

PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA DO PARANÁ

RENATA MUNHOZ GUIMARÃES

**INFLUÊNCIA DA RAZÃO DE ASPECTO NA CONVECÇÃO
TURBULENTA EM CAVIDADE RETANGULAR**

**CURITIBA
Julho – 2012**

PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA DO PARANÁ

RENATA MUNHOZ GUIMARÃES

**INFLUÊNCIA DA RAZÃO DE ASPECTO NA CONVECÇÃO
TURBULENTA EM CAVIDADE RETANGULAR**

Dissertação apresentada como requisito parcial à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Mecânica, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Escola Politécnica, Pontifícia Universidade Católica do Paraná.

Orientador: Profa. Dra. Viviana Cocco Mariani

**CURITIBA
Julho – 2012**

APROVAÇÃO

Nome: Renata Munhoz Guimarães
Titulação: Mestre em Engenharia Mecânica
Título da Dissertação: Influência da Razão de Aspecto na Convecção
Turbulenta em Cavidade Retangular

Banca Examinadora:

Prof^ª. Dra. Viviana Cocco Mariani (Orientadora)
Pontifícia Universidade Católica do Paraná - PUCPR

Prof^ª. Dra. Kátia Cordeiro Mendonça (Co-Orientadora)
Université de La Rochelle (França)

Prof. Dr. Nathan Mendes
Pontifícia Universidade Católica do Paraná - PUCPR

Prof. Dr. Admilson Teixeira Franco
Universidade Tecnológica Federal do Paraná - UTFPR

RESUMO

A demanda mundial por energia para climatização de ambientes é crescente e muitas vezes é utilizada de forma ineficiente, devido ao superdimensionamento dos sistemas de climatização, e além disso, os ocupantes nem sempre se sentem confortáveis termicamente, devido à má distribuição do ar no interior do ambiente. Por isso, conhecer a distribuição de ar em um local climatizado é importante. Logo, o objetivo principal deste estudo é investigar numericamente a influência da razão de aspecto e do empuxo na previsão do comportamento térmico e fluidodinâmico do escoamento turbulento com convecção mista no interior de um ambiente, e assim, poder contribuir com a literatura da área. Para atingir o objetivo, foram realizadas simulações do escoamento no interior de um ambiente retangular com piso aquecido, onde o ar entra por uma abertura retangular na parte superior de uma parede e sai por uma abertura na parte inferior da parede oposta. Foram utilizadas as equações médias de Reynolds em conjunto com o modelo de turbulência RSM BSL (*Reynolds Stress Model - Baseline*) para resolver treze casos, com diferentes geometrias e números de Arquimedes. Na validação concluiu-se que, de forma geral, o modelo de turbulência utilizado é capaz de prever razoavelmente bem o comportamento fluidodinâmico do escoamento, apesar da velocidade média ter sido subestimada em algumas regiões do teto e do piso do ambiente. Após a validação, analisou-se a influência da razão de aspecto e do empuxo no escoamento, alterando-se a largura e o comprimento do ambiente assim como o número de Arquimedes. Foi concluído que o comportamento do escoamento é influenciado pelo comprimento do ambiente, porque os perfis adimensionais de velocidade, intensidade turbulenta e temperatura se diferenciaram entre os casos com diferentes comprimentos, porém não pela largura do ambiente. Sobre o empuxo, concluiu-se que a variação do fluxo de calor imposto no piso é significativa nos resultados de velocidade, intensidade turbulenta e temperatura do escoamento, porém, os fluxos de calor utilizados neste estudo foram muito baixos para mostrarem esta influência. Isto indica que os escoamentos estudados são praticamente isotérmicos, ou seja, dominados pela convecção forçada.

ABSTRACT

The global demand of energy for room climatization is increasing and sometimes it is used in an inefficient way, due to the overestimation of air conditioning systems, and besides of that, the occupants are not always thermally comfortable, because of bad distribution of air inside the room. For that reason, it is important to know the air distribution in a conditioned environment. Therefore, the main objective of this study is to investigate numerically the influence of the aspect ratio and the buoyancy effect on the thermal and fluid dynamics prediction of the turbulent flow with mixed convection inside a room, and then contribute with the literature. In order to achieve that objective, some simulations of the flow inside a rectangular room with heated floor were done, where the air enters through an opening at the top of one wall and leaves the room through an opening at the bottom of the opposite wall. The Reynolds-averaged Navier–Stokes (RANS) equations were used, with the RSM BSL (*Reynolds Stress Model - Baseline*) turbulence model to solve thirteen cases, with different geometries and Archimedes numbers. Concerning the validation, it was concluded that, in general, the turbulence model used in this work is capable to predict quite well the fluid dynamics behavior of the flow, even though the mean velocity had been underestimated in some regions of the ceiling and the floor of the room. After the model has been validated, the influence of the aspect ratio of the study geometry and the buoyancy effect on the flow was analyzed, changing the width and length of the room, as well as Archimedes number. It was concluded that the behavior of the flow is influenced by the room length, because the dimensionless profiles of velocity, turbulence intensity and temperature were different between the cases with different lengths, but not by the room width. About the buoyancy effect, it was concluded that the variation of the heat flux on the floor is significant for the results of velocity, turbulence intensity and temperature of the flow, however the heat fluxes used in this study were too low to show the influence of the buoyancy effect. This indicates that all the airflows studied are mainly isothermal, thus dominated by forced convection.

AGRADECIMENTOS

Eu agradeço às minhas orientadoras, Viviana Cocco Mariani e Kátia Cordeiro Mendonça, que me auxiliaram muito na realização deste trabalho e sempre tiveram paciência e compreensão em relação às minhas dificuldades.

Agradeço também aos meus pais, que me proporcionaram educação e a possibilidade de estudar em uma instituição tão respeitada como a Pontifícia Universidade Católica do Paraná, a toda a minha família e ao meu noivo, por me apoiarem e me darem forças em todas as etapas deste trabalho.

Aos colegas de mestrado, principalmente ao Lincoln Batista, agradeço pelo auxílio e pela amizade, e aos funcionários da PUC-PR, em especial à Jane, pela ajuda nas atividades do dia-a-dia. Agradeço também aos professores, por todo o conhecimento adquirido ao longo deste curso.

Desejo agradecer aos meus amigos e aos meus colegas de trabalho, que participaram indiretamente desta jornada.

E especialmente agradeço a Deus, que me deu o dom da vida.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	17
1.1	Introdução.....	17
1.2	Objetivos	17
1.3	justificativa	18
1.4	Organização do Trabalho	19
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	20
2.1	INTRODUÇÃO.....	20
2.2	TRABALHOS EXPERIMENTAIS	20
2.3	TRABALHOS NUMÉRICOS	22
3	ASPECTOS FÍSICOS DA TURBULÊNCIA	27
3.1	INTRODUÇÃO.....	27
3.2	ESCOAMENTO TURBULENTO PRÓXIMO DE PAREDES SÓLIDAS.....	30
3.3	MODELOS DE TURBULÊNCIA	32
3.3.1	Equações Médias de Reynolds.....	33
3.3.2	Modelos a Duas Equações	38
3.3.3	Modelos de Tensões de Reynolds	44
4	MODELAGEM NUMÉRICA	49
4.1	DESCRIÇÃO DO MODELO FÍSICO.....	49
4.2	DISCRETIZAÇÃO ESPACIAL	51
4.3	CONDIÇÕES DE CONTORNO.....	56
4.4	CÓDIGO COMPUTACIONAL.....	58
4.5	AVALIAÇÃO DE ERROS	59
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	61
5.1	ANÁLISE DA DISCRETIZAÇÃO ESPACIAL	61
5.2	VALIDAÇÃO NUMÉRICA.....	63

5.3 ANÁLISE DA RAZÃO DE ASPECTO	72
5.4 ANÁLISE DO EFEITO DO EMPUXO.....	84
6 CONCLUSÕES.....	93
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	95
APÊNDICE A	98

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 Representação esquemática do ambiente em estudo.....	18
Figura 3.1 Perfis de velocidades com e sem ponto de inflexão. (Fonte: Versteeg e Malalasekera, 1995)	29
Figura 4.1 Representação esquemática do modelo físico, destacando as linhas de análise de velocidade média e intensidade turbulenta.....	50
Figura 4.2 Representação esquemática do modelo físico, destacando as linhas de análise de temperatura.....	51
Figura 4.3 Seção do domínio computacional dividido em quatro blocos.	51
Figura 4.4 Corte lateral na geometria, mostrando a malha 1, caso 1.....	53
Figura 4.5 Corte frontal na geometria, mostrando a malha 1, caso 1.....	53
Figura 4.6 Corte lateral na geometria, mostrando a malha 2, caso 1.....	54
Figura 4.7 Corte frontal na geometria, mostrando a malha 2, caso 1.....	54
Figura 4.8 Corte lateral na geometria, mostrando a malha 3, caso 1.....	55
Figura 4.9 Corte frontal na geometria, mostrando a malha 3, caso 1.....	55
Figura 4.10 Modelo físico, indicando as regiões de entrada e saída de ar e a simetria.....	58
Figura 5.1 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 1.	62
Figura 5.2 Perfis adimensionais de velocidade média em $z/W = 0,5$, caso 1.....	63
Figura 5.3 Erro de modelagem para a velocidade média, caso 1.	64
Figura 5.4 Erro de discretização para a velocidade média, caso 1.	65
Figura 5.5 Perfis adimensionais de intensidade turbulenta em $z/W = 0,5$, caso 1.	66
Figura 5.6 Erro de modelagem para a intensidade turbulenta, caso 1.	67
Figura 5.7 Erro de discretização para a intensidade turbulenta, caso 1.....	68
Figura 5.8 Perfis de temperatura no piso e em $y/H = 0,25$, no plano $z/W = 0,34$, caso 1.....	69
Figura 5.9 Erro de modelagem para a temperatura, caso 1.	69
Figura 5.10 Erro de discretização para a temperatura, caso 1.	70

Figura 5.11 Linhas de corrente em $x = H$ e $x = 2H$, caso 1.....	70
Figura 5.12 Linhas de corrente em $y = 0,972H$ e em $z/W = 0,5$, caso 1.....	71
Figura 5.13 Linhas de corrente em $z/W = 0,5$, com o modelo $k-\omega$. (Fonte: Susin <i>et al.</i> , 2009)	72
Figura 5.14 Isotermas em $z/W = 0,5$, caso 1.....	72
Figura 5.15 Comparação dos perfis adimensionais de velocidade média para os casos 1 e 6, em $z/W = 0,5$	74
Figura 5.16 Comparação dos perfis adimensionais de velocidade média para os casos 1 e 6, em $z/W = 0,25$	74
Figura 5.17 Comparação dos perfis adimensionais de velocidade média para os casos 2, 6 e 10, em $z/W = 0,5$	75
Figura 5.18 Comparação dos perfis adimensionais de velocidade média para os casos 2, 6 e 10, em $z/W = 0,25$	75
Figura 5.19 Comparação dos perfis adimensionais de intensidade turbulenta para os casos 1 e 6, em $z/W = 0,5$	76
Figura 5.20 Comparação dos perfis adimensionais de intensidade turbulenta para os casos 1 e 6, em $z/W = 0,25$	76
Figura 5.21 Comparação dos perfis adimensionais de intensidade turbulenta para os casos 2, 6 e 10, em $z/W = 0,5$	77
Figura 5.22 Comparação dos perfis adimensionais de intensidade turbulenta para os casos 2, 6 e 10, em $z/W = 0,25$	77
Figura 5.23 Comparação dos perfis de temperatura no piso e em $y/H = 0,25$, para os casos 1 e 6, em $z/W = 0,34$	78
Figura 5.24 Comparação dos perfis de temperatura no piso e em $y/H = 0,25$, para os casos 2, 6 e 10, em $z/W = 0,34$	78
Figura 5.25 Linhas de corrente em $y = 0,972H$ e em $z/W = 0,5$, caso 2.....	79
Figura 5.26 Linhas de corrente em $y = 0,972H$ e em $z/W = 0,5$, caso 6.....	80
Figura 5.27 Linhas de corrente em $y = 0,972H$ e em $z/W = 0,5$, caso 10.....	80
Figura 5.28 Comparação das linhas de corrente em $z/W = 0,5$, casos 1 e 6.....	81

Figura 5.29 Comparação das linhas de corrente em $z/W = 0,5$, casos 2, 6 e 10.....	82
Figura 5.30 Isotermas em $z/W = 0,5$, caso 2.	83
Figura 5.31 Isotermas em $z/W = 0,5$, caso 6.	84
Figura 5.32 Isotermas em $z/W = 0,5$, caso 10.	84
Figura 5.33 Comparação dos perfis adimensionais de velocidade média dos casos 2 a 5, em $z/W = 0,5$	85
Figura 5.34 Comparação dos perfis adimensionais de intensidade turbulenta dos casos 2 a 5, em $z/W = 0,5$	86
Figura 5.35 Comparação dos perfis de temperatura no piso e em $y/H = 0,25$, dos casos 2 a 5, em $z/W = 0,34$	86
Figura 5.36 Linhas de corrente em $y = 0,972H$ e em $z/W = 0,5$, caso 3.	87
Figura 5.37 Linhas de corrente em $y = 0,972H$ e em $z/W = 0,5$, caso 4.	88
Figura 5.38 Linhas de corrente em $y = 0,972H$ e em $z/W = 0,5$, caso 5.	88
Figura 5.39 Comparação das linhas de corrente em $z/W = 0,5$, casos 2 a 5.....	89
Figura 5.40 Isotermas em $z/W = 0,5$, caso 3.	90
Figura 5.41 Isotermas em $z/W = 0,5$, caso 4.	91
Figura 5.42 Isotermas em $z/W = 0,5$, caso 5.	91
Figura A.1 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 2.	100
Figura A.2 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 3.	100
Figura A.3 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 4.	101
Figura A.4 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 5.	101
Figura A.5 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 6.	102
Figura A.6 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 7.	103
Figura A.7 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 8.	103
Figura A.8 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 9.	104
Figura A.9 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 10.	105
Figura A.10 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 11.	105

Figura A.11 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 12. 106

Figura A.12 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 13. 106

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 Equações utilizadas para resolver o escoamento em estudo.....	47
Tabela 4.1 Descrição das configurações e casos a serem analisados.	49
Tabela 4.2 Parâmetros das malhas do caso 1.....	52
Tabela 5.1 Malhas e tipos de interpolação para o caso 1.	61
Tabela 5.2 Razão de aspecto dos casos 1, 2, 6 e 10.....	73
Tabela 5.3 Fluxo de calor imposto no piso para os casos 2 a 5.....	85
Tabela A.1 Malhas e tipos de interpolação para os diferentes casos.....	99

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos Gerais

Ar	número de Arquimedes
C_p	calor específico do ar
e_{ikm}, e_{jkm}	operadores rotacionais
e_{ij}	taxa de deformação
e'_{ij}	taxa de deformação flutuante
E_{ij}	taxa de deformação média
E_{mod}	erro de modelagem
E_{num}^{GCI}	erro de discretização
$\bar{f}_\mu, \bar{f}_{1\varepsilon}, \bar{f}_{2\varepsilon}$	funções de parede
h	altura do bocal de insuflamento
H	altura do ambiente
$k(t)$	energia cinética instantânea
k	energia cinética turbulenta
K	energia cinética média
ℓ	comprimento característico
L	comprimento do ambiente
\hat{n}	vetor unitário normal
O	observação experimental
P	pressão termodinâmica média; resultado numérico
p	pressão termodinâmica instantânea
p'	pressão termodinâmica flutuante
p_L	ordem assintótica do erro de discretização
r	razão de refinamento entre as malhas
Re	número de Reynolds
S	solução analítica
t	altura da abertura de saída
T	temperatura do ar
T_0	temperatura do ar de entrada

u	vetor velocidade instantânea
u	componente da velocidade instantânea na direção x
u'	flutuação de velocidade na direção x
u^+	velocidade de perfil logarítmico
U	velocidade média
U_0	velocidade na direção x prescrita na entrada do ambiente
v	componente da velocidade instantânea na direção y
v'	flutuação de velocidade na direção x
V_0	velocidade na direção y prescrita na entrada do ambiente
w	componente da velocidade instantânea na direção z
w'	flutuação de velocidade na direção x
W_0	velocidade na direção z prescrita na entrada do ambiente
W	largura do ambiente
x	coordenada cartesiana na direção x
y	coordenada cartesiana na direção y; distância do centro do volume à parede
y^+	parâmetro adimensional que define as regiões de subcamada viscosa, de transição e turbulenta
z	coordenada cartesiana na direção z

Símbolos Gregos

Γ_t	difusividade turbulenta
δ	espessura da camada limite
δ_{ij}	delta de Kronecker
ε	taxa de dissipação de energia cinética turbulenta
ε_0	taxa de dissipação de energia cinética turbulenta prescrita na entrada do ambiente
ϑ	velocidade característica
μ	viscosidade dinâmica
μ_t	viscosidade dinâmica turbulenta
ν	viscosidade cinemática
ν_t	viscosidade cinemática turbulenta

ρ	massa específica
σ_t	número de Prandtl/Schmidt turbulento
τ_{ij}	tensões turbulentas
τ_w	tensão de cisalhamento da parede
φ, ψ	quantidades instantâneas de uma propriedade escalar do escoamento
Φ, Ψ	componentes médios de uma propriedade escalar do escoamento
φ', ψ'	componentes flutuantes de uma propriedade escalar do escoamento
ω	taxa de dissipação de energia cinética turbulenta
ω_0	taxa de dissipação de energia cinética turbulenta prescrita na entrada do ambiente
ω_k	vetor rotação

1 INTRODUÇÃO

1.1 INTRODUÇÃO

Segundo o Procel (Programa Nacional de Combate ao Desperdício de Energia Elétrica), quase 50% da energia elétrica consumida no Brasil é utilizada na operação e manutenção das edificações e em sistemas artificiais que proporcionam conforto ambiental para seus usuários, como iluminação, climatização e aquecimento de água (fonte: <http://www.eletrobras.com>).

A demanda atual por energia para a climatização de ambientes se deve ao aquecimento global e ao fato de as construções não terem sido projetadas com o objetivo de reduzir a necessidade de condicionamento de ar em seu interior, principalmente em países como o Brasil. Dessa forma, muitas vezes a energia é utilizada em excesso devido ao super dimensionamento dos sistemas de climatização, e os ocupantes nem sempre se sentem confortáveis termicamente, devido à má distribuição do ar no interior do ambiente.

A dinâmica dos fluidos computacional (DFC) pode ser utilizada para obter os detalhes da distribuição de ar e das suas propriedades no interior de ambientes climatizados, simulando numericamente os processos físicos presentes em um determinado escoamento. A utilização das equações médias de Reynolds em conjunto com um modelo de turbulência é suficiente para prever o escoamento, porém, a definição do modelo de turbulência para determinada aplicação não é uma tarefa fácil.

1.2 OBJETIVOS

O principal objetivo deste estudo é investigar numericamente a influência da razão de aspecto da geometria, que representa a razão entre a sua largura e o seu comprimento, e do efeito do empuxo, no comportamento térmico e fluidodinâmico do escoamento turbulento no interior de um ambiente. Tal ambiente é composto por um jato de ar horizontal próximo ao teto e uma fonte de aquecimento no piso.

Para atingir os objetivos deste trabalho, são realizadas simulações do escoamento, através da DFC, utilizando o modelo de turbulência do tipo RSM (*Reynolds Stress Model*), que foi escolhido por ser preciso e para analisar se, no caso em estudo, ele realmente oferece

vantagens em relação aos modelos mais utilizados na literatura, os modelos a duas equações, já investigados em casos similares por Chen (1996), Voigt (2000) e Susin *et al.* (2009).

O ambiente em estudo é baseado no aparato experimental empregado por Nielsen (1976, 1990), que representa um ambiente com insuflamento de ar horizontal paralelo ao teto (parede esquerda) e saída de ar através de uma abertura na parte inferior próxima ao piso (parede direita), conforme ilustra a Figura 1.1. Então, para validar o modelo, os resultados numéricos são comparados aos dados experimentais de Nielsen (1976, 1990), em termos dos perfis adimensionais de temperatura, velocidade média e intensidade turbulenta, que são variáveis importantes de um escoamento, além das linhas de corrente e isotermas.

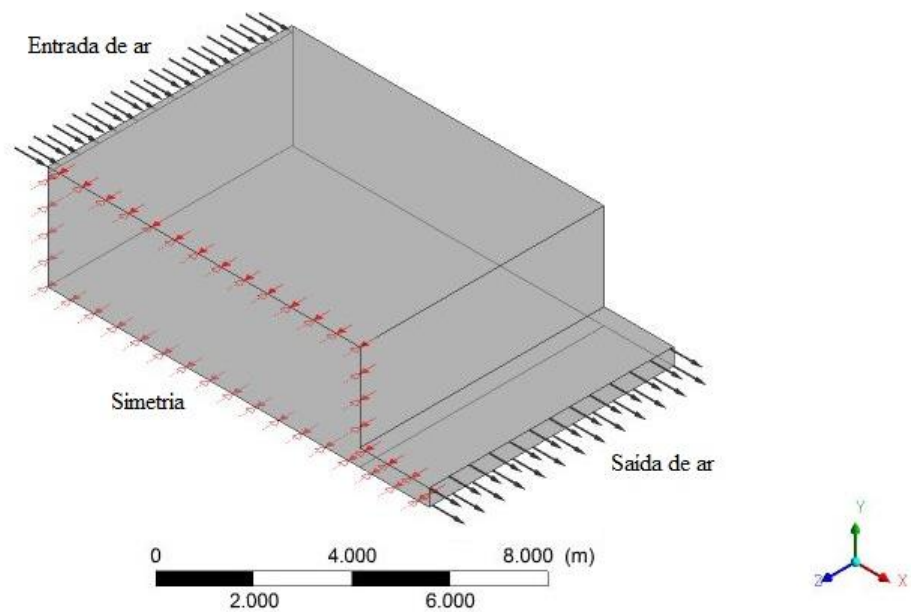


Figura 1.1 Representação esquemática do ambiente em estudo.

Após a validação, mais doze casos são estudados, onde as razões entre o comprimento e a altura do ambiente e a largura e a altura do ambiente variam de 1 a 4,7 e o fluxo de calor imposto no piso varia de 0,002 a 9,149 W/m², possibilitando a análise da influência destes parâmetros nas características do escoamento.

1.3 JUSTIFICATIVA

Dessa forma, este trabalho visa contribuir com a melhoria da qualidade do ar, do conforto térmico dos ocupantes e da eficiência dos sistemas de condicionamento de ar em

ambientes fechados, através da análise do escoamento, utilizando a simulação computacional. Esta análise será realizada com o fim de conhecer o efeito de alguns fatores no escoamento, como a distribuição das fontes de calor, as dimensões do ambiente e a localização do sistema de condicionamento de ar.

1.4 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

Neste capítulo, foram apresentados os objetivos e a justificativa deste trabalho, assim como uma breve descrição do problema a ser estudado. O capítulo 2 apresenta a revisão bibliográfica, que mostra a análise dos estudos experimentais e numéricos referentes a escoamentos de ar em ambientes climatizados. No capítulo 3 são descritas as equações que governam o escoamento do ar no interior do ambiente e são apresentados alguns modelos de turbulência. No capítulo 4 é apresentada a geometria onde o escoamento é resolvido e as malhas utilizadas neste estudo, assim como as condições de contorno do domínio computacional. O capítulo 5 apresenta os principais resultados, primeiramente validando o modelo de turbulência RSM, através da comparação com os dados experimentais, e em seguida, analisando os perfis adimensionais de velocidade média, intensidade turbulenta e temperatura, além das isotermas e linhas de corrente, dos diferentes casos, para verificar a influência da razão de aspecto e do empuxo no escoamento. O capítulo 6 apresenta as conclusões do trabalho e o apêndice A detalha a definição das malhas para os casos em estudo.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 INTRODUÇÃO

O comportamento do escoamento de ar em um ambiente pode ser obtido através de dois diferentes métodos, o experimental e o numérico. O primeiro é o que apresenta a informação mais realística sobre o escoamento de ar no interior de um ambiente, pois se baseia na medição direta da velocidade e da temperatura, porém é o que requer mais recursos e tempo, pois representa a situação real do problema e utiliza as verdadeiras condições de contorno. Os resultados obtidos experimentalmente, na ausência de resultados analíticos, servem como dados de referência para estudos posteriores. O segundo método resolve o sistema de equações diferenciais que governa o escoamento do fluido, discretizando o domínio físico. Por ser um método computacional, ele geralmente requer menos tempo e recursos para obter os resultados de casos variados, porém necessita de recursos computacionais adequados às malhas em estudo.

Alguns trabalhos experimentais e numéricos realizados até o momento, relacionados à previsão do escoamento de ar em ambientes com ventilação natural, forçada e mista, são descritos brevemente nas próximas seções.

2.2 TRABALHOS EXPERIMENTAIS

Nielsen (1976) investigou o escoamento de ar isotérmico e não isotérmico em ambientes climatizados através da técnica de modelagem em escalas reduzidas e obteve os perfis de velocidade e temperatura para ambientes 2D e 3D. O modelo do experimento consistia em uma caixa de madeira com 1,8 m de comprimento e 0,6 m de largura, o teto isolado e o piso aquecido com um filme elétrico. O ar entrava na caixa através de um bocal na parte superior da parede esquerda, cuja largura poderia variar até a largura total do ambiente, e saía por uma abertura na parte inferior da parede direita. Dentro da caixa, havia paredes móveis para possibilitar a variação das dimensões do ambiente a ser representado. Naquele modelo, era possível medir as linhas de corrente, os perfis de velocidade e intensidade turbulenta e a distribuição de temperatura do ar em seu interior.

Para observar as linhas de corrente, havia uma caixa de luz que emitia feixes de luz em diferentes locais no modelo para registrar a passagem do ar. A velocidade de insuflamento era determinada através da medição da queda de pressão no bocal, por meio de um micromanômetro, o perfil de velocidade era medido através de um anemômetro e as temperaturas eram medidas através de termopares.

O escoamento em regime permanente no ambiente foi solucionado também numericamente empregando uma formulação 2D. Comparando os resultados numéricos com os dados experimentais, foi possível afirmar que o método numérico usando o modelo $k-\varepsilon$ padrão (Launder *et al.*, 1974) foi capaz de representar o escoamento turbulento. O autor analisou a influência dos aspectos geométricos do ambiente e concluiu que em ambientes com comprimento e largura significativamente maiores que a altura, o escoamento tem um comportamento transitório e simétrico, mas quando a abertura de ar é menor que a largura da sala, o escoamento apresenta um comportamento permanente e assimétrico. Já em ambientes mais curtos e com a entrada de ar da mesma largura que o ambiente, o escoamento comporta-se como regime permanente e bidimensional. Nielsen (1976) também analisou a influência do número de Reynolds no escoamento e concluiu que este fator não é muito significativo.

Nielsen (1990) testou experimentalmente o escoamento isotérmico e não isotérmico em um ambiente ventilado, utilizando o mesmo modelo experimental do estudo de 1976. Analisou os resultados de velocidade média adimensional e intensidade turbulenta em diferentes posições do ambiente. Desde então, aquele estudo é utilizado como referência para validação de trabalhos que envolvem a Dinâmica dos Fluidos Computacional.

Bjerg *et al.* (1999) estudaram o escoamento isotérmico em um ambiente com um jato de ar de parede próximo ao teto, cuja largura era a mesma da parede, e saída de ar posicionada no chão, próximo à entrada. O estudo foi realizado através de medição experimental da velocidade do ar e da direção do escoamento e de simulação numérica, utilizando o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ padrão. Com os dois métodos, o escoamento se mostrou tridimensional, apesar de as condições de contorno serem bidimensionais, o que foi justificado pelo autor como resultado do atrito do ar em relação às paredes. Em outras simulações numéricas, os autores concluíram que a variação da relação entre a largura, W , e a altura do ambiente, H , influenciou no desenvolvimento de um escoamento tridimensional, porém somente quando $3 > W/H > 1$.

Moureh *et al.* (2002) realizaram um estudo experimental e numérico do escoamento de ar gerado por um jato de parede em um ambiente longo e vazio, cuja entrada e saída de ar, posicionadas do mesmo lado, se localizavam próximos ao teto e ao chão, respectivamente.

Este ambiente simulava um trailer de transporte refrigerado, por isto os experimentos foram conduzidos em um modelo do mesmo em escala reduzida. A dinâmica dos fluidos computacional foi utilizada, com os modelos de turbulência RSM, $k-\varepsilon$ padrão e RNG (*Re-Normalisation Group*) $k-\varepsilon$, e os resultados de velocidade e temperatura foram comparados entre si e aos dados experimentais. Os autores concluíram que somente o modelo RSM detectou a presença e a localização das recirculações secundárias, possivelmente por considerar a anisotropia da turbulência, e que as recirculações primárias são significativamente mais importantes que as secundárias.

2.3 TRABALHOS NUMÉRICOS

Nielsen *et al.* (1979) calcularam as distribuições de temperatura e velocidade em um ambiente bidimensional com ventilação forçada, avaliando o efeito do empuxo, através do método das diferenças finitas. Os resultados obtidos foram comparados aos dados experimentais de Nielsen (1976), onde percebeu-se que nos casos em que o efeito do empuxo era significativo, ou seja, quando o número de Arquimedes era alto, a previsão das distribuições de temperatura e velocidade foi satisfatória.

Chen (1988) analisou os resultados de velocidade, temperatura e a distribuição de contaminantes no ambiente, além da transferência de calor transitório através das paredes, para verificar a influência da vazão de entrada e da posição da entrada e da saída de ar de um escoamento isotérmico, no conforto térmico e no consumo de energia. O autor combinou um programa de cálculo de carga térmica com um modelo de DFC, onde utilizou o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ padrão, e posteriormente comparou com os resultados obtidos com dados experimentais.

Segundo aquele autor, a combinação daqueles dois programas pode ser usada para estimar com precisão as condições de contorno para as simulações de escoamento de ar. Assim como para investigar se o escoamento de ar e a distribuição de temperatura no interior do ambiente influenciam o consumo de energia e o conforto térmico.

Murakami e Kato (1989) simularam numericamente o escoamento de ar isotérmico em vários tipos de ambientes ventilados, usando o modelo a duas equações, $k-\varepsilon$ padrão. Os resultados obtidos numericamente foram comparados aos dados experimentais e os autores concluíram que as simulações numéricas utilizando o modelo $k-\varepsilon$ padrão podiam prever o escoamento turbulento em uma sala ventilada com grande precisão para as aplicações de

engenharia da época.

Gan (1995) fez uso da DFC para prever o conforto térmico em um ambiente com ventilação forçada, utilizando os índices de conforto térmico e de qualidade do ar para avaliar o sistema de condicionamento de ar. Além disso, o autor buscou otimizar o projeto do sistema de distribuição de ar. Concluiu que alguns métodos de distribuição de ar são efetivos para a remoção de contaminantes, mas não para o conforto térmico e o uso de energia e que, idealmente, um sistema de distribuição de ar deveria ser flexível para resfriamento e aquecimento. Além disso, concluiu que o sistema de ventilação por deslocamento de ar tem melhor desempenho que os convencionais, como o difusor no teto ou o jato de ar na parede lateral.

Chen (1996) utilizou três modelos de turbulência RSM e o modelo $k-\varepsilon$ padrão para determinar o comportamento dos escoamentos de ar no interior de ambientes com convecção natural, forçada e mista. Ele comparou os resultados numéricos com os dados experimentais da literatura e concluiu que para a velocidade média, todos os modelos foram satisfatórios, mas para a intensidade turbulenta, nenhum modelo conseguiu prever os perfis adequadamente. Os três modelos de tensões de Reynolds apresentaram desempenho muito similar e foram capazes de prever a turbulência anisotrópica e a existência de recirculação secundária do escoamento, ao contrário do modelo $k-\varepsilon$ padrão. Porém, os primeiros modelos exigiram mais recursos computacionais que o modelo $k-\varepsilon$ (5 a 20 vezes) e foram mais instáveis, tendo assim mais dificuldade para convergir.

Chen *et al.* (1998) utilizaram o modelo a zero equações para prever a distribuição de ar de escoamentos tridimensionais, com convecção natural, forçada e mista, em termos de velocidade, temperatura e concentração de contaminantes. Os resultados concordaram razoavelmente com os dados experimentais e com os resultados obtidos com o modelo $k-\varepsilon$ padrão, porém os resultados deste último modelo foram significativamente melhores, o que pode ser explicado pelo fato deste modelo utilizar duas equações a mais, as equações de transporte para energia cinética turbulenta e dissipação. Por outro lado, o modelo a zero equações utilizou muito menos tempo computacional (aproximadamente 10 vezes menos) e ainda assim conseguiu prever os escoamentos, mesmo que com menor precisão que o modelo $k-\varepsilon$ padrão. Por isso, segundo os autores, esse modelo não pode ser desprezado na escolha do modelo de turbulência, dependendo do caso que será estudado.

Costa *et al.* (1999) estudaram numérica e experimentalmente o escoamento com convecção mista, em um ambiente com dois jatos de parede. Nove modelos $k-\varepsilon$ a baixos números de Reynolds foram avaliados, tendo os seus resultados de temperatura e velocidade

comparados aos obtidos no experimento realizado pelos autores. Alguns dos modelos superestimaram os fluxos de calor na parede, enquanto outros os subestimaram. O modelo que obteve a melhor aproximação geral em relação aos dados experimentais foi o modelo para baixos números de Reynolds de Nagano e Hishida (1987), apesar de ter apresentado defeitos próximo aos pontos de separação e encontro do escoamento.

Chen *et al.* (2000) calcularam os escoamentos com convecção livre, forçada e mista em ambientes, utilizando a Simulação de Grandes Escalas (LES - *Large Eddy Simulation*). Eles utilizaram esse tipo de simulação pelo fato de que os modelos baseados nas equações médias de Reynolds (RANS - *Reynolds Average Navier-Stokes*), $k-\varepsilon$ e RSM, não são universais, pois podem apresentar alto desempenho para um tipo de escoamento e baixo para outros. Os resultados foram comparados com os obtidos pelo modelo de Smagorinski (SM) e com os dados experimentais da literatura. O modelo SM não foi capaz de prever o escoamento, falhando até mesmo na previsão da velocidade média e da temperatura, mas o modelo em estudo foi capaz, apresentando bons resultados, principalmente dos parâmetros médios do escoamento.

Costa *et al.* (2000) estudaram a influência dos parâmetros geométricos, dinâmicos e térmicos mais relevantes na estrutura de um escoamento de ar bidimensional turbulento, gerado por dois jatos de parede em um compartimento, sob várias condições de vazão de entrada, utilizando o modelo considerado mais adequado no estudo realizado pelos mesmos autores no ano anterior (Costa *et al.*, 1999). Concluíram que, para uma dada geometria e uma vazão de ar fixa, era possível definir a largura ótima de entrada de ar, obtendo a menor velocidade do escoamento de retorno, e que, no regime de convecção mista, o escoamento era bastante influenciado pelas forças de empuxo.

Voigt (2000) resolveu numericamente o escoamento de ar bidimensional isotérmico de acordo com dados do ambiente do Anexo 20 (Nielsen, 1990) e comparou os resultados com os dados experimentais da mesma referência. Cinco modelos de turbulência foram utilizados: $k-\varepsilon$ padrão, $k-\varepsilon$ para baixos número de Reynolds, $k-\omega$, $k-\omega$ *Baseline* (BSL), e $k-\omega$ *Shear Stress Transport* (SST). Todos os modelos conseguiram representar os resultados experimentais, com exceção do $k-\omega$ SST, principalmente próximo ao piso. As equações de transporte para $k-\varepsilon$ nas paredes foram integradas, ao invés de a lei da parede ser utilizada, mas não foi detectado efeito significativo nos resultados.

Xu e Chen (2001a) propuseram um modelo de turbulência de duas equações, com o auxílio de dados da Simulação Numérica Direta (DNS - *Direct Numerical Simulation*), para prever os escoamentos com convecção natural, forçada e mista, já que, segundo estes autores,

os modelos $k-\varepsilon$ padrão e os modelos das tensões de Reynolds não eram capazes de prever com precisão e eficiência os três tipos de convecção. Os autores concluíram que o modelo proposto realmente podia prever os escoamentos, desde convecção natural até forçada.

Em um trabalho posterior, Xu e Chen (2001b) fizeram a comprovação do modelo de duas equações simulando seis casos (canais, cavidades e ambientes com tamanho real) com o *software* comercial PHOENICS. Os resultados obtidos pelo modelo proposto se aproximaram dos resultados experimentais e computacionais obtidos com o PHOENICS, validando o modelo para prever o escoamento com transferência de calor por convecção natural, forçada e mista.

Schalin *et al.* (2004) estudaram o escoamento de ar em um ambiente isotérmico, com um jato de parede tridimensional, analisando a influência dos diferentes modelos de turbulência nas predições da dinâmica dos fluidos computacional. Naquele estudo, dois modelos de turbulência, o modelo $k-\varepsilon$ padrão e o modelo das tensões de Reynolds, foram comparados. Os autores mostraram que não é possível prever a alta taxa de crescimento do jato paralelo à superfície através do modelo $k-\varepsilon$ padrão, mas com o modelo das tensões de Reynolds sim. Eles concluíram, através da comparação com dados experimentais, que o modelo das tensões de Reynolds apresentou resultados razoáveis e com maior precisão que o modelo $k-\varepsilon$ padrão.

Susin (2007) e Susin *et al.* (2009) investigaram numericamente o escoamento tridimensional turbulento isotérmico em um ambiente onde o ar é insuflado por um jato horizontal próximo ao teto e sai na parede oposta, próxima ao piso. Utilizaram os dados experimentais de Nielsen (1990), para posterior comparação dos resultados e validação dos modelos. Duas configurações de bocal foram estudadas, uma em que a largura do bocal é metade da largura do ambiente e outra em que a largura do bocal é igual a largura do ambiente. Inicialmente foi utilizado o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ padrão e depois os modelos RNG $k-\varepsilon$ e $k-\omega$. Através da comparação das distribuições adimensionais de velocidade média e de intensidade turbulenta, em diferentes posições do ambiente, os autores concluíram que todos os modelos estimaram bem o escoamento médio e os efeitos tridimensionais, porém não avaliaram adequadamente a intensidade turbulenta, por causa da hipótese de isotropia dos modelos de turbulência utilizados. Susin (2007) concluiu que o modelo de turbulência $k-\omega$ foi o que obteve melhor desempenho na solução do escoamento no ambiente em que a largura do bocal é igual a largura do ambiente, por isso, os dados daquele modelo são utilizados nas comparações do presente estudo.

Zhai *et al.* (2007) primeiramente fizeram um estudo do progresso dos modelos de turbulência utilizados atualmente em simulações de DFC, no que diz respeito à escoamento em ambientes. Eles mostraram os modelos de turbulência que estavam sendo mais usados nas aplicações de engenharia e os que apresentaram bom desempenho na modelagem dos escoamentos em ambientes internos. Então, avaliaram o desempenho dos oito modelos de turbulência considerados mais adequados para simular escoamentos com convecção natural, forçada e mista no interior de ambientes, comparando os resultados com os dados experimentais da literatura. Eles concluíram que o modelo SGE apresentou os resultados mais detalhados sobre o escoamento, porém utilizando um tempo computacional muito maior que os modelos RANS, além de apresentar baixa precisão. Dentre os modelos RANS estudados, o RNG $k-\varepsilon$ e o modelo a três equações obtiveram o melhor desempenho geral.

Chen (2009) comparou as ferramentas existentes para a predição do escoamento de ar em ambientes, analisando as vantagens e desvantagens de cada uma. Ele concluiu que os modelos empíricos e analíticos foram pouco utilizados nos últimos anos, que os modelos experimentais foram utilizados somente para gerar dados experimentais para a validação de modelos numéricos, que os modelos multizonais vêm apresentando melhorias, além de serem os mais efetivos para prever o escoamento em uma edificação inteira, que os modelos zonais têm limitações de aplicação e podem ser facilmente substituídos por modelos DFC com malhas grosseiras, e que os modelos DFC são os mais populares e contribuem com 70% da literatura atual.

Olmedo *et al.* (2010) verificaram que o modelo do Anexo 20 (Nielsen, 1990) pode ser tratado como bidimensional e operando em regime permanente. Tal conclusão foi obtida comparando os resultados das simulações tridimensionais em regime transitório com os resultados bidimensionais em regime permanente. Como os resultados foram muito similares, os autores concluíram que o escoamento pode ser considerado bidimensional e em regime permanente.

Em função da revisão bibliográfica apresentada neste capítulo, optou-se neste trabalho pelo foco numérico, já que este necessita de recursos apenas computacionais e possibilita a variação de algumas parâmetros do escoamento. Este estudo contribuirá com a literatura na identificação do modelo de turbulência mais adequado para estudar o escoamento no interior de ambientes climatizados, através da apresentação dos resultados de escoamento para um modelo de turbulência das tensões de Reynolds. Assim, no próximo capítulo, a modelagem matemática das equações que governam o escoamento em estudo será descrita.

3 ASPECTOS FÍSICOS DA TURBULÊNCIA

3.1 INTRODUÇÃO

A maioria dos escoamentos estudados na engenharia são turbulentos, por isso a importância do estudo do fenômeno da turbulência. Segundo Davidson (2004), dependendo da viscosidade do fluido e da velocidade do escoamento, o movimento do fluido se torna irregular e caótico, ou seja, turbulento.

De acordo com Davidson (2004), Reynolds conseguiu distinguir os regimes laminar e turbulento em seu experimento com um escoamento de água e corante no interior de um tubo, e afirmou que o parâmetro que controla a transição entre estes regimes é o número de Reynolds (UL/ν), que representa a razão entre as forças inerciais e viscosas presentes no escoamento. Segundo Pope (2000), neste experimento, Reynolds percebeu que se o número de Reynolds fosse menor que 2300, o escoamento era laminar, ou seja, todas as linhas de corrente do fluido eram paralelas ao eixo do tubo, mas se fosse maior que 4000, o escoamento era turbulento.

Dessa forma, quando o número de Reynolds de um escoamento é inferior ao chamado número de Reynolds crítico, Re_{crit} , o escoamento é laminar, ou seja, é caracterizado por um comportamento estável, onde as camadas de fluido deslizam uma sobre as outras ordenadamente. Já quando o número de Reynolds é superior a Re_{crit} , uma série de eventos ocorre e o comportamento do escoamento muda totalmente, se tornando turbulento, o que faz com que todas as suas propriedades variem caótica e aleatoriamente.

A natureza aleatória de um escoamento turbulento é resultado da movimentação de todas as partículas do fluido, o que faz com que as suas propriedades sejam decompostas em um valor médio mais uma componente de flutuação. Para o caso da velocidade na direção x , a expressão que indica esse comportamento é $u(x, t) = U(x) + u'(x, t)$. Segundo Davidson (2004), a componente média é função somente da posição, enquanto a componente de flutuação e, conseqüentemente, a resultante são totalmente desordenadas no espaço.

Segundo Pope (2000), o escoamento turbulento tem a habilidade de transportar e misturar fluidos com muito mais eficiência que um escoamento laminar. Isso acontece porque, como estes escoamentos são formados por escoamentos rotacionais de vários tamanhos, partículas inicialmente em locais distantes podem se aproximar e por isso, a

transferência de calor, de massa e de quantidade de movimento é muito mais efetiva que em escoamentos laminares.

Os escoamentos turbulentos são formados por movimentos de diferentes escalas. Os movimentos de grandes escalas são influenciados pela geometria do escoamento, através das condições de contorno, e controlam o transporte e a mistura de fluidos. Já os movimentos de pequenas escalas são determinados pela taxa de recebimento de energia dos movimentos de grandes escalas e pela viscosidade, de acordo com Pope (2000).

Os maiores vórtices interagem e extraem energia cinética do escoamento médio enquanto os vórtices menores a extraem dos maiores e, dessa maneira, a energia cinética é transmitida dos maiores para os menores vórtices progressivamente, até que o número de Reynolds seja suficientemente pequeno para que o movimento se estabilize e a viscosidade dissipe a energia cinética, fenômeno conhecido como cascata de energia, segundo Pope (2000).

A velocidade característica, ϑ , e o comprimento característico, ℓ , dos maiores vórtices são da mesma ordem de grandeza da velocidade e do comprimento do escoamento médio. Portanto, o número de Reynolds é alto em qualquer escoamento turbulento, o que mostra que eles são dominados pelos efeitos inerciais. Então, a taxa de rotação aumenta e o raio das seções transversais diminui, criando movimentos em menores escalas.

Já os menores vórtices são comprometidos também pela viscosidade, pois o número de Reynolds, baseado na velocidade característica e no seu comprimento característico, é igual a 1. Nesses casos, o trabalho é realizado contra as tensões viscosas e, conseqüentemente, a energia associada ao movimento desses pequenos vórtices é dissipada. Essa dissipação resulta em aumento de perda de energia, característica associada aos escoamentos turbulentos.

A causa inicial da transição do escoamento laminar para turbulento pode ser explicada considerando a estabilidade dos escoamentos laminares à pequenas perturbações. De acordo com Davidson (2004), para dado número de Reynolds, é necessário um nível de perturbação para iniciar a turbulência, ou seja, o número de Reynolds crítico depende do nível de perturbação presente no escoamento.

A teoria de estabilidade hidrodinâmica linear procura identificar as condições que possibilitam o aumento dessas perturbações. Por isso, é importante conhecer os números de Reynolds no qual as perturbações são amplificadas, $Re_{x,crit} = Ux_{crit}/\nu$, e no qual acontece a transição para escoamento turbulento, $Re_{x,tr} = Ux_{tr}/\nu$.

Dois diferentes mecanismos de instabilidade podem ocorrer no escoamento, dependendo do formato do perfil de velocidades bidimensional do escoamento laminar. O

primeiro mecanismo acontece nos escoamentos com perfis de velocidade que contém um ponto de inflexão, conforme mostrado na Figura 3.1 (a). Nesses casos, para números de Reynolds altos, o escoamento é sempre instável em relação às perturbações infinitesimais e não sofre efeito da viscosidade, e para números de Reynolds baixos, a viscosidade amortiza as flutuações e mantém o escoamento laminar.

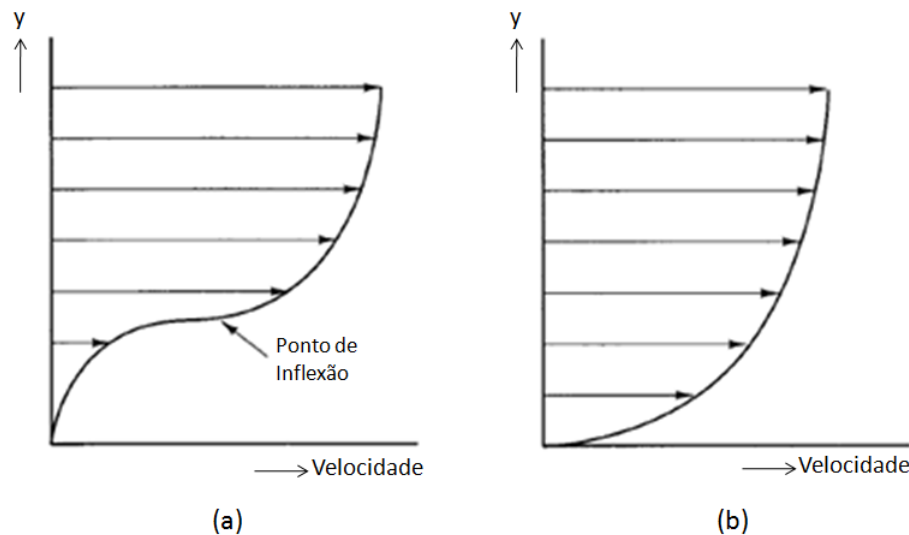


Figura 3.1 Perfis de velocidades com e sem ponto de inflexão. (Fonte: Versteeg e Malalasekera, 1995)

Em escoamentos de jatos, que são caracterizados por possuírem um ou mais pontos de inflexão, as grandes perturbações são amplificadas para qualquer número de Reynolds. Após entrar no ambiente, o escoamento laminar começa a produzir vórtices muito próximo ao orifício e as ampliações os fortalecem. Após uma curta distância, as perturbações tridimensionais tornam os vórtices muito distorcidos e por isso, o escoamento se rompe gerando um grande número de pequenos vórtices e, então, acontece a transição para o regime turbulento.

O segundo mecanismo acontece nos escoamentos com perfis de velocidade que não contém um ponto de inflexão, que são associados aos escoamentos próximos de paredes, conforme mostrado na Figura 3.1 (b). A viscosidade da parede gera uma estabilidade incondicional para esses tipos de perfis de velocidade, ou seja, os efeitos viscosos amortizam as instabilidades para os escoamentos com números de Reynolds altos e baixos, mas por outro lado, contribuem com a geração de instabilidades nos escoamentos com números de Reynolds intermediários.

O escoamento sobre uma placa plana é um exemplo de escoamento sem um ponto de inflexão, onde as perturbações infinitesimais são amplificadas apenas em uma faixa de

números de Reynolds, próximos de $Re_\delta = 1000$. A sequência de eventos que ocorre na transição de laminar para turbulento depende do escoamento inicial, se ele for laminar, o início das instabilidades lineares pode acontecer somente quando $Re_{x,crit} = 91000$ e o desenvolvimento subsequente depende da amplitude das ondas na máxima amplificação. Como as amplificações acontecem somente em uma extensão limitada de número de Reynolds, é possível que as ondas amplificadas sejam atenuadas ao longo do escoamento e que o escoamento permaneça laminar. Mas se a amplitude for alta suficiente, um mecanismo de instabilidade secundário transforma as ondas em tridimensionais e os vórtices do tipo "grampo de cabelo" se desenvolvem. Acima desses vórtices, uma região de alto cisalhamento é induzida, a qual posteriormente se intensifica, se alonga e forma outros vórtices. Os pontos de turbulência são levados com o escoamento e crescem se espalhando lateralmente, o que aumenta a parcela turbulenta do fluido.

3.2 ESCOAMENTO TURBULENTO PRÓXIMO DE PAREDES SÓLIDAS

De acordo com Tennekes e Lumley (1972), os escoamentos próximos a paredes são mais complicados que os escoamentos livres, pois a viscosidade do fluido conduz à condição de não deslizamento, que é uma restrição ao movimento do fluido. Segundo Davidson (2004), a presença de uma parede influencia totalmente um escoamento turbulento, principalmente porque próximo a ela, as flutuações de velocidade são nulas.

Se o número de Reynolds for baseado na distância em relação à parede, y , em vez de no comprimento na direção do escoamento, L , as forças inerciais prevalecem se y for da ordem de L , mas a medida que y é reduzido a zero, a importância das forças viscosas aumenta em relação às forças inerciais.

De acordo com Versteeg e Malalasekera (1995), nas regiões perto da parede, a velocidade média do escoamento é uma função que depende de y , da massa específica do fluido, ρ , da viscosidade do fluido, μ , e da tensão de cisalhamento da parede, τ_w ,

$$U = f(y, \rho, \mu, \tau_w). \quad 3.1$$

Análises dimensionais mostram a seguinte relação, chamada de lei de parede:

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau} = f\left(\frac{\rho u_\tau y}{\mu}\right) = f(y^+), \quad 3.2$$

onde $u_\tau = (\tau_w/\rho)^{1/2}$, $y^+ = \rho\sqrt{(\tau_w/\rho)}y/\mu$ e $\tau_w = \frac{\partial u}{\partial n}$.

O efeito viscoso da parede influencia também nas regiões mais distantes da parede, através do valor da tensão de cisalhamento da parede. O comprimento dessa região é a espessura da camada limite, δ . Então, nessa região, a velocidade média é uma função de:

$$U = g(y, \delta, \rho, \tau_w). \quad 3.3$$

Análises dimensionais mostram que:

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau} = g\left(\frac{y}{\delta}\right). \quad 3.4$$

Se a tensão de cisalhamento da parede for considerada como a causa da diferença de velocidade dentro e fora da camada limite, $U_{max} - U$, a chamada lei da queda de velocidade sugere que:

$$\frac{U_{max}-U}{u_\tau} = g\left(\frac{y}{\delta}\right). \quad 3.5$$

Na região em contato com a superfície sólida, denominada subcamada linear ou viscosa, o fluido é estacionário e não há vórtices turbulentos, então, o escoamento é governado apenas por cisalhamentos viscosos. Essa camada é muito fina ($y^+ < 5$) e através dela, a tensão de cisalhamento é praticamente constante e igual à tensão de cisalhamento da parede,

$$\tau(y) = \mu \frac{\partial U}{\partial y} \cong \tau_w. \quad 3.6$$

Integrando a equação (3.6) em y e aplicando a condição de contorno de que a velocidade do fluido é nula na parede ($y = 0$), uma relação linear entre a velocidade média e a distância da parede pode ser obtida:

$$U = \frac{\tau_w y}{\mu}. \quad 3.7$$

Usando as definições de u^+ e y^+ (equação 3.2) e algumas simplificações algébricas, tem-se:

$$u^+ = y^+. \quad 3.8$$

Fora da subcamada viscosa ($30 < y^+ < 500$), existe uma região onde tanto os efeitos da turbulência quanto os da viscosidade são importantes. A tensão de cisalhamento varia pouco com a distância da parede, então assume-se que seja constante e igual à tensão de cisalhamento da parede, assim como na subcamada viscosa. A relação entre u^+ e y^+ (Schlichting, 1979) é dada por:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} y^+ + B = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+), \quad 3.9$$

onde, $\kappa = 0,41$, $B = 5,5$ e $E = 9,8$, para paredes lisas.

Na camada distante da parede, onde o escoamento é dominado pelos efeitos da inércia, na região onde $0,02 < y/\delta < 0,2$, utiliza-se a equação (3.9) e nas regiões mais distantes da parede, utiliza-se a lei da queda de velocidade, equação (3.5). Então, na região de sobreposição, as equações (3.5) e (3.9) devem se igualar (Tennekes e Lumley, 1972), resultando em:

$$\frac{U_{max} - U}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{\delta}\right) + A, \quad 3.10$$

onde A é uma constante.

3.3 MODELOS DE TURBULÊNCIA

Para a maioria das aplicações de engenharia, conhecer os efeitos da turbulência no escoamento médio é suficiente, não sendo necessário obter os detalhes das flutuações turbulentas, segundo Versteeg e Malalasekera (1995). Então, os modelos de turbulência, que são modelos computacionais empregados na solução do sistema de equações do escoamento médio, são utilizados para solucionar uma variedade de problemas de escoamento.

Os métodos numéricos existentes empregados na solução de escoamentos turbulentos podem ser classificados em três grandes grupos: Simulação Numérica Direta, Simulação de Grandes Escalas (SGE) e Equações Médias de Reynolds.

A simulação numérica direta resolve diretamente as equações de Navier-Stokes, empregando alta discretização temporal e espacial, o que requer recursos computacionais elevados mesmo para casos simples de escoamento turbulento.

A simulação de grandes escalas é uma solução numérica de escoamentos turbulentos onde as equações de Navier Stokes são resolvidas para o escoamento médio e para os maiores vórtices, enquanto que para os menores vórtices, são utilizados modelos de turbulência simplificados. Como os maiores vórtices interagem muito com o escoamento médio e contêm a maior parte da energia cinética turbulenta presente no escoamento, essa aproximação resulta em um bom modelo dos principais efeitos da turbulência. A SGE utiliza muitos recursos computacionais, porém menos que a Simulação Numérica Direta e, por isso, consegue simular casos mais complexos do que esta última.

Os modelos com base nas equações médias de Reynolds formam a base dos cálculos de turbulência usados nos códigos comerciais atuais da DFC por exigirem menos recursos computacionais do que as metodologias anteriores e, portanto, serem capazes de resolver problemas de ordem prática. Por esse motivo, a modelagem das equações médias de Reynolds e dos modelos de turbulência, que fecham o sistema de equações que descreve o comportamento de escoamentos turbulentos, são detalhados nas seções que seguem.

3.3.1 Equações Médias de Reynolds

A grande diferença entre os escoamentos laminares e os turbulentos são os vórtices de todos os tamanhos gerados pelas perturbações. Como é possível rastrear a dinâmica dos vórtices somente em escoamentos com baixa complexidade, atualmente são utilizados procedimentos computacionais que fornecem as informações adequadas sobre os processos turbulentos, porém sem prever os efeitos de exatamente todos os vórtices do escoamento.

Segundo Versteeg e Malalasekera (1995), uma propriedade de um escoamento transitório, φ , é dependente do tempo e por isso, pode ser definida como a soma de um componente médio, Φ e um componente flutuante, que varia com o tempo, φ' . Então, $\varphi = \Phi + \varphi'$, onde $\Phi = 1/\Delta t \int_0^{\Delta t} \varphi(t) dt$ e $\bar{\varphi}' = 1/\Delta t \int_0^{\Delta t} \varphi'(t) dt \equiv 0$.

Antes de derivar as equações médias para um escoamento turbulento, seguem as regras que governam as médias temporais das propriedades escalares flutuantes $\varphi = \Phi + \varphi'$ e

$\psi = \Psi + \psi'$, suas combinações, derivadas e integrais:

$$\begin{aligned} \overline{\varphi'} &= \overline{\psi'} = 0; \quad \overline{\Phi} = \Phi; \quad \frac{\partial \overline{\varphi}}{\partial s} = \frac{\partial \Phi}{\partial s}; \quad \int \overline{\varphi} ds = \int \Phi ds; \\ \overline{\varphi + \psi} &= \Phi + \Psi; \quad \overline{\varphi\psi} = \Phi\Psi + \overline{\varphi'\psi'}; \quad \overline{\varphi\Psi} = \Phi\Psi; \quad \overline{\varphi'\Psi} = 0. \end{aligned} \quad 3.11$$

As propriedades acima podem ser usadas também para uma quantidade vetorial flutuante, $a = A + a'$, e as suas combinações com um escalar, $\varphi = \Phi + \varphi'$. Com o auxílio de divergente e gradiente, tem-se:

$$\begin{aligned} \overline{div a} &= div A; \quad \overline{div(\varphi a)} = \overline{div(\overline{\varphi a})} = div(\Phi A) + div(\overline{\varphi' a'}); \\ \overline{div grad \varphi} &= div grad \Phi. \end{aligned} \quad 3.12$$

Para ilustrar a influência das flutuações turbulentas no escoamento médio, são consideradas as equações de conservação da massa e de Navier-Stokes para um escoamento incompressível, com viscosidade constante. O vetor velocidade instantânea u tem as componentes u , v e w nas direções x , y e z , respectivamente, e p é a pressão.

$$div u = 0, \quad 3.13$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + div(uu) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu div grad u, \quad 3.14a$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + div(vu) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu div grad v, \quad 3.14b$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + div(wu) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu div grad w. \quad 3.14c$$

Para obter as equações médias de Reynolds, as propriedades instantâneas do escoamento são primeiramente substituídas nas equações (3.13) a (3.14c) pela soma de seus valores médios com suas flutuações, $u = U + u'$, $v = V + v'$, $w = W + w'$ e $p = P + p'$. Então o operador média temporal é aplicado, utilizando as propriedades mostradas na equação (3.11). Assim, a equação da continuidade do escoamento médio se torna,

$$\overline{div \mathbf{u}} = div \mathbf{U} = 0. \quad 3.15$$

As médias temporais dos termos individuais da equação da quantidade de movimento em x , equação (3.14a), podem ser escritas da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} &= \frac{\partial U}{\partial t}; \quad \overline{div(\mathbf{u}\mathbf{u})} = div(UU) + div(\overline{u'u'}); \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}; \\ \overline{v \, div \, grad \, u} &= v \, div \, grad \, U. \end{aligned} \quad 3.16$$

Usando os resultados obtidos na equação (3.16) na equação (3.14a) e por analogia nas equações (3.14b) e (3.14c), tem-se :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + div(UU) + div(\overline{u'u'}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + v \, div \, grad \, U, \quad 3.17a$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + div(VU) + div(\overline{v'u'}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + v \, div \, grad \, V, \quad 3.17b$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + div(WU) + div(\overline{w'u'}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + v \, div \, grad \, W. \quad 3.17c$$

$$(I) \quad (II) \quad (III) \quad (IV) \quad (V)$$

É importante notar que os termos I, II, IV e V das equações acima também aparecem nas equações de Navier Stokes (equações 3.14a-c), mas o fato de lhes aplicar a média temporal introduziu os termos III às equações médias de quantidade de movimento. Esses termos consistem na multiplicação de flutuações de velocidade e representam a transferência convectiva de quantidade de movimento devido às flutuações de velocidade. Como esses termos adicionam tensões turbulentas às componentes das velocidades médias, é comum colocá-los no lado direito da equação, formando as equações médias de Reynolds:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + div(UU) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + v \, div \, grad \, U + \left[-\frac{\partial \overline{u'u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right], \quad 3.18a$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + div(VU) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + v \, div \, grad \, V + \left[-\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'v'^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right], \quad 3.18b$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + div(WU) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + v \, div \, grad \, W + \left[-\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'w'^2}}{\partial z} \right]. \quad 3.18c$$

Essas tensões turbulentas são compostas por três tensões normais e três tensões de cisalhamento, as denominadas tensões de Reynolds, descritas respectivamente conforme segue:

$$\begin{aligned}\tau_{xx} &= -\rho\overline{u'^2}; \tau_{yy} = -\rho\overline{v'^2}; \tau_{zz} = -\rho\overline{w'^2}, \\ \tau_{xy} = \tau_{yx} &= -\rho\overline{u'v'}; \tau_{xz} = \tau_{zx} = -\rho\overline{u'w'}; \tau_{yz} = \tau_{zy} = -\rho\overline{v'w'}.\end{aligned}\quad 3.19$$

As tensões normais turbulentas são definidas pelo quadrado das velocidades flutuantes, portanto nunca são nulas, e as tensões de cisalhamento turbulentas são associadas às correlações entre os diferentes componentes de velocidade e normalmente são muito mais altas que as tensões viscosas.

Conforme comentado anteriormente, em muitos problemas de engenharia é satisfatório conhecer as propriedades médias dos escoamentos, porém quando é aplicado o operador média temporal às equações de quantidade de movimento, todos os detalhes das flutuações instantâneas são desprezados e, como resultado, são obtidas seis incógnitas adicionais, as tensões de Reynolds. Devido a alta complexidade da turbulência, normalmente as formulações simples não são capazes de definir essas tensões e os termos de transporte escalar, por isso, a principal tarefa dos modelos de turbulência é desenvolver procedimentos computacionais para prever esses termos com precisão.

Os modelos de turbulência completam o sistema de equações, modelando as componentes do tensor de Reynolds. Dentre os mais usados e validados, encontram-se os modelos de zero equações e de duas equações. Eles são baseados na pressuposição de que existe uma analogia entre a ação das tensões de Reynolds e das tensões viscosas no escoamento médio, que segundo a lei de Newton de viscosidade, são proporcionais à taxa de deformação dos elementos de fluido. Além disso, foi observado experimentalmente que a turbulência existe apenas quando há cisalhamento nos escoamentos incompressíveis e que as tensões turbulentas crescem a medida que a taxa média de deformação aumenta. Então, foi proposto por Boussinesq (1877) que as tensões de Reynolds também podem ser relacionadas às taxas médias de deformação dos elementos de fluido, conforme mostra a equação a seguir:

$$\tau_{ij} = -\rho\overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).\quad 3.20$$

onde μ_t é a viscosidade dinâmica turbulenta.

Por analogia, o transporte turbulento de calor e massa e outras propriedades escalares também podem ser modelados dessa forma. Assim, o transporte turbulento de um escalar é proporcional ao gradiente do valor médio da quantidade transportada,

$$-\overline{\rho u'_i \varphi'} = \Gamma_t \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}, \quad 3.21$$

onde Γ_t é a difusividade turbulenta.

Como é utilizado o mesmo mecanismo para calcular o transporte turbulento de quantidade de movimento, de calor e de massa, o valor da difusividade turbulenta é próximo ao da viscosidade turbulenta. Essa relação é expressa pelo número de Prandtl/Schmidt turbulento, calculado por:

$$\sigma_t = \frac{\mu_t}{\Gamma_t}. \quad 3.22$$

Experimentos com vários tipos de escoamento mostram que essa razão é quase sempre constante. A maioria dos códigos de DFC comerciais considera um valor próximo de 1 para σ_t .

O modelo de zero equações descreve as tensões por meio de fórmulas algébricas simples para a viscosidade dinâmica turbulenta, μ_t , como função de um comprimento característico. Já o modelo a duas equações descreve a turbulência de uma forma mais sofisticada e generalizada mostrando os efeitos do transporte das propriedades turbulentas através do escoamento médio e da produção e destruição de turbulência. No modelo k - ε , duas equações de transporte são resolvidas, uma para k (energia cinética turbulenta) e outra para ε (taxa de dissipação de energia cinética turbulenta).

Nesses dois modelos, é assumido que a viscosidade dinâmica turbulenta é isotrópica, ou seja, que a razão entre as tensões de Reynolds e a taxa média de deformação é a mesma em todas as direções. Isso muitas vezes leva a resultados com baixa precisão. Uma opção mais sofisticada é derivar e resolver as equações de transporte para as próprias tensões de Reynolds, já que elas representam a transferência convectiva de quantidade de movimento, a qual pode ser transportada pelas partículas do fluido.

Como resultado obtém-se seis equações adicionais de transporte, uma para cada tensão de Reynolds, as quais contém termos de difusão, pressão e dissipação, cujos efeitos são desconhecidos e não podem ser medidos. Tais modelos, denominados modelos de tensões de

Reynolds ou RSM (*Reynolds Stress Models*), adotam suposições sobre esses termos e as equações diferenciais parciais resultantes são resolvidas em conjunto com a equação de transporte da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, ε .

Outras suposições de modelagem são feitas para reduzir o número de equações diferenciais parciais para descrever o transporte das tensões de Reynolds em equações algébricas para serem resolvidas junto com as equações de k e ε , do modelo $k-\varepsilon$. Essa aproximação leva ao modelo de tensões algébricas, que é a forma mais econômica do modelo de tensões de Reynolds introduzir os efeitos anisotrópicos da turbulência nas simulações de DFC.

Dos quatro tipos de modelos de turbulência empregados em conjunto com as equações médias de Reynolds, somente dois serão detalhados no presente trabalho, o a duas equações, devido ao seu grande uso e validação, e o de tensões de Reynolds, pois será o tipo de modelo utilizado nas simulações de DFC deste estudo.

3.3.2 Modelos a Duas Equações

Nestes modelos, duas equações são propostas, uma para a energia cinética, k , e outra para uma relação entre k e L . Os modelos a duas equações mais conhecidos são: $k-\varepsilon$ padrão, RNG $k-\varepsilon$ e $k-\omega$.

A energia cinética instantânea, $k(t)$, é a soma da energia cinética média, K , e da energia cinética turbulenta, k .

$$k(t) = K + k, \quad 3.23$$

onde $K = 1/2 (U^2 + V^2 + W^2)$ e $k = 1/2 (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$.

Para os desenvolvimentos que seguem, é necessário utilizar a taxa de deformação, e_{ij} , e as tensões turbulentas, τ_{ij} , descritas em forma de tensor:

$$e_{ij} = \begin{pmatrix} e_{xx} & e_{xy} & e_{xz} \\ e_{yx} & e_{yy} & e_{yz} \\ e_{zx} & e_{zy} & e_{zz} \end{pmatrix}; \tau_{ij} = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix} \quad 3.24$$

A taxa de deformação de um elemento de fluido em um escoamento turbulento é decomposta em uma média e um componente flutuante, $e_{ij}(t) = E_{ij} + e'_{ij}$, resultando nos

seguintes elementos da matriz.

$$e_{xx}(t) = E_{xx} + e'_{xx} = \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial u'}{\partial x} \quad 3.25$$

$$e_{yy}(t) = E_{yy} + e'_{yy} = \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial y} \quad 3.26$$

$$e_{zz}(t) = E_{zz} + e'_{zz} = \frac{\partial W}{\partial z} + \frac{\partial w'}{\partial z} \quad 3.27$$

$$e_{xy}(t) = E_{xy} + e'_{xy} = e_{yx}(t) = E_{yx} + e'_{yx} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right] + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial x} \right] \quad 3.28$$

$$e_{xz}(t) = E_{xz} + e'_{xz} = e_{zx}(t) = E_{zx} + e'_{zx} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right] + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u'}{\partial z} + \frac{\partial w'}{\partial x} \right] \quad 3.29$$

$$e_{yz}(t) = E_{yz} + e'_{yz} = e_{zy}(t) = E_{zy} + e'_{zy} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right] + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial v'}{\partial z} + \frac{\partial w'}{\partial y} \right] \quad 3.30$$

A equação para a energia cinética média, K , pode ser obtida através da multiplicação da componente x da equação de Reynolds (equação 3.18a) por U , da componente y (equação 3.18b) por V e da componente z (equação 3.18c) por W e de algumas operações algébricas (Tennekes e Lumley, 1972):

$$\frac{\partial(\rho K)}{\partial t} + \text{div}(\rho K U) = \text{div}(-PU + 2\mu U E_{ij} - \rho U \overline{u'_i u'_j}) - 2\mu E_{ij} \cdot E_{ij} + \rho \overline{u'_i u'_j} \cdot E_{ij}, \quad 3.31$$

onde $\partial(\rho K)/\partial t$ é a taxa de variação de K , $\text{div}(\rho K U)$ é o transporte de K por convecção, $\text{div}(-PU)$ é o transporte de K por difusão, $\text{div}(2\mu U E_{ij})$ é o transporte de K pelas tensões viscosas, $\text{div}(-\rho U \overline{u'_i u'_j})$ é o transporte de K pelas tensões de Reynolds, $2\mu E_{ij} \cdot E_{ij}$ é a taxa de dissipação de K e $\rho \overline{u'_i u'_j} \cdot E_{ij}$ é a produção de turbulência.

Segundo a equação (3.23), $k = k(t) - K$, então a equação para a energia cinética turbulenta, k , pode ser obtida através das seguintes operações: multiplicação de cada equação instantânea de Navier-Stokes pelos correspondentes componentes de velocidade flutuantes (equação da energia cinética instantânea, $k(t)$) e posterior soma dos resultados; repetição desse processo para as equações médias de Reynolds (equação da energia cinética média, K) e

subtração das duas equações resultantes. Após algumas simplificações algébricas, a equação resultante é (Tennekes e Lumley, 1972):

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \text{div}(\rho k U) = \text{div}\left(-\overline{p'u'} + 2\mu\overline{u'e'_{ij}} - \rho\frac{1}{2}\overline{u'_i.u'_i u'_j}\right) - 2\mu\overline{e'_{ij}.e'_{ij}} - \rho\overline{u'_i u'_j}.E_{ij}, \quad 3.32$$

onde $\partial(\rho k)/\partial t$ é a taxa de variação de k , $\text{div}(\rho k U)$ é o transporte de k por convecção, $\text{div}(-\overline{p'u'})$ é o transporte de k por difusão, $\text{div}(2\mu\overline{u'e'_{ij}})$ é o transporte de k pelas tensões viscosas, $\text{div}(-\rho\frac{1}{2}\overline{u'_i.u'_i u'_j})$ é o transporte de k pelas tensões de Reynolds, $2\mu\overline{e'_{ij}.e'_{ij}}$ é a taxa de dissipação de k e $-\rho\overline{u'_i u'_j}.E_{ij}$ é a produção de turbulência.

As equações de k e K são muito parecidas em muitos aspectos, porém o termo de produção de turbulência nas duas equações são iguais em magnitude, mas opostos no sinal, pois ele contribui positivamente na equação da energia cinética turbulenta, k , mas reduz a energia cinética média do escoamento, K . Isso expressa matematicamente a conversão de energia cinética média em energia cinética turbulenta.

O termo de dissipação viscosa, que contribui negativamente na equação da energia cinética turbulenta, k , é derivado do trabalho realizado pelos menores vórtices contra as tensões viscosas. A taxa de dissipação de energia cinética turbulenta por unidade de massa é:

$$\varepsilon = 2\nu\overline{e'_{ij}.e'_{ij}} \quad 3.33$$

Esse termo é sempre o mais significativo na destruição de energia cinética turbulenta, na mesma ordem de grandeza do termo de produção, portanto nunca pode ser desprezado. Porém, quando Re é alto, o termo de transporte turbulento é muito maior que o termo de transporte viscoso.

O modelo k - ε padrão (Launder *et al.*, 1974) utiliza duas equações, uma para a energia cinética turbulenta, k , e outra para a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, ε . Então, essas variáveis são utilizados para descrever a escala de comprimento, ℓ , e a de velocidade, ϑ , da turbulência de grandes escalas:

$$\vartheta = k^{1/2} \quad 3.34$$

$$\ell = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad 3.35$$

A viscosidade turbulenta cinemática, ν_t , pode ser expressa pelo produto da escala de velocidade turbulenta e da escala de comprimento turbulento, $\nu_t = C\vartheta\ell$, onde C é uma constante de proporcionalidade. Então, substituindo ϑ e ℓ pelas equações (3.34) e (3.35), e considerando a relação entre as viscosidades dinâmica e cinemática, $\nu_t = \mu_t/\rho$, a viscosidade dinâmica turbulenta é:

$$\mu_t = C\rho\vartheta\ell = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad 3.36$$

Então, as equações de transporte para k e ε utilizadas pelo modelo k - ε padrão são:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \text{div}(\rho k \mathbf{U}) = \text{div} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_k} \text{grad } k \right] + 2\mu_t E_{ij} \cdot E_{ij} - \rho \varepsilon, \quad 3.37$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \text{div}(\rho \varepsilon \mathbf{U}) = \text{div} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \text{grad } \varepsilon \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t E_{ij} \cdot E_{ij} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad 3.38$$

onde $C_\mu = 0,09$; $\sigma_k = 1$; $\sigma_\varepsilon = 1,3$; $C_{1\varepsilon} = 1,44$, $C_{2\varepsilon} = 1,92$, $\partial(\rho k)/\partial t$ e $\partial(\rho \varepsilon)/\partial t$ são as taxas de variação de k e ε , $\text{div}(\rho k \mathbf{U})$ e $\text{div}(\rho \varepsilon \mathbf{U})$ são os transportes de k e ε por convecção, $\text{div}[\mu_t/\sigma_k \text{grad } k]$ e $\text{div}[\mu_t/\sigma_\varepsilon \text{grad } \varepsilon]$ são os transportes de k e ε por difusão, $2\mu_t E_{ij} \cdot E_{ij}$ e $C_{1\varepsilon} \varepsilon/k 2\mu_t E_{ij} \cdot E_{ij}$ são as taxas de produção de k e ε ; e $\rho \varepsilon$ e $C_{2\varepsilon} \rho \varepsilon^2/k$ são as taxas de destruição de k e ε .

O termo de produção na equação (3.37) é derivado do termo de produção da equação (3.32), $-\rho \overline{u'_i u'_j} \cdot E_{ij}$, relacionando-a com a equação (3.20), e os termos de transporte turbulento são representados usando a ideia da difusão de gradiente. Os termos de produção e destruição de energia cinética turbulenta são quase sempre relacionados, pois a taxa de dissipação é alta quando a produção de k também é. Os termos de produção e destruição de ε são proporcionais aos termos correspondentes de k .

Para as tensões de Reynolds, no modelo k - ε , é utilizada a relação de Boussinesq,

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} = 2\mu_t E_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}. \quad 3.39$$

Comparando essa equação com a equação (3.20), é possível perceber que a única diferença é o termo adicional com o delta de Kronecker, δ_{ij} . Este operador serve para fazer com que este último termo seja aplicável somente às tensões normais de Reynolds, ou seja, quando $i = j$ ($\tau_{xx} = -\rho\overline{u'^2}$; $\tau_{yy} = -\rho\overline{v'^2}$; $\tau_{zz} = -\rho\overline{w'^2}$).

Segundo Versteeg e Malalasekera (1995), para altos números de Reynolds, o modelo k - ε padrão evita a necessidade de resolver as equações do modelo próximo à parede, usando o comportamento universal de escoamentos para essa região. Se y é a coordenada normal a uma parede sólida, a velocidade média no ponto y_p , quando $30 < y_p^+ < 500$, satisfaz a lei logarítmica (equação 3.9) e as medições da energia cinética turbulenta indicam que a taxa de produção de turbulência se iguala à taxa de dissipação. Usando essas suposições e a equação de viscosidade dinâmica, é possível desenvolver as funções de parede:

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey_p^+), \quad 3.40$$

$$k = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}}, \quad 3.41$$

$$\varepsilon = \frac{u_\tau^3}{\kappa y}, \quad 3.42$$

onde $\kappa = 0,41$ e $E = 9,8$, para paredes lisas.

Para a transferência de calor, é usada a distribuição universal de temperatura perto da parede, válida para altos números de Reynolds (Launder *et al.*, 1974).

$$T^+ \equiv -\frac{(T-T_w)C_p\rho u_\tau}{q_w} = \sigma_{T,t} \left[u^+ + P \left(\frac{\sigma_{T,l}}{\sigma_{T,t}} \right) \right], \quad 3.43$$

onde T_w é a temperatura da parede, q_w é o fluxo de calor da parede, C_p é o calor específico a pressão constante do fluido, $\sigma_{T,t}$ é o número de Prandtl turbulento e $\sigma_{T,l}$ é o número de Prandtl.

Segundo Versteeg e Malalasekera (1995), para baixos números de Reynolds, a lei logarítmica não é válida, por isso algumas modificações no modelo k - ε foram propostas por Patel *et al.* (1985), já que as funções de parede devem ser aplicadas para garantir que as tensões viscosas predominem em relação às tensões turbulentas na subcamada viscosa

adjacente às paredes sólidas.

Nas equações de k e ε , a primeira modificação foi incluir a contribuição de viscosidade nos termos difusivos e a segunda, feita nas equações de μ_t e ε , foi multiplicar as constantes C_μ , $C_{1\varepsilon}$ e $C_{2\varepsilon}$ pelas funções de parede, \bar{f}_μ , $\bar{f}_{1\varepsilon}$ e $\bar{f}_{2\varepsilon}$, que são funções do número de Reynolds turbulento ($Re_t = \vartheta \ell / \nu = k^2 / \varepsilon \nu$). Um exemplo de equações para as funções de parede desenvolvidas por Lam *et al.* (1981) é:

$$\bar{f}_\mu = \left[1 - \exp(-0,0165 Re_y) \right]^2 \left(1 + \frac{20,5}{Re_t} \right), \quad 3.44$$

$$\bar{f}_1 = \left(1 + \frac{0,05}{\bar{f}_\mu} \right)^3, \quad 3.45$$

$$\bar{f}_2 = 1 - \exp(-Re_t^2), \quad 3.46$$

onde $Re_y = k^{1/2} y / \nu$.

Então, as equações do modelo k - ε padrão que substituem as equações (3.36), (3.37) e (3.38), para baixos números de Reynolds, são:

$$\mu_t = \rho C_\mu \bar{f}_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad 3.47$$

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \text{div}(\rho k \mathbf{U}) = \text{div} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \text{grad } k \right] + 2\mu_t E_{ij} \cdot E_{ij} - \rho \varepsilon, \quad 3.48$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \text{div}(\rho \varepsilon \mathbf{U}) = \text{div} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \text{grad } \varepsilon \right] + C_{1\varepsilon} \bar{f}_1 \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t E_{ij} \cdot E_{ij} - C_{2\varepsilon} \bar{f}_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad 3.49$$

O modelo k - ε é o modelo de turbulência mais utilizado e validado de todos, além de ser o modelo de turbulência mais simples em que somente as condições iniciais e de contorno são fornecidas. As variações deste modelo obtiveram sucesso no cálculo de uma grande variedade de escoamentos com finas camadas de cisalhamento e escoamentos de recirculação sem a necessidade de ajustar as constantes caso a caso. Esse modelo tem um alto desempenho especialmente em escoamentos confinados, onde as tensões de Reynolds são mais relevantes, o que abrange uma grande quantidade de escoamentos aplicados industrialmente.

Segundo Versteeg e Malalasekera (1995), apesar do sucesso, o modelo k - ε apresenta

desempenho moderado em escoamentos não confinados e em escoamentos com camadas de cisalhamento fracas, além de superestimar a taxa de espalhamento de jatos simétricos em redondezas estacionárias. Este modelo também tem problemas em prever escoamentos espirais e escoamentos com grandes e rápidas deformações (ex. fronteiras muito curvadas), já que não contém uma descrição dos efeitos da curvatura da linha de corrente na turbulência. Devido às deficiências deste modelo no tratamento das tensões normais, os escoamentos secundários em dutos longos também não podem ser previstos com precisão, pois eles apresentam comportamento anisotrópico.

3.3.3 Modelos de Tensões de Reynolds

Entre os modelos clássicos de turbulência, o mais complexo é o modelo de tensões de Reynolds, que utiliza as tensões de Reynolds, $R_{ij} = -\tau_{ij}/\rho = \overline{u'_i u'_j}$, como variáveis.

De acordo com Versteeg e Malalasekera (1995), uma das desvantagens do modelo $k-\varepsilon$ é a dificuldade de prever um escoamento com campos de deformação complexos ou forças de campo significativas. Isso acontece porque, para esses casos, as tensões individuais de Reynolds utilizadas naquele modelo são pobremente representadas pela equação (3.39), e não consideram os efeitos direcionais do campo de tensões de Reynolds. Launder *et al.* (1975) propuseram uma equação de transporte para as tensões de Reynolds, R_{ij} , a qual é a base desse modelo, sendo apresentada a seguir:

$$\frac{DR_{ij}}{Dt} = P_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} + \Pi_{ij} + \Omega_{ij}, \quad 3.50$$

onde DR_{ij}/Dt é a taxa de variação de R_{ij} mais o transporte de R_{ij} por convecção; P_{ij} é a taxa de produção de R_{ij} ; D_{ij} é o transporte de R_{ij} por difusão; ε_{ij} é a dissipação de R_{ij} ; Π_{ij} é o transporte de R_{ij} através das interações turbulentas tensão-deformação; e Ω_{ij} é o transporte de R_{ij} através da rotação.

A equação (3.50) representa as seis equações de transporte para todas as seis tensões independente de Reynolds ($\overline{u_1'^2}$, $\overline{u_2'^2}$, $\overline{u_3'^2}$, $\overline{u_1' u_2'}$, $\overline{u_1' u_3'}$, $\overline{u_2' u_3'}$). Se ela for comparada à equação de transporte da energia cinética turbulenta, equação (3.32), dois novos processos aparecem nas equações de tensão de Reynolds, o termo representando as interações pressão-tensão, Π_{ij} , e o termo de rotação, Ω_{ij} .

O termo de produção não apresenta nenhuma modelagem, sendo a sua forma exata:

$$P_{ij} = - \left(R_{im} \frac{\partial U_j}{\partial x_m} + R_{jm} \frac{\partial U_i}{\partial x_m} \right). \quad 3.51$$

Já os termos de difusão, D_{ij} , taxa de dissipação, ε_{ij} , e interações pressão-tensão, Π_{ij} , são modelados (Launder *et al.*, 1975) e (Rodi, 1980). O termo difusivo pode ser modelado através da suposição de que a taxa de transporte das tensões de Reynolds por difusão é proporcional aos gradientes das tensões de Reynolds:

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_m} \left(\frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_m} \right) = \text{div} \left[\frac{v_t}{\sigma_k} \text{grad}(R_{ij}) \right], \quad 3.52$$

onde $v_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$; $C_\mu = 0,09$ e $\sigma_k = 1$.

A taxa de dissipação das tensões de Reynolds é modelada assumindo a isotropia das pequenas escalas dissipativas, então se aplica somente às tensões normais de Reynolds ($i = j$).

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij}. \quad 3.53$$

As interações entre pressão e tensão constituem o termo mais difícil da equação (3.50) e também o mais importante para a modelagem precisa. O seu efeito nas tensões de Reynolds é causado pelas flutuações de pressão devido à interação entre dois vórtices e devido à interação entre um vórtice e uma região do escoamento com diferente velocidade média. O efeito global desse termo é redistribuir a energia entre as tensões normais de Reynolds e reduzir as tensões de cisalhamento de Reynolds.

Para esse termo, algumas correções são necessárias para levar em conta a influência da proximidade da parede. Diferentemente das utilizadas no modelo k - ε , as correções podem ser aplicadas independentemente do valor do número de Reynolds do escoamento médio. Experimentações indicam que o efeito da parede aumenta a anisotropia das tensões normais de Reynolds por amortizar as flutuações nas direções normais à parede e diminuem a magnitude das tensões de cisalhamento de Reynolds. A forma mais simples e utilizada por muitos softwares de DFC comerciais é dada por Launder *et al.* (1975):

$$\Pi_{ij} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(R_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) - C_2 \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right), \quad 3.54$$

onde $C_1 = 1,8$ e $C_2 = 0,6$.

A energia cinética turbulenta, k , é necessária na equação (3.54) e pode ser definida juntando as três tensões normais:

$$k = \frac{1}{2}(R_{11} + R_{22} + R_{33}) = \frac{1}{2}(\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2}). \quad 3.55$$

O termo rotacional é expresso por:

$$\Omega_{ij} = -2\omega_k(R_{jm}e_{ikm} + R_{im}e_{jkm}), \quad 3.56$$

onde ω_k é o vetor rotação e e_{ikm} e e_{jkm} são os operadores rotacionais.

As seis equações para o transporte das tensões de Reynolds são resolvidas junto com uma equação para a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, como a equação de ε do modelo k - ε (equação 3.38) ou a equação de ω do modelo k - ω .

Para número de Reynolds altos, as condições de contorno de função de parede são bem similares às do modelo k - ε . Perto da parede, os valores das tensões de Reynolds podem ser calculados por, $R_{ij} = \overline{u_i' u_j'} = c_{ij}k$, onde c_{ij} é obtido experimentalmente.

As modificações no modelo para número de Reynolds baixos são realizadas para adicionar os efeitos da viscosidade molecular nos termos difusivos e considerar a anisotropia no termo da taxa de dissipação nas equações de R_{ij} . As funções de parede para ajustar as constantes da equação ε e uma variável da taxa de dissipação modificada deixa o modelo mais realístico perto da parede. Os códigos computacionais comerciais adicionam um coeficiente de difusão turbulenta ao coeficiente de difusão laminar.

Os modelos RSM são complexos, mas são vistos como aqueles capazes de descrever com precisão todas as propriedades do escoamento médio e as tensões de Reynolds, sem a necessidade de ajustes caso a caso. Esses modelos não estão validados ao mesmo nível que o modelo k - ε padrão e não são muito utilizados nas aplicações industriais por necessitar de muito recurso computacional, segundo Versteeg e Malalasekera (1995). Neste trabalho optou-se pelo uso do modelo BSL (*Baseline*) dentre os modelos RSM, por isso ele é tratado no item a seguir.

3.3.3.1 Modelo de Tensões de Reynolds BSL

O modelo de turbulência do tipo RSM BSL utiliza a equação de ω para a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, ao invés de ε , como na maioria dos modelos RSM, em conjunto com as seis equações de transporte das tensões de Reynolds. Isto porque aqueles apresentam dificuldade em simular escoamentos próximos a paredes, devido à deficiência da equação de ε .

Para a equação da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, ω , pode ser utilizada a do modelo k - ω (Wilcox, 1988), conforme apresentada a seguir:

$$\rho U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \mu_t \frac{\omega}{\mu_t} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \beta \rho \omega^2, \quad 3.57$$

onde $\sigma_\omega = 2$, $\beta = 0,075$ e $\alpha = 5/9$, os quais foram obtidos empiricamente.

De acordo com Wilcox (1988), a viscosidade turbulenta se relaciona com a energia cinética turbulenta, k , e com a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, ω , através da relação:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega}. \quad 3.58$$

Para fechar este capítulo, as equações utilizadas para resolver o escoamento em estudo, utilizando o modelo RSM BSL, são apresentadas resumidamente na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 Equações utilizadas para resolver o escoamento em estudo.

Conservação da massa	$div U = 0$
Conservação da quantidade de movimento (Equações Médias de Reynolds)	$\frac{\partial U}{\partial t} + div(UU) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + v \, div \, grad U + \left[-\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right]$ $\frac{\partial V}{\partial t} + div(VU) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + v \, div \, grad V + \left[-\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right]$ $\frac{\partial W}{\partial t} + div(WU) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + v \, div \, grad W + \left[-\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right]$
Equação de transporte para a taxa de dissipação de energia cinética, ω .	$\rho U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \mu_t \frac{\omega}{\mu_t} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \beta \rho \omega^2$
Equações de transporte para as tensões de Reynolds.	$\frac{DR_{ij}}{Dt} = P_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} + \Pi_{ij} + \Omega_{ij}$

4 MODELAGEM NUMÉRICA

4.1 DESCRIÇÃO DO MODELO FÍSICO

O modelo físico utilizado neste estudo é baseado no aparato experimental empregado por Nielsen (1976, 1990), que representa um ambiente com insuflamento de ar horizontal paralelo ao teto (parede esquerda) e saída de ar através de uma abertura na parte inferior próxima ao piso (parede direita), conforme a representação esquemática da Figura 4.1.

O ambiente estudado por Nielsen (1976, 1990) tinha as seguintes dimensões: $H = 3m$ (altura), $L = 9m$ (comprimento), $W = 14,1m$ (largura), $h = 0,168m$ (altura do bocal de insuflamento) e $t = 0,48m$ (altura da abertura de saída). No interior deste ambiente, o autor analisou os escoamentos turbulentos isotérmico (Nielsen, 1990) e não isotérmico (Nielsen, 1976), com diferentes números de Arquimedes.

Os resultados experimentais adimensionais de velocidade média e intensidade turbulenta de Nielsen (1990) e os resultados de temperatura de Nielsen (1976) são utilizados como referência para a validação do caso 1 deste estudo. Por isso, o caso 1 representa um escoamento tridimensional não isotérmico em um ambiente com as mesmas dimensões de Nielsen (1976, 1990), onde o número adimensional de Arquimedes, que representa a razão entre as forças inerciais e de empuxo, é igual ao menor dentre os casos estudados por Nielsen (1976), $Ar = 10^{-5}$, para que o efeito do empuxo seja reduzido.

Tabela 4.1 Descrição das configurações e casos a serem analisados.

Caso	L/H	W/H	Ar	Fluxo de calor imposto no piso [W/m^2]
1	3	4,7	10^{-5}	0,003
2-5	1	1	10^{-5}	0,009
			10^{-4}	0,091
			10^{-3}	0,915
			10^{-2}	9,149
6-9	3	1	10^{-5}	0,003
			10^{-4}	0,030
			10^{-3}	0,305
			10^{-2}	3,049
10-13	4,7	1	10^{-5}	0,002
			10^{-4}	0,019
			10^{-3}	0,195
			10^{-2}	1,947

Os resultados do caso 1 são comparados aos dados experimentais de Nielsen (1976,

1990) nas posições propostas por ele, conforme descrito a seguir. As análises de velocidade média adimensional e intensidade turbulenta são realizadas em quatro linhas no plano de simetria ($z/W = 0,5$), sendo duas horizontais, uma na parte inferior do ambiente, $y = 0,028H$ (região de saída de ar), e outra na parte superior, $y = 0,972H$ (região de entrada de ar), e duas verticais localizadas nas posições $x = H$ e $x = 2H$, conforme mostra a Figura 4.1. E as análises de temperatura são realizadas nas posições $y = 0$ e $y = 0,25H$ do plano $z/W = 0,34$, conforme ilustrado na Figura 4.2.

Para os casos 2 a 13, algumas dimensões do ambiente são as mesmas de Nielsen, como as alturas do ambiente, do bocal de insuflamento de ar e da abertura de saída, porém as demais dimensões são variadas, conforme a Tabela 4.1. Essa variação é proposital e tem a intenção de permitir a análise da influência das dimensões do ambiente nas características do escoamento gerado no seu interior, objetivo principal deste trabalho. Além dos aspectos geométricos, a variação do número de Arquimedes (Ar) também é investigada, isto é, o valor do fluxo de calor imposto no piso é variado de acordo com a Tabela 4.1, permitindo a análise da influência do efeito do empuxo no escoamento.

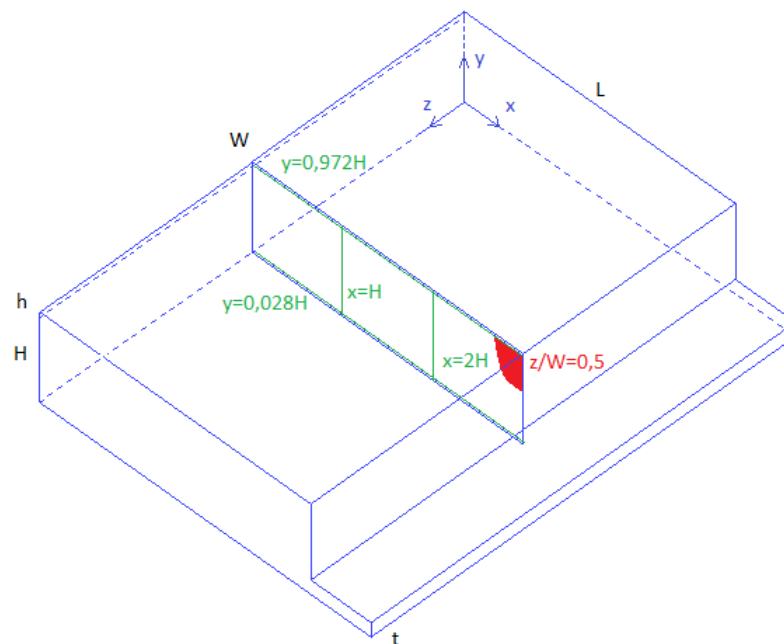


Figura 4.1 Representação esquemática do modelo físico, destacando as linhas de análise de velocidade média e intensidade turbulenta.

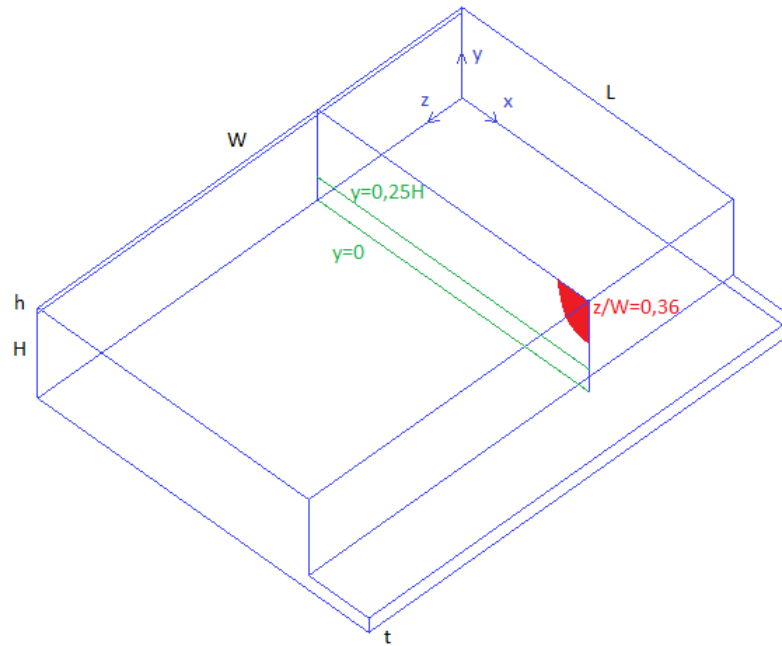


Figura 4.2 Representação esquemática do modelo físico, destacando as linhas de análise de temperatura.

4.2 DISCRETIZAÇÃO ESPACIAL

No mínimo três malhas são construídas para cada caso em estudo, com o objetivo de definir a discretização espacial mais adequada para simular o escoamento. Nesta seção, é apresentada apenas a geração das malhas do caso 1, já que as malhas dos outros casos são geradas de forma análoga.

Para iniciar o desenvolvimento das malhas, o domínio computacional é criado, através do *software* ANSYS ICEM CFD (Versão 11), e dividido em quatro blocos, que distinguem as regiões de entrada, de saída, e o bocal de saída, conforme mostra a Figura 4.3. Isto é necessário para que as condições de contorno sejam aplicadas nas regiões corretas posteriormente.

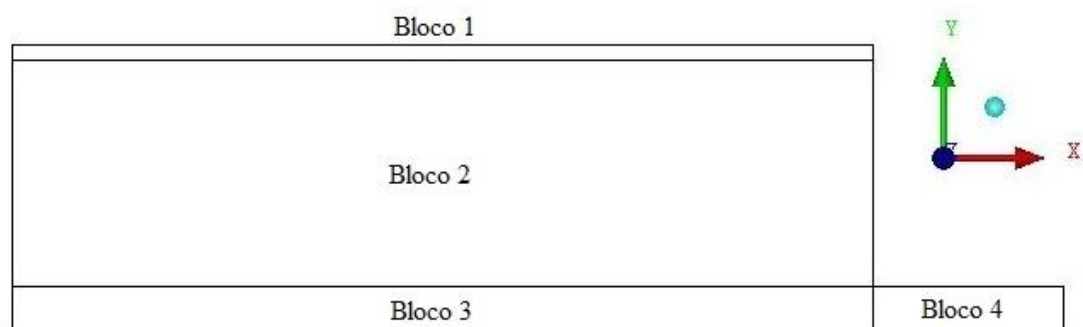


Figura 4.3 Seção do domínio computacional dividido em quatro blocos.

A partir do domínio, as malhas são geradas através da definição de três parâmetros. O primeiro é a distância do primeiro nó à parede, que depende da relação entre o número de elementos desejados e a dimensão em cada direção, e influi diretamente no y^+ da malha. O segundo é o fator de expansão, que é a taxa de aumento de tamanho entre dois volumes consecutivos, considerado como 1,25 para todas as direções em todas as malhas. E o terceiro é o tipo de função que o *software* utiliza para distribuir os nós, que neste caso foi configurado como exponencial.

A Tabela 4.2 apresenta a quantidade de volumes em cada direção, assim como a quantidade total para as três malhas do caso 1. Além disso, são apresentadas as distâncias impostas entre o primeiro nó e as paredes, para cada uma das malhas. A distância em relação à parede esquerda é representada pela letra "a", à parede direita pela letra "b", ao piso pela letra "c", ao teto pela letra "d" e à parede frontal pela letra "e".

Tabela 4.2 Parâmetros das malhas do caso 1.

Malha	Quantidade de Volumes			Quantidade Total de Volumes	Distância entre primeiro nó e parede (mm)				
	x	y	z		a	b	c	d	e
1	30	20	50	42916	0,04	0,05	0,06	0,01	0,04
2	60	40	50	145680	0,035	0,02	0,009	0,004	0,02
3	60	80	50	284672	0,035	0,02	0,004	0,002	0,02

A Tabela 4.2 mostra que a malha 1 é a mais grosseira, pois contém o menor número de elementos. A partir dos seus resultados de y^+ , a malha 2 é definida através do seu refinamento nas direções x e y . De forma análoga, a malha 3 é definida através do refinamento da malha 2 apenas na direção y . As Figura 4.4 a Figura 4.9 mostram as malhas 1, 2 e 3, detalhando o refinamento próximo às paredes, nos cortes lateral e frontal da geometria.

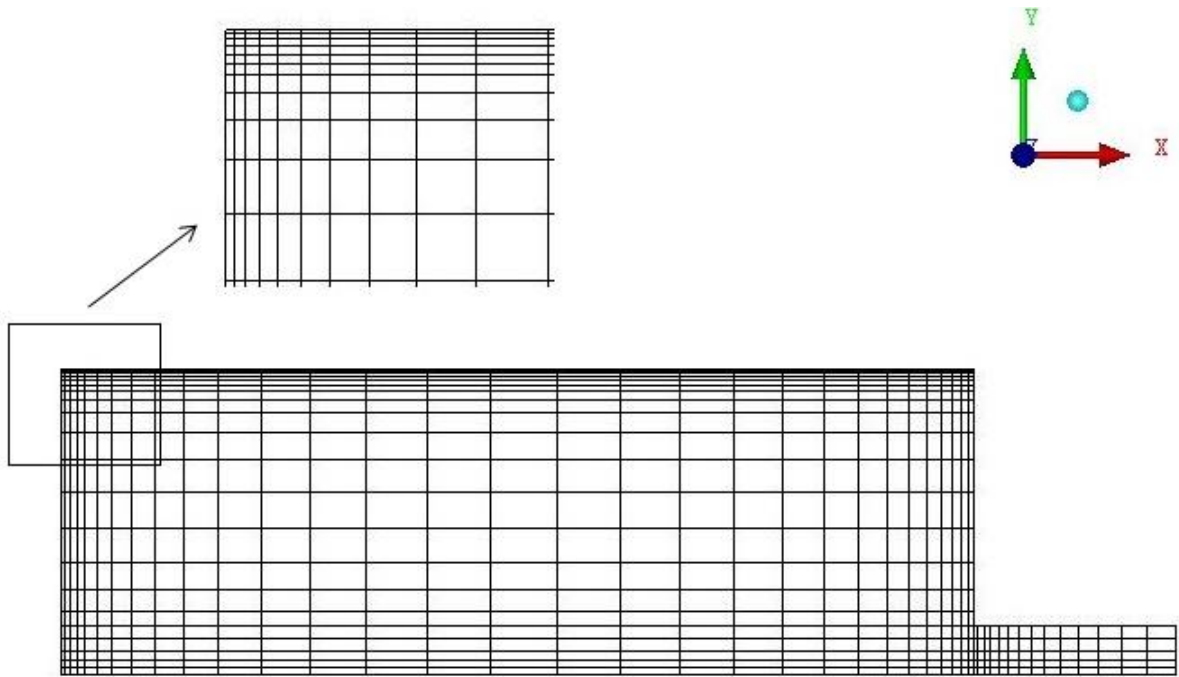


Figura 4.4 Corte lateral na geometria, mostrando a malha 1, caso 1.

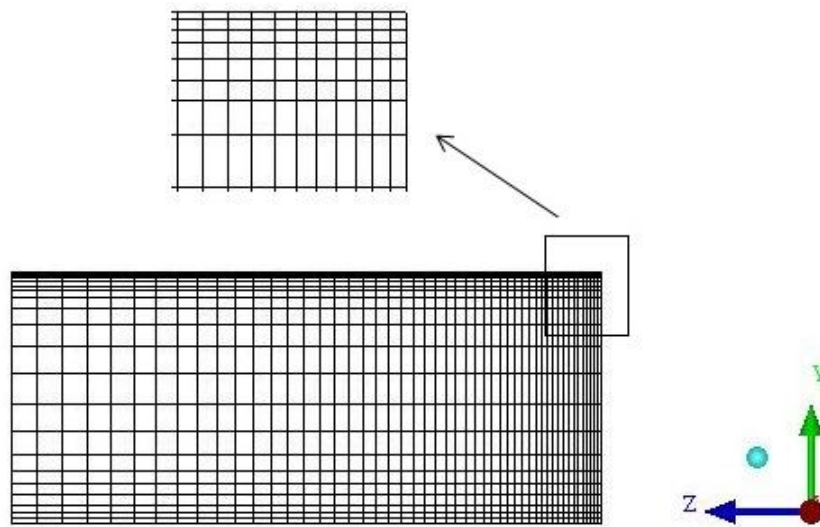


Figura 4.5 Corte frontal na geometria, mostrando a malha 1, caso 1.

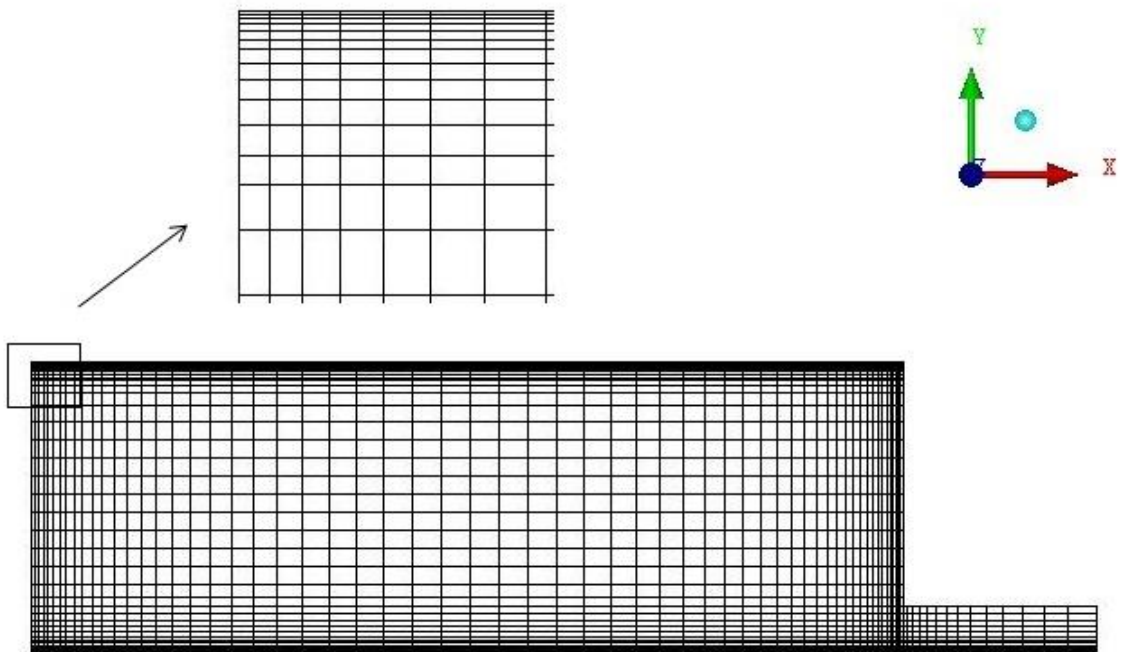


Figura 4.6 Corte lateral na geometria, mostrando a malha 2, caso 1.

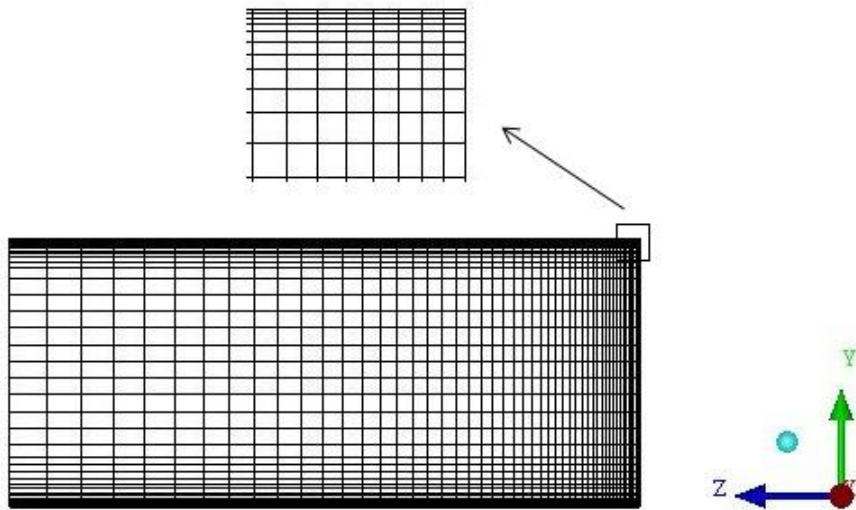


Figura 4.7 Corte frontal na geometria, mostrando a malha 2, caso 1.

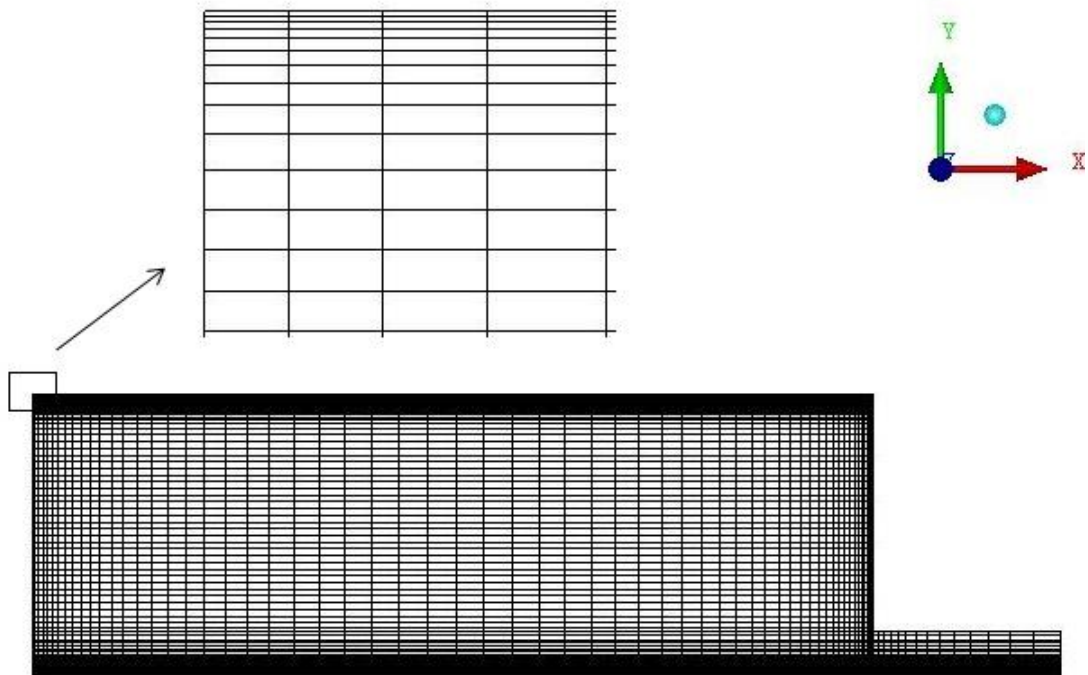


Figura 4.8 Corte lateral na geometria, mostrando a malha 3, caso 1.

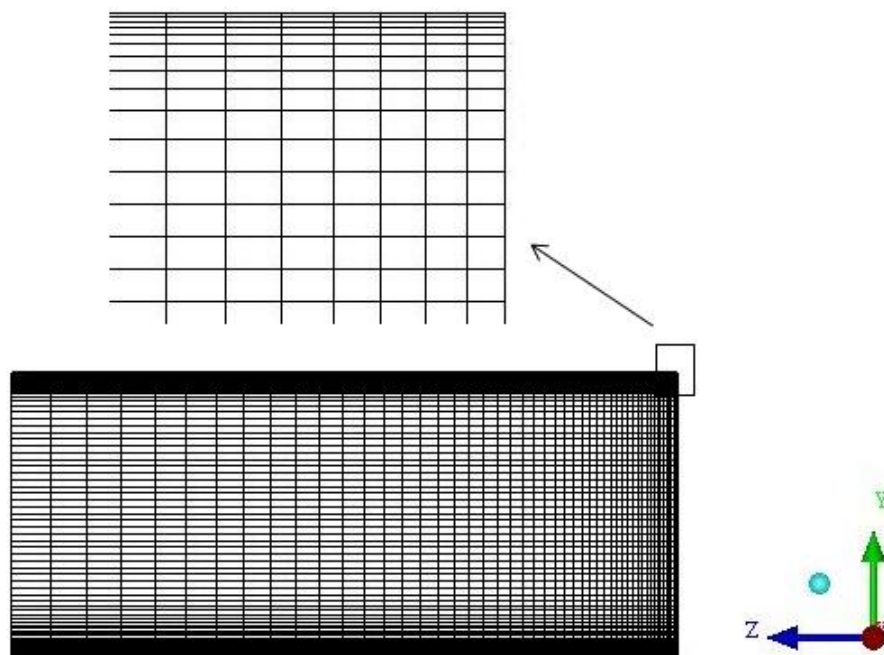


Figura 4.9 Corte frontal na geometria, mostrando a malha 3, caso 1.

Para calcular os termos advectivos nas equações dos volumes finitos, o tipo de interpolação deve ser definido, o que afeta significativamente na convergência e precisão dos resultados numéricos. O tipo de interpolação pode ser de primeira ordem de precisão, *upwind*, de segunda ordem de precisão, *high resolution*, ou ainda ser um esquema intermediário,

definido através do *blend factor*, que é o fator que indica a relação entre os dois primeiros esquemas. A interpolação do tipo *upwind* é considerada robusta e estável, porém menos precisa que a do tipo *high resolution*, o qual considera um fator de correção nos termos advectivos.

No presente estudo, para todos os casos, primeiramente é utilizado o tipo de interpolação *upwind*, que é mais estável, para obter os resultados iniciais das simulações com o esquema híbrido. Dessa forma, o *blend factor* é aumentado nas simulações seguintes até que o tipo de interpolação *high resolution* possa ser utilizado.

4.3 CONDIÇÕES DE CONTORNO

Para que as equações que governam o escoamento sejam resolvidas, as condições de contorno devem ser definidas. A condição de contorno na entrada do ambiente é de velocidade prescrita, a qual pode ser obtida através da definição do número de Reynolds, com base na altura do bocal de insuflamento, $Re = \rho h U_0 / \mu$. Como $Re = 4700$, $\rho = 1,166 \text{ kg/m}^3$ e $\mu = 1,782 \times 10^{-5}$, então a velocidade da direção x é $U_0 = 0,428 \text{ m/s}$. Considerando o escoamento de ar na entrada do ambiente como horizontal, as velocidades nas outras direções são nulas, então $V_0 = 0 \text{ m/s}$ e $W_0 = 0 \text{ m/s}$.

Também na entrada, os valores iniciais de energia cinética turbulenta, k_0 , e da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, ε_0 , devem ser fornecidos, de acordo com as equações a seguir (Nielsen, 1990):

$$k_0 = \frac{3}{2} (U_0 T_i)^2, \quad 4.1$$

$$\varepsilon_0 = 10 \frac{k_0^{3/2}}{h}, \quad 4.2$$

onde $T_i = 4\%$ é a previsão de intensidade turbulenta.

Como o modelo de turbulência utilizado neste estudo é baseado na taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, ω , o valor inicial de ω_0 pode ser fornecido através da relação entre a equação (3.58) e a equação da viscosidade cinemática, $\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$, onde $C_\mu = 0,09$, que resulta em:

$$\omega_0 = \frac{\varepsilon_0}{0,09k_0}. \quad 4.3$$

Então $k_0 = 0,00044 \text{ m}^2/\text{s}^2$, $\varepsilon_0 = 0,00055 \text{ m}^2/\text{s}^3$ e $\omega_0 = 13,86 \text{ 1/s}$. Além disso, a temperatura do ar de entrada é $T_0 = 293,15 \text{ K}$ e as pressões dentro e fora do ambiente são consideradas 101325 Pa .

Em todas as paredes do ambiente, as velocidades são nulas, devido à condição de não deslizamento, então $U = V = W = 0 \text{ m/s}$, e conseqüentemente, $k = 0$ e $\varepsilon = 0$ ou $\omega = 0$. Além disso, as paredes são consideradas adiabáticas.

Na saída do ambiente, a pressão relativa do ar é considerada nula e a condição de escoamento parabólico é utilizada para U , V , W , k , ε ou ω e T , então, $\partial U/\partial \hat{n} = \partial V/\partial \hat{n} = \partial W/\partial \hat{n} = \partial k/\partial \hat{n} = \partial \varepsilon/\partial \hat{n} = \partial \omega/\partial \hat{n} = \partial T/\partial \hat{n} = 0$, sendo \hat{n} o vetor unitário normal à saída.

Como o caso em estudo não é isotérmico, fluxos de calor são impostos nos pisos, variando caso a caso conforme a Tabela 4.1, de acordo com o número de Arquimedes. A equação (4.4), originada pela equação de definição do número de Arquimedes, calcula a diferença de temperatura entre a entrada e a saída do ambiente, a partir das propriedades do escoamento, para possibilitar a definição dos fluxos de calor, através da equação (4.5).

$$\Delta T = \frac{Ar U_0^2}{\beta g h} \quad 4.4$$

onde, $\beta = 0,034 \text{ 1/K}$ é o coeficiente de expansão volumétrica, $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ e $h = 0,168 \text{ m}$.

$$q = \rho U_0 C_p \Delta T \quad 4.5$$

onde $C_p = 1007 \text{ J/kg}^\circ\text{C}$ é o calor específico do ar.

Para reduzir o tempo computacional utilizado nas simulações, é imposta uma condição de simetria que divide o modelo físico em dois na direção z , já que este é simétrico. Nesta região, a condição de escoamento parabólico também é utilizada para U , V , W , k e ε ou ω , então, $\partial U/\partial \hat{n} = \partial V/\partial \hat{n} = \partial W/\partial \hat{n} = \partial k/\partial \hat{n} = \partial \varepsilon/\partial \hat{n} = \partial \omega/\partial \hat{n} = 0$, sendo \hat{n} o vetor unitário normal à simetria.

A Figura 4.10 mostra o modelo físico já com todas estas condições de contorno definidas no programa de dinâmica dos fluidos computacional, ANSYS CFX (Versão 11), indicando as regiões de entrada e saída de ar e a simetria.

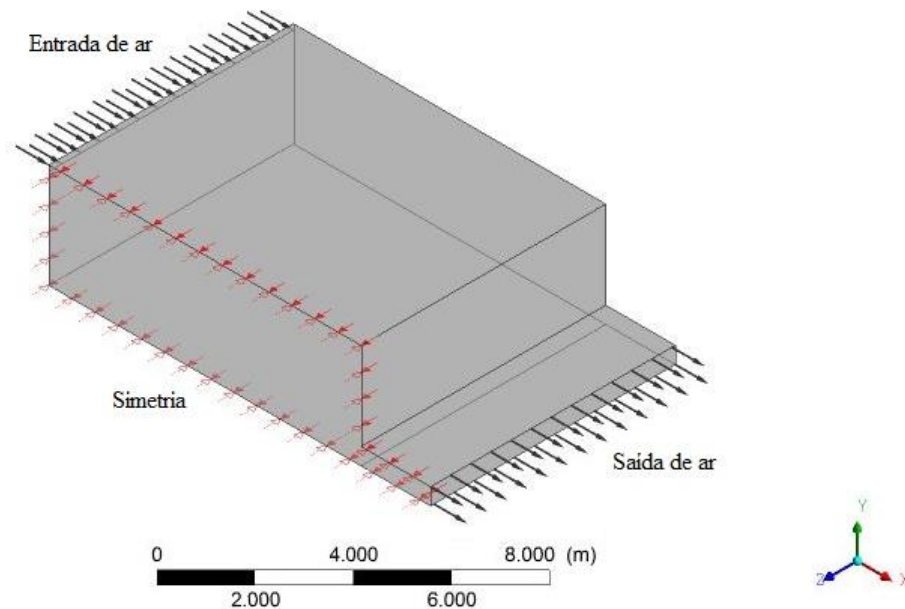


Figura 4.10 Modelo físico, indicando as regiões de entrada e saída de ar e a simetria.

4.4 CÓDIGO COMPUTACIONAL

Com o rápido avanço computacional, a técnica de Dinâmica dos Fluidos Computacional se tornou uma alternativa vastamente utilizada para prever o comportamento de escoamentos em ambientes. A DFC é capaz de calcular vários parâmetros de escoamentos quantitativamente, resolvendo o sistema de equações diferenciais parciais mostrado no Capítulo 3, para cada elemento de malha. Então, os escoamentos deste estudo são previstos utilizando DFC, através do *software* comercial ANSYS CFX (Versão 11).

Para iniciar uma simulação naquele programa, é necessário criar a geometria do modelo físico no módulo *Geometry*, ou importá-la de outro programa de CAD, e depois, criar a malha, definindo o número de nós, a distância do primeiro nó em relação às paredes e a razão de crescimento dos elementos em cada direção. Neste trabalho, essas duas primeiras etapas são realizadas no *software* ANSYS ICFM CFD (Versão 11). Então, é possível iniciar o *CFX-Pre*, criando o domínio e definindo as condições de contorno, possibilitando o início das simulações no *CFX-Solver*, que resolve as equações de conservação de massa, energia e

quantidade de movimento, governantes dos escoamentos em estudo. Após a convergência dos resultados no *CFX-Solver*, é possível analisar graficamente os resultados no *CFX-Post*, além de exportar os dados que forem interessantes ao estudo.

4.5 AVALIAÇÃO DE ERROS

Qualquer modelagem de uma situação real gera resultados com erros, que podem ser classificados como erros de modelagem ou erros numéricos. O erro de modelagem ocorre devido às simplificações e hipóteses em relação ao fenômeno real, utilizadas na construção do modelo, e o processo que o quantifica pode ser chamado de validação do modelo numérico. Segundo Ferziger e Peric (1999), o valor do erro de modelagem é simplesmente a subtração entre o resultado experimental e o numérico,

$$E_{mod}(P) = O - P, \quad 4.6$$

onde O é a observação experimental e P é o resultado numérico.

O erro numérico é relacionado à capacidade do método numérico resolver um modelo matemático, então, na teoria, é a diferença entre o resultado numérico e a solução analítica. Como a solução analítica nem sempre existe, o erro numérico estimado pode ser representado pela diferença entre o resultado numérico e a solução analítica estimada.

$$E_{num}(P) = S - P, \quad 4.7$$

onde S é a solução analítica.

Os erros numéricos ocorrem por diversos motivos, por isso podem ser divididos nos seguintes tipos: erro de discretização, que diz respeito ao refinamento da malha utilizada; erro de iteração, que está relacionado à iteração da simulação; erro *round-off*, que é o de arredondamento, e o erro de programação, que está relacionado aos fatores humanos.

De acordo com Marchi *et al.* (2007), o GCI (*Grid Convergence Index*) proposto por Roache (1994) é um método confiável de estimativa do erro de discretização e, portanto, ele é utilizado neste trabalho para analisar o refinamento das malhas e escolher qual delas melhor representa os escoamentos estudados. Segundo este autor, o erro de discretização de uma malha refinada é dado pela seguinte equação:

$$E_{num}^{GCI}(P_1) = F_s \frac{|P_1 - P_2|}{(r^{p_L} - 1)}, \quad 4.8$$

onde p_L é a ordem assintótica do erro de discretização ($p_L = 2$ para o tipo de interpolação *High Resolution* e $p_L = 1$ para o tipo de interpolação *Upwind*) e $r = \sqrt{N_1/N_2}$ é a razão de refinamento entre as malhas fina (índice 1) e grosseira (índice 2).

Este método compara os resultados de duas malhas, uma fina e outra grosseira, para analisar se o refinamento entre elas foi significativo. Quanto maior o erro entre duas malhas, maior a diferença entre seus resultados, e conseqüentemente, mais efetivo o refinamento. O objetivo então é refinar a malha até que o seu erro de discretização em relação à malha menos refinada seja baixo o suficiente para parar o refinamento, e assim a malha é considerada otimizada.

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Diferentes malhas foram empregadas na simulação do escoamento para os diferentes casos mostrados na seção 4.2, com o intuito de avaliar a influência da discretização espacial nos resultados numéricos. Então, na seção 5.1, são apresentados os resultados de y^+ das três malhas utilizadas no caso 1. Além disso, na seção 5.2, é apresentada a validação do modelo, através da comparação dos resultados numéricos aos dados experimentais de Nielsen (1976, 1990), em termos dos perfis adimensionais de velocidade média, intensidade turbulenta e temperatura. Em fim, nas seções 5.3 e 5.4, são apresentadas as análises da influência da razão de aspecto e do efeito do empuxo nos escoamentos em estudo.

5.1 ANÁLISE DA DISCRETIZAÇÃO ESPACIAL

A análise da discretização espacial para o caso 1 se inicia através dos resultados de y^+ , que indicam se a malha foi refinada o suficiente próximo às paredes ou não. Para o modelo de turbulência RSM BSL, que é utilizado neste estudo, o valor indicado na literatura (User's Manual ANSYS CFX, 2007) como ideal para o parâmetro y^+ é entre 1 e 2. Então, buscou-se chegar próximo a este intervalo, através do refinamento da malha próximo às paredes, para obter bons resultados das outras variáveis em estudo.

Conforme descrito no item 4.2, as três malhas para a validação do caso 1 são formadas por $30 \times 20 \times 50$ (malha 1), $60 \times 40 \times 50$ (malha 2) e $60 \times 80 \times 50$ (malha 3) volumes de controle. A Tabela 5.1 mostra que para a malha 2 do caso 1 não foi possível obter convergência com a interpolação *high resolution*, portanto os resultados da simulação utilizando a interpolação com fator de mistura 0,5 são os utilizados nesta análise.

Tabela 5.1 Malhas e tipos de interpolação para o caso 1.

Caso	Malha	Discretização	Número de Elementos	Interpolação	Fator de Mistura
1	1	30x20x50	42916	high resolution	-
	2	60x40x50	145680	blend factor	0,5
	3	60x80x50	284672	high resolution	-

A Figura 5.1 mostra os perfis de y^+ destas três malhas em cinco linhas diferentes do ambiente. A Figura 5.1 (a) mostra os resultados na parede esquerda (entrada), onde $x/L = 0$ e

$z/W = 0,5$, a Figura 5.1 (b) na parede direita (saída), onde $x/L = 1$ e $z/W = 0,5$, a Figura 5.1 (c) no piso, onde $y/H = 0$ e $z/W = 0,5$, a Figura 5.1 (d) no teto, onde $y/H = 1$ e $z/W = 0,5$, e a Figura 5.1 (e) na parede frontal, onde $y/H = 0,5$ e $z/W = 0$. Na Figura 5.1, os limites para o parâmetro y^+ são representados por duas linhas horizontais.

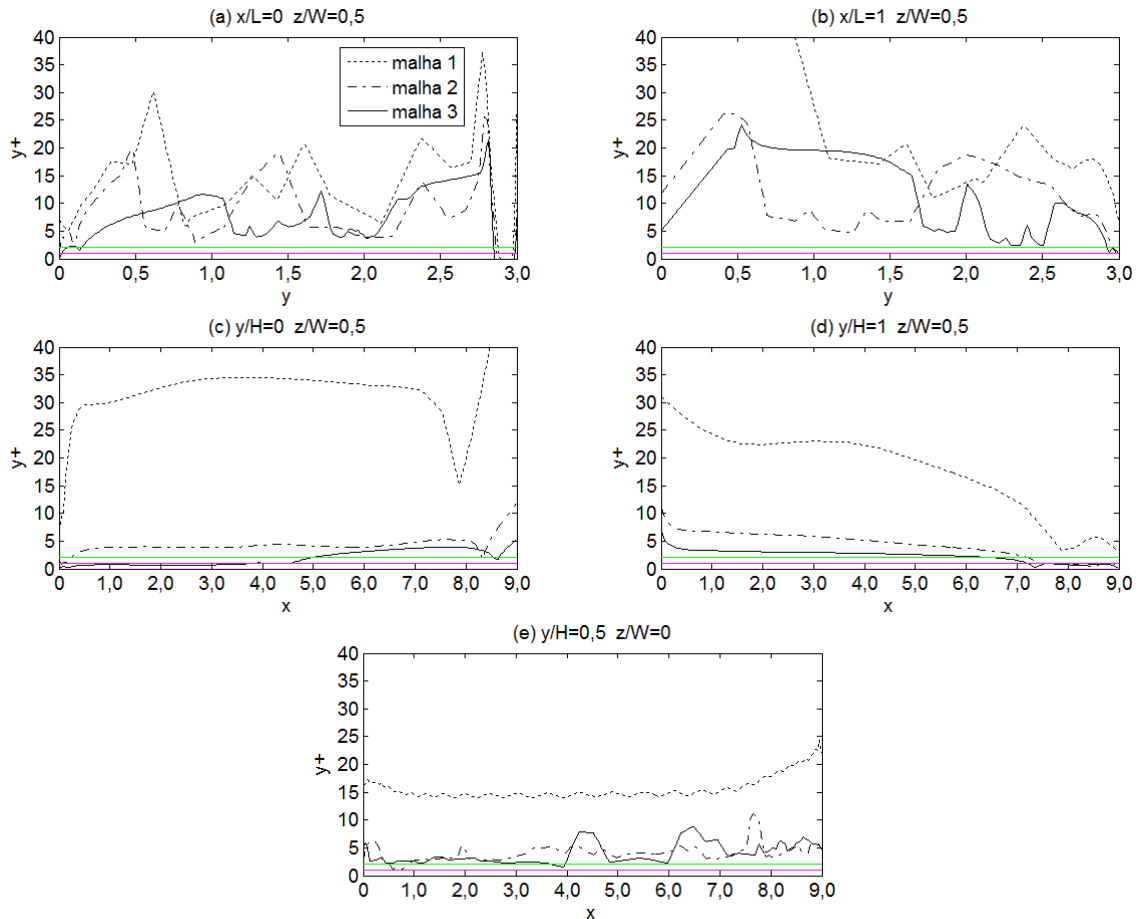


Figura 5.1 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 1.

Nota-se na Figura 5.1 que nenhuma das malhas obteve valores de y^+ satisfatórios próximo a todas as paredes. As malhas 2 e 3 obtiveram resultados de y^+ similares próximo às paredes esquerda e direita, porém apresentando diferenças significativas em relação aos resultados esperados, o que indica que a discretização espacial próximo às paredes na direção x poderia ter sido mais refinada.

Próximo ao piso e ao teto, os resultados de y^+ das malhas 2 e 3 foram bons, o que significa que a discretização espacial próximo às paredes na direção y foi adequada. Porém, percebe-se um aumento no y^+ a medida que se aproxima das regiões de entrada e saída de ar, até porque nestas regiões tem-se os maiores valores de velocidade e tal parâmetro, y^+ , é diretamente proporcional à velocidade.

Próximo à parede frontal, os resultados de y^+ das malhas 2 e 3 foram razoáveis, apresentando alguns picos fora do intervalo esperado, porém com valores que não justificariam mais refinamento próximo às paredes na direção z .

Através da análise de y^+ não foi possível identificar a malha mais adequada para a obtenção dos resultados do caso 1, o que será feito na próxima seção a partir da análise de outros parâmetros do escoamento. A análise da discretização espacial dos casos 2 a 13, baseada nos resultados de y^+ , se encontra no Apêndice A.

5.2 VALIDAÇÃO NUMÉRICA

A fim de validar as simulações numéricas do caso 1 ($Re = 4700$ e $Ar = 10^{-5}$) e dar continuidade à análise da discretização espacial, os resultados numéricos obtidos a partir das três malhas foram comparados aos dados experimentais de Nielsen (1976, 1990), em termos dos perfis adimensionais de velocidade média, intensidade turbulenta e temperatura.

A Figura 5.2 mostra os resultados numéricos dos perfis adimensionais de velocidade média, U/U_0 , comparados aos dados experimentais de Nielsen (1990) e aos resultados numéricos obtidos através do modelo de turbulência $k-\omega$ (Susin *et al.*, 2009), nas quatro linhas do plano central do domínio computacional, conforme descrito na seção 4.1.

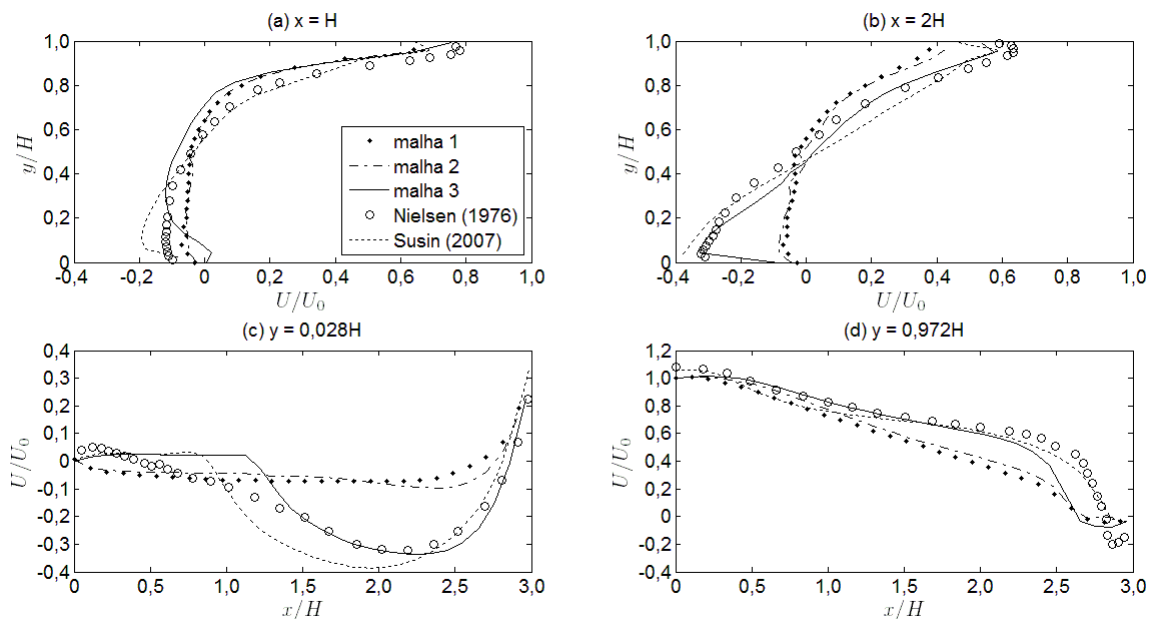


Figura 5.2 Perfis adimensionais de velocidade média em $z/W = 0,5$, caso 1.

Em geral, a Figura 5.2 mostra que as malhas 1 e 2 obtiveram resultados similares e que a malha 3 conseguiu prever a velocidade do escoamento com mais precisão que as outras duas, em todas as regiões. Porém, os erros em relação aos dados experimentais foram significativos na região do piso onde $0,5 < x/H < 1,5$ e na região do teto onde $2,5 < x/H < 3$, locais onde a velocidade foi subestimada.

Comparando os resultados da malha 3 com os resultados obtidos pelo modelo de turbulência $k-\omega$, através da Figura 5.2 (a) e (b), nota-se que os dois modelos apresentaram comportamentos similares em $x = H$ e $x = 2H$, porém na região do piso, o modelo RSM BSL subestimou a velocidade, enquanto o modelo $k-\omega$ a superestimou, o que pode ser notado também na Figura 5.2 (c), em $1 < x/H < 1,5$. A Figura 5.2 (c) também mostra que o modelo RSM BSL foi capaz de prever com precisão a velocidade do escoamento em $1,5 < x/H < 2,3$, onde o modelo $k-\omega$ a superestimou.

Com os resultados numéricos obtidos, foi possível calcular os erros de modelagem de cada malha, de acordo com a equação (4.6). Primeiramente são apresentados tais erros para a velocidade, conforme ilustrado na Figura 5.3, que mostra as médias dos erros nas quatro posições do plano central do domínio computacional.

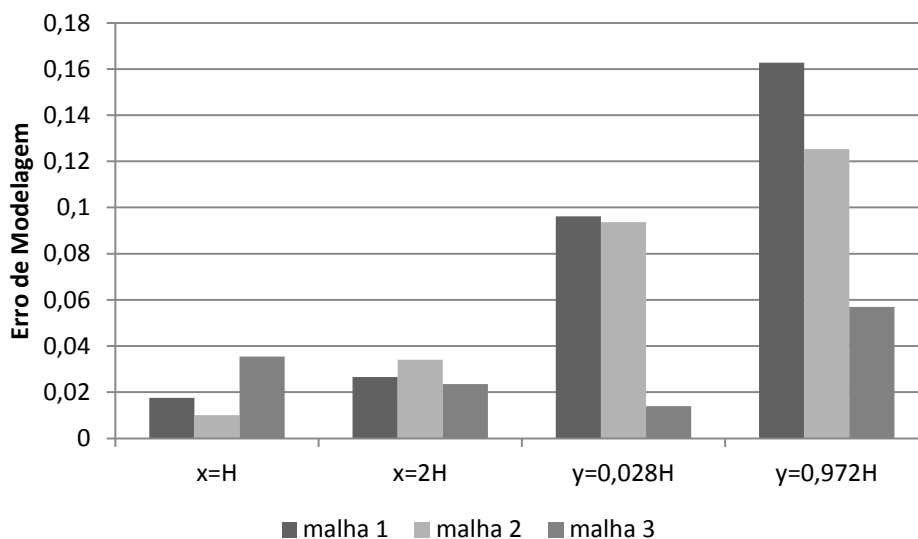


Figura 5.3 Erro de modelagem para a velocidade média, caso 1.

A Figura 5.3 confirma que a malha 3 obteve os melhores resultados, já que apresentou o menor erro de modelagem em todas as posições, exceto em $x = H$, onde obteve o maior erro, porém com baixo valor.

Utilizando a equação (4.8), foi possível calcular os erros de discretização,

apresentados na Figura 5.4, para a velocidade no caso 1, comparando os resultados das três malhas entre si.

Na Figura 5.4, nota-se que o erro de discretização entre as malhas 3 e 2 foi o mais significativo dentre os erros, em todas as regiões de análise, ou seja, o refinamento da malha 2 para a malha 3 influenciou muito nos resultados. O refinamento da malha 1 para a malha 3 foi pouco significativo nos resultados, o que mostra que a malha 1 também obteve bons resultados de velocidade, levando em consideração o seu tamanho reduzido. Possivelmente, os resultados da malha 2 foram piores que os da malha 1 pelo fato de terem sido obtidos utilizando a interpolação com fator de mistura 0,5, em vez de *high resolution*.

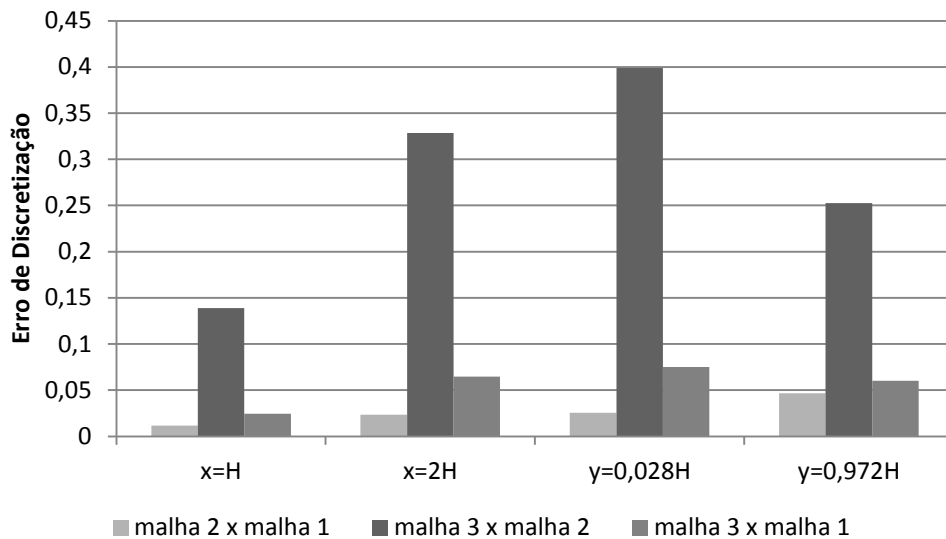


Figura 5.4 Erro de discretização para a velocidade média, caso 1.

A Figura 5.5 mostra os resultados numéricos dos perfis adimensionais de intensidade turbulenta, $\sqrt{u^2}/U_0$, comparados aos dados experimentais de Nielsen (1990) e aos resultados numéricos obtidos através do modelo de turbulência $k-\omega$ (Susin *et al.*, 2009), nas quatro linhas do plano central do domínio computacional.

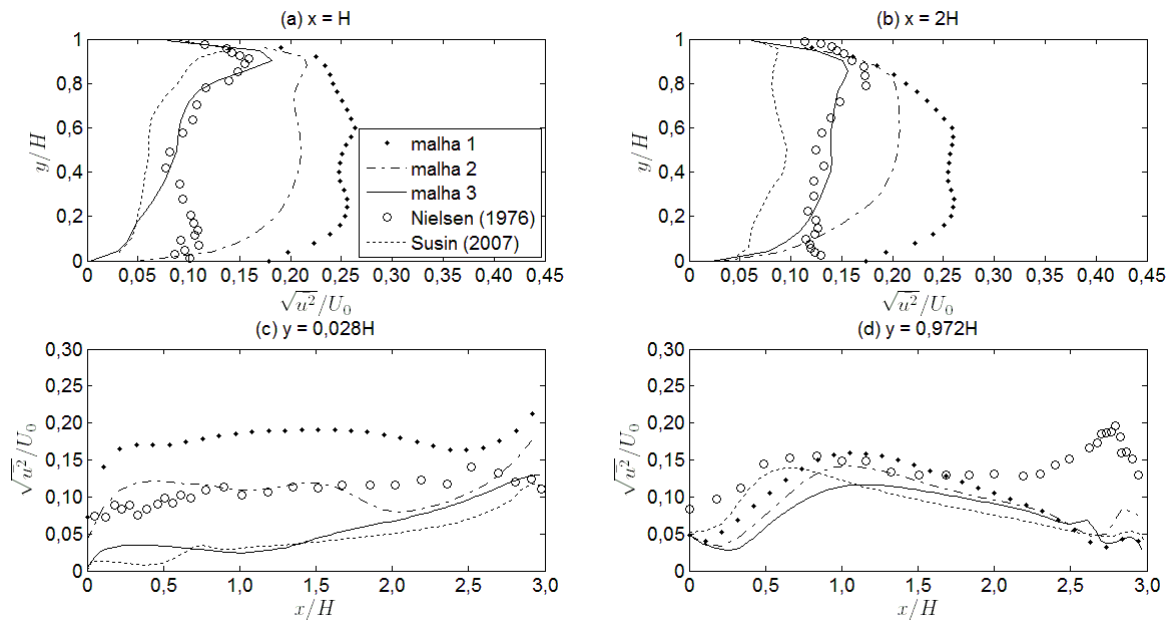


Figura 5.5 Perfis adimensionais de intensidade turbulenta em $z/W = 0,5$, caso 1.

Nota-se na Figura 5.5 que a malha 3 foi a única capaz de prever a intensidade turbulenta em $x = H$, apesar de apresentar discrepância em relação aos resultados experimentais a medida que se aproxima do piso, em $y/H < 0,4$. Em $x = 2H$, a mesma situação ocorre, porém a dificuldade em prever a intensidade turbulenta próximo ao piso acontece somente em $y/H < 0,2$.

A Figura 5.5 (c) mostra que a malha 2 obteve bons resultados na região do piso ao longo de todo o comprimento do ambiente, mas analisando as Figura 5.5 (a) e (b), pode-se perceber que a semelhança entre os resultados desta malha e os dados de Nielsen é apenas pontual. E a Figura 5.5 (d) mostra que a malha 1 obteve os resultados mais próximos aos experimentais na região do teto, porém em $x/H > 2$, nenhuma das malhas, nem o modelo de turbulência $k-\omega$, foi capaz de prever a intensidade turbulenta.

Comparando os resultados de intensidade turbulenta obtidos pelos modelos de turbulência RSM BSL e $k-\omega$, pode-se afirmar, principalmente a partir das Figura 5.5 (a) e (b), que o primeiro foi capaz de prever este parâmetro com mais eficiência.

Com os resultados de intensidade turbulenta obtidos numericamente, foi possível calcular os erros de modelagem e de discretização e construir os gráficos das Figura 5.6 e Figura 5.7, que mostram as médias dos erros em cada posição.

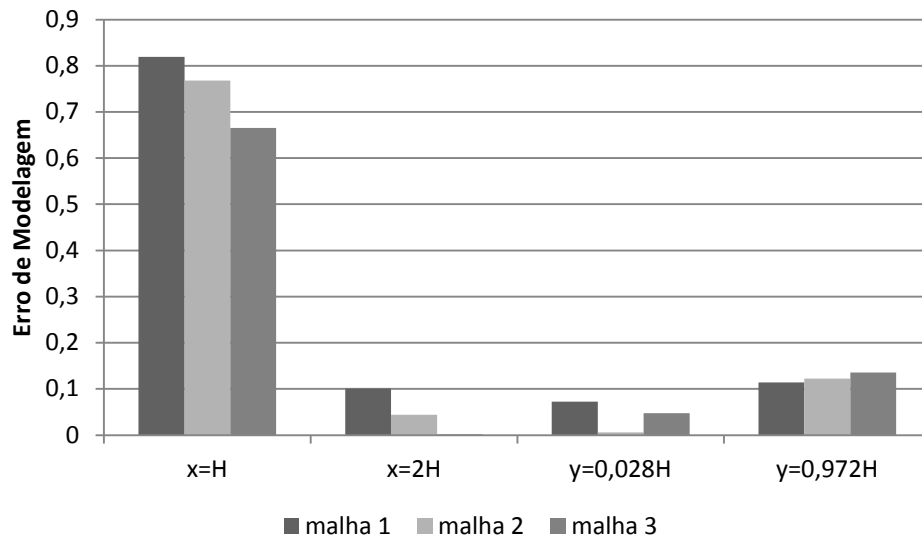


Figura 5.6 Erro de modelagem para a intensidade turbulenta, caso 1.

Na Figura 5.6, nota-se que o menor erro de modelagem foi obtido pela malha 3 em $x = H$ e $x = 2H$ e pela malha 2 no piso, como já observado na Figura 5.5, enquanto que na região do teto, as três malhas apresentaram erros similares.

Na Figura 5.7, nota-se que o erro de discretização entre as malhas 3 e 2 foi o mais significativo em todas as regiões de análise. Com isso, é possível concluir que, em $x = H$ e $x = 2H$, o refinamento entre as malhas 2 e 3 influenciou os resultados positivamente, porém, em $y = 0,028H$ e $y = 0,972H$, ocorreu o contrário em menor escala, já que a malha 3 não obteve os melhores resultados nestas regiões. Além disso, pode-se observar que, assim como nos resultados de velocidade, o erro de discretização entre as malhas 3 e 1 foi o menor em todas as regiões, o que mostra que a malha 1 também obteve bons resultados de intensidade turbulenta para o caso 1, levando-se em consideração o seu tamanho reduzido.

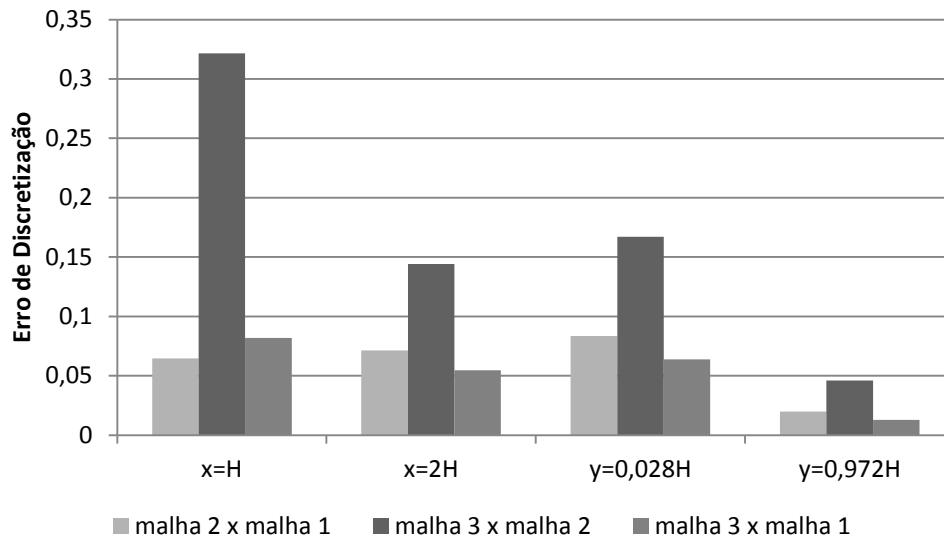


Figura 5.7 Erro de discretização para a intensidade turbulenta, caso 1.

Para finalizar a validação e a análise da discretização espacial do caso 1, foi construída a Figura 5.8, que mostra os resultados numéricos de temperatura no piso, $(T_s - T_0)/\Delta T_0$, e em $y/H = 0,25$, $(T - T_0)/\Delta T_0$, no plano $z/W = 0,34$, comparados aos dados experimentais de Nielsen (1976).

A Figura 5.8 mostra que, globalmente, independentemente da malha empregada, o perfil de temperatura foi mais bem representado no ar ambiente do que no piso. Essa figura mostra também que, entre as malhas, os resultados de temperatura obtidos com a malha 3 foram os que se aproximaram mais dos resultados experimentais, na região do piso, especialmente em $x/H = 0,5$ e $x/H = 1,0$. Já no ar ambiente, em $y/H = 0,25$, esta malha foi a que obteve os piores resultados numéricos, porém com erros significativamente inferiores.

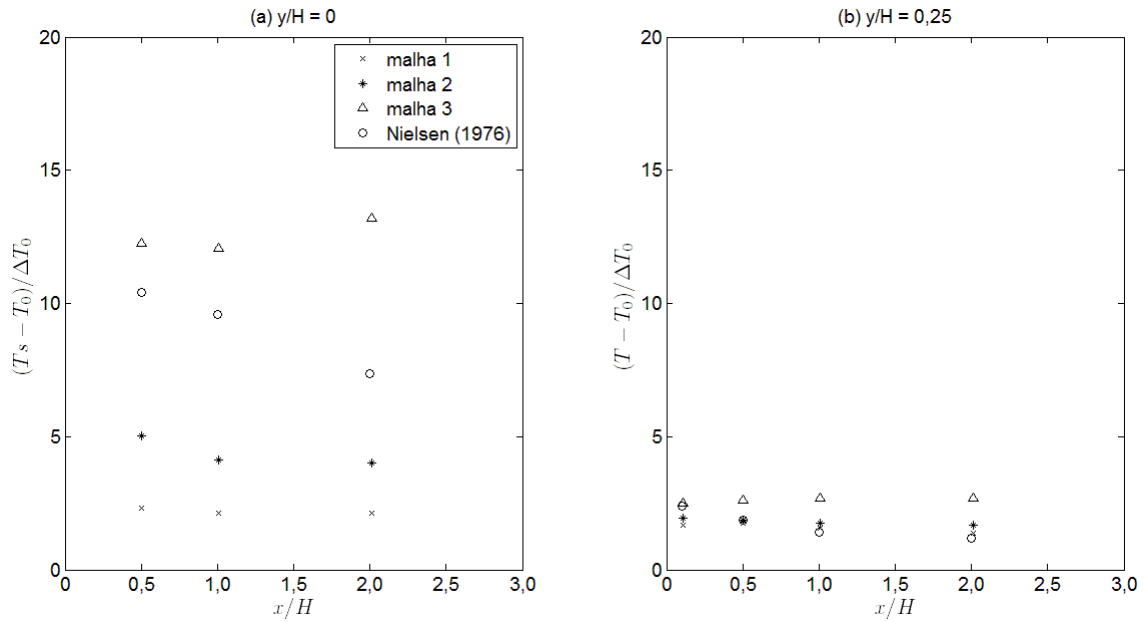


Figura 5.8 Perfis de temperatura no piso e em $y/H = 0,25$, no plano $z/W = 0,34$, caso 1.

Com os resultados de temperatura obtidos numericamente, foi possível calcular os erros de modelagem e discretização e construir os gráficos das Figura 5.9 e Figura 5.10, que mostram as médias dos erros em cada posição.

As Figura 5.9 e Figura 5.10 confirmam a análise da Figura 5.8. A primeira mostra que a malha 3 obteve o menor erro de modelagem em $y/H = 0$ e um erro inferior em $y/H = 0,25$, apesar de ser o maior dentre as três malhas. E a segunda mostra que o erro de discretização entre as malhas 3 e 2 foi mais significativo em $y/H = 0$ do que em $y/H = 0,25$, indicando que o refinamento foi eficiente.

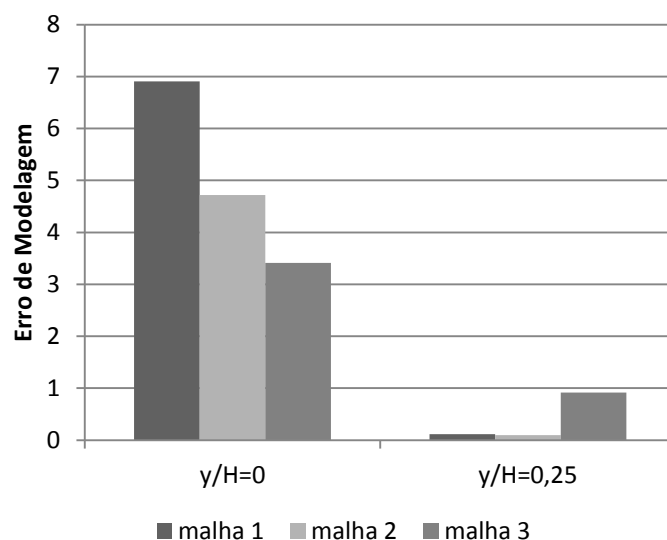


Figura 5.9 Erro de modelagem para a temperatura, caso 1.

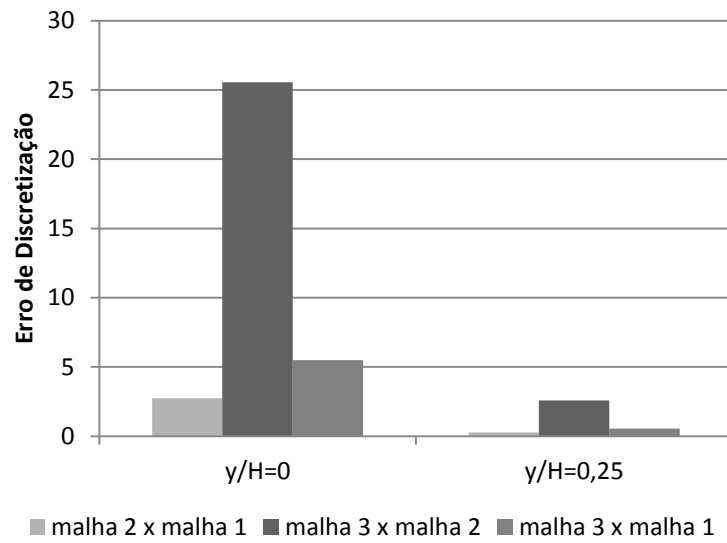


Figura 5.10 Erro de discretização para a temperatura, caso 1.

De acordo com as análises de y^+ , velocidade, intensidade turbulenta e temperatura, a malha 3 é a mais adequada para representar o caso 1, então as linhas de corrente e as isotermas obtidas através desta malha são apresentadas nas Figura 5.11 a Figura 5.14. A Figura 5.11 mostra as linhas de corrente em dois planos perpendiculares ao escoamento, nas posições $x = H$ e $x = 2H$, na metade do domínio.

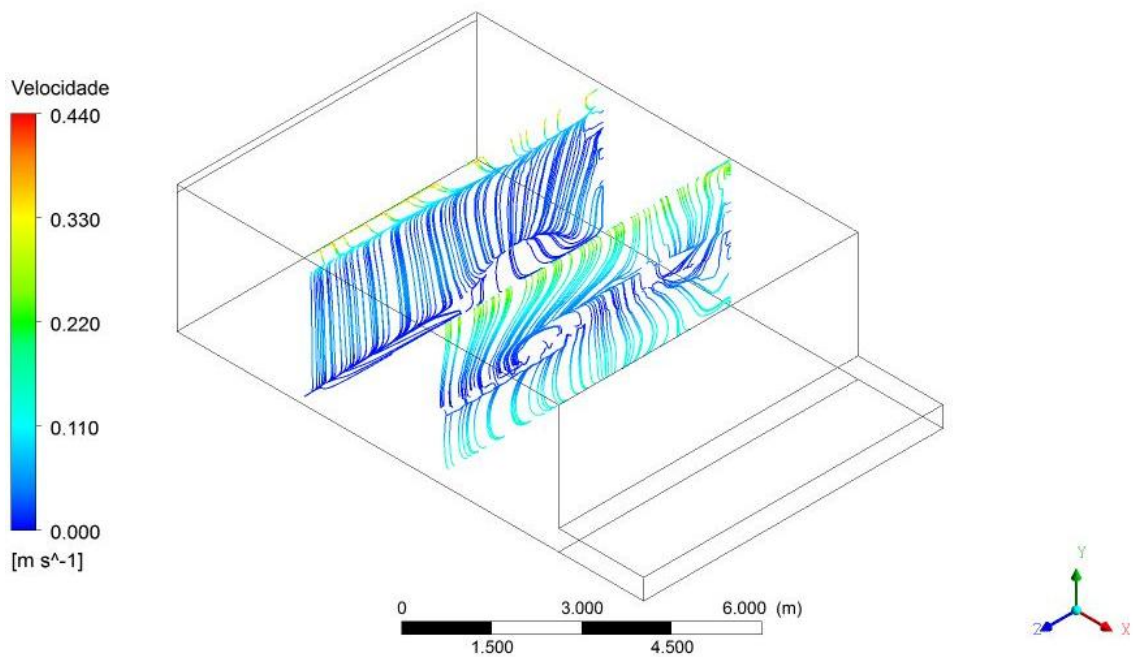


Figura 5.11 Linhas de corrente em $x = H$ e $x = 2H$, caso 1.

Na Figura 5.11, nota-se que há distinção nas linhas de corrente da região do jato e do interior do ambiente, o que pode ser observado através da separação entre as linhas com maior e menor velocidade, próximo à região do teto. Analisando a diferença entre as linhas de corrente nas posições $x = H$ e $x = 2H$, como esperado a espessura da região do jato aumenta a medida que o escoamento se distancia do bocal de entrada de ar, em função da indução do ar do ambiente. Nota-se através desta figura o efeito tridimensional do escoamento, uma vez que o seu comportamento perto da parede é diferente do comportamento do centro do ambiente em ambas as posições. Isso provavelmente acontece devido à condição de não deslizamento do fluido que está em contato com a parede.

A Figura 5.12 mostra as linhas de corrente em um plano paralelo ao teto, na altura do centro do bocal de entrada, $y = 0,972H$, junto com as linhas de corrente no plano de simetria.

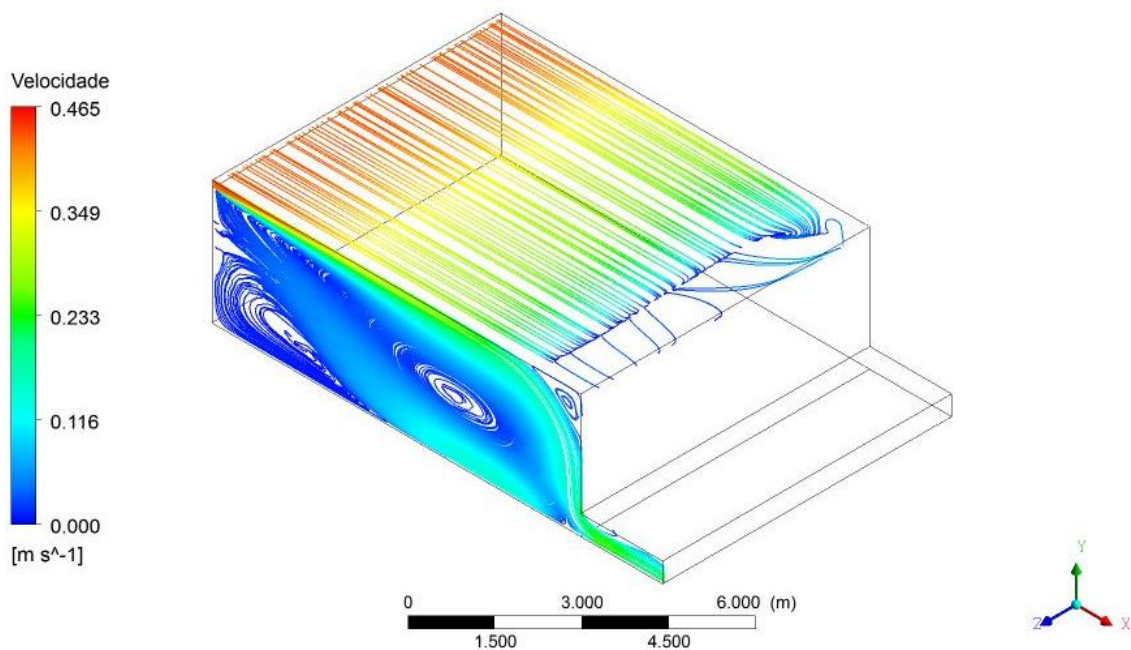


Figura 5.12 Linhas de corrente em $y = 0,972H$ e em $z/W = 0,5$, caso 1.

A Figura 5.12 mostra que parte do ar insuflado no ambiente escoar diretamente até a outra extremidade e deixa o ambiente pelo bocal de saída, enquanto o restante recircula dentro da zona de ocupação. Além da recirculação principal, outras duas recirculações secundárias são apresentadas, nos cantos inferior esquerdo e superior direito do ambiente.

Susin *et al.* (2009) obtiveram linhas de corrente similares a estas com o modelo de turbulência $k-\omega$ para um caso análogo, porém este não conseguiu prever as recirculações secundárias, conforme mostra a Figura 5.13, o que pode ser explicado pelo fato de o modelo utilizado naquele trabalho ser isotrópico, enquanto que neste trabalho é anisotrópico.

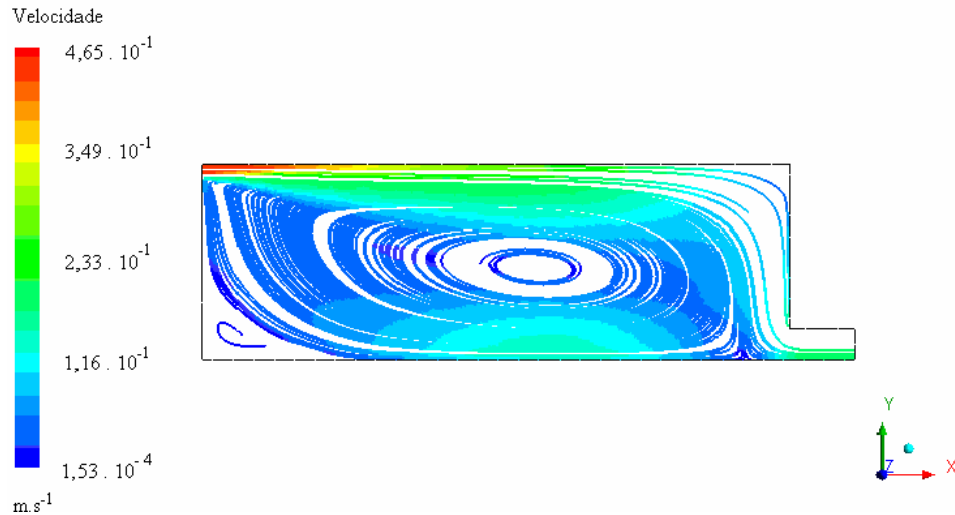


Figura 5.13 Linhas de corrente em $z/W = 0,5$, com o modelo $k-\omega$. (Fonte: Susin *et al.*, 2009)

A Figura 5.14 mostra as isotermas do caso 1, onde não se nota diferença alguma de temperatura entre as regiões. Então, o meio é isotérmico, ou seja, a convecção natural é desprezível devido ao baixíssimo fluxo de calor imposto no piso.

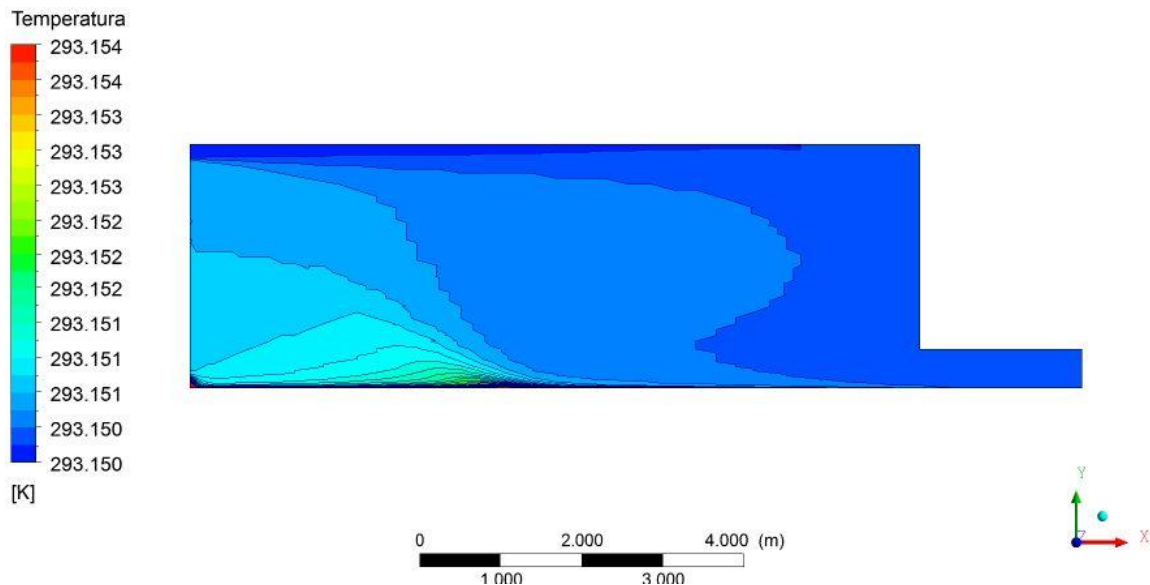


Figura 5.14 Isotermas em $z/W = 0,5$, caso 1.

5.3 ANÁLISE DA RAZÃO DE ASPECTO

A razão de aspecto do ambiente em estudo varia caso a caso e para analisar a sua influência no escoamento, os perfis adimensionais de velocidade média, intensidade turbulenta e temperatura são comparados entre si para os diferentes casos. Estes resultados

foram obtidos através da melhor malha de cada caso, as quais são definidas no Apêndice A, de acordo com os resultados de y^+ . A Tabela 5.2 apresenta a razão de aspecto dos casos 1, 2, 6 e 10, que são utilizados na análise desta seção.

Tabela 5.2 Razão de aspecto dos casos 1, 2, 6 e 10.

Caso	L/H	W/H
1	3	4,7
2	1	1
6	3	1
10	4,7	1

Para a análise da influência da largura do ambiente no comportamento do escoamento, os parâmetros são comparadas entre os casos 1 e 6, já que seus modelos físicos possuem o mesmo comprimento e diferentes larguras. Para a análise da influência do comprimento, a comparação é feita entre os casos 2, 6 e 10, já que seus modelos físicos possuem a mesma largura e diferentes comprimentos.

Nesta seção, as análises de velocidade média adimensional e intensidade turbulenta são realizadas de uma forma diferente da seção 5.2, onde os resultados do caso 1 são comparados aos dados de Nielsen (1976, 1990). Isto porque nas análises de influência da razão de aspecto, o comprimento do ambiente, L , varia, enquanto a altura do ambiente, H , se mantém constante. Dessa forma, as análises continuam sendo realizadas em duas linhas horizontais, uma na parte inferior do ambiente, $y = 0,028H$ (região de saída de ar), e outra na parte superior, $y = 0,972H$ (região de entrada de ar), e em duas linhas verticais, porém localizadas nas posições $x = 1/3 L$ e $x = 2/3 L$.

As Figura 5.15 e Figura 5.16 mostram a comparação entre os perfis adimensionais de velocidade média, U/U_0 , dos casos 1 e 6, nos planos $z/W = 0,5$ e $z/W = 0,25$, respectivamente.

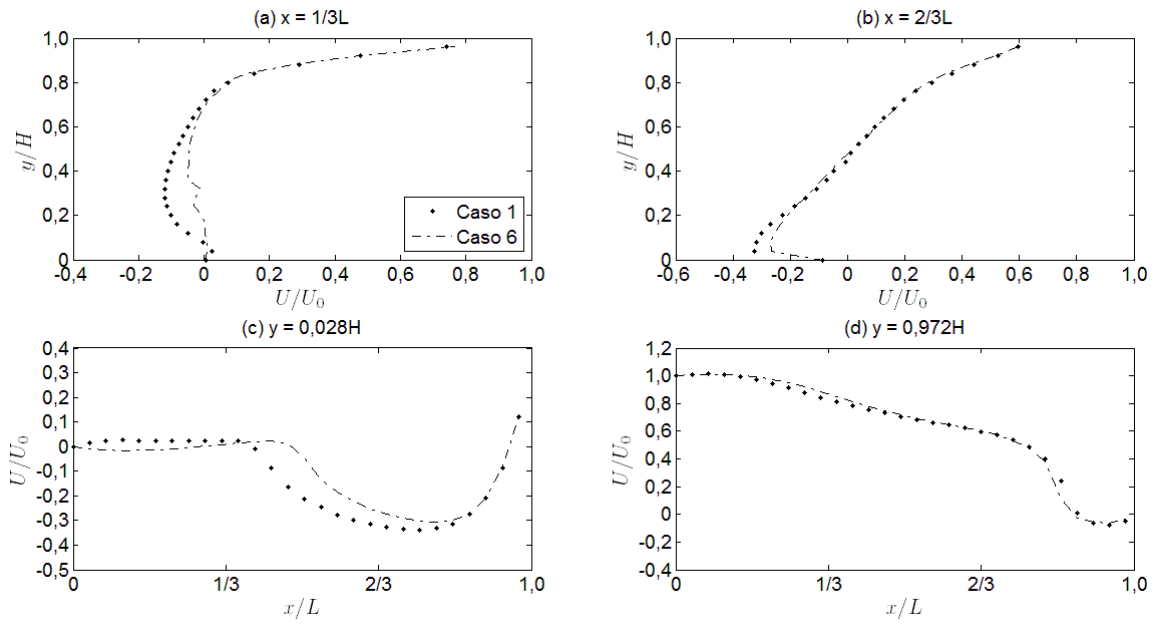


Figura 5.15 Comparação dos perfis adimensionais de velocidade média para os casos 1 e 6, em $z/W = 0,5$.

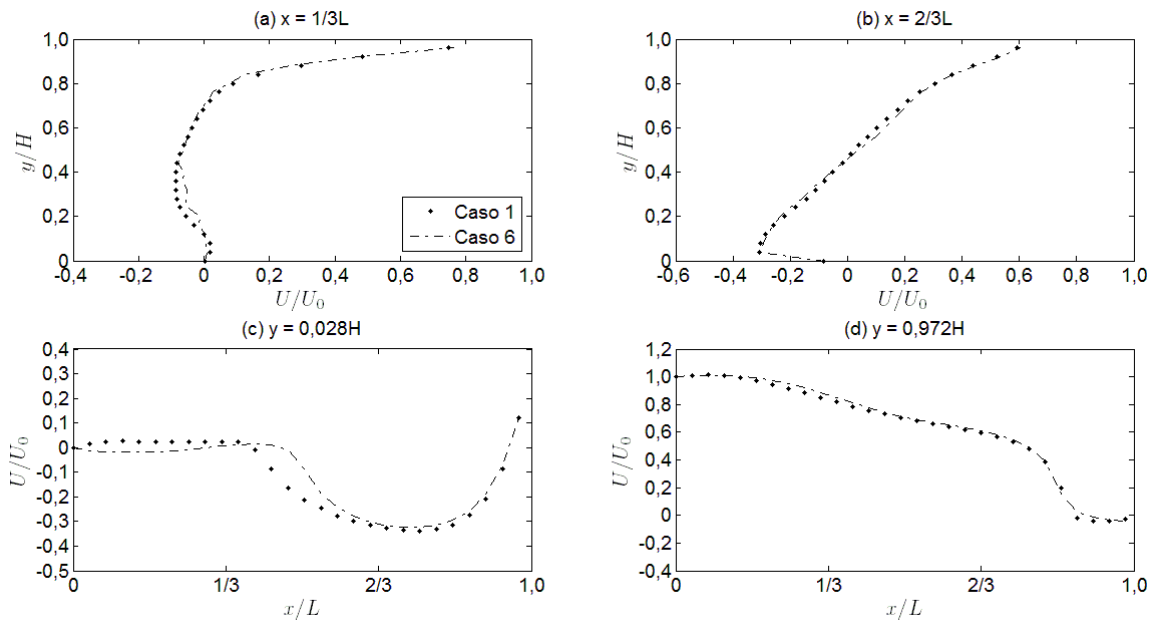


Figura 5.16 Comparação dos perfis adimensionais de velocidade média para os casos 1 e 6, em $z/W = 0,25$.

Nas Figura 5.15 e Figura 5.16, nota-se que os resultados dos casos 1 e 6 são muito similares em todas as regiões de análise, nos dois planos analisados, o que indica que a largura do ambiente não influencia significativamente na velocidade do escoamento.

As Figura 5.17 e Figura 5.18 mostram a comparação entre os perfis adimensionais de velocidade média, U/U_0 , dos casos 2, 6 e 10, nos planos $z/W = 0,5$ e $z/W = 0,25$, respectivamente.

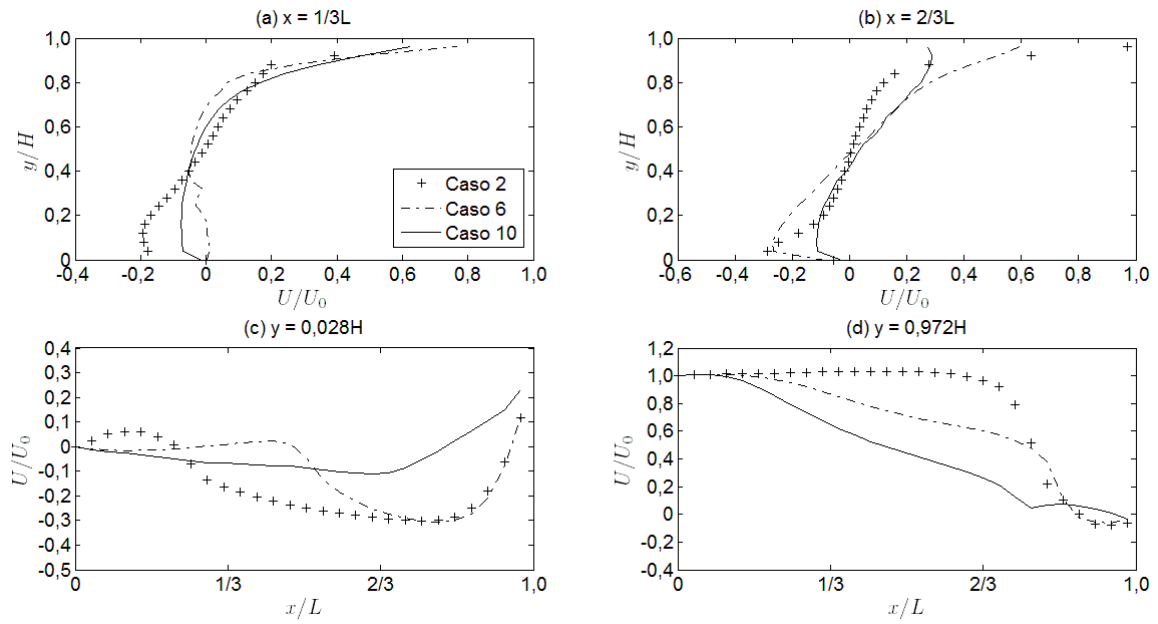


Figura 5.17 Comparação dos perfis adimensionais de velocidade média para os casos 2, 6 e 10, em $z/W = 0,5$.

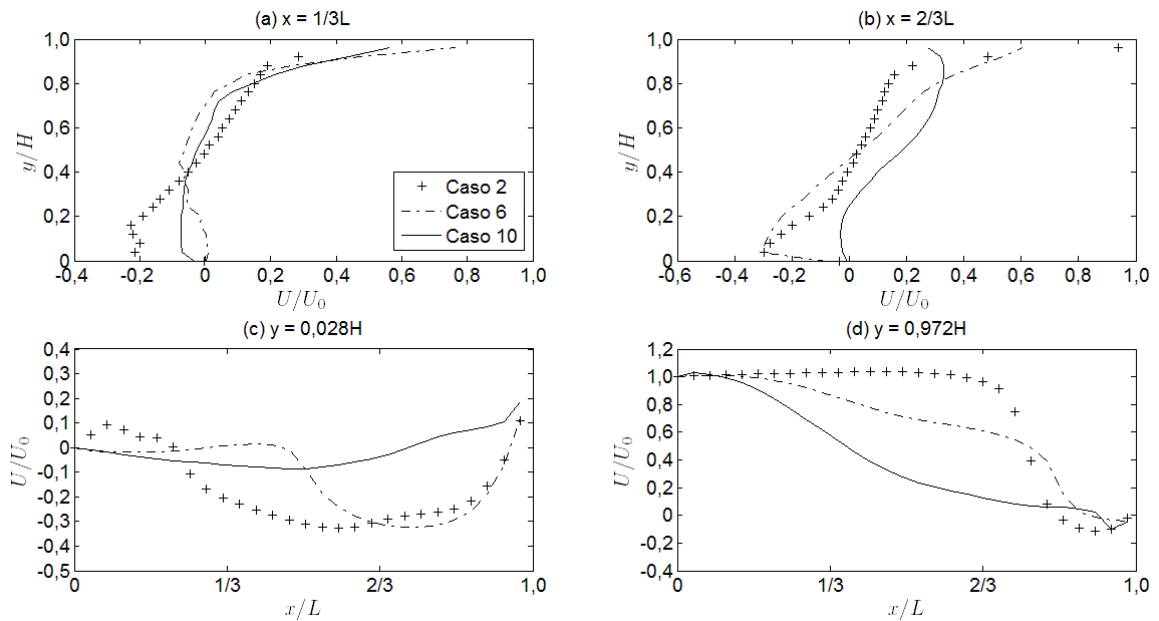


Figura 5.18 Comparação dos perfis adimensionais de velocidade média para os casos 2, 6 e 10, em $z/W = 0,25$.

Nas Figura 5.17 e Figura 5.18, que apresentaram resultados muito similares, nota-se que entre os casos 2, 6 e 10, a diferença é visível, principalmente através das Figura 5.17 (d) e Figura 5.18 (d), onde é possível perceber que o ponto em que a velocidade de entrada decresce varia entre os casos. Isso acontece porque, como a velocidade de entrada entre os casos é a mesma, ela consegue se manter por uma distância relativamente maior no caso 2, já que este representa um ambiente com menor comprimento.

As Figura 5.19 e Figura 5.20 mostram a comparação dos perfis adimensionais de intensidade turbulenta, $\sqrt{u^2}/U_0$, entre os casos 1 e 6, nos planos $z/W = 0,5$ e $z/W = 0,25$, respectivamente.

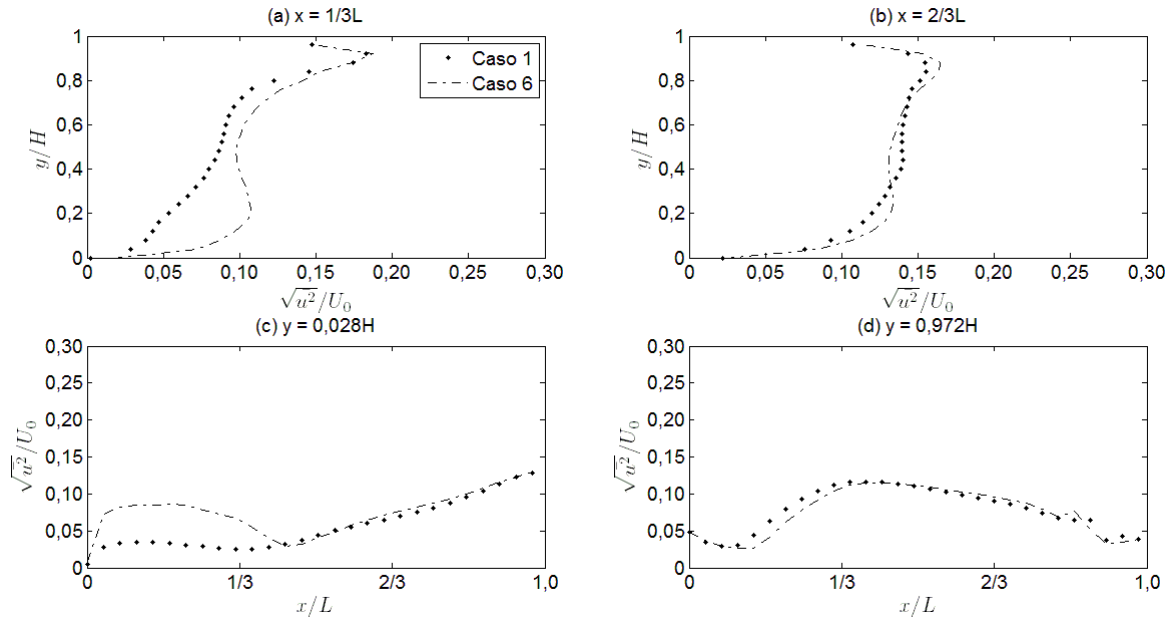


Figura 5.19 Comparação dos perfis adimensionais de intensidade turbulenta para os casos 1 e 6, em $z/W = 0,5$.

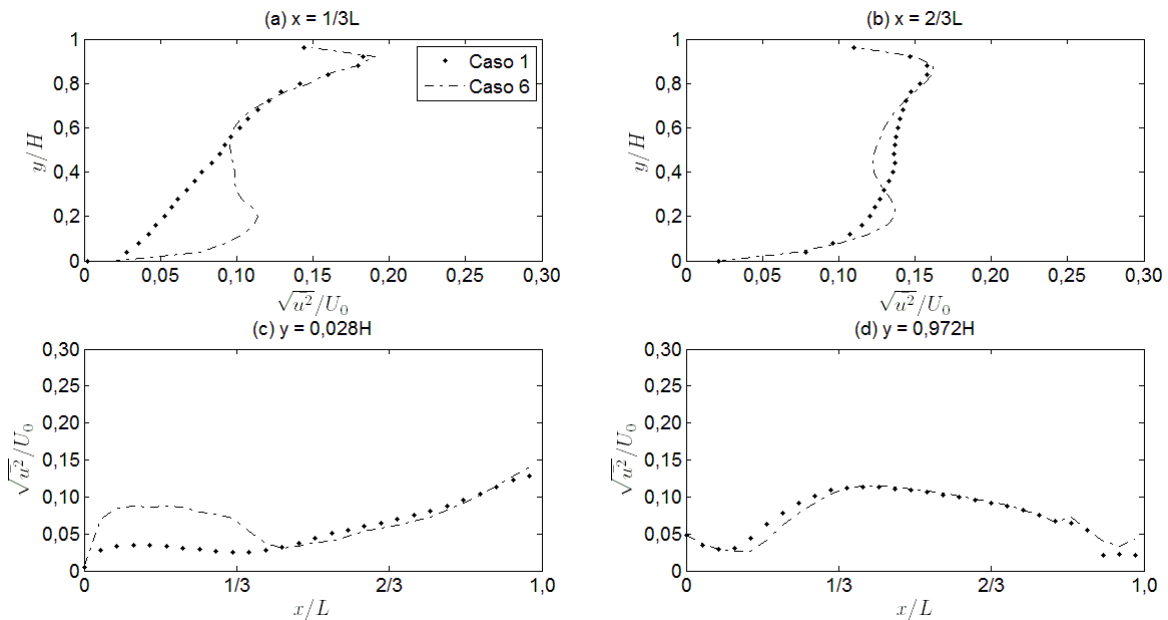


Figura 5.20 Comparação dos perfis adimensionais de intensidade turbulenta para os casos 1 e 6, em $z/W = 0,25$.

Observando as Figura 5.19 e Figura 5.20, nota-se que, nos dois planos analisados, os casos 1 e 6 apresentaram resultados de intensidade turbulenta similares, apesar da diferença entre os perfis na região do piso, onde $x/L < 1/3$, que pode estar relacionada à deficiência

do modelo de turbulência e das malhas utilizadas nestes casos em prever esta variável, conforme mostrado na Figura 5.5. Então, isto indica que a largura do ambiente também não influencia significativamente na intensidade turbulenta do escoamento.

As Figura 5.21 e Figura 5.22 mostram a comparação dos perfis adimensionais de intensidade turbulenta, $\sqrt{u^2}/U_0$, entre os casos 2, 6 e 10, nos planos $z/W = 0,5$ e $z/W = 0,25$, respectivamente.

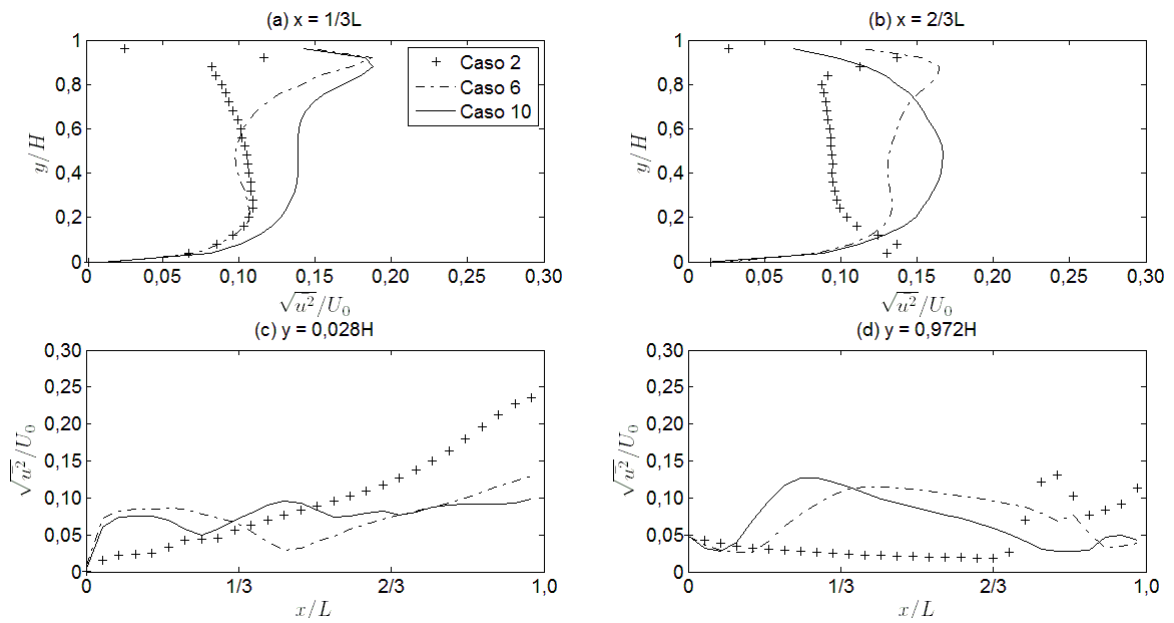


Figura 5.21 Comparação dos perfis adimensionais de intensidade turbulenta para os casos 2, 6 e 10, em $z/W=0,5$.

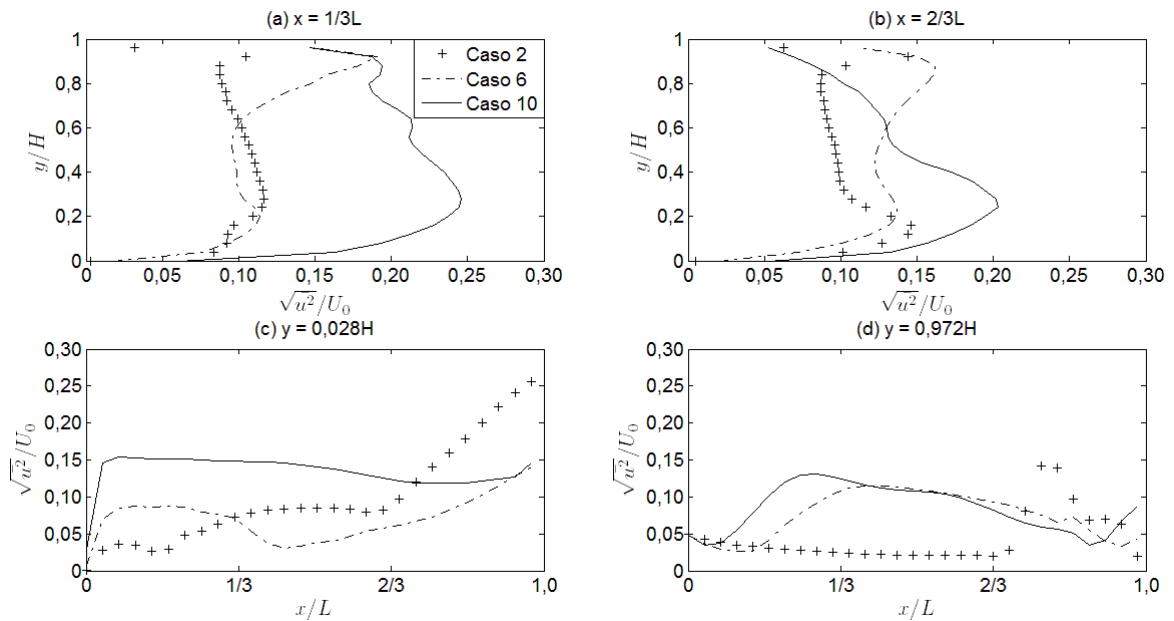


Figura 5.22 Comparação dos perfis adimensionais de intensidade turbulenta para os casos 2, 6 e 10, em $z/W=0,25$.

Nas Figura 5.21 e Figura 5.22, nota-se que existe uma distinção de comportamento entre os casos 2, 6 e 10, o que pode indicar que há influência do comprimento do ambiente na intensidade turbulenta. Além disso, nota-se que a intensidade turbulenta apresenta efeitos tridimensionais, já que se difere nos dois planos analisados.

As Figura 5.23 e Figura 5.24 mostram a comparação dos perfis adimensionais de temperatura no piso, $(T_s - T_0)/\Delta T_0$, e em $y/H = 0,25$, $(T - T_0)/\Delta T_0$, no plano $z/W = 0,34$, entre os casos 1 e 6 e entre os casos 2, 6 e 10, respectivamente.

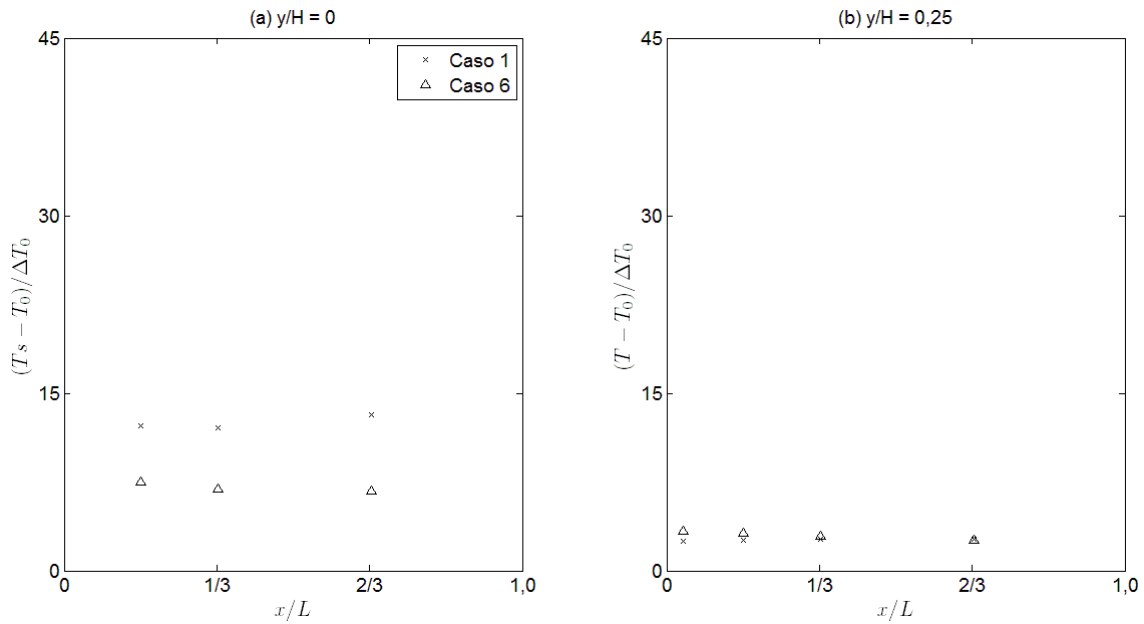


Figura 5.23 Comparação dos perfis de temperatura no piso e em $y/H = 0,25$, para os casos 1 e 6, em $z/W = 0,34$.

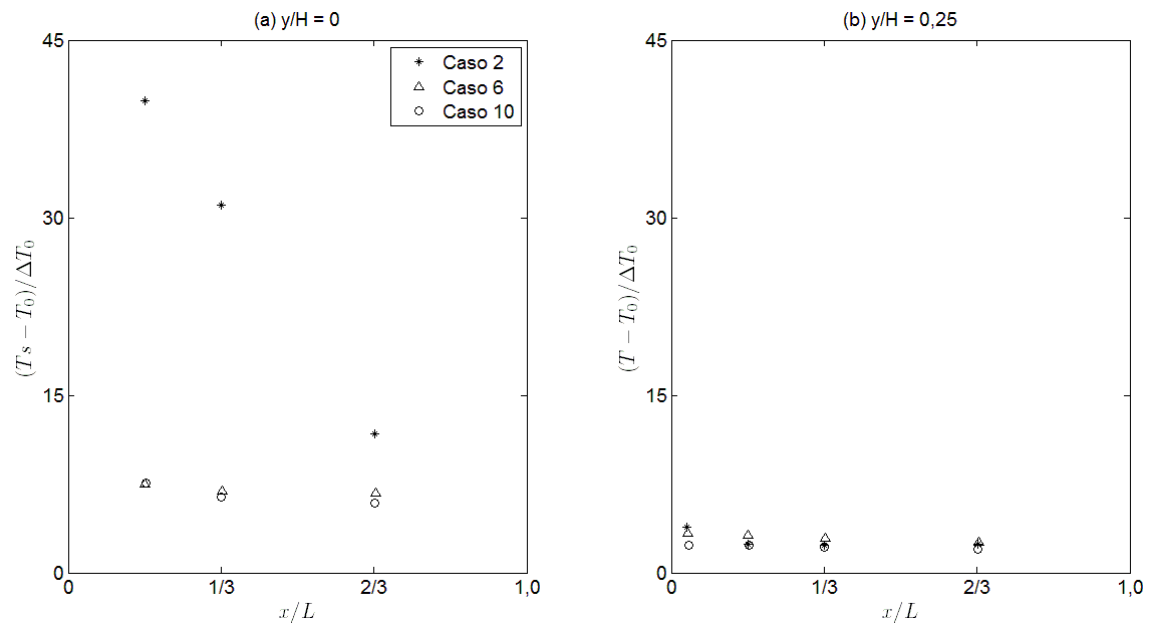


Figura 5.24 Comparação dos perfis de temperatura no piso e em $y/H = 0,25$, para os casos 2, 6 e 10, em $z/W = 0,34$.

Na Figura 5.23 (a), nota-se que a diferença entre os resultados de temperatura na superfície do piso dos casos 1 e 6 é relativamente baixa, então ela pode estar relacionada à deficiência do modelo de turbulência em prever esta variável, e na Figura 5.23 (b), nota-se que os resultados são equivalentes em $y/H = 0,25$, indicando que a largura do ambiente não influencia na temperatura do escoamento.

Na Figura 5.24, nota-se que o caso 2 apresentou resultados de temperatura muito mais altos do que os casos 6 e 10 no piso, porém, em $y/H = 0,25$, os resultados de todos os casos foram similares, o que torna impossível a conclusão sobre a influência do comprimento do ambiente na temperatura do escoamento.

As Figura 5.25, Figura 5.26 e Figura 5.27 mostram as linhas de corrente em um plano paralelo ao teto, na altura do centro do bocal de entrada, isto é, em $y = 0,972H$, junto com as linhas de corrente no plano de simetria, $z/W = 0,5$, dos casos 2, 6 e 10, respectivamente, para auxiliar na análise da influência das dimensões do ambiente no escoamento.

Mas para facilitar a comparação entre os casos, as linhas de corrente no plano de simetria dos casos 1 e 6 e dos casos 2, 6 e 10, são apresentados simultaneamente através das Figura 5.28 e Figura 5.29, respectivamente.

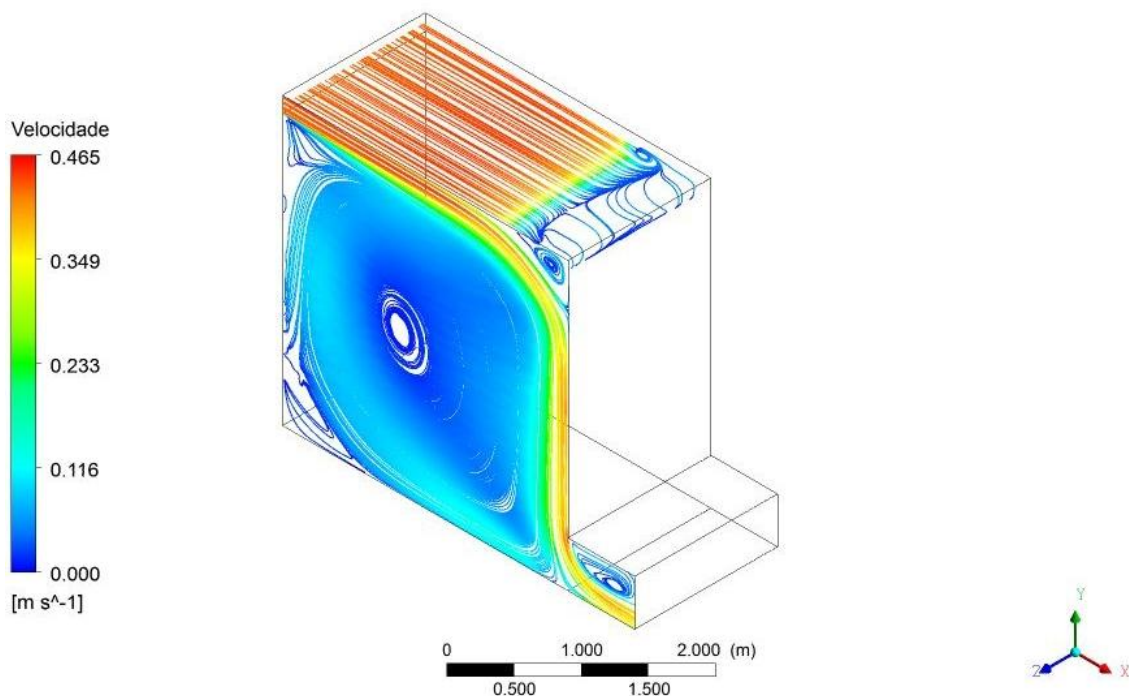


Figura 5.25 Linhas de corrente em $y = 0,972H$ e em $z/W = 0,5$, caso 2.

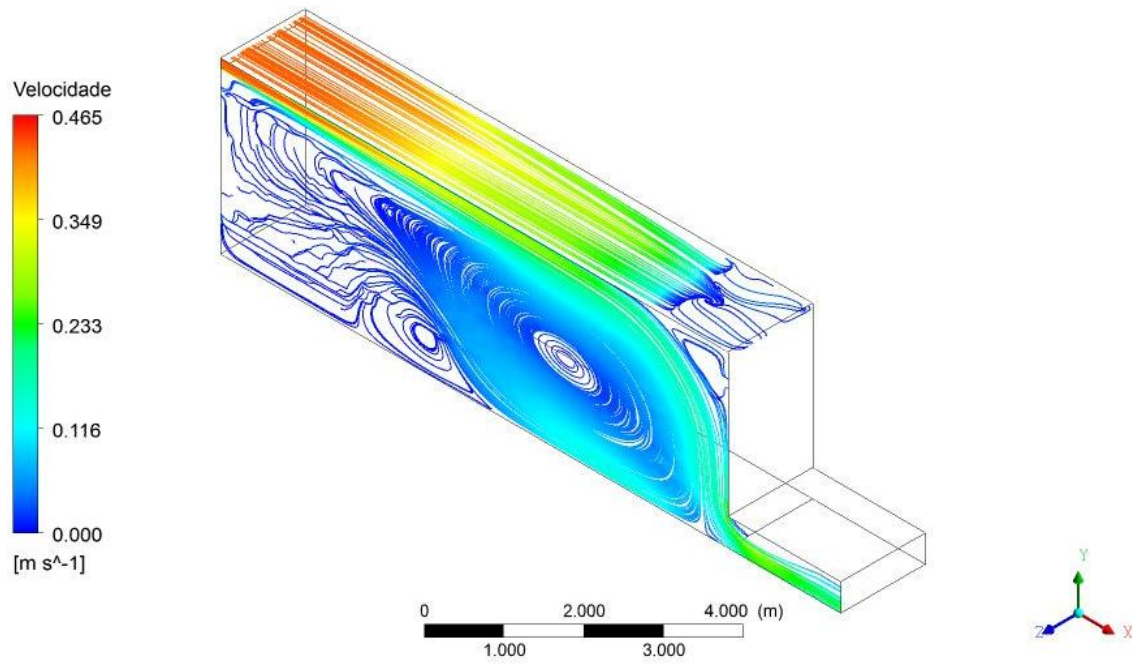


Figura 5.26 Linhas de corrente em $y = 0,972H$ e em $z/W = 0,5$, caso 6.

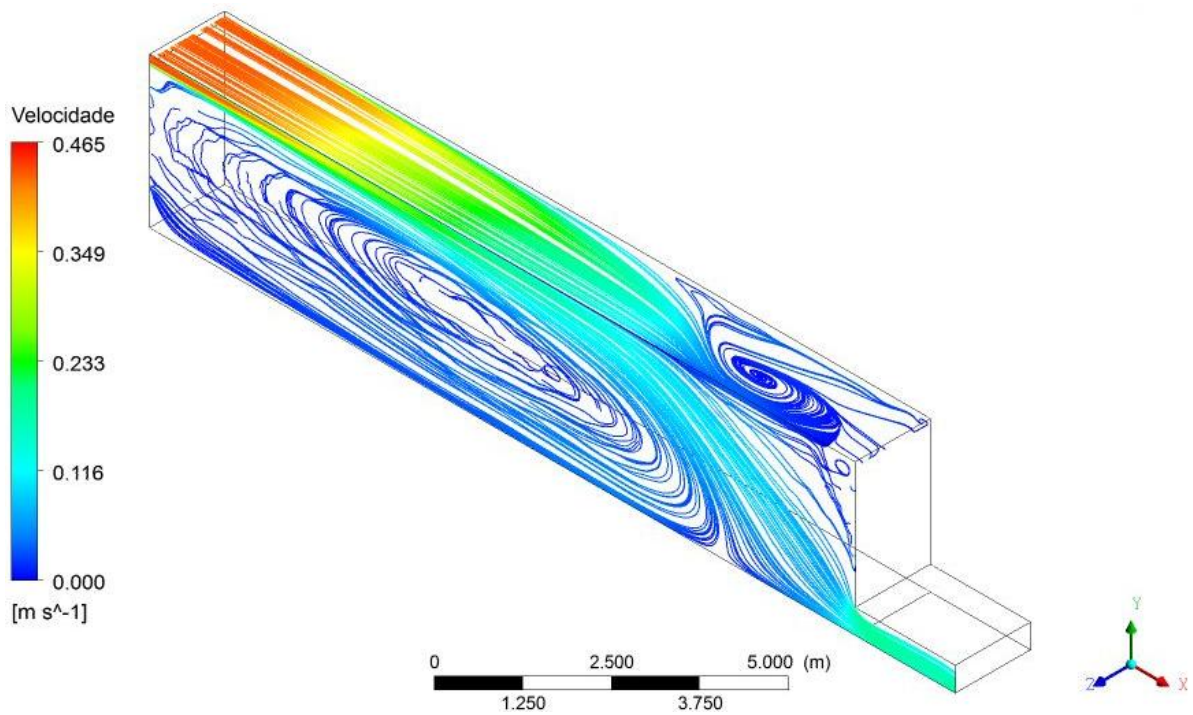


Figura 5.27 Linhas de corrente em $y = 0,972H$ e em $z/W = 0,5$, caso 10.

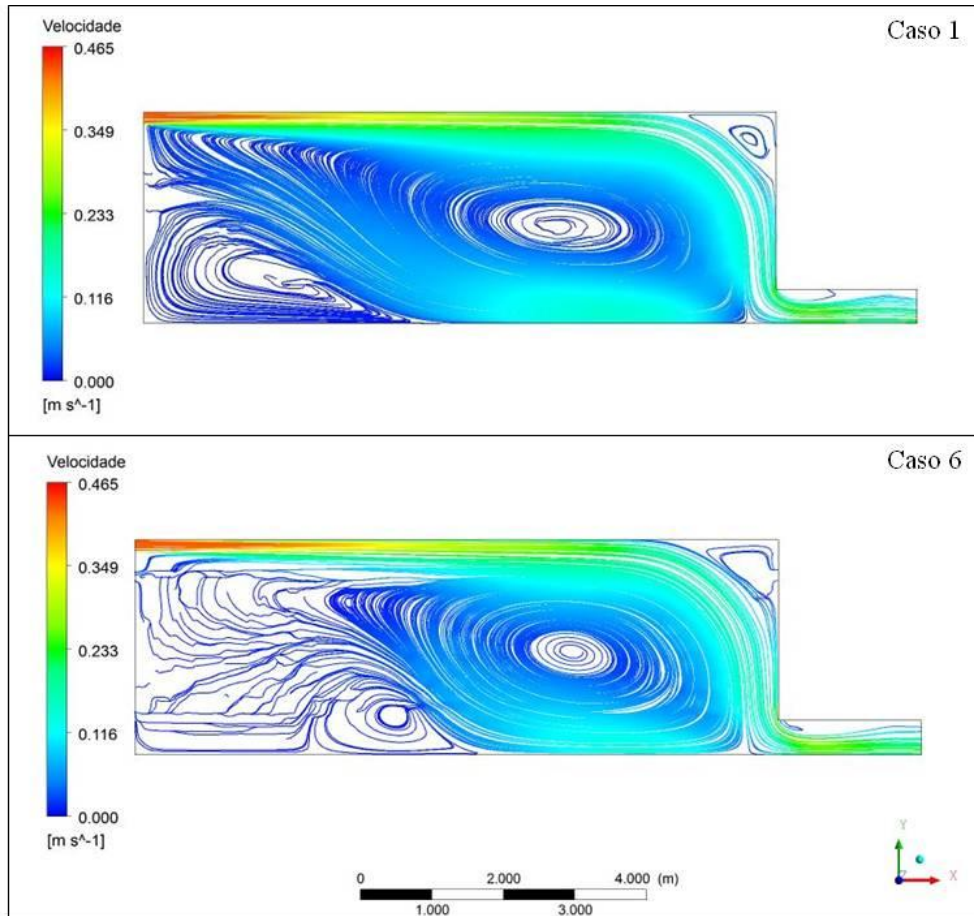


Figura 5.28 Comparação das linhas de corrente em $z/W = 0,5$, casos 1 e 6.

Comparando as linhas de corrente dos casos 1 e 6, através da Figura 5.28, é possível perceber que os escoamentos são diferentes, mesmo que apresentem perfis de velocidade, intensidade turbulenta e temperatura tão similares, conforme mostram as Figura 5.15, Figura 5.19 e Figura 5.23.

No caso 1, a recirculação principal ocupa praticamente todo o ambiente, enquanto no caso 6 apenas perto do bocal de saída, onde $x/L > 0,5$, resultando em um alto gradiente de velocidade dentro da zona de ocupação. Dessa forma, o comportamento das recirculações secundárias também é diferente entre estes dois casos. No caso 1, há uma recirculação secundária no canto inferior esquerdo e outra no canto superior direito do ambiente, enquanto no caso 6, há somente a recirculação secundária do canto superior direito. Assim, é possível concluir que a largura do ambiente, W , influencia no escoamento gerado no seu interior, apesar deste fato não transparecer nos parâmetros analisados anteriormente.

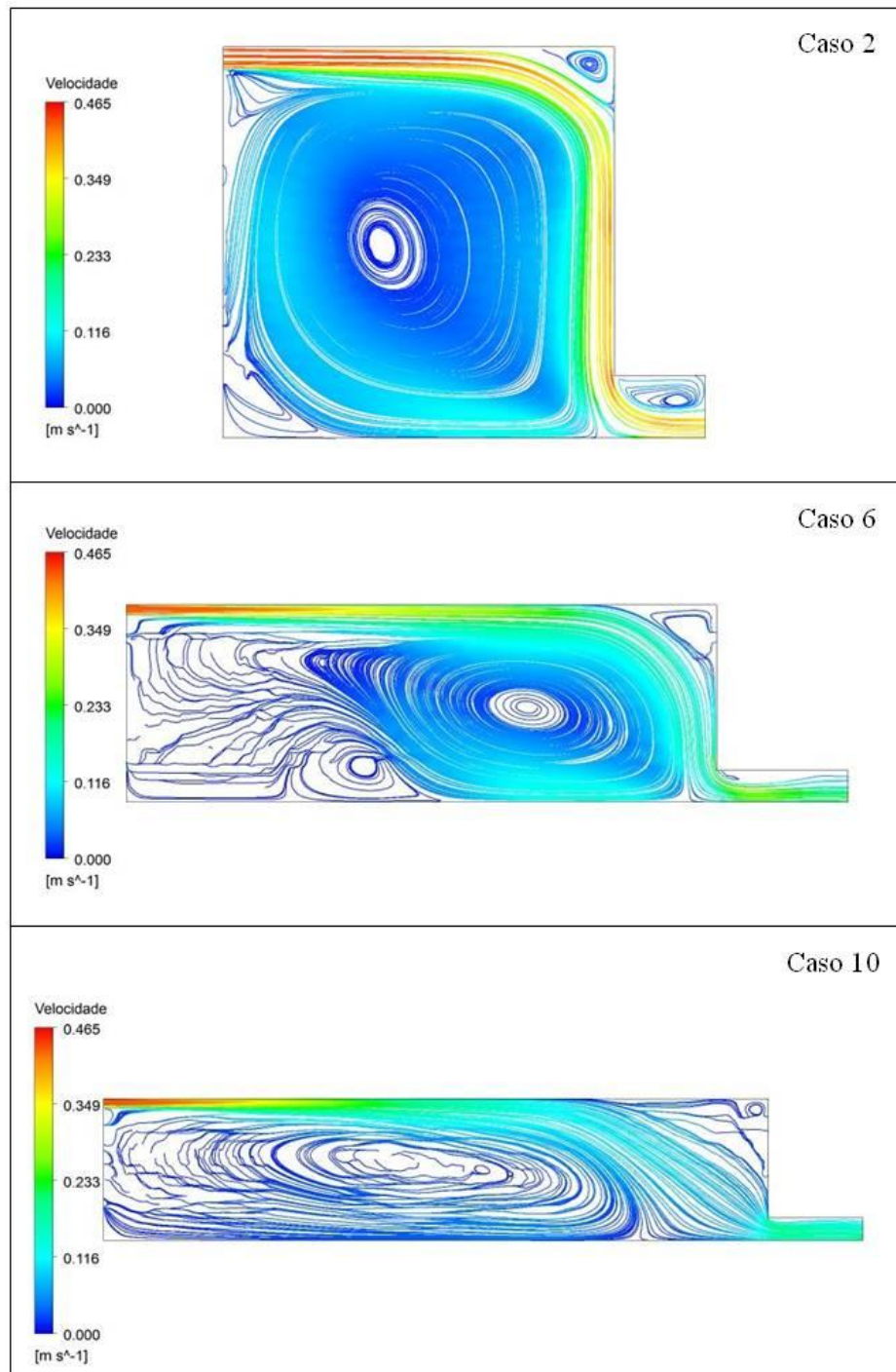


Figura 5.29 Comparação das linhas de corrente em $z/W = 0,5$, casos 2, 6 e 10.

Comparando as linhas de corrente dos casos 2, 6 e 10, através da Figura 5.29, respectivamente, confirmam-se as conclusões anteriores de que o comprimento do ambiente, L , influencia no comportamento do escoamento. Nota-se que quanto maior o comprimento do ambiente, menos ar recircula na zona de ocupação, e com menos uniformidade.

No caso 2, a recirculação principal acontece em todo o ambiente e outras duas

recirculações secundárias são formadas no canto superior direito e no bocal de saída de ar. No caso 6, a recirculação principal ocorre somente perto do bocal de saída, onde $x/L > 0,5$, e no caso 10, ela praticamente não ocorre, ou seja, a maior parte do escoamento de ar que entra atravessa o ambiente diretamente até a saída, o que caracteriza esta distribuição de ar como ineficiente. Então, o fato de praticamente não existir escoamento em $x/L < 0,5$ nos casos 6 e 10 explica a grande diferença entre os resultados de temperatura no piso do caso 2 em relação aos casos 6 e 10, conforme mostra a Figura 5.24.

As Figura 5.30 a Figura 5.32 mostram as isotermas dos casos 2, 6 e 10, enquanto as isotermas do caso 1 se encontram na Figura 5.14. Nestas figuras, não se nota diferença alguma de temperatura entre as regiões. Então, os meios são isotérmicos, ou seja, a convecção natural é desprezível devido ao baixíssimo fluxo de calor imposto no piso, como já era previsto, uma vez que o número de Arquimedes é da ordem de 10^{-5} .

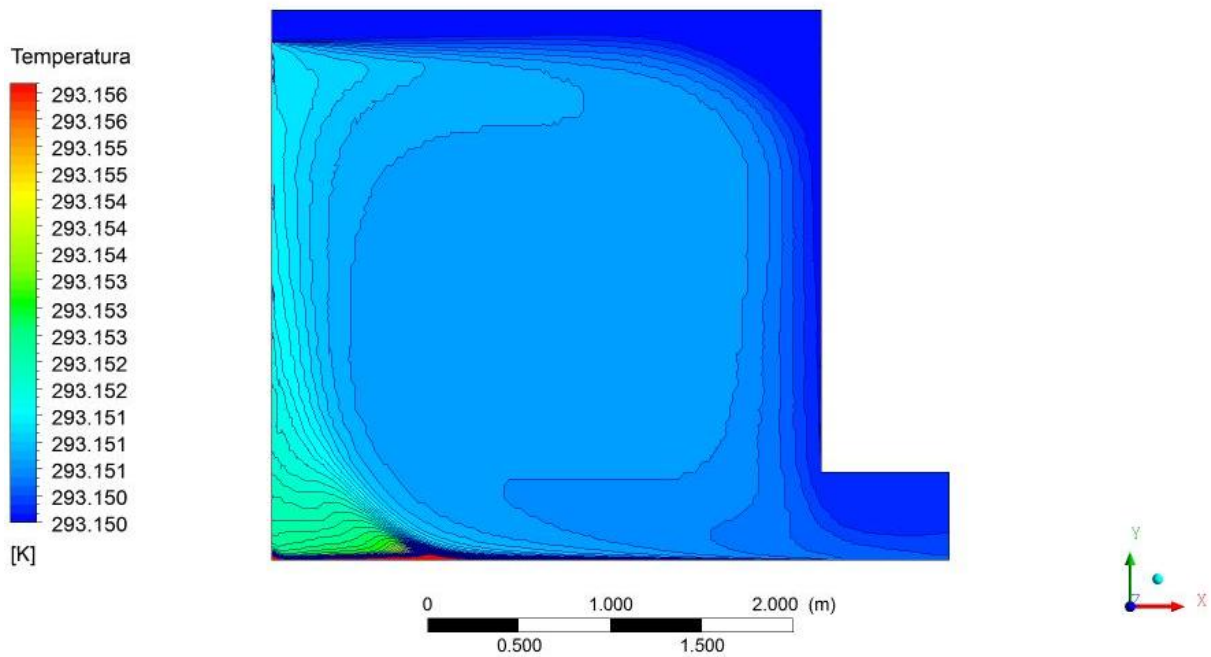


Figura 5.30 Isotermas em $z/W = 0,5$, caso 2.

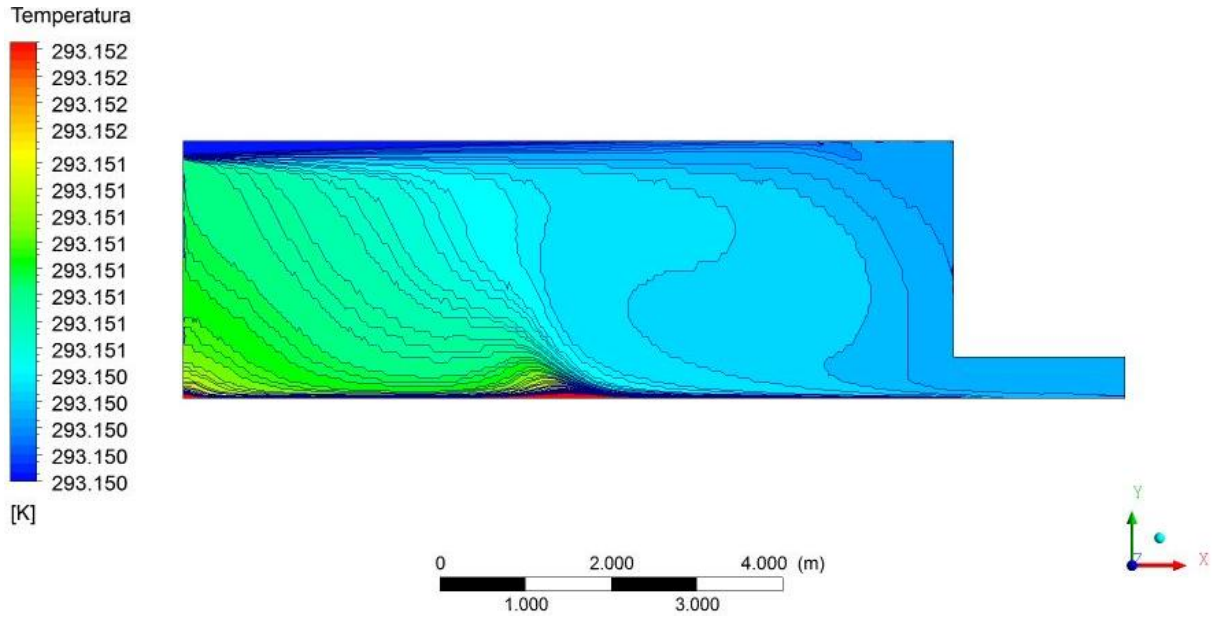


Figura 5.31 Isotermas em $z/W = 0,5$, caso 6.

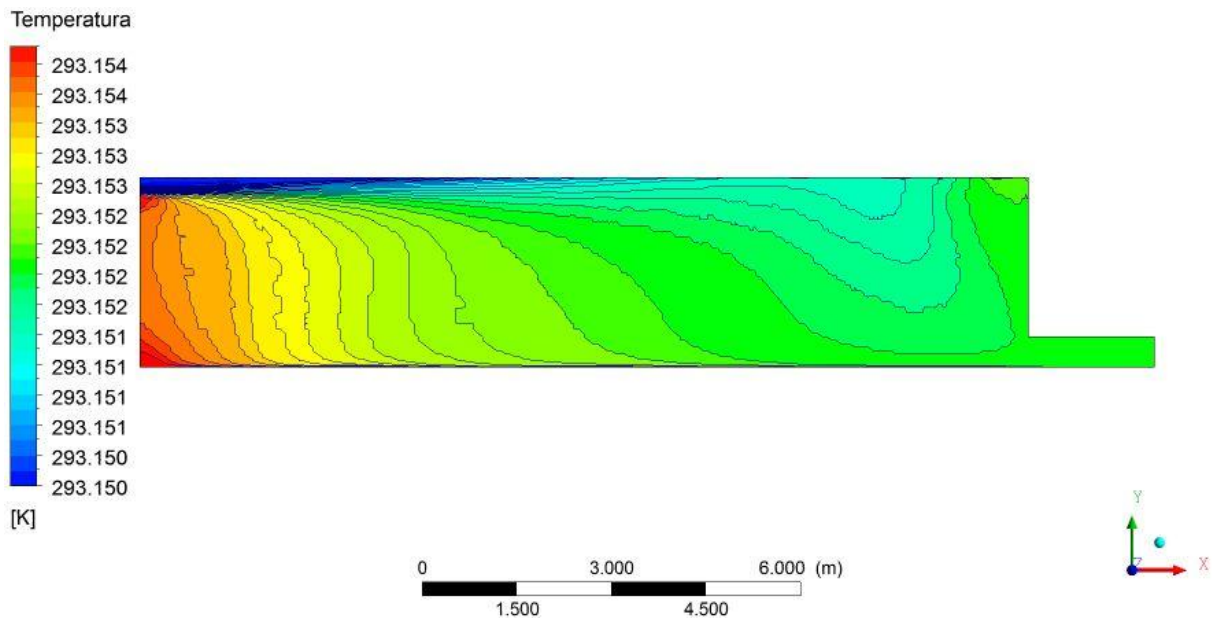


Figura 5.32 Isotermas em $z/W = 0,5$, caso 10.

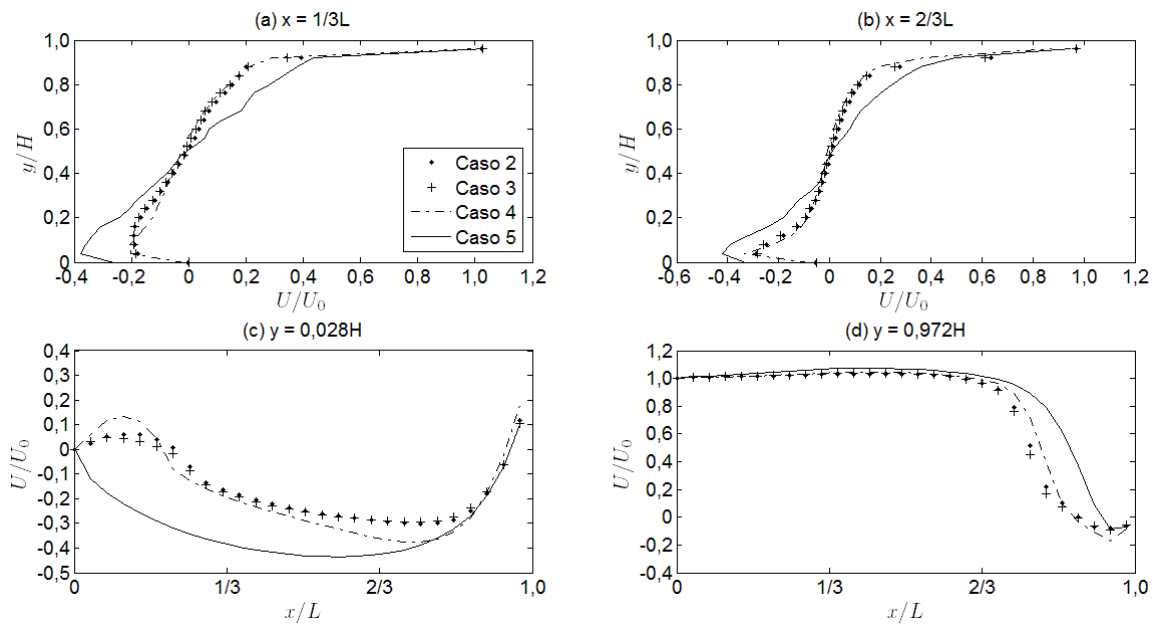
5.4 ANÁLISE DO EFEITO DO EMPUXO

O fluxo de calor imposto no piso varia caso a caso e para analisar a influência do empuxo no escoamento, os perfis adimensionais de velocidade média, intensidade turbulenta e temperatura são comparados entre si para os casos 2 a 5, já que os seus modelos físicos possuem as mesmas dimensões. A Tabela 5.3 apresenta os fluxos de calor impostos no piso para cada um destes casos.

Tabela 5.3 Fluxo de calor imposto no piso para os casos 2 a 5.

Caso	Ar	Fluxo de calor imposto no piso [W/m^2]
2	10^{-5}	0,009
3	10^{-4}	0,091
4	10^{-3}	0,915
5	10^{-2}	9,149

Nesta seção, as análises de velocidade média adimensional e intensidade turbulenta são realizadas da mesma forma que na seção 5.2, em duas linhas horizontais, uma na parte inferior do ambiente, $y = 0,028H$ (região de saída de ar), e outra na parte superior, $y = 0,972H$ (região de entrada de ar), e em duas linhas verticais, localizadas nas posições $x = 1/3L$ e $x = 2/3L$, no plano de simetria. Assim, a Figura 5.33 compara os perfis adimensionais de velocidade média, U/U_0 , entre os casos 2 a 5.

Figura 5.33 Comparação dos perfis adimensionais de velocidade média dos casos 2 a 5, em $z/W = 0,5$.

Na Figura 5.33, nota-se que há muita similaridade entre os resultados de velocidade média adimensional dos casos 2 a 4, enquanto que o caso 5 apresentou diferenças significativas. Tal fato ocorre porque os fluxos de calor impostos no piso nos casos 2 a 4 não são suficientes para influenciar no escoamento. Nota-se também que a velocidade do caso 5, principalmente na região próxima ao piso, é mais alta que as dos outros casos em quase todo o comprimento do ambiente.

A Figura 5.34 compara os perfis adimensionais de intensidade turbulenta, $\sqrt{u^2}/U_0$, entre os casos 2 a 5, nas quatro linhas do plano central do domínio computacional.

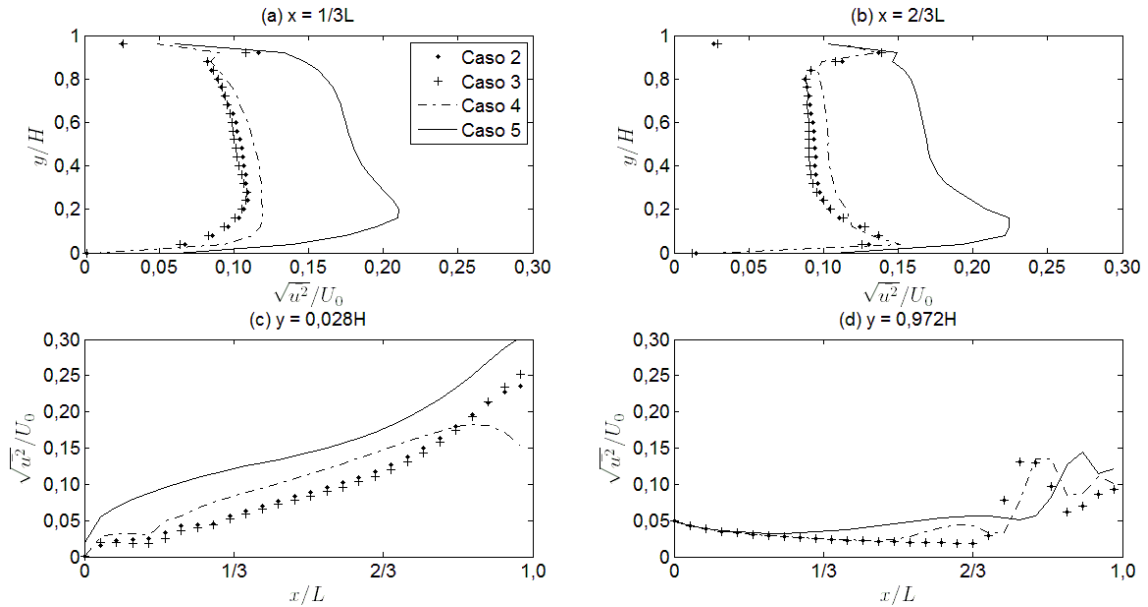


Figura 5.34 Comparação dos perfis adimensionais de intensidade turbulenta dos casos 2 a 5, em $z/W = 0,5$.

Na Figura 5.34 (a) e (b), nota-se que, assim como a velocidade, a intensidade turbulenta também é afetada pelo empuxo, o que pode ser percebido apenas nos resultados do caso 5, que são significativamente maiores que os dos outros casos ao longo de toda altura e comprimento do ambiente.

A Figura 5.35 mostra a comparação dos perfis de temperatura no piso, $(T_s - T_0)/\Delta T_0$, e em $y/H = 0,25$, $(T - T_0)/\Delta T_0$, no plano $z/W = 0,34$, entre os casos 2 a 5.

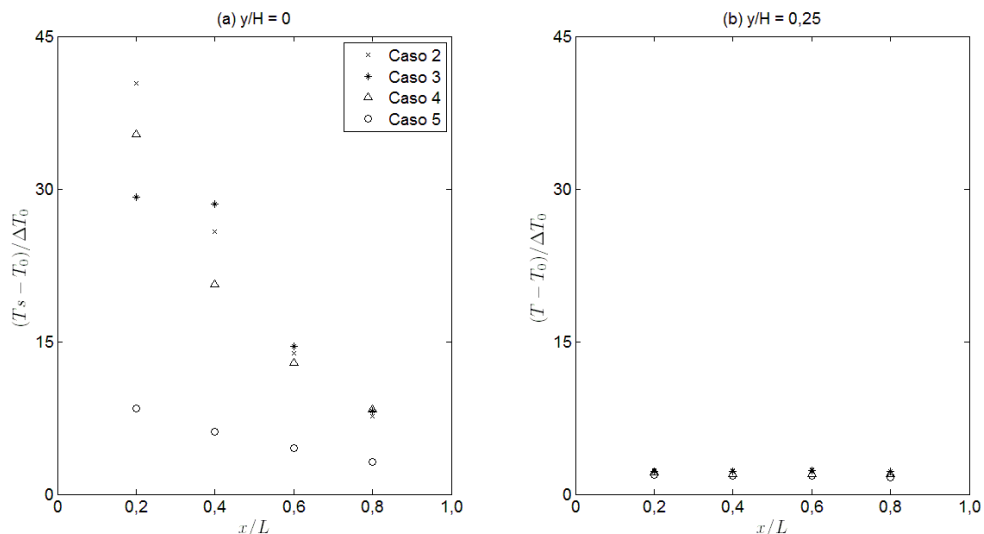


Figura 5.35 Comparação dos perfis de temperatura no piso e em $y/H = 0,25$, dos casos 2 a 5, em $z/W = 0,34$.

A Figura 5.35 mostra que a temperatura se comporta da mesma maneira que as outras variáveis, ou seja, depende do empuxo. A diferença entre os resultados dos casos 2 a 4 é desprezível em relação à diferença entre estes casos e o caso 5, principalmente no piso, porque o fluxo de calor imposto no piso neste caso foi o único significativo.

Para auxiliar na análise da influência do empuxo no comportamento do escoamento, as Figura 5.36 a Figura 5.38 mostram as linhas de corrente em um plano paralelo ao teto, na altura do centro do bocal de entrada, isto é, em $y = 0,972H$, junto com as linhas de corrente no plano de simetria, $z/W = 0,5$, para os casos 3 a 5, respectivamente. Mas para facilitar a comparação entre os casos, as linhas de corrente no plano de simetria dos casos 2 a 5 são apresentados simultaneamente através da Figura 5.39.

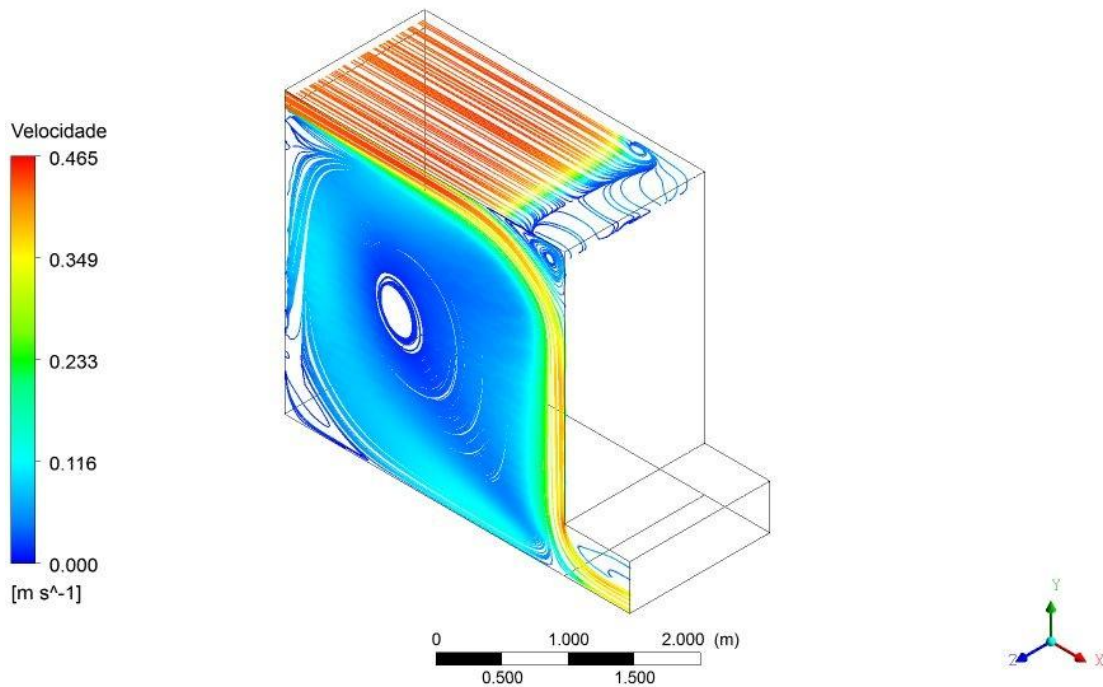


Figura 5.36 Linhas de corrente em $y = 0,972H$ e em $z/W = 0,5$, caso 3.

ANSYS

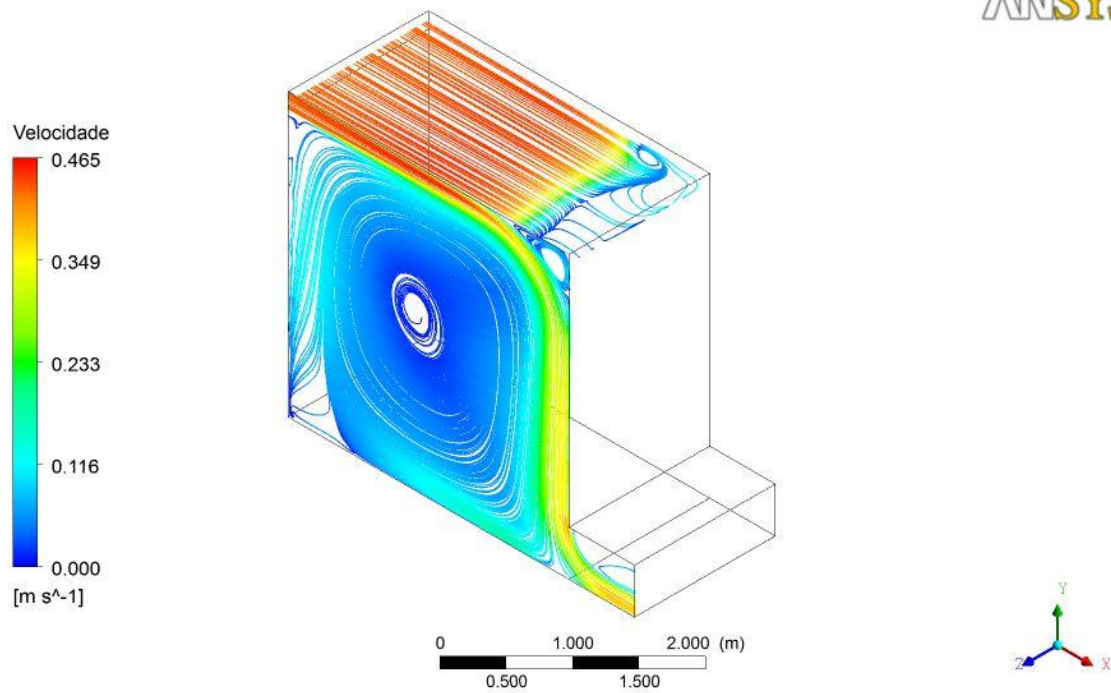


Figura 5.37 Linhas de corrente em $y = 0,972H$ e em $z/W = 0,5$, caso 4.

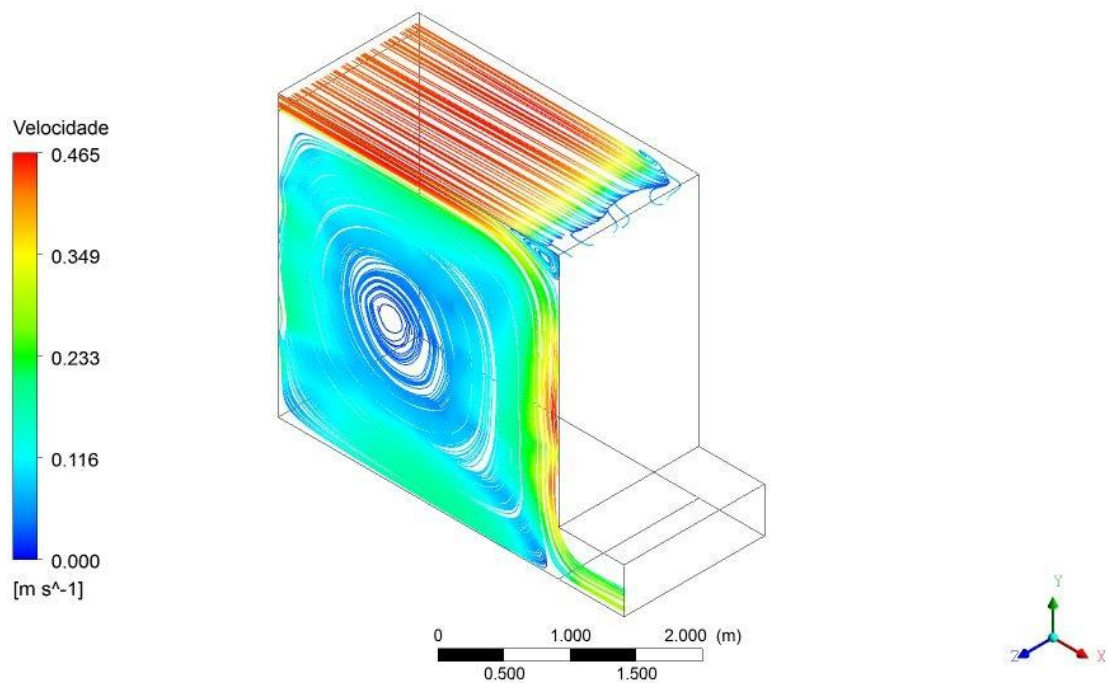


Figura 5.38 Linhas de corrente em $y = 0,972H$ e em $z/W = 0,5$, caso 5.

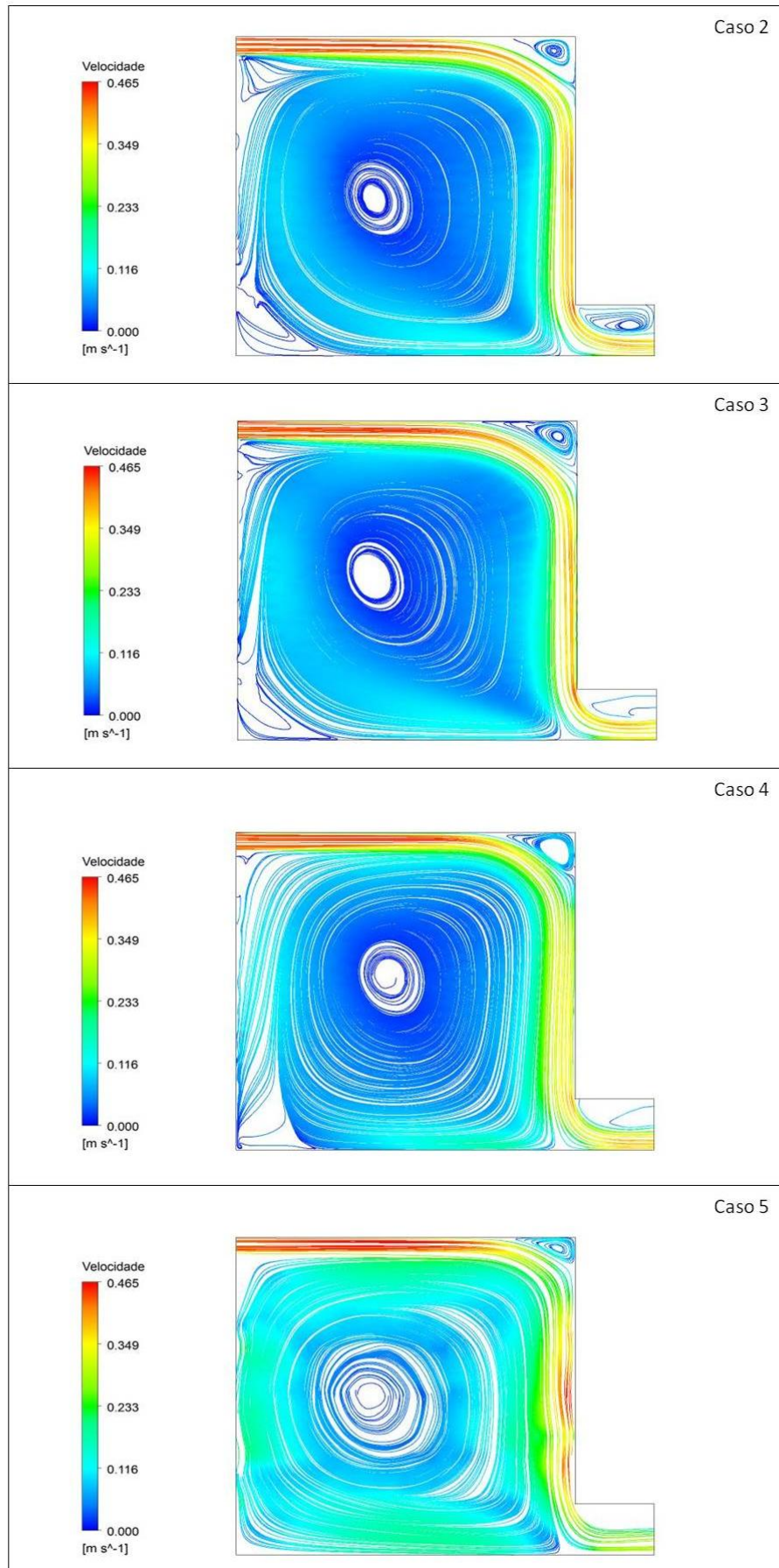


Figura 5.39 Comparação das linhas de corrente em $z/W = 0,5$, casos 2 a 5.

Comparando as linhas de corrente dos casos 2 a 5, através da Figura 5.39, é possível confirmar o que foi verificado até o momento na análise dos três parâmetros, que o empuxo influencia no escoamento. Porém, isso acontece somente para quando maiores fluxos de calor são impostos no piso, já que é possível perceber diferenças entre as linhas de corrente somente em relação ao caso 5. Mesmo assim, todos os casos estudados ainda são considerados isotérmicos, pois o empuxo neles presentes não gera convecção natural suficiente para tornar o escoamento misto.

As Figura 5.40 a Figura 5.42 mostram as isotermas dos casos 3 a 5, enquanto as isotermas do caso 2 se encontram na Figura 5.30.

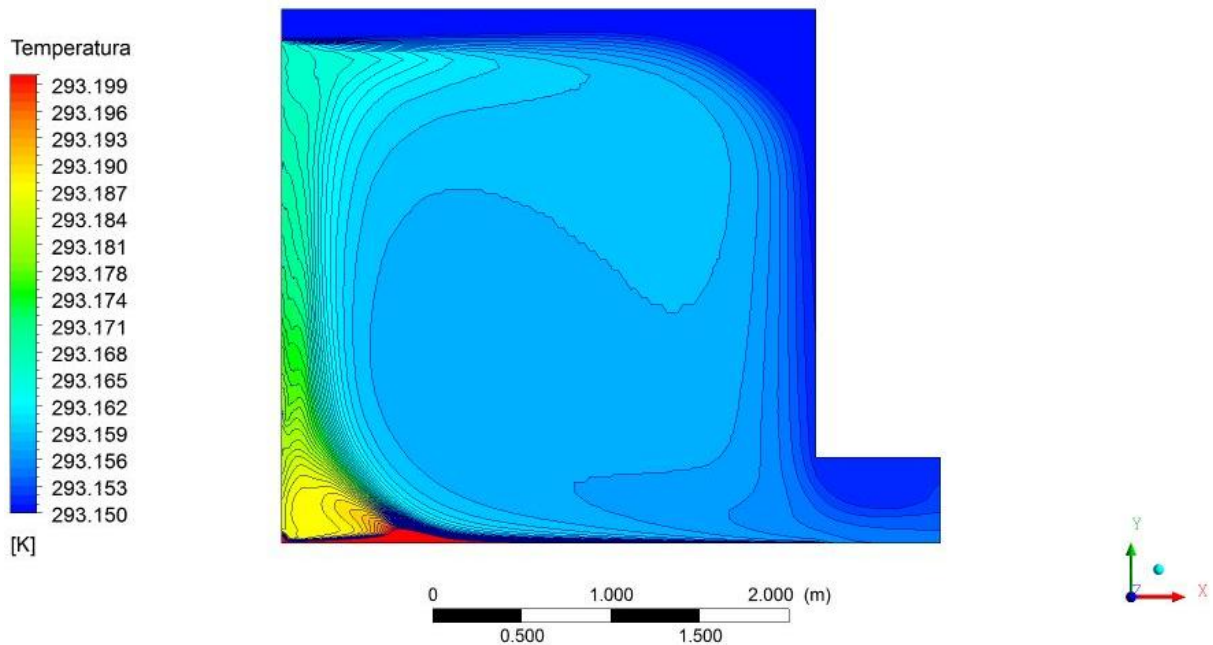


Figura 5.40 Isotermas em $z/W = 0,5$, caso 3.

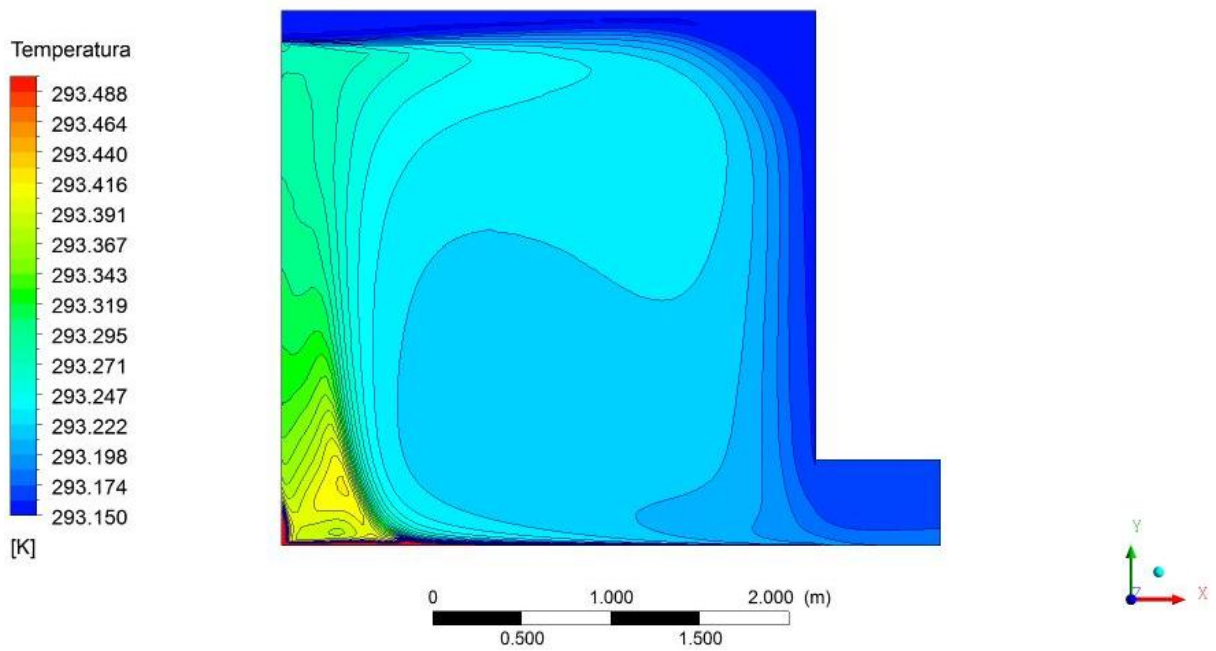


Figura 5.41 Isothermas em $z/W = 0,5$, caso 4.

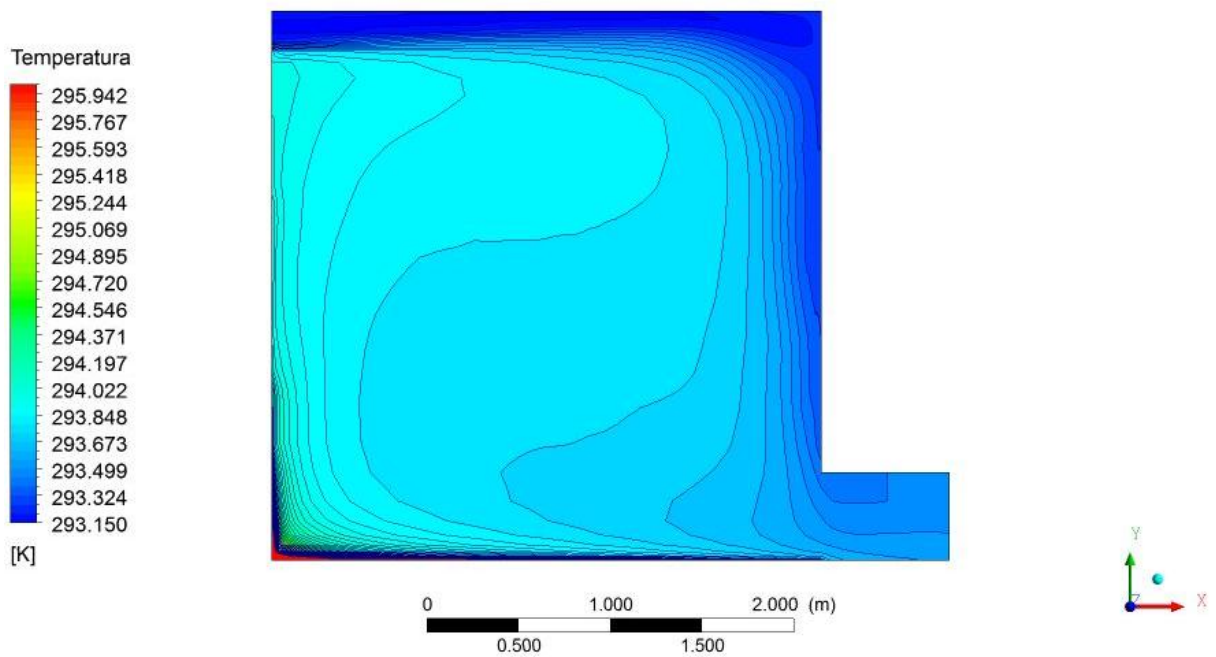


Figura 5.42 Isothermas em $z/W = 0,5$, caso 5.

Analisando as isothermas dos casos 2 a 5, a partir das Figura 5.30 e Figura 5.40 a Figura 5.42, em conjunto com as respectivas linhas de corrente das Figura 5.25 e Figura 5.36 a Figura 5.38, nota-se que a medida que o fluxo de calor imposto no piso aumenta, maior a temperatura no interior do ambiente como um todo, mas em nenhum dos casos a diferença de

temperatura foi significativa. Mesmo no caso 5, a máxima diferença de temperatura no interior do ambiente foi de 2K.

A partir das análises anteriores, foi possível concluir que o comportamento do escoamento é influenciado pela razão de aspecto da geometria do modelo físico. O comprimento do ambiente influenciou todos os parâmetros do escoamento analisados, enquanto a largura do ambiente influenciou apenas as linhas de corrente e isothermas do escoamento, mas não os perfis adimensionais de velocidade, intensidade turbulenta e temperatura.

Notou-se também que o empuxo influencia no comportamento do escoamento, porém, dentre os casos estudados, nenhum foi capaz de modificar o escoamento, gerando convecção natural suficiente para torná-lo misto, devido aos baixos fluxos de calor impostos no piso.

6 CONCLUSÕES

No presente estudo foi investigada numericamente a influência da razão de aspecto do ambiente e do empuxo no comportamento térmico e fluidodinâmico de um escoamento turbulento, no interior de um ambiente com um jato de ar horizontal próximo ao teto e o piso aquecido.

As equações médias de Reynolds, em conjunto com um modelo de turbulência com base no tensor de Reynolds, RSM BSL, foram empregadas para simular o escoamento em questão e realizar as análises pretendidas. A escolha de um modelo do tipo RSM, ou seja, com base no tensor de Reynolds, foi feita em função destes modelos representarem melhor as recirculações existentes do que os modelos a duas equações, uma vez que consideram a anisotropia do escoamento.

Os resultados numéricos dos perfis adimensionais de velocidade, intensidade turbulenta e temperatura foram comparados aos dados experimentais de Nielsen (1976, 1990), para validar o modelo, e então, a influência da razão de aspecto e do empuxo no escoamento foi avaliada.

Na validação, concluiu-se através da comparação dos parâmetros do escoamento aos dados experimentais disponíveis que o modelo de turbulência RSM BSL é capaz de prever satisfatoriamente o escoamento. Houve uma boa previsão da velocidade, porém ela foi subestimada na região do piso onde $0,5 < x/H < 1,5$ e na região do teto onde $2,5 < x/H < 3$. Comparando com os resultados do modelo de turbulência $k-\omega$ (Susin *et al.*, 2009), notou-se muita similaridade, mas o modelo RSM BSL foi capaz de prever a velocidade do escoamento na região do piso em $1,5 < x/H < 2,3$, onde o modelo $k-\omega$ a superestimou.

A intensidade turbulenta também foi prevista com razoável precisão e apresentou vantagens em relação ao modelo de turbulência $k-\omega$ (Susin *et al.*, 2009), em $x = H$ e $x = 2H$. Porém, nas regiões do piso e do teto, os dois modelos de turbulência, que apresentaram perfis similares, não foram capazes de prever este parâmetro. Os resultados de temperatura obtidos apresentaram um erro significativo em relação aos resultados experimentais, em particular na região do piso, o que pode ser justificado pela não observância do valor de y^+ nas superfícies direita e esquerda da malha, como também pela dificuldade do próprio modelo de turbulência em simular uma região onde o escoamento pode não ser completamente turbulento.

Outra vantagem do modelo de turbulência RSM BSL em relação ao $k-\omega$ (Susin *et al.*, 2009) foi percebida através da análise das linhas de corrente. O primeiro apresentou, além da

recirculação principal, duas recirculações secundárias nos cantos inferior esquerdo e superior direito do ambiente, as quais não foram previstas pelo segundo, possivelmente devido ao fato de o modelo utilizado por Susin *et al.* (2009) ser isotrópico.

Na análise da influência da razão de aspecto no escoamento, concluiu-se que o comportamento do escoamento é influenciado pela razão de aspecto da geometria do ambiente. Os perfis adimensionais de velocidade, intensidade turbulenta e temperatura mostraram claramente a influência do comprimento no escoamento, mas o mesmo não aconteceu com a largura, cuja influência foi percebida apenas a partir das linhas de corrente e das isoterms, que se diferenciaram caso a caso.

Através das linhas de corrente, notou-se que a redução da largura do ambiente faz com que a recirculação principal ocorra somente perto do bocal de saída, resultando em um alto gradiente de velocidade dentro da zona de ocupação, e que o aumento do comprimento reduz a quantidade de ar recirculando na zona de ocupação e torna o escoamento menos uniforme.

Na análise da influência do empuxo no escoamento, concluiu-se que a variação do fluxo de calor imposto no piso é significativo nos resultados de velocidade, intensidade turbulenta e temperatura, dependendo do seu valor, pois somente o caso com maior empuxo apresentou diferenças em relação aos resultados dos outros casos. Isso ocorreu pois os fluxos de calor impostos no piso nos casos estudados não foram suficientes para gerar convecção natural suficiente para tornar o escoamento misto.

Para estudos posteriores, sugere-se utilizar fluxos de calor mais significativos no piso, para finalizar a análise da influência do empuxo em um escoamento turbulento misto.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Bjerg, B., Morsing, S., Svidt, K. e Zhang, G., 1999, "Three-dimensional Airflow in a Livestock Test Room with Two-dimensional Boundary Conditions", *Journal of Agricultural Engineering Research*. Vol. 74, pp. 267-274.
- Boussinesq, J., 1877, "Essai sur la théorie des eaux courantes", *Mémoires de l'Académie des Sciences*, T. 23 et 24.
- Chen, Q. e Xu, W., 1998, "A zero-equation turbulence model for indoor airflow simulation", *Energy and Buildings*, Vol. 28, pp. 137-144.
- Chen, Q. e Zhang, W., 2000, "Large eddy simulation of indoor airflow with a filtered dynamic subgrid scale model", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 3219-3231.
- Chen, Q., 1988, "Indoor Airflow, Air Quality and Energy Consumption of Buildings". Tese de PhD, Delft University of Technology, Delft."
- Chen, Q., 1996, "Prediction of room air motion by Reynolds-Stress models", *Building and Environment*, Vol. 31, pp. 233-244.
- Chen, Q., 2009, "Ventilation performance prediction for buildings: A method overview and recent applications", *Building and Environment*, Vol. 44 (4), pp. 848-858.
- Costa, J. J., Oliveira, L. A. e Blay, D., 1999 "Test of several versions for the k-e type turbulence modelling of internal mixed convection flows", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, pp. 4391-4409.
- Costa, J. J., Oliveira, L.A. e Blay, D., 2000, "Turbulent airflow in a room with a two-jet heating-ventilation system - a numerical parametric study", *Energy and Buildings*, Vol. 32, pp. 327-343.
- Davidson, P. A., 2004, "Turbulence. An Introduction for Scientists and Engineers", Oxford University Press.
- Ferziger, J. H. e Peric, M., 1999, "Computational Methods for Fluid Dynamics", 2a edição, Berlim: Springer-Verlag.
- Gan, G., 1995, "Evaluation of room air distribution systems using computational fluid dynamics", *Energy and Buildings*, Vol. 23, pp. 83-93.

- Lam, C.K.G.; Bremhorst, K., 1981, "Modified Form of the k-e Model for Predicting Wall Turbulence", *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 103, pp. 456-460.
- Launder, B. E. et al., 1975, "Progress in the development of a Reynolds-Stress turbulence closure", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 68, pp. 537-566.
- Launder, B.E. e Spalding, D.B., 1974, "The numerical computation of turbulent flow", *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol.3, pp. 269-289.
- Marchi, C. H. e Hobmeir, M. A., 2007, "Numerical solution of staggered circular tubes in two-dimensional laminar forced convection", *Associação Brasileira de Engenharia e Ciências Mecânicas*, Vol. XXIX, No. 1.
- 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.
- Murakami, S. e Kato, S., 1989, "Numerical and experimental study on room Airflow – 3D predictions using the k-e turbulence model", *Building and Environment*, Vol.24, pp. 85-97.
- Nielsen, P. V., 1990, "Specification of a two-dimensional test case". Technical Report, International Energy Agency, Annex 20: Air Flow Pattern within Buildings.
- Nielsen, P. V., 1976, "Flow in air conditioned rooms. Model experiments and numerical solution of the flow equations". Tese de Doutorado, Technical University of Denmark, Copenhagen.
- Nielsen, P. V., Restivo, A. e Whitelaw, J.H., 1979, "Buoyancy Affected Flows in Ventilated Rooms", *Numerical Heat Transfer*, Vol. 2, pp. 115-127.
- Olmedo, I. e Nielsen, P. V., 2010, "Analysis of the IEA 2D test. 2D, 3D, steady or unsteady airflow". Technical Report, Aalborg University.
- Patel, V. C., Rodi, W. e Scheuerer, G, 1985, "Turbulence Models for Near-Wall and Low Reynolds Number Flows: A Review", *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, Vol. 23, No 11, pp. 1819-1835.
- Pope, S. B., 2000, "Turbulent Flows", Cambridge University Press.
- Roache, P. J., 1994, "Perspective: a Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies", *Journal of Fluids Engineering*, Vol.116, pp. 405-413.
- Rodi, W., 1980, "Turbulence Models and Their Application in Hydraulics - A State of the Art Review", International Association for Hydraulic Research, Delft, The Netherlands.

- Schalin, A. e Nielsen, P. V., 2004, "Impact of turbulence anisotropy near walls in room airflow" *Indoor Air*, Vol. 14, pp. 159-168.
- Schlichting, H., 1979, "Boundary-layer theory", 7a edição, New York: McGraw-Hill.
- Susin, R. M., 2007, "Análise numérica do escoamento em uma sala retangular ventilada por um jato horizontal de parede". Dissertação de Mestrado em Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Paraná, Curitiba.
- Susin, R. M.; Lindner, G. A.; Mariani, V. C.; Mendonça, K. C., 2009, "Evaluating the influence of the width of inlet slot on the prediction of indoor airflow: Comparison with experimental data", *Building and Environment*, Vol. 44, pp. 971-986.
- Tennekes, H. e Lumley, J. L., 1972, "A first course in turbulence", MIT Press.
- User's Manual ANSYS CFX, Version 11.0, 2007, ANSYS Inc.
- Versteeg, H. K. e Malalasekera, W., 1995, "An Introduction to computational fluid dynamics", Longman Scientific & Technical, New York.
- Voigt, L. K., 2000, "Comparison of turbulence models for numerical calculation of airflow in an annex 20 Room". Technical Report, Technical University of Denmark.
- Wilcox, D. C., 1988, "Reassessment of the scale determining equation for advance turbulence models", *AIAA Journal*, Vol. 26, pp. 1299-1310.
- Xu, W. e Chen, Q., 2001a, "A two-layer turbulence model for simulating indoor airflow - Part I: Applications", *Energy and Buildings*, Vol.33, pp. 627-639.
- Xu, W. e Chen, Q., 2001a, "A two-layer turbulence model for simulating indoor airflow - Part I: Model development", *Energy and Buildings*, Vol.33, pp. 613-625.
- Zhai, Z., Zhang, Z., Zhang, W., Chen, Q., 2007, "Evaluation of Various Turbulence Models in Predicting Airflow and Turbulence in Enclosed Environments by CFD: Part-1: Summary of Prevalent Turbulence Models", *HVAC&R Research*, Vol. 13 (6), p. 871.

APÊNDICE A

A definição das malhas numéricas, cujos resultados foram apresentados no capítulo 5 para os casos 2 a 13, é apresentada neste apêndice. Para cada um dos casos, foram construídas algumas malhas com o objetivo de selecionar três, com diferentes quantidades de elementos, que fossem capazes de representar o escoamento.

Nos casos com mesma geometria, procurou-se utilizar as mesmas malhas, mas isto nem sempre foi possível, devido à dificuldade de convergência com malhas refinadas nos casos com maior empuxo. As mesmas três malhas foram selecionadas para os casos 2 a 4, mas para o caso 5 não foi possível convergir com as duas malhas mais refinadas, sendo necessária a geração de outras duas para substituí-las. Entre os casos 6 a 9, ocorreu a mesma situação, já que o caso 9 também não convergiu com as duas malhas mais refinadas. Já entre os casos 10 e 13, as mesmas três malhas foram selecionadas, possivelmente porque no caso 13 o fluxo de calor imposto no piso é menor que nos casos 5 e 9.

A Tabela A.1 mostra as três malhas que foram selecionadas para os casos 2 a 13, detalhando a discretização e o número de elementos de cada uma delas. Além disso, é apresentado o tipo de interpolação utilizado para cada malha em cada caso, que pode ser *high resolution*, *upwind* ou *blend factor*, para o qual é especificado o fator de mistura entre os dois tipos de interpolação anteriores.

No presente estudo, a interpolação do tipo *upwind*, de primeira ordem de precisão, foi adotada primeiramente, a fim de obter os valores iniciais para posterior utilização da interpolação *blend factor*, e em seguida *high resolution*. A Tabela A.1 mostra que nem sempre foi possível obter convergência com a interpolação *high resolution*, por ser um tipo de interpolação de segunda ordem de precisão, então em alguns casos foram consideradas as interpolações *blend factor* e *upwind*.

A definição da melhor malha, dentre as três apresentadas na Tabela A.1 para cada caso, foi feita através da avaliação de y^+ em cinco linhas diferentes do ambiente, na parede esquerda (entrada), onde $x/L = 0$ e $z/W = 0,5$, na parede direita (saída), onde $x/L = 1$ e $z/W = 0,5$, no piso, onde $y/H = 0$ e $z/W = 0,5$, no teto, onde $y/H = 1$ e $z/W = 0,5$, e na parede frontal, onde $y/H = 0,5$ e $z/W = 0$.

Tabela A.1 Malhas e tipos de interpolação para os diferentes casos.

Caso	Malha	Discretização (XxYxZ)	N# Elementos	Interpolação	Fator de Mistura
2	1	30x30x15	19287	<i>high resolution</i>	-
	2	60x60x30	128700	<i>blend factor</i>	0,5
	3	120x120x60	943884	<i>high resolution</i>	-
3	1	30x30x15	19287	<i>high resolution</i>	-
	2	60x60x30	128700	<i>blend factor</i>	0,7
	3	120x120x60	943884	<i>high resolution</i>	-
4	1	30x30x15	19287	<i>high resolution</i>	-
	2	60x60x30	128700	<i>blend factor</i>	0,7
	3	120x120x60	943884	<i>blend factor</i>	0,5
5	1	15x15x15	5313	<i>high resolution</i>	-
	2	30x30x15	19287	<i>blend factor</i>	0,7
	3	60x30x30	67424	<i>blend factor</i>	0,3
6	1	90x30x15	53300	<i>blend factor</i>	0,5
	2	90x60x30	194492	<i>high resolution</i>	-
	3	180x60x30	376032	<i>high resolution</i>	-
7	1	90x30x15	53300	<i>blend factor</i>	0,6
	2	90x60x30	194492	<i>blend factor</i>	0,7
	3	180x60x30	376032	<i>high resolution</i>	-
8	1	90x30x15	53300	<i>blend factor</i>	0,5
	2	90x60x30	194492	<i>blend factor</i>	0,5
	3	180x60x30	376032	<i>blend factor</i>	0,7
9	1	60x30x15	37100	<i>high resolution</i>	-
	2	90x30x15	53300	<i>blend factor</i>	0,8
	3	135x45x30	214852	<i>upwind</i>	-
10	1	140x30x15	80300	<i>high resolution</i>	-
	2	140x60x30	293492	<i>blend factor</i>	0,7
	3	210x60x30	437844	<i>blend factor</i>	0,7
11	1	140x30x15	80300	<i>high resolution</i>	-
	2	140x60x30	293492	<i>high resolution</i>	-
	3	210x60x30	437844	<i>blend factor</i>	0,7
12	1	140x30x15	80300	<i>high resolution</i>	-
	2	140x60x30	293492	<i>high resolution</i>	-
	3	210x60x30	437844	<i>blend factor</i>	0,7
13	1	140x30x15	80300	<i>high resolution</i>	-
	2	140x60x30	293492	<i>blend factor</i>	0,5
	3	210x60x30	437844	<i>blend factor</i>	0,5

As Figura A.1 a Figura A.12 mostram os perfis de y^+ obtidos através das três malhas para os casos 2 a 13, respectivamente. O critério de escolha das malhas é baseado no valor de y^+ mais adequado para o modelo de turbulência RSM BSL, o qual deve estar entre 1 e 2. Este intervalo é representado por duas linhas horizontais nas figuras a seguir.

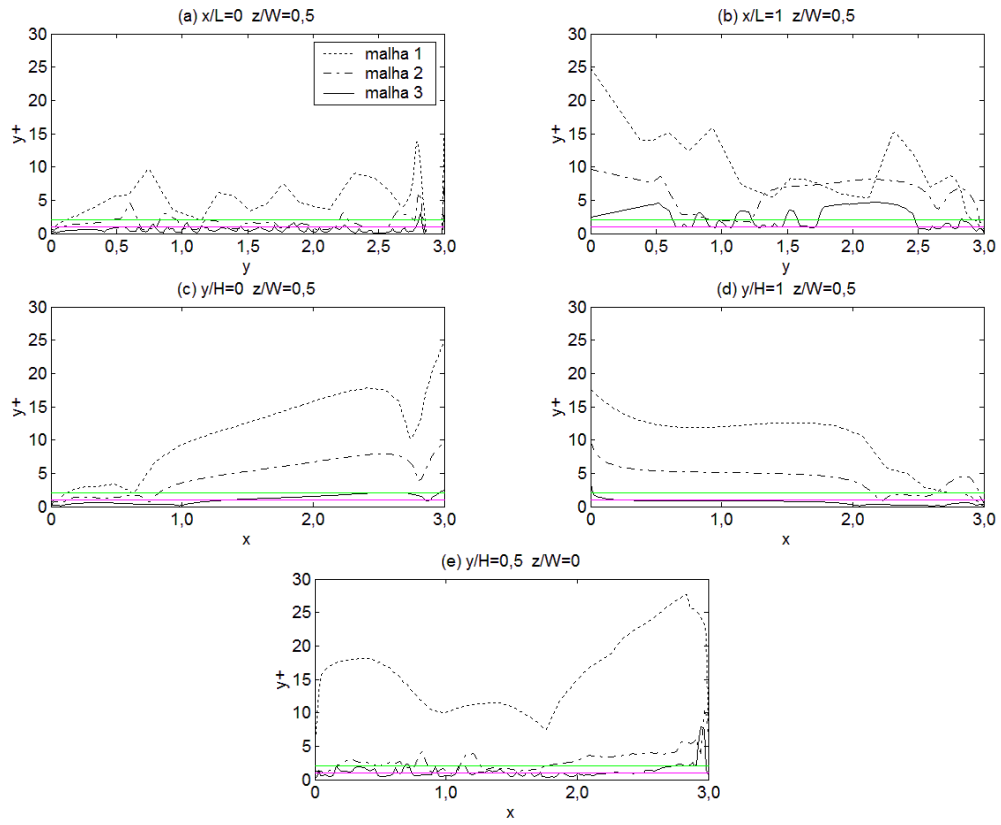


Figura A.1 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 2.

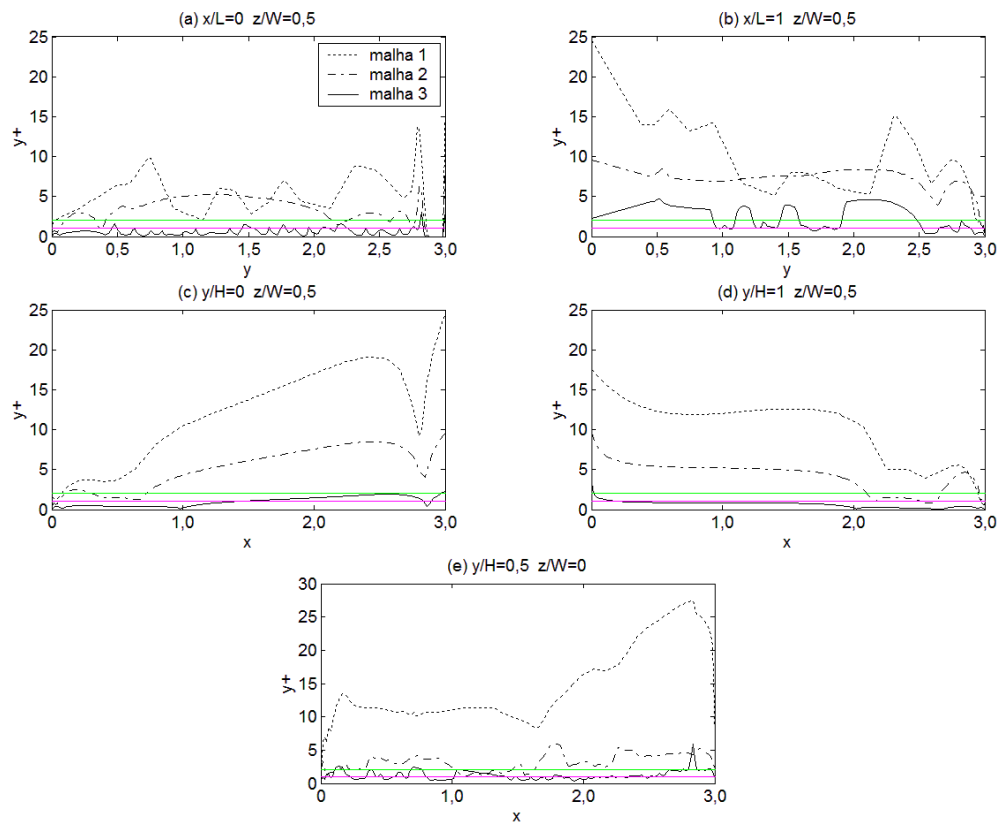


Figura A.2 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 3.

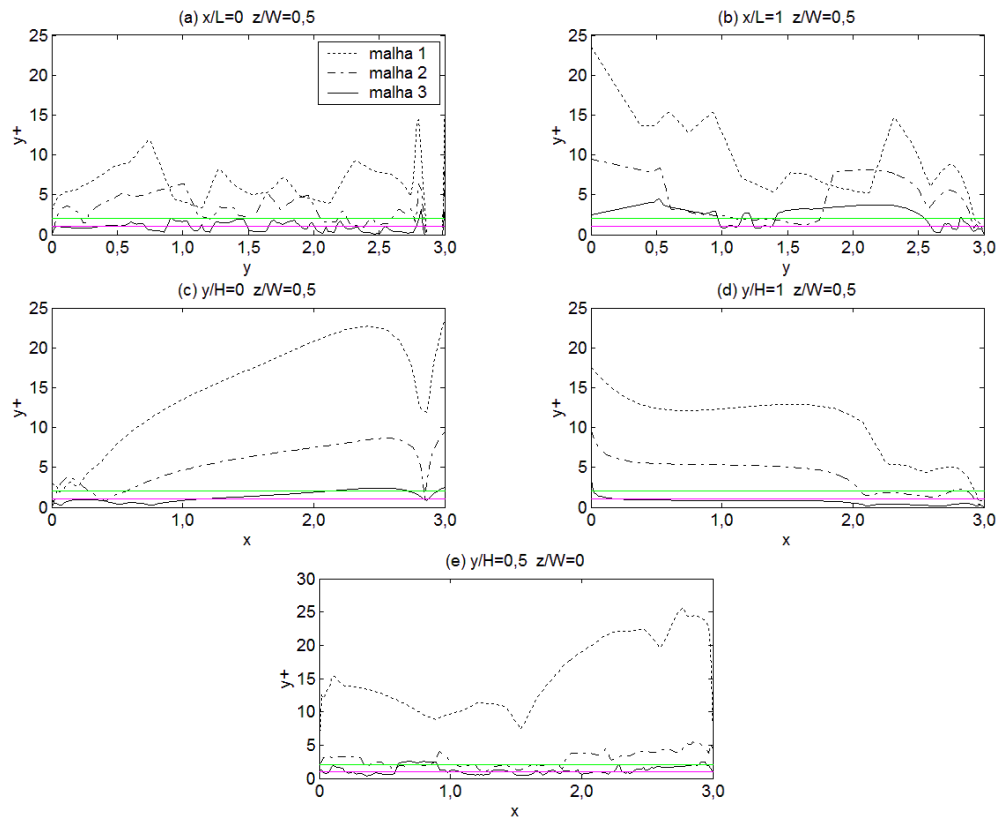


Figura A.3 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 4.

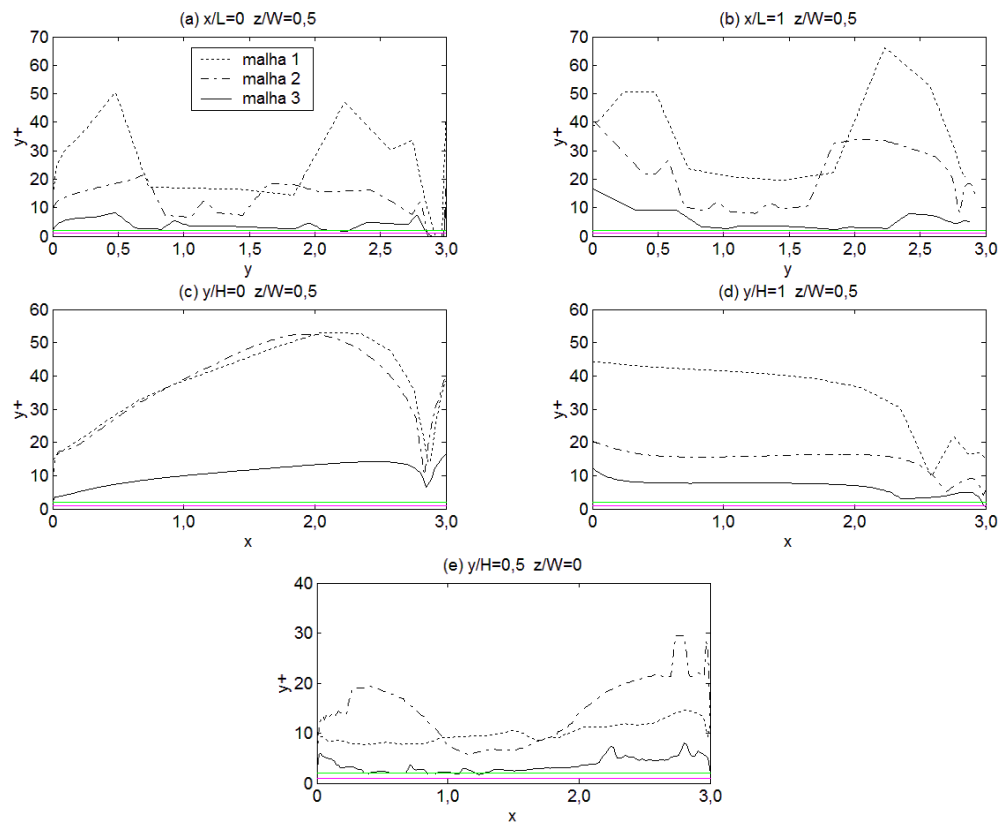


Figura A.4 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 5.

Através das Figura A.1 a Figura A.3, nota-se que os perfis de y^+ dos casos 2 a 4 são muito similares, pois utilizam as mesmas três malhas e se diferenciam apenas no fluxo de calor imposto no piso. Dentre elas, a malha 3 obteve melhores resultados de y^+ , permanecendo dentro dos limites esperados praticamente em toda a faixa do comprimento e da altura do ambiente, em todas as regiões de análise, por isso é a malha escolhida para estes casos. Já o caso 5 não utilizou as mesmas malhas dos casos 2 a 4, por problemas de convergência, já que possui como condição de contorno um maior fluxo de calor imposto no piso. Na Figura A.4, nota-se que a malha 3 também foi a melhor para este caso, porém os resultados de y^+ não permaneceu dentro dos limites esperados em todas as regiões.

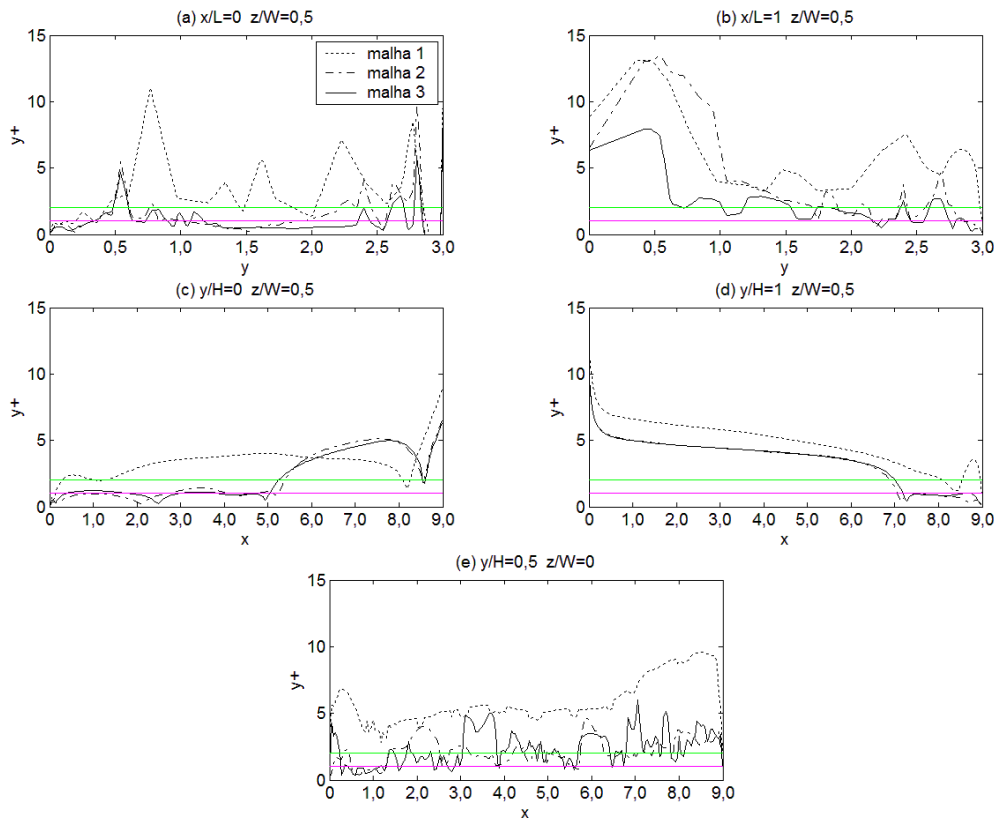


Figura A.5 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 6.

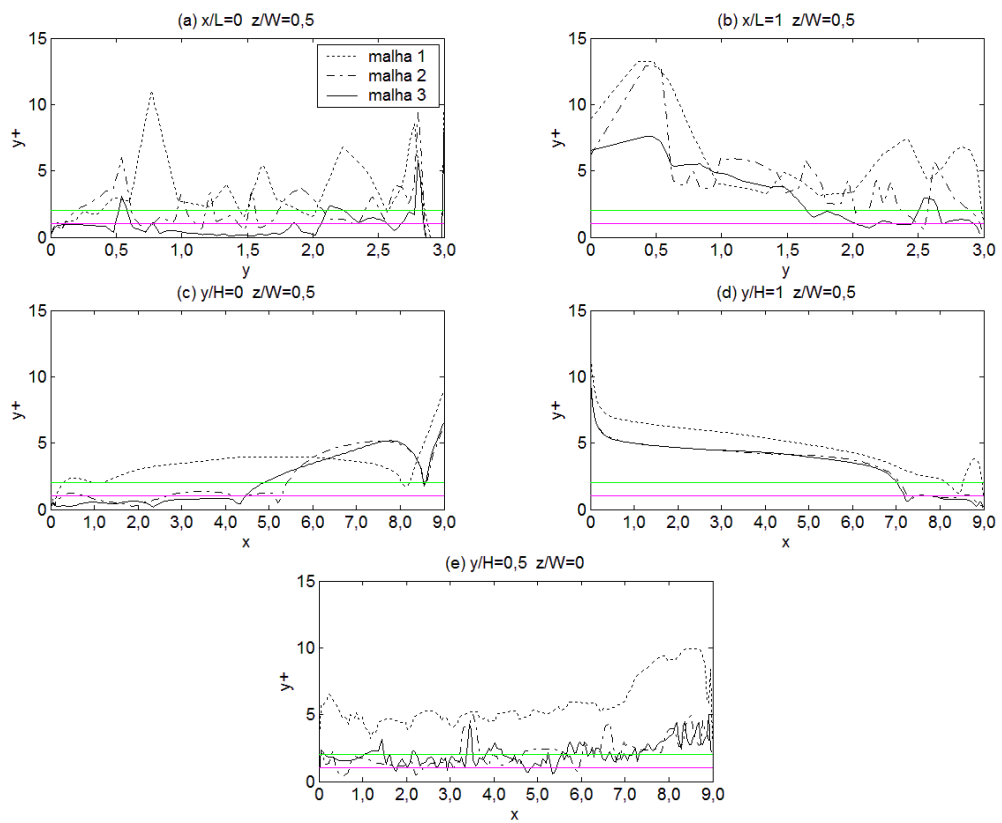


Figura A.6 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 7.

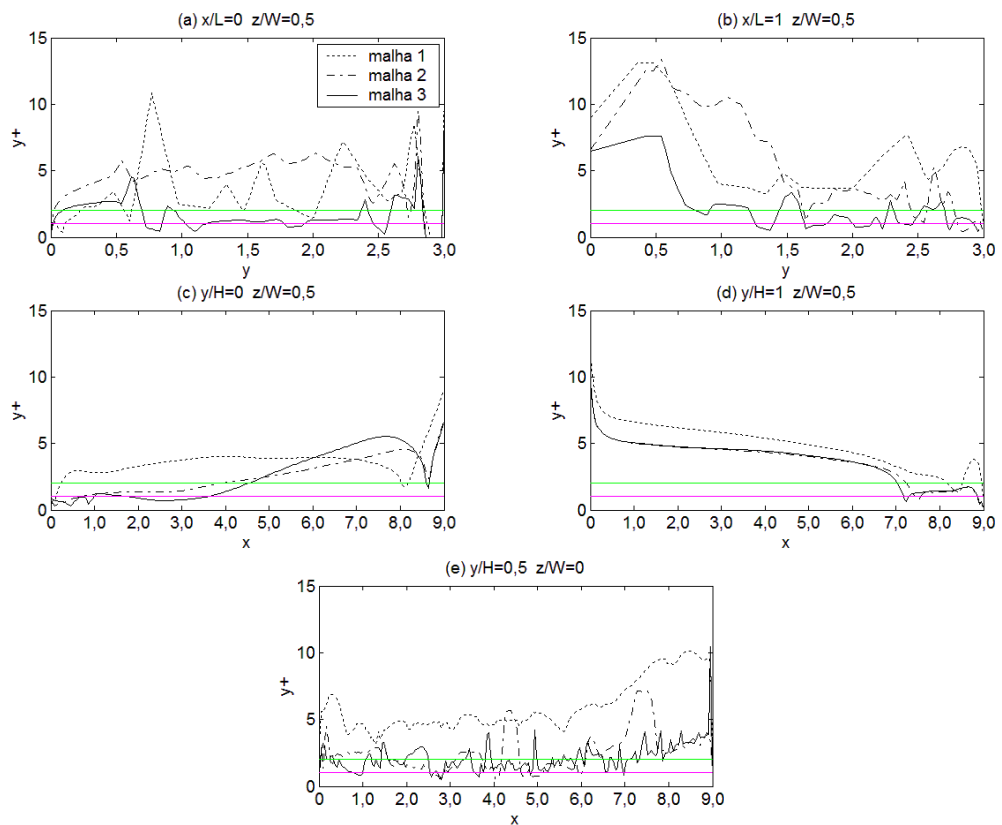


Figura A.7 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 8.

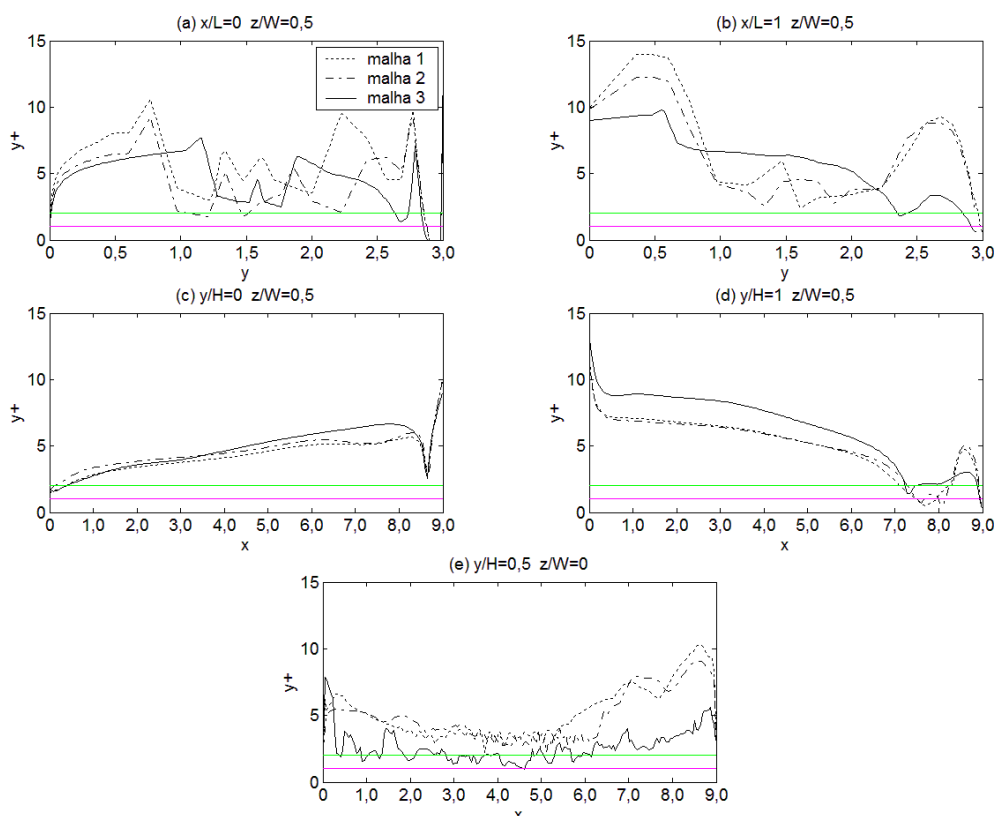


Figura A.8 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 9.

Através das Figura A.5, Figura A.6, Figura A.7 e Figura A.8, nota-se que os perfis de y^+ dos casos 6 a 9 são muito similares em todas as regiões, e que as malhas 3 de todos os casos apresentam os melhores resultados. Porém, estes resultados não estão na faixa esperada em algumas posições. Na parede da esquerda e na parede frontal, y^+ está muito próximo do esperado, mas na parede da direita, na região próxima ao piso (saída), y^+ está alto, indicando que a discretização em x nesta parede não foi a mais adequada. No lado direito do piso (saída), e no lado esquerdo do teto (entrada), y^+ também está alto, indicando que a discretização em y também não foi a mais adequada.

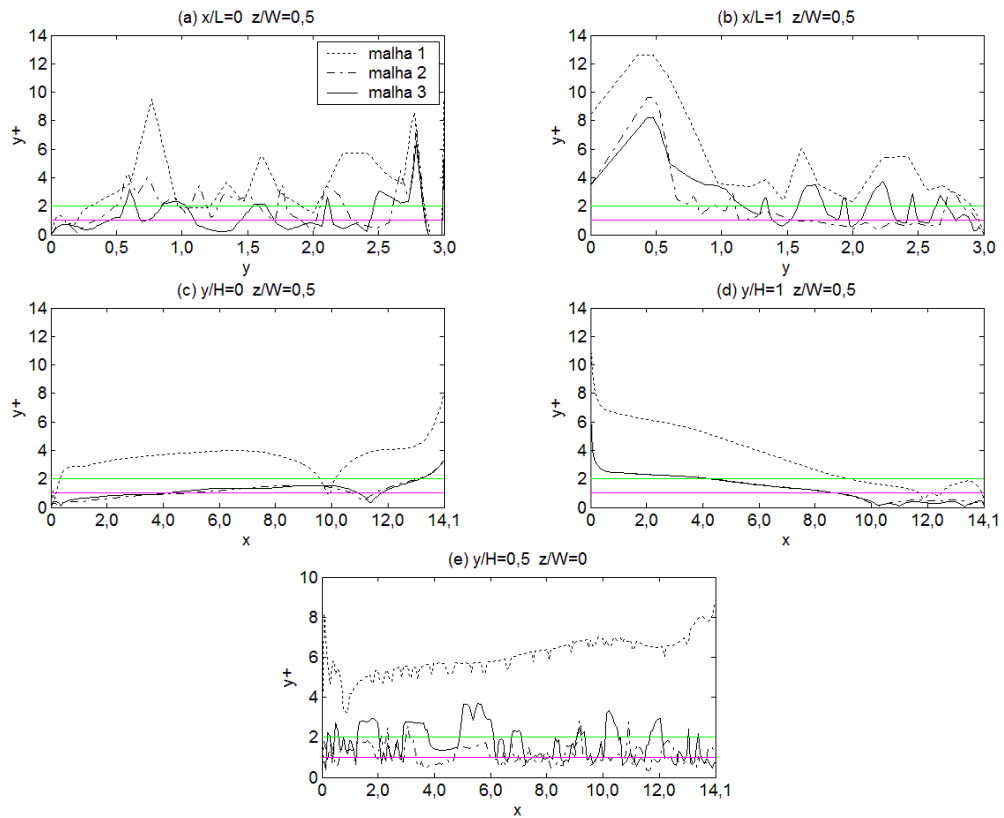


Figura A.9 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 10.

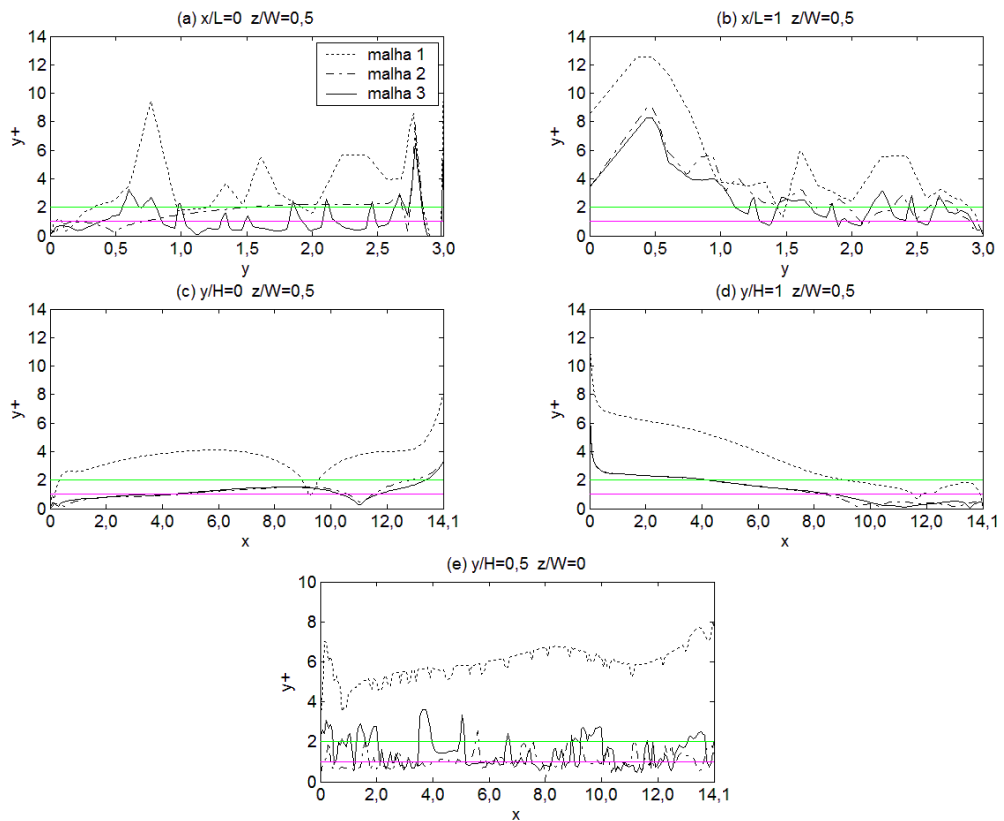


Figura A.10 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 11.

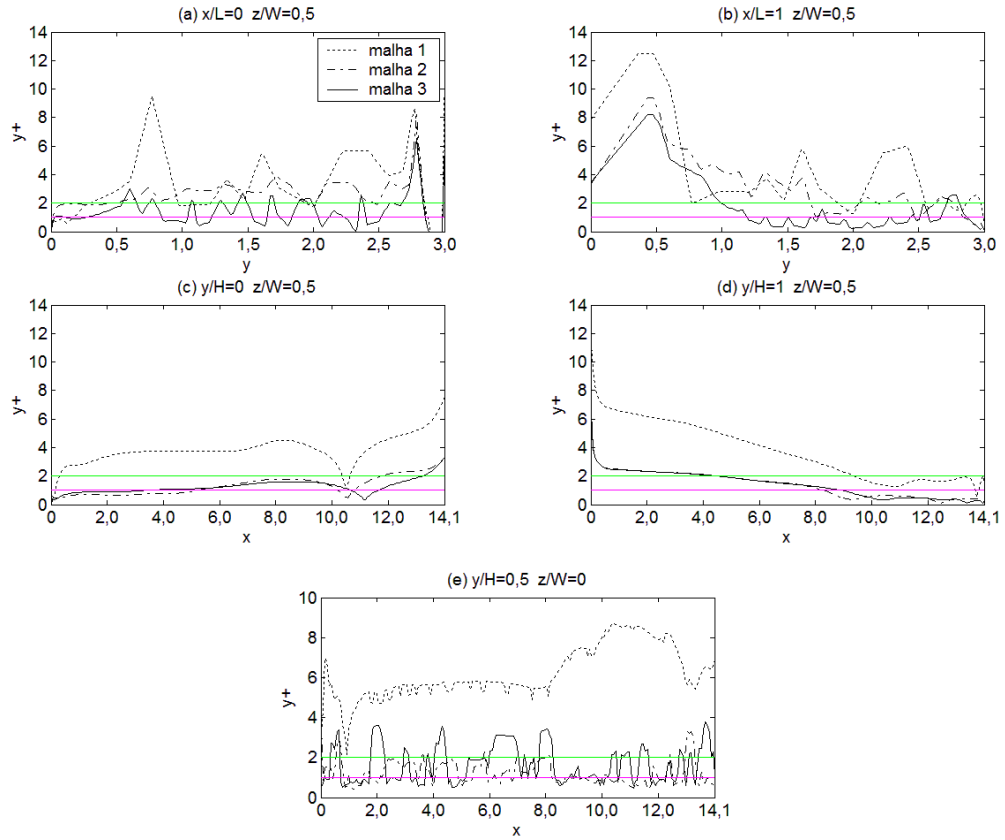


Figura A.11 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 12.

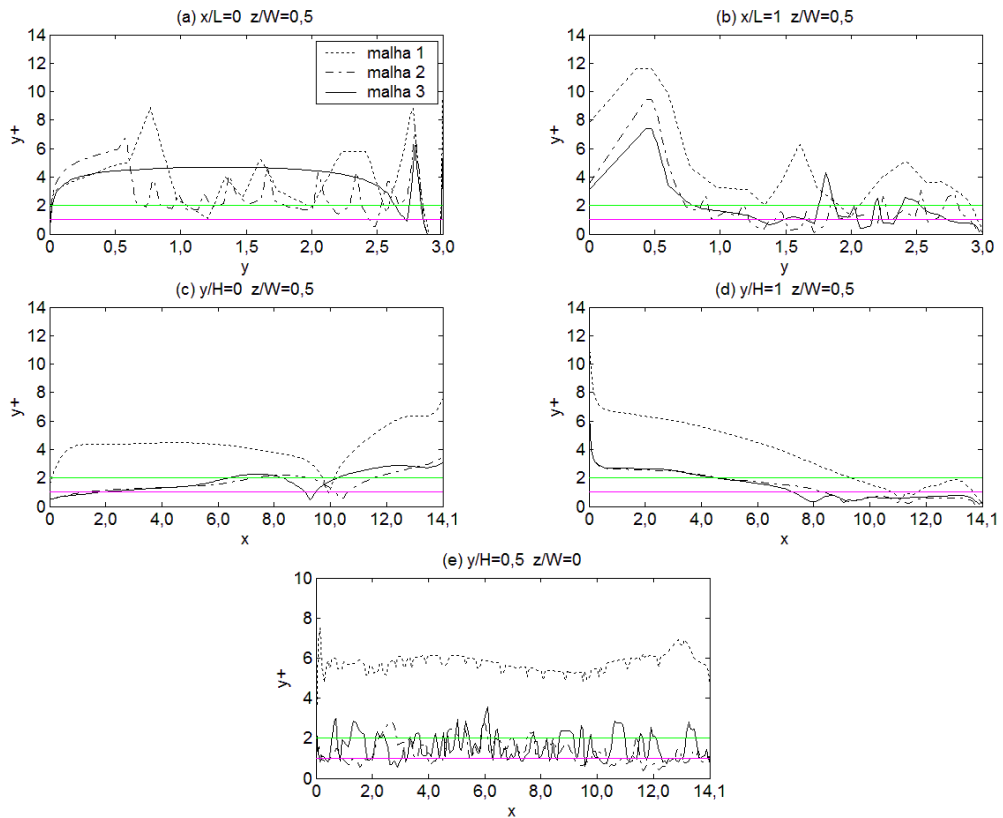


Figura A.12 Perfis de y^+ obtidos pelas três malhas aplicadas no caso 13.

Através das Figura A.9, Figura A.10, Figura A.11 e Figura A.12, nota-se que os perfis de y^+ dos casos 10 a 13 são muito similares em todas as regiões, exceto na parede esquerda do caso 13, e que as malhas 3 de todos os casos apresentam os melhores resultados, apesar da malha 2 obter resultados de y^+ muito parecidos. Porém, estes resultados não estão na faixa esperada em algumas posições. Na parede da esquerda, exceto no caso 13, e na parede frontal, y^+ está muito próximo do esperado, mas na parede da direita, assim como ocorreu nos casos 6 a 9, na região próxima ao piso (saída), y^+ está alto, indicando que a discretização em x nesta parede não foi a mais adequada. No piso e no teto, y^+ está muito próximo do esperado, apesar de apresentar um leve aumento próximo às regiões de saída e entrada, respectivamente.