

Análise Numérica do Escoamento em uma Sala Retangular Ventilada por um Jato Horizontal de Parede

por

Roberto Mathias Susin

**Pontifícia Universidade Católica do Paraná
Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica**

Trabalho apresentado como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica na Pontifícia Universidade Católica do Paraná, Curitiba, Paraná, Brasil.

Curitiba, 6 de dezembro de 2007

APROVAÇÃO

Nome: Roberto Mathias Susin
Titulação: Mestre em Engenharia Mecânica
Título da Tese: Análise Numérica do Escoamento em uma Sala Retangular Ventilada por um Jato Horizontal de Parede

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Aristeu da Silveira Neto
Universidade Federal de Uberlândia - UFU

Prof. Dr. Marc Abadie
Universidade de La Rochelle (França) - ULR

Profa. Dra. Viviana Cocco Mariani (Co-orientadora)
Pontifícia Universidade Católica do Paraná - PUCPR

Profa. Dra. Kátia Cordeiro Mendonça (Orientadora)
Pontifícia Universidade Católica do Paraná - PUCPR

Resumo

O presente trabalho investiga numericamente o escoamento tridimensional turbulento em uma sala ventilada por um jato horizontal de parede. Para este fim, foi empregada a geometria do experimento de Nielsen (Nielsen *et al.*, 1978), para a qual dados experimentais e dados numéricos para alguns modelos de turbulência encontram-se disponíveis na literatura. Este experimento consiste de um jato horizontal que entra numa cavidade através de uma abertura próxima ao teto e sai desta cavidade no lado oposto, numa abertura próxima ao chão. Inicialmente, investigou-se o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ padrão para efeitos de entendimento das equações que governam o escoamento, bem como o uso de simplificações, adoção de condições de contorno e condições iniciais apropriadas. Em seguida, outros dois modelos de turbulência a duas equações, RNG $k-\varepsilon$ e $k-\omega$, foram empregados para descrever o mesmo escoamento. Dados numéricos das distribuições adimensionais de velocidade média e de intensidade turbulenta, para um número de Reynolds de 5000, este número com base na altura do bocal de entrada de ar foram comparados com os resultados experimentais de Nielsen (1990) em diferentes posições do ambiente e utilizando duas configurações de bocal de entrada de ar. As análises efetuadas indicaram que todos os modelos estimaram satisfatoriamente o escoamento médio e os efeitos tridimensionais, contudo devido a hipótese de isotropia eles não puderam avaliar adequadamente a intensidade turbulenta. Observou-se que o modelo RNG $k-\varepsilon$ é aquele que apresentou o melhor desempenho para a abertura de 50% enquanto que o modelo $k-\omega$ foi aquele que apresentou o desempenho superior para a abertura de 100%.

Abstract

The present work investigates the three-dimensional turbulent airflow in a room ventilated by a horizontal wall jet. The geometry of Nielsen's experiment (Nielsen *et al.*, 1978), for which experimental and numerical results for some turbulence models are available in the current literature, has been adopted in this work. This experiment consists of a rectangular room where the air enters horizontally at the top of one side and leaves the room at the bottom of the opposite side. This study started with the standard k - ε model that has been largely used in many engineering applications. In the following, two other eddy viscosity turbulence models were investigated, the RNG k - ε and the k - ω models. The dimensionless mean velocity profiles, as well as the dimensionless turbulence profiles were obtained for an air inlet-height based Reynolds numbers of 5,000, and compared to experimental data from Nielsen (1990) for several positions in the room and two inlet conditions. All models were able to satisfactorily estimate the mean flow and the three-dimensional effects but, due to their intrinsic hypotheses of isotropic turbulence, they could not adequately evaluate the turbulence intensity; The three models did not present a unique tendency for the two analyzed cases. While the RNG k - ε model seemed to better represent the case with inlet 50%, it showed on the whole the highest root mean square errors for the case with inlet 100%, where the k - ω model was better.

Sandra Regina Mathias Susin,
In Memoriam

Agradecimentos

A presente dissertação foi realizada sob a orientação da professora Kátia Cordeiro Mendonça e sob a co-orientação da professora Viviana Cocco Mariani. Desejo expressar meus sinceros agradecimentos a ambas pelo companheirismo e dedicação durante o desenvolvimento da mesma, principalmente nos momentos de insegurança e dúvida, quando o incentivo e experiência foram decisivos.

A toda a minha família, que mesmo distante, sempre me apoiou nos estudos e pesquisas. Em especial minha tia Vera Lúcia Nozari Susin que me incentivou a realizar minha primeira pesquisa pelo CNPq.

Agradeço o apoio e a amizade e pessoas que fizeram parte da minha vida neste curto espaço de existência: Jane, Stephan, Lucas, Vivian, Fernando, Marc, Marluz, Roberto, Shang, Eduardo, Rafael, Guilherme e Camila Perussello.

A todos os colegas de turma em especial Luciano Bueno pela grande amizade e orientações nessa jornada.

Aos professores José Antonio Velásquez Alegre, Nathan Mendes, João Elias Abdalla Filho e Luis Mauro Moura, pelos ensinamentos teóricos, práticos e de vida.

Ao professor Aristeu da Silveira Neto pelas importantes contribuições no Curso de Turbulência ministrado na PUC-PR e pela participação na banca como professor convidado.

A Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES - pelo apoio financeiro.

Acima de tudo agradeço a Deus.

Sumário

Aprovação	i
Resumo	ii
Abstract	iii
Sumário	vi
Lista de Figuras	ix
Lista de Tabelas	xvi
Lista de Símbolos	xviii
Capítulo 1	
Introdução	1
Capítulo 2	
Revisão Bibliográfica	4
Capítulo 3	
Modelagem Matemática	11
3.1 Introdução	11

3.2	Equações de Reynolds	12
3.3	Modelos de Turbulência	18
3.3.1	Modelo $k-\varepsilon$	18
3.3.2	Modelo RNG $k-\varepsilon$	22
3.3.3	Modelo $k-\omega$	23

Capítulo 4

	Metodologia Numérica	25
4.1	Código Computacional	26
4.2	Malhas Não-Estruturadas	27
4.3	Modelo Físico.....	29
4.4	Condições de Contorno	30
4.5	Discretização Espacial	31
4.5.1	Discretização espacial para os modelos de turbulência $k-\varepsilon$ padrão e RNG $k-\varepsilon$	32
4.5.2	Discretização espacial para o modelo de turbulência $k-\omega$	37
4.6	Análise da discretização espacial.....	41
4.6.1	Abertura de entrada de 100 %	42
4.6.2	Abertura de entrada de 50 %	54

Capítulo 5

	Resultados	68
5.1	Análise comparativa dos modelos de turbulência	68
5.2	Análise da influência da largura do bocal de insuflamento	77
5.2.1	Análise dos perfis de velocidade média e de intensidade turbulenta.....	77
5.2.2	Análise das linhas de corrente	87
5.3	Análise da influência do perfil de velocidade de insuflamento.	95

Capítulo 6

Conclusões e perspectivas	103
Referências Bibliográficas	105
Apêndice A	109

Lista de Figuras

Figura 3.1:	Flutuações e média de uma propriedade qualquer medidas ao longo do tempo.....	14
Figura 4.1:	Diagrama de Voronoi.....	29
Figura 4.2:	Geometria do experimento de Nielsen <i>et al.</i> (1978).....	30
Figura 4.3:	Corte lateral na geometria para a malha do caso 1.....	33
Figura 4.4:	Corte frontal na geometria para a malha do caso 1.....	33
Figura 4.5:	Corte lateral na geometria para a malha do caso 2.....	35
Figura 4.6:	Corte frontal na geometria para a malha do caso 2.....	35
Figura 4.7:	Corte lateral na geometria para a malha do caso 3.....	36
Figura 4.8:	Corte frontal na geometria para a malha do caso 3.....	36
Figura 4.9:	Corte lateral da geometria para a malha do caso 1.....	38
Figura 4.10:	Corte frontal da geometria para a malha do caso 1.....	38
Figura 4.11:	Corte lateral da geometria para a malha do caso 2.....	39
Figura 4.12:	Corte frontal da geometria para a malha do caso 2.....	39
Figura 4.13:	Corte lateral da geometria para a malha do caso 3.....	40
Figura 4.14:	Corte frontal da geometria para a malha do caso 3.....	40
Figura 4.15:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$ em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 100%.....	43
Figura 4.16:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 100%.....	43

Figura 4.17:	Erro quadrático médio para o modelo $k-\varepsilon$ – caso com abertura de 100%.....	44
Figura 4.18:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W=0,5$ – caso com abertura de 100%.....	46
Figura 4.19:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W=0,1$ – caso com abertura de 100%.....	46
Figura 4.20:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo RNG $k-\varepsilon$ em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 100%.....	47
Figura 4.21:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo RNG $k-\varepsilon$ em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ - caso com abertura de 100%.....	48
Figura 4.22:	Erro quadrático médio para o modelo RNG $k-\varepsilon$ – caso com abertura de 100%.....	49
Figura 4.23:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo RNG $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W=0,5$ – caso com abertura de 100%.....	50
Figura 4.24:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo RNG $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 100%.....	50
Figura 4.25:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\omega$ em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 100%.....	51
Figura 4.26:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\omega$ em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 100%.....	52
Figura 4.27:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente, no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com	

	abertura de 100%.....	53
Figura 4.28:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 100%.....	53
Figura 4.29:	Erro quadrático médio para o modelo $k-\omega$ – caso com abertura de 100%.....	54
Figura 4.30:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.....	56
Figura 4.31:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.....	56
Figura 4.32:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.....	57
Figura 4.33:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.....	58
Figura 4.34:	Erro quadrático médio para o modelo $k-\varepsilon$ – caso com abertura de 50%.....	58
Figura 4.35:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo RNG $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.....	59
Figura 4.36:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo RNG $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.....	60
Figura 4.37:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo RNG $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.....	61
Figura 4.38:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo RNG $k-\varepsilon$, em quatro	

	seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.....	61
Figura 4.39:	Erro quadrático médio para o modelo RNG $k-\varepsilon$ - caso com abertura de 50%.....	62
Figura 4.40:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W=0,5$ – caso com abertura de 50%.....	62
Figura 4.41:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.....	63
Figura 4.42:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W=0,5$ – caso com abertura de 50%.....	64
Figura 4.43:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W=0,1$ – caso com abertura de 50%.	65
Figura 4.44:	Erro quadrático médio para o modelo $k-\omega$ – caso com abertura de 50%.....	65
Figura 4.45:	Comparativo do erro quadrático médio para todos os modelos de turbulência.....	67
Figura 5.1:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 100%.....	69
Figura 5.2:	Perfis de intensidade turbulenta para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 100%.....	70
Figura 5.3:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 100%.....	71
Figura 5.4:	Perfis de intensidade turbulenta para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ –	72

	caso com abertura de 100%.....	
Figura 5.5:	Média do erro quadrático médio para todos os casos e modelos para abertura 100%.....	73
Figura 5.6:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.....	74
Figura 5.7:	Perfis de intensidade turbulenta para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.....	74
Figura 5.8:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.....	75
Figura 5.9:	Perfis de intensidade turbulenta para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.....	76
Figura 5.10:	Média do erro quadrático médio para todos os casos e modelos para abertura 50%.....	76
Figura 5.11:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$	78
Figura 5.12:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$	79
Figura 5.13:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$	79
Figura 5.14:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$	80
Figura 5.15:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$	81
Figura 5.16:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo RNG $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$	82
Figura 5.17:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo RNG $k-\varepsilon$, em	

	quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$	82
Figura 5.18:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo RNG $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$	83
Figura 5.19:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$	84
Figura 5.20:	Perfis de intensidade turbulenta, para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$	85
Figura 5.21:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$	86
Figura 5.22:	Perfis de intensidade turbulenta, para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$	87
Figura 5.23:	Linhas de corrente no plano em $x = H$ para o ambiente com abertura 100%.....	88
Figura 5.24:	Linhas de corrente no plano $x = 2H$, para o ambiente com abertura de 100%.....	89
Figura 5.25:	Linhas de corrente no plano de simetria, em $z/W=0,5$, para o ambiente com abertura de 100%.....	89
Figura 5.26:	Linhas de corrente no plano em $z/W=0,1$, para o ambiente com abertura de 100%.....	90
Figura 5.27:	Linhas de corrente no plano em $y=-0,08m$, para o ambiente com abertura de 100%.....	91
Figura 5.28:	Linhas de corrente no plano em $x = H$, para o ambiente com abertura de 50%.....	92
Figura 5.29:	Linhas de corrente no plano em $x = 2H$, para o ambiente com abertura de 50%.....	92
Figura 5.30:	Linhas de corrente no plano de simetria, em $z/W = 0,5$, para o ambiente com abertura de 50%.....	93
Figura 5.31:	Linhas de corrente no plano em $z/W=0,1$, para o ambiente com abertura de 50%.....	94
Figura 5.32:	Linhas de corrente no plano em $y=-0,08m$, para o ambiente com	94

	abertura de 50%.....	
Figura 5.33:	Perfil de velocidade parabólico usado na entrada do ambiente.	95
Figura 5.34:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 100%.....	96
Figura 5.35:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 100%.....	97
Figura 5.36:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 100%.....	98
Figura 5.37:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 100%.....	98
Figura 5.38:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.....	99
Figura 5.39:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.....	100
Figura 5.40:	Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.....	101
Figura 5.41:	Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.....	101
Figura A.1:	(a) Corte lateral e (b) corte frontal da geometria para a malha do caso 1, para os modelos $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$	110
Figura A.2:	(a) Corte lateral e (b) corte frontal da geometria para a malha do caso 2, para os modelos $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$	110

Figura A.3:	(a) Corte lateral e (b) corte frontal da geometria para a malha do caso 3, para os modelos $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$	111
Figura A.4:	(a) Corte lateral e (b) corte frontal da geometria para a malha do caso 1, para o modelo $k-\omega$	112
Figura A.5:	(a) Corte lateral e (b) corte frontal da geometria para a malha do caso 2, para o modelo $k-\omega$	112
Figura A.6:	(a) Corte lateral e (b) corte frontal da geometria para a malha do caso 3, para o modelo $k-\omega$	113

Lista de Tabelas

Tabela 4.1:	Comparação dos modelos de turbulência - escolha da malha computacional.....	66
Tabela A.1:	Configurações das malhas numéricas para a abertura de 50%: Modelos $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$	109
Tabela A.2:	Configurações das malhas numéricas para a abertura de 50%: Modelo $k-\omega$	111

Lista de Símbolos

Símbolos Gerais

a_P	coeficiente para ϕ_P , que representa o volume de controle P	
B	constante usada na Eq. (28)	
d	comprimento da geometria analisada	[m]
c_1, c_2	constantes empíricas do modelo de turbulência $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$	
C	constante adimensional da viscosidade turbulenta	
c_μ	constante empírica usada no cálculo da viscosidade turbulenta	
e	rugosidade da parede do ambiente	
$\tilde{f}_i$	força de corpo instantânea	[N]
f_η	função usada no modelo RNG $k-\varepsilon$	
h	altura da abertura de entrada de ar da sala	[m]
H	altura da sala	[m]
i	índice usado na notação indicial e indicador da posição de um ponto nodal no Diagrama de Voronoi	
j	índice usado na notação indicial e indicador da posição de um ponto nodal no Diagrama de Voronoi	
k	energia cinética turbulenta	[m ² .s ⁻²]
k_0	energia cinética turbulenta prescrita na entrada da sala	[m ² .s ⁻²]
L	comprimento da sala	[m]
n	número de amostras, conforme Eq. (37)	
$\hat{n}$	vetor unitário normal à fronteira de saída	
O	valor observado, usado na Eq. (37)	

p	pressão termodinâmica	[Pa]
P	valor previsto, usado na Eq. (39)	
P	pressão média	[Pa]
p^*	pressão média modificada	[Pa]
$\tilde{p}$	pressão termodinâmica instantânea	[Pa]
p_i, p_j	pontos nodais localizados no plano cartesiano	
Re	número de Reynolds	
Re _y	número de Reynolds turbulento	
$R(p_i)$	região do Diagrama de Voronoi contendo o ponto p_i	
$R(p_j)$	região do Diagrama de Voronoi contendo o ponto p_j	
r_ϕ	resíduo líquido das diferenças entre entrada e saída no volume de controle	
$\tilde{r}_\phi$	resíduo calculado conforme Eq. (36)	
t	altura da saída de ar da sala	[m]
t	tempo	[s]
T	período de um ciclo de flutuação de velocidade	[s]
T	tensão de cisalhamento total (viscosa + Reynolds)	[N.m ⁻²]
U	velocidade média	[m.s ⁻¹]
u	flutuação da velocidade em torno da média	[m.s ⁻¹]
U_0	velocidade na direção x prescrita na entrada da sala	[m.s ⁻¹]
$\tilde{u}$	componente da velocidade instantânea	[m.s ⁻¹]
$\bar{u}_0$	velocidade instantânea do ar na entrada da sala	[m.s ⁻¹]
u^*	velocidade de atrito	[m.s ⁻¹]
u^+	velocidade de perfil logarítmico, calculada na Eq. (28)	[m.s ⁻¹]
$\overline{u_i u_j}$	tensor de Reynolds	[m ² .s ⁻²]
v	componente da velocidade na direção y	[m.s ⁻¹]
V_0	velocidade na direção y prescrita na entrada da sala	[m.s ⁻¹]
x	co-ordenada cartesiana na direção x	[m]
y	distância do ponto nodal central do volume adjacente à parede até a	

	parede do ambiente; co-ordenada cartesiana na direção y	[m]
y^+	grupo adimensional que define três regiões em um domínio computacional: região da subcamada viscosa, região de transição e região turbulenta	
z	co-ordenada cartesiana na direção z	[m]
w	componente da velocidade na direção z	[m.s ⁻¹]
W	largura da sala	[m]
W_0	velocidade na direção z prescrita na entrada da sala	[m.s ⁻¹]

Símbolos Gregos

α	constante utilizada no modelo $k-\omega$	
β	constante utilizada no modelo RNG $k-\varepsilon$	
β_1	constante utilizada no modelo $k-\omega$	
β_2	constante utilizada no modelo $k-\omega$	
γ	critério de parada do método numérico	
δ_{ij}	delta de Kronecker	
$\Delta\phi$	taxa de variação da variável de interesse no domínio	
ε	taxa de dissipação de energia cinética	[m ² .s ⁻³]
ε_0	taxa de dissipação de energia cinética prescrita na entrada da sala	[m ² .s ⁻³]
η	função utilizada no modelo RNG $k-\varepsilon$, conforme Eq. (31)	
κ	constante de proporcionalidade	
μ	viscosidade cinemática	[N.s.m ⁻²]
μ_t	viscosidade cinemática turbulenta	[N.s.m ⁻²]
$\tilde{\mu}$	viscosidade dinâmica do fluido	[m ² .s ⁻¹]
ν	viscosidade dinâmica do ar	[m ² .s ⁻¹]
ν_t	viscosidade dinâmica turbulenta	[m ² .s ⁻¹]
ρ	massa específica	[kg.m ⁻³]
σ_k	constante utilizada nos modelos $k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$ e $k-\omega$	

σ_ε	constante utilizada nos modelos $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$	
σ_ω	constante utilizada no modelo $k-\omega$	
τ_w	tensão de cisalhamento junto à parede	[N.m ⁻²]
Φ	variável que representa uma propriedade média do escoamento	
ϕ	flutuação em torno da média de uma propriedade do escoamento	
$\tilde{\phi}$	quantidade instantânea de uma propriedade qualquer do escoamento	
$\bar{\phi}$	média da flutuação de uma variável qualquer	
ω	frequência turbulenta	[s ⁻¹]
ω_0	frequência turbulenta prescrita na entrada da sala	[m ² .s ⁻⁴]

Abreviaturas

DFC	Dinâmica dos Fluidos Computational	
DV	Diagrama de Voronoi	
H	reta localizada a 3 metros da entrada de ar e no plano de simetria	[m]
HRS	<i>High Resolution Scheme</i>	
2H	reta localizada a 6 metros da entrada de ar e no plano de simetria	[m]
UDS	<i>Upwind Difference Scheme</i>	
ZWH1	reta localizada a 3 metros da entrada de ar e no plano distante 0,3 m da parede da sala	[m]
ZWH2	reta localizada a 6 metros da entrada de ar e no plano distante 0,3 m da parede da sala	[m]
TOP	reta localizada paralelamente ao piso, na altura de 2,916 metros do chão, no plano central da geometria iniciando na entrada do jato até a parede oposta	[m]
BOT	reta localizada paralelamente ao piso, na altura de 0.084 metros do chão, no plano central iniciando na entrada do jato até a parede oposta	[m]
ZWTOP	reta localizada paralelamente ao piso, na altura de 2,916 metros do chão, no plano central da geometria iniciando na entrada do jato até a	[m]

	parede oposta, distante de 0,3 metros da parede lateral esquerda.
ZWBOT	reta localizada paralelamente ao piso, na altura de 0,084 metros do [m] chão, no plano central da geometria iniciando na entrada do jato até a parede oposta, distante de 0,3 metros da parede lateral esquerda
RNG	grupo de renormalização do modelo $k-\varepsilon$
RMSE	erro quadrático médio

Capítulo 1

Introdução

Existe uma preocupação crescente no estudo do conforto térmico em ambientes fechados visando uma melhor qualidade do ambiente de trabalho, visto que há uma tendência das pessoas passarem grande parte do tempo em ambientes ventilados artificialmente. A preocupação crescente com a qualidade do ar (contaminantes), com os gradientes de velocidade e de temperatura, conduzem para um trabalho de otimização da distribuição do ar em ambientes. Também, pode-se citar a preocupação com a otimização de sistemas energéticos, haja vista que, em determinados ambientes, pode-se reduzir o consumo de energia adequando melhor a distribuição através de um melhor posicionamento dos equipamentos insufladores de ar.

Nota-se, no entanto, que os equipamentos de climatização disponíveis produzem campos termo-convectivos heterogêneos e, portanto, gradientes de temperatura e de velocidade que podem provocar um grande desconforto local. O estudo detalhado de ambientes climatizados permite otimizar a distribuição de ar nestes locais e reduzir os gradientes de temperatura e de velocidade, visando a melhoria do conforto térmico, e logo, a melhoria da produtividade e do bem estar da população.

Dessa forma, este trabalho visa contribuir com estudos de conforto térmico através da análise numérica do escoamento turbulento tridimensional do ar em uma sala ventilada por um jato horizontal. Para este fim, foi empregada a geometria do experimento de Nielsen (Nielsen *et al.*, 1978) que simula o escoamento em questão e,

para a qual, dados experimentais e numéricos para alguns modelos de turbulência encontram-se disponíveis na literatura. A geometria empregada neste experimento é bastante simples, consistindo em uma cavidade retangular onde o ar entra por uma abertura próxima ao teto e sai desta cavidade pelo lado oposto, numa abertura próxima ao chão. Duas larguras diferentes para a entrada de ar foram utilizadas ao passo que a largura da saída foi mantida constante. O escoamento neste ambiente é caracterizado pelo número de Reynolds com base na altura da abertura de entrada de ar e nas características da velocidade de insuflamento. As condições de contorno constantes em relação ao tempo permitem a análise do escoamento em regime permanente.

Assim, o escoamento produzido pelo jato horizontal na geometria em questão é, primeiramente, simulado numericamente com o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ padrão de Launder e Spalding (1974), que é o modelo utilizado com frequência nas aplicações de engenharia. Em seguida, outros dois modelos de turbulência - modelo RNG $k-\varepsilon$ proposto por Yakhot *et al.* (1992) e $k-\omega$ proposto por Wilcox (1988) – são empregados para simular o mesmo escoamento. A habilidade dos três modelos de turbulência em descrever o escoamento no ambiente é então avaliada, através de uma análise comparativa entre os resultados numéricos e os dados experimentais de Nielsen (1990).

Este trabalho será dividido em seis capítulos os quais são descritos brevemente a seguir.

No presente capítulo foram apresentados os objetivos deste trabalho, bem como a descrição do problema. O capítulo 2 tratará da revisão bibliográfica onde exploram-se os primeiros trabalhos na área de ventilação de ambientes até os mais recentes estudos realizados por renomados pesquisadores. O capítulo 3 tratará da fundamentação teórica para obter as equações de Reynolds e as equações dos modelos de turbulência utilizados no trabalho. No capítulo 4 serão apresentadas as geometrias em estudo, as condições de contorno e as diferentes malhas empregadas na simulação numérica, bem como os primeiros resultados que levam a escolha da malha mais indicada para este tipo de problema. No capítulo 5, os principais resultados obtidos numericamente com os modelos de turbulência são comparados aos resultados experimentais de Nielsen (1990). Naquele capítulo é discutido o desempenho dos modelos de turbulência, os efeitos da variação da largura do bocal de entrada e da variação da condição de entrada de ar, isto é,

na entrada de ar no ambiente será utilizado um perfil de velocidade parabólico ou a velocidade constante. No capítulo 6 são apresentadas as conclusões e as perspectivas para trabalhos futuros. O trabalho finaliza com um apêndice apresentando a configuração das malhas numéricas adotadas na geometria com abertura de 50% na entrada da cavidade.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Para resolver um escoamento tem-se à disposição três ferramentas: métodos analíticos, métodos numéricos e experimentação. A simulação experimental tem a vantagem de trabalhar com a geometria real do problema, porém é de altíssimo custo e algumas vezes torna-se impraticável por questões de espaço físico necessário para a sua efetivação. Os métodos analíticos nem sempre podem ser utilizados devido ao fato de que muitos problemas não têm solução analítica. No presente trabalho os métodos numéricos serão utilizados e os resultados aqui obtidos serão validados com resultados experimentais de Nielsen (1990) disponíveis na literatura. Assim, de acordo com este contexto, uma revisão bibliográfica focando os últimos trabalhos resolvendo o escoamento em configurações geométricas iguais ou próximas a utilizada neste trabalho, de acordo com os aspectos mais relevantes, é apresentada a seguir.

Nielsen *et al.* (1978) estudaram numérica e experimentalmente o comportamento de um jato de pequenas dimensões no interior de uma sala de dimensões grande. A determinação experimental dos perfis de velocidade média foi obtida com anemometria a laser. Nas medições experimentais foram utilizadas duas medidas para o bocal de insuflamento de ar no ambiente e tais efeitos sobre o escoamento foram analisados notando que os perfis adimensionais foram independentes do número de Reynolds para cada geometria investigada. Na solução numérica, optaram pelo uso do modelo $k-\varepsilon$ padrão numa abordagem bidimensional do escoamento. Mostraram que, comparativamente aos resultados experimentais, o modelo empregado era capaz de descrever satisfatoriamente os perfis de velocidade média do escoamento, apresentando,

no entanto, algumas discrepâncias na região de baixa velocidade. Ressaltaram a importância das condições de contorno no bocal de entrada para a correta simulação da circulação do ar no ambiente.

Melikov e Nielsen (1989) estudaram experimentalmente as condições de conforto térmico em 18 ambientes ventilados. O índice de desconforto devido ao projeto do ambiente e das diferenças de temperatura vertical foi estimado por medidas de velocidade média, intensidade turbulenta e temperatura do ar. Os resultados indicaram uma alta dependência do projeto e da diferença de temperatura vertical na zona ocupada de alguns ambientes. Ocupantes ficaram sujeitos a gradientes de temperatura durante um determinado tempo. Foi verificado um grande desconforto devido às diferenças de velocidade do ar.

Nielsen (1990) apresentou, em termos de velocidade média e intensidade turbulenta, resultados experimentais adicionais para a geometria estudada em Nielsen *et al.* (1978), tanto para o escoamento isotérmico como não-isotérmico, com o intuito de estabelecer um padrão para a validação de códigos computacionais baseados na Dinâmica dos Fluidos Computacional (DFC). Foram apresentados valores experimentais para diversas posições do ambiente para facilitar a comparação com a simulação numérica.

Chen (1995) realizou um estudo comparativo do desempenho de cinco modelos de turbulência, $k-\epsilon$ padrão e quatro de suas variantes, na predição de convecção natural, forçada e mista em ambientes. Verificou-se que os modelos $k-\epsilon$ padrão e RNG $k-\epsilon$ são estáveis durante a simulação numérica, contudo o modelo $k-\epsilon$ padrão é menos preciso na predição de alguns casos investigados. Os demais modelos investigados, modelos $k-\epsilon$ a baixos números de Reynolds, tiveram um desempenho bom em um certo caso e desempenho inferior nos demais. Tais modelos podem não necessitar do uso da função parede porém são menos estáveis, sendo necessária uma malha refinada próxima da parede, o que causa um aumento significativo no tempo computacional. De acordo com Chen (1995), o modelo RNG $k-\epsilon$ é recomendado para a simulação numérica do escoamento de ar em ambientes. Os perfis de velocidade média obtidos pelos cinco modelos concordaram de forma satisfatória com os resultados experimentais, mas não os perfis de intensidade turbulenta em função da hipótese de isotropia inerente aos modelos, conforme justificou o autor.

Zhang *et al.* (1995) estudaram a distribuição de ar em uma sala tridimensional, com a utilização de um software comercial. Também realizaram medições experimentais de velocidade através da entrada de ar, nos pontos internos da sala e na saída de ar. O modelo de turbulência adotado foi o $k-\varepsilon$ para altos números de Reynolds. Foram realizados dois experimentos, um com ambiente isotérmico e outro com uma fonte de calor no piso. Para ambos os casos o modelo de turbulência mostrou resultados razoáveis próximos do experimento.

Chen (1996) usou um programa comercial para prever resultados numéricos do escoamento interno de ar por convecção natural, convecção forçada e convecção mista e de um jato colidindo em uma parede. Na solução numérica foram investigados quatro modelos de turbulência, o modelo $k-\varepsilon$ padrão e três modelos de tensão de Reynolds. O desempenho obtido pelos três modelos de tensão de Reynolds foi semelhante e superior ao do modelo $k-\varepsilon$ padrão. Embora não de forma satisfatória, estes três modelos conseguiram prever as recirculações secundárias existentes no ambiente, o que não é possível com os modelos isotrópicos como o $k-\varepsilon$ padrão. Em contrapartida, além da complexidade, os modelos de tensão de Reynolds se mostraram muito mais dispendiosos computacionalmente que o modelo $k-\varepsilon$.

Chen e Xu (1998) propuseram um modelo a zero equação para prever o escoamento turbulento de ar em ambientes. Tal modelo usa uma simples função algébrica para expressar a viscosidade turbulenta como uma função da velocidade média e uma escala de comprimento. Comparam a habilidade do modelo, em relação ao modelo $k-\varepsilon$ padrão, em prever o escoamento do ar em ambientes por: convecção natural, convecção forçada, convecção mista e ventilação por deslocamento. O último caso usou um ambiente tridimensional com condições de contorno mais elaboradas. Os resultados obtidos mostraram que o modelo $k-\varepsilon$ é superior, contudo o modelo a zero equação prediz com razoável precisão os resultados experimentais, e o tempo computacional consumido é significativamente reduzido se comparado ao do modelo $k-\varepsilon$.

Chung (1999) estudou experimental e numericamente o movimento do ar, a distribuição de temperatura e o transporte de partículas de contaminantes em um ambiente tridimensional, particionado, com ventilação. As simulações numéricas foram feitas usando o programa computacional EXACT3, o qual utiliza o modelo $k-\varepsilon$ juntamente com funções parede empíricas. As medidas experimentais foram obtidas em

um ambiente em escala real. Os resultados apresentados indicaram que a identificação da trajetória das partículas de contaminantes pode ser usada para avaliar a qualidade do ar e o desempenho da ventilação no ambiente, assim como o modelo computacional pode ser usado para verificar as áreas ocupadas pelos contaminantes no ambiente ventilado.

Voigt (2000) utilizou os resultados experimentais de Nielsen (1990) para validar um código próprio de Dinâmica dos Fluidos Computacional, *EllipSys2D*, e comparar cinco modelos de turbulência a duas equações: k - ε padrão de Launder e Spalding (1974), k - ε para baixos números de Reynolds de Launder e Sharma (1974), k - ω de Wilcox (1988) e mais duas variantes do modelo k - ω propostas por Menter (1993, 1994). A análise comparativa bidimensional mostrou que os dois modelos k - ε apresentam melhor concordância com os dados experimentais que os modelos k - ω . Em particular, a descrição do escoamento pelo modelo k - ω de Menter (1994) foi insatisfatória.

Xu e Chen (2000) estudaram os efeitos de um jato horizontal isotérmico baseado nos dados e na geometria de Nielsen (1978). Utilizaram o modelo k - ε para a simulação com uma nova análise junto às paredes. Foram analisados os perfis de velocidade e de intensidade turbulenta no domínio estudado, sendo que os perfis de velocidades apresentaram boa concordância com os resultados experimentais, porém a intensidade turbulenta apresentou desvios, principalmente nos cantos da geometria.

Xu e Chen (2001a) propuseram, com a ajuda da Simulação Numérica Direta, um modelo de turbulência de duas camadas composto de um modelo a uma equação para a região próxima à parede e o modelo k - ε padrão para a outra região. Para compor o modelo a uma equação, combinaram um modelo a uma equação melhor adaptado à convecção natural e um outro melhor adaptado à convecção forçada. Em (Xu e Chen, 2001b), os autores avaliaram a habilidade do modelo proposto em prever o escoamento de ar tanto por convecção natural como por convecção forçada e mista. As comparações dos resultados numéricos com resultados experimentais e oriundos da Simulação Numérica Direta mostraram uma boa concordância entre eles, especialmente no que se refere às quantidades médias. Mostraram, ainda, que, comparativamente aos modelos k - ε padrão e k - ε a baixos números de Reynolds, este modelo requer um menor tempo computacional para as simulações devido à necessidade de malhas menos refinadas.

Jiang e Chen (2001) usaram duas submalhas (escala) para modelar o tensor tensão de Reynolds presente no modelo de Simulação de Grandes Escalas (SGE): Smagorinsky

(SS) e Filtro Dinâmico (FDS). Tal modelo foi usado para simular as características da ventilação natural na região de entrada e saída de quatro ambientes. Todos os ambientes investigados possuem resultados experimentais e tais resultados foram comparados com a solução numérica obtida naquele trabalho. Observaram que o modelo SS é mais simples e requer menor tempo computacional que o modelo FDS, contudo o modelo SS possui limitações não podendo prever o escoamento laminar e escoamentos próximos de paredes enquanto o modelo FDS consegue representar a física do escoamento em tais regiões.

Musser e McGrattan (2002) utilizando dados experimentais de Nielsen *et al.* (1978) estudaram numericamente quatro situações de escoamento de ar: convecção forçada, natural, mista e outra situação onde a sala estava ocupada por pessoas e mobiliário. O software utilizado foi o FDS originalmente desenvolvido para situações de incêndio em ambientes fechados. O modelo de simulação adotado foi o de Simulação de Grandes Estruturas. Observaram uma grande dependência, em todos os casos, da malha utilizada na discretização espacial. Os modelos representaram muito bem o escoamento do ar no ambiente.

Buscaglia e Dari (2003) estudaram o escoamento de ar em uma cavidade volumétrica com uma entrada e uma saída de ar, com geração de calor no piso, simulando os ocupantes numa posição central. Verificaram que quando são considerados os efeitos da gravidade uma razoável estratificação ocorreu. Verificaram também que em simulações tridimensionais os fenômenos de turbulência são relevantes.

Mora *et al.* (2003) compararam perfis de velocidade medidos experimentalmente (já disponíveis na literatura) com duas formulações diferentes: o método zonal e o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ usando uma malha grosseira. Uma sala bidimensional, de grandes dimensões, isotérmica, ventilada mecanicamente foi utilizada para as comparações. Os resultados mostraram que o modelo $k-\varepsilon$ usando uma malha grosseira tem desempenho superior ao método zonal.

Moureh e Flick (2003) estudaram numericamente e experimentalmente o escoamento de ar em uma sala ventilada por um jato de ar horizontal, na qual tanto a entrada de ar como a sua saída se localizavam na mesma parede. Em função do ambiente ser mais comprido do que largo, observou-se experimentalmente que o escoamento era dividido em duas regiões dominadas por dois vórtices, cujos sentidos de rotação eram

contrários. Dos modelos de turbulência testados, $k-\varepsilon$ padrão, RNG $k-\varepsilon$ e Reynolds-Stress Model, apenas este último foi capaz de reproduzir as duas regiões de recirculações observadas na experimentação.

Jiang e Chen (2003) mediram experimentalmente e numericamente detalhes das características do escoamento do ar e taxa de ventilação dentro e fora de uma sala com uma porta ou janela aberta. Os dados experimentais foram usados para validar dois modelos de Dinâmica dos Fluidos Computacional: modelo de Simulação de Grandes Escalas e o modelo $k-\varepsilon$ padrão. O modelo de Simulação de Grandes Escalas obteve melhores resultados que o modelo $k-\varepsilon$.

Teodosiu *et al.* (2003) apresentaram comparações de resultados numéricos com dados experimentais de índices de conforto térmico obtidos em uma sala mecanicamente ventilada. Usaram para a simulação numérica um modelo zonal de duas camadas. A demarcação do domínio computacional foi baseada no número de Reynolds turbulento (Re_y), dividindo em uma região viscosa ($Re_y < 200$) e outra região turbulenta ($Re_y > 200$). Nesta última região o modelo $k-\varepsilon$ foi empregado enquanto na outra região a viscosidade turbulenta e a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta foram obtidas algebricamente por meio do comprimento de escala.

Schalin *et al.* (2004) estudaram dois ambientes, o primeiro, sujeito a um jato de ar circular e o outro sujeito a um jato de ar retangular, sendo este último numa sala mais longa que a primeira. Foram comparados resultados experimentais com resultados obtidos com a utilização do código comercial Fluent. Os modelos de turbulência adotados foram o modelo $k-\varepsilon$ e o modelo RSM. O modelo de turbulência $k-\varepsilon$ mostrou-se adequado para a simulação de ventilação em ambientes internos para ambos os casos estudados.

Abanto *et al.* (2004) usaram o código comercial Fluent para resolver numericamente o escoamento de ar em uma sala computacional contendo computadores, impressoras, scanner, mesas, cadeiras e pessoas. Parâmetros tais como temperatura do ar, umidade relativa e velocidade do ar foram calculados usando o modelo RNG $k-\varepsilon$. Para executar as simulações um cluster formado por 16 computadores foi utilizado.

Schälin e Nielsen (2004) investigaram numericamente os efeitos tridimensionais de jatos parentais usando dois modelos de turbulência para elevados números de Reynolds, o modelo $k-\varepsilon$ padrão e o modelo de tensões de Reynolds padrão (Launder,

1989). Mostraram que o modelo anisotrópico de tensões de Reynolds consegue descrever melhor do que o modelo $k-\varepsilon$ padrão o comportamento de jatos de parede tais como: o espalhamento do jato na direção paralela à parede e assimetrias provocadas pelo efeito Coanda.

Utyuzhnikov (2005) estudou uma generalização para a função de parede utilizada no modelo de turbulência $k-\varepsilon$. Este modelo foi utilizado num duto sujeito a um jato com número de Reynolds, $Re = 3950$, apresentando bons resultados, mostrando-se um modelo de fácil implementação.

Com a revisão bibliográfica é possível perceber que os escoamentos de ar no interior de ambientes envolvem três tipos de convecção: forçada, natural e mista. A simulação numérica precisa destes escoamentos é essencial para projetar sistemas de ventilação em edificações. As simulações em Dinâmica dos Fluidos Computacional freqüentemente usam modelos de turbulência, isto se deve ao fato de muitos escoamentos presentes no interior dos ambientes serem turbulentos. Através da revisão bibliográfica percebe-se que os modelos de turbulência como o modelo $k-\varepsilon$ padrão, modelos a baixos números de Reynolds e os modelos de tensão de Reynolds são adequados para prever todos os três tipos de convecção citados anteriormente.

Em função da revisão bibliográfica apresentada anteriormente optou-se neste trabalho pela investigação inicial do modelo $k-\varepsilon$, em seguida o modelo RNG $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ também serão analisados na solução do mesmo escoamento. Assim, três modelos de turbulência foram selecionados com o objetivo de verificar qual dos modelos é o mais adequado na simulação numérica em termos de: malha numérica (qual método exigiu menor refino para a convergência), tempo computacional (qual método foi mais rápido na convergência) e solução precisa (qual método que se aproxima mais da solução experimental).

Capítulo 3

Modelagem Matemática

3.1 Introdução

As equações que governam o escoamento de fluidos newtonianos são as equações de Navier-Stokes e conservação da massa. Podemos aplicá-las para este problema visto que os fenômenos de turbulência seguem a hipótese do contínuo.

Em escoamentos a baixas velocidades, com geometrias fixas e definidas, com condições de contorno estacionárias, o escoamento geralmente ocorre em regime permanente, isto é, o tempo não é uma variável importante. Contudo alguns escoamentos mudam de comportamento à medida que a velocidade aumenta, onde diferentes padrões de escoamentos começam a serem observados, tais como:

1. A região de recirculação aumenta, mas o padrão permanece o mesmo com o escoamento em regime permanente;
2. O número de configurações possíveis de ocorrer aumenta, mas o escoamento continua a existir em regime permanente;
3. Oscilações auto-induzidas e auto-mantidas pelo escoamento passam a existir e o escoamento se torna periódico;
4. Por fim, a periodicidade desaparece e o escoamento não mais consegue se fixar em configurações de equilíbrio. Tem-se então um escoamento caótico e randômico denominado de escoamento turbulento.

Para se capturar os valores de velocidade e pressão nas configurações onde o escoamento é turbulento, as escalas espaciais e temporais requeridas diminuem com o aumento da velocidade. Em um primeiro momento simulações numéricas diretas (DNS - *Direct Numerical Simulation*) a partir das equações de Navier-Stokes foram realizadas para situações simples de escoamentos turbulentos, contudo os níveis de discretização temporal e espacial requeridos são extremamente pequenos e, portanto, exigem recursos computacionais elevados, indicando que a solução direta de escoamentos complexos pode ser usada nos dias atuais por quem dispõem de computadores com grande capacidade de processamento e memória (Deschamps, 1998).

A denominada Simulação de Grandes Escalas (SGE) é uma técnica alternativa, de menor custo computacional que a Simulação Numérica Direta, para a solução numérica de escoamentos turbulentos. Nesta técnica, as equações fundamentais da mecânica dos fluidos são resolvidas diretamente, somente para as maiores escalas de turbulência. Para as menores escalas, modelos simplificados, denominados modelos de turbulência, são utilizados em conjunto com as equações da continuidade e de Navier-Stokes. Porém, esta técnica ainda é impraticável em muitas situações de interesse tecnológico em função dos recursos computacionais exigidos.

Assim, este capítulo tratará das equações governantes e dos modelos de turbulência adotados para resolver o escoamento no domínio computacional utilizado neste trabalho. No item 3.2 são descritas as equações de Reynolds e no item 3.3 são apresentados os modelos de turbulência, a duas equações, utilizados neste trabalho.

3.2 Equações de Reynolds

Os escoamentos são regidos pelas leis naturais as quais podem ser reproduzidas através de modelos matemáticos específicos. As principais equações do movimento dos fluidos são a equação da conservação da massa e as equações da conservação da quantidade de movimento. No formato de notação indicial, a equação da conservação da massa, ou da continuidade, para um escoamento compressível é expressa por:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

onde $\tilde{\rho}$ é a massa específica do fluido (kg/m^3), t é o tempo (s) e $\tilde{u}_i = \tilde{u}\hat{i} + \tilde{v}\hat{j} + \tilde{w}\hat{k}$ é o vetor velocidade instantânea do fluido (m/s).

O primeiro termo da Eq. (1) representa a taxa de incremento de massa por unidade de volume no volume de controle, enquanto o segundo termo representa a taxa de fluxo de massa por unidade de volume passando através da superfície de controle.

A equação da quantidade de movimento linear é obtida a partir da segunda lei de Newton, que, na forma diferencial, para um fluido newtoniano e um campo de velocidade instantâneo, é descrita por:

$$\frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\tilde{\mu} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} \right] + \tilde{f}_i, \quad (2)$$

onde $\tilde{p}$ é a pressão termodinâmica instantânea (Pa), $\tilde{f}_i$ é uma força de corpo instantânea [N], δ_{ij} é o delta de Kronecker e $\tilde{\mu}$ é a viscosidade dinâmica do fluido (N.s/m^2). No lado esquerdo da Eq. (2) é apresentada a aceleração local e advectiva de uma partícula infinitesimal. No lado direito, tem-se as forças que agem na partícula, que são, nesta ordem, o gradiente de pressão, forças viscosas na superfície e as forças de empuxo.

Conforme comentado anteriormente as Eqs. (1) e (2) são válidas para a descrição do escoamento turbulento, mas a solução numérica é impraticável devido aos níveis de discretização espacial e temporal elevados para a caracterização do movimento das menores estruturas. Contudo, em muitas situações é suficiente uma descrição do escoamento médio, assim pode-se utilizar uma integração ao longo de um intervalo de tempo de tal forma que as flutuações instantâneas do escoamento tem sua importância minimizada. Dessa forma, qualquer propriedade do escoamento pode ser expressa através de uma quantidade média e de outra de flutuação associada ao escoamento turbulento representada por,

$$\tilde{\phi} = \Phi + \phi, \quad (3)$$

onde $\tilde{\phi}$ é a quantidade instantânea de uma propriedade qualquer, Φ é o valor médio dessa propriedade e ϕ é a flutuação em torno da média dessa propriedade. A figura 3.1 ilustra uma situação mostrando estas quantidades.

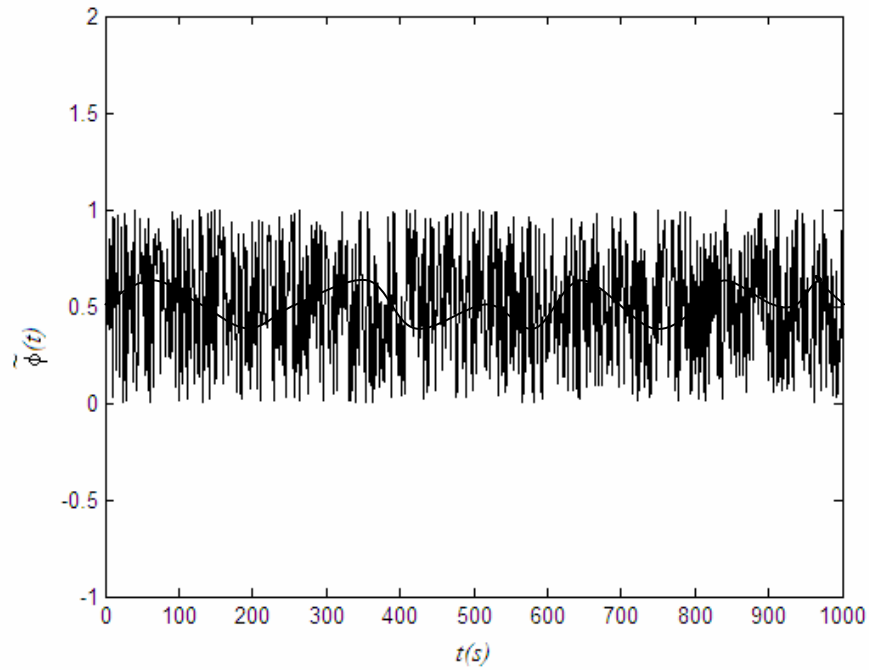


Figura 3.1: Flutuações e média de uma propriedade qualquer medidas ao longo do tempo.

Aplicando uma média temporal sobre um intervalo de tempo finito na Eq. (3) e indicando tal média por uma barra, tem-se (Freire e Cruz, 1998),

$$\frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \phi(t) dt = \bar{\phi} = 0. \quad (4)$$

Substituindo o resultado apresentado na Eq. (4) na Eq. (3) obtém-se as seguintes relações:

$$\tilde{\phi} = \overline{\Phi + \phi} = \overline{\Phi} + \bar{\phi} = \overline{\Phi} = \Phi, \quad (5)$$

$$\overline{\frac{\partial \phi}{\partial x_i}} = \frac{\partial \overline{\phi}}{\partial x_i} = 0, \quad (6)$$

$$\overline{\frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial x_i}} = \frac{\partial \overline{\Phi}}{\partial x_i} = \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}. \quad (7)$$

Os valores encontrados após a passagem da média devem ser independentes da origem no tempo considerado.

Aplicando a definição da Eq. (3) para todas as variáveis presente nas equações que governam o escoamento, ou seja, tais variáveis são decompostas em partes médias e flutuantes, é possível deduzir uma equação para a descrição do escoamento médio através da aplicação do operador média temporal sobre um intervalo de tempo finito, nos termos resultantes. Ao utilizar tal média, o método pode ser comparado a um filtro que remove as flutuações das variáveis e permite o uso de malhas menos refinadas e, como consequência, produz uma redução nos recursos computacionais envolvidos nestas simulações.

Assim, algumas das grandezas que caracterizam o campo de escoamento do presente trabalho são decompostas como,

$$\tilde{u}_i = U_i + u_i, \quad (8)$$

$$\tilde{p} = P + p. \quad (9)$$

Efetuando a média das Eqs. (1) e (2) e considerando que as variações da massa específica $\tilde{\rho}$ e $\tilde{\mu}$ sejam suficientemente pequenas de tal forma que seus efeitos sobre a turbulência possam ser desprezados, que o escoamento é incompressível e em regime permanente, tais equações podem ser reescritas como:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0, \quad (10)$$

$$\rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i u_j} \right] + F_i. \quad (11)$$

As Eqs. (10) e (11) são conhecidas como equações de Reynolds diferindo das Eqs. (1) e (2) devido à presença do tensor de Reynolds. Este termo representa a transferência de quantidade de movimento entre as grandezas médias e instantâneas causada pela turbulência, sendo suas componentes geralmente denominadas tensões turbulentas. Logo, em um escoamento tridimensional existem seis componentes independentes deste tensor que devem ser determinadas, de tal forma que possam prever adequadamente o maior número de situações de escoamento. A determinação destas componentes é o principal objetivo da modelagem da turbulência.

De acordo com a forma utilizada para obter o tensor de Reynolds os modelos de turbulência podem ser classificados em (Deschamps, 1998):

1. modelos baseados no conceito de viscosidade turbulenta;
2. modelos para as equações de transporte do tensor de Reynolds.
3. modelos algébricos

No presente trabalho serão utilizados os modelos de turbulência baseados no conceito de viscosidade turbulenta, onde as correlações envolvendo produtos de flutuações são avaliadas por um coeficiente de difusão turbulento, $\nu_t = \mu_t/\rho$, viscosidade turbulenta (m^2/s) conforme descrito a seguir.

Boussinesq (1877) propôs um modelo para avaliar as tensões de Reynolds baseado em escoamentos paralelos (modelo de comprimento de mistura). Considerando um escoamento unidirecional ao longo de uma placa plana infinita, ele supôs que, como no caso da tensão viscosa, a tensão turbulenta poderia ser modelada como sendo diretamente proporcional à taxa de deformação do escoamento médio (Versteeg e Malalasekera, 1995),

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right]. \quad (12)$$

Diferente de ν que é uma propriedade do fluido, ν_t é uma propriedade do escoamento indicando localmente o nível de turbulência. A proposta de Boussinesq é adequada para escoamentos paralelos, próximos a superfícies sólidas, contudo afastando-se desta região a Eq. (12) torna-se inadequada. Assim, Kolmogorov (1942) propôs uma forma generalizada da hipótese de Boussinesq,

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad (13)$$

onde $k = \overline{u_i u_i}/2$ é a energia cinética das flutuações de velocidade (m^2/s^2).

Substituindo a Eq. (13) na Eq. (11) obtém-se,

$$\rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(P + \frac{2}{3} \rho k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] + F_i. \quad (14)$$

Na Eq. (14) a energia cinética não precisa ser obtida obrigatoriamente do modelo, ela pode ser substituída pela definição de uma nova pressão $P^* = P + \frac{2}{3} \rho k$, tal equação torna-se então:

$$\rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] + F_i. \quad (15)$$

No presente trabalho as Eqs. (10) e (15) são utilizadas na avaliação numérica do escoamento turbulento da geometria do experimento de Nielsen *et al.* (1978), juntamente com os denominados modelos de turbulência a duas equações, os quais fecham o sistema de equações permitindo a determinação da viscosidade turbulenta, μ_t .

3.3 Modelos de Turbulência

A viscosidade turbulenta pode ser expressa como o produto de uma escala de velocidade, u (m/s), e uma escala de comprimento, L (m), isto é, $\mu_t = C\rho uL$, onde C é uma constante adimensional. Para introduzir mais informação física do escoamento na avaliação desta viscosidade considera-se a velocidade característica como $u = k^{1/2}$. Kolmogorov (1942) e Prandtl (1945) propuseram independentemente a seguinte relação para a viscosidade turbulenta,

$$\mu_t = \rho c_\mu k^{1/2} L, \quad (16)$$

onde $c_\mu (= 0,09)$ é uma constante empírica.

Dessa forma, na elaboração de um modelo de turbulência a duas equações utiliza-se uma equação para a energia cinética, k , e uma segunda equação para uma variável que combina k e L . Várias propostas para a segunda variável surgiram nos últimos anos. Três delas serão descritas brevemente a seguir, quais sejam: modelo $k-\varepsilon$ de Launder e Spalding, (1974), *Re-Normalization Group* - RNG $k-\varepsilon$ de Yakhot *et al.* (1992) e modelo $k-\omega$ de Wilcox (1988).

3.3.1 Modelo $k-\varepsilon$

No modelo $k-\varepsilon$ proposto por Launder e Spalding (1974), a segunda variável é a taxa de dissipação de energia cinética, ε (m^2/s^3), definida por:

$$\varepsilon = k^{3/2}/L. \quad (17)$$

Substituindo a Eq. (17) na Eq. (16) tem-se:

$$\mu_t = \rho c_\mu k^2/\varepsilon, \quad (18)$$

As equações para o transporte da energia cinética turbulenta e da taxa de dissipação são obtidas através de manipulações algébricas das equações de Navier-Stokes, e são expressas, respectivamente, por,

$$\rho U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \mu_t \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] - \rho \varepsilon, \quad (19)$$

$$\rho U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + c_1 \mu_t \frac{\varepsilon}{k} \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] - c_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (20)$$

onde $c_1 = 1,42$; $c_2 = 1,92$; $\sigma_k = 1$ e $\sigma_\varepsilon = 1,22$ são constantes empíricas.

Este modelo é válido para regiões onde o escoamento é plenamente turbulento, onde os efeitos viscosos moleculares podem ser minimizados, face ao movimento turbulento. A condição de não deslizamento junto à parede implica que, na vizinhança imediata de uma superfície sólida, os efeitos viscosos predominam. Mesmo sendo uma região pequena se comparada ao restante da geometria, os seus efeitos se espalham pelo domínio todo, em função dos altos gradientes presente nessa região. Desta maneira, é necessário um método para a modelagem da turbulência próxima da parede.

Um método disponível é a aplicação das chamadas leis de parede, que estabelecem a ligação entre as condições de contorno na parede e as propriedades do escoamento na zona de validade do modelo k - ε . Constituindo-se numa ligação entre a região viscosa e a região plenamente turbulenta, as leis de parede evitam os custos de uma solução detalhada das equações até muito próximo da parede. As leis de parede permitem o cálculo dos fluxos difusivos através da face dos volumes de controle que encontram-se adjacentes à parede, obtendo-se, assim, as requeridas condições de contorno para a resolução das equações de transporte da quantidade de movimento e da energia.

A denominada região da parede consiste essencialmente em três regiões distintas: a subcamada limite viscosa, que é adjacente à parede, onde as trocas de quantidade de movimento e de calor são determinadas pela difusão molecular, a subcamada inercial, onde, embora ainda influenciado pela proximidade da parede, o escoamento é turbulento, sendo desprezíveis os efeitos viscosos, e por fim, a subcamada de amortecimento, situada entre as duas anteriores, onde a difusão molecular e a difusão turbulenta são igualmente

importantes (Neto, 1998).

Além disso, no escoamento turbulento junto a parede existe uma região, interna à camada limite turbulenta, onde a tensão total τ (soma da tensão viscosa e da tensão de Reynolds) é constante e igual à tensão na parede τ_w . Dessa forma, o perfil de velocidade média, U , do escoamento pode, nessa região, ser determinado em função das condições da parede, expressas pela tensão de cisalhamento na parede τ_w , pela rugosidade e , pela distância y à superfície e pelas propriedades físicas do fluido. Assim,

$$U = U(\tau_w, e, y, \rho, \mu), \quad (21)$$

e adimensionalizando tem-se,

$$\frac{U}{u^*} = f\left(\frac{u^* y}{\nu}, \frac{u^* e}{\nu}\right), \quad (22)$$

$$u^* = \frac{U}{u^*}. \quad (23)$$

onde ν é a viscosidade cinemática e u^* é a velocidade de atrito, dada por,

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}. \quad (24)$$

Considerando a superfície lisa, isto é, com rugosidade nula ($e = 0$), a Eq. (22) torna-se:

$$\frac{U}{u^*} = f\left(\frac{u^* y}{\nu}\right). \quad (25)$$

Como na subcamada limite viscosa, a tensão total é praticamente igual à tensão viscosa e à tensão na parede, tem-se,

$$\tau \approx \tau_w = \mu \frac{\partial U}{\partial y}, \quad (26)$$

que, em função da condição de não-deslizamento, implica na variação linear da velocidade média, U , com a distância perpendicular à parede, y ,

$$U = \frac{\tau_w}{\mu} y. \quad (27)$$

Na forma adimensional, a Eq. (26) é expressa por:

$$\frac{U}{u^*} = \frac{u^* y}{\nu}. \quad (28)$$

$$\frac{u^* y}{\nu} = y^+. \quad (29)$$

Através de dados experimentais verificou-se que esta relação é válida pra $y^+ < 5$ (Deschamps, 1998).

Conforme comentado anteriormente, na região turbulenta o transporte turbulento é dominante. Assim, nessa região, a velocidade não depende da viscosidade, mas somente de u^* e de y . Estabelecendo uma constante de proporcionalidade κ , verifica-se que a velocidade nesta região segue um perfil logarítmico, válido para $30 < y^+ < 200$, conforme a relação a seguir:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \quad (30)$$

onde, de acordo com Coles e Hirst (1968), $\kappa = 0,41$ e $B = 5,0$.

Na região $5 < y^+ < 30$ os efeitos viscosos e turbulentos são da mesma ordem de magnitude e um perfil de velocidade deve ser ajustado.

3.3.2 Modelo RNG $k-\varepsilon$

O segundo modelo a duas equações, aqui apresentado, é uma variante do modelo $k-\varepsilon$ padrão denominada *Re-normalization Group $k-\varepsilon$* ou RNG $k-\varepsilon$ (Yakhot *et al.*, 1992). É baseado na Teoria do Grupo de Renormalização, o que permitiu através de coeficientes de transporte modificados introduzir no modelo $k-\varepsilon$ padrão os efeitos das pequenas escalas (Chen, 1995).

Difere do modelo $k-\varepsilon$ padrão por suas constantes e funções serem determinadas teoricamente e não empiricamente. Além disso, pode ser aplicado à subcamada limite viscosa, sem a necessidade da inclusão de correções nas constantes ou funções nas equações de transporte.

De acordo com o código computacional utilizado neste trabalho para as simulações numéricas, as equações de transporte para a energia cinética e para a taxa de dissipação, são as mesmas do modelo $k-\varepsilon$ padrão, Eqs. (19) e (20). Porém, as constantes do modelo c_μ , c_2 , σ_k e σ_ε diferem ($c_\mu = 0,0845$; $c_2 = 1,68$; $\sigma_k = 0,7194$; $\sigma_\varepsilon = 0,7194$), e a constante c_1 é modificada conforme a descrição que segue (Versteeg e Malalasekera, 1995),

$$c_1 = 1,42 - f_\eta, \quad (31)$$

onde,

$$f_\eta = \frac{\eta \left(1 - \frac{\eta}{4,38} \right)}{(1 + \beta \eta^3)}, \quad (32)$$

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)}{\rho C_\mu \varepsilon}}, \quad (33)$$

sendo $\beta = 0,012$.

3.3.3 Modelo $k-\omega$

Kolmogorov (1942) propôs o primeiro modelo de turbulência a duas equações, que incluí uma equação diferencial para k e uma segunda para ω , esta última variável definida como a taxa de dissipação de energia por unidade de volume e tempo. Saffman (1970) independente formulou um modelo a duas equações $k-\omega$. O parâmetro ω podia ser considerado uma frequência característica do processo de decaimento da turbulência.

Wilcox e Alber (1972), Saffman e Wilcox (1974), e outros autores citados em Wilcox (1998) têm adicionado melhoras ao modelo. A versão do modelo $k-\omega$ apresentado por Wilcox (1988) é usado neste trabalho substituindo a taxa de dissipação específica da energia cinética turbulenta por $\omega = \varepsilon / k$ (1/s). Neste modelo, supõe-se que a viscosidade turbulenta está associada à energia cinética turbulenta, k , e à taxa de dissipação da energia cinética turbulenta, ω , através da seguinte relação:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega}. \quad (34)$$

As equações de transporte para a energia cinética turbulenta k e para a frequência turbulenta ω são dadas, respectivamente, por:

$$\rho U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \beta_1 \rho k \omega, \quad (35)$$

$$\rho U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \mu_t \frac{\omega}{k} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \beta_2 \rho \omega^2, \quad (36)$$

onde $\sigma_k = 2$; $\sigma_\omega = 2$; $\beta_1 = 0,09$; $\beta_2 = 0,075$ e $\alpha = 5/9$ são constantes obtidas empiricamente.

O modelo $k-\omega$ é bastante sensível ao valor especificado para ω na região de entrada do fluido, sendo que uma variação significativa nos resultados pode ser obtida. Uma das vantagens do modelo $k-\omega$ é o tratamento próximo à parede para simulações a baixos números de Reynolds, sendo conseqüentemente mais exato e mais robusto que o modelo $k-\varepsilon$ padrão, contudo o modelo possui deficiências em regiões longe da parede.

Uma solução possível para esta deficiência é usar uma combinação das equações do modelo $k-\omega$ próxima das regiões da parede e do modelo $k-\varepsilon$ na região longe da parede. Isto conduziu Menter (1992) a formular o modelo de turbulência *Shear-Stress Transport* (SST) o qual não é investigado neste trabalho.

Capítulo 4

Metodologia Numérica

Para a resolução do sistema de equações diferenciais parciais que governa o escoamento do fluido no ambiente em estudo, utilizou-se o programa computacional comercial de Dinâmica dos Fluidos ANSYS CFX (User's Manual Version 10.0, 2005). Nesse programa, as equações do escoamento, descritas no capítulo 3, são discretizadas segundo o Método dos Volumes Finitos (Patankar, 1980) para Malhas Não-Estruturadas (*Control Volume Based Finit Element Method*).

Dessa forma, este capítulo inicia-se com uma breve apresentação do programa computacional ANSYS CFX (User's Manual Version 10.0, 2005). Em seguida, na seção 4.2, apresenta-se uma descrição das principais propriedades das malhas não-estruturadas geradas por Diagramas de Voronoi, as quais são utilizadas neste programa comercial. Descreve-se na seção seguinte, a geometria estudada, a qual simula um ambiente ventilado por um jato de ar horizontal. Na seção 4.4 são apresentadas as condições de contorno utilizadas no ambiente, enquanto que na seção 4.5 é apresentada a discretização espacial (malha computacional) empregada na resolução do escoamento turbulento em questão. Finaliza-se o capítulo, definindo-se a malha mais adequada para estudar o escoamento provocado pelo jato de ar horizontal.

4.1 Código Computacional

O programa comercial de Dinâmica dos Fluidos Computacional ANSYS CFX (User's Manual Version 10.0, 2005) é utilizado para simular diversos tipos de escoamentos. Nele é possível construir a geometria, fazer a malha numérica, ajustar os parâmetros da simulação, resolver o sistema de equações resultantes e analisar os resultados obtidos. Este programa comercial funciona, algumas vezes, como uma "caixa-preta", impossibilitando alterações e até mesmo o entendimento da sua estrutura de programa. Contudo, apresenta uma boa interface *software*-usuário, sendo que o usuário tem a possibilidade de incluir sub-rotinas computacionais escritas em linguagem FORTRAN. Além disso, apresenta a flexibilidade da inclusão de equações para o cálculo de certas variáveis.

Em termos de estrutura, a plataforma ANSYS CFX (User's Manual Version 10.0, 2005) é constituída de cinco módulos, *Geometry*, *CFX-Mesh*, *CFX-Pre*, *CFX-Solver* e *CFX-Post*, que permitem realizar todas as etapas necessárias ao desenvolvimento de uma análise numérica com base na Dinâmica dos Fluidos Computacional.

Assim, para simular um determinado escoamento neste programa, em um primeiro momento, é necessário criar o modelo da geometria do problema físico. Para este fim, é utilizada a ferramenta *Geometry* que funciona de forma semelhante a qualquer outro programa de CAD. Depois da criação da geometria, é gerada a malha computacional, utilizando para isto o *CFX-Mesh* que permite manipular o número de volumes no interior da geometria, o refino em determinadas regiões e a criação de prismas para o refino das paredes da geometria. Em seguida, são investigados e escolhidos alguns parâmetros disponíveis no *CFX-Pre* que permite a inclusão das condições de contorno bem como a configuração do domínio e, na sequência, são realizadas as simulações através do *CFX-Solver*, que é a parte do programa responsável pela resolução das equações de conservação que governam o escoamento sob análise. Os resultados numéricos são observados no *CFX-Post* que possibilita várias análises gráficas e coleta de dados da solução do problema. Todas estas etapas podem ser verificadas e aprendidas através do uso dos tutoriais disponíveis no programa.

4.2 Malhas Não-Estruturadas

O uso de malhas não-estruturadas geralmente está associado ao método dos elementos finitos, empregando corriqueiramente malhas triangulares. Contudo, nas últimas décadas as pesquisas estão sendo feitas para o desenvolvimento de métodos numéricos onde malhas não-estruturadas são usadas juntamente com o método dos volumes finitos. Esses métodos têm recebido o nome de *Control Volume Based Finite Element Method*, tal nome deve-se ao fato de que malhas não-estruturadas triangulares são usadas e os passos seguidos na formulação numérica são semelhantes aos da formulação clássica de elementos finitos.

Os volumes de controle podem ser gerados de duas formas distintas. Uma delas utiliza o método das medianas e outra a partir da triangulação de Delaunay dá origem aos diagramas de Voronoi. O programa comercial utilizado no presente trabalho emprega a segunda abordagem. Logo uma análise unificada das principais propriedades matemáticas e computacionais dos Diagramas de Voronoi é apresentada a seguir.

O pesquisador Dirichlet (1850) propôs um método onde, um dado domínio pode ser sistematicamente decomposto em um conjunto de polígonos convexos. Dados dois pontos no plano, p_i e p_j , o bissetor perpendicular da linha unindo os dois pontos subdivide o plano em duas regiões $R(p_i)$ e $R(p_j)$. A região $R(p_i)$ é a região mais próxima de p_i que de p_j .

Estendendo estas idéias para um conjunto de pontos no plano, as regiões $R(p_i)$ são os territórios que devem ser atribuídos para cada ponto, tal que $R(p_i)$ representa o espaço mais próximo de p_i de que qualquer outro ponto no conjunto. Esta construção geométrica de volumes é conhecida como *tesselation of Dirichlet*. Os polígonos convexos não sobrepostos, que cobrem todo o domínio, são também chamados de regiões de Voronoi. Esta definição pode ser estendida para dimensões maiores, por exemplo, para três dimensões, as regiões de Voronoi são poliedros convexos.

Seja $S = \{ p_1, \dots, p_n \}$ um conjunto de pontos distintos e não-colineares no plano $\mathbb{R}^2$ e seja $d(p, p_i)$ a distância Euclidiana entre dois pontos p e p_i , A região de Voronoi $R(p_i)$ gerada pelo ponto p_i é definida por:

$$R(p_i) = \{p \in \mathbb{R}^2; d(p, p_i) < d(p, p_j), \forall j \neq i\} \quad (37)$$

Note que a região $R(p_i)$, não pode ser vazia, pois ela contém todos os pontos p que estão mais próximos de p_i do que de qualquer outro ponto, em particular, p_i pertence a $R(p_i)$. As regiões de Voronoi também são denominadas de polígonos de Voronoi formados por não mais que 5 lados. O conjunto de regiões de Voronoi $\{R(p_1), R(p_2), \dots, R(p_n)\}$ particiona o plano e forma o Domínio de Voronoi (DV) para S . Os elementos p_i , pertencentes a S , são chamados geradores de Voronoi (Preparata e Shamos, 1985).

Uma fronteira comum à duas regiões de Voronoi $R(p_i)$ e $R(p_j)$ é chamada face de Voronoi. Os pontos onde duas ou mais faces de Voronoi se encontram são denominados vértices de Voronoi, consequentemente o limite de uma região consiste de no máximo $(n-1)$ faces e vértices. No presente trabalho, a discretização numérica do domínio computacional é feita do modo que o domínio seja particionado em volumes de controle, representados por um ponto nodal gerador. As seguintes propriedades são conseqüências diretas da definição do DV, mostradas na figura 4.1:

1. O segmento de reta AB é ortogonal ao segmento P2;
2. O segmento P2 passa pelo ponto médio de AB;
3. O círculo que passa por 1, 2 e P tem como centro o ponto A;
4. Qualquer ponto no interior do polígono ABCDE está mais próximo do ponto P do que dos outros pontos geradores (1, 2, 3, 4 ou 5).

As propriedades 1 e 2 tornam esta malha adequada para a aplicação em programas de Mecânica dos Fluidos Computacional, pois as derivadas normais à interface são facilmente calculadas e as interpolações, para obter os valores das propriedades nas interfaces, são realizadas como se a malha fosse uniforme (Maliska, 1995). Os triângulos observados na figura 4.1 obedecendo às propriedades do DV formam a triangulação de Delaunay no $\mathbb{R}^2$ e formam os tetraedros de Delaunay no $\mathbb{R}^3$ conforme será apresentado na discretização espacial da próxima seção.

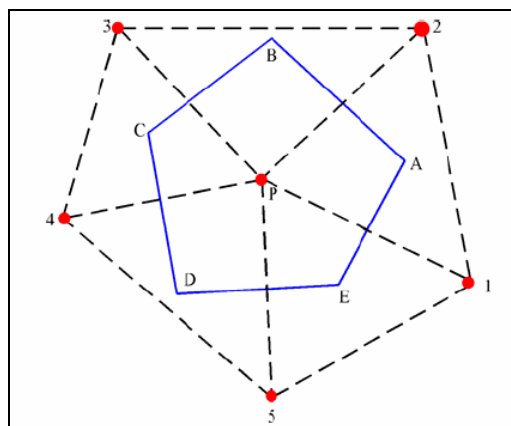


Figura 4.1: Diagrama de Voronoi.

4.3 Modelo Físico

A geometria investigada no presente trabalho segue os padrões do problema estudado experimental e numericamente por Nielsen *et al.* (1978) e Nielsen (1990). Ela consiste em uma cavidade retangular, na qual o ar entra horizontalmente por uma abertura próxima ao teto e sai desta cavidade pelo lado oposto, numa abertura próxima ao chão. A figura 4.2 mostra uma representação esquemática desta geometria, assim como as posições para as quais dispõe-se dos resultados experimentais de velocidade média adimensional e de intensidade turbulenta.

Nota-se nesta figura, que as análises comparativas em termos de perfis de velocidade média adimensional e de intensidade turbulenta serão realizadas em 8 posições (linhas) distintas. Quatro linhas estão localizadas no plano de simetria, isto é, em $z/W = 0,5$, indicadas de acordo com suas posições x ou y : uma linha horizontal localizada na parte inferior do ambiente, na saída de ar em $y = 0,028H$, outra localizada na parte superior do ambiente, na entrada de ar em $y = 0,972H$, e duas linhas verticais localizadas nas posições $x = H$ m e $x = 2H$ m. As outras quatro linhas de análise são paralelas às linhas do plano de simetria, sendo situadas no plano $z/W = 0,1$.

Nielsen *et al.* (1978) empregaram um modelo reduzido com duas larguras do bocal de entrada de ar diferentes, uma correspondente à largura da cavidade, $w = W$ (conforme ilustrado na Fig. 4.2), e outra correspondente à metade da largura da cavidade, $w = 0,5W$, ao passo que a largura do bocal de saída foi mantida constante.

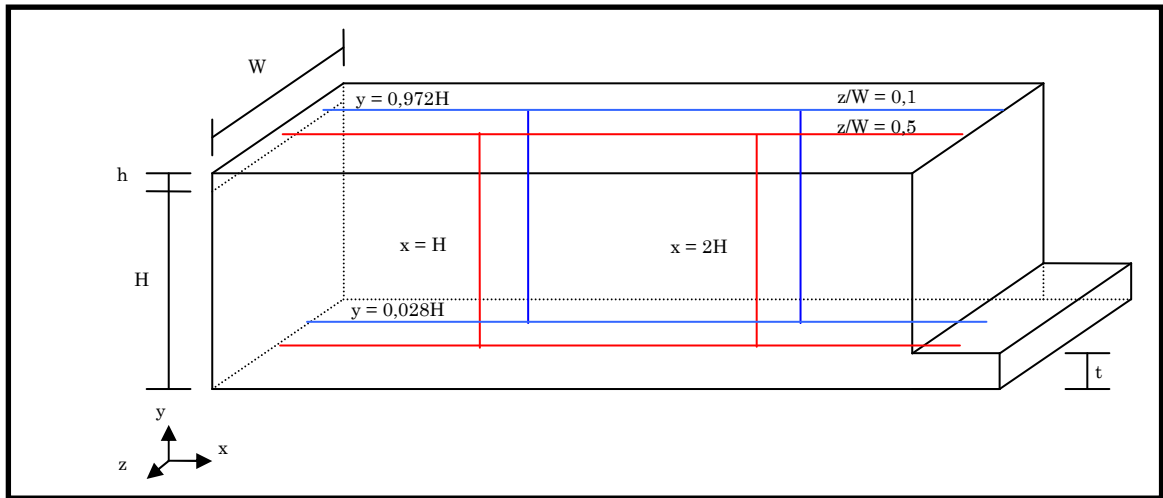


Figura 4.2: Geometria do experimento de Nielsen *et al.* (1978).

No presente trabalho, as simulações DFC foram conduzidas para as duas larguras do bocal de entrada, empregando-se, no entanto, as dimensões da geometria em escala real, de acordo com a descrição dada em Nielsen (1990): altura $H = 3,0$ m, largura $W = 3,0$ m, comprimento $L = 9,0$ m, altura do bocal de entrada $h = 0,168$ m, altura do bocal de saída $t = 0,48$ m e larguras do bocal de entrada $w = 3,0$ m e $w = 1,5$ m, esta última abertura na posição central da parede.

Para efeitos de simplificação o caso de estudo com largura do bocal de entrada igual à largura do ambiente será doravante denominado de “abertura 100%” e o outro caso de “abertura 50%”.

4.4 Condições de Contorno

Dois tipos de condições de contorno podem ser aplicados na fronteira de entrada de massa: velocidade ou pressão prescrita. No presente trabalho adotou-se a primeira condição. Com a prescrição das velocidades o escoamento deve obter informações necessárias às equações do modelo para que o mesmo seja resolvido. Assim, na entrada do ambiente a velocidade na direção x é obtida a partir do número de Reynolds com base na altura do bocal de entrada, $Re = hU_0/\nu$. Dessa forma, por exemplo, para $Re = 5.000$, e viscosidade cinemática $\nu = 15,3 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, a velocidade na direção x é $U_0 = 0,455 \text{ m/s}$.

As velocidades na entrada nas outras direções foram mantidas nulas, ou seja, $V_0 = 0$ m/s e $W_0 = 0$ m/s. Ainda na entrada do ambiente, tanto a energia cinética turbulenta quanto a dissipação viscosa são dadas na literatura, respectivamente, como $k_0 = 1,5(0,04U_0)^2$ m²/s² e $\varepsilon_0 = 10k_0^{1,5}/h$ m²/s³. Quando o modelo $k-\omega$ é empregado, então ω_0 é avaliado como $\varepsilon_0/0,09k_0$ 1/s. Assim, na entrada adota-se como condição de contorno para $k_0 = 0,00049686$ m²/s², $\varepsilon_0 = 0,000659237$ m²/s³ e $\omega_0 = 15$ 1/s.

A pressão interna e externa ao ambiente foi mantida em 101.325,324 Pa e a pressão relativa na saída foi prescrita como nula. Quando o fluido está saindo do ambiente a condição de escoamento parabólico pode ser assumida para U , V , W , k , ε e ω ou seja, $\partial U/\partial \hat{n} = \partial V/\partial \hat{n} = \partial W/\partial \hat{n} = \partial k/\partial \hat{n} = \partial \varepsilon/\partial \hat{n} = \partial \omega/\partial \hat{n} = 0$, onde $\hat{n}$ é o vetor unitário normal à fronteira de saída. Nas paredes sólidas a condição de não-deslizamento e fronteira impermeável é adotada para as velocidades U , V e W , isto é, $U = V = W = 0$ m/s e para as grandezas turbulentas tem-se $k = 0$ m²/s², $\varepsilon = 0$ m²/s³ e $\omega = 0$ 1/s.

4.5 Discretização Espacial

Com o intuito de definir a discretização espacial (malha numérica) mais adequada para simular o escoamento turbulento na geometria descrita na seção 4.3, foram analisadas três malhas numéricas para cada um dos modelos de turbulência investigados. Estas malhas foram classificadas em casos 1, 2 e 3 e indicam um aumento no refino da malha com o crescimento da numeração.

Para os modelos de turbulência $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$ foram empregadas discretizações espaciais similares, enquanto que o modelo $k-\omega$ exigiu uma discretização mais refinada nas regiões próximas às paredes. Em ambos os casos, na família de modelos $k-\varepsilon$ e no modelo $k-\omega$, a mesma estrutura de discretização espacial foi empregada para os domínios com abertura do bocal de entrada de 100% e abertura do bocal de entrada de 50%, contudo o número de volumes para a abertura de 50% geralmente é superior ao número de volumes da abertura de 100%, isto ocorre porque o ambiente com 50% de abertura na entrada possui a área superficial (parede) maior, assim como a região de parede exige refino, conseqüentemente o número de volumes é automaticamente aumentado.

Nos itens a seguir, 4.5.1 e 4.5.2, as características das malhas numéricas empregadas são detalhadas, respectivamente, nas simulações com os modelos de turbulência $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$ e $k-\omega$.

4.5.1 Discretização espacial para os modelos de turbulência $k-\varepsilon$ padrão e RNG $k-\varepsilon$

Nas figuras 4.3 e 4.4 são apresentadas as vistas, lateral e frontal, da malha numérica denominada de caso 1. A malha 1 é considerada a menos refinada, ou seja, é a malha grosseira. Tal malha é constituída por elementos prismáticos nas paredes da sala e tetraédricos e piramidais em seu interior. O refino nas paredes foi definido com base no número de Reynolds para escoamento sobre uma placa plana, levando-se em consideração os limites recomendados de y^+ para o modelo de turbulência $k-\varepsilon$, conforme descrito na seção 3.3.3. Assim, a malha 1 foi gerada com o centro do primeiro elemento a uma distância de 0,0125 m do contorno, com os demais prismas sendo gerados através do emprego de um fator de expansão de 1, de forma a totalizar 17 prismas (camadas de prismas) nas proximidades da parede. Como os gradientes de velocidade no centro da geometria são menores, foi então gerada automaticamente uma malha tetraédrica nesta região. Dessa forma, a sala ficou com um total de 200.435 volumes, dos quais 82.366 são tetraedros, 116.851 são prismas e 1.218 são pirâmides.

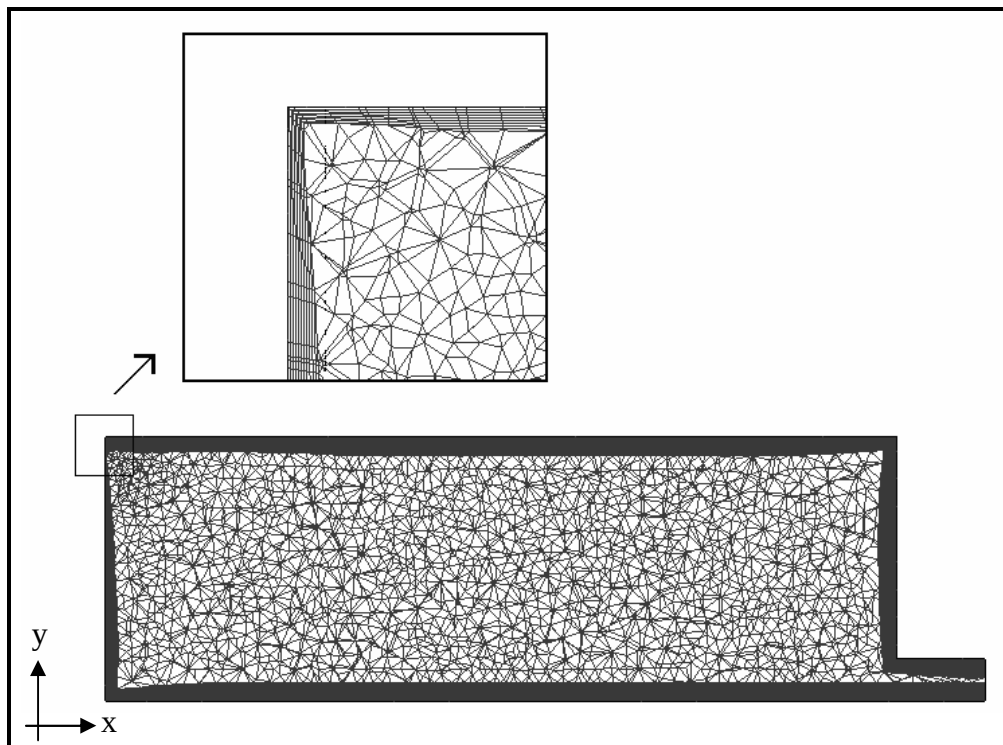


Figura 4.3: Corte lateral na geometria para a malha do caso 1.

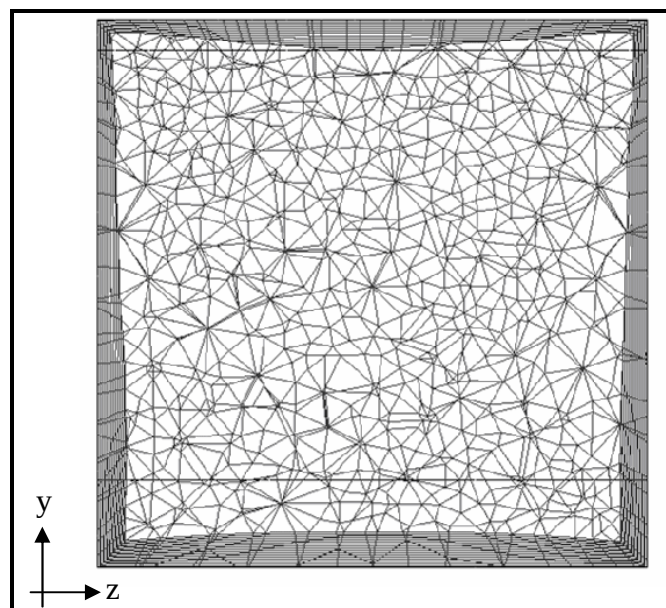


Figura 4.4: Corte frontal na geometria para a malha do caso 1.

Nas figuras 4.5 e 4.6 são ilustradas as vistas, lateral e frontal, da discretização espacial utilizada no caso 2, malha intermediária. Observa-se, na figura 4.5, que o refino junto às paredes é similar ao refino empregado no caso 1, ou seja, com 17 camadas prismáticas nesta região. O que diferencia o caso 1 do caso 2 é o aumento do número de volumes na região interna do ambiente, o que gerou um total de 382.887 elementos volumétricos, distribuídos em 177.172 tetraedros, 1.374 pirâmides e 204.341 prismas.

Similarmente aos dois casos anteriores, para a malha numérica correspondente ao caso 3, aumentou-se o número de elementos volumétricos na região interna do ambiente, mantendo-se o número de camadas prismáticas inalterado, 17 camadas, nas regiões próximas às paredes. Dessa forma, a malha representada pelo caso 3 é composta de 918.145 elementos volumétricos, dos quais 555.549 são tetraedros, 2.022 são pirâmides e 360.574 são prismas.

Vale destacar que nas figuras 4.4, 4.6 e 4.8 as vistas frontais das malhas são apresentadas num plano perpendicular ao eixo coordenado x na posição $x = 0,1$ m.

É possível observar, nos cortes ilustrados nas figuras 4.3 à 4.8, uma certa irregularidade no número de prismas da parede, isto é, apesar de terem sido configuradas 17 camadas nesta região, nos cantos da geometria tem-se um número inferior de camadas. Isto se deve ao fato da ferramenta geradora de malhas (*CFX-Mesh*) alterar automaticamente o número de volumes nos cantos da geometria para evitar erros na geração dos tetraedros e elementos piramidais da malha. Esta é uma limitação encontrada ao utilizar o *software*.

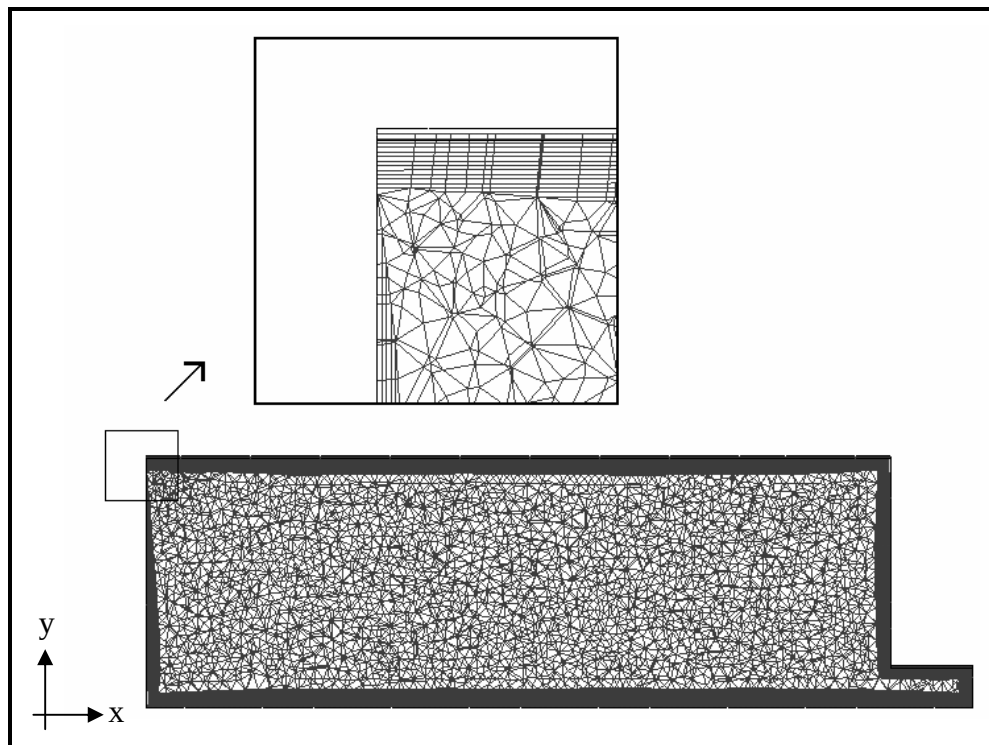


Figura 4.5: Corte lateral na geometria para a malha do caso 2.

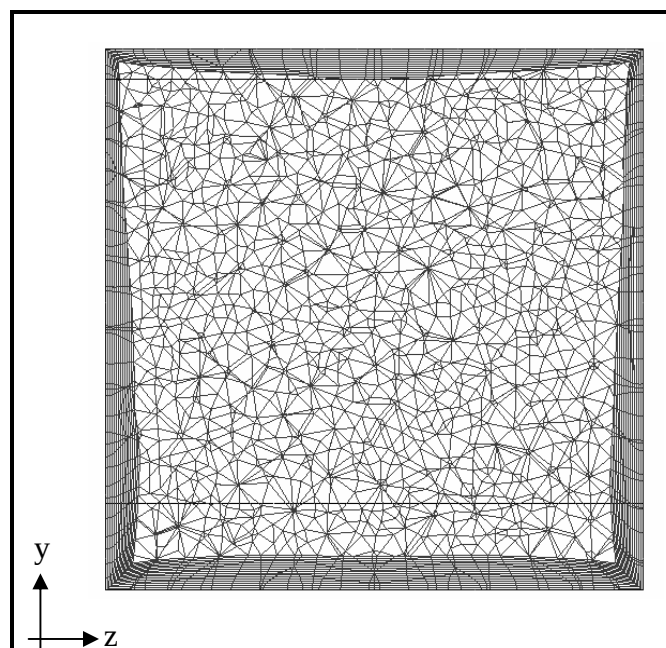


Figura 4.6: Corte frontal na geometria para a malha do caso 2.

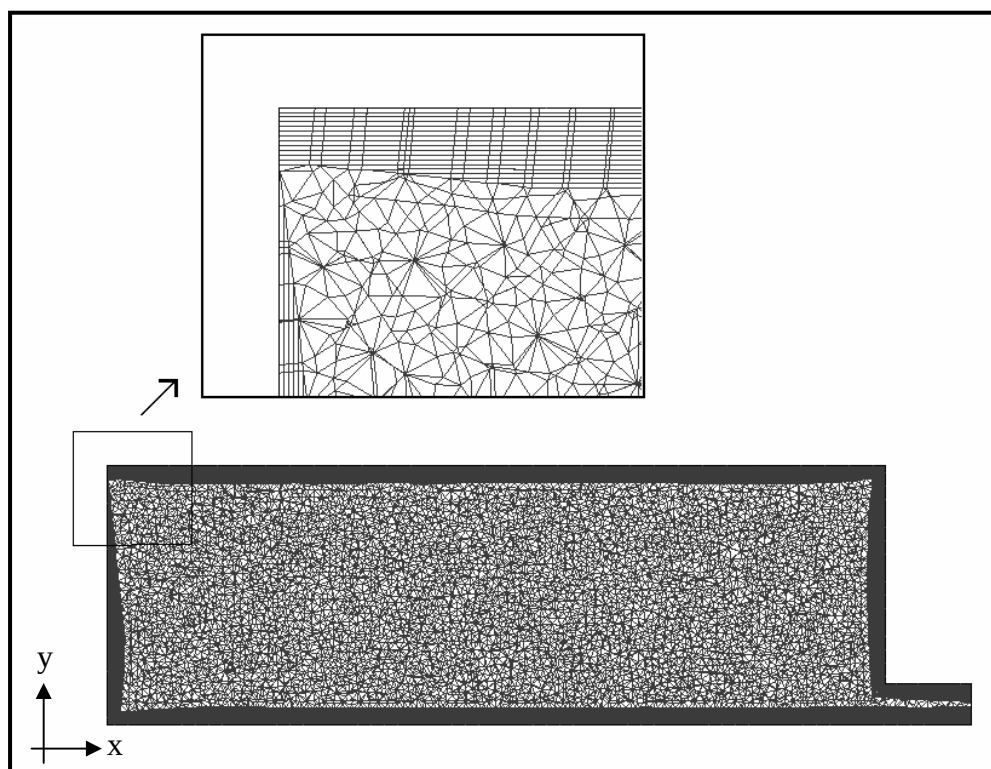


Figura 4.7: Corte lateral na geometria para a malha do caso 3.

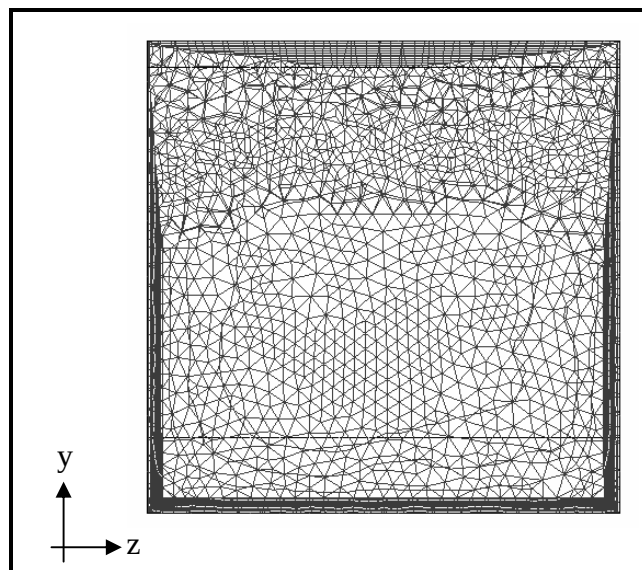


Figura 4.8: Corte frontal na geometria para a malha do caso 3.

4.5.2 Discretização espacial para o modelo de turbulência $k-\omega$

Conforme comentado anteriormente, o modelo $k-\omega$ exigiu um maior refino na região próxima às paredes. Assim, nas três malhas geradas, não somente o centro do primeiro elemento prismático encontra-se à uma distância inferior da parede (0,008 m) como o número de camadas prismáticas é superior. Aproximadamente 34 camadas foram usadas nas simulações numéricas para os casos 2 e 3 enquanto que para o caso 1 foram usadas 17 camadas. Se para o caso 1 fossem usadas mais camadas o número de volumes aumentaria de forma demasiada e a malha não poderia ser caracterizada como malha grosseira. O número de camadas foi escolhido de forma que a região com elementos prismáticos pudesse cobrir toda a altura do bocal de entrada.

Na figura 4.9 é mostrado um corte lateral, no eixo de simetria, para a primeira malha, caso 1, cuja discretização espacial contém um total de 116.354 elementos volumétricos sendo 51.627 tetraedros, 63.613 prismas e 1.114 pirâmides. A vista frontal desta malha num plano perpendicular ao eixo coordenado x na posição $x = 0,1$ m é mostrada na figura 4.10.

Similarmente às malhas empregadas nas simulações com os modelos de turbulência $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$, as malhas intermediária e refinada do modelo $k-\omega$ distinguem-se da malha mais grosseira por apresentarem um refino maior na região interna do domínio computacional. Para o caso 2, conforme mostrado na figura 4.11, o total de elementos volumétricos é de 381.455, dos quais 177.092 são tetraedros, 202.975 são prismas e 1.388 são pirâmides. A vista frontal na sala para esta malha é apresentada na figura 4.12. Já para o caso 3, a figura 4.13 mostra o total de elementos volumétricos de 516.249, sendo que 173.692 são tetraedros, 338.875 são prismas e 3.682 são pirâmides. Na figura 4.14 é apresentada a vista frontal da malha 3 num plano perpendicular ao eixo coordenado x na posição $x = 0,1$ m.

Observa-se que algumas simulações numéricas foram feitas para o modelo $k-\omega$ usando as malhas dos modelos $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$, contudo não houve convergência do escoamento.

Cabe salientar que as figuras 4.3 à 4.14 referem-se à geometria com abertura de 100% .

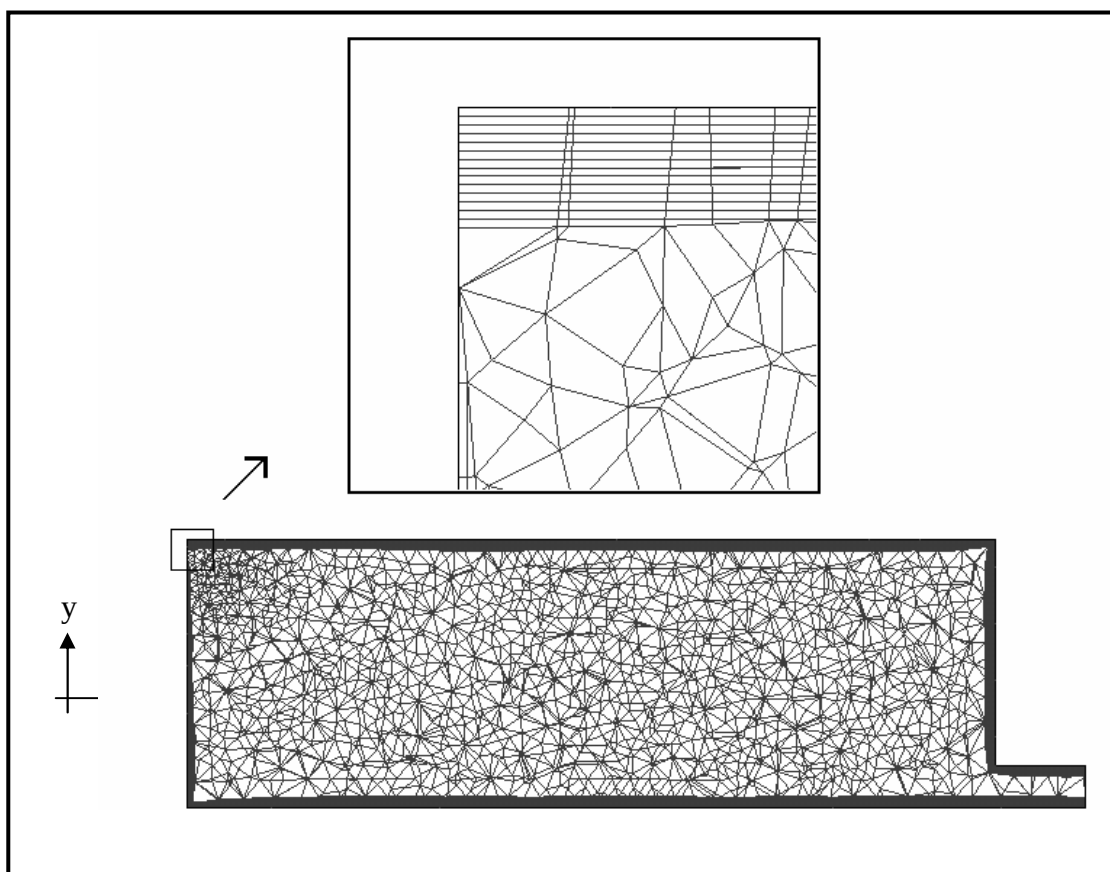


Figura 4.9: Corte lateral da geometria para a malha do caso 1.

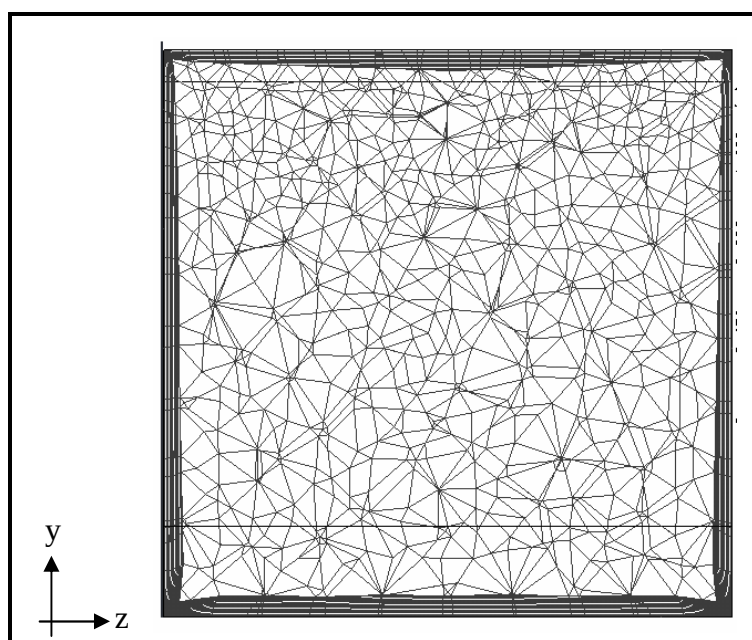


Figura 4.10: Corte frontal da geometria para a malha do caso 1.

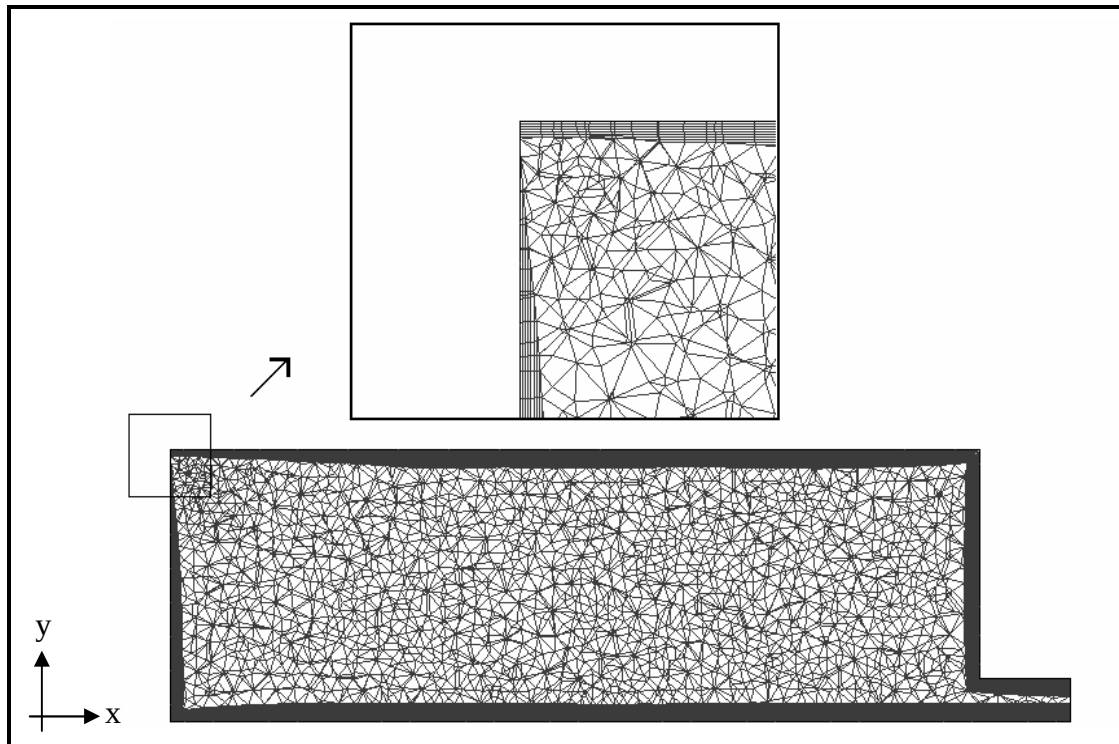


Figura 4.11: Corte lateral da geometria para a malha do caso 2.

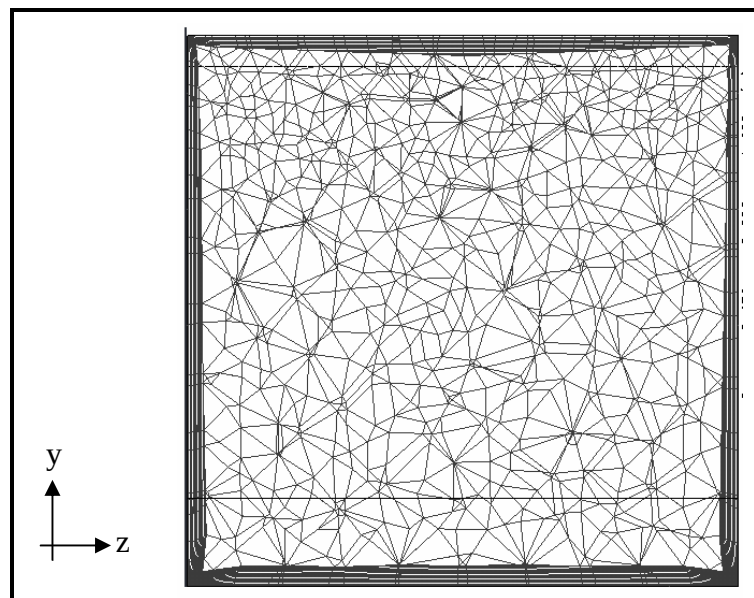


Figura 4.12: Corte frontal da geometria para a malha do caso 2.

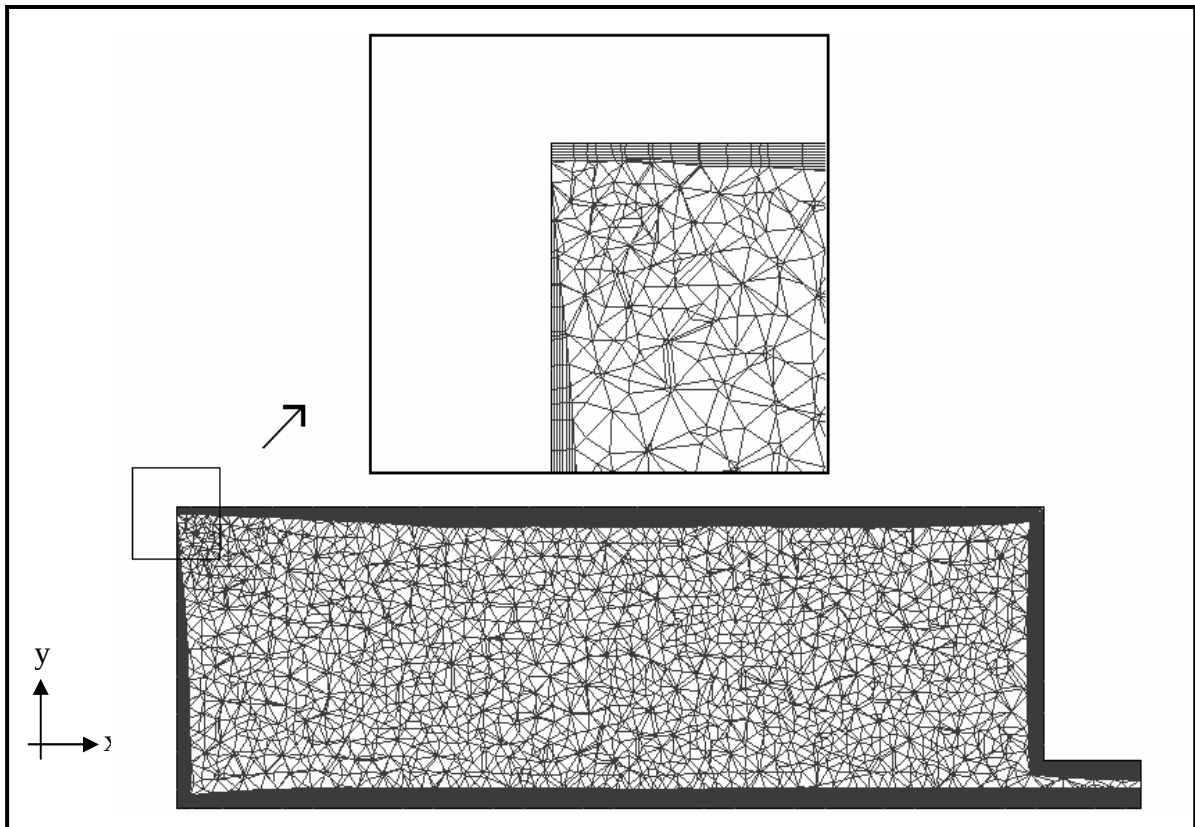


Figura 4.13: Corte lateral da geometria para a malha do caso 3.

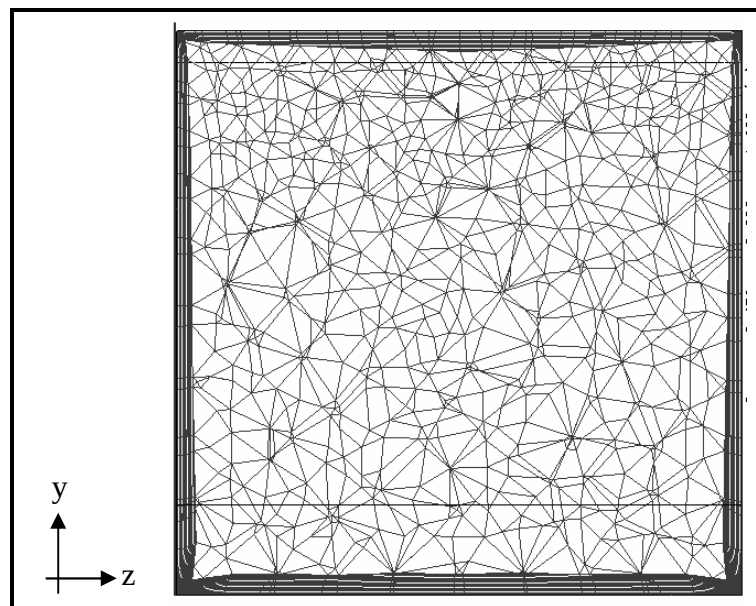


Figura 4.14: Corte frontal da geometria para a malha do caso 3.

4.6 Análise da discretização espacial

O intuito desta seção é analisar, para cada um dos modelos de turbulência investigado, a influência da discretização espacial na predição do escoamento isotérmico no domínio descrito na seção 4.3. O fluido utilizado em todas as simulações numéricas no ambiente é o ar a 298 K.

A interpolação das propriedades nas faces dos volumes de controle tem importância fundamental para a convergência precisa dos resultados numéricos. A abordagem clássica com precisão de primeira ordem *Upwind Difference Scheme* (UDS), usualmente possui imprecisão na solução numérica de escoamentos mais complexos. Uma abordagem mais eficiente reduzindo os erros de truncamento e mantendo o tamanho da malha numérica dentro dos limites exigidos para a simulação computacional é interessante. Assim, neste trabalho, adota-se primeiramente a interpolação UDS para a solução das equações que governam o escoamento, os resultados são em seguida usados como valores iniciais para a interpolação *High Resolution Scheme* (HRS), de segunda ordem de precisão.

O tempo mínimo, exigido nas simulações numéricas realizadas, foi de aproximadamente 1 hora, para a malha mais grosseira usando a interpolação UDS, e o tempo máximo de simulação numérica foi de aproximadamente 48 horas usando as malhas mais refinadas juntamente com a interpolação HRS, num computador Pentium IV com 2Gb de memória RAM. É sabido que, além da capacidade do computador utilizado, o tempo de simulação computacional é dependente do refino da malha e do tipo de interpolação escolhido na simulação numérica.

O refinamento das malhas foi promovido principalmente na região de entrada (jato) e nas paredes onde os gradientes das propriedades do escoamento são maiores. As simulações numéricas convergiram quando o resíduo normalizado, Eq. (38), era menor do que 10^{-6} .

$$\tilde{r}_\phi = \frac{r_\phi}{a_p \Delta\phi} < \gamma, \quad (38)$$

onde r_ϕ é um resíduo líquido das diferenças entre entrada e saída no volume de controle, a_p é um coeficiente que representa o volume de controle, $\Delta\phi$ representa uma taxa de

variação da variável de interesse no domínio, ϕ representa as variáveis do domínio e $\gamma = 10^{-6}$ é o critério de parada.

Para efetuar a análise da discretização espacial, os resultados numéricos obtidos com os modelos $k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$ e $k-\omega$, empregando as três discretizações espaciais propostas, foram comparados individualmente com os resultados experimentais de Nielsen (1990), nas posições indicadas na figura 4.2.

Primeiramente, são apresentadas, na seção 4.6.1, as comparações realizadas para a geometria cuja largura do bocal de entrada é igual à largura da sala (abertura 100%). Na sequência, na seção 4.6.2, são apresentadas as comparações entre resultados numéricos e experimentais para a geometria com largura do bocal de entrada igual à metade da largura do ambiente.

4.6.1 Abertura de entrada de 100 %

Os perfis de velocidade média adimensionais obtidos numericamente para as três malhas computacionais (casos 1, 2 e 3) utilizando o modelo $k-\varepsilon$, são comparados nas figuras 4.15 e 4.16 aos resultados experimentais de Nielsen (1990). A figura 4.15 ilustra a comparação em 4 posições (seções) do plano de simetria, (a) $x = H$, (b) $x = 2H$, (c) $y = 0,028H$ e (d) $y = 0,972H$, e a figura 4.16 mostra a comparação para as mesmas 4 seções, porém no plano localizado em $z/W = 0,1$.

A figura 4.15 mostra que, de uma forma geral, os resultados obtidos numericamente com as três malhas computacionais são bastante próximos no plano de simetria. Observa-se, entretanto, uma pequena aproximação dos valores experimentais conforme aumenta-se o refino da malha, porém nenhuma das malhas numéricas utilizadas consegue fazer com que a solução numérica (para os perfis de velocidade) se aproxime da curva experimental junto ao piso, conforme é observado nas figuras 4.15a e 4.15c.

Já no plano $z/W = 0,1$ a malha menos refinada, caso 1, foi a malha que melhor representou o perfil adimensional de velocidade, especialmente, em duas posições em $x = H$ e $y = 0,028H$, a primeira posição próxima a entrada do ambiente e a segunda posição próxima ao chão, conforme figuras 4.16a e 4.16c, respectivamente.

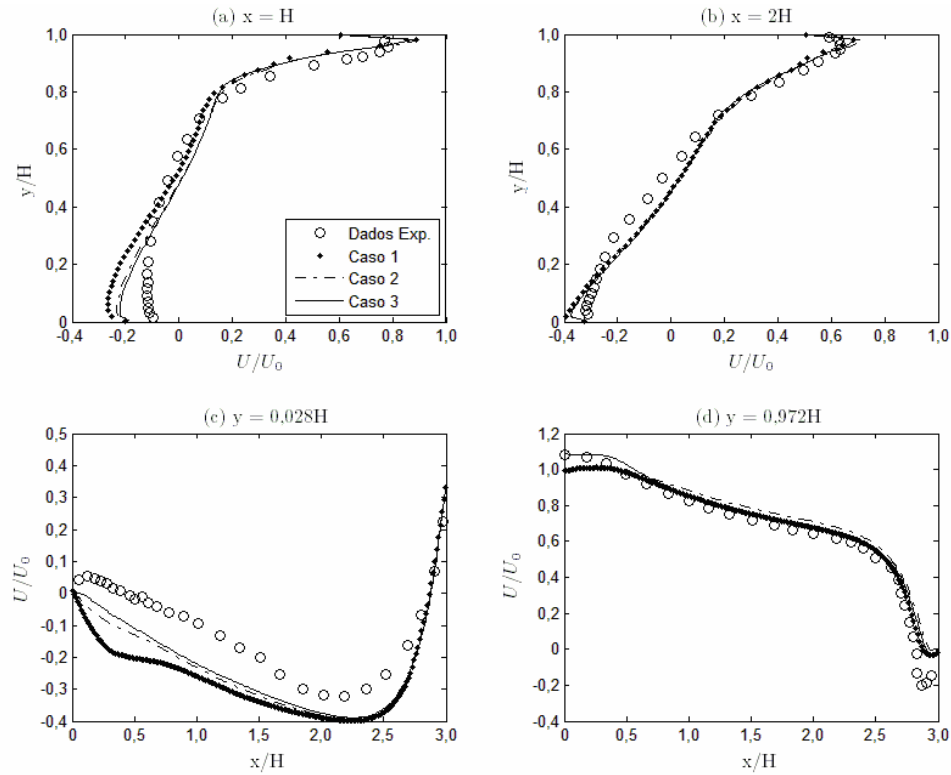


Figura 4.15: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$ em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 100%.

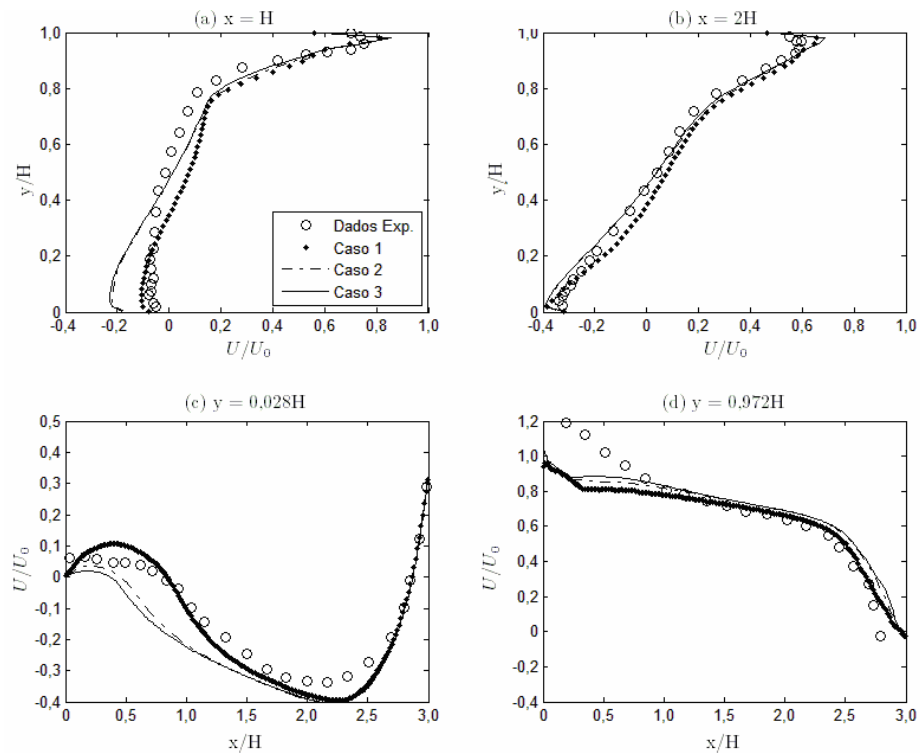


Figura 4.16: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$ em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 100%.

Devido à análise feita nos dois parágrafos anteriores nota-se a dificuldade de se escolher a melhor malha numérica para dar prosseguimento às análises do escoamento usando o modelo $k-\varepsilon$. Assim, optou-se pelo cálculo do erro quadrático médio, para auxiliar na escolha da melhor malha. O erro quadrático médio, $RMSE$, é calculado por,

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (P_i - O_i)^2} \quad (39)$$

onde P_i e O_i são, respectivamente, as previsões e as observações no ponto observacional i . No presente trabalho, P_i é a velocidade média adimensional experimental enquanto O_i é a mesma velocidade, porém numérica e n é o número de amostras.

Assim, para modelo de turbulência $k-\varepsilon$ são mostrados, na figura 4.17, os erros médios quadráticos calculados em todas as posições, nos dois planos analisados na geometria e para as três malhas empregadas. Analisando o $RMSE$ apresentado na figura 4.17 nota-se novamente que o caso 2 tem desempenho semelhante ao caso 3 (exceto em duas posições), e que o caso 1 tem desempenho superior aos outros dois casos em três posições do plano $z/W = 0,1$.

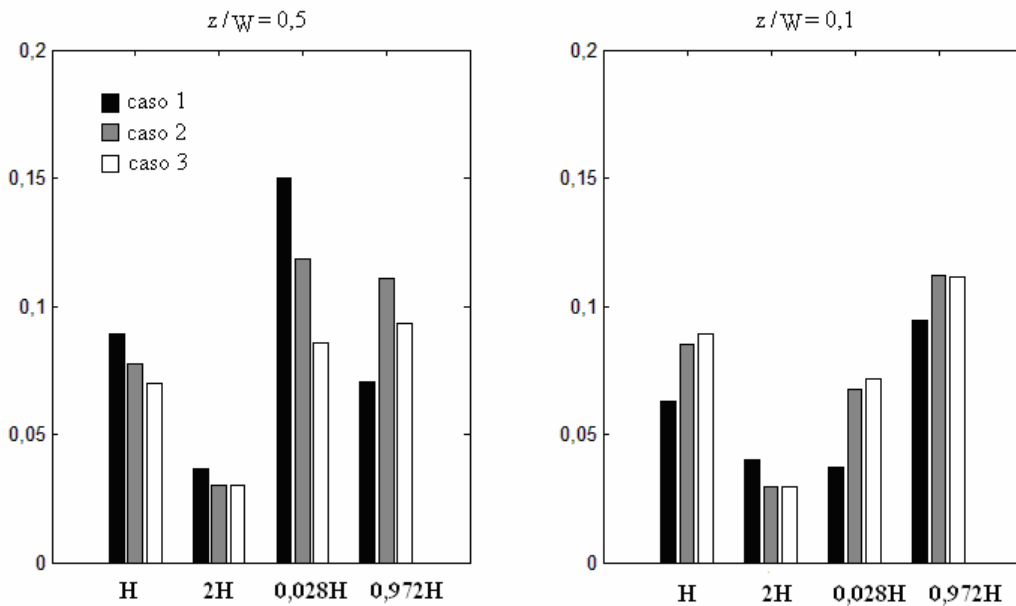


Figura 4.17: Erro quadrático médio para o modelo $k-\varepsilon$ – caso com abertura de 100%.

Na seqüência, fez-se então o cálculo da média aritmética dos erros médios quadráticos de todas as posições, o qual indica que, para o modelo $k-\varepsilon$, a malha 1 apresenta desempenho idêntico ao da malha 3, com um erro médio de 7,4%. Já a malha 2 apresenta um erro médio de 8,2%. Embora, para o modelo $k-\varepsilon$, a malha 1 pareça ser a mais indicada, uma vez que gera um erro similar à malha mais refinada utilizando três vezes menos elementos volumétricos, optou-se nas análises do capítulo 5 por utilizar os resultados numéricos obtidos com a malha 3. Conforme mostra a figura 4.17, o erro quadrático médio com a malha 3 fica em torno de 10% em todas as posições, o que não acontece com a malha 1, para a qual tem-se um erro de aproximadamente 15% na região próxima ao piso do plano de simetria.

O tempo computacional utilizado para as simulações numéricas do modelo $k-\varepsilon$ foi de aproximadamente 6 horas para o caso 1, 10 horas para o caso 2 e 33 horas para o caso 3. Vale destacar que foram construídas outras malhas testes antes de se chegar a esta configuração apresentada no trabalho com um padrão aceitável tanto em convergência como em precisão da solução numérica obtida.

Na seqüência são apresentadas as comparações entre resultados numéricos e experimentais em termos de intensidade turbulenta. As figuras 4.18 e 4.19 ilustram as comparações para o modelo $k-\varepsilon$ nos dois planos, $z/W = 0,5$ e $z/W = 0,1$, respectivamente.

Nestas figuras é possível observar que, com as três malhas numéricas utilizadas o modelo $k-\varepsilon$ subestima a intensidade turbulenta em todas as posições do ambiente. A figura 4.18d indica que os resultados numéricos apresentam um decrescimento mais rápido da intensidade turbulenta ao longo do jato. Os dados experimentais mostram que a intensidade turbulenta na região próxima ao canto superior direito é a mais alta na sala, conforme ilustrado na figura 4.18d, contudo o modelo $k-\varepsilon$ não conseguiu estimar o mesmo comportamento. No plano $z/W = 0,1$ o comportamento do modelo de turbulência é semelhante ao obtido no plano $z/W = 0,5$, conforme apresentado na figura 4.19.

É importante citar que Chen (1995) utilizou cinco modelos de turbulência da família $k-\varepsilon$ para resolver o mesmo escoamento investigado neste trabalho e todos os modelos utilizados naquele trabalho também subestimaram a intensidade turbulenta.

Como os perfis de intensidade turbulenta numéricos estão aquém dos dados experimentais, tais dados não foram levados em consideração na escolha das malhas numéricas mais apropriada para continuação das simulações computacionais.

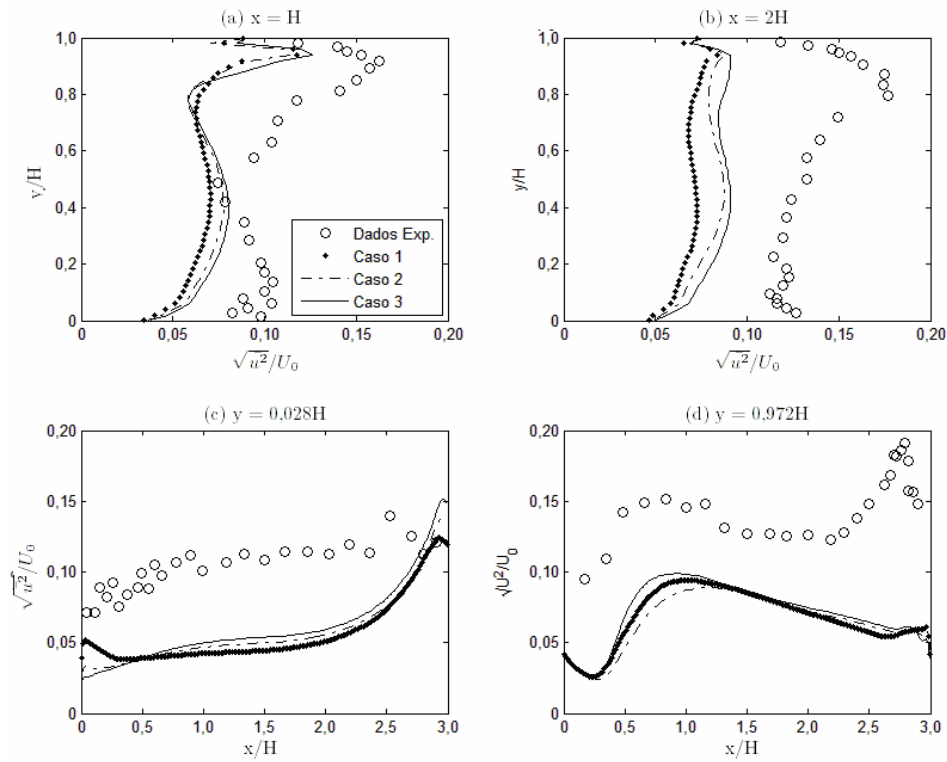


Figura 4.18: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W=0,5$ – caso com abertura de 100%.

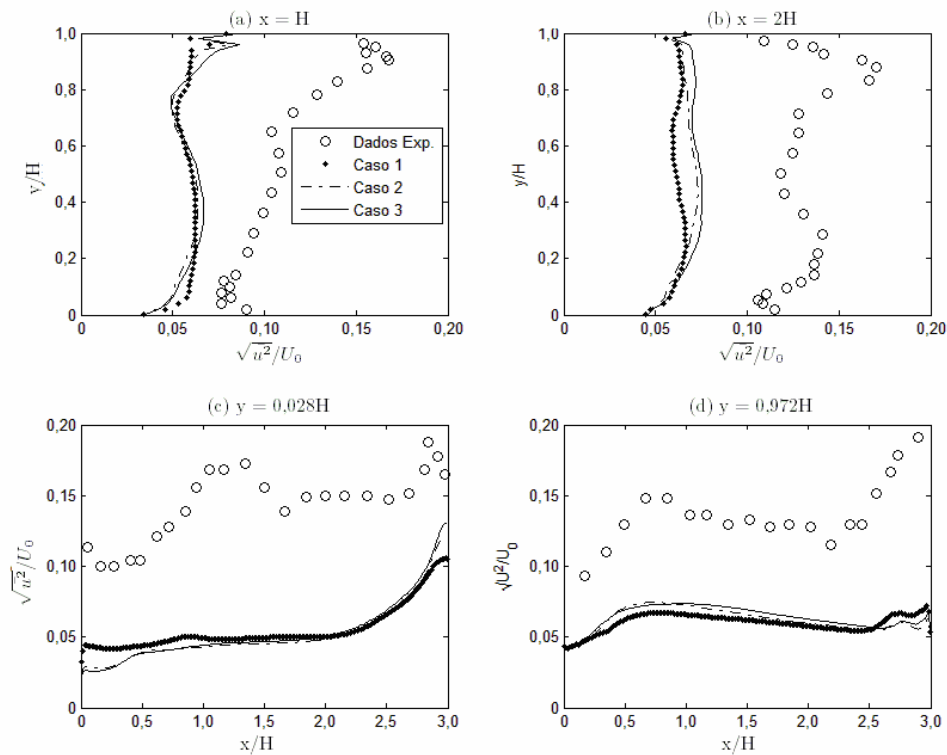


Figura 4.19: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W=0,1$ – caso com abertura de 100%.

Nas figuras 4.20 e 4.21 são apresentados os perfis numéricos e experimentais de velocidade média adimensional para o modelo de turbulência RNG $k-\varepsilon$. A figura 4.20 apresenta os resultados para o plano de simetria enquanto a figura 4.21 apresenta os resultados para o plano $z/W = 0,1$.

Globalmente, observa-se através das figuras 4.20 e 4.21, que nos dois planos há uma maior aproximação dos resultados experimentais com a malha intermediária (caso 2). Observa-se, também, que, contrariamente ao modelo anterior, o escoamento é melhor representado na região de baixa velocidade (chão da sala) do que na região de alta velocidade, isto é, no jato de ar (teto da sala).

Contudo procedeu-se novamente ao cálculo do erro quadrático médio, o qual é apresentado na figura 4.22 para todas as posições nos dois planos da sala, com o intuito de auxiliar na escolha da melhor malha para as simulações numéricas subseqüentes.

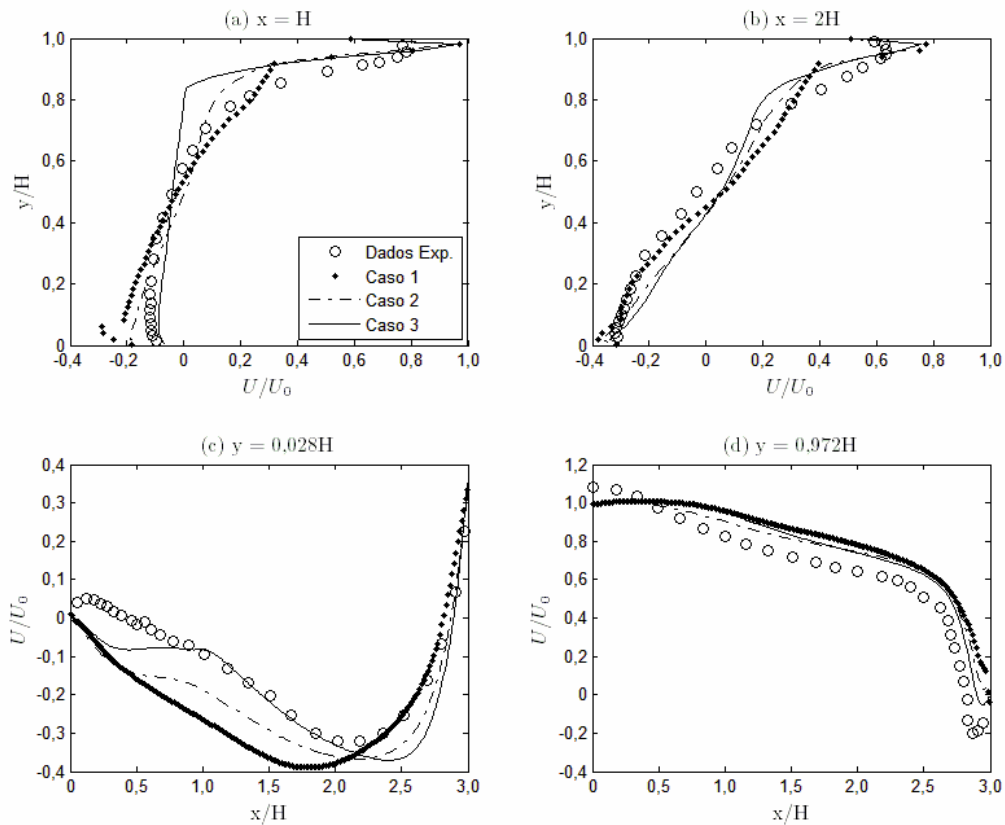


Figura 4.20: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo RNG $k-\varepsilon$ em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 100%.

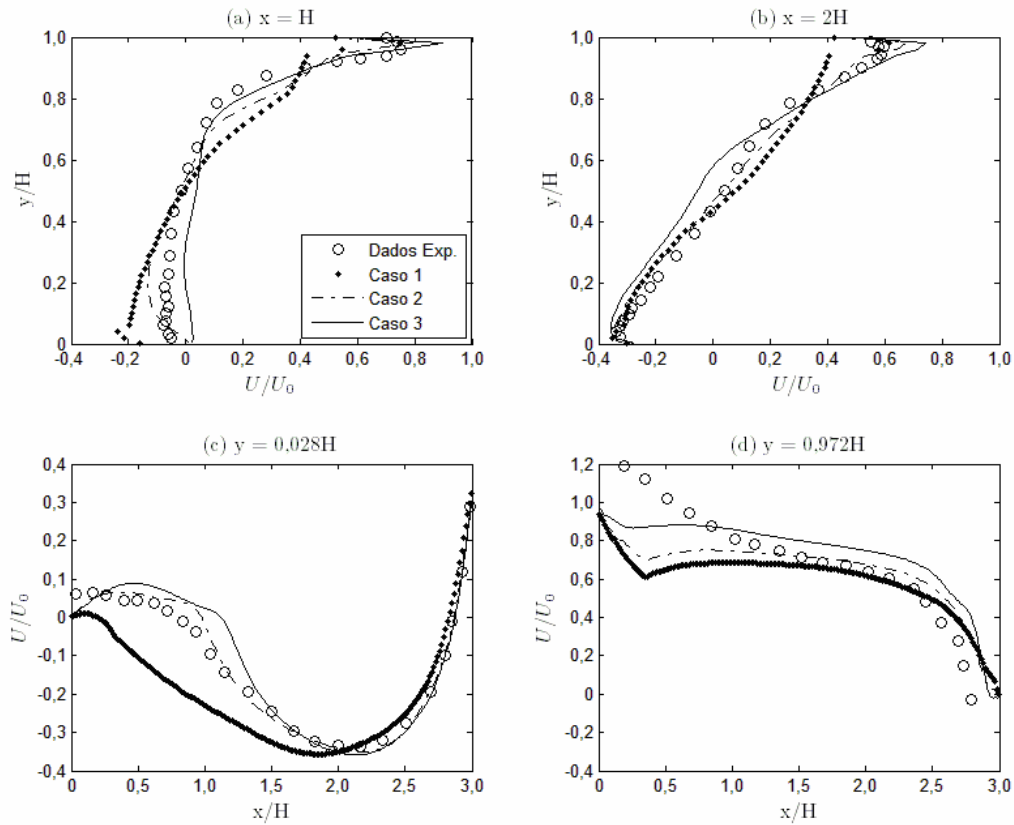


Figura 4.21: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo RNG $k-\varepsilon$ em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ - caso com abertura de 100%.

Comparando a figura 4.22 com a figura 4.17 nota-se que as malhas numéricas utilizadas nos modelos $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$ produzem discrepâncias maiores, em relação aos dados experimentais, para este último modelo do que para o modelo $k-\varepsilon$.

Analisando a figura 4.22, nota-se que a malha grosseira (caso 1) teve desempenho inferior ao das outras duas malhas em seis posições da sala, a malha intermediária (caso 2) teve desempenho inferior que o das outras duas malhas em duas posições, enquanto a malha mais refinada (caso 3) teve desempenho inferior que o das outras duas malhas em três posições da sala, o que indica que a malha intermediária (caso 2) é a mais adequada para dar procedimento às simulações. Não obstante, procedeu-se ao cálculo da média aritmética do erro quadrático médio para cada malha, o qual retornou o valor de 11% para o caso 1, 8,5% para o caso 2 e 9% para o caso 3.

Logo, a malha intermediária, caso 2, será usada doravante neste trabalho para as demais simulações numéricas envolvendo o modelo RNG $k-\varepsilon$, além do que, tal malha tem um tempo de resolução computacional inferior ao tempo da malha refinada

forneendo um resultado adequado.

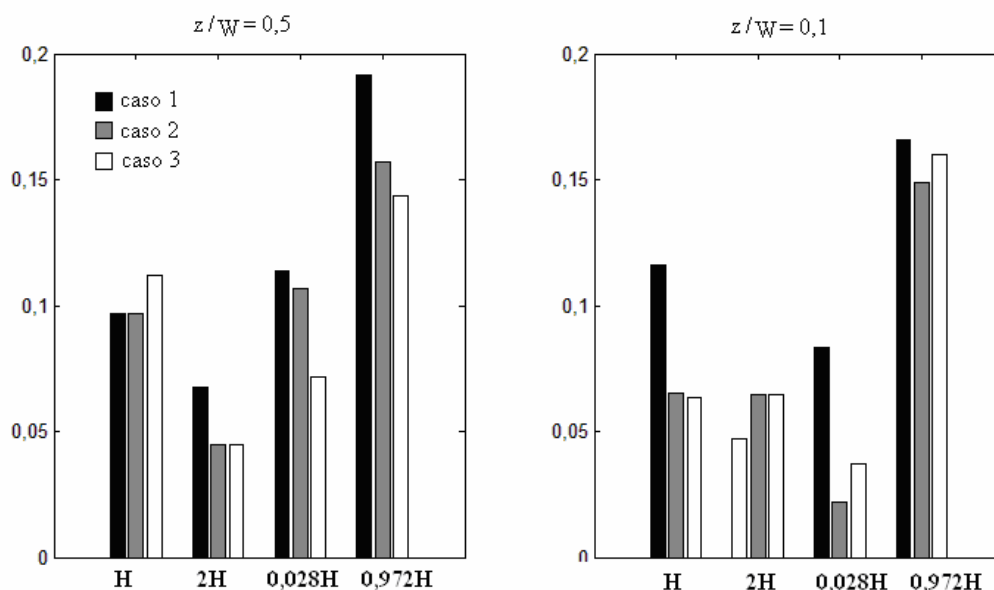


Figura 4.22: Erro quadrático médio para o modelo RNG $k-\epsilon$ – caso com abertura de 100%.

Os perfis adimensionais de intensidade turbulenta obtidos numericamente com o modelo RNG $k-\epsilon$ são comparados aos perfis experimentais de Nielsen (1990) nas figuras 4.23 e 4.24. Nestas figuras é possível observar que o modelo RNG $k-\epsilon$ subestima a intensidade turbulenta em todas as posições, nos dois planos da sala, semelhante ao resultado obtido com o modelo $k-\epsilon$. Porém, a partir de uma comparação das figuras 4.18 com 4.23 e 4.19 com 4.24 nota-se que o modelo RNG $k-\epsilon$ tem um desempenho inferior ao desempenho do modelo $k-\epsilon$ na descrição dos perfis de intensidade turbulenta. Nota-se, também, uma maior sensibilidade do modelo RNG $k-\epsilon$ em relação ao modelo $k-\epsilon$ à discretização espacial na previsão da intensidade turbulenta.

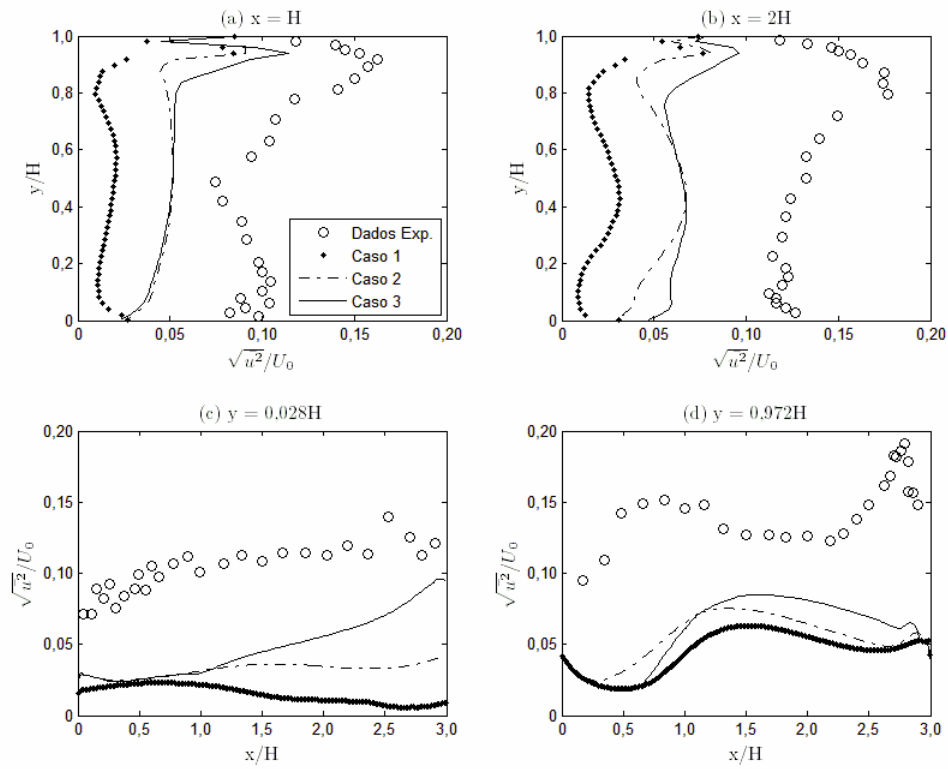


Figura 4.23: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo RNG k - ε , em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W=0,5$ – caso com abertura de 100%.

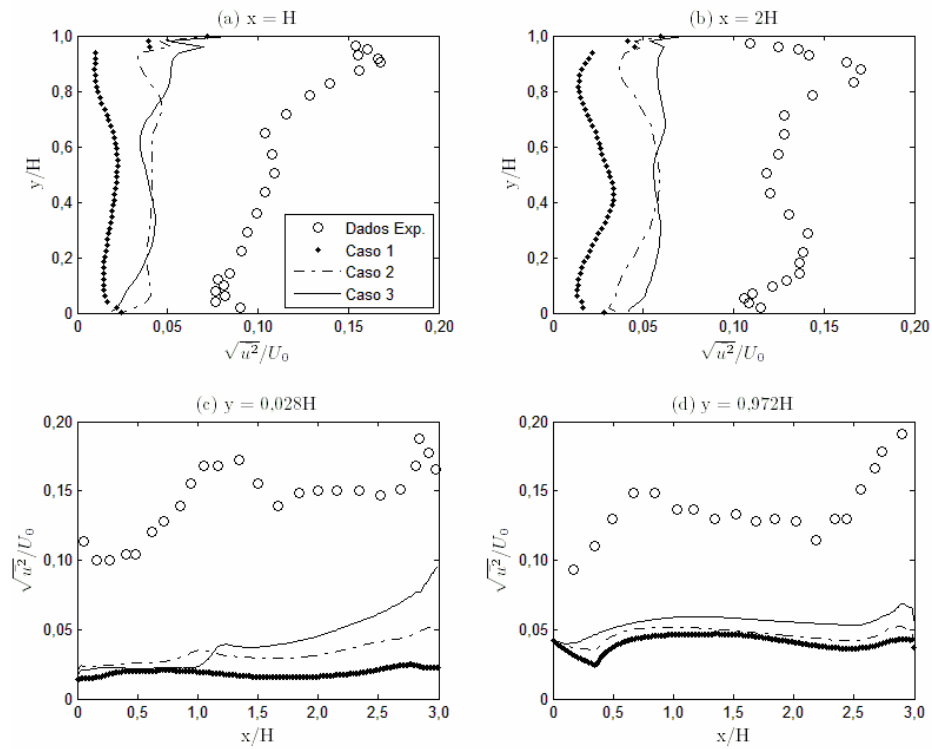


Figura 4.24: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo RNG k - ε , em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 100%.

A figura 4.25 mostra que com o refino da malha geométrica, o perfil de velocidade média obtido numericamente com o modelo $k-\omega$ aproxima-se da curva experimental. Observa-se que na região do jato a malha menos refinada (caso 1) não consegue representar o perfil de velocidade em alguma das posições da sala. Já com as outras duas malhas, tem-se uma representação satisfatória do perfil do jato na sala. Observa-se, também, que o desempenho da malha intermediária é semelhante ao desempenho da malha refinada, exceto para a posição $y = 0,028H$ em $z/W = 0,1$ (figura 4.26c), na qual a concordância com os resultados experimentais é bastante superior quando se emprega a malha refinada (caso 3).

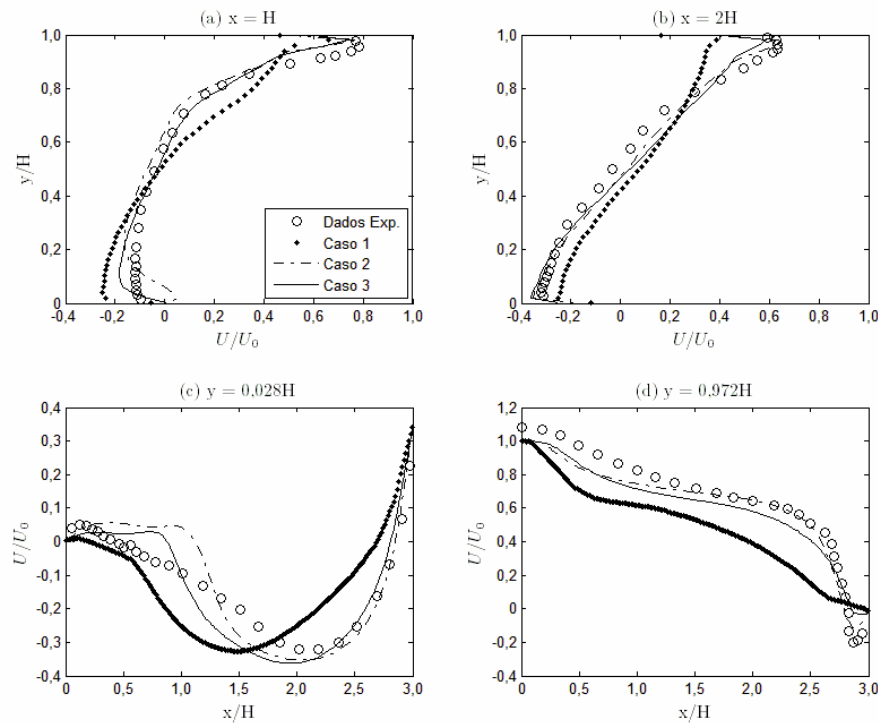


Figura 4.25: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\omega$ em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 100%.

Para os casos 2 e 3 o estudo numérico mostra uma grande redução de velocidade próximo à parede, como era de se esperar pois a condição de parede é de não deslizamento (olhe parte superior das figuras 4.25a e 4.25b). A velocidade negativa próxima ao solo, indicando a recirculação do ar existente nesta região da sala, é representada por ambos os casos, conforme ilustra a figura 4.25b, assim como a

recirculação no canto superior direito do ambiente ilustrada na figura 4.25d. Analisando a figura 4.26 percebe-se que os casos 2 e 3 são os mais adequados para a simulação numérica do modelo $k-\omega$

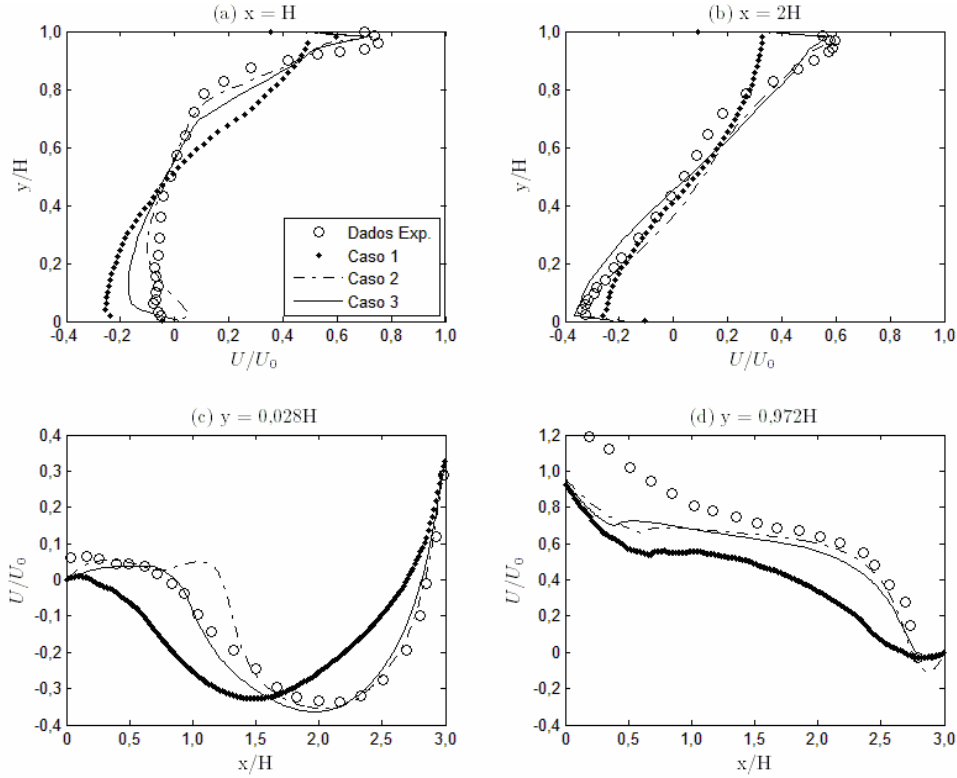


Figura 4.26: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\omega$ em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 100%.

O modelo $k-\omega$, semelhante aos outros dois modelos de turbulência já utilizados, também não consegue prever adequadamente o perfil de intensidade turbulenta experimental, conforme ilustrado nas figuras 4.27 e 4.28 para os planos $z/W = 0,5$ e $z/W = 0,1$, respectivamente. Assim como os modelos anteriores, há uma tendência do modelo $k-\omega$ em subestimar a intensidade turbulenta, porém o seu desempenho foi um pouco superior ao dos outros dois modelos, principalmente na posição $y = 0,972H$ em $z/W = 0,5$.

Ao analisar a intensidade turbulenta nota-se que o caso 1 é o que apresenta os piores resultados em relação aos dados experimentais, enquanto os casos 2 e 3 tendem a se aproximar dos valores experimentais, destacando-se uma leve superioridade do desempenho da malha 3.

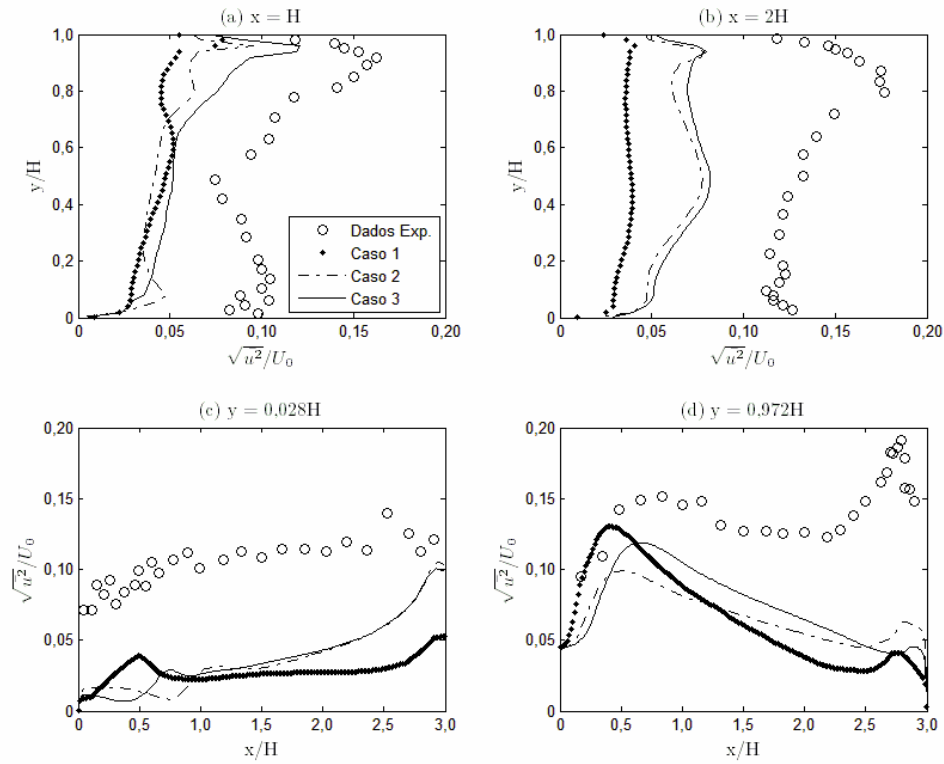


Figura 4.27: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente, no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 100%.

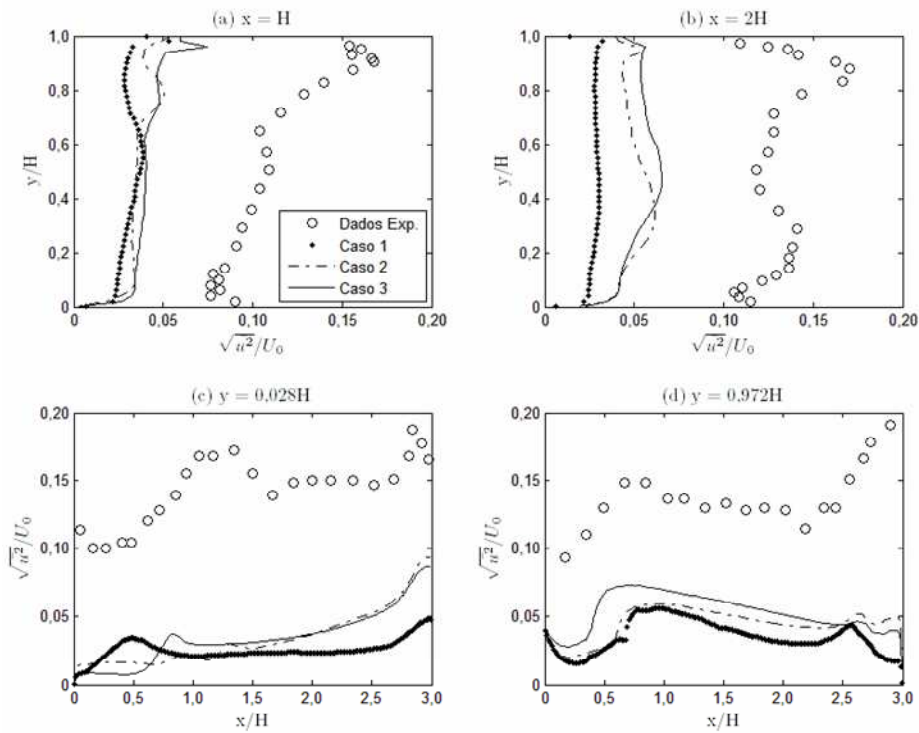


Figura 4.28: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 100%.

Para auxiliar na seleção da melhor malha para as simulações com o modelo $k-\omega$, foi preparada a figura 4.29, a qual ilustra os valores de erro quadrático médio obtidos com este modelo. Observa-se, nesta figura, que a malha grosseira (caso 1) apresenta um erro superior quando comparada com os casos 2 e 3, especialmente na região do jato de ar. Já a malha intermediária (caso 2) apresenta um erro superior ao caso 3 em duas posições do ambiente, com melhora considerável em relação ao caso 1.

Assim, estes fatos justificam a utilização da malha intermediária para o modelo $k-\omega$, caso 2. A média aritmética do erro quadrático médio para o caso 1 resultou em 15%, um resultado muito aquém do esperado, já a malha intermediária, caso 2, apresentou o melhor resultado de todos os modelos de turbulência utilizados no trabalho, fornecendo uma média do erro quadrático médio de 6,5%, e a malha mais refinada, caso 3, apresentou um erro de 7,5%. Novamente, para o modelo $k-\omega$, similarmente ao modelo RNG $k-\varepsilon$, a malha intermediária é aquela que será utilizada no restante das simulações numéricas, poupando-se tempo computacional.

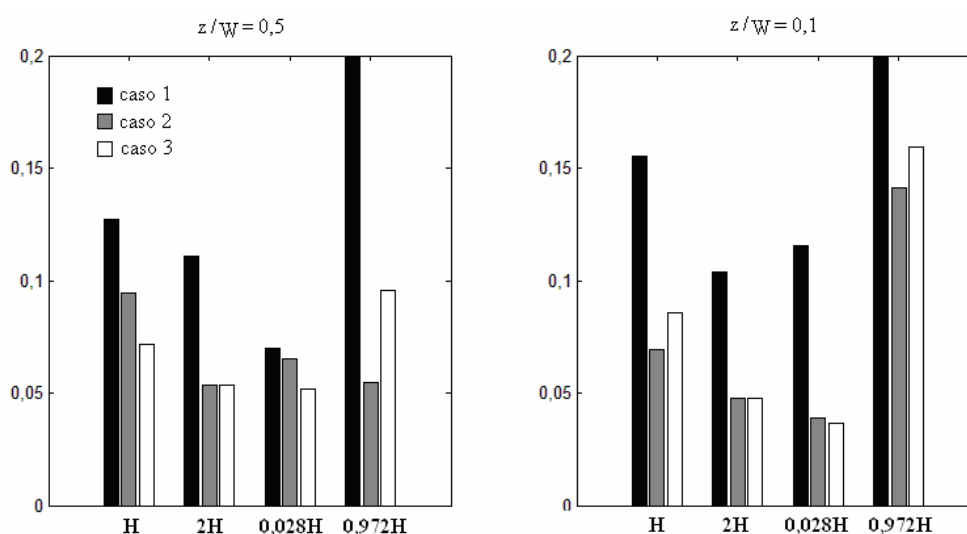


Figura 4.29: Erro quadrático médio para o modelo $k-\omega$ – caso com abertura de 100%.

4.6.2 Abertura de entrada 50 %

Nesta seção uma análise semelhante à realizada na seção 4.6.1 será apresentada para escolher a malha numérica adequada para os três modelos de turbulência na geometria com largura do bocal de entrada igual à metade da largura do ambiente (50%)

de abertura na entrada do ambiente). Porém, a análise apresentada nesta seção será mais sucinta já que tal análise assemelha-se àquela apresentada na seção anterior. As figuras mostrando as malhas utilizadas para esta configuração são ilustradas no apêndice A. Nesta seção apenas os perfis de velocidades e de intensidade turbulenta serão apresentados, juntamente com o cálculo do erro quadrático médio em quatro seções e em dois planos da sala.

É evidente a diferença dos perfis de velocidade média obtidos na primeira geometria (abertura de entrada de 100%) com relação aos perfis de velocidade obtidos na segunda geometria (abertura de entrada de 50%). Na primeira geometria, em ambos os planos, $z/W = 0,5$ e $z/W = 0,1$, a velocidade próxima ao teto e próxima ao chão são influenciadas fortemente pelo jato de ar na entrada da sala. Já na segunda geometria tal influência só é percebida, contudo de forma bem mais branda, no plano central, ou plano de simetria, principalmente nas posições $x = H$, $x = 2H$ e $y = 0,972H$. No plano $z/W = 0,1$, na posição $x = H$, o perfil é quase constante.

Os perfis de velocidade média obtidos numericamente com as três malhas computacionais (casos 1, 2 e 3) utilizando o modelo $k-\varepsilon$ são comparados com os resultados experimentais de Nielsen (1990) nas figuras 4.30 e 4.31, e a intensidade turbulenta é apresentada nas figuras 4.32 e 4.33. Observa-se que os dados experimentais para a velocidade média são disponíveis apenas em algumas posições da sala, contudo foram levantados resultados numéricos para as mesmas posições da sala em discussão, apresentadas na seção anterior. Já os dados experimentais da intensidade turbulenta não se encontram disponíveis na literatura para esta configuração (abertura na entrada de 50%).

As figuras 4.30a e 4.30b mostram que, no plano central, $z/W = 0,5$, todas as malhas numéricas empregadas têm um bom desempenho prevendo adequadamente o perfil de velocidades experimental. O mesmo não ocorre para o plano $z/W = 0,1$, conforme ilustram as figuras 4.31a e 4.31b. Os perfis de intensidade turbulenta, apresentados nas figuras 4.32 e 4.33 para a abertura de 50%, têm comportamento diferente do obtido para a abertura de 100% onde a intensidade turbulenta é maior e com maiores variações. Nestas figuras as maiores velocidades turbulentas são obtidas na região do jato no plano central, e próximas da parede oposta à região de entrada do jato.

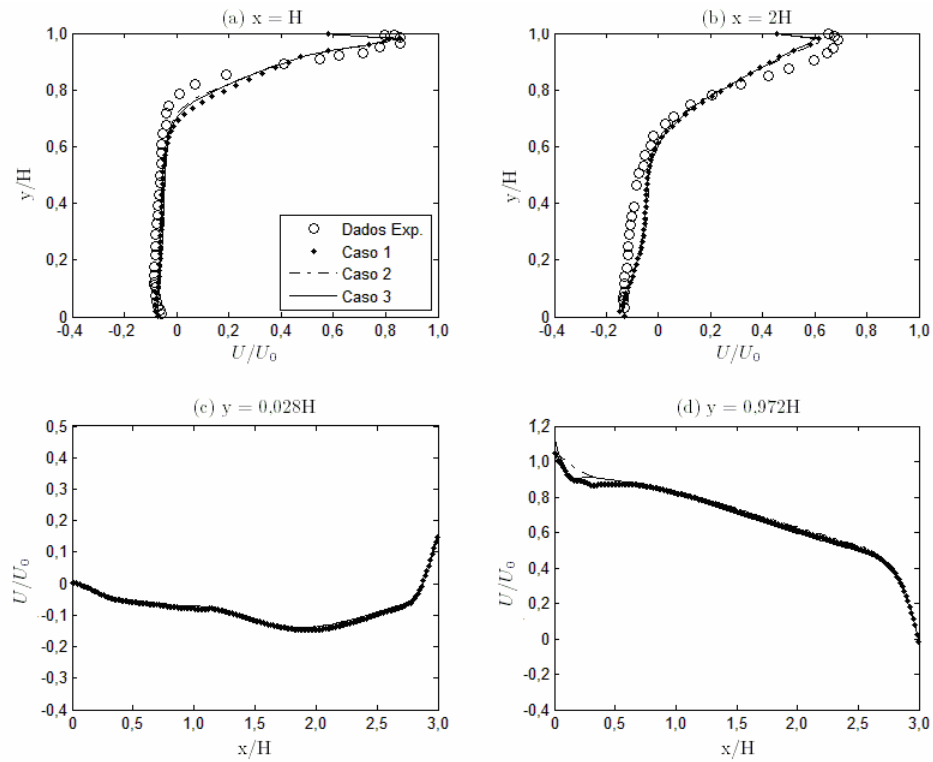


Figura 4.30: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.

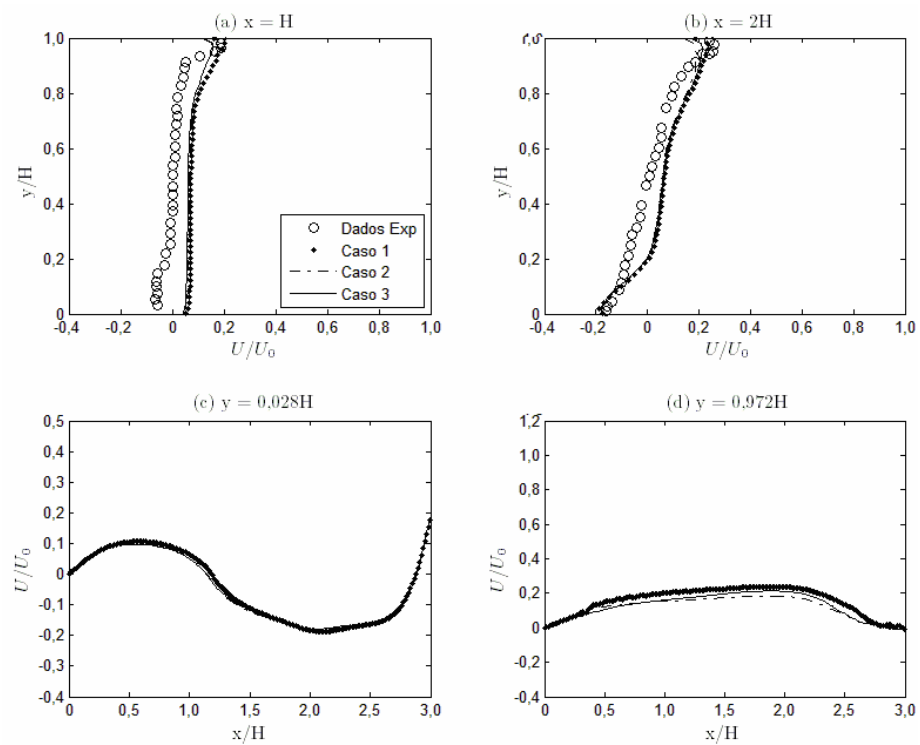


Figura 4.31: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.

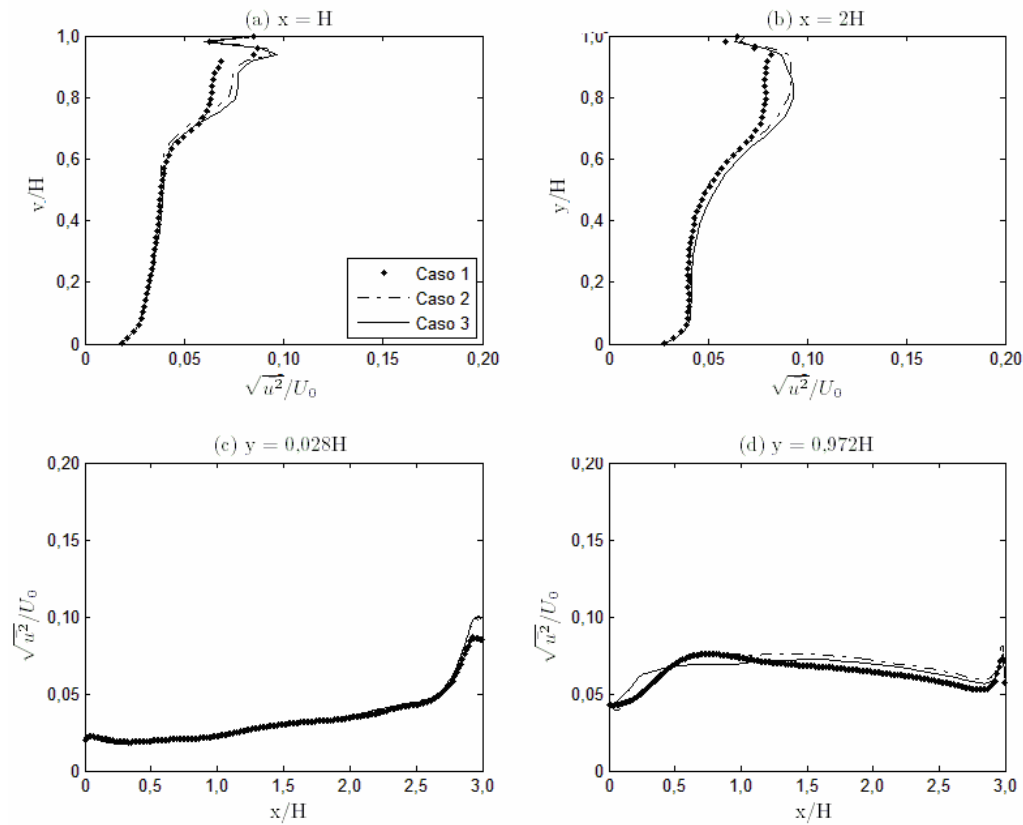


Figura 4.32: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.

Na figura 4.34 é apresentado o cálculo do erro quadrático médio para as três malhas utilizadas na simulação. Observa-se, nesta figura, a pouca variação do erro para os casos 1, 2 e 3. Assim, para o modelo $k-\varepsilon$, cujo domínio computacional tem abertura de 50%, é perceptível que o refino da malha não altera a solução numérica, logo a malha grosseira, a qual possui 199.854 elementos volumétricos dos quais 81.503 são tetraedros, 117.227 são prismas e 1.124 são pirâmides, será utilizada para as simulações subsequentes. Nesta figura, observa-se que, na média, o erro quadrático médio é inferior a 6% para quase todas as posições da sala.

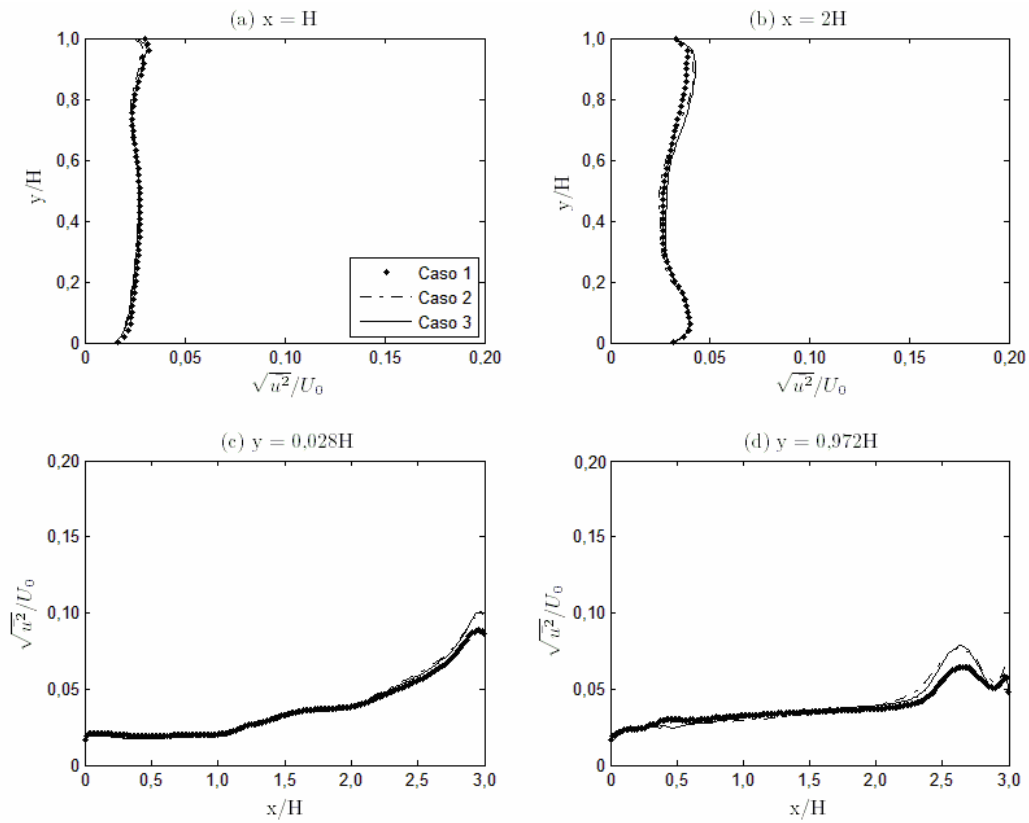


Figura 4.33: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.

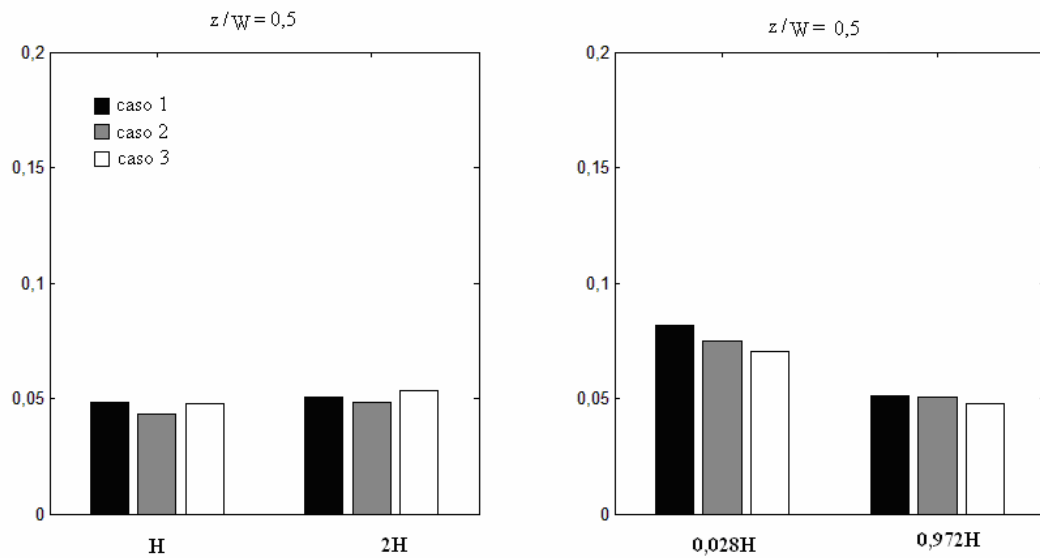


Figura 4.34: Erro quadrático médio para o modelo $k-\varepsilon$ – caso com abertura de 50%.

A figura 4.35 mostra que, para o modelo RNG $k-\varepsilon$, as três malhas empregadas na simulação numérica produzem perfis de velocidade média bastante próximos dos perfis experimentais. No entanto, na figura 4.36, observa-se que usando a malha grosseira existe uma pequena discrepância entre os dados experimentais e numéricos da velocidade nas posições $x = H$ e $x = 2H$.

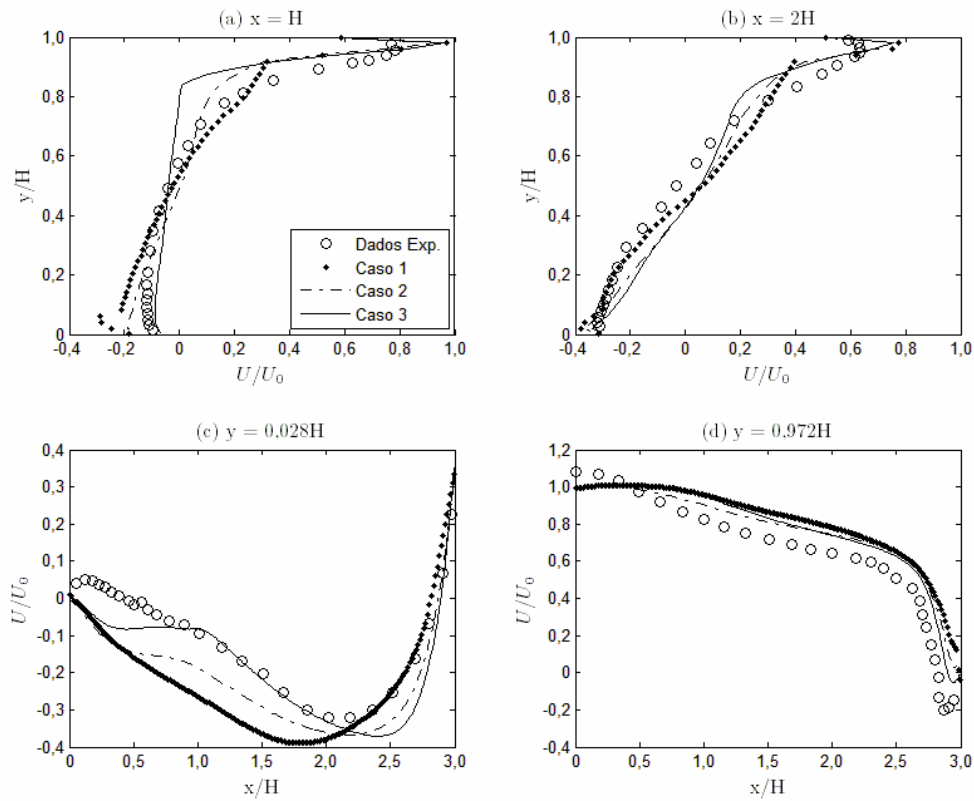


Figura 4.35: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo RNG $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.

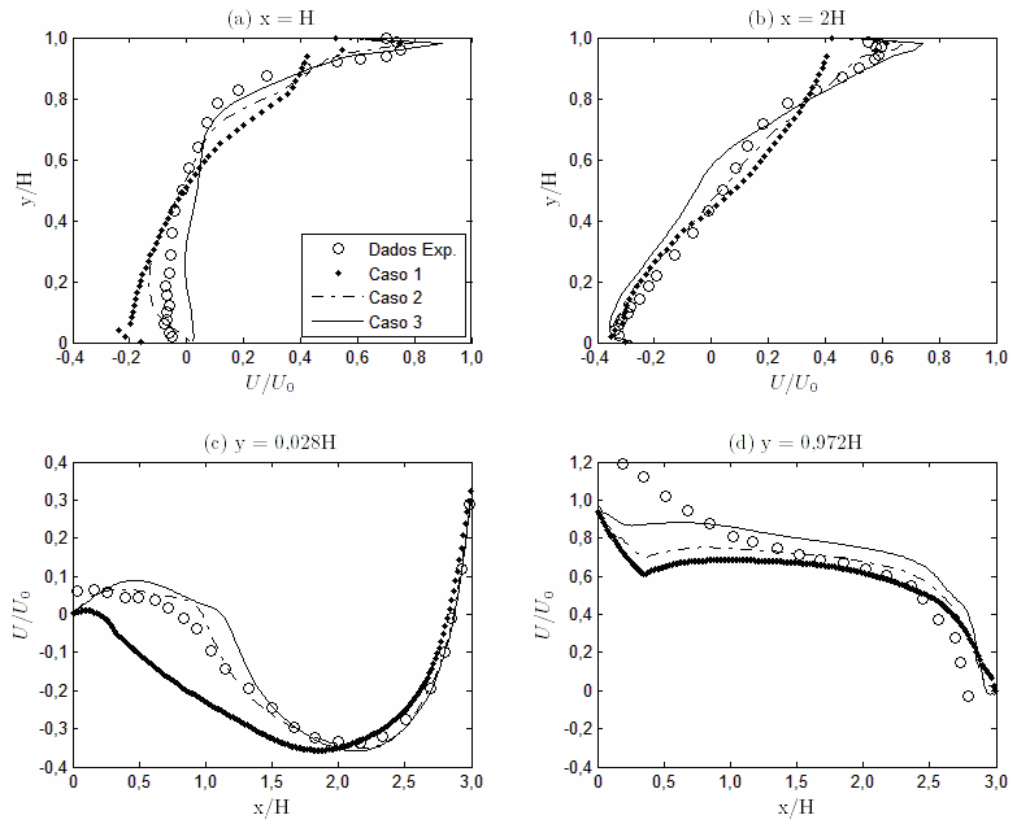


Figura 4.36: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo RNG $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.

Os perfis de intensidade turbulenta são apresentados nas figuras 4.37 e 4.38 para os planos $z/W = 0,5$ e $z/W = 0,1$, respectivamente. Percebe-se nestas figuras que a intensidade turbulenta é maior no plano de simetria na região do jato, figuras 4.37a e 4.37b, e na parede oposta ao jato em ambos os planos, figuras 4.37d e 4.38d.

A figura 4.39 mostra os valores do erro quadrático médio obtidos para cada malha. Nota-se nesta figura que os valores são inferiores a 5% para quase todos os casos. Realizando o cálculo da média do erro quadrático obtém-se para o caso 1 um erro de 5%, para o caso 2 um erro de 4,1% e para o caso 3 um erro de 4,2%. Assim, adota-se a malha 2 para as demais simulações com o modelo RNG $k-\varepsilon$ porque seus resultados são adequados fornecendo o menor erro, além do que o tempo computacional de resolução é inferior ao obtido utilizando a malha refinada.

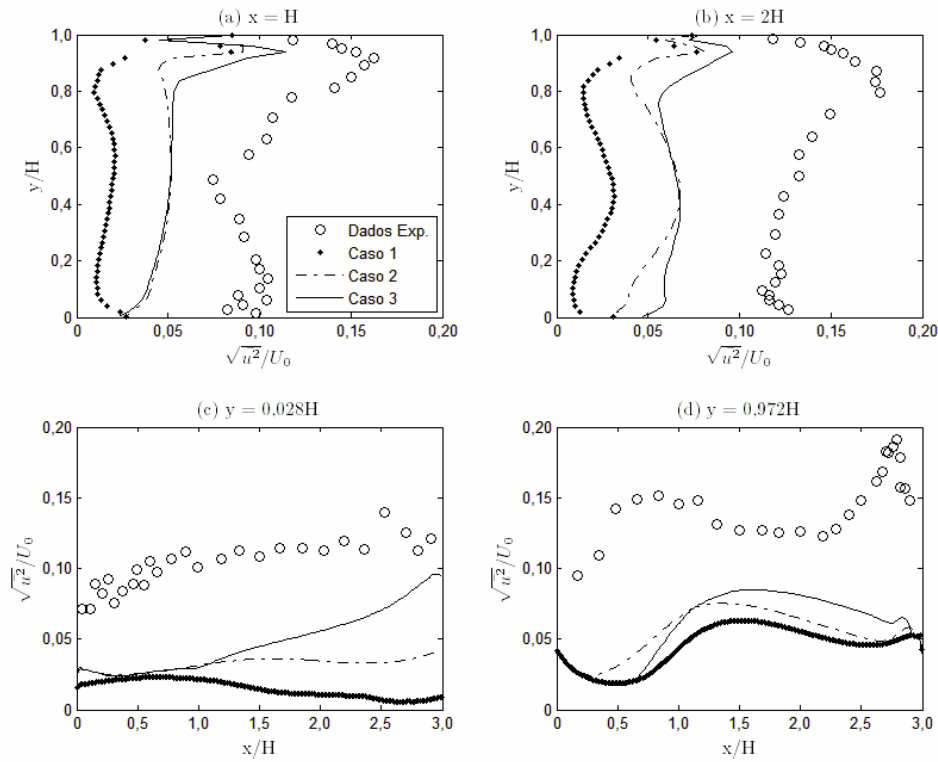


Figura 4.37: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo RNG $k-\epsilon$, em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.

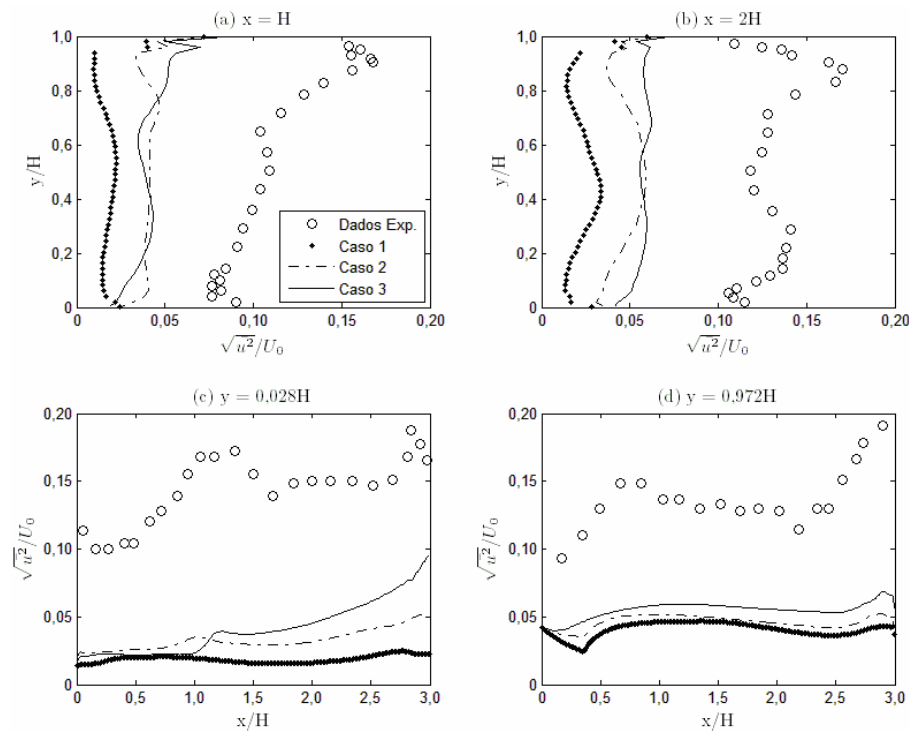


Figura 4.38: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo RNG $k-\epsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.

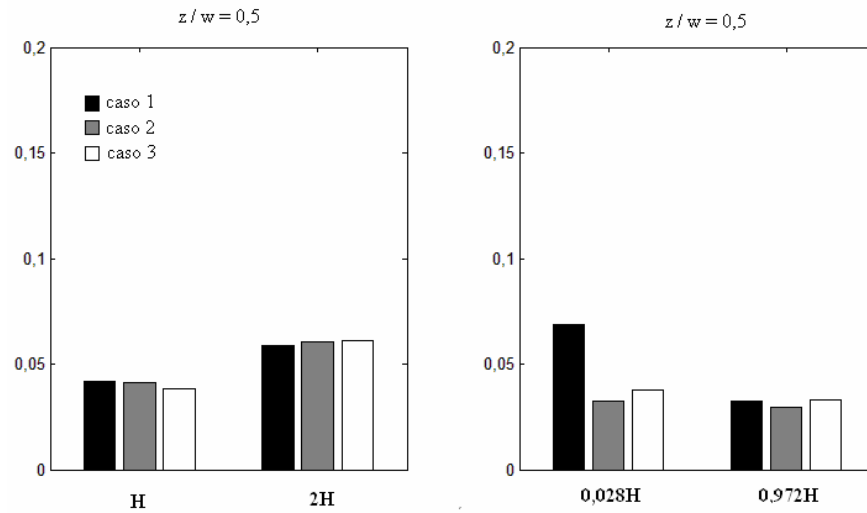


Figura 4.39: Erro quadrático médio para o modelo RNG $k-\varepsilon$ - caso com abertura de 50%.

Nas figuras 4.40 e 4.41 são apresentados os perfis numéricos e experimentais de velocidade média adimensional para o modelo de turbulência $k-\omega$. A figura 4.40 apresenta os resultados para o plano de simetria enquanto a figura 4.41 apresenta os resultados para o plano $z/W = 0,1$.

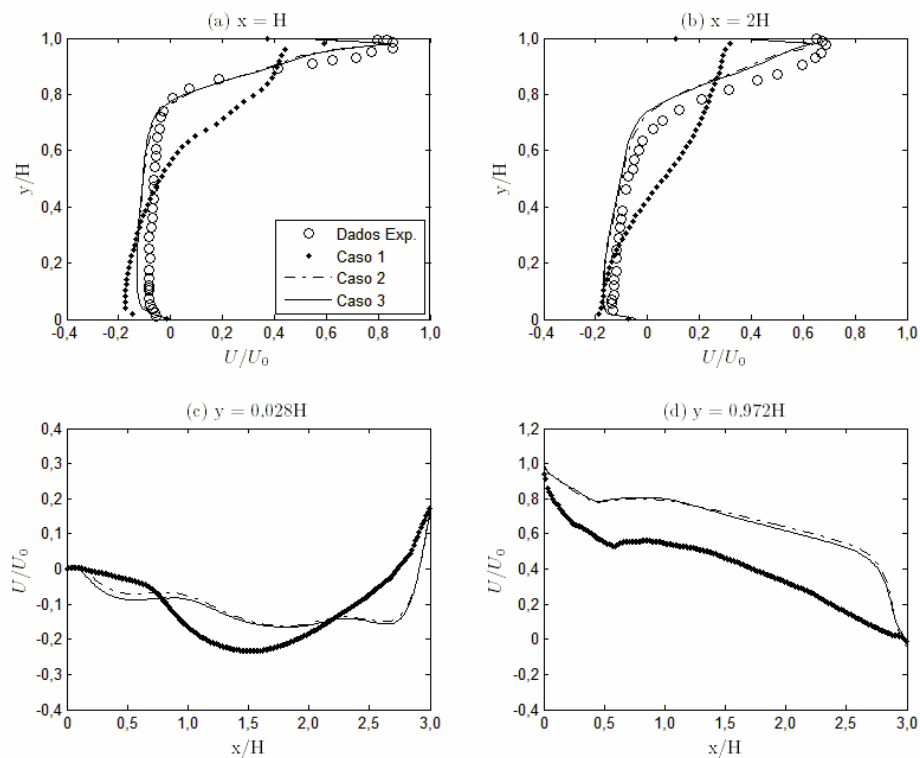


Figura 4.40: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.

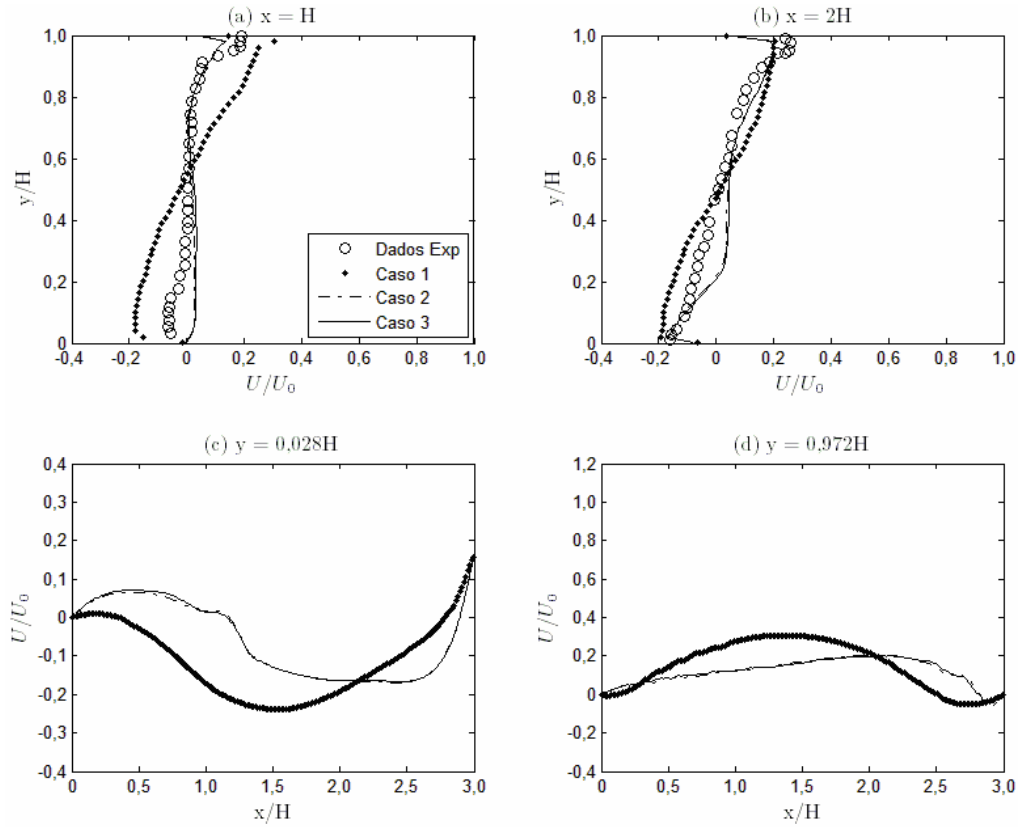


Figura 4.41: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.

Observa-se através destas figuras que os casos 2 e 3 aproximam-se dos dados experimentais, ao passo que os resultados obtidos com a malha grosseira são insatisfatórios. Observa-se, também, que o modelo consegue acompanhar adequadamente o escoamento no plano central e apresenta pequeno desvio no plano $z/W = 0,1$, quando comparam-se os resultados numéricos com os resultados experimentais.

Nas figuras 4.42 e 4.43 são apresentados os perfis numéricos da intensidade turbulenta para o modelo $k-\omega$ nos planos $z/W = 0,5$ e $z/W = 0,1$, respectivamente. Nota-se que os perfis obtidos com o modelo $k-\omega$ são semelhantes aos perfis obtidos com os outros dois modelos de turbulência adotados no trabalho, havendo uma maior variação da intensidade turbulenta na região do jato e na região próxima à parede oposta ao bocal de entrada.

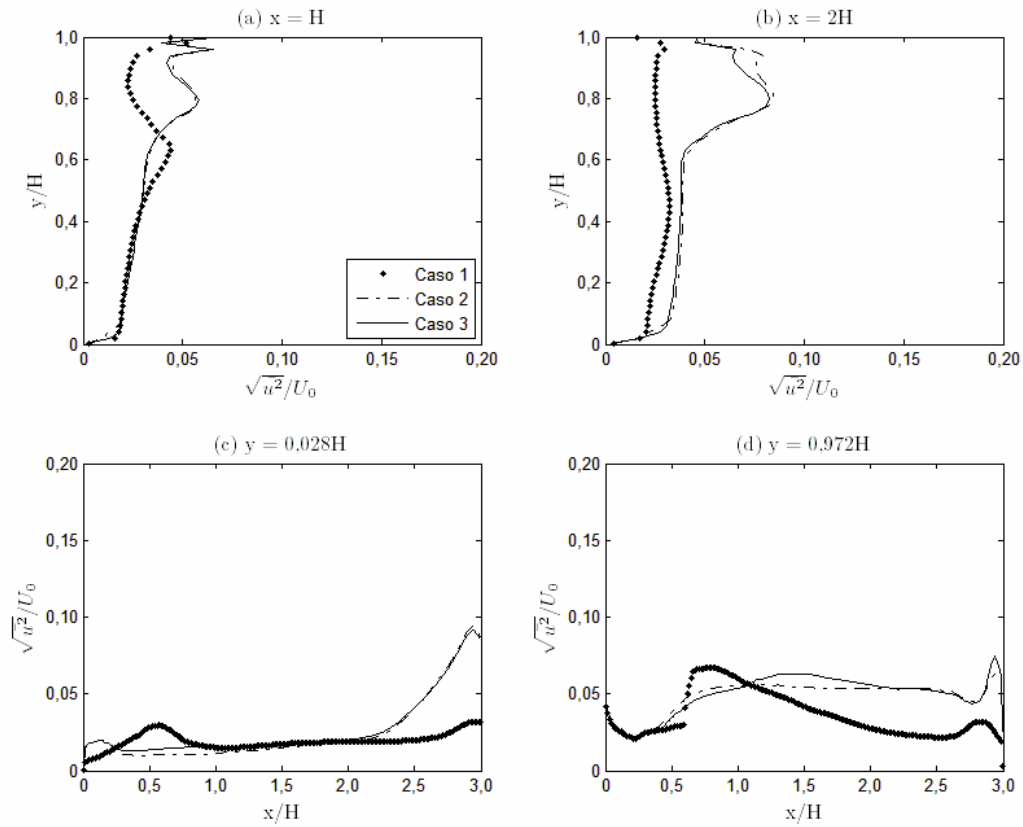


Figura 4.42: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano de simetria, $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.

Os valores do erro quadrático médio são mostrados na figura 4.44, onde observa-se que para o modelo $k-\omega$ é necessário um refino em toda a geometria, as malhas da ordem de 100.000 volumes são grosseiras para este modelo, havendo a necessidade de um refino maior conforme apresentado nos casos 2 e 3. Nesta figura nota-se que a malha grosseira (caso 1) apresentou um desempenho inferior com um erro médio de 11% para todas as posições, já a malha intermediária (caso 2) demonstrou um desempenho adequado, com um baixo tempo computacional e um erro relativamente inferior, 5,6% e, por fim, a malha refinada (caso 3) apresentou um erro de 5,7% o que não justificaria sua utilização, visto que apresenta pior desempenho em relação à malha 2. Assim, a malha adotada para as simulações do modelo $k-\omega$ é a malha intermediária formada por 200.596 elementos volumétricos, sendo que 82.245 são tetraedros, 117.227 são prismas e 1.124 são pirâmides.

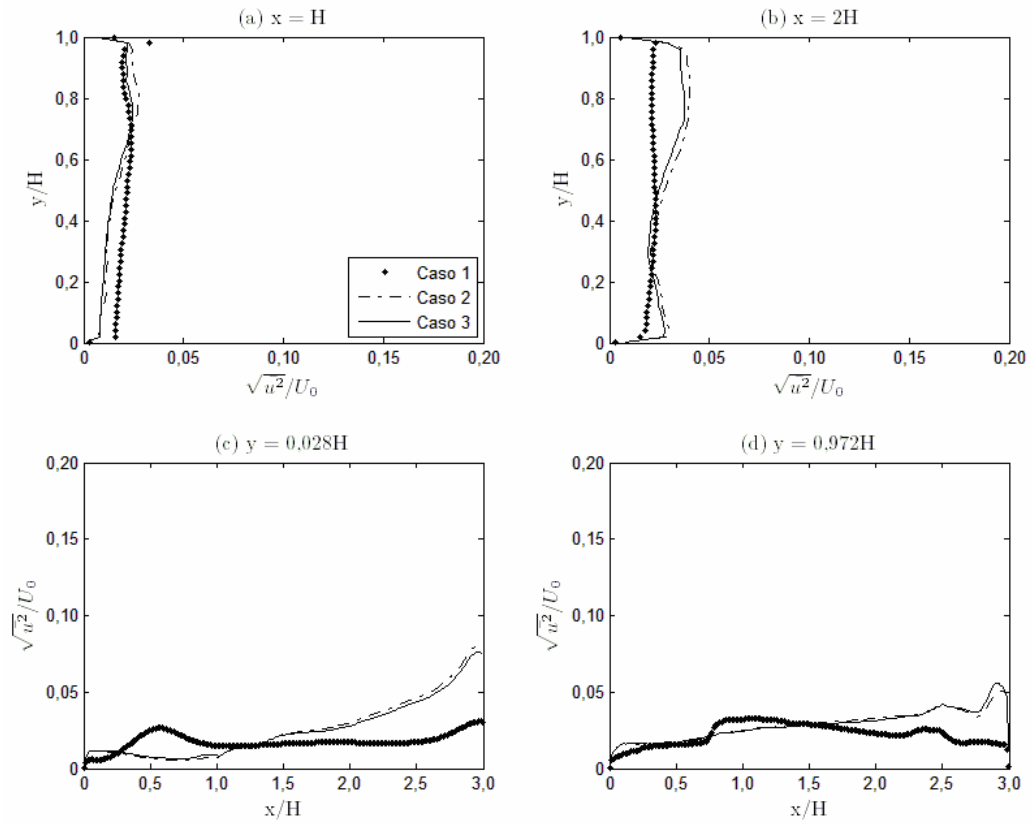


Figura 4.43: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.

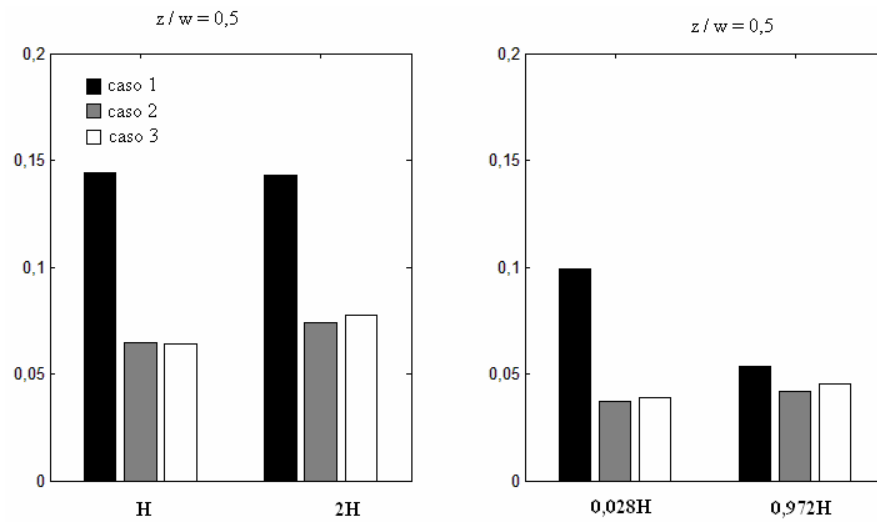


Figura 4.44: Erro quadrático médio para o modelo $k-\omega$ – caso com abertura de 50%.

Na tabela 4.1 são mostradas as malhas computacionais utilizadas e os respectivos erros obtidos para cada um dos modelos de turbulência com as duas configurações de aberturas: 100% e 50%.

Tabela 4.1 – Comparação dos modelos de turbulência - escolha da malha computacional.

Configurações na sala	Modelos de turbulência	DISCRETIZAÇÃO ESPACIAL			RMSE %
		Malhas	Características	nº de volumes	
Abertura 100%	$k-\varepsilon$	Grosseira	$y^+ = 0,0125$ m	200.435	7,4
		Intermediária	F.Expansão = 1	382.887	8,2
		Refinada	Camadas =17	918.845	7,4
	RNG $k-\varepsilon$	Grosseira	$y^+ = 0,0125$ m	200.435	11,1
		Intermediária	F.Expansão = 1	382.887	8,5
		Refinada	Camadas =17	918.845	9,0
	$k-\omega$	Grosseira	$y^+ = 0,0008$ m F.Expansão = 1 Camadas =17	116.354	15
		Intermediária	$y^+ = 0,0008$ m	381.455	6,5
		Refinada	F.Expansão = 1 Camadas =34	516.249	7,5
Abertura 50%	$k-\varepsilon$	Grosseira	$y^+ = 0,0125$ m	199.854	5,8
		Intermediária	F.Expansão = 1	381.246	6
		Refinada	Camadas =17	915.165	5,8
	RNG $k-\varepsilon$	Grosseira	$y^+ = 0,0125$ m	199.854	5
		Intermediária	F.Expansão = 1	381.246	4,1
		Refinada	Camadas =17	915.165	4,3
	$k-\omega$	Grosseira	$y^+ = 0,0008$ m F.Expansão = 1 Camadas =17	162.057	11
		Intermediária	$y^+ = 0,0008$ m	200.596	5,6
		Refinada	F.Expansão = 1 Camadas =34	464.870	5,7

A partir da análise da média do erro quadrático médio optou-se pelo uso da malha refinada (caso 3) para o modelo $k-\varepsilon$ e da malha intermediária (caso 2) para os modelos RNG $k-\varepsilon$ e $k-\omega$, doravante nas simulações deste trabalho, as quais são destacadas na tabela 5.1. Tais malhas foram escolhidas devido a acurácia e o tempo computacional menos dispendioso.

A figura 4.45 mostra um comparativo do erro quadrático médio para todos os modelos de turbulência investigados neste trabalho para as duas configurações de abertura: 50% e 100%. Nota-se nesta figura que o modelo RNG $k-\varepsilon$ obteve o menor erro quadrático médio na solução do escoamento no ambiente com 50% de abertura na entrada de insuflamento de ar, enquanto o modelo $k-\omega$ apresentou o menor erro quadrático médio na solução do escoamento no ambiente com 100% de abertura na entrada.

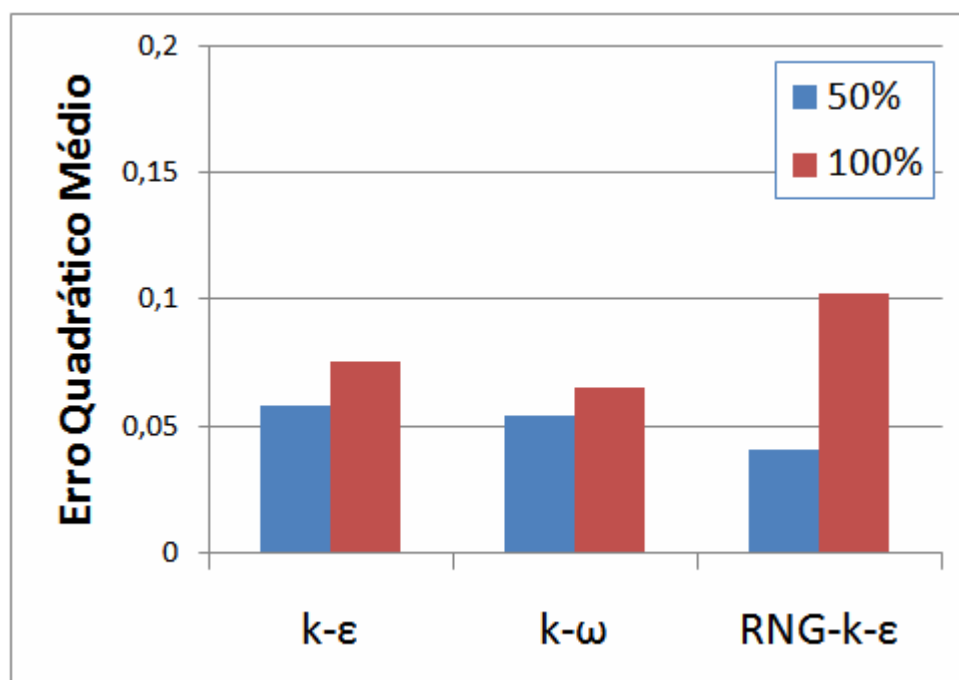


Figura 4.45 – Comparativo do erro quadrático médio para todos os modelos de turbulência.

Capítulo 5

Resultados

Na seção 5.1 deste capítulo apresenta-se uma comparação do desempenho dos três modelos de turbulência investigados, k - ε , RNG k - ε e k - ω , na previsão da velocidade média adimensional e intensidade turbulenta adimensional. Os resultados numéricos obtidos são comparados aos dados experimentais de Nielsen (1990) para ambas as geometrias, com abertura de entrada de ar equivalente a 100% e a 50% da largura da sala, respectivamente.

As análises feitas na seção 5.2 deste capítulo possibilitam avaliar a influência da largura do bocal de insuflamento de ar sobre o escoamento. Os perfis adimensionais de velocidade média e intensidade turbulenta, assim como as linhas de corrente em vários planos da sala, obtidos com a geometria com abertura de 100% e com abertura de 50%, são comparados entre si.

Ainda neste capítulo, na seção 5.3, são avaliados os perfis adimensionais de velocidade e intensidade turbulenta para dois tipos de condição de entrada, velocidade de insuflamento de ar constante e velocidade de insuflamento modelada por um perfil parabólico.

5.1 Análise comparativa dos modelos de turbulência

Na figura 5.1 apresenta-se uma comparação entre os três modelos de turbulência, utilizando as malhas escolhidas na seção 4.6, para as quatro posições do plano de

simetria do ambiente, $z/W = 0,5$.

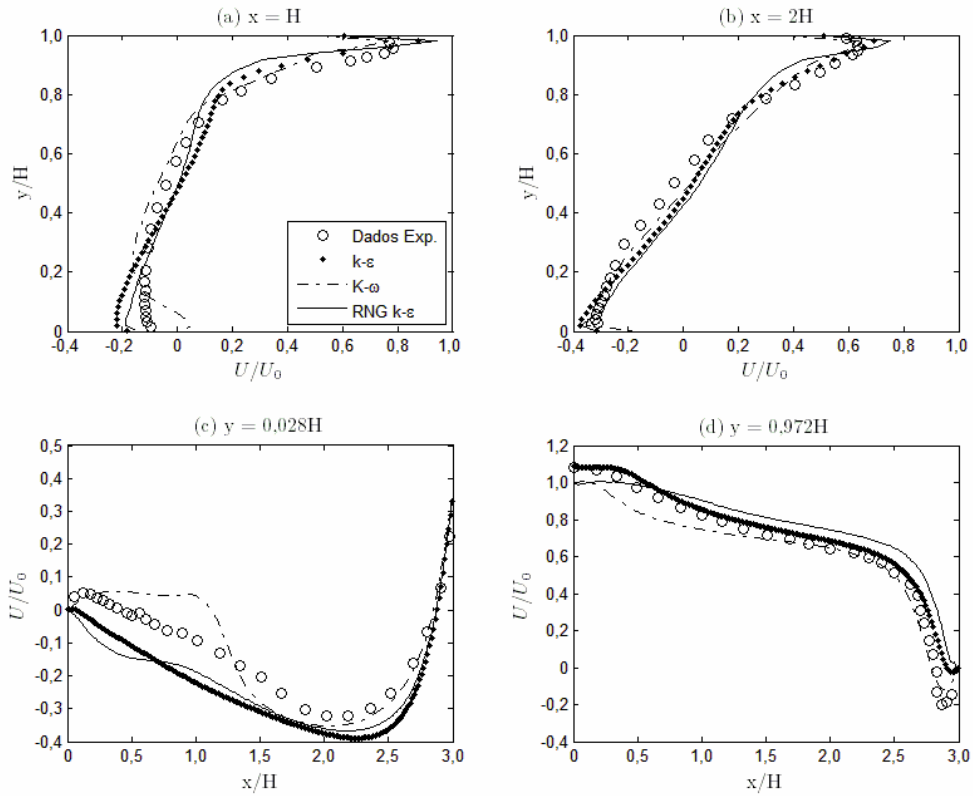


Figura 5.1: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 100%.

De uma maneira geral, os perfis de velocidade preditos pelos três modelos de turbulência apresentam uma boa concordância com os resultados experimentais. No entanto, os modelos da família $k-\epsilon$ tendem a superestimar a velocidade média do jato enquanto que a tendência do modelo $k-\omega$ é de subestimar esta velocidade. Na região de baixa velocidade, próximo ao piso, nota-se novamente uma tendência dos modelos $k-\epsilon$ e RNG $k-\epsilon$ em superestimar a velocidade média do escoamento e do modelo $k-\omega$ em subestimá-la (ver figura 5.1a).

Apesar das discrepâncias apresentadas pelo modelo $k-\omega$ nas figuras 5.1a e 5.1c, é o modelo que melhor descreve a recirculação de ar existente no canto superior direito da sala (figura 5.1.d).

Os perfis de intensidade turbulenta adimensional são apresentados na figura 5.2 para todas as posições do plano central da sala, $z/W = 0,5$. Nota-se, nesta figura, que os

modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ possuem desempenho semelhante entre si e superior ao modelo RNG $k-\varepsilon$. Contudo, a maior intensidade turbulenta, próxima ao vértice superior da sala, na região oposta ao jato, não consegue ser prevista por nenhum dos modelos de turbulência, conforme observado na figura 5.2d.

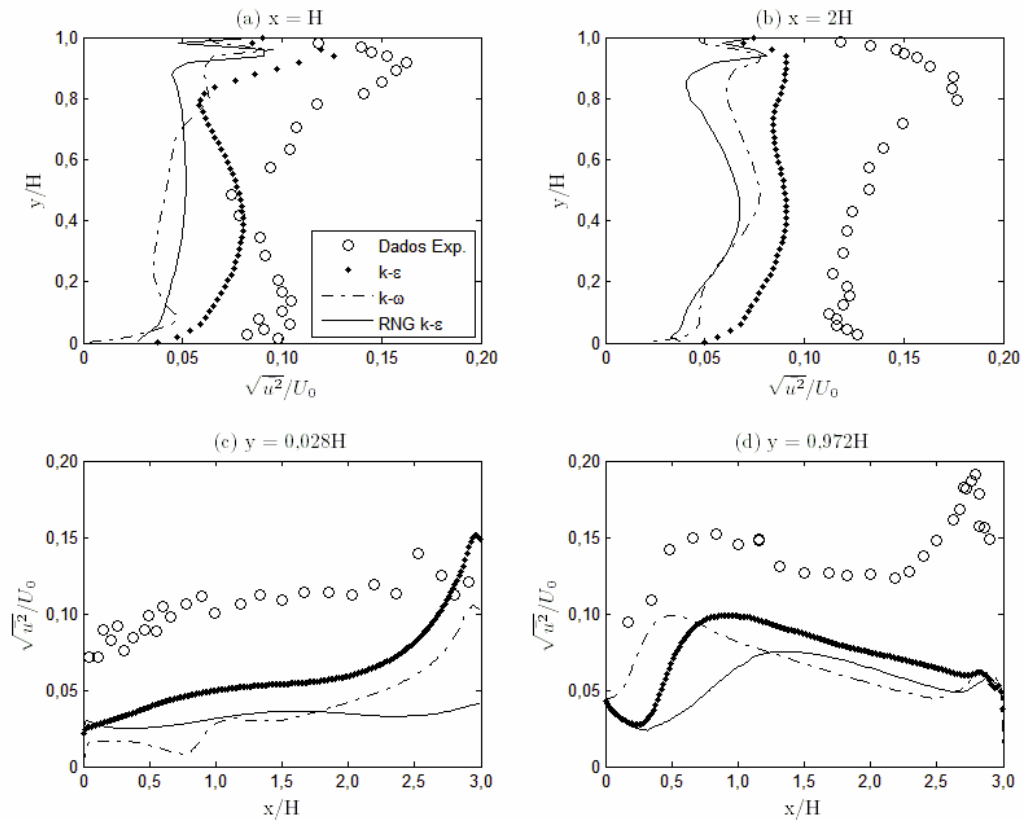


Figura 5.2: Perfis de intensidade turbulenta para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 100%.

Na figura 5.3 são apresentados os perfis de velocidade média adimensional no plano $z/W = 0,1$, usando os diferentes modelos de turbulência.

Observa-se primeiramente que, em relação ao plano central, não houve redução nos valores da velocidade média, o que demonstra o caráter bidimensional do escoamento. Observa-se, também, o melhor desempenho do modelo RNG $k-\varepsilon$ em relação ao demais, especialmente na região de baixa velocidade, como mostram as figuras 5.4a e 5.4c.

Embora de forma menos pronunciada, os modelos da família $k-\varepsilon$ apresentaram novamente uma tendência em superestimar a velocidade média do jato (figuras 5.4a e 5.4b), mas somente o modelo $k-\varepsilon$ padrão teve dificuldade em representar a pouca recirculação existente na região próxima ao piso, superestimando a velocidade média desta região.

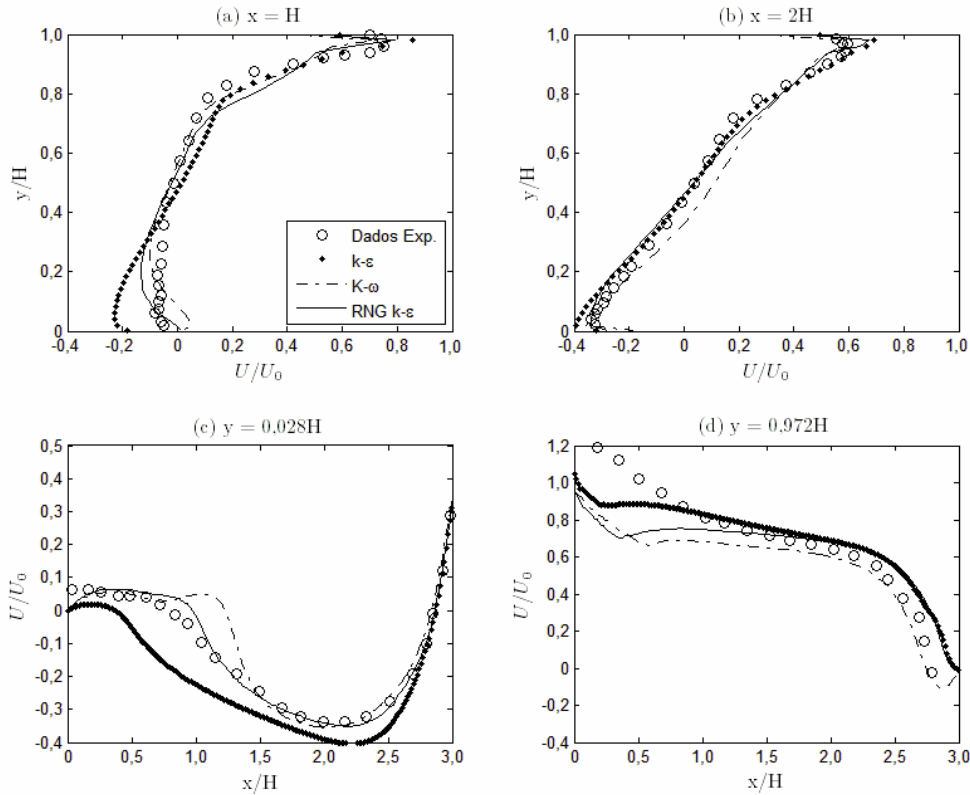


Figura 5.3: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 100%.

Nos perfis de intensidade turbulenta mostrados na figura 5.4, para todas as seções da sala no plano $z/W = 0,1$, mais uma vez nota-se que os modelos de turbulência não conseguem descrever satisfatoriamente o comportamento da curva experimental e, além disso, subestimam a intensidade turbulenta.

Nota-se, ainda, que todos os modelos de turbulência prevêem um decaimento acentuado da intensidade turbulenta próximo ao vértice do canto direito da sala (figura

5.4d), o que não é verificado nos dados experimentais, onde esta é a região dos maiores valores da intensidade turbulenta.

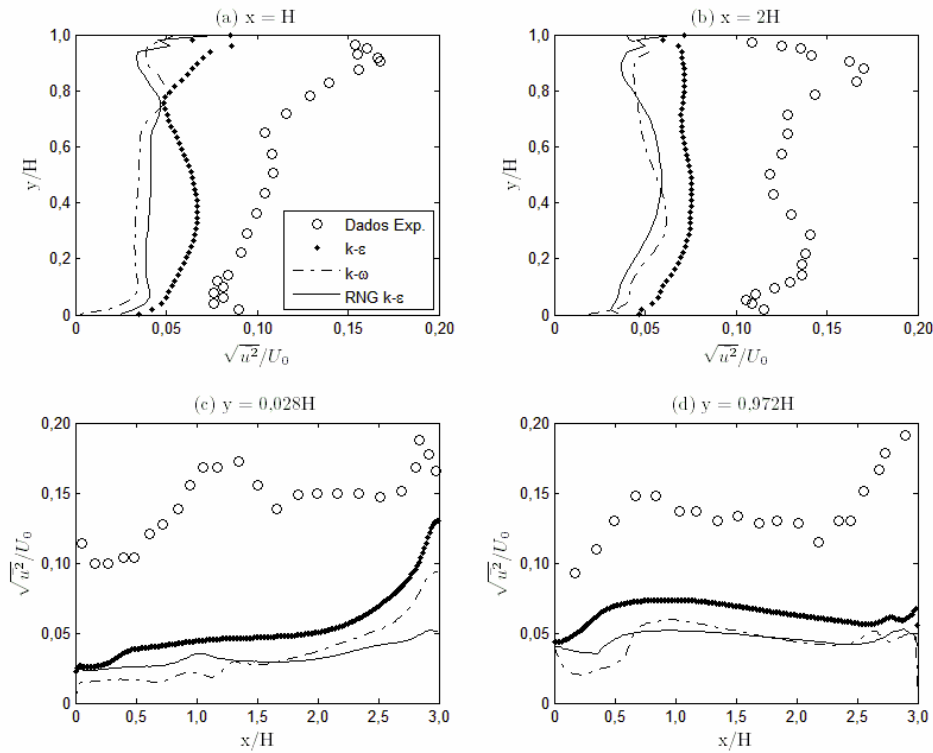


Figura 5.4: Perfis de intensidade turbulenta para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 100%.

O erro quadrático médio para cada uma das posições analisadas para a geometria com abertura de 100% é apresentado na figura 5.5.

Observa-se na figura 5.5 que, com exceção do modelo RNG $k-\varepsilon$ na posição $y = 0,028H$ (ver figura 5.5c), os três modelos tiveram desempenho semelhante na descrição dos perfis de velocidade de ambos os planos. Os maiores erros foram observados na região de alta velocidade (figura 5.5d) e os menores em $x = 2H$, sendo que, na média, o modelo $k-\omega$ foi o que apresentou o menor erro quadrático médio, 6,5%.

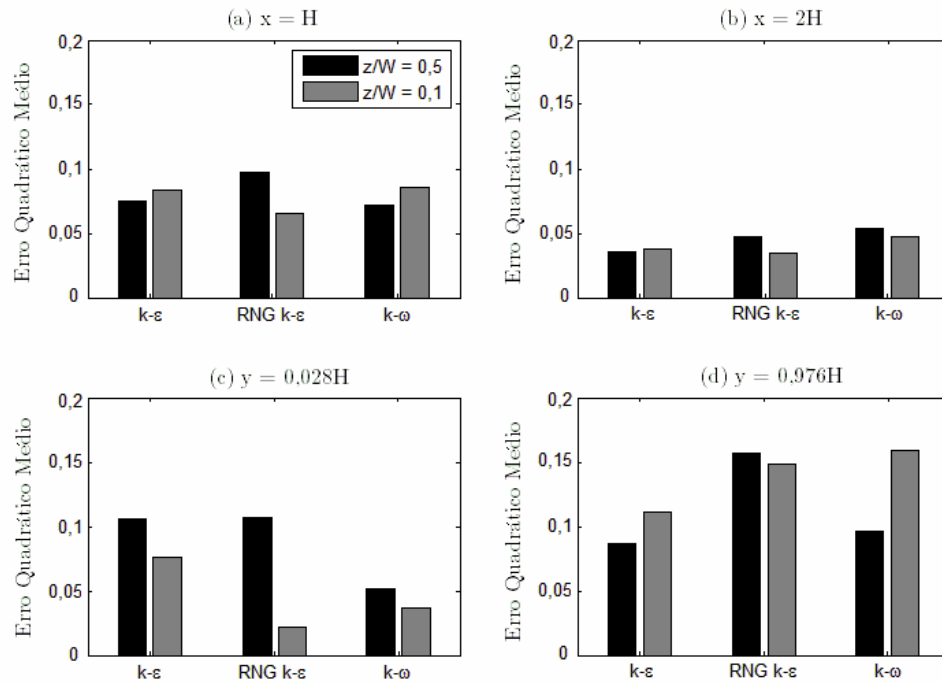


Figura 5.5: Erro quadrático médio nas quatro posições analisadas para os três modelos de turbulência e para a geometria com abertura de 100%.

Dando continuidade à análise dos resultados, apresenta-se a seguir os perfis adimensionais de velocidade e intensidade turbulenta obtidos para a geometria com abertura de 50%, com as malhas escolhidas na seção 4.6.

Na figura 5.6 são apresentados os perfis de velocidade para as quatro seções do plano de simetria da sala, $z/W = 0,5$ e abertura de 50%. Nesta figura, observa-se que os resultados numéricos obtidos com os três modelos de turbulência são bastante próximos entre si e acompanham os perfis de velocidade experimentais disponíveis, havendo um desempenho levemente superior dos modelos RNG $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ para a posição $x = H$ e do modelo $k-\varepsilon$ para a posição $x = 2H$.

Na figura 5.7 são ilustrados os perfis da intensidade turbulenta para as mesmas configurações da figura 5.6. Nota-se que, de forma semelhante ao caso com abertura de 100%, os perfis descritos pelos modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ apresentam um comportamento mais próximo entre si, com valores maiores de intensidade turbulência do que o modelo RNG $k-\varepsilon$. Este último modelo prevê um nível de intensidade turbulenta bastante baixo próximo ao chão e uniforme ao longo de todo o comprimento da sala (olhe figura 5.7c), ou seja, possui um comportamento distinto do previsto pelos outros dois modelos de turbulência.

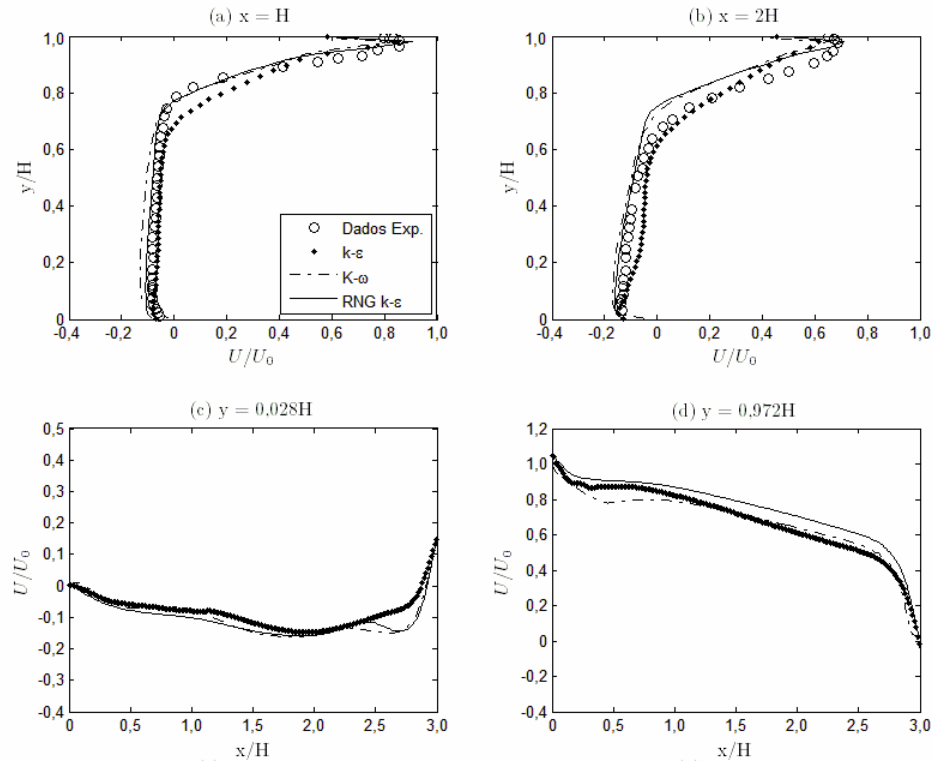


Figura 5.6: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.

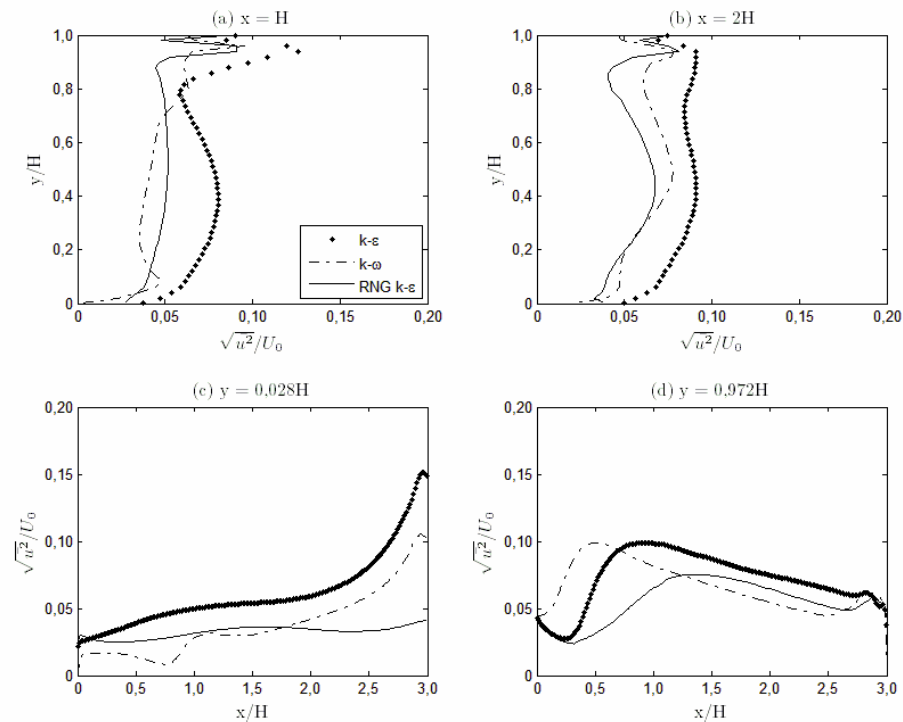


Figura 5.7: Perfis de intensidade turbulenta para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.

Na figura 5.8 são apresentados os perfis de velocidade média no plano $z/W = 0,1$, em quatro seções distintas da sala.

Nesta figura nota-se uma importante redução nos perfis de velocidade em relação ao plano de simetria, indicando agora um comportamento tridimensional do escoamento. Os gradientes de velocidades são bastante baixos na posição $x = H$ e, em $x = 2H$, os mesmos níveis de velocidade são observados nas regiões próximas ao piso e ao teto. Em relação aos resultados experimentais, uma boa concordância foi obtida com os resultados oriundos dos três modelos de turbulência para a abertura de 50%.

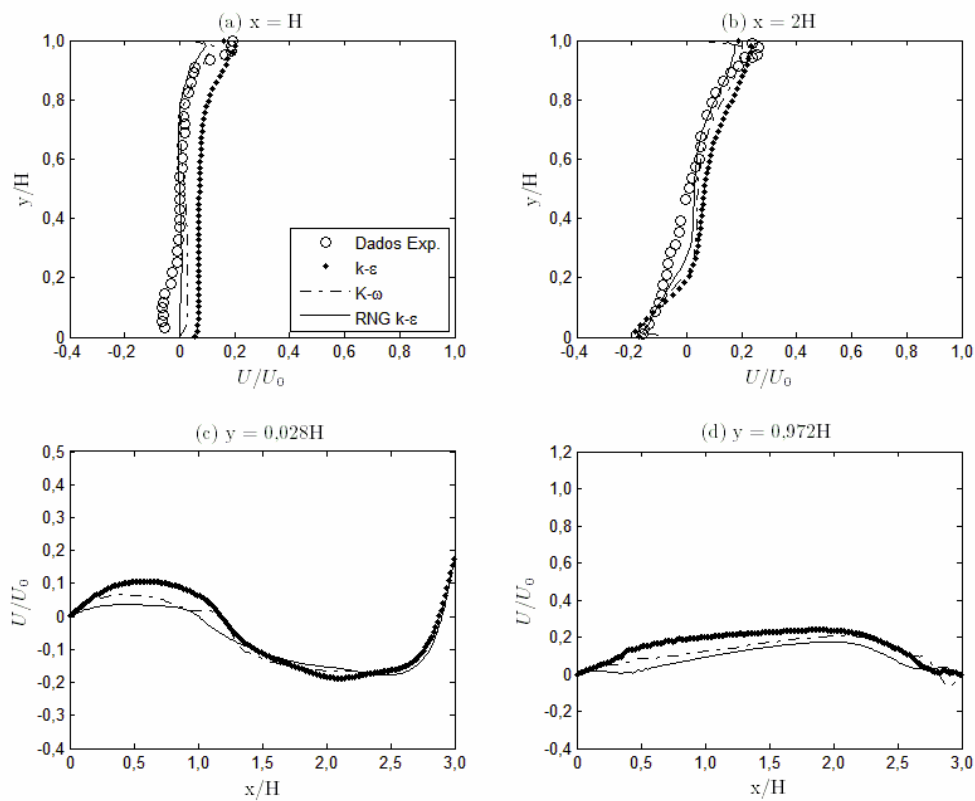


Figura 5.8: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.

Na figura 5.9 são apresentados os valores da intensidade turbulenta adimensional no plano $z/W = 0,1$, em quatro seções da sala. Percebe-se nesta figura que, para este plano, os modelos de turbulência RNG $k-\epsilon$ e $k-\omega$ produzem perfis de intensidade turbulenta próximos entre si e com valores sempre inferiores aos do modelo $k-\epsilon$ padrão.

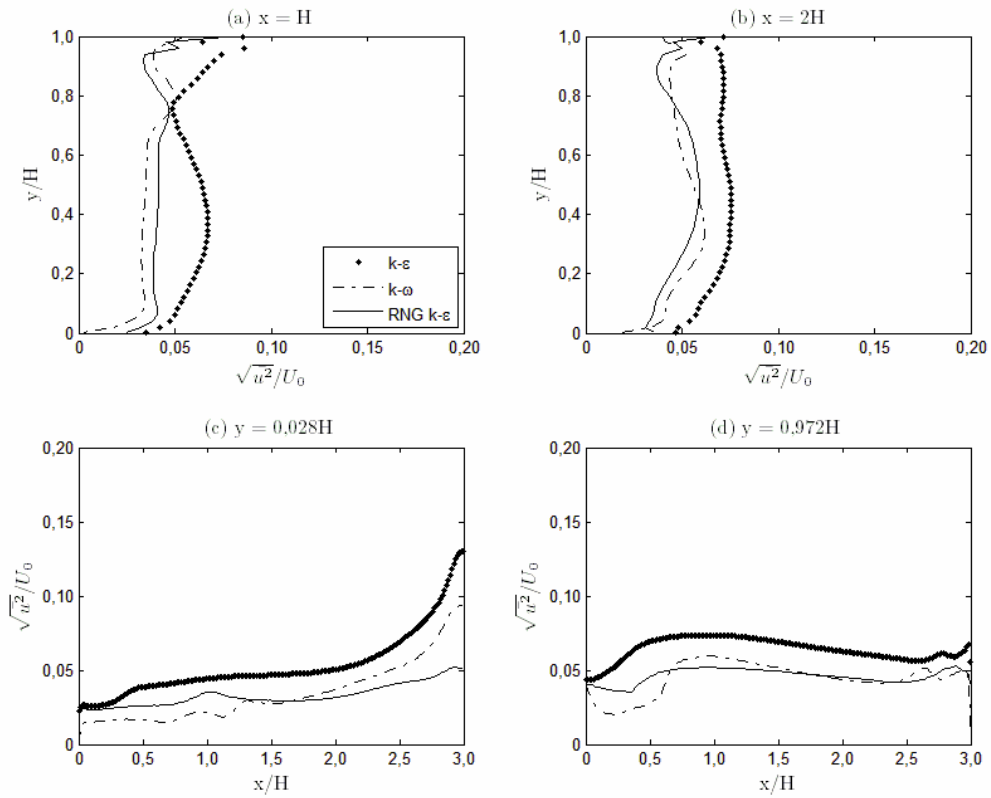


Figura 5.9: Perfis de intensidade turbulenta para todos os modelos de turbulência, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.

Na figura 5.10, os erros quadráticos médios para as posições $x = H$ e $x = 2H$ são apresentados para a geometria com abertura de 50%.

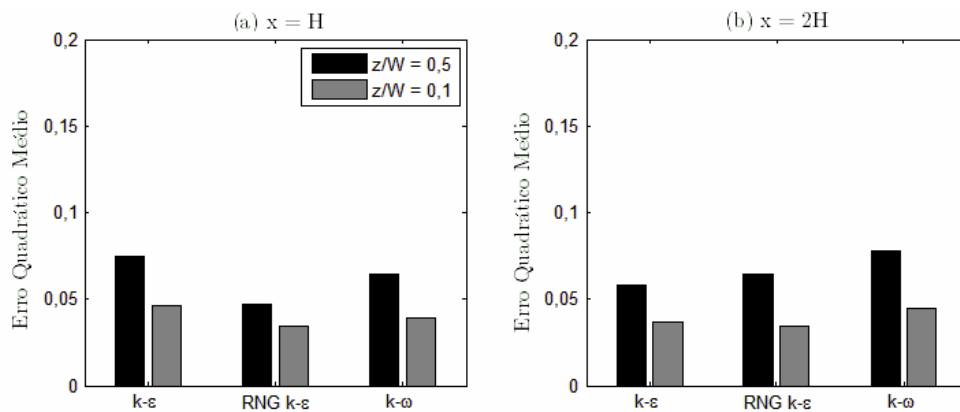


Figura 5.10: Erro quadrático médio nas duas posições analisadas para todos os modelos de turbulência e para a geometria com abertura de 50%.

A figura 5.10 indica que os três modelos de turbulência previram valores de velocidades médias mais próximos dos valores experimentais no plano $z/W=0,1$, produzindo assim erros menores. Para todos os modelos, os erros foram inferiores a 10%, sendo que o modelo RNG $k-\varepsilon$ foi aquele que em média gerou o menor erro quadrático médio, 4,1%.

5.2 Análise da influência da largura do bocal de insuflamento

Esta seção tem como intuito analisar o comportamento do escoamento quando a largura do bocal de insuflamento de ar é reduzida.

Primeiramente, na subseção 5.2.1, os perfis de velocidade média e de intensidade turbulenta são apresentados para os três modelos de turbulência estudados, comparando a diferença existente ao usar a largura da entrada do ambiente de 100% e de 50%. Para os dois casos preferiu-se manter o número de Reynolds constante, $Re = 5.000$, sob pena de uma variação na vazão, isto é, a vazão da geometria com abertura de 50% é exatamente a metade da vazão com a abertura de 100%.

Na subseção seguinte, as linhas de corrente obtidas com os modelos de turbulência que apresentaram os menores erros quadráticos médios, conforme item 5.1, são apresentadas e analisadas em vários planos do ambiente para as geometrias com abertura de 100% e de 50%.

5.2.1 Análise dos perfis de velocidade média e de intensidade turbulenta

As figuras 5.11 a 5.14 ilustram os perfis adimensionais da velocidade média e da intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$ comparando a influência da modificação da abertura da entrada na sala, 50% e 100%, nestes perfis.

Na figura 5.11 são apresentados os perfis de velocidade média no plano de simetria da sala para as quatro seções de análise. Nas figuras 5.11a e 5.11b observa-se que, em ambas posições, $x = H$ e $x = 2H$, a intensidade da velocidade média é praticamente a mesma na parte superior da geometria, não dependendo da dimensão do bocal de entrada.

O que se nota com a modificação da largura de entrada de ar, de 100 % para 50%, é a redução na circulação de ar da parte central e inferior do ambiente.

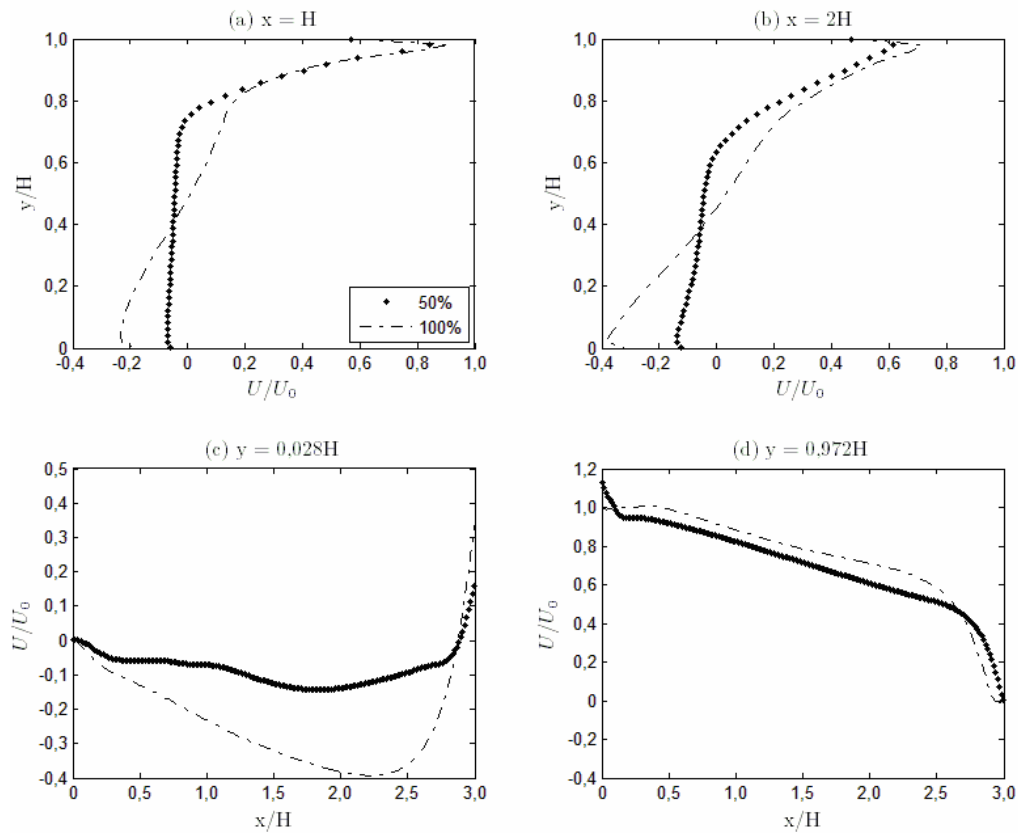


Figura 5.11: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\epsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$.

Em decorrência da análise da figura 5.11, apresenta-se na figura 5.12 os perfis adimensionais de intensidade turbulenta no plano de simetria, $z/W = 0,5$. Nota-se que a intensidade turbulenta é maior para a abertura de 100% na maioria das seções investigadas, exceto na parte superior da sala na região do jato, na qual ambas intensidades tem um comportamento semelhante, conforme mostra a figura 5.12d.

Na figura 5.13 são apresentados os perfis de velocidade média para o plano $z/W = 0,1$. Nota-se que a abertura de 50% produz uma grande redução na velocidade média do jato, diferindo do comportamento bidimensional apresentado pelo escoamento da geometria com abertura de 100%. Este fato deve-se à maior indução de ar do ambiente provocada pelo jato oriundo desta configuração. Neste caso, além da indução de ar ocorrer por baixo, na parte inferior do jato, ela ocorre também pelas suas laterais.

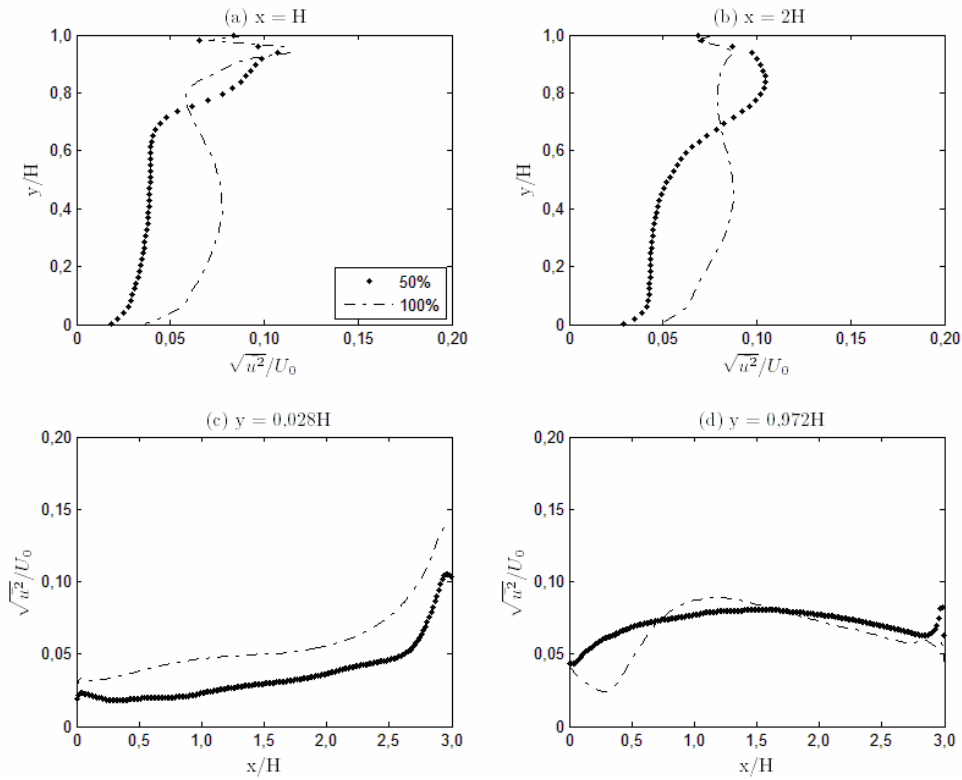


Figura 5.12: Perfis da intensidade turbulenta, para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$.

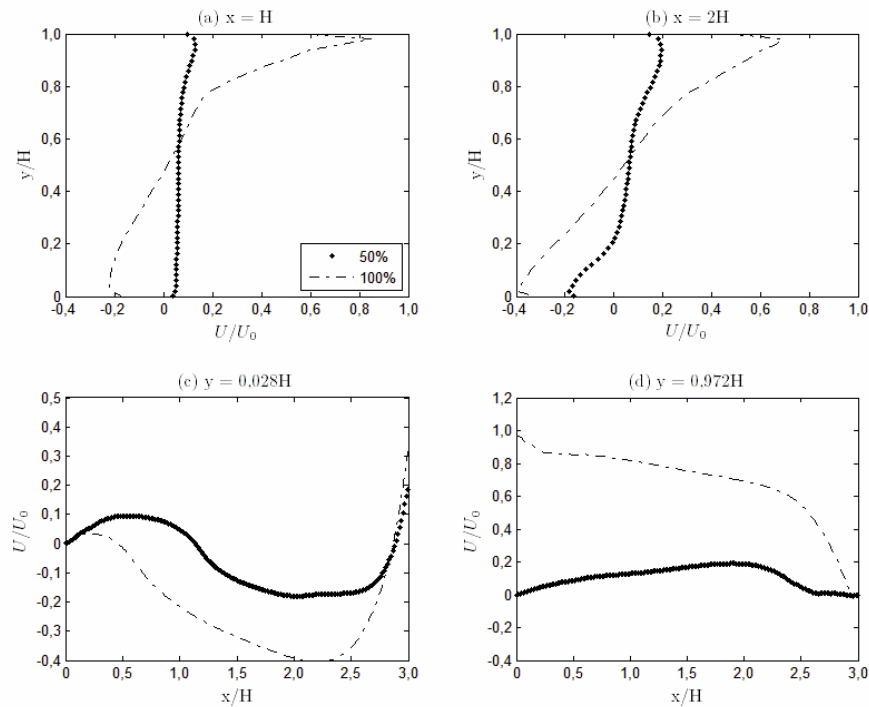


Figura 5.13: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$.

Assim, tanto a velocidade do jato como a recirculação de ar na sala são muito maiores para o caso com abertura de 100%, como se pode observar nas figuras 5.13a a 5.13d.

Na figura 5.14 fica evidente uma maior intensidade turbulenta no plano $z/W = 0,1$ para o caso com abertura de 100%. O caso com abertura de 50% tem os efeitos da turbulência minimizados devido à abrangência do jato de ar ser reduzida.

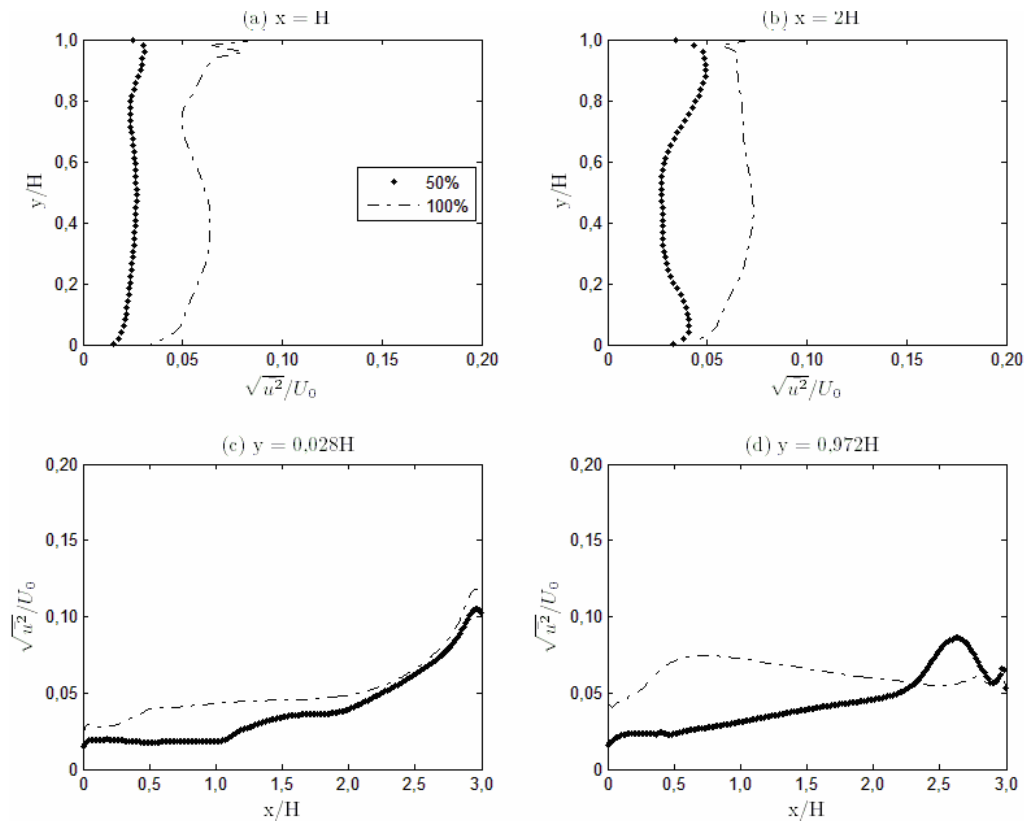


Figura 5.14: Perfis da intensidade turbulenta, para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$.

Nas figuras 5.15 a 5.18 são apresentados os perfis adimensionais de velocidade média e de intensidade turbulenta para o modelo RNG $k-\varepsilon$, comparando-se o efeito nos padrões do escoamento da alteração na largura da abertura de entrada de ar do ambiente.

Na figura 5.15 os perfis de velocidade média apresentados indicam que o modelo RNG $k-\varepsilon$ apresenta poucas mudanças no plano de simetria $z/W = 0,5$, usando a abertura de 50% ou de 100%. Em comparação com o modelo $k-\varepsilon$, o modelo RNG $k-\varepsilon$ não consegue representar todas as diferenças na distribuição de velocidade do ar neste plano

usando as diferentes larguras do bocal de insuflamento. Como consequência do comportamento apresentado na figura 5.15, na figura 5.16 o perfil de intensidade turbulenta no plano de simetria, descrito pelo modelo RNG $k-\varepsilon$, mostra pequenas diferenças com a mudança de abertura na geometria.

Na figura 5.17 são ilustrados os perfis adimensionais de velocidade média no plano $z/W = 0,1$, para o modelo RNG $k-\varepsilon$. Nota-se nesta figura uma maior diferença entre os dois ambientes, com abertura de 50% e 100%, nas regiões de maior velocidade. Percebe-se que o jato de ar para a abertura do bocal de insuflamento de 100% tem uma velocidade maior do que a do jato de ar com abertura do bocal de insuflamento de 50%. Porém, próximo ao chão da sala, os perfis de velocidade média são semelhantes, o que pode ser observado na figura 5.17c.

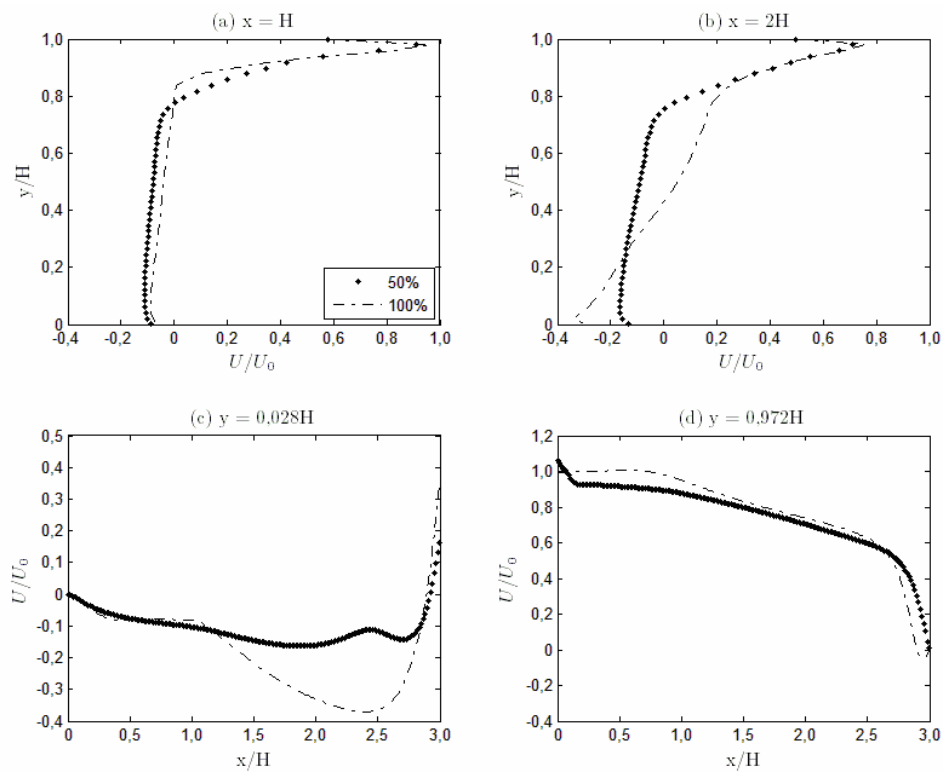


Figura 5.15: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo RNG $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$.

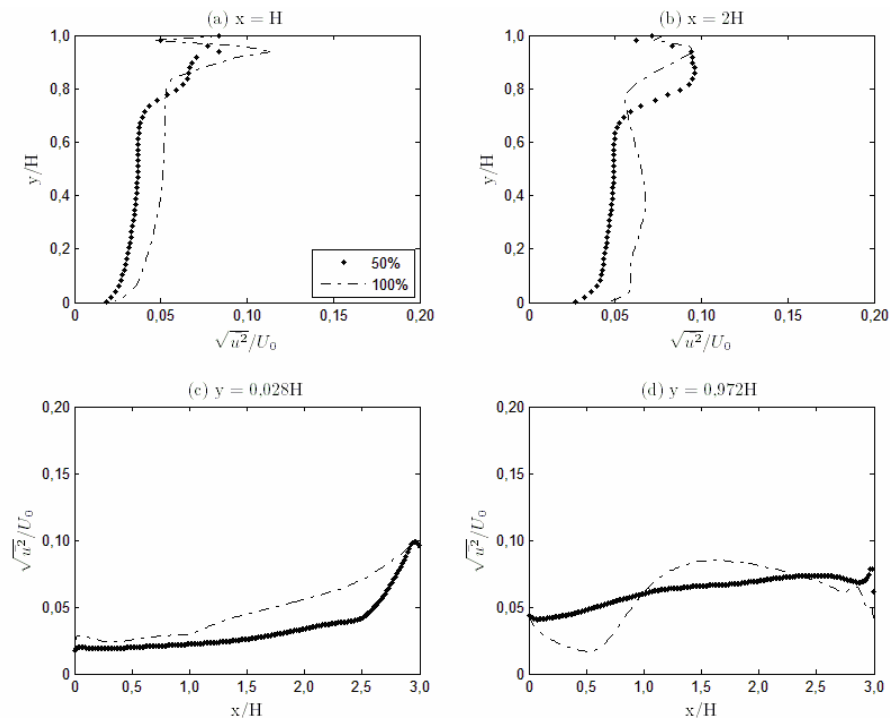


Figura 5.16: Perfis de intensidade turbulenta, para o modelo RNG $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$.

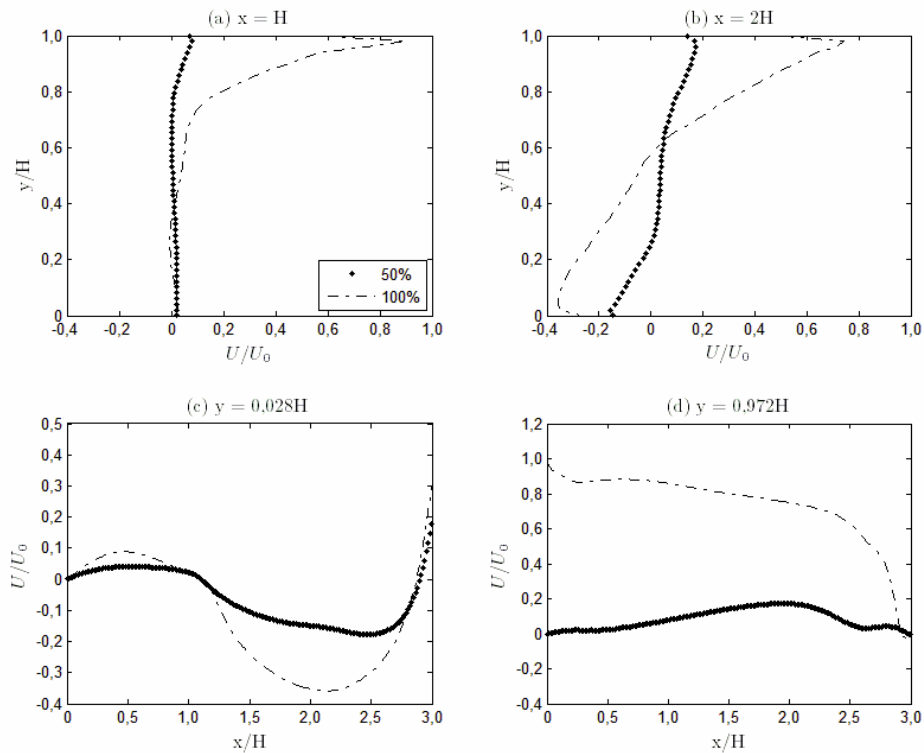


Figura 5.17: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo RNG $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$.

A figura 5.18 apresenta os perfis de intensidade turbulenta no plano $z/W = 0,1$ em quatro seções da sala. Nota-se, nesta figura, que os perfis de intensidade turbulenta são semelhantes, exceto nas regiões onde a intensidade turbulenta é maior, ou seja, na região de incidência direta do jato, onde observou-se também uma diferença importante na intensidade da velocidade média (figura 5.17).

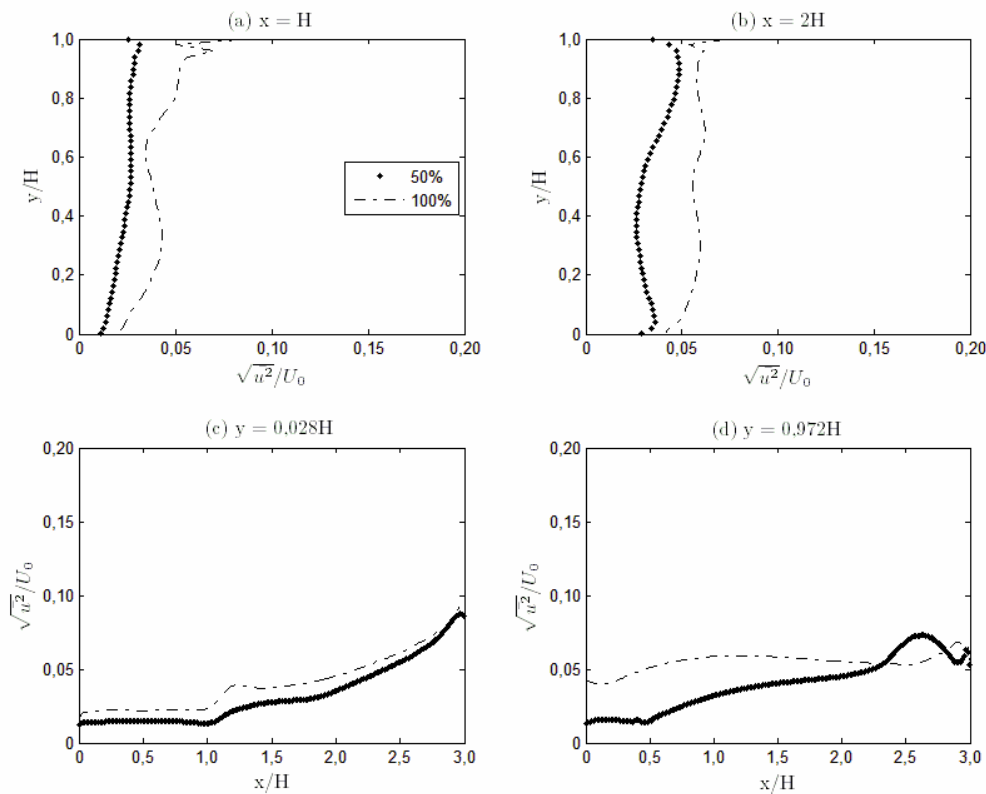


Figura 5.18: Perfis de intensidade turbulenta, para o modelo RNG $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$.

Nas figuras 5.19 a 5.22 são apresentados os perfis adimensionais de velocidade média e intensidade turbulenta obtidos com o modelo $k-\omega$, em quatro seções e dois planos da sala, comparando as diferenças e semelhanças ao se usar uma abertura de insuflamento de ar de 50% ou de 100%.

Na figura 5.19 são mostrados os perfis de velocidade média nas quatro seções da sala para o plano de simetria, $z/W = 0,5$. Nota-se, nesta figura, que o modelo $k-\omega$ consegue representar de forma satisfatória algumas diferenças existentes entre as duas

configurações de ambiente, entre elas a maior recirculação de ar na proximidade do piso para o caso com abertura de 100% (figura 5.19b).

Os perfis adimensionais de intensidade turbulenta são apresentados na figura 5.20 para as mesmas posições da figura 5.19. Em tal figura é possível perceber que a intensidade turbulenta no plano $z/W = 0,5$ é maior para a abertura de insuflamento de ar de 100% do que para a abertura de 50%, como já era esperado em função dos maiores gradientes de velocidade média.

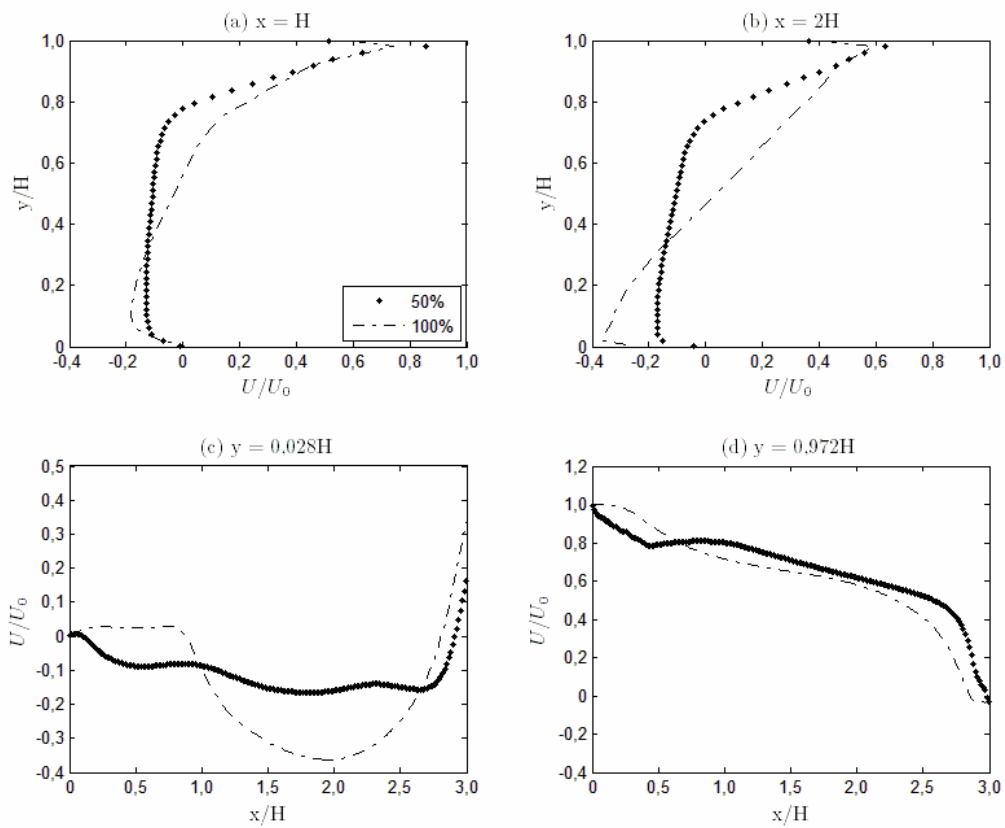


Figura 5.19: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\omega$ em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$.

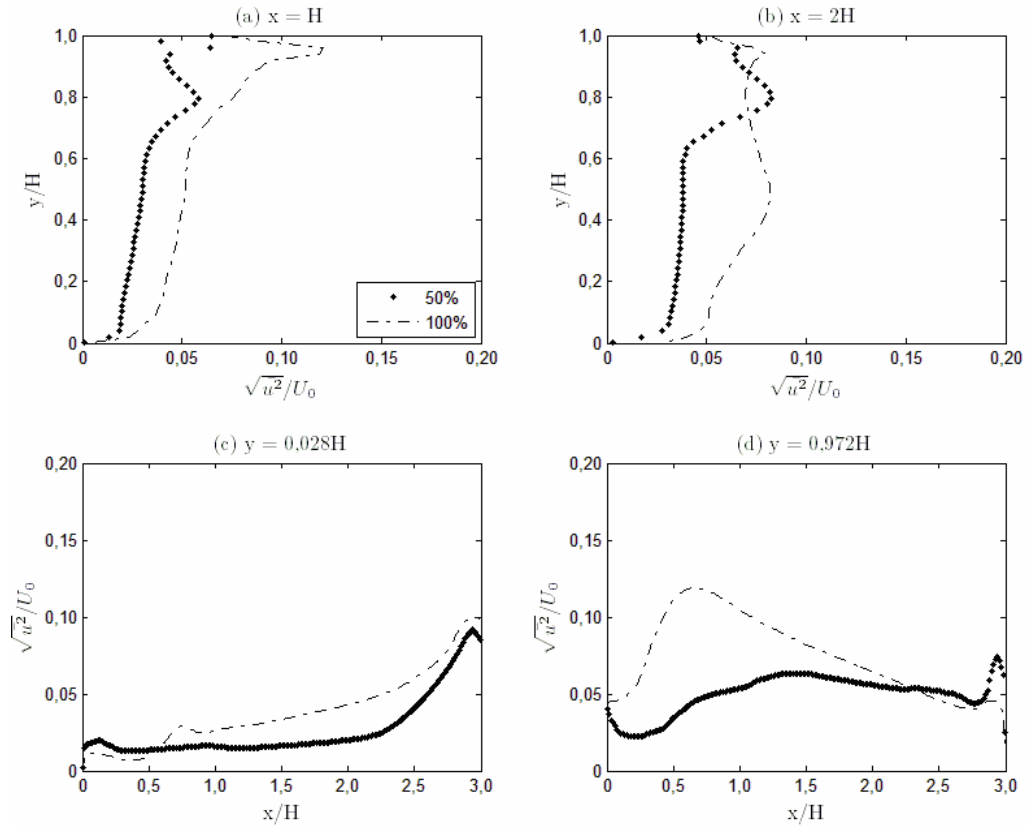


Figura 5.20: Perfis de intensidade turbulenta, para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$.

A figura 5.21 ilustra os perfis adimensionais de velocidade média para o modelo $k-\omega$, nas quatro seções no plano da sala $z/W = 0,1$. Em todas as figuras analisadas neste plano, é notável a influência que a abertura de insuflamento de ar tem sobre os padrões de escoamento. Assim, a figura 5.21 mostra que o jato de ar para a abertura de 50% tem pequena influência nos perfis de velocidade do plano, fato que se deve à inércia e repouso das partículas próximas à parede onde o jato não consegue incidir. Por exemplo, na seção $x = H$ o ar está praticamente parado, e a velocidade média é quase constante para a abertura de 50% como se pode observar na figura 5.21a. Já para a abertura de 100% na entrada de insuflamento a velocidade média é maior em quase todas as seções da sala indicando que os níveis de turbulência são maiores.

A figura 5.22 apresenta os perfis adimensionais de intensidade turbulenta para as mesmas configurações da figura 5.21. Nota-se, nesta figura, que a intensidade turbulenta obtida com a abertura na entrada da sala de 50% tem índices inferiores aos obtidos com a

abertura na entrada de 100%. Fato este explicado pela relação direta que há entre a intensidade turbulenta e a velocidade média na geometria.

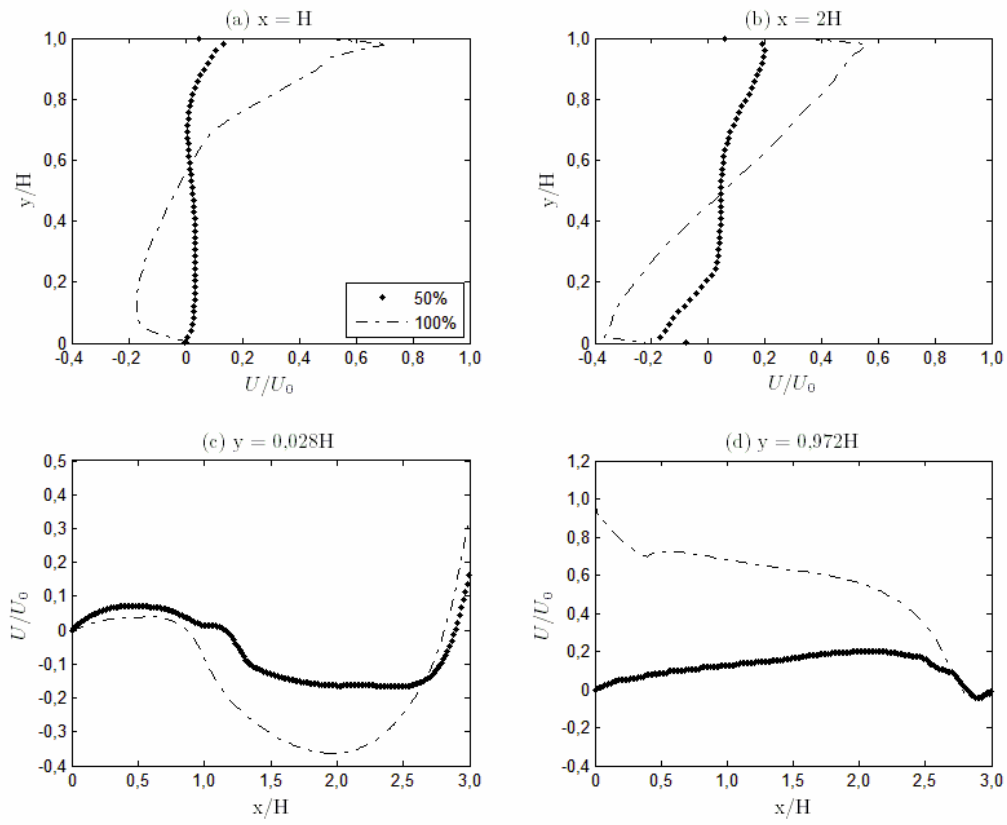


Figura 5.21: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$.

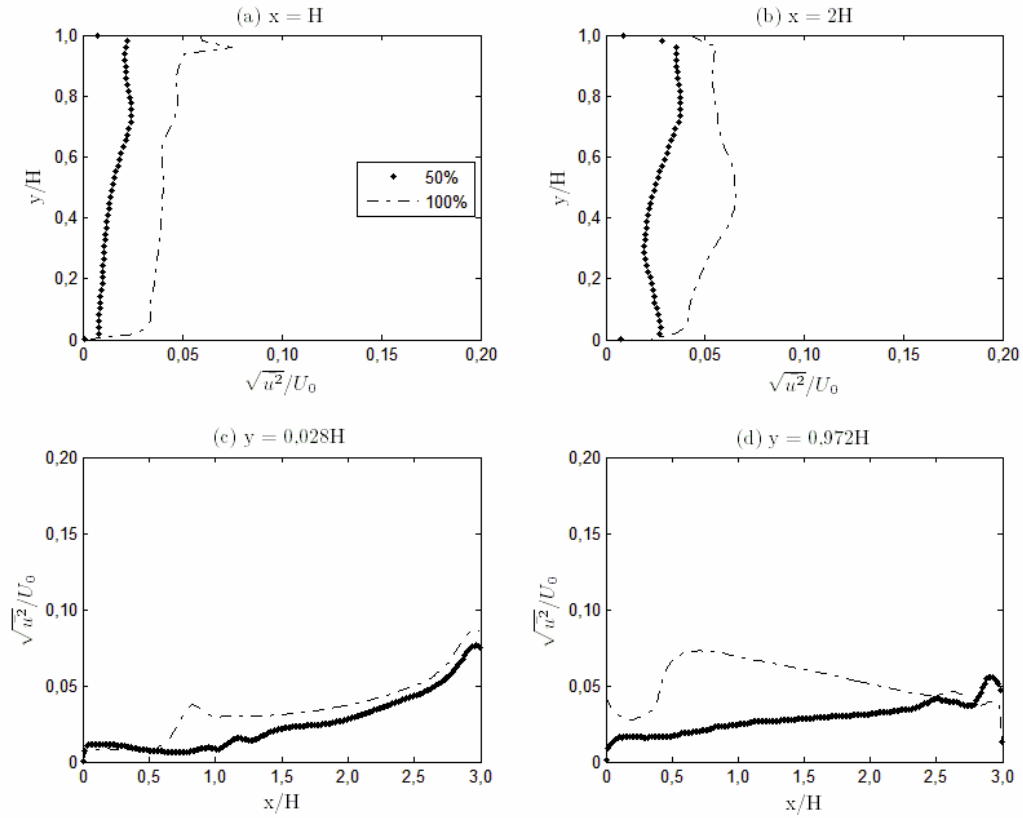


Figura 5.22: Perfis de intensidade turbulenta, para o modelo $k-\omega$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$.

Como observou-se nas figuras desta seção, na comparação entre o jato de 100% e o de 50% nota-se que os efeitos tridimensionais são predominantes no jato de 50%. O modelo $k-\varepsilon$ representou muito bem as velocidades próximas à parede. Para os dois casos estudados a intensidade turbulenta obtida numericamente não mostrou-se adequada, isto é, os resultados numéricos ficaram afastados dos resultados experimentais.

5.2.2 Análise das linhas de corrente

Nesta seção são ilustradas e analisadas as linhas de corrente nas seções $x = H$ e $x = 2H$, nos planos $z/W = 0,5$ e $z/W = 0,1$, e $y = -0,08$ m (localizado no centro da entrada do jato) para os casos com abertura de 100% e de 50%, respectivamente.

Para a geometria cuja largura do bocal de entrada é igual à da sala, abertura de 100%, foram utilizados os resultados do modelo $k-\omega$, e para a abertura de 50%, largura do bocal igual à metade da largura da sala, foram utilizados os resultados do modelo RNG $k-\varepsilon$, pois ambos apresentaram os menores erros quadráticos médios.

Na figura 5.23 são apresentadas as linhas de corrente em um plano perpendicular ao sentido do escoamento na posição $x = 3 \text{ m}$ ($x = H$), para o caso com abertura de 100%. Nesta figura percebe-se que não existe uma simetria completa para este escoamento, com algumas diferenças nas linhas de corrente nas laterais da geometria. Atribui-se esta diferença à não-uniformidade da malha no ambiente e não ao escoamento, uma vez que as condições de contorno e a geometria são ambas simétricas.

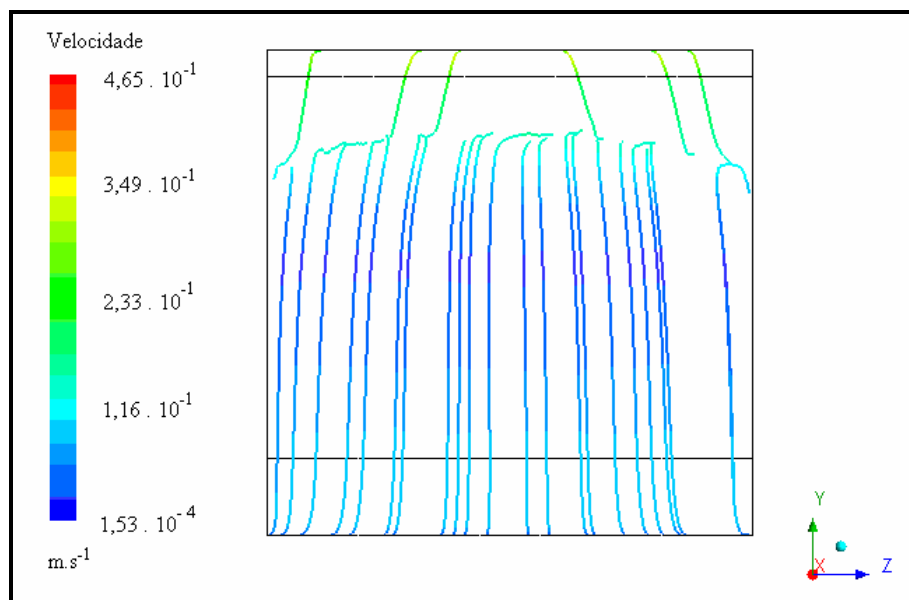


Figura 5.23: Linhas de corrente no plano em $x = H$, para o ambiente com abertura de 100%.

Adicionalmente, haja vista que as linhas de corrente são praticamente paralelas e verticais no interior da sala, região externa ao jato, percebe-se que o escoamento é bidimensional e o seu sentido primariamente vertical, tendo as menores velocidades na região central do ambiente.

A figura 5.24 apresenta novamente, para a geometria com abertura de 100%, as linhas de corrente para um corte perpendicular ao sentido do escoamento, porém em uma posição mais afastada da entrada do jato, em $x = 6 \text{ m}$ ($x = 2H$). Observa-se, neste plano,

uma menor distinção entre as regiões do jato e interior da sala. As linhas de corrente, mais uma vez são praticamente verticais e paralelas, indicando o sentido vertical como a direção principal do escoamento.

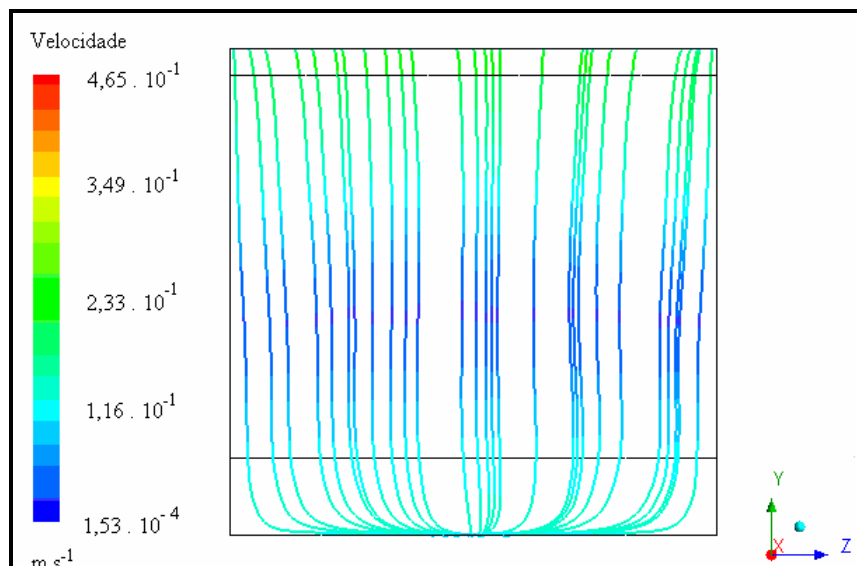


Figura 5.24: Linhas de corrente no plano em $x = 2H$, para o ambiente com abertura de 100%.

Na figura 5.25 são ilustradas as linhas de corrente do plano de simetria para o caso com abertura de 100%, plano este situado no mesmo sentido do escoamento.

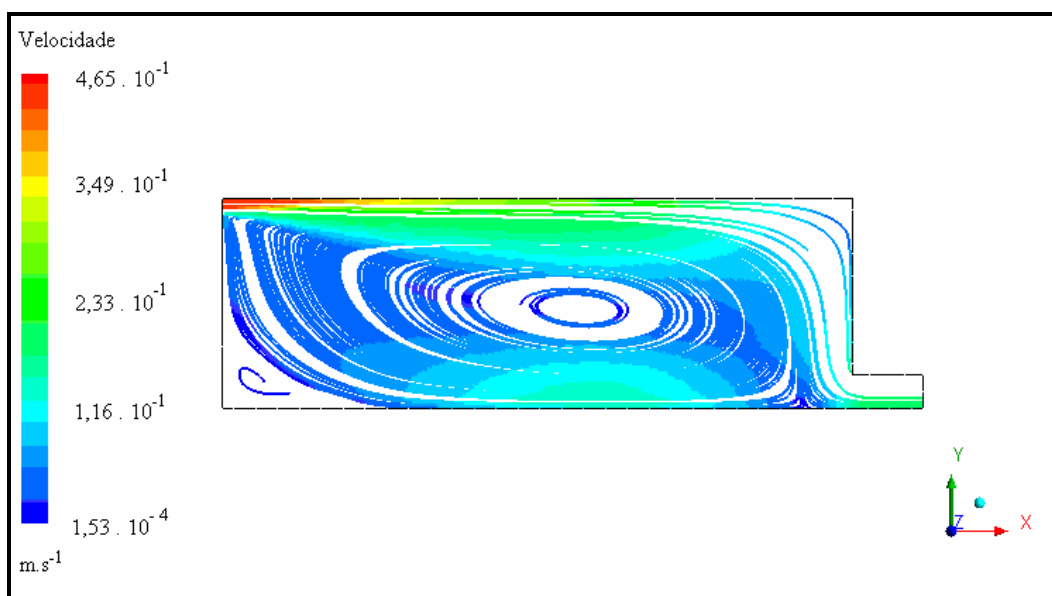


Figura 5.25: Linhas de corrente no plano de simetria, em $z/W = 0,5$, para o ambiente com abertura de 100%.

Nesta figura observa-se que uma parte do ar insuflado desloca-se diretamente em direção à abertura de saída sem passar pela zona de ocupação do ambiente, e outra parte fica presa no interior da geometria recirculando. Forma-se, então, uma grande recirculação primária na região central da sala e uma recirculação secundária no seu canto inferior esquerdo.

Na figura 5.26 são mostradas, para um plano paralelo ao escoamento e próximo à parede esquerda da geometria, $z/W = 0,1$, as linhas de corrente do caso com abertura de 100%. Nota-se, nesta figura, o mesmo padrão de escoamento observado no plano de simetria já apresentado na figura 5.25.

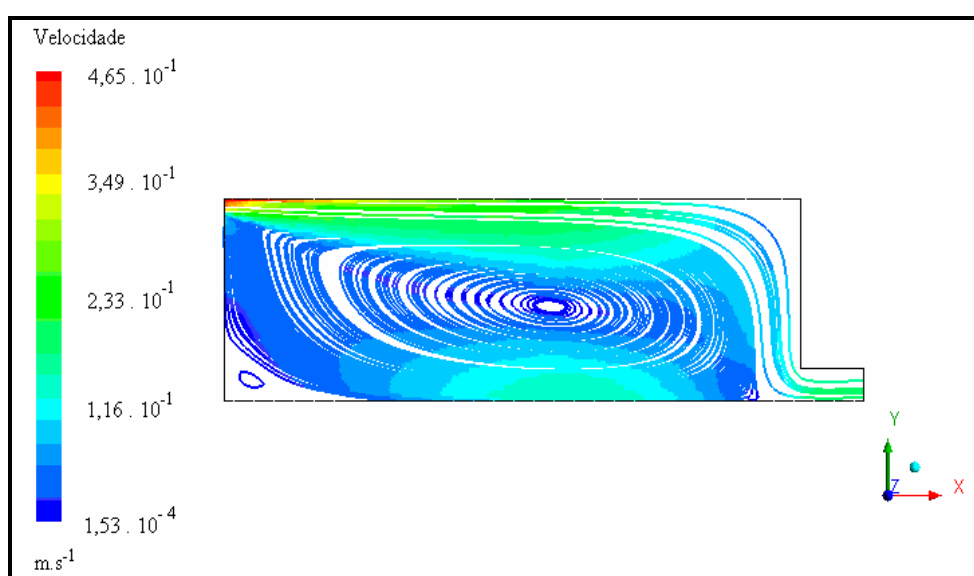


Figura 5.26: Linhas de corrente no plano em $z/W = 0,1$, para o ambiente com abertura de 100%.

Na figura 5.27 são apresentadas as linhas de corrente para o caso com abertura de 100%, em um plano paralelo ao teto, cortando o eixo y exatamente no centro do bocal de entrada ($y = -0,08$ m). Neste plano, com exceção da região próxima à parede direita, as linhas de corrente são paralelas, demonstrando mais uma vez o caráter bidimensional do escoamento, e horizontais, o que indica a direção horizontal como a direção principal do escoamento. Próximo à parede contrária à entrada do jato, nota-se uma pequena recirculação, provocada pela mudança na direção principal do escoamento, conforme ilustrado nas figuras 5.25 e 5.26.

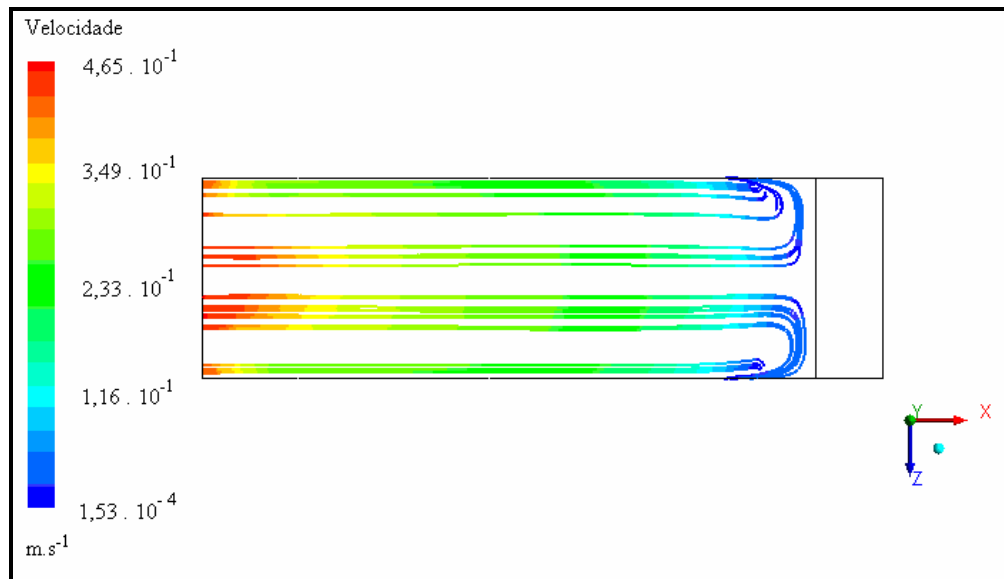


Figura 5.27: Linhas de corrente no plano em $y = -0,08\text{m}$, para o ambiente com abertura de 100%.

A seguir são mostradas as linhas de corrente para a abertura de 50%.

As linhas de corrente, para um plano perpendicular ao escoamento em $x = 3\text{m}$ (mesmo plano da figura 5.22) e para o caso com abertura de 50%, são mostradas na figura 5.28. Nota-se, neste caso, que as linhas de corrente no interior do ambiente apresentam uma certa curvatura e, portanto, uma componente da velocidade na direção z , indicando agora um comportamento tridimensional do escoamento. Próximo à região do jato, observa-se o escoamento de ar no sentido dos cantos da sala para o jato, através das suas laterais.

Na figura 5.29 são ilustradas as linhas de corrente para um plano perpendicular ao escoamento, localizado na posição em $x = 6\text{ m}$ ($x = 2H$), para a geometria com abertura de 50%. Diferentemente do caso com abertura de 100%, onde as linhas de corrente eram praticamente verticais e paralelas, as linhas traçadas na figura 5.29 mostram duas grandes recirculações na região central da sala. Novamente, observa-se uma pequena assimetria do escoamento como resultado da não-uniformidade da malha empregada.

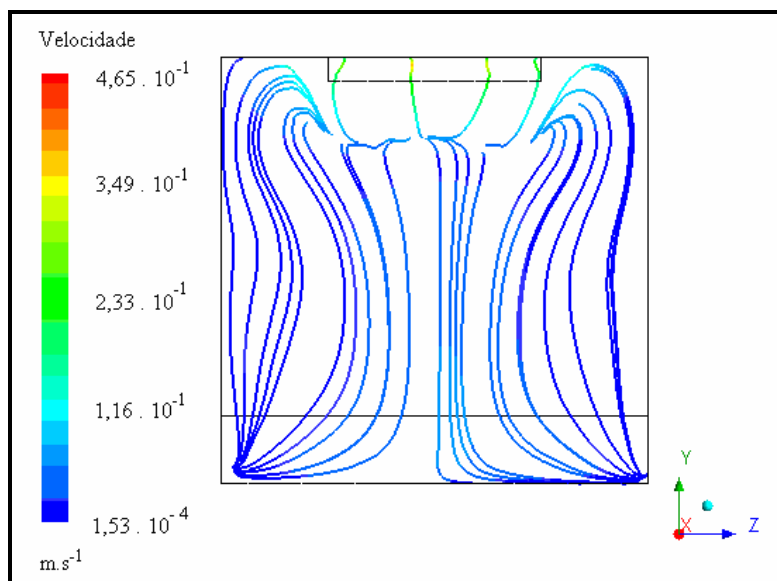


Figura 5.28: Linhas de corrente no plano em $x = H$, para o ambiente com abertura de 50%.

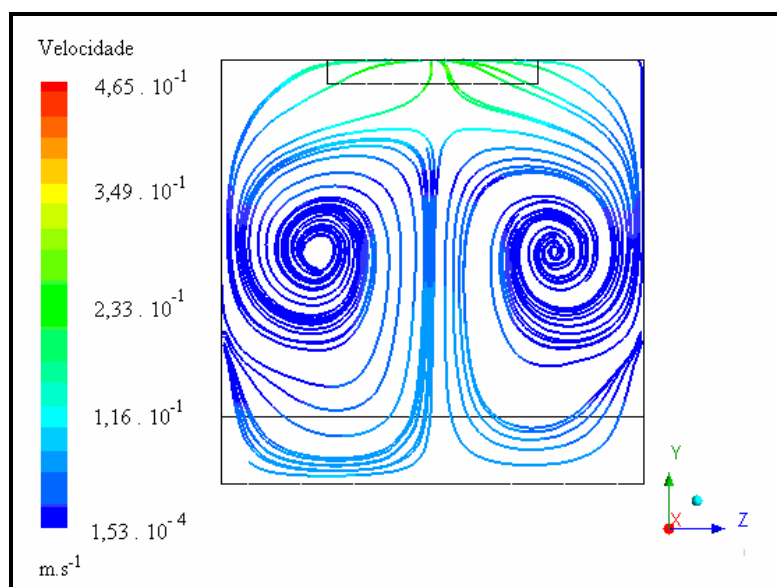


Figura 5.29: Linhas de corrente no plano em $x = 2H$, para o ambiente com abertura de 50%.

As linhas de corrente para o plano de simetria da geometria com abertura de 50% são mostradas na figura 5.30.

Nesta figura nota-se que, da mesma forma que para o caso anterior (abertura de 100%), parte do jato também se desloca diretamente do bocal de entrada para o bocal de saída, sem circular pela zona de ocupação do ambiente. Contudo, em comparação com o

escoamento no plano de simetria do caso com abertura de 100%, verifica-se que há o deslocamento da recirculação principal para mais próximo da parede de saída e o desaparecimento da recirculação secundária no canto inferior esquerdo da sala.

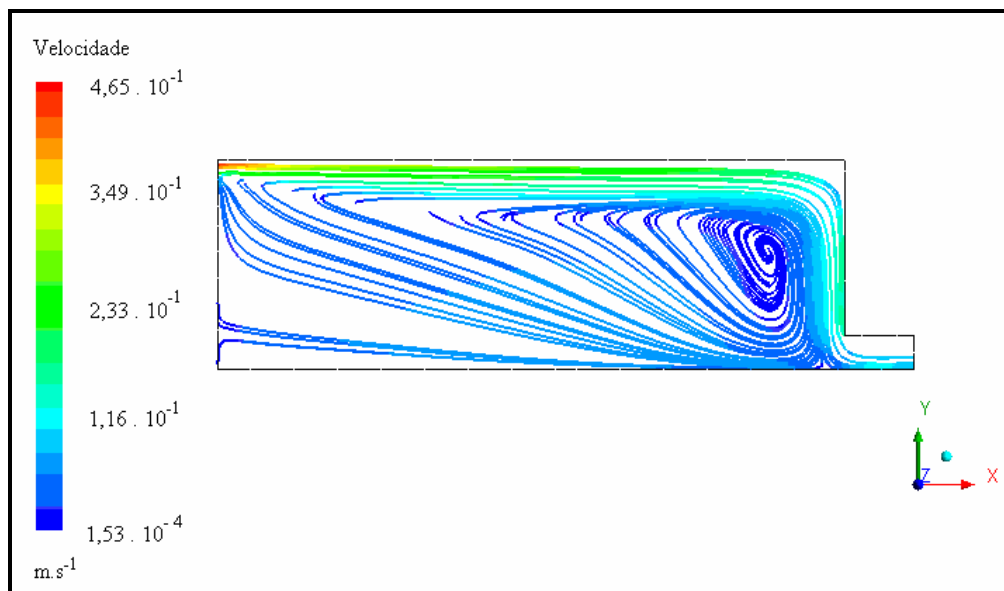


Figura 5.30: Linhas de corrente no plano de simetria, em $z/W = 0,5$, para o ambiente com abertura de 50%.

Na figura 5.31 são ilustradas as linhas de corrente para o plano paralelo ao escoamento, situado em $z/W = 0,1$, para o caso com abertura de 50%. Além de uma redução da velocidade do ar na região do jato, em relação ao plano de simetria, percebe-se nesta figura uma mudança no padrão do escoamento. A recirculação principal do fluido acontece agora próximo à região central do piso.

Na figura 5.32 são mostradas as linhas de corrente para o plano paralelo ao teto da geometria localizado em $y = -0,08$ m, para o caso com abertura de 50%. Observa-se que, para esta geometria, as recirculações nos cantos da sala próximos à parede direita são mais importantes do que para a geometria com abertura de 100%.

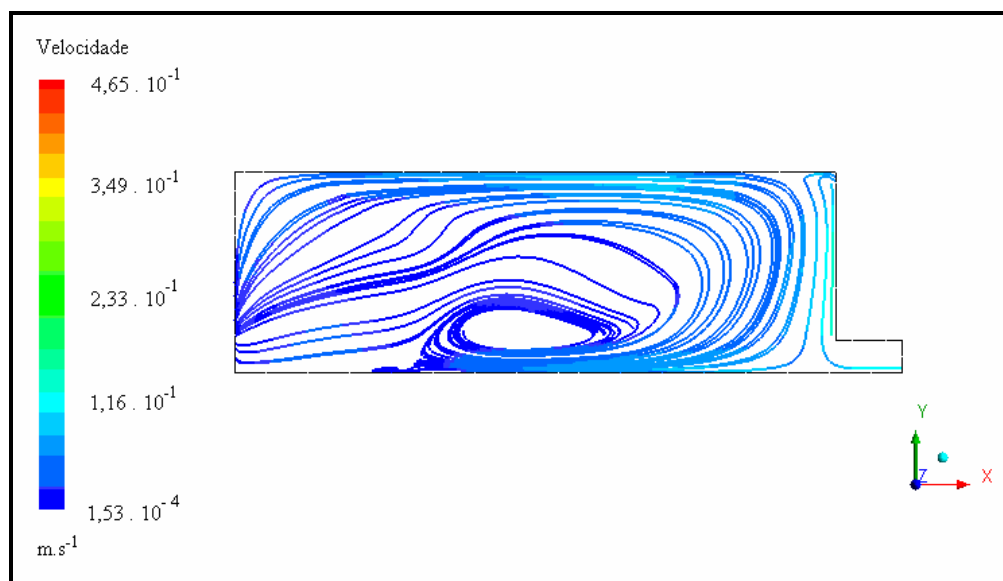


Figura 5.31: Linhas de corrente no plano em $z/W = 0,1$, para o ambiente com abertura de 50%.

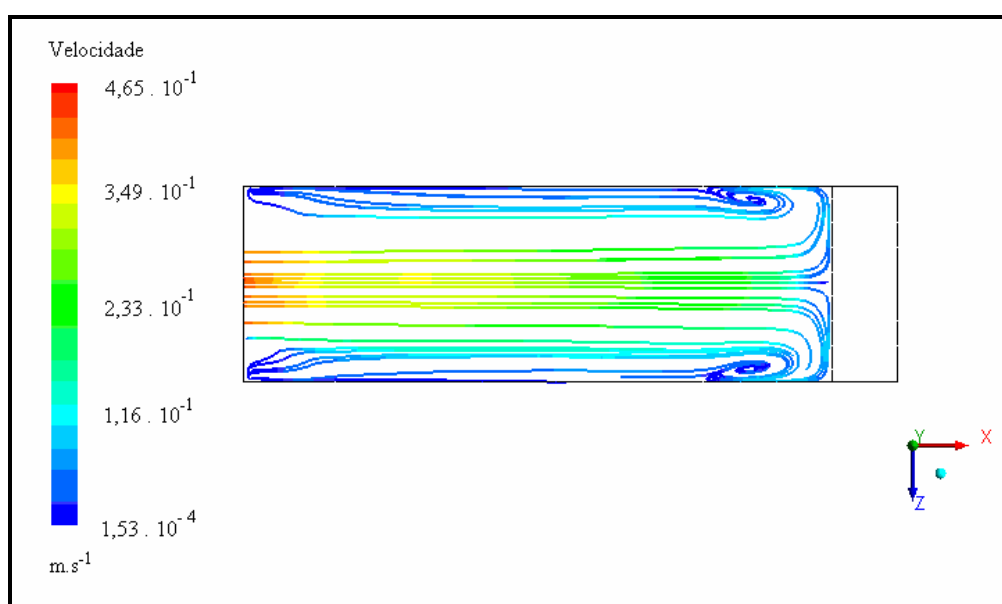


Figura 5.32: Linhas de corrente no plano em $y = -0,08\text{m}$, para o ambiente com abertura de 50%.

5.3 Análise da influência do perfil de velocidade de insuflamento.

Nesta seção nas figuras 5.34 a 5.41 são apresentados, para o modelo $k-\varepsilon$, os perfis adimensionais de velocidade média e intensidade turbulenta nas oito posições de análise, mostrando um comparativo entre dois tipos de condição de entrada de ar na sala: empregado um insuflamento a velocidade constante e empregando um insuflamento cujo perfil de velocidade é parabólico, conforme apresentado na figura 5.23.

Observa-se na Figura 5.23 a curva utilizada na entrada do domínio computacional representando a velocidade com perfil parabólico. Nota-se nesta figura que a velocidade é menor na região próxima as paredes e aumenta quando dirige-se ao centro do jato horizontal. É importante salientar, que ainda não é possível identificar um perfil ideal, pois esta curva foi inserida considerando-se apenas variações da velocidade nas direções x e y . As variações na direção z foram desconsideradas, portanto temos um perfil de entrada bidimensional, aproximado pela função que segue,

$$y(x) = -22,34x^2 + 3,6948x + 0,3478 \quad (40)$$

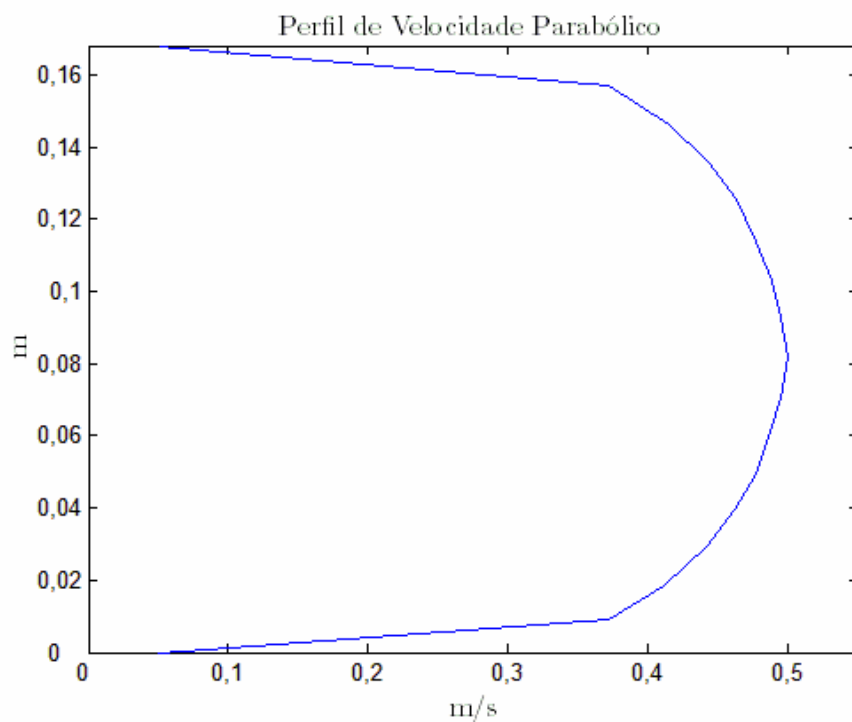


Figura 5.33: Perfil de velocidade parabólico usado na entrada do ambiente.

A figura 5.34 apresenta os perfis de velocidade média nas quatro seções do plano de simetria da sala, $z/W = 0,5$. Nesta figura não é possível afirmar que o perfil de velocidade parabólico na entrada aproxima-se mais dos dados experimentais, tal fato é verdade apenas na figura 5.34d onde a velocidade adimensional atinge um patamar de 1,1, coincidindo com os dados experimentais.

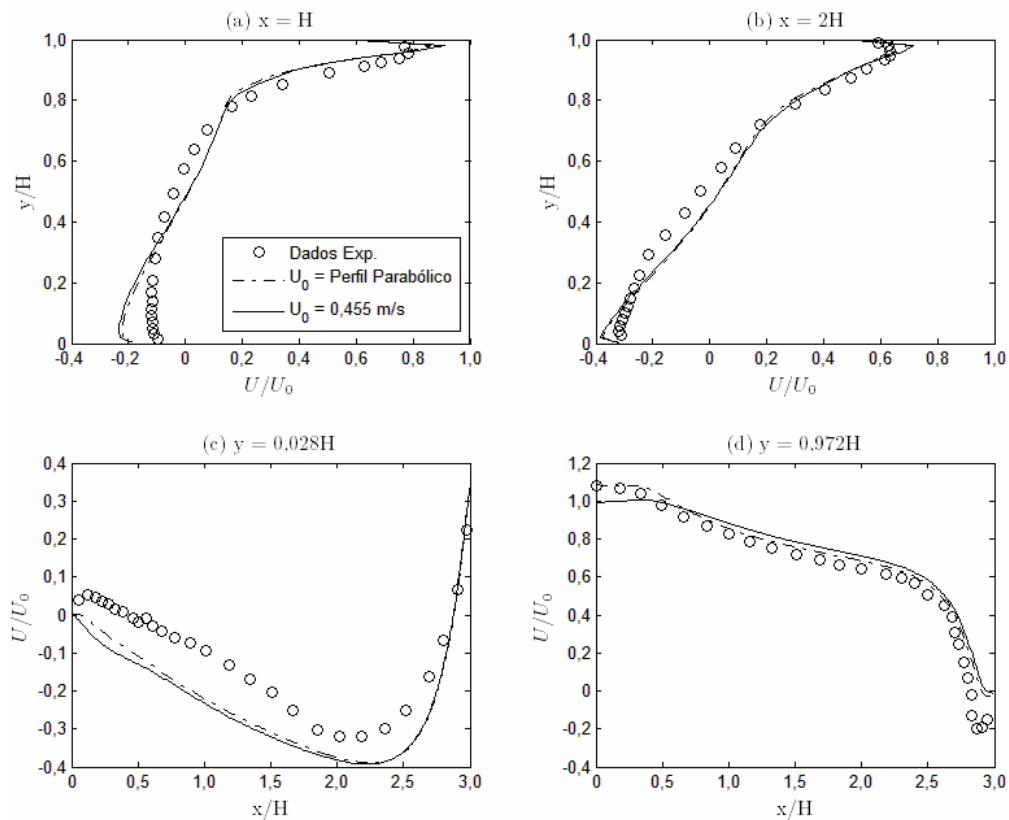


Figura 5.34: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\epsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 100%.

A figura 5.35 mostra a intensidade turbulenta no plano de simetria para as quatro seções da sala. Observa-se novamente nesta figura que não é possível afirmar que o uso de um perfil de velocidade parabólica na entrada do ambiente tenha um desempenho superior ao uso de uma velocidade constante. Todos os valores numéricos ficaram aquém dos dados experimentais, ou seja, os valores numéricos subestimam os dados experimentais independentemente da condição de entrada.

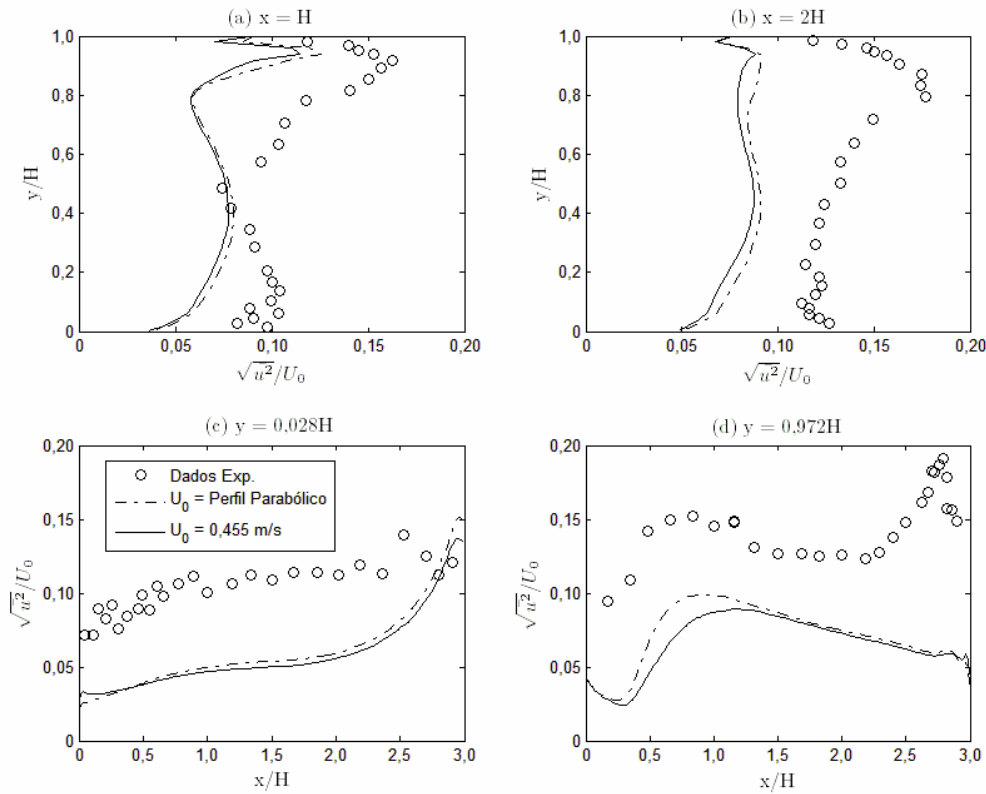


Figura 5.35: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 100%.

A figura 5.36 apresenta os perfis de velocidade média no plano $z/W = 0,1$, nas quatro seções de análise da sala. É possível notar nesta figura que o uso do perfil parabólico para a velocidade de entrada de ar aproxima-se dos dados experimentais na parede oposta a da entrada do jato de ar, olhe figura 5.36d, e superestima a velocidade do jato, olhe figuras 5.36a e 5.36b. O uso da velocidade constante na entrada da sala subestima a velocidade no teto da sala, região onde as velocidades são maiores. Ambas as condições de contorno, velocidade prescrita na entrada constante e parabólica, subestimam a velocidade média próxima ao chão da sala.

A figura 5.37 ilustra os perfis de intensidade turbulenta nas quatro seções da sala no plano $z/W = 0,1$. Nota-se, nesta figura, que os resultados numéricos obtidos com a prescrição do perfil parabólico na entrada da sala ainda estão distantes dos dados experimentais em todas as curvas desta figura, subestimando os perfis experimentais apresentados no trabalho de Nielsen (1990).

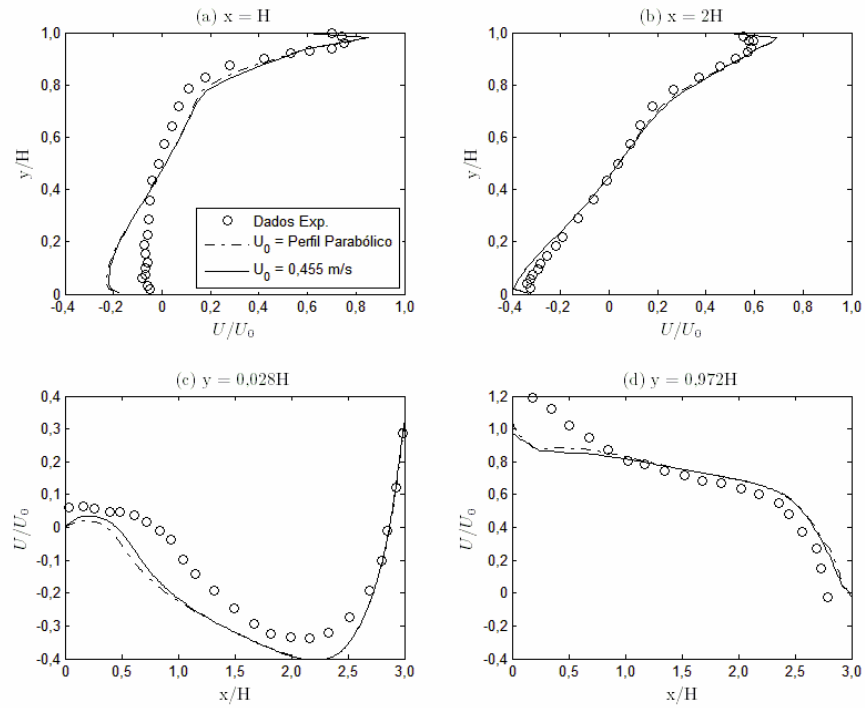


Figura 5.36: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 100%.

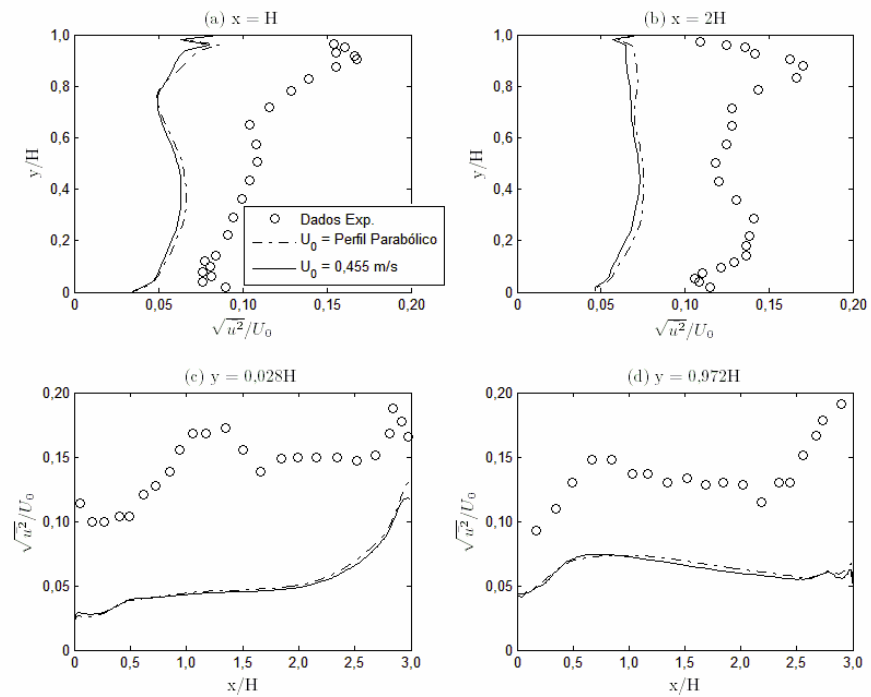


Figura 5.37: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 100%.

A figura 5.37 apresenta os perfis adimensionais de velocidade média no plano central da geometria para o caso com largura do bocal de entrada correspondente a 50% da largura da sala. Nesta figura, observa-se que, similarmente ao caso com abertura de 100%, a inserção de um perfil parabólico de entrada não propiciou uma melhora no desempenho do modelo. Percebe-se que os perfis de velocidade são bastante similares, havendo apenas um leve aumento de velocidade na região próxima ao piso (figura 5.38c) e uma leve diminuição na região próxima ao teto (figura 5.38d) quando se empregou o perfil parabólico.

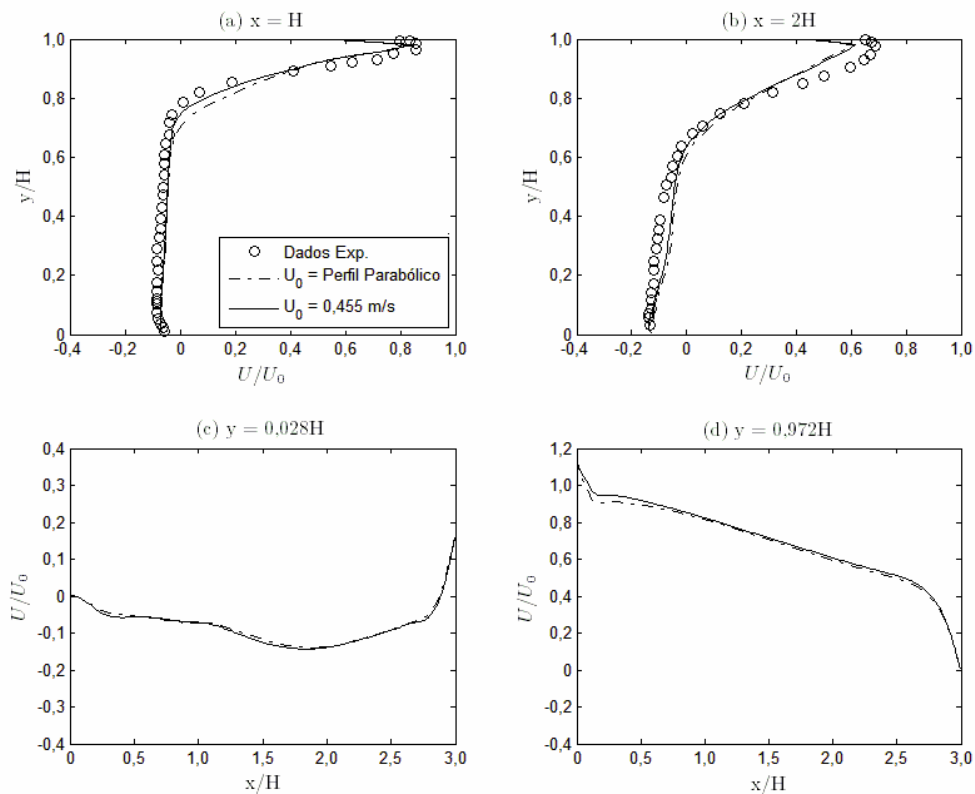


Figura 5.38: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.

Os perfis adimensionais de intensidade turbulenta para as quatro seções do plano central do ambiente são apresentados na figura 5.39 para a geometria com abertura de 50%. Esta figura indica pouca variação do perfil de velocidade com a mudança das condições de entrada. Nota-se apenas uma pequena discrepância entre os dois modelos, não havendo porém uma tendência única entre eles, isto é, não houve, por exemplo, uma

tendência de um determinado caso indicar sempre valores maiores do que o outro. Ressalta-se, ainda, que junto ao piso, fato observado na figura 5.39c, a intensidade turbulenta para velocidade constante e perfil parabólico tem praticamente o mesmo valor.

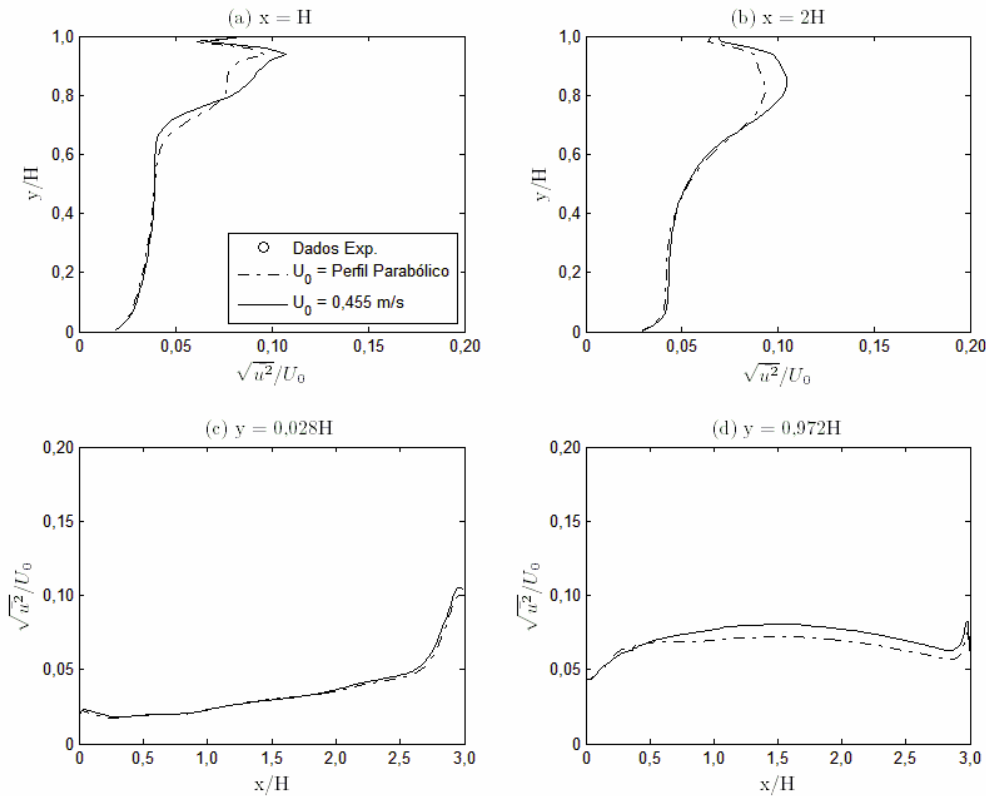


Figura 5.39: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\epsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,5$ – caso com abertura de 50%.

Na figura 5.40 são apresentados os perfis adimensionais de velocidade média para o plano $z/W = 0,1$ da geometria com abertura de 50%. Observa-se que, neste plano, o perfil parabólico apresentou uma melhora na descrição do perfil de velocidade em relação à condição de entrada de velocidade constante, especialmente na posição $x = H$.

A figura 5.41 apresenta os perfis adimensionais de intensidade turbulenta para as mesmas posições da figura 5.40. Como esperado, observa-se, nesta figura, que não há uma diferença significativa entre os resultados obtidos com as duas condições de contorno, uma vez que as diferenças dos perfis de velocidade média também foram pouco significativas. Entretanto, há uma leve tendência do perfil parabólico prescrever intensidades maiores, como ilustrado nas figuras das posições $x = H$ e $x = 2H$.

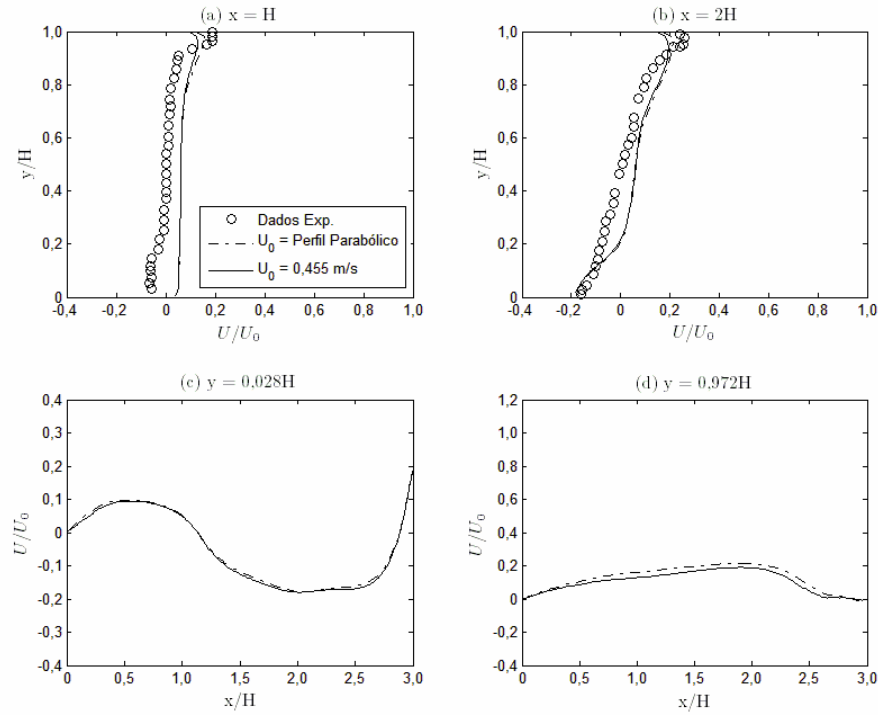


Figura 5.40: Perfis de velocidade média, U/U_0 , para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.

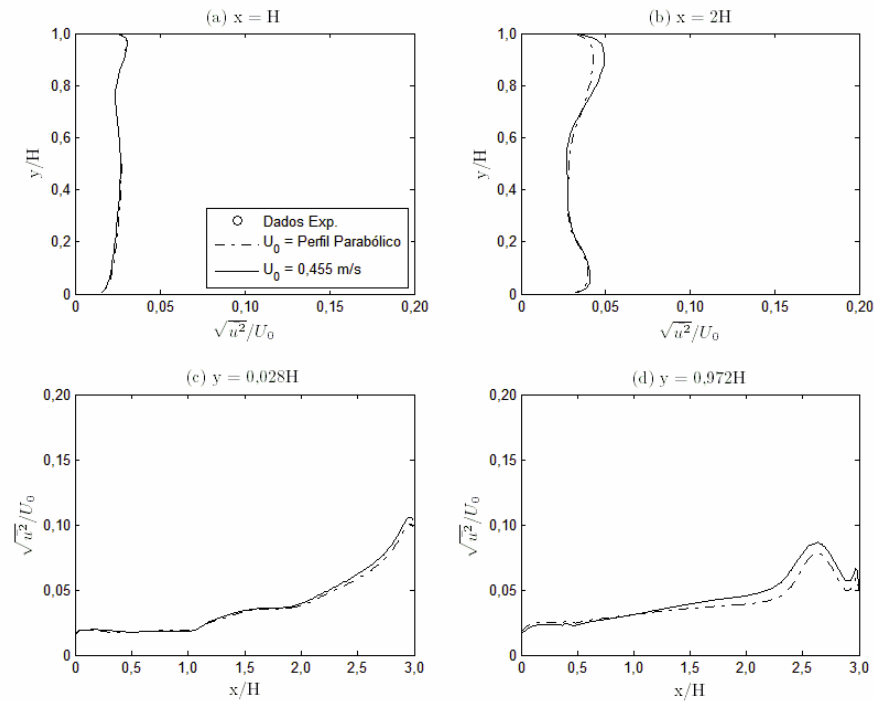


Figura 5.41: Perfis de intensidade turbulenta para o modelo $k-\varepsilon$, em quatro seções do ambiente no plano $z/W = 0,1$ – caso com abertura de 50%.

Observou-se nas figuras anteriores, que a inserção de uma condição de contorno mais próxima da condição de entrada do experimento de Nielsen *et al.* (1990), altera muito pouco o desenvolvimento do escoamento no interior da geometria. Pode-se observar uma pequena alteração nas regiões próximas ao jato de entrada e próxima as paredes, fato justificado pela condição de não deslizamento adotada para este perfil de entrada parabólico.

Capítulo 6

Conclusões e perspectivas

Neste trabalho investigou-se as habilidades de três modelos de turbulência a duas equações, k - ε padrão (Launder e Spalding, 1974), RNG k - ε (Yakhot *et al.* 1992) e k - ω (Wilcox, 1988), em descrever o escoamento em uma sala retangular ventilada por um jato horizontal de parede. Os dados experimentais obtidos por Nielsen (1990) foram empregados para a validação e análise comparativa entre os modelos.

Primeiramente, investigou-se o efeito da discretização espacial no desempenho de cada um dos modelos de turbulência. Três malhas numéricas foram empregadas para cada modelo de turbulência e para cada geometria estudada, geometria com largura do bocal de entrada igual à largura da sala (entrada de 100%) e com largura do bocal de entrada correspondente à metade da largura da sala (entrada de 50%). Nesta análise, observou-se que as malhas intermediárias, com aproximadamente 400.000 volumes, foram aquelas que apresentaram o melhor desempenho, concordância satisfatória com os resultados experimentais e tempo computacional aceitável. O modelo RNG k - ε apresentou-se como o modelo mais robusto ao resolver o escoamento no ambiente com abertura de 50% na entrada do ambiente, enquanto o k - ω , apesar de exigir uma malha diferenciada com relação aos outros dois modelos, foi o modelo com melhor desempenho na solução do escoamento no ambiente com 100% de abertura na entrada.

Com relação à previsão dos perfis de velocidade média o modelo k - ε padrão é o modelo que globalmente melhor descreveu o escoamento. Nota-se, no entanto, a tendência do modelo RNG k - ε ter uma melhora nas regiões de altos gradientes de

velocidade e o modelo $k-\omega$ em se aproximar mais das curvas experimentais nas regiões de baixa velocidade, principalmente próximo as paredes.

No tocante à intensidade turbulenta, nenhum dos modelos foi capaz de reproduzir os perfis experimentais. Como esperado, em função da hipótese de isotropia inerente aos modelos, todos eles subestimaram a intensidade turbulenta.

Ao analisar-se o efeito da variação da largura do bocal de entrada, observou-se um efeito tridimensional para o caso com abertura de 50%, demonstrado pelo perfil de velocidade experimental e por todos os modelos de turbulência investigados. Ressalta-se, entretanto, a pouca sensibilidade da intensidade turbulenta com relação à largura do bocal de entrada. Mais uma vez, o modelo $k-\varepsilon$ padrão foi aquele que melhor reproduziu o efeito tridimensional no escoamento da geometria com abertura de 50%.

Por fim, analisou-se o efeito da condição de entrada de ar, variando-se a condição de insuflamento de constante para um perfil parabólico, contudo nenhuma influência significativa foi observada.

Para trabalhos futuros, sugere-se estudar a habilidade dos modelos de turbulência investigados em uma condição não isotérmica, assim como o efeito de pessoas no interior do ambiente, como, por exemplo, pode-se a priori simular pessoas como sendo modelos formados por paralelepípedos. Tais paralelepípedos podem estar fixos em diferentes posições do domínio ou em movimento no interior do ambiente.

Referências Bibliográficas

- Abanto, J., Barrero, D., Reggio, M. e Ozell, B., 2004, "Airflow modeling in a computer room". *Building and Environment*, Vol. 39, pp. 1393-1402.
- Boussinesq, J., 1877, "Essai sur la théorie des eaux courantes". *Mémoires de l'Académie des Sciences*, T. 23 et 24.
- Buscaglia, G. C. e Dari, E.A., 2003, "Numerical investigation of flow thorough a cavity with internal heat generation", *Numerical Heat Transfer, Part A*, Vol 43, pp 525-541.
- Chen, Q., 1995, "Comparison of different k- ϵ models for indoor air flow computations", *Numerical Heat Transfer, Part B*, Vol. 28, pp. 353-369.
- Chen, Q., 1996, "Prediction of room air motion by Reynolds-Stress models", *Building and Environment*, Vol. 31, pp. 233-244.
- Chen, Q. e Zhai Z., 1996, "Numerical determination and treatment of convective heat transfer coefficient in the coupled building energy and CFD simulation", *Building and Environment*, Vol 39, pp 1001-1009.
- Chen, Q. e Xu, W., 1998, "A zero-equation turbulence model for indoor airflow simulation", *Energy and Buildings*, Vol. 28, pp. 137-144.
- Chung, K. C. 1999, "Three-dimensional analysis of airflow and contaminant particle transport in a partitioned enclosure", *Building and Environment*, Vol. 34, pp. 7-17.
- Coles, D. E. e Hirst, E. A., 1968, "Computational of Turbulent Boundary Layers, 1968", *AFOSR-IFP-Stanford Conference*, Vol. II, Stanford University, 1969, Vol 11, p363.
- Deschamps, C. J., 1998, "Modelos algébricos e diferenciais", *Anais da I Escola de Turbulência*, 1998, Rio de Janeiro, pp. 99-155.
- Dirichlet, G. L., 1850, "Über die reduction der positiven quadratischen formen mit drei unbestimmten ganzen Zahlen", *Z. Reine Angew, Math.*, Vol. 40, pp. 209-227.

- Fox, R.W. e McDonald A. T., 1995, “Introdução à Mecânica dos Fluidos”. LTC, 4ª edição.
- Freire, A. P. S. e Cruz, D. O. A., 1998, “Equações do movimento e resultados assintóticos aplicados à teoria de camada limite”, Anais da I Escola de Turbulência, Rio de Janeiro, pp. 49-97.
- Jiang, Y. e Chen, Q., 2001, “Study of natural ventilation in buildings by large eddy simulation”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 89, pp. 1155-1178.
- Jiang, Y. e Chen, Q., 2003, “Buoyancy-driven single-sided natural ventilation in buildings with large openings”, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 46, pp. 973-988.
- Kolmogorov, A. N., 1942, “Equations of turbulence motion of an incompressible fluid”. Akad. Nauk USSR, Ser. Phys., (transl. into English by D. B. Spalding as Imperial College, Mech. Engng. Dept. Report ON/6, 1968), Vol. 6, pp. 56-58.
- Launder, B. E. e Sharma, B. I., 1974, “Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near spinning disc”. Letters in Heat and Mass Transfer, Vol. 1, pp. 131-138.
- Launder, B. E. e Spalding, D. B., 1974, “The numerical computation of turbulent flows”, Comp. Meth. Appl. Mech. Energy, Vol. 3, pp. 269-289.
- Maliska, C. R., 1995, “Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional”, Livros Técnicos e Científicos Editora, Rio de Janeiro. 472p.
- Melikov, A. e Nielsen, P. V., 1989, “Local thermal discomfort due to draft and vertical temperature difference in rooms with displacement ventilation”, ASHRAE Transactions; Vol. 95, 1989.
- Menter, F. R., 1992, “Improved two-equation $k-\omega$ turbulence model for aerodynamic flows”, NASA TM-103975, pp.1-18
- Menter, F. R., 1993, “Zonal two $k-\omega$ turbulence model for aerodynamic flows”, AIAA, 24th Fluid Dynamics Conference, Florida, pp.1-21.
- Menter, F. R., 1994, “Two-equation eddy viscosity turbulence models for engineering applications”, AIAA Journal, Vol. 32, pp. 1598-1605.

- Mora, L., Gadgil, A. J. e Wurtz, E., 2003, “Comparing zonal and CFD model predictions of isothermal indoor airflows to experimental data”, *Indoor Air*, Vol. 13, pp. 77-85.
- Moureh, J. e Flick, D., 2003, “Wall air-jet characteristics and airflow patterns within a slot ventilated enclosure”. *International Journal of Thermal Sciences*. Vol. 42, pp 703-711.
- Musser, A. e McGrattan, K., 2002, “Evaluation of fast large-eddy-simulation model for indoor airflows”, *Journal of Architectural Engineering*, Vol 8, pp10-18.
- Neto, A. S., 1998, “Simulação de grandes escalas de escoamentos bifásicos turbulentos”, *Anais do VII ENCIT*, Vol.2pp 821 – 826, Rio de Janeiro, Brasil.
- Nielsen, P. V., Restivo, A. e Whitelaw, J. H., 1978, “The velocity characteristics of ventilated rooms”, *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 100, pp. 291-298.
- Nielsen, P. V., 1990, “Specification of a two-dimensional test case”, Technical report, International Energy Agency, Annex 20: Air Flow Pattern within Buildings.
- Patankar, S. V., 1980, “Numerical heat transfer and fluid flow”, McGraw-Hill.
- Prandtl, L. e Wighardt, K., 1945, “Über ein neues formelsystem für die ausgebildete turbulenz”, *Nachr. Akad. Wiss., Math.-Phys, Kl.*, 6.
- Preparata, F. P. e Shamos, M., 1985, “Computational geometry: an introduction”, New York, Spring Verlag. 390p.
- Saffman, P. G., 1970, “A model for inhomogeneous turbulent flow”. *Proc. R. Soc., Lond. A* 317, Vol. 317, pp. 417–433.
- Saffman, P. G. e Wilcox, D. C., 1974, “Turbulence-model predictions for turbulent boundary layers”. *AIAA Journal*, Vol. 12, pp. 541–546.
- Schalin, A. e Nielsen, P. V., 2004, “Impact of turbulence anisotropy near walls in room airflow.”, *Indoor Air*, Vol. 14, pp 159-168.
- Teodosiu, C., Hohota, R., Rusaouën, G. e Woloszyn, M., 2003, “Numerical prediction of indoor air humidity and its effect on indoor environment”, *Building and Environment*, Vol. 38, pp. 655-664.
- User’s Manual Version 10.0, 2005.10.20-23.10 Copyright 1996-2005 ANSYS Europe Ltd.

- Utyuzhnikov S. V., Guenov M. D. e Fantini B., 2005, “Numerical method for generating the entire Pareto frontier in multiobjective optimization”, Proceedings of Eurogen, Munich, pp 12-14.
- Versteeg, H. K. e Malalasekera, W., 1995, “An Introduction to computational fluid dynamics”, Longman Scientific & Technical, New York, NY, USA.
- Voigt, L. K., 2000, “Comparision of turbulence models for numerical calculation of airflow in an annex 20 room”, Technical report, Technical University of Denmark.
- Wilcox, D. C. e Alber, I. E., 1972, “A turbulence model for high speed flows”. In: Proc. of the 1972 Heat Trans. & Fluid Mech. Inst. Stanford Univ. Press, Stanford, CA, pp. 231–252.
- Wilcox, D. C., 1988, “Reassessment of the scale determining equation for advance turbulence models”. AIAA Journal, Vol. 26, pp. 1299–1310.
- Wilcox, D. C., 1998. “Turbulence modeling for CFD”. DCW Industries, Inc, La Canada, CA. p. 540
- Xu, W. e Chen, Q., 2001a, “A two-layer turbulence model for simulation indoor airflow Part I. Model development”, Energy and Buildings, Vol. 33, pp. 613-625.
- Xu, W. e Chen, Q., 2001b, “A two-layer turbulence model for simulation indoor airflow Part II. Applications”, Energy and Buildings, Vol. 33, pp. 627-639.
- Yakhot, V., Orszag, S. A., Thangam, S., Gatski, T. B. e Speziale, C. G., 1992, “Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique”, Phys. Fluids A, Vol. 4, pp. 1510-1520.

Apêndice A

Neste apêndice são apresentadas as malhas numéricas utilizadas para a abertura de 50% na entrada do ambiente. Estas malhas foram classificadas em casos 1, 2 e 3 e indicam um aumento no refino da malha com o crescimento da numeração.

De forma análoga ao procedimento adotado para a abertura de 100% na entrada do ambiente, para os modelos de turbulência $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$ foram empregadas discretizações espaciais similares, enquanto que o modelo $k-\omega$ exigiu uma discretização mais refinada nas regiões próximas às paredes.

As características das malhas numéricas empregadas são detalhadas nas Tabelas A.1 e A.2 para os modelos de turbulência $k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$ e $k-\omega$, respectivamente. Nas figuras A.1 a A.6 são apresentados os cortes nos planos das malhas utilizadas para cada caso e geometria.

Tabela A.1 Configurações das malhas numéricas para a abertura de 50%:

Modelos $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$.

	Caso 1	Caso 2	Caso 3
Camadas na parede	17	17	17
Total de volumes	199.854	381.246	915.165
Tetraedros	81.503	176.782	554.030
Prismas	117.227	203.114	359.250
Pirâmides	1.124	1.350	1.885

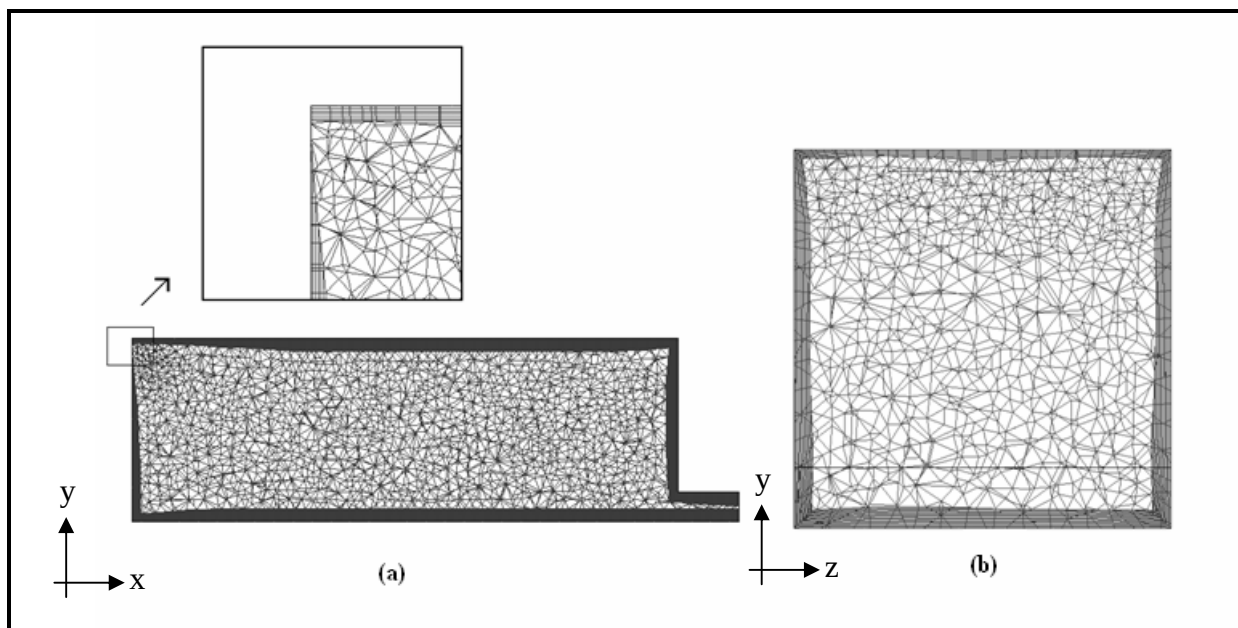


Figura A.1: (a) Corte lateral e (b) corte frontal da geometria para a malha do caso 1, para os modelos $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$.

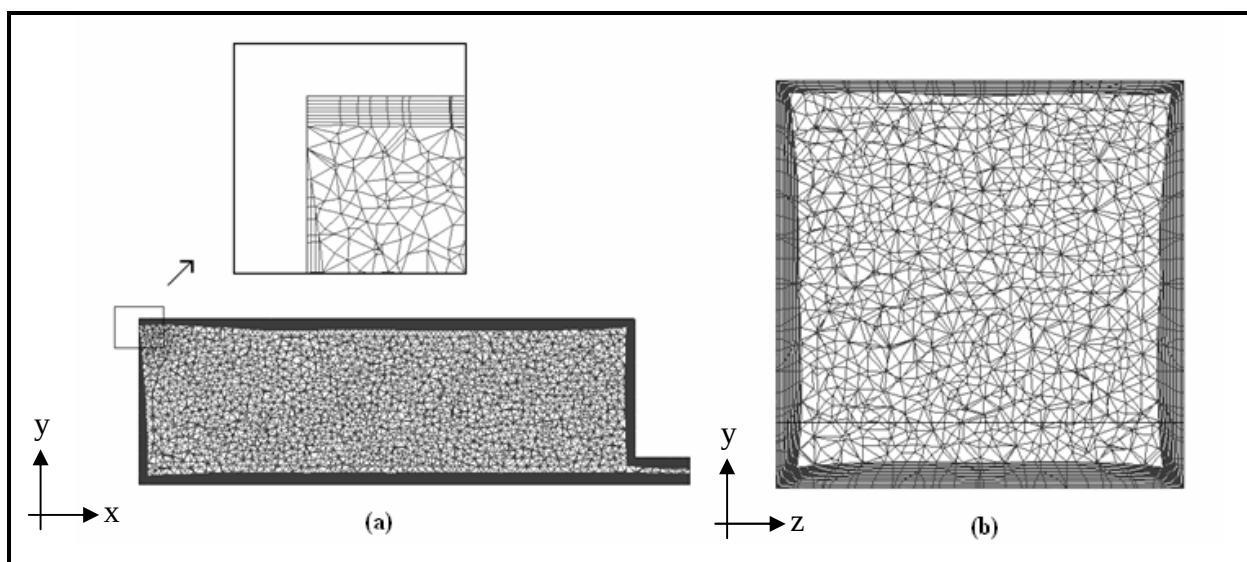


Figura A.2: (a) Corte lateral e (b) corte frontal da geometria para a malha do caso 2, para os modelos $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$.

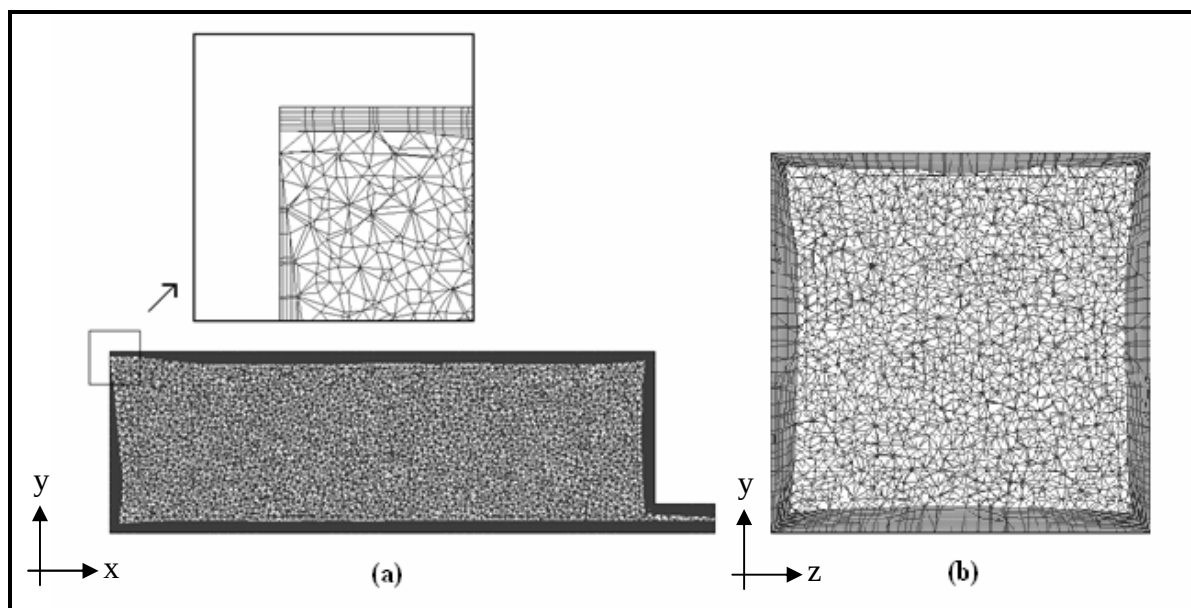


Figura A.3: (a) Corte lateral e (b) corte frontal da geometria para a malha do caso 3, para os modelos $k-\varepsilon$ e RNG $k-\varepsilon$.

Tabela A.2 Configurações das malhas numéricas para a abertura de 50%:

Modelo $k-\omega$

	Caso 1	Caso 2	Caso 3
Camadas na parede	17	34	34
Total de volumes	162.057	200.596	464.870
Tetraedros	60.816	82.245	183.214
Prismas	100.150	117.227	279.429
Pirâmides	1.091	1.124	2.227

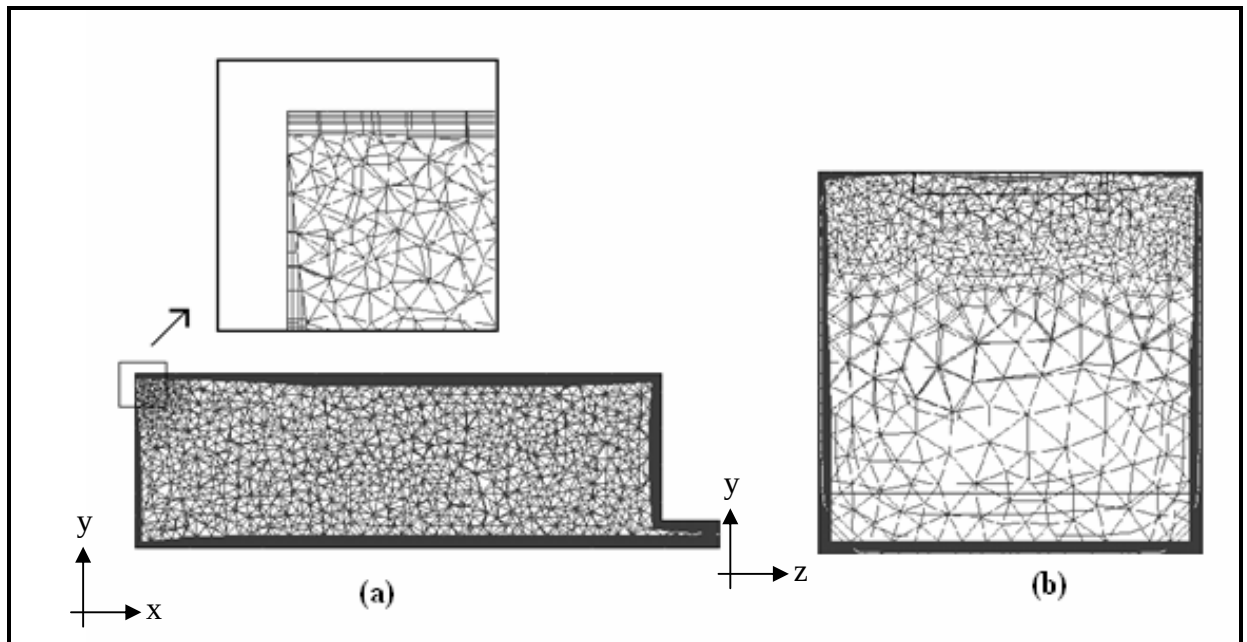


Figura A.4: (a) Corte lateral e (b) corte frontal da geometria para a malha do caso 1, para o modelo $k-\omega$.

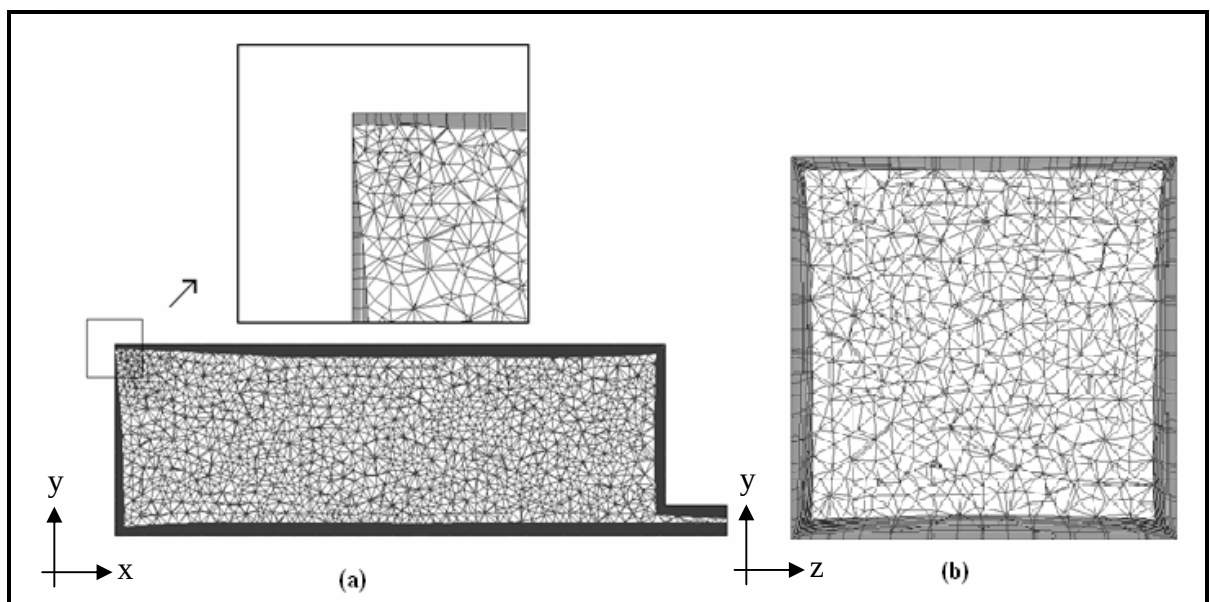


Figura A.5: (a) Corte lateral e (b) corte frontal da geometria para a malha do caso 2, para o modelo $k-\omega$.

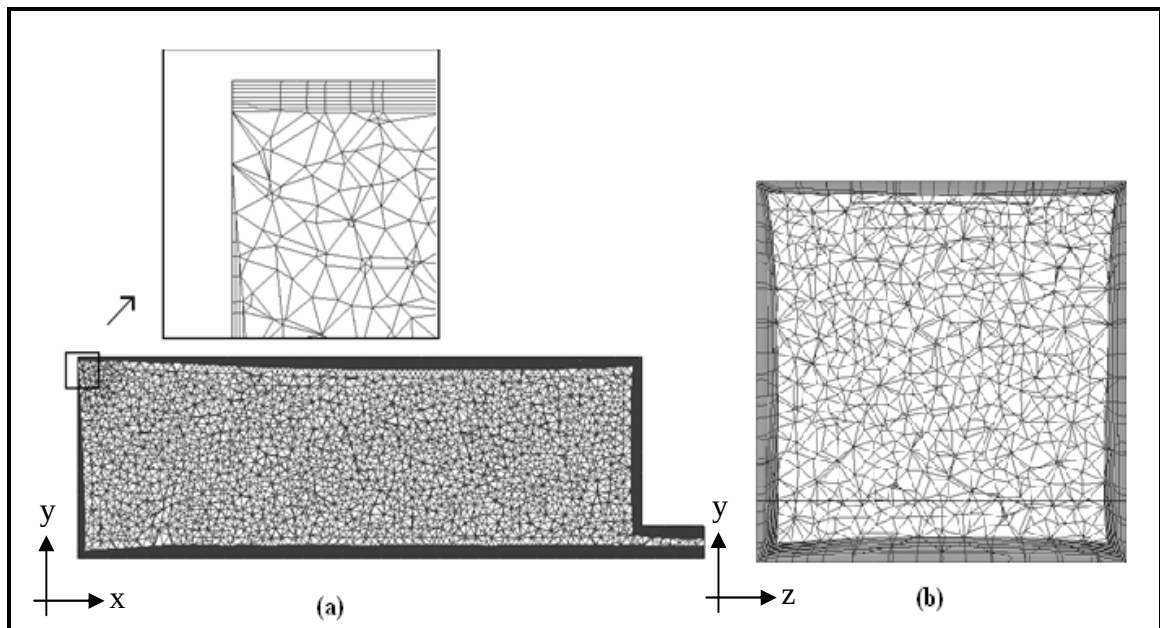


Figura A.6: (a) Corte lateral e (b) corte frontal da geometria para a malha do caso 3, para o modelo $k-\omega$.