick e Berbakow (2002) realizaram um estudo semelhante utilizando uma fonte de calor discreta embutida em uma parede, e resfriada por uma parede adjacente mantida a uma temperatura uniforme. Foi observado que, para $Ra < 10^5$ a temperatura média no interior da cavidade depende fortemente do tamanho da fonte, sendo praticamente invariante com Ra . A partir deste valor do número de Rayleigh, a temperatura média cresce visivelmente com o número de Rayleigh e torna-se independente do tamanho da fonte para $Ra = 4 \times 10^6$.

Deng, Tang e Li (2002) apresentaram uma maneira de determinar a ordem de grandeza da diferença de temperatura quando várias fontes de calor sujeitas a diferentes condições de contorno estão presentes em cavidade.

2.2 Canais

Bessaih e Kadja (2000) realizaram simulação numérica do resfriamento de três componentes cerâmicos protuberantes idênticos, montados na parede de um canal com a parede oposta adiabática. Foram estudados o efeito do espaçamento entre os componentes e o efeito da remoção do fluxo de calor de um dos componentes, tornando-o um componente passivo.

Desrayaud, Fichera e Mea (2000) realizaram um estudo numérico em um canal vertical bidimensional com uma fonte de calor protuberante montada em uma das paredes. Eles estudaram o efeito da razão de bloqueio, causado pela presença da fonte retangular, no escoamento.

Kettleborough (1972) resolveu o problema da convecção natural em um canal bidimensional com paredes mantidas a temperatura uniforme. O seu interesse foi estudar a influência do número

de Grashof no perfil de velocidade na entrada do canal. Para isso, ele utilizou um domínio de cálculo composto pela região do canal e por uma região estendida na entrada do canal, 1800 vezes maior que a região do canal, onde as condições de contorno de derivadas normais nulas para todas as variáveis, exceto a temperatura, pudessem ser estabelecidas com segurança. Morrone, Campo e Manca (1997) utilizaram regiões estendidas na entrada e na saída de um canal simetricamente aquecido, a magnitude dessas regiões foi de, aproximadamente, 20 a 360 vezes o tamanho da região do canal. Esta solução embora satisfatória fisicamente é computacionalmente muito cara, principalmente em domínios tridimensionais.

Devido a isso, muitos autores resolveram este problema utilizando um modelo parabólico. Entretanto, este modelo suprime a região de recirculação na saída do canal observada experimentalmente, quando o aquecimento é assimétrico, por exemplo, uma parede aquecida e a outra adiabática. Uma alternativa utilizada foi a utilização de um modelo elíptico com pressão manométrica nula na entrada do canal. Embora esta abordagem reproduza a recirculação na saída do canal, em alguns casos, ela o faz inadequadamente, pois apresenta menor penetração da região de recirculação em relação aos resultados experimentais.

Marcondes e Maliska (1999) apresentaram outra alternativa, prescrevendo uma pressão uniforme na entrada, obtida através da equação de Bernoulli, $p = -0,5\rho v^2$, onde v é a velocidade normal à entrada do canal.

Embora esta discussão seja importante para a correta determinação do fluxo de massa, a temperatura na parede e, conseqüentemente, o coeficiente de transferência de calor não são influenciados significativamente, como pode ser observado em Marcondes e Maliska (1999).

Andreozzi, Manca e Morrone (2002) comparam resultados numéricos obtidos para uma placa vertical sujeita a fluxo de calor uniforme. Eles estudaram o efeito de dois tipos de condição de contorno e três tipos de domínio comparando os resultados com uma solução que admitia hipótese de camada-limite. Como esperado, todos os casos estudados se aproximavam da solução do modelo de camada-limite à medida que o número de Rayleigh aumentava. As condições de contorno utilizadas foram de velocidade normal ou de derivada da velocidade normal nulas nas fronteiras abertas. Das condições testadas, o segundo tipo foi o que proporcionou melhores resultados. Três tipos de domínios foram considerados: uma região retangular com a altura da placa; a região retangular com a altura da placa e uma região estendida na entrada, e a região retangular com a altura da placa e duas regiões estendidas, uma na entrada e outra na saída. A configuração que apresentou melhores resultados foi a última citada. Além disso, os autores enfatizam que, para números de Rayleigh da

ordem de 10^6 , todos domínios utilizados com a condição de contorno de derivada normal nula de velocidade nas fronteiras abertas produzem resultados fisicamente equivalentes. E para Rayleigh da ordem de 10^3 , os melhores resultados são obtidos utilizando-se duas regiões estendidas e condição de derivada normal nula de velocidade nas fronteiras abertas, muito embora, o perfil de temperatura e, conseqüentemente, o número de Nusselt sejam fisicamente equivalentes para qualquer domínio com esta condição de contorno.

A solução apresentada por Khanafer e Vafai (2002), para escoamento em canal horizontal, foi a utilização de domínios estendidos para a determinação de correlações dos perfis das propriedades nas fronteiras abertas do canal, e então utilizá-los para a solução do escoamento utilizando somente o domínio delimitado pelas paredes do canal.

Em relação à influência da razão de aspecto, podem-se citar Ravine e Richards (1990), que analisaram experimentalmente a influência da razão de aspecto de um canal vertical bidimensional com uma fonte de calor embutida em uma das paredes. Eles encontraram que o número de Nusselt diminui com o aumento da razão de aspecto. Desrayaud, Fichera e Mea (2000) simularam o escoamento em um canal contendo uma fonte de calor protuberante montada em uma parede adiabática. Utilizando a mesma condição de contorno sugerida por Marcondes e Maliska (1999) na entrada do canal, eles observaram que a intensidade das recirculações na saída do canal aumenta com a largura da fonte de calor.

Higuera e Ryazantsev (2002) estudaram analiticamente o escoamento sobre uma fonte de calor no centro de um canal vertical com as paredes mantidas a temperatura uniforme, e calcularam o comprimento do canal que maximiza o fluxo de massa e minimiza a temperatura na fonte, submetida a um fluxo de calor uniforme.

Nakano, Ozoe e Churchill (1998) simularam numericamente o escoamento de Rayleigh-Bénard em um canal horizontal bidimensional, utilizando razões de aspecto A_z e A_y iguais a 0,2, número de Prandtl igual a 0,01 e Rayleigh igual a 2000. Guidotti *et al.* (2000) realizaram um estudo experimental também em canal horizontal, onde a parede superior foi submetida a um fluxo de calor uniforme e a parede inferior mantida adiabática. Eles avaliaram a extensão da penetração de ar no interior da cavidade em função do número de Grashof e da razão de aspecto, e apresentaram, ainda, correlações para número de Nusselt e para a temperatura máxima na parede.

2.3 Placas

Além dos estudos citados, que tratam de fontes de calor extensas (paredes), há ainda aqueles que tratam de fontes discretas ou pontuais. Fujii (1963) estudou o problema de uma fonte pontual analiticamente utilizando aproximações de camada limite e solução por similaridade, resolvendo analiticamente o sistema de equações diferenciais resultante para valores do número de Prandtl (Pr) de 1 e 2. Jaluria e Gebhart (1977) resolveram o sistema numericamente e apresentaram resultados para valores de Pr de 0,01 a 100. Em Mendez e Treviño (2000), as características de uma fita horizontal estreita com geração interna de calor são estudadas analiticamente. A temperatura adimensional é obtida como função dos parâmetros: intensidade e distribuição de fontes de calor, razão de aspecto, condutância de calor longitudinal na fita e número de Prandtl do fluido.

2.4 Múltiplas fontes

Quando estão envolvidas múltiplas fontes de calor é importante determinar a influência que exercem umas sobre as outras. Vários estudos foram feitos, principalmente bidimensionais, a fim de se determinar esta influência. Entre os parâmetros mais estudados estão o distanciamento e a diferença de dissipação entre as fontes.

Milanez e Bergles (1986) estudaram experimentalmente o escoamento resultante da interação entre duas fontes de calor lineares e compararam com aproximações bidimensionais.

Dehghan e Behnia (1996) estudaram numericamente o escoamento sobre duas fontes de calor embutidas em uma parede condutora localizada em uma cavidade com a extremidade superior aberta. Behnia *et al.* (1998) estudaram este mesmo problema, exceto que as condições de contorno foram estabelecidas de modo a simular um conjunto de cavidades dispostas paralelamente, e que cada cavidade foi preenchida com um fluido inerte a base de flúor. Nestes dois trabalhos, as influências do fluxo de calor, da separação entre as fontes e da condutividade da parede foram avaliadas. Foi observado que a interferência térmica entre as fontes reduz-se à medida que o número de Rayleigh aumenta, que o aumento da distância entre as fontes aumenta a velocidade do escoamento sobre a fonte de calor superior e, ainda, que para o caso de parede adiabática ou com baixa condutividade, o componente inferior não é afetado pela variação no espaçamento entre as fontes.

Fujii *et al.* (1996) estudaram experimentalmente o escoamento em um conjunto de placas

verticais e paralelas sobre as quais 144 fontes de calor protuberantes foram posicionadas. Formularam também um modelo de canal bidimensional, considerando condução na placa, e resolveram numericamente variando a razão de aspecto do canal, isto é, o espaçamento entre as placas. Os resultados experimentais e numéricos se mantiveram em concordância para valores da razão de aspecto menores que 30, a partir do qual os efeitos tridimensionais tornaram-se significantes. Estabeleceram, ainda, algumas correlações referentes à temperatura sobre a fonte de calor e ao espaçamento ótimo em função da taxa de calor requerida.

Ramos, Dias Jr e Milanez (1998) estudaram numérica e experimentalmente convecção natural em uma cavidade bidimensional com duas fontes de calor embutidas em uma parede condutora. Foram analisadas as influências da razão de dissipação entre as fontes, da razão de aspecto da cavidade, do número de Rayleigh e do espaçamento entre as fontes. Um trabalho numérico semelhante foi realizado por Ramos e Milanez (2000) utilizando quatro fontes de calor protuberantes montadas em uma parede condutora onde foram analisadas as influências da razão de dissipação entre as fontes, da razão de aspecto e do fluido de trabalho.

Liu e Phan-Thien (2000) estudaram o problema da otimização de três fontes de calor protuberantes montadas em uma parede condutora de uma cavidade bidimensional. O estudo objetivava a minimização da temperatura máxima e da diferença máxima de temperatura entre as fontes de calor. Dentre as configurações estudadas, concluiu-se que o melhor espaçamento entre as fontes seguia a razão geométrica de 1,618 (razão áurea).

2.5 Convecção conjugada com condução

Vários estudos foram realizados a fim de se analisar a influência da espessura e condutividade de uma parede em contato com fluido escoando por convecção natural. Vynnycky e Kimura (1996) estudaram numérica e analiticamente o escoamento sobre uma placa vertical submetida a temperatura uniforme. Observou-se que quanto maior a espessura da parede, mais uniforme o perfil de temperatura na interface entre a parede e o fluido, embora esta tendência seja menos evidente quanto menor for o número de Rayleigh. Morrone (2001), usando um canal com paredes condutoras submetidas a fluxo de calor uniforme, conclui que quanto mais finas e menor a condutividade das placas, mais uniforme o fluxo de calor na interface parede-fluido, ou seja, menos uniforme a temperatura sobre a fonte de calor.

Há vários outros trabalhos que tratam deste problema em placas, canais e cavidades. Por exemplo, Kimura, Okajima e Kiwata (1998) obtiveram analítica e experimentalmente uma correlação para a temperatura média na interface fluido-sólido em uma placa vertical. Merkin e Pop (1996) apresentaram uma solução que admite hipótese de camada-limite e expansão assintótica, obtendo resultados em concordância com a literatura. Costa (2002) desenvolveu uma correlação baseada em um modelo unidimensional para número de Nusselt médio para uma cavidade vertical com paredes condutoras.

Além dos trabalhos, que visam avaliar a influência da condução na parede, podem-se citar outros sobre a presença de corpos condutores no interior de uma cavidade. Madhavan e Sastri (1998) simularam numericamente o escoamento sobre três fontes de calor montadas em um substrato condutor, posicionando-as no interior de uma cavidade bidimensional retangular. Eles analisaram o efeito das condições de contorno e da razão de aspecto da cavidade. Ha e Jung (2000) estudaram numericamente o escoamento em uma cavidade cúbica diferencialmente aquecida com um cubo sólido gerando calor em seu interior. Verificou-se que neste tipo de problema existem duas diferenças de temperatura (a diferença entre as paredes da cavidade e a diferença causada pela fonte de calor) e que a relação entre elas é um parâmetro importante do escoamento.

2.6 Propriedades variáveis

Nas seções anteriores, os trabalhos citados foram realizados utilizando um modelo que considera todas as propriedades constantes, exceto a densidade, que é função da temperatura, nos termos de empuxo. Nesta seção, os trabalhos citados avaliaram a influência de propriedades variáveis.

Zhong, Yang e Lloyd (1985) propuseram um limite para a aplicabilidade da aproximação de Boussinesq $(T_h - T_c)/T_c = 0,0244Ra^{0,243}$ em uma cavidade diferencialmente aquecida.

Zamora e Hernández (1997) consideraram a variação da densidade, viscosidade e condutividade térmica do ar ($Pr = 0,72$), utilizando para isso, a simulação numérica do escoamento em um canal bidimensional com uma parede a temperatura uniforme e a outra adiabática. Eles compararam os resultados com aqueles obtidos assumindo-se o modelo de Boussinesq e concluíram que a variação das propriedades consideradas com a temperatura reduz o tamanho da zona de recirculação e provoca um aumento no fluxo de massa. Essa influência aumenta com o aumento do número de Rayleigh, sendo, portanto, um efeito importante a ser considerado na solução deste tipo

de problema.

Leal, Machado e Cotta (2000) resolveram, utilizando a técnica da transformada integral generalizada, o problema transitório da cavidade diferencialmente aquecida. Eles concluíram que a variação das propriedades é um fator importante na fase transitória do problema, mesmo na faixa de aplicabilidade da aproximação de Boussinesq, proposta por Zhong, Yang e Lloyd (1985).

Em geral, a hipótese de Boussinesq é válida somente para pequenas diferenças de temperatura, caso contrário, as variações de propriedades podem influenciar significativamente os resultados, por exemplo, em convecção natural conjugada com radiação.

Hsieh e Yang (1997) mediram campos de temperatura e velocidade no interior de uma cavidade diferencialmente aquecida. Os fluidos utilizados foram água e óleo de silicone, as razões de aspecto A_z e A_y foram de 20 e 6, respectivamente, e o número de Rayleigh variou de $1,58 \times 10^8$ a $1,48 \times 10^{10}$. A perda de calor por radiação foi estimada em 2% do calor transferido entre as paredes. Presumiu-se que a falta de simetria observada nos resultados do experimento de visualização seria devida às variações nas propriedades do fluido.

Mansour e Gorla (1999) estudaram, utilizando hipóteses de camada-limite e variáveis de similaridade, os efeitos da radiação em convecção natural com viscosidade variando linearmente com a temperatura, enquanto as outras propriedades, exceto a densidade, foram mantidas constantes. No estudo, eles consideram a seguinte diferença de temperatura $\frac{T_\infty}{T_0 - T_\infty} = 0,1$, onde T_0 é a temperatura da fonte de calor. Eles concluíram que a variação da viscosidade tem efeito significativo nos campos de temperatura e velocidade, e conseqüentemente, na taxa de transferência de calor.

Capítulo 3

Modelagem

Em convecção natural, o escoamento é mantido pelo mecanismo de transferência de calor. O gradiente de densidade, causado pelo gradiente de temperatura, gera uma força de empuxo, contrária à força de gravidade, que impulsiona o fluido quente (menor densidade) para cima, gerando movimento. O escoamento assim produzido interfere no processo de transferência de calor, criando um acoplamento complexo entre os fenômenos térmico e mecânico.

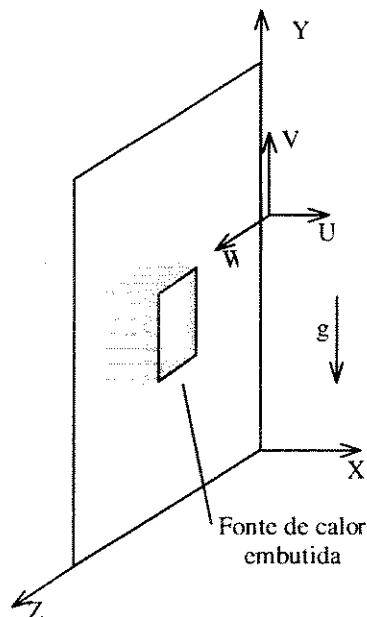


Figura 3.1: Fonte de calor embutida em uma parede.

3.1 Convecção Natural

Considerando-se fluido newtoniano com viscosidade dinâmica constante, e utilizando o sistema de coordenadas definido na Fig. 3.1, podem-se escrever as equações da Continuidade, de Navier-Stokes e da Conservação da Energia (desprezando-se o termo de dissipação viscosa):

Equação da Continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial X}(\rho U) + \frac{\partial}{\partial Y}(\rho V) + \frac{\partial}{\partial Z}(\rho W) = 0 \quad (3.1)$$

Equações do Momentum

Direção X

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho U) + U \frac{\partial}{\partial X}(\rho U) + V \frac{\partial}{\partial Y}(\rho U) + W \frac{\partial}{\partial Z}(\rho U) = & -\frac{\partial p}{\partial X} + \\ & \frac{\partial}{\partial X} \left\{ \mu \left[2 \frac{\partial U}{\partial X} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} \right) \right] \right\} + \\ & \frac{\partial}{\partial Y} \left[\mu \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\mu \left(\frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial X} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

Direção Y

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho V) + U \frac{\partial}{\partial X}(\rho V) + V \frac{\partial}{\partial Y}(\rho V) + W \frac{\partial}{\partial Z}(\rho V) = & -\frac{\partial p}{\partial Y} + \\ & \frac{\partial}{\partial Y} \left\{ \mu \left[2 \frac{\partial V}{\partial Y} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} \right) \right] \right\} + \\ & \frac{\partial}{\partial X} \left[\mu \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\mu \left(\frac{\partial V}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial Y} \right) \right] - \rho g \end{aligned} \quad (3.3)$$

Direção Z

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho W) + U \frac{\partial}{\partial X}(\rho W) + V \frac{\partial}{\partial Y}(\rho W) + W \frac{\partial}{\partial Z}(\rho W) = -\frac{\partial p}{\partial Z} +$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial Z} \left\{ \mu \left[2 \frac{\partial W}{\partial Z} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} \right) \right] \right\} + \\ & \frac{\partial}{\partial X} \left[\mu \left(\frac{\partial W}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[\mu \left(\frac{\partial V}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial Y} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.4)$$

Equação da Conservação da Energia

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho c_p T) + \frac{\partial}{\partial X} (\rho c_p U T) + \frac{\partial}{\partial Y} (\rho c_p V T) + \frac{\partial}{\partial Z} (\rho c_p W T) = \\ \frac{\partial}{\partial X} \left(k \frac{\partial T}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(k \frac{\partial T}{\partial Y} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left(k \frac{\partial T}{\partial Z} \right) \end{aligned} \quad (3.5)$$

3.1.1 Hipóteses simplificadoras

Algumas hipóteses simplificadoras são frequentemente utilizadas na solução de problemas de convecção natural. Neste trabalho admite-se que o escoamento seja incompressível, uma vez que se trata de escoamento a baixa velocidade. Além disso, assume-se que todas as propriedades sejam constantes, exceto a viscosidade que é dependente da temperatura e a densidade, que varia somente com a temperatura no termo de empuxo, termo fonte responsável pelo movimento nas equações do momentum (*Aproximação de Boussinesq*). Considerando-se, então, a densidade como função da temperatura, temos

$$\rho = f(T) \quad (3.6)$$

a expansão de Taylor desta função em torno de uma temperatura de referência T_o , é:

$$\rho = f(T_o) + \left. \frac{\partial f}{\partial T} \right|_o (T - T_o) + \left. \frac{\partial^2 f}{\partial T^2} \right|_o \frac{(T - T_o)^2}{2} + \dots \quad (3.7)$$

Considerando-se os termos da aproximação de primeira ordem

$$\rho = \rho_o + \left. \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_o (T - T_o) \quad (3.8)$$

e a definição do coeficiente de expansão volumétrica,

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (3.9)$$

temos,

$$\rho = \rho_o [1 - \beta(T - T_o)] \quad (3.10)$$

Reescrevendo o termo de empuxo,

$$-\frac{\partial p}{\partial y} - \rho g = -\frac{\partial p}{\partial y} - \rho_o g + \rho_o g \beta(T - T_o) \quad (3.11)$$

e definindo

$$P = p + \rho_o g y \quad (3.12)$$

temos,

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial y} + \rho_o g \quad (3.15)$$

logo,

$$-\frac{\partial p}{\partial y} - \rho g = -\frac{\partial P}{\partial y} + \rho_o g \beta(T - T_o) \quad (3.16)$$

A seguir, são apresentadas as equações submetidas às simplificações, assumindo, ainda, a hipótese de regime permanente e condutividade térmica e calor específico constantes:

Equação da Continuidade

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (3.17)$$

Equações do Momentum

Direção X

$$\rho \left(U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} + W \frac{\partial U}{\partial Z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial X} \left\{ \mu \left[2 \frac{\partial U}{\partial X} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} \right) \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial Y} \left[\mu \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\mu \left(\frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial X} \right) \right] \quad (3.18)$$

Direção Y

$$\rho \left(U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} + W \frac{\partial V}{\partial Z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{\partial}{\partial Y} \left\{ \mu \left[2 \frac{\partial V}{\partial Y} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} \right) \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial X} \left[\mu \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\mu \left(\frac{\partial V}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial Y} \right) \right] - \rho_o g \beta (T - T_o) \quad (3.19)$$

Direção Z

$$\rho \left(U \frac{\partial W}{\partial X} + V \frac{\partial W}{\partial Y} + W \frac{\partial W}{\partial Z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial Z} \left\{ \mu \left[2 \frac{\partial W}{\partial Z} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} \right) \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial X} \left[\mu \left(\frac{\partial W}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[\mu \left(\frac{\partial V}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial Y} \right) \right] \quad (3.20)$$

Equação da Conservação da Energia

$$\rho c_p \left(U \frac{\partial T}{\partial X} + V \frac{\partial T}{\partial Y} + W \frac{\partial T}{\partial Z} \right) = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} \right) \quad (3.21)$$

Considerando agora a viscosidade dinâmica constante, as equações do momentum se reduzem a,

Direção X

$$\rho \left(U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} + W \frac{\partial U}{\partial Z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial X} + \mu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right) \quad (3.22)$$

Direção Y

$$\rho \left(U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} + W \frac{\partial U}{\partial Z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \mu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right) - \rho_o g \beta (T - T_o) \quad (3.23)$$

Direção Z

$$\rho \left(U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} + W \frac{\partial U}{\partial Z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \mu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right) \quad (3.24)$$

3.2 Convecção Natural Conjugada com Condução

Em vários trabalhos, sobretudo nos que utilizam volumes finitos como método de solução, o estudo da convecção natural conjugada com condução é feito resolvendo-se o conjunto de equações acima em todo o domínio, isto é, no fluido e no sólido, onde ocorre somente condução. Para que o método de solução possa distinguir o meio sólido, prescreve-se, nesta região, viscosidade infinita. Isto faz com que o campo de velocidades calculado nesta região seja infinitesimal, o que anula os termos convectivos da *Equação da Energia*, restando somente os termos difusivos, que modelam a condução em sólidos.

Este método de tratamento do domínio de solução tem a vantagem de evitar a subdivisão do problema principal, e posterior reacoplamento das novas fronteiras, entre sólido e fluido. Entretanto, este método é mais caro computacionalmente, pois é necessário que as equações da continuidade e de Navier-Stokes sejam resolvidas no subdomínio sólido, necessitando de mais memória para armazenamento das velocidades e maior tempo de processamento. Cabe ao analista avaliar as vantagens e desvantagens deste método, levando-se em consideração a relação entre os volumes ocupados pelo sólido e pelo fluido (relação sólido/fluido) e as capacidades de armazenamento e de processamento disponíveis. No presente trabalho, somente a equação da condução é resolvida na região sólida:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} = 0 \quad (3.25)$$

3.3 Convecção Natural Conjugada com Radiação

3.3.1 Equação de Transferência Radiativa

A equação governante para a intensidade de radiação para corpos cinzentos, assumindo que no meio ocorra absorção, emissão e espalhamento, é

$$\frac{dI(\vec{r}, \vec{s})}{ds} + (a + \sigma_s)I(\vec{r}, \vec{s}) = an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s} \cdot \vec{s}') d\Omega' \quad (3.26)$$

onde \vec{r} é a distância na direção \vec{s} , \vec{s}' é a direção de espalhamento, a é o coeficiente de absorção, n é o índice de refração, σ_s é o coeficiente de espalhamento, σ é a constante de Stefan-Boltzmann, I é a intensidade radiativa, Φ é a função de fase e Ω' é o ângulo sólido.

O primeiro passo na solução desta equação por volumes finitos é subdividir o domínio espacial em volumes finitos e o domínio direcional (4π estereoradianos) em ângulos sólidos finitos. Cada octante do espaço angular 4π em cada localização do espaço é discretizado em $N_\theta \times N_\phi$ ângulos sólidos iguais, chamados ângulos de controle.

Para facilitar a exata conservação da energia radiativa, os termos de transporte de energia são transformados em integrais de superfície. Aplicando o teorema da divergência na integral de volume do primeiro termo da Equação (3.26), obtém-se,

$$\int_V \frac{dI}{ds} dV = \int_V \nabla I \cdot \vec{s} dV = \int_V \nabla \cdot (I\vec{s}) dV = \int_S I\vec{s} \cdot \hat{n} dS \quad (3.27)$$

onde S é a área da superfície do volume V e \hat{n} é o vetor normal à superfície. Logo, a Equação (3.26) torna-se,

$$\int_\omega \int_S I\vec{s} \cdot \hat{n} dS d\omega + \int_\omega \int_V (a + \sigma_s) I(\vec{r}, \vec{s}) dV d\omega = \int_\omega \int_V an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} dV d\omega + \int_\omega \int_V \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s} \cdot \vec{s}') d\Omega' dV d\omega \quad (3.28)$$

As superfícies de cada volume de controle V_p são subdivididas em faces e um ponto de integração é posicionado em cada face. A área de cada face associada a um ponto de integração ip é S_{ip} e o vetor normal a esta face é \hat{n}_{ip} . Considerando todas as grandezas constantes em cada

face e a intensidade radiativa constante sobre o ângulo sólido γ , a Equação (3.28) é aproximada por (Raithby, 1999),

$$\sum_{ip} I_{ip}^{\gamma} N^{\gamma} \cdot \hat{n}_{ip} S_{ip} = \left[-(a + \sigma_s)_P I_P^{\gamma} + a_P n^2 \frac{\sigma T_P^4}{\pi} \right] V_P \omega^{\gamma} + \sigma_{s,P} \hat{I}_P^{\gamma} V_P \omega^{\gamma} \quad (3.29)$$

onde,

$$\hat{I}_P^{\gamma} = \frac{1}{4\pi} \sum_m I_P^m \hat{\Phi}(m, \gamma) \quad (3.30)$$

$$\hat{\Phi}(m, \gamma) = \frac{1}{\omega^{\gamma}} \int_{\omega^{\gamma}} \int_{\omega^m} \Phi(\vec{s} \cdot \vec{s}') d\Omega' d\omega \quad (3.31)$$

e,

$$N^{\gamma} = \int_{\omega^{\gamma}} \vec{s} d\omega \quad (3.32)$$

O índice P denota o nó P e \hat{I}_P^{γ} é a intensidade radiativa no nó. Para resolver a Equação (3.29), é necessário que as intensidades calculadas nas faces ip sejam interpoladas em P , de modo que a conservação de energia seja satisfeita, resultando na equação algébrica $\sum A_{np} I_{np}^{\gamma} = B^{\gamma}$. Embora, este método seja denominado *Finite Volume Method for Radiation* pela literatura, no FLUENT (2001) é referido como *Discrete Ordinate Method*.

3.4 Condições de Contorno

Neste trabalho, em todos os casos considerados, todas as condições de contorno onde as fronteiras são abertas foram definidas conforme a configuração geométrica. Além disso, todas as paredes são impermeáveis, nelas não ocorre deslizamento e a fronteira do domínio nas paredes onde estão montadas as fontes de calor são adiabáticas. Em todos os casos considerados, as condições de contorno estão indicadas nas seções correspondentes de acordo com o problema estudado.

3.5 Variáveis e Equações Adimensionais

Com a finalidade de reduzir e identificar os parâmetros relevantes na análise dos problemas propostos, procedeu-se à adimensionalização de todas as variáveis envolvidas. A substituição destas variáveis nas equações governantes resultou no conjunto de equações adimensionais, onde aparecem dois parâmetros de controle importantes. O número de Prandtl, que é uma propriedade do fluido, e o número de Rayleigh modificado, que está relacionado ao fluxo de calor que entra no domínio. Além destes parâmetros de controle, obteve-se, ainda, o número de Nusselt, resultante da adimensionalização do coeficiente de transmissão de calor local ou médio.

Neste trabalho, o ar foi o fluido de trabalho considerado, exceção feita a alguns casos estudados na seção 5.4, onde também foi considerada água. Em todos os casos, foi feito um estudo paramétrico baseado no número de Rayleigh modificado, estendendo o seu valor até onde pudesse ser garantido o regime permanente de escoamento laminar.

Além desses parâmetros adimensionais, foram utilizadas, também, em alguns casos, as razões de aspecto da geometria considerada. A seguir, são apresentadas as variáveis e as equações adimensionais obtidas, baseadas em uma dimensão de comprimento arbitrária L , que muda de acordo com o problema analisado.

3.5.1 Variáveis Adimensionais

Dimensões

$$x = X/L \tag{3.33}$$

$$y = Y/L \tag{3.34}$$

$$z = Z/L \tag{3.35}$$

Velocidades

$$u = U/(\alpha/L) \tag{3.36}$$

$$v = V/(\alpha/L) \tag{3.37}$$

$$w = W/(\alpha/L) \quad (3.38)$$

Pressão

$$P^* = P/[\rho_o(\alpha/L)^2] \quad (3.39)$$

Temperatura

$$\theta = (T - T_o)/(qL/k) \quad (3.40)$$

onde T_o é a temperatura de referência.

Excesso de Temperatura

$$\Delta T = T - T_\infty \quad (3.41)$$

onde T_∞ é a temperatura ambiente.

Número de Prandtl

$$Pr = \nu/\alpha \quad (3.42)$$

Número de Rayleigh modificado

$$Ra = \frac{g\beta qL^4}{\alpha k\nu} \quad (3.43)$$

onde, g é a aceleração da gravidade, β é o coeficiente de expansão volumétrica, q é o calor dissipado na fonte por unidade de área, L é o comprimento característico, α é o coeficiente de difusividade térmica, k é o coeficiente de condutividade térmica e $\nu = \mu_o/\rho_o$ é a viscosidade cinemática.

Número de Nusselt local

$$Nu = h_i L/k \quad (3.44)$$

ou, utilizando as equações adimensionalizadas da convecção e da condução na interface sólido-fluido,

$$Nu = \frac{1}{\theta}, \text{ sobre a fonte de calor} \quad (3.45)$$

Número de Nusselt médio

$$Nu_{med} = \frac{1}{A_s} \int_{A_s} \left(\frac{1}{\theta} \right) ds \quad (3.46)$$

onde, A_s é a área da fonte de calor.

3.5.2 Equações Adimensionais

Adimensionalizando as Eqs.(3.17 a 3.21), onde a variação da viscosidade dinâmica é considerada, resulta em,

Equação da Continuidade

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.47)$$

Equações do Momentum

Direção x

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = & -\frac{\partial P^*}{\partial x} + Pr \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu^* \left[2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] \right\} + \\ & Pr \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu^* \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + Pr \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu^* \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.48)$$

Direção y

$$\begin{aligned} u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = & -\frac{\partial P^*}{\partial y} + Pr \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \mu^* \left[2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] \right\} + \\ & Pr \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu^* \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + Pr \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu^* \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] - RaPr\theta \end{aligned} \quad (3.49)$$

Direção z

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial P^*}{\partial z} + Pr \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \mu^* \left[2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] \right\} +$$

$$Pr \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu^* \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + Pr \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu^* \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] \quad (3.50)$$

Equação da Conservação da Energia

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (3.51)$$

Onde $\mu^* = \mu/\mu_o$ é a relação entre a viscosidade dinâmica local e o seu valor à temperatura de referência.

E admitindo-se a viscosidade dinâmica constante, temos as seguintes equações adimensionais:

Equação da Continuidade

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.52)$$

Equações do Momentum

Direção x

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial P^*}{\partial x} + Pr \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (3.53)$$

Direção y

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial P^*}{\partial y} + Pr \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + RaPr\theta \quad (3.54)$$

Direção z

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial P^*}{\partial z} + Pr \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (3.55)$$

Equação da Conservação da Energia

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) \quad (3.56)$$

3.5.3 Parâmetros Geométricos

Os parâmetros geométricos considerados foram obtidos a partir das relações entre as dimensões que definem o domínio. As razões de aspecto do domínio foram definidas como $A_y = D/W_L$, a razão de aspecto da projeção do domínio na direção y e, $A_z = H/W_L$ na direção z . Onde, D é a profundidade, W_L é a largura e H é a altura do domínio.

Capítulo 4

Implementação e Validação do Pacote Computacional

4.1 Implementação

A implementação consistiu na geração e discretização do domínio utilizando o Gambit 1.3, na leitura da malha pelo FLUENT, e no estabelecimento dos parâmetros do pacote de modo a representar a modelagem teórica.

O FLUENT utiliza o método de volumes finitos na integração das equações governantes para a obtenção de um sistema algébrico de equações. Devido à hipótese de escoamento incompressível considerada, utilizou-se o método SIMPLE (Patankar, 1980) para efetuar o acoplamento numérico entre pressão e velocidade. Para a interpolação dos gradientes de velocidade e temperatura nas faces de cada volume, optou-se pelo método QUICK (Leonard e Mokhtari, 1990), para malhas estruturadas e o método UPWIND de 2ª ordem (FLUENT, 2001), para malhas não-estruturadas. O pacote computacional FLUENT possibilita facilmente a opção e utilização de vários métodos de acoplamento e de interpolação.

O sistema algébrico resultante é resolvido numericamente, pelo pacote computacional, utilizando Gauss-Seidel ponto-a-ponto, reconhecidamente, um método de convergência lenta. Para acelerar a sua convergência utiliza-se o método de *multigrid* algébrico (Wesseling, 1991). A técnica consiste em se resolver o sistema algébrico de equações utilizando um método simples, tal como Gauss-Seidel, em malhas cada vez mais grosseiras, de modo a reduzir os componentes de alta

freqüência do resíduo (erro) da solução. Em seguida, as soluções obtidas nas malhas mais grossas são prolongadas (interpoladas) em malhas cada vez mais finas, até a malha inicial (Mavriplis e Venkatakrishnan, 1995). Isto aumenta consideravelmente a taxa de convergência, pois, o método de Gauss-Seidel funciona filtrando as altas freqüências do resíduo (filtro passa-baixa), sendo que a freqüência de corte desse filtro é inversamente proporcional ao tamanho do volume de controle, logo o problema é resolvido em malhas de tamanhos diferentes abrangendo faixas de freqüências que retardariam a convergência da solução se o problema fosse resolvido em uma única malha.

O pacote computacional proporciona também uma interface amigável para estipular as condições de contorno mais comuns. Para cavidades, utilizaram-se as condições de contorno disponibilizadas pelo pacote, entretanto, na entrada de canais foi necessário criar um pequeno programa em linguagem C, interpretado pelo FLUENT, que estipulasse a condição de contorno na entrada do canal, requerida no modelamento teórico proposto por Marcondes e Maliska (1999).

Uma outra característica do software que vale a pena mencionar nesta seção é que ele requer e produz todas as propriedades em grandezas dimensionais, logo, os resultados apresentados foram adimensionalizados para comparação com a literatura, utilizando propriedades físicas à temperatura de referência obtidas em tabelas presentes na literatura (Bejan, 1995).

4.2 Validação

Uma vez que o software é bem documentado e já validado pela literatura, optou-se por realizar uma validação que comprovasse a correta utilização do software para simulação de convecção natural. Isso foi realizado resolvendo-se problemas que são freqüentemente utilizados na literatura para validação de programas computacionais.

4.2.1 Cavidade Bidimensional

O primeiro teste foi feito utilizando-se a solução *benchmark* proposta por Davis (1983). O problema consiste em uma cavidade bidimensional quadrada com paredes horizontais adiabáticas e verticais isotérmicas, com temperaturas diferentes.

Inicialmente foi realizada a verificação da influência do refinamento da malha sobre os resul-

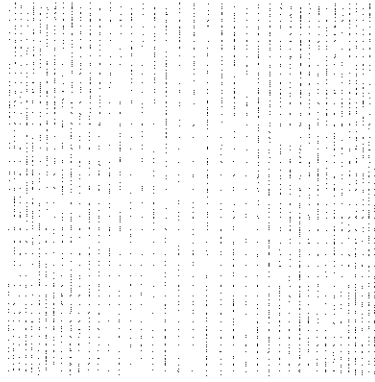


Figura 4.1: Malha bidimensional estruturada não-uniforme com 40x40 volumes.

tados para $Ra = 10^7$, esta verificação foi feita utilizando malhas estruturadas com espaçamento não-uniforme, a uma razão de 5% de variação, sendo o maior refinamento próximo às fronteiras. A Fig. 4.1 mostra um exemplo de uma malha, com 40x40 volumes, utilizada nesta seção. Observando a Fig. 4.2 é possível perceber uma pequena diferença entre os resultados obtidos para as malhas de 80x80 e 90x90, sendo esta diferença da ordem de 0,02%, logo a malha de 80x80 foi considerada satisfatória para a solução do problema.

O problema foi então resolvido para Ra de 10^3 até 10^6 , utilizando-se a malha 80x80. Os resultados obtidos estão em concordância com a solução padrão de Davis (1983), como pode ser observado nas Tabelas 4.1 e 4.2.

Tabela 4.1: Comparação dos resultados obtidos com a solução padrão (Davis, 1983).

	$Ra = 10^3$			$Ra = 10^4$		
	Presente trabalho	Solução padrão	Desvio (%)	Presente trabalho	Solução padrão	Desvio (%)
Nu_{med}	1,122	1,118	0,54	2,244	2,243	0,04
Nu_{max}	1,510	1,505	0,33	3,532	3,528	0,07
Nu_{min}	0,702	0,692	1,44	0,585	0,586	0,17

4.2.2 Cavidade Tridimensional

O segundo teste realizado foi feito utilizando-se os resultados obtidos por Fusegi *et al.* (1991) e Tric *et al.* (2000). O problema consiste em uma cavidade cúbica com paredes horizontais adiabáticas, duas paredes verticais adiabáticas, e duas paredes verticais isotérmicas, com tempe-

Tabela 4.2: Comparação dos resultados com a solução padrão (Davis, 1983).

	$Ra = 10^5$			$Ra = 10^6$		
	Presente trabalho	Solução padrão	Desvio (%)	Presente trabalho	Solução padrão	Desvio (%)
Nu_{med}	4,525	4,519	0,13	8,842	8,800	0,48
Nu_{max}	7,736	7,717	0,25	17,675	17,925	1,39
Nu_{min}	0,727	0,729	0,27	0,978	0,989	1,11

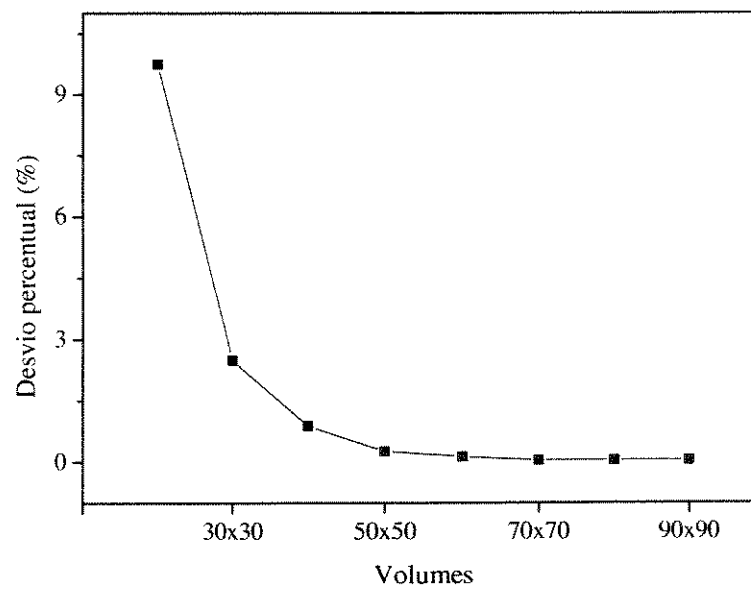


Figura 4.2: Desvio percentual do Nusselt médio em relação ao obtido com malha 90x90.

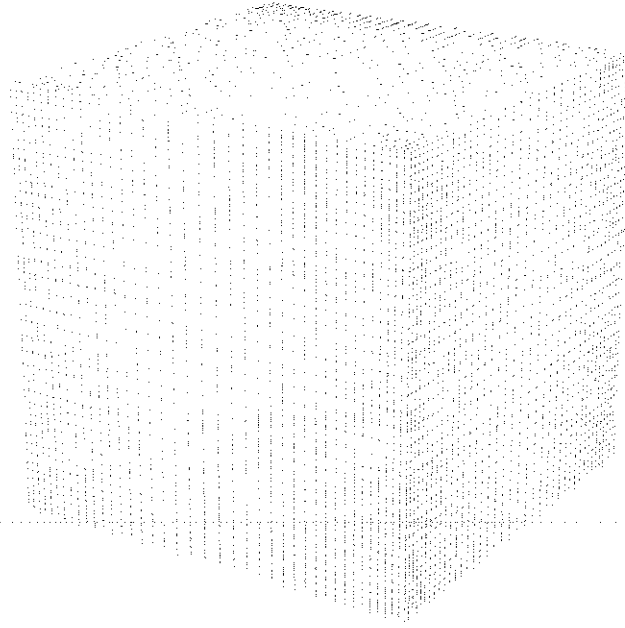


Figura 4.3: Malha tridimensional estruturada não-uniforme com 40x40x40 volumes.

raturas diferentes.

Como no problema de cavidade bidimensional, foi realizada a verificação da influência do refinamento da malha sobre os resultados para $Ra = 10^4$, esta verificação foi feita utilizando malhas com espaçamento não-uniforme, a uma razão de 5% de variação, sendo o maior refinamento próximo às fronteiras. A Fig. 4.3 mostra um exemplo de uma malha, com 40x40x40 volumes, utilizada nesta seção. Observando a Figura 4.4 percebe-se visualmente uma pequena diferença entre os resultados obtidos para as malhas de 80x80x80 e 90x90x90, sendo a diferença da ordem de 0,1%, logo a malha de 80x80x80 foi considerada satisfatória para a solução do problema.

O problema foi então resolvido para Ra de 10^3 até 10^6 , utilizando-se a malha 80x80x80. Os resultados obtidos estão em concordância com a literatura, como pode ser observado nas Tabelas 4.3 e 4.4.

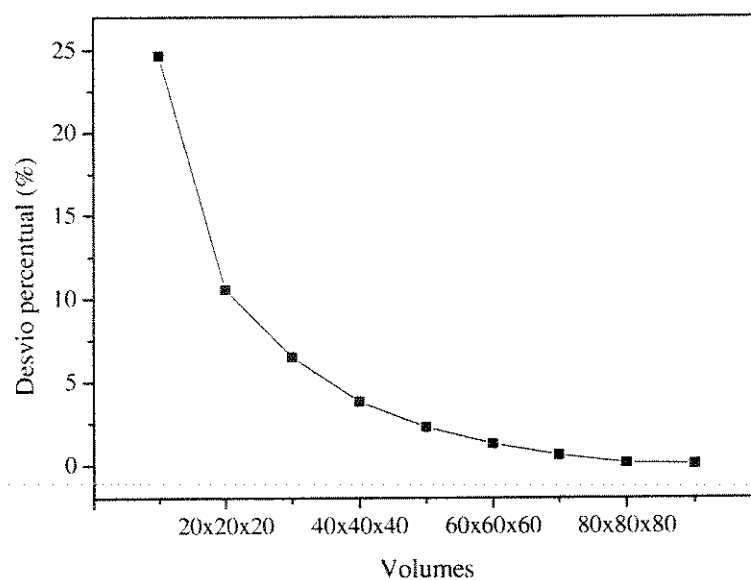


Figura 4.4: Desvio percentual do Nusselt médio em relação ao obtido com malha 90x90x90.

Tabela 4.3: Comparação dos resultados com Tric *et al.* (2000).

	$Ra = 10^3$			$Ra = 10^4$		
	Presente trabalho	Tric <i>et al.</i> (2000)	Desvio (%)	Presente trabalho	Tric <i>et al.</i> (2000)	Desvio (%)
u_{max}	3,535	3,543	0,23	16,627	16,719	0,55
v_{max}	0,171	0,173	1,15	2,125	2,156	1,44
w_{max}	3,530	3,544	0,40	18,945	18,983	0,20
Nu_{med}	1,070	1,070	0,00	2,058	2,054	0,20

Tabela 4.4: Comparação dos resultados com Tric *et al.* (2000) e Fusegi *et al.* (1991).

Ra	Presente trabalho 80x80x80	Tric <i>et al.</i> (2000) 81x81x81	Fusegi <i>et al.</i> (1991) 62x62x62
10^3	1,070	1,070	1,085
10^4	2,058	2,054	2,100
10^5	4,343	4,337	4,361
10^6	8,683	8,640	8,770

Capítulo 5

Resultados

A seguir são apresentados os resultados obtidos para os casos de cavidade, canal e placa verticais, e canal horizontal. A solução final para cada caso considerado foi obtida partindo-se de uma malha inicialmente “grosseira” de onde se obtinha uma solução convergida. A partir dessa solução, o gradiente de temperatura era calculado e a malha refinada nos volumes onde o gradiente fosse maior que 90% do valor máximo calculado. Em seguida, uma nova solução convergida era obtida, completando um passo de adaptação. Esse procedimento era realizado até que a temperatura máxima sobre a fonte de calor não variasse mais que 1% entre um passo e outro de adaptação.

5.1 Cavidade Vertical com Parede Aquecida

5.1.1 Influência da Razão de Aspecto A_z e do Número de Rayleigh

A influência da razão de aspecto A_z na transferência de calor em cavidades verticais foi analisada e comparada com resultados bidimensionais disponíveis na literatura. Os resultados apresentados nessa seção foram publicados por Dias-Jr e Milanez (2002). Oosthuizen (2000) considerou uma cavidade bidimensional vertical, sendo uma parede vertical aquecida sob fluxo de calor uniforme e a outra resfriada sob temperatura uniforme. As paredes horizontais foram consideradas adiabáticas.

De modo a reproduzir uma configuração que, na prática, freqüentemente é aproximada para um caso bidimensional, considerou-se uma cavidade tridimensional, com uma parede vertical aque-

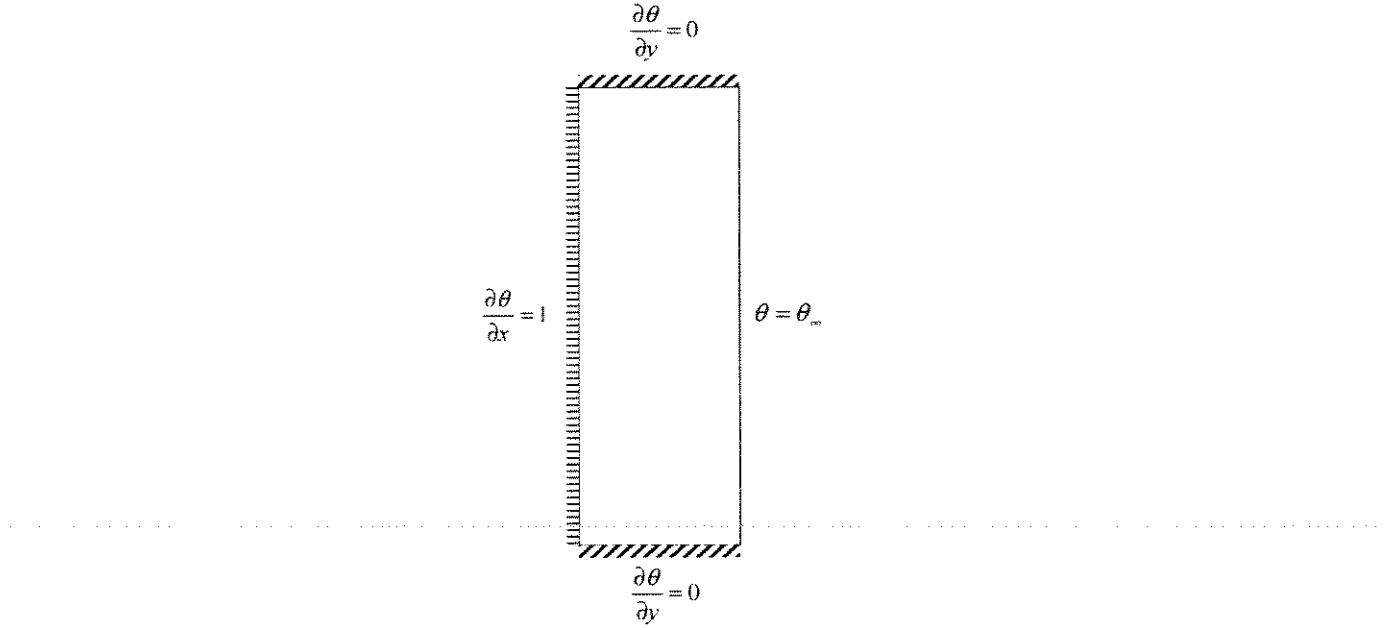


Figura 5.1: Condições de contorno nas paredes de uma cavidade vertical.

cida sob fluxo de calor uniforme, a parede oposta resfriada a uma temperatura uniforme e as demais paredes verticais e horizontais adiabáticas (Figura 5.1). O comprimento característico (L) considerado neste problema foi a largura da cavidade (W_L), o fluido utilizado foi o ar e a razão de aspecto A_y utilizada foi igual a A_z . O estudo foi feito variando-se A_z de 1 a 20 e o número de Rayleigh ($Ra = \frac{g\beta q W_L^4}{\alpha k \nu}$) de 10^3 a 10^6 . A Figura 5.2 mostra um exemplo de malha tridimensional com $A_y = A_z = 10$ utilizada nessa seção.

A Figura 5.3 mostra a influência do número de Rayleigh e da razão de aspecto A_z sobre o número de Nusselt médio para os casos bi e tridimensional. Pode-se observar que em ambos os casos o número Nusselt médio aumenta com o aumento do número de Rayleigh.

A variação do número de Nusselt médio em função da razão de aspecto A_z pode ser vista na Figura 5.3. Observa-se que há um valor de A_z em que o número de Nusselt é máximo e a partir do qual decresce monotonicamente, no intervalo considerado. O ponto de máximo e o valor do Nusselt médio neste ponto também variam com o número de Rayleigh. Isto foi apontado por Oosthuizen (2000), que obteve uma curva parametrizada do Nusselt médio em função da razão de aspecto para o caso bidimensional. A curva parametrizada foi construída dividindo-se cada curva $Nu_{med} \times A_z$ pelo seu $Nu_{max} \times A_{zmax}$, resultando em uma função independente de Ra . Entretanto, algumas questões devem ser discutidas em relação a este ponto de máximo na curva do Nu_{med} em

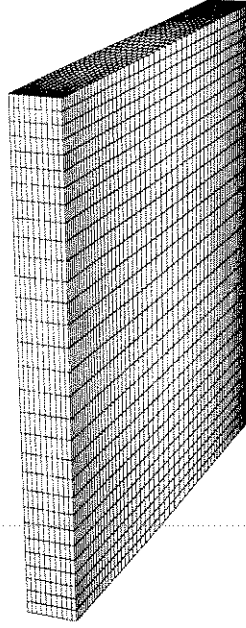


Figura 5.2: Malha tridimensional estruturada não-uniforme com $A_y = A_z = 10$.

função de A_z .

Como definido anteriormente, o número de Nusselt, para a condição de contorno de fluxo de calor constante, é inversamente proporcional à temperatura adimensional sobre a fonte de calor ($Nu = 1/\theta$). Logo, considerando a Figura 5.3, o aumento do número de Rayleigh provoca uma diminuição na temperatura adimensional. Entretanto, esta temperatura depende do fluxo de calor sobre a fonte e do comprimento característico ($\theta = k\Delta T/qW_L$).

Independentemente da solução das equações governantes, pode-se realizar uma análise dos parâmetros envolvidos visando o estudo da dependência entre eles. Considerando-se, então, somente a influência do número de Rayleigh, o aumento do fluxo de calor provoca um aumento do número de Rayleigh, assim a temperatura adimensional diminui devido ao aumento do fluxo de calor, que é usado na sua adimensionalização. Uma maneira de isolar este efeito seria analisar o produto entre o número de Rayleigh e a temperatura adimensional ou, inversamente, a relação entre o número de Nusselt médio e o número de Rayleigh em função do número de Rayleigh, como mostrado na Figura 5.4. Nesta figura, são mostrados os mesmos resultados apresentados na Figura 5.3, e devido às curvas aparecem praticamente umas sobre as outras, não foi apresentada uma legenda. Pode-se observar que os pontos de máximo mostrados na Figura 5.3 não aparecem na Figura 5.4.

Considerando-se, agora, somente a influência da razão de aspecto A_z , uma vez que é a relação

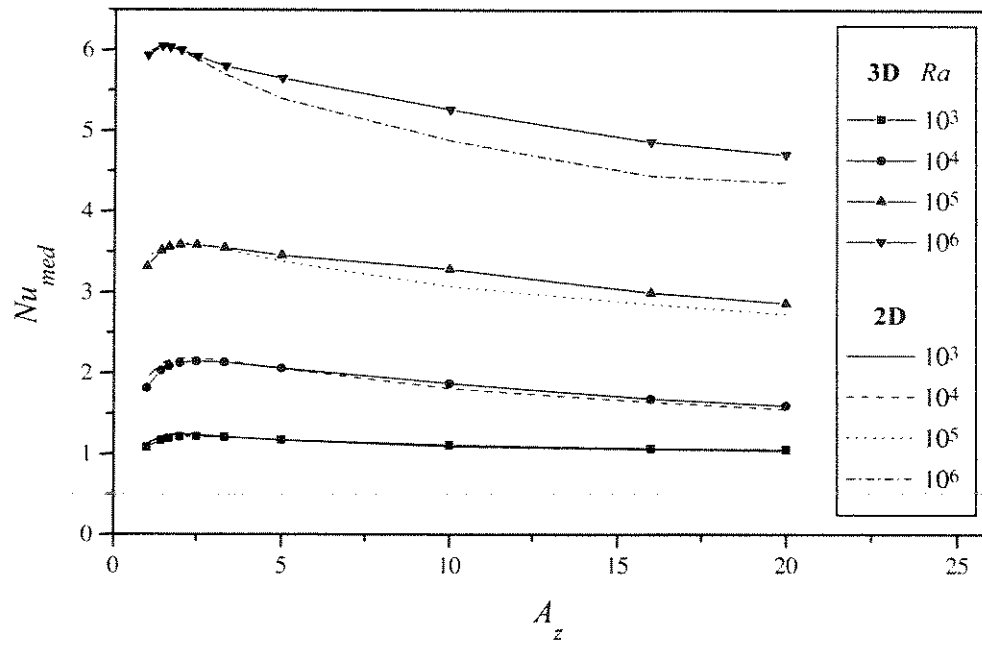


Figura 5.3: Variação do número de Nusselt médio com a razão de aspecto A_z .

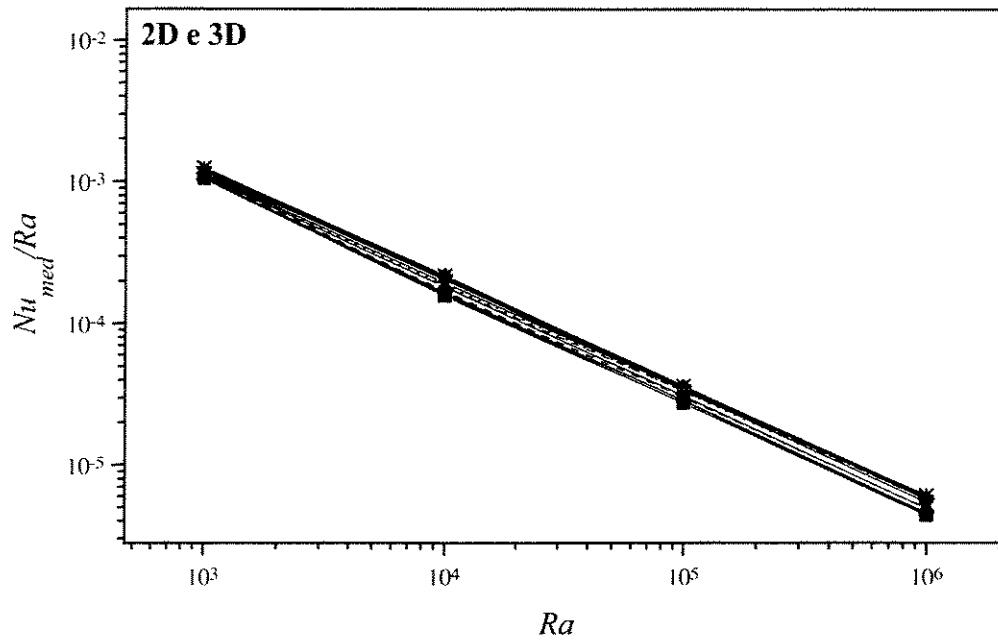


Figura 5.4: Variação de Nu_{med}/Ra com o número de Rayleigh.

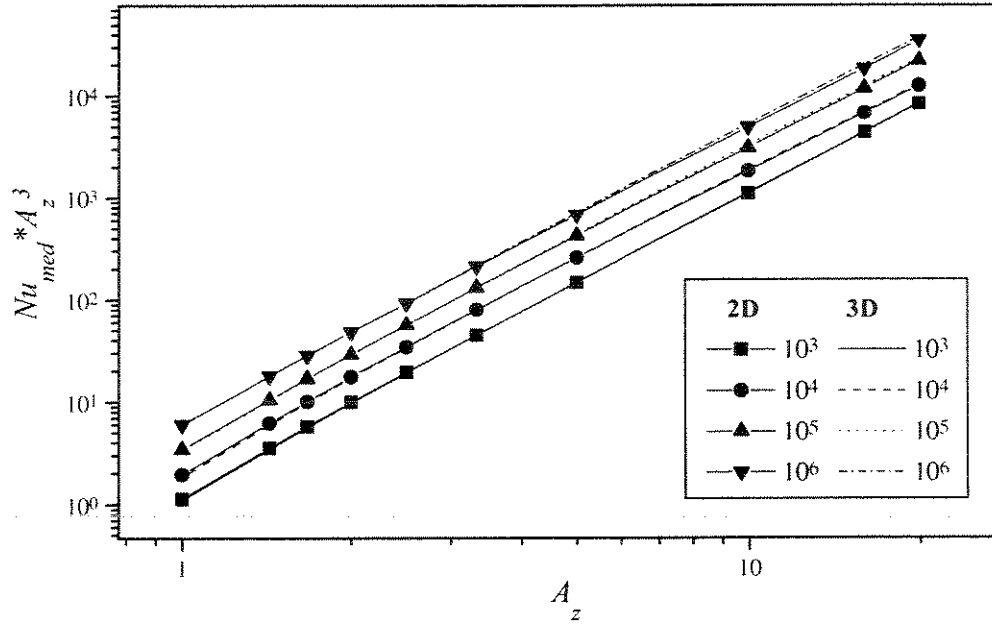


Figura 5.5: Variação de $Nu_{med} * A_z^3$ com a razão de aspecto A_z .

entre a altura e a largura da cavidade, o seu aumento implica em uma diminuição da largura, que neste caso é o próprio comprimento característico. Assim, esta diminuição de W_L resulta em um aumento na temperatura adimensional e uma conseqüente diminuição do número de Nusselt. Há ainda a influência de W_L sobre o número de Rayleigh, que depende dele elevado à quarta potência, logo a sua diminuição resulta em uma diminuição do número de Rayleigh. Para isolar então esta influência basta multiplicar o número de Nusselt médio pela razão de aspecto A_z elevada à terceira potência e dividir o resultado pelo número de Rayleigh.

A Figura 5.5 mostra o número de Nusselt médio, para o caso bi e tridimensional, multiplicado pela razão de aspecto, elevada à terceira potência, enquanto a Figura 5.6 mostra este valor dividido pelo número de Rayleigh, para o caso tridimensional. Pode-se notar que os pontos de máximo, apontados anteriormente, desapareceram revelando o verdadeiro comportamento da curva. Isto é importante, pois, o leitor seria levado a pensar na existência de uma mudança no escoamento que justificasse estes pontos de máximo, artefatos provenientes da adimensionalização.

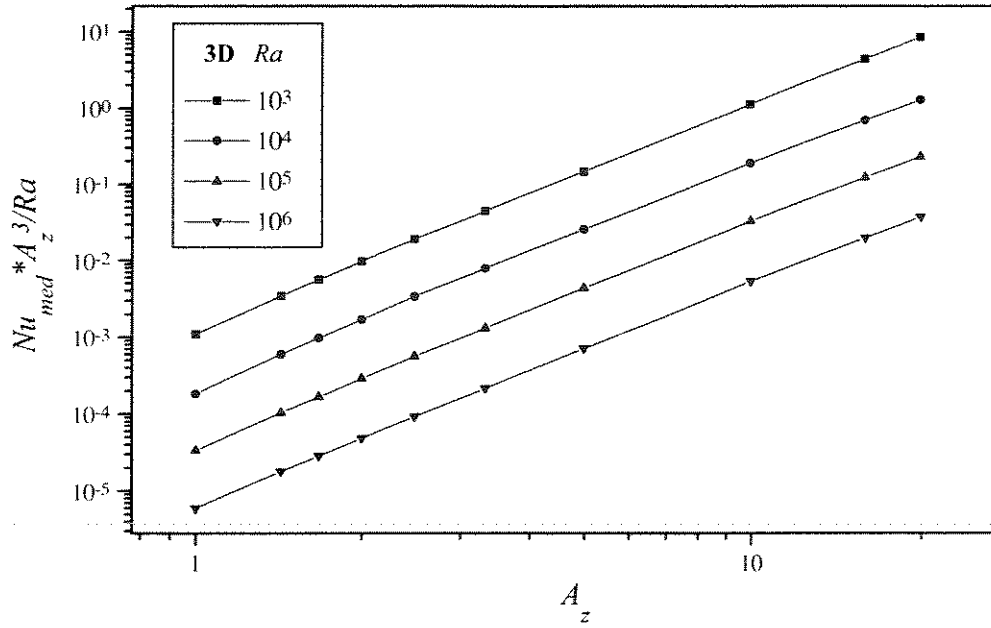


Figura 5.6: Variação de $Nu * A_z^3 / Ra$ com a razão de aspecto A_z .

5.1.2 Influência da Razão de Aspecto A_y

Nesta seção, avaliou-se a influência da razão de aspecto A_y sobre o número de Nusselt médio sobre parede aquecida. Partindo-se de uma configuração arbitrária de uma cavidade tridimensional com razão de aspecto $A_z = 10$ e $Ra = 10^4$, variou-se a profundidade da cavidade mantendo as outras dimensões inalteradas, resultando em uma variação de A_y de 0,5 a 30.

Dois tipos de condições de contorno para as paredes laterais foram estudados, paredes adiabáticas, como na seção anterior, e paredes mantidas a temperatura uniforme, à mesma temperatura da parede oposta à parede aquecida. As paredes superior e inferior da cavidade são consideradas adiabáticas, como na seção 5.1.1.

A Figura 5.7 mostra o comportamento do número de Nusselt médio sobre a parede aquecida para paredes laterais adiabáticas e mantidas a temperatura uniforme. Pode-se notar que à medida que a razão de aspecto A_y aumenta, o número de Nusselt médio tende ao valor encontrado para o caso bidimensional (1,90) em ambos os casos. Este estudo evidencia a diminuição da influência das paredes laterais no escoamento, ou de outro modo, a independência da solução em relação à presença das paredes, hipótese frequentemente utilizada no modelamento bidimensional de experimentos. Observa-se a mesma tendência no caso de paredes mantidas a temperatura constante, embora a influência das paredes não diminua tão rapidamente como no outro caso.

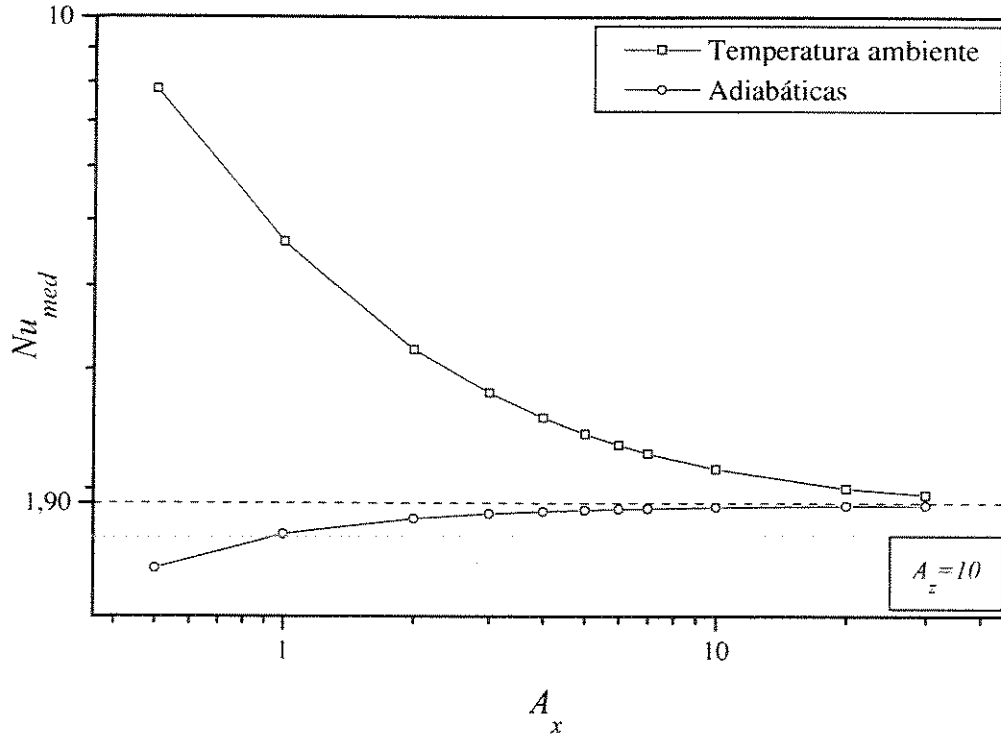


Figura 5.7: Número de Nusselt médio sobre a parede aquecida para paredes laterais adiabáticas e mantidas à temperatura uniforme.

5.2 Cavidade Vertical com Fonte Discreta

Nesta seção, a convecção natural em uma cavidade vertical tridimensional com uma fonte discreta foi estudada. Foi analisada a dependência do número de Nusselt médio, sobre a fonte de calor, em relação ao número de Rayleigh modificado, para os casos de convecção natural pura (Caso I) e conjugada com radiação (Caso II). O fluido utilizado foi o ar, considerado como meio inerte, e as razões de aspecto A_z e A_y foram iguais a 10, resultando em um domínio idêntico ao mostrado na Figura 5.2. As paredes foram consideradas superfícies difusas e cinzentas com emissividade igual a 0,1. A Figura 5.8 mostra uma fonte de calor quadrada, de dimensão $H_s = 0,1H$, posicionada no centro de uma parede adiabática vertical. A parede oposta a essa foi mantida à temperatura ambiente e as demais consideradas adiabáticas.

A Figura 5.9(a) mostra a variação do número de Nusselt médio sobre a fonte de calor com o número de Rayleigh modificado ($Ra = \frac{g\beta q H_s^4}{\alpha k v}$), na Tabela 5.1 são apresentados os valores mostrados. A correlação obtida para o Nusselt médio para o Caso I é $Nu_{med} = 0,8Ra^{0,19}$, similar à correlação para uma placa plana vertical infinita com fluxo de calor uniforme que é $Nu = 0,6Ra^{0,2}$

(Bejan, 1995). Além disso, pode-se observar que a diferença no número de Nusselt médio entre os casos de convecção pura e conjugada com radiação diminui à medida que o número de Rayleigh modificado aumenta. Isto mostra que embora a temperaturas mais baixas, menor número de Rayleigh, a participação da transferência de calor por radiação contribui aumentando a taxa de transferência de calor.

A Figura 5.9(b) mostra a variação do excesso de temperatura máximo sobre a fonte de calor com o número de Rayleigh modificado. Para obter este valor, a temperatura máxima sobre a fonte de calor foi encontrada e a temperatura da parede oposta foi subtraída deste valor. Percebe-se que embora o processo de radiação desempenhe um papel relativamente importante sobre o comportamento do número de Nusselt médio, a sua participação na temperatura máxima sobre a fonte de calor é bem menor, e diminui à medida que o número de Rayleigh modificado aumenta. Isto é devido ao fato de que uma pequena região da fonte de calor permanece à temperatura máxima. Se a temperatura máxima sobre a fonte de calor for um parâmetro importante, do problema de convecção natural a ser resolvido, considerar desprezível o calor transferido por radiação é, em geral, uma boa aproximação.

A Figuras 5.10 mostram linhas isotérmicas para os casos de convecção pura (esquerda) e conjugada com radiação (direita). Pode-se observar que à medida que o número de Rayleigh modificado aumenta a semelhança entre as linhas isotérmicas para os Casos I e II aumenta.

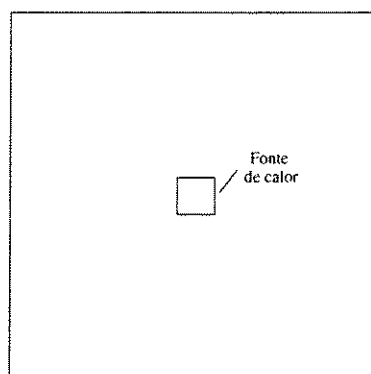
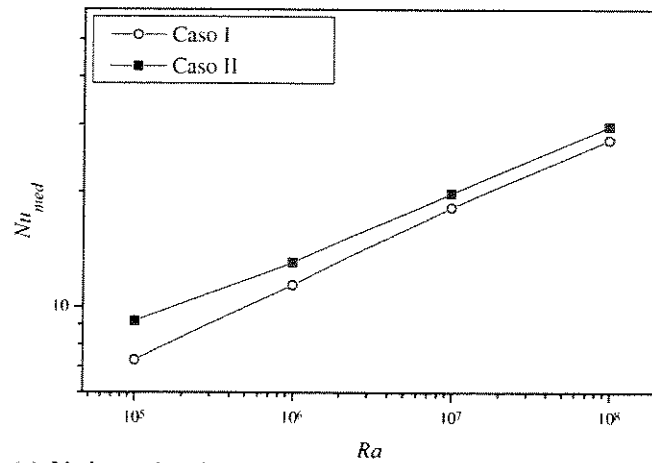
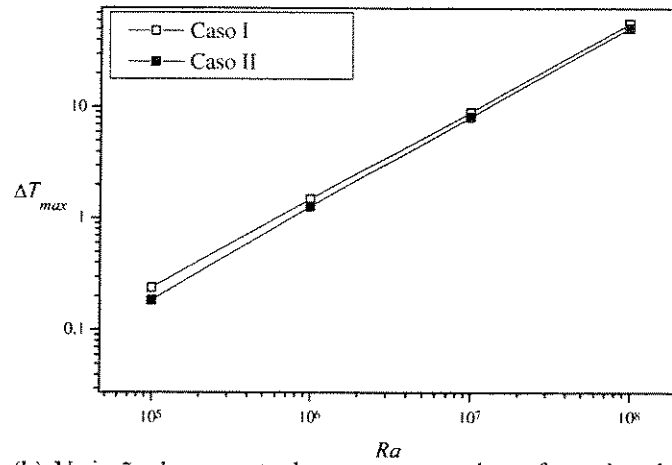


Figura 5.8: Posicionamento da fonte de calor na parede adiabática.



(a) Variação do número de Nusselt médio sobre a fonte de calor com Ra .



(b) Variação do aumento de temperatura sobre a fonte de calor com Ra .

Figura 5.9: Número Nusselt médio e aumento de temperatura para os casos de convecção pura e conjugada com radiação.

Tabela 5.1: Número de Nusselt médio para os Casos I e II.

Ra	Caso I	Caso II
10^5	7,290	9,191
10^6	11,444	13,082
10^7	18,253	19,863
10^8	27,404	29,712

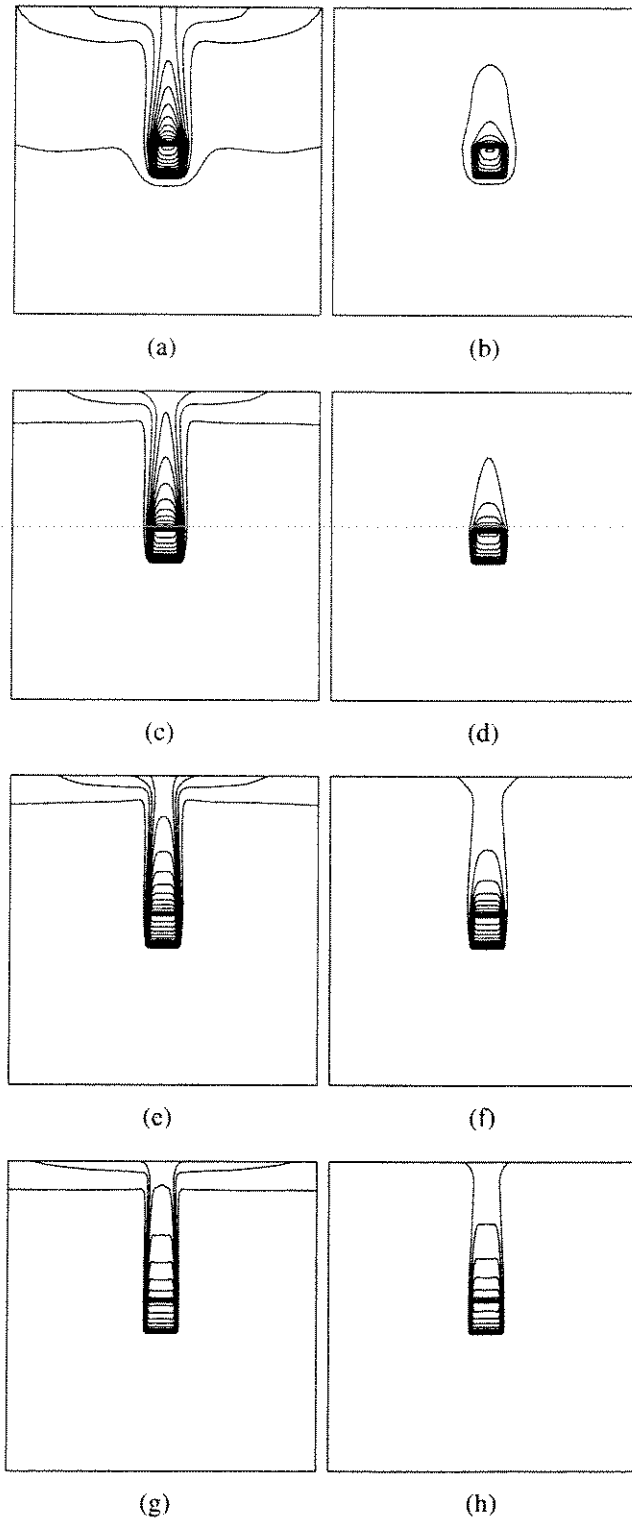


Figura 5.10: Linhas isotérmicas (20) na parede de uma cavidade tridimensional com uma fonte de calor para os casos de convecção pura (esquerda) e conjugada com radiação (direita). (a,b) $Ra = 10^5$ ($\theta = 0 - 0,2$), (c,d) $Ra = 10^6$ ($\theta = 0 - 0,13$), (e,f) $Ra = 10^7$ ($\theta = 0 - 0,07$) e (g,h) $Ra = 10^8$ ($\theta = 0 - 0,05$).

5.3 Canal Vertical

5.3.1 Condições de Contorno em Canais

Em razão da discussão apresentada por Marcondes e Maliska (1999) concernente à condição de contorno na entrada de canais verticais, apresentamos aqui um estudo detalhado da influência dessa condição de contorno nos resultados obtidos para o problema de uma fonte discreta em canais verticais.

Neste estudo utilizou-se um canal vertical bidimensional com paredes adiabáticas e razão de aspecto $A_z = 10$, além disso, nas paredes foi prescrita a condição de não-eskorregamento. Uma fonte de calor uniforme com dimensão $H_s = 0,1H$ foi posicionada no centro da parede esquerda, como mostrada na Figura 5.11. Na saída do canal foram prescritas condições de gradiente normal de velocidades nulo ($\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial y} = 0$) e, de gradiente normal de temperatura nulo para o fluido saindo ($\frac{\partial \theta}{\partial y} = 0$) e temperatura ambiente para o fluido entrando ($\theta = \theta_\infty$).

Três tipos de condição de contorno foram testados na entrada do canal, em todos os casos o fluido entrava à temperatura ambiente.

Caso 1: Gradientes normais de velocidade nulos na entrada do domínio estendido¹ ;

Caso 2: Pressão manométrica negativa na entrada do canal²;

Caso 3: Gradientes normais de velocidade nulos na entrada do canal.

A Figura 5.11(a) mostra o canal e o domínio estendido utilizados no caso 1 e a Figura 5.11(b) mostra o canal utilizado para os casos 2 e 3. As dimensões dos canais e das fontes de calor foram os mesmos para todos casos, embora isto não esteja explícito nas figuras.

A linhas de corrente para os três casos, para $Ra = 10^6$, estão representadas na Figura 5.12. Nos três casos pode-se ver a zona de recirculação ressaltada por Marcondes e Maliska (1999). Embora a diferença entre os casos 2 e 3 seja pequena, para o caso 1 a zona de recirculação é cerca de 20% maior que os outros dois, mostrando que mesmo o modelo empregado por Marcondes e

¹(Kettleborough, 1972)

²calculada utilizando-se a equação de Bernoulli ($P^* = -0,5\bar{v}^2$, onde \bar{v} é a velocidade média na entrada), como feito por Marcondes e Maliska (1999)

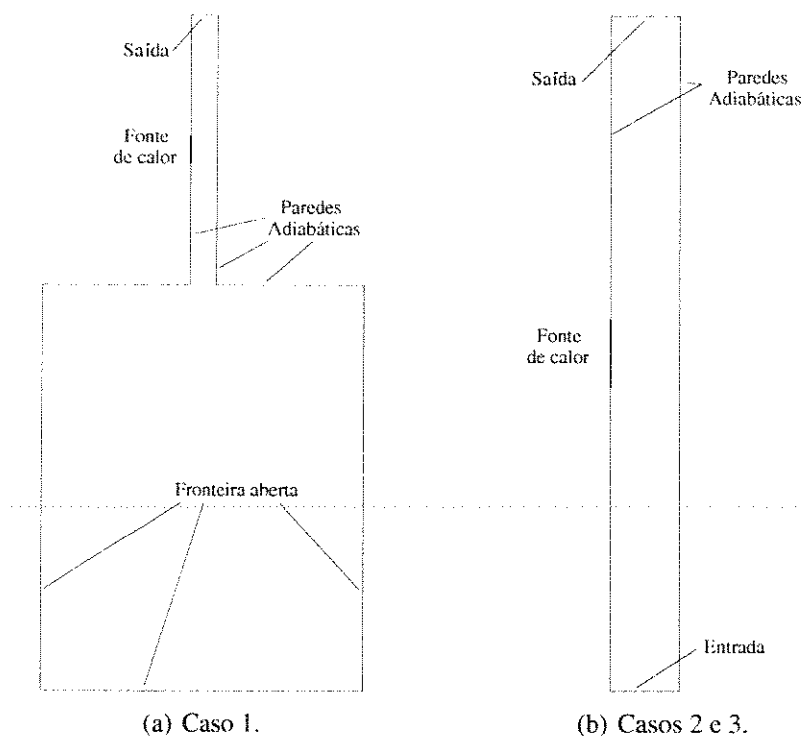


Figura 5.11: Domínios de cálculo.

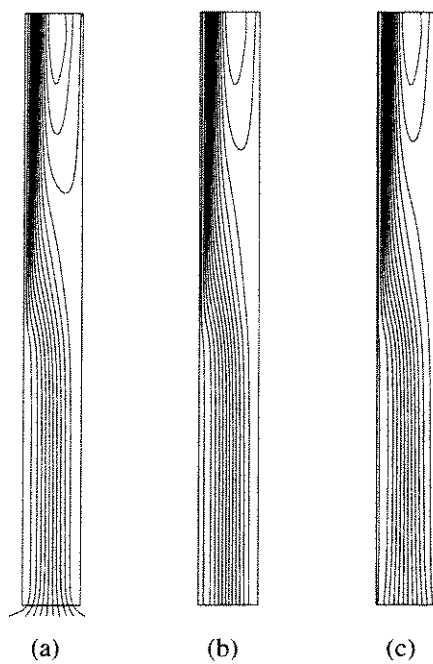


Figura 5.12: Linhas de corrente para canal vertical: caso 1 (a), caso 2 (b) e caso 3 (c).

Maliska (1999) demonstra ainda prescrever sobrepressão na entrada do canal, muito embora seja melhor que o modelo parabólico questionado pelos autores.

Na Figura 5.13 estão representadas as linhas isotérmicas para $Ra = 10^6$. Pouca diferença se apresenta entre os casos estudados, o que leva à conclusão que, para estes casos, embora a recirculação, e conseqüentemente o fluxo de massa, no canal seja diferente para cada caso, ela tem pouca importância no processo de troca de calor. Isto é confirmado na Figura 5.14, onde não se percebe visualmente qualquer diferença entre os perfis do excesso de temperatura sobre a parede e a fonte de calor, para os três casos estudados, conseqüentemente as condições de contorno na entrada consideradas influenciam pouco o valor do número de Nusselt sobre a fonte de calor.

Em razão destes resultados, neste trabalho adotamos o tipo de condição de contorno utilizado no caso 3 para as entradas de canais, e para as fronteiras abertas do domínio de cálculo para problemas de escoamento sobre placas. O caso 3 foi escolhido pois é o de menor custo computacional, uma vez que, para o caso 2, a cada iteração precisa-se calcular a velocidade média na entrada para se prescrever a pressão na entrada, o que resultou em um aumento de cerca de 40% no tempo de processamento³ para o caso 3; o caso 1, resultou em um tempo de processamento cinco vezes maior que aquele para o caso 3.

Nas Figuras 5.15, são mostrados os perfis de velocidade, na direção y , na entrada e na saída do canal. Pode-se observar que, embora os perfis de velocidade na entrada sejam distintos, e as zonas de recirculação apresentem diferença máxima de 20%, na saída, a diferença entre os perfis de velocidade para os três casos estudados é pequena, da ordem de 2%.

³Cerca de 4h em um microcomputador Athlon 1GHz).

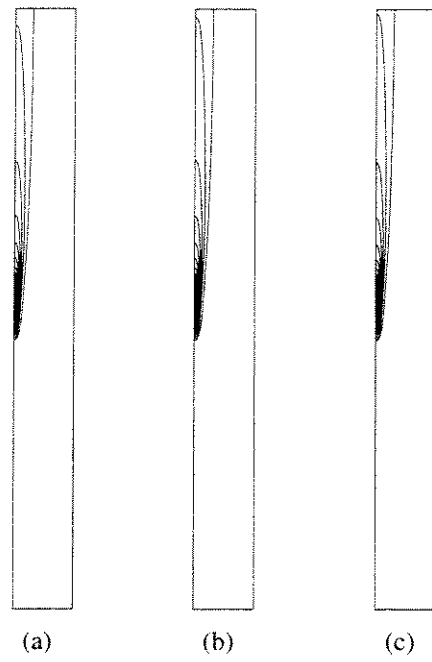


Figura 5.13: Linhas isotérmicas para canal vertical: caso 1 (a), caso 2 (b) e caso 3 (c).

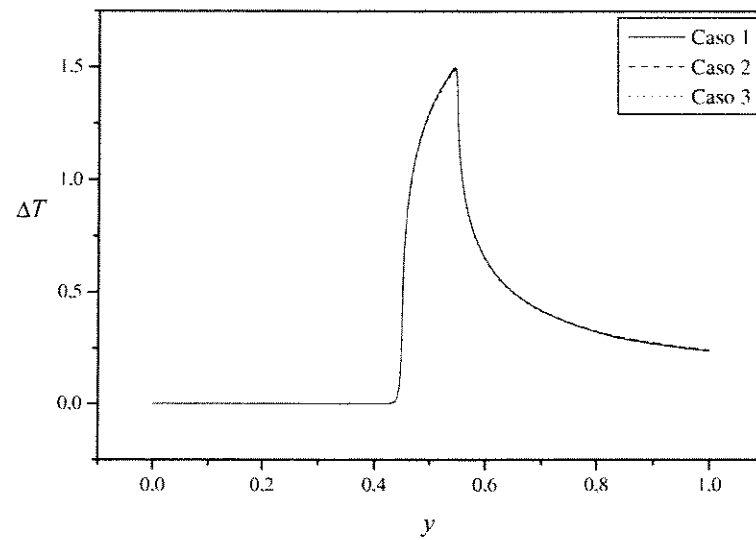
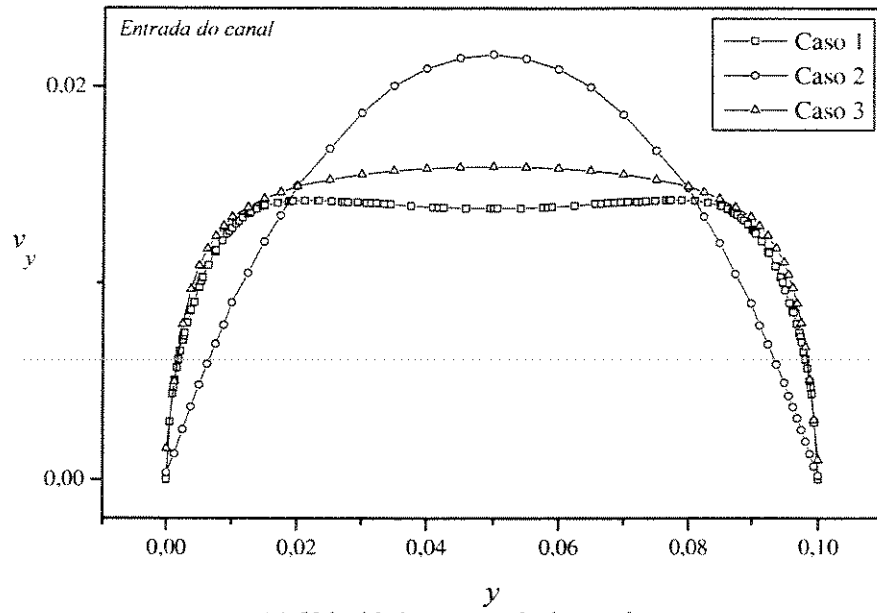
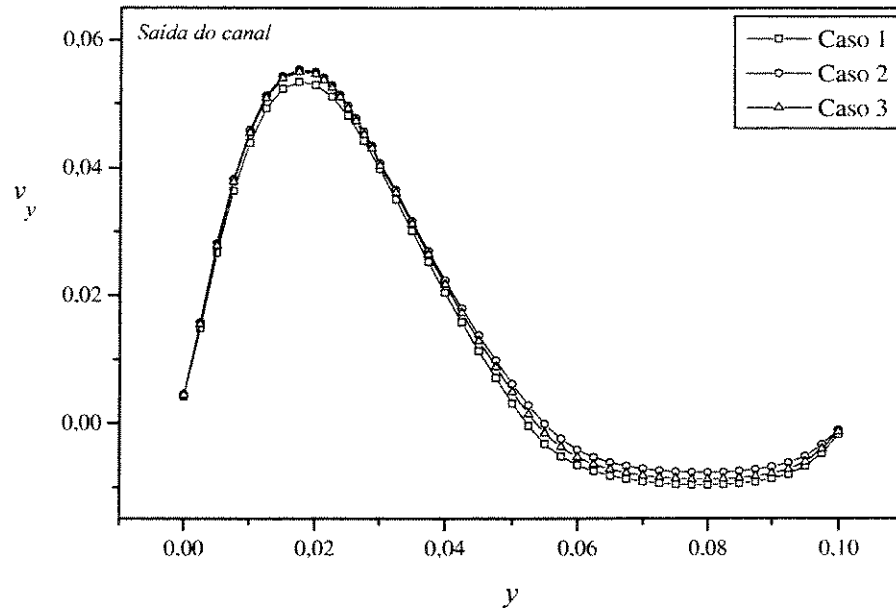


Figura 5.14: Perfis de temperatura para o canal vertical.



(a) Velocidade na entrada do canal



(b) Velocidade na saída do canal

Figura 5.15: Perfis de velocidade no canal vertical bidimensional ($Ra = 10^6$).

5.4 Placa Vertical

Nesta seção foi considerado o escoamento sobre uma fonte de calor pontual embutida em uma parede adiabática vertical. Foram estudados os casos bi e tridimensional para comparação dos resultados com aqueles disponíveis na literatura. A Figura 5.16 mostra uma fonte de calor posicionada em parede adiabática e os planos xy e zy considerados nesta seção. Nas simulações realizadas, o comprimento característico foi a dimensão da fonte de calor que era de $0,01m$, sendo que no caso bidimensional, isto representa a largura de uma fita e no caso tridimensional, o lado de um quadrado. A parede, onde a fonte de calor foi embutida, possuía $2,0m$ de altura e $1,0m$ de profundidade. O centro da fonte foi posicionado a $0,15m$ da borda inferior e a $0,50m$ da borda lateral dessa parede. Além disso, foram definidos os seguintes parâmetros para comparação com a literatura (Carey e Mollendorf, 1977):

Temperatura Normalizada

$$\phi = \frac{T_w - T_\infty}{T_s - T_\infty} \quad (5.1)$$

onde $T_w = T(X, 0, 0)$ é a temperatura sobre a parede e T_s é a temperatura sobre a fonte de calor.

Temperatura normalizada no plano xy

$$\phi_x = \frac{T(X, Y, 0) - T_\infty}{T_w - T_\infty} \quad (5.2)$$

Temperatura no plano zy

$$\phi_z = \frac{T(X, 0, Z) - T_\infty}{T_0 - T_\infty} \quad (5.3)$$

Duas configurações geométricas foram utilizadas, placa e duto. As condições de contorno na entrada foram de derivadas de velocidade nulas na direção vertical e de temperatura uniforme igual à ambiente. Na saída, o gradiente de temperatura normal era nulo e, no caso de recirculação, a temperatura era igual à ambiente. Além disso, as paredes foram consideradas adiabáticas, exceto na região da fonte de calor.

Para placa vertical, foram consideradas as mesmas condições de contorno utilizadas na entrada e na saída do duto, enquanto nas outras fronteiras a temperatura era a ambiente e as derivadas de velocidade, normais à fronteira, nulas. Ainda para a placa, a fronteira oposta à fonte de calor foi

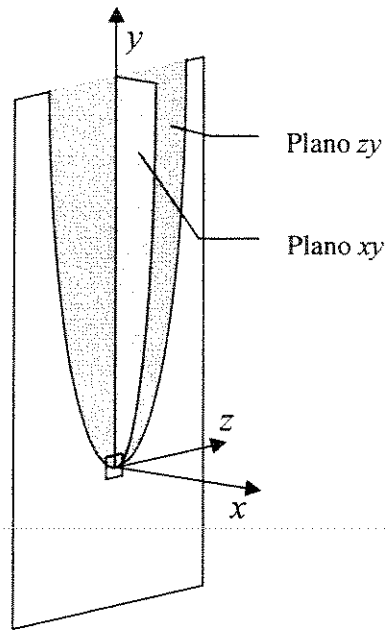


Figura 5.16: Posicionamento da fonte de calor e planos considerados.

posicionada a uma distância tal que as condições de contorno requeridas fossem satisfeitas. Nas simulações aqui tratadas essa distância foi de $2,0m$. As outras duas fronteiras, anterior e posterior, posicionadas a $0,50m$ do centro da fonte de calor satisfizeram as condições requeridas. As dimensões do duto vertical foram as mesmas dimensões do domínio utilizado para a placa vertical para verificação do efeito das paredes. Os resultados obtidos com as duas configurações não foram significativamente diferentes.

A malha utilizada foi construída utilizando-se volumes tetraedrais (pirâmides) distribuídos irregularmente pelo domínio, menores quanto mais próximos da fonte de calor. A malha inicial possuía 8000 volumes e foi refinada/adaptada durante a solução do problema. O critério de adaptação utilizado foi o da independência do gradiente de temperatura e de velocidade com o número de volumes na malha. Após vários passos de adaptação, a malha final utilizada para obter os resultados apresentados aqui atingiu a ordem de 270000 volumes. Dois tipos de volume foram avaliados, o volume hexaedral (cubo) e o tetraedral (pirâmide) sendo que este proporcionou um número total de volumes menor que aquele utilizando-se o volume hexaedral.

O caso bidimensional é freqüentemente utilizado para modelar o escoamento causado por uma fonte de calor linear, como em Milanez e Bergles (1986). Este caso foi considerado utilizando-se, de maneira adequada, as condições de contorno mencionadas e um domínio bidimensional.

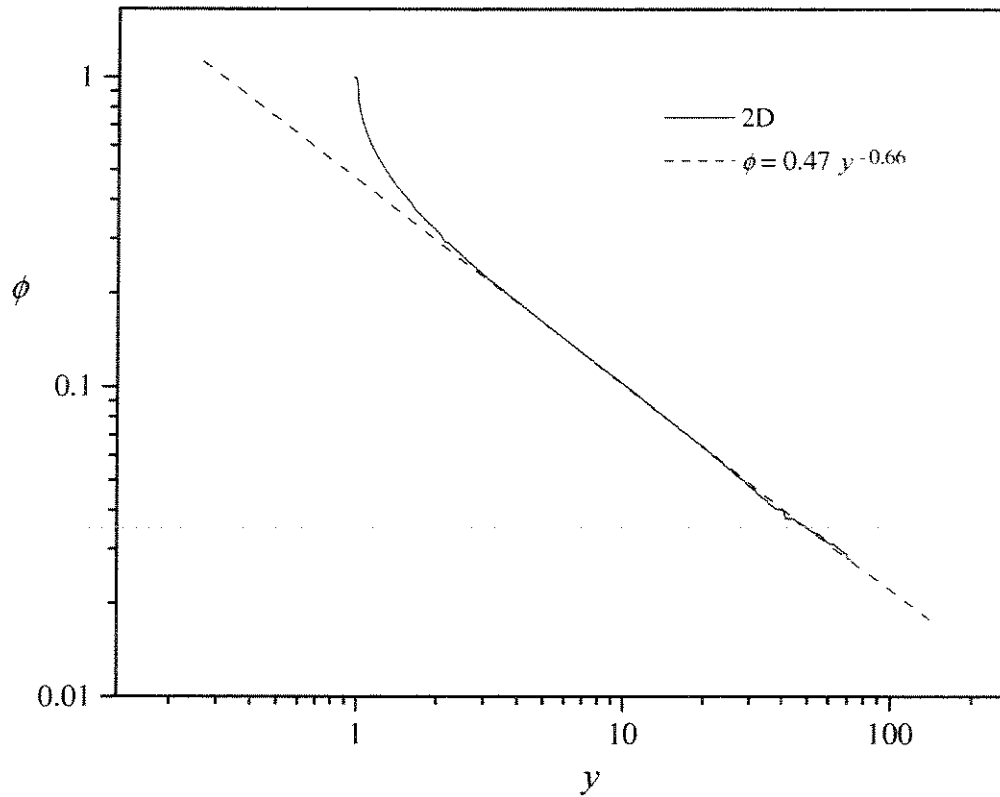


Figura 5.17: Variação da temperatura adimensional com a distância a jusante da fonte de calor.

Fujii (1963) resolveu analiticamente, considerando hipótese de camada-limite e similaridade, o escoamento sobre fontes calor linear e pontual. Em 1976, Jaluria estudou experimentalmente o comportamento do escoamento sobre uma fonte de calor discreta e horizontal. Ele verificou que o escoamento causado por uma fonte discreta se aproxima rapidamente do escoamento axialmente simétrico gerado por uma fonte de calor pontual. E Jaluria e Gebhart (1977) mostraram, utilizando solução por similaridade, que a curva de decaimento da temperatura na parede adiabática, sobre a qual a fonte de calor está localizada, obedece a $(y)^n$, onde $n = -3/5$, onde y é a coordenada vertical adimensionalizada pela dimensão da fonte de calor.

Na Figura 5.17, pode-se observar o decaimento da temperatura adimensional em função distância a jusante da fonte de calor, adimensionalizada pela dimensão da fonte. Verificou-se boa concordância do resultado bidimensional obtido com o teórico, obtido a partir da solução por similaridade. A curva ajustada, mostrada na figura, foi obtida utilizando-se os pontos $y > 3$. A partir deste ponto, devido à concordância com a escala teórica, presume-se que o escoamento já esteja completamente desenvolvido.

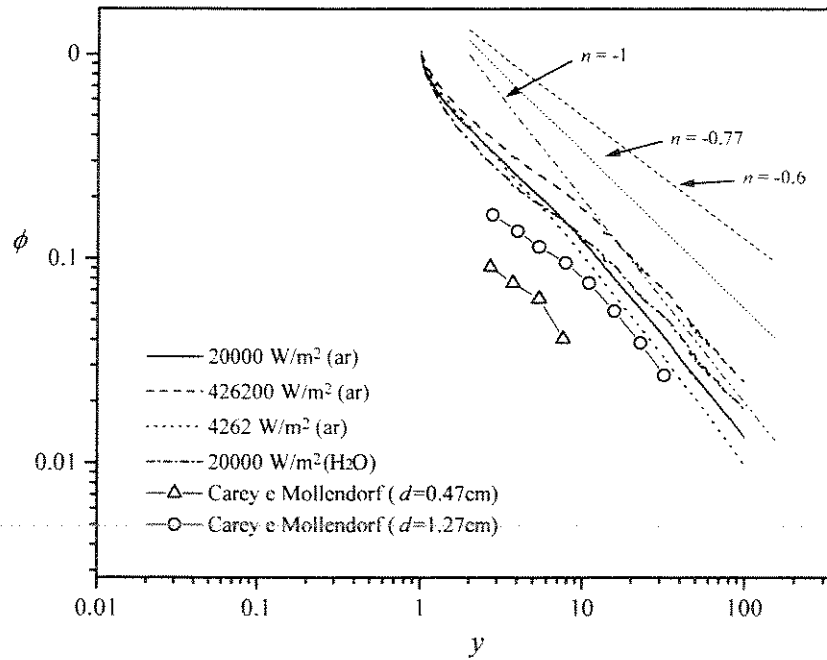


Figura 5.18: Variação da temperatura adimensional com a distância a jusante da fonte de calor.

O caso tridimensional foi estudado experimentalmente por Carey e Mollendorf (1977). Eles mediram a temperatura de uma parede de acrílico utilizando termopares e chegaram à conclusão de que o decaimento de temperatura obedece $(y)^n$, onde $n = -0,77$. Este resultado foi questionado por Higuera e Weidman (1998). Eles realizaram um estudo de ordem de grandeza para resolver o sistema de equações governantes e chegaram à conclusão de que $n = -1$. Nas Figuras 5.17 e 5.18, verifica-se que o resultado obtido pela simulação numérica para o caso tridimensional está em concordância com esse resultado.

Higuera e Weidman afirmaram ainda que as medidas realizadas por Carey e Mollendorf foram feitas em distâncias moderadas a jusante da fonte, onde aparentemente, o escoamento estaria em transição entre os casos bi e tridimensional, como pode ser visto também na Figura 5.18. Além disso, esta transição deveria ser dependente da dimensão da fonte, de modo que quando a fonte fosse infinitesimal não houvesse transição entre bi e tridimensional, sendo o escoamento exclusivamente tridimensional. Carey e Mollendorf utilizaram duas fontes diferentes, uma quadrada com $1,27\text{cm}$ e a outra circular com $0,47\text{cm}$ de diâmetro. Entretanto, os resultados apresentados por eles não permitem nenhuma conclusão em relação à influência do tamanho da fonte sobre essa transição, embora, de fato, possa-se perceber que a partir de $y \simeq 8$ os resultados experimentais se aproximam do comportamento teórico.

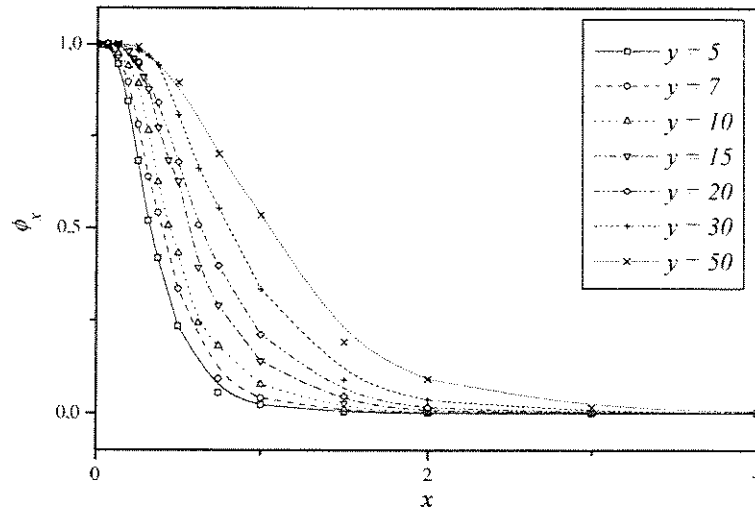


Figura 5.19: Variação da temperatura no plano normal à parede.

Para estudar o comportamento da camada-limite térmica, analisamos o perfil da temperatura, a jusante da fonte de calor, nos planos normal (xy) e tangencial (zy) à parede. Duas grandezas adimensionais que representam a diferença de temperatura entre a parede e o meio ambiente foram definidas como feito em Carey e Mollendorf (1977), veja Equações (5.2 e 5.3).

Carey e Mollendorf mediram a temperatura nestes planos ao longo da coordenada y , em dois pontos ao longo dos planos (xy) e (zy), $Y = 7,0\text{cm}$ e $Y = 10,2\text{cm}$, correspondendo a $y = 5,5$ e $y = 8,0$. Eles determinaram uma escala de similaridade diferente para os perfis de temperatura nos dois planos estudados (x/y no plano xy e $z/y^{1/5}$ no plano zy), mostrando o caráter tridimensional do escoamento.

Nas Figuras 5.19 e 5.20 são apresentados os perfis de temperatura adimensional tomados em diversos pontos nos planos xy e zy , incluindo a região estudada por Carey e Mollendorf (1977), $y < 10$. Pode-se notar que a espessura da camada-limite térmica no plano zy é cerca de 25% maior que a do plano xy , mesmo para pontos suficientemente distantes da fonte de calor, ou seja, na região tridimensional completamente desenvolvida. Para determinar a escala de similaridade para cada plano estudado, curvas de x e z em função de y , parametrizadas por ϕ_x e ϕ_z , foram plotadas em gráficos log-log para determinar os coeficientes m_x e m_z das relações $x/y^{m_x} = C$ e $z/y^{m_z} = C$, onde C é uma constante qualquer. Nas Figuras 5.21 e 5.22 são apresentadas as curvas médias e os respectivos coeficientes obtidos numericamente, ambos diferiram daqueles apresentados por Carey e Mollendorf.

Para o plano xy o valor do coeficiente obtido numericamente foi de $0,49 \pm 0,01$ diferindo do

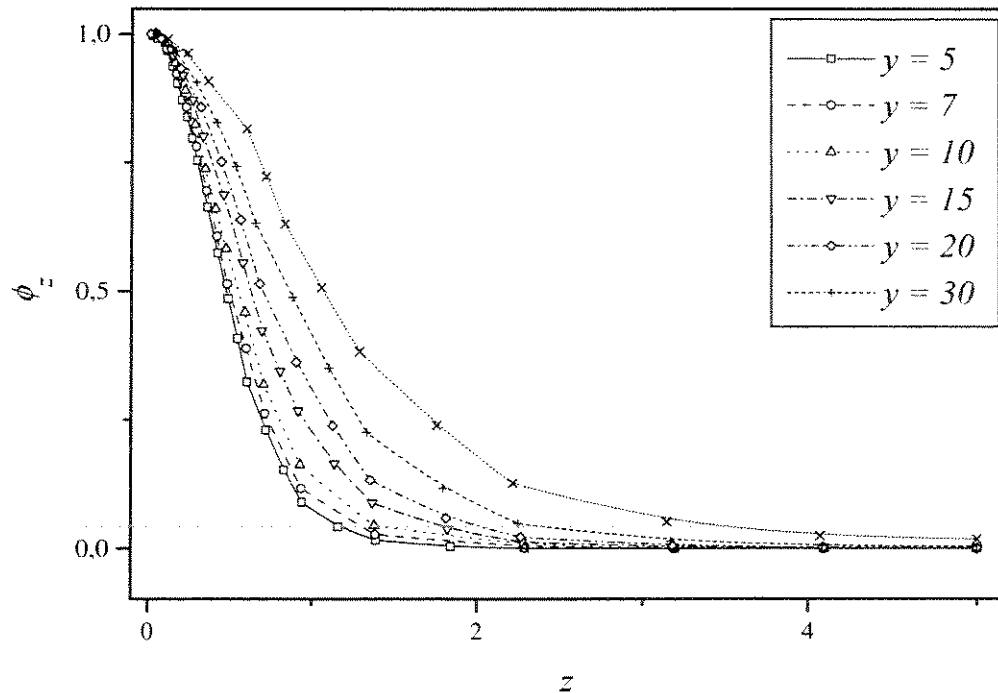


Figura 5.20: Variação da temperatura no plano tangente à parede.

valor experimental que foi 1,0. De acordo com o estudo Higuera e Weidman (1998), o valor teórico da escala de similaridade para x e z são idênticos e iguais a 0,5, logo o resultado numérico parece aproximar-se melhor do teórico que o experimental. Esta diferença entre o resultado experimental e teórico deve-se provavelmente à região onde foram realizadas as medidas. Como mencionado anteriormente, o escoamento pode ser considerado como completamente desenvolvido somente a partir de $y \simeq 10$.

Para o plano zy a curva apresenta uma mudança evidente de comportamento em $y = 10$, reforçando, ainda mais, que nessa região é onde ocorre a transição no escoamento. Para $y < 10$, o coeficiente obtido numericamente ($0,20 \pm 0,02$) coincide com o valor experimental ($1/5$), entretanto, para $y > 10$ o valor numérico é de $0,42 \pm 0,01$, apresentando, portanto, decaimento mais acentuado e mais próximo do valor teórico de 0,5. Muito embora o valor teórico possa ser questionado, uma vez que o modelo assume comportamentos idênticos nos planos xy e zy , ou seja, o mesmo comportamento esperado para uma pluma axialmente simétrica, ignorando portanto a presença da força de arrasto na parede.

Nas Figuras 5.23 e 5.24 são mostrados os dados numéricos normalizados pelo coeficiente obtido numericamente (Fig.5.23) e experimental (Fig.5.24) (Carey e Mollendorf, 1977). Pode-se

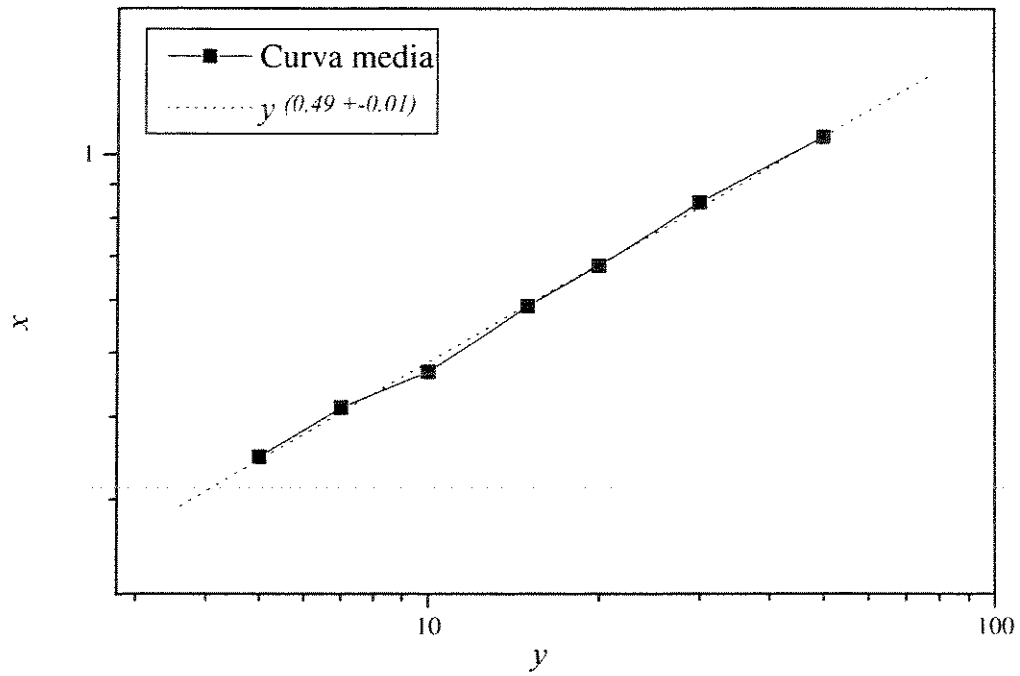


Figura 5.21: Fator de normalização para o perfil de temperatura no plano normal.

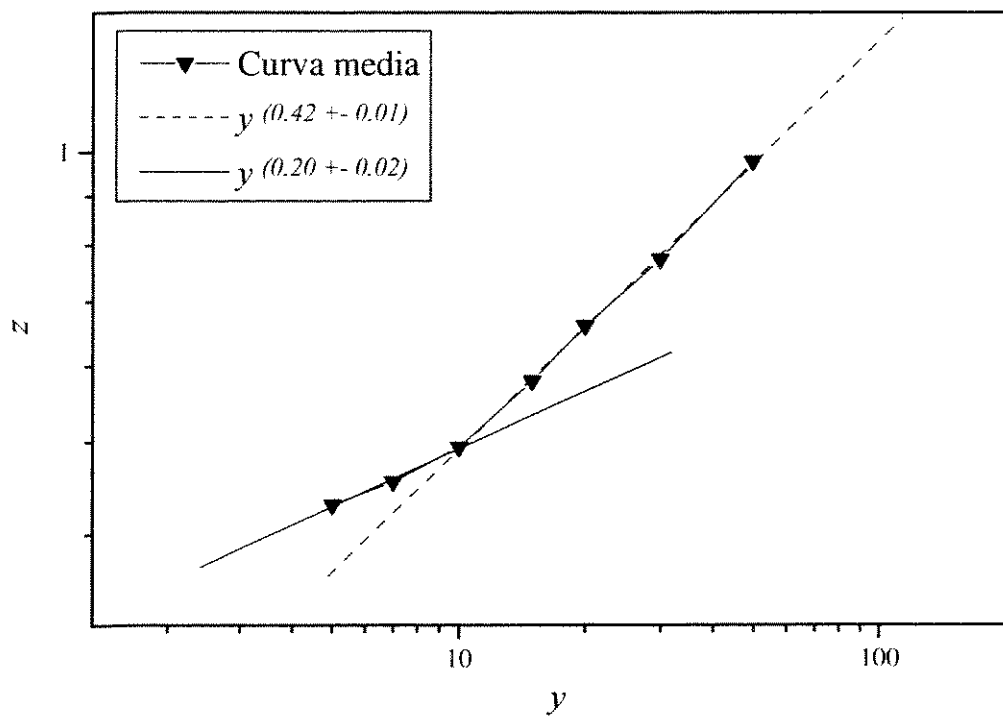


Figura 5.22: Fator de normalização para o perfil de temperatura no plano tangente.

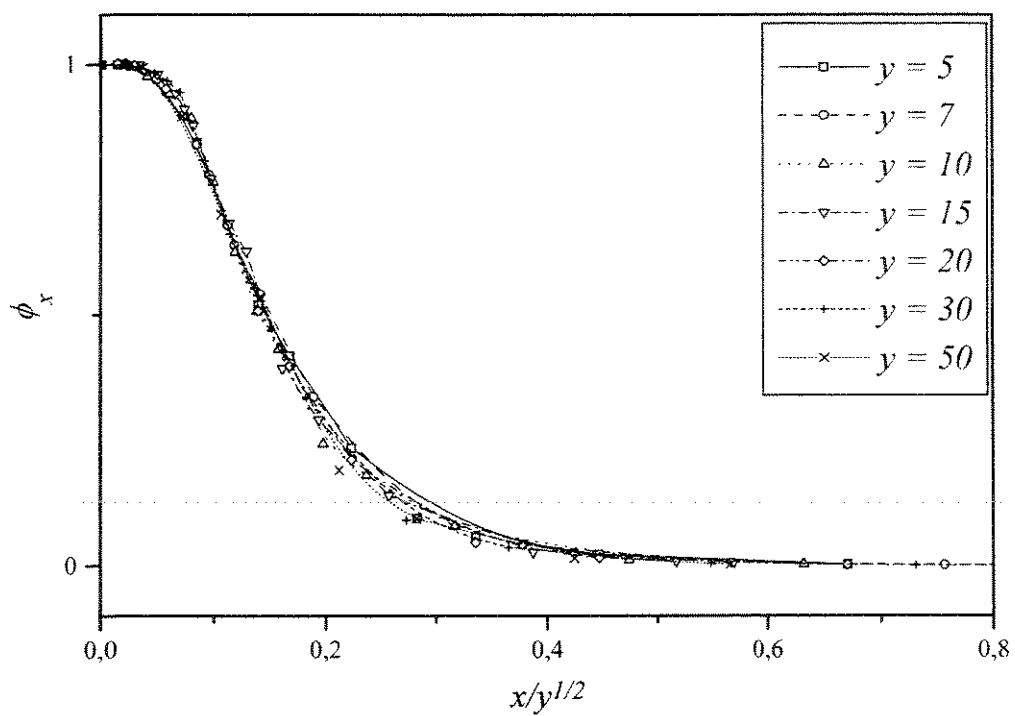


Figura 5.23: Variação da temperatura no plano xy com a coordenada normalizada com $m_x = 0,5$.

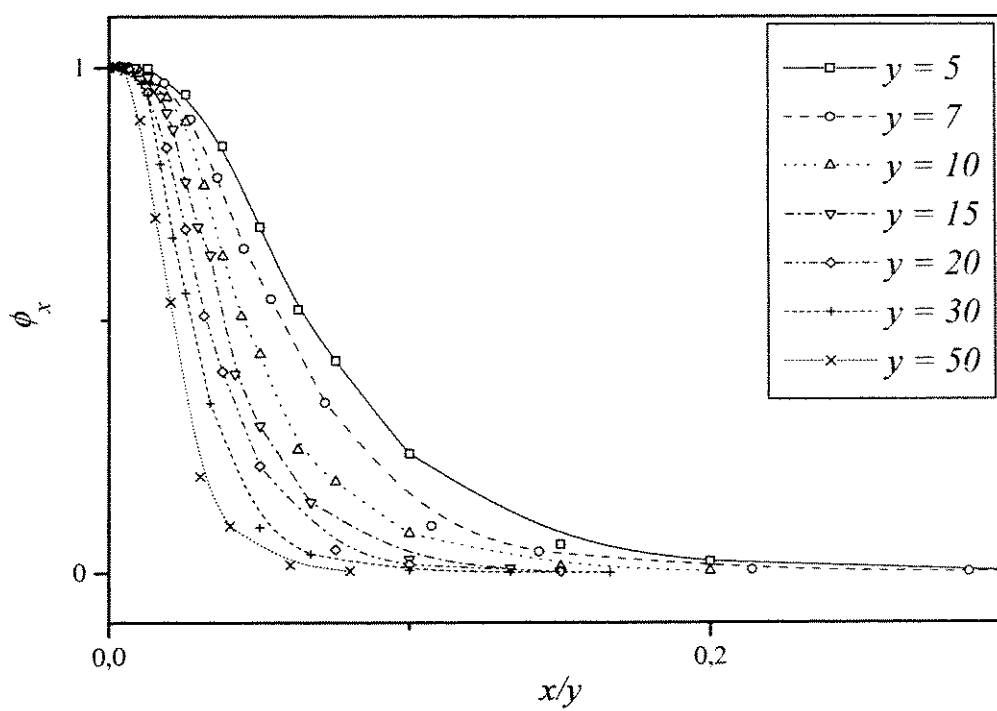


Figura 5.24: Variação da temperatura no plano xy com a coordenada normalizada com $m_x = 1$.

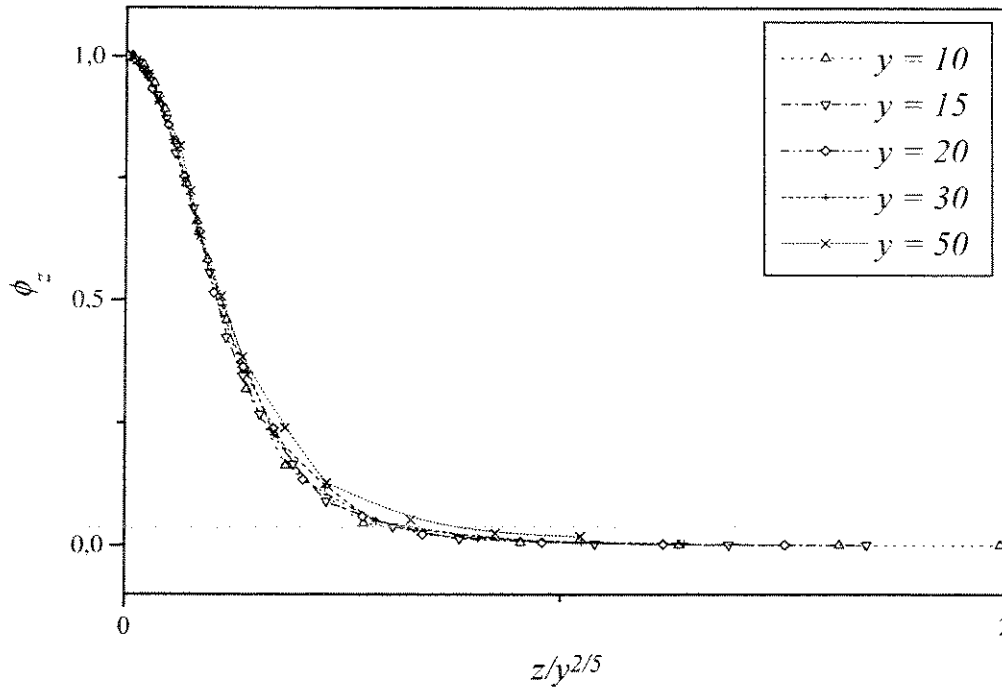


Figura 5.25: Variação da temperatura no plano zy com a coordenada normalizada com $m_z = 0,4$.

observar que o coeficiente numérico representa melhor uma escala de similaridade.

Nas Figuras 5.25 e 5.26 são mostrados os dados numéricos, referentes ao plano zy , normalizados pelo coeficiente obtido numericamente (Fig.5.25) e experimental (Fig.5.26) (Carey e Mollendorf, 1977). Pode-se observar que o coeficiente numérico representa melhor uma escala de similaridade, enquanto o experimental representa bem somente na região $y < 10$.

5.4.1 Viscosidade dependente da temperatura

Nas seções anteriores, os resultados apresentados foram obtidos a partir de um modelo que considera todas as propriedades constantes, exceto a densidade, que é função da temperatura, nos termos de empuxo. Nesta seção, resultados são apresentados, utilizando-se um modelo com viscosidade dependente da temperatura, visando estudar a influência da hipótese de propriedades constantes (Eqs. 3.17 a 3.21).

A equação para a variação da viscosidade da água com a temperatura foi obtida de Bejan (1995). Considerou-se o modelo *power-law* de dependência da temperatura ($\mu(T) = \mu_o(T - T_\infty)^n$), com $\mu_o = 1,62 \times 10^{-3} \text{ kg/m.s}$, $n = -0,33$ e $T_\infty = 288,15 \text{ K}$. Os resultados obtidos foram apresenta-

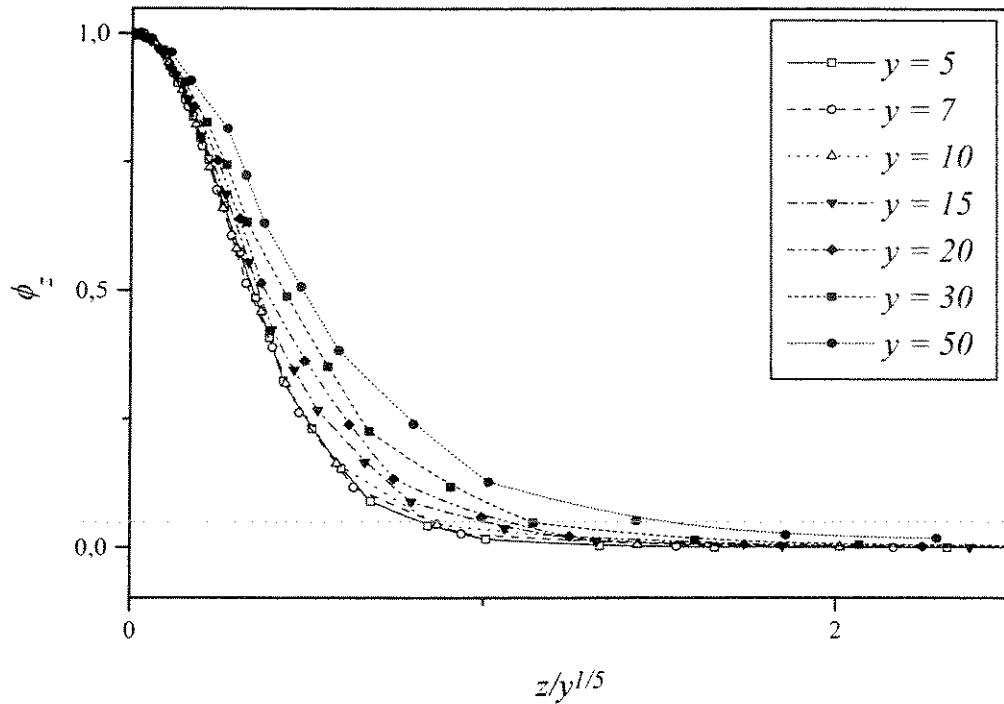


Figura 5.26: Variação da temperatura no plano xy com a coordenada normalizada com $m_z = 0,2$.

dos na Figura 5.27, e pode-se observar que para o caso considerado, utilizando água e dissipação igual a $20000W/m^2$ na fonte de calor, a diferença no comportamento é visivelmente pequena, levando a concluir que qualquer diferença entre os resultados experimentais de Carey e Mollendorf e a escala teórica não se deve, somente, à variação de viscosidade.

5.4.2 Condução conjugada

Nesta seção, considerou-se a presença de condução conjugada à convecção natural, adicionando-se uma parede condutora com a mesma espessura da dimensão da fonte e de alumínio, mesmo material da fonte de calor. Os resultados para o ar, com $q = 20000W/m^2$, podem ser vistos na Figura 5.28. Pode-se observar que o modo de decaimento da temperatura sobre a placa adiabática se aproxima mais do obtido experimentalmente por Carey e Mollendorf (1977), e que o decaimento de temperatura na região de desenvolvimento é fortemente influenciado pela presença da parede condutora.

Os resultados apresentados para fonte pontual confirmam o comportamento teórico e indicam a possível existência de uma região de transição entre o escoamento bi e tridimensional. Isto evi-

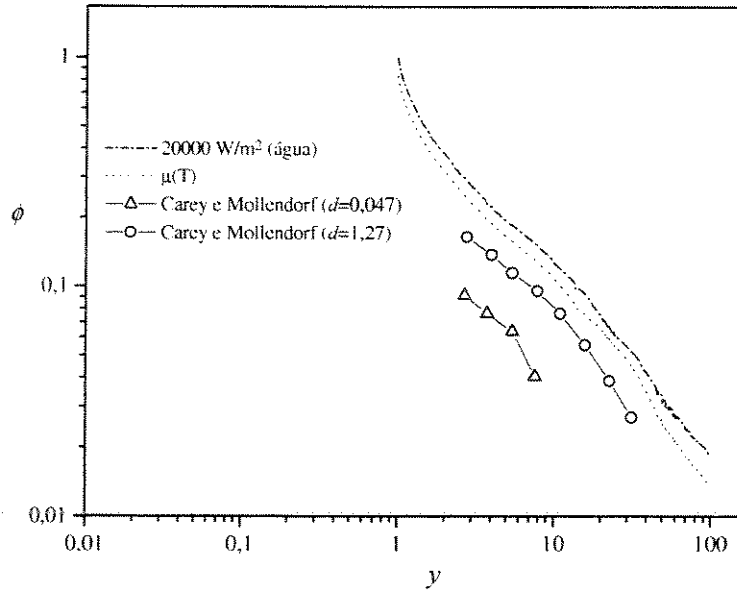


Figura 5.27: Comparação entre o modelo de Boussinesq e viscosidade dependente da temperatura.

dencia a complexidade deste tipo de escoamento, onde efeitos tridimensionais ou bidimensionais não devem ser estudados separadamente, especialmente em empacotamento eletrônico onde fontes de calor estão próximas e dentro da região de transição entre o comportamento bidimensional e tridimensional.

5.4.3 Múltiplas Fontes

Nesta seção, estudou-se o caso de múltiplas fontes de calor discretas, com igual dissipação, localizadas, à distância de $0,16m$ umas das outras, em uma placa vertical adiabática. O estudo foi feito variando-se o número de Rayleigh em duas formas de posicionamento das fontes de calor, como mostradas nas Figuras 5.29(a) e 5.29(b). O fluido de trabalho considerado foi o ar e as condições de contorno foram as mesmas utilizadas na seção anterior. A parede adiabática e as fontes de calor eram quadradas e tinham $1m$ e $0,05m$ de lado, respectivamente, além disso, o comprimento característico foi a dimensão da fonte e considerou-se cubo de $1m$ de lado como domínio de cálculo.

Na Figura 5.32 pode-se observar a distribuição de temperatura sobre a parede onde as fontes de calor foram posicionadas. É interessante notar a influência que as fontes de calor exercem sobre as outras. No caso de fontes alinhadas, a influência se dá diretamente sobre a fonte imediatamente

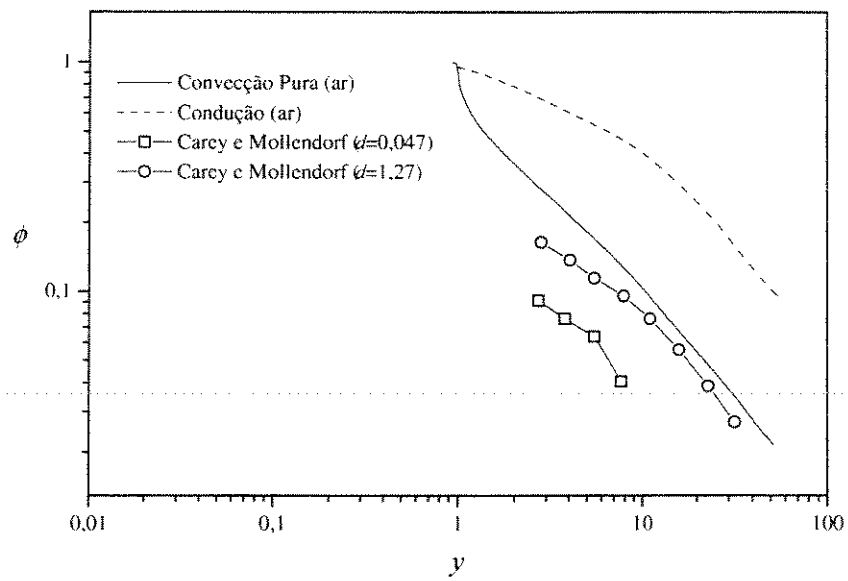


Figura 5.28: Avaliação do efeito da condução conjugada.

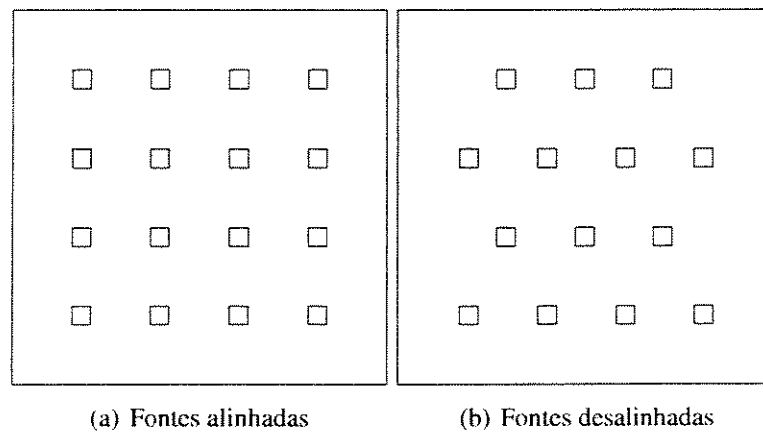


Figura 5.29: Posicionamento das fontes de calor.

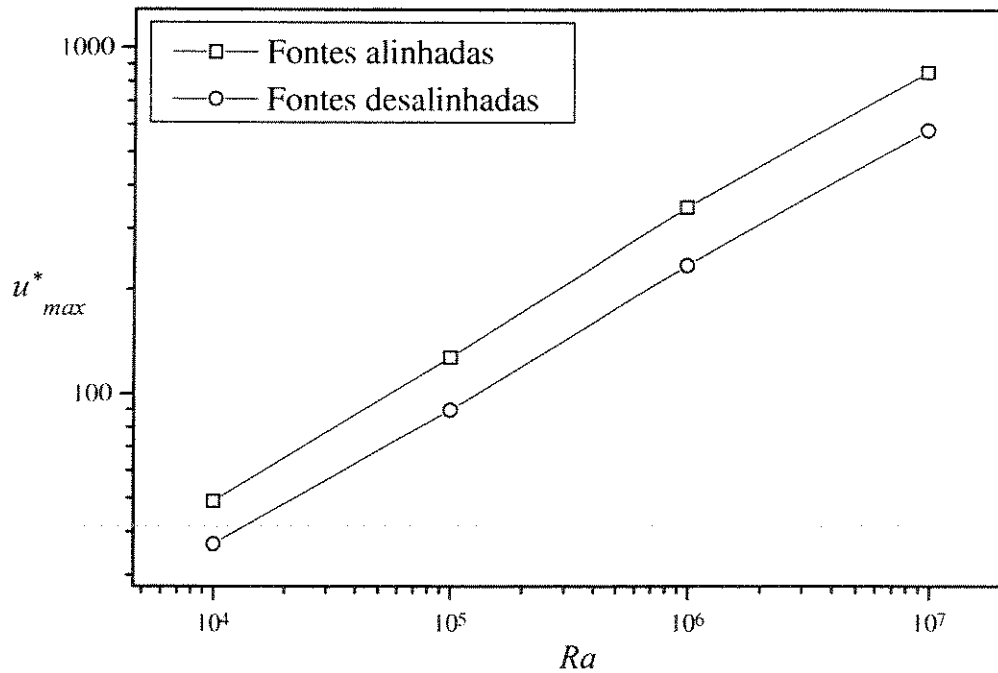


Figura 5.30: Velocidade máxima adimensional em função do número de Rayleigh modificado.

acima, havendo pouca influência lateral, já no caso de fontes desalinhadas há uma interação maior entre fontes que não estão dispostas em uma mesma linha vertical. Isto se deve, principalmente, ao distanciamento entre as fontes localizadas sobre a mesma linha vertical. No caso de fontes alinhadas a distância é menor, o que impede que a esteira (pluma) gerada por uma fonte inferior se alargue devido à difusão, antes de alcançar a fonte superior. Nestas figuras, pode-se observar ainda que as linhas isotérmicas não apresentam simetria perfeita como se espera, isto é devido à limitação na precisão da solução, uma vez que, devido ao elevado número de volumes de controle, cerca de 300000, não foi possível obter o refinamento adequado das malhas utilizadas nas simulações.

Neste problema as fontes de calor que adquirem maior temperatura são as fontes inferiores, independentemente do posicionamento das fontes, pois apesar do fluido chegar até elas à temperatura ambiente, a sua velocidade é baixa, resultando em coeficientes de transferência de calor, sobre as fontes inferiores, menores que aqueles obtidos para as fontes de calor superiores. A Figura 5.31(b) confirma isso, mostrando que não há diferença significativa entre a temperatura máxima calculada para os dois casos.

A Figura 5.30 mostra que a velocidade adimensional máxima calculada para as fontes desalinhadas é menor que aquela calculada para as fontes alinhadas. Isto se deve ao fato de que nesse caso, as fontes estão mais próximas e em maior número que no caso das fontes desalinhadas. Uma

vez que a velocidade máxima é maior para as fontes alinhadas, esperar-se-ia que isto aumentasse a transferência de calor reduzindo assim a temperatura mínima sobre as fontes de calor. Como mostrado na Figura 5.31(a) isso não acontece, pois a temperatura mínima é ligeiramente menor para o caso de fontes desalinhadas, aumentando a diferença com o aumento do número de Rayleigh modificado. Este fato evidencia a complexidade do problema e nos remete ao problema de otimização da transferência de calor em que seria necessário considerar o posicionamento das fontes, de modo que a contribuição dada pelo aumento de velocidade do escoamento não fosse anulada pelo aumento da temperatura do escoamento (Liu e Phan-Thien, 2000).

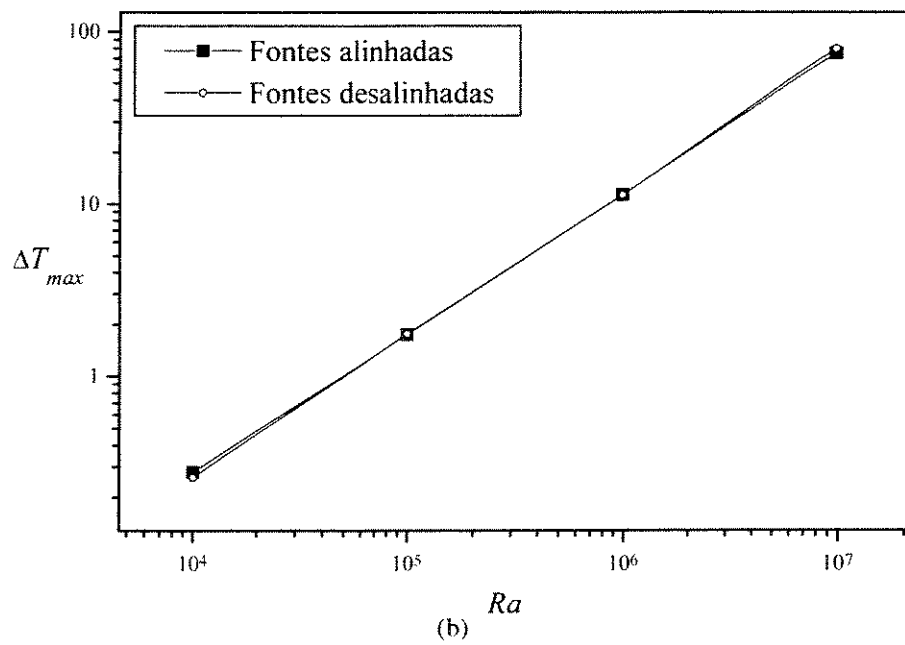
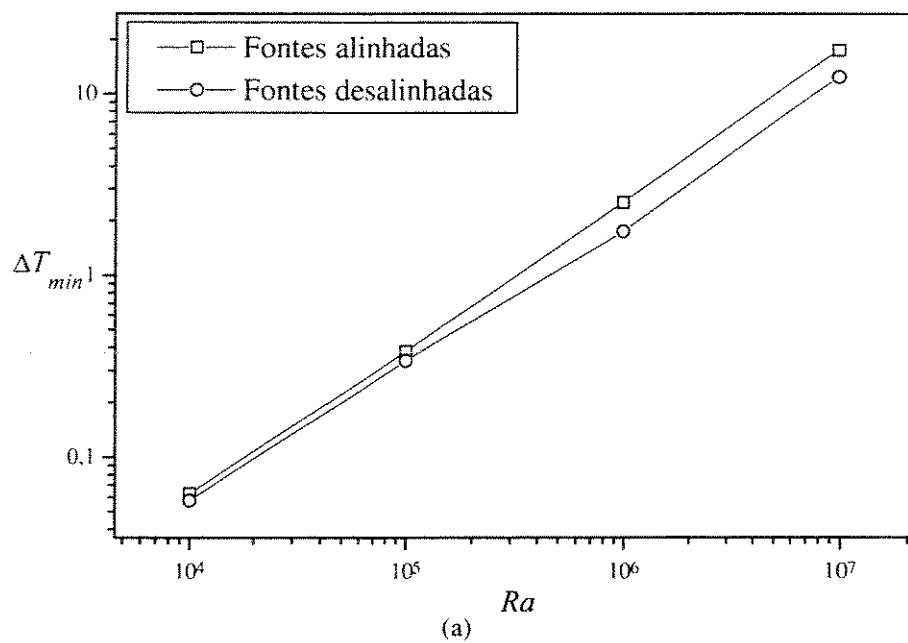


Figura 5.31: Excesso de temperatura (a) mínimo e (b) máximo com o número de Rayleigh.

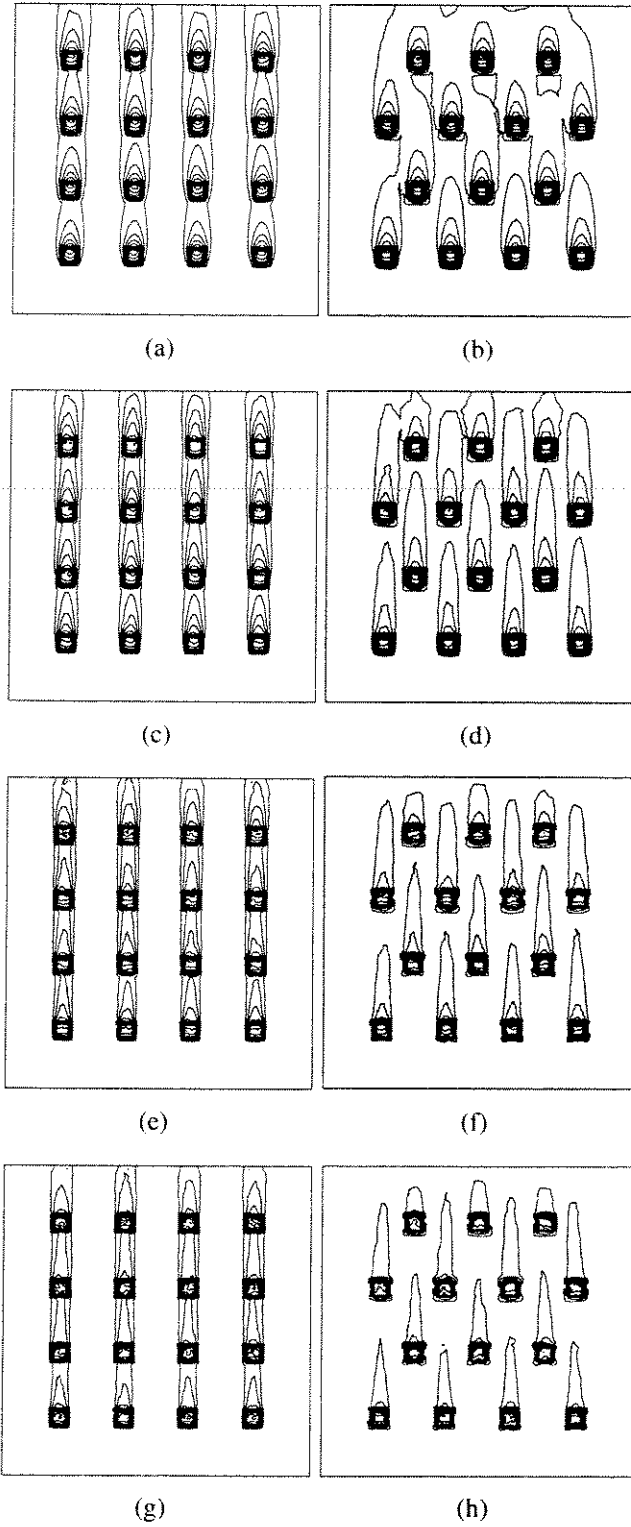


Figura 5.32: Linhas isotérmicas para os casos de fontes alinhadas e desalinhadas em função do número de Rayleigh (a,b) $Ra = 10^4$ (c,d) $Ra = 10^5$ (e,f) $Ra = 10^6$ (g,h) $Ra = 10^7$.

5.5 Canal Bidimensional Horizontal

A configuração geométrica básica utilizada neste estudo foi uma fonte de calor linear ($0,1m$) localizada no ponto central da parede. Utilizou-se malha estruturada com refinamento não uniforme (razão 1,05 ou 5%), inicialmente mais refinada na região da fonte e nas fronteiras abertas. Esta malha inicial foi adaptada, com base no gradiente de temperatura, até que a variação da temperatura máxima na fonte de um passo de refinamento para o outro fosse menor que 1%. A Figura 5.33 mostra um exemplo de malha utilizada após refinamento adaptativo. Em todos os casos, as paredes foram consideradas adiabáticas, exceto na região da fonte de calor, e as condições de contorno prescritas nas fronteiras abertas foram de temperatura ambiente, para o fluido entrando, e gradiente normal de temperatura nulo, para o fluido saindo e gradientes normais de velocidade nulos; outras condições foram testadas e não mostraram diferenças significativas na distribuição de temperatura sobre as paredes.

O comprimento característico considerado nesses casos foi de $0,1m$, a dimensão da fonte. A influência da dissipação na fonte (Ra) e a sua localização sobre a distribuição de temperatura foram avaliadas para o escoamento de ar ($Pr = 0,71$).

Há várias configurações de condições de contorno possíveis no estudo do canal bidimensional. Aqui avaliamos três casos para o posicionamento da fonte de calor: localizada na parede inferior, localizada na parede superior e duas fontes opostas, localizadas nas paredes superior e inferior. Para os três casos avaliamos ainda a influência do número de Rayleigh e da razão de aspecto do canal (espaçamento entre as paredes do canal). Nos casos com uma única fonte de calor resolvemos utilizando duas condições de contorno diferentes para a parede oposta à fonte de calor e, nos casos com duas fontes de calor avaliamos a relação entre os fluxos de calor nas fontes, sendo o fluxo de calor prescrito na fonte inferior utilizado para o cálculo do número de Rayleigh.



Figura 5.33: Exemplo de malha utilizada.

O primeiro caso considerado foi aquele com uma fonte de calor posicionada na parede inferior. A Figura 5.36 mostra as linhas isotérmicas para a simulação da transferência de calor por condução, somente, no interior do canal, para isso, desligou-se no FLUENT a solução do problema

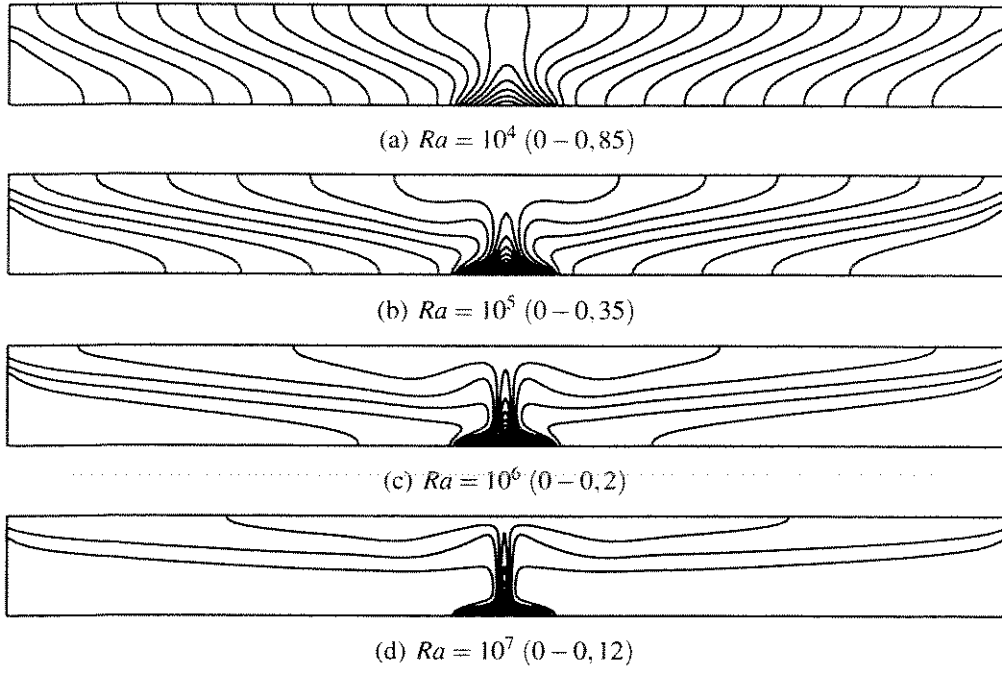


Figura 5.34: Linhas isotérmicas para fonte posicionada na parede inferior.

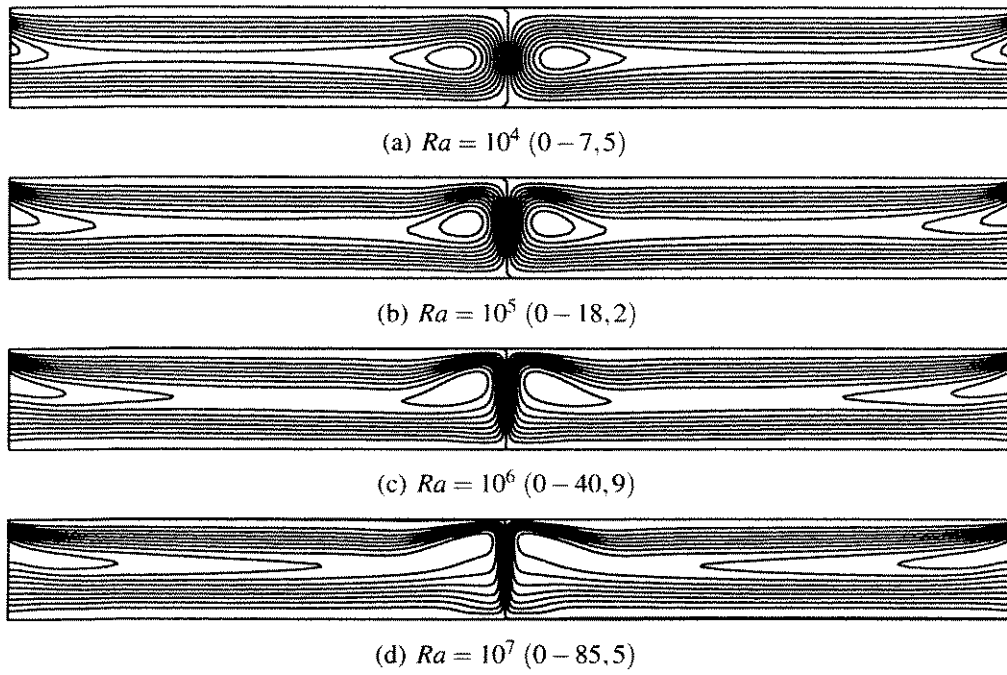


Figura 5.35: Linhas de corrente para fonte posicionada na parede inferior.



Figura 5.36: Linhas isotérmicas considerando somente condução no canal ($0 - 0,85$).

de escoamento, para um fluxo de calor na fonte que corresponderia ao caso de convecção natural com $Ra = 10^4$.

As linhas isotérmicas e de corrente para alguns valores do número de Rayleigh são mostradas nas Figuras 5.34 e 5.35, respectivamente. Pode-se notar na Figura 5.34, a evolução de um comportamento predominantemente difusivo ($Ra = 10^4$), note a semelhança com a Figura 5.36, para um convectivo ($Ra = 10^7$). Na Figura 5.35 um escoamento do tipo *C-loop*, como estudado por Guidotti *et al* (2000), pode ser visto acoplado a um escoamento do tipo célula, como aqueles presentes no escoamento de Rayleigh-Bénard. No caso estudado, o escoamento em *C-loop* mantém as células estáveis e força sua diminuição à medida que o número de Rayleigh aumenta, devido aos níveis mais altos de velocidade gerados no escoamento. Este comportamento é oposto ao das células geradas na convecção de Rayleigh-Bénard, que à medida que o número de Rayleigh aumenta, as células ficam instáveis mudando a configuração do escoamento em intervalos de tempo irregulares configurando um comportamento caótico (Lorenz, 1963).

Os perfis de velocidade horizontal na entrada esquerda do canal parametrizados pelo número de Rayleigh são mostrados na Figura 5.37. A magnitude da velocidade entrando e saindo do canal aumenta não linearmente com o número de Rayleigh.

A Figura 5.38 mostra as linhas isotérmicas para a fonte posicionada na parede superior. Neste caso, a transição do regime difusivo para o convectivo ocorre a um valor do número de Rayleigh inferior ao do caso anterior, pode-se observar, também, a presença de uma região de estratificação térmica maior. Isto pode ser confirmado pelas linhas de corrente mostradas na Figura 5.39, onde escoamento em célula não aparece nas Figuras 5.39 (b, c, d), onde $Ra \geq 10^5$. Apesar desta diferença qualitativa, os perfis de velocidade na entrada não diferem muito do caso anterior (veja Fig. 5.37 e Fig. 5.40).

Na Figura 5.41, podem ser vistas as linhas isotérmicas para fontes posicionadas nas paredes superior e inferior, submetidas ao mesmo fluxo de calor uniforme ($q_U/q_L = 1$). Neste caso, a fase de regime difusivo é ainda mais curta que no caso anterior, e as células presentes nas Figuras 5.35 e 5.39 não aparecem na Figura 5.42.

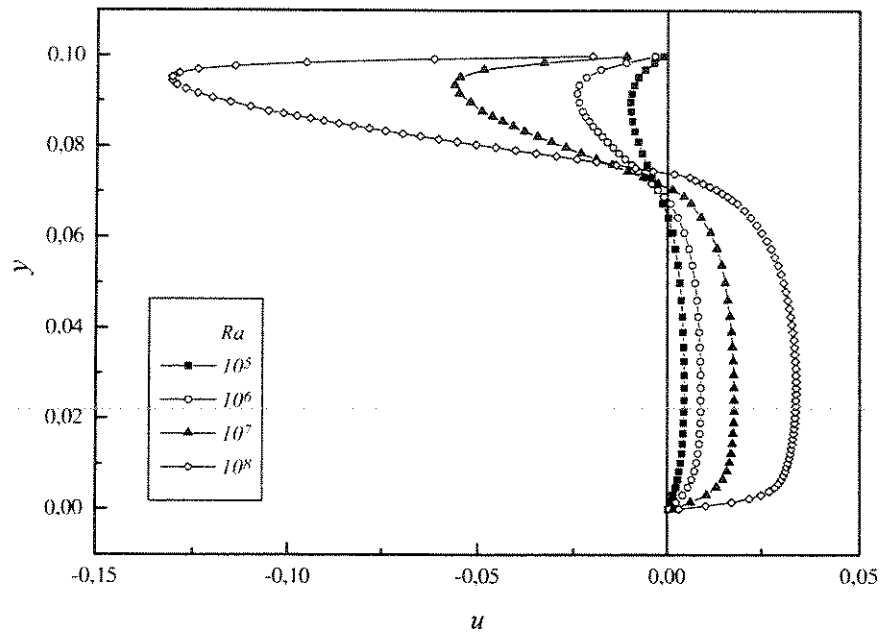


Figura 5.37: Perfis de velocidade na entrada do canal para fonte posicionada na parede inferior.

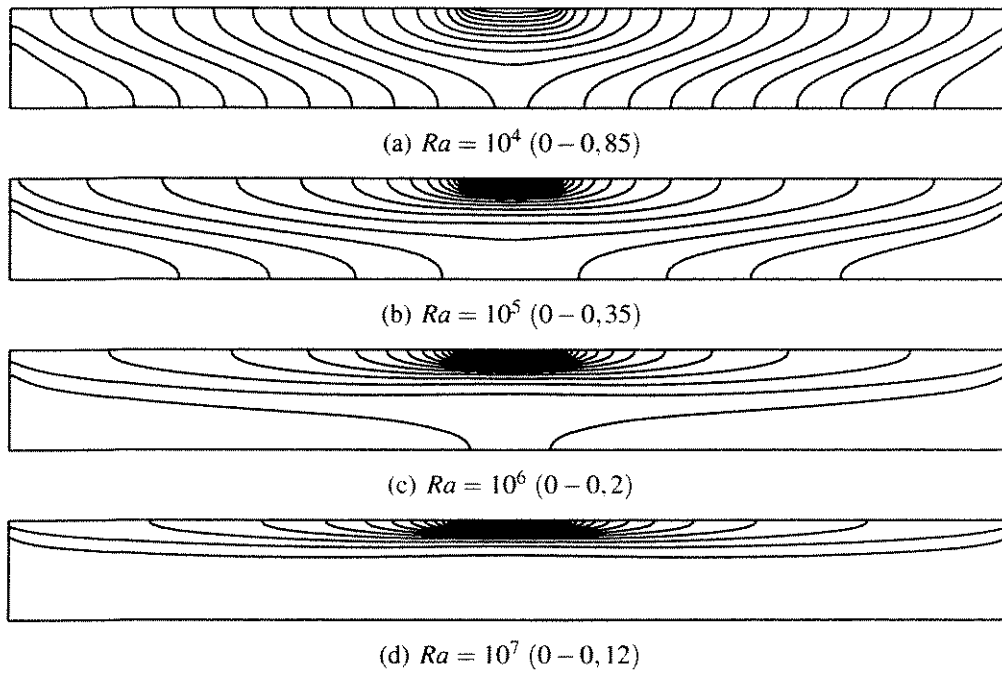


Figura 5.38: Linhas isotérmicas para fonte posicionada na parede superior.

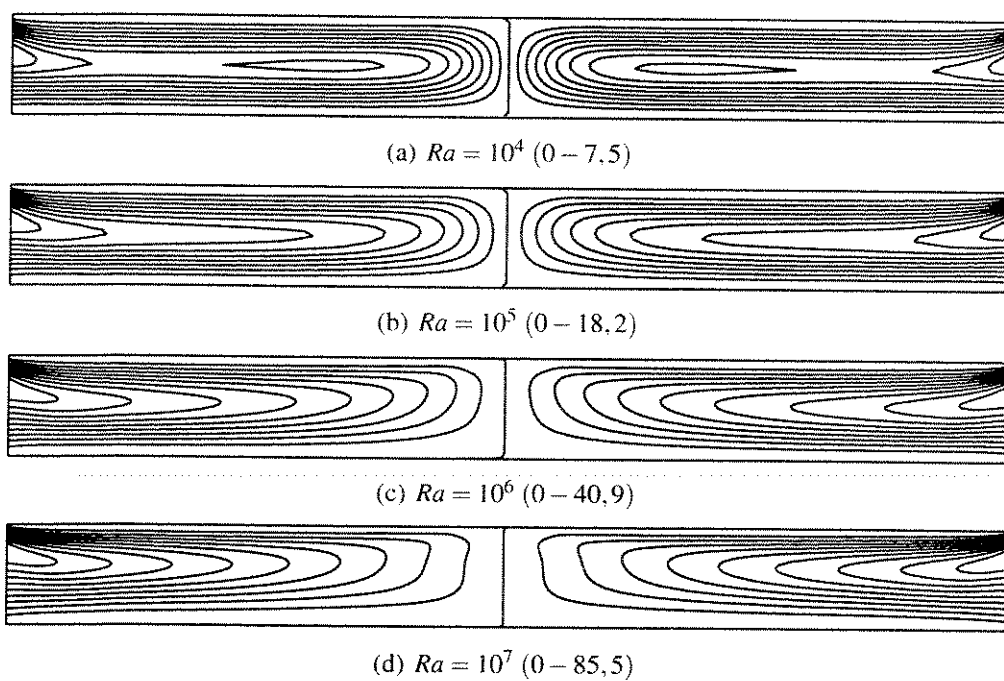


Figura 5.39: Linhas de corrente para fonte posicionada na parede superior.

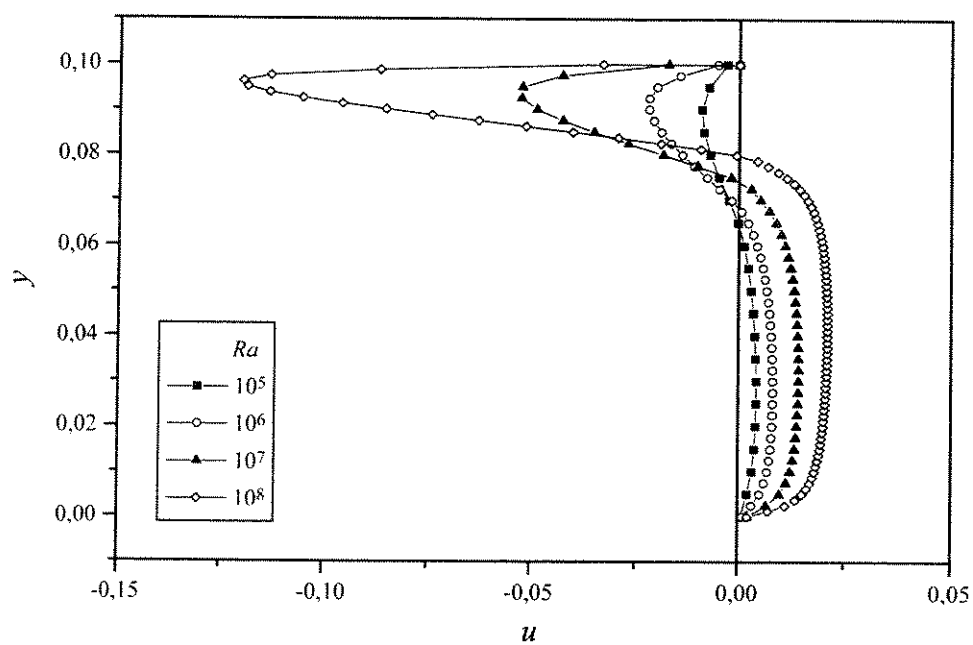


Figura 5.40: Perfis de velocidade na entrada do canal para fonte posicionada na parede superior.



(a) $Ra = 10^4$ (0 - 0,85)



(b) $Ra = 10^5$ (0 - 0,35)

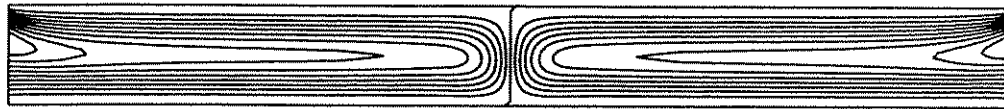


(c) $Ra = 10^6$ (0 - 0,2)

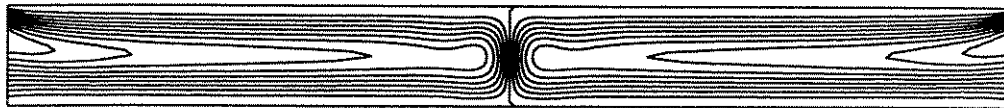


(d) $Ra = 10^7$ (0 - 0,12)

Figura 5.41: Linhas isotérmicas para fontes posicionadas nas paredes inferior e superior.



(a) $Ra = 10^4$ (0 - 7,5)



(b) $Ra = 10^5$ (0 - 18,2)



(c) $Ra = 10^6$ (0 - 40,9)



(d) $Ra = 10^7$ (0 - 85,5)

Figura 5.42: Linhas de corrente para fontes posicionadas nas paredes inferior e superior.

A variação do excesso de temperatura na fonte superior (ΔT_U) com a razão de dissipação é mostrada na Figura 5.43. O estudo foi feito, para cada valor do número de Rayleigh, variando-se o fluxo de calor na fonte inferior, enquanto o fluxo na fonte superior era mantido constante. Evidentemente, o número de Rayleigh é baseado no fluxo de calor da fonte superior.

As razões de dissipação (q_U/q_L) nula e unitária correspondem aos casos de fonte superior e fontes localizadas nas paredes inferior e superior já discutidos. Para $Ra = 10^6$ e $Ra = 10^7$, o excesso de temperatura na fonte superior aumenta com a razão de dissipação até $q_U/q_L \approx 0,8$ e, então diminui atingindo, $q_U/q_L = 2$, um valor maior que aquele obtido para $q_U/q_L = 0$.

Um comportamento interessante pode ser observado para $Ra = 10^5$, onde o excesso de temperatura permaneceu constante para toda a faixa da razão de dissipação estudada. E, para $Ra = 10^4$, a curva apresenta um ponto de mínimo, onde o excesso de temperatura é menor que aquele obtido para $q_U/q_L = 0$. Nestes casos, apesar do aumento no fluxo de calor entrando no canal, pela fonte inferior, o excesso de temperatura permaneceu constante ou diminuiu na fonte superior. Muito embora a temperatura média no interior do canal seja maior, devido ao fluxo de calor adicional, a interação entre o empuxo, gerado pela fonte inferior, e as paredes do canal gera um aumento no coeficiente de transferência de calor sobre a fonte superior. Isto é devido a um efeito similar ao chamado *efeito chaminé*, onde a fonte inferior atua impulsionando o fluido para cima. Este comportamento poderia ser utilizado em projeto de computadores portáteis, por exemplo, onde algumas placas com componentes impulsionariam o fluido, aumentando o coeficiente de transferência de calor global.

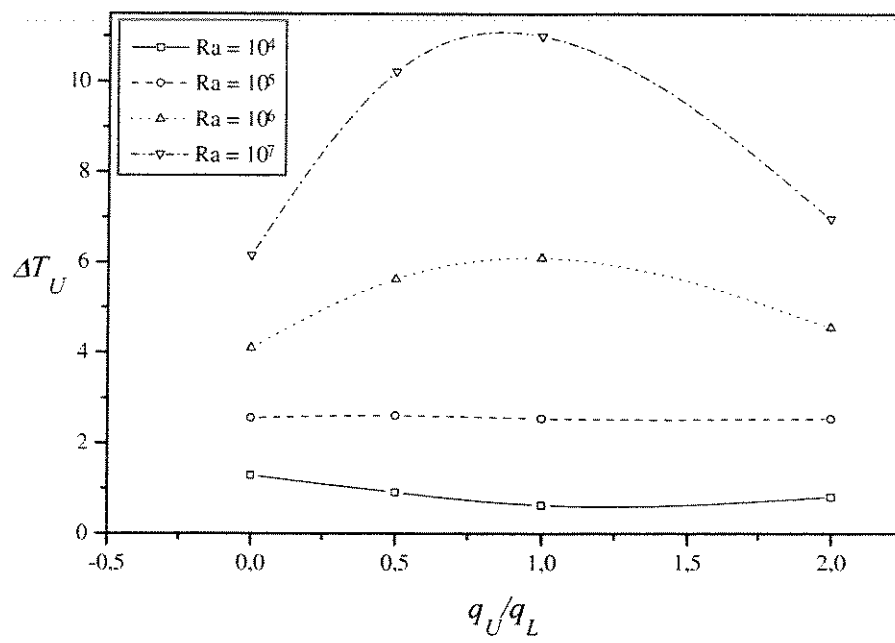


Figura 5.43: Excesso de temperatura com a razão de dissipação e o número de Rayleigh.

Capítulo 6

Conclusões e Sugestões para Próximos Trabalhos

Neste trabalho, o enfoque em resfriamento de componentes eletrônicos é adotado, buscando um entendimento dos fenômenos tridimensionais envolvidos na convecção natural sobre fontes de calor pontuais ou discretas. Informações quantitativas e qualitativas sobre o escoamento foram obtidas utilizando-se simulações numéricas visando determinar características macroscópicas do escoamento. Foram avaliados detalhadamente os parâmetros que influenciam a estrutura do escoamento, tais como número de Rayleigh, número de Prandtl, razões de aspecto de cavidades e canais, condições de contorno entre outros. Os casos estudados foram elaborados de forma que os resultados e conclusões pudessem preencher lacunas e esclarecer algumas conclusões presentes na literatura.

O primeiro problema apresentado foi o estudo de uma cavidade vertical com uma parede sob fluxo de calor uniforme, a parede oposta resfriada a temperatura uniforme e as paredes laterais adiabáticas. A análise dos resultados para o caso tridimensional indica que a aproximação bidimensional, freqüentemente utilizada na análise de experimentos, afasta-se dos resultados tridimensionais (experimentais) à medida que o número de Rayleigh aumenta. Para este problema, ainda, mostrou-se que o ponto de máximo, ressaltado por Oosthuizen (2000), desapareceu após a normalização do número de Nusselt médio, revelando o verdadeiro comportamento deste parâmetro com a razão de aspecto A_z . Além disso, a influência da razão de aspecto A_y foi avaliada para dois tipos de condições de contorno nas paredes laterais de uma cavidade tridimensional: paredes adiabáticas e paredes resfriadas a temperatura uniforme. Constatou-se que à medida que a razão de aspecto A_y aumenta, ambos casos apresentam um comportamento convergente do número de

Nusselt médio em direção ao valor calculado para o caso bidimensional, sendo que a condição de paredes adiabáticas converge mais rápido ($A_y \approx 10$).

Em seguida, realizou-se um estudo para avaliar a influência da radiação no escoamento no interior de uma cavidade tridimensional, com uma fonte calor discreta embutida em uma parede vertical. Constatou-se que, à medida que o número de Rayleigh aumenta, a diferença no número de Nusselt médio entre os dois casos diminui, mostrando que mesmo para temperaturas mais baixas, números de Rayleigh menores, a radiação tem importância relativa maior, muito embora, a temperatura máxima sobre a fonte de calor seja muito pouco afetada pela radiação.

Tendo em vista a discussão apresentada por Marcondes e Maliska (1999) acerca da condição de contorno na entrada de um canal vertical assimetricamente aquecido, realizou-se um estudo deste problema utilizando três tipos de condição de contorno: domínio estendido com gradientes normais de velocidade nulos, pressão manométrica negativa, e gradientes normais de velocidade nulos na entrada do canal. Os resultados apresentados permitem concluir que, embora haja diferença entre os perfis de velocidade na entrada e na saída do canal, o perfil de temperatura sobre a parede não apresenta diferença significativa entre os três casos estudados. Diante disso e do custo computacional, optou-se por utilizar a condição de contorno de gradientes normais de velocidade nulos em todos os problemas, envolvendo este tipo de entrada, estudados neste trabalho.

O problema da convecção natural sobre uma fonte pontual embutida em uma parede vertical foi detalhadamente analisado. Os resultados para o caso bidimensional estão em concordância com a literatura. Para o caso tridimensional, há na literatura um trabalho experimental (Carey e Mollendorf, 1977) que conclui que a curva de decaimento da temperatura na parede adiabática, sobre a qual a fonte de calor está localizada, obedece a $(y)^n$, onde $n = -0,77$. Entretanto, Higuera e Weidman (1998) afirmam, baseados numa análise de ordem de grandeza, que $n = -1$ para regiões suficientemente distantes da fonte de calor, e que a diferença em relação ao resultado de Carey e Mollendorf (1977) deve-se à distância em que foram feitas as medidas. No presente trabalho, concluiu-se que em distâncias próximas à fonte de calor, a lei de decaimento de temperatura obedece à escala bidimensional ($n = -3/5$), e que a partir de $y \simeq 8$ passa a obedecer à escala tridimensional teórica ($n = -1$), este resultado, obtido numericamente, dificilmente poderia ter sido concluído por Carey e Mollendorf (1977), com base nos dados experimentais apresentados. Além disso, realizou-se um estudo do comportamento da camada-limite, buscando determinar escalas de similaridade nos planos xy e zy , m_x e m_z nas relações $x/y^{m_x} = C$ e $z/y^{m_z} = C$. Obteve-se no plano x , o valor de $0,49 \pm 0,01$ concordante com o valor teórico de 0,5 (Higuera e Weidman, 1998), e

diferente do experimental de 1,0. Na plano zy , dois valores foram obtidos, $0,2 \pm 0,02$ para $y < 10$, coincidente com valor experimental de $1/5$ e, $0,42 \pm 0,01$ para $y > 10$, mais próximo do valor teórico de 0,5. Muito embora, este valor possa ser questionado também, uma vez que o modelo assume comportamentos idênticos nos planos xy e zy , mais apropriado para uma pluma axialmente simétrica, ignorando portanto a presença da força de arrasto na parede.

Para este problema, dois outros casos foram estudados. A influência da dependência da viscosidade com a temperatura e a presença de condução na parede onde a fonte de calor foi embutida. Os resultados permitem concluir que para o caso de viscosidade dependente da temperatura, embora haja diferença na magnitude, o comportamento permanece o mesmo. Enquanto, para o caso de condução conjugada, o decaimento é menor ($n < -0,6$) até $y \approx 10$, e a partir daí tende rapidamente ao valor encontrado anteriormente ($n = -1$), confirmando a lei de escala teórica.

Uma análise tridimensional sobre o posicionamento de múltiplas em uma parede adiabática foi realizada, considerando-se dois casos: fontes alinhadas e desalinhadas verticalmente. Constatou-se que a velocidade adimensional máxima calculada para as fontes desalinhadas é menor que aquela calculada para as fontes alinhadas. Uma vez que a velocidade máxima é maior para as fontes alinhadas, esperar-se-ia que isto aumentasse a transferência de calor reduzindo assim a temperatura mínima sobre as fontes de calor. Entretanto, isso não acontece, pois a temperatura mínima é menor para o caso de fontes desalinhadas, aumentando a diferença com o aumento do número de Rayleigh. Este fato evidencia a complexidade do problema e nos remete ao problema de otimização da transferência de calor em que seria necessário considerar o posicionamento das fontes, de modo que a contribuição dada pelo aumento de velocidade do escoamento não fosse anulada pelo aumento da temperatura do escoamento.

O último problema estudado foi um canal horizontal bidimensional. A análise se baseou no posicionamento de fontes de calor dicretas nas paredes superior, inferior e em ambas. Pode-se notar, comparando-se os casos de canal com fonte inferior e canal fonte superior, os perfis de velocidade na entrada do canal não diferem muito, embora o regime difusivo e a região térmica estratificada o façam. Para o caso de canal com duas fontes de calor, observou-se que para $Ra > 10^5$, o excesso de temperatura na fonte superior aumenta com a razão de dissipação até $q_U/q_L \approx 0.8$ e, então, diminui, atingindo em $q_U/q_L = 2$, um valor maior que aquele para $q_U/q_L = 0$. Para $Ra \leq 10^5$, o excesso de temperatura permaneceu constante ou diminuiu para toda a faixa da razão de dissipação estudada, com um mínimo em $Ra = 10^4$ e $q_U/q_L \approx 1.2$. Este comportamento poderia ser utilizado em projeto de computadores portáteis, por exemplo, onde algumas placas com componentes seriam

usadas para maximizar o coeficiente de transferência de calor.

Durante a realização deste trabalho, vários aspectos referentes à metodologia empregada, ao pacote computacional e ao tema da pesquisa foram anotados. Em relação à metodologia e ao pacote computacional (FLUENT), algumas características de fundamental importância na realização do trabalho, principalmente para os problemas tridimensionais, foram: *multigrid*, malhas não-estruturadas e refinamento adaptativo. Além disso, o pacote computacional se mostrou estável, às vezes, processando por dias sem interrupções inesperadas. Muito embora, o pacote seja satisfatório, considera-se a necessidade do desenvolvimento de um programa que possua as características mencionadas e que seja de código-fonte aberto, permitindo a modificação e implementação de novas características.

Em relação à convecção natural sobre fontes discretas podem-se sugerir alguns estudos:

- Avaliar a influência do tamanho da fonte de calor no ponto de transição entre os comportamentos bi e tridimensional;
- Avaliar metodologias de otimização para o problema do posicionamento de múltiplas fontes em uma parede;
- Estudar escoamentos turbulentos;
- Avaliar o posicionamento de fontes de calor em canais horizontais tridimensionais, buscando maximização do coeficiente de transferência de calor;
- Integrar os resultados obtidos para transferência de calor com programas de geração automática de circuitos impressos visando aplicação industrial.

Referências Bibliográficas

- Andreozzi, A., Manca, O. e Morrone, B. Numerical solution to the natural convection on vertical isoflux plates by full elliptic equations. *Numerical Heat Transfer, Part A*, v. 41, p. 263–283, 2002.
- Behnia, M., Dehghan, A., Mishima, H. e Nakayama, W. Natural convection cooling of multiple heat sources in parallel open-top cavities filled with a fluorinert liquid. *Journal of Electronic Packaging ASME*, v. 120, p. 73–81, 1998.
- Bejan, A. *Convection Heat Transfer*. 2nd ed. New York: John Wiley and Sons, 1995.
- Bessaih, R. e Kadja, M. Turbulent natural convection cooling of electronic components mounted on a vertical channel. *Applied Thermal Engineering*, v. 20, p. 141–154, 2000.
- Carey, V. e Mollendorf, J. The temperature field above a concentrated heat source on a vertical adiabatic surface. *International Journal of Heat Mass Transfer*, v. 20, p. 1059–1067, 1977.
- Corcione, M. e Fontana, L. Natural convection in rectangular enclosures heated from below and symetrically cooled from the top and both sides. In: *Proceedings of the 12th International Heat Transfer Conference CD-ROM*, 2002.
- Costa, V. Laminar natural convection in differentially heated rectangular enclosures with vertical diffusive walls. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 45, p. 4217–4225, 2002.
- Davis, G. D. V. Natural convection in a square cavity: a benchmark numerical solution. *International Journal of Numerical Methods in Fluids*, v. 3, p. 249–264, 1983.
- Dehghan, A. e Behnia, M. Numerical investigation of natural convection in a vertical slot with two heat source elements. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 17, p. 474–482, 1996.
- Deng, Q.-H., Tang, G.-F. e Li, Y. A combined temperature scale for analysing natural convection in rectangular enclosures with discrete wall heat sources. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 45, p. 3437–3446, 2002.

- Desrayaud, G., Fichera, A. e Mea, D. Natural convective cooling of protruding heat-flux module in a vertical channel. *3rd European Thermal Sciences Conference*, p. 183–188, 2000.
- Dias-Jr, T. e Milanez, L. Natural convection in high aspect ratio three-dimensional enclosures with uniform heat flux on the heated wall. *IX Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas (ENCIT) CD-ROM*, Caxambu, 2002.
- Fiedler-Ferrara, N. e Prado, C. *Caos - Uma Introdução*. 1 ed. São Paulo: Edgard Blucher, 1994.
- FLUENT. *FLUENT 6.0 Documentation*. Lebanon: Fluent Inc., 2001.
- Frederick, R. e Berbakow, O. Natural convection in cubical enclosures with thermal sources on adjacent vertical walls. *Numerical Heat Transfer, Part A*, v. 41, p. 331–340, 2002.
- Frederick, R. e Quiroz, F. On the transition from conduction to convection regime in cubical enclosure with a partially heated wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 44, p. 1699–1709, 2001.
- Fujii, M., Gima, S., Tomimura, T. e Zhang, X. Natural convection to air from an array of vertical parallel plates with discrete and protruding heat sources. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 17, p. 483–490, 1996.
- Fujii, T. Theory of the steady laminar natural convection above a horizontal line heat source and a point heat source. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 6, p. 597–606, 1963.
- Fusegi, T., Hyun, J., Kuwahara, K. e Farouk, B. A numerical study of three-dimensional natural convection in a differentially heated cubical enclosure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 34, p. 1543–1557, 1991.
- Ganzarolli, M. e Milanez, L. F. Natural convection in rectangular enclosures heated from below and symmetrically cooled from the sides. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 38, p. 1063–1073, 1995.
- Guidotti, G., Manca, O., Morrone, B. e Nardini, S. Experimental analysis of air natural convection between horizontal parallel plates uniformly heated from the upper plate. *3rd European Thermal Sciences Conference*, p. 153–158, 2000.
- Ha, M. e Jung, M. A numerical study on three-dimensional conjugate heat transfer of natural convection and conduction in a differentially heated cubic enclosure with heat-generating cubic conducting body. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 43, p. 4229–4248, 2000.
- Higuera, F. e Ryazantsev, Y. Natural convection flow due to a heat source in a vertical channel. *International Journal of Heat Mass Transfer*, v. 45, p. 2207–2212, 2002.
- Higuera, F. e Weidman, P. Natural convection far downstream of a heat source on a solid wall. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 361, p. 25–39, 1998.

- Hsieh, S.-S. e Yang, S.-S. Flow structure and temperature measurements in a 3-d vertical free convective enclosure at high Rayleigh numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 40, p. 1467–1480, 1997.
- Jaluria, Y. Natural convection flow interaction above a heated body. *Letters in Heat and Mass Transfer*, v. 3, p. 457–466, 1976.
- Jaluria, Y. e Gebhart, B. Buoyancy-induced flow arising from a line thermal source on an adiabatic vertical surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 20, p. 153–157, 1977.
- Kettleborough, C. Transient laminar free convection between heated vertical plates including entrance effects. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 15, p. 883–896, 1972.
- Khanafer, K. e Vafai, K. Effective boundary conditions for buoyancy-driven flows and heat transfer in fully open-ended two dimensional enclosures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 45, p. 2527–2538, 2002.
- Kimura, S., Okajima, A. e Kiwata, T. Conjugate natural convection from a vertical heated slab. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 41, p. 3203–3211, 1998.
- Kraus, A. e Bar-Cohen, A. *Thermal Analysis and Control of Electronic Equipment*. New York: McGrall-Hill, 1983.
- Kurdyumov, V. e Liñán, A. Free convection from a point source of heat, and heat transfer from spheres at small Grashof numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 42, p. 3849–3860, 1999.
- Leal, M., Machado, H. e Cotta, R. Integral transform solutions of transient natural convection in enclosures with variable fluid properties. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 43, p. 3977–3990, 2000.
- Leonard, B. P. e Mokhtari, S. Ultra-sharp nonoscillatory convection schemes for high-speed steady multidimensional flow. *NASA TM 1-2568 (ICOMP-90-12)*, NASA Lewis Research Center, 1990.
- Leong, W., Hollands, K. e Brunger, A. On a physically-realizable benchmark problem in internal natural convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 41, p. 3817–3828, 1998.
- Leong, W., Hollands, K. e Brunger, A. Experimental Nusselt numbers for a cubical-cavity benchmark problem in natural convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 42, p. 1979–1989, 1999.
- Liu, Y. e Phan-Thien, N. An optimum spacing problem for three chips mounted on a vertical substrate in an enclosure. *Numerical Heat Transfer, Part A*, v. 37, p. 613–630, 2000.
- Lorenz, E. Deterministic nonperiodic flow. *Journal of Atmospheric Science*, v. 20, p. 130–141, 1963.

- Madhavan, P. e Sastri, V. Conjugate natural convection air-cooling of substrate-mounted heated sources in an enclosure - effect of aspect ratio and boundary conditions. *Proceedings of 11th International Heat Transfer Conference*, v. 3, p. 373–378, 1998.
- Mansour, M. e Gorla, R. Radiative effects in natural convection flows. *International Journal of Thermal Sciences*, v. 38, p. 664–673, 1999.
- Marcondes, F. e Maliska, C. Treatment of the inlet boundary conditions in natural-convection flows in open-ended channels. *Numerical Heat Transfer: Part B*, v. 35, p. 317–345, 1999.
- Mavriplis, D. e Venkatakrishnan, V. Agglomeration multigrid for two-dimensional viscous flow. *Computers & Fluids*, v. 24, n. 5, p. 553–570, 1995.
- Mendez, F. e Treviño, C. The conjugate conduction-natural convection heat transfer along a thin vertical plate with non-uniform internal heat generation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 43, p. 2739–2748, 2000.
- Merkin, J. e Pop, I. Conjugate free convection on a vertical surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 39, n. 7, p. 1527–1534, 1996.
- Milanez, L. e Bergles, A. Studies on natural convection heat transfer from thermal sources on a vertical surface. *Proceedings of the 8th International Heat Transfer Conference*, v. 3, p. 1347–1352, 1986.
- Morrone, B. Natural convection between parallel plates with conjugate conductive effects. *Numerical Heat Transfer: Part A*, v. 40, p. 873–886, 2001.
- Morrone, B., Campo, A. e Manca, O. Optimum plate separation in vertical parallel-plate channels for natural convective flows: Incorporation of large spaces at the channel extremes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 40, p. 993–1000, 1997.
- Nakano, A., Ozoe, H. e Churchill, S. Numerical computation of natural convection for a low-Prandtl-number fluid in a shallow rectangular region heated from below. *Chemical Engineering Journal*, v. 71, p. 175–182, 1998.
- Oosthuizen, P. Natural convective flow in a high aspect ratio rectangular enclosure with a uniform heat flux on the heated wall. *3rd European Thermal Sciences Conference*, p. 159–164, 2000.
- Oosthuizen, P. e Paul, J. A numerical study of three-dimensional natural convection in a horizontal enclosure with a uniform heat flux on the lower surface. *Proceedings of 11th International Heat Transfer Conference*, v. 3, p. 391–396, 1998.
- Ortega, A. e Lall, B. Natural convection air cooling of a discrete heat source on a conducting board in a shallow horizontal enclosure. *Journal of Electronic Packaging ASME*, v. 120, p. 89–97, 1998.
- Patankar, S. V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*: Hemisphere Publishing Corporation, 1980.

- Raithby, G. Discussion of the finite-volume method for radiation, and its application using 3d unstructured meshes. *Numerical Heat Transfer, Part B*, v. 35, p. 389–405, 1999.
- Ramos, R., Dias Jr, T. e Milanez, L. Numerical and experimental analysis of natural convection in a cavity with flush mounted heat sources on a lateral side. *6th Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electric Systems (ITHERM VI)*, p. 130–134, 1998.
- Ramos, R. e Milanez, L. Numerical study of natural convection in a rectangular enclosure with protruding heat sources on a vertical wall. *3rd European Thermal Sciences Conference*, p. 147–151, 2000.
- Ravine, T. e Richards, D. Natural convection cooling of a finite-sized thermal source on the wall of a vertical channel. *ASME*, v. 84, p. 1–8, 1990.
- Sezai, I. e Mohamad, A. Natural convection from a discrete heat source on the bottom of a horizontal enclosure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 43, p. 2257–2266, 2000.
- Tric, E., Lambrosse, G. e Betrouni, M. A first incursion into the 3d structure of natural convection on air in a differentially heated cubic cavity, from accurate numerical solutions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 43, p. 4043–4056, 2000.
- Turner, B. e Flack, R. The experimental measurement of natural convective heat transfer in rectangular enclosures with concentrated energy sources. *Transactions of the ASME Journal of Heat Transfer*, v. 102, p. 236–241, 1980.
- Vynnycky, M. e Kimura, S. Conjugate free convection due to a heated vertical plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 39, p. 1067–1080, 1996.
- Wesseling, P. *An Introduction to Multigrid Methods*. 1 ed. England: John Wiley & Sons, 1991.
- Zamora, B. e Hernández, J. Influence of variable property effects on natural convection flows in asymmetrically-heated vertical channels. *International Communications on Heat and Mass Transfer*, v. 24, n. 8, p. 1153–1162, 1997.
- Zhang, X., Imamura, T. e Fujii, M. Conjugate heat transfer from small heat sources mounted on a conductive wall. *Advances in Electronic Packaging ASME*, v. 1, p. 511–519, 1999.
- Zhong, Z., Yang, K. e Lloyd, J. Variable property effects in laminar natural convection in a square enclosure. *Journal of Heat Transfer*, v. 107, p. 103–138, 1985.