



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA

**DESENVOLVIMENTO DE MODELOS DE CAMADA LIMITE
ATMOSFÉRICA APLICADOS A MICRO-REGIÕES**

GILBERTO AUGUSTO AMADO MOREIRA

Belo Horizonte, Fevereiro de 2012

Gilberto Augusto Amado Moreira

**DESENVOLVIMENTO DE MODELOS DE CAMADA LIMITE
ATMOSFÉRICA APLICADOS A MICRO-REGIÕES**

Tese de doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito parcial à obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Área de concentração: Calor e Fluídos

Orientador: Prof. Dr. Ramón Molina Valle
Universidade Federal de Minas Gerais

Belo Horizonte
Escola de Engenharia da UFMG
2012

AGRADECIMENTOS

“Agradeço todas as dificuldades que enfrentei; não fosse por elas, eu não teria saído do lugar. As facilidades nos impedem de caminhar. Mesmo as críticas nos auxiliam muito” Chico Xavier.

Assim agradeço primeiramente a ANEEL/CEMIG, pelo financiamento do projeto P&D 223 sendo este trabalho um dos produtos previstos nos objetivos do projeto.

Ao Dr. Carlos Alexandre Meireles responsável pelo projeto e que me ajudou bastante no desenvolvimento dele.

A figura de meu orientado e amigo o Professor Titular Ramon Molina Valle, que me acolheu e ajuda em todos os momentos acadêmicos e particulares. Uma pessoa extremamente valiosa e que qualidades não faltam.

Aos professores e amigos do PPGMEC o Sr. Rudolf Huebner, o Sr. José Eduardo Barros Mautone, o Sr. Fabrício José Pacheco Pujatti e um especial ao Sr. Geraldo A. Campolina França.

A todos os meus colegas de pós-graduação, principalmente para Tiago Augusto Araujo Moreira, José Pedro Pereira Junior e um especial para Andre Augusto Campagnole dos Santos.

Aos funcionários de DEMEC e uma abraço especial a Maria das Dores A. Dias e Sérgio Luiz de Assis.

A minha mãe e meu pai pela paciência, carinho e amor.

E a minha esposa Adriana Lessa Viana, companheira que esteve e sempre estará ao meu lado.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS.....	VIII
LISTA DE TABELAS.....	XII
NOMENCLATURA	XIII
RESUMO.....	XVII
ABSTRACT	XVIII
1. INTRODUÇÃO	19
2. OBJETIVOS E RELEVÂNCIA	22
2.1. OBJETIVO GERAL.....	22
2.2. OBJETIVOS ESPECÍFICOS	22
3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	23
3.1. FUNDAMENTOS TEÓRICOS	23
3.1.1. Definição da Camada Limite Atmosférica (CLA).....	23
3.1.2. Escoamento na Atmosfera	24
3.1.3. Transporte Turbulento	25
3.1.3.1. Efeitos da Turbulência.....	28
3.1.4. Variáveis de Estado e Termodinâmica da Camada Limite Atmosférica (CLA)	29
3.1.5. Estrutura da Camada Limite Atmosférica (CLA).....	31
3.1.6. Condições de Estabilidade e Estratificação da CLA.....	34
3.1.6.1. Parametrizações para a simulação da CLA	35
3.1.6.2. Teoria da similaridade	35
3.1.6.3. Mistura no topo da camada limite	37
3.1.6.4. Numero de Froude	38
3.1.6.5. Numero de Richardson	39
3.1.7. Escoamento sobre Colinas e a Interferência na CLA	40
3.1.7.1. Influência da Topografia e da Rugosidade do Terreno	41
3.1.7.2. Sensoriamento Remoto na Captação dos Efeitos Rugosos do Terreno.....	43

3.1.7.2.1	Metodologias para Produção de Cartografia Temática (rugosidade do terreno) com Imagens de Satélite	45
3.1.7.3.	Interação dos Efeitos Térmicos com o solo.....	49
3.1.8.	As Equações Representativas do Escoamento.....	54
3.1.9.	Força de Coriolis.....	55
3.1.10.	Equações de Navier-Stokes com Médias de Reynolds e o Problema de Fechamento	56
3.1.11.	Conceito de Viscosidade Turbulenta	59
3.1.11.1.	Modelos de Zero Equações ou Algébrico.....	60
3.1.11.2.	Modelos de uma Equação.....	61
3.1.11.3.	Modelos de duas Equações.....	63
3.1.11.4.	Modelos k- ϵ para Altos Números de Reynolds	64
3.1.11.5.	O Modelo SST	67
3.1.12.	Modelos de Transporte de Tensão	70
3.1.12.1.	Os modelos BSLRS e SSGRS	71
3.1.13.	Lei da Parede.....	72
3.1.13.1.	Função de parede escalável	78
3.1.13.2.	Função de parede automática	79
3.1.13.3.	Perfil de Velocidade Logarítmico.....	81
3.1.13.4.	Perfil de Velocidade pela Lei da Potência.....	82
3.1.13.5.	Perfis Alternativos	82
3.1.13.6.	Resumo dos Perfis	82
3.1.14.	Termo fonte de empuxo	83
3.1.14.1.	Aproximação de Boussinesq (<i>Boussinesq Model</i>).....	84
3.1.14.2.	Modelo de Empuxo Completo (<i>Full Buoyancy Model</i>)	85
3.1.14.3.	Modelo de empuxo baseado no número de Froude.....	85
3.2.	ESTADO DA ARTE	86
3.2.1.	Estudos Realizados em Escoamentos sobre Colinas	86
3.2.2.	Estudos Teóricos da Camada Limite Atmosférica.....	86
3.2.2.1.	Considerações Relevantes Sobre os Estudos Teóricos de CLA Realizados	
	104	
3.2.3.	Estudos Experimentais da Camada Limite Atmosférica	105
3.2.3.1.	Considerações Relevantes Sobre os Estudos Experimentais Realizados ...	112

4.	METODOLOGIA	114
4.1.	MODELO MATEMÁTICO UTILIZADO	115
4.1.1.	Equações de Conservação.....	115
4.1.2.	Equações do Modelo de Turbulência.....	116
4.2.	DOMÍNIOS COMPUTACIONAIS UTILIZADOS	117
4.2.1.	Domínio computacional da região de Askervein, South Uist – Escócia	117
4.2.2.	Domínio computacional da região de Acuruí, Minas Gerais – Brasil	119
4.3.	MÉTODO NUMÉRICO UTILIZADO	120
4.3.1.	A Discretização das equações no CFX	120
4.3.2.	Armazenamento das Variáveis e Esquema de Interpolação Utilizado	124
4.3.3.	Tratamento do Termo Advectivo Utilizado.....	124
4.4.	DESENVOLVIMENTO DO MODELO HIDRODINÂMICO	124
4.4.1.	Modelo Matemático	125
4.4.2.	Condições de contorno.....	125
4.4.3.	Parâmetros numéricos	127
4.4.4.	Modelos de turbulência utilizados	127
4.4.5.	Parâmetros da malha	127
4.5.	DESENVOLVIMENTO DO MODELO TÉRMICO.....	130
4.5.1.	Modelo Matemático	131
4.5.2.	Avaliação do termo fonte para as forças de empuxo	131
4.5.2.1.	Relações entre a temperatura e o modelo de empuxo	132
4.5.2.2.	Avaliação do balanço térmico na superfície.....	136
4.5.3.	Resultados obtido da análise do balanço de energia na superfície.	138
4.5.4.	Validação do CLA convectiva	141
4.5.4.1.	Modelo do túnel de vento	141
4.5.4.2.	Condições de Contorno	142
4.5.4.3.	Parâmetros Numéricos.....	143
4.5.4.4.	Modelos de Turbulência utilizados	143
4.5.4.5.	Parâmetros de Malha	143
4.5.5.	Simulação da topologia da região de Acuruí em Minas Gerais (condições de contorno).....	146
4.5.6.	Parâmetros Numéricos	147
4.6.	DESENVOLVIMENTO DO MODELO DA RUGOSIDADE DO TERRENO....	148
4.6.1.	Metodologia aplicada na determinação da superfície do terreno.....	149

4.7.	ALGORITMO GERAL DE SOLUÇÃO DO MODELO DE CLA	152
5.	RESULTADOS E DISCUSSÕES	157
5.1.	RESULTADOS DO MODELO HIDRODINÂMICO.....	157
5.1.1.	Validação - Askervein.....	157
5.1.2.	Considerações finais do modelo hidrodinâmico	164
5.2.	RESULTADOS PARA O MODELO TÉRMICO	164
5.2.1.	Validação do modelo numérico para uma CLC.....	164
5.2.2.	Considerações finais do modelo térmico	167
5.3.	RESULTADOS DO MODELO DA RUGOSIDADE REAL.....	168
5.3.1.	Considerações finais do modelo de rugosidade real	172
5.4.	RESULTADOS OBTIDOS DO MODELO COMPLETO	172
5.4.1.	Análise da influência dos efeitos térmicos.....	173
5.4.2.	Análise da influência do efeito da rugosidade do terreno.....	179
5.4.3.	Considerações finais sobre o Modelo Completo	186
6.	CONCLUSÕES	187
6.1.	SOBRE O MODELO HIDRODINÂMICO	187
6.2.	SOBRE O MODELO TÉRMICO	188
6.3.	SOBRE O MODELO DA RUGOSIDADE REAL.....	188
6.4.	CONSIDERAÇÕES FINAIS DO MODELO COMPLETO.....	188
6.5.	PRODUÇÃO CIENTÍFICA GERADA	188
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	193

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 - Troposfera Dividida em duas Partes camada limite (parte cinza, acima da superfície) e atmosfera livre (acima da camada limite). Fonte: - Stull (1998).....	19
Figura 1.2 - Domínio Computacional de um escoamento Geofísico.....	21
Figura 3.1 - Presença de Vórtices do tipo Kelvin-Helmholtz na Formação das Nuvens	25
Figura 3.2 - Esteira de Von-Karman formando a montante de uma ilha.	26
Figura 3.3 - Furacão Fran no dia 5 de setembro de 1996, próximo à costa dos EUA.....	27
Figura 3.4 - Esquematização da Circulação na CLC.....	32
Figura 3.5 - Esquematização do escoamento na CLN	33
Figura 3.6 - Estrutura da Camada Limite Atmosfera segundo Brutsaert (1982).....	33
Figura 3.7 - Desenvolvimento do Perfil de Velocidade Sobre Colinas.....	41
Figura 3.8 – escoamento próximo a uma superfície sólida. Fonte: ANSYS CFX 12.0 (2009).	73
Figura 3.9 – Esquema do túnel de vento desenvolvido por Fedorovich <i>et al.</i> , (1996).....	106
Figura 3.10 - Localização de Askervein.....	109
Figura 3.11 – Vista em Perspectiva da Topografia d Askervein.....	109
Figura 3.12– Detalhe Localização das Torres na colina de Askervein e a Direção do Vento Estudado Fonte: Taylor et al., 1983.....	110
Figura 3.13 – Detalhe da rugosidade superficial de Askervei. Fonte: Taylor et al., 1983.	111
Figura 3.14 – Foto da torre experimental HT de Askervein. Fonte: Taylor et al., 1983.	111
Figura 4.1 – Domínio computacional para a região de Askervein. Relevo do solo em relação ao nível do mar e posição das condições de contorno.....	118
Figura 4.2 – Domínio computacional para a região de Askervein. Vista superior e posição das condições de contorno (entrada e saída).....	118
Figura 4.3 – Domínio computacional para a região de Acuruí, relevo do solo em relação ao nível do mar e posição das condições de contorno.....	119
Figura 4.4– Domínio computacional para a região de Acuruí. Relevo do solo em relação ao nível do mar e posição das estações meteorológicas.....	120
Figura 4.5 – O volume finito (Fonte: CFX 12.0, 2009).....	121
Figura 4.6 – Elemento de malha isolado (Fonte: CFX 12.0, 2009).....	122
Figura 4.7 – Detalhe superficial da malha, para melhor captar os efeitos de parede.	128

Figura 4.8 – Estudo da sensibilidade da malha em Askervein.	129
Figura 4.9 – Perfis de temperaturas (T) e potencial (Θ) em uma atmosfera neutra. (Oliver, 2005).....	133
Figura 4.10 – Comportamento do termo fonte com a altura na condição de atmosfera neutra.	133
Figura 4.11 – Perfis de temperaturas em uma atmosfera estável.	134
Figura 4.12 – Comportamento do termo fonte com a altura na condição de atmosfera estável.	134
Figura 4.13 – Perfis de temperaturas em uma atmosfera instável.	135
Figura 4.14 – Comportamento do termo fonte com a altura na condição de atmosfera instável.	136
Figura 4.15 – Linearização do termo a quarta potência para a faixa de temperatura -5 a 60 °C.	137
Figura 4.16 – Irradiação durante um dia, avaliação do efeito da transmissividade térmica. ...	139
Figura 4.17 – Comparação dos modelos matemáticos com os resultados experimentais	140
Figura 4.18 - Domínio Computacional do experimento de Fedorovich et al (1996).	142
Figura 4.19 – Perfil de temperatura na entrada do túnel de vento.	143
Figura 4.20 – Perfil de temperatura na posição C para as várias malhas analisadas (7,28 m da entrada).	145
Figura 4.21 – Perfis de velocidades na posição C para as várias malhas analisadas (7,28 m da entrada).	145
Figura 4.22 – Detalhes da malha 5 em vista lateral.	146
Figura 4.23 – Perfil de temperatura na entrada do domínio.	147
Figura 4.24 – Mapa de rugosidade real obtido para região de Acurui.	152
Figura 4.25 – Fluxograma geral no modelo de CLA.	156
Figura 5.1 - Colina de Askervein com as Linhas e Pontos de Medição	158
Figura 5.2 - Perfil do Fator de Acréscimo de Velocidade Vertical	159
Figura 5.3 - Fator de acréscimo de velocidade (ΔS) ao longo da Linha A-A calculado utilizando dados à $z=10$ metros. Comparação com dados de Askervein.	159
Figura 5.4 – Energia cinética turbulenta normalizada ao longo da Linha A-A calculado utilizando dados à $z=10$ metros. Comparação com dados de Askervein.	160
Figura 5.5 – Fator de acréscimo de velocidade (ΔS) ao longo da Linha AA-AA calculado utilizando dados à $z=10$ metros. Comparação com dados de Askervein.	160
Figura 5.6 – Energia cinética turbulenta normalizada ao longo da Linha AA-AA calculado	

utilizando dados à $z=10$ metros. Comparação com dados de Askervein.	161
Figura 5.7 – Fator de acréscimo de velocidade simulado ao longo da Linha A-A de Askervein,	162
Figura 5.8 – Topologias geradas com as duas resoluções analisadas para a região de Askervein.....	163
Figura 5.9 - Perfis de temperatura potencial na posição C para diferentes modelos de turbulência.	165
Figura 5.10 – Perfis de velocidade axial (V_x) na posição C para os diferentes modelos de turbulência.	165
Figura 5.11 - Perfis de velocidade vertical (V_z) na posição C para os diferentes modelos de turbulência.	166
Figura 5.12 – Contornos de temperatura e velocidades tangenciais na posição C (7,28 m da entrada) para os modelos de turbulência simulados.	167
Figura 5.13 – Fator de acréscimo de velocidade considerando as rugosidades constantes e rugosidade real do terreno para o ponto 3.	168
Figura 5.14 – Fator de acréscimo de velocidade considerando as rugosidades constantes e rugosidade real do terreno para o ponto 4.	169
Figura 5.15 – Perfis de velocidade nos pontos 3, 4, L (baixa altitude), M (ponto de recirculação) e H (maior altitude) com a rugosidade real.	169
Figura 5.16 – Componentes u , v e w da velocidade sobre a linha 2-5 e a altura do relevo...	171
Figura 5.17 – Componentes u , v e w da velocidade sobre a linha 1-6 e a altura do relevo...	172
Figura 5.18 – Intensidade do fluxo de calor (esquerda) e rugosidade no solo (direita).	173
Figura 5.19 – Campo de velocidades à 10 m do solo sem a presença dos efeitos térmicos (a) e com efeitos térmicos (b).	174
Figura 5.20 – Linhas paralela (Linha A) e perpendicular (Linha AA) ao escoamento e ponto P à uma altura constante de 10 m.	174
Figura 5.21 – Perfil de velocidade no ponto P.	175
Figura 5.22 – Plumagens de velocidades (em cinza) no sentido do eixo z a 1 m/s (ascendente) e temperatura da superfície em Acurui.....	175
Figura 5.23 – Plumagens de velocidades (em cinza) no sentido do eixo z a -0.6 m/s (descendente) e temperatura da superfície em Acurui.....	176
Figura 5.24 – Velocidades médias na linha A-A com e sem os efeitos térmicos, à 10 metros de altura do solo.	177
Figura 5.25 – Velocidades médias na linha AA-AA com e sem os efeitos térmicos, à 10	

metros de altura do solo..... 177

Figura 5.26 – Componente w da velocidade na linha A-A com e sem efeitos térmicos, à 10 metros de altura do solo..... 178

Figura 5.27 – Componente w da velocidade na linha AA-AA com e sem efeitos térmicos, à 10 metros de altura do solo..... 178

Figura 5.28 – Posição dos pontos e dos planos na região estuda de Acuruí-MG..... 179

Figura 5.29 – Velocidade ao longo do plano paralelo ao escoamento. 181

Figura 5.30 – Temperatura ao longo do plano paralelo ao escoamento 181

Figura 5.31 – Energia Cinética Turbulenta ao longo do plano paralelo ao escoamento 181

Figura 5.32 – Velocidade na direção perpendicular ao escoamento. 182

Figura 5.33 – Temperatura na direção perpendicular ao escoamento. 182

Figura 5.34 – Energia Cinética Turbulenta na direção perpendicular ao escoamento. 183

Figura 5.35 – Variação de temperatura para uma simulações com a rugosidade real e constante. 183

Figura 5.36 – Variação do cisalhamento na parede para uma simulações com a rugosidade real e constante. 183

Figura 5.37 – Perfil de velocidade vertical no Ponto 3. 184

Figura 5.38 – Perfil de velocidade vertical no Ponto 4. 185

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Exemplos de albedo da superfície do solo (Oke, 1992, e Ahrens, 2006).....	50
Tabela 3.2 – Exemplos de emissividade da superfície do solo (Incropera e DeWitt, 1998)....	51
Tabela 3.3 – Valores das constantes no modelo do balanço térmico no solo.....	53
Tabela 3.4 - Comprimento de Recirculação a Jusante de um Triângulo.....	66
Tabela 3.5 – Constantes do modelo turbulento k- ω	67
Tabela 4.1 - Velocidade de referência (u_{ref}) e Comprimento aerodinâmico da rugosidade (z_0) para as região de interesse	127
Tabela 4.2 – Parâmetros das malhas.....	128
Tabela 4.3 – Parâmetros de malha de Acuruí.....	130
Tabela 4.4 – Resultados obtidos no estudo de malha para região de Acuruí.	130
Tabela 4.5 –Valores das constantes no modelo do balanço térmico no solo.....	138
Tabela 4.6 – Irradiação global calculada para o dia 24 de junho de 2002 para condições de céu claro na cidade do Rio de Janeiro (Guimarães 2003).....	138
Tabela 4.7 –Temperaturas na superfície experimentais (Maia, 2005) e do modelo analítico.	140
Tabela 4.8 – Parâmetros das malhas.....	144
Tabela 4.9 – Valores característicos de rugosidade no terreno.	148
Tabela 4.10 – Valores de albedo para cada superfície do terreno encontrado.	149
Tabela 5.1 – Isocurvas de velocidade à 1, 5 e 10 metros de altura do solo, com suas respectivas rugosidades aplicadas.	170
Tabela 5.2 – Valores de velocidade, temperatura e energia cinética turbulenta, à 10 m de altura, obtidos nos pontos M, N, O, P, Q e R.	180

NOMENCLATURA

C_1, C_2	coeficiente empírico
C_D	coeficiente empírico.
C_k	termo de variação de k
c_p	calor específico a pressão constante
C_{RNG}	constante empírica RNG
C_ε	termo de variação de ε
C_μ	coeficiente empírico
d	dimensão espacial
dn_j	componentes diferenciais cartesianas do vetor de superfície normal externo
D_ε	difusão turbulenta de ε
D_k	difusão turbulenta de k
D_μ	difusão viscosa de k
F	força de Coriolis
F_{ij}	termo Transporte Difusivo
Fr	numero de Froude
g	aceleração da gravidade
g_i	componente i da aceleração da gravidade
G_{ij}	termo de Produção ou geração de tensões de Reynolds
ip	pontos de integração
k	energia cinética turbulenta
L	comprimento característico
L	altura da colina
l	comprimento de mistura
L_{ij}	tensor de Leonard
m, n	expoentes dos modelos de turbulência de duas equações
n	distância normal a parede
n, s	direções coordenadas
p	pressão
p'	flutuação da pressão

\bar{p}	pressão média
P_k	produção de k
Pr	número de Prandtl
P_ε	produção de ε
Q_{ij}	tensor Reynolds
Q_{ij}	termo de Redistribuição (pressão-tensão)
R	termo da eq. RGN de ε
Re	número de Reynolds
$Re_{ed}=(\varepsilon \nu)l/4y/\nu.$	número de Reynolds turbulento
Re_L	número de Reynolds laminar
$Re_t=\kappa^2/(\nu \varepsilon)$	número de Reynolds turbulento
$Re_y=y \kappa / \nu$	número de Reynolds turbulento
Ri	número de Richardson
Ri_c	número de Richardson critico
S_{ij}	taxa de deformação do campo resolvido de velocidade.
T	temperatura
t	tempo
U	escala de velocidade
u	velocidade
u^*	velocidade de fricção
u^*	velocidade de atrito
u, v, w	componentes da velocidade média ou filtrada nas direções x, y, z
u, v, w	componentes da velocidade nas direções x, y, z
u', v', w'	componentes da flutuação da velocidade nas direções x, y, z
$u' v'$	tensão turbulenta cisalhante
u_i	componente i da velocidade média ou filtrada
u_i	flutuação do componente i da velocidade.
u_i	componente i da velocidade
u_j	componente j da velocidade
u_m	velocidade média
\hat{u}_j	parcela que representa as variações turbulentas
\bar{u}_j	parcela de velocidade média
u_{ref}	velocidade de referência obtida a uma altura de 10m

$(\overline{u'u'})^{1/2}$	intensidade de turbulência
V	velocidade
V_L	flutuação de velocidade
V_m	velocidade média
x, y, z	eixos coordenados
x_i	eixo coordenado i
n	distância à parede
n^+	distância adimensional à parede
Z	altura
z_{ref}	altura de referência (10 m)
z_0	comprimento aerodinâmico da rugosidade
Δn_j	vetor de superfície discreto externo
Δt	intervalo de tempo

Símbolos Gregos

ρ	massa específica
μ	viscosidade dinâmica, cP
ε	taxa de dissipação de energia turbulenta
ν_t	viscosidade cinemática turbulenta,
μ	viscosidade dinâmica
μ_t	viscosidade turbulenta
τ_{ij}	tensor de tensão cisalhante
δ_{ij}	tensor identidade
ν	viscosidade cinemática do fluido
μ_{eff}	viscosidade submalha efetiva
τ	tensão cisalhante na parede
φ	quantidade transportada
τ_{ij}	tensor de tensão cisalhante
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon, \sigma$	constantes empíricas, número de Prandtl de k e ε
κ_V	constante de Von Kármán
ψ	efeitos de estabilidade no perfil logarítmico

Ω	velocidade angular
ϕ	escalar passivo
ϕ	latitude
μ	viscosidade absoluta
$(\rho \overline{u'_i u'_j})$	tensor de Reynolds

Abreviaturas

AL	ATMOSFERA LIVRE
CEMIG	COMPANHIA ENERGÉTICA DE MINAS GERAIS
CLA	CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA
CLC	CAMADA LIMITE CONVECTIVA
CLP	CAMADA LIMITE PLANETÁRIA
CLN	CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA NOTURNA
CLS	CAMADA LIMITE SUPERFICIAL
CM	CAMADA DE MISTURA
DEMEC	DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA
DNS	DIRECT NUMERICAL SIMULATION
LES	LARGE EDDY SIMULATION
LTS	LINHAS AÉREAS DE TRANSMISSÕES
MCG	MODELOS DE CIRCULAÇÃO GLOBAL
MM	MODELOS DE MESOESCALAS
MPC	MODELOS DE PREDIÇÃO DE CLIMAS
MVF	MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS
SCL/SCV	SUBCAMADA LAMINAR OU VISCOSA
UFMG	UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS

RESUMO

Este trabalho apresenta o desenvolvimento de um modelo numérico para análise da Camada Limite Atmosférica (CLA) visando à obtenção dos campos de velocidade e direção do vento em microrregiões, considerando a análise dos efeitos térmicos presentes na física do problema e a rugosidade do terreno. O estudo da CLA é de grande importância para projetos de linhas aéreas de transmissão de energia elétrica, na determinação do balanço das cadeias de isoladores de cabos condutores, na determinação da capacidade de transmissão das linhas aéreas, na determinação da difusão de poluentes na atmosfera, entre outros. A modelagem numérica é realizada através do software comercial, Ansys CFX 12.0. Os resultados obtidos do modelo numérico são validados com dados experimentais encontrados na literatura e de um banco de dados experimentais obtido de medições em estações climatológicas instaladas em regiões de interesse da CEMIG no estado de Minas Gerais, Brasil. As equações usadas para descrever os escoamentos geofísicos são as equações de conservação de massa, da conservação da quantidade de movimento, conservação da energia e a equação de estado, além dos modelos de turbulência de duas equações e de tensões de Reynolds. A modelagem numérica da CLA usando técnicas de computação permite obter a velocidade e direção do vento sobre terrenos complexos sem a necessidade de um aparato experimental. Os resultados obtidos do modelo apresentam fidelidade com os resultados experimentais, mostrando a validade do modelo tanto para uma camada limite neutra quanto para uma camada limite convectiva

Palavras-Chave: Camada limite atmosférica, Modelagem numérica, Terrenos complexos.

ABSTRACT

This study presents the development of a numerical model to analyze the Atmospheric Boundary Layer (ABL) in order to obtain the velocity fields and wind direction in micro-regions, considering the analysis of thermal effects in the present physical problem and the terrain roughness. The study of ABL is of great importance for design of overhead lines to transmit power in determining the balance of the insulator strings of power cables, in determining the transmission capacity of the airlines, in determining the diffusion of pollutants in the atmosphere, and others. The numerical modeling is performed using the commercial software Ansys CFX 12.0. The results of the numerical model are validated with experimental data found in literature and a database of experimental data obtained from measurements at weather stations located in regions of interest CEMIG in the state of Minas Gerais, Brazil. The equations used to describe geophysical flows are the mass, momentum, energy conservation and the equation of state, in addition to the turbulence models of two equations and the Reynolds stresses. Numerical modeling of ABL using computer techniques allows for the speed and direction of wind over complex terrain without the need for an experimental apparatus. The results of the present model fidelity with the experimental results, showing the validity of the model for both a neutral boundary layer and for a convective boundary layer.

Keywords: Atmospheric boundary layer, Numerical model, Complex terrain.

1. INTRODUÇÃO

O conceito de camada limite em escoamentos hidrodinâmicos tem sido estudado desde o século 19 por cientistas, que reconheceram a transição de escoamentos em situações de não deslizamento na parede, ou seja, próximo da superfície. Do ponto de vista dos geofísicos, a Camada Limite Atmosférica (CLA) é a camada de ar próximo da terra que sofre diretamente os efeitos do solo, tais como, rugosidade, várias temperaturas, transferência de massa, etc, com escalas de tempo baixas e movimentos turbulentos. Os conhecimentos sobre o clima, sofrendo interferências do terreno nas variações da CLA se desenvolveram consideravelmente durante as últimas décadas. As topografias de interesse para os diversos estudos da CLA ficam geralmente situadas em regiões rurais onde colinas e vales são comuns. A grama, água, árvores, rochas e edificações são condições de rugosidade padrão na superfície, onde exercem efeitos consideráveis no escoamento, dando idéia da complexidade deste fenômeno. Antes de qualquer simulação numérica deste tipo de escoamento deve-se buscar uma compreensão do comportamento da CLA.

A superfície da terra está no limite inferior do domínio atmosférico. Processos de transporte que ocorrem entre 100 a 3000m de altitude da atmosfera modificam este limite, criando o que é chamado de camada limite atmosférica (CLA). O restante da troposfera é chamado de atmosfera livre (AL). A Figura 1.1 mostra esquematicamente a estrutura da troposfera, onde no limite inferior, parte cinza, encontra-se a CLA e o restante é a AL. No limite superior encontra-se a tropopausa, que é o nome dado à camada intermediária entre a troposfera e a estratosfera.

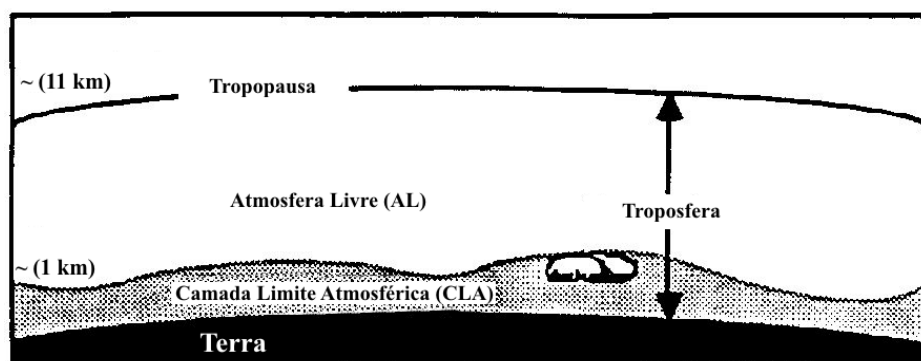


Figura 1.1 - Troposfera Dividida em duas Partes camada limite (parte cinza, acima da superfície) e atmosfera livre (acima da camada limite). Fonte: - Stull (1998).

O estudo do escoamento sobre uma topologia real dentro da CLA sempre interessou aos meteorologistas, engenheiros, ambientalistas, militares, esportistas, dentre outros, por diversos motivos e aplicações, como por exemplo, dispersão de poluentes, posicionamento de turbinas eólicas e efeitos destrutivos em estruturas devido à ação do vento. A investigação da poluição tem sido destaque na mídia em geral e no cotidiano humano nas últimas décadas, principalmente quanto ao aquecimento global da terra. Além da análise da poluição, a previsão do comportamento do vento ajuda a projetar percursos mais eficientes de linhas aéreas de transmissões (LTs), pois o balanço de cadeias de isoladores, o resfriamento dos cabos e outros fatores, podem interromper ou prejudicar o fornecimento de energia e a capacidade de transmissão dos cabos.

Um dos fenômenos que pode ocorrer e ser intensificado com a ação do vento é o “efeito corona”, que ocorre quando o cabo condutor se aproxima da estrutura da torre, propagando energia no ar e formando um arco voltaico, podendo levar a uma interrupção de energia e até o rompimento do cabo condutor. A temperatura elevada dos cabos, devido a velocidades baixas de vento, contribui também ao mau funcionamento das linhas de transmissão e na sua dissipação de calor, interferindo assim em sua eficiência de transmissão.

Com base nestes problemas ou benefícios é que surge o interesse de simular o comportamento da CLA e validar os resultados com dados experimentais, de forma a conseguir maior confiabilidade dos dados obtidos da simulação.

Os escoamentos geofísicos são bastante complexos e ainda de difícil compreensão. Para facilitar a modelagem numérica estes escoamentos são geralmente divididos em diferentes escalas. Cada escala é descrita em termos de um domínio computacional onde são aplicados modelos matemáticos distintos (Camilla et al., 1999):

- a) Modelos de Circulação Global, MCG - domínios entre 200 e 500 km.
- b) Modelos de Predição de Climas, MPC - domínios entre 50 e 100 km, utilizados para resolver estruturas de frentes climáticas.
- c) Modelos de Mesoescalas, MM - domínios típicos com 2 km de altura, onde se enquadra a CLA.

Estes modelos utilizam as mesmas equações constitutivas gerais. As diferenças fundamentais

entre os modelos consistem nas simplificações das equações. Por exemplo, os Modelos de Mesoescalas usualmente desprezam os efeitos da rotação da terra no escoamento.

A implementação numérica dos MM é usualmente efetuada utilizando o método de volumes finitos. A discretização das equações constitutivas que compõem o modelo é efetuada em sistemas cartesianos e ortogonais, utilizando malhas retangulares (De Bortoli et al., 2002) e orientada aos contornos (Uchida e Ohya, 1999). A Figura 1.2 mostra um domínio computacional típico, onde a topografia é composta de regiões montanhosas junto com uma região de água (mar). Na Figura 1.2 é mostrada também a direção preferencial do vento na entrada do domínio.

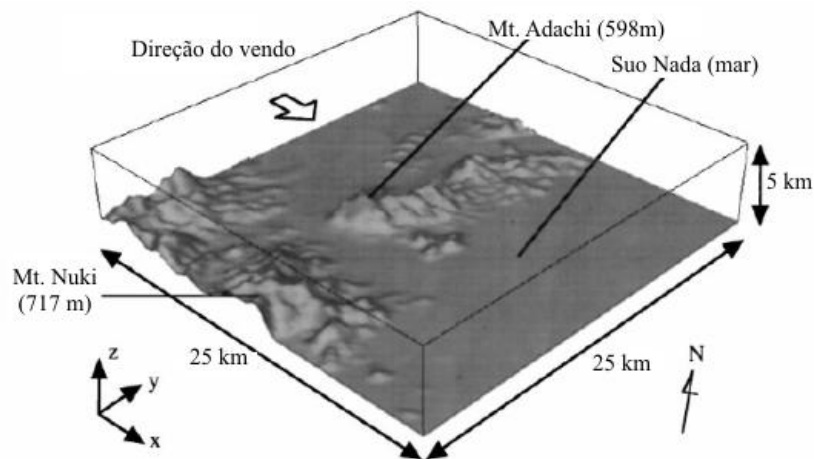


Figura 1.2 - Domínio Computacional de um Escoamento Geofísico.

Fonte: - Uchida e Ohya (1999).

O trabalho proposto visa o desenvolvimento de um modelo de CLA que permita obter os campos de velocidade e direção do vento utilizando modelos de mesoescalas aplicadas a micro regiões de interesse, como mostrada na Figura 1.2. Com este objetivo é realizada uma ampla revisão bibliográfica visando obter os conhecimentos teóricos necessários para o estudo do fenômeno e uma análise completa do estado da arte que permita definir a melhor metodologia a ser utilizada.

O modelo desenvolvido permite a obtenção de resultados que mostram boa aproximação com dados experimentais da literatura e de medições climatológicas no estado de Minas Gerais.

2. OBJETIVOS E RELEVÂNCIA

2.1. OBJETIVO GERAL

O objetivo geral deste trabalho é o desenvolvimento de um modelo de CLA com validação experimental, que permita obter os campos de velocidade e direção do vento sobre topografias complexas e em escala real. O modelo a ser resolvido envolve as equações de conservação de massa, quantidade de movimento e da energia, além das equações do modelo de turbulência escolhido de acordo com as características desejadas. Para validar a metodologia numérica, várias situações serão modeladas, sendo uma delas a Colina de Askervein, localizada na Escócia e o experimento realizado em túnel de vento, proposto por Federovich et al. (1996) para analisar os efeitos térmicos da Camada Limite Convectiva (CLC). Também será analisada uma topografia real situada no estado de Minas Gerais (Acuruí), Brasil.

2.2. OBJETIVOS ESPECÍFICOS

Os objetivos específicos do presente trabalho são:

- Seleção e implementação no software comercial Ansys CFX, de um modelo de CLA;
- Verificação da influência da rugosidade do terreno no comportamento do modelo de CLA;
- Verificação da influência dos efeitos térmicos na CLA;
- Validação do modelo com dados experimentais.

A relevância desse trabalho está na validação de um modelo de CLA que permite, através de poucos resultados experimentais, determinar o mapa tridimensional de vento de toda a região de interesse, caracterizada por uma topografia conhecida. Desta forma, os dados numéricos obtidos do modelo podem ser utilizados para várias finalidades, tais como projetos de linhas aéreas de transmissão, projetos de turbinas eólicas, projetos de predição de propagação de poluentes, entre outros.

3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

3.1. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

3.1.1. Definição da Camada Limite Atmosférica (CLA)

A parte da troposfera que sofre influências diretamente da superfície do planeta é denominada CLA, sendo diretamente influenciada pela presença da superfície terrestre e respondendo a fenômenos provocados por ela, tais como:

- Força de atrito;
- Efeitos térmicos;
- Movimentos verticais;
- Emissão e propagação de poluentes

A CLA pode ser definida como uma fina camada de ar adjacente à superfície da terra em que o escoamento apresenta um elevado número de Reynolds, onde a turbulência gera transporte de energia, massa e quantidade de movimento entre a superfície da terra e sua atmosfera. Outra terminologia adotada para a CLA é a Camada Limite Planetária (CLP), possuindo as mesmas características.

As alterações na superfície do terreno, tais como rugosidade e temperatura afetam diretamente o comportamento da CLA. Esta influência gera fluxos de calor (Latente e Sensível) que interagem com a parte baixa da troposfera, gerando assim processos turbulentos que exercem diversas alterações sobre a dinâmica da CLA. As integrações entre os fenômenos térmicos e os dinâmicos são responsáveis também pelo movimento e transferência de energia na direção vertical.

A espessura da CLA varia bastante em função do tempo e do espaço, podendo chegar de alguns metros a quilômetros. A variação em sua espessura está relacionada à variação de temperatura durante o dia. A variação de temperatura apresentada pela CLA é pouco influenciada pela radiação direta do Sol, pois pouco desta energia é absorvida pelo ar. No

entanto, a radiação do solo é a maior responsável pelo aquecimento do ar na CLA. Em geral dias mais quentes geram trocas turbulentas mais intensas de energia, massa e quantidade de movimento, devido aos seus efeitos convectivos, uma vez que as massas de ar quente tendem a subir, tomando o lugar de massas mais frias. A variação da emissividade do solo é um dos parâmetros principais, responsável pelos fenômenos de transporte convectivo na CLA, sendo a turbulência um dos mais importantes processos de transporte usados para definir a CLA. Outros fatores proporcionados pelo deslocamento de massa são a velocidade e direção do vento sobre os diversos tipos de terrenos, sendo freqüente a direção do vento divergir o seu deslocamento em relação a tropopausa em 180° (Stangroom, 2004).

3.1.2. Escoamento na Atmosfera

O escoamento na atmosfera apresenta três categorias de vento:

- Ventos médios;
- Ventos turbulentos;
- Ventos oscilantes ou ondulatórios.

Cada um pode existir com ou sem a presença do outro, sendo o transporte de quantidade de movimento, assim como umidade, calor e poluente realizado por ventos médios horizontais (advecção), enquanto o transporte na vertical é realizado pela turbulência.

Ventos horizontais na ordem de 2 a 10m/s são comuns na CLA, sendo afetados pelo atrito com diminuição de sua velocidade próximo a superfície. Ventos verticais médios são muito fracos, freqüentemente na ordem de milímetros para centímetros por segundos.

Ventos oscilatórios são freqüentemente observados na CLA noturna (CLN), transportando menos calor, umidade e outros escalares tais como poluentes. No entanto, são efetivos no transporte de quantidade de movimento e energia, podendo se propagar a grande distância da fonte, tais como uma trovoadas ou explosões. Esse tipo de vento pode ser gerado localmente pelo cisalhamento do vento médio ou pela ação do escoamento médio sobre obstáculos.

A alta freqüência de turbulência próxima à superfície da Terra é uma das características que faz a CLA diferente do resto da atmosfera. Fora da CLA a turbulência não é tão freqüente, mas pode ser encontrada em fenômenos esporádicos como, por exemplo, um escoamento

próximo a uma corrente de jato onde o forte cisalhamento do vento pode criar turbulência, sendo observado em um dia de céu claro. Além deste fenômeno existem outros que podem levar o escoamento de laminar a turbulento. A Figura 3.1 mostra um fenômeno de transição da turbulência, caracterizado por vórtices do tipo Kelvin-Helmholtz formados nas nuvens, onde o deslocamento de massas de ar com magnitude diferente causa uma inflexão no perfil de velocidade, gerando assim este fenômeno.



Figura 3.1 - Presença de Vórtices do tipo Kelvin-Helmholtz na Formação das Nuvens

Fonte: <http://www.efluids.com>

Às vezes, ondas atmosféricas podem mudar o cisalhamento do vento em regiões localizadas, causando uma forma de turbulência. Assim, o fenômeno de ondas pode ser associado também com o transporte turbulento de calor e de poluentes. No entanto, ondas sem turbulência não seriam tão efetivas.

Uma aproximação comum para estudar turbulência ou ondas é considerar separadamente o escoamento médio e a perturbação, onde a média representa o efeito da temperatura média ou a velocidade de vento médio, enquanto que a perturbação pode representar o efeito da onda ou de turbulência, a qual está se sobrepondo ao vento médio.

3.1.3. Transporte Turbulento

A turbulência atua nos ventos médios como rajadas em um estado caótico e imprevisível. Suas estruturas turbilhonares (vórtices) possuem diferentes tamanhos, onde a sua potência pode ser acompanhada por um espectro de energia. Muito da turbulência na CLA é gerada por

forças que surgem com a presença da superfície. Por exemplo, o aquecimento solar da superfície durante dias ensolarados causa correntes de ar quentes ascendentes (termais). Essas termais são justamente grandes vórtices. A força de atrito que atua no escoamento de ar sobre a superfície causa o desenvolvimento de cisalhamento, que freqüentemente torna-se turbulento. Obstáculos como árvores, edifícios e picos desviam o escoamento, causando ondas de turbulência na adjacência do mesmo e no escoamento de vento descendente.

A Figura 3.2 mostra um fenômeno meteorológico raro pego pelo satélite LANDSAT 7 no dia 15 de setembro de 1999. No sudoeste da foto está a Ilha de Alejandro Selkirk, uma ilha ao sul do pacífico que possui um pico com uma altitude aproximadamente de 1600 m. O escoamento atmosférico ali presente, ao se deparar com esta topografia, gerou o fenômeno conhecido como esteira de Von-Karman, onde as nuvens desempenharam um papel importante no contraste, que possibilitaram visualizar este fenômeno.

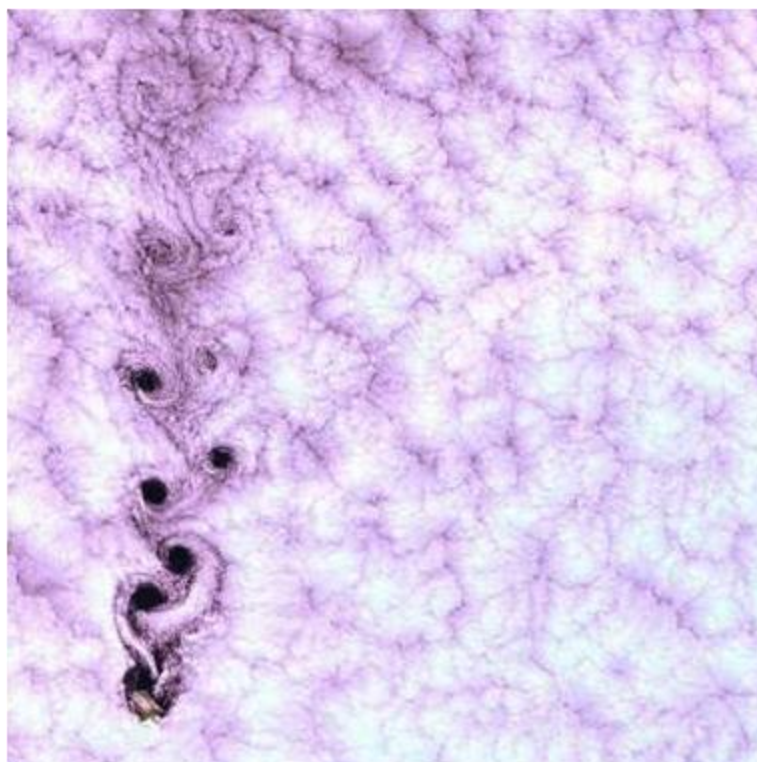


Figura 3.2 - Esteira de Von-Karman formando a montante de uma ilha.

Fonte: <http://www.efluids.com>

A maior escala de vórtices possui dimensão aproximadamente igual à espessura da CLA,

variando de 100 a 3000 metros de diâmetro. Esses são vórtices mais intensos, porque eles são produzidos diretamente pelas forças discutidas anteriormente. Fenômenos como furacões fornecem evidências desses grandes vórtices. A Figura 3.3 mostra uma foto tirada em 5 de setembro de 1996, destacando um furacão se aproximando da região da Flórida nos EUA.



Figura 3.3 - Furacão Fran no dia 5 de setembro de 1996, próximo à costa dos EUA.

Fonte: <http://www.efluids.com>.

Os furacões se formam no verão e outono, quando intensos sistemas de baixas pressões se formam sobre o oceano. A medida que o ar se movimenta em direção à zona de baixa pressão, a força de Coriolis, causada pela rotação da terra, origina o movimento de redemoinho do ar. Este movimento do ar sobre o mar calmo aumenta em umidade e conteúdo de energia, conseqüentemente uma tempestade é formada com o passar do tempo. A medida que o furacão se move para o interior do continente, ele perde sua fonte de poder e dissipa a sua energia, mas não antes de causar bastantes danos.

Os vórtices menores são aparentes no “redemoinho de folhas” (dust devil) e em movimentos ondulatórios sobre a grama. Esses vórtices menores alimentam em energia os de maior escala. Os vórtices menores, na ordem de poucos milímetros, são muito fracos por causa dos efeitos dissipativos da viscosidade molecular, enquanto que os maiores são responsáveis pelo transporte de energia.

A natureza turbulenta na CLA é uma das características mais importantes. Sua turbulência se

difere da simulada dentro de um túnel de vento devido à coexistência de efeitos térmicos e cisalhantes no vento que interagem com os escoamentos médios, podendo ser afetada pela rotação da Terra. Porém, algumas estruturas apresentam semelhanças com as criadas em um túnel de vento. Ambas têm duas regiões distintas, uma interna e outra externa. A camada interna é dependente principalmente das características da superfície e não da rotação como é o caso da camada exterior. A transição entre as camadas não é rápida e é caracterizada por uma região de sobreposição.

Townsend (1961) fez uma hipótese interessante a respeito da turbulência na CLA que faz parte de sua compreensão básica. O movimento turbulento da camada interna consiste em uma parcela ativa que produz tensões cisalhantes, que tem propriedades estatísticas em função da altura e da tensão e uma outra parcela inativa e efetivamente irrotacional determinada pela turbulência na camada externa. A hipótese da turbulência inativa não interagindo com a ativa, contribui de qualquer forma com as forças de tensão e de cisalhamento.

A definição proposta por Townsend (1961) de que as grandes escalas da turbulência não têm nenhum efeito no escoamento próximo ao solo foi desafiada por vários autores inclusive McNaughton e Brunet (2002) que mostram a evidência de uma interação entre os dois tipos.

3.1.3.1. Efeitos da Turbulência

A turbulência de escoamentos na CLA é bastante afetada pela presença de colinas em topografias adversas. Além da presença de fluxo de calor no solo, um descolamento da camada limite do solo é fortemente proporcionado por estas irregularidades na topografia. As zonas de recirculação formadas a jusante das colinas são bastante imprevisíveis, transportando muita energia e afetando o deslocamento de massas de ar. O equilíbrio somente se dá nesses escoamentos quando os efeitos dissipativos superam os de produção da turbulência.

O tempo que levaria para a turbulência atingir o equilíbrio, admitindo que as taxas de tensão são constantes, é calculado comparando a energia cinética turbulenta (k) com a sua taxa de dissipação (ε ou ω) e é, com certeza, a base dos modelos de turbulência usados em simulações numéricas. Athanassiadou e Castro (2001) executaram em laboratório um experimento para medir as implicações das distorções rápidas em escoamentos sobre colinas rugosas e encontraram regiões de separação do escoamento, proporcionado pela inclinação das colinas.

Efeitos cisalhantes devido a características de terrenos complexos interagindo com a turbulência foram investigados por Tampieri et al. (2003) concluindo que a atual teoria da turbulência não cobre todos os efeitos que uma mudança no relevo proporciona no escoamento. Isto realça a complexidade da turbulência e os limites da nossa compreensão. Efeitos atmosféricos provocados pela chuva e mudanças na direção do vento só servem para aumentar esse problema. Para mais detalhes sobre escoamento turbulento sobre colinas e na CLA é sugerida a leitura de Belcher e Hunt (1998), Nieuwstadt e Duynkerke (1996) e Wyngaard (1992).

3.1.4. Variáveis de Estado e Termodinâmica da Camada Limite Atmosférica (CLA)

As variáveis de estado presentes na CLA como a Pressão Atmosférica (p), Temperatura do Ar (T), a Massa Específica do Ar (ρ) e a Umidade Específica do Ar (q) estão relacionadas entre si através de equações de estado ou através de leis termodinâmicas, como por exemplo na equação fundamental de estado para um gás ideal:

$$p = R\rho T \quad (3.1)$$

onde $R = 287,04 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$ é a constante específica dos gases.

Se a atmosfera estiver em equilíbrio hidrostático e aplicando a primeira lei da termodinâmica a uma parcela de ar, o acréscimo de energia interna na parcela (dU) é o resultado da soma de acréscimos externos à parcela (dH) com o trabalho realizado sobre a parcela (dW), ou seja:

$$dU = dH + dW \quad (3.2)$$

Levando-se em conta que num processo a pressão constante, $dU = c_p \cdot dT$ (onde $c_p \approx 1005 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$ é o calor específico a pressão constante) e também a equação de equilíbrio hidrostático, tem-se que:

$$dH = c_p dT - \frac{dp}{\rho} \quad (3.3)$$

Assim, num processo adiabático em que não há trocas de calor entre a parcela de ar e o ambiente onde está inserida esta parcela, tem-se que $dH = 0$ e que a equação 3.3 resulta em:

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{\text{adiabático}} = -\frac{g}{c_p} \quad (3.4)$$

Desta forma, a temperatura decresce a uma taxa constante (na camada limite inferior da atmosfera); Este valor é conhecido como taxa adiabática, denotado por Γ , sendo aproximadamente igual a 9,8 K/km.

O efeito importante do estado adiabático da atmosfera pode ser observado se olharmos para a Equação 3.3 (com $dH = 0$). Neste caso, a integração da equação, usando a equação de estado de gás ideal, resulta em:

$$T = T_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{R/c_p} \quad (3.5)$$

onde T_0 é uma temperatura de referência correspondente a pressão p_0 e onde $R/c_p \approx 0,286$ (constante). Esta equação define uma importante variável na CLA que é a temperatura potencial, θ . A temperatura potencial é a temperatura que uma parcela de ar (a uma pressão p e temperatura real T) teria se fosse trazida adiabaticamente até o nível do mar (a uma pressão de referência de aproximadamente 1000 mb):

$$\theta = T \left(\frac{1000}{p}\right)^{R/c_p} \quad (3.6)$$

Numa camada adiabática da atmosfera, a temperatura potencial não varia com a altura. Os gradientes de temperatura e de temperatura potencial relacionam-se por:

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma\right) \approx \frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma \quad (3.7)$$

Esta aproximação é bastante razoável na CLA, onde a diferença entre θ e T costuma não ser maior que 10%. Como numa atmosfera adiabática, $\partial \theta / \partial z = 0$, o valor de $\partial \theta / \partial z$ é uma boa medida do grau de afastamento da atmosfera em relação ao estado adiabático.

3.1.5. Estrutura da Camada Limite Atmosférica (CLA)

Devido à turbulência ser essencialmente tridimensional e formada por diferentes escalas existentes na CLA, torna-se relevante dividir a camada em subcamadas definidas com características e fenômenos distintos. O comportamento dessa estrutura varia durante a noite e em dias ensolarados devido à presença ou não de forças convectivas e deve ser estudado de forma individualizada. Em função da forte ligação entre o desenvolvimento da CLA diurna e a convecção, ela é comumente chamada de camada limite convectiva, CLC, e é composta por 3 subcamadas:

- a) Subcamada laminar ou viscosa, SCL/SCV: consiste em uma camada de apenas alguns micrometros, onde a troca de calor latente, sensível e de poluentes ocorre via movimento molecular.
- b) Camada limite superficial, CLS: consiste em uma camada de cerca de 10 % do tamanho da CLA e as suas características são relacionadas com a estrutura do vento, que é alterada pela natureza da superfície da terra e pelo gradiente horizontal de temperatura.
- c) Camada de mistura, CM: consiste em uma camada de aproximadamente 3 km (podendo variar em função da hora e local) onde as tensões cisalhantes são variáveis e a estrutura de vento é forçada pela fricção, gradientes de pressão e rotação da terra.

Fora da CLA, completando o restante da região da troposfera, encontra-se uma região onde o movimento do ar se comporta praticamente como a dos fluidos não-viscosos. Esta camada é chamada de Atmosfera Livre, AL.

Um esquema da dinâmica da CLC é mostrado na Figura 3.4, onde a convecção começa com pequenas termas que se juntam às maiores, transportando calor e energia até o limite da CLA com a região da AL. O processo de recirculação também é mostrado, onde o ar da camada de inversão penetra no interior da CLC através de um processo do tipo sumidouro. Na maioria dos casos estes sumidouros só causam distorção no topo da CLC, fazendo com ele pareça muito convulso. Vórtices tipo rolo horizontal e tempestades de areia podem aparecer quando as condições lhe são favoráveis, aumentando as formas disponíveis para a mistura convectiva na CLC. Vale ressaltar que isto acontece na CLA diurna, diferenciando da CLA noturna.

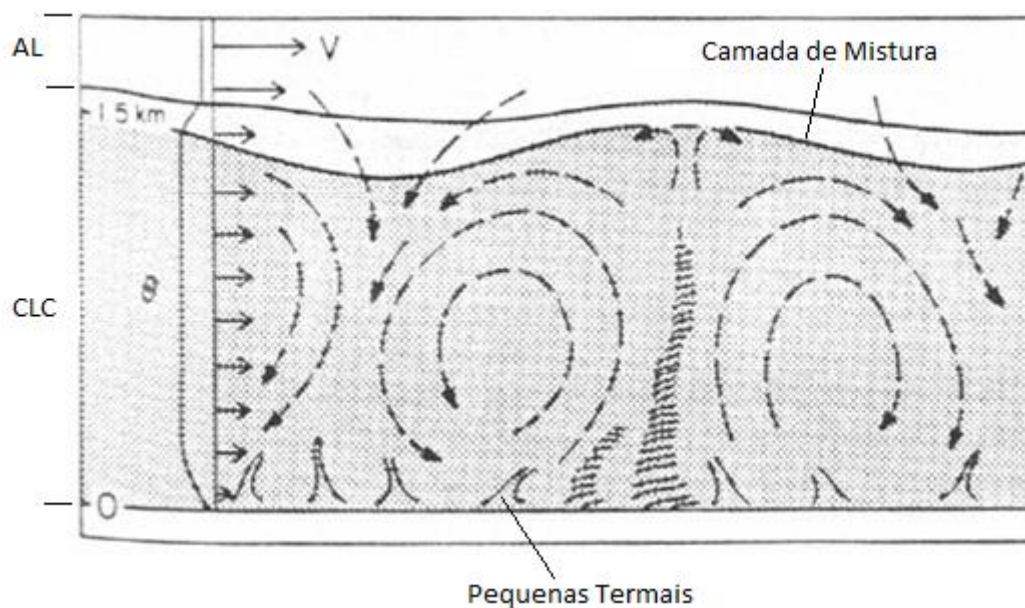


Figura 3.4 - Esquemática da Circulação na CLC e a Recirculação de Ar pela Camada de Inversão. Fonte: Wyngaard (1992).

Ao anoitecer ou próximo do por do sol, a camada de inversão enfraquece e se torna desigual com uma ou mais camadas de inversão a partir da base. Neste momento, há um colapso rápido dos movimentos turbulentos na CLA como as plumas flutuantes que conservam sua fraca fonte de energia perto da superfície, onde o solo é esfriando rapidamente através da perda de energia radiativa para o espaço.

O ar imediatamente acima da superfície resfria-se e mistura-se progressivamente de baixo para cima pela ação da turbulência gerada pelo cisalhamento do vento. A inversão que começa a se formar na superfície cresce sem parar até uma altura de 100 a 200m próximo da meia noite (em latitudes médias). A Figura 3.5 mostra o escoamento na CLA durante a noite, que é caracterizada por um forte cisalhamento do vento, pequenos turbilhões e ocasional atividade de ondas. Ela é muito diferente da CLC porque se tratar de uma camada com forte estabilidade. Por isso a camada limite noturna (CLN) é também chamada de camada limite estável (CLE). Nela também existe CLS que também representa cerca de 10% da sua espessura, mas se difere em relação à CLC devido a sua estabilidade.

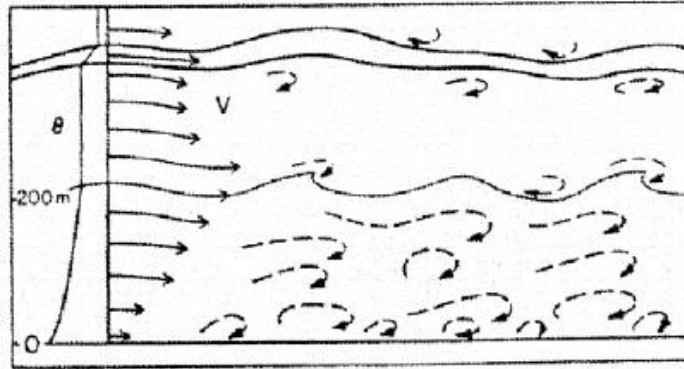


Figura 3.5 - Esquemática do Escoamento na CLN
Mostrando a Estrutura dos Vórtices, Ondas e a Zona de Inversão Elevada.

Fonte: Wyngaard (1992).

Uma outra denominação das estruturas contidas na CLA, mas com os mesmos fenômenos envolvidos, é a estrutura definida por Brutsaert, (1982), mostrada na Figura 3.6. Aqui, a região interna da CLS (Região Interna) é a que recebe a influência direta da superfície da terra, sendo bastante intensificada na Camada Superficial. Uma outra similaridade é com a camada de mistura (CM) onde o autor a denomina de Camada Ekman, possuindo as mesmas características da CM, descrita anteriormente.

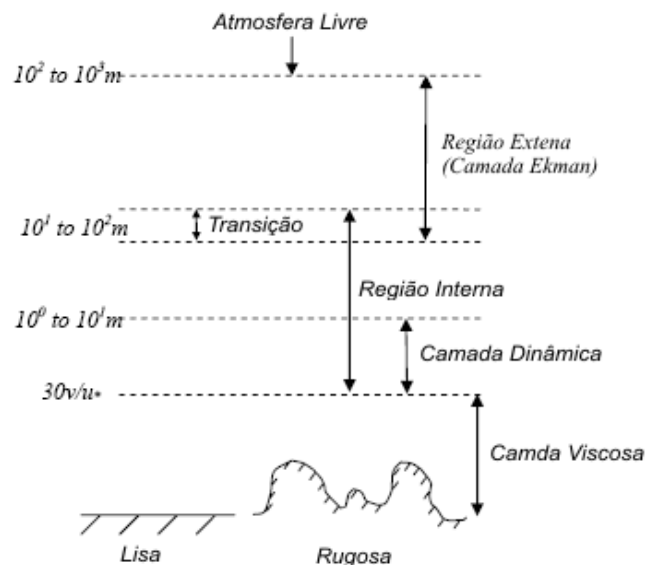


Figura 3.6 - Estrutura da Camada Limite Atmosférica segundo Brutsaert (1982).

Uma outra definição de espessura da CLA é apresentada por Boçon (1998), que limita a CLA a uma altura Z_i da base da camada de inversão.

3.1.6. Condições de Estabilidade e Estratificação da CLA

A estrutura da CLA é influenciada diariamente pelo aquecimento e resfriamento da Terra e pela presença de nuvens. Devido ao aquecimento, o ar apresenta variações de massa específica e devido à força da gravidade, o ar mais denso localiza-se nas regiões mais próximas da superfície da Terra, constituindo assim uma configuração estratificada. Desta forma, camadas de fluidos mais pesadas debaixo das mais leves constitui uma condição de estabilidade. No entanto, se estas camadas ficarem em posições opostas, decorrente, por exemplo, a um aquecimento das camadas inferiores, o sistema tende a não estratificar, levando a uma situação de instabilidade. Desta forma, havendo pequena ou nenhuma variação de temperatura com a altitude, a massa específica permanecerá constante, constituindo um sistema neutro e sem estratificação vertical. Condições absolutamente neutras são muito raras em CLA, acontecendo tipicamente em curtos períodos de tempo, como por exemplo, quando o sistema apresenta uma configuração de céu nublado e velocidades altas ou moderadas de vento (Petersen et al., 1988). O escoamento neutro pode ser reproduzido dentro de um túnel de vento, representando uma condição de céu nublado à noite, onde a superfície da Terra é resfriada e a camada convectiva é pequena.

Um estudo dos efeitos turbulentos da CLA para várias condições é apresentado por Nieuwstandt & Duynkerke (1996) e por Wyngaard (1992), os quais salientam que a plena compreensão destes fenômenos somente será possível a partir da plena compreensão do comportamento da CLA em um dia claro e seco.

As mudanças em massa específica que afetam o escoamento atmosférico acontecem devido a:

- Mudanças de pressão
- Mudanças de energia interna.

No primeiro caso, pressão (P), temperatura (T) e massa específica (ρ) variam como um todo. Camadas mais pesadas de fluido localizadas abaixo dos mais leves comprimem as camadas abaixo deles, causando um aumento em P , ρ e T como um todo. Deste modo, as camadas mais baixas ficam mais pesadas e nenhuma mudança dinâmica local acontece. Já no segundo caso, as mudanças acontecem devido ao fluxo de calor, variação de umidade e de outras condições atmosféricas. Assim, variações permanecem além da compressão encontrada no primeiro

caso, por causa das diferenças na massa específica, levando a formar movimentos verticais, Lesieur (1997).

3.1.6.1. Parametrizações para a simulação da CLA

Existem vários níveis de parametrizações aplicadas na simulação da CLA dependendo da complexidade e resolução desejadas. O modelo desenvolvido envolve a solução de escalas de 1 a 200 m de uma CLA convectiva ou mista em domínios reduzidos, contendo poucos quilômetros quadrados, com uma resolução de até 1 m da superfície da topologia em três dimensões. Isto reduz em muito o uso de parametrizações, no entanto vários aspectos da atmosfera ainda devem ser parametrizados, em particular as condições de fluxo de calor no solo, mistura no topo da CLA, turbulência e termo fonte de empuxo que serão tratadas neste texto.

3.1.6.2. Teoria da similaridade

A impossibilidade de resolver as equações que governam a turbulência atmosférica levou ao desenvolvimento da Teoria de Similaridade a qual torna possível o desenvolvimento de relações empíricas para as variáveis da camada limite. A Teoria de Similaridade baseia-se na organização de variáveis dentro de grupos adimensionais. Para isso, há um procedimento de análise dimensional chamado de teoria Pi de Buckingham. Esta ferramenta ajuda a formar estes grupos adimensionais. A escolha apropriada das variáveis permitirá obter relações funcionais entre os grupos, sendo que estas relações possuem caráter universal (Stull, 1988). Estas relações de similaridade são aplicadas, normalmente, em situações de equilíbrio. Nestas condições, pode-se derivar um perfil das variáveis médias e estatísticas da turbulência como função da altura e posição.

A Teoria de Similaridade é um mecanismo que ajuda a entender o fenômeno da turbulência, sendo esta controlada por influências dominantes como forças térmicas, mecânicas e de topografia. Segundo Moraes (2000), o objetivo da hipótese de similaridade é encontrar escalas que permitam que observações feitas em diferentes alturas ou em diferentes condições sejam descritas através de relações comuns. Essas relações comuns são definidas como grupos adimensionais que são utilizadas na Camada Superficial, seguindo as escalas de velocidade e temperatura de acordo com a hipótese de similaridade de Monin e Obukhov (1954), onde a

estatística da turbulência na camada superficial sobre terrenos homogêneos e complexos é investigada. A Teoria de Similaridade tem desenvolvido um papel fundamental para descrever a camada superficial atmosférica, o qual tem sido razoavelmente bem sucedido, na parametrização dos fluxos e outras propriedades de escoamentos.

Com o propósito de descrever as variáveis estatísticas turbulentas na CLA, Monin e Obukhov, 1954, desenvolveram uma teoria usualmente aplicada para a Camada Superficial (Monin e Obukhov, 1954; Wyngaard,1990; Sorbjan,1986), onde os fluxos verticais são considerados constantes com a altura. Esta teoria conhecida como Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO) combina a turbulência mecânica com a convectiva. Para investigar o comportamento dos fluxos superficiais, utilizam-se os seguintes parâmetros:

Altura:

$$z \quad (3.8)$$

Velocidade de atrito:

$$u_* = \left(\sqrt{\frac{(\overline{w'u'})^2 + (\overline{w'v'})^2}{\rho}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.9)$$

Temperatura:

$$T_* = - \frac{(\overline{w'\theta'})_0}{u_*} \quad (3.10)$$

Umidade:

$$Q_* = - \frac{(\overline{w'q'})_0}{u_*} \quad (3.11)$$

Comprimento de Monin-Obukhov:

$$L = - \frac{u_*^3}{\frac{g}{\theta} \kappa (\overline{w'\theta'})} \quad (3.12)$$

onde u_* é a velocidade de fricção na superfície, κ é a constante de Von Karman, g é a aceleração da gravidade, θ é a temperatura potencial média na camada e $\overline{w'\theta'}$ é o fluxo de calor sensível cinemático na superfície.

O comprimento de Monin-Obukhov, dado pela Equação 3.12, é a altura da CLA onde os efeitos da turbulência mecânica equivalem aos efeitos da turbulência convectiva. Este está relacionado com o fluxo de calor sensível, pois ele é negativo em condições instáveis (fluxo de calor sensível positivo), infinito em neutra (fluxo de calor sensível igual a zero) e positivo em estável (fluxo de calor sensível negativo).

A TSMO para a Camada Superficial sobre terrenos homogêneos e condições estáveis parece funcionar adequadamente. Sobre terrenos homogêneos e condições convectivas a TSMO não funciona para alguns perfis e fluxos por que para condições convectivas, além da altura z , existe outro parâmetro importante z_i , a altura da camada limite convectiva que não pode ser ignorado na formulação das funções universais.

3.1.6.3. Mistura no topo da camada limite

O processo de mistura no topo da CLA (*top entrainment*) está relacionado com a penetração de ar da troposfera livre na CLC, provocando o crescimento da espessura da CLA e desempenhando um papel fundamental na sua estrutura. A mistura de ar mais quente da camada estável sobrejacente à CLA, nesta última mais fria requer a presença de um fluxo de calor descendente na região da inversão. O ar mais quente e seco é menos denso. Por isso, o fluxo negativo de calor está associado a um consumo energético, presumivelmente mantido pela turbulência e com reflexo no balanço da energia cinética turbulenta (Turbulent Kinetic Energy - TKE) (Soares, 2004).

A mistura no topo da CLA pode ser compreendida como conversão de TKE em energia potencial, pois ar mais quente e seco (menos denso) é incorporado pela CLP. Esta conversão reflete o equilíbrio que se estabelece entre a turbulência e a mistura: quanto maior for a TKE disponível mais mistura ocorre, mas quanto maior for a mistura menos TKE fica disponível. A fonte deste processo é o fluxo de flutuação superficial $(\overline{w'\theta'_v})_s$. O processo de mistura no topo contribui também, em geral, para a diluição das nuvens, visto que misturar ar seco e quente na CLA (Randall, 1984). Este processo não é possível de representar explicitamente nos modelos de Larga Escala e de Meso-escala, constituindo um problema adicional a parametrizar. Existem várias aproximações na literatura, mas este aspecto permanece ainda em discussão.

Os esquemas de difusão- K subavaliam em geral o efeito da mistura-de-topo (Ayotte *et al.*, 1996), não se conhecendo ainda um esquema que represente bem este processo para diferentes tipos de CLA. Adicionalmente, a representação deste processo depende muito da resolução do modelo.

No caso de modelo CFD a mistura-de-topo marca a região superior do domínio sendo estabelecidas com base em dados experimentais e/ou simulações em modelos de meso-escala.

3.1.6.4. Numero de Froude

O número de Froude, Fr , é um importante parâmetro para medir a estratificação na CLA, aplicável a escoamentos laminares e turbulentos com superfície livre, onde a gravidade é variável importante no estabelecimento do escoamento. Ele expressa a relação entre forças de inércia e força de gravidade. Uma força, F , com base na segunda lei de Newton onde é igual ao produto da massa pela a aceleração e outra força peso, P , que é o produto da massa pela aceleração da gravidade. Correlacionando os dois produtos por análise adimensional têm-se:

$$F = m \cdot a \Rightarrow F = \frac{\rho L^4}{t^2} \quad (3.13)$$

Onde ρ representa a massa específica, L um parâmetro dimensional de comprimento e t um parâmetro dimensional de tempo, assim a força P é representada por:

$$P = m \cdot g \Rightarrow P = \rho g L^3 \quad (3.14)$$

Fazendo a relação das forças obtêm-se:

$$\frac{F}{P} = \frac{L}{gt^2} \quad (3.15)$$

com base nesta equação define-se o número de Froude por:

$$Fr^2 = \frac{U^2}{gL} \quad (3.16)$$

ou:

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{gL}} \quad (3.17)$$

onde U é a velocidade e L é o comprimento característico (a altura da maior elevação).

3.1.6.5. Numero de Richardson

A estabilidade térmica no escoamento também pode ser medida pelo número de Richardson, que também pode ser usado como parâmetro de referência para a turbulência. Do ponto de vista térmico, a estabilidade do escoamento indica o nível de transferência de calor dentro do mesmo. O número de Richardson é efetivamente uma variação do número de Froude, porém relaciona a estabilidade do escoamento com a temperatura em lugar da massa específica, pelo fato de ser mais simples medir as mudanças de temperatura dentro de um escoamento. O número de Richardson definido por Stangroom (2004), é representado por:

$$Ri = \frac{\frac{g}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)}{\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2} = \frac{1}{Fr^2} \quad (3.18)$$

onde T é a temperatura, g a aceleração da gravidade e Fr representa o numero de Froude.

Segundo Stangroom (2004) em condições neutras, $Ri = 0$, os efeitos térmicos são desprezados e os efeitos de empuxo podem ser ignorados. Em condições estáveis, o empuxo age contra a energia cinética turbulenta (Ri é positivo), enquanto que em condições instáveis, cisalhantes o empuxo age para produzir energia cinética turbulenta. Um valor crítico (Ri_c) igual a 0,25 é obtido quando o escoamento muda de turbulento para laminar (Derbyshire e Wood, 1994). Entre 0,25 e zero, a turbulência é gerada através do cisalhamento do vento por efeitos mecânicos. Abaixo de zero, a turbulência é uma mistura de ambos os efeitos, mecânico e convectivo, investigados por Gallego et al. (2001).

O número de Richardson nem sempre é um parâmetro útil para caracterizar a estabilidade da camada superficial, pelo fato da altura ser desconhecida (Stangroom, 2004). Funções equivalentes relativas à grandeza do escoamento são estimadas por Kaimal e Finnigan (1994), sendo o parâmetro mais reconhecido para a camada superficial do escoamento a relação entre a altura, z , e um comprimento de escala, L , chamado de comprimento de Obukhov. Esta relação é dada por:

$$\frac{z}{L} = - \frac{\frac{g}{T} (\overline{w'T'})_0}{\left(\frac{u_*^3}{kz} \right)} \quad (3.19)$$

onde $(\overline{w'T'})_0$ representa o fluxo de calor na superfície, u_* a velocidade de atrito e k a energia cinética turbulenta. O sinal negativo da relação o mesmo sinal de Ri , e esta relação é mais usada, à medida que o parâmetro L pode ser admitido como constante.

3.1.7. Escoamento sobre Colinas e a Interferência na CLA

Os fenômenos de escoamento atmosféricos relacionados com turbinas eólicas, linhas de transmissão aéreas e dispersão de poluentes são mais eficientes em regiões de terreno plano, onde o perfil de vento é completamente desenvolvido e bem compreendido. Como essas regiões são menos encontradas na prática, os projetistas têm que considerar regiões mais complexas onde colinas estão presentes. A influência de colinas pode ser benéfica ou maléfica na disponibilidade da energia, com o aumento de velocidade do escoamento no topo da colina.

A Figura 3.7 mostra um diagrama esquemático do desenvolvimento do perfil de velocidade sobre uma colina. Se a colina é grande o bastante, $h=500\text{m}$, para perturbar toda a CLA, então as forças de empuxo afetam a qualquer hora do dia. Para colinas muito menores que a CLA, $h=100\text{m}$, as forças de empuxo somente são importantes quando a CLA possui estratificação estável. Colinas com uma escala de comprimento da ordem de quilômetros estão livres de efeitos de empuxo durante a maior parte dos dias, quando os ventos são fortes (Stangroom, 2004). Como os comprimentos de escalas de colinas estão abaixo de 10km , a força de Coriolis também pode ser ignorada (Kaimal e Finnigan, 1994).

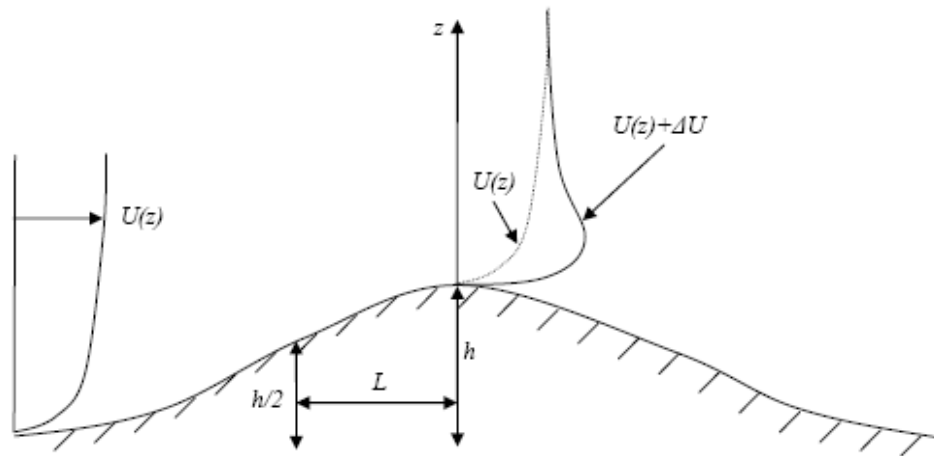


Figura 3.7 - Desenvolvimento do Perfil de Velocidade Sobre Colinas

Fonte: - Stangroom (2004).

A Figura 3.7 mostra as mudanças no perfil de velocidade espacial em uma colina, onde o vento sofre acréscimo de velocidade ΔU . Outro detalhe mostrado nesta figura é o comprimento característico, L , proposto por Jensen et al. (1984). Segundo Stangroom 2004, diversos autores estudaram zonas de recirculação na região a montante e a jusante da colina, mostrando que ocorre uma desaceleração leve no início da colina, causando uma pequena zona de separação se a colina for bastante íngreme. O escoamento acelera até o topo da colina onde são encontradas velocidades máximas. O escoamento logo desacelera no declive a jusante do topo da colina. Se a colina for bastante íngreme, uma grande zona de separação é formada na região de sotavento da colina, podendo gerar um escoamento oposto ao preferencial, causando assim uma desaceleração ainda maior no escoamento. A altura e comprimento desta zona de recirculação dependem da forma da colina.

3.1.7.1. Influência da Topografia e da Rugosidade do Terreno

A área rugosa é determinada pelo tamanho e pela distribuição de seus elementos rugosos. A variação na altura do terreno, devido à presença de colinas, vales ou edifícios proporcionam efeitos adversos ao escoamento, criando características tais como separação, recirculação e gradientes de pressão variáveis, entre outros [Piquet (1999), Antonia e Krogstad (2001) e Rodrigues et al. (2006)].

A rugosidade de um terreno é um efeito coletivo da superfície de terreno e seus elementos rugosos, conduzindo a um retardamento global da velocidade do vento próximo ao solo (Petersen et al., 1998). Modelar a rugosidade como uma única camada é um ponto interessante, mas nunca deve ser aplicado para análise de elementos rugosos individuais.

O comprimento da rugosidade z_0 caracteriza a rugosidade de um terreno e é definido como sendo a altura acima do solo onde a velocidade é teoricamente zero. A existência de elementos rugosos inibe o escoamento sobre a superfície, surgindo movimentos turbulentos. A velocidade do escoamento é diferente de zero a partir da altura z_0 sobre o solo (Monin e Yaglom, 1975).

Uma simplificação encontrada para a maioria dos escoamentos é considerar a rugosidade, z_0 , como sendo constante, a menos que variações significativas da rugosidade estejam presentes. A medida de z_0 foi por muitos anos um assunto de pesquisa e vários métodos para encontrar valores precisos foram propostos por Barthelmie et al. (1993) e Wieringa (1993), que fizeram uma revisão bibliográfica bastante interessante sobre este assunto, sendo encontrados valores satisfatórios para diversas rugosidades. Chamberlain (1965) realizou uma avaliação muito mais específica de z_0 para uma estrutura de grama, apresentando valores de z_0 e de velocidade de fricção do solo, u_* , para diversas configurações de grama, obtendo valores menores que os reportados por Wieringa (1993), entretanto um valor verdadeiro de z_0 é bastante subjetivo. Kustas e Brutsaert (1986) mostraram valores superiores a 5m de z_0 , para terrenos muito complexos, representando distribuições irregulares onde se encontram elementos muito grandes como em um centro de cidade ou uma floresta muito alta e alternadas com clareiras.

As mudanças na rugosidade superficial espacial têm um efeito significativo no escoamento. Há vários modelos que introduzem mudança de rugosidade espacial e foram desenvolvidos para tentar prever o comprimento do período de adaptação onde o escoamento se reajusta a nova situação de rugosidade. Deaves (1980) desenvolveu um modelo numérico onde considera as variações da CLA devido a mudanças da rugosidade e desenvolveu formulações empíricas para interpolar as velocidades e tensões dentro do escoamento. Mais tarde, Cheng e Castro (2002) introduziram algumas aproximações interessantes dos efeitos da rugosidade nos escoamentos próximos ao solo.

Segundo Stangroom (2004) existem três métodos principais para determinar efeitos de mudança de rugosidade. O de Karman-Pohlhausen que considera o escoamento bidimensional e sem nenhuma região de transição. O segundo método, baseado na teoria de semelhança, requer o uso de um modelo de comprimento de mistura e é amplamente utilizado. E Finalmente, os métodos de perturbação lineares, que assumem o escoamento como sendo dividido em duas regiões distintas: a camada interna, onde todos os efeitos de perturbação acontecem e a camada externa, que é independente da rugosidade.

Assim, modelos que adotam rugosidades variadas para predizer as suas variáveis fazem parte de uma área de pesquisa importante e obscura, que necessita ser mais trabalhada. Desta forma, as condições de superfície tais como a rugosidade e forma do terreno influenciam os escoamentos atmosféricos. Quando o terreno é íngreme origina-se uma aceleração na velocidade do escoamento, devido à compressão das camadas de estratificação, levando a velocidades mais elevadas. Em casos mais extremos, quando as camadas de estratificação são muito comprimidas, o fluido se desloca para o lado dos obstáculos, ao invés de ir para cima do topo. No lado a jusante dos obstáculos, o escoamento se expande em camadas de estratificação, causando uma desaceleração do escoamento, que reduz a sua velocidade. Em terrenos montanhosos suaves é suficientemente seguro afirmar que o escoamento, como um todo, é desacelerado. Dimensões horizontais típicas de colinas nestes terrenos são de alguns quilômetros ou menos.

3.1.7.2. Sensoriamento Remoto na Captação dos Efeitos Rugosos do Terreno

Segundo o INPE (Instituto Nacional de Pesquisa Espacial) sensoriamento remoto é a utilização de sensores para a aquisição de informações sobre a superfície da Terra, através da coleta da energia radiante proveniente desse objeto, a conversão desta energia em sinal elétrico (digital) e a correspondente apresentação desta informação.

O uso de imagens multiespectrais registradas pôr satélites tais como, Landsat, SPOT, CBERS ou similares é uma valiosa técnica para a extração dos dados destinados às várias aplicações de pesquisa de recursos naturais.

Na análise ambiental, o geoprocessamento é uma das ferramentas mais utilizadas para monitoramento, por exemplo, da cobertura vegetal e uso das terras, níveis de erosão do solo,

poluição da água e do ar, disposição irregular de resíduos, etc. Da mesma maneira, ele pode ser usado em análises de qualidade de habitat e fragmentação.

O processamento de imagens pode se dividir em: pré-processamento, realce e classificação. No processamento das imagens, as mesmas podem ser manipuladas por um classificador digital, e a partir de um processo de extração de informações serão reconhecidos padrões e objetos homogêneos para mapear áreas da superfície terrestre que correspondem aos temas de interesse. O resultado final de um processo de classificação é uma imagem digital que constitui um mapa de pixels classificados.

Um dos principais classificadores de imagem é o classificador Maxver, um classificador paramétrico, que assume distribuição normal para cada uma das classes em cada uma das bandas, através da qual calcula as probabilidades de um determinado pixel pertencer a cada uma das classes determinadas na fase de treinamento, associando-o em seguida à classe a qual ele apresenta a maior probabilidade. Outro classificador existente é o Maxver ICM, que possui características semelhantes a do classificador Maxver e associa a dependência espacial na classificação da informação contextual da imagem.

Há também o classificador distância Euclidiana, que possui como método de classificação um procedimento de supervisionado que utiliza esta distância para associar um pixel a uma determinada classe. Vários satélites existentes produzem imagens para classificação digital. Dentre eles, o CBERS 2, o segundo satélite desenvolvido em conjunto com a China que possui órbita hélio- síncrona a uma altitude de 778 km, e consegue obter a cobertura completa da Terra em 26 dias, sua melhor resolução espacial é de 20 metros.

Em suma, a cartografia temática de ocupação de solo é uma ferramenta indispensável em estudos ambientais, na tomada de decisão em ordenamento e planejamento do território, e na definição de políticas de gestão de recursos naturais. Com esta cartografia, pode-se medir a extensão e distribuição de classes de ocupação do solo, analisar a interação com outras classes, identificar locais próprios para certas atividades e planejar para o futuro. Simultaneamente, estes dados servem de informação de base para a produção de informação mais complexa sobre outros temas (e.g., erosão do solo, impermeabilização, rugosidade do solo), auxiliando assim na determinação da cobertura do solo e posteriormente no fluxo de calor emitido por estas regiões. Desta forma sua aplicação para determinação da rugosidade

do solo e condições de contorno em simulações numéricas é imprescindível.

3.1.7.2.1 Metodologias para Produção de Cartografia Temática (rugosidade do terreno) com Imagens de Satélite

Passados 30 anos desde o lançamento do primeiro satélite de Observação da Terra, não se pode dizer que exista uma metodologia padrão para produção automática, ou pelo menos semi-automática, de cartografia a partir de imagens de satélite. No entanto, a maior parte dos projetos de produção de cartografia de ocupação de solo com base em imagens de satélite inclui os seguintes passos: pré-processamento, transformação de bandas, extração de informação temática, integração de informação auxiliar e avaliação da qualidade dos mapas produzidos (Jensen, 1996).

Segundo Caetano (2002) estes passos são os mesmos quer para cartografia temática (i.e., discriminação de classes de ocupação do solo), quer para detecção remota quantitativa (i.e., inferência de propriedades físicas, químicas ou biológicas dos componentes de superfície). A diferença das duas aplicações está nas metodologias utilizadas para extração de informação das imagens. Na cartografia temática, a maior parte das metodologias baseia-se em análise visual ou classificação espectral. Na detecção remota quantitativa, podem-se utilizar métodos empíricos ou teóricos.

O pré-processamento tem como objetivo a geo-referenciação das imagens e a redução das distorções radiométricas e geométricas. Os erros geométricos podem ocorrer tanto nas variações de altitude e velocidade do satélite como nos efeitos introduzidos pela distorção panorâmica, curvatura da Terra ou refração atmosférica. Os erros radiométricos, por sua vez, podem ser introduzidos por defeitos nos instrumentos do sensor ou pelas condições atmosféricas, variações na iluminação da zona ou geometria da visão (Lillesand e Kiefer, 2000).

A correção geométrica é normalmente realizada pelo ajustamento de um polinômio que converte as coordenadas da imagem (i.e., linha e coluna) nas coordenadas de um sistema de projeção. O polinômio é estimado com base nas coordenadas de um conjunto de pontos de controle identificados na imagem e num mapa topográfico ou num levantamento de campo com GPS. A correção radiométrica tem como objetivo a eliminação dos fatores perturbantes

que influenciam o valor de refletância dos objetos: atmosfera, topografia, geometria de iluminação e de observação. A correção radiométrica tem como objetivo último, a conversão dos números digitais (ND) de cada pixel em unidades de refletância, uma vez que estas são unicamente função da superfície observada. A correção radiométrica em cartografia temática é, na prática, apenas aconselhável em zonas com relevo, e em estudos multi-temporais que envolvam a comparação direta de imagens adquiridas em momentos diferentes (Caetano, 1995). A redução do efeito da topografia, pode ser conseguida através de modelos de normalização topográfica, como por exemplo o modelo de Lambert (Smith et al., 1980) e o modelo de Minnaert (Minnaert, 1941; Smith et al., 1980). Em imagens com efeito topográfico não muito acentuado, os quocientes de bandas têm provado ser eficientes na sua redução (e.g., Holben e Justice, 1981). Em estudos multi-temporais, o efeito perturbador da atmosfera pode ser reduzido, ou mesmo eliminado, com métodos como o da normalização temporal (Schott et al., 1988; Hall et al., 1991). Este método requer apenas dados extraídos das próprias imagens de satélite, evitando-se assim o recurso a modelos complexos de correção atmosférica.

O método da normalização temporal baseia-se, não na redução dos efeitos da atmosfera e dos fatores geo-radiométricos, mas antes em tornar semelhantes os efeitos da atmosfera em imagens adquiridas em momentos diferentes. Este método consiste na aplicação de um modelo linear que transforma os NDs de uma data, nos NDs que se obteriam se a imagem tivesse sido adquirida na outra data. Este modelo é construído por ajustamento, banda a banda, dos NDs de pixels de superfícies de refletância invariante, e.g., água, zonas artificiais, nas duas imagens de datas diferentes.

Em muitos estudos, para melhorar a extração de informação o analista faz uma transformação de bandas, como por exemplo, a análise de componentes principais e os índices de vegetação. Estas transformações podem ser tratadas da mesma forma que as bandas originais no processo de extração de informação.

Os índices de vegetação (IVs) são combinações matemáticas de duas ou mais bandas e, de uma forma geral, são concebidos com o objetivo de estimar a abundância de vegetação em cada *pixel* (Huete, 1989). Normalmente, os IVs utilizam o vermelho e infravermelho, pois a relação entre as refletâncias nestas duas bandas é proporcional à abundância de vegetação. Apesar de existir uma grande variedade de índices, o mais utilizado é o Normalized Difference Vegetation Index (Rouse et al., 1973). Os índices de vegetação baseados em

quocientes de bandas têm ainda a grande vantagem de reduzir o efeito topográfico (Holben e Justice, 1981).

Outros exemplos de transformação de bandas incluem: (1) filtros espaciais que têm como objetivo realçar elementos de superfície com determinadas características (e.g., estradas) (e.g., Jensen, 1996), e (2) imagens de textura, que têm como objetivo quantificar a variabilidade espacial da refletância (e.g., Gong et al., 1992; Woodcock et al., 1994).

A extração de informação temática é a fase principal do processamento. Os principais métodos para extração de informação temática, i.e., cartografia da ocupação do solo, são: análise visual das imagens, classificação automática de imagens e processo semi-automático.

A análise visual de imagens consiste na identificação visual de áreas com a mesma classe de ocupação do solo e na sua delimitação. Atualmente, a análise visual de imagens é feita no monitor do computador, o que permite de imediato a obtenção de produtos digitais. A análise visual de imagens para cartografia temática exige a definição precisa de normas de interpretação visual e a seleção da composição colorida que melhor permita a identificação das classes de interesse (Perdigão e Annoni, 1997).

A classificação de imagens consiste na utilização de algoritmos de classificação de padrões espectrais da imagem, que convertem os dados captados pelos sensores em classes de ocupação de solo. Os classificadores podem ser agrupados em dois grandes grupos: (1) classificadores assistidos e (2) classificadores não assistidos. Em muitos estudos, os analistas optam por métodos que incluem simultaneamente algoritmos de classificação assistida e não assistida, i.e., métodos híbridos.

Diversos pesquisadores vêm tentando melhorar a discriminação de classes de ocupação do solo (Strahler et al., 1978; White et al., 1995; Franklin et al., 2000). O melhoramento introduzido pela integração de informação auxiliar é tanto maior, quanto mais difícil for a discriminação espectral das classes de ocupação do solo. A integração de informação auxiliar com dados espectrais têm sido feita, sobretudo em zonas montanhosas, onde a distribuição da ocupação do solo pode ser regida pela topografia e por fatores edafoclimáticos a ela associados. Os dados auxiliares mais utilizados são derivados de modelos digitais de terreno (MDT): altitude, declive e exposição (e.g., Strahler et al., 1978; Woodcock et al., 1994;

Campagnolo e Caetano, 1997). Contudo, também se tem utilizado outro tipo de dados, como fatores ambientais que afetam a distribuição de vegetação, e.g. vento e insolação (e.g., Frank, 1988).

Os dados auxiliares têm sido utilizados para ajudar a determinar a distribuição de classes de ocupação, incluindo classes gerais, como agricultura e zonas artificializadas (e.g., Lees e Ritman, 1991) e classes mais detalhadas, como espécies florestais (e.g., Skidmore, 1989, Woodcock et al., 1994 e 1997). Lees e Ritman (1991) integraram dados Landsat TM com dados ambientais para produzir um mapa de ocupação do solo para uma área de estudo no sudoeste australiano. Bolstad e Lillesand (1992) utilizaram uma combinação de dados de solos, características do terreno (e.g., altitude, declive, exposição) e imagens Landsat, baseada em regras de decisão, para derivar um mapa de 13 classes para o norte de Wisconsin. Skidmore (1989) utilizou Landsat TM e características do terreno para classificar diferentes tipos de eucalipto no sudoeste da Austrália. Woodcock et al. (1994 e 1997) utilizaram dados derivados de modelos digitais de terreno para identificar diferentes associações de espécies florestais.

Existem três formas principais para combinar dados auxiliares com imagens de satélite:

1. Estratificação pré-classificação – a área de estudo é estratificada com base em informação auxiliar, e a classificação da imagem é feita separadamente para cada estrato (e.g., Caetano et al., 1997);
2. Melhoramento pós-classificação – a informação auxiliar é utilizada para resolução de dúvidas a seguir à classificação (e.g., Hutchison, 1982);
3. Integração da informação auxiliar no algoritmo de classificação – a informação auxiliar é utilizada como um canal (banda) adicional no processo de classificação (e.g., Strahler et al., 1978).

A fase final do processo de produção de cartografia de ocupação do solo deve ser a avaliação da qualidade dos mapas finais, como forma de atribuir-lhes um índice de confiabilidade. Vários métodos têm sido propostos, mas o método mais comum é a comparação dos dados classificados com dados de referência que traduzem a “verdade do terreno”, obtidos ou no terreno ou na interpretação de fotografias aéreas de resolução superior (Lillesand e Kiefer, 2000). Este processo de validação dos mapas classificados inclui as fases de (1) amostragem

da população, (2) identificação das áreas amostradas nos dados de referência e (3) cálculo da matriz de erro e respectivos índices de precisão (Congalton e Green, 1999).

A seleção de um processo de amostragem adequado e eficiente, para a coleta de dados de referência válidos, é uma fase importante da avaliação de qualidade, pois dela estão dependentes o custo e o rigor estatístico de toda a avaliação. Assim, a definição do processo de amostragem deve incluir: a unidade de amostra, o tamanho da amostra e o esquema de amostragem. Após a identificação das áreas amostradas no mapa classificado e nos dados de referência, preenche-se uma matriz de erro ou tabela de contingência. Uma matriz de erro é uma matriz quadrada de x linhas por x colunas, sendo x o número de classes presentes no mapa. As suas células são preenchidas com os valores das unidades amostradas. A avaliação da qualidade de cada classe individual do mapa recorre ao cálculo de medidas como a precisão global, o Kappa, precisão do utilizador e a precisão do produtor (Jensen, 1996).

Desta forma, a determinação da rugosidade real do terreno segue os mesmo passos da produção de cartografia de ocupação do solo com base em imagens de satélite, desde o pré-processamento até a avaliação da qualidade dos mapas produzidos. E a partir daí, com base na cartografia temática do terreno (localização de áreas de floresta, cidade, grama, água, etc) é possível inferir as propriedades térmicas e dinâmicas de cada tipo de terreno e atribuir a detecção remota quantitativa da influencia do tipo de ocupação do solo no escoamento atmosférico no modelo de CLA.

3.1.7.3. Interação dos Efeitos Térmicos com o solo

A superfície terrestre é o principal promotor da CLA. O balanço térmico da superfície é garantido pelo equilíbrio entre fluxos radiativos, de grande e pequeno comprimento de onda, fluxos de calor sensível e de calor latente. Estes fluxos estão associados a transporte de energia e de vapor de água entre a superfície e a CLA. O fluxo de calor sensível contribui diretamente para o aquecimento da camada limite de superfície (CLS). Já o fluxo de calor latente contribui, no caso de existir condensação, para o aquecimento da CLA.

O trabalho de Dalin Zhang e Richard A. Anthes (1982) propõem um modelo unidimensional que realiza um balanço de energia entre o solo, o substrato e a atmosfera. O balanço de energia no solo para regime transiente é definido pela equação:

$$C_g \frac{\partial \theta_g}{\partial t} = R_n - H_m - H_g - E \quad (3.20)$$

onde C_g é a capacidade térmica por unidade de área, θ_g a temperatura potencial, R_n o fluxo de calor radiativo, H_m o fluxo de calor para o substrato terrestre, H_g o fluxo de calor sensível convectivo e E o fluxo de calor latente.

Contudo, considerando um regime permanente, a derivada temporal é igual à zero. Assim, tem-se uma nova fórmula:

$$R_n - H_m - H_g - E = 0 \quad (3.21)$$

O Fluxo Radioativo (R_n) é definido como a quantidade de energia radioativa proveniente do sol e absorvida pela superfície do solo e é aproximada por:

$$R_n = Q_s + I_e - I_s \quad (3.22)$$

onde Q_s representa a irradiação incidente de ondas curtas, I_e a radiação de ondas longa incidente e I_s a radiação de ondas longa emitida. A irradiação incidente de ondas curtas é definida por:

$$Q_s = S(1 - A)(\cos \zeta) \tau_s^{\sec \zeta} \quad (3.23)$$

Na qual S denota a intensidade de radiação no topo da atmosfera, A o albedo, que é a razão entre a radiação refletida pela incidente de uma superfície, ζ o ângulo zênite solar que define o ângulo do sol em relação à superfície e τ_s a transmissividade da atmosfera. Os valores do albedo são tabelados e específicos de cada superfície, como mostrado na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 – Exemplos de albedo da superfície do solo (Oke, 1992, e Ahrens, 2006).

Gramma baixa	0,26	Floresta conífera	0,05 – 0,15
Gramma alta	0,16	Floresta decídua	0,15 – 0,20
Plantações agrícolas	0,18 – 0,25	Asfalto	0,04 – 0,12
Areia	0,15 – 0,45	Água para baixos zênites	0,03 – 0,10
Concreto	0,55	Água para altos zênites	0,10 – 1,00

O cálculo do ângulo zênite é obtido pela equação:

$$\zeta = \cos^{-1}(\sin \psi \sin \delta + \cos \psi \cos \delta \cos h) \quad (3.24)$$

e ψ representa a latitude local, δ a declinação solar e h a hora angular local do sol.

O sistema de radiação de ondas longas é dividido em duas partes: uma referente à incidente (I_e) e outra referente à emitida (I_s).

$$I_e = \varepsilon_a \sigma T_a^4 \quad (3.25)$$

$$I_s = \varepsilon_s \sigma T_s^4 \quad (3.26)$$

Na qual ε_a é a emissividade do ar, ε_s é a emissividade da superfície do solo, T_a a temperatura do ar, T_s a temperatura do solo e σ corresponde à constante de Stefan-Boltzman. A emissividade do ar pode ser considerada constante enquanto a do solo é específica de cada superfície, como mostrado na Tabela 3.2.

Tabela 3.2 – Exemplos de emissividade da superfície do solo (Incropera e DeWitt, 1998).

Água	0,96	Neve	0,82 – 0,90
Areia	0,90	Rocha	0,88 – 0,95
Asfalto	0,85 – 0,93	Solo	0,93 – 0,96
Concreto	0,88 – 0,93	Vegetação	0,92 – 0,96

Fluxo de calor para o substrato do solo (H_m) pode ser calculada como função da transferência de calor pela condução molecular, calculada pela equação:

$$H_m = K_m C_g (T_s - T_m) \quad (3.27)$$

Na qual T_m é a temperatura do substrato e K_m é definido como:

$$K_m = 1,18\omega \quad (3.28)$$

sendo ω a velocidade angular da terra.

O Fluxo de calor sensível convectivo (H_g) é devido à combinação de condução molecular e transferência turbulenta e é dado por:

$$H_g = K_s C_g (T_s - T_a) \quad (3.29)$$

onde K_s é definido como:

$$K_s = \omega + K_s' u^* \quad (3.30)$$

Na qual K_s' é uma constante e u_* é a velocidade de fricção que pode ser definida como:

$$u_* = \frac{\kappa V_a}{\ln(z_a/z_0) - \psi_m} \quad (3.31)$$

onde V_a representa a velocidade escalar do vento próximo a superfície, κ a constante de Von Kármán, z_0 a rugosidade superficial e z_a uma posição logo a cima do solo onde a velocidade é registrada. A relação de Paulson (1970), ψ_m , é aproximada por um polinômio dado por:

$$\psi_m = 0,0954 - 1,86 \left(\frac{z_a}{L} \right)^2 - 0,249 \left(\frac{z_a}{L} \right)^3 \quad (3.32)$$

onde L é o comprimento de Monin- Obukhov, dado pela Equação 3.12.

A expressão aproximada para o fluxo de calor latente (E) é dada por:

$$E = A_m \rho L_v \left(W_e^{-1} + \frac{K_{qm}}{z_a - z_0} \right) (q_s - q_a) \quad (3.33)$$

Na qual A_m refere-se à umidade disponível, q_s à umidade específica de saturação, q_a à umidade específica na posição a e K_{qm} é uma constante. Já a variável W_e é calculada pela fórmula:

$$W_e = \frac{1}{\kappa u_*} \left[\ln \left(\frac{z_a}{z_0} \right) - \psi_h \right] \quad (3.34)$$

A relação de Paulson (1970), ψ_h , é aproximada por um polinômio da forma:

$$\psi_h = 0,201 - 3,23 \frac{z_a}{L} - 1,99 \left(\frac{z_a}{L} \right)^2 - 0,474 \left(\frac{z_a}{L} \right)^3 \quad (3.35)$$

Um resumo das constantes usadas no modelo de balanço térmico no solo é apresentado na Tabela 3.3.

Tabela 3.3 – Valores das constantes no modelo do balanço térmico no solo.

τ_s	0,7	Am	0,1
σ	$5,6703 \times 10^{-8} \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1}$	K_s'	$3 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$
ω	$7,27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$	K_{qm}	$2,4 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
ε_a	0,725	S	$1370 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1}$
κ	0,41		

A estrutura vertical da CLA revela a existência de três camadas com propriedades distintas: a subcamada viscosa, com uma altura equivalente ao comprimento da rugosidade do solo nu , z_0 (alguns milímetros), a CLS, com uma altura entre 10 a 100m, e a camada de transição ou mistura, até ao topo da CL.

A subcamada viscosa é definida como a camada imediatamente contígua ao solo ($z < z_0$), em que o transporte molecular de variáveis é importante. Zilitinkevitch (1970) e Deardorff (1974) relacionaram a temperatura potencial, θ_s , e a umidade, q_{sup} , à superfície em z_0 , através das expressões:

$$\bar{\theta}_{z_0} = \theta_s + 0.0962(\theta_s/k)(u_* z_0/\nu)^{0.45} \quad (3.36)$$

$$\bar{q}_{z_0} = q_{sup} + 0.0962(q_*/k)(u_* z_0/\nu)^{0.45} \quad (3.37)$$

em que k é a constante de von Karman, $q_* = -(\overline{w'q'})_s / u_*$ é a umidade específica de atrito, $\theta_* = -(\overline{w'\theta'})_s / u_*$ é a temperatura potencial de atrito e $u_* = \left[(\overline{w'u'})_s^2 + (\overline{w'v'})_s^2 \right]^{1/4}$ é a velocidade de atrito.

Uma boa aproximação é considerar que o escoamento atmosférico na CLS é *quasi-estacionário* e as forças do gradiente horizontal de pressão e de Coriolis podem ser desprezadas. O domínio em que estas três condições se verificam determina a extensão da CLS. A CLS estende-se de z_0 a h_s ($h_s \approx 10 - 100\text{m}$). Esta região da CLA é a melhor conhecida, uma vez que é a mais acessível para medidas.

3.1.8. As Equações Representativas do Escoamento

A análise dos escoamentos atmosféricos precisa satisfazer as equações gerais governantes da mecânica dos fluidos em sua forma conservativa. Considerando-se a hipótese do contínuo e que os fluidos sejam newtonianos, têm-se as equações associadas aos princípios de conservação para uma pequena parcela de fluido. Definindo um volume de controle, as equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia, podem ser obtidas para um sistema cartesiano White (1991).

a) Conservação da massa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j)}_{II} = 0 \quad (3.38)$$

onde o termo I é a taxa de variação da massa no volume considerado e o termo II é a taxa líquida do escoamento de massa sobre o volume considerado.

No entanto, para escoamentos incompressíveis a parcela de variação de massa específica é desconsiderada, obtendo-se:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.39)$$

b) Conservação da quantidade de movimento linear:

$$\begin{aligned}
 \underbrace{\frac{\partial \rho u_i}{\partial t}}_I + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j)}_{II} &= \underbrace{-\frac{\partial p}{\partial x_i}}_{III} \\
 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]}_{IV} + \underbrace{S_i}_V &
 \end{aligned} \tag{3.40}$$

onde o termo I é a taxa de variação de quantidade de movimento, o termo II é fluxo convectivo da quantidade de movimento, o termo III é a força resultante devida ao gradiente de pressão e o termo IV é o fluxo líquido difusivo da quantidade de movimento ou dissipação de energia cinética, dependendo das escalas em questão e por fim, o termo V é o termo fonte.

O termo relativo ao fluxo líquido convectivo de quantidade de movimento também expressa as interações não lineares entre as diversas escalas que compõem o espectro de energia típico do escoamento.

c) Conservação da energia:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho T)}_I + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j T)}_{II} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{k}{\rho c_p} \left(\frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \right)}_{III} + \underbrace{\phi}_{IV} \tag{3.41}$$

onde o termo I é a taxa de acúmulo de energia interna no volume considerado, o termo II fluxo líquido convectivo de energia interna, o termo III fluxo líquido difusivo de energia interna e o termo IV é o termo fonte de energia interna devido à dissipação de energia interna.

3.1.9. Força de Coriolis

A rotação da Terra exerce influência nos escoamentos atmosféricos. A resultante destas forças é conhecida como força de Coriolis, f , que adiciona um termo extra na equação da conservação de quantidade de movimento. Os parâmetros de Coriolis relacionam a velocidade angular (Ω) com a latitude (ϕ), sendo positiva para o hemisfério norte e negativa para o sul

definido por Lesieur (1997). Esta força é dada por:

$$f = 2\Omega \text{sen}\phi \quad (3.42)$$

A equação da conservação de quantidade de movimento pode ser representada agora com o novo termo, onde u_i é a componente da velocidade. Desta forma, tem-se:

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + f u_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad (3.43)$$

Nos estudos de CLA, a força de Coriolis normalmente não é considerada e seu efeito está restrito às camadas superiores. A força de Coriolis influencia de forma complexa e variada a CLA tornando difícil a predição de seus efeitos sobre as variáveis atmosféricas. No topo da CLA, a força de Coriolis equilibra o gradiente de pressão para inibir o crescimento dela, fenômeno este estudado no trabalho de Stublely e Riopelle (1988). Os modelos numéricos que trabalham com toda a região da CLA, tais como os modelos de predição de climas (MPC) e modelos de circulação global (MCG), devem considerar os efeitos da força de Coriolis no escoamento e correlacionar corretamente às condições de contorno no topo do domínio. Uma vez que este trabalho tem como objetivo estudar a CLA próxima do solo, ele será baseado na metodologia de Mesoescalas, onde a força de Coriolis é desprezada, sendo uma aproximação bastante aceitável e utilizada em diversos trabalhos (Stangroom, 2004).

3.1.10. Equações de Navier-Stokes com Médias de Reynolds e o Problema de Fechamento

Até poucas décadas atrás, a única forma de prever as propriedades dos escoamentos turbulentos era experimental. Deste modo, os engenheiros procuraram correlações ou métodos integrais que lhes permitissem obter informações globais dos escoamentos de interesse. O contínuo progresso da capacidade computacional permitiu melhorar o método de predição dos escoamentos, resolvendo-se as equações de Navier-Stokes com média de Reynolds (RANS - Reynolds Averaged Navier-Stokes) ou, mais recentemente, as equações de Navier-Stokes propriamente ditas. Esta abordagem, conhecida na literatura como simulação numérica direta (DNS - Direct Numerical Simulation), seria então a grande ferramenta para a exploração e

completa elucidação do fenômeno da turbulência, desde que não há solução analítica disponível das equações de Navier-Stokes, mesmo para o escoamento turbulento mais simples. Contudo, a restrição provocada pelas exigências de resolução espacial e temporal, torna a aplicação prática da simulação direta limitada aos escoamentos com número de Reynolds modestos, inferiores a 100 (Abrunhosa, 2003).

Segundo Silveira Neto (2004) estima-se que o número mínimo de pontos de discretização necessários para uma perfeita resolução espacial do escoamento seria proporcional a $Re_L^{9/4}$, onde Re_L é o número de Reynolds laminar. Considerando a evolução da computação e a mais otimista previsão para a sua expansão, aplicações de DNS estarão restritas a escoamentos turbulentos em regime de baixo número de Reynolds e geometria simples, ainda por muitos anos.

Em contraste, a restrição de solução, imposta pela enorme multiplicidade de escalas temporais e espaciais, que caracteriza a turbulência e cresce rapidamente com o número de Reynolds, há um grande interesse prático em prever, ao menos em termos médios, os escoamentos turbulentos de quantidade de movimento e propriedades escalares. Em consequência, quando o intervalo de escalas excederem aquele permitido pela capacidade computacional, algumas escalas devem ser descartadas, a fim de se obter informações referentes ao movimento das grandes estruturas. A maioria das técnicas, que tratam este tipo de problema em escoamentos turbulentos, faz a decomposição das equações governantes em um campo filtrado ou médio e um campo de flutuações. Procura-se a evolução estatística do escoamento, ao invés de resolver o campo de escoamento instantâneo (Silveira Neto, 2004).

Reynolds sugeriu uma aproximação estatística, onde o valor da velocidade, u_j , possa ser dividido em componentes de valores médios e flutuantes, onde \bar{u}_j é a parcela de velocidade média e u'_j é a parcela associada às flutuações no campo das velocidades. Desta forma pode-se escrever para a velocidade u_j :

$$u_j = \bar{u}_j + u'_j \quad (3.44)$$

O campo de velocidade instantâneo de um escoamento turbulento é descrito pelas equações de Navier-Stokes. Aplicando a decomposição de Reynolds às quantidades do escoamento

presentes nas equações de governo e realizando o procedimento de média obtêm-se, para um fluido incompressível, com viscosidade absoluta μ constante, sem forças de campo e de empuxo, as seguintes equações do movimento médio (Abrunhosa, 2003):

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} = 0 \quad (3.45)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho (\overline{u_i u_j}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_i u'_j} \right) + \rho g_i \quad (3.46)$$

Esta equação é conhecida como a equação de Navier-Stokes com médias de Reynolds (RANS). Aqui, um novo termo surge, o tensor de Reynolds ($\overline{\rho u'_i u'_j}$), representando a média do produto das flutuações de velocidade. Este termo representa a transferência de quantidade de movimento adicional, causada pela turbulência. Embora o termo $\overline{\rho u'_i u'_j}$ tenha origem na não linearidade dos termos de inércia da equação de Navier-Stokes, geralmente agrupa-se a este termo à tensão viscosa. Por este motivo, e também pelo seu papel de aumentar a difusividade da quantidade de movimento, os componentes do tensor de Reynolds são algumas vezes chamados de tensões turbulentas e através deles são incorporados todos os fenômenos da turbulência contidos no escoamento.

Em outras palavras, ao se realizar qualquer processo de filtragem ou média sobre as equações de Navier-Stokes, aparecem produtos envolvendo flutuações. Deste modo, surgem mais incógnitas que equações, dificultando a resolução das equações, sendo denominado como o problema de fechamento da turbulência. Há então a necessidade de se fazer hipóteses de fechamento ou de introduzir um modelo de turbulência.

Neste caso, a principal tarefa dos modelos de turbulência é prover expressões ou modelos aproximados que permitam o cálculo das tensões de Reynolds em termos das quantidades médias do escoamento. Assim, se a aproximação da decomposição de Reynolds é utilizada, o problema da modelagem da turbulência é reduzido ao cálculo das tensões de Reynolds em escoamentos turbulentos. A busca por melhores modelos de turbulência e sua parametrização é o que impulsiona a maior parte das pesquisas de turbulência. A simulação direta e a pesquisa experimental são ferramentas utilizadas neste esforço.

As duas abordagens para predição de escoamentos turbulentos que se defrontam com o problema do fechamento da turbulência são a modelagem estatística ou método de média de Reynolds e a simulação de grandes escalas (LES, Large Eddy Simulation). Na modelagem estatística perdem-se todas as informações espectrais. As quantidades estatísticas são médias sobre todas as escalas de turbulência. Já a metodologia da simulação das grandes escalas é intermediária entre a simulação direta e a modelagem com média de Reynolds, resolvendo diretamente as grandes escalas e deixando as pequenas escalas para serem resolvidas por modelos matemáticos, geralmente de primeira ordem. Desta forma, existem duas formas principais de se resolver problemas de modelagem de turbulência baseadas na utilização da média de Reynolds: modelos de difusividade ou de fechamento de primeira ordem e o modelo de tensões de Reynolds ou de fechamento de segunda ordem (Abrunhosa, 2003).

3.1.11. Conceito de Viscosidade Turbulenta

Os modelos de viscosidade turbulenta ou efetiva invocam a idéia de Boussinesq. Esta idéia propõe a proporcionalidade entre as tensões turbulentas e os gradientes de velocidade média, Hinze (1975). Deste modo, para o caso de fluido incompressível, a formulação toma a forma:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.47)$$

onde μ_t representa a viscosidade turbulenta, τ_{ij} tensor de tensão cisalhante, k a energia cinética turbulenta, δ_{ij} tensor identidade e ρ massa específica

O segundo termo da Equação 3.48 é nulo no caso de escoamentos incompressíveis (Abrunhosa, 2003). Esta equação introduz o conceito de energia cinética turbulenta média no tempo, (k) , definida como:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_j} \quad (3.48)$$

Fazendo uso da Equação 3.48 para as tensões de Reynolds, a equação da quantidade de movimento médio é escrita como:

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{p} + \frac{2}{3} (\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) + \frac{2}{3} \rho k \right] + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (3.49)$$

onde μ representa a viscosidade molecular, \bar{p} a pressão média, k a energia cinética turbulenta e g_i a componente i da aceleração da gravidade.

É importante destacar que a Equação 3.48 não constitui, por si só, um modelo de turbulência, mas uma formulação geral que fornece uma base para construção de modelos de turbulência, cujo ponto de partida é a avaliação da viscosidade turbulenta em termos das quantidades do escoamento médio.

A grande virtude do conceito de viscosidade turbulenta é não alterar a estrutura da equação, mantendo-a na forma original das equações da Navier-Stokes. Como a tensão turbulenta é considerada análoga a tensão viscosa, a grande maioria dos modelos de viscosidade turbulenta utiliza a analogia com a viscosidade molecular, para definir a viscosidade turbulenta, μ_t . Diante deste argumento, considera-se a viscosidade turbulenta como sendo proporcional à massa específica, ρ , à flutuação de velocidade, V_L e ao comprimento de escala característico da turbulência, L (Abrunhosa, 2003):

$$\mu_t \sim \rho V_L L \quad (3.50)$$

Diferentes aproximações podem ser usadas para avaliar as grandezas características do escoamento turbulento, dando origem a muitas teorias e formulações, geralmente classificadas com base no número de equações diferenciais de transporte utilizado para descrever estas grandezas. Assim, os modelos frequentemente são classificados como modelos de zero equações ou algébricos, e de uma ou de duas equações (Launder e Spalding, 1972).

3.1.11.1. Modelos de Zero Equações ou Algébrico

São modelos nos quais a viscosidade turbulenta é avaliada por meio de expressões algébricas, não envolvendo equações diferenciais de transporte. O modelo de turbulência mais simples é

aquele que considera a viscosidade turbulenta constante, estimando-a a partir do conhecimento de que a sua ordem de grandeza é superior a da viscosidade molecular. Esta hipótese tem aplicação limitada. Um dos primeiros modelos de turbulência propostos é o modelo de comprimento de mistura de Prandtl (1925). O campo da viscosidade turbulenta é obtido considerando o comprimento de escala característico como sendo o comprimento de mistura, l , e a velocidade característica como sendo proporcional ao gradiente de velocidade média. Deste modo, a viscosidade turbulenta é dada por (Kays e Crawford, 1993):

$$\mu_t = \rho l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (3.51)$$

A distribuição do comprimento de mistura é prescrita a partir de dados experimentais, variando com o tipo de escoamento. A falta de generalidade dos dados levantados é uma das principais limitações do modelo. Há uma significativa base de dados experimentais para escoamentos simples, tais como camada limite e escoamentos cisalhantes. Contudo, especificar o comprimento de mistura em escoamentos complexos é particularmente difícil, pois não há dados experimentais para estimá-lo apropriadamente.

Outra limitação do modelo do comprimento de mistura é a que invoca o princípio do equilíbrio local. Por este princípio, a energia turbulenta é dissipada na mesma proporção em que é produzida. Assim, o modelo prevê que a viscosidade turbulenta será nula, quando o gradiente de velocidade média o for, levando os resultados irreais em muitos casos.

3.1.11.2. Modelos de uma Equação

Nesta classe de modelos de viscosidade turbulenta, uma equação diferencial de transporte é resolvida, para uma quantidade turbulenta. Esta quantidade pode ser usada para determinar o comprimento de escala ou a velocidade de escala, usados na avaliação da viscosidade turbulenta. O modelo de uma equação mais usado no passado considera a velocidade característica proporcional à raiz quadrada da energia cinética turbulenta ($k^{1/2}$), dando origem à fórmula de Kolmogorov-Prandtl (Abrunhosa, 2003):

$$\mu_t = C'_\mu \rho \sqrt{k} L \quad (3.52)$$

sendo, C'_μ é um coeficiente empírico.

O campo de energia cinética turbulenta é determinado ao se resolver a correspondente equação diferencial de transporte. Esta é obtida a partir das equações de Navier-Stokes. Faz-se o produto escalar da equação da quantidade de movimento com o vetor velocidade u_i , tomando-se a média temporal do resultado. Ao se subtrair desta equação a equação da energia mecânica instantânea, obtém-se então a equação desejada da energia cinética turbulenta (k), conforme mostrado por Hinze (1975) é:

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j k) = \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{u'_j \left(\frac{p'}{\rho} + k' \right)} \right] + \\ \left(-\overline{u'_i u'_j} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad (3.53)$$

onde $\nu = \mu/\rho$ é a viscosidade cinemática do fluido e p' a flutuação da pressão. O primeiro e segundo termos do lado direito da equação estão associados com a difusão da energia cinética turbulenta, enquanto o terceiro termo representa a produção da energia cinética turbulenta. Já o último termo é a parte homogênea da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta (Hinze, 1975), a qual é representada por ε .

A Equação 3.54 ainda não pode ser utilizada, pois há termos de natureza complexa (quantidades flutuantes) que necessitam ser determinados em função de quantidades conhecidas ou que possam ser calculadas. Após terem sido introduzidas hipóteses adicionais, a forma da equação da energia cinética turbulenta Equação 3.54 passa a ser (Hinze, 1975):

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon \quad (3.54)$$

Onde P_k representa a produção de energia cinética turbulenta e ε à taxa de dissipação de energia turbulenta definidas por:

$$P_k = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (3.55)$$

e

$$\varepsilon = C_D \frac{k^{3/2}}{L} \quad (3.56)$$

Sendo C_D um coeficiente empírico.

Embora o modelo de uma equação melhore significativamente a qualidade do cálculo das grandezas turbulentas, em relação aos modelos de comprimento de mistura, a exigência de especificar empiricamente o comprimento de escala, para calcular a dissipação e a viscosidade turbulenta, tem dificultado o seu uso. Esta dificuldade levou à tendência geral de levantar o comprimento de escala através da equação de transporte de uma quantidade turbulenta, e a partir do seu valor, determinar a viscosidade turbulenta e a taxa de dissipação (ε). Desta forma tiveram origem os modelos de duas equações (Abrunhosa, 2003).

3.1.11.3. Modelos de duas Equações

Os modelos de duas equações geralmente estão vinculados à determinação da energia cinética de turbulência, k , e de um comprimento de escala, L , através de equações diferenciais de transporte. A energia cinética turbulenta é determinada da equação de transporte. O comprimento de escala L geralmente não é tomado propriamente como uma variável dependente, mas como uma combinação de k e L da forma:

$$Z \propto k^m L^n \quad (3.57)$$

com m e n constantes, como variáveis dependentes (Launder e Spalding, 1972). Para obter a equação de Z , procede-se, em princípio, do mesmo modo da derivação da equação de k , isto é, faz-se a manipulação das equações de Navier-Stokes. Então, as várias correlações das flutuações devem ser representadas em termos das propriedades calculáveis do escoamento, tais como k , Z e gradientes da velocidade média. Eliminando-se então o comprimento de escala na formulação da viscosidade turbulenta e da dissipação, tem-se o modelo dado pelas duas equações de transporte de k e Z .

A primeira tentativa bem sucedida de escrever uma equação de transporte para Z foi realizada em 1942 por Kolmogorov (Launder & Spalding, 1972), que propôs a relação:

$$Z = k^{1/2} L \quad (3.58)$$

Esta relação pode ser interpretada como uma frequência de turbulência. Da formulação para a taxa de dissipação de energia turbulenta (ε), Equação 3.59 pode-se retirar a forma mais utilizada para Z :

$$\varepsilon = C_D k^{3/2} L^{-1} \quad (3.59)$$

logo: $Z = \varepsilon$; $m = 3/2$ e $n = -1$. Esta forma é conhecida como modelo k - ε . Existem outros modelos de duas equações, por exemplo, k - ω e k - kL , onde $Z = \omega = kL^{-2}$ e $Z = kL$ respectivamente. Entretanto o modelo k - ε é correntemente o mais popular dos modelos de duas equações (Abrunhosa, 2003).

3.1.11.4. Modelos k - ε para Altos Números de Reynolds

O modelo de duas equações mais utilizado é o modelo k - ε , energia cinética turbulenta - taxa de dissipação de energia cinética turbulenta. Neste modelo, o comprimento de escala característico L é eliminado, ao se combinar a Equação 3.52, para a viscosidade turbulenta, com a Equação 3.56, para a taxa de dissipação turbulenta, resultando:

$$\mu_t = \frac{\rho C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (3.60)$$

onde C_μ é uma constante empírica. Seguindo a formulação geral para modelos de duas equações, apresentada no item anterior, a taxa de dissipação assumiria a função da variável dependente Z (Launder e Spalding, 1972):

$$Z = \varepsilon = C_D k^{3/2} L^{-1} \quad (3.61)$$

Torna-se então necessário desenvolver, a partir da manipulação das equações de Navier-Stokes, uma equação diferencial de transporte para ε . Esta equação foi deduzida e apresentada por Abrunhosa (2003) na seguinte forma:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{u_\kappa} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_\kappa} = \frac{\partial}{\partial x_\kappa} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_\kappa} \right] + [C_1 + P_\kappa - C_2 \varepsilon] \frac{\varepsilon}{k} \quad (3.62)$$

onde, P_κ representa a parcela de produção de energia cinética turbulenta definida por:

$$P_\kappa = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (3.63)$$

É importante destacar que a equação da taxa de dissipação, assim como a equação da energia cinética turbulenta, representam um balanço entre o transporte convectivo e o difusivo e a produção e transferência de energia, sendo empregadas no seu fechamento hipóteses empíricas. Obtém-se finalmente o fechamento do problema da turbulência, com a formulação do seguinte sistema de equações (Abrunhosa, 2003):

a) Taxa de energia cinética turbulenta dada por:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_j k}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_\kappa - \rho \varepsilon \quad (3.64)$$

b) Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta dada por:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{u_\kappa} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_\kappa} = \frac{\partial}{\partial x_\kappa} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_\kappa} \right] + [C_1 P_\kappa - C_2 \varepsilon] \frac{\varepsilon}{\kappa} \quad (3.65)$$

c) Produção da energia cinética turbulenta dada por:

$$P_\kappa = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (3.66)$$

e) A viscosidade turbulenta dada por:

$$\mu_t = \frac{\rho C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (3.67)$$

O modelo $k-\varepsilon$ é sem dúvida o mais utilizado e um enorme esforço tem sido despendido para melhorar o seu desempenho. Porém, em algumas situações comuns de escoamento, o modelo apresenta significativas deficiências, como nas regiões de recirculação e próximo da superfície.

Algumas propostas de modificações do modelo $k-\varepsilon$ têm sido apresentadas na literatura, visando resolver as deficiências do modelo original. Os modelos $k-\varepsilon$ não lineares, o $k-\varepsilon$ RNG e o $k-\varepsilon$ para baixo número de Reynolds são frutos desse esforço. Martins et al. (2003) em seu trabalho, avaliaram o comportamento e testaram os modelos $k-\varepsilon$ padrão e o $k-\varepsilon$ RNG na capacidade de reproduzir recirculações a jusante de obstáculos em atmosfera neutra. A Tabela 3.4 mostra uma comparação dos resultados obtidos por Martins et. al. (2003) com outros trabalhos, comprovando a capacidade do modelo RNG $k-\varepsilon$ em reproduzir melhores resultados de recirculação a jusante de obstáculos, quando comparados com dados experimentais. Os valores experimentais para o comprimento de recirculações obtidos por Arya e Shipman (1981) são apresentados na primeira linha da tabela. Os demais valores representam os resultados teóricos obtidos dos modelos de Mouzakis e Bergeles, 1991 e Martins et al. (2003), respectivamente.

Tabela 3.4 - Comprimento de Recirculação a Jusante de um Triângulo

Fonte: Martins et al (2003)

Modelo / Medida experimental	Comprimento da Recirculação
Experimento (Arya e Shipman, 1981)	13,0 H
$k-\varepsilon$ modificado (Mouzakis e Bergeles, 1991)	10,0 H
$k-\varepsilon$ Martins et. al., 2003)	9,3 H
RNG $k-\varepsilon$ Martins et. al., 2003)	15,6 H

Além destes resultados de recirculação, Martins et al. (2003) apresentaram perfis verticais de

velocidade e compararam com dados experimentais, reforçando assim a sua conclusão, que para escoamentos em atmosfera neutra o modelo de turbulência RNG $k-\varepsilon$ é o mais apropriado do que o modelo $k-\varepsilon$ padrão.

3.1.11.5. O Modelo SST

O modelo SST envolve uma combinação dos modelos de turbulência $k-\omega$ e $k-\varepsilon$. Proposto por Kolmogorov (1942), vários autores contribuíram para o desenvolvimento do modelo $k-\omega$, sendo que o CFX usa a versão apresentada por Wilcox (1994). A hipótese central do modelo é a necessidade de uma equação de transporte para computar a taxa de dissipação turbulenta específica, ω , assim como uma outra para calcular a energia cinética turbulenta e modelar a viscosidade turbulenta. Baseado nesta hipótese, foi proposto que as escalas características da viscosidade turbulenta podem ser obtidas usando as relações $l = k^{1/2}/\omega$ e $\nu_t = k^{1/2}$ obtendo a seguinte relação:

$$\mu_t = \rho \frac{\bar{k}}{\omega} \quad (3.68)$$

As equações de transporte que caracterizam este modelo são, conforme apresentado por Wilcox (1994), as seguintes:

$$\frac{\partial(\rho\bar{k})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\bar{u}_j\bar{k}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right] + (P_k - \beta' \rho \bar{k} \omega) \quad (3.69)$$

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\bar{u}_j\omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \left(\alpha \frac{\omega}{\bar{k}} P_k - \beta \rho \omega^2 \right) \quad (3.70)$$

P_k é a taxa de produção da turbulência, que é calculada como no modelo do $k-\varepsilon$ pela Equação 3.64. Os valores das constantes são fornecidos na Tabela 3.5.

Tabela 3.5 – Constantes do modelo turbulento $k-\omega$.

α	β'	β	σ_k	σ_ω
0,55556	0,09	0,075	1	2

Uma das vantagens da formulação $k-\omega$ é o tratamento próximo a superfícies usando o método de baixo número de Reynolds. O modelo não envolve as funções complexas não-lineares requeridas para os modelos $k-\varepsilon$ e é conseqüentemente mais exato e mais robusto. Um modelo $k-\varepsilon$ de baixo Reynolds exigiria tipicamente uma malha próxima de parede muito refinada, enquanto que em um modelo de turbulência $k-\omega$ requer um refinamento dez vezes menor (Vieser et al., 2002).

O principal problema do modelo de turbulência $k-\varepsilon$ é uma forte sensibilidade da solução para valores de ω fora da camada limite (Menter, 1992). A fim de resolver este problema, uma combinação do modelo $k-\omega$ próximo à superfície e do modelo $k-\varepsilon$ na região afastada foi proposto, levando ao desenvolvimento por Menter (1992) do modelo SST (Shear-Stress Transport – Transporte de tensão cisalhante). O modelo SST consiste em uma transformação do modelo $k-\varepsilon$ para uma formulação $k-\omega$ e uma subseqüente adição das equações correspondentes. O modelo $k-\omega$ é multiplicado desse modo por uma função acopladora F_1 e o modelo transformado $k-\varepsilon$ por uma função $1-F_1$. F_1 se torna igual à unidade perto da superfície e a zero fora da camada limite. Assim na camada limite o modelo $k-\omega$ é usado e, na borda e fora da camada limite, o modelo $k-\varepsilon$ padrão é usado. Após manipulação matemática, as formulações finais do modelo para \bar{k} e ω são apresentadas pelas Equações 3.71 e 3.72.

$$\frac{\partial(\rho\bar{k})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\bar{u}_j\bar{k}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial\bar{k}}{\partial x_j} \right] + (P_k - \beta'\rho\bar{k}\omega) \quad (3.71)$$

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\bar{u}_j\omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega_3}} \right) \frac{\partial\omega}{\partial x_j} \right] + (1-F_1) \frac{2\rho}{\sigma_{\omega_2}\omega} \frac{\partial\bar{k}}{\partial x_j} \frac{\partial\omega}{\partial x_j} + \alpha_3 \frac{\omega}{\bar{k}} P_k - \beta_3\rho\omega^2 \quad (3.72)$$

As constantes do modelo SST são uma combinação linear das constantes correspondentes aos modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$, obtidas através de:

$$\Phi_3 = F_1\Phi_1 + (1-F_1)\Phi_2 \quad (3.73)$$

Sendo Φ_1 as constantes do modelo $k-\omega$ e Φ_2 as constantes do modelo $k-\varepsilon$.

As funções de acoplamento são críticas para o sucesso do método. Sua formulação é baseada na distância entre o ponto analisado e a superfície mais próxima e nas variáveis do escoamento. A função acopladora F_1 é dada por:

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (3.74)$$

onde,

$$\arg_1 = \text{MINIMO} \left[\text{MÁXIMO} \left(\frac{\sqrt{\bar{k}}}{\beta' \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho\bar{k}}{CD_{k\omega} \sigma_{\omega 2} y^2} \right] \quad (3.75)$$

e,

$$CD_{k\omega} = \text{MÁXIMO} \left(2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right) \quad (3.76)$$

y é a distancia do ponto avaliado para a parede mais próxima e ν é a viscosidade cinemática.

A principal característica do modelo SST é a presença de um limite superior para a tensão cisalhante turbulenta na camada limite. Isto evita níveis excessivos de tensão cisalhante, problema presente em outros modelos baseados na hipótese de viscosidade turbulenta. A viscosidade turbulenta é então definida como:

$$\mu_t = \rho \frac{a_1 \bar{k}}{\text{MÁXIMO}(a_1 \omega, SF_2)} \quad (3.77)$$

Onde a_1 é uma constante com valor típico de 0,31 e S é o tensor de tensões médias absoluto, definido pelas Equações 3.78 e 3.79.

$$S = \sqrt{S_{ij} S_{ij}} \quad (3.78)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.79)$$

F_2 é uma função, que restringe as tensões cisalhantes turbulentas na camada limite definida por:

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (3.80)$$

onde,

$$\arg_2 = \text{MÁXIMO} \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \quad (3.81)$$

Um fenômeno importante é a separação do escoamento da superfície quando sujeito a gradientes de pressão adversos. A separação tem grande efeito na turbulência próxima de parede. O modelo SST leva em consideração o transporte das tensões turbulentas e fornece boas previsões do início e da quantidade de separação do fluxo sob gradientes adversos de pressão, fato demonstrado por Bardina et al. (1997) para vários casos.

3.1.12. Modelos de Transporte de Tensão

Nesta classe de modelos, o conceito de viscosidade turbulenta é abolido. As equações de transporte para as tensões individuais de Reynolds são resolvidas. Estas equações de transporte são obtidas das equações de Navier-Stokes. A forma final das equações de transporte, para as tensões turbulentas segundo Abrunhosa (2003), é:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{u_i u_j}) + \bar{u}_k \frac{\partial}{\partial x_k} = G_{ij} + Q_{ij} + F_{ij} + \varepsilon_{ij} + \nu \frac{\partial^2 (\overline{u_i u_j})}{\partial x_k \partial x_k} \quad (3.82)$$

onde G_{ij} representa o termo de Produção ou geração de tensões de Reynolds, Q_{ij} o termo de redistribuição pressão-tensão, F_{ij} o termo Transporte Difusivo e ε_{ij} o termo de Dissipação, dados, respectivamente, por:

$$G_{ij} = \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right) \quad (3.83)$$

$$Q_{ij} = \overline{p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)} \quad (3.84)$$

$$F_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{u_i' u_j' u_k'} - \frac{P'}{\rho} (\delta_{ik} u_j' + \delta_{jk} u_i') \right] \quad (3.85)$$

$$\varepsilon_{ij} = -2\nu \frac{\partial \overline{u_i' \partial u_j'}}{\partial x_k \partial x_k} \quad (3.86)$$

Há, no lado direito das equações de transporte, termos com tríplice correlação de velocidade, correlações velocidade-pressão e correlações pressão-tensão que não são conhecidas. Naturalmente, equações de transporte adicionais podem ser obtidas para estas quantidades, mas verifica-se que estas novas equações de transporte geram mais incógnitas. Em resumo, não tem sido possível fechar o sistema de equações, usando esta abordagem. Consequentemente, hipóteses de fechamento são feitas, a fim de permitir a modelagem destas correlações adicionais, em termos das quantidades conhecidas (Abrunhosa, 2003).

Duas estratégias distintas têm sido adotadas na modelagem dos termos das equações de transporte das tensões de Reynolds. A primeira consiste em simplificá-las, tornando-as equações algébricas. A segunda é estabelecer modelos para os termos mais complexos e resolver por completo o sistema de equações de transporte diferenciais para os componentes do tensor de Reynolds. Ambas as abordagens são mostrada por Rodi e Mansour (1993). Em suma, o termo de produção exato e a inata capacidade de modelar tensões anisotrópicas fazem estes modelos serem teoricamente mais adequados a escoamentos complexos, como os atmosféricos.

3.1.12.1. Os modelos BSLRS e SSGRS

O modelo BSLRS (Menter, 1994) apresenta uma formulação similar a do modelo de duas equações SST para a equação de dissipação da turbulência. Este modelo usa uma função acopladora para descrever a dissipação em função de ω e ε dependendo da região onde se encontra no escoamento. A equação de dissipação e função acopladora usadas no modelo BSLRS são idênticas as usadas no modelo SST. Já o modelo SSGRS desenvolvido por Speziale, Sarkar e Gatski (1991) usa uma equação de ε similar a do modelo k - ε , para o cálculo da dissipação turbulenta.

As equações modeladas para as tensões de Reynolds podem ser escritas como:

$$\frac{\partial(\rho\tau_{ij})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\bar{u}_j\tau_{ij}) = -\rho P_{ij} + \frac{2}{3}\beta'\rho\omega k\delta_{ij} - \rho\Pi_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma^*}\right)\frac{\partial\tau_{ij}}{\partial x_j}\right] \quad (3.87)$$

onde σ^* é uma constante igual a 2, Π_{ij} é a relação constitutiva entre a pressão e a tensão e P_{ij} é o tensor de produção de tensões definido pela equação. Os demais coeficientes apresentados na equação são uma combinação linear das constantes correspondentes aos modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$.

$$\Pi_{ij} = \beta'C_1\omega\left(\tau_{ij} + \frac{2}{3}k\delta_{ij}\right) - \hat{\alpha}\left(P_{ij} - \frac{2}{3}P\delta_{ij}\right) - \hat{\beta}\left(D_{ij} - \frac{2}{3}P\delta_{ij}\right) - \hat{\gamma}\left(S_{ij} - \frac{1}{3}S_{kk}\delta_{ij}\right) \quad (3.88)$$

$$P_{ij} = \tau_{ik}\frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_k} + \tau_{jk}\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_k} \quad (3.89)$$

onde $P = \frac{1}{2}P_{kk}$, $D_{ij} = \tau_{ik}\frac{\partial\bar{u}_k}{\partial x_k} + \tau_{jk}\frac{\partial\bar{u}_k}{\partial x_k}$, $\hat{\alpha} = (8 + C_2)/11$, $\hat{\beta} = (8C_2 - 2)/11$, $\hat{\gamma} = (60C_2 - 4)/55$ e C_2 é igual a 0,52.

3.1.13. Lei da Parede

As funções de parede baseiam-se na hipótese de que existe um equilíbrio na camada limite turbulenta. Consequentemente todas as propriedades relevantes do escoamento podem ser obtidas da lei trivial que descreve tais camadas. A lei da parede é utilizada por duas grandes razões: primeiro, a função de parede dá uma grande economia computacional; a segunda razão é que tanto os modelos $k-\varepsilon$ padrão como os de transporte de tensão são definidos para altos números de Reynolds, não sendo válidos na região próxima a parede.

Assim, a camada de fluido de um escoamento que entra em contato direto com uma parede (superfície sólida) adquire a velocidade da parede devido à condição de não-deslizamento. Analisando o escoamento na direção normal à superfície, observa-se que a influência da superfície no escoamento diminui com o afastamento dela. A região compreendida entre a

parede e a transição para o núcleo do escoamento, onde o escoamento não é mais influenciado, é chamada de camada limite hidrodinâmica. Para um escoamento turbulento uma solução analítica exata não é possível. Os escoamentos turbulentos estão amplamente presentes na indústria e o entendimento da camada limite nestes escoamentos tem sido objeto de estudo até o presente. A camada limite turbulenta pode ser dividida em três regiões distintas, como mostradas no perfil de velocidade da Figura 3.8.

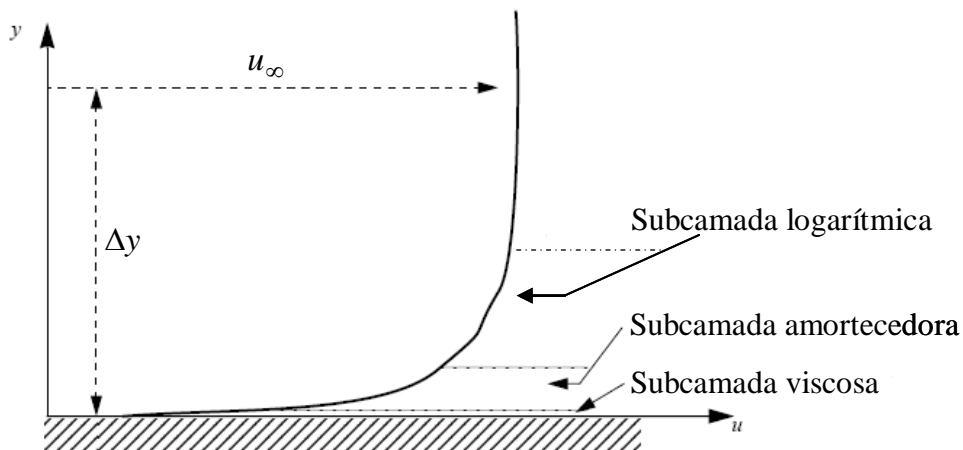


Figura 3.8 – Escoamento próximo a uma superfície sólida. Fonte: ANSYS CFX 12.0 (2009).

Na subcamada viscosa ou linear, os efeitos viscosos, dissipativos, são dominantes e as velocidades são baixas, o que resulta em um perfil de velocidades linear. Na subcamada amortecedora os efeitos inerciais, difusivos, têm papel significativo juntamente com os efeitos viscosos. Na subcamada logarítmica, o escoamento apresenta a ordem de grandeza do escoamento médio, caracterizando uma predominância dos efeitos inerciais sobre os viscosos e apresentando um perfil de velocidade aproximadamente logarítmico.

A forma padrão de duas camadas da lei de parede utiliza, para a região próxima ao contorno sólido, o perfil universal de velocidades da seguinte forma (Kays e Crawford, 1993):

$$u^+ = y^+ \quad \text{se } y^+ < 11,6 \quad (3.90)$$

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + 5 \quad \text{se } y^+ < 11,6 \quad (3.91)$$

Sendo:

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_*} \quad (3.92)$$

$$y^+ = \frac{\rho y u_*}{\mu} \quad (3.93)$$

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (3.94)$$

onde u_* representa a velocidade de atrito, τ a tensão de cisalhamento na parede, y é a distância à parede e κ é a constante de Von Kármán ($\kappa = 0,41$).

Da hipótese de equilíbrio entre a produção de energia cinética turbulenta, P_k , a dissipação de energia cinética turbulenta, ε , com massa específica e tensão cisalhante aproximadamente constantes tem-se (Kays e Crawford, 1993):

$$P_k = \rho \varepsilon \quad (3.95)$$

Mas:

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2 \text{ e } \tau = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \quad (3.96)$$

Logo:

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) = \frac{\tau^2}{\mu_t} \quad (3.97)$$

Então:

$$\frac{\tau^2}{\mu_t} = \rho \varepsilon \quad (3.98)$$

Para o modelo k - ε :

$$\mu_t = \frac{\rho C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (3.99)$$

onde C_μ representa uma constante empírica. Assim:

$$\frac{\tau^2}{\rho} = \mu_t \varepsilon = \frac{\rho C_\mu k^2}{\varepsilon} \varepsilon \quad (3.100)$$

Portanto:

$$\tau = \rho C_\mu k \quad (3.101)$$

Como τ é constante na região em estudo:

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = 0 \Rightarrow \frac{\partial k}{\partial y} = 0 \quad (3.102)$$

Então, a difusão de k nas regiões próximas a parede é nula (Kays e Crawford, 1993).

A taxa de dissipação de energia cinética turbulenta (ε) na região próxima a parede é obtida da manipulação das equações anteriores e é dada por:

$$P_k = \rho \varepsilon \text{ onde } P_k = \tau \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \quad (3.103)$$

Onde P_k representa a produção de energia cinética turbulenta e ε a dissipação da energia cinética turbulenta.

Logo:

$$\tau \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) = \rho \varepsilon \quad (3.104)$$

Mas:

$$\tau = \rho \sqrt{C_\mu} k \quad (3.105)$$

Assim:

$$\varepsilon = \rho \sqrt{C_\mu k} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (3.106)$$

Da definição de u^+ e y^+ , tem-se que:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{\tau}{\mu} \frac{\partial u^+}{\partial y^+} \quad (3.107)$$

Do perfil logarítmico tem-se:

$$\frac{\partial u^+}{\partial y^+} = \frac{1}{\kappa y^+} \quad (3.108)$$

Das Equações 3.104, 3.105 e 3.106 obtêm-se:

$$\varepsilon = \rho \sqrt{C_\mu k} \frac{\tau}{\mu} \frac{1}{\kappa y^+} \quad (3.109)$$

Mas:

$$y^+ = \frac{\rho y \sqrt{\tau/\rho}}{\mu} \quad (3.110)$$

Logo:

$$\varepsilon = \sqrt{C_\mu k} \frac{\sqrt{\tau/\rho}}{\kappa y^+} \quad (3.111)$$

Então, tem-se a forma final de ε (Kays e Crawford, 1993):

$$\varepsilon = \frac{\sqrt[4]{C_\mu} \sqrt[3]{k}}{\kappa y^+} \quad (3.112)$$

Em suma, da igualdade entre os dois perfis é encontrado o valor de y^+ igual a 11,067, que representa a interseção entre os perfis. Este valor é usado na modelagem de escoamentos próximos às superfícies para definir os limites de cada região, excluindo da modelagem a região amortecedora que é complexa e pouco significativa para as quantidades médias. É definido que, para $y^+ \leq 11,067$, o fluido está na subcamada viscosa com o perfil de velocidades linear e que, para $y^+ > 11,067$, o fluido está na subcamada logarítmica com um perfil de velocidade logarítmico (Versteeg e Malalasekera, 1995).

O limite superior para y^+ é uma função do número de Reynolds do escoamento. É possível estimar a espessura da camada limite, δ , onde u_∞ é a velocidade paralela à superfície fora da camada limite. Esta relação é útil para avaliar a malha próxima de uma superfície.

$$\delta = 0,14 Re_L^{6/7} \frac{\nu}{u_\infty} \quad (3.113)$$

onde $Re_L = u_\infty L / \nu$ e L é o comprimento característico hidrodinâmico da geometria.

A modelagem numérica de escoamentos de camada limite turbulenta é um tema que desafia pesquisadores há décadas, mostrando ser um dos problemas mais complexos de ser simulados numericamente devido aos grandes gradientes e às pequenas estruturas turbulentas presentes nesse tipo de escoamento. As experiências e análises matemáticas mostraram que é possível modelar as subcamadas sem que haja muita perda de qualidade em uma simulação. Duas aproximações são geralmente usadas para modelar o escoamento próximo a superfícies:

1. O método de baixo número de Reynolds - resolve os detalhes da camada limite sem o uso de uma formulação algébrica. Note que o método de Baixo Número de Reynolds não se refere ao número de Reynolds de escoamento, mas ao número turbulento de Reynolds, que é baixo na subcamada viscosa. Este método pode consequentemente, ser usado em simulações de escoamentos com números de Reynolds elevados.
2. O método da função de parede - usa fórmulas algébricas empíricas para os perfis de velocidade junto à parede ao invés de resolver as equações diferenciais para a subcamada laminar.

O método da função de parede é o modo mais utilizado na avaliação dos efeitos da camada limite. A principal vantagem é que a camada limite pode ser simulada usando uma malha relativamente grosseira, proporcionando uma economia computacional substancial sem

grande comprometimento do resultado da simulação. A seguir são apresentadas as formulações de parede usadas no CFX.

3.1.13.1. Função de parede escalável

O método da função de parede escalável (Scalable) é uma extensão do método de Launder e Spalding (1974). Para $y^+ > 11,067$, onde v a velocidade tangencial próxima à superfície é relacionada à tensão de cisalhamento na superfície, τ_w , por meio de uma relação logarítmica. Esta equação apresenta uma singularidade em pontos de separação onde a velocidade adimensional próxima de parede, u^+ , tende a zero. Uma escala alternativa de velocidade adimensional, u^* , é usada ao invés de u^+ , dada por:

$$u^* = C_\mu^{1/4} \bar{k}^{1/2} \quad (3.114)$$

Esta escala tem a propriedade de não tender a zero se a velocidade de ponto de separação vai à zero, porque a energia cinética turbulenta nestes pontos nunca é completamente nula. Baseado nesta definição, as seguintes equações podem ser obtidas.

$$u_\tau = \frac{u_{\Delta y}}{\frac{1}{\kappa} \log(y^+) + C} \quad (3.115)$$

onde,

$$y^+ = (\rho u^* y) / \mu \quad (3.116)$$

onde $u_{\Delta y}$ é a velocidade paralela à superfície afastada de uma distância Δy .

Para evitar que $y^+ > 11,067$ no primeiro elemento fora da parede é aplicado um limitador para o valor de y^+ definido como:

$$\tilde{y}^+ = \text{MÁXIMO}(y^+; 11,067) \quad (3.117)$$

O uso deste limitador reduz erros provenientes de uma malha arbitrariamente refinada próxima de parede que colocariam pontos de malha dentro da subcamada viscosa (Grotjans e

Menter, 1998). A interpretação física do limitador é que, para malhas refinadas, a parede é tratada como se fosse o limite da subcamada viscosa.

Para tornar a formulação mais conservativa no CFX, o valor de y^+ calculado para o domínio é dividido por um fator de 4 e então comparado ao valor do limitador. Desta forma qualquer primeiro elemento fora da parede que apresentar y^+ menor que 44,268 será enquadrado no critério do limitador e tratado como se tivesse um y^+ igual a 11,067 (ANSYS CFX 12.0, 2009).

No CFX, os modelos de turbulência baseados na dissipação turbulenta, ε , usam esta abordagem. Os valores dos parâmetros de malha recomendados para a aplicação deste método são: para o primeiro nó fora da parede $20 \leq y^+ \leq 100$ e dez nós ao longo da espessura da camada limite (Vieser et al., 2002).

3.1.13.2. Função de parede automática

Se por um lado a função de parede escalável permite refinamentos de malha arbitrários, por outro ela é baseada em uma hipótese física que é problemática, a omissão da subcamada viscosa. Especialmente para escoamentos com baixos números de Reynolds, isto pode causar erros de 10% ou mais na vazão em massa do escoamento em um duto, devido à influência relativamente alta da porção viscosa da camada limite (Vieser et al., 2002).

É desejável dispor de uma formulação robusta e precisa para a subcamada viscosa, permitindo que o cálculo seja feito até a superfície. Uma formulação usando o método de baixo número de Reynolds, para modelos de turbulência que se baseiam em ω , permite o uso de uma malha próxima à superfície dez vezes mais grosseira do que o necessário para modelos baseados em ε . Mas mesmo estas malhas mais grosseiras podem ser impraticáveis na simulação de escoamentos industriais complexos, como o escoamento em um elemento combustível nuclear, tornando, em muitos casos, necessário o uso de uma formulação baseada em função de parede.

A formulação de função de parede automática usa uma modelagem da turbulência baseada em ω para obter uma expressão analítica para a subcamada viscosa. Esta expressão permite que as subcamadas viscosa e logarítmica sejam modeladas. As relações usadas no método são dadas

pelas equações 3.118 e 3.119 (Vieser et al., 2002).

$$\omega_l = \frac{1}{0,3\kappa} \frac{u_\tau^2}{\nu y^+} \quad (3.118)$$

$$\omega_v = \frac{6u_\tau^2}{0,075\nu(y^+)^2} \quad (3.119)$$

onde ω_l é a taxa de dissipação turbulenta específica para a subcamada logarítmica, ω_v é a taxa de dissipação turbulenta específica para a subcamada viscosa e u_τ é a velocidade de cisalhamento. Para obter um acoplamento suave entre a subcamada viscosa e a logarítmica faz-se:

$$\omega = \sqrt{\omega_v^2 + \omega_l^2} \quad (3.120)$$

Uma formulação similar pode ser obtida para o perfil de velocidades nas subcamadas viscosas e logarítmica:

$$u_{\tau v} = \frac{u_{\Delta y}}{y^+} \quad (3.121)$$

$$u_{\tau l} = \frac{u_{\Delta y}}{\frac{1}{k} \log(y^+) + C} \quad (3.122)$$

$$u_\tau = \sqrt[4]{u_{\tau v}^4 + u_{\tau l}^4} \quad (3.123)$$

Esta formulação fornece uma relação entre a velocidade no primeiro elemento fora da parede e a tensão de cisalhamento na parede. Para a equação de k a condição de contorno de fluxo zero é aplicada para as subcamadas viscosa e logarítmica (Vieser et al., 2002).

A principal vantagem desta formulação é que a subcamada viscosa é levada em consideração

de uma forma simples e com baixo custo computacional. Para melhor uso da função de parede automática é recomendável uma malha com $y^+ \leq 2$ para o primeiro nó fora da parede e 15 nós ao longo da espessura da camada limite (ANSYS CFX 12.0, 2009).

3.1.13.3. Perfil de Velocidade Logarítmico

A lei de perfil de velocidade logarítmico desenvolvida no começo do século 20, introduzida ao conceito meteorológico por Prandtl em 1932, afirma que o perfil vertical médio de velocidade varia logaritmicamente na subcamada dinâmica (Stangroom, 2004). Além disto, existem várias derivações, por análise dimensional (Monin e Yaglom, 1975) e por teoria de comprimento de mistura para este perfil. A equação padrão do perfil logarítmico de velocidade, usada para descrever o escoamento sobre superfícies rugosas, demonstrada com detalhes em Stangroom (2004) é dada por:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (3.124)$$

Sendo a velocidade de fricção u_* dada por:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (3.125)$$

Petersen et al., (1998) introduziram os efeitos de instabilidade no perfil logarítmico por meio da parcela ψ para caracterizar os fenômenos de instabilidade na CLA, sendo ψ positivo e para condições instáveis e ψ negativo para condições estáveis, representada no perfil de velocidade como:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left[\frac{z}{z_0} - \psi \right] \quad (3.126)$$

onde u_* é a velocidade de fricção, κ é a constante de von Karman, z_0 é o comprimento aerodinâmico da rugosidade, Z é a componente cartesiana que representa a altura e Ψ é uma função dependente da estabilidade atmosférica.

3.1.13.4. Perfil de Velocidade pela Lei da Potência

Algumas situações de escoamento são bastante difíceis de ser resolvidos pelo perfil de velocidade logarítmico, assim uma maneira mais fácil de descrever este perfil médio é através da função de potência da altura, definido por Stangroom (2004) como:

$$u(z) = az^m \quad (3.127)$$

onde m e $a = (U_1/z_1^m)$ são constantes para a rugosidade da superfície e para a turbulência, respectivamente. Muitos estudos apontam para $m = 1/7$. A teoria para justificar a lei da potência é encontrada em (Brutsaert, 1982), mas exige o conhecimento para ajustar o perfil médio do vento.

3.1.13.5. Perfis Alternativos

Uma série de outros perfis são encontrados na literatura. O mais comum é o modelo D&H de Deaves e Harris (1978), que foi desenvolvido para ventos fortes. Sua vantagem, sobre os dois perfis apresentados anteriormente é que pode ser aplicado em toda região da camada limite, inclusive até através do topo da camada. É na realidade o único dos três que representa o topo da CLA (Cook, 1997). A equação do perfil é dada por:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{z_0} + 5,75 \left(\frac{z}{h} \right) - 1,88 \left(\frac{z}{h} \right)^2 - 1,33 \left(\frac{z}{h} \right)^3 - 0,25 \left(\frac{z}{h} \right)^4 \right] \quad (3.128)$$

onde, h é a altura da CLA e z_0 o comprimento aerodinâmico da velocidade. Exigindo uma complexidade adicional na forma do perfil, que é o parâmetro, h , da altura da CLA. O modelo D&H apresentado mostra um desempenho melhor para análise de escoamentos de vento com velocidades altas e seu uso para predição da energia do vento é bastante satisfatório (Stangroom, 2004).

3.1.13.6. Resumo dos Perfis

Os perfis de velocidade representam a condição de contorno para o escoamento na CLA,

entretanto alguma dúvida aparece sobre qual é o melhor a ser usado. Nenhuma das leis (logarítmico e potência) é válida para toda região da camada limite. O perfil logarítmico é mais adequado para regiões mais baixas, enquanto a lei de potência é melhor para camadas onde o anterior começa a falhar. Buschmann e Gad-el-Hak (2003) compararam ambos os perfis com numerosas configurações, não chegando a nenhuma conclusão estatística significativa de qual lei é a melhor. Por exemplo, no estudo da camada limite proposto por Ishihara et al. (1999), é utilizada a lei logarítmica na camada superficial e a lei da potência para o resto da região da camada. Para o presente trabalho, a camada superficial é a mais importante, sendo o perfil de velocidade logarítmico padrão o mais apropriado, devido a sua maior aceitação e a facilidade de ajustar os seus parâmetros.

3.1.14. Termo fonte de empuxo

Escoamentos com convecção natural ou mista e nos quais a gravidade tem grande influência, podem ser modelados pelo CFX pela inclusão do termo fonte de empuxo (buoyancy). O empuxo ocorre pela variação da massa específica do ar, que pode surgir por vários fatores:

- Variações da temperatura causam mudanças na massa específica, caracterizando convecção natural.
- Em escoamentos com mais de um componente, as variações nas frações em massa causam variações na massa específica, desde que, cada componente normalmente tenha massa específica diferente.
- Em escoamentos com mais de uma fase, inclusive modelando o transporte de partícula, a diferença de massa específica entre as fases resulta em uma força de empuxo.
- Se a massa específica é variável para um fluido qualquer (exemplo; definido por uma expressão), uma força de empuxo surgirá.
- Para gases ideais e fluidos reais, variações de pressão também causam mudanças na densidade. Estas mudanças são freqüentemente pequenas e o efeito do empuxo normalmente não é importante no escoamento.

Para cálculos de empuxo, um termo de fonte é acrescentado às equações de conservação da quantidade de movimento, da forma a seguir:

$$S_{Mz} = (\rho - \rho_{ref}) \cdot g \quad (3.129)$$

A diferença de massa específica é dada usando o modelo de Empuxo Completo ou o modelo de Boussinesq, dependendo do problema e suas definições são apresentadas nos próximos tópicos.

Assim quando o efeito de empuxo é ativado, a pressão na equação de conservação da quantidade de movimento exclui o gradiente de hidrostático devido ao ρ_{ref} . Esta pressão é relacionada à pressão absoluta pela equação:

$$P_{abs} = p + p_{ref} \cdot \vec{g}(\vec{r} - \vec{r}_{ref}) \quad (3.130)$$

onde p é a pressão local, p_{ref} é a pressão de referência, \vec{g} é a aceleração da gravidade e \vec{r}_{ref} é um local de referência. A opção de local de referência é realizada na preparação do modelo e pode ser fixado a um local particular (Coordenadas Cartesianas), se não for informado, será utilizado o centróide do domínio.

O CFX apresenta duas formulações para o termo fonte de empuxo: aproximação de Boussinesq e empuxo completo. Em simulações de escoamentos atmosféricos é usual substituir a temperatura pela temperatura potencial, pois este descreve o acoplamento entre pressão e temperatura de forma clara. Uma formulação alternativa usada se baseia no número de Froude, que correlaciona as forças inerciais do escoamento com as forças de empuxo, fornecendo um valor para o empuxo em função da condição de estabilidade na atmosfera. As formulações são descritas a seguir.

3.1.14.1. Aproximação de Boussinesq (*Boussinesq Model*)

Para fluxos flutuantes onde a variação de massa específica só é dirigida através de pequenas variações de temperatura, o modelo de Boussinesq é usado. Neste modelo, uma massa específica de referência constante é usada. O termo de fonte de empuxo é aproximado como:

$$\rho - \rho_{ref} = -\rho_{ref} \cdot \beta \cdot (T - T_{ref}) \quad (3.131)$$

onde β é a expansividade térmica definida pela Equação 3.132 e T_{ref} é uma temperatura de referência.

$$\beta = - \frac{1}{\rho} \left. \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_p \quad (3.132)$$

A expansividade térmica (ou coeficiente de expansão térmica) descreve como um fluido sofre expansão com a temperatura. É usado na aproximação de Boussinesq para fluxo flutuante e tem dimensões de T^{-1} para um gás ideal. Quando este modelo é empregado assume-se que o fluido apresenta uma massa específica constante. Esta hipótese em muitos casos pode ser considerada verdadeira em um escoamento atmosférico.

3.1.14.2. Modelo de Empuxo Completo (*Full Buoyancy Model*)

Para cálculos em que a massa específica é variável, como por exemplo, dependente da temperatura ou da pressão. Esta opção é utilizada automaticamente quando a simulação envolve escoamentos com diferenças de concentração, multifásicos, ou um fluido tendo massa específica como uma função de pressão, temperatura, ou outras variáveis.

3.1.14.3. Modelo de empuxo baseado no número de Froude

O modelo se baseia no número de Froude que fornece a razão entre as forças inerciais do escoamento e as forças de empuxo.

$$Fr = \frac{U_0}{(g \Delta z \Delta \rho / \rho_0)^{1/2}} \quad (3.133)$$

onde U_0 é a velocidade de referência do escoamento, Δz é a altura entre a referência e o ponto avaliado, $\Delta \rho$ é a diferença de massa específica entre o ponto avaliado e a referência e ρ_0 é a massa específica de referência. A definição de Froude aplicada à aproximação de Boussinesq fornece a relação para o termo fonte de empuxo.

$$S_{Mz} = - \frac{\rho_0 U_0^2}{L Fr^2} \quad (3.134)$$

onde L é o comprimento característico da topologia, normalmente o valor médio dos picos.

O número de Froude é definido em função da estabilidade da atmosfera, sendo: $Fr > 100$ para condições neutras, $0 < Fr < 100$ para condições estáveis e $Fr < 0$ para condições instáveis. Como este modelo se baseia na aproximação de Boussinesq a massa específica é também considerada constante ao longo do domínio de solução.

3.2. ESTADO DA ARTE

3.2.1. Estudos Realizados em escoamentos sobre Colinas

Os primeiros estudos relacionados com o escoamento do ar sobre colinas, provavelmente, resultaram das experiências realizadas por planadores. Nos anos de 1920, quando os planadores obtiveram ampla popularidade na Europa, pilotos descobriram correntes de ar verticais pronunciadas na região a jusante do escoamento, denominadas térmicas, próximas ao topo das colinas e, portanto, foram capazes de explorar essas correntes a fim de alcançar grandes altitudes. À medida que os experimentos observacionais foram sendo realizados para registrar a ocorrência desses escoamentos ascendentes, estudos teóricos começaram a ser desenvolvidos.

O estudo de escoamento sobre superfícies complexas e outros campos de aplicação, podem ser baseados em técnicas experimentais, através de modelos físicos e teóricos, utilizando-se modelos matemáticos. A revisão apresentada ao longo deste capítulo descreve trabalhos relacionados à modelagem teórica e experimental de escoamentos, visando compreender melhor os fenômenos atmosféricos e uma revisão atual do estado da arte.

3.2.2. Estudos Teóricos da Camada Limite Atmosférica

Os primeiros estudos da dispersão de substâncias na atmosfera datam das primeiras décadas do século passado, como os trabalhos de Richardson (1925, 1926), Taylor (1921, 1960), Rossby (1932), Bosanquet e Pearson (1936), Hewson (1945) e Baron et al. (1949). Sutton (1932) publicou um trabalho apresentando uma teoria para a difusão turbulenta na atmosfera. Os modelos matemáticos usados para compreender o comportamento da atmosfera, assim como outros fenômenos naturais, baseiam-se em soluções de equações analíticas e numéricas do comportamento do escoamento.

Nos modelos analíticos estudados e propostos por Queney (1947) e Bolin (1950) analisou-se a deflexão do ar ao deparar com montanhas, gerando uma melhor visão dos mecanismos físicos deste fenômeno. Queney (1948) discute a influência do relevo em algumas das variáveis físicas do escoamento atmosférico.

Os modelos numéricos começaram a ser desenvolvidos com Kasahara e Washington (1971) e Manabe e Terpstra (1974), que tiveram bastante êxito na descrição de efeitos de topografias montanhosas na circulação geral da atmosfera. O estudo de Trevisan (1976) é um outro exemplo que incluiu montanhas em trabalhos numéricos. Tais estudos são suplementos importantes a trabalho de campo e investigações analíticas.

Para suplantar as limitações impostas pelas hipóteses simplificadas requeridas pelos modelos analíticos, a saída é procurar modelos mais genéricos baseados na solução da equação da conservação em sua forma bi ou tridimensional completa, em que as difusividades turbulentas e as componentes da velocidade sejam funções do espaço e, possivelmente, do tempo. O campo de velocidades, presente nos termos convectivos da equação de conservação, neste caso também deve ser resolvido de forma completa (solução das equações de Navier-Stokes).

Duas abordagens podem ser empregadas para a descrição do transporte de uma propriedade escalar: a Euleriana e a Lagrangeana. O abordagem Euleriana é baseada no balanço de conservação da propriedade (massa no caso de dispersão de uma espécie química) sobre um volume infinitesimal fixo no espaço. A abordagem Lagrangeana baseia-se em acompanhar o deslocamento de uma partícula de fluido e a variação em suas propriedades. Por partícula de fluido entende-se um volume que é grande quando comparado com dimensões moleculares, mas pequeno o suficiente para se comportar como um ponto que segue o escoamento, ou seja, de dimensões muito menores que as dimensões características deste. Ambas as abordagens apresentam dificuldades matemáticas que não permitem uma solução exata para a concentração média (de material particulado ou gases) no escoamento turbulento (Seinfeld, 1986).

A formulação Euleriana é muito utilizada porque propriedades Eulerianas (velocidade, temperatura ou concentração, por exemplo) são prontamente mensuráveis por aparelhos instalados em pontos fixos do escoamento, e também porque as expressões matemáticas são diretamente aplicáveis a situações com reações químicas presentes. Infelizmente a abordagem

Euleriana leva a um sério obstáculo matemático, no caso de escoamentos turbulentos, que é o problema do fechamento turbulento, para o qual nenhuma solução genérica válida foi ainda encontrada. Do outro lado, a técnica Lagrangeana tenta descrever a concentração de poluentes em termos das propriedades estatísticas dos deslocamentos de grupos de partículas no escoamento turbulento. O tratamento matemático é mais fácil, não há o problema do fechamento, mas a aplicabilidade das equações resultantes é limitada devido à dificuldade de encontrar expressões que descrevam, com alguma precisão, as propriedades estatísticas das partículas. Também as equações não são diretamente aplicáveis a problemas envolvendo reações químicas não lineares. No entanto, uma desvantagem séria surge, visto que erros adicionais são introduzidos devido à separação dos operadores (Hauguel, 1985). A separação de operadores desacopla os fenômenos envolvidos, convecção, difusão e reações, uma vez que trata cada um deles como atuando em separado, em seqüência. Portanto a solução da equação completa, com todos os termos tratados em conjunto em cada intervalo de tempo da solução, embora exija melhores técnicas numéricas e muito mais capacidade computacional, deve fornecer resultados melhores.

Pode-se constatar na revisão da literatura que nos últimos 30 anos o escoamento atmosférico e a dispersão de poluentes na atmosfera têm sido estudadas em nível de modelagem matemática envolvendo simulação numérica, segundo algumas linhas principais de pesquisa, quais sejam as que tratam casos específicos como poluição urbana, poluição costeira (brisa mar-terra-mar), dispersão em montanhas e vales, poluição ao longo de rodovias e descargas radiativas acidentais; e as que tratam problemas genéricos da dispersão em micro e mesoescala na camada limite atmosférica. Na seqüência, será feito um apanhado de alguns dos trabalhos encontrados.

Shir (1970) investigou numericamente a influência de parâmetros meteorológicos sobre a distribuição de poluentes emitidos por uma fonte em linha e concluiu que a velocidade do vento, a estabilidade atmosférica e a intensidade da fonte, quanto ao calor emitido, eram significativos na distribuição.

Lantz (1972) simulou numericamente o escoamento em região de topografia variável, com ventos transientes e concentração de poluentes de múltiplas fontes com a finalidade de determinar a localização, projeto e operação de plantas industriais. Runca (1975) apresentou um método misto Euler-Lagrange para tratar taxas de emissão, velocidade do vento e

coeficiente de difusão variáveis para fontes lineares. A abordagem Lagrangeana foi utilizada para o transporte advectivo na direção horizontal e a Euleriana para o difusivo na direção vertical, este último sendo computado com um esquema de diferenças finitas implícito e que permitia malha não igualmente espaçada.

Lamb (1978) desenvolveu um modelo numérico que utiliza a equação de difusão Lagrangeana para simular a dispersão de partículas não flutuantes, sem efeitos de empuxo, emitidas de fontes pontuais elevadas, utilizando dados quantitativos fornecidos por Deardorff (1974) sobre a turbulência na camada limite convectiva da atmosfera.

Lee (1978) utilizou a técnica de elementos finitos para a previsão do escoamento turbulento e dispersão em terrenos não planos. Carmichael (1980) utilizou a técnica numérica LOD (Locally One Dimensional) para aproximar a solução da equação da concentração. A técnica consiste basicamente em dividir o problema bi ou tridimensional em uma série de problemas unidimensionais, com a finalidade de diminuir o esforço e capacidade computacional necessários para a solução numérica. Métodos baseados na separação dos operadores ("operator splitting methods"), introduzidos por Yanenko e Marchuk (1966), têm sido bastante empregados na solução de problemas de dispersão convectiva-difusiva. Baseiam-se na separação de cada intervalo de tempo em três passos: um passo que só considera os termos advectivos, outro só os termos difusivos e um terceiro só os termos fontes (processos de remoção úmida ou reações químicas).

Uns dos primeiros estudos detalhados referentes ao escoamento do ar sobre colinas se deve a Jackson e Hunt (1975), que desenvolveram uma teoria linear, baseada em técnicas de expansão assintótica, que descreve o comportamento do escoamento em duas regiões, a externa e a interna, sob influência de uma colina isolada e suave em atmosfera estaticamente neutra.

Beljaars (1987), McNider e Pielke (1984), Snyder et al (1991) e Yamada (1992), simularam numericamente o escoamento e a dispersão de poluentes sobre grandes montanhas e vales, abordando os fenômenos típicos que ocorrem nessas configurações de terreno. A poluição ao longo de grandes rodovias foi estudada por Hickmann e Colwill (1982), Waterfield e Hickmann (1982) e Jakeman et al (1984). O trabalho de Apsimon e Wilson (1987) é um exemplo de estudo de descargas acidentais onde foi modelada a dispersão na atmosfera da

descarga radiativa de Chernobyl através da Europa.

Essas linhas de pesquisa concentram-se no desenvolvimento de modelos especializados para tratar casos característicos de dispersão, onde os fenômenos físicos envolvidos são estudados com profundidade e os modelos são verificados, principalmente, através de medições de campo para situações reais existentes ou experimentos de campo, através da emissão de gases traçadores inertes (SF₆ por exemplo) e instalação de postos de monitoramento das variáveis meteorológicas e das concentrações. A concordância dos resultados na grande maioria dos casos é muito boa no aspecto qualitativo. Já quantitativamente os resultados e conclusões dos autores deixam clara a dificuldade de se obter convergências em relação a valores experimentais inferiores a 50%, em média. Muitas vezes, os resultados são muito bons, diferenças inferiores a 20%, em alguns locais da região estudada e razoáveis ou mesmo ruins, diferenças superiores a 100%, em outros locais.

Uma outra grande linha de pesquisa que se utiliza da modelagem matemática e simulação numérica da dispersão na atmosfera é a que trata dos problemas de poluição na mesoescala atmosférica, também chamada de escala regional, que é da ordem de centenas de quilômetros na direção horizontal e alguns quilômetros na vertical. Casos típicos nesta escala envolvem o estudo do transporte, deposição e reações químicas de inúmeros poluentes emitidos de diversas fontes existentes numa região, da ordem de 10 mil a 1 milhão de km². Nesta escala, são importantes os fenômenos químicos das fases gás, líquida e sólida, a conversão de poluentes primários em secundários, lavagem por precipitação e a interação com aerossóis. A topografia do terreno, no entanto, nesta escala não é de importância fundamental, como ocorre nos problemas de microescala. Na mesoescala os modelos de dispersão atmosférica devem incorporar aspectos de previsão meteorológica, já que as escalas de tempo envolvidas são da ordem de dias.

Os modelos para dispersão em mesoescala estão bastante difundidos na literatura e podem ser divididos em três categorias (Andrén, 1990): modelos tipo "puff", modelos de partícula Lagrangeana e modelos Eulerianos turbulentos com fechamento de primeira ordem (conceito de difusividade turbulenta) ou de segunda ordem (modelo para as tensões de Reynolds). Cabe aqui ressaltar que os termos primeira e segunda ordem não se referem à precisão dos modelos, sendo simplesmente a designação usual encontrados nos trabalhos da área.

Os modelos do tipo "puff" descrevem a dispersão da pluma por uma formulação semiempírica para a dependência do tamanho da pluma com a estabilidade atmosférica e o cisalhamento do vento. Entre os trabalhos que utilizam esse tipo de modelo estão o de Mikkelsen et al. (1984), o de Fisher e Smith (1987) e Verver e De Leeuw (1992). Tais modelos são limitados no sentido de que não se adequam a casos com não homogeneidade horizontal ou vertical do escoamento turbulento. Para os modelos de partícula Lagrangeana e modelos de turbulência de primeira e segunda ordem, o necessário fornecimento de dados meteorológicos é geralmente obtido de uma simulação fluidodinâmica cobrindo a área de interesse com uma malha tridimensional. No modelo de partícula Lagrangeana a dispersão do poluente é prevista por uma descrição estatística do comportamento de elementos de fluido isolados, o que envolve algum empirismo na descrição das estatísticas Lagrangeanas. O modelo de Lange (1978) e Garret e Smith (1984) é um exemplo. Os modelos turbulentos com fechamento de primeira ordem utilizam o conceito de difusividade turbulenta, introduzido por Boussinesq (1877), como exemplos têm-se o modelo Van Dop et al. (1982), que descreve o modelo KNMI, e o de Blondin (1984), onde são discutidos os principais aspectos atmosféricos que contribuem para o transporte de poluentes na mesoescala.

Há também modelos de dispersão que utilizam fechamento de segunda ordem, de tensões de Reynolds, como o de Andrén (1990), que se utiliza de dados meteorológicos obtidos de um modelo hidrodinâmico, também desenvolvido por Andrén (1989); e o de Pai (1991). Nesses modelos, o número de equações diferenciais a resolver é bem maior que nos fechamentos de primeira ordem e o esforço e capacidade computacional requeridos são, atualmente, demasiado elevados. Nos modelos de primeira ordem há uma equação de transporte para cada espécie química enquanto que nos de segunda ordem apresentam até cinco equações para cada espécie, como no trabalho de Andrén (1990).

Modelos numéricos para o cálculo da dispersão atmosférica em pequena escala, da ordem de alguns km, foram desenvolvidos para suprir as deficiências dos modelos analíticos que não se aplicam a terrenos com topografia complexa. Como em nível de pequena escala atmosférica a forma do terreno desempenha papel importante nos campos de velocidade, temperatura e propriedades turbulentas, a previsão hidrodinâmica do escoamento deve ser sofisticada o suficiente para que os resultados por ela fornecidos, uma vez alimentando um modelo de dispersão, permitam que este produza resultados satisfatoriamente bons para os campos de concentração dos poluentes a serem estudados.

No trabalho de Rathby et al. (1987) foi avaliado o desempenho de um modelo numérico tridimensional na simulação de escoamentos sobre terrenos irregulares. A topografia simulada corresponde a uma colina isolada de 116m de altura. Medições de campo do escoamento sobre a colina forneceram dados para comparação. O modelo empregou a técnica de volumes finitos e foi baseado na solução das equações tridimensionais do movimento. Foi assumido que o escoamento estudado apresentava estabilidade neutra, de forma que não foram considerados termos de empuxo nas equações de conservação. Para a representação dos efeitos de turbulência foi utilizado o modelo $k-\varepsilon$. O valor da constante C_μ foi alterado para levar em consideração os efeitos relativos a Camada Superficial da atmosfera. Os resultados apresentados por eles mostraram que as variáveis médias do escoamento simulado obtiveram boa concordância com os dados medidos. Segundo os autores, a energia cinética turbulenta calculada foi mais alta do que a medida devido à escolha da constante usada no modelo de turbulência. Como a escolha do valor da constante foi baseada em dados experimentais extensamente investigados, as discrepâncias podem ser, portanto, atribuídas a diferença significativa entre o escoamento investigado e outros escoamentos de camada limite atmosférica, ou ainda a erros nas medições. Algumas grandes discrepâncias na distribuição vertical de tensões sugeriram devido a que o modelo de turbulência era inadequado para a correta simulação. Apesar disso, os autores concluíram que o desenvolvimento da modelagem numérica permitiu a simulação do escoamento sobre colinas isoladas com razoável precisão.

Sykes e Henn (1992) aplicaram um modelo do tipo LES (Large Eddy Simulation) para simulação de plumas inertes, cujos resultados reproduziram a maioria dos aspectos dos experimentos de laboratório feitos por Fackrell e Robins (1982) em túnel de vento. Sykes et al. (1992) aplicaram o método LES para uma pluma reativa, considerando a reação de monóxido de nitrogênio com ozônio atmosférico, formando dióxido de nitrogênio. O objetivo do trabalho foi o de avaliar o efeito das flutuações turbulentas sobre reações químicas não lineares.

As simulações que utilizam um modelo de turbulência de primeira ordem (conceito de difusividade turbulenta) a duas equações, são muito utilizados pela sua relativa simplicidade (quando comparados com modelos de tensões de Reynolds ou LES - Large Eddy Simulation) e por produzirem resultados promissores. Modificações em cima do bem conhecido modelo $k-\varepsilon$ foram encontradas na literatura para modelar escoamentos atmosféricos, como nos trabalhos que utilizam o modelo RNG $k-\varepsilon$.

Koo (1993) propôs um modelo $k-\varepsilon$ modificado não isotrópico para levar em conta as diferentes difusividades turbulentas, nas direções horizontal e vertical que ocorrem na atmosfera. Seu modelo é derivado do modelo algébrico de tensões (algebraic stress model) e foi aplicado em problemas unidimensionais para calcular perfis verticais de velocidade, temperatura potencial e variáveis turbulentas para escoamento horizontal numa camada limite atmosférica homogênea (sem gradientes na direção lateral, transversal ao escoamento). O modelo também foi aplicado em problemas bidimensionais para simular a circulação da brisa marítima e a manipulação da camada limite atmosférica noturna (condição estável, pouca turbulência e pouca dispersão) por uma “barreira térmica” (thermal fence) que consiste, basicamente, no aquecimento de uma porção do solo, criando uma região neutra ou instavelmente estratificada a jusante da fonte para aumentar a dispersão de poluentes. Esse modelo de Koo é similar ao modelo nível 2.5 de Mellor e Yamada (1982).

Dawson et al. (1991) desenvolveram um código numérico para modelar o transporte atmosférico e a difusão de poluentes sobre edificações e sobre uma colina tridimensional. O modelo clássico de duas equações, utilizado no fechamento de primeira ordem para a turbulência foi modificado de forma a considerar os efeitos da camada superficial e a reduzida produção de dissipação na região acima da camada superficial encontrada na camada limite atmosférica. Segundo os autores, a preocupação com a poluição atmosférica levou a um grande número de estudos no escoamento e na dispersão sobre colinas isoladas de pequenas dimensões. Na modelagem utilizada pela EPA (Agência de Proteção Ambiental Norte-americana), o modelo de pluma Gaussiana para escoamento sobre terreno homogêneo é modificado através de um fator de correção de terreno obtido empiricamente, que leva em consideração os efeitos de colinas sobre a pluma. Os efeitos de esteiras e separação do escoamento são ignorados e é enfatizado o contato da pluma a montante da colina.

Nos trabalhos de Santos et al. (1992, 1993) e Santos (1992) foi utilizado um modelo Euleriano tridimensional para o transporte e dispersão de espécies inertes (gases ou aerossóis) em atmosfera neutra a partir de uma fonte pontual sobre terreno plano, utilizando modelo $k-\varepsilon$ de turbulência e malha cartesiana. Foi assumida a hipótese simplificativa de que a difusão na direção do vento é desprezível em relação ao transporte convectivo, segundo os autores isto reduz muito o esforço computacional, pois as equações de transporte tornam-se parabólicas nessa direção, permitindo que o problema seja resolvido em marcha. Entendemos que essa simplificação prejudica a qualidade dos resultados, especialmente para casos de baixa

velocidade do vento. Também, no caso de topografia complexa com possíveis recirculações do escoamento, a aproximação parabólica não pode ser utilizada. A aplicabilidade desse modelo para estudo de casos reais é limitada, pois o mesmo não permite topografias irregulares, não considera o perfil de velocidade na CLA (a velocidade do vento na entrada do domínio é constante com a altura) e também não considera a variação vertical da temperatura potencial, o que não permite tratar de atmosferas estável ou instavelmente estratificadas Santos (1992).

Kobayashi et al. (1994) investigaram em seu trabalho, através de seu modelo numérico, o escoamento turbulento sobre colinas bi-dimensionais, observando a influência de florestas no perfil de velocidade. Os termos convectivos foram eliminados e as equações governantes foram discretizadas por um esquema de alta resolução (TVD). O modelo de turbulência adotado em seu modelo (TVD) foi o $k-\varepsilon$ padrão e seus resultados foram comparados com dados experimentais. Seus resultados estavam de acordo com os observados experimentalmente, apresentando separação do escoamento com a presença de árvores.

Na tese de doutorado de Boçon (1998) estudou-se a dispersão de poluentes na atmosfera através de um modelo matemático tridimensional baseado nas equações da mecânica dos fluidos, juntamente com uma variante não isotrópica do modelo de turbulência $k-\varepsilon$. São utilizados para melhorar o cálculo do escoamento e da dispersão de substâncias na microescala atmosférica, distâncias da ordem de alguns km. O modelo é implementado em um código computacional tridimensional utilizando o método numérico dos volumes finitos em coordenadas curvilíneas generalizadas. Seu modelo era limitado a condições de estratificação neutra e estável, sobre três topografias tridimensionais idealizadas. Segundo os autores, através de comparações com resultados experimentais demonstram que o modelo anisotrópico de turbulência tem melhor habilidade de prever a dispersão da pluma do que o $k-\varepsilon$ clássico, especialmente no caso de escoamento estavelmente estratificado, em que o caráter não isotrópico da turbulência é relevante. Um tratamento especial para as difusividades turbulentas próximo da fonte foi proposto, já que em seu estágio inicial o tamanho da pluma era menor que o comprimento de escala da turbulência do escoamento desenvolvido. Também foi simulado numericamente um experimento de dispersão em escala real realizado em Cinder Cone Butte (EUA), sob atmosfera estável (classe E). Os resultados numéricos mostram que o trajeto da pluma é adequadamente previsto pelo modelo numérico, enquanto que as

concentrações são superestimadas devido às grandes variações na direção do vento durante a hora do experimento, o que provocou uma maior dispersão da pluma real, Boçon (1998).

Castro e Apsley (1997) propuseram uma modificação no clássico $k-\epsilon$ (dissipation modification, como designado pelos autores) para simular atmosfera neutra e estável. Foram simulados numericamente experimentos realizados em atmosfera neutra em túnel de vento com montanhas bidimensionais de várias razões de aspecto. Para montanhas com inclinação grande o suficiente para produzir uma recirculação permanente atrás das mesmas, este movimento do ar foi capturado e seu impacto sobre a concentração foi satisfatoriamente previsto. No entanto, para inclinações menores, com recirculação intermitente, os resultados foram menos satisfatórios.

Também Apsley e Castro (1997) aplicaram seu modelo $k-\epsilon$ modificado para simular o escoamento e a dispersão em torno de Cinder Cone Butte, uma colina de aproximadamente 100m de altura em Idaho (EUA), na qual a Agência de Proteção Ambiental americana (Environmental Protection Agency - EPA) realizou em 1986 uma série de experimentos de dispersão. Um dos experimentos foi simulado numericamente, sob condições de atmosfera estável (Pasquill classe E). O campo de velocidades calculado foi consistente com o observado, no qual o escoamento altamente estratificado próximo do solo é forçado a contornar a montanha, movendo-se em planos horizontais em torno de sua base. Os resultados também mostraram a tendência do modelo de superestimar as concentrações. Isto foi explicado pelo fato do modelo de turbulência ser isotrópico, que prevê satisfatoriamente a difusividade turbulenta na direção vertical, subestimando assim a difusividade na direção horizontal, especialmente no caso de atmosfera estável.

No trabalho de Grünhage e Haenel (1997) foi desenvolvido o modelo PLATIN que foi utilizado para estimar a dose de absorção de poluentes do ar sob condições ambientes. Ele é baseado no balanço de energia da vegetação chamado aproximação das grandes folhas combinado com um submodelo de transporte de gases. Neste modelo não há a representação em forma de equações diferenciais, mais sim por meio de funções de resistência, assim como a resistência elétrica, para representar os processos de troca de energia. O modelo era baseado em três resistências: uma resistência atmosférica turbulenta que quantifica o transporte no perfil atmosférico de altura z ; uma resistência para escoamento quase-laminar que quantifica a diferença entre o transporte de momento e de calor; e uma resistência da superfície ou da vegetação que descreve a influência do ecossistema sobre o transporte.

No Trabalho de Maurizi et al. (1998) o modelo adotado segue a resolução também das equações médias de Reynolds, juntamente com o modelo $k-\varepsilon$ padrão para analisar a turbulência produzida neste tipo de escoamento. Sobre um domínio digitalizado e real de uma região situada no norte de Portugal. O seu modelo era capaz de analisar o escoamento nas três dimensões. Para simplificar o seu modelo, foram desconsiderados os fenômenos de instabilidade da atmosfera e adotaram a rugosidade constante no terreno. Os perfis logaritmos e lei de potência foram analisados, apresentando algumas divergências. Diversas malhas foram estudadas, apresentando erros na ordem de 10% , mas o seu trabalho estava de acordo com o que eles tinham proposto.

Montavon (1998) estudou no seu trabalho um modelo não hidrostático para simular escoamentos em condições de atmosfera neutra e estratificada. Para analisar a estratificação foi adotada como referência a temperatura potencial. O modelo adotado foi o “CFDS-FLOW 3D” modificado, onde resolvia as equações médias de Navier-Stokes para analisar tais escoamentos. A temperatura potencial foi introduzida na equação de conservação da energia para analisar os efeitos térmicos neste escoamento. Seus resultados foram comparados com dados.

Em outro trabalho, Montavon et al. (1999) utilizaram o solver do CFX versão 4.0 para resolver problemas de escoamento atmosféricos na capacidade de predição de variáveis atmosféricas e poder do vento em terrenos reais. Em seu trabalho foram analisados o poder de vento em mover turbinas eólicas comparando com dados experimentais com seu resultados numéricos, concluindo que o CFX tem boa performance e atende aos seus objetivos propostos.

Kim e Patel (2000) em seu trabalho compararam os modelos de turbulência $k-\varepsilon$ padrão, modificado e RNG, entre outras variações, na capacidade de reproduzir recirculações e magnitudes do vento em condições reais. Os seus resultados foram comparados com várias medidas de campo inclusive os de Taylor et al. (1983 e 1985) em Askervein, seu trabalho considerou a CLA neutra estável sem fenômenos térmicos. O seu modelo numérico utiliza volumes finitos para discretizar as equações governantes e o algoritmo Simplec para resolver o acoplamento pressão-velocidade. No principio eles analisaram a recirculação em uma colina 2D e depois em superfícies reais 3D. Eles concluíram, através de dados experimentais obtidos em campo e em túnel de vento, que o modelo $k-\varepsilon$ RNG era o melhor na capacidade de

predizer descolamento e recirculações em escoamentos atmosféricos em terrenos complexos.

No trabalho desenvolvido por Boçon e Maliska (2000), um modelo de turbulência não isotrópico foi estendido e aplicado a escoamentos tridimensionais estavelmente estratificados e cálculos de dispersão. As medições e cálculos foram feitos considerando que poluição não causa distúrbio no escoamento atmosférico, fato que se tem conhecimento por testes em túnel de vento. O trabalho de Koo (1993) também foi aplicado a problemas bidimensionais, como por exemplo, a simulação da circulação da brisa do mar. Sob o ponto de vista dos autores na época do desenvolvimento do trabalho (Boçon e Maliska, 2000), devido a limitações de recursos computacionais, os modelos de turbulência mais complexos como o tensões de Reynolds e a Simulação de Grandes Escalas não eram apropriados para a maior parte dos problemas de engenharia, devido ao grande tempo de CPU e memória necessários.

Em sua tese de doutorado, Santos (2000) investigou o escoamento e a dispersão de poluentes nas vizinhanças de edificações utilizando a técnica CFD. Foram apresentados resultados de simulações numéricas em condições atmosféricas neutras, estáveis e instáveis utilizando um obstáculo cúbico e outro de formato complexo. Foi realizada uma investigação da capacidade de modelos CFD utilizando o modelo $k-\varepsilon$ de turbulência para simular o escoamento atmosférico ao redor de uma edificação de formato cúbico. O estudo consiste na comparação das simulações numéricas utilizando diferentes modelos de turbulência, com dados obtidos em túnel de vento. As simulações numéricas utilizando diferentes modelos de turbulência envolvem simulações de grandes escalas, modelo de tensões de Reynolds, modelo algébrico de tensões e modelo $k-\varepsilon$ clássico. O modelo $k-\varepsilon$ empregado inclui a correlação de Kato e Launder (1993) no cálculo da produção de energia cinética turbulenta e uma função de parede modificada. Os resultados obtidos constituíram-se em uma considerável evolução em relação àqueles apresentados pelo modelo $k-\varepsilon$ clássico, que superestimou enormemente os valores da energia cinética turbulenta na quina superior do obstáculo Santos (2000). O campo de velocidade foi acuradamente previsto pelo modelo $k-\varepsilon$ empregado. Embora os níveis de energia cinética turbulenta obtidos tenham sido comparáveis àqueles obtidos por outros modelos, existiram algumas divergências em relação aos valores obtidos em túnel de vento Santos (2000).

Athanassiadou e Castro (2001) investigaram escoamentos sobre colinas rugosas, onde apresentaram uma separação no fluxo acontecendo a um declive de 20° . Com ou sem a zona

de separação, uma grande região de esteira estende-se atrás da colina, apresentando um déficit significativo na velocidade, que se estende por colinas a jusante. Para uma colina perfeitamente assimétrica, a zona de separação que apresenta um acréscimo na velocidade é substituída por uma região de divergência de fluxo lateral, passando ao redor da colina. Para colinas com declives baixos a espessura desta região de separação é comparável com as massas específicas encontradas na região interna da CLA, da mesma forma como presenciado na colina de Askervein por (Taylor e Teunissen, 1987). O nível de aceleração, para declives pequenos, até o topo da colina, é bastante significativo e o cisalhamento no fluxo de vento se aproximando da aceleração.

No trabalho de Reis Júnior et al. (2002), foi implementado um algoritmo para a determinação do campo de ventos sobre uma região de topografia moderadamente complexa, baseado no princípio da conservação de massa, incluindo informações sobre a topografia e reconstruindo o campo de ventos tridimensional. Conforme foi descrito em seu trabalho, os modelos utilizados para a determinação do campo de ventos em regiões de topografia complexa podem ser divididos em dois grupos principais: os modelos de prognóstico e os modelos de diagnóstico. Os primeiros baseiam-se na solução das equações de quantidade de movimento e energia que governam o escoamento de fluidos. Além do considerável esforço computacional associado à solução das equações tridimensionais e transientes, alguns autores apontam que a complexidade dos dados de entrada requeridos por tais modelos, muitas vezes, restringe a sua aplicabilidade Reis Júnior et al. (2002). Os modelos de diagnóstico baseiam-se na utilização de dados medidos para determinar o campo de ventos sobre a região. A hipótese principal deste tipo de modelo é que existam dados meteorológicos suficientes para a caracterização do escoamento na região. Segundo os autores, a principal influência sobre o escoamento corresponde às mudanças de direção impostas pela conservação de massa através das variações de relevo, negligenciando os efeitos de inércia e viscosos. A simplicidade de tais modelos os torna extremamente atraentes para situações práticas. No referido trabalho, um modelo de diagnóstico foi testado em um problema de escala real, em uma região onde o campo de ventos e sua variação durante o ciclo diário são analisados.

Em Uchida e Ohya (2003), foi desenvolvido um código CFD (RIAMCOMPACT) com o objetivo de simular escoamentos atmosféricos transientes tridimensionais sobre terreno complexo com escalas de comprimento característico da ordem de quilômetros. O código é baseado na simulação de grandes escalas utilizando o método de diferenças finitas. Os autores

consideram que a abordagem através da simulação de grandes escalas é conceitualmente mais apropriada para a previsão do campo de ventos local sobre terreno complexo porque o movimento turbulento de grande escala, que é diretamente afetado pelas condições de contorno é calculado explicitamente, de modo que somente os efeitos do movimento de pequena escala, que tende a ser mais isotrópico e dissipativo, tem que ser modelado. Apesar de observarem que a simulação de grandes escalas atualmente exige um alto custo computacional, os autores consideram que esta abordagem bastante promissora. O código RIAM-COMPACT é aplicado no cálculo do escoamento atmosférico turbulento sobre um terreno complexo real em uma região horizontal de $9,5 \text{ km} \times 5 \text{ km}$ com uma resolução espacial relativamente fina (de 50m). O escoamento é calculado utilizando-se uma malha computacional co-localizada em coordenadas curvilíneas generalizadas. Os resultados numéricos obtidos demonstraram que as variações induzidas no campo de ventos pelos efeitos topográficos, como por exemplo a aceleração local do vento e a separação do escoamento, foram simuladas com sucesso.

Lun et al. (2003) ressaltam a importância da previsão da distribuição de energia eólica sobre terrenos para a apropriada seleção de locais para a instalação de centrais eólicas. Assim, o trabalho citado apresenta simulações numéricas bi-dimensionais do escoamento atmosférico sobre dois tipos de características topográficas: os penhascos e as colinas. Foram investigados três tipos de modelos de turbulência nas simulações, o modelo $k-\varepsilon$ clássico, uma forma modificada do $k-\varepsilon$ e uma forma revisada não linear do modelo $k-\varepsilon$. Também foi investigada a acuraria nas previsões considerando, através de funções de parede, os efeitos de rugosidade superficial no campo de escoamento sobre o terreno. Segundo os autores seus resultados mostraram que a variação da rugosidade superficial teve uma grande influência no ponto de separação do escoamento e na recirculação. A posição do ponto de separação ocorreu mais cedo para uma maior rugosidade superficial levando à produção de uma maior área de recirculação atrás da montanha. Segundo os autores foi verificada a sobre estimativa da energia cinética turbulenta em regiões de impacto (impinging) do escoamento com o obstáculo quando foi utilizado o modelo $k-\varepsilon$. Esta falha foi corrigida pelos modelos RNG $k-\varepsilon$. Na região a jusante da colina o modelo $k-\varepsilon$ não linear apresentou resultados mais próximos aos dados experimentais do que os outros modelos.

Os modelos de transferência solo-vegetação-atmosfera (SVAT) são utilizados para calcular os fluxos superficiais, temperaturas e umidades do solo e vegetação essenciais para a

compreensão das interações superfície atmosfera, parte fundamental da dinâmica da camada limite atmosférica em modelos numéricos de previsão do tempo. Atualmente existe um grande número de SVAT's, cada qual com suas características específicas, para determinadas aplicações Junior (2003). Neste trabalho, foi implementado o SVAT do modelo de mesoescala ARPS, desacoplado do modelo atmosférico. Junior (2003) em sua dissertação de mestrado modifica a SVAT e o ARPS para serem usadas em regiões tropicais. O SVAT do ARPS consiste em cinco equações diferenciais ordinárias para temperatura média à superfície, temperatura média para o solo (zona de raízes), umidade da camada superficial do solo, umidade média do solo (zona de raízes) e água retida na vegetação e usa como forçantes a temperatura do ar, radiação solar incidente, umidade relativa do ar, velocidade do vento e precipitação. O modelo calcula simultaneamente os fluxos de calor e umidade no solo, a evapotranspiração e a radiação líquida à superfície. O método numérico empregado, no trabalho de Junior (2003), para iterar as equações utilizadas neste trabalho foi o Runge-Kutta de quarta ordem. Os seus dados de previsão do SVAT foram validados com dados medidos em uma estação de monitoramento de fluxos e umidade do solo, implantada na fazenda de São Lourenço (SLOU), em Santa Terezinha do Itaipu, oeste Paranaense.

Paiva et al. (2004) utilizaram o modelo numérico de mesoescala RAMS (Regional Atmospheric Modeling System) para simular o escoamento na CLA sobre uma colina suave, isolada e coberta com vegetação baixa de comprimento de rugosidade z_0 não uniforme. O escoamento utilizado em seu trabalho foi bidimensional, numa atmosfera seca e estaticamente neutra. A simulação de grandes escalas (LES) empregada no modelo adota o modelo de Smagorinsky. Para validar o seu modelo, Paiva et al. (2004) adota os valores experimentais de Taylor et al. (1983 e 1985) de Askervein e mostram que seu modelo reproduz com boas previsões os dados experimentais.

Isnard (2004) investigou computacionalmente o escoamento e a dispersão de poluentes atmosféricos sobre topografias complexas tridimensionais em escala de laboratório. A sua simulação limitava em escoamentos neutros e estavelmente estratificados sobre colinas e também sobre terreno plano em seu trabalho. A modelagem matemática, empregada em seu trabalho baseava na solução das equações gerais de conservação e incluiu o modelo de tensões de Reynolds para a turbulência e um modelo de duas camadas para o tratamento do escoamento na região próxima à parede. O código comercial Fluent (Versão 6.0.12), que emprega o método de volumes finitos, foi utilizado nas simulações computacionais. Os seus

resultados numéricos foram comparados a dados obtidos em experimentos em túnel de vento disponíveis na literatura. Também foram realizadas comparações com resultados obtidos com a utilização do modelo $k-\varepsilon$ padrão.

Stangroom (2004) em sua tese de doutorado propôs estudar o escoamento da CLA sobre superfícies complexas. Em seu trabalho, a solução das equações media de Navier-Stokes foram realizada juntamente com o modelo RNG $k-\varepsilon$ em um software comercial, Ansys CFX em regime permanente. O modelo numérico foi testado em duas regiões distintas, uma numericamente idealizada e outra em uma região real, que no caso foi Askervein. Ele considerou a rugosidade constante e a CLA neutra estável e estuda os fenômenos de estratificação pelo, Numero de Richardson, afirmando que isto é uma aproximação aceitável e comprovada por diversos trabalhos. Os seus resultados se mostraram bastante próximo aos obtidos experimentalmente e acrescenta que talvez fossem melhorados se a malha empregada fosse mais refinada. Assim com Stangroo (2004), Valle, R. M. et al. (2005) estudaram também a CLA utilizando mesmo software para obter os campos de velocidade e pressão sobre duas topografias reais, Askervein e Acuruí. O modelo de turbulência RNG $k-\varepsilon$ também foi requerido, conseguindo resultados bem próximos aos resultados de Taylor et al (1983 e 1985).

Iizuka e Kondo (2005) analisaram o desempenho do modelo de viscosidade proposto por Inagaki et al. (2005), utilizando a simulação de grandes escalas (LES) com o auxílio de três modelos de viscosidade modificadas. Diferentemente do modelo de Smagorinsky, os três modelos de viscosidade estática modificados não requerem uma função não explícita de amortecimento. Esta característica foi uma vantagem sobre o modelo de Smagorinsky na análise de um fluxo complexo retratado no estudo. O desempenho relativo dos três modelos fora comparados com os resultados em túnel de vento conduzidos por Ishihara e Hibi (1998), Ishihara et. al (1999) e o modelo de Smagorinsky.

Chamecki et. al (2007) utilizaram o modelo LES para determinar a interação submalha na CLA verificando seus resultados com valores experimentais de Kleissl et al. (2003 & 2004); Sullivan et al. (2003) e Horst et al. (2004) e Cullen (2009).

Yang et. al (2008) modelaram a CLA neutra utilizando o software CFX 5.7 para determinar a distribuição do vento em pequenas edificações. Em seu modelo os autores utilizaram dados de

extraídos em túnel de vento para comparar com seus resultados numéricos, os mesmos utilizaram o modelo SST k-omega, Além disto eles atribuíram o sucesso de seu trabalho na escolha dos parâmetros de condições de contorno e do modelo de turbulência.

De Wekker et. al (2008) desenvolveu modelos numéricos de mesoescalas para determinar uma depressão na camada limite convectiva na base da colina, para isto foram utilizados dados experimentais disponíveis e a relação do declive de pressão na base da colina acontece de forma temporal e atinge seu auge no final da tarde. Além disto os autores afirmaram que o aquecimento maior do ar afeta no crescimento da CLA próxima a base da montanha e está associada a esta depressão.

Kabashnikov et. al (2008) desenvolveram um modelo semi-empírico para determinar as transferências de gases e dispersão de impurezas na atmosfera e para validar os seus resultados, dados experimentais foram utilizados e mostraram bastante satisfatórios com seu modelo.

Chen et. al (2009) investigaram o calor antropogênico produzido em áreas urbanas (Hangzhou) provocado pelo movimento de pessoas, tráfego de veículos, pelo aquecimento das casas e prédios próximos. Para isto foi utilizado um modelo numérico que realiza interações entre as equações da conservação e da termodinâmica para o escoamento. Na sua validação mostrou coerente com o proposto.

Hussein et. al (2009) investigaram o escoamento atmosférico, utilizando técnicas de fluido dinâmica computacional, sobre a planície de Gizé onde contempla as grandes pirâmides de Khufu (Queóps), Menkaure (Miquerinos) e a de Khafre (Quefren), além da Esfinge. Foi dada uma especial atenção para a Grande Esfinge e as pirâmides para investigar as suas partes mais vulneráveis ao vento em decorrência da erosão destes monumentos. Também foi investigado o processo de soterramento causado pelas areias do deserto. Em seu modelo os autores consideram a trajetória do grão de areia no modelo e utilizaram em sua metodologia fotos de satélite para digitalizar a topografia em parceria com os programas Maya e Gambit para gerar o modelo computacional e por fim, utilizaram o solver do OpenFoam 2008 para resolver as equações médias governantes do escoamento (RANS). Em sua simulação os autores encontram locais nestes monumentos de possíveis erosões, soterramento, entre outros fatores bem próximos aos observados nestes locais. Os autores mostraram que seu modelo representa

quantitativamente e qualitativamente os fenômenos propostos e indicaram uma ferramenta útil em um programa de eficiência na conservação destes monumentos.

A análise do comportamento do grão de areia sujeito à ação do vento foi investigado também por Ortiz et. al (2009), onde os autores verificaram em seu modelo o movimento de dunas em decorrente da ação do escoamento atmosférico. Acoplado um modelo de trajetória de grãos ao seu modelo numérico eles obtiveram resultados promissores.

Luhar et. al (2009) investigaram através de um modelo probabilístico (TAPM v 3.5) ventos de baixa intensidade em uma atmosfera neutra e estável, geralmente abaixo de 2 m/s à 10 metros de altura onde, segundo os autores, devido a forte estabilidade do ambiente a predição do escoamento é dificultada. Para auxiliar na sua pesquisa os autores utilizaram duas fontes de dados experimentais, o Cardington Dataset e o CASES-99 Dataset ambos situados no hemisfério norte. Para analisar as trocas térmicas os mesmos aplicaram a teoria de similaridade de Monin-Obukhov que empregam modelos para o cálculo dos fluxos de superfície. Os resultados mostraram que o modelo subestima substancialmente a frequência de ventos de baixa velocidade, e que praticamente todos dessa subestimação se encontram na noite onde está sob condições estáveis. No entanto os resultados são satisfatórios e os autores sugerem que seu modelo possa ser aplicado em outras condições atmosféricas, mas alerta na maior investigação no assunto.

Paiva et al. (2009) em seu trabalho utilizaram o modelo Regional Atmospheric Modeling System (RAMS) para representar numericamente a CLA seca e estável, este modelo numérico de mesoescala é geralmente empregado para previsão de tempo e estudos de caso da atmosfera, para simular o escoamento atmosférico sobre colinas isoladas, cobertos por vegetação de comprimento de rugosidade uniforme e não uniforme. Para validar seu trabalho os autores adotaram dois dados experimentais, o de Askervein e o de Black Mountain, apesar de não considerar os efeitos térmicos e forças de Coriolis o modelo apresentou resultados bastantes satisfatórios.

Além de Paiva Paiva et. al (2009) outros autores utilizaram em seus trabalhos o modelo de predição climática RAMS, como Kala et. al (2010) que investigaram a influência da rugosidade do solo e sua umidade no comportamento da brisa do mar.

As monções no oeste do continente africano foram estudadas por Dominguez et. al (2010) em sua modelagem numérica que combinava três grandes modelos de frentes climáticas. O modelo de parametrização convectiva e dois modelos de CLA verificada com dados experimentais do ano de 2006. Apesar da difícil interpretação dos resultados, segundo os autores sua metodologia serve de base para futuros trabalhos relacionados ao assunto

Boppana et. al (2010) investigaram a dispersão massíca e térmica sobre elementos cúbicos em duas configuração. Para a validação de seus resultados os pesquisadores utilizaram dados de túnel de vento e o solver de um programa comercial (STAR-CD V 4.08) em simulações de grandes escalas (LES), variando também a rugosidade superficial. Desta forma seus resultados mostram que se fossem utilizados modelos RANS padrão ficaria impraticável em observar regiões de concentração enfatizando assim a importância de se utilizar LES em malhas mais refinadas para o estudo proposto. Seus resultados mostram proximidade com os experimentais e salientaram a importância de seu trabalho na análise da influencia rugosidade superficial no escoamento.

As utilização de simulação de grandes escalas é uma ferramenta bastante poderosa e que recentemente diversos autores utilizaram, com destaque para Wan et. al (2011), Schlegel et. al (2012), Inagaki et. al (2012), Li et. al (2012) e Brooks et. al (2012).

Nos últimos anos outras várias investigações numéricas surgiram para determinar parâmetros importantes na CLA (efeitos convectivos, turbulentos, de dispersão de poluentes, influencia de construções no clima e no comportamento do escoamento, entre outros) com destaque os trabalhos de Ifarraguerri et. al (2008), Semenov et. al (2008), Yang et. al (2008), Wekker et. al (2008), Kabashnikov et. al (2008), Cullen et. al (2009), Chen et. al (2009), Hagos et. al (2009), Hussein et. al (2009), Luhar et. al (2009), Ortiz et. al (2009), Paiva et. al (2009), Zhang et. al (2009), Vangorder et. al (2009), Szintai et. al (2010), Chalikov et. al (2011) e McNaughton et. al (2012).

3.2.2.1. Considerações Relevantes Sobre os Estudos Teóricos de CLA Realizados

Baseado nestes estudos acredita-se que é possível desenvolver um modelo para a CLA aplicado a microrregiões de interesse e que permita modelar o vento considerando todos os aspectos importantes do fenômeno. Desta forma, pretende-se analisar com detalhe neste

trabalho a influência do relevo e da rugosidade do terreno, assim como a convecção natural devido aos efeitos térmicos.

Para uma maior confiabilidade dos dados numéricos obtidos é necessário a comparação com dados experimentais. Com o objetivo de encontrar dados experimentais coerentes na literatura é realizada a seguir uma ampla revisão bibliográfica do estado da arte em trabalhos experimentais que permita selecionar os melhores trabalhos para comparação com os dados do modelo desenvolvido neste trabalho.

3.2.3. Estudos Experimentais da Camada Limite Atmosférica

O estudo proporcionado por Jackson e Hunt (1975) não só estabeleceu uma excelente base para o desenvolvimento teórico futuro, mas enfatizou a necessidade de experimentalistas, lhes proporcionando dados para validar modelos matemáticos. Desde então, um grande número de estudos experimentais tem sido feitos, ou em campo ou em laboratórios.

Talvez o primeiro estudo experimental completo especificamente projetado para testar as previsões da teoria de Jackson-Hunt foi feito por Mason e Sykes (1979a) em Brent Knoll, Somerset. Nesse trabalho os autores apresentaram uma extensão natural da teoria bi-dimensional original, para três dimensões, introduzindo o modelo a aplicações práticas em topografias reais. Devido à medição de vento estar restrita a uma altura de 2 m de altura do solo, a validação de seus resultados para previsão global estava comprometida, restringindo apenas a um acréscimo de velocidade ao topo da colina. O Escritório Meteorológico Britânico colaborou em diversos outros programas experimentais, para detalhar melhor outros escoamento de topografias adversas contendo colinas suaves: a ilha de Ailsa Craig (Jenkins et al., 1981), Blashaval (Mason e King, 1985) e Nyland Hill (Mason, 1986). Dentre outras medidas de campos pode-se citar como as mais significativas, os estudos de: Black Mountain (Bradley, 1980), Sirhowy Valley (Mason e King 1984), Askervein (Taylor et al., 1983 e 1985) e Kettles Hill (Salmon et al., 1988)

Todos os estudos restringem-se a atmosferas estaticamente neutras ou quase neutras. Em muitos dos experimentos, medidas de turbulência também foram realizadas. Alguns resultados para atmosfera não-neutra foram disponibilizados na época, a partir de estudos de dispersão de poluentes em áreas montanhosas, como por exemplo, Cinder Cone Butt e

Hogback Ridge (Lavery et al., 1983). Um pouco mais tarde, um experimento foi realizado sobre Cooper's Ridge (Coppin et al., 1994), na Austrália, para diversas classes de estabilidade atmosférica. Segundo os autores algumas grandes discrepâncias na distribuição vertical de tensões sugeriram que o modelo de turbulência era inadequado para a correta simulação. Apesar disso, os autores concluíram que o desenvolvimento da modelagem numérica permitiu a simulação do escoamento sobre colinas isoladas com razoável precisão.

Fedorovich *et al.*, (1996) desenvolveram um túnel de vento para analisar a influencia da convecção natural no escoamento atmosférico. A cavidade do túnel de vento especialmente desenvolvido para a simulação das típicas condições convectivas na baixa atmosfera, onde a camada mista convectiva se desenvolve sobre uma superfície aquecida e é limitada superiormente por uma inversão de temperatura. O túnel é do tipo circuito fechado com seção de teste de 10 m de comprimento, 1,5 m de largura e 1,5 m de altura. A seção de retorno do túnel é subdividida em 10 camadas e cada camada é insuflada individualmente, sendo que cada uma apresenta 15 cm de altura com ventilador e sistema de aquecimento independentes, possibilitando a prescrição de diferentes perfis de entrada. A parede inferior (pisos) é feita de placas lisas de alumínio por onde é fornecido calor a um fluxo constante através de um sistema de aquecimento. Medições de velocidade e temperatura são realizadas no centro do túnel em três estações indicadas na Figura 3.9 pelas letras A, B e C.

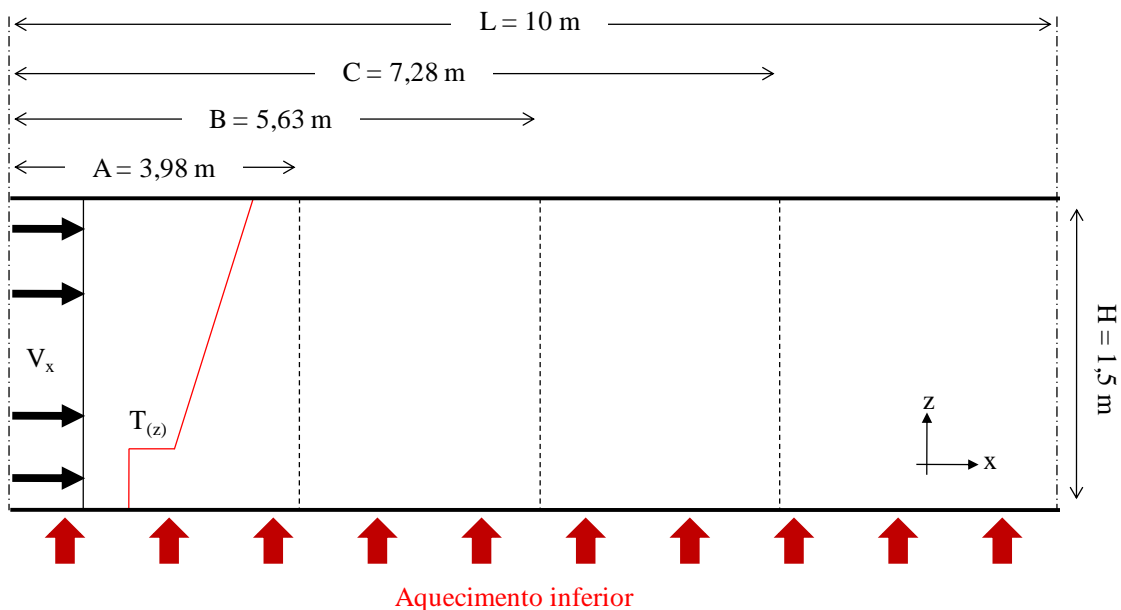


Figura 3.9 – Esquema do túnel de vento desenvolvido por Fedorovich *et al.*, (1996).

A camada limite convectiva foi estudada por Kossmann et al, (1998) em seu trabalho de campo, utilizando um avião e estações meteorológicas no solo. O seu estudo foi realizado em escoamentos sobre uma colina situada no sudoeste da Alemanha. Com seus resultados foi possível analisar o desenvolvimento da CLA durante todo o dia e foi constatado a influência de fluxos de calor neste tipo de escoamento.

Oliveira (1999) efetuou em sua dissertação de mestrado um trabalho experimental para analisar a estrutura e evolução dinâmica da CLA, através do estudo do comportamento do vento e da turbulência. O estudo foi realizado usando medidas de superfície e da CLA, em áreas de florestas e de pastagem na região de Ji-Paraná, estado de Rondônia, durante as estações secas de 1994 e chuvosas de 1999. As suas análises de superfície foram feitas baseadas no Comprimento de Obukhov (L), obtido através do instrumento de Correlação de Vórtices Turbulentos (HYDRA), e a sua estrutura vertical do vento e da turbulência, a qual é representada pelo Número de Richardson (R_i), foram obtidas através de Radiossonda e de Balão Cativo.

Através de sua revisão bibliográfica, Oliveira (1999) relata vários estudos experimentais e alguns numéricos que estudaram o desenvolvimento da CLA durante o dia e a noite. Nos seus resultados ele afirma estar de acordo com outros estudos, como o de Fisch (1996) e o de Tóta (1998) e apresenta escalas de comprimento de quando a turbulência irá surgir em regiões de floresta e pastagem, concluindo que em dias chuvosos, onde esta distância aumenta de tamanho. Um dos resultados importantes destes esforços tem sido a geração de dados a respeito do estado da superfície e de sua parametrização para a geração de condições de contorno utilizáveis pelos modelos computacionais da atmosfera Oliveira (1999).

Segundo Oliveira (1999), um dos exemplos mais bem sucedidos deste tipo de estudo, é o projeto ABRACOS (Anglo-Brazilian Amazonian Climate Observation Study), que foi realizado na Amazônia entre 1991 e 1994 e sucedeu dos esforços pioneiros do ARME (Amazon Region Micrometeorological Experiment), de 1983 a 1985 (Gash e Nobre, 1997). Segundo Culf et al. (1996), um dos maiores objetivos do ABRACOS era comparar as medições realizadas sobre a parte devastada da floresta amazônica com medições similares realizadas sobre a parte não devastada, ou seja, quando se analisa o impacto de diferentes usos da superfície sobre o clima, é preciso monitorar fisicamente a resposta da atmosfera a estes usos.

Bartholy e Radics (2005) fizeram um estudo experimental para analisar a eficácia da utilização da energia obtida por ventos em regiões onde os mesmos são de moderada intensidade. Foram coletados dados de velocidade de vento em diferentes altitudes no período entre 1995 e 2002 por uma torre localizada na estação Hegyhátsál, no noroeste da Hungria. A estrutura do perfil vertical de vento e a estabilidade atmosférica foram analisadas em quatro níveis de altitude (10m, 48m, 82m e 115m). Depois foi estimado numericamente através do programa Wind Atlas Analysis and Application (WAsP). Esse estudo tinha como objetivo observar o comportamento de perfis verticais de vento em turbinas eólicas e obter a dependência destes perfis com a velocidade de vento para varias alturas e topografias.

De todos os estudos citados, o realizado sobre a colina de Askervein é considerado ainda hoje o mais completo e influente já realizado. Taylor e Teunissen (1987) descrevem o experimento em linhas gerais, inclusive detalhes da instrumentação e um resumo dos resultados. Os conjuntos completos de dados são descritos em Taylor et al. (1983 e 1985), onde contaram com a colaboração da International Energy Agency Programme of R&D on Wind Energy Conversion System. O experimento foi conduzido durante os meses de Setembro/Outubro de 1983 ao redor de Askervein, uma colina com 116 metros de altura situado a oeste da Ilhas de South Uist (Escócia).

Durante o experimento, aproximadamente, 50 torres de instrumentação para mensurar o vento, foram instaladas. A maioria das torres possuíam 10 m contendo anemômetros de copos, mas duas torres de 50 metros, uma de 30 metros, uma de 16 m e trinta com 10 metros eram instrumentadas para captar a turbulência nas três direções de vento. Repetindo assim, por esta colina possuir uma forma elíptica, situada em terreno plano e pela qualidade dos dados apresentados pelos autores tem com base referenciada por inúmeros trabalhos, tornando-se referência mundial para a calibração dos modelos numéricos aplicados na camada limite atmosférica em terrenos complexos.

A Figura 3.10 mostra uma foto extraída do Google Earth[®] contendo a localização exata da colina de Askervein, situada próxima da cidade de Askernish. Esta região é relativamente isolada e suave e apresentada na região leste uma topografia costeira e plana e na sua região oeste pequenas colinas. Nas Figuras 3.10 e 3.11 esta topografia é constatada através de uma foto de satélite em perspectiva da região de Askervein, mostrando assim as regiões à montante e à jusante do escoamento estudado e aplicado nesta topografia.

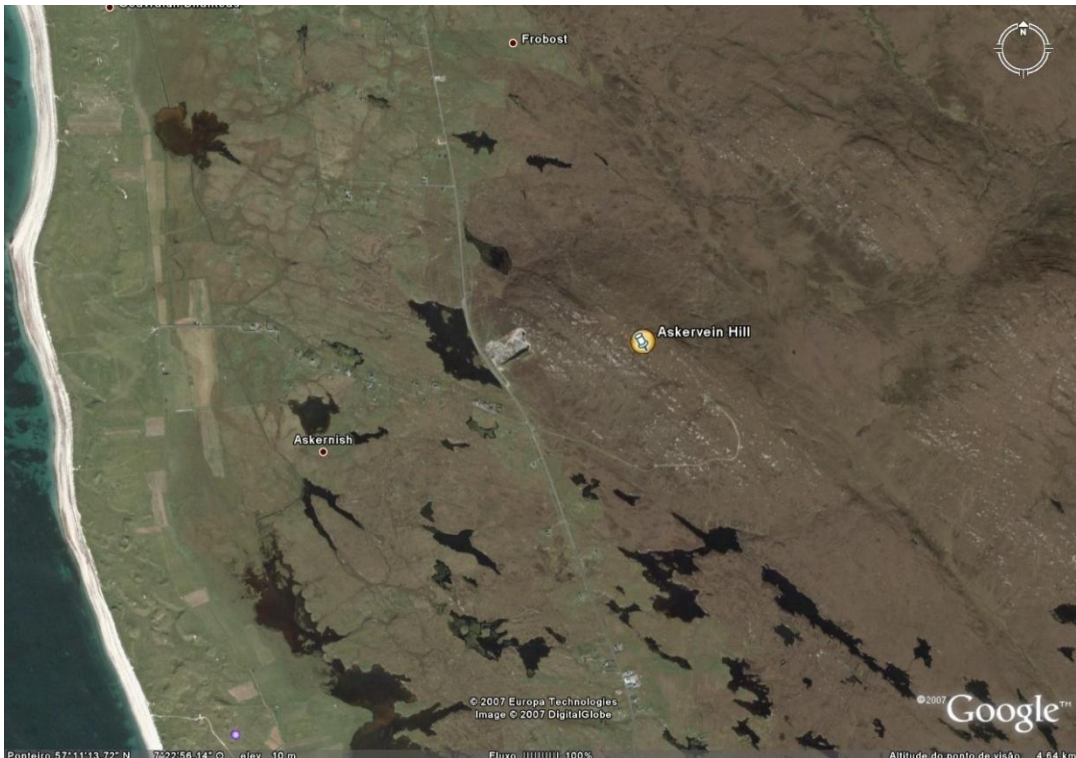


Figura 3.10 - Localização de Askervein

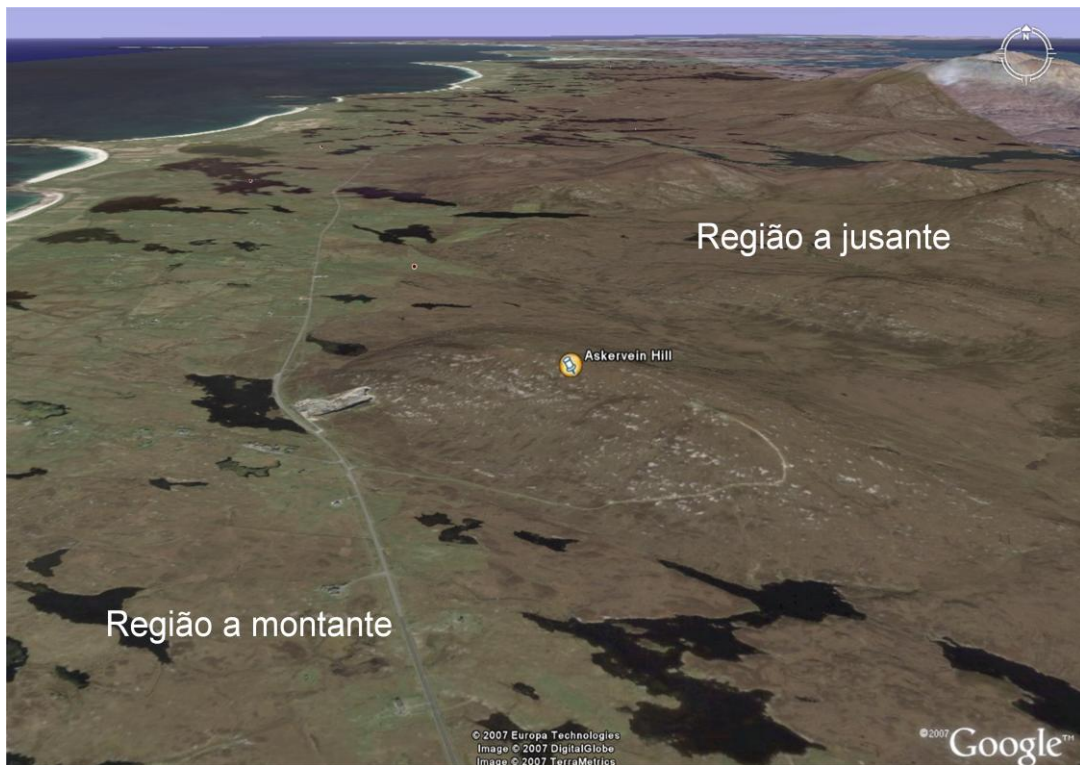


Figura 3.11 – Vista em Perspectiva da Topografia d Askervein

O conjunto completo de dados coletados em Askervein encontra-se disponível nas publicações de Taylor et al (1983, 1985 e 1987). As medidas de campo foram coletadas por meio de instrumentos dispostos ao longo das linhas, a uma altura de 10 m acima da superfície da colina. A Figura 3.12 mostra em detalhe a localização das torres de experimentação posicionadas de forma alinhada, onde duas linhas paralelas cortando a colina de sudoeste a nordeste são, de cima para baixo, as linhas A-A e AA-AA (orientado na direção 43° - 223° , com aproximadamente 1 km de comprimento) respectivamente e a linha perpendicular a ela, a Linha B-B (orientado na direção 133° - 313° , com aproximadamente 2 km de comprimento). Além destas linhas, a Figura 3.12 mostra também a direção de entrada do vento, com o valor de 210° , que no caso foi adotado devido a sua maior incidência sobre a topografia, relatado nos relatórios experimentais de Taylor et al (1983, 1985 e 1987).

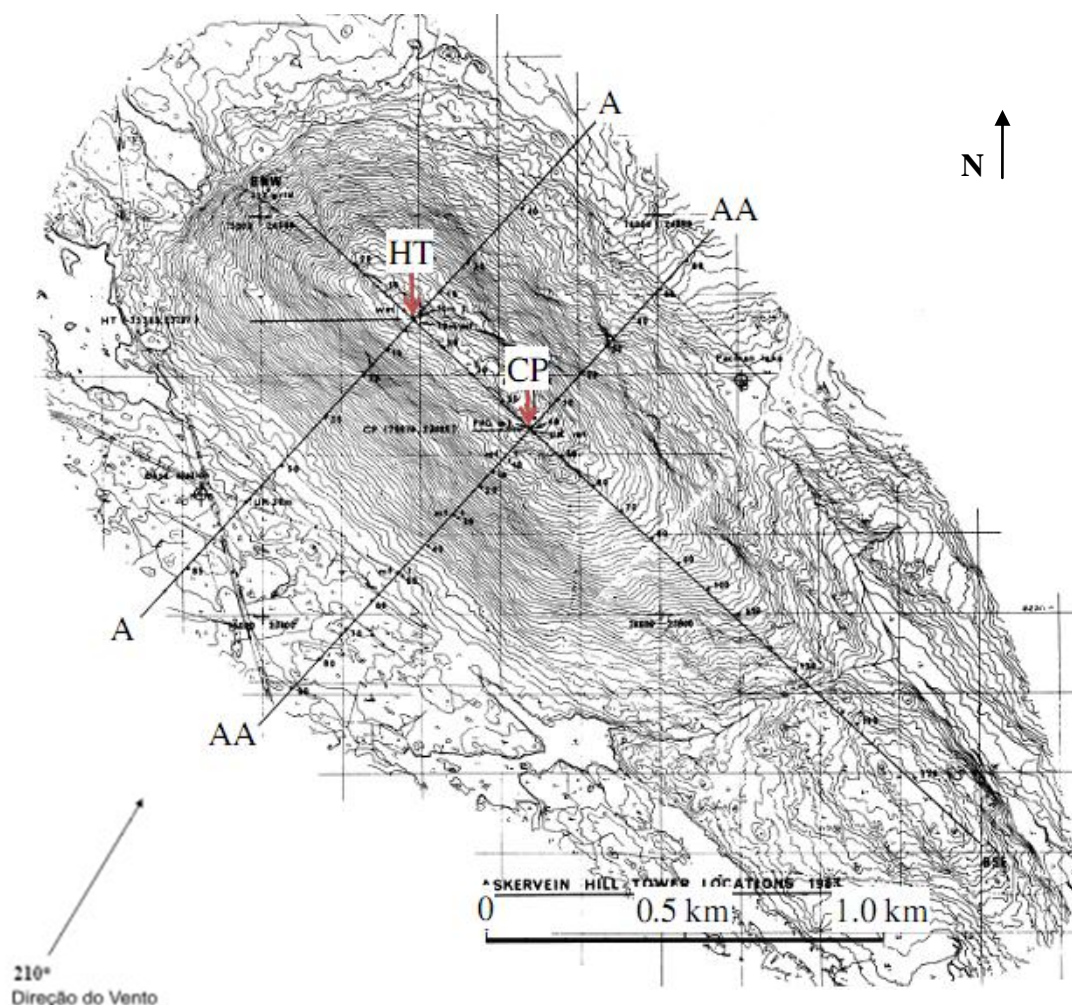


Figura 3.12– Detalhe Localização das Torres na colina de Askervein e a Direção do Vento Estudado Fonte: Taylor et al., 1983.

As Figuras 3.13 (a) e (b) mostram como é a rugosidade do terreno próxima da colina, evidenciando a planície coberta com grama baixa e praticamente uniforme, intercalada com pequenos lagos e colinas situadas após a colina, ou seja, na sua porção oeste da região. Já a Figura 3.14 mostra uma torre experimental localizada no topo da colina, que tem como fundamento captar a evolução do perfil de velocidade do vento.



Figura 3.13 – Detalhe da rugosidade superficial de Askervei. Fonte: Taylor et al., 1983.



Figura 3.14 – Foto da torre experimental HT de Askervein. Fonte: Taylor et al., 1983.

O trabalho de Guimarães (2003) apresenta um estudo sobre a estimativa de propriedades físicas da camada atmosférica, tais como espessura ótica das nuvens e coeficiente de espalhamento dos aerossóis além de um modelo para determinação da irradiação solar incidente validada para a cidade do Rio de Janeiro a partir dos dados de irradiação solar terrestre medido no laboratório solar fotovoltaico do Centro de Pesquisas de Energia Elétrica (CEPEL). Na linha de estudar variações da temperatura do solo, oriundas de radiação solar, o trabalho de Maia (2005) apresenta medições de temperatura e umidade em várias posições próximas, sobre e abaixo do solo em diversas posições sobre painéis transparentes de uma chaminé solar.

3.2.3.1. Considerações Relevantes Sobre os Estudos Experimentais Realizados

Os estudos realizados experimentalmente apresentam 2 linhas distintas de análise da camada limite atmosféricas, sendo elas:

- A primeira trata a atmosfera como estaticamente neutra ou quase neutra. Apesar de ser uma aproximação, é bastante aceitável, pois pode reproduzir condições extremas, o que é importante neste tipo de metodologia. A colina de Askervein, situada na Escócia, foi totalmente instrumentada para obter medidas em campo das condições atmosféricas e suas variáveis. Esse trabalho é ainda hoje considerado como o mais completo e influente estudo experimental em escala real já realizado para atmosferas estaticamente neutras ou quase neutras.
- A segunda trata a atmosfera como instável, considerando os efeitos térmicos. A convecção natural é um fenômeno que causa instabilidade na atmosfera, sendo que captar sua influência no escoamento atmosférico em campo é bastante oneroso. Assim, a sua análise em túnel de vento é uma metodologia que auxilia esta tarefa. Dentre vários trabalhos o de Federovich et al. (1996) merece destaque, pois retrata com bastante fidelidade a camada limite convectiva CLC em um túnel de vento atmosférico, representando assim uma situação de instabilidade da atmosfera.

No presente trabalho serão utilizados os trabalhos experimentais desenvolvidos por Taylor et. al (1983, 1985 e 1987) na colina de Askervein para comparação com os dados do modelo hidrodinâmico. Também será utilizado um banco de dados experimental de propriedade da CEMIG, obtidos de medições climatológicas localizadas em regiões de interesse de Minas

Gerais.

Para validação do modelo térmico foi necessário analisar a contribuição do solo no balanço de energia. Para isto os trabalhos de Guimarães (2003) e Maia (2005) foram necessários para a preparação das condições de contorno do solo. Além disto, o trabalho de Fedorovich et al., (1996) será reproduzido numericamente para verificar e auxiliar na validação do modelo térmico.

A metodologia de sensoriamento remoto foi empregada para determinação da cobertura real do solo na topografia de interesse (Acuruí). Desta forma, de posse desta informação, será possível analisar a real contribuição dos diferentes tipos de solo nos modelos hidrodinâmico e térmico de CLA.

4. METODOLOGIA

Neste capítulo é apresentada a metodologia do desenvolvimento do modelo, contendo todas as etapas e considerações propostas para sua aplicação no software. Com esta finalidade são apresentados o modelo matemático e o domínio físico a ser resolvido com suas respectivas condições de contorno. Para a solução das equações de conservação do modelo matemático é descrito o método numérico utilizado e o software comercial implementado. Devido à complexidade dos fenômenos envolvidos na simulação do escoamento atmosférico real o desenvolvimento do modelo final foi dividido em três etapas. Cada uma das etapas constitui em um modelo simplificado de modelagem numérica da Camada Limite Atmosférica (CLA). O modelo final de CLA desenvolvido neste trabalho pode analisar o escoamento de uma forma mais simples como, por exemplo, considerando apenas parâmetros hidrodinâmicos ou uma análise abrangendo diversos parâmetros como a convecção natural e a rugosidade real do terreno. Antes da apresentação de cada etapa serão especificados o modelo matemático, os domínios computacionais e o método numérico a serem utilizados. As etapas consideram na metodologia utilizada:

1. Desenvolvimento do Modelo Hidrodinâmico: sem a influência dos efeitos térmicos e com uma rugosidade superficial constante. São avaliados parâmetros de malha e modelos de turbulência definindo o mais apropriado para este tipo de simulação.
2. Desenvolvimento do Modelo Térmico: são realizadas análises integrais do termo fonte de empuxo e balanço superficial de energia para escoamentos convectivos. Também são avaliados parâmetros de malha e o modelo de turbulência definindo o mais apropriado para este tipo de simulação.
3. Desenvolvimento do Modelo de Rugosidade do Terreno: onde a influência da cobertura superficial real do terreno (vegetação, afloramento rochoso, água, entre outros) é analisada no comportamento da CLA, através de condições de contorno extraídas de dados de sensoriamento remoto (imagens de satélite).

4.1. MODELO MATEMÁTICO UTILIZADO

4.1.1. Equações de Conservação

As equações que governam a evolução da atmosfera seca são: equação da conservação de massa, equações de transporte de quantidade de movimento, equação da conservação de energia e equação de estado do ar.

Aplicando a lei da conservação de massa a um escoamento resulta na equação da continuidade (Equação 4.1):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0 \quad (4.1)$$

Aplicando a segunda lei de Newton a um escoamento resulta a equação vetorial de Navier-Stokes de transporte de quantidade de movimento, apresentada pela Equação 4.2

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + S_{Mi} \quad (4.2)$$

onde S_{Mi} representa os termos fonte das equações, $x_i=(x,y,z)$ são os componentes das coordenadas físicas, t representa a parcela do tempo, $u_i=(u,v,w)$ são os componentes de velocidade correspondentes, ρ é a massa específica e μ é a viscosidade molecular (dinâmica). Os subscritos i, j, k assumem os valores de 1, 2, 3 para denotarem as direções comprimento (x), largura (y) e altura (z), respectivamente.

A equação da conservação da energia, derivada da primeira lei da termodinâmica, em termos da entalpia total é apresentada na Equação 4.3.

$$\frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i h_{tot}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[u_i \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + S_E \quad (4.3)$$

onde S_E representa o termo fonte da equação e h_{tot} é a entalpia total, relacionada com a entalpia estática $h(T, p)$ dada por:

$$h_{tot} = h + \frac{1}{2}U^2 \quad (4.4)$$

onde h é a entalpia estática e U a velocidade.

Quando a equação da conservação de energia é escrita em termos da entalpia a temperatura passa a ser uma variável derivada que deve ser calculada. Para um fluido com propriedades constantes a temperatura é obtida diretamente de $h - h_{ref} = C_p(T - T_{ref})$. Já para um gás ideal a temperatura é obtida pela equação:

$$h - h_{ref} = \int_{T_{ref}}^T C_p(T) dT \quad (4.5)$$

onde h_{ref} e T_{ref} são valores de referência das variáveis para um dado valor de pressão.

A equação de estado para um gás ideal é definida pela equação:

$$\rho = \frac{w(p + p_{ref})}{R_0 T} \quad (4.6)$$

onde w é o peso molecular do ar e R_0 é a constante universal dos gases. A relação $R = R_0/w$ que para o ar seco é igual a 287,04 J/Kkg.

As condições de contorno do modelo matemático, a forma do termo fonte, o detalhamento da malha e o modelo de turbulência utilizado serão descritas especificamente para cada uma das etapas da metodologia.

4.1.2. Equações do Modelo de Turbulência

Os modelos de turbulência utilizados são os de RAMS (Reynold's averaged Navier-Stokes) (*RNG- $k\epsilon$* e *SST*) que através do conceito da viscosidade turbulenta, proposto pela analogia de Reynolds, resolvem a parcela da turbulência. Outro conjunto de modelos de turbulência adotado neste trabalho (*BSLRS* e *SSGRS*), diferente do conceito da viscosidade, resolvem individualmente as equações de transporte para as tensões de Reynolds oriundas das equações

de Navier-Stokes. A descrição destes modelos, além das equações que são incorporadas por estes, estão apresentados nos tópicos 3.1.10 e 3.1.11.

4.2. DOMÍNIOS COMPUTACIONAIS UTILIZADOS

As regiões de Askervein (Escócia) e Acuruí (Brasil) foram escolhidas para serem simuladas numericamente devido:

- a) Dados experimentais de Taylor et al (1983, 1985 e 1987) são adequadas para a validação do modelo hidrodinâmico na região de Askervein;
- b) A instalação de torres metrológicas na região de Acuruí, M.G., Brasil é importante para a análise de uma linha de transmissão da CEMIG.

A região de Askervein foi digitalizada através de um conjunto de pontos (x, y, z) extraídos da imagem da topografia do terreno contida no trabalho de Taylor et al. (1983). Estes pontos são transformados em uma superfície digital e, posteriormente, em um volume digital. O software encarregado desta tarefa é o Rhinoceros v. 2.0 que interpola os pontos transformando-os na superfície digital do terreno no domínio computacional. Esta superfície é exportada para outro software (Ansys), onde é gerado o volume computacional e a malha que serão aplicados ao modelo computacional.

Para a região de Acuruí foi adotada à mesma metodologia de geração de volume computacional e malhas realizadas em Askervein, porém os pontos da topografia foram extraídos da base de dados da Embrapa que fornece imagens de satélite contendo a altimetria do terreno de todo o Brasil. De posse destas imagens, o software Golden Surfer V. 9.0 fica incumbido da extração da matriz de pontos da topografia (x, y, z) contida nas imagens de satélite no formato GEOTIF que serão convertidos em superfície digital pelo software Rhinoceros. A apresentação destes domínios computacionais segue nos tópicos abaixo

4.2.1. Domínio computacional da região de Askervein, South Uist – Escócia

O estudo envolve a digitalização da colina de Askervein com 116 m de altura. Esta região é relativamente isolada, suave, com uma região costeira e plana na sua face leste e pequenas colinas a oeste.

As Figuras 4.1 e 4.2 mostram o domínio computacional de Askervein e a localização das condições de contorno empregadas na simulação. A Figura 4.1 apresenta o domínio computacional contendo as regiões de entrada, saída, solo e céu. A Figura 4.2 mostra a região por uma vista superior esquematizando a localização de entrada e saída do domínio computacional.

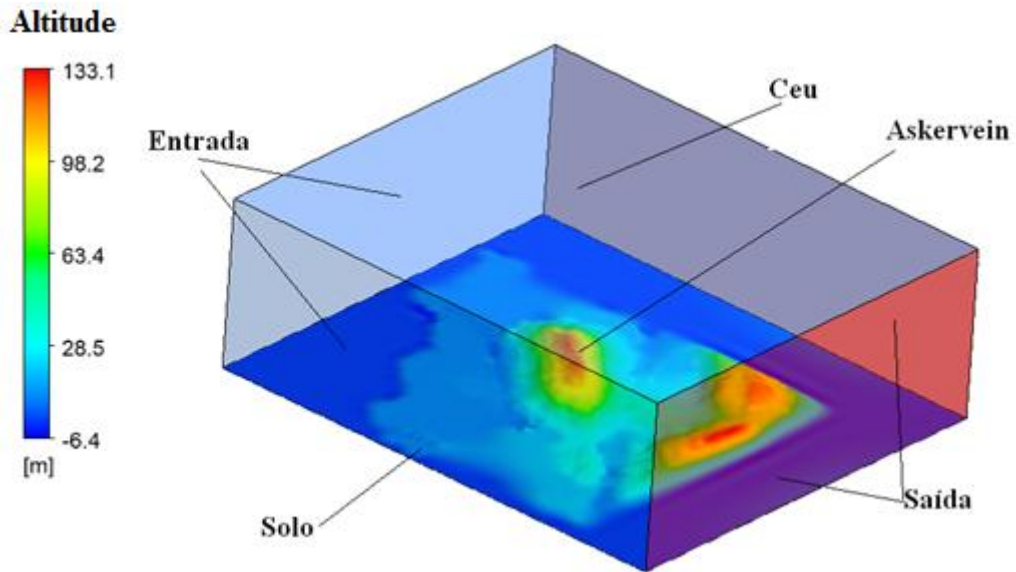


Figura 4.1 – Domínio computacional para a região de Askervein. Relevo do solo em relação ao nível do mar e posição das condições de contorno.

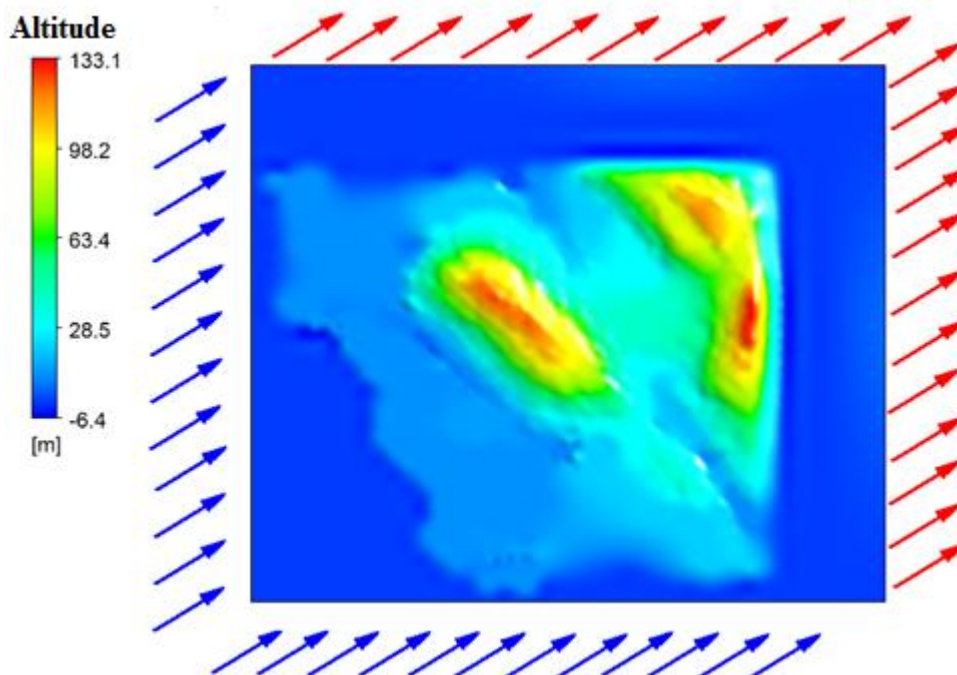


Figura 4.2 – Domínio computacional para a região de Askervein. Vista superior e posição das condições de contorno (entrada e saída).

4.2.2. Domínio computacional da região de Acuruí, Minas Gerais – Brasil

A digitalização da região de Acuruí é mostrada nas Figuras 4.3 e 4.4 que apresentam a localização das condições de contorno empregadas e a indicação das estações de medição presentes na região, respectivamente. Os pontos 1, 2, 3, 4, 5 e 6 na Figura 4.4, representam a localização das estações meteorológicas, sendo que os pontos 2, 3, 4 e 5 acompanham uma linha de transmissão já existente. Além disso, os pontos *L*, *M* e *H* localizados em diferentes altitudes são utilizados para analisar a influência do relevo no perfil de velocidade local de vento. As linhas traçadas entre os pontos 1, 6 e 2, 5 na Figura 4.4 representam, aproximadamente, linhas de transmissão. A variação da altura nestas figuras mostra o quanto à topografia é irregular, possuindo picos de alturas em torno de 800 m e vários vales.

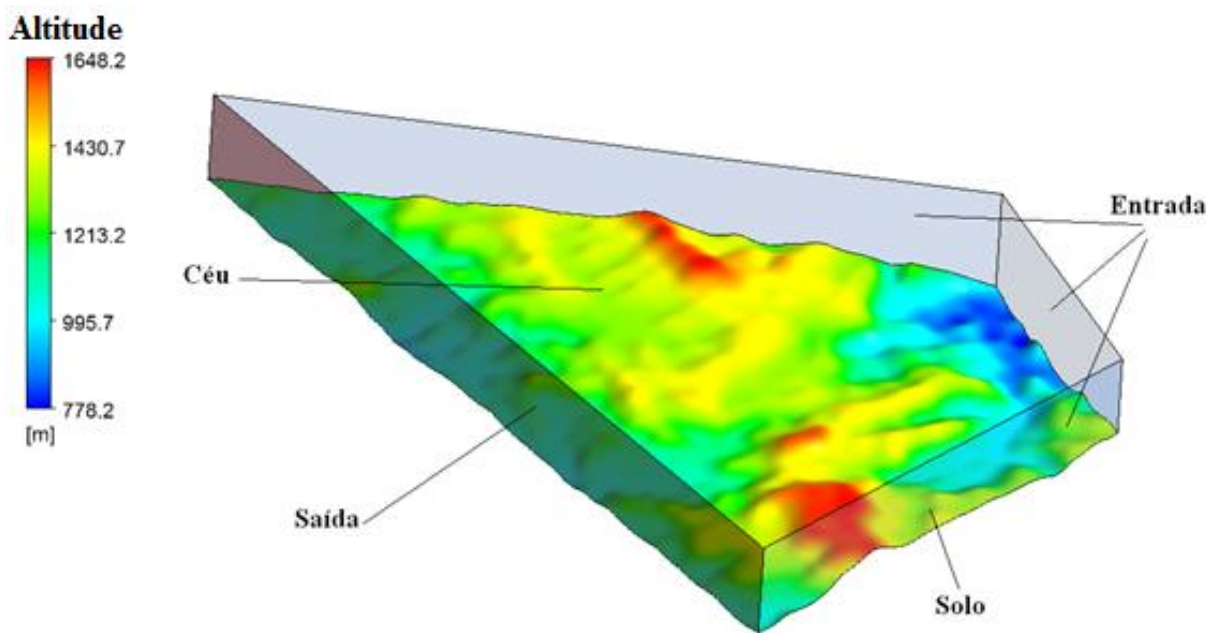


Figura 4.3 – Domínio computacional para a região de Acuruí, relevo do solo em relação ao nível do mar e posição das condições de contorno.

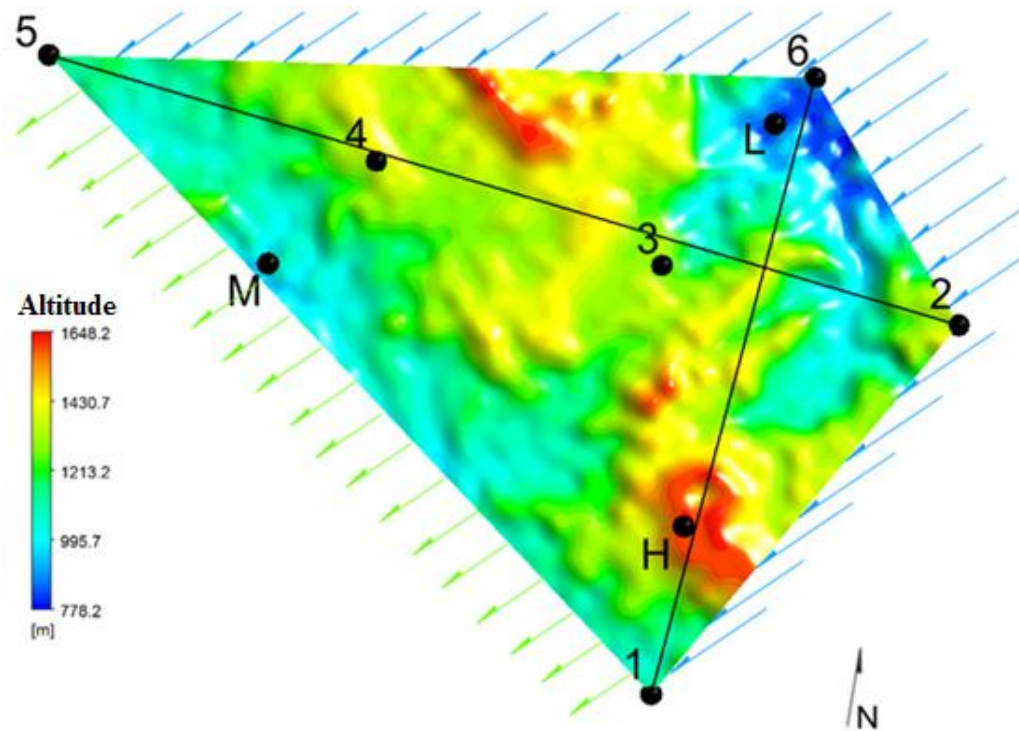


Figura 4.4– Domínio computacional para a região de Acuruí. Relevo do solo em relação ao nível do mar e posição das estações meteorológicas.

4.3. MÉTODO NUMÉRICO UTILIZADO

A modelagem e a simulação do escoamento são efetuadas por meio do pacote comercial Ansys CFX-12.0. Este software possui em resumo as seguintes características:

- discretização das equações de conservação pelo método de volumes finitos centrado no vértice;
- resolve problemas laminares e turbulentos tridimensionais;
- utiliza malhas não-estruturadas e híbridas;
- resolve problemas conjugados de calor e escoamento de fluidos, entre outras.

A utilização de malhas não-estruturadas permite que refinamentos de malha sejam aplicados próximos às superfícies, onde grandes variações de velocidade e temperatura estão presentes.

4.3.1. A Discretização das equações no CFX

A solução das equações que governam a termodinâmica e a mecânica de fluidos são

fundamentais para a compreensão dos processos físicos que ocorrem na atmosfera, principalmente, no estudo da CLA. Para isto, uma metodologia numérica CFD (mecânica dos fluidos computacional), juntamente com parametrizações (modelagens) adequadas é aplicada.

Em pacotes comerciais de CFD com penetração industrial, como o CFX, o método dos volumes finitos (MVF) é mais empregado na solução do conjunto de equações. O conceito chave usado durante toda a formulação do MVF é o princípio de conservação de uma determinada quantidade física expressa pelas equações de transporte sobre qualquer volume finito, também denominado volume de controle.

O domínio é discretizado num conjunto de volumes de controle não sobrepostos, podendo ser irregulares no tamanho e na forma. Os valores de uma variável ϕ são armazenados no centróide dos volumes de controle, ou seja, nos vértices dos triângulos da malha chamados de nodos. As equações discretizadas da variável dependente ϕ são obtidas integrando a equação de transporte sobre cada um dos volumes de controle no domínio.

O processo de discretização torna-se mais conveniente reconhecendo-se o fato de que todas as equações de transporte relevantes possuem uma forma comum, isto é, a forma da equação genérica de transporte. A Figura 4.5 ilustra uma malha típica, em que se apresenta o volume finito, sendo representado pela área sombreada. Observa-se que cada nodo, ou nó, é rodeado por um conjunto de superfícies que compõem o volume finito. Todas as variáveis de solução e as propriedades do fluido são armazenadas no nó do elemento.

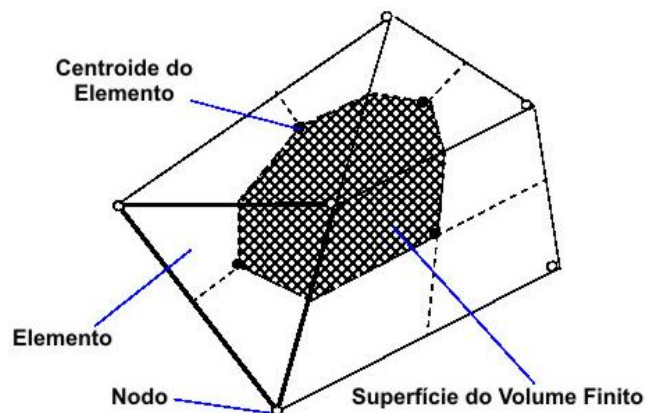


Figura 4.5 – O volume finito (Fonte: CFX 12.0, 2009).

O primeiro passo para resolver numericamente as equações é aproximá-las usando funções discretas. Considerando um elemento de malha isolado, como o um mostrado na Figura 4.6, os fluxos de superfície devem ser representados de maneira discreta nos pontos de integração para completar a conversão da equação contínua na forma discreta. Os pontos de integração ipn ficam situados no centro de cada segmento de superfície do elemento tridimensional que cerca o volume finito.

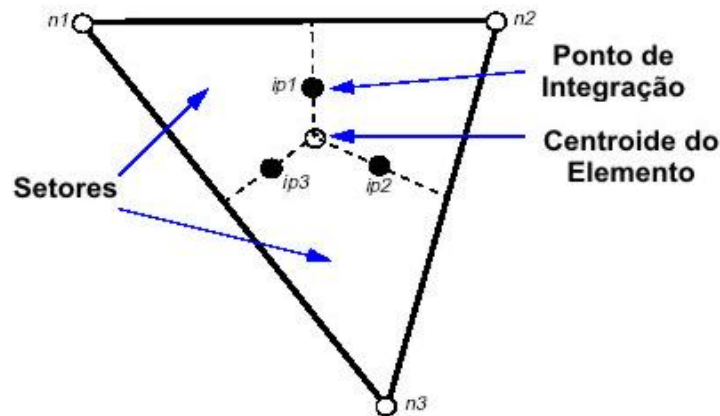


Figura 4.6 – Elemento de malha isolado (Fonte: CFX 12.0, 2009).

As equações resultantes apresentam quantidades derivadas e produtos não lineares de incógnitas que devem ser discretizadas de modo a se obter um sistema de equações algébricas. As discretizações são obtidas através da aplicação de esquemas nos termos das equações. A tarefa dos esquemas de discretização é fazer aproximações baseadas em uma expansão do tipo séries de Taylor para funções contínuas. A ordem de um esquema é definida como sendo de truncamento da série de Taylor desenvolvida na obtenção do esquema.

As equações obtidas após a discretização do sistema são intrinsecamente acopladas porque a pressão, que aparece nas equações de conservação da quantidade de movimento, não apresenta uma equação evidente para sua solução.

Para solucionar o sistema de equações é necessário fazer um arranjo da malha computacional determinando a posição relativa entre as componentes do vetor velocidade e pressão. Muitos arranjos são possíveis, mas para sistemas coordenados ortogonais, apenas dois deles são empregados: o arranjo co-localizado, onde todas as variáveis estão localizadas, e armazenadas, conjuntamente no centro do mesmo volume de controle; e o arranjo desencontrado, onde as componentes do campo de velocidade e do campo escalar são armazenadas nas faces dos volumes finitos e a pressão é armazenada nos centros dos volumes.

Após aplicado o arranjo apropriado é necessário resolver o sistema de equações. Isto é possível através de duas metodologias:

Metodologia segregada: emprega uma estratégia de solução onde as equações de conservação são resolvidas, uma a uma, com um campo de pressão estimado, e depois uma equação de correção para a pressão é obtida. Devido à natureza estimativa-correção desta metodologia, um número grande de interações e uma seleção muito cautelosa dos parâmetros de sub-relaxação para as variáveis, no caso de regime permanente, são tipicamente necessários.

Metodologia acoplada: resolve as equações de conservação como um único sistema. A solução de cada conjunto de equações consiste de duas operações numéricas intensas para cada passo no tempo. Primeiramente, as equações não lineares são linearizadas, obtendo os coeficientes iterativamente e inseridas na matriz principal. Posteriormente, as equações lineares são solucionadas, obtendo a solução das equações iterativamente.

A solução do sistema discreto de equações linearizadas é através de um método numérico iterativo, onde a cada interação o resíduo máximo ou RMS (Root Mean Square) para cada variável, é comparado ao resíduo alvo para verificar a convergência. Uma vez que o resíduo se torna menor ou igual ao critério de convergência usado, o cálculo é encerrado. Um valor para o critério de convergência para o resíduo RMS igual ou menor a 10^{-4} é considerado aceitável para uma boa solução para a maioria das simulações industriais.

O código comercial ANSYS CFX 12.0 (2009) será utilizado neste estudo numérico. Este código é um dos mais utilizados comercialmente por apresentar uma gama de modelos capazes de tratar os mais diversos problemas, possuindo as seguintes características numéricas:

- Utiliza o método dos volumes finitos para a solução das equações de transporte RANS.
- Apresenta os principais modelos de turbulência de duas equações e tensões de Reynolds.
- Usa funções de parede para o tratamento da camada limite com formulações para a subcamada viscosa quando modelos de turbulência empregam a taxa específica da dissipação da turbulência.

- Apresenta esquemas de até segunda ordem para discretização dos termos das equações no tempo e no espaço.
- Soluciona as equações de maneira acoplada em malhas co-localizadas.
- Suporta malhas tridimensionais com elementos de formas prismática, tetraédrica, hexaédrica e piramidal. É capaz de trabalhar com malhas híbridas contendo elementos de diferentes formas.

4.3.2. Armazenamento das Variáveis e Esquema de Interpolação Utilizado

O CFX utiliza um esquema co-localizado, no qual os valores de pressão e velocidade são armazenados no centro das células. Um esquema de interpolação é utilizado para calcular os valores de pressão nas faces a partir dos valores no centro das células. O esquema utilizado interpola os valores de pressão, e também as velocidades nas faces utilizando os coeficientes da equação de quantidade de movimento em um procedimento similar ao apresentado por Rhie e Chow (1983).

4.3.3. Tratamento do Termo Advectivo Utilizado

Para completar a discretização do termo advectivo, a variável ϕ_{ip} deve ser relacionada aos valores nodais de ϕ . Os esquemas de advecção implementados no CFX-12 podem ser apresentados da seguinte forma:

$$\phi_{ip} = \phi_{up} + \beta \nabla \phi \cdot \Delta \tilde{\lambda} \quad (4.7)$$

onde ϕ_{up} é o valor upwind no nó, $\nabla \phi$ é o gradiente de ϕ e $\tilde{\lambda}$ é o vetor upwind no nó ip. No presente trabalho foi utilizado o esquema de “Alta-Resolução” implementado no CFX-12. O esquema de “Alta-Resolução (High-Resolution)” computa β localmente para ser tão perto de 1 quanto possível, sem violar princípios do contorno. O cálculo para β é baseado no que foi proposto por Barth e Jespersen (1989).

4.4. DESENVOLVIMENTO DO MODELO HIDRODINÂMICO

O Modelo Hidrodinâmico caracteriza um escoamento em condições de atmosfera neutra, seca,

sem a presença de fenômenos térmicos e para uma cobertura superficial do terreno constante. Para representar esta condição, o trabalho de Taylor et al (1983, 1985 e 1987) foi reproduzido numericamente e validado com seus dados experimentais (TU-03B). Depois de validado, este modelo é utilizado para a obtenção dos campos de velocidade e direção do vento para a região de Acuruí, M.G. As equações RANS (Reynolds-averaged Navier–Stokes) para os balanços de massa e quantidade de movimento, juntamente com o modelo de turbulência, foram utilizadas para modelar numericamente a CLA Neutra.

4.4.1. Modelo Matemático

As equações matemáticas utilizadas no modelo hidrodinâmico são a conservação da massa e a quantidade de movimento, além da equação do estado. Como no modelo é desprezada a influência da temperatura no escoamento, retratando uma atmosfera neutra e seca, a equação da energia e a influência do termo fonte, são consideradas nulas.

4.4.2. Condições de contorno

O perfil de velocidade na entrada do domínio computacional (inlet), associado à energia cinética turbulenta, k , e sua taxa de dissipação, ε , são expressos pelas seguintes equações:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (4.8)$$

onde $u(z)$ é a função da velocidade dada pela lei de perfil de velocidade logarítmica apresentada no capítulo anterior, u_* é a velocidade de fricção e κ é a constante de von Karman ($\kappa = 0,41$):

$$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (4.9)$$

$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa z} \quad (4.10)$$

onde C_μ é uma constante empírica.

A velocidade de fricção é difícil de determinar e não tem um significado físico de fácil compreensão (Valle et al., 2005). Desta forma, pode-se obter uma expressão semelhante em função de uma velocidade de referência medida diretamente no campo a uma altura de referência de 10 metros. Esta altura é utilizada como referência em todos os trabalhos da literatura. Considerando a velocidade de fricção dada a partir da Equação 4.8, tem-se:

$$\kappa \cdot u(z) = u_* \cdot \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (4.11)$$

onde:

$$u_* = \frac{\kappa \cdot u(z)}{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)} \quad (4.12)$$

Considerando uma altura de referência z_{ref} para uma velocidade de referência medida nesta altura u_{ref} , tem-se

$$u_* = \frac{\kappa \cdot u_{ref}}{\ln\left(\frac{z_{ref}}{z_0}\right)} \quad (4.13)$$

Substituindo esta expressão na Equação 4.12 tem-se, finalmente:

$$\frac{\kappa \cdot u(z)}{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)} = \frac{\kappa \cdot u_{ref}}{\ln\left(\frac{z_{ref}}{z_0}\right)} \quad (4.14)$$

de onde se obtêm:

$$u(z)_{in} = u_{ref} \frac{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)}{\ln\left(\frac{z_{ref}}{z_0}\right)} [m/s] \quad (4.15)$$

onde $u(z)_{in}$ é a velocidade dada pelo perfil logarítmico modificado, u_{ref} é a velocidade de referência obtida a uma altura de 10m e z_0 é o comprimento aerodinâmico da rugosidade, constante para os dois domínios (Askervein e Acuruí).

Os valores de velocidade de referência e a direção preferencial do vento, utilizados para as duas regiões (Askervein e Acuruí), foram obtidos através de dados experimentais destas localidades. A Tabela 4.1 mostra valores médios de velocidade de referência, o comprimento aerodinâmico da rugosidade e a direção do vento utilizados para as região de Askervein (grama baixa) e de Acuruí (composto de florestas, vegetação baixa e afloramento rochoso).

Tabela 4.1 - Velocidade de referência (u_{ref}) e Comprimento aerodinâmico da rugosidade (z_0) para as região de interesse

Região de Interesse	(u_{ref})	(z_0)	Sentido do vento
Askervein	8,9 m/s	0,03 m	Vento de Sudoeste
Acuruí	5 m/s	0,3 m	Vento de Nordeste

4.4.3. Parâmetros numéricos

As simulações numéricas foram realizadas utilizando o código comercial Ansys CFX 12.0, onde as equações médias de Reynolds (RANS) foram discretizadas utilizando o esquema das diferenças centradas para os termos difusivos e o esquema híbrido de segunda ordem para os termos advectivos das equações. O erro residual RMS tolerado para a convergência final foi de 10^{-4} para todas as simulações feitas. As simulações foram realizadas usando até seis computadores pessoais, Intel Core Duo de 2.8 GHz com 4 GB de memória RAM, processando em paralelo.

4.4.4. Modelos de turbulência utilizados

Os modelos de turbulência testados neste estudo foram os modelos de duas equações RNGKE e SST e os modelos de sete equações SSGRS e BSLRS. Todos os modelos foram avaliados com a melhor malha definida através de um estudo detalhado que utilizou como referência o modelo BSLRS. Este é o modelo mais complexo matematicamente, uma vez que utiliza paralelamente o modelo $k-\omega$ para baixos números de Reynolds capaz de representar melhor o escoamento próximo da parede, porém exige mais computacionalmente que os outros modelos de turbulência estudados. O estudo de malha é descrito a seguir.

4.4.5. Parâmetros da malha

Um estudo de sensibilidade de malha foi realizado avaliando todos os seus importantes

parâmetros, como razão de aspecto, que define a razão entre a maior e a menor aresta de um dado elemento (pode ser o inverso também) e a razão de volumes, que defini a razão entre o volume de elemento pelo volume dos seus elementos vizinhos. Na superfície inferior do domínio, onde os gradientes de velocidade são maiores e sua variação é acentuada, camadas finas de elementos prismáticos (inflation) na direção vertical e substancialmente maiores nas direções longitudinais são empregadas. O uso destes elementos permite que os gradientes próximos da parede sejam captados sem que seja necessário um número exagerado de elementos. Um controle superficial da aresta do elemento é usado para concentrar elementos próximos à superfície inferior.

Testes de malha foram realizados com o intuito de minimizar os erros oriundos de malhas grosseiras. Os parâmetros utilizados nestas malhas (número de camadas, altura do primeiro elemento e fator de expansão destes elementos) são apresentados na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Parâmetros das malhas

Malha	Nº de camadas	Inflation		Controle na superfície inferior Aresta do elemento (mm)	Elementos de malha (10^6)	Nós da malha (10^6)
		Altura da 1ª camada (mm)	Fator de Expansão			
1	10	2	1,172	25	8,30	2,01
2	30	2	1,050	25	11,54	3,65
3	30	0,1	1,165	25	11,56	3,67
4	30	0,1	1,165	15	21,43	8,25

A Figura 4.7 mostra em detalhes a malha número 3, onde as camadas de elementos prismáticos chamados “inflation” podem ser observadas.

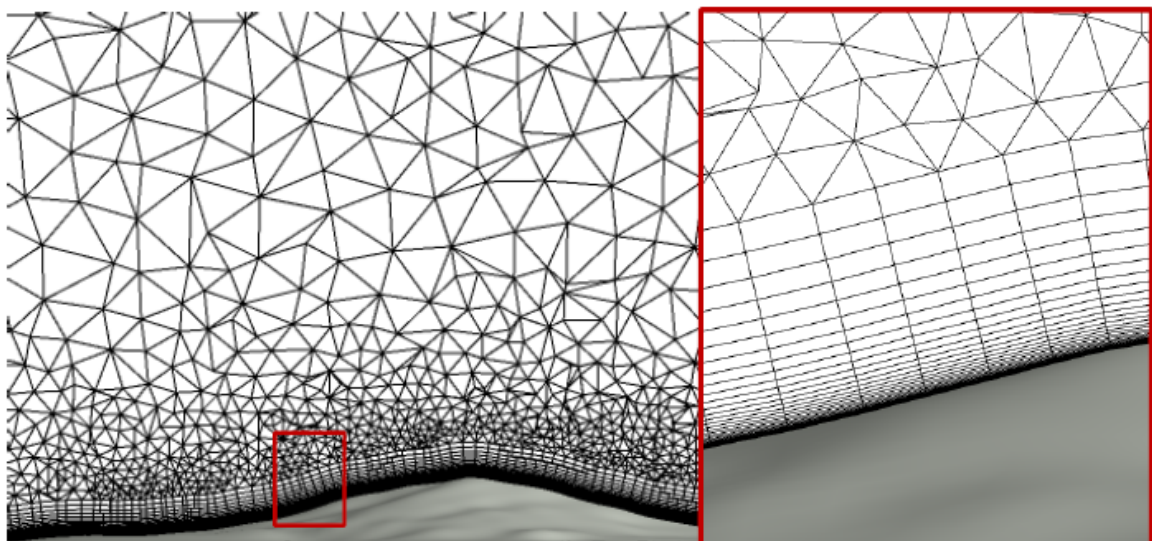


Figura 4.7 – Detalhe superficial da malha, para melhor captar os efeitos de parede.

A Figura 4.8 mostra os resultados da sensibilidade da malha em Askervein para o fator de acréscimo de velocidade (Speed-Up Ratio) $[\Delta S]$, dada pela Equação 4.16 e a Energia Cinética Turbulenta Normalizada (k/k_{ref}), obtida a 10 metros de altura do solo. Sendo a Energia Cinética Turbulenta (k_{ref}) extraída do perfil de velocidade de entrada a 10 metros de altura.

$$\Delta S(z) = \frac{U_h(z) - U_{ref}(z)}{U_{ref}(z)} \quad (4.16)$$

onde $U_h(z)$ é o modulo da velocidade na altura desejada e $U_{ref}(z)$ é o valor da velocidade de referência.

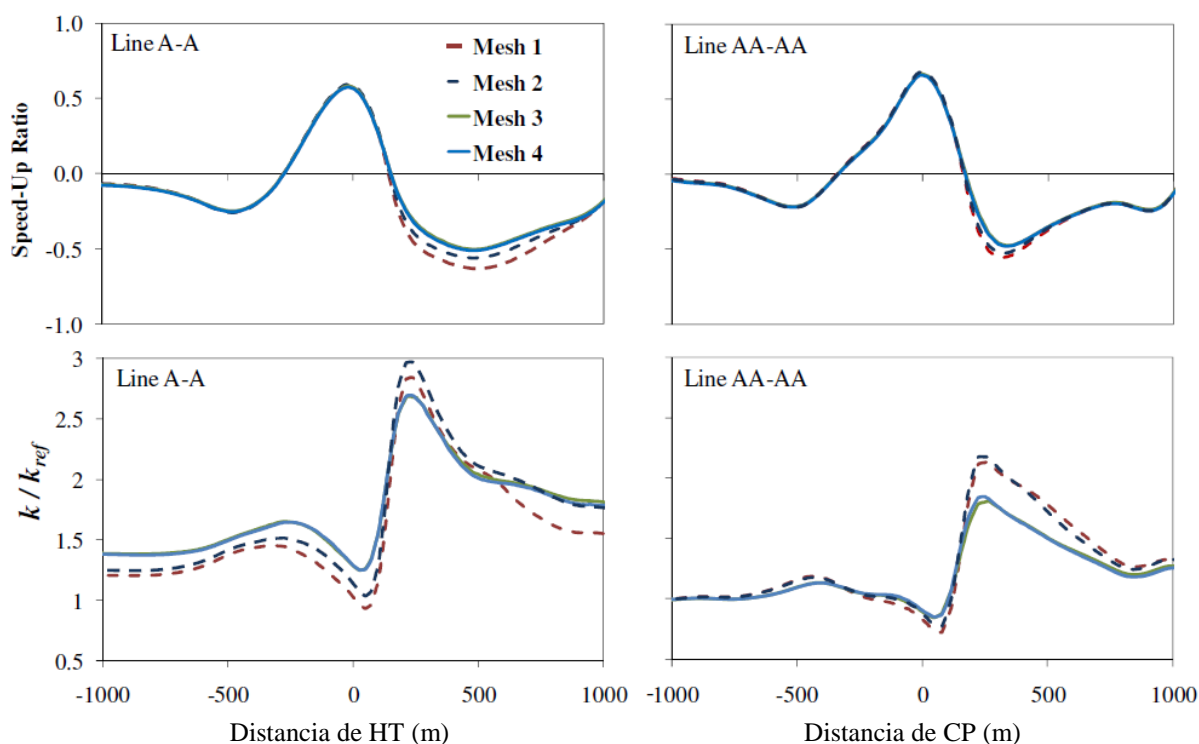


Figura 4.8 – Estudo da sensibilidade da malha em Askervein.

Os resultados apresentados na Figura 4.8 mostram que não existem diferenças significativas entre a Malha 3 e 4, devido ao fato da Malha 4 ser bastante grande (2x maior que a Malha 3), a Malha 3 foi a escolhida para a obtenção de resultados com o modelo hidrodinâmico proposto neste trabalho.

Baseando-se na mesma metodologia de estudo de malha de Askervein, foi analisada, também, a malha para a região de Acuruí, no intuito de obter a malha ideal. A malha ideal é aquela extremamente densa, limitada pela capacidade computacional disponível e que obteve valores

bem próximos dos experimentais. Desta forma, foram testadas cinco malhas de diferentes tamanhos e refinamentos. As cinco malhas testadas no estudo são apresentadas na Tabela 4.3 para a região de Acuruí.

Tabela 4.3 – Parâmetros de malha de Acuruí.

Malha	Comprimento do elemento na superfície [m]	Comprimento do elemento no volume afastado do solo [m]	Nº de elementos	Nº de nós	Redução % de nós em relação à malha 5
1	75	250	3.214.562	1.052.231	89
2	50	250	5.843.178	2.574.209	74
3	50	150	7.133.818	2.742.659	72
4	40	150	10.014.567	3.746.721	62
5	25	150	23.436.251	9.735.782	0

As variações percentuais da velocidade para cada região, obtida utilizando as diferentes malhas, foram calculadas a partir da malha mais refinada definida como ideal (malha 5). Estas variações são apresentadas na Tabela 4.4.

Tabela 4.4 – Resultados obtidos no estudo de malha para região de Acuruí.

Malha	Redução % de nós em relação à malha 5	Variação % média da velocidade em relação à malha 5	Desvio padrão da variação
1	89	7,2	7,0
2	74	7,0	4,8
3	72	3,8	4,0
4	62	3,1	2,8
5	0	0	0

Foi adotado neste trabalho, um erro menor que 5% nos resultados quando comparados com a malha ideal para a simulação da CLA. Baseando-se neste critério, segundo a Tabela 4.4, a malha 3 foi escolhida para ser usada nas simulações numéricas, em substituição à malha ideal. O uso desta malha reduz aproximadamente em 72 % o custo computacional da simulação e oferece resultados aceitáveis, com um desvio médio de 4,2 %.

4.5. DESENVOLVIMENTO DO MODELO TÉRMICO

O Modelo Térmico foi preparado para avaliar a influência da convecção natural em escoamentos atmosféricos. Para isto, foi necessário avaliar o termo fonte nas equações conservativas (massa, quantidade de movimento e energia) e os parâmetros necessários para a

sua aplicação nas condições de contorno. A validação do modelo e a sua contribuição para escoamentos reais é analisada utilizando dados da literatura. Os detalhes do modelo, as condições de contorno, os parâmetros numéricos e de malha são apresentados nas seções seguintes.

4.5.1. Modelo Matemático

As equações matemáticas utilizadas no modelo térmico são à conservação da massa, a quantidade de movimento, energia e a equação de estado. A influência do termo fonte foi verificada para determinar condições de instabilidade da CLA.

4.5.2. Avaliação do termo fonte para as forças de empuxo

O termo fonte da equação de conservação da quantidade de movimento deve ser tratado de forma especial porque contém os parâmetros responsáveis pelas forças de empuxo. Devido à variação da pressão e da temperatura ao longo da atmosfera e à sua relação com a estabilidade da CLA, são estudados modelos para o termo fonte, visando analisar as forças convectivas. Os modelos de empuxo completo, Boussinesq e o número de Froude, apresentados no Capítulo 3 deste trabalho, são avaliados a partir dos perfis de temperatura absoluta (medida numérica estabelecida pela escala de Kelvin) e da temperatura potencial para as três condições de estabilidade da atmosfera (Neutra, Estável e Instável). A temperatura potencial é a temperatura que uma parcela de ar (a uma pressão p e cuja temperatura real é T) teria se fosse trazida adiabaticamente até o nível do mar.

A equação de estado do gás ideal é utilizada para o cálculo da massa específica na avaliação do modelo de empuxo completo. São definidos valores representativos de cada condição de estabilidade para o número de Froude, sendo elas definidas para cada CLA da seguinte forma:

- a. CLA neutra: Froude igual a 1000;
- b. CLA estável: Froude igual a 5;
- c. CLA instável: Froude igual a -5;

As propriedades da atmosfera e os valores de suas variáveis usadas nos cálculos, em função da altitude, foram baseados na atmosfera padrão com temperatura ao nível do mar de 25 °C. Os resultados são avaliados com base no comportamento para cada condição imposta:

- CLA neutra: Termo fonte da equação de quantidade de movimento em z nulo;
- CLA estável: Termo fonte da equação de quantidade de movimento em z negativo (sentido do solo);
- CLA instável: Termo fonte da equação de quantidade de movimento em z positivo (sentido do céu);

4.5.2.1. Relações entre a temperatura e o modelo de empuxo

No intuito de auxiliar na escolha da melhor forma do tratamento das forças convectivas, uma avaliação da relação entre as temperaturas (absoluta e potencial), os modelos de empuxo (Boussinesq e Empuxo Completo) e o número de Froude foi realizada. Foram utilizados perfis de temperaturas clássicos encontrados na literatura para a condição de atmosfera neutra.

A Figura 4.9 apresenta perfis de temperatura absoluta (T) e de temperatura potencial teóricos clássicos (θ) (Oliver, 2005) que caracterizam uma condição neutra de atmosfera seca com variação de temperatura de -10 °C/km (Zdunkowski, 2003). Com estes perfis foram testados os comportamentos dos termos fonte de empuxo ao longo da atmosfera para a condição neutra. A Figura 4.10 apresenta uma análise da influência das forças de empuxo na CLA. Nota-se que, quando os efeitos do empuxo são nulos, se representa uma atmosfera neutra ou em equilíbrio.

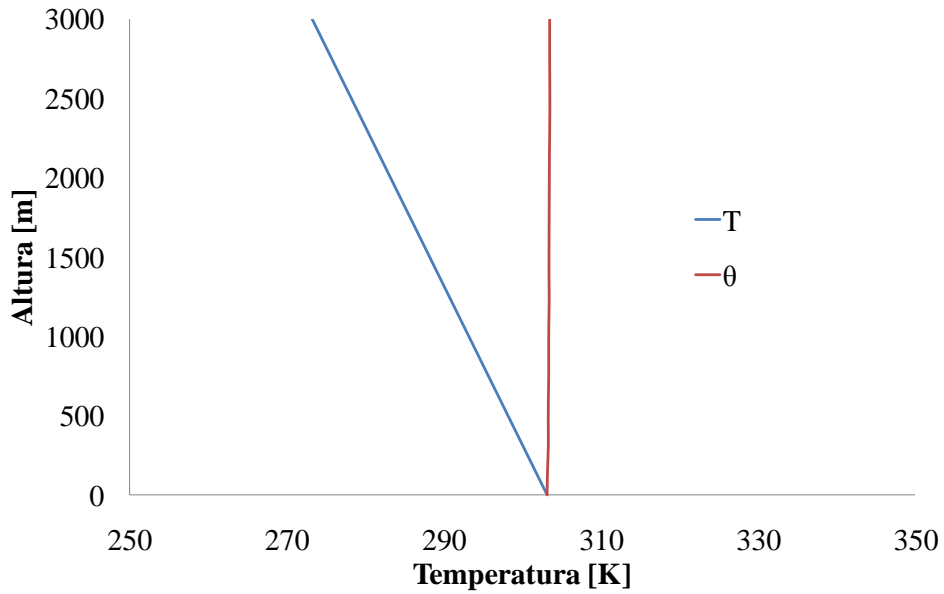


Figura 4.9 – Perfis de temperaturas (T) e potencial (θ) em uma atmosfera neutra. (Oliver, 2005)

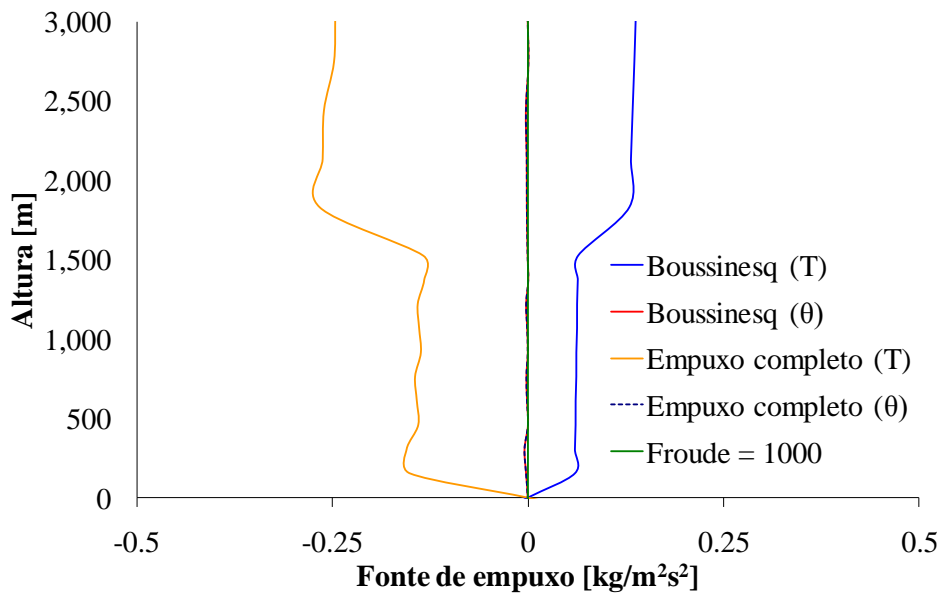


Figura 4.10 – Comportamento do termo fonte com a altura na condição de atmosfera neutra.

É possível observar na Figura 4.10 que apenas os modelos usando a temperatura potencial (Boussinesq e Empuxo Completo) e o modelo baseado no número de Froude foram capazes de representar os efeitos nulos do empuxo na condição de atmosfera neutra, ou seja, em equilíbrio (Oliver, 2005).

Para condições de atmosfera estável e instável os perfis clássicos sofreram variações próximas à superfície. Estas variações propostas são tratadas no intuito de analisar o comportamento dos termos fonte para cada tipo de CLA.

A Figura 4.11 apresenta uma variação imposta nos perfis de temperatura absoluta e temperatura potencial para caracterizar uma condição estável de atmosfera seca (aumento da energia próximo a superfície). Estes perfis foram utilizados para avaliar o comportamento do termo fonte de empuxo ao longo da atmosfera para a condição de atmosfera estável. A Figura 4.12 mostra os resultados obtidos. Nota-se que os perfis tendem a um comportamento negativo próximo ao solo, caracterizando uma condição de atmosfera estável.

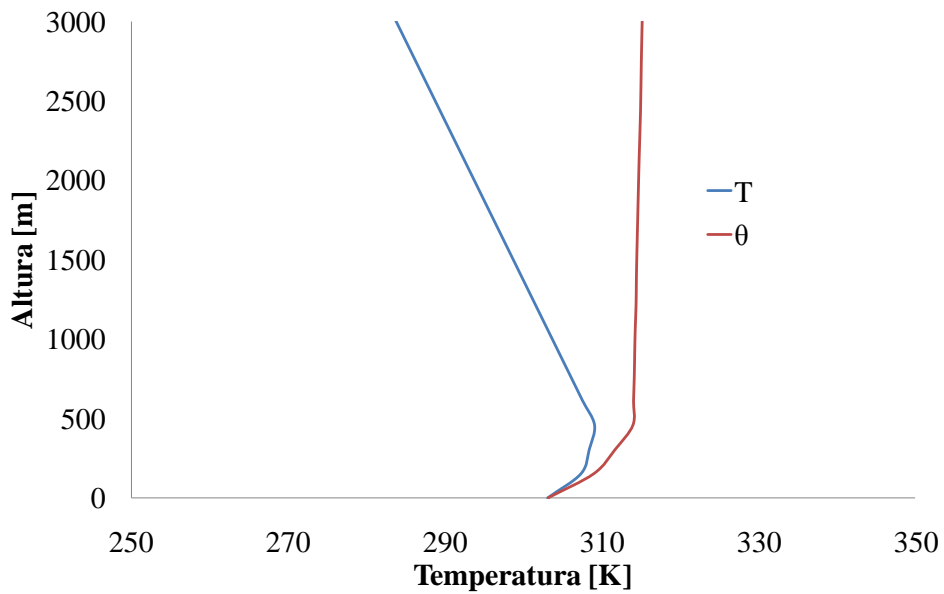


Figura 4.11 – Perfis de temperaturas em uma atmosfera estável.

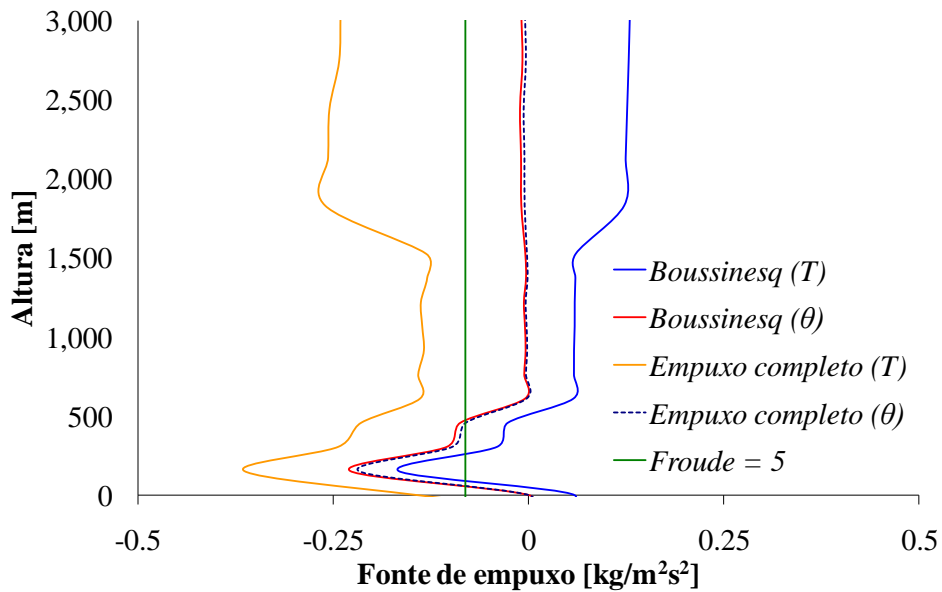


Figura 4.12 – Comportamento do termo fonte com a altura na condição de atmosfera estável.

Novamente, é possível observar que apenas os modelos que utilizaram a temperatura potencial foram capazes de representar o efeito de suavização dos gradientes convectivos na atmosfera. O modelo baseado no número de Froude mostra um valor constante ao longo de toda a atmosfera, o que não caracteriza um fluxo de quantidade de movimento linear real. O termo fonte de Boussinesq, baseado na temperatura absoluta, mostra um comportamento instável em grande parte do domínio oposto do termo fonte de empuxo completo que apresenta um excesso de estabilidade onde a atmosfera deveria estar neutra.

A Figura 4.13 apresenta uma variação imposta nos perfis de temperatura absoluta e temperatura potencial para caracterizar uma condição instável de atmosfera seca. Estes perfis foram usados para avaliar o comportamento dos termos fonte de empuxo ao longo da atmosfera para a condição de atmosfera instável. A Figura 4.14 mostra os resultados obtidos. Nota-se que os perfis tendem a um comportamento positivo, perto do solo, caracterizando uma condição de atmosfera instável.

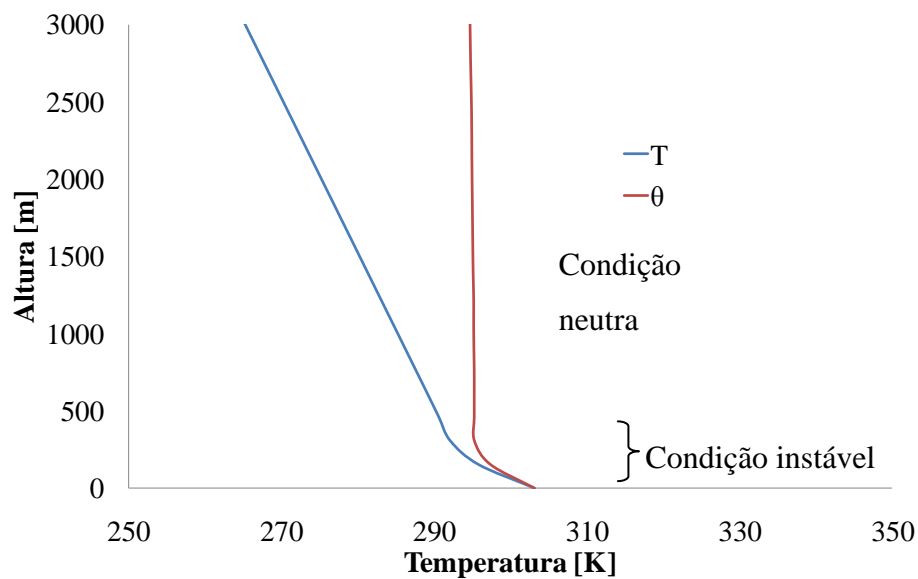


Figura 4.13 – Perfis de temperaturas em uma atmosfera instável.

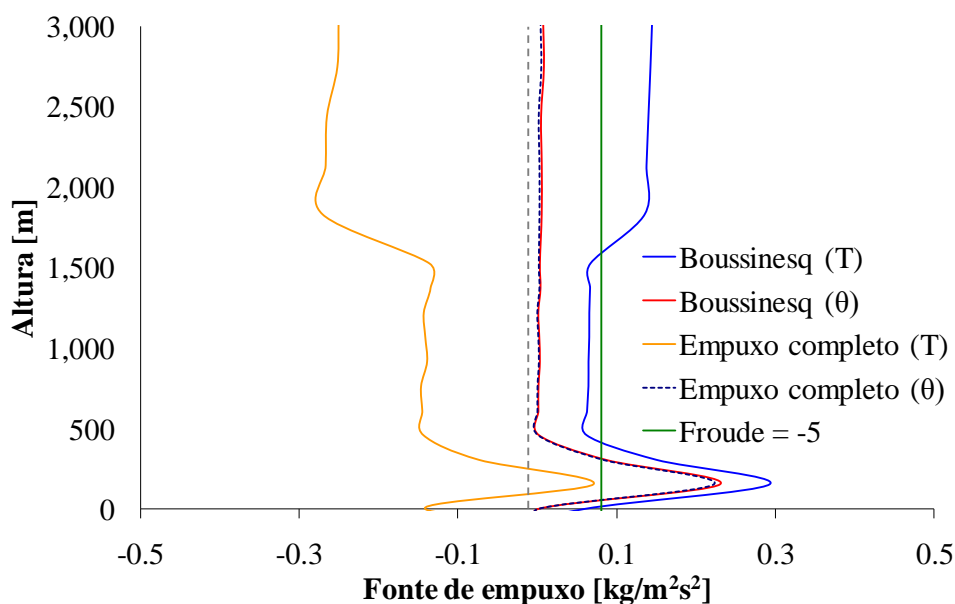


Figura 4.14 – Comportamento do termo fonte com a altura na condição de atmosfera instável.

Observa-se, também, que apenas os modelos usando a temperatura potencial representaram o efeito de maximização dos gradientes de velocidade devido aos efeitos convectivos na atmosfera de forma correta. Os modelos para empuxo usando a hipótese de Boussinesq e o empuxo total empregando a temperatura potencial, ao invés da temperatura absoluta, mostraram-se capazes de representar a variação da estabilidade atmosférica durante o ciclo dia-noite. O modelo de Boussinesq é mais leve computacionalmente, pois assume que as propriedades do ar são constantes a uma temperatura de referência, não necessitando da solução de uma equação de estado para o ar. Desta forma, este modelo usando a temperatura potencial como referência de cálculo para o empuxo foi definida como ideal para o uso no modelo numérico de simulação da CLC.

4.5.2.2. Avaliação do balanço térmico na superfície

O fluxo de calor oriundo do solo é de extrema importância no aquecimento do ar próximo à superfície do terreno e, por ventura, no comportamento do vento através da CLA. Assim, o modelo matemático para o balanço térmico na superfície, apresentado na Revisão Bibliográfica seção 3.1.7.3, foi avaliado em duas etapas.

Na primeira etapa, os dados de irradiação solar obtidos experimentalmente por Guimarães (2003) foram comparados aos obtidos através da Equação 3.22, que calcula a irradiação

incidente de ondas curtas. Na segunda etapa, a temperatura experimental obtida por Maia (2005) foi comparada com a obtida através do balanço térmico representado pela Equação 3.20. Os resultados de Maia (2005) ainda foram comparados a um modelo simplificado. A simplificação foi obtida realizando a linearização do termo I_s da radiação emitida (Equação 3.25) que é função da temperatura a quarta potência, como mostrado na Figura 4.15. A diferença do modelo completo quando comparado com o simplificado está no perfil de temperatura do solo que no modelo completo é obtido através do cálculo do balanço de energia (interação numérica no termo de quarta ordem contido na equação de radiação emitida), enquanto que no modelo simplificado o perfil de temperatura do solo é imposto através da equação 4.17. A Figura 4.15 mostra uma linearização do termo de fluxo de calor (I_s) à quarta potência para a faixa de temperatura de -5 a 60 °C.

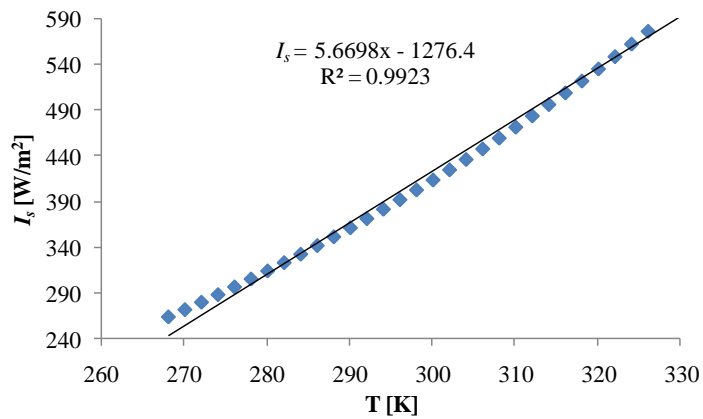


Figura 4.15 – Linearização do termo a quarta potência para a faixa de temperatura -5 a 60 °C.

Considerando uma atmosfera seca e utilizando a equação obtida da linearização, foi possível isolar a temperatura do solo e transformar o sistema de equações em apenas uma equação que representa o cálculo da temperatura do solo, dada por:

$$T_s = \frac{Q_s + \varepsilon_a \sigma T_a^4 + 1276,4 + K_m C_g T_m + K_s C_g T_a}{5,6698 + K_m C_g + K_s C_g} \quad (4.17)$$

onde Q_s representa a irradiação incidente de ondas curtas, ε é a emissividade do ar, σ corresponde à constante de Stefan-Boltzman, T_a a temperatura do ar, T_s a temperatura do solo, C_g é a capacidade térmica por unidade de área e as variáveis K_m , K_s são obtidas pelas equações 3.28 e 3.30, respectivamente.

O balanço térmico torna-se um processo iterativo onde a Equação (4.17) pode ser resolvida

estimando um valor para T_s . O valor encontrado de T_s é, então, utilizado para calcular H_g que é usado pelo código para definir as características térmicas do ar próximo a superfície. Estas características são utilizadas para estimar um novo valor de T_s . Um resumo das constantes do modelo de balanço térmico no solo é apresentado na Tabela 4.5.

Tabela 4.5 –Valores das constantes no modelo do balanço térmico no solo.

τ_s	0,7	S	$1370 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1}$
σ	$5,6703 \times 10^{-8} \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1}$	K_s'	$3 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$
ω	$7,27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$	ε_a	0,725
κ	0,41	δ_0	23,5

4.5.3. Resultados obtido da análise do balanço de energia na superfície.

O modelo matemático para a irradiação solar na superfície terrestre foi comparado aos dados experimentais obtidos da teses de Guimarães (2003). Os resultados experimentais foram comparados aos obtidos pelo modelo para várias transmissividades térmicas atmosféricas, sendo 0,7 o valor típico de atmosfera. Os resultados obtidos são apresentados na Tabela 4.6 e Figura 4.16.

Tabela 4.6 – Irradiação global calculada para o dia 24 de junho de 2002 para condições de céu claro na cidade do Rio de Janeiro (Guimarães 2003).

Hora Padrão	Guimarães (2003)		Modelo matemático			
	Ângulo Zenital [°]	Irradiação Global [W/m ²]	Ângulo Zenital [°]	Irradiação Global ($\tau_s = 0,9$) [W/m ²]	Irradiação Global ($\tau_s = 0,8$) [W/m ²]	Irradia. Global ($\tau_s = 0,7$) [W/m ²]
7:00	89,36	0,0309	86,31	6,6218	1,0616	0,1332
8:00	77,29	23,3057	74,44	95,8541	61,7906	37,5611
9:00	66,21	83,8251	63,68	185,0065	141,8439	104,9561
10:00	56,72	157,7580	54,71	254,7727	207,7829	164,9028
11:00	49,75	219,8640	48,53	298,8935	250,1885	204,4982
12:00	46,45	250,4270	46,29	313,9730	264,7670	218,2415
13:00	49,75	219,8640	48,53	298,8935	250,1885	204,4982
14:00	56,72	157,7580	54,71	254,7727	207,7829	164,9028
15:00	66,21	83,8251	63,68	185,0065	141,8439	104,9561
16:00	77,29	23,3057	74,44	95,8541	61,7906	37,5611
17:00	89,36	0,0309	86,31	6,6218	1,0616	0,1332

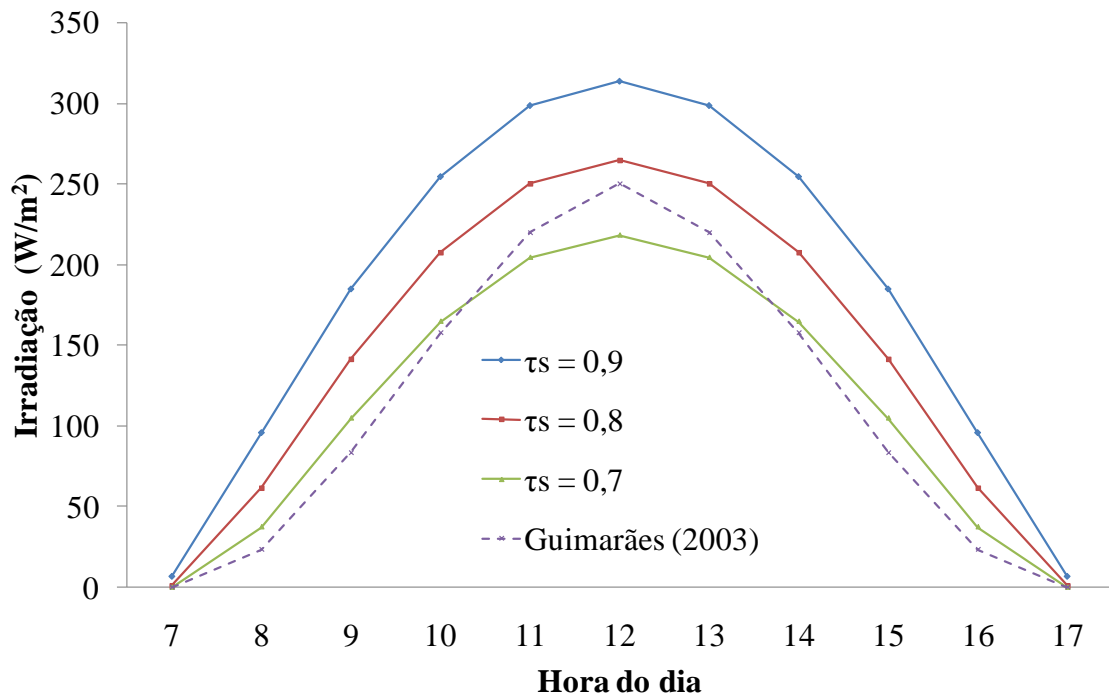


Figura 4.16 – Irradiação durante um dia, avaliação do efeito da transmissividade térmica.

É possível observar que, o modelo matemático usado, representa qualitativamente a irradiação solar subestimando-a, especialmente, na região de pico de irradiação entre as 11 e 13 horas. Em termos quantitativos apresenta um erro médio de $\sim 23\%$ para o melhor caso testado de $\tau_s = 0,7$. Este erro é elevado, mas tendo em vista a complexidade do problema, pode-se considerar um resultado satisfatório que ainda deve ser melhorado. De acordo com os resultados é possível verificar a grande sensibilidade do modelo com a transmissividade térmica da atmosfera que é função de várias variáveis, tais como: poluentes dispersados, nuvens e concentração de umidade, devendo ser definida com cautela em uma simulação atmosférica.

O modelo completo de balanço térmico superficial foi comparado aos resultados experimentais da tese de Maia (2005). Os valores de temperatura, velocidade do ar e umidade foram usados para calcular a temperatura da superfície. O valor de $\tau_s = 0,67$ obtido experimentalmente foi utilizado no cálculo. Os resultados obtidos são apresentados na Tabela 4.7 e Figura 4.17.

Tabela 4.7 – Temperaturas na superfície experimentais (Maia, 2005) e do modelo analítico.

Hora Padrão	Umidade relativa [%]	Velocidade do ar [m/s]	Temperatura ambiente [K]	Temperatura superficial [K] (Maia, 2005)	Temperatura superficial [K] (Modelo)	Diferença [%]
7:00	0,71	1,25	293	292	292	0
8:00	0,63	1,35	294	295	295	0
9:00	0,55	1,5	295	298	298	0
10:00	0,4	2,1	298	305	305	0
11:00	0,32	2,35	300	309	311	-0,6
12:00	0,38	2,6	298	312	311	0,3
13:00	0,33	2,5	300	317	313,5	1,1
14:00	0,29	2,3	301	316	311	1,6
15:00	0,31	2,2	300	310	307	1,0
16:00	0,37	2	298	305	303	0,7
17:00	0,4	1,6	297	302	300	0,7

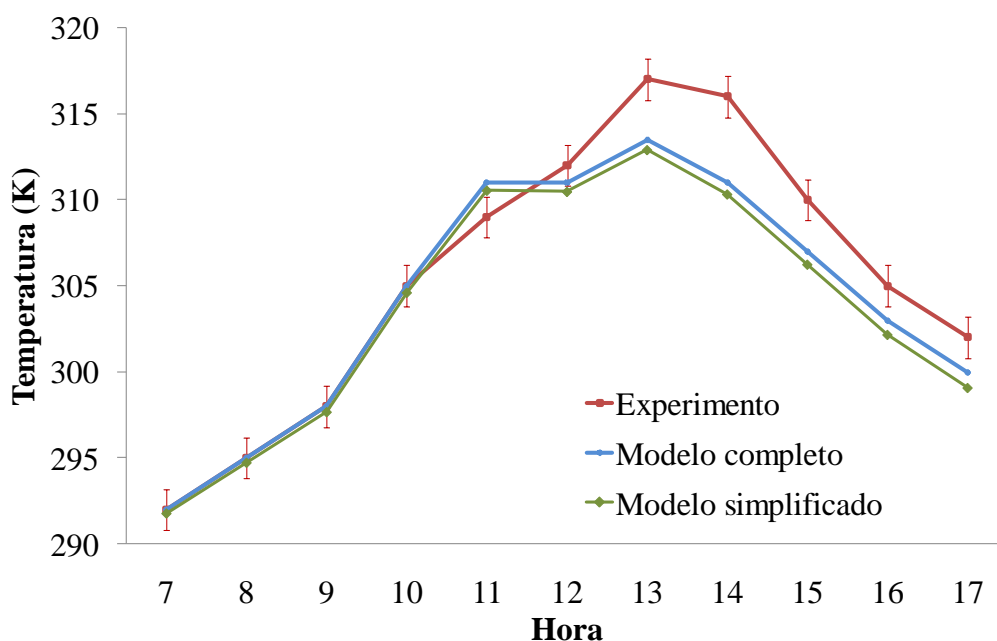


Figura 4.17 – Comparação dos modelos matemáticos com os resultados experimentais (Maia, 2003).

Os resultados mostram que o modelo para a irradiação solar na superfície terrestre se comportou muito bem para a condição testada, apresentando uma diferença máxima de 5 °C para as 14 horas. É observado que o modelo subestima a temperatura da superfície após as 12 horas. Isto, provavelmente, devido aos menores valores da irradiação de pico observada no teste anterior quando apenas esta componente foi verificada. Uma observação feita durante os cálculos é que a contribuição da umidade do ar no cálculo da temperatura superficial, através

do modelo térmico, foi desprezível. As diferenças observadas entre o modelos completo e simplificado são mínimas, comprovando que a linearização da temperatura teve pequeno impacto sobre o resultado obtido.

Em geral, o modelo matemático para o balanço superficial de energia se comportou bem para os casos testados, mostrando valores próximos aos experimentais. Tendo em vista a grande simplificação no equacionamento obtida pelo uso do modelo simplificado e a diferença mínima da temperatura superficial, em relação ao modelo completo, o modelo térmico simplificado será usado no modelo numérico de CLA convectiva.

4.5.4. Validação do CLA convectiva

As equações RANS para os balanços de massa, quantidade de movimento e energia, assim como o modelo de turbulência e a aproximação de Boussinesq para o termo fonte de empuxo foram usadas para modelar numericamente uma CLA convectiva. O experimento realizado por Fedorovich *et al.* (1996) com uma CLA convectiva, evoluindo horizontalmente limitada por uma inversão de temperatura em um túnel de vento, foi escolhido para validação dos resultados numéricos. A escolha teve como principal razão o detalhamento e controle das condições de contorno e a qualidade dos resultados disponíveis. Os detalhes do modelo, condições de contorno, parâmetros numéricos e de malha são apresentados a seguir.

4.5.4.1. Modelo do túnel de vento

O experimento de Fedorovich *et al.* (1996) foi reproduzido numericamente e o domínio computacional utilizado neste trabalho, bem como a localização das condições de contorno, é apresentado na Figura 4.18.

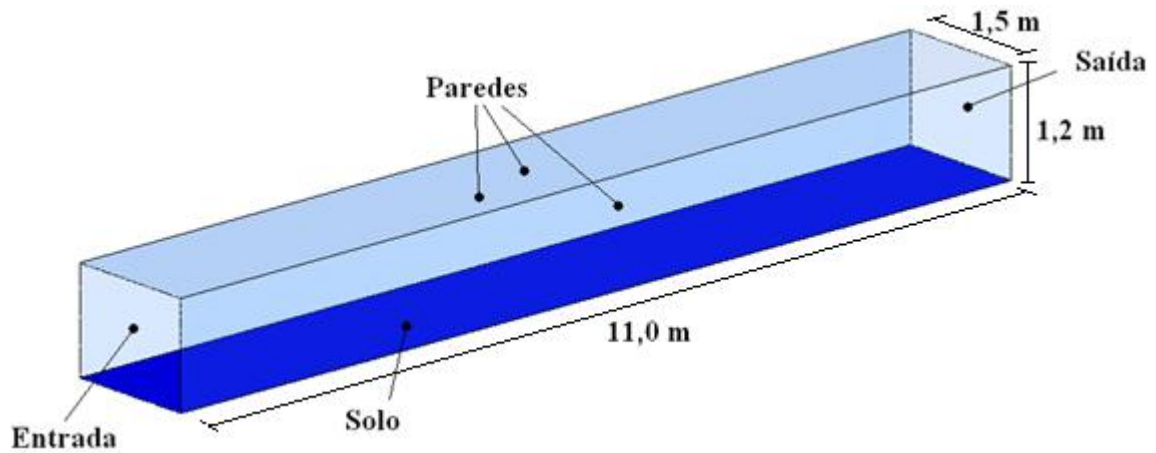


Figura 4.18 - Domínio Computacional do experimento de Fedorovich et al (1996).

4.5.4.2. Condições de Contorno

As condições de contorno da simulação numérica do modelo térmico foram configuradas como as do experimento (Fedorovich *et al.*, 1996). Um fluxo de calor constante de 1250 Wm^{-2} foi definido no piso. Na entrada do domínio computacional foi configurado um perfil de velocidade uniforme de 0.95 m/s e um perfil de temperatura com uma inversão térmica, a uma altura z_i igual a 300 mm .

Da mesma forma que no experimento (Fedorovich *et al.*, 1996), a simulação numérica foi considerada em regime permanente. Como a turbulência de entrada é desconhecida, assumiu-se um valor médio de 5%. Na saída do domínio numérico foi especificada uma condição de pressão relativa média igual a 0 Pa . As paredes laterais e de topo foram definidas como paredes lisas e adiabáticas. O perfil de temperatura imposta na condição de entrada é apresentado na Figura 4.19, baseado no experimento de Fedorovich *et al.*, (1996).

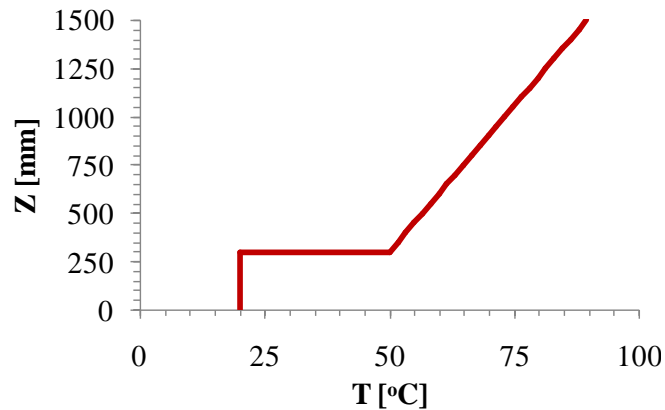


Figura 4.19 – Perfil de temperatura na entrada do túnel de vento.

4.5.4.3. Parâmetros Numéricos

As simulações numéricas estão sendo realizados utilizando o código comercial Ansys CFX 12.0. As equações RANS foram discretizadas utilizando o esquema das diferenças centradas para os termos difusivos e o esquema híbrido de segunda ordem para os termos advectivos das equações. O erro residual RMS tolerado para a convergência final foi de 10^{-4} para todas as simulações feitas. As simulações foram realizadas usando até seis computadores pessoais, Intel Core Duo de 2.8 GHz com 4 GB de memória RAM, processando em paralelo.

4.5.4.4. Modelos de Turbulência utilizados

Os modelos de turbulência usados neste estudo foram os modelos de duas equações RNG k- ϵ e SST e os modelos de sete equações SSGRS e o *BSLRS*. Todos os modelos foram avaliados utilizando-se a melhor malha, que foi definida baseada no modelo de turbulência *BSLRS* por este ser o modelo mais complexo matematicamente entre os estudados. O estudo de malha é descrito a seguir.

4.5.4.5. Parâmetros de Malha

Um estudo de sensibilidade dos resultados com a malha foi realizado avaliando todos os parâmetros da malha considerados importantes. Na superfície inferior do domínio, onde os gradientes de temperatura e velocidade são maiores, é utilizado camadas de elementos prismáticos chamados “inflation” que são finos na direção vertical e substancialmente maiores nas direções longitudinais. O uso destes elementos permite que os gradientes próximos da

parede sejam captados sem que seja necessário um número exagerado de elementos. Um controle superficial da aresta do elemento é usado para concentrar elementos próximos a superfície inferior. Este controle define o tamanho do elemento da superfície até uma altura fixa. Após esta altura de influência, o elemento expande em função de um fator de expansão, determinado como 1,1 para todas as malhas avaliadas. Um fator de expansão pequeno garante que uma transição suave ocorra entre os elementos próximos à superfície e o núcleo de elementos tetraédricos, definidos com tamanho de aresta de 100 mm.

Um grande número de simulações foi realizado. A Tabela 4.8 apresenta os parâmetros de cinco malhas que resumem o estudo. Os resultados destas malhas são apresentados por definirem os parâmetros de malha que mais influenciam no estudo. A malha próxima a parede é avaliada pelo número de camadas (inflation), através das malhas 1 e 2 e pela altura do 1º elemento, através das malhas 2 e 3, ambos parâmetros de grande influência. A malha afastada da parede e a resolução espacial da superfície são avaliadas através das malhas 4 e 5 pela altura de influência do controle na superfície e do comprimento da aresta na superfície, respectivamente. Os resultados para os perfis de temperatura e velocidades na posição C (mostrado na Figura 3.9) são apresentados na Figura 4.20 e 4.21, respectivamente.

Tabela 4.8 – Parâmetros das malhas.

Malha	Inflation		Controle na superfície inferior		Elementos de malha (10^6)	Nós da malha (10^6)
	Nº de camadas	Altura da 1ª camada (mm)	Aresta do elemento (mm)	Altura de influência (mm)		
1	20	1	20	100	4,5	1,3
2	30	1	20	100	5,2	1,6
3	30	2	20	100	5,2	1,6
4	30	1	20	300	15,3	3,4
5	30	1	15	100	19,5	5,4

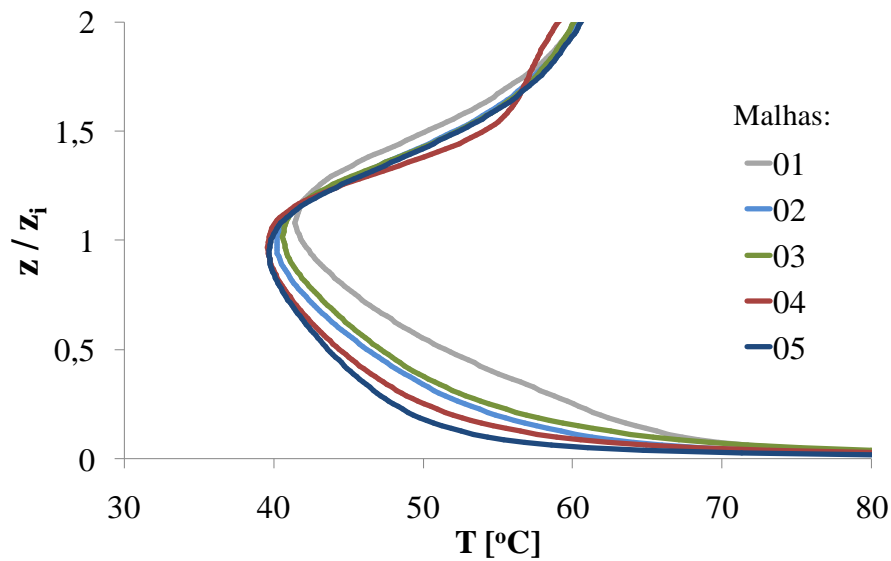


Figura 4.20 – Perfil de temperatura na posição C para as várias malhas analisadas (7,28 m da entrada).

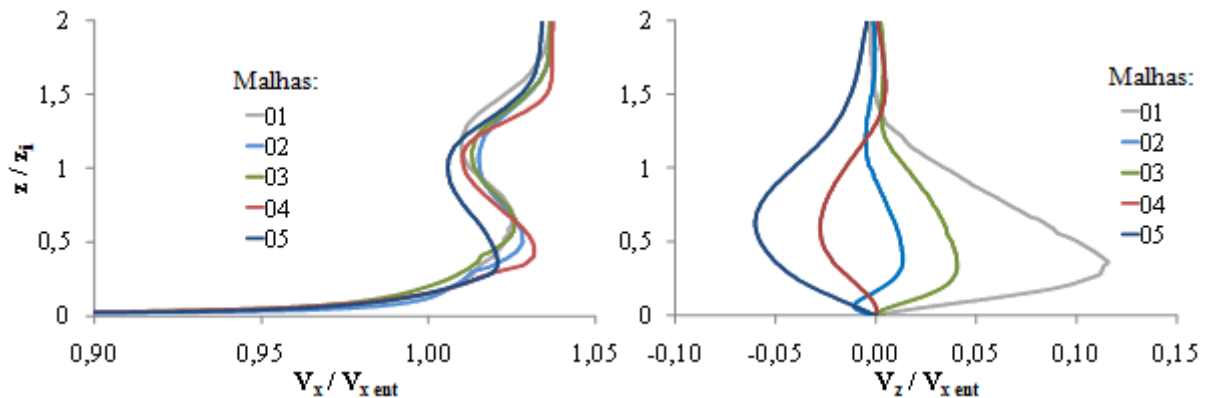


Figura 4.21 – Perfis de velocidades na posição C para as várias malhas analisadas (7,28 m da entrada).

Observando a Tabela 4.8 é possível verificar que, apesar de influenciar de forma significativa no resultado, os parâmetros de malha (inflation) pouco influem no tamanho da malha, como observado para as malhas 1, 2 e 3. Já os parâmetros do controle superficial de malha também influenciam significativamente nos resultados, mas causam um grande aumento do número de elementos e nós da malha, como mostrado na tabela pelas malhas 4 e 5.

Devido à grande sensibilidade dos resultados com a malha, é recomendável que a malha usada na simulação de uma CLC seja refinada o máximo possível próxima a superfície e na região adjacente, onde os maiores gradientes estão presentes. Por isto, optou-se por usar a malha 5, mostrada na Figura 4.20 para as demais simulações deste estudo.

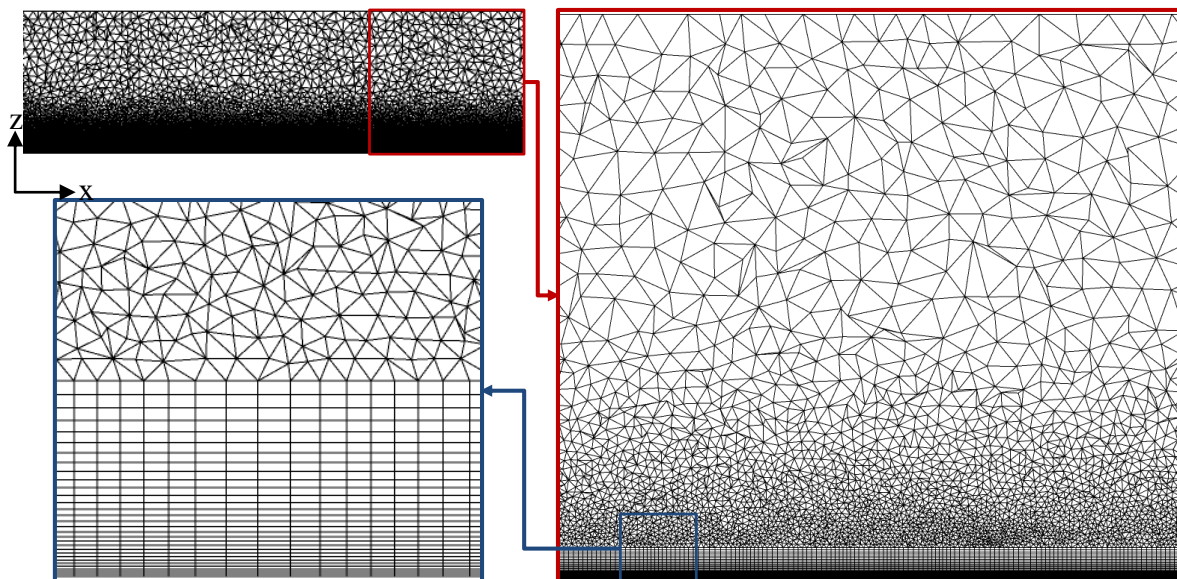


Figura 4.22 – Detalhes da malha 5 em vista lateral.

4.5.5. Simulação da topologia da região de Acuruí em Minas Gerais (condições de contorno)

Neste estudo o escoamento de vento sobre a topologia de Acuruí foi simulado utilizando as médias experimentais referentes ao ano de 2002 e 2003, obtidos nas torres correspondentes aos pontos 1, 2, 5 e 6, mostrados na Figura 4.4. Para o mês de dezembro de 2003 houve uma maior incidência de vento na direção nordeste – sudeste, como indicado pelas setas na Figura 4.4, com o valor médio de velocidade medido a 10 metros de altura, de 5 m/s. Esta direção e velocidade do vento foram adotadas como referência para o perfil parabólico de entrada da velocidade no domínio, calculado segundo a Equação 4.8, para uma altura de referência z_{ref} de 10 m e uma rugosidade superficial aerodinâmica, Z_0 , considerada constante e igual a 0,03 m. As condições de entrada para a energia cinética turbulenta, k , e sua taxa de dissipação, ε , foram calculadas segundo as Equações 4.9 e 4.10, respectivamente. Para uma constante de von Karman ($\kappa = 0,41$) e C_μ é uma constante empírica padrão.

O perfil de temperatura de entrada foi definido com base no perfil teórico de temperatura potencial para uma camada limite convectiva diurna, mostrado na Figura 4.23. Este perfil foi aplicado em todas as simulações.

Nas simulações sem o modelo térmico de superfície, o solo foi considerado adiabático com uma rugosidade superficial aerodinâmica constante igual a 0,03 m. Nas simulações com o

modelo térmico, um fluxo de calor convectivo foi definido no solo com base na temperatura calculada pelo modelo (Equação 4.17). Para o cálculo térmico, foi definida a irradiação solar ao meio dia para um dia de verão. As variáveis relativas ao escoamento como temperatura e a velocidade do ar foram obtidas diretamente do cálculo no primeiro elemento fora da parede. A temperatura do substrato do solo foi definida como sendo 10 K abaixo da temperatura do solo. Um albedo e emissividade constante foram definidos no solo, apresentando o valor de 0,1 e 0,9, respectivamente. Os valores definidos para o cálculo da temperatura da superfície foram arbitrados, com o intuito de verificar a capacidade de cálculo e a influência dos movimentos convectivos sobre o escoamento em uma CLA real.

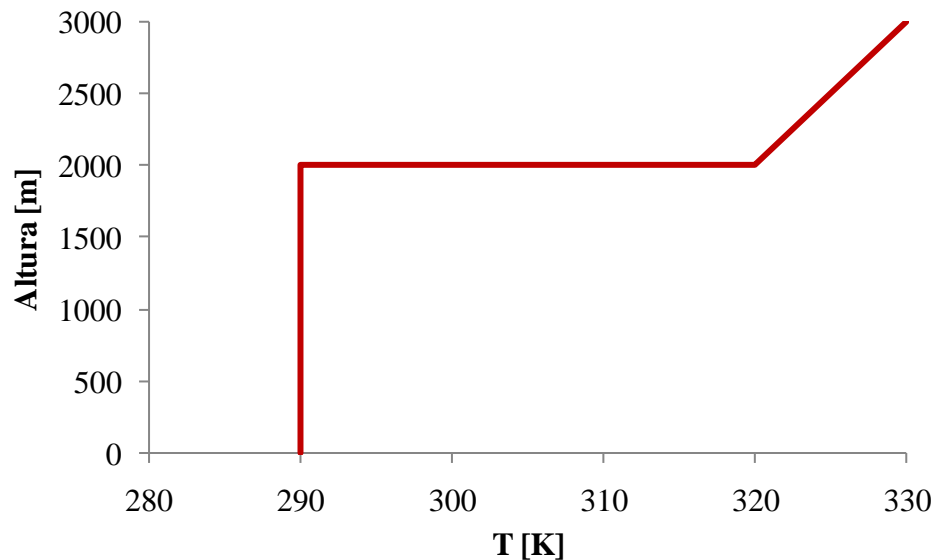


Figura 4.23 – Perfil de temperatura na entrada do domínio.

A condição de contorno para o céu (topo do domínio) foi definida como simetria (derivadas nulas) e a saída, devido a problemas de convergência, foi imposta como tendo um perfil de velocidade parabólico calculado segundo a Equação 4.15. A imposição de perfil de velocidade na região da saída evita que recirculações, devido à convecção e topologia irregular próxima desta região, provoquem distorções graves no escoamento que levam a instabilidade e divergência da solução numérica. A malha utilizada nestas simulações apresentou um total de 0,65 milhões de nós e 2 milhões de elementos.

4.5.6. Parâmetros Numéricos

As simulações numéricas foram realizadas utilizando o código comercial CFX 12.0 (2009).

As equações RANS foram discretizadas utilizando o esquema das diferenças centradas para os termos difusivos e o esquema híbrido de segunda ordem para os termos advectivos das equações. Em todas as simulações utilizou-se o modelo de turbulência BSLRS e o modelo de empuxo de Boussinesq. O erro residual RMS tolerado para a convergência final foi de 10^{-4} para todas as simulações feitas. As simulações foram realizadas usando até sete computadores pessoais, Intel Core Duo de 2.8 GHz com 4 GB de memória RAM, processando em paralelo.

4.6. DESENVOLVIMENTO DO MODELO DA RUGOSIDADE DO TERRENO

O Modelo de Rugosidade do Terreno foi desenvolvido para avaliar a influência da rugosidade real do terreno em escoamentos atmosféricos. A variação da altura da rugosidade do terreno influencia diretamente no desenvolvimento do perfil de velocidade. Situações de elementos mais rugosos retardam mais o escoamento próximo da terra e a intensidade turbulenta próxima. Por outro lado, diferentes materiais emitem e absorvem calor de formas distintas, contribuindo também, na variação do perfil de velocidade.

Ao invés de adotar comprimentos aerodinâmicos uniformes para toda a região, a proposta deste modelo é determinar, através de técnicas de sensoriamento remoto, a característica do terreno e atribuir a ele um valor característico de rugosidade e também relações de albedo para análise da transferência de calor do solo para a atmosfera.

As relações de comprimento da altura da rugosidade, z_0 , adotadas neste trabalho estão representadas na Tabela 4.9, que apresenta os valores em metros para cada tipo de cobertura da superfície do terreno.

Tabela 4.9 – Valores característicos de rugosidade no terreno.

<i>Tipo de cobertura terreno</i>	<i>Altura da rugosidade [m]</i>
Região de floresta fechada	0,3
Região rochosa	0,1
Região de grama baixa	0,03
Região de água	0,0001

Já a Tabela 4.10 apresenta diversos valores de albedo para cada tipo de terreno. Desta forma será possível analisar também a contribuição da variação da radiação do solo no comportamento do escoamento atmosférico.

Tabela 4.10 – Valores de albedo para cada superfície do terreno encontrado.

<i>Tipo de cobertura terreno</i>	<i>albedo</i>
Região de floresta fechada	0,15
Região rochosa	0,10
Região de grama baixa	0,55
Região de água	0,10

Para determinar o tipo de solo que possui uma região, técnicas de sensoriamento remoto foram aplicadas e suas etapas descritas no próximo item.

4.6.1. Metodologia aplicada na determinação da superfície do terreno

Para a realização desta etapa do trabalho foram utilizadas as técnicas de cartografia temática e de detecção remota quantitativa, apresentadas no item 3.1.7.2.1 do capítulo 3, obedecendo as seguintes etapas:

a) Obtenção do material cartográfico e imagens de satélite

O banco de dados do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE fornece dados de satélite monitorados por todo território brasileiro. Estas imagens contêm filtros que auxiliam na obtenção de dados importantes e na identificação da cobertura do terreno. Esta identificação é de suma importância na classificação quanto ao tipo de terreno, presença de água, florestas, grama, cidades, ou seja, o próprio uso e ocupação do solo. O mapa topográfico utilizado para a região de Minas Gerais que contém os dados de altimetria do terreno é a Folha SF.23 X-A-III-2 com a escala de 1:50.000, com equidistância entre as curvas de nível de 20 metros. Já a imagem aplicada para a caracterização deste terreno foi a CB2CCD 152/123-2004-09-23 englobando a região de Acuruí, extraídas do sistema CBERS 2 em 2004, bandas 2,3,4, órbita ponto 152/123 e com 20m de resolução. A escolha desta imagem de um período da estação seca deve-se a nitidez na identificação das feições geográficas (matas, rochas, água, etc.) e pouca presença de nuvens.

b) Tratamento da imagem

O software SPRING[®] (Sistema de Informações Geográficas) disponibilizado pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE / DPI (Divisão de Processamento de Imagens) foi utilizado para tratamento da imagem do satélite.

O registro de imagem foi executado para correção das distorções geográficas que ocorrem na imagem, pois a mesma se encontra em um sistema de linhas e colunas (matrizes de pixels) necessitando ser transformada para uma imagem que contenha um sistema geodésico de coordenadas. Houve a necessidade de identificar pontos de controle e inseri-los na imagem, pontos estes que apresentem a posição real geográfica identificada com o auxílio do software Google Earth[®].

Para melhorar a visualização da imagem e identificar as feições geográficas presentes na imagem, a técnica de contraste foi aplicada sobre os histogramas. Os histogramas são diagramas que mostram a qualidade de pixel por nível de cinza presente na imagem. Para realizar o contraste sobre as imagens utilizam-se funções matemáticas denominadas de transformação radiométrica, sendo linear, raiz quadrada ou logarítmica. A função que apresentou respostas rápidas e mais simples foi a linear, sendo utilizada para realizar o contraste das três bandas de cores.

Foram aplicados também dois tipos de filtros lineares, um de passa alta e outro de passa baixa. O filtro de passa alta tem como função deixar os limites das feições que apresentam diferentes níveis de cinza mais nítido. Este tipo de filtro tem como característica principal realçar as formas das feições geográficas, tais como curvas e limites. Já o filtro passa baixa provoca a diminuição de ruídos de alta frequência e dos pixels de alta frequência. Isto provoca o borramento da imagem, ou seja, as feições geométricas presentes na imagem deixam de ter os limites determinados com precisão.

O processo de classificação da imagem é a tarefa onde ocorre a extração de informações em imagens para reconhecer padrões e objetos homogêneos. A informação espacial de uma imagem está representada na informação espectral de cada “pixel” que possui coordenadas espaciais x , y e uma espessura L , que representa a refletância do alvo em todas as bandas espectrais, ou seja, para uma imagem de n bandas ocorrem n níveis espectrais relacionados a

cada “pixel”, sendo um para cada banda espectral.

Os algoritmos de classificação em sua grande maioria utilizam as informações espectrais das bandas para poder realizar a classificação. Os classificadores podem ser divididos em diversos critérios de acordo com seu processo de classificação. O primeiro critério de classificação é o de *pixel a pixel* e o segundo é o de regiões. O classificado de *pixel a pixel* baseia-se nas informações espectrais isoladamente de cada pixel ou região. Já o classificador de regiões utiliza regiões geradas no processo de segmentação para poder identificar as classes geográficas.

A tarefa de identificação e classificação do terreno foi atribuída ao algoritmo de distâncias euclidiana. A escolha deste algoritmo ocorreu porque foi o que apresentou maior capacidade de identificação e separação de feições geográficas em imagem CBERS. Este algoritmo utiliza-se da distância para relacionar o pixel a alguma feição geográfica por meio da análise de similaridade de distância euclidiana que é dada pela Equação 4.18.

$$d(x, m) = \frac{(x^2 - m^2)}{2} \quad (4.18)$$

onde x é o *pixel* que está sendo testado e m a média de um agrupamento.

A partir deste resultado, o classificado compara o resultado da distância euclidiana à média de distância de cada classe. O *pixel* da imagem será anexado à classe que apresentar menor distância euclidiana. Este processo é realizado em toda a imagem. No entanto, todo o trabalho exige que este mapeamento seja verificado em trabalhos de campo. Devido a dificuldade imposta pela enorme área a ser estudada em campo, a verificação da região de Acuruí foi feita com o auxílio de imagens de alta resolução obtidas no Google Earth[®], através de estudos na literatura sobre as feições geográficas existentes nesta área e o levantamento de mapas da região em estudo.

c) Implementação da imagem classificada no estudo da CLA

De posse das imagens classificadas e segmentadas, foi possível atribuir a cada região um valor característico de rugosidade a cada superfície do terreno. Desta forma é imposta uma

condição de contorno ao terreno, dada por cores diferentes que representam os valores da rugosidade em metros. A Figura 4.24 mostra o mapa de rugosidade final da topografia de Acuruí indicando regiões com água, floresta, rochas e grama.

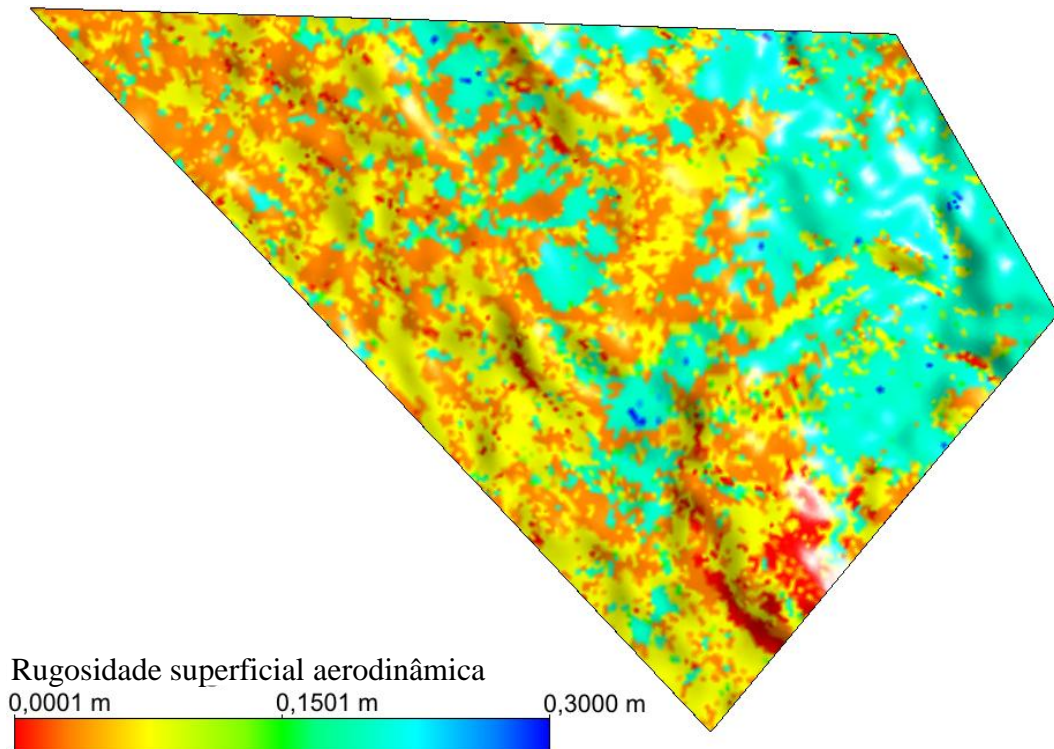


Figura 4.24 – Mapa de rugosidade real obtido para região de Acuruí.

4.7. ALGORITMO GERAL DE SOLUÇÃO DO MODELO DE CLA

1 – Análise das condições do escoamento atmosférico e tomada de decisões a respeito do tipo de modelo a ser utilizado.

2 – Escolha do modelo a ser utilizado

3 - MODELO EM REGIME PERMANENTE

3.1 - MODELO HIDRODINÂMICO (sem considerar os efeitos térmicos e nem os efeitos de rugosidade do terreno).

3.1.1 – Definição do domínio físico e computacional.

3.1.2 – Escolha e implementação do modelo de turbulência

3.1.3 – Geração da malha de referencia.

3.1.4 – Execução das tarefas de pré-processamento, inserindo as condições de contorno e a preparação do modelo para o solver.

3.1.5 – Execução do solver com a malha de referencia e conferir comportamento geral do

modelo.

3.1.6 – Realização do teste de malha e definir a malha a ser utilizada.

3.1.7 – Obtenção dos campos das grandezas necessárias.

3.1.8 – Execução das tarefas de pós-processamento (gráficos, tabelas, etc.)

3.1.9 – Análise dos resultados e validações.

3.2 – MODELO TÉRMICO (considerando os efeitos térmicos para uma rugosidade constante do terreno).

3.2.1 - Definição do domínio físico e computacional.

3.2.2 - Escolha e implementação do modelo de turbulência.

3.2.3 - Geração da malha de referencia.

3.2.4 – A partir dos dados de rugosidade do solo (neste caso constante) atribuir o albedo característico do terreno.

3.2.5 - Execução das tarefas de pré-processamento, ativando a equação da energia e inserindo as condições de contorno e a preparação do modelo para o solver.

3.2.6 – Cálculo do fluxo de calor do solo através do balanço de energia, implementado no modelo térmico.

3.2.7 - Execução do solver com a malha de referencia e conferir comportamento geral do modelo.

3.2.8 – Realização do teste de malha e definir a malha a ser utilizada.

3.2.9 - Obtenção dos campos das grandezas necessárias.

3.2.10 – Execução das tarefas de pós-processamento (gráficos, tabelas, etc.)

3.2.11 - Análise dos resultados e validações

3.3 – MODELO DE RUGOSIDADE REAL DO TERRENO (considerando a rugosidade real do terreno, sem considerar os efeitos térmicos).

3.3.1 – Definição do domínio físico e computacional.

3.3.2 – Escolha e implementação do modelo de turbulência

3.3.3 – Geração da malha de referencia.

3.3.4 – Pesquisar se a região possui imagens de satélite e em caso positivo, analisar se as imagens já estão classificadas por tipo de terreno e georreferenciadas.

3.3.5 - Em caso positivo, entre no programa SURFER e atribuir ao valor de cada pixel um valor característico de rugosidade. Salve no formato TXT para ser lido pelo Ansys CFX e pule para o item 3.3.11.

3.3.6 – Em caso das imagens não estar classificadas por tipo de terreno e nem georreferenciadas, pule para o item 3.3.8

3.3.7 – Em caso da região não possuir imagens de satélite, encontre no banco de dados do INPE a imagem desejada.

3.3.8 - Preparação das imagens por banda de espectro de luz no programa IMPRIMA e exporte as imagens para o programa SPRING.

3.3.9 – Georreferencie e classifique as imagens no Programa SPRING.

3.3.10 - Entre no programa SURFER e atribua ao valor de cada pixel um valor característico de rugosidade. Salve no formato TXT para ser lido pelo Ansys CFX

3.3.11 – Execução das tarefas de pré-processamento, inserindo as condições de contorno e a preparação do modelo para o solver.

3.3.12 – Execução do solver com a malha de referencia e conferir comportamento geral do modelo.

3.3.13 – Realização do teste de malha e definir a malha a ser utilizada.

3.3.14 – Obtenção dos campos das grandezas necessárias.

3.3.15 – Execução das tarefas de pós-processamento (gráficos, tabelas, etc.)

3.3.16 – Análise dos resultados e validações.

3.4 – MODELO COMPLETO (considerando os efeitos térmicos e a rugosidade real do terreno).

3.4.1 – Definição do domínio físico e computacional.

3.4.2 – Escolha e implementação do modelo de turbulência

3.4.3 – Geração da malha de referencia.

3.4.4 – Pesquisar se a região possui imagens de satélite e em caso positivo, analisar se as imagens já estão classificadas por tipo de terreno e georreferenciadas.

3.4.5 - Em caso positivo, entre no programa SURFER e atribua ao valor de cada pixel um valor característico de rugosidade. Salve no formato TXT para ser lido pelo Ansys CFX e pule para o item 3.4.9.

3.4.6 – Em caso da região não possuir imagens de satélite, encontre o banco de dados do INPE a imagem desejada e prepare as imagens por banda de espectro de luz no programa IMPRIMA e exporte as imagens para o programa SPRING.

3.4.7 – Georreferencie e classifique as imagens no Programa SPRING.

3.4.8 - Entre no programa SURFER e atribua ao valor de cada pixel um valor característico de rugosidade. Salve no formato TXT para ser lido pelo Ansys CFX

3.4.9 – A partir dos dados de rugosidade do solo atribuir o albedo característico do terreno.

3.4.10 - Execução das tarefas de pré-processamento, ativando a equação da energia e inserindo as condições de contorno e a preparação do modelo para o solver.

3.4.11 – Cálculo do fluxo de calor do solo através do balanço de energia, implementado no modelo térmico.

3.4.12 - Execução do solver com a malha de referencia e conferir comportamento geral do modelo.

3.4.13 – Realização do teste de malha e definir a malha a ser utilizada.

3.4.14 - Obtenção dos campos das grandezas necessárias.

3.4.15 – Execução das tarefas de pós-processamento (gráficos, tabelas, etc.)

3.4.16 - Análise dos resultados e validações

4. MODELO EM REGIME TRANSIENTE

Para o regime transiente, considerando todos os aspectos do modelo de CLA, segue o mesmo algoritmo descrito anteriormente, sendo necessário apenas realizar modificações nas tarefas realizadas no pré-processamento. Além de executar as tarefas de ativar as equações correspondentes e inserir as condições de contorno, deve-se ativar o regime transiente, fornecer a condição inicial, o tempo inicial e o tempo final e definir o intervalo de marcha no tempo. As demais etapas seguem o algoritmo fornecido para cada tipo de modelo, como descrito anteriormente. A Figura 4.25 apresenta o fluxograma geral simplificado do modelo de CLA desenvolvido.

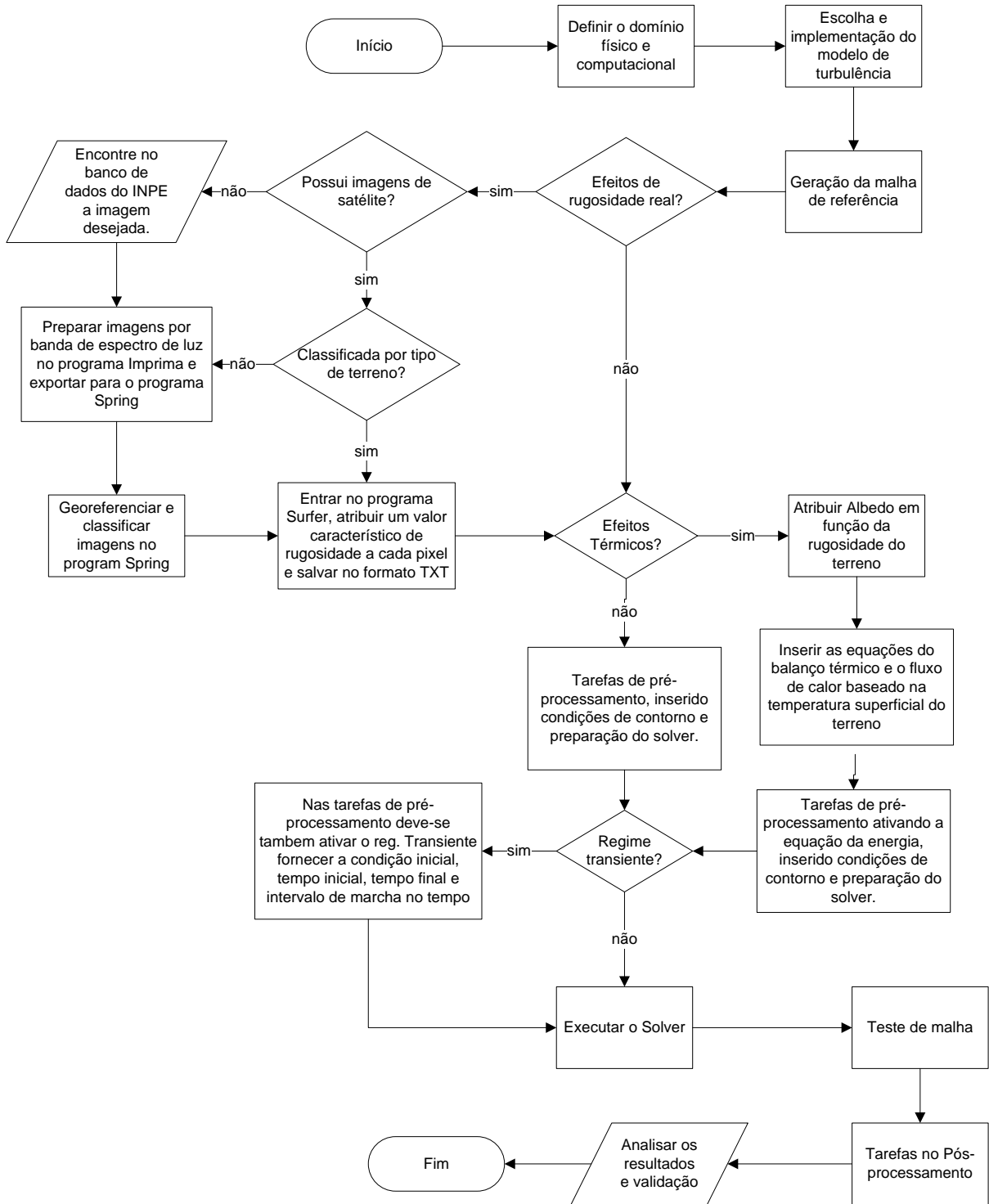


Figura 4.25 – Fluxograma geral no modelo de CLA.

5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Os resultados apresentados foram divididos seguindo a sequência do desenvolvimento do modelo. Primeiramente, são apresentados os resultados obtidos com o modelo hidrodinâmico validado para a região de Askervein (UK), através dos dados experimentais de Taylor et al (1983 e 1985). Os efeitos térmicos com a análise do termo de empuxo e do balanço de energia na superfície da atmosfera (modelo térmico) foram verificados com dados experimentais obtidos em túnel de vento em superfície aquecida. A implementação do modelo de rugosidade real do terreno foi aplicado em uma região brasileira, localizada no Estado de Minas Gerais, sendo possível analisar a influência da rugosidade real do terreno no comportamento do escoamento da CLA. Finalmente, são apresentados os resultados comparativos da influência dos parâmetros térmicos e da rugosidade, que constitui o denominado Modelo Completo da CLA.

5.1. RESULTADOS DO MODELO HIDRODINÂMICO.

5.1.1. Validação - Askervein

A validação do modelo hidrodinâmico adota o critério adimensional de acréscimo de velocidade (Speed-Up Ratio) $[\Delta S]$, Equação 4.16, proposto no trabalho experimental de Taylor et. al. (1983 e 1985). Através deste critério são geradas curvas de acréscimo de velocidade para uma velocidade de referência, situada em um determinado local da topografia. São coletados dados numéricos em linhas a 10 metros de altura que cruzam a colina de Askervein (Linha A-A e Linha AA-AA). A Figura 5.1 mostra a topografia digitalizada de Askervein com as linhas e pontos para análise dos dados experimentais obtidos no trabalho de Taylor et al. (1983 e 1985). As linhas A-A e AA-AA foram utilizadas para análise dos resultados obtidos no presente estudo.

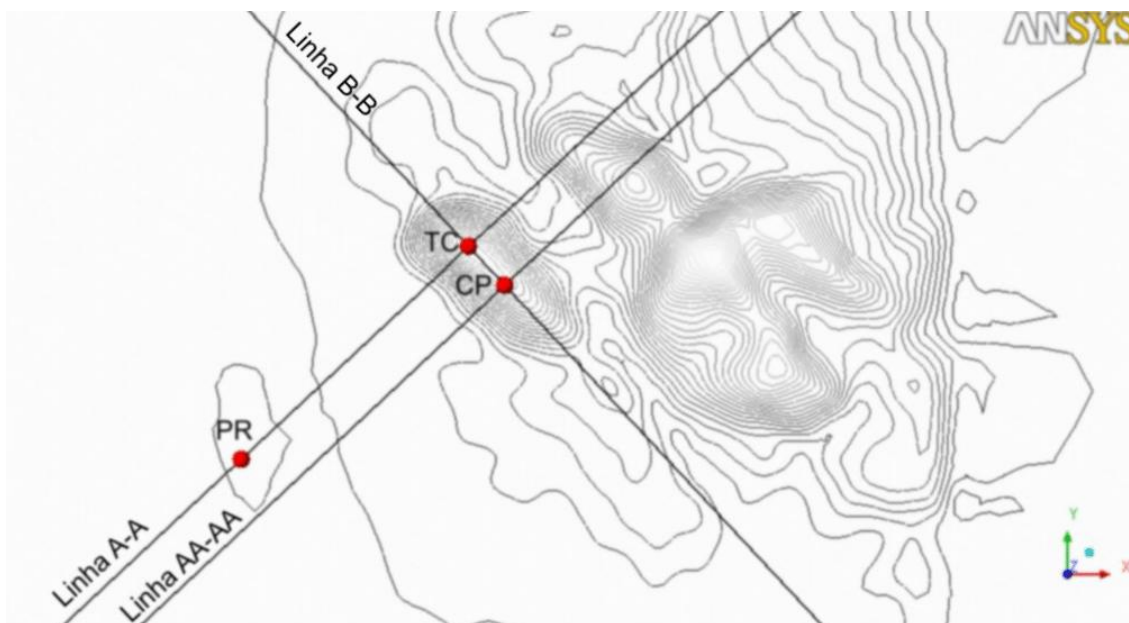


Figura 5.1 - Colina de Askervein com as Linhas e Pontos de Medição

A Figura 5.2 apresenta valores de acréscimo de velocidade no topo da colina (Ponto TC) onde a linha contínua representa os dados obtidos através da simulação numérica, enquanto que os pontos são os dados experimentais de Taylor et. al. (1983 e 1985) com suas faixas de incerteza. Pode ser observado que o perfil de velocidade nas camadas inferiores a 10 metros, apresenta uma pequena distorção com os resultados experimentais, podendo ser considerados válidos, uma vez que estão na faixa de incerteza dos dados experimentais. Já o restante do perfil acompanha praticamente os dados experimentais obtidos por Taylor et al. (1983 e 1985). Isto mostra que o modelo hidrodinâmico é capaz de captar todo o perfil de velocidade no topo da colina, onde sofre o efeito de compressão das camadas superiores, influenciando na aceleração do perfil de velocidade. Estes resultados evidenciam que os efeitos térmicos são pequenos e a rugosidade do solo, considerada constante (vegetação baixa), é uma boa aproximação para essa região.

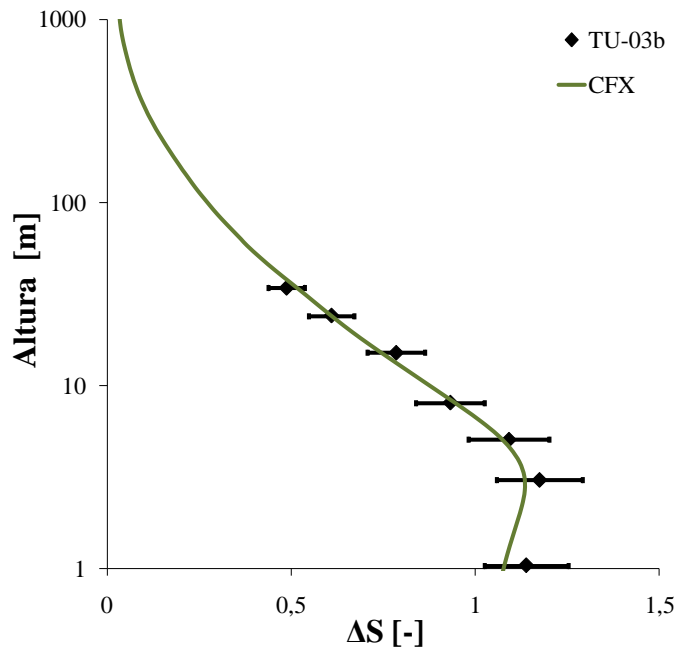


Figura 5.2 - Perfil do Fator de Acréscimo de Velocidade Vertical (Speed-Up Ratio) no Topo da Colina (Ponto HT). Comparação com dados de Askervein.

As Figuras 5.3 e 5.4 exibem o fator de acréscimo de velocidade e a energia cinética turbulenta normalizada ao longo da Linha A-A, a uma altura de 10 metros da superfície. A semelhança com os dados experimentais (TU-03b) é evidente na Figura 5.3. Os valores mais elevados nas medidas realizadas em campo (Figura 5.4) podem ser devido a uma separação de fluxo intermitente ou instável que não é modelado pelas equações RANS (Reynolds-averaged Navier–Stokes).

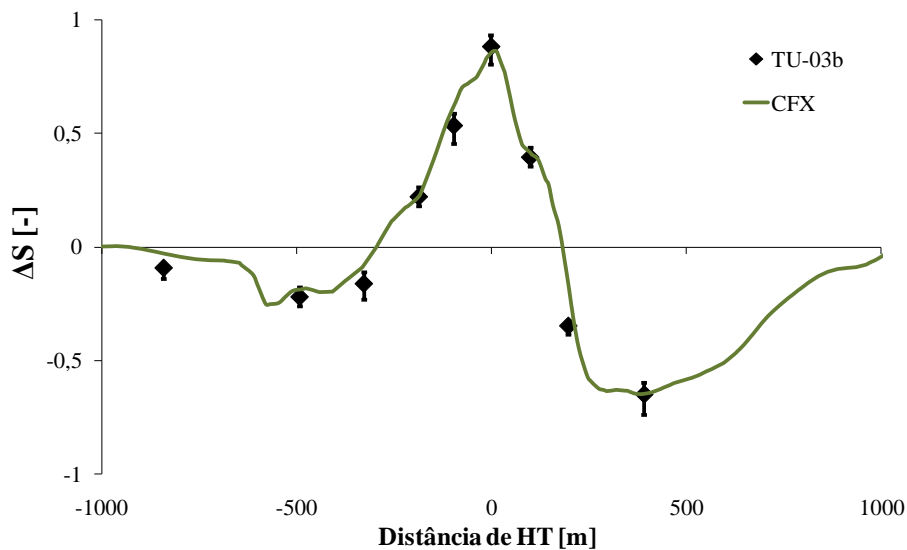


Figura 5.3 - Fator de acréscimo de velocidade (ΔS) ao longo da Linha A-A calculado utilizando dados à $z=10$ metros. Comparação com dados de Askervein.

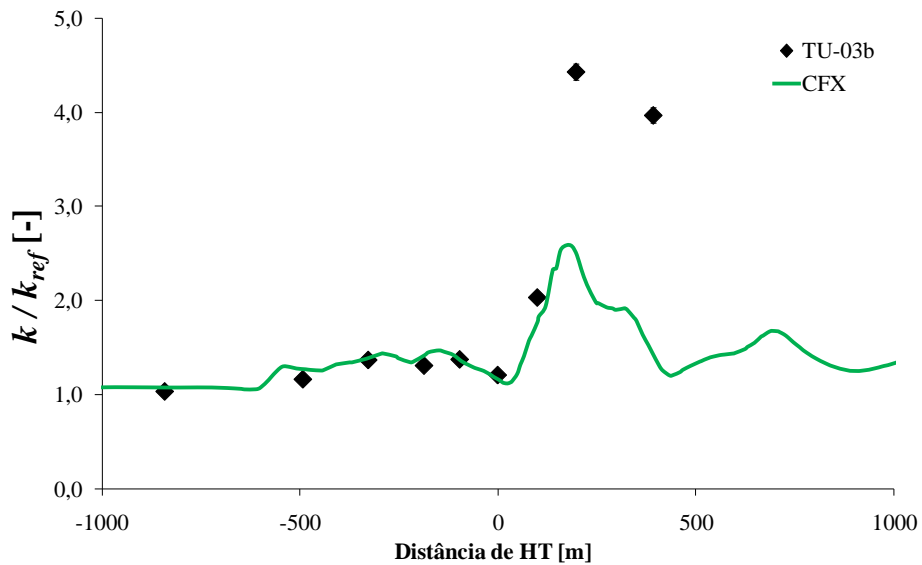


Figura 5.4 – Energia cinética turbulenta normalizada ao longo da Linha A-A calculado utilizando dados à z=10 metros. Comparação com dados de Askervein.

As Figuras 5.5 e 5.6 mostram o fator de acréscimo de velocidade e a energia cinética turbulenta normalizada ao longo da Linha AA-AA a uma altura de 10 metros da superfície. Assim, como o ocorrido nos resultados encontrados na Linha A-A, segundo Paiva et. al.(2009), as discrepâncias devem-se à deficiência do modelo RANS em reproduzir o escoamento a jusante da colina. Contudo, estes resultados mostram uma boa capacidade do modelo em reproduzir o escoamento da CLA em terrenos reais.

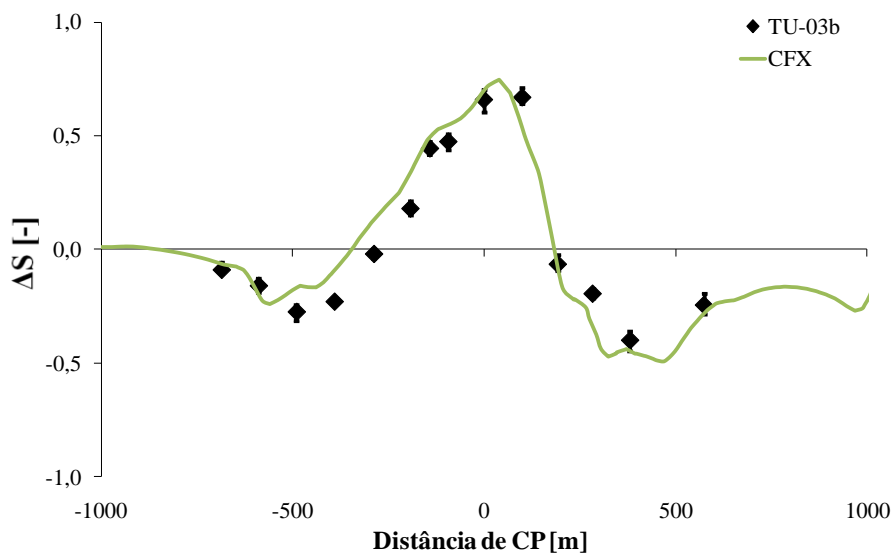


Figura 5.5 – Fator de acréscimo de velocidade (ΔS) ao longo da Linha AA-AA calculado utilizando dados à z=10 metros. Comparação com dados de Askervein.

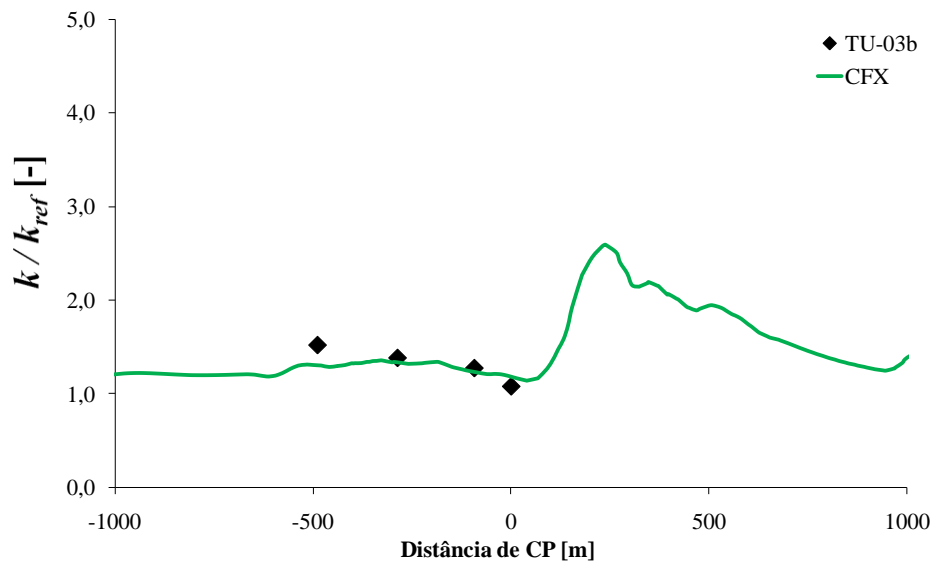


Figura 5.6 – Energia cinética turbulenta normalizada ao longo da Linha AA-AA calculado utilizando dados à $z=10$ metros. Comparação com dados de Askervein.

Autores como Paiva et. al. (2001), Paiva et. al.(2009), Kim e Patel (2000), Raithby et. al. (1987) e Stangroom (2004) apresentaram resultados com boa concordância com os dados de campo, mas no geral, encontraram os mesmos problemas de discrepância dos resultados experimentais com os de campo na região a jusante da colina. Neste trabalho, esta diferença com os dados experimentais acontece na região de desaceleração, com valores menores do que os de campo. Segundo Paiva et. al. (2009), esta conjuntura de dados é típica de fenômenos de separação em escoamentos tridimensionais. Segundo Teunissen et. al. (1987), esta desaceleração pode ser devido ao efeito de bloqueio de colinas vizinhas, considerado neste trabalho.

A desaceleração menor obtida com o modelo numérico é investigada por Raithby et al. (1987), que atribuíram este fato às simulações em regime permanente. Já Paiva et. al. (2009) mostram que seus resultados numéricos superaram os dados experimentais, justamente porque seu modelo é transiente.

A Figura 5.7 ilustra a distribuição experimental do fator de acréscimo de velocidade (Speed-Up Ratio) ao longo da linha A-A medido em $z = 10$ m acima da superfície do solo da colina de Askervein e os compara com os dados numéricos obtidos neste trabalho (ANSYS CFX)

com outros autores. Esta Figura mostra que na literatura também foram observadas discrepâncias entre os resultados obtidos nos estudos e os dados experimentais. De acordo com Teunissen et al. (1987), discrepâncias observadas no lado à jusante da colina podem ser atribuídas ao efeito de bloqueio devido à presença de colinas vizinhas a área de estudo. Este efeito produz um gradiente de pressão adverso mais grave na superfície da colina. Kim e Patel (2000) fizeram simulações com e sem considerar as colinas vizinhas à jusante encontrando separação de fluxo somente quando este efeito das colinas foi incluído na simulação, corroborando a hipótese de Teunissen et al. (1987). Kim e Patel (2000) atribuem a melhoria que obtiveram com os dados numéricos à inclusão do efeito de bloqueio em seu modelo que não foi realizado por Raithby et al. (1987). Por outro lado, no estudo do efeito de bloqueio para captar a ocorrência de separação de fluxo realizado por Castro et al. (2003) não houve diferenças entre suas simulações numéricas com e sem as colinas à jusante.

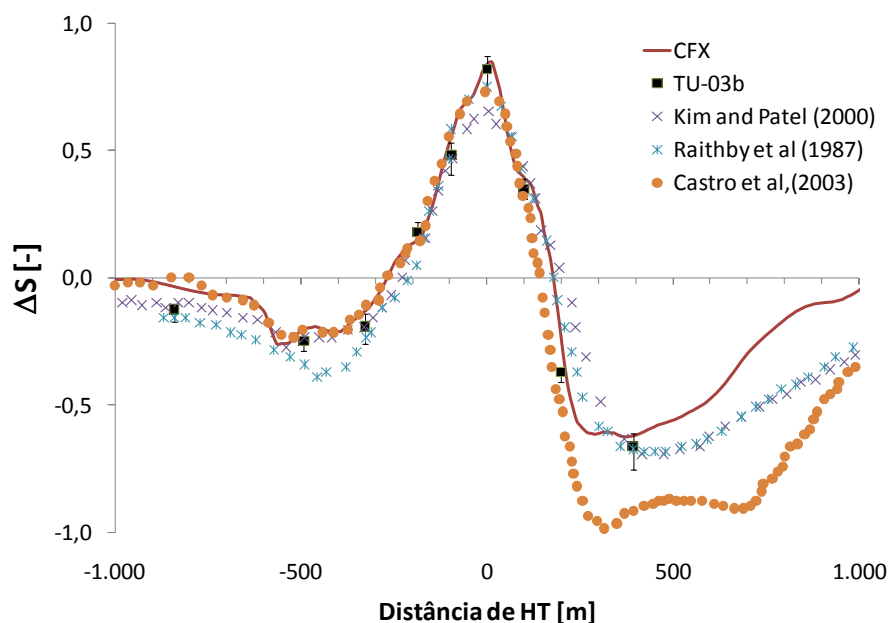


Figura 5.7 – Fator de acréscimo de velocidade simulado ao longo da Linha A-A de Askervein, à 10 metros de altura do solo. Comparação com dados de Askervein (direção do vento de 210°) e os resultados numéricos de Kim & Patel(2000), Raithby et al.(1987) e Castro et al.(2003).

Os resultados da Raithby et al. (1987) são ligeiramente melhores aos alcançados por Raithby e Stublely (1985), sendo este o primeiro trabalho numérico (CFD) tridimensional utilizando dados do escoamento obtidos em Askervein. Seus resultados têm sido questionados (Castro et al., 2003) com relação a malha utilizada e/ou modelo de turbulência utilizado que são

responsáveis pelas limitações do modelo como um todo. Os modelos adotados por Raithby et al. (1987), Raithby Stubley (1985), Kim e Patel (2000) são em regime permanente, e isso explica, em parte, as discrepâncias quando comparados aos experimentais. Segundo Paiva et al. (2009), um modelo executado em condições de regime permanente é incapaz de prever com precisão os fenômenos intermitentes, tais como alto número de Reynolds e separação de fluxo tridimensional. No modelo numérico desenvolvido por Castro et al. (2003), a região intermitente é capturada plenamente, apenas quando uma formulação dependente do tempo e uma discretização espacial de terceira ordem para os termos das equações de advecção (empuxo) são adotadas.

No entanto todas estas afirmações contradizem os resultados apresentados neste trabalho, pois somente com o refino de malha foi possível alcançar excelentes resultados, validando assim o Modelo Hidrodinâmico praticamente sem diferenças com os dados experimentais. Para verificar a influência da resolução do mapa de contorno nas simulações foi usado um mapa com 2 m de resolução superficial em vez de 10 m, utilizado nos trabalhos anteriores. A Figura 5.8 mostra uma comparação entre topologias geradas usando ambas as resoluções. Pode-se observar que muitos aspectos da topologia das colinas foram suavizadas pelo mapa com a resolução de 10 m de contorno, o que deve ter contribuído drasticamente com os resultados obtidos por Moreira (2008).

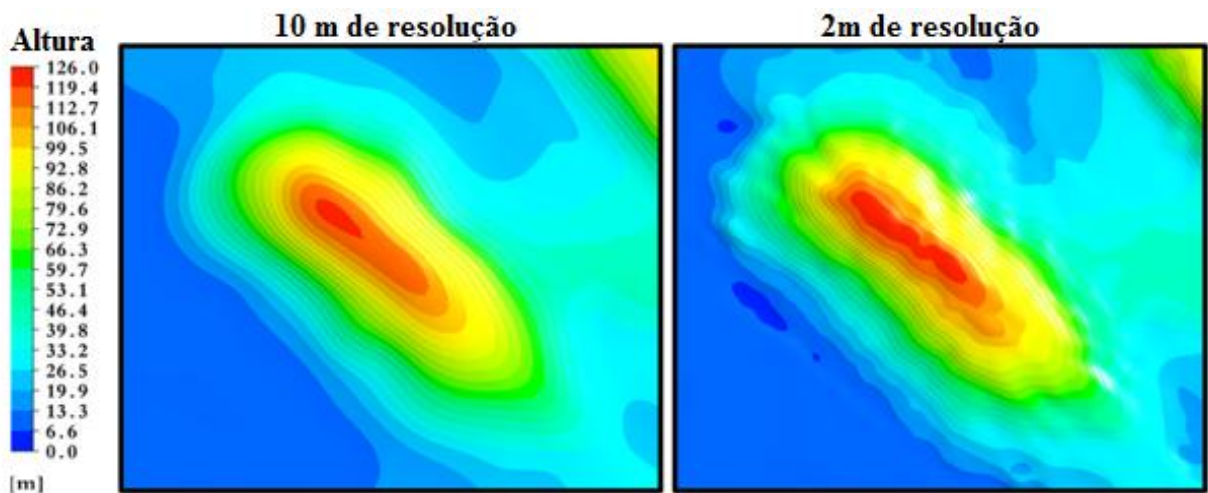


Figura 5.8 – Topologias geradas com as duas resoluções analisadas para a região de Askervein.

5.1.2. Considerações finais do modelo hidrodinâmico

Apesar do modelo hidrodinâmico de CLA ter sido desenvolvido para uma condição de atmosfera neutra, seca, estável, onde os fenômenos de instabilidade foram desprezados e uma condição de rugosidade constante de grama baixa foi considerada, em regime permanente, a validação do modelo mostrou boa aproximação com os dados experimentais registrados por Taylor et. al (1985). O modelo demonstra ser capaz de reproduzir escoamentos em diversas topografias dispensando a necessidade de acionar modelos de rugosidade real e térmico.

5.2. RESULTADOS PARA O MODELO TÉRMICO

5.2.1. Validação do modelo numérico para uma CLC

A validação do modelo térmico foi realizada sobre o experimento de Fedorovich et al. (1996) em um túnel de vento com uma CLC evoluindo horizontalmente, limitada por uma inversão de temperatura. Os modelos *RNG k-ε* (Renormalization Group *k-ε*), *SST* (Shear Stress Transport), *SSGRS* (Speziale-Sarkar-Gatski Reynolds Stress) e *BSLRS* (Baseline Reynolds Stress) foram avaliados.

Os resultados do perfil de temperatura potencial na posição C, obtidos utilizando a malha 5 e os modelos de turbulência descritos anteriormente, são comparados aos resultados experimentais de Fedorovich et al. (1996) na Figura 5.9. Observa-se que, até $\sim 0,5 z_i$ da superfície, o modelo *BSLRS* apresenta uma melhor concordância com os resultados experimentais. Na região mais afastada da parede, acima de $0,5 z_i$, o modelo *RNG k-ε* mostra a melhor concordância. É importante destacar que os modelos de turbulência que usam a mesma função de parede, como o *BSLRS* e *SST* e o *RNG k-ε* e *SSGRS*, apresentaram um comportamento muito semelhante. Isto indica que a modelagem próxima a parede tem grande influência no comportamento do escoamento em regiões afastadas para este tipo de escoamento.

A Figura 5.10 apresenta os perfis adimensionais de velocidade axial (V_x) e a Figura 5.11 compara os perfis adimensionais de velocidade vertical (V_z) obtidos nas simulações com os resultados experimentais.

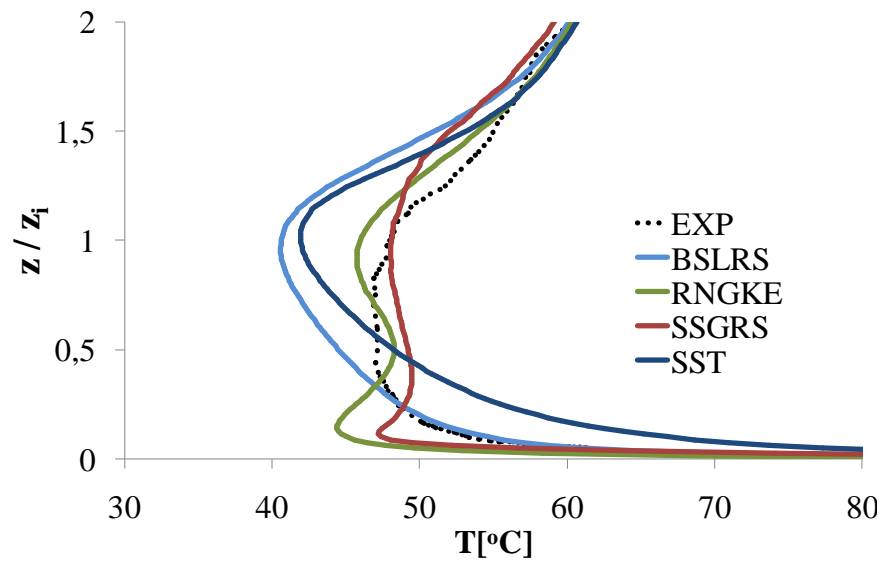


Figura 5.9 - Perfis de temperatura potencial na posição C para diferentes modelos de turbulência.

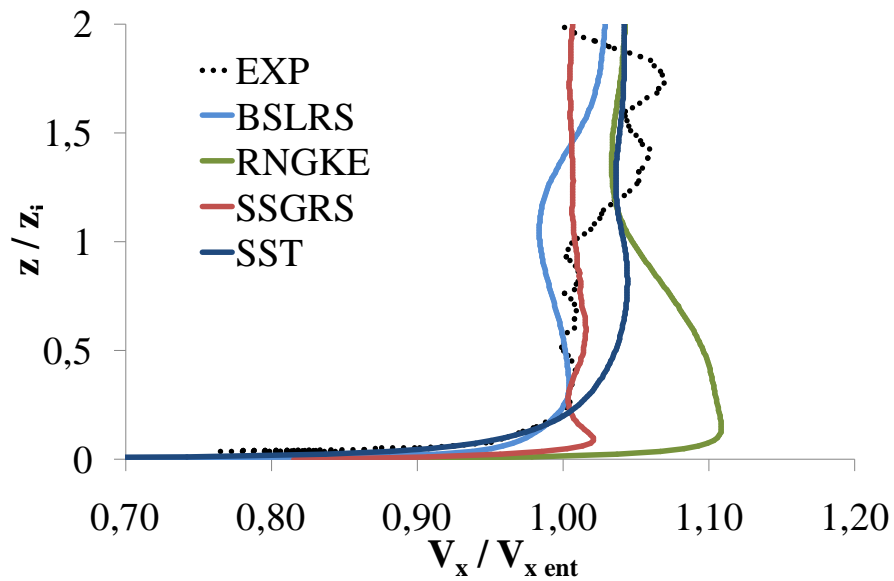


Figura 5.10 – Perfis de velocidade axial (V_x) na posição C para os diferentes modelos de turbulência.

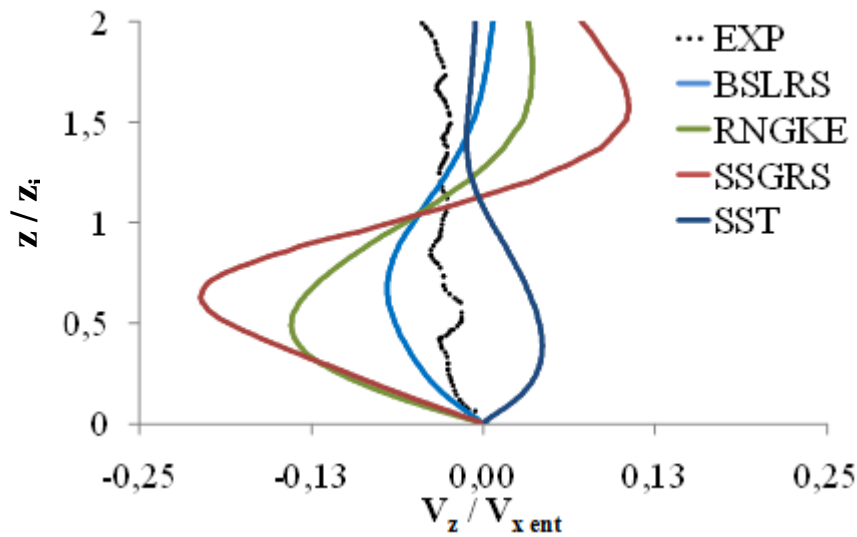


Figura 5.11 - Perfis de velocidade vertical (V_z) na posição C para os diferentes modelos de turbulência.

Confirmado pela Figura 5.11 que até $\sim 0,5 z_i$ da superfície, o modelo *BSLRS* apresenta a melhor concordância com o experimento para a velocidade axial (V_x). O perfil de velocidade axial obtido com o modelo *RNG k- ϵ* se afasta muito do resultado experimental, evidenciando um comportamento inverso do perfil em relação ao experimento. Para a velocidade vertical (V_z), mesmo não se aproximando bem dos dados experimentais, o modelo *BSLRS* apresenta melhor comportamento.

A Figura 5.12 mostra os contornos de temperatura e os vetores de velocidade tangencial em um corte frontal da porção inferior do túnel de vento na posição C para todos os modelos de turbulência simulados. Através da análise da figura supracitada é possível identificar os ascendentes e descendentes convectivos calculados. É interessante observar que os modelos de turbulência que utilizam uma formulação próxima da parede baseada em ω (modelo *BSLRS* e o *SST*) mostram uma convecção bem organizada e de intensidade menor, comparada à calculada pelos modelos com base em ϵ próximo da parede, ou seja, o *RNGKE* e o *SSGRS*. Este comportamento explica, em parte, o comportamento dos perfis de temperatura (Figura 5.9) que indicam uma maior mistura dos modelos *RNGKE* e *SSGRS* na região próxima a z_i .

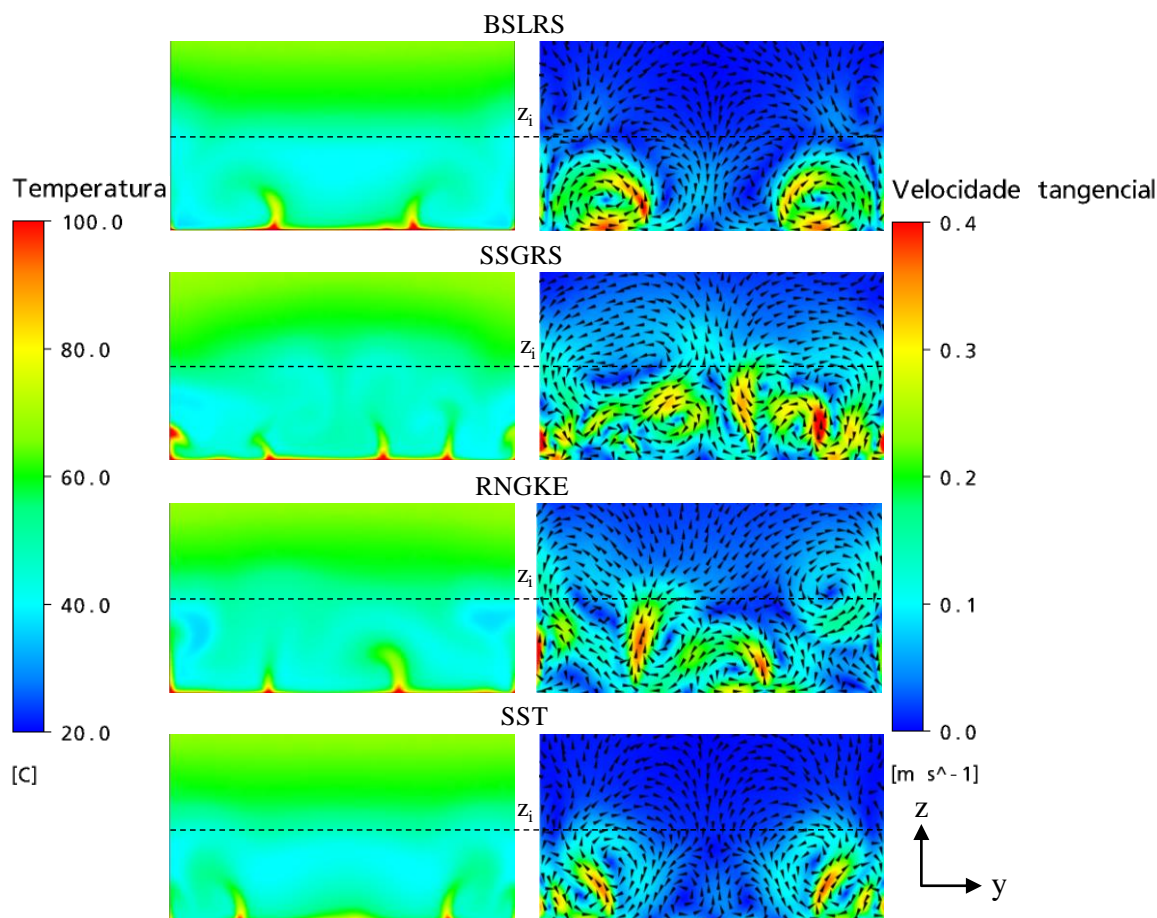


Figura 5.12 – Contornos de temperatura e velocidades tangenciais na posição C (7,28 m da entrada) para os modelos de turbulência simulados.

Considerando que em uma CLC real a altura z_i representa entre 1000 e 2000 m (Soares, 2004), o modelo de turbulência *BSLRS* se mostrou o mais adequado para a simulação deste tipo de escoamento, no que se refere a problemas de engenharia, devido à concordância ótima dos perfis de temperatura e velocidades até $\sim 0,5 z_i$ com os dados experimentais.

5.2.2. Considerações finais do modelo térmico

O modelo térmico mostrou a capacidade de aquecer o ar alterando sua massa específica e proporcionando movimentos verticais atribuídos as forças de empuxo. Entretanto, vale ressaltar que a contribuição deste fenômeno tem maior importância quando existem locais de estagnação decorrentes de velocidades baixas, intensificando as velocidades verticais. Desta forma, o modelo apresentou boa coerência com os resultados de Maia (2005) e Fedorovich et al. (1996) podendo ser aplicado ao modelo CLA.

5.3. RESULTADOS DO MODELO DA RUGOSIDADE REAL

Os resultados apresentados neste item representam somente os obtidos em Acuruí, uma vez que, em Askervein o relevo é de vegetação rasteira e uniforme, inviabilizando o estudo proposto neste item. As análises consideraram um escoamento nordeste com ventos de intensidade de 5 m/s a 10 metros de altura. Nestas condições foi introduzida a rugosidade real do terreno para analisar a sua influência no perfil de velocidade do ar e em outros aspectos do escoamento atmosférico.

As Figuras 5.13 e 5.14 apresentam os perfis de velocidade vertical nos pontos 3 e 4, respectivamente, localizados no interior do domínio computacional, mostrado na Figura 4.4. Assim, em ambos os casos o modelo apresenta uma sensibilidade com o tipo superfície do solo. Houve boa aproximação com a superfície do local onde estão situados os pontos com vegetação mais baixa para o ponto 3 e mais elevada para o ponto 4.

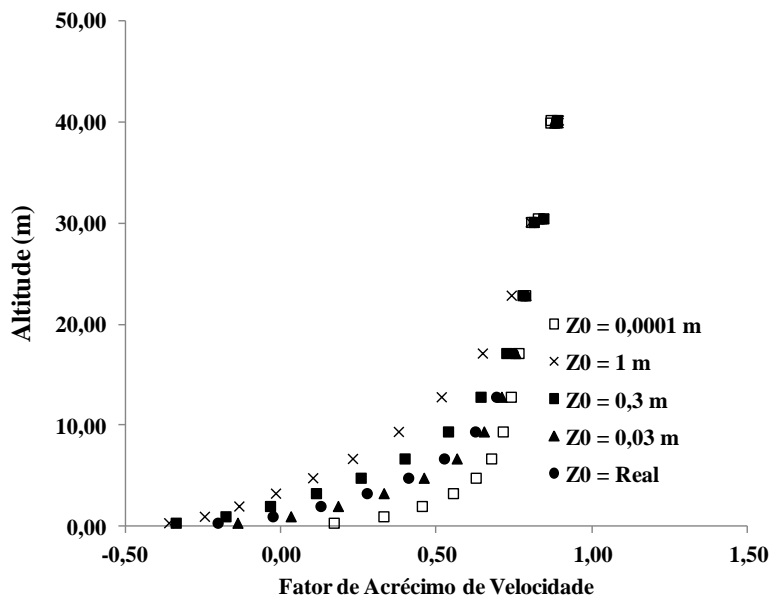


Figura 5.13 – Fator de acréscimo de velocidade considerando as rugosidades constantes e rugosidade real do terreno para o ponto 3.

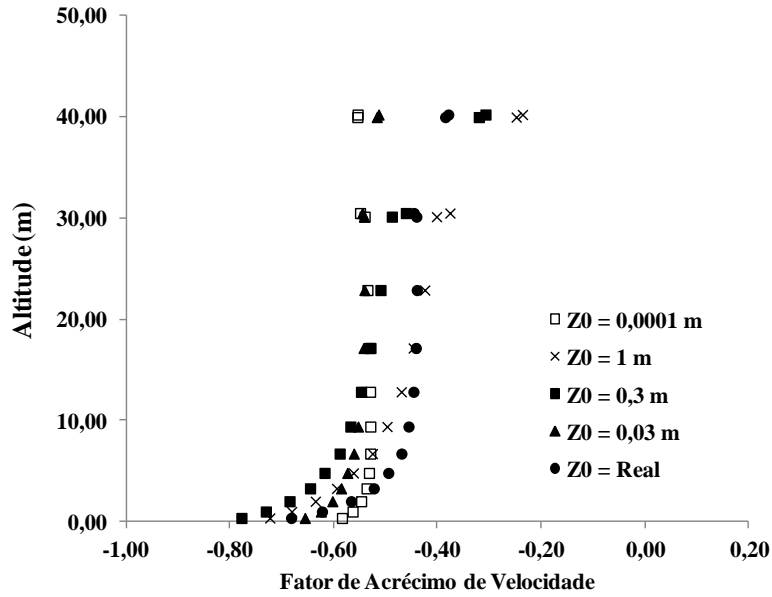


Figura 5.14 – Fator de acréscimo de velocidade considerando as rugosidades constantes e rugosidade real do terreno para o ponto 4.

A Figura 5.15 mostra os perfis de velocidades nos pontos 3, 4, L, M e H do domínio mostrado na Figura 4.4 para a rugosidade real do terreno, considerando a velocidade e a direção do vento como constantes (Tabela 4.2). Nota-se que, para regiões mais altas, o perfil de velocidade foi capaz de captar as acelerações impostas pela compressão das camadas superiores contribuindo no acréscimo de velocidade superficial destes pontos.

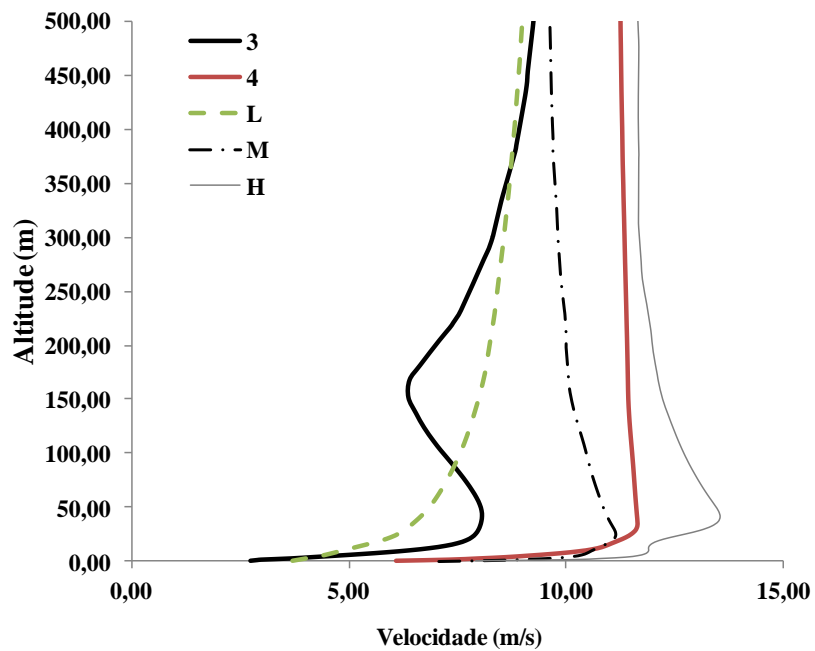
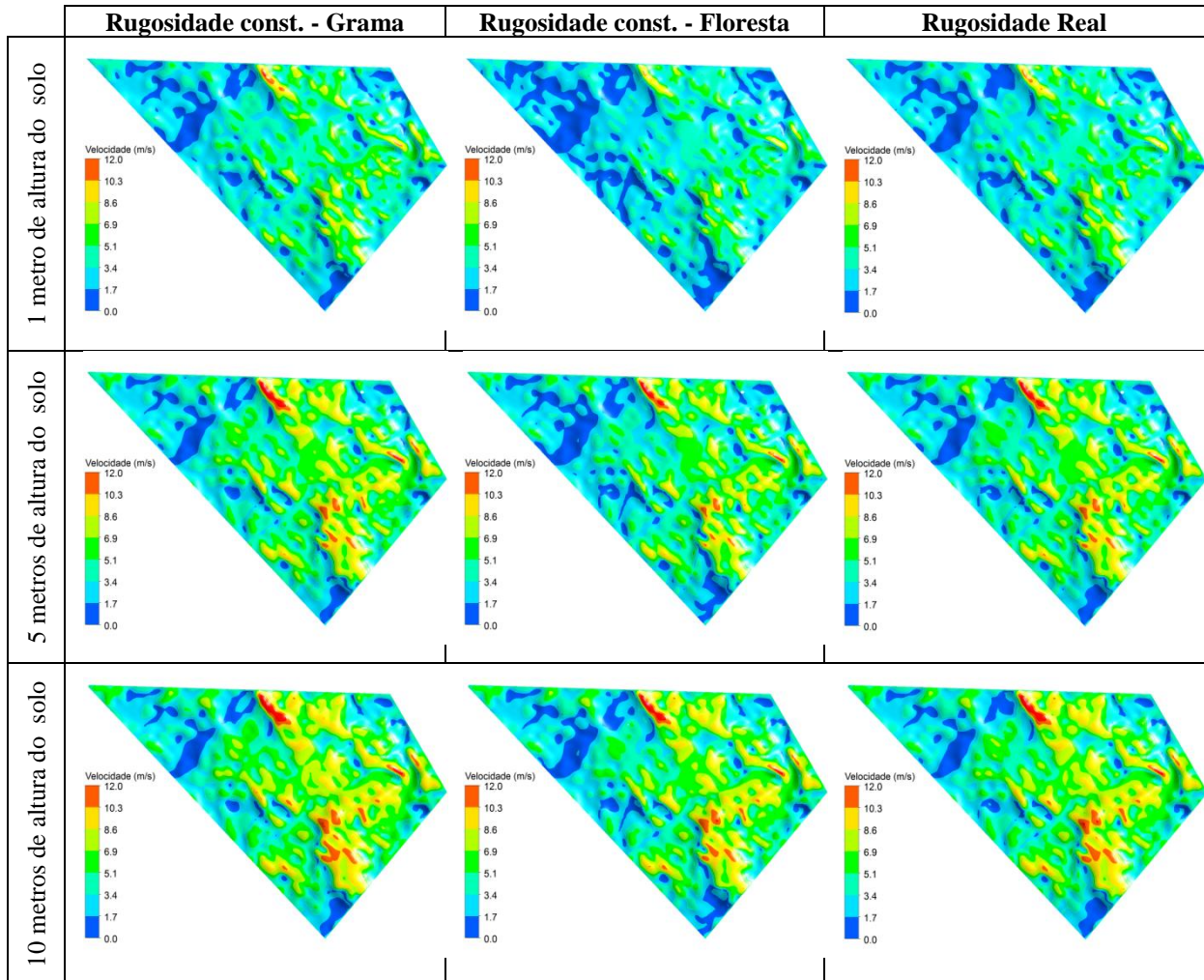


Figura 5.15 – Perfis de velocidade nos pontos 3, 4, L (baixa altitude), M (ponto de recirculação) e H (maior altitude) com a rugosidade real.

A Tabela 5.1 apresenta as isocurvas de velocidade para a superfície da região de Acuruí projetada a 1, 5 e 10 metros de altura do solo com rugosidades diferentes. A escala de cor representa intervalos de velocidade, onde os valores azuis mostram velocidades mais baixas e as escalas vermelhas, regiões com maior velocidade. As regiões com maior intensidade em azul representam regiões de estagnação com baixa velocidade em detrimento à baixa altitude, ou localizadas em regiões à jusante de colinas, desfavoráveis ao escoamento, enquanto que regiões com maior intensidade vermelha representam altos valores de velocidade, situados em regiões com elevada altitude, decorrente da compressão das camadas atmosféricas superiores.

Tabela 5.1 – Isocurvas de velocidade à 1, 5 e 10 metros de altura do solo, com suas respectivas rugosidades aplicadas.



Analisando o mapa de rugosidade gerado pelo modelo de rugosidade real do terreno, Figura 4.24, nota-se que a maior parte do domínio é constituída de vegetação alta (floresta). Desta

forma, nota-se na Tabela 5.1, para todas as alturas analisadas, que as figuras da segunda e terceira coluna são parecidas, mostrando menores velocidades que as figuras da primeira coluna, principalmente para a altura de 1 metro do solo. Isto porque o vento sofre uma maior desaceleração perto do solo quando se trata de floresta e uma menor desaceleração no caso de grama baixa.

Em todos os casos mostrados na Tabela 5.1, as regiões de maior velocidade correspondem a regiões de maior altitude, como pode ser visto na Figura 4.4. Desta forma o modelo desenvolvido é sensível, tanto à rugosidade do solo como à topografia do terreno.

As Figuras 5.16 e 5.17 apresentam as componentes de velocidade u , v e w e a altura do relevo do terreno nas linhas 2-5 e 1-6, respectivamente, mostradas na Figura 4.4. A componente w é maior em locais próximo de colinas onde o escoamento sofre acelerações e desacelera a montante e a jusante destes obstáculos, mostrados na parte inferior dos gráficos, através da altura do relevo. Os fenômenos térmicos também influenciam na componente w da velocidade, porém, nesta etapa estes fenômenos foram desprezados e as propriedades térmicas são desconsideradas na contribuição do aumento da velocidade w .

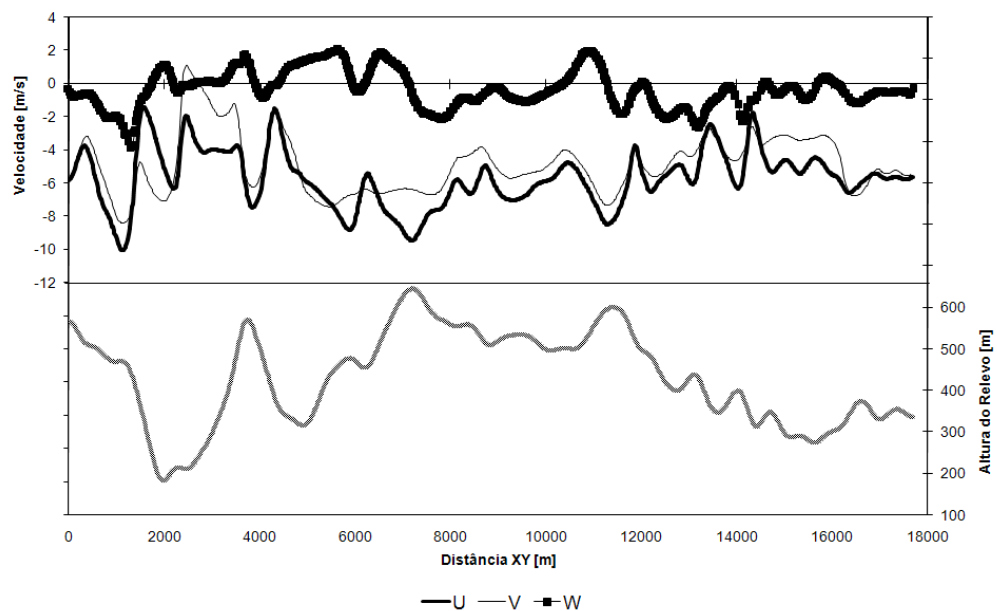


Figura 5.16 – Componentes u , v e w da velocidade sobre a linha 2-5 e a altura do relevo.

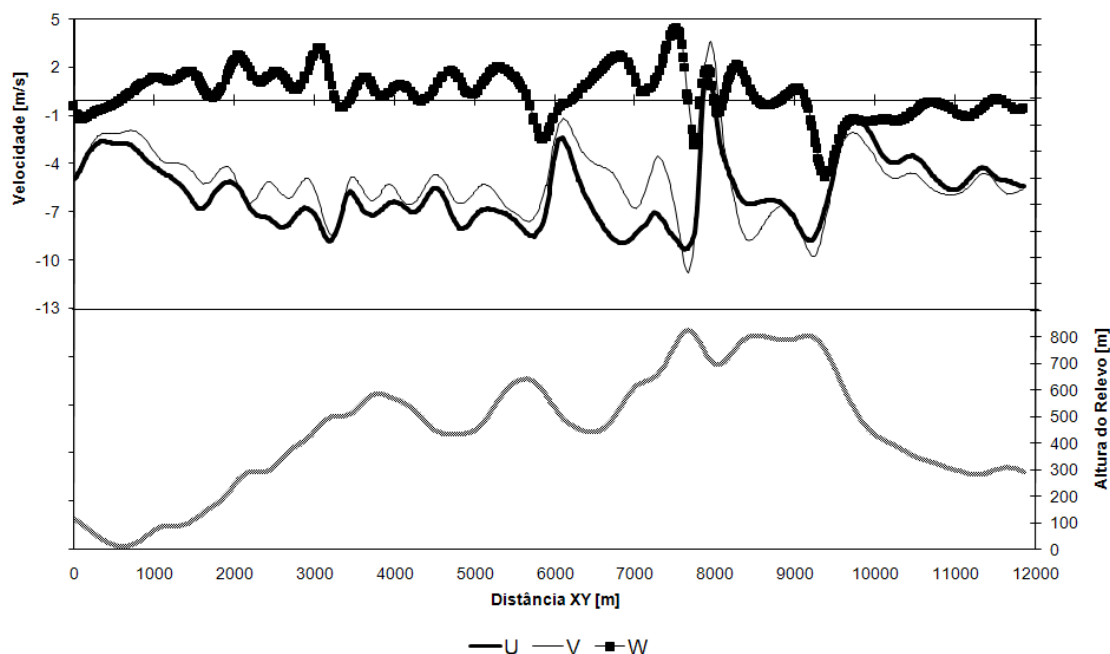


Figura 5.17 – Componentes u, v e w da velocidade sobre a linha 1-6 e a altura do relevo.

5.3.1. Considerações finais do modelo de rugosidade real

O modelo de rugosidade real do terreno é uma ferramenta importante para inserir no modelo de CLA a real cobertura, uso e ocupação do solo. Apesar da região de Acuruí ser um local bastante irregular, dificultando a análise dos resultados, o modelo apresentou coerência com a vegetação analisada. A utilização do modelo de rugosidade real do terreno é de extrema importância, auxiliando no controle climatológico da região, apontando projeções futuras de impacto ambiental, provenientes do crescimento acelerado de uma economia local.

5.4. RESULTADOS OBTIDOS DO MODELO COMPLETO

Como mencionado anteriormente, é denominado modelo completo aquele que envolve tanto os efeitos térmicos como os efeitos de rugosidade real do solo. Para todos os casos do modelo completo são obtidos os resultados para condições de contorno de 5 m/s e ventos soprando na direção nordeste na região de Acuruí, como indicado na Tabela 4.1 da metodologia.

As equações RANS para os balanços de massa, quantidade de movimento e energia empregando o modelo de turbulência BSLRS, modelo de empuxo de Boussinesq para temperatura potencial e o modelo térmico de superfície simplificado, foram resolvidas

utilizando o código CFX 12.0 (2009) para a simulação da CLA convectiva sobre a região de Acuruí. O modelo de balanço térmico, juntamente com o de rugosidade real do terreno, foi aplicado na região de Acuruí. A partir da temperatura superficial dada pela Equação (4.17), a simulação foi capaz de calcular o fluxo de calor no solo como apresentado na Figura 5.18.

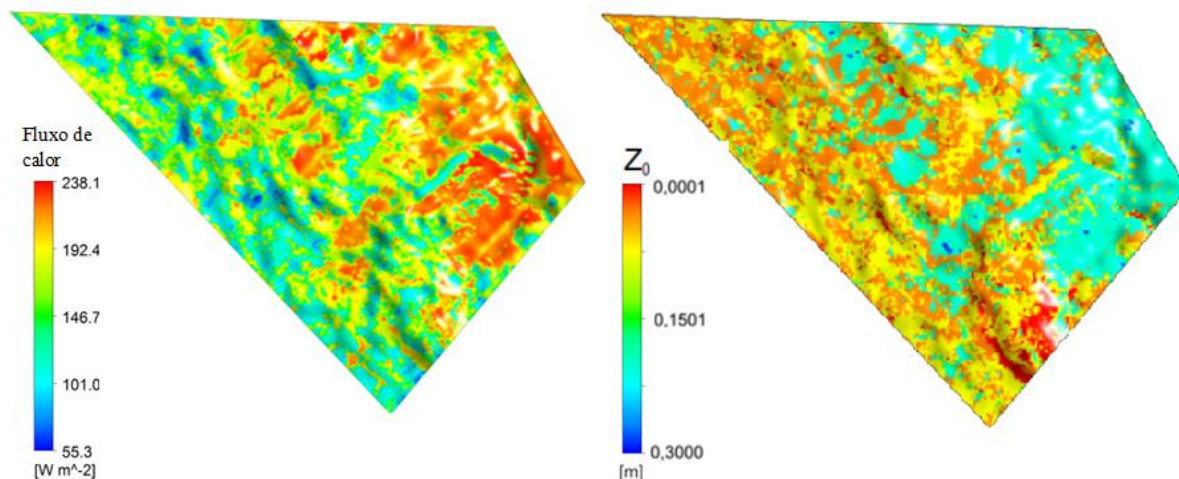


Figura 5.18 – Intensidade do fluxo de calor (esquerda) e rugosidade no solo (direita).

5.4.1. Análise da influência dos efeitos térmicos

É possível notar na Figura 5.18 a existência de uma grande variação no fluxo de calor. Essa variação ocorre por causa das diferentes emissividades, capacidades térmicas e rugosidades dependentes do tipo de cobertura do solo. As regiões em vermelho, que representam os mais altos fluxos de calor, são regiões onde o coeficiente térmico do solo atinge seus valores mais altos e se referem a regiões como florestas onde a rugosidade fica entre 0,2 e 0,3 m e a capacidade térmica volumétrica fica entre 2 e 2,9 MJ/m³K. A implementação dos efeitos térmicos na modelagem da CLA aumenta a energia do escoamento, pois fornece maior quantidade de movimento ao escoamento na forma de empuxo.

A Figura 5.19 mostra o campo de velocidades a 10 m de altura do solo para o modelo sem efeitos térmicos (a) e com efeitos térmicos (b) para a região de Acuruí. Nota-se que, em geral, houve um aumento médio no módulo da velocidade quando os efeitos térmicos são considerados.

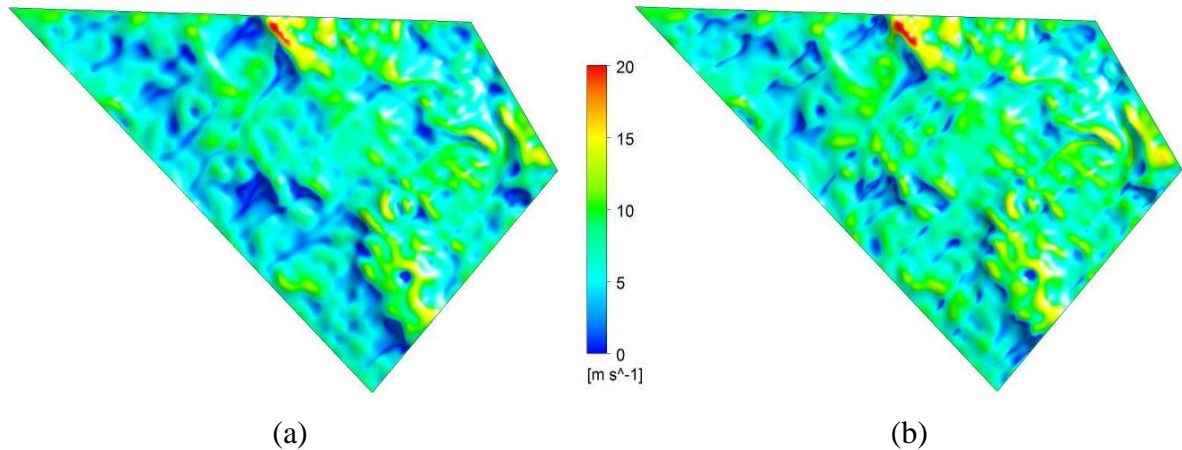


Figura 5.19 – Campo de velocidades à 10 m do solo sem a presença dos efeitos térmicos (a) e com efeitos térmicos (b).

Para a análise dos resultados, foram criadas no domínio duas linhas, sendo uma paralela ao escoamento (Linha A) e uma perpendicular ao escoamento (Linha AA), ambas a 10 m de altura do solo (Figura 5.20). Além disso, foi criado um ponto na interseção dessas duas linhas, denominado ponto P.

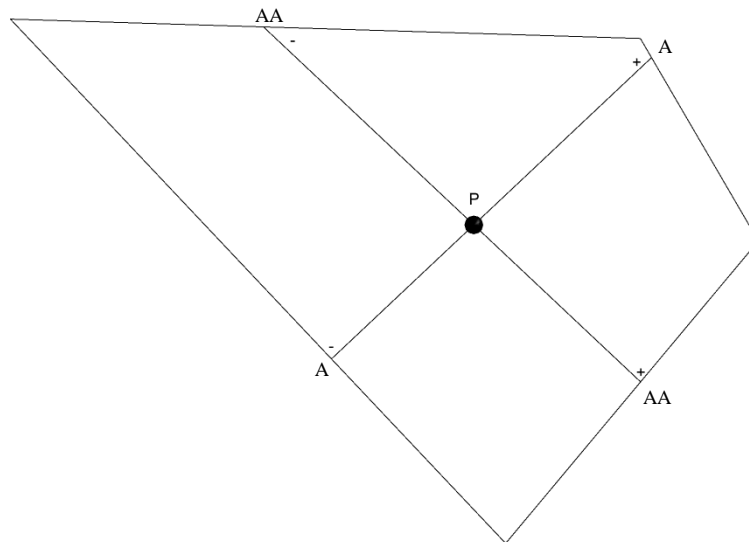


Figura 5.20 – Linhas paralela (Linha A) e perpendicular (Linha AA) ao escoamento e ponto P à uma altura constante de 10 m.

O perfil de velocidade no ponto P foi avaliado para o escoamento considerando ou não os efeitos térmicos, sendo o resultado apresentado na Figura 5.21.

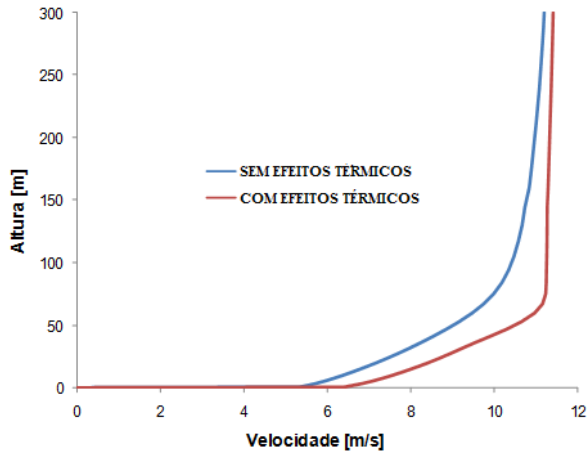


Figura 5.21 – Perfil de velocidade no ponto P.

Observa-se que, acima de 100 m de altitude, a temperatura torna-se praticamente constante e a atmosfera pode ser considerada como neutra. A parte inclinada do gráfico (até 100 m) trata de uma região instável, podendo ocorrer convecção. Além disso, observa-se um aumento da velocidade e deformação do perfil até esta altura. A velocidade perto do solo sofre alterações geradas pela convecção quando os efeitos térmicos são considerados. Estes efeitos vão sendo reduzidos a partir de uma certa altura, como mostram os perfis da Figura 5.21

As Figura 5.22a e 5.22b apresentam plumas de velocidades ascendentes no sentido do eixo z a velocidade de 1 m/s e a temperatura da superfície do solo considerando a superfície adiabática e os efeitos térmicos, respectivamente. Analisando as figuras percebe-se o aumento do número de plumas ascendentes quando os efeitos térmicos são considerados, caracterizando o aumento da convecção natural.

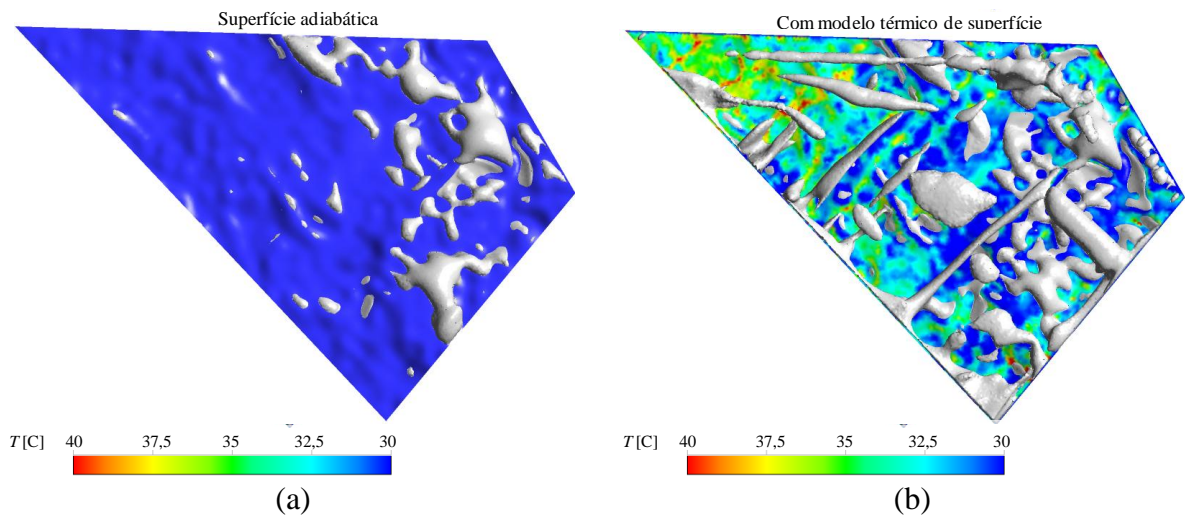


Figura 5.22 – Plumias de velocidades (em cinza) no sentido do eixo z a 1 m/s (ascendente) e temperatura da superfície em Acurui.

As Figuras 5.23a e 5.23b mostram plumas descendentes de velocidades no sentido do eixo z a -0.6 m/s e a temperatura da superfície do solo, sem e com os efeitos térmicos, respectivamente. Analisando as figuras percebe-se um aumento de plumas descendentes com a consideração dos efeitos térmicos.

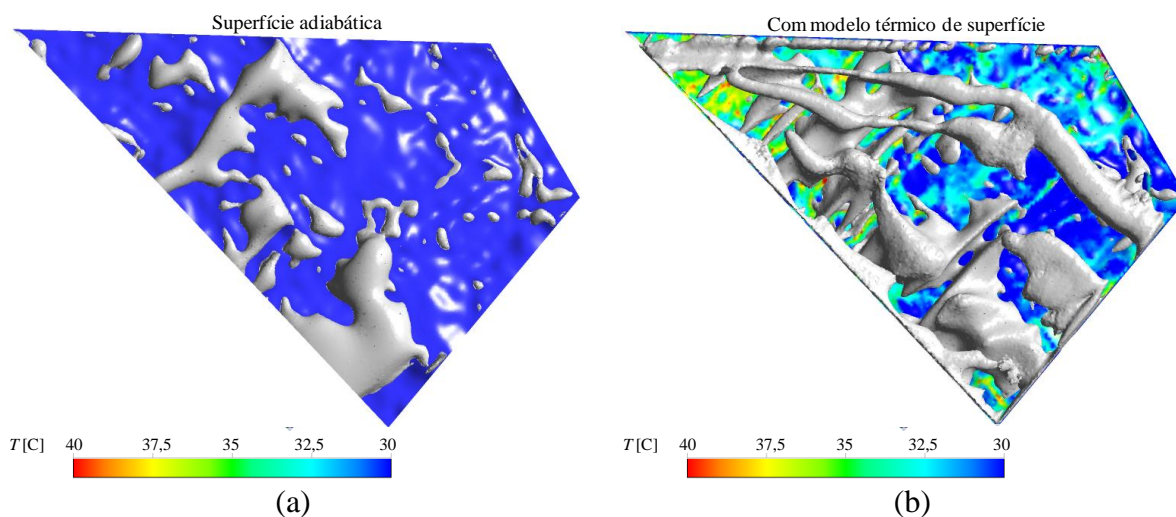


Figura 5.23 – Plumagens de velocidades (em cinza) no sentido do eixo z a -0.6 m/s (descendente) e temperatura da superfície em Acurui.

As Figuras 5.24 e 5.25 representam a variação do módulo da velocidade considerando e desconsiderando os fenômenos térmicos, respectivamente. Ambas as figuras ressaltam a contribuição dos efeitos térmicos provenientes do aquecimento do ar devido ao aquecimento do terreno. A magnitude deste efeito pode ser verificado nas Figuras 5.26 e 5.27 que representam a influência da componente w da velocidade do vento nas linhas A-A e AA-AA. Nas figuras essa parcela é alterada com a presença dos efeitos térmicos porque o ar ao ser aquecido proporciona movimentos.

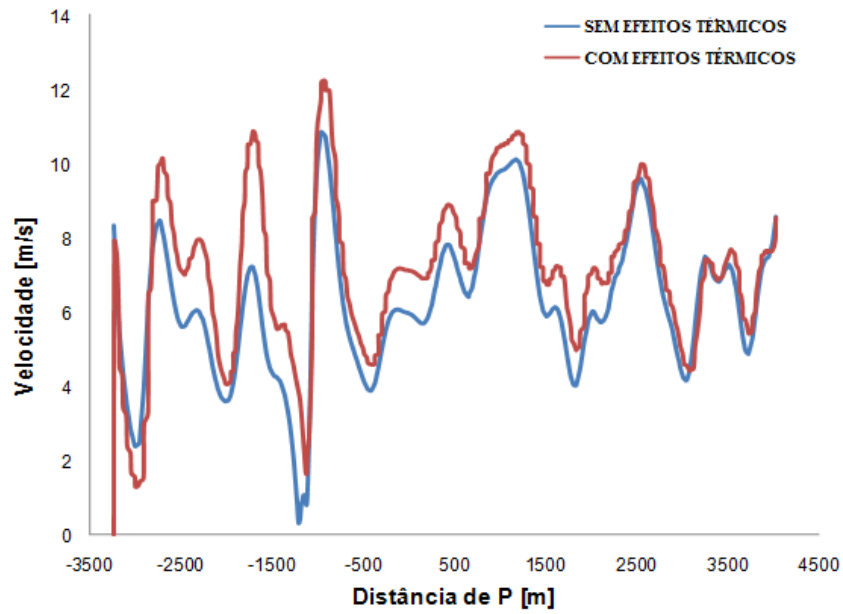


Figura 5.24 – Velocidades médias na linha A-A com e sem os efeitos térmicos, à 10 metros de altura do solo.

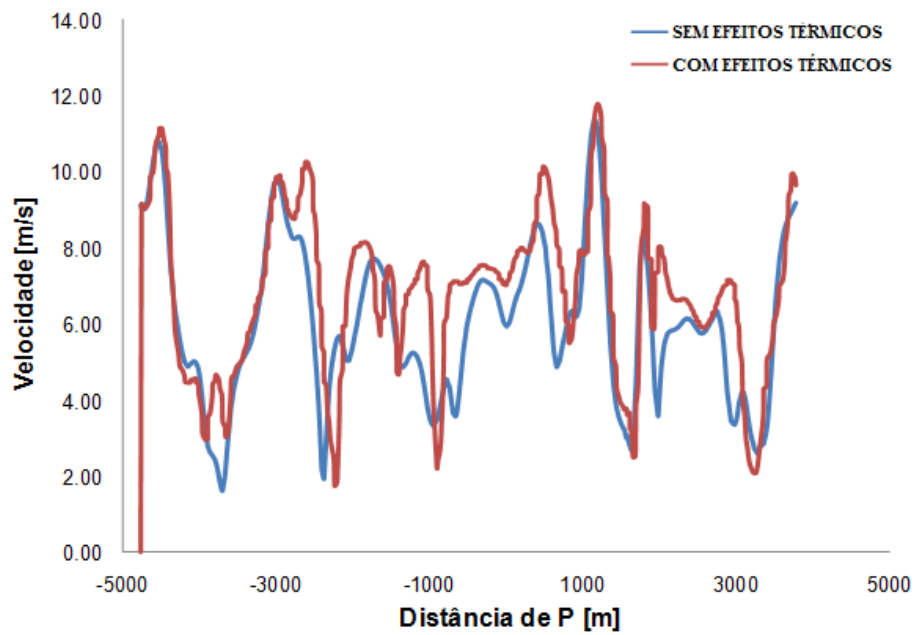


Figura 5.25 – Velocidades médias na linha AA-AA com e sem os efeitos térmicos, à 10 metros de altura do solo.

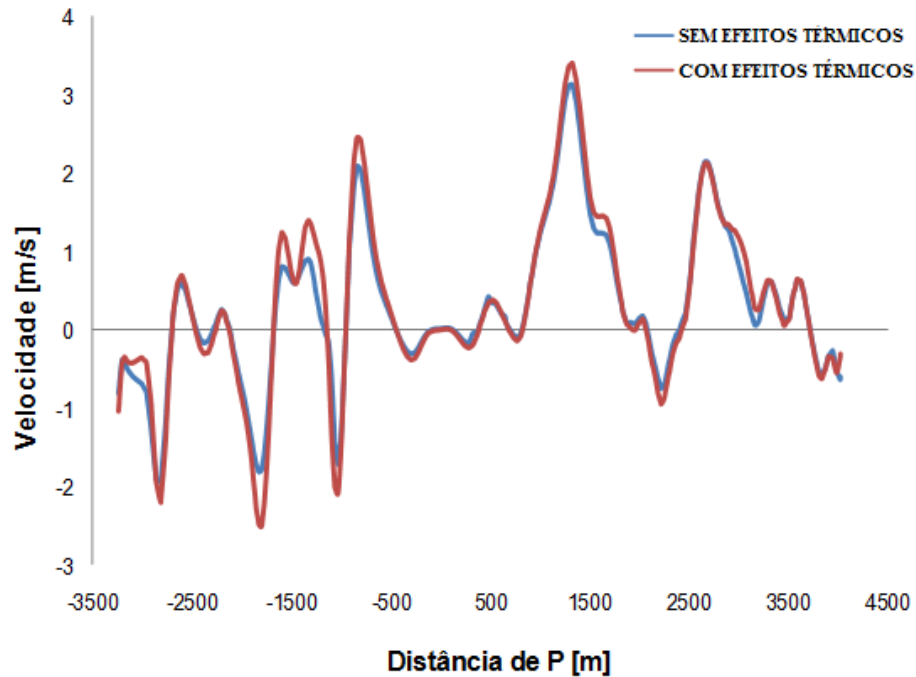


Figura 5.26 – Componente w da velocidade na linha A-A com e sem efeitos térmicos, à 10 metros de altura do solo.

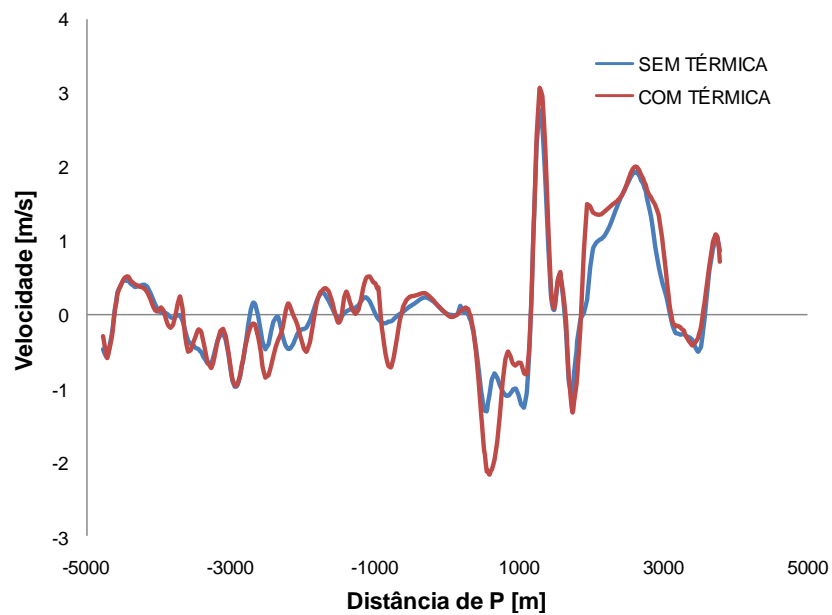


Figura 5.27 – Componente w da velocidade na linha AA-AA com e sem efeitos térmicos, à 10 metros de altura do solo.

A componente vertical, considerando ou não os efeitos térmicos a 10 m de altura, como mostrado na Figura 5.26 e 27 fica pouco alterada neste caso. Isto pode ser atribuído, neste caso, a uma irregularidade muito grande do terreno ou ao fato da velocidade do vento estar

acima de 5m/s, diminuindo os efeitos convectivos verticais.

5.4.2. Análise da influência do efeito da rugosidade do terreno

Para uma melhor análise dos resultados, foram escolhidos seis pontos ao longo do domínio, posicionados a 10 m da superfície do solo (Figura 5.28) de onde foram extraídos dados da velocidade, temperatura e da energia cinética turbulenta.

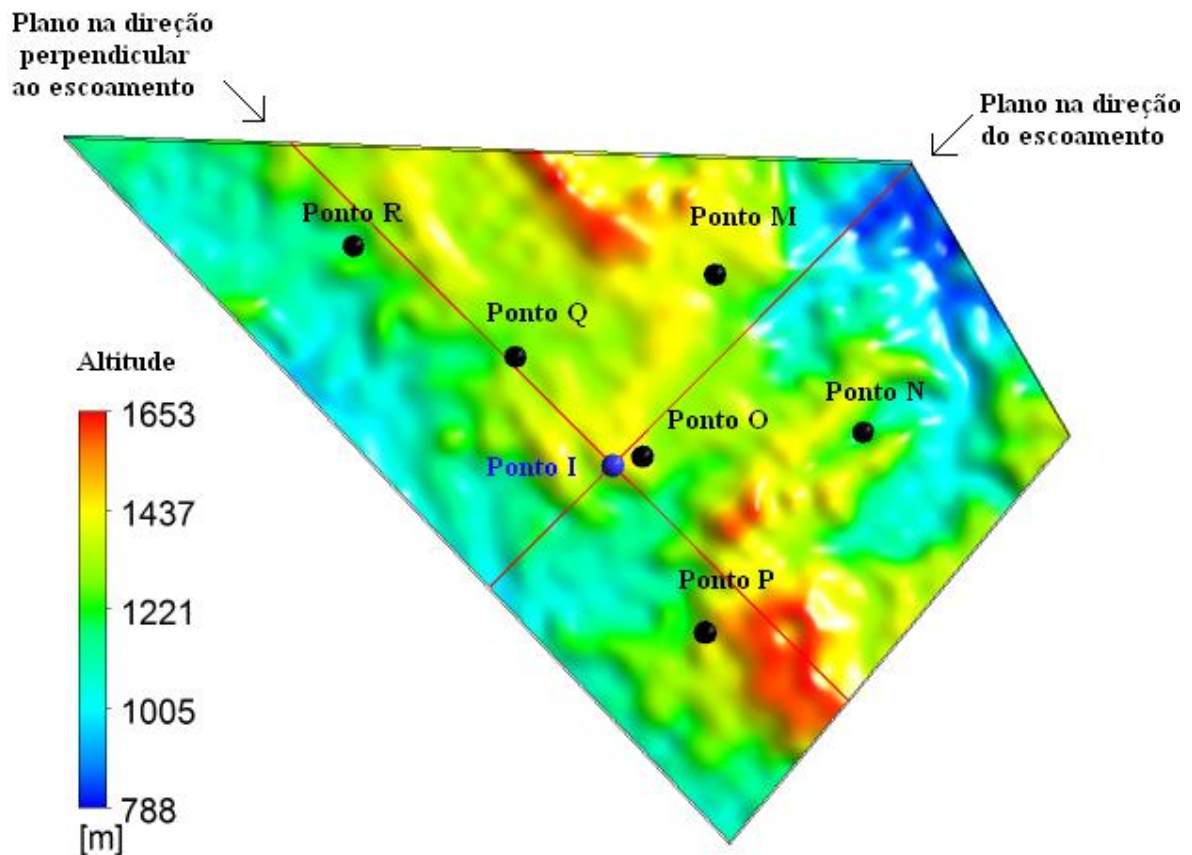


Figura 5.28 – Posição dos pontos e dos planos na região estuda de Acuruí-MG

Os valores obtidos para essas variáveis são apresentados na Tabela 5.2 para todos os pontos, condição de rugosidade real do terreno (variável) e de rugosidade constante de 0,3 m.

Tabela 5.2 – Valores de velocidade, temperatura e energia cinética turbulenta, à 10 m de altura, obtidos nos pontos M, N, O, P, Q e R.

	Ponto M	Ponto N	Ponto O	Ponto P	Ponto Q	Ponto R
Velocidade [m/s]						
Rugosidade Constante	2.739	10.330	9.011	4.888	8.470	4.071
Rugosidade Variável	4.203	8.999	8.974	3.964	8.403	3.537
Temperatura [K]						
Rugosidade Constante	302.701	300.331	301.080	301.775	300.828	300.908
Rugosidade Variável	301.348	300.465	300.807	301.452	300.554	300.877
Energia Cinética Turbulenta [m ² s ⁻²]						
Rugosidade Constante	0.899	0.536	1.225	4.477	0.837	1.253
Rugosidade Variável	1.786	1.475	1.349	3.984	1.506	1.003

É possível observar que a velocidade e a turbulência a 10 m de altura sofreram maiores variações com a mudança da rugosidade nos pontos analisados. Isto pode ser atribuído à grande variação na tensão de cisalhamento superficial devido à variação de rugosidade. A temperatura sofre menor variação, pois o escoamento simulado tem uma característica predominantemente inercial, devido á alta velocidade de entrada.

Outra situação analisada foi a criação de dois planos ao longo do domínio, sendo um dos planos paralelo à direção do escoamento e o outro perpendicular a esse (Figura 5.28). Nesses planos foram determinadas linhas a 10 metros da superfície, onde a velocidade, temperatura e energia cinética turbulenta puderam ser analisadas. O eixo das ordenadas dos gráficos gerados representa a linha perpendicular à direção do escoamento, onde o ponto I é representado pelo valor zero. As Figuras 5.29 a 5.31 apresentam os resultados no plano paralelo ao escoamento.

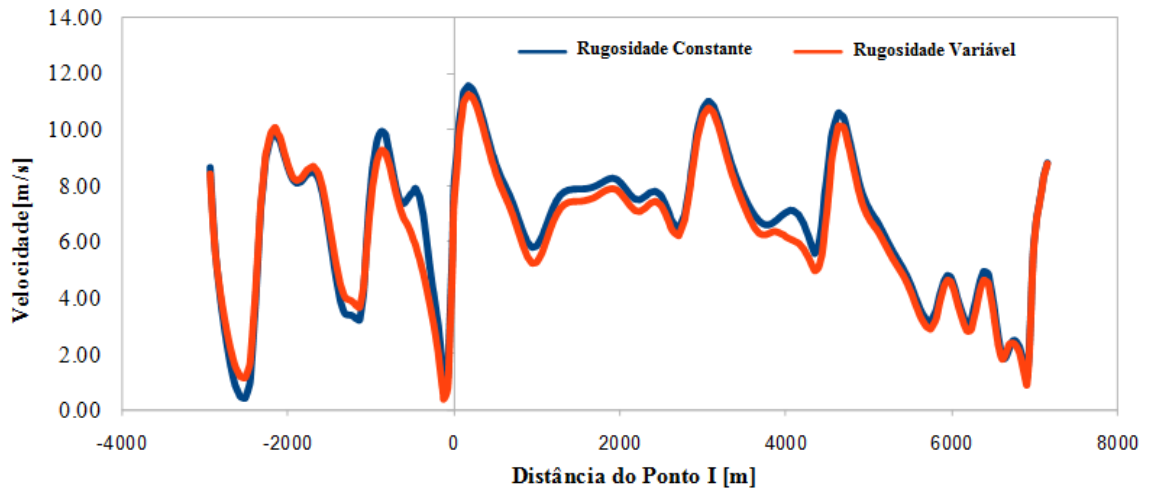


Figura 5.29 – Velocidade ao longo do plano paralelo ao escoamento.

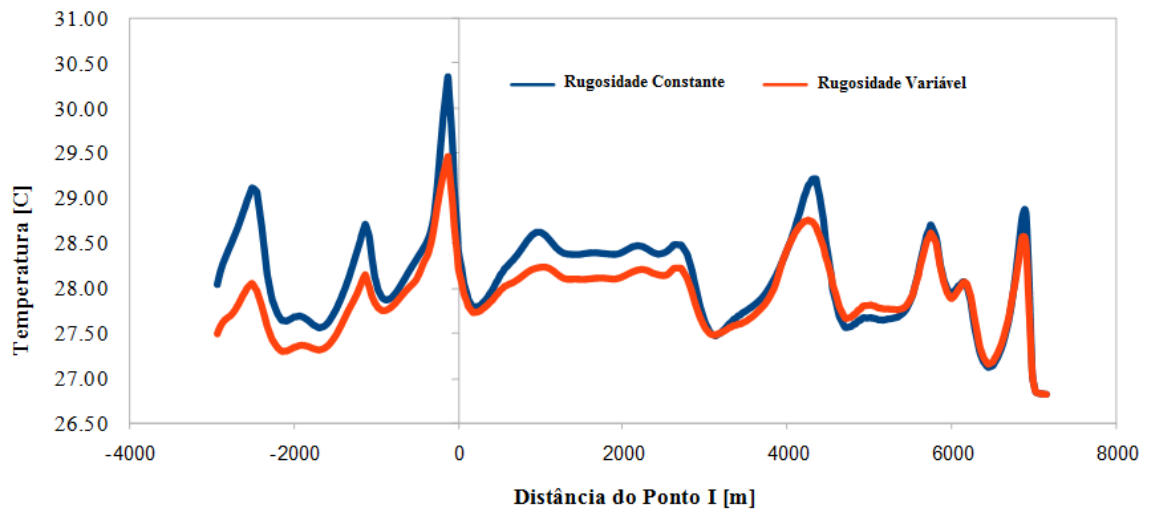


Figura 5.30 – Temperatura ao longo do plano paralelo ao escoamento

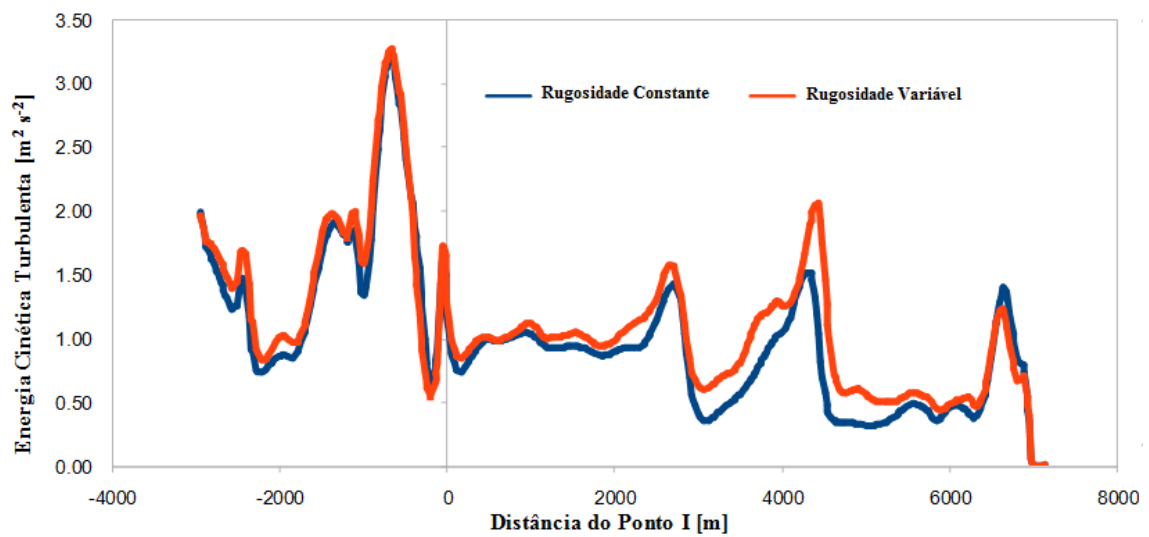


Figura 5.31 – Energia Cinética Turbulenta ao longo do plano paralelo ao escoamento

É possível perceber que ocorreram variações significativas na magnitude das variáveis estudadas, acompanhando o sentido do escoamento quando a rugosidade real foi considerada. O comportamento qualitativo não se alterou. Isto indica que o comportamento do escoamento sobre a região complexa estudada é predominantemente influenciada pelos acidentes topográficos do terreno. Por outro lado, a influência dos efeitos térmicos também é minimizada devido à velocidade média do escoamento ser relativamente alta (6m/s).

As Figuras 5.32 a 5.34 apresentam os resultados para o plano perpendicular ao escoamento e através dos resultados, é possível observar variações ainda maiores das variáveis estudadas para o caso das propriedades da rugosidade real, demonstrando a importância da superfície no cálculo da CLA.

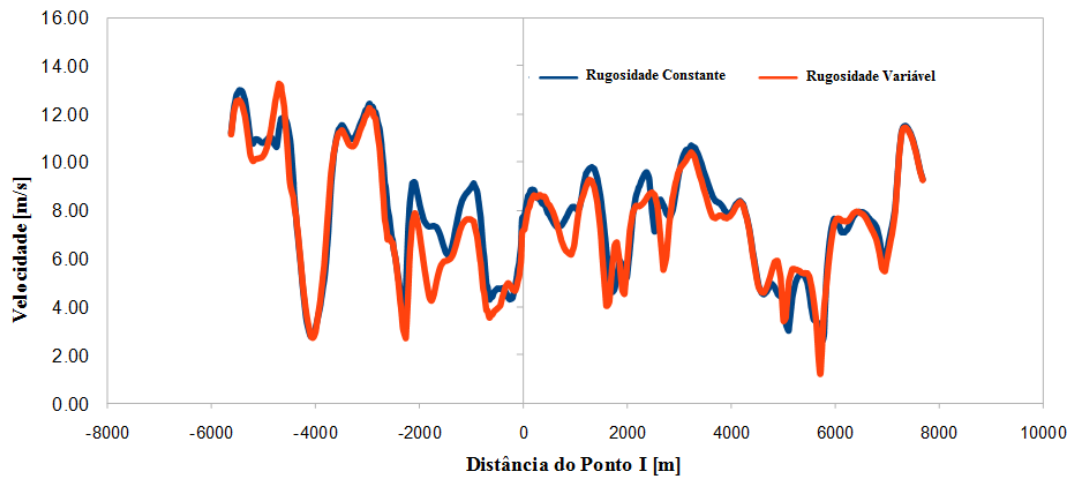


Figura 5.32 – Velocidade na direção perpendicular ao escoamento.

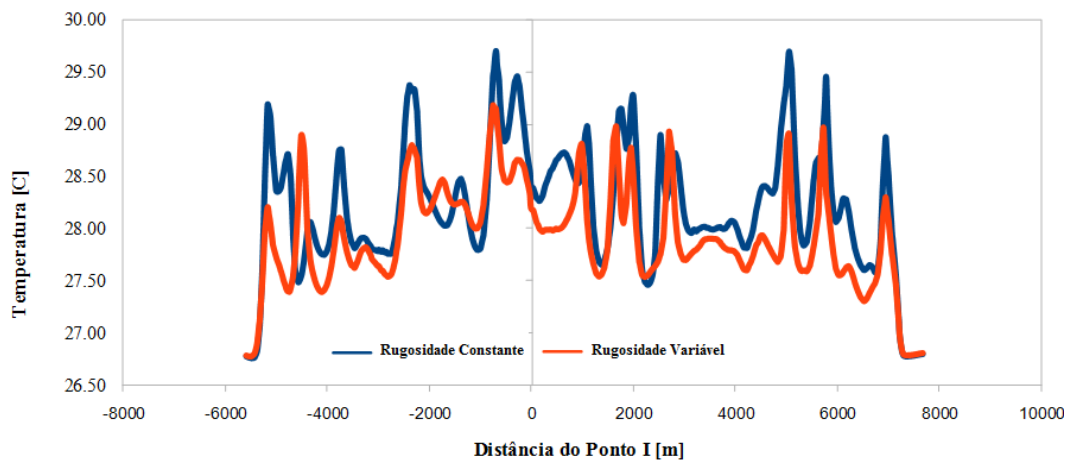


Figura 5.33 – Temperatura na direção perpendicular ao escoamento.

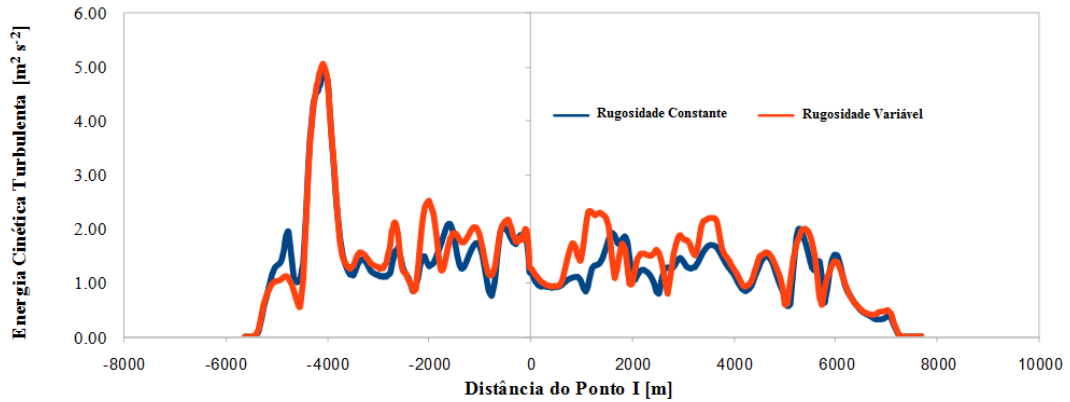


Figura 5.34 – Energia Cinética Turbulenta na direção perpendicular ao escoamento.

Outros dois parâmetros analisados foram a temperatura (Figura 5.35) e o cisalhamento da parede (Figura 5.36), sendo estes dois fatores determinantes para o comportamento do perfil de velocidade dentro do domínio em estudo.

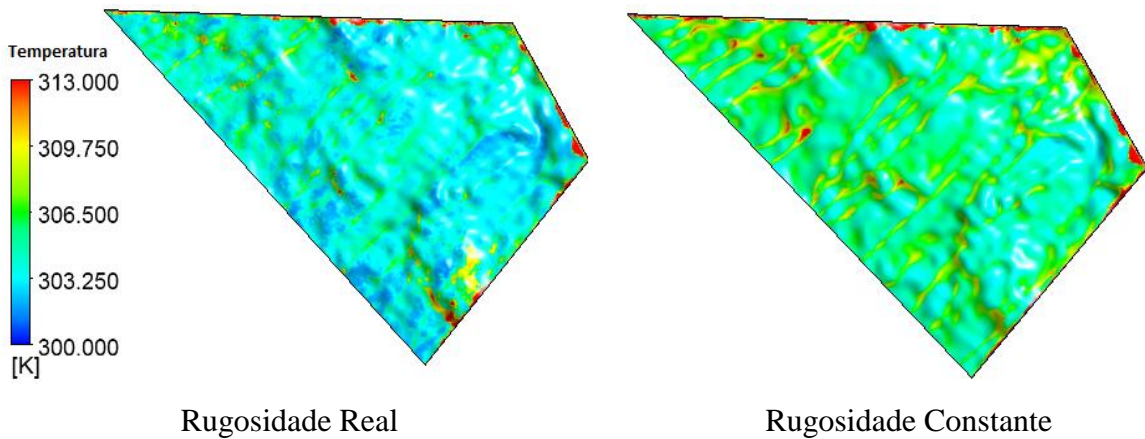


Figura 5.35 – Variação de temperatura para uma simulações com a rugosidade real e constante.

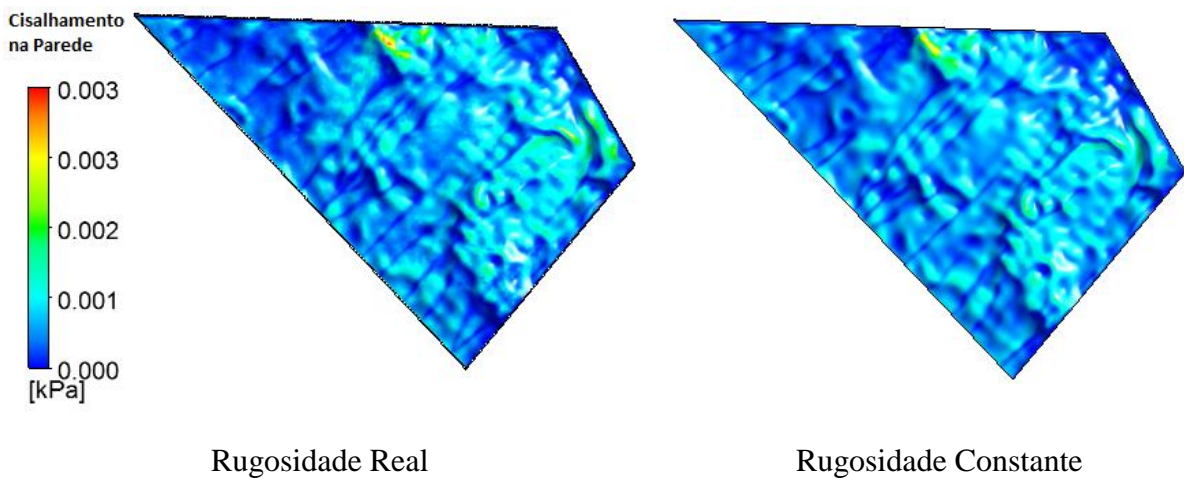


Figura 5.36 – Variação do cisalhamento na parede para uma simulações com a rugosidade real e constante.

A Figura 5.35 mostra a temperatura praticamente constante onde a rugosidade é uniforme, enquanto que no caso da rugosidade real, a variação da temperatura acompanha a rugosidade do terreno. Já na Figura 5.36, não foi possível obter diferenças significativas na tensão de cisalhamento devido as pequenas variações de temperatura obtidas para o solo com o modelo. Este parâmetro deve ser objeto de estudos futuros.

Finalmente, é realizado uma comparação dos resultados do modelo hidrodinâmico (sem efeitos térmicos e de rugosidade real) e resultados obtidos com o modelo completo (considerando ao mesmo tempo os efeitos térmicos e a rugosidade real do terreno). Estes resultados são apresentados nas Figuras 5.37 e 5.38, para os pontos 3 e 4, mostrados na Figura 4.4. A presença dos efeitos térmicos, em ambos os pontos, mostra uma aceleração no perfil, indicando um fenômeno importante na análise da CLA para esta região. Apesar dos resultados possuírem erros na ordem de 20%, quando comparado com valores experimentais, a presença do fenômeno térmico causou uma diminuição deste erro para 16%, melhorando as expectativas do modelo.

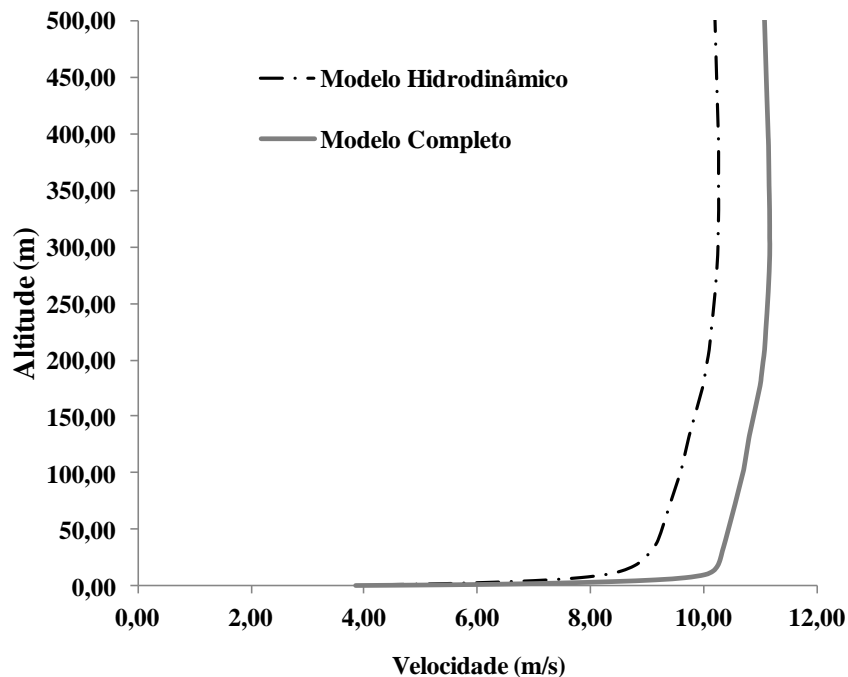


Figura 5.37 – Perfil de velocidade vertical no Ponto 3.

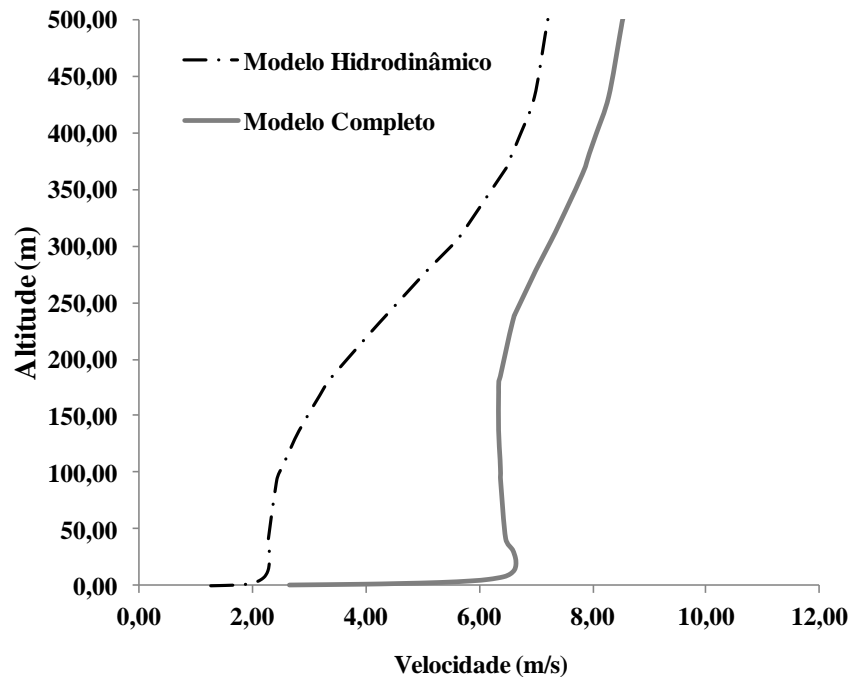


Figura 5.38 – Perfil de velocidade vertical no Ponto 4.

Nota-se, pelos resultados mostrados nas Figuras 5.37 e 5.38 que houve diferenças significativas para os pontos analisados. No entanto a aplicação do tipo de modelo depende das condições da região a ser analisada.

Entre os aspectos que contribuem para a escolha do modelo podem ser mencionados:

- Objetivos dos resultados;
- Dimensões da região;
- Tipo de ocupação do solo;
- Topografia do terreno;
- Capacidade computacional;
- Dados experimentais disponíveis;
- Condições de contorno.

Por exemplo, no caso de regiões com pequenas dimensões, onde notavelmente se pode estimar uma rugosidade constante e uma topografia plana, o modelo hidrodinâmico pode ser adotado. No entanto para regiões grandes, com várias ocupações do solo e topografias complexas, o modelo completo é o mais apropriado.

5.4.3. Considerações finais sobre o Modelo Completo

Os resultados apresentados neste capítulo mostram que o modelo numérico desenvolvido é capaz de reproduzir o escoamento sobre colinas e terrenos complexos, apesar das simplificações impostas na simulação (sem considerar a força de Coriolis e em regime permanente). Os resultados se aproximaram bastante dos dados experimentais.

O modelo de turbulência adotado (*RNG k-ε*), juntamente com o modelo *BSLRS*, apresentam-se bastante robustos e capazes de reagir bem na presença de colinas e superfícies acidentadas do terreno. Isto interfere nos resultados, tanto a jusante quanto a montante dos obstáculos, em conjunto com os efeitos térmicos adequados. A capacidade de retratar a rugosidade real do terreno mostra que o modelo completo é hábil para reproduzir efeitos reais do terreno no escoamento atmosférico, sendo uma importante ferramenta na caracterização do escoamento atmosférico nas micro regiões.

6. CONCLUSÕES

Foi desenvolvido um modelo para a CLA com o objetivo de simular os campos de velocidade e direção do vento para uma CLA bem comportada. Este modelo apresenta algumas restrições que limitam sua utilização para uma CLA instável. As principais restrições são impostas por limitações computacionais, que impedem a utilização de malhas mais refinadas para a análise dos efeitos térmicos e transientes do escoamento. Mesmo com estas restrições, o modelo desenvolvido é eficiente para prever a velocidade e direção do vento em condições de regime permanente e transiente, rugosidade real do solo e considerando os efeitos térmicos. O modelo de turbulência utilizado é capaz de reagir bem à presença de colinas, captando as recirculações a montante e a jusante do relevo de colinas. Este modelo foi desenvolvido em etapas distintas, cada uma com um tratamento especial para o volume de controle. Na primeira etapa é tratado o modelo sem a presença dos efeitos térmicos, com uma superfície do solo com rugosidade constante e em um ambiente de atmosfera seca e neutra. Na segunda etapa são implementados os efeitos térmicos. Na terceira etapa é realizado um tratamento especial da vegetação do solo objetivando implementar a rugosidade real do terreno. Por último, na quarta etapa foi implementado o modelo completo, modelando a CLA considerando todos os parâmetros que influenciam o fenômeno em regime permanente. A seguir são feitas considerações sobre cada etapa do trabalho.

6.1. SOBRE O MODELO HIDRODINÂMICO

A validação com os dados experimentais de Askervein mostra que o modelo hidrodinâmico é capaz de reproduzir os dados medidos em, praticamente, todos os pontos da linha. Este modelo, apesar de apresentar algumas restrições (sem efeitos térmicos, sem considerar forças de Coriolis, desconsiderando umidade do ar, atmosfera neutra, regime permanente e rugosidade do solo constante), que limitam a sua utilização para uma CLA instável, mostrou-se eficiente para prever a velocidade e direção do vento em CLA bem comportadas como a região de Askervein.

6.2. SOBRE O MODELO TÉRMICO

Na avaliação do modelo de empuxo foi definido que o modelo de Boussinesq, utilizando a temperatura potencial da atmosfera, é o mais adequado para a simulação da CLA convectiva. Estudando o modelo térmico de superfície observou-se que o modelo simplificado (linearizado) se aproximou bem dos resultados obtidos com o modelo completo. Através da simulação do experimento de Federovich em túnel de vento foi possível determinar a malha e o modelo de turbulência, sendo escolhido o BSLRS como o mais eficiente. As simulações de topologias reais mostraram que os efeitos térmicos são significativos e que qualitativamente o modelo matemático apresenta um bom desempenho.

6.3. SOBRE O MODELO DA RUGOSIDADE REAL

O modelo da rugosidade real é capaz de representar verdadeiramente as variações na cobertura do terreno que, através de imagens de satélite, podem ser impostas ao modelo de CLA. A análise deste parâmetro é de extrema importância, pois dependendo do tipo de rugosidade do solo, o escoamento atmosférico sofre influências tanto nos aspectos dinâmicos como térmicos. Assim, para regiões de desmatamento ou regiões que sofrem com o impacto ambiental, esta ferramenta é bastante valiosa na predição da velocidade do vento, indicando locais onde o ecossistema poderá ser afetado ou não.

6.4. CONSIDERAÇÕES FINAIS DO MODELO COMPLETO

O modelo completo desenvolvido é capaz de reproduzir escoamentos atmosféricos envolvendo os efeitos de rugosidade real do terreno e os efeitos térmicos gerados pelo aquecimento do solo. Desta forma, como pode ser notado pela comparação com os resultados experimentais de Acuruí, o modelo é capaz de reproduzir a velocidade, a direção do vento, a temperatura do solo e do escoamento, com erros máximos de 16%, mostrando variações coerentes do perfil de velocidade na região próxima ao solo, de acordo com o tipo de rugosidade imposto.

6.5 PRODUÇÃO CIENTÍFICA GERADA

A pesquisa desenvolvida pelo tema (CLA), além da tese apresentada, contribuiu para as

seguintes publicações:

Artigos aceitos para publicação:

Moreira, Gilberto A. A. ; Santos, André A. C. ; Nascimento, Carlos A. M. ; Valle, Ramon M. . Numerical Study of the Neutral Atmospheric Boundary Layer Over Complex Terrain. Boundary - Layer Meteorology, 2012.

Artigos em processo de publicação:

Numerical Study of the Convective Boundary Layer Over Complex Terrain. Boundary - Layer Meteorology

Influence of real surface roughness on atmospheric boundary layer. Boundary - Layer Meteorology

Trabalhos completos publicados em anais de congressos:

VALLE, Ramon Molina ; MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; Nascimento, C. A. M. . METODOLOGIA PARA LEVANTAMENTO DO POTENCIAL EÓLICO DE REGIÕES UTILIZANDO UM MODELO DE CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA. In: 10º Congresso Iberoamericano de Engenharia Mecânica (CIBEM10), 2011, Porto. 10º Congresso Iberoamericano de Engenharia Mecânica (CIBEM10), 2011.

Guimarães, Maurissone ; Nascimento, C. A. M. ; VALLE, Ramon Molina ; FRANÇA G. A. C. ; MOREIRA, Gilberto Augusto Amado . Desenvolvimento de uma Metodologia de medição do Ângulo de Balanço de Cadeias de Isoladores de Linhas Aéreas de transmissão. In: 10º Congresso Iberoamericano de Engenharia Mecânica (CIBEM10), 2011, Porto. 10º Congresso Iberoamericano de Engenharia Mecânica (CIBEM10), 2011.

MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; VALLE, Ramon Molina ; MARTINS, Marcio Arêdes ; Nascimento, C. A. M. . ESTUDO TEORICO DO ESCOAMENTO TURBULENTO SOBRE TERRENOS COMPLEXOS PARA UMA REGIÃO DE BELO HORIZONTE. In: 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010, Belo Horizonte. 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010.

SANTOS, A. A. C. ; SIQUEIRA, F. A. G. ; MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; VALLE, Ramon Molina . INFLUENCIA DOS EFEITOS TÉRMICOS EM MODELOS DE CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA PARTE 1: MODELO EM TÚNEL DE VENTO. In: 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010, Belo Horizonte. 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010.

Pinheiro S. M. S. ; SANTOS, A. A. C. ; MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; VALLE, Ramon Molina ; HUEBNER, R. . INFLUÊNCIA DOS EFEITOS TÉRMICOS EM MODELOS DE CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA PARTE 2: MODELO EM UMA TOPOGRAFIA REAL. In: 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010, Belo Horizonte. 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010.

COELHO A. L. R. ; SANTOS, A. A. C. ; MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; VALLE, Ramon Molina ; HUEBNER, R. . INFLUÊNCIA DAS FORÇAS DE CORIOLIS NA MODELAGEM DA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA. In: 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010, Belo Horizonte. 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010.

MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; VALLE, Ramon Molina ; SANTOS, A. A. C. ; Nascimento, C. A. M. . EFEITOS DA RUGOSIDADE DO TERRENO NA MODELAGEM DA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA PARTE I: RUGOSIDADE CONSTANTE. In: 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010, Belo Horizonte. 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010.

MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; VALLE, Ramon Molina ; Morato L. F. ; SANTOS, A. A. C. ; Nascimento, C. A. M. . EFEITOS DA RUGOSIDADE DO TERRENO NA MODELAGEM DA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA PARTE II: RUGOSIDADE REAL. In: 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010, Belo Horizonte. 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010.

Guimarães, Maurissone ; Nascimento, C. A. M. ; VALLE, Ramon Molina ; FRANAÇA G. A. C. ; MOREIRA, Gilberto Augusto Amado . ESTUDO DO BALANÇO DE CADEIAS DE ISOLADORES DE LINHAS AÉREAS - PARTE II: CÁLCULO VIA

MODELO DE CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA. In: 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010, Belo Horizonte. 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010.

VALLE, Ramon Molina ; MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; SANTOS, A. A. C. ; HUEBNER, R. . AVALIAÇÃO DE MODELOS DE TURBULÊNCIA PARA MODELAGEM DA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA PARTE I: TESTES PRELIMINARES. In: 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010, Belo Horizonte. 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010.

VALLE, Ramon Molina ; SANTOS, A. A. C. ; MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; HUEBNER, R. . AVALIAÇÃO DE MODELOS DE TURBULÊNCIA PARA MODELAGEM DA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA PARTE II:MODELOS MAIS RECENTES. In: 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010, Belo Horizonte. 1o Seminário Nacional Sobre Engenharia do Vento SENEV 2010, 2010.

MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; HUEBNER, R. ; VALLE, Ramon Molina . NUMERICAL ANALYSIS OF NATURAL CONVECTION INSIDE THE BUILDING. In: 20th International Congress of Mechanical Engineering, 2009, Gramado/RS. Cobem 2009 - Engineering for the Future, 2009.

SANTOS, A. A. C. ; PAULA, G. A. R. ; LIMA, L. S. ; MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; VALLE, Ramon Molina . RANS TURBULENCE MODEL EVALUATION FOR NEUTRAL ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER SIMULATION OVER COMPLEX TERRAIN. In: 20th International Congress of Mechanical Engineering, 2009, Gramado/RS. Cobem 2009 - Engineering for the Future, 2009.

SANTOS, A. A. C. ; SIQUEIRA, F. A. G. ; MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; VALLE, Ramon Molina . SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE UMA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA CONVECTIVA EVOLUINDO HORIZONTALMENTE. In: IX Congresso Iberoamericano de Ingeniería Mecánica, 2009, Las Palmas de Gran Canaria. CIBIM9, 2009.

VALLE, Ramon Molina ; PAULA, G. A. R. ; SANTOS, A. A. C. ; MOREIRA, Gilberto Augusto Amado . AVALIAÇÃO DOS MODELOS MAIS RECENTE DE

TURBULÊNCIA PARA MODELAGEM DA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA. In: IX Congreso Iberoamericano de Ingeniería Mecánica, 2009, Las Palmas de Gran Canaria. CIBIM9, 2009.

MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; VALLE, Ramon Molina ; CARVALHO, Wagner Luís Silva de . INTERFERENCIA DA RUGOSIDADE DO TERRENO EM UM MODELO DE CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA. In: V CONGRESSO NACIONAL DE ENGENHARIA MECÂNICA, 2008, SALVADOR. 5º CONGRESSO NACIONAL DE ENGENHARIA MECÂNICA. SALVADOR : CIAN, 2008.

MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; CARVALHO, Wagner Luís Silva de ; VALLE, Ramon Molina ; Guimarães, Maurissone . NUMERICAL SIMULATION OF NEUTRAL ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER FLOW. In: 12TH BRAZILIAN CONGRESS OF THERMAL SCIENCES AND ENGINEERING, 2008, BELO HORIZONTE. 12TH BRAZILIAN CONGRESS OF THERMAL SCIENCES AND ENGINEERING. BELO HORIZONTE, 2008.

MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; VALLE, Ramon Molina ; MARTINS, Marcio Arêdes ; Nascimento, C. A. M. . ESTUDO DA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA SOBRE TERRENOS COMPLEXOS. In: 8º CONGRESO IBEROAMERICANO DE INGENIERÍA MECÁNICA, 2007, CUSCO/PERÚ. 8º CONGRESO IBEROAMERICANO DE INGENIERÍA MECÁNICA. CUSCO/PERÚ : XXXX, 2007. v. 1. p. 1-1.

MOREIRA, Gilberto Augusto Amado ; MARTINS, Marcio Arêdes ; VALLE, Ramon Molina . NUMERICAL STUDY OF THE TURBULENT FLOW OVER COMPLEX TERRAIN. In: The Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences - ENCIT, 2006, Curitiba. The Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences - ENCIT, 2006.

VALLE, Ramon Molina ; MARTINS, Marcio Arêdes ; ABREU, Josué Alceu de ; MOREIRA, Gilberto Augusto Amado . NUMERICAL MODEL VALIDATION OF ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER OVER COMPLEX TERRAIN. In: International Congress of Mechanical Engineering, 2005, Ouro Preto - MG - Brasil. 18th International Congress of Mechanical Engineering - COBEM 2005. Rio de Janeiro : ABCM - Associação Brasileira de Engenharia e Ciências Mecânicas, 2005.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Ansys (2009) ANSYS CFX Solver Theory Guide. Release 12.1 edn, pp. 274.
- Abrunhosa, José Diniz Mesquita (2003). "Simulação de escoamento turbulento complexo com modelagem clássica e de grandes escalas." Tese (doutorado) – Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Departamento de Engenharia Mecânica.
- Andrén, A. (1989). "Application of the MIUU Meso-g -Scale Model to the Öresund Meteorological Databank". Report no. 87. Department of Meteorology, Uppsala University.
- Andrén, A. (1990). "A Meso-Scale Plume Dispersion Model. Preliminary Evaluation in a Heterogeneous Area". *Atmospheric Environment*, v. 24A, n. 4, p. 883-896.
- Antonia, R. A., Krogstad, P.-A. (2001). "Turbulence structure in boundary layers over different types of surface roughness." *Fluid Dynamics Research*. Vol. 28, pp. 139-157.
- Apsimon, H. M., Wilson, J. J. N. (1987). "Modelling Atmospheric Dispersal of the Chernobyl Release Across Europe." *Boundary-Layer Meteorology*, v. 41, p. 123-133.
- Apsley, D. D., Castro, I. P. (1997). "Numerical Modelling of Flow and Dispersion Around Cinder Cone Butte." *Atmospheric Environment*, v. 31, p. 1059-1071.
- Arya, S. P. S. and Shipman, M. S. (1981). "An experimental investigation of flow and diffusion in the disturbed boundary layer over a ridge - I. Mean flow and turbulence structure." *Atmos. Environ.* 15, pp. 1173–1184.
- Athanassiadou, M., Castro, I.P. (2001). "Neutral flow over a series of rough hills: A laboratory experiment." *Boundary Layer Meteorology*. Vol. 101, pp. 1-30.
- Baron, T., Gerhard, E. R., Johnstone, H. F. (1949). "Dissemination of Aerosol Particles Dispersed from Stacks." *Ind. & Eng. Chem.*, v. 41, p. 2403.
- Barth, T.J., and Jespersen, D.C. (1989). "The Design and Application of Upwind Schemes on Unstructured Meshes." AIAA Paper 89-0366.
- Barthelmie, R. J., Palutikof, J.P., Davies, T.D. (1993). "Estimation of sector roughness

lengths and the effect on prediction of the vertical wind speed profile." *Boundary Layer Meteorology*. Vol. 66, pp. 19-48.

Bartholy, J. e Radics, K. (2005). "Wind profile analyses and atmospheric stability over a complex terrain in southwestern part of Hungary" *Physics and Chemistry of the Earth* 30, pp. 195–200.

Belcher, S. E., Hunt, J.C.R. (1998). "Turbulent flow over hills and waves." *Annual Review of Fluid Mechanics*. Vol. 30, pp. 507-538.

Belcher, S.E., Finnigan, J.J. and Harman, I.N. (2008) "Flows through forest canopies in complex terrain." *Ecol Appl*, Department of Meteorology, University of Reading, Earley Gate, P.O. Box 243, Reading RG6 6BB United Kingdom. s.e.belcher@reading.ac.uk, 18, 1436-1453.

Beljaars, A. C. M., Walmsley, J. L., Taylor, P. A. (1987). "Modelling of Turbulence over Low Hills and Varying Surface Roughness." *Boundary-Layer Meteorology*, v. 41, p. 203-215.

Blondin, C. (1984). "Meteorology of Medium Range Transport of Pollutants." *Atmospheric Environment*, v. 18, n. 3, p. 537-544.

Boçon, F. T. (1998). "Modelagem matemática do escoamento e da dispersão de poluentes na microescala atmosférica." Tese de Doutorado da Universidade Federal de Santa Catarina, 308 p.

Boçon, F.T. and Maliska, C.R., (2000) "Application of a Non Isotropic Model to Stable Atmospheric Flows and Dispersion over 3D Topography", *J. of the Braz. Soc. Mechanical Sciences*, Vol XXII, No. 1, pp. 105-118.

Bolin, B. (1950); "On the influence of the Earth's orography on the general character of the westerlins." *Tellus*, 2, pp. 184-195.

Bolstad, P. V., e T. M. (1992) "Lillesand. Improved classification of forest vegetation in northern Wisconsin through a rule-based combination of soils, terrain, and Landsat Thematic Mapper data". *Forest Science* 38: 5-20.

Boppana, V., Xie, Zheng-Tong, Castro, Ian (2010) "Primary Title: Large-Eddy Simulation

of Dispersion from Surface Sources in Arrays of Obstacles”, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 135(3), pp. 433- 454.

Bosanquet, C. H., Pearson, J. L. (1936). "The Spread of Smoke and Gases from Chimneys. *Trans. Faraday Society*, v. 32, pp.1249.

Boussinesq, J. (1877). "Théorie de l'écoulement tourbillant." *Mem. Pre. par. div. Sav.* v. 23, Paris.

Bradley, E. F. (1980). "An experimental study of the profiles of wind speed, shearing stress and turbulence at the crest of a large hill." *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. Vol. 106, pp. 101-124.

Brutsaert, W. (1982). "Evaporation into the Atmosphere: Theory, History and Applications." D. Reidel. pp. 299.

Buschmann, M. H., Gad-el-Hak, M. (2003). "Debate concerning the mean velocity profile of a turbulent boundary layer." *AIAA*. Vol. 41(4), p. 565-572.

Caetano, M. (1995) "Burned vegetation mapping in mountains areas with satellite Remote Sensing." MA Thesis. University of California, Santa Barbara, USA.

Caetano, M., J. Santos e A. Navarro. (1997) "A multi-strategic approach for land use mapping of urban areas by integrating satellite and ancillary data." *Proceedings of the 1997 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS'1997)*. 240-242. Singapura.

Caetano, M., T. Santos e L. Gonçalves, (2002). "Cartografia de Ocupação do Solo com Imagens de Satélite: Estado da Arte. *Actas do VII Encontro de Utilizadores de Informação Geográfica.*" (ESIG'2002), Novembro 2002, Oeiras, CD-ROM sem paginação.

Camilla, G., Griff, J., Michel, O., and Vincent, D., 1999, "Transport and Mixing in the Atmospheric Boundary Layer", *Lecture Notes, Aosta Summer School*.

Campanharo, A. S. L. O.; Ramos, F. M.; Macau, E. E. N.; Rosa, R. R.; Bolzan, M. J. A. & Sá, L. D. A. (2008) "Searching chaos and coherent structures in the atmospheric turbulence above the Amazon forest." *Philos Transact A Math Phys Eng Sci*, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), 12227-010 São José dos Campos, São Paulo,

Brazil. andriana@lac.inpe.br, 366, 579-589.

Carmichael, G. R. (1980). "Numerical Technique for the Investigation of the Transport and Dry Deposition of Chemically Reactive Plumes." *Atmospheric Environment*, v. 14, n. 12, p.1433-1438.

Castro, I. P. e Apsley, D. D. (1997). "Flow and Dispersion Over Topography: A Comparison Between Numerical and Laboratory Data For Two-Dimensional Flows." *Atmospheric Environment*, v. 31, p. 839-850.

CFX (2009). "CFX-12 Solver and Solver Manager Guide", AEA Technology Engineering Software Ltd, UK.

Chalikov, D.; Rainchik, S. (2011) "Coupled Numerical Modelling of Wind and Waves and the Theory of the Wave Boundary Layer", *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 138(1), pp. 1-41.

Chamberlain, A. C. (1965). "Transport of Gases To and From Grass and Grass-Like Surfaces". Atomic Energy Research Establishment, Harwell."

Chamecki, M.; Meneveau, C. & Parlange, M. B. (2007) "The Local Structure of Atmospheric Turbulence and Its Effect on the Smagorinsky Model for Large Eddy Simulation." *Journal of the Atmospheric Sciences*, 64, 1941-1958.

Chen, Y.; Jiang, W.; Zhang, N.; He, X. & Zhou, R. (2009) "Numerical simulation of the anthropogenic heat effect on urban boundary layer structure." *Theoretical & Applied Climatology*, 97, 123-134.

Cheng, H., Castro, I.P. (2002). "Near wall flow development after a step change in surface roughness." *Boundary Layer Meteorology*. Vol. 105, pp. 411-432.

Congalton, R.G., e K. Green. (1999) "Assessing the accuracy of remotely sensed data: principles and practices." Danvers: CRC Pres.

Cook, N. J. (1997). "The Deaves and Harris ABL model applied to heterogeneous terrain." *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Vol. 66, pp. 197-214.

Coppin, P. A., Bradley, E.F., Finnigan, J.J. (1994). "Measurements of flow over and

elongated ridge and its thermal stability dependence: the mean field" *Boundary Layer Meteorology*. Vol. 69, pp. 173-199.

Culf, A.D., et al (1996) "Radiation, temperature and humidity over forest and pasture in Amazônia, in *Amazonian Deforestation and Climate*" edited by J. H. C. Gash, C. A. Nobre, J. M. Roberts, and R.L. Victoria, pp. 175 – 192.

Cullen, M. J. P. & Brown, A. R. (2009) "Large eddy simulation of the atmosphere on various scales." *Philos Transact A Math Phys Eng Sci*, Met Office, Fitzroy Road, Exeter EX1 3PB, UK., 367, 2947-2956.

Dawson, P., Stock, D. E. and Lamb, B. (1991). "The numerical simulation of airflow and dispersion in three-dimensional atmospheric recirculation zones". *Journal of Applied Meteorology*, 30, 1005-1024.

Deardorff, J.W. (1974) "Three-dimensional study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer". *Boundary Layer Met.*, 7, pp. 81–106

De Bortoli, M. E., Natalini, B., Paluch, M. J. and Natalini, M. B. (2002). "Part-Depth Wind Tunnel Simulations of the Atmospheric Boundary Layer". *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 90, p. 281-291.

de Wekker, S. F. J. (2008) "Observational and Numerical Evidence of Depressed Convective Boundary Layer Heights near a Mountain Base." *Journal of Applied Meteorology & Climatology*, American Meteorological Society, 47, 1017-1026.

Deaves, D. (1980). "Computations of wind flow over two-dimensional hills and embankments." *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Vol. 6, pp. 89-111.

Deaves, D. M. e Harris, R.I. (1978). "A mathematical model of the structure of strong winds, Construction Industry Research and Information Association." *Research Report 76*, CIRIA 6 Storey Gate, London SW1P 3AU, England.

Derbyshire, S. H., Wood, N. (1994). "The sensitivity of stable boundary layers to small slopes and other influences. Institute of mathematics and its applications conference series." Vol. 52, pp. 105-118.

Dominguez M, Gaertner MA, de Rosnay P, Losado T. (2010). "A regional climate model simulation over West Africa: parameterization tests and analysis of land surface fields." *Climate Dynamics* 35(1): 249–265.

Drüe, C.; Hauf, T. & Hoff, A. (2010) "Comparison of Boundary-Layer Profiles and Layer Detection by AMDAR and WTR/RASS at Frankfurt Airport." *Boundary-Layer Meteorology*, Springer Netherlands, 135, 407-432.

Fackrell, J.E. e Robins, A.G. (1982). "Concentration fluctuations and fluxes in plumes from point sources in a turbulent boundary layer". *Journal of Fluid Mechanics* 117.

Fedorovich, E., R. Kaiser, M. Rau, e E. Plate (1996), Wind tunnel study of turbulent flow structure in the convective boundary layer capped by a temperature inversion, *J. Atmos. Sci.* 53, 1273-1289.

Fesquet, C.; Drobinski, P.; Barthlott, C. & Dubos, T. (2009) "Impact of terrain heterogeneity on near-surface turbulence structure." *Atmospheric Research*, 94, 254-269

Fisch, G. (1996). "Camada limite amazônica: aspectos observacionais e de modelagem". Tese (Doutorado em Meteorologia) -Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. São José dos Campos: 171p. (INPE-6123-TPT/584).

Fisher, B. E. A., Smith, R. (1987). "Expanding Box Models for the Long-Range Transport of Chemically Reacting Airborne Material." *Atmospheric Environment*, v. 21, n. 1, p. 195-199.

Fisher, B. E. A., Smith, R. (1987). "Expanding Box Models for the Long-Range Transport of Chemically Reacting Airborne Material." *Atmospheric Environment*, v. 21, n. 1, p. 195-199.

Flows through forest canopies in complex terrain. *Ecol Appl*, Department of Meteorology, University of Reading, Earley Gate, P.O. Box 243, Reading RG6 6BB United Kingdom. s.e.belcher@reading.ac.uk, 2008, 18, 1436-1453

Frank Incropera, David Dewitt, T. B. e. A. L.(2001), "Fundamentos de Transferência de Calor e de Massa", 6ª Edição, LTC (ed.)

Gallego, M. C., Garcia, J.A., Cancillo, M.L. (2001). "Characterisation of atmospheric

turbulence by dynamical systems techniques." *Boundary Layer Meteorology*. Vol. 100, pp. 375-392.

Garbero, V.; Dellacasa, G.; Bianchi, D.; Magnoni, M. & Erbetta, L. (2009) "Outdoor radon concentration measurements: some correlation with major urban pollutants." *Radiat Prot Dosimetry*, Dipartimento di Scienze e Tecnologie Avanzate, Università del Piemonte Orientale, Via Bellini 25/G, 15100 Alessandria, Italy., 137, 332-335.

Garret, A. J., Smith, F. G. (1984). "Two-Dimensional Simulations of Drainage Winds and Diffusion Compared to Observations." *J. of Climate and Applied Meteorology*, v. 23, p. 597- 610.

Gash, J. H. C. e Nobre, C. A. (1997). "Climatic effects of Amazonian deforestation: some results from ABRACOS", *Bulletin of the American Meteorological Society*, 78(5), 823 – 830.

Gerbush, M. R.; Kristovich, D. A. R. & Laird, N. F. (2008) "Mesoscale Boundary Layer and Heat Flux Variations over Pack Ice Covered Lake Erie." *Journal of Applied Meteorology & Climatology*, American Meteorological Society, 47, 668-682

Gong, P., D.J. Marceau e P.J.Howarth. (1992) "A comparison of spatial feature extraction algorithms for land-use classification with SPOT HRV data." *Remote Sensing of Environment* 40:137-151.

Grünhage, L. & Haenel, H.-D. (1997). "PLATIN (PLant-ATmosphere INteraction) I: a model of plant-atmosphere interaction for estimating absorbed doses of gaseous air pollutants". *Environmental Pollution* 98, 37-50.

Guimarães A. P. C. (2003), Estimativas de Parâmetros da Camada Atmosférica para Cálculo da Irradiação Solar Incidente na Superfície, Tese Doutorado, Universidade Federal do Rio de Janeiro.

Federal do Rio de Janeiro.

Hall, F. G., D. E. Strebel, J. E. Nickeson, e S. J. Goetz. (1991) "Radiometric rectification: toward a common radiometric response among multirate, multisensor images." *Remote Sensing of Environment* 35: 11-27.

- Han, S.; Bian, H.; Tie, X.; Xie, Y.; Sun, M. & Liu, A. (2009) "Impact of nocturnal planetary boundary layer on urban air pollutants: measurements from a 250-m tower over Tianjin, China." *J Hazard Mater*, Nankai University, Tianjin, China., 162, 264-269.
- Hara, T.; Ohya, Y.; Uchida, T. & Ohba, R. (2009) "Wind-Tunnel and Numerical Simulations of the Coastal Thermal Internal Boundary Layer." *Boundary-Layer Meteorology*, 130, 365-381.
- Hauguel, A. (1985). "Numerical Modelling of Complex Industrial and Environment Flows." 2nd Int. Symposium on Refined Modelling of Flows , Iowa City, Iowa, USA.
- Hewson, E. W. (1945) "The Meteorological Control of Atmospheric Pollution by Heavy Industry." *Quart. J. Royal Meteorological Society*, v. 71, p. 266.
- Hickmann, A. J., Colwill, D. M. (1982). "Estimation of Air Pollution Concentration." TRRL Laboratory Report 1052.
- Hinze, J. O. (1975) "Turbulence". 2nd ed. New York: McGraw-Hill.
- Holben, R., e C. O. (1981) "Justice. An examination of spectral band ratioing to reduce the topographic effect on remotely sensed data." *International Journal of Remote Sensing* 2: 115-133.
- Horst, T. W., J. Kleissl, D. H. Lenschow, C. Meneveau, C.-H. Moeng, M. B. Parlange, P. P. Sullivan, and J. C. Weil, (2004) "HATS: Field observations to obtain spatially filtered turbulence fields from crosswind arrays of sonic anemometers in the atmospheric surface layer." *J. Atmos. Sci.*, 61, 1566-1581.
- Huete, A. R. Soil influences in remotely sensed vegetation-canopy spectra. (1989) "Theory and applications of optical remote sensing." Ed. G. Asrar. New York: John Wiley & Sons.
- Huser, A., Nilsen, P.J., and Skatun, H., (1997). "Aplication of k-ε model to the stable ABL: pollution in complex terrain", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 67-68, pp. 425-436
- Hussein, A. S. & El-Shishiny, H. (2009) "Wind flow modeling and simulation over the Giza Plateau cultural heritage site in Egypt." *J. Comput. Cult. Herit.*, ACM, 2, 1-22.

Hutchison, C. F. (1982) "Techniques for combining Landsat data and ancillary data for digital classification improvement." *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing* 48: 123-130.

Ifarraguerri, A. & Ben-David, A. (2008) "Impact of atmospheric boundary layer turbulent temperature fluctuations on remote detection of vapors by passive infrared spectroscopy." *Opt Express*, Science Applications International Corporation, 4001 North Fairfax Drive, Arlington, Virginia 22203, USA. agustin.i.ifarraguerri@saic.com, 16, 17366-17382

Iizuka, S. e Kondo, H. (2005). "Large-eddy simulations of turbulent flow over complex terrain using modified static eddy viscosity models", National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, 16-1 Onogawa, Tsukuba, Ibaraki 305-8569, Japan.

Inagaki, Atsushi; Castillo, Marieta; Yamashita, Yoshimi; Kanda, Manabu; Takimoto, Hiroshi (2012) "Large-Eddy Simulation of Coherent Flow Structures within a Cubical Canopy", *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 142 (2), pp. 207-222.

Inagaki, M.; Kondoh, T. e Nagano, Y. (2005). "A mixed-time-scale SGS model with fixed model-parameters for practical LES". *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers: Journal of Fluids Engineering* 127, 1-13.

Ishihara, T., Hibi, K., Oikawa, S. (1999). "A wind tunnel study of turbulent flow over a three-dimensional steep hill." *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Vol. 83, pp. 95-107.

Isnard, A. A. (2004); "Investigação Computacional do Escoamento e da Dispersão de Poluentes Atmosféricos sobre Topografias Complexas"; Tese de Doutorado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da PUC-Rio, Rio de Janeiro.

Jackson, P. S., Hunt, J.C.R. (1975). "Turbulent wind flow over a low hill." *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. Vol. 101, pp. 929- 955.

Jakeman, A. J., Simpson, R. W., Taylor, J. A. (1984). "Simulation Approach to Assess Air Pollution from Road Transport." *J. A. IEEE Transactions of Systems, Man and Cybernetics* V. SMC-14, n. 5, p.726-736.

Jenkins G. J., Mason, P. J., Moores, W. H., Sykes, R. I. (1981). "Measurements of Flow

Structure Around Ailsa Craig, a Steep, Three-Dimensional, Isolated hill”, *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.*, v. 107, pp. 833-851.

Jensen, J.R. (1996) “Introductory digital image processing: a remote sensing perspective.” 2nd edition. Upper Saddle River: Prentice-Hall.

Jensen, N. O., Petersen, E.L., Troen, I. (1984). "Extrapolation of mean wind statistics with special regard to wind energy applications." Report WCP-86, World Meteorological Organisation, Geneva.

Junior, D. V. (2003); “Modelagem numérica para interações superfície-atmosfera no estado do Paraná”; Dissertação de mestrado, Pós-Graduação em Métodos Numéricos em Engenharia, Setores de Tecnologia e Ciências Exatas, Universidade Federal do Paraná.

Kabashnikov, V. & Popov, V. (2008) “Numerical model of the scattering of a gaseous and dispersed impurity in the atmosphere.” *Journal of Engineering Physics & Thermophysics*, Springer Science & Business Media B.V., 81, 945-949.

Kala, J., Lyons, T., Abbs, D. (2010) “Numerical Simulations of the Impacts of Land-Cover Change on a Southern Sea Breeze in South-West Western Australia”, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol 135(3), pp. 485-503.

Kaimal, J. C. and Finnigan, J. J. (1994). "Atmospheric Boundary Layer: their Structure and Measurement". Oxford university Press, 304 pages.

Kasahara, A., and Washington, W. M. (1971); “General circulation experiments with a six layer NCAR model, including orography, cloudiness and surface temperature calculations." *J. Atmos. Sci.*, 28, 657-701.

Kato, M. and Launder, B.E. (1993) "The modelling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders. In: Proc." 9th Symposium on Turbulent Shear Flows, pp. 10–14.

Kays, W. M., and Crawford, M. E. (1993). "Convective Heat and Mass Transfer". McGraw-Hill;

Kim, H.G. e Patel, V.C. (2000). "Test of Turbulence Models for Wind Flow Over Terrain With Separation and Recirculation". *Boundary-Layer Meteorology*, Volume 94.

Kleissl, J., C. Meneveau, and M. B. Parlange, (2003) "On the magnitude and variability of subgrid-scale eddy-diffusion coefficients in the atmospheric surface layer." *J. Atmos. Sci.*, 60, 2372-2388.

Kleissl, J., C. Meneveau, M. B. Parlange, and C. Meneveau, (2004) "Field experimental study of dynamic Smagorinsky models in the atmospheric surface layer." *J. Atmos. Sci.*, 61, 2296-2307.

Kobayashi, M. H., Pereira, J. C. F., Siqueira, M. B. B. (1993). "Estudo Numérico de Escoamentos Turbulentos Sobre e Através de um Modelo de Florestas em Montanhas." XII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, Brasília, p. 1085-1088.

Koch, S. E.; Feltz, W.; Fabry, F.; Pagowski, M.; Geerts, B.; Bedka, K. M.; Miller, D. O. & Wilson, J. W. (2008) "Turbulent Mixing Processes in Atmospheric Bores and Solitary Waves Deduced from Profiling Systems and Numerical Simulation." *Monthly Weather Review*, American Meteorological Society, 136, 1373-1400.

Koo, Y. S. (1993). "Pollutant Transport in Buoyancy Driven Atmospheric Flows." Ph. D. Thesis. The Louisiana State University and Agricultural and Mechanical Col.

Kossmann M.; Vogtlin R.; Corsmeier U.; Vogel B.; Fiedler F.; Binder H.-J.; Kalthoff N.; Beyrich F. (1998). "Aspects of the convective boundary layer structure over complex terrain"; *Atmospheric Environment* vol. 32, Nº 7, pp. 1323-1348.

Kustas, W. P., Brutsaert, W. (1986). "Wind profile constants in a neutral atmospheric boundary layer over complex terrain." *Boundary Layer Meteorology*. Vol. 34, pp. 35-54.

Lamb, R. G. (1978). "A Numerical Simulation of Dispersion from an Elevated Point Source in the Convective Planetary Boundary Layer." *Atmospheric Environment*, v. 12, n. 6-7, p. 1297-1304.

Lange, R. (1978). "ADPIC - A Three-Dimensional Particle-in-Cell Model for the Dispersal of Atmospheric Pollutants and its Comparison to Regional Tracer Studies." *J. of Applied Meteorology*, v. 17, p. 320-329.

Lantz, R. B. (1972). "Use of 3D Numerical Air Pollution Models in Planning Plant Location, Design and Operation." *Canadian Petroleum Technology*, v. 11, n. 3.

- Launder, B., E., e Spalding, D. B. (1972). "Mathematical models of turbulence". Academic Press, London and New York.
- Lavery, T. F., B. R. Greene, B. A. Egan, and F. A. Schiermeier, (1983). "The EPA Complex Terrain Model Development program." Extended Abstracts, Sixth Symposium on Turbulence and Diffusion, American Meteorological Society, Boston, Mass., 126-130.
- Lee, H. N. (1978). "Finite Element Numerical Study of Atmospheric Turbulent Motion and Diffusion in the Planetary Boundary Layer." Proc. of the Int. Conf. in Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow, John Wiley and Sons (Halsted Press), New York, p. 781-791.
- Lees, B. G., e K. Ritman. (1991) "Decision-tree and rule-introduction approach to integration of remotely sensed and GIS data in mapping vegetation in disturbed or hilly environments." Environmental Management 15: 823-831.
- Lesieur, M. (1997) "Turbulence in fluids." 3rd edition, Kluwer Academic Publishers.
- Li, Xian-Xiang; Britter, Rex; Norford, Leslie; Koh, Tieh-Yong; Entekhabi, Dara (2012) "Flow and Pollutant Transport in Urban Street Canyons of Different Aspect Ratios with Ground Heating: Large-Eddy Simulation", Boundary-Layer Meteorology, Vol. 142(2), pp. 289-304.
- Lillesand, T. M., e R. W. Kiefer. (2000) "Remote sensing and image interpretation." Fourth edition. New York: John Wiley & Sons, Inc.
- Lothon, M.; Lenschow, D. H. & Mayor, S. D. (2009) "Doppler Lidar Measurements of Vertical Velocity Spectra in the Convective Planetary Boundary Layer." Boundary-Layer Meteorology, 132, 205-226.
- Luhar, A.; Hurley, P. & Rayner, K. Modelling (2009) "Near-Surface Low Winds over Land under Stable Conditions: Sensitivity Tests, Flux-Gradient Relationships, and Stability Parameters." Boundary-Layer Meteorology, 130, 249-274
- Lun, Y. F., Mochida, A., Murakami, S., Yoshino, H., Shirasawa, T. (2003) "Numerical simulation of flow over topographic features by revised $k-\epsilon$ models", Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 91, 231-245.

Maia, C. B. (2005), Análise Teórica e Experimental de uma Chaminé Solar: Avaliação Termofluidodinâmica, Tese Doutorado, Universidade Federal de Minas Gerais.

Manabe, S., e Terpstra, T. (1974); "The effects of mountains on the general circulation of the atmosphere as identified by numerical experiments." *J. Atmos. Sci.*, 31, 3-42.

Martins, M. A.; França, G. A. C.; Valle, R. M. (2003). "Test of turbulence models for wind Flow on the downwind slope of a 2D ridge model in neutral atmosphere." In: 17th International Congress of Mechanical Engineering, 2003, São Paulo. 17th International Congress of Mechanical Engineering Proceedings.

Mason, P. J. (1986); "Flow over the summit of an isolated hill", *Boundary-Layer Meteorol.* 37 (1986) 385-405.

Mason, P. J., King, J.C. (1985). "Measurements and prediction of flow and turbulence over and isolated hill of moderate slope." *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society.* Vol. 111, pp. 917-640.

Mason, P. J., Sykes, R.I. (1979a). "Flow over an isolated hill of moderate slope." *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society.* Vol. 105, pp. 383-395.

Mason, P.J., King, J.C. (1984). "Atmospheric flow over a succession of nearly two-dimensional ridges and valleys." *Quarterly Journal of the Meteorological Society*, 110: 821-845.

Maurizi, A.; Palma, J.M.L.M.; Castro, F.A. (1998); "Numerical simulation of the atmospheric flow in a mountainous region of the North of Portugal"; *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* vol. 74-76; pp. 219-228.

McNaughton, K.G. e Brunet, Y. (2002). "Townsend's hypothesis, coherent structures and Monin–Obukhov similarity" *Boundary-Layer Meteorol.* 102, pp. 161–175.

McNaughton, K. (2012) "The Flow of Mechanical Energy in Convective Boundary Layers", *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 142(1) pp. 1-19.

McNider, R. T., Pielke, R. A. (1984). "Numerical Simulation of Slope and Mountain Flows." *J. of Climate and Applied Meteorology*, v. 23, n. 10, p. 1441-1453.

Mellor, G.L., Yamada, T. (1982). "Development of a Turbulence Closure Model for Geophysical Fluid Problems." *Reviews of Geophysics and Space Physics*, vol. 20, no 4, p. 851-875.

Mikkelsen, T., Larsen, S. E., Thykier-Nielsen, S. (1984) "Description of the Risø Puff Diffusion Model." *Nuclear Technology*, v. 67, p. 56-65.

Minnaert, M. (1941) "The reciprocity principle in lunar photometry." *Astrophysical Journal* 93: 403-410.

Monin, A. S., Yaglom, A.M. (1975). "Statistical Hydrodynamics: Vol 1 and 2." Cambridge, MA, MIT Press.

Montavon, C. (1998). "Validation of a non-hydrostatic numerical model to simulate stratified wind fields over complex topography.", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 74-76, pp. 273-282.

Montavon, C. Hertig, J.-A. Sarlos, G. (1999); "Wind power potential assessment over complex terrain using a modified version of the turbulent flow solver CFX4"; EWEC – CONFERENCE; pp. 1232-1235.

Moreira, G. A. A. (2008) "Modelagem numérica da camada limite atmosférica com validação experimental." *Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Minas Gerais, Departamento de Engenharia Mecânica.*

Muzakis, F. N., and G. Bergeles (1991). "Pollutant dispersion over a triangular ridge: A numerical study." *Atmos. Environ.*, 25A, 1374 - 1388.

Nieuwstadt, F.T.M. & Duynkerke, P.G. (1996). "Turbulence in the atmospheric boundary layer." *Atmospheric Research*, vol. 40, pp. 111-142.

Oliveira, P. J. de (1999). "Estudo do vento e da turbulência na camada limite atmosférica em áreas de floresta e pastagem na Amazônia"; São José dos Campos: INPE, 108p. – (INPE-8350-TDI/769).

Oliver, J. E. (2005) *Encyclopedia of world climatology - Encyclopedia of earth sciences series.* Springer, 854, pp. 711.

- Ortiz, P. & Smolarkiewicz, P. K. Coupling the dynamics of boundary layers and evolutionary dunes. *Phys Rev E Stat Nonlin Soft Matter Phys*, University of Granada, Ed. Politecnico, Campus Fuentenueva, 18071 Granada, Spain. portiz@ugr.es, 2009, 79, 041307
- Pai, P. P. (1991). "Parallel Computation of Air Pollution Using a Second-Order Closure Model." Ph. D. Thesis. University of Kentucky.
- Paiva, L. M.; Bodstein, G. C. & Menezes, (2009) W. F. Numerical simulation of atmospheric boundary layer flow over isolated and vegetated hills using RAMS. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*, 97, 439-454
- Paiva, L., M., S.; Bodstein, G. C. R.; Menezes, W.,F.; (2004). " Simulação do escoamento atmosférico sobre uma colina isolada utilizando o modelo RAMS"; *Revista Brasileira de Meteorologia*, v.19, n. 2, 163-176.
- Perdigão, V. e A. (1997) "Annoni. Technical and methodological guide for updating CORINE Land Cover data base." European Environmental Agency, Joint Research Centre, European Commission.
- Petersen, E. L., Mortensen, N.G., Landberg, L., Hojstrup, J., Frank, H.P. (1998). "Wind power meteorology. Part 1: Climate and Turbulence." *Wind Energy*. Vol. 1, pp. 2-22.
- Piquet, J. (1999). "Turbulent Flows: Models and Physics." Berlin, Springer-Verlag.
- Prandtl, L. (1925). "Uber die ausgebildete Turbulenz." *ZAMM*. Vol. 5. pp. 136-139.
- Queney, P. (1947). "Teory of perturbations in stratified currents whith application to airflow over mountain barriers. Misc. Repts. N° 23, University of Chicago Press, 81 pp.
- Queney, P. (1948). "The Problem of Air Flow Over Mountains. A Summary of Theoretical Studies", *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, v. 29, pp. 16-26.
- Raithby, G. D., Stublely, G. D., Taylor, P. A. (1987). "The Askervein Hill Project: A Finite Control Volume Prediction of Three-Dimensional Flows over the Hill." *Boundary-Layer Meteorology*, v. 39, p. 247-267.
- Reis Júnior, N. C., Santos, J. M., Siveira, A. B., Chacaltana, J. T. A., (2002)

“Reconstrução do Campo de Ventos Tridimensional sobre Regiões de Topografia Complexa.” Encontro Nacional de Ciências Térmicas – ENCIT 2002, CD-ROM, Caxambu, Brasil.

Rhie, C.M., and Chow, W.L. (1983) "Numerical study of turbulence flow past an airfoil with trailing edge separation." AIAA Journal, Vol. 21, pp. 1527-1532.

Richardson, L. F. (1926). "Atmospheric Diffusion Shown on a Distance-Neighbor Graph." Proc. Of Royal Society, A, v. 110, p.709.

Richardson, L. F., Proctor, D. (1925). "Diffusion Over Distances Ranging from 3 km to 86 km." Memoirs of the Royal Meteorological Society, v. 1, n. 1.

Rodi, W., and Mansour, N. N. (1993). "Low Reynolds number κ - ϵ modeling with the aid of direct simulation data." J. Fluid Mech, vol. 250, pp. 509-529;

Rodrigues, D. A.; Alho, A. P.; Freire, A. P. S. (2006). "Numerical computation of the flow around roughness elements." In: 11th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences, 2006, Curitiba. Anais do ENCIT2006. Rio de Janeiro : ABCM.

Rossby, C. G. (1932). "A Generalization of the Theory of the Mixing Length With Applications to Atmospheric and Oceanic Turbulence." Massachusetts Institute of Technology Meteorological Papers, v. 1, n. 4.

Rouse, J. W., R. H. Haas, J. A. Schell, e D. W. Deering. (1973) “Monitoring vegetation systems in the great plains with ERTS.” Proceedings of the Third ERTS symposium, 309-317.

Runca, E. (1975). " Numerical Treatment of Time Dependent Advection and Diffusion of Air Pollutants." Atmospheric Environment, v. 9, n. 1, p. 69-80.

Salmon, J.R., Teunissen, H.W., Mickle, R.E. and Taylor, P.A. (1988). "The Kettle Hills Project. Field observations, wind tunnel simulations and numerical model predictions for flow over a low hill." Boundary-Layer Meteorology 43, 309-43.

Santos, J. M. (1992) "Simulação Numérica Tridimensional da Dispersão de Poluentes na Atmosfera." Dissertação de Mestrado. Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

Santos, J. M. (2000) "Wind Flow and Dispersion around Single Obstacles", Ph. D. Thesis, University of Manchester, UMIST, Grã-Bretanha.

Santos, J. M., Nieckele, A. O., Azevedo, L. F. A. (1992) "Dispersão de Contaminantes na Atmosfera: Modelagem Através da Solução Numérica das Equações Fundamentais de Transporte." IV Encontro Nacional de Ciências Térmicas, ABCM, Rio de Janeiro, p. 419-422.

Santos, J. M., Nieckele, A. O., Azevedo, L. F. A. (1993). "Efeitos da Velocidade Terminal na Dispersão de Partículas na Atmosfera. XII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, Brasília, p. 1069-1071.

Schlegel, Fabian; Stiller, Jörg; Bienert, Anne; Maas, Hans-Gerd; Queck, Ronald; Bernhofer, Christian (2012) "Large-Eddy Simulation of Inhomogeneous Canopy Flows Using High

Schott, J. R., C. Salvaggio, e W. J. Volchok. (1988) "Radiometric scene normalization using pseudoinvariant features." *Remote Sensing of Environment* 26: 1-16.

Seinfeld, J. H. (1986). "Atmospheric Chemistry and Physics of Air Pollution." John Wiley & Sons. New York, USA.

Semenov, A. & Shved, G. (2008) "Upper thermal boundary layer of planetary atmosphere: An attempt of developing a general model Icarus." 194, 290-302.

Shir, C. C. (1970). "Pilot Study in Numerical Techniques for Predicting Air Pollutant Distribution Downwind from a Line Stack." *Atmospheric Environment*, v. 4, n. 4, p. 387-407.

Silveira Neto, A. (2004). "Turbulência nos Fluidos." Apostila para pós graduação.

Skidmore, A. K. (1989) "An expert system classifies eucalypt forest types using thematic mapper data and a digital terrain model." *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing* 55: 1449-1464.

Smith, J. T., T. Lin, e K. Ranson. (1980) "The lambertian assumption and Landsat data." *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing* 46: 1183-1189.

Snyder, W. H., Khurshudyan, L. H., Nekrasov, I. V., Lawson, R. E., Thompson, R. S.

(1991). "Flow and Dispersion of Pollutants Within Two Dimensional Valleys." *Atmospheric Environment*, v. 25A, n. 7, p. 1347-1375.

Stangroom, P. (2004); "CFD Modelling of Wind Flow Over Terrain"; Thesis submitted to The University of Nottingham for the degree of Doctor of Philosophy.

Strahler, A. H., T. L. Logan, e N. A. Bryant. (1978) "Improving forest cover classification accuracy from Landsat by incorporating topographic information." *Proceedings of the Twelfth international symposium on remote sensing of environment*, 927-942. Michigan, USA.

Stubley, G. D., Riopelle, G. (1988). "The influence of the Earth's rotation on planetary boundary layer turbulence." *Boundary Layer Meteorology*. Vol. 45, pp. 307-324.

Stull, R. B. (1988). "An Introduction to Boundary Layer Meteorology". *Atmospheric Sciences Library*, D. Reidel Pub Co.

Sullivan, P. P., T. W. Horst, D. H. Lenschow, C.-H. Moeng, and J. C. Well, (2003) "Structure of subfilter-scale fluxes in the atmospheric surface layer with application to large-eddy simulation modelling." *J. Fluid Mech.*, 482, 101-139.

Sutton, O. G. (1932). "A Theory of Eddy Diffusion in The Atmosphere." *Proc. Roy. Soc. London*, A135, pp. 143-165.

Sykes, R. I., Henn, D. S. (1992). "Large-Eddy Simulation of Concentration Fluctuations in a Dispersing Plume." *Atmospheric Environment*, v. 26A, n. 17, p. 3127-3144.

Sykes, R. I., Henn, D. S., Parker, S. F, Lewellen, W. S. (1992). "Large-Eddy Simulation of a Turbulent Reactive Plume." *Atmospheric Environment*, v. 26A, n. 14, p. 2565-2574.

Szintai, B., Kaufmann, P., Rotach, M. (2010) "Simulation of Pollutant Transport in Complex Terrain with a Numerical Weather Prediction-Particle Dispersion Model Combination", *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 137 (3), pp. 373-396.

Tampieri, F., Mammarella, I., Maurizi, A. (2003). "Turbulence in complex terrain." *Boundary Layer Meteorology*. Vol. 109, pp. 85-97.

Taylor, G. I. (1921). "Diffusion by Continuous Movements." *Proc. London Math. Soc.*, v.

20, n. 196.

Taylor, G. I. (1960). Reprinted in the Scientific Papers of Sir Geoffrey Ingram Taylor, G. K. Batchelor, Ed., London: Cambridge Univ. Press

Taylor, P. A., and Teunissen, H. W., (1983) "Askervein 82: an initial report on the September/October 1982 experiment to study boundary-layer flow over Askervein" South Uist, Scotland, Internal report MSRB-83-8, Atmos. Environ. Serv., Downsview, Ontario, Canada.

Taylor, P. A., and Teunissen, H. W., (1985). "The Askervein hill project: report on the September/October 1983 main field experiment, in Internal report MSRB-84-6, Atmos. Environ. Serv., Downsview, Ontario, Canada.

Taylor, P.A., and Teunissen, H.W. (1987). "The Askervein Hill Project: Overview and background data." *Boundary-Layer Meteorology* 39, 15-39.

Teunissen, H. W., Shokr, M. E., Bowen, A. J., Wood, C. J., Green, D. W. R. (1987). "Askervein hill project: wind-tunnel simulattions wave-number dependent scaling." *Boundary Layer Meterol*, V. 26, pp. 169-189.

Tóta, J. (1998). "Estimativa regional de fluxos de calor sensível e latente em áreas de floresta e pastagem na amazônia." Dissertação (Mestrado em Meteorologia) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. São José dos Campos: 113p. (INPE-6822-TDI/643).

Townsend, A. A. (1961). "Equilibrium Layers and Wall Turbulence." *J. Fluid Mech.* 11, 97-120.

Trevisan, R. T. (1976); "Numerical experiments on the influence or orography on cyclone formation with an isentropic primitive equation model." *J. Atmos. Sci.*, 33, 768-780.

Trifonopoulos, D. A. e Bergeles, G. C. (1992) "Stable stratification effects on the flow past surface obstructions: A numerical study." *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 13, Nº 2. pp.151 - 159.

Uchida T. and Y. Ohya (1999). "Numerical simulation of atmospheric flow over complex terrain." *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 81, pp. 283-293.

Uchida T. and Y. Ohya (2003). "Large-eddy simulation of turbulent airflow over complex terrain." *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* Volume 91, Issues 1-2, Pages 219-229

Valle, R. M. ; Nascimento, C. A. M. ; Martins, M. A. ; Abreu, J. A. ; Moreira, G. A. A. (2005). "Numerical Model Validation of a Atmospheric Boundary Layer Over Complex Terrain." In: 18th International Congress of Mechanical Engineering, 2005, Ouro Preto, MG. *Proceedings of the 18th International Congress of Mechanical Engineering*. v. 1.

Van Dop, H., De Haan, B. J., Engeldal, C. (1982). "The KNMI Mesoscale Air Pollution Model." *Scientific Reports, KNMI, WR 82-6*.

Vieser, W., Esch, T., Menter, F., (2002). "Heat transfer predictions using advanced two-equation turbulence models", *CFX Technical Memorandum, CFX-VAL10/0602, 2002*.

Wan, Feng, Porté-Agel, Fernando (2011) "Large-Eddy Simulation of Stably-Stratified Flow Over a Steep Hill", *Boundary-Layer Meteorology, Vol 138 (3), pp. 367-384*.

Waterfield, V. H., Hickmann, A. J. (1982). "Estimating Air Pollution from Road Traffic - A Graphical Screening Method." *TRRL Laboratory Suppl. Report 752*.

White, F.M. (1991). "Viscous Fluid Flow", 2nd ed. McGraw-Hill.

Wieringa, J. (1993). "Representative roughness parameters for homogeneous terrain." *Boundary Layer Meteorology*. Vol. 63, pp. 323-364.

Woodcock, C. E., e J. Harward. (1992) "Nested hierarchical sin models and image segmentation." *International Journal of Remote Sensing* 13: 3167-3187.

Woodcock, C. E., J. B. Collins, S. Gopal, V. D. Jakabhazy, X. Li, S. Macomber, S. Ryherd, V. J. Harward, J. Levitan, e Y. Wu. (1994) "Mapping forest vegetation using Landsat TM imagery and a canopy reflectance." *Remote Sensing of Environment* 50: 240-254.

Woodcock, C. E., J. B. Collins, V. D. Jakabhazy, X. Li, A. Macomber, e Y. Wu. (1997) "Inversion of the Li-Strahler canopy reflectance model for mapping forest structure." *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* 35: 405-414.

- Wyngaard, J.C. (1992). "Atmospheric turbulence." *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 24: 205-233.
- Yamada, T. (1992). "Numerical Simulation of Airflows and SO₂ Concentration Distributions in an Arid South-Western Valley." *Atmospheric Environment*, v. 26A, n. 9.
- Yanenko, N. N., Marchuk, G. I. (1966). "The Application of Splitting-up Method (Fractional Steps) to Problems of Mathematical Physics, excerpt from Some Problems of Numerical and Applied Mathematics." Novossibirsk, Nanka.
- Yang, W.; Quan, Y.; Jin, X.; Tamura, Y. & Gu, M. Influences of equilibrium atmosphere boundary layer and turbulence parameter on wind loads of low-rise buildings. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*, 2008, 96, 2080-2092
- Zdunkowski, W and Bott, A. (2003) "Dynamics of The Atmosphere: A Course in Theoretical Meteorology." Cambridge Universty Press, New York, 720.