



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-15554-TDI/1426

CRESCIMENTO DA CAMADA LIMITE CONVECTIVA: ESTUDO ANALÍTICO E NUMÉRICO

André Becker Nunes

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Meteorologia, orientada pelos
Drs. Prakki Satyamurty e Haroldo Fraga de Campos Velho, aprovada em 9 de
outubro de 2008

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m18@80/2008/12.08.14.22>>

INPE
São José dos Campos
2008

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3945-6911/6923

Fax: (012) 3945-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO:

Presidente:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Membros:

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Haroldo Fraga de Campos Velho - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Jefferson Andrade Ancelmo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Simone A. Del-Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Marilúcia Santos Melo Cid - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Viveca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-15554-TDI/1426

CRESCIMENTO DA CAMADA LIMITE CONVECTIVA: ESTUDO ANALÍTICO E NUMÉRICO

André Becker Nunes

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Meteorologia, orientada pelos
Drs. Prakki Satyamurty e Haroldo Fraga de Campos Velho, aprovada em 9 de
outubro de 2008

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m18@80/2008/12.08.14.22>>

INPE
São José dos Campos
2008

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

N922c Nunes, André Becker.

Crescimento da camada limite convectiva: estudo analítico e numérico / André Becker Nunes. – São José dos Campos: INPE, 2008.

190p. ; (INPE-15554-TDI/1426)

Tese (Meteorologia) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2008.

1. Camada limite planetária. 2. Modelagem analítica. 3. Simulação de grandes vórtices. 4. Crescimento da convecção. 5. Resolução de grade. I.Título.

CDU 502.3:551.5

Copyright © 2008 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, microfílmico, reprográfico ou outros, sem a permissão escrita da Editora, com exceção de qualquer material fornecido especificamente no propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2008 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, microfilming, recording or otherwise, without written permission from the Publisher, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de Doutor(a) em
Meteorologia

Dr. Gilberto Fernando Fisch



Presidente / IAE/CTA / SJCampos - SP

Dr. Prakki Satyamurty



Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Haroldo Fraga de Campos Velho




Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Amauri Pereira de Oliveira



Convidado(a) / USP / São Paulo - SP

Dr. Otávio Costa Acevedo



Convidado(a) / UFSM - RS / Santa Maria - RS

Aluno (a): André Becker Nunes

São José dos Campos, 09 de outubro de 2008

“A mente que se abre a uma idéia nova jamais retorna ao seu tamanho original”.

Albert Einstein

A toda minha família.

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Prakki Satyamurty pela orientação e espírito acadêmico ao aceitar fazer parte e guiar este trabalho de tese, além do apoio dado ao longo de todo o curso.

Ao Dr. Haroldo Fraga de Campos Velho pela orientação e direção do trabalho. Sua segurança e otimismo foram primordiais no desenvolvimento desta tese.

Aos demais cientistas que colaboraram com o melhor entendimento da ciência usada neste trabalho, como Dr. Gervásio Degrazia, Dr. Antônio Goulart, Dr. Umberto Rizza, Dr. Edson Maques Filho e Dra. Rosangela Cintra.

Aos membros da banca de defesa da tese pela coerência com que julgaram o presente estudo e pelas valiosas sugestões que completaram a versão definitiva deste trabalho.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Ensino Superior (CAPES) pelo suporte financeiro recebido durante o curso.

À coordenação do curso de Pós-Graduação em Meteorologia, especialmente à Dra. Marley Moscati, por compreender e corresponder às necessidades dos alunos.

À secretaria do curso de Pós-Graduação em Meteorologia, especialmente à Lilian Escobar, pela competência nos serviços prestados aos alunos, a ao suporte técnico, em especial ao César, pela solução de problemas computacionais.

À minha esposa Mônica e minha filha Helena pela compreensão, carinho e dedicação durante este período, e a toda minha família, especialmente meus pais e irmãos, pela confiança e suporte.

Aos colegas de curso, especialmente os amigos Mateus, Paulo e Reinaldo, pela amizade e apoio, bem como os demais colegas de curso que de alguma forma contribuíram para tornar o período mais agradável.

Aos colegas de turma de doutorado, pela união na resolução das etapas mais difíceis.

À Universidade Federal de Pelotas (UFPel) pelo bacharelado e mestrado em meteorologia.

A Deus.

RESUMO

Com o avanço computacional, a modelagem numérica da turbulência atmosférica tem sido de valiosa importância na análise da física da Camada Limite Planetária (CLP). Neste âmbito, destaca-se a Simulação de Grandes Vórtices (LES). O modelo LES, vastamente empregado em estudos micrometeorológicos, tem como objetivo a simulação direta dos grandes vórtices, fenômenos da escala resolvida, e parametrização dos pequenos vórtices, de escala de subgrade. Contudo, além do desenvolvimento de processamentos cada vez mais rápidos e robustos, a modelagem numérica depende, essencialmente, da elaboração de modelos analíticos. Por outro lado, a modelagem numérica auxilia na comprovação de modelos teóricos, principalmente quando consegue substituir dados observacionais difíceis de serem obtidos. Desta forma, o objetivo desta tese é a verificação de duas metodologias teóricas por meio do modelo LES. A primeira é baseada na escolha de grade a ser selecionada em uma simulação numérica. Aqui, o modelo LES comprova a coerência da teoria que sugere uma restrição física, a altura do topo da camada convectiva, para a determinação do espaçamento de grade. A escolha da resolução a ser empregada em um modelo numérico era, até então, subjetiva, pois baseava-se no número máximo de pontos que a estrutura computacional disponível conseguisse calcular em um tempo razoável. Tal escolha poderia gerar um gasto computacional excessivo ou perda de informação. A segunda teoria desenvolvida nesta tese é a modelagem analítica da fase de transição matutina, baseada na equação de espectro tridimensional do crescimento da convecção - questão ainda em aberto na literatura micrometeorológica e, portanto, principal contribuição deste trabalho. O pleno entendimento da CLP depende da análise das fases de transição. Aqui, discute-se a fase matutina, período do ciclo diurno menos estudado no meio científico. No desenvolvimento do modelo analítico apresentado neste trabalho emprega-se um conjunto de formulações (metodologias de conversão de espectro unidimensional em tridimensional, equações de espectro unidimensional, variâncias de velocidade, taxas de dissipação) que, ao serem inseridas na equação de espectro do crescimento, geram quatro modelos analíticos. A precisão destes modelos é comprovada por meio da comparação entre a energia cinética turbulenta (ECT) gerada analiticamente e a ECT gerada pelo modelo LES. Entretanto, para verificação da coerência dos resultados do modelo LES, previamente foi necessária a simulação numérica do ciclo diurno (camada convectiva, decaimento, camada neutra, crescimento e camada convectiva novamente), o que possibilitou uma proveitosa discussão dos diferentes regimes turbulentos da CLP. Portanto, conclui-se que os resultados alcançados nesta tese contribuem decisivamente na escolha da resolução de grade a ser adotada em simulações convectivas e, principalmente, na modelagem e discussão da camada limite matutina.

CONVECTIVE BOUNDARY LAYER GROWTH: NUMERICAL AND ANALYTICAL STUDY

ABSTRACT

With the computational progress, numerical modeling has been very important in the physics of Planetary Boundary Layer (PBL) analysis. In this scope, it emphasizes the Large Eddy Simulation (LES). The LES model, broadly employed in meteorological studies, aims the direct simulation of large eddies, resolved scales phenomena, and parameterizes the small ones, subgrid scale phenomena. However, beyond the development of processing more and more quick and massive, the numerical modeling essentially depends on the working out of analytical modeling. On the other hand, numerical modeling contributes in the proof of theoretical models, mainly when it is able to substitute difficult to be obtained observed data. In this way, the objective of this work is the verifying of two theoretical methodologies through the employment of LES model. The first one is based on the grid resolution to be chosen in a numerical simulation. Here, LES model proofs the coherence of the theory that suggests a physical criterion, the convective layer top height, to determinate the grid spacing. The choice of the resolution to be employed in a numerical model was, so far, subjective, since it was based on the maximum number of points that the disposable computational structure was able to computing under a reasonable time. Such choice could generate an excessive computing spent or lost of information. The second theory developed in this thesis is the analytical modeling of morning transition phase, based on equation of convection growing three-dimension spectrum – still open question in micrometeorological literature and, hence, the main contribution of this work. The full understanding of PBL depends on the transition phases analysis. Here, it is argued about morning phase, less studied period of diurnal cycle in the scientific knowledge. In the development of analytical model presented in this work is employed a set of formulations (conversion of one-dimension to three-dimension spectrum methodologies, one-dimension spectrum equations, velocity variances, dissipation rates) which, inserted in the growing spectrum equation, generates four analytical models. The accuracy of such models is proved through a comparison between the turbulent kinetic energy (TKE) generated analytically and the TKE generated by LES. Nevertheless, to verifying the LES results coherence, was previously made a numerical simulation of diurnal cycle (convective layer, decay, neutral layer, growth and convective layer again), what resulted in a useful discussion about different turbulent regimes in CLP. Therefore, it concludes that the results obtained in this thesis contribute well on the grid resolution choice to be adopted on convective simulations and, principally, in the modeling and discussion of morning boundary layer.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

LISTA DE SÍMBOLOS

1 INTRODUÇÃO	31
2 A CAMADA LIMITE PLANETÁRIA.....	39
2.1 Camada Limite Convectiva (CLC).....	41
2.2 Camada Limite Neutra (CLN).....	46
2.3 Camada Limite Estável (CLE)	48
2.4 Camada Residual (CR)	51
2.5 Intervalos de Transição.....	52
2.5.1 Transição Vespertina	55
2.5.2 Transição Matutina	57
2.6 Modelagem Numérica dos Fluxos Turbulentos.....	59
2.6.1 Modelo <i>LES</i>	61
3 EQUAÇÕES PARA SIMULAÇÃO DE GRANDES VÓRTICES (LES)	67
3.1 Equações para a escala resolvida.....	67
3.2 Parametrização de Subgrade.....	70
3.3 Esquema numérico	73
4 RESTRIÇÃO FÍSICA PARA A ESCOLHA DE GRADE EM LES	77
4.1 Modelo de Heisenberg para a viscosidade turbulenta cinemática.....	78
4.2 O espaçamento de grade como função da altura da CLC.....	81
4.3 Verificação da restrição física para a escolha da grade por meio de simulações de grandes vórtices	81
4.3.1 Perfis médios de velocidade longitudinal.....	85
4.3.2 Perfis médios de temperatura potencial.....	86
4.3.3 Perfis médios de variâncias de velocidade	87
4.3.4 Perfis médios de fluxo de calor sensível	91
4.3.5 Perfis médios de fluxo de momentum	92
4.3.6 A altura do topo da CLC	94
4.3.7 Perfis variando no tempo.....	96
4.3.8 Correlações	106
4.3.9 Tempo de Execução.....	108

5 MODELO DE ESPECTRO DO CRESCIMENTO DA CAMADA LIMITE	
CONVECTIVA.....	111
5.1 Modelo analítico de crescimento da CLC	111
5.2 Modelos de Espectros de ECT tridimensionais.....	114
5.3 Comparação entre os modelos de espectros 3-D através do modelo analítico de crescimento da CLC	119
5.3.1 Modelos de Espectros	120
6 SIMULAÇÃO DO CICLO DIURNO DA CLP POR LES.....	145
6.1 Metodologia da simulação numérica do ciclo diurno.....	145
6.2 Resultados da simulação numérica do ciclo diurno	146
6.2.1 Temperatura.....	146
6.2.2 Energia Cinética Turbulenta (ECT).....	147
6.2.3 Magnitude do Vento	151
7 COMPROVAÇÃO DA MODELAGEM ANALÍTICA DO CRESCIMENTO DA	
CONVECÇÃO.....	155
7.1 O Crescimento da Energia Cinética Turbulenta.....	155
7.1.1 Resultados da Comparação Entre os Modelos Teóricos e o LES.....	157
8 CONCLUSÕES.....	163
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	171
A. APÊNDICE A – O TERMO DE FONTE TÉRMICA NO MODELO DE	
CRESCIMENTO DA CONVECÇÃO.....	189

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Evolução temporal da CLP. Fonte: Adaptado de Stull (1988).....	40
4.1 – Comparação entre os espaçamentos das diferentes resoluções usadas para a verificação da restrição física para a escolha de grade.....	82
4.2 – Comparação entre os perfis verticais médios de vento longitudinal e temperatura potencial.	84
4.3 – Comparação entre os perfis médios da componente longitudinal do vento.	85
4.4 – Comparação entre os perfis médios de temperatura potencial	86
4.5 – Comparação entre os perfis da razão entre as variâncias da escala resolvida e as variâncias totais.	87
4.6 – Idem a Figura 4.5, mas para a variância da escala de subgrade.	89
4.7 – As linhas finas representam as variâncias de subgrade normalizadas e as linhas grossas representam a diferença entre as variâncias da escala resolvida e as escalas de subgrade normalizadas.....	90
4.8 – Perfis de variância total normalizados pelo quadrado da velocidade convectiva..	91
4.9 – Perfis médios de fluxo vertical de calor sensível. As linhas finas são referentes à escala de subgrade e as grossas referentes à escala resolvida.	92
4.10 – Comparação entre os perfis da componente longitudinal de fluxo vertical total de momentum.	93
4.11 – Comparação entre os perfis da razão entre os fluxos de momentum de subgrade e os fluxos da escala total	94
4.12 – Comparação entre a evolução temporal do topo da CLC obtida através das simulações por LES e pelo modelo de Tennekes.	95
4.13 – Perfis variando no tempo de ECT de S1. Em tons de cinza, a escala resolvida e os contornos coloridos representam a escala de subgrade.	97
4.14 – Idem a Figura 4.13, mas para a S2.	97
4.15 – Idem a Figura 4.13, mas para S3	98
4.16 – Idem a Figura 4.13, mas para S4.	98
4.17 – Campos de fluxo de momentum (tons de cinza) e fluxo de calor sensível (contornos coloridos) sobrepostos da escala resolvida de S1.....	100
4.18 – Idem a Figura 4.17, mas para a S2.	101
4.19 – Idem a Figura 4.17, mas para a S3.	101
4.20 – Idem a Figura 4.17, mas para a S4.	102
4.21 – Idem a Figura 4.17, mas para a escala de subgrade.....	103
4.22 – Idem a Figura 4.18, mas para a escala de subgrade.....	104
4.23 - Idem a Figura 4.19, mas para a escala de subgrade.	104
4.24 - Idem a Figura 4.20, mas para a escala de subgrade.	105
4.25 – Tempo de execução da simulação de 2.5 horas para as diferentes resoluções de grade	108
5.1 - Perfis verticais de vento de acordo com o modelo LES.....	121
5.2 - Variação temporal do fluxo de calor na superfície empregada nos modelos teóricos.	122

5.3 - Espectros do modelo M1 para o nível de $0,1 z_i$	125
5.4 - Idem a Figura 5.3, mas para o modelo M2.....	127
5.5 - Idem a Figura 5.3, mas para o modelo M3.....	128
5.6 - Idem a Figura 5.3, mas para o modelo M4.....	129
5.7 - Idem a Figura 5.3, mas para o nível de $0,5 z_i$	130
5.8 - Idem a Figura 5.4, mas para o nível de $0,5 z_i$	131
5.9 - Idem a Figura 5.5, mas para o nível de $0,5 z_i$	132
5.10 - Idem a Figura 5.6, mas para o nível de $0,5 z_i$	133
5.11 - Idem a Figura 5.3, mas para o nível de $0,9 z_i$	133
5.12 - Idem a Figura 5.4, mas para o nível de $0,9 z_i$	134
5.13 - Idem a Figura 5.5, mas para o nível de $0,9 z_i$	135
5.14 - Idem a Figura 5.6, mas para o nível de $0,9 z_i$	136
5.15 - Perfis verticais dos picos espectrais durante a fase de crescimento para os quatro modelos.....	138
5.16 - O gráfico da esquerda mostra as variâncias horizontais (componentes longitudinal e transversal) e o da direita mostra a variância vertical para M1..	139
5.17 - Idem a Figura 5.16, mas para M2.	140
5.18 - Idem a Figura 5.16, mas para M3.	140
5.19 - Idem a Figura 5.16, mas para M4.	141
5.20 - Perfis de comprimento de onda de pico (normalizados por z_i) integrados no tempo..	143
6.1 - Perfis verticais de temperatura para cada fase do ciclo diurno simulado neste trabalho..	147
6.2 - Ciclo diurno da ECT dos grandes vórtices gerada por LES.....	148
6.3 - O mesmo que a figura anterior, mas para os pequenos vórtices.....	149
6.4 - O mesmo que a Figura 6.2, mas para a razão entre a ECT de subgrade e a ECT total.	150
6.5 - Ciclo diurno da velocidade do vento longitudinal U gerado por LES.....	151
6.6 - Perfis verticais de velocidade do vento longitudinal sob condições neutras.....	152
7.1 - Crescimento da ECT simulado pelos modelos teóricos (M1 é a linha tracejada, M2 a linha vermelha, M3 a linha preta e M4 a linha azul) e pelo LES (cruzes) no nível de $0,1 z_i$	158
7.2 - Idem à Figura 7.1, mas para o nível de $0,5 z_i$	159
7.3 - Idem à Figura 7.1, mas para o nível de $0,9 z_i$	160
A.1. Evolução temporal da solução para a equação (A3).....	190

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
4.1 Descrição das simulações para a verificação da restrição física para a escolha de grade	82
4.2 Comparação entre as correlações modificadas.....	107
5.1 Equações empregadas nos modelos analíticos.	124
6.1 Fases do ciclo diurno simulado pelo modelo LES	146
7.1 Comparação entre os desvios dos modelos analíticos com relação ao LES	146

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

CBL1	- Estágio da simulação numérica referente à camada limite convectiva inicial
CBL2	- Estágio da simulação numérica referente à camada limite convectiva final
CLC	- Camada Limite Convectiva
CLE	- Camada Limite Estável
CLP	- Camada Limite Planetária
CLS	- Camada Limite Superficial
CLN	- Camada Limite Neutra
CM	- Camada de Mistura
CPU	- Central Processing Unit
CQE	- Condição de Quase-Equilíbrio
CR	- Camada Residual
DEC1	- Estágio da simulação numérica referente ao início do decaimento
DEC2	- Estágio da simulação numérica referente ao decaimento
DNS	- Direct Numerical Simulation
ECT	- Energia Cinética Turbulenta
GRO1	- Estágio da simulação numérica referente ao início do crescimento da convecção
GRO2	- Estágio da simulação numérica referente ao crescimento da convecção
JBN	- Jato de Baixos Níveis

LES	- Large-Eddy Simulation
M1	- Modelo analítico do crescimento da convecção
M2	- Modelo analítico do crescimento da convecção
M3	- Modelo analítico do crescimento da convecção
M4	- Modelo analítico do crescimento da convecção
NCL	- Nível de Condensação por Levantamento
NEU	- Estágio da simulação numérica referente à camada limite neutra
RAMS	- Regional Atmospheric Modeling System
RANS	- Reynolds-averaged Navier-Stokes
SGS	- Escala de Subgrade
VTC	- Viscosidade Turbulenta Cinemática
ZE	- Zona de Entranhamento

LISTA DE SÍMBOLOS

1-D	- Unidimensional
3-D	- Tridimensional
Ad	- Termo advectivo do balanço de energia cinética turbulenta
A_i	- Função empregada na equação de espectro
$a(\mu_i)$	- Parâmetro adimensional
a_i	- Função empregada na equação de espectro
B	- Termo de produção térmica no balanço de energia cinética turbulenta
b_i	- Função empregada na equação de espectro
B_i	- Função empregada na equação de espectro
c_i	- Constante, $i = (L, T, V)$
C_e	- Constante que representa a influência da ECT de subgrade
C_H	- Constante adimensional de transferência espectral de Heisenberg
C_j	- Constante, $j = (1, 2, 3)$
C_k	- Constante referente ao subintervalo inercial
C_s	- Constante da taxa de dissipação
COR_m	- Correlação modificada
e	- Energia cinética turbulenta de subgrade
e_j	- Parâmetros da equação da energia cinética turbulenta de subgrade, $j = (1, 2)$

$E(k)$	- Espectro de energia cinética turbulenta
$E_0(k)$	- Espectro de energia da camada limite neutra
E_{3D}	- Espectro de energia cinética turbulenta tridimensional
\overline{F}	- Relativo à escala filtrada (resolvida)
f_c	- Aceleração de Coriolis
F_{ci}	- Espectro unidimensional convectivo, $i = (L, T, V)$
F_{ni}	- Espectro unidimensional neutro, $i = (L, T, V)$
F_L	- Espectro longitudinal
$(f_m)_i$	- Frequência de pico espectral na estratificação neutra, $i = (L, T, V)$
$(f_m^*)_i$	- Frequência de pico espectral convectivo, $i = (L, T, V)$
$f_0^m(\sigma_i, \ell_i, \mu_i; s)$	- Função empregada na conversão de espectros 1-D em 3-D
g	- Aceleração da gravidade
G	- Função filtro
$g^m(s)$	- Função empregada na conversão de espectros 1-D em 3-D
H_j	- Soma de alguns termos da equação de Navier-Stokes, $j = (x, y, z)$
H	- Índice representativo da direção horizontal
H_s	- Fluxo de calor sensível na superfície
$H(k, t)$	- Termo de fonte térmica da equação de espectro turbulento
i	- Índice relativo à direção
j	- Índice relativo à direção
k	- Número de onda

k_c	- Número de onda de corte
k_p	- Número de onda do pico espectral tridimensional
K_{3D}	- Coeficiente de difusão tridimensional
K_α	- Coeficiente de difusão unidimensional, $\alpha = (L, T, V)$
l	- Comprimento de mistura de subgrade
ℓ	- Escala de comprimento integral
L	- Comprimento de Monin-Obukhov
L	- Índice referente à componente longitudinal
LE	- Índice referente à escala dos grandes vórtices
<i>long</i>	- Relativo à componente longitudinal
M	- Termo de produção mecânica no balanço de energia cinética turbulenta
$M(k, t)$	- Contribuição mecânica da equação de espectro turbulento
m_i	- Constante, $i = (L, T, V)$
n	- Passo de tempo
n	- Índice referente à camada limite neutra
n_d	- Frequência representativa da escala de dissipação
n_e	- Frequência representativa dos vórtices mais energéticos
n_I	- Frequência representativa do subintervalo inercial
N_j	- Número de pontos de grade em cada direção, $j = (x, y, z)$
O_3	- Ozônio
p	- Pressão atmosférica

P	- Pressão atmosférica
P^*	- Pressão modificada
r	- Razão entre espaçamento horizontal de grade e altura inicial do topo da camada limite convectiva
R_{ij}	- Tensor tensão de Reynolds de subgrade
s	- Variável correspondente ao inverso do quadrado do número de onda
S	- Índice referente à escala de subgrade
$S1$	- Simulação por LES com 128^3 pontos de grade
$S2$	- Simulação por LES com 96^3 pontos de grade
$S2_{64}$	- Simulação por LES com 64^3 pontos de grade e $r = 0.05$
$S3$	- Simulação por LES com 64^3 pontos de grade e $r = 0.078$
$S4$	- Simulação por LES com 32^3 pontos de grade
S_{ij}	- Tensor taxa de deformação
S'	- Estimação do tensor taxa de deformação de subgrade
t	- Tempo
T	- Temperatura
T	- Índice referente à componente transversal
t_*	- Escala de tempo convectiva
t_*^{SL}	- Escala de tempo característica da camada superficial
t_f	- Última iteração do modelo numérico
T_0	- Temperatura inicial na superfície
Tr	- Termo de transporte turbulento no balanço de energia cinética turbulenta

<i>transv</i>	- Relativo à componente transversal
<i>u</i>	- Componente longitudinal da velocidade
u_*	- Velocidade de fricção
<i>U</i>	- Magnitude da componente longitudinal do vento
<i>v</i>	- Componente transversal da velocidade
<i>V</i>	- Índice referente à componente vertical
<i>vert</i>	- Relativo à componente vertical
<i>w</i>	- Componente vertical da velocidade
W_{ji}	- Limites de integração
w_*	- Escala de velocidade convectiva
$W(k, t)$	- Contribuição devido à transferência de energia entre os vórtices de diferentes escalas da equação de espectro turbulento
<i>x</i>	- Escala espacial longitudinal
<i>x</i>	- Parâmetro usado na teoria de similaridade de Monin-Obukhov
x_0	- Parâmetro usado na teoria de similaridade de Monin-Obukhov
<i>y</i>	- Escala espacial transversal
<i>z</i>	- Altura
z_0	- Comprimento de rugosidade
z_i	- Altura do topo da camada limite convectiva
$(z_i)_0$	- Altura inicial do topo da camada limite convectiva
α_K	- Constante de Kolmogorov
γ	- Fator de isotropia da escala de subgrade

δ_{ij}	- Delta de Kronecker
ε	- Taxa de dissipação molecular
ψ	- Taxa de dissipação adimensional
ψ_m	- Função de similaridade universal do perfil da velocidade do vento
ζ	- Vorticidade
η	- Microescala de Kolmogorov
θ	- Temperatura potencial
θ_0	- Temperatura potencial na superfície
θ_*	- Temperatura característica da camada de mistura
θ_*^{SL}	- Temperatura característica da camada superficial
ν	- Viscosidade cinemática
ν_t	- Viscosidade turbulenta flutuante ou coeficiente de difusividade mecânica
ν_T	- Viscosidade turbulenta do campo médio
ν_θ	- Coeficiente de difusividade térmica
π	- Constante de 3.14159
ρ	- Densidade do ar
ρ_0	- Densidade do ar de referência
σ^2	- Variância de velocidade
κ	- Constante de Von Karman
λ	- Comprimento de onda
λ_c	- Comprimento de onda de corte

$(\lambda_m^*)_i$	- Comprimento de onda do pico espectral, $i = (L, T, V)$
λ_p	- Comprimento de onda do pico espectral tridimensional
μ	- Parâmetro adimensional
τ_{ij}	- Estresses de Reynolds de subgrade
τ_{θ_j}	- Fluxo turbulento de calor sensível de subgrade para as três direções
ν	- Viscosidade cinemática
Δ	- Intensidade da inversão térmica na zona de entranhamento
Δs	- Espaçamento médio de grade
Δt	- Passo de tempo
Δx	- Espaçamento de grade na direção longitudinal
Δy	- Espaçamento de grade na direção transversal
Δz	- Espaçamento de grade na direção vertical
∇^2	- Operador Laplaciano
$(\bar{\quad})$	- Relativo à escala resolvida
$(\quad)'$	- Relativo à escala de subgrade
\square	- Média de Reynolds
$\langle \quad \rangle$	- Média sobre o plano horizontal

1 INTRODUÇÃO

Atualmente, a sociedade está mais consciente de que suas atitudes influenciam na natureza do planeta. A partir do processo de desenvolvimento das nações, iniciado principalmente no século XIX, os recursos naturais foram extraídos gerando uma contínua emissão de poluição. Hoje há um consenso na comunidade científica que esta atitude provocou, e continua provocando, o aceleração do aquecimento global, gerando uma série de mudanças climáticas que afetam cada vez mais a vida na Terra. Desta forma, o estudo da meteorologia, em todas as suas áreas, tem sido cada vez mais valorizado. Os estudos climáticos, especialmente, têm chamado mais a atenção da sociedade; contudo, um fator primordial que implica no aquecimento global devido à emissão de gases de efeito estufa é a poluição atmosférica. .

A poluição atmosférica, em que uma das possíveis conseqüências é a intensificação do efeito estufa antropogênico, ocorre quase que inteiramente na região mais baixa da troposfera, a chamada Camada Limite Planetária (CLP). A CLP é o objeto de estudo da micrometeorologia e, além de ser a região determinante na análise da dispersão de poluentes, é a região mais próxima a principal fonte de calor (e conseqüentemente energia) da atmosfera: a superfície terrestre. Assim, é na CLP que ocorrem as maiores trocas de energia entre o solo e a atmosfera, sendo fundamental o seu entendimento, já que a energia localizada nesta camada influencia diretamente os fenômenos de escala maior, como mesoescala e sinótica, além dos fenômenos climáticos e ambientais.

Por estar diretamente em contato com o solo e sofrer a influência do mesmo mais rapidamente, a CLP tem características distintas do resto da troposfera, tornando-se normalmente bem definida. As primeiras observações, como em Taylor (1915 e 1918), já indicavam um comportamento peculiar, com uma variação diurna e uma interface razoavelmente compreendida que separavam a CLP da parte restante (acima), chamada *Atmosfera Livre*. Tipicamente, o comportamento da CLP é turbulento. Portanto, o entendimento de turbulência foi necessário para que se tivesse uma análise mais completa de como funciona a troca de energia e a difusão nesta camada. Entretanto, a turbulência nunca foi um assunto de fácil compreensão e simulação, haja vista que se

trata de um fenômeno estocástico provocado por movimentos aleatórios de diversas escalas. Contudo, as observações e simulações de laboratório mostraram que, sobre determinadas condições, a turbulência apresenta um comportamento com certo padrão. A transição do escoamento laminar para turbulento mostra que os movimentos aleatórios no fluido são provocados por vórtices (turbilhões) de diferentes escalas, onde os maiores, cujo tamanho abrange toda a geometria do domínio da experiência ou camada, transferem energia cinética para os menores. Este processo de cascata de energia (será discutido no final do Capítulo 2) foi descrito por Richardson em 1920 e analisado sob forma de espectro de energia por Kolmogorov em 1941. Desta forma, até a década de 50 algumas idéias básicas da turbulência atmosférica já estavam estabelecidas e assim começavam as parametrizações que descrevem a CLP. As teorias da difusão estatística de Taylor, em 1921, e da teoria de similaridade de Monin-Obukhov em 1954 para a camada superficial, são exemplos deste esforço da modelagem da turbulência atmosférica. Todavia, estas abordagens não permitem uma descrição mais completa da dinâmica da atmosfera. Na metade do século XX, surge o computador eletrônico e a simulação computacional torna-se uma ferramenta fundamental para a simulação da turbulência em condições atmosféricas mais realistas, mais exatamente a partir dos anos 60. Na meteorologia como um todo, a modelagem numérica torna-se imprescindível em meios operacionais – a *moderna previsão numérica do tempo*, termo usado na década de 60 - sendo também uma ferramenta valiosa para a pesquisa.

Na micrometeorologia, os modelos numéricos visavam, principalmente, a interpretação da turbulência para fins de estimação de parâmetros característicos e dispersão de constituintes (gases, particulados, aerossóis, vapor d'água), em que a principal dificuldade era simular o maior número de movimentos turbulentos, já que os mesmos possuem diversas escalas espaciais e temporais. Assim, quanto maior a resolução espacial do modelo, maior o número de vórtices que se consegue simular, sendo que os vórtices que não são simulados têm seu comportamento parametrizado. Concomitantemente com os avanços computacionais começam os estudos da parametrização de subgrade, que é o método de estimação do comportamento dos

movimentos menores que o espaçamento de grade do modelo. É na parametrização de subgrade que reside a maior parte das incertezas dos modelos. Atualmente, os modelos numéricos, bem como as parametrizações teóricas e os experimentos observacionais, são as principais ferramentas no entendimento da CLP.

Na literatura micrometeorológica, grande parte dos trabalhos é relacionada à camada limite convectiva (CLC), que normalmente ocorre durante o dia, pois depende de aquecimento superficial. Na modelagem, tanto analítica quanto numérica ou em estudos laboratoriais, isto não é diferente, embora se encontre como trabalhos pioneiros de modelagem numérica a simulação de camadas neutras (onde destacam-se os experimentos em túnel de vento), isto é, camadas sem troca de calor com a superfície. Sob condições convectivas a turbulência torna-se contínua se considerarmos que a alimentação de energia, devido à radiação solar incidente na superfície, está sempre presente durante o dia. Este fato contribui para a estimação dos parâmetros turbulentos, pois a ocorrência de uma intermitência da turbulência, que ocorre em condições não-convectivas, constitui-se num obstáculo a mais na modelagem. Entretanto, é de fundamental importância o entendimento do ciclo diurno da CLP, onde outros processos termodinâmicos e mecânicos devem ser considerados para a descrição da dinâmica atmosférica.

Considerando que a existência do cisalhamento do vento (embora de intensidade variável) na CLP independe do período do dia, a evolução da camada é determinada pelo fluxo de calor sensível na superfície, que por sua vez é função principalmente da radiação solar incidente (além de outros fatores, como cobertura vegetal e tipo de solo).. Resumidamente, as condições turbulentas na CLP têm características que dependem do horário do dia. Uma CLP típica (com céu claro) apresenta durante o dia condições de CLC e durante a noite, com fluxo de calor sensível negativo (ou nulo), condições de camada estável (CLE) (ou neutra - CLN). Além das camadas diurna e noturna, existem as fases de transição, que compreendem o intervalo entre a camada diurna e a noturna e vice-versa. Desta forma, o ciclo diurno é composto por diferentes regimes de turbulência, em que cada fase influencia na seguinte. O número de artigos na literatura

sobre as fases de transição é bem menor do que os trabalhos sobre os outros regimes (convectivo, neutro e estável), haja vista que tais fases apresentam variação temporal.

Uma modelagem numérica muito empregada na análise da CLP é a simulação de grandes vórtices (LES: *Large-Eddy Simulation*). Como o próprio nome indica, o modelo simula o comportamento dos grandes vórtices, principais responsáveis pelas características turbulentas da camada, e parametriza os pequenos vórtices, de escala de subgrade. Desta forma, o modelo tem excelente desempenho na simulação da CLC, onde os grandes vórtices são mais definidos e organizados. Atualmente, devido principalmente aos avanços computacionais, o modelo LES tem sido também empregado na simulação de camadas noturnas e transitórias. Isso é possível não só pelos desenvolvimentos computacionais, que permitem que cada vez mais se simule vórtices de escalas menores (diminuindo o erro devido a parametrização de subgrade), como pelo contínuo desenvolvimento de modelos teóricos.

O principal tema deste trabalho é o desenvolvimento e/ou comprovação de modelos teóricos através do uso do modelo LES. Destaca-se, assim, a comparação de um modelo analítico para o crescimento da camada convectiva, elaborado por Campos Velho (2003), com os resultados do LES. Este modelo analítico, baseado na teoria de Heisenberg para interação entre vórtices de diferentes escalas, parte da equação de espectro tridimensional (3-D) para a fase de transição de uma camada neutra para uma convectiva, i.e., a fase de transição matutina. Este espectro 3-D é dividido em duas partes: uma neutra e outra convectiva, e é obtido por meio de uma conversão de espectros unidimensionais (1-D) em tridimensionais. Complementando o modelo, são necessárias formulações de taxas de dissipação, variâncias de velocidade e energia cinética turbulenta (ECT) de subgrade. Na literatura, tais variáveis são parametrizadas por diferentes formulações e autores. Aqui, optou-se por coletar algumas destas formulações (bem como formulações de espectros) para a construção de quatro modelos analíticos, com o objetivo de se comparar as diferentes metodologias e alcançar um resultado comum para uma melhor análise do regime turbulento em questão. Além disso, apresenta-se aqui uma formulação simples de energia cinética de subgrade (e) baseada em simulações de grandes vórtices. Os gráficos dos espectros gerados pelos

modelos analíticos para a fase de transição - fase em que o fluxo de calor aumenta linearmente até atingir um valor constante - são gerados para três níveis verticais (camada superficial, camada de mistura e zona de entranhamento). Após a análise vertical dos espectros, a comprovação da qualidade do modelo de crescimento é feita através da comparação entre as ECTs gerada por cada modelo analítico e pelo modelo LES. Entretanto, tal comprovação somente pôde ser feita após a verificação que o modelo LES é capaz de simular coerentemente o crescimento da convecção. Esta tarefa de verificação do LES foi feita por simular, inicialmente, uma camada convectiva bem desenvolvida, para que se garanta mais facilmente o equilíbrio do modelo. Após o equilíbrio ser alcançado, simula-se o decaimento seguido de uma camada neutra, que serve como ponto de partida para a fase de crescimento da convecção. Ou seja, para se simular a fase matutina da CLP precisou-se simular numericamente todo o ciclo diurno. Tal simulação serviu para que se fizesse uma análise das diferentes características dos regimes turbulentos através do comportamento de variáveis como ECT, temperatura potencial, velocidade do vento e fluxos turbulentos, tanto para a escala resolvida (grandes vórtices) quanto para a escala de subgrade (pequenos vórtices). No final, a qualidade dos modelos analíticos é comprovada através da comparação dos resultados de ECT, para os três níveis verticais, com os resultados do modelo LES. Deve-se salientar que a modelagem do crescimento da CLC, principalmente com relação aos espectros de energia, era um problema em aberto na micrometeorologia – as parametrizações e modelagens analíticas eram restritas às fases de turbulência estabelecida (convectiva, estável ou neutra) ou fase de decaimento da convecção - haja vista que a maioria dos trabalhos a respeito do crescimento da convecção é direcionada à análise da evolução do topo da camada limite convectiva, como visto primeiramente em Tennekes (1973). Tornou-se, então, necessário que se desenvolvesse a parametrização desta fase do ciclo diurno, o que serviu como motivação desta tese.

Portanto, também através da literatura, define-se a extrema importância da modelagem numérica no auxílio da modelagem analítica. Em contrapartida, sabe-se que um dos papéis da modelagem analítica é fornecer subsídios para a realização de simulações numéricas com melhor aproveitamento, i.e., teorias para que se façam simulações com

melhor desempenho computacional e qualidade de resultados. Em vista disso, um dos objetivos do presente trabalho é o emprego do modelo LES na comprovação de uma restrição física para a escolha da resolução da grade – questão fundamental referente à custo computacional e qualidade dos resultados - obtida por meio de um modelo analítico elaborado por Degrazia et al. (2007). Primeiramente, Degrazia (2007, comunicação pessoal) elaborou um trabalho teórico baseado na teoria de Heisenberg, em que além de se comprovar a semelhança entre o modelo de viscosidade turbulenta baseado na teoria de Heisenberg publicada em 1948 e o modelo de Smagorinsky (1963), foram determinados dois tipos de relação: a) entre os espaçamentos de grade horizontal e vertical e b) entre os espaçamentos de grade e o topo da CLC. Esta última relação, uma restrição física, é de extrema importância, pois até então a resolução a ser escolhida em uma simulação numérica era subjetiva, i.e., o pesquisador comparava os resultados de simulações com resoluções cada vez mais finas e quando a diferença entre as simulações fosse considerada pequena o suficiente, determinava-se, então, a resolução ideal, desde que se conseguisse empregá-la gastando um tempo computacional razoável. Contudo, apesar de fortemente embasado em pesquisas consagradas, tal artigo somente poderia ser aceito pela comunidade científica, via publicação, se fosse comprovado numericamente. Dessa forma, o trabalho desta tese foi empregar o modelo LES para a comprovação da teoria defendida no trabalho de Degrazia. Foram feitas simulações comparando a simulação usando a resolução com a restrição física com outras usando resoluções mais finas e mais grossas. O resultado mostrou – como pode ser visto em Degrazia et al. (2007) - que a simulação com a resolução sugerida por Degrazia descreve a CLC sem perder nenhum tipo de informação importante com relação à simulação com resolução mais fina.

Assim, basicamente esta tese trata do desenvolvimento destes dois objetivos. Para que os mesmos sejam compreendidos da melhor maneira, o trabalho é dividido da seguinte forma: no segundo capítulo é apresentada uma revisão bibliográfica sobre os diferentes regimes turbulentos na CLP e sobre o modelo LES. Esta revisão é de fundamental importância, pois no decorrer do estudo é analisado o ciclo diurno simulado numericamente, bem como a parametrização do crescimento simulado analiticamente.

No terceiro capítulo é apresentado o modelo LES, de acordo com Moeng (1984) e a parametrização de subgrade, de acordo com Sullivan et al. (1994), empregados neste trabalho, além do esquema numérico usado no modelo. No quarto capítulo são apresentados resultados demonstrando que a restrição física para a escolha da grade é efetiva para execução do modelo LES. No quinto é apresentado o modelo analítico do espectro do crescimento da convecção e uma análise qualitativa para avaliar a sua consistência, além da comparação de quatro diferentes metodologias para conversão de espectro 1-D em 3-D. Nesta última comparação, pode-se verificar o comportamento espectral dos vórtices mais energéticos com o passar do tempo. No sexto, apresenta-se o ciclo diurno por meio do LES, em que se comprova, baseado no conhecimento de CLP, a coerência do modelo na simulação do ciclo diurno e, portanto, na simulação da fase de transição matutina. No Capítulo 7 é feita a comprovação, em análise da estrutura vertical, do modelo analítico de crescimento através da comparação entre a ECT gerada pelos quatro modelos teóricos e a ECT gerada por LES. Finalmente, no último capítulo são discutidos os resultados e apresentadas as conclusões desta tese.

2 A CAMADA LIMITE PLANETÁRIA

A Camada Limite Planetária (CLP) distingue-se do resto da troposfera por ser a camada adjacente à superfície do planeta e, deste modo, sofre a influência mais direta do solo. Portanto, existe o interesse na análise de CLP, visto que é nesta região que ocorre a entrada de energia para sistemas meteorológicos, além da concentração maior de aerossóis naturais e antropogênicos. A principal influência do solo na CLP consiste na troca de energia e ao atrito viscoso devido à superfície. Estes dois fatores tornam o escoamento na CLP tipicamente turbulento e pode-se dizer que o tipo de turbulência está associado ao fluxo vertical de calor. A energia térmica na CLP é representada em forma de fluxo de calor sensível: quando o solo é a fonte de energia existe um fluxo positivo, isto é, a energia térmica é injetada na camada. Esta injeção de energia ocorre quando a superfície do solo aquecida irá aquecer a camada de ar imediatamente adjacente por condução e esta, por convecção, acaba por aquecer a CLP por inteiro. Por outro lado, quando o solo está mais resfriado (temperatura menor) do que a atmosfera, este age como sumidouro de calor e o fluxo térmico torna-se negativo .

Desta forma, conclui-se que a turbulência na CLP é função do fluxo de calor sensível, podendo-se definir três tipos de camada em função do regime turbulento: a camada estável (CLE), que ocorre em situações de fluxo de calor de superfície negativo; a camada neutra (CLN) quando o fluxo térmico apresentar valores próximos a zero e a camada convectiva (CLC) quando o fluxo de calor for positivo. Como o fluxo de calor é determinado pela diferença de temperatura entre o solo e a atmosfera, em condições típicas (ou de céu limpo) relaciona-se a camada estável ao período noturno e a camada convectiva ao período diurno. Entretanto, deve-se salientar que não são tão raras as exceções destas associações entre o fluxo de calor e o horário do dia. A Figura 1 mostra os diferentes regimes para uma CLP média.

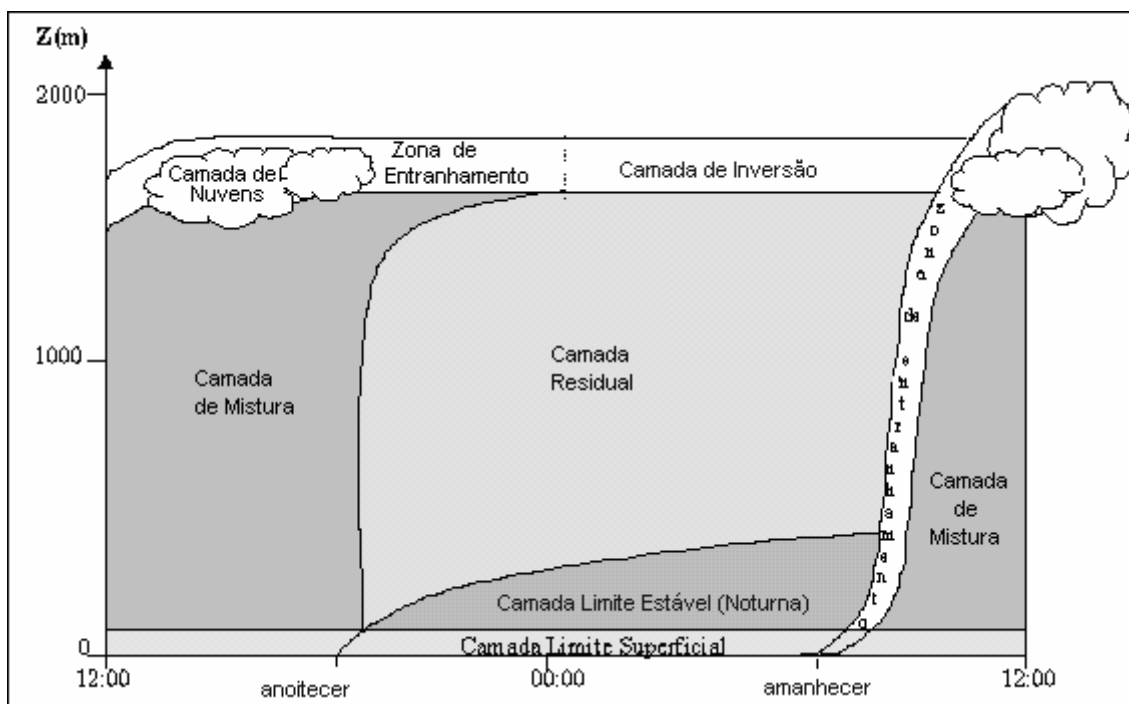


FIGURA 2.1 - Evolução temporal da CLP.

Fonte: Adaptado de Stull (1988)

Na Figura 2.1, pode-se observar a existência de uma camada limite superficial (CLS) durante todo o período. Esta camada, por ser a que está em contato direto com o solo, apresenta um forte gradiente de temperatura, umidade e velocidade do vento. Os movimentos mais importantes nesta camada, durante o dia, são as plumas, que são movimentos ascendentes com dimensão equivalente a profundidade da CLS. Estas plumas, ou vórtices, tendem a se fundirem e formar vórtices maiores e mais organizados na camada de mistura (DEARDORFF, 1972 – Figura 28; GREENHUT E KHALSA, 1987; STULL, 1988; HUNT ET AL., 1988 – Figura 1). Na camada de mistura (CM), ou CLC, a turbulência devido à convecção é mais intensa, indicando a forte mistura. Durante a noite observa-se que acima da camada estável, que é fria e mais densa, existe a camada residual, que apresenta características convectivas remanescentes do período diurno. A profundidade da CLP é variável e dependente da intensidade da turbulência no seu interior, podendo chegar à 1 ou 2 km, em latitudes médias. A parte da atmosfera acima da CLP é chamada *Atmosfera Livre*. A CLP é limitada verticalmente pela zona de

entranhamento, ou camada de inversão, que atua como uma interface entre a CLP e a atmosfera livre.

Supõe-se que desde a antiguidade sabe-se que a turbulência é constituída por vórtices de diferentes escalas espaciais. A influência de cada escala, ou comprimento de onda, no balanço energético é representada através do espectro de energia cinética turbulenta. Entretanto, através de observações meteorológicas pode-se obter um espectro que abranja todas as escalas, além da escala turbulenta. Este espectro apresenta dois picos espectrais, onde o de maior magnitude, em comprimentos de onda maiores (maiores períodos de tempo ou oscilações) se refere ao escoamento médio, i.e., a movimentos de escala sinótica ou mesoescala, como por exemplo, sistemas frontais ou ondas de Rossby. Já o outro pico, em comprimentos de onda menores, se refere às escalas micrometeorológicas, ou turbulentas. Logicamente, é esta segunda parte do espectro que será considerado neste item e no restante do trabalho. Entre estes dois picos espectrais existe o chamado intervalo espectral, em que alguns modelos operacionais de previsão do tempo usam como a frequência de corte para os filtros, ou seja, os movimentos de escala sinótica são resolvidos explicitamente enquanto que os turbulentos - que nos modelos de previsão são considerados como movimentos de subgrade (MOENG, 1998) - são parametrizados. Contudo, em situações de formação de nuvens convectivas, de escala espacial e temporal entre a meso e a micro, o intervalo espectral é “preenchido” pela energia deste fenômeno, tornando mais difícil a separação das escalas (STULL, 1988). Como a energia cinética turbulenta (ECT) varia ao longo do ciclo diurno, o espectro micrometeorológico de energia acompanha esta variação.

A seguir, é apresentado um breve comentário sobre as fases da CLP e modelos de parametrização. Maiores detalhes estão no capítulo das simulações numéricas.

2.1 Camada Limite Convectiva (CLC)

A CLC se inicia a partir do momento em que o fluxo de calor sensível torna-se positivo, ou seja, aproximadamente meia hora depois do amanhecer, período necessário para que

o solo se aqueça e comece a emitir radiação de onda longa para a atmosfera (STULL, 1988). Nesta etapa inicial, a CLC não se encontra bem definida, tornando-se estabelecida depois desta fase de transição entre a noite e o dia. Com o crescimento gradativo da convecção, contínuo em dias de céu claro, a CLP começa a apresentar uma estrutura padrão, dividida em três partes (KUO e SUN, 1976; DRIEDONKS e TENNEKES, 1984): camada limite superficial (CLS) (do solo até 10% da altura da CLP – primeira inversão de temperatura), camada de mistura (CM) acima da CLS e abaixo da terceira parte: a zona de entranhamento (ZE) (camada imediatamente acima da CM, como mostrado na Figura 2.1). Os principais fatores no crescimento da convecção são o aquecimento devido ao aumento do fluxo de calor sensível na superfície e o resfriamento radiativo do topo devido ao entranhamento do ar mais estável da atmosfera livre. Ambos os fatores podem ocorrer simultaneamente, principalmente em condições de CLC limitada verticalmente por uma nuvem tipo stratocumulus (DEARDORFF, 1980; STULL, 1988) ou stratus (MOENG e SCHUMANN, 1991, entre outros). Com o desenvolvimento da CLC, a forte turbulência no interior da camada de mistura faz com que sua profundidade atinja um máximo à tarde. A extensão da profundidade da CM também é chamada de camada de inversão térmica, ou altura da inversão, devido à diferença de estabilidade abaixo e acima da zona de entranhamento.

Como mencionado anteriormente, a CLS apresenta fortes gradientes de temperatura, umidade, velocidade do vento e concentração de contaminantes. Este tipo de comportamento é bem descrito pela teoria de similaridade de Monin-Obukhov. No interior da CM a magnitude do vento é subgeostrófico, sendo praticamente constante em toda a profundidade da CM. Os gradientes verticais de temperatura, razão de mistura e concentração de poluentes na CM tende a ser menor quanto maior for a intensidade da mistura. Desta forma, sabe-se que a dispersão de poluentes é maior no período vespertino do que no matutino, pois neste a poluição fica concentrada em alturas mais baixas (LYONS e COLE, 1973). Contudo, no final da tarde a concentração de poluentes aumenta devido ao decaimento da convecção, que coincide com o horário de grande tráfego nas cidades (por exemplo, BOGO et al. 2001). Um fator que colabora para a poluição se dispersar mais à tarde (antes do decaimento) é o fato de que neste período,

devido à forte convecção, as plumas mais intensas tendem a transportar os contaminantes para níveis acima da zona de entranhamento (ou seja, aumentando o entranhamento), diminuindo a concentração na CM que, por continuidade, recebe ar limpo da atmosfera livre. A este fenômeno chamamos de convecção penetrativa (ESTOQUE, 1968; STULL, 1973 e 1976). Venkatran e Viskanta (1977), por outro lado, analisaram o efeito não passivo dos poluentes indicando que os mesmos podem afetar o crescimento da camada de mistura. Estudos como Crum e Stull (1987) indicam que em condições convectivas observam-se porções de ar originadas na CLS alcançando o topo da CLC; já as porções originadas acima da zona de entranhamento, quando penetradas na CLC, dificilmente alcançam níveis inferiores à metade da CM. Entretanto, em condições de atmosfera livre muito estável, a ZE atua como uma “tampa”, “prendendo” a poluição no interior da CLP.

Em dias ensolarados, a maior parte da turbulência na camada de mistura se deve a ação de grandes plumas, também chamadas de térmicas (WARNER e TELFORD, 1963), cuja velocidade vertical positiva no seu interior é grande o suficiente para que ocorra um intenso transporte vertical de massa. As térmicas têm dimensões da ordem da profundidade da CM. Havendo umidade suficiente, estas térmicas dão origem a nuvens de bom-tempo (*cumulus humilis*) que são alvos de pássaros que desejam planar ou mesmo ascender devido ao transporte vertical. As plumas são caracterizadas por serem de largura inferior aos movimentos descendentes, que são menos intensos (WYNGAARD e BROST, 1984). Sua estrutura alongada na vertical, em forma aproximada a uma coluna, pode ser inclinada devido à ação do vento horizontal. (KAIMAL e BUSINGER, 1970; STULL, 1988). Assim, em situações de fraco cisalhamento do vento, a térmica tende a ser mais vertical. Isto explica o fato da anisotropia da convecção por flutuação favorecer os movimentos verticais enquanto que a anisotropia do cisalhamento (efeito mecânico) favorece os movimentos horizontais. Deste modo, fica estabelecido que na CLC o efeito térmico como gerador de turbulência é fundamental, podendo coexistir com o efeito mecânico. A existência e influência do efeito mecânico dependem, muitas vezes, da complexidade do terreno. Entretanto, Gopalakrishnan et al. (2000) mostrou por meio de modelagem numérica que a

topografia exerce pouca influência nas características médias de uma CLC com domínio horizontal do modelo de até 5 km. Se o efeito mecânico for desprezível ou nulo quando comparado ao efeito térmico, ocorre a *convecção livre* (SUTTON, 1953; LUMLEY e PANOFSKY, 1964).

Na zona de entranhamento no topo da CLC, a turbulência é intermitente e nuvens podem ocorrer nesse nível. Normalmente, estabelece-se que o topo da CLP está situado no meio da zona de entranhamento (TENNEKES, 1973). Os perfis médios na CLC citados aqui mostram que a zona de entranhamento (ZE) pode ser determinada pelo aumento no gradiente vertical das variáveis (ver SUTTON, 1953; ARYA, 1988; STULL 1988). Observações indicam que a zona de entranhamento é facilmente observada por sensoriamento remoto, como o radar (por exemplo, COHN e ANGEVINE, 2000), lidar (BOERS, et al., 1984) ou sodar (BEYRICH e GRYNING, 1998). Já o topo da CLC, pode ser determinado pelo exato nível vertical em que o fluxo de calor atinge seu valor mínimo (ou máximo negativo). Muitos estudos têm sido realizados para a determinação da espessura da ZE, principalmente porque esta influencia a previsão da cobertura de nuvens do tipo cumulus, pois as primeiras nuvens cumulus se formam quando a altura da ZE ultrapassa o nível de condensação por levantamento (NCL). A cobertura deste tipo de nuvem, característica de uma CLC, influencia o balanço de radiação incidente que, por sua vez, afeta a modelagem climática. Além disso, a caracterização da espessura do entranhamento é fator importante na determinação da turbulência na camada, bem como na análise de dispersão de poluentes e influencia até mesmo nas condições de voo (WILDE et al. 1985; NELSON et al. 1989).

A turbulência é parametrizada com a ajuda de escalas características (velocidade, tempo, espaço), i.e., cada tipo de turbulência apresenta um tipo de escala característica. Como já mencionado, a camada superficial, por exemplo, apresenta um comportamento turbulento específico. A determinação das escalas características na CLS é feita através da teoria de similaridade de Monin-Obukhov (SORBJAN, 1986). Das principais escalas nesta camada, temos o comprimento de Monin-Obukhov, dado por:

$$L = -\frac{u_*^3}{(g/\theta_0)H_s} \quad (2.1)$$

Onde H_s é o fluxo de calor sensível na superfície e o parâmetro de flutuabilidade é dado pela razão entre a aceleração da gravidade (g) e a temperatura potencial na superfície (θ_0). A velocidade de fricção é obtida por meio da raiz quadrada do fluxo de *momentum*:

Outros parâmetros são: velocidade de fricção u_* - cuja formulação baseada na teoria da similaridade é discutida no Capítulo 5 - comprimento de rugosidade z_0 , fluxos turbulentos de superfície, escala de tempo - dada por $t_*^{SL} = z/u_*$ - e temperatura característica da CLS, dada por $\theta_*^{SL} = H_s/u_*$. Grupos adimensionais formados por u_* e θ_*^{SL} tornam-se funções universais de z/L , onde z é uma altura acima do solo.

Na camada de mistura (CM) a estrutura da turbulência não tem escala em função z , pois os gradientes verticais são praticamente nulos. Assim, as principais escalas são z_i , que é a altura do topo da CLC, a escala de velocidade convectiva, dada por Deardorff (1970a):

$$w_* = \left(\frac{g}{\theta_0} z_i H_s \right)^{1/3} \quad (2.2)$$

A escala de temperatura na CM é dada por $\theta_* = H_s/w_*$ e a escala temporal é $t_* = z_i/w_*$, representando o tempo que uma partícula leva para ser liberada da CLS até ser bem misturada verticalmente por toda a profundidade da CLC. A altura da camada é um parâmetro importante porque define a escala espacial vertical na qual os poluentes, liberados do solo, são verticalmente dispersados - dentro de uma escala temporal de aproximadamente uma hora ou menos (PIRINGER et al., 1998). Na CM, grupos adimensionais formados por w_* e θ_* são funções de z/z_i . O parâmetro de estabilidade normalmente usado na CM é $-z_i/L$, mesmo quando o fluxo de calor for pequeno, como nos períodos de transição (DEARDORFF, 1972).

Pelo fato da CLC possuir uma turbulência sempre presente devido ao aquecimento superficial, suas características são mais definidas. Além disso, durante o dia acontece a maior parte das atividades humanas. Esses fatores explicam porque na literatura a grande parte dos trabalhos está relacionado a camada convectiva, tanto os que se referem a experimentos de campo (NOONKESTER et al., 1974; STULL e ELORANTA, 1984; STULL et al., 1997), de laboratório (WILLIS e DEARDORFF, 1974; FEDOROVICH et al., 1996) ou modelagem analítica e numérica (WYNGAARD et al., 1975; DEARDORFF, 1979; FEDOROVICH e MIRONOV, 1995, entre outros), sendo vários sobre modelos de dispersão, como por exemplo em Ahmed et al. (1993), Degrazia (1998) e Degrazia et al. (2001).

2.2 Camada Limite Neutra (CLN)

A camada limite sofre variações durante o dia devido ao ciclo diurno do fluxo de calor sensível na superfície que, em condições médias, varia de valores negativos durante a noite a valores positivos durante o dia. Assim, temos que durante as fases de transição ocorre, embora rapidamente, a fase neutra, onde o fluxo de calor é próximo ou igual a zero. Entretanto, não devemos esquecer que em dias de céu encoberto, pode-se formar uma CLN fora dos períodos de transição (intervalos referentes ao início da manhã e final da tarde). Isto pode ocorrer porque a nuvem atua como um efeito estufa natural, impedindo que a superfície perca calor para a atmosfera e fique com fluxo de calor negativo, e também como refletor à radiação solar incidente, evitando que a superfície se aqueça e fique com o fluxo de calor positivo. Outro fator que contribui para a ocorrência de uma CLN é a ocorrência de um vento superficial suficientemente forte que prejudique a troca de calor entre a superfície e a atmosfera. Tipicamente, encontra-se também camada neutra sobre os oceanos, devido a enorme inércia térmica da grande massa de água.

Também é importante salientar que, na teoria, uma camada neutra é aquela em que a temperatura não varia com a altura e a superfície do solo não atua como fonte de energia térmica, i.e., o fluxo de calor sensível é nulo. Entretanto, esta condição raramente é

encontrada na atmosfera (normalmente em intervalos de tempo pequenos), de modo que consideramos a CLP em condições quase-neutras, i.e., fluxo de calor na superfície levemente positivo ou negativo, como camada neutra ou neutramente estratificada. Além disso, facilmente encontram-se situações em que o fluxo de calor na superfície à noite apresenta uma magnitude menor do que o fluxo durante o dia. Nestas situações, quando o período noturno apresenta um fluxo negativo muito fraco (próximo à zero), consideramos a camada noturna como CLN.

Ao contrário da CLC, em uma CLN não existe fator térmico na geração de turbulência, i.e., toda a turbulência ocorre devido à uma origem mecânica. Por outro lado, não existe o efeito inibidor do fator térmico para a geração de turbulência, o que indica que não é necessário que o fator mecânico seja muito intenso para que ocorra turbulência. Desta forma, pode-se estabelecer que a turbulência na CLN depende basicamente da distribuição vertical do vento e da rugosidade da superfície (ARYA, 1988). Devido a esta ausência do efeito térmico, a escala de velocidade característica aqui é u_* e a altura da camada sendo fator de u_*/f_c , onde f_c é o parâmetro de Coriolis.

A dependência total do fator mecânico do vento para a produção de turbulência leva a ocorrência do jato de baixos níveis (JBN). Se considerarmos que a intensidade deste fenômeno é proporcional a dependência do fator mecânico, explica-se que o JBN é mais comum em condições estáveis, i.e., quando $H_s < 0$. Entretanto, este fenômeno também é observado na CLN, com magnitude bem menor do que teria em condições estáveis, i.e., o jato observado em condições neutras serve como ponto de partida do JBN que se desenvolverá com o aumento da estabilidade (CONANGLA e CUXART, 2006). Como exemplos de estudos pioneiros nesta área – Jatos Noturnos - cita-se Blackadar (1957, 1962), em que, no último, foi verificada a proporcionalidade da altura do gradiente máximo do vento com o aumento do comprimento da rugosidade.

2.3 Camada Limite Estável (CLE)

Na CLP, a estabilidade superficial ocorre toda vez que a superfície estiver mais fria do que a camada de ar adjacente. Nesta condição, onde o fluxo de calor na superfície é negativo, a camada mais próxima a superfície torna-se fria e densa, estabelecendo o processo de estratificação estável e uma camada de inversão térmica forma-se acima. Fortes inversões são mais comuns quando anticiclones estão centrados sobre a região. Desta forma, a CLE forma-se junto ao solo, sempre após a fase de decaimento da convecção. Entretanto, deve-se salientar que, assim como os outros tipos de camada limite, a CLE poderá se formar em períodos diferentes do esperado (no caso, o noturno: a CLE forma-se junto ao solo quando ocorre uma advecção de ar quente sobre uma superfície mais fria).

A partir do momento em que a superfície fica mais fria que a camada de ar, inicia-se o processo de transferência de calor no sentido da atmosfera para o solo. Por condução, a camada de ar adjacente resfria-se e começa a receber calor da camada de ar acima. Este processo cresce gradualmente a medida que a magnitude do fluxo de calor negativo vai aumentando, o que é comum em noites de céu claro. Assim, sob estas condições ocorre o crescimento da CLE, que começa bastante fina e pode atingir alturas de dezenas de metros até 200 ou 300 metros. Entretanto, a altura real da CLE não é de fácil determinação, principalmente se dispormos somente de perfis verticais de temperatura e momentum (MAHRT e HELD, 1979), e vários métodos de estimação têm sido testados para a este fim, como por exemplo, Zilitinkevich (1972), Nieuwstadt (1980), Arya (1981), Garratt, (1982), Vickers e Mahrt (2004) e Steeneveld et al. (2007). Um dos principais motivos desta dificuldade se deve ao fato de que a CLE é muito influenciável pela rugosidade da superfície, o que reduz a consideração de homogeneidade horizontal (CAUGHEY et al. 1979). Além disso, acima da camada estável se estabelece uma camada residual (CR), e em muitos casos a interface entre as duas não é bem definida (STULL, 1988).

Quando a CLE está estabelecida, o contínuo aumento da estratificação estável devido a diminuição ininterrupta do fluxo de calor é suficiente para que a fina camada estável

sobre a superfície comece a aumentar de profundidade. Entretanto, este crescimento da CLE é intensificado em superfícies heterogêneas, como vales e montanhas. Durante a noite as superfícies das montanhas se resfriam, provocando um escoamento do ar frio pelas encostas, em direção aos vales, estabelecendo a circulação tipo brisa de montanha. Nos vales, a CLE existente aumenta de espessura ao receber o ar mais frio vindo da montanha, o que deixa a superfície ainda mais fria e, por consequência, a camada mais estável. Frequentemente, o estudo da influência das brisas de montanha, ou de vale, é associado às fases de transição da CLP, e o estudo destes ventos de montanha é fundamental na análise de dispersão de poluentes, formação de nuvens convectivas ou mesmo em situações de incêndios florestais (BANTA e COTTON, 1981).

Na literatura, o número de trabalhos referentes à camada noturna é muito inferior do que os referentes à camada diurna, principalmente porque as atividades humanas são maiores durante o dia e devido à dificuldade em se estudar uma camada estável. Gradativamente, apesar da maior dificuldade teórica e experimental, ocorreu um aumento do número de estudos da CLE na década de 80. Uma das dificuldades está no fato de que na CLE a turbulência pode apresentar-se intermitente, pois só ocorre quando o fator mecânico consegue transpor a estratificação térmica. Além disso, durante o período de forte estabilidade a atmosfera compreende movimentos ondulatórios, em que a coexistência de ondas de alta frequência (relativos à fenômenos externos à CLP) e de turbulência micrometeorológica complicam a interpretação dos dados (FINNIGAN e EINAUDI, 1981; CAUGHEY, 1982). Na modelagem numérica, principalmente por causa da intermitência da turbulência, torna-se difícil alcançar um estado de equilíbrio (CAUGHEY et al., 1979). A turbulência na CLE tem um caráter contínuo somente em noites com céu encoberto e ventos fortes (NIEUWSTADT, 1984). Além disso, por ser a turbulência na CLE função direta do cisalhamento do vento, como já mencionado, torna-se muito dependente da rugosidade e heterogeneidade da superfície, complicando a tarefa de uma simulação numérica deste regime turbulento (BROST e WYNGAARD, 1978; MAHRT et al., 1998; NAKAMURA e MAHRT, 2006). Mesmo pequenas irregularidades da superfície podem provocar grandes variações horizontais em uma camada noturna estável devido ao escoamento superficial (ar denso escoando para

depressões). Em regiões montanhosas, no início da manhã ocorre estratificação estável, onde as depressões continuam frias quando comparadas com as vizinhanças (LENSCHOW et al. 1979).

A estratificação estável restringe boa parte dos movimentos verticais, fazendo com que vórtices não consigam se estender por toda a profundidade da camada, o que exige uma hipótese de similaridade particular (SORBJAN, 2006), dada a diferença do comportamento dos fluxos turbulentos quando comparados a CLC (SMEDMAN, 1991; MAURITSEN e SVENSON, 2007). A estratificação impede que os vórtices na CLE desempenhem um comportamento como os vórtices na CLC, que são mais organizados e com dimensão da ordem da profundidade da camada. Na CLE os vórtices são menores e com comportamento mais aleatório devido à total dependência do cisalhamento do vento. Além disso, em casos de forte estabilidade por longo período observa-se a presença de uma camada superficial também na CLE (ZILITINKEVICH, 2002), como mostrado na Figura 2.1. Assim, uma simulação de grandes vórtices (LES) para a camada estável exige uma grade fina o suficiente para se capturar o comportamento destes vórtices, o que torna a simulação com um custo computacional tão alto que este tipo de estudo era considerado inviável até a década de 90. Aos poucos, com o avanço computacional, os estudos da CLE por meio do modelo LES começaram a avançar e hoje tornaram-se uma realidade, embora com algumas restrições. Em uma tentativa de se achar um estado quase-estacionário da CLE, Kosovic e Curry (2000) empregaram o modelo LES em uma área no círculo polar Ártico, onde a CLE pode persistir por longos períodos de tempo.

Basicamente, uma das dificuldades na simulação da CLE por LES é que a medida que a estabilidade aumenta, o tamanho dos vórtices (mesmo os dominantes) diminui, o que implica em parametrizações de subgrade ajustadas a este tipo de turbulência. Desta forma, normalmente as simulações da camada noturna do modelo LES se restringem a condições de turbulência contínua, com forte cisalhamento e estabilidade fraca (ANDREN, 1995, BEARE e MACVEAN, 2004, LOVATO et al., 2006). Saiki et al. (2000) salientam que para representar uma CLE com LES em condições mais reais, como sob céu claro, é necessário uma revisão do modelo de parametrização de subgrade

(parametrização dos pequenos vórtices). O artigo de Basu e Porté-Angel (2006) é um exemplo de trabalho direcionado em novas parametrizações de subgrade para a simulação da CLE. Detalhes sobre LES e parametrizações de subgrade são apresentados no final deste capítulo.

O jato de baixos níveis (JBN) é um fenômeno natural da camada noturna, como mencionado anteriormente, e bastante discutido na literatura, como por exemplo, em Garratt (1985), além dos já citados, bem como em estudos numéricos (MAHRT, 1998; SAIKI et al., 2000). Teoricamente, uma intensa estabilidade diminuiria o efeito da rugosidade superficial para as camadas acima das adjacentes ao solo, o que provocaria o aumento da velocidade do escoamento nestas camadas. O JBN tem como propriedade transportar quantidades escalares passivos, por até centenas de quilômetros durante a noite (VISKANTA e DANIEL, 1980).

Devido às suas características de baixo poder de dispersão, o estudo da CLE é o que mais exige atenção das análises sobre poluição atmosférica (GOPALAKRISHNAN et al., 1998), motivando vários trabalhos sobre este assunto, como por exemplo Bergstrom Jr. e Viskanta (1973). A poluição liberada em uma CLE tende a ficar retida em baixos níveis, sendo dispersada para níveis maiores somente após o amanhecer (CHEMEL e CHOLLET, 2006).

No presente estudo, como definido no primeiro capítulo, não é realizada a simulação de grandes vórtices da CLE, pois além das dificuldades discutidas acima, para a concretização do objetivo deste trabalho é necessária a simulação de uma camada noturna que sirva de ponto de partida para a camada convectiva. Por isso, a camada noturna simulada aqui é uma camada neutra.

2.4 Camada Residual (CR)

Após o período do dia em que a temperatura atinge o máximo, o fluxo de calor na superfície começa a diminuir, iniciando o processo de decaimento da convecção.. Quando, enfim, o fluxo na superfície torna-se negativo, uma fina e densa camada estável forma-se junto à superfície. Entretanto, acima desta camada estável ainda

persiste uma camada com características convectivas. Esta camada denomina-se Camada Residual (CR) (também chamada de camada de mistura elevada, (STENSRUD,1993)), pois suas características atuam, pelo menos inicialmente, como um resíduo da camada convectiva anterior (STULL, 1988). Após a fase inicial, inicia-se o processo de decaimento.

Apesar de apresentar características convectivas, a CR é neutramente estratificada, pois não existe alimentação para a convecção e abaixo situa-se a estratificação estável da CLE. Assim, poluentes liberados durante o período convectivo tendem a permanecer afastados da superfície, dentro da CR, pelo menos durante a noite. Alguns trabalhos indicam que a poluição concentrada na CR, que é remanescente da CLC anterior (CHEMEL e CHOLLET, 2006), pode influenciar nos índices de concentração superficial do dia seguinte, assim que a inversão térmica da CLE for rompida pelas primeiras térmicas convectivas (NEU et al., 1994; ZHANG e RAO, 1999).

O termo de camada limite residual não é universalmente utilizado, pois a definição de camada limite baseia-se na interação direta com a superfície, o que não acontece no caso da CR, pois, como mostrado na Figura 1, esta camada não entra em contato com o solo.

A CR não é tão discutida na literatura como as demais CLPs, sendo muitas vezes analisada juntamente com a camada estável ou com o decaimento da turbulência, como em Nieuwstadt e Brost (1986).

2.5 Intervalos de Transição

Até este ponto foram discutidos aspectos da CLP em condições estabelecidas, i.e., CLP diurna e CLP noturna. Neste item são analisados os intervalos de transição entre uma camada e outra, ou seja, o decaimento e crescimento da camada convectiva. Em dias de céu claro, fica estabelecido que durante o dia tem-se a CLC ($H_s > 0$) e durante a noite a CLE ($H_s < 0$). A fase de decaimento surge no final da tarde, quando o fluxo de calor na superfície começa a diminuir, tornando-se nulo (CLN) e negativo (CLE). Após o período noturno, quando começa o amanhecer, inicia-se outra fase de transição: o crescimento da convecção, que começa no exato momento em que o fluxo torna-se

positivo, i.e., cerca de meia-hora depois do amanhecer (STULL, 1988). Assim, para se analisar o ciclo diurno da CLP é fundamental o entendimento das fases de transição (ANDRÉ et al., 1978).

Pode-se supor que as duas fases de transição têm a mesma duração, cerca de uma ou duas horas, apesar de que o “desligamento” da turbulência torna a transição vespertina mais abrupta (Acevedo, comunicação pessoal). Isto porque normalmente (média sobre superfícies homogêneas e sob céu claro) a taxa de crescimento do fluxo de calor é aproximadamente igual a taxa de decaimento, o que é observado facilmente na literatura (ver por exemplo: Yamada e Mellor (1975)). Entretanto, a principal diferença entre as fases é com relação ao efeito térmico, pois durante a transição matutina a temperatura da atmosfera aumenta com o tempo, ocorrendo o inverso na transição vespertina. Além disso, pode-se observar as variações do ciclo diurno através dos perfis verticais de temperatura, umidade e vento, já que em uma camada bem misturada (efeito térmico predominante) os perfis apresentam gradientes quase nulos no interior da camada de mistura, ao contrário das camadas noturnas. Sorbjan (2007), por exemplo, verificou que o gradiente vertical de vento diminui com o crescimento da convecção. Com relação à complexidade, Lapworth (2006) salienta que as mudanças durante o crescimento da convecção são mais complexas do que as que ocorrem durante o decaimento, principalmente porque a transição matutina depende da camada noturna precedente, que pode apresentar uma turbulência intermitente, enquanto que a transição vespertina depende da CLC precedente, normalmente bem resolvida.

Na literatura, o estudo das fases de transição tem aumentado consideravelmente se comparado com anos anteriores. Como exemplo de simulação de uma fase transitória, podemos citar Deardorff (1974a,b) que simulou a parte final da transição matutina. O aumento no número de trabalhos está relacionado ao fato de que estes períodos (início da manhã e final de tarde), além de precederem e influenciarem as fases de turbulência estabelecida, possuem características próprias com relação ao balanço de energia. Isto é determinante na análise de fenômenos como nevoeiro ou dispersão de poluentes. Athanassiadis et al.(2002) indica que a concentração de ozônio (O_3) é maior durante a

manhã, sugerindo que a mistura vertical contribui significativamente para a concentração de O₃ em baixos níveis sobre áreas urbanas nos períodos da manhã.

Grande parte dos trabalhos sobre fases de transição é referente à CLP sobre terreno complexo, pois durante os intervalos de transição ocorrem as brisas de vale e montanha. Durante o decaimento da convecção, a superfície das encostas das montanhas começa a esfriar-se, resfriando a camada de ar adjacente que escoia montanha abaixo, em direção aos vales. Esse escoamento descendente, que pode ocorrer em forma de JBN (LEE et al., 2003), vai intensificando a camada estável nos vales (WHITEMAN, 1985). Esta camada começa a ser diluída com o início da convecção, quando as primeiras termas começam a romper o bloqueio da inversão térmica (TRANTAFYLLOU et al., 1995), escoando no sentido vale-montanha. Concomitantes a este escoamento ascendente nas encostas das montanhas (que provocam a dispersão local de poluentes) existem pequenas correntes descendentes no sentido contrário, porém bem menos intensas que as ascendentes (REUTEN et al., 2005). Desta forma, muitos trabalhos analisam as fases de transição em vales montanhosos através do comportamento do vento, como em Papadopoulos e Helmis (1999) e Prabha e Mursch-Radlgruber (1999). Li e Atkinson (1999) observaram que neste tipo de terreno a transição vespertina é mais longa que a matutina. Lee et al. (2003) indica que as brisas de vale e montanha fazem o transporte de ozônio durante as fases de transição. Somada às brisas de vale e montanha, regiões costeiras sofrem influência da brisa marítima, cujo escoamento tem o sentido mar-continente durante o dia e continente-mar durante a noite. Oliveira e Fitzjarrald (1994) apresentam a influência da brisa do rio Amazonas no ciclo diurno da CLP. Choi e Speer (2006) mostram que o pico de concentração de poluentes depende do horário de maior atividade antropogênica, das características da CLE e do efeito resultante das brisas existentes. Deardorff et al. (1984) apresenta a influência de movimentos de mesoescala no crescimento da convecção em terrenos complexos. Mais detalhes sobre a influência da complexidade do terreno nas fases da CLP são apresentados nos próximos subitens e são encontrados, por exemplo, em Banta et al. (1990).

Em análise da influência do tipo de terreno nas fases de transição, Kossman et al. (2002) observou que sobre superfície homogênea as mudanças mais rápidas nas características

da CLP ocorrem durante a manhã, enquanto que sobre terreno complexo elas ocorrem na transição vespertina. Lapworth (2006) mostra que sob condições de ventos fortes, a transição vespertina é antecipada (ocorre mais cedo) e a matutina é retardada. Isto provavelmente ocorre porque o cisalhamento forte tende a dificultar a organização das primeiras plumas.

2.5.1 Transição Vespertina

A transição vespertina é fase entre a camada diurna (CLC) e a noturna, ou seja, é o intervalo em que ocorre o decaimento da convecção. O decaimento se inicia quando o fluxo de calor sensível na superfície começa a diminuir devido à interrupção, ou diminuição, da radiação solar incidente. Basicamente, esta situação pode ocorrer sob três hipóteses: pôr-do-sol, aumento da nebulosidade ou eclipse solar (por exemplo, ANFOSSI et al, 2004). As duas últimas hipóteses consideram a interrupção repentina da radiação de onda curta incidente, sem considerar a gradativa diminuição do ângulo de elevação solar, forçando uma queda abrupta do fluxo de calor. Nesta revisão discutiremos somente da primeira hipótese, quando a transição ocorre devido ao ciclo diurno médio do fluxo de calor na superfície.

É importante salientar que o ciclo diurno da CLP apresenta duas fases de decaimento da turbulência. A primeira, que ocorre no final da tarde e início de noite, se refere ao decaimento da CLC. Aqui cabe ainda o termo “enfraquecimento” da convecção, que é a fase em que ocorre a gradual diminuição do fluxo de calor devido à declinação do ângulo de inclinação solar (SORBJAN, 2007). A segunda se refere ao decaimento natural da camada residual,. Entretanto, como a interface entre CLC e CR não é bem definida, podemos considerar que o decaimento convectivo no interior da CM, i.e., acima da camada superficial, é continuado na CR. Assim, o estudo da transição vespertina torna-se um estudo da CR, como visto, por exemplo, em Degrazia et al. (2003) e Goulart et al. (2004a). Estabelece-se, então, que o decaimento da convecção ocorre com a diminuição do efeito térmico. Entretanto, a diminuição do efeito mecânico também provoca uma diminuição na energia turbulenta, mas normalmente de

importância bem menor. Este fato é comprovado quando se observa que o decaimento ocorre mais rapidamente em camadas sem cisalhamento (PINO et al., 2006).

A escala espacial da camada convectiva é a altura do topo da camada de mistura, que normalmente é determinada pelo gradiente de temperatura potencial ou valor mínimo do fluxo de calor, i.e., duas grandezas que são função direta do efeito térmico. Entretanto, verifica-se que tanto em estudos observacionais, como Kaimal et al. (1976) e Grant (1997), e de simulação numérica, como Nieuwstadt e Brost (1986) e Sorbjan (1997), indicam que a capa de inversão permanece constante durante a tarde, mesmo quando o fluxo de calor na superfície diminui.

Durante as fases de transição, é interessante observar a variação dos picos espectrais dos espectros de ECT. Nas fases estabelecidas, os picos espectrais (que representam o vórtice mais energético) tendem a permanecerem praticamente constantes com o tempo. Já durante as fases transitórias os picos podem mudar de posição devido à variação do fluxo de calor na superfície. Para o decaimento, Grant (1997) mostrou que com o passar do tempo os picos espectrais migram em direção às escalas menores. Isto pode ser explicado pelo fato que com a diminuição da alimentação térmica os vórtices mais energéticos tendem a diminuir de tamanho, pois o efeito térmico é a principal fonte de energia turbulenta nos grandes vórtices. Nieuwstadt e Brost (1986) e Goulart et al. (2003) mostraram que a posição do pico se manteve praticamente constante e Sorbjan (1997) mostrou que o pico se moveu em direção aos vórtices maiores, explicando que isto ocorre porque os grandes vórtices decaem mais lentamente. Pino et al. (2006) mostrou que, geralmente, as escalas de comprimento tendem a aumentar durante o decaimento porque as pequenas flutuações dissipam mais rápido que as maiores, fato que também é observado em Grimsdell e Angevine (2002).

Análises de simulação do decaimento da ECT por meio de simulações de grandes vórtices são apresentadas posteriormente.

2.5.2 Transição Matutina

A transição matutina é caracterizada pelo crescimento da convecção que ocorre após a fase noturna da CLP. Da mesma forma que a fase de decaimento, aqui a transição matutina é, em princípio, dividida em duas partes. A primeira é a fase que compreende desde o amanhecer até o ponto em que o fluxo de calor na superfície deixa de ser negativo e torna-se nulo. Com o amanhecer, a temperatura no solo começa a subir lentamente, diminuindo a estabilidade, fazendo a transição entre a CLE (se existir) e a CLN, o que demora cerca de 30 minutos (STULL, 1988). A segunda parte se refere ao crescimento da CLC, compreendendo desde o ponto em que o fluxo é zero até o ponto em que a convecção está estabelecida, com fluxo de calor se mantendo aproximadamente constante (no seu valor máximo) por poucas horas (SORBJAN, 2007). Essa segunda parte é mais discutida na literatura e dura cerca de algumas horas, terminando por volta do meio-dia, na chamada “convecção completa” (LAPWORTH, 2006) ou estabelecida. No presente trabalho, considera-se a segunda parte como a fase de transição matutina, pois temos como ponto de partida uma camada noturna neutra. Além disso, é a segunda parte a responsável mais diretamente pelo surgimento e estabelecimento da CLC. Diferentemente, Bange et al. (2007) divide a transição matutina da seguinte maneira: a primeira fase compreende o período de formação das primeiras plumas, até o ponto em que as mesmas atingem a base da CR. A segunda fase, mais curta, atua até o ponto em que as plumas atingem o topo da CR. Já Angevine et al. (2001) considera a primeira fase praticamente como citado no início do parágrafo (salientando que neste período a temperatura na inversão e na CR permanece inalterada) e a segunda se estende até a convecção atingir 200 m de profundidade (altura da torre relatada no artigo em questão). As observações do crescimento da CLC por torre têm o inconveniente da limitação vertical. Assim, observações feitas por avião ou helicóptero são mais representativas (ANGEVINE et al. 2001). Também encontram-se trabalhos sobre observações da evolução da CLC por radar ou radiossonda, como por exemplo em Noonkester (1976), Taconet e Weil (1983), Bonino et al. (1989), Chandrasekar et al. (2003) e Chemel e Chollet (2006). A física na zona de entranhamento é influenciada pelo fluxo de calor no interior da CM, que depende do fluxo de calor na superfície.

Assim, alguns trabalhos analisam a evolução da CLC através do comportamento do entranhamento no topo da CLC, como em Tennekes (1973), Deardorff (1979), Driedonks (1982), Batchvarova e Gryning (1990), entre outros.

O início da transição matutina tem como princípio a destruição da inversão térmica, constituída pela estabilidade da noite anterior e mais freqüente sob condições sinóticas anticiclônicas (KIESS e RIORDAN, 1987). Em terreno complexo, esta destruição é observada muito mais facilmente, pois em vales pode ocorrer o movimento ascendente devido à convergência dos ventos descendentes, provindos da brisa de montanha. Esse movimento ascendente no interior dos vales começa a erodir a camada de inversão, facilitando o rompimento total da inversão térmica pela ação das primeiras plumas convectivas (LENSCHOW et al., 1979; TRIANTAFYLLOU et al., 1995). Transições matutinas abruptas freqüentemente ocorrem em vales, mas raramente em platôs (planaltos). Estas transições súbitas ocorrem em decorrência da advecção de uma camada bem misturada para dentro de uma região mais baixa, ou vale, que é inicialmente mais fria e ainda não aquecida o suficiente pra tornar-se convectivamente instável. Entretanto este mesmo ar frio não é estável o suficiente para resistir muito tempo às forças que tendem a “tirá-lo” do vale e substituí-lo por ar mais quente, o que ocorre com o aumento de w^* (Lenschow et al. 1979, Banta, 1985). Riordan et al. (1986) e Helmis et al. (1990) salientam que apesar da CLP sobre vales apresentarem comportamentos parecidos, características como extensão, profundidade e largura dos cumes das montanhas, além da geografia do local em um sentido mais amplo, são fatores importantes na destruição da inversão térmica. Como já mencionado, o rompimento da camada de inversão ajuda no início da dispersão dos poluentes que estavam confinados na camada estável noturna, como observado em Garc et al. (2002) e em vários outros trabalhos que associam a concentração de poluente às fases de transição.

Além do tipo (complexo ou plano), a cobertura do terreno também influencia no crescimento da CLC, pois o aquecimento superficial é função do albedo da superfície. Assim, teoricamente uma superfície mais escura apresenta um crescimento convectivo mais rápido que uma mais clara. Encontram-se, na literatura, alguns trabalhos

comparando o crescimento sobre diferentes coberturas vegetais, como em Fisch et al., (2004).

Apesar da dificuldade em se simular uma fase de transição, algumas facilidades são notadas nas observações experimentais. Durante a manhã, as escalas verticais e horizontais relevantes ainda são pequenas e permitem medidas de turbulência com pequenas incertezas estatísticas (LENSCHOW e STANKOV, 1986), tanto que Grimsdell e Angevine (2002) mostram que suas análises do crescimento da convecção são mais consistentes do que as do decaimento. Além disso, efeitos perturbativos como a presença de nuvens não são tão comuns.

Em uma camada convectiva, a fonte de turbulência predominante é a térmica, não sendo diferente durante o processo de formação da CLC. Provavelmente por este motivo, observa-se que a transição da temperatura ocorre 20 a 40 minutos antes da transição da velocidade do vento (LENSCHOW et al. 1979), indicando que é o efeito térmico que provoca a transição. O tema de crescimento da convecção vem gerando trabalhos de modelagem, tanto analítica como numérica, como por exemplo em Bader e McKee (1983) e Nath e Patil, (2003), entretanto sem um enfoque na parametrização turbulenta, como uma análise espectral. Posteriormente, como mencionado anteriormente, é apresentada neste trabalho de tese a transição matutina simulada por LES para a verificação de um modelo analítico para o crescimento da convecção, além de referências de outras simulações por LES do crescimento da CLC.

2.6 Modelagem Numérica dos Fluxos Turbulentos

De acordo com Bardina et al. (1980) existem seis categorias de esquemas para aproximação de previsão de fluxos turbulentos (FERZIGER e PERIC, 2002):

- A primeira envolve o uso de correlações (entre flutuações de velocidade, temperatura, entre outras variáveis), devido à fricção, por exemplo.

Normalmente é empregada em cursos introdutórios, pois é limitada a escoamentos simples;

- A segunda usa equações integrais que podem ser derivadas das equações do movimento através de integração sobre uma ou mais coordenadas. Isto pode reduzir o problema para uma ou mais equações diferenciais ordinárias, que podem ser resolvidas diretamente;
- A terceira é baseada em médias das equações do movimento sobre o tempo (se o escoamento for estatisticamente permanente), sobre uma coordenada na qual o escoamento médio não varia, ou sobre um conjunto de realizações ou dados (*ensemble-mean*). Esta aproximação é chamada fechamento de um ponto (de primeira ordem) e leva a um conjunto de equações diferenciais parciais chamado de equações “média de Reynolds em Navier-Stokes” (em inglês: *Reynolds-averaged Navier-Stokes* – RANS);
- A quarta é a chamada “fechamento de dois pontos”, que usa equações para a correlação das componentes da velocidade em dois pontos espaciais ou, mais freqüentemente, a transformada de Fourier destas equações. É usada mais raramente, exceto no caso de turbulência homogênea;
- A quinta é a “Simulação Numérica Direta” (*Direct Numerical Simulation* – DNS), na qual as equações de Navier-Stokes são resolvidas para todos os movimentos no fluxo turbulento;
- Finalmente, existe a “Simulação dos Grandes Vórtices” (*Large-Eddy Simulation* – LES), que simula as grandes escalas de movimento e aproxima ou modela as pequenas escalas. Esta categoria situa-se entre o RANS e o DNS, como visto a seguir.

A turbulência na dinâmica de fluidos é constituída por vórtices de diversos tamanhos. Os vórtices, ou turbilhões, são movimentos provocados por efeitos mecânicos e/ou térmicos no fluido. Os efeitos térmicos e mecânicos são os responsáveis pela inserção ou retirada (no caso térmico, quando ocorre estratificação estável) de energia na camada, e os maiores vórtices são os que contêm a maior parte da energia, por isso são chamados de “vórtices que contém energia”. Richardson, em 1922, propôs a idéia da

transferência de energia entre os vórtices, alegando que os maiores transferem a energia para vórtices menores que, por sua vez, transferem a energia para vórtices menores ainda, em um processo chamado de “cascata de energia”. Essa idéia, primeiramente estabelecida em 1920, já havia sido declarada por Leonardo Da Vinci, no século XVI: “... os pequenos vórtices são praticamente incontáveis. Grandes objetos são girados apenas por grandes vórtices e não pelos pequenos, enquanto que pequenos objetos são girados por vórtices grandes e pequenos.” (GUERMOND et al. 2004). A transferência de energia dos vórtices maiores para os menores ocorre até a menor escala de vórtices, chamada escala de Kolmogorov, onde a energia é dissipada. Como diz a hipótese de Kolmogorov: a taxa de transferência de energia dos vórtices grandes para os pequenos é constante e independente do tempo. A dissipação da energia normalmente ocorre em forma de calor através do contato dos menores vórtices com uma superfície sólida.

Aplicando-se a DNS para simular a CLP sob condições típicas (escala de comprimento característica variando de $\lambda = 1000\text{ m}$ à microescala de Kolmogorov $\eta = 0,001\text{ m}$) e sabendo que o número de pontos de grade é dado por $(\lambda/\eta)^3$, seriam necessários 10^{18} pontos, o que está muito além da capacidade computacional disponível nos dias atuais (MOENG e SULLIVAN, 2002). Wyngaard (1984) indicou que modelos matemáticos de fluxos turbulentos em geral, e na CLP em particular, tornam-se viáveis apenas quando são feitas médias sobre o conjunto (*ensemble-mean*) das equações governantes. Tais médias sobre o conjunto requerem uma grande quantidade de dados compreendendo os campos turbulentos da CLP sob diferentes condições de grande escala - o que é uma tarefa difícil.

2.6.1 Modelo LES

Na CLP, os maiores vórtices, por possuírem maior parte da energia, são os principais responsáveis pelas características físicas da camada – especialmente a CLC. São esses vórtices que transportam quase toda a grandeza de fluxos de calor e momentum e ocupam uma proporção razoável (embora normalmente menos de 50%) da camada devido às suas dimensões (HUNT, 1998). Assim, o modelo de simulação de grandes vórtices, ou modelo LES (Large-Eddy Simulation), tem como filosofia a simulação do

comportamento dos vórtices que contêm energia e a parametrização dos menores. A separação entre os vórtices é feita através de um filtro passa-baixa, ou seja, os vórtices de menor frequência (maiores comprimentos de onda) são filtrados e simulados, enquanto que os de maior frequência são parametrizados. Chamamos a escala dos grandes vórtices de escala resolvida, enquanto que a escala dos menores vórtices é chamada de escala de subgrade, ou escala de subfiltro. Por isso, diz-se que a filosofia do LES situa-se entre a DNS e RANS, pois não simula todas as escalas como no DNS, mas parametriza os menores movimentos, como no RANS. Pode-se dizer que a idéia original empregada no modelo LES foi baseada em Deardorff (1970b e 1972), cuja aplicação é uma aproximação do trabalho de Smagorinsky et al. (1965) e com determinação da física de subgrade baseada em Smagorinsky (1963) e Lilly (1967) – este último que, por sua vez, baseou-se na teoria do subintervalo inercial de Kolmogorov de 1941, como citado em Wyngaard (2004). Salientando que boa parte, se não toda, da idéia de turbulência na CLP é baseada na teoria de Richardson, Frisch (1995) indica que Kolmogorov também baseou seu trabalho na teoria da cascata de energia. Contudo, como o processo de desenvolvimento do LES foi realizado por mais de um cientista, não é fácil identificar a origem da filosofia do modelo. Assim, é comum organizarmos a autoria do LES em ordem cronológica dos trabalhos, i.e., Smagorinsky (1963), Lilly (1967) e Deardorff (1970b), como descrito em Pope (2004). Entretanto, ressalta-se que a essência do LES foi inventada por Lilly, como declarado mais recentemente pelo próprio Smagorinsky (KANAK, 2004).

Hoje em dia, o modelo LES é vastamente empregado em dinâmica dos fluidos, inclusive como base empírica para comprovação e desenvolvimento de modelos analíticos, como visto em Ayotte et al. (1996), dada a eficiência na parametrização da CLP e dos avanços nas estruturas computacionais. Na literatura existem vários trabalhos de comparações entre modelos LES de diferentes resoluções ou esquemas de fechamento, principalmente para a CLC. No entanto, as diferenças são mínimas (desde que as resoluções não sejam tão baixas, como menores que 40^3 pontos de grade), ainda mais se considerarmos resultados referentes à camada de mistura (ZILITINKEVICH et al., 2006). Dos diversos estudos de LES encontrados atualmente, muitos foram

baseados em trabalhos conceituados, como Deardorff (1972, 1974b), Moeng (1984), Nieuwstadt e Brost (1986), Mason (1989), Schmidt e Schumann (1989), Lesieur e Metáis (1996).

A simulação dos grandes vórtices tem maior qualidade em situações onde os mesmos estão bem definidos. Isto acontece principalmente em uma camada limite convectiva, pois o efeito térmico é o principal fator na formação dos grandes vórtices (NIEUWSTADT, 1998). Além disso, os maiores vórtices têm um maior desenvolvimento longe dos contornos sólidos, como a superfície, que são locais onde a atuação dos pequenos vórtices – não só como dissipadores mas também como geradores de energia - é maior. A baixa precisão do modelo LES próximo a superfície é observada por Zilitinkevich et al. (1998) e Wyngaard (1998), entre outros.

Como mencionado no sub-item sobre a camada limite estável, o modelo LES é originalmente estruturado para a simulação de grandes vórtices, comuns em camadas convectivas, tendo dificuldades na simulação da CLE. Basicamente, o problema é que os vórtices característicos são muito menores na CLE do que os de uma CLC, o que requer uma resolução muito mais fina e, conseqüentemente, maior esforço computacional. Além disso, a simulação fica muito dependente dos movimentos de subgrade, o que pode implicar em desenvolvimento de teorias de parametrização. Entretanto, hoje em dia são cada vez mais comuns as simulações de camada noturna por LES. Sorbjan e Uliasz (1999) é um exemplo de trabalho empregando o modelo LES para análise sobre dispersão de poluição em CLE com nuvens. Análise sobre a simulação de grandes vórtices em camada estável é encontrada em Beare et al. (2006), por exemplo. Da mesma forma, o LES tem sido empregado com êxito na simulação das zonas de transição, como mostrado, por exemplo, em Goulart et al. (2003), Chandrasekar et al. (2003) e Sorbjan (2007).

Na maioria dos trabalhos, considera-se situações de céu claro como condição média da CLP, i.e., sob provável condição anticiclônica. Esta medida é tomada para que se evite a influência de fenômenos de escalas maiores na CLP – o que seria inevitável em condições ciclônicas. Da mesma forma, movimentos de mesoescala - como brisas de

vale, montanha ou mar – discutidas anteriormente, influenciam (e são influenciados) mais diretamente ainda na CLP. Assim, encontram-se trabalhos relacionando as diferentes escalas, ou inserindo a filosofia do LES em modelos de mesoescala. Hadfield et al. (1991a,b), Gopalakrishnan e Avissar (2000) e Gopalakrishnan et al. (2000) são exemplos de trabalhos que usaram a opção de simulação de grandes vórtices do RAMS (*Regional Atmospheric Modeling System*). Avissar et al. (1998), também usando o LES do RAMS, encontrou bons resultados na comparação da simulação do ciclo diurno com dados de lidar e sondagens meteorológicas.

Haja vista que o papel fundamental do modelo LES é a simulação dos grandes vórtices, cabe a parametrização de subgrade (pequenos vórtices) a maior parte das imprecisões (LESIEUR, 1997). Na literatura, encontra-se um grande número de parametrizações de subgrade, e a sua precisão é fundamental perto de contornos sólidos ou regiões de escoamento estaticamente estável. Desta forma, torna-se importante o desenvolvimento das parametrizações de subgrade, como visto em Mason (1994). Aqui, nos deteremos aos modelos de subgrade do modelo LES, em que a parametrização de Smagorinsky (1963) é considerada a mais usada e que mais serviu de base para as parametrizações atuais. Sullivan et al. (1994) apresenta uma parametrização de subgrade modificada com relação a de Smagorinsky, a fim de considerar as condições próximas ao contorno. Esta parametrização (usada neste trabalho), bem como a de Smagorinsky (1963), é discutida no próximo item. Outros trabalhos que apresentam novos modelos de subgrade são, por exemplo, Mason e Brown (1999), Ding et al. (2001 a,b). Porté-Angel et al. (2000), elaboraram um modelo de subgrade baseado em observações e na hipótese de Taylor. Também através da hipótese de Taylor, Tong et al. (1998 e 1999) definiram novas técnicas de medição das escalas resolvida e subgrade. Findikakis e Street (1979) formularam um modelo de subgrade algébrico com boa precisão, principalmente quando comparados com dados observados sob estratificação estável. Degrazia et al. (2007), como apresentado no Capítulo 4, sugere uma formulação de viscosidade turbulenta de subgrade baseada na teoria de Heisenberg. Mais recentemente, tem-se usado modelos dinâmicos de subgrade, como por exemplo em Germano (1991), que usa a magnitude dos movimentos de subfiltro para determinar o comprimento de mistura do

modelo de Smagorinsky. Frederiksen e Kepert (2006) mostraram que a modelagem LES, usando um modelo dinâmico de escala de subgrade (SGS) baseado em DNS, gerou espectros de ECT muito parecidos com os gerados por DNS de alta resolução. Uma análise mais detalhada da influência dos vórtices de diferentes tamanhos é apresentada nos próximos itens.

3 EQUAÇÕES PARA SIMULAÇÃO DE GRANDES VÓRTICES (LES)

Neste capítulo é apresentado o modelo numérico empregado para comprovar a modelagem analítica discutida nesta tese. Além disso, dada a precisão do modelo numérico em questão – *Large-Eddy Simulation* (LES) – seus resultados também são usados para análise de alguns parâmetros do ciclo diurno da camada limite planetária. Como já mencionado no capítulo anterior, existem algumas versões de modelo LES e, aqui, usamos a versão apresentada em Moeng (1984).

3.1 Equações para a escala resolvida

O LES utilizado na modelagem de CLP tem como base a equação de Navier-Stokes para um fluido incompressível, apresentada aqui em notação indicial:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + g_i \frac{\theta}{\theta_0} - f_c \varepsilon_{ij3} u_j - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (3.1)$$

onde u_i é a velocidade nas três direções ($i = 1, 2$ ou 3 , direções longitudinal, transversal e vertical, respectivamente), g_i é a aceleração da gravidade (nula, exceto em x_3), θ é a flutuação de temperatura potencial, θ_0 a temperatura potencial de referência, f_c é o parâmetro de Coriolis, p é a pressão do ar, ρ é a densidade do ar, ν é a viscosidade cinemática, t é o tempo e x_i são as coordenadas espaciais. A equação (3.1) satisfaz a equação da continuidade:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.2)$$

Podemos chamar a escala dos grandes vórtices de escala resolvida, que é simulada pelo LES, e de escala de subgrade (SGS) à escala dos pequenos vórtices, que são parametrizados. Esta separação dos vórtices por dimensões é feita através de um filtro passa-baixa, isto é, os pequenos vórtices (alta frequência) são removidos.

Aqui, usamos o filtro de Leonard (1974):

$$\bar{F}(x) = \int_D G(x-x') F(x') dx' \quad (3.3)$$

onde \bar{F} é a escala resolvida (a barra será denotada para os campos de escala resolvida). $G(x-x')$ é a função filtro. A versão do modelo LES a ser utilizada neste trabalho tem como função filtro uma expansão de série de Fourier truncada (LEONARD, 1974; WYNGAARD, 1984), que é eficiente na remoção das menores escalas de movimento da subgrade. Nas equações, os campos denotados por $()'$ referem-se à escala de subgrade. Aplicando a filtragem nas equações de Navier-Stokes para um fluido incompressível e fazendo a substituição $F(x) = \bar{F}(x) + F'(x)$ obtemos as equações do movimento para a escala resolvida nas três direções (MOENG, 1984):

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \overline{v \zeta_z} - \overline{w \zeta_y} + f_c \bar{v} - \frac{\partial P^*}{\partial x} - \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{uu}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{uv}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{uw}}{\partial z} \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = \overline{w \zeta_x} - \overline{u \zeta_z} + f_c \bar{u} - \frac{\partial P^*}{\partial y} - \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{vu}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{vv}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{vw}}{\partial z} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} = \overline{u \zeta_y} - \overline{v \zeta_x} + \frac{\bar{\theta}}{\theta_0} g - \frac{\partial P^*}{\partial z} - \frac{\partial \tau_{wu}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{wv}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{ww}}{\partial z} - \left\langle \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} \right\rangle \quad (3.6)$$

onde $\langle \rangle$ representa a média no plano horizontal; u , v e w são as componentes longitudinal, transversal e vertical da velocidade, respectivamente; $\zeta_x, \zeta_y, \zeta_z$ são as componentes de vorticidade nas direções x , y , e z , P^* é a pressão modificada, τ_{ij} são os estresses de Reynolds de subgrade, definidos como:

$$\tau_{ij} = R_{ij} - R_{kk} \delta_{ij} / 3 \quad (3.7)$$

onde

$$R_{ij} = \overline{u'_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}'_j} + \overline{\bar{u}'_i u'_j} \quad (3.8)$$

sendo R_{ij} é o tensor tensão de Reynolds de subgrade e δ_{ij} é o delta de Kronecker. Observa-se que na equação (3.6) ocorre a subtração da média horizontal da aceleração vertical para que seja garantido o equilíbrio hidrostático. As médias horizontais dos gradientes de pressão em (3.4) e (3.5) são consideradas como forçantes externas, sendo parâmetros de entrada no modelo através do vento geostrófico. Os termos de advecção não-linear de (3.4)-(3.6) são escritos através da soma do produto cruzado entre velocidade e vorticidade e o gradiente de energia cinética, para que seja conservada a média de volume da energia cinética (MOENG,1984).

O termo de pressão modificada P^* representa o desvio do valor local da média horizontal, isto é, $P^* = \bar{P} - \langle \bar{P} \rangle$ (DEARDORFF,1972) e é formulado da seguinte forma:

$$P^* = \frac{\bar{P}}{\rho_0} + \frac{R_{kk}}{3} + \frac{\overline{(u_k u_k)}}{2} \quad (3.9)$$

e através da equação de Poisson, temos que:

$$\nabla^2 P^* = \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} \quad (3.10)$$

onde H_x , H_y e H_z são as somas dos lados direitos das equações (3.4)-(3.6), exceto os termos de gradiente de P^* .

A equação da conservação da temperatura potencial na escala resolvida é:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial \tau_{\theta u}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{\theta v}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{\theta w}}{\partial z} \quad (3.2)$$

onde $\tau_{\theta j}$ representa o fluxo turbulento de calor sensível de subgrade para as três direções ($j = 1, 2$ e 3), sendo:

$$\tau_{\theta j} = \overline{\theta' u'_j} + \overline{\bar{\theta} u'_j} + \overline{\theta' u'_j} \quad (3.3)$$

Salienta-se, aqui, que as equações do movimento acima apresentadas satisfazem as condições das aproximações de Boussinesq para convecção rasa, implicando que as flutuações de temperatura potencial e de densidade estão relacionadas por $-\bar{\rho}/\rho_0 = \bar{\theta}/\theta_0$ e que o estado básico obedece a lei do gás ideal (Marques Filho, 2004).

3.2 Parametrização de Subgrade

Os pequenos vórtices contribuem muito menos no transporte de calor e momentum do que os vórtices maiores porque são mais isotrópicos e a energia contida neles é menor. Assim, o modelo LES é pouco influenciado pela parametrização de subgrade (MOENG, 1984), pelo menos em condições onde os movimentos de escala resolvida são dominantes, ou seja, os movimentos de subgrade não são desprezíveis próximos a contornos sólidos ou em condições de forte estratificação estável (SULLIVAN et al., 1994). Em regiões onde a escala resolvida é dominante, os movimentos de subgrade no interior da CLP servem principalmente para dissipar a energia absorvida dos movimentos das escalas maiores (MOENG e SULLIVAN, 2002).

Um ponto em comum entre os modelos de subgrade mais simples é a consideração de que os fluxos turbulentos de subgrade são relacionados à escala resolvida através de coeficientes de viscosidade (no caso de momentum) ou difusividade (calor, ou outro escalar) turbulentos. A parametrização mais usada para o coeficiente de viscosidade turbulenta é o modelo não-linear de Smagorinsky (1963), que considera um equilíbrio local entre a produção de cisalhamento e a dissipação de energia cinética turbulenta (ECT). Porém, na CLP em condições convectivas, a maior quantidade de ECT deve-se ao efeito térmico, implicando que a parametrização de Smagorinsky deve ser modificada (MARQUES FILHO, 2004).

Quando o cisalhamento médio do vento próximo à superfície aumenta, as escalas dominantes decrescem de tamanho, o que diminui a capacidade do LES nesta região. Sullivan et al. (1994) propuseram a seguinte formulação para o fluxo turbulento de momentum:

$$\tau_{ij} = -2\nu_t \gamma \overline{S_{ij}} - 2\nu_T \langle \overline{S_{ij}} \rangle \quad (3.4)$$

onde ν_t e ν_T são as viscosidades turbulentas flutuante e do campo médio, respectivamente; $\overline{S_{ij}}$ é o tensor taxa de deformação na escala resolvida, dado por:

$$\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (3.5)$$

$\langle \overline{S_{ij}} \rangle$ é a média horizontal do tensor taxa de deformação na escala resolvida e γ é o fator de isotropia. Pode-se interpretar que o fator de isotropia tem dupla função, pois além de considerar a anisotropia provocada pelo fluxo médio próximo a superfície, também controla a transição entre as parametrizações de subgrade e de média sobre ensemble. Esta transição é importante porque a parametrização de média sobre ensemble reproduz o perfil logaritmo médio do vento próximo a superfície. γ é dado por $\gamma = S' / (S' + \langle S \rangle)$, onde S' é uma estimativa do tensor taxa de deformação da pequena escala, dado por:

$$S' = \sqrt{2 \langle (\overline{S_{ij}} - \langle \overline{S_{ij}} \rangle) (\overline{S_{ij}} - \langle \overline{S_{ij}} \rangle) \rangle} \quad (3.6)$$

e a taxa de deformação da grande escala é:

$$\langle S \rangle = \sqrt{2 \langle \overline{S_{ij}} \rangle \langle \overline{S_{ij}} \rangle} \quad (3.7)$$

O fluxo turbulento de calor sensível (τ_{θ_j}) é descrito por:

$$\tau_{\theta_j} = -\nu_\theta \left(\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_j} \right) \quad (3.8)$$

E os coeficientes de difusividade turbulenta são:

$$\nu_t = C_k l e^{1/2} \quad (3.9)$$

e

$$\nu_{\theta} = \left(1 + \frac{2l}{\Delta s}\right) \nu_t \quad (3.10)$$

onde e é a energia cinética turbulenta de subgrade, C_k é uma constante (consistente com a teoria do subintervalo inercial de Kolmogorov) igual a 0,1 (MOENG,1984), Δs é o espaçamento médio da grade, ou seja, $\Delta s = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ e l é o comprimento de mistura de subgrade. Para condições de estratificação negativa (condições convectivas), temos que $l = \Delta s$, e no caso de estratificação estável, l é reduzido de acordo com Deardorff (1980):

$$l = \frac{0,76 e^{1/2}}{\left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}\right)^{1/2}} \quad (3.20)$$

Desta forma, temos que $\nu_{\theta} = \nu_t$ para condições muito estáveis e $\nu_{\theta} = 3\nu_t$ para condições convectivas.

O coeficiente de viscosidade do campo médio, ou a parte não-homogênea do coeficiente de difusividade turbulenta de momentum (MARQUES FILHO, 2004), é dada por (SULLIVAN et al.,1994):

$$\nu_T = (C_k l)^2 \sqrt{\left(\frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \langle \bar{v} \rangle}{\partial z}\right)^2} \quad (3.11)$$

A equação da energia cinética turbulenta de subgrade e (também podendo ser denotada por e') é dada por (MOENG E SULLIVAN,2002):

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\bar{u}_j \frac{\partial e}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \bar{u}' \left[e + \overline{P'/\rho_0} \right] \right\} - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta_0} \overline{w' \theta'} - \varepsilon \quad (3.12)$$

onde ρ_0 é uma densidade do ar de referência. Aqui, a barra dentro dos termos em colchetes significa média de Reynolds. Os termos da direita representam, respectivamente: advecção de e pelo movimento da escala resolvida, transporte de pressão e de e , produção de cisalhamento local, produção de flutuação local e taxa de dissipação molecular. Os termos $\overline{u'_i u'_j}$ e $\overline{w' \theta'}$ são aproximados por (3.13) e (3.17), respectivamente. A taxa de dissipação molecular e o termo de transporte são dados por (MOENG,1984):

$$\varepsilon = C_s \frac{e^{3/2}}{l} \quad (3.13)$$

$$\overline{u' \left[e + P' / \rho_0 \right]} = -2\nu_t \frac{\partial e}{\partial x_i} \quad (3.14)$$

onde $C_s = 0,19 + 0,74(l/\Delta s)$ (MOENG e WYNGAARD, 1988). Em condições convectivas, $l = \Delta s$, logo $C_s = 0,93$.

Assim, as equações principais do modelo são: as equações do movimento (3.4)-(3.6), a equação da conservação da temperatura potencial (3.11) e a equação da energia cinética turbulenta de subgrade (3.22), da qual dependem os coeficientes de difusão.

3.3 Esquema numérico

O presente trabalho segue o esquema numérico apresentado por Moeng (1984) e Marques Filho (2004). Considerando a turbulência na atmosfera como horizontalmente homogênea, foi usada nas direções x e y uma representação pseudoespectral, pois, para o mesmo número de pontos de grade, a representação de Fourier apresenta uma melhor resolução numérica do que o método de diferenças finitas (ORZAG, 1971).

Já na direção vertical, como a turbulência não é homogênea, é usado um esquema de diferenças finitas de segunda ordem centrado no espaço. O avanço no tempo é feito usando o esquema Adams-Bashforth, esquematizado basicamente como segue:

Dada a função:

$$\frac{dy}{dt} = f(y, t) \quad \text{temos que} \quad y^{n+1} = y^n + \int_{ndt}^{(n+1)dt} f(y, t) dt \quad (3.15)$$

onde n representa o passo de tempo. Resolvendo a integral, temos o esquema de Adams-Bashfort:

$$y^{n+1} = y^n + dt \left[\left(\frac{3}{2} \right) f^n - \left(\frac{1}{2} \right) f^{n-1} \right] \quad (3.16)$$

Dados como o número de pontos de grade, as dimensões da grade, altura inicial da CLP, comprimento de rugosidade, temperatura inicial da camada de mistura, componentes longitudinal e transversal do vento geostrófico, características da intensidade do entranhamento e fluxo de calor sensível na superfície são dados de entrada no modelo.

O método pseudo-espectral permite a aplicação de condições de contorno cíclicas, ideal para escoamentos sobre superfícies homogêneas. A condição de contorno inferior é rígida, com velocidade vertical nula. A teoria da similaridade de Monin-Obukhov é empregada para estimar as médias horizontais dos fluxos de superfície. O topo da CLP localiza-se na metade do domínio vertical da grade para evitar a influência da condição de contorno superior, que é radiativa, o que evita uma possível interferência ocasionada pela reflexão no contorno superior.

Também como condição de contorno superior, os gradientes verticais das componentes horizontais do vento, os fluxos turbulentos de subgrade e a velocidade vertical são nulos. As componentes do vento geostrófico são prescritas no modelo e a temperatura potencial do estado básico é considerada igual a temperatura potencial média na CLS.

Para assegurar a incompressibilidade, a equação de Poisson é resolvida inserindo um termo de divergência $(2/3)(\partial(\partial u_i / \partial x_i) / \partial t)$ no lado direito da forma numérica da equação da pressão modificada. Além de evitar a ocorrência de campos de divergência não-nula, a adição deste termo evita erros de truncamento (DEARDORFF, 1973).

4 RESTRIÇÃO FÍSICA PARA A ESCOLHA DE GRADE EM LES

O espaçamento de grade é um dos parâmetros computacionais difíceis de serem determinados, pois além da questão da estabilidade numérica¹, o analista deve realizar várias simulações e verificar com que espaçamento um menor refinamento não altera significativamente o resultado da simulação, ou seja, vai se refinando progressivamente a grade computacional até que o resultado da simulação não se altere significativamente em dois refinamentos sucessivos da grade. Contudo este procedimento tem um conteúdo subjetivo.

Assim, a escolha da resolução da grade é baseada no número de pontos de grade que o ambiente computacional disponível consegue executar, em um tempo razoável, para simular corretamente. Como a dimensão dos vórtices que possam ser descritos explicitamente pelo modelo é da ordem do espaçamento médio da grade, quanto maior a resolução, maior o número de vórtices que o modelo simulará. Ao longo dos anos, muitos autores têm simulado a CLP usando o modelo LES com diferentes resoluções (MOENG, 1984; SORBJAN, 1997), mas um espaçamento habitual para a CLC horizontalmente homogênea tem sido $\Delta x \approx 50 \text{ m}$ como, por exemplo, em Moeng e Wyngaard (1988), Moeng e Sullivan (1994), Sullivan et al. (1994), Moeng e Sullivan (2002) e Goulart et al. (2003). Entretanto, em uma CLC, onde os vórtices responsáveis pelo transporte de energia têm dimensões da escala da profundidade da camada, mesmo uma simulação com resolução de grade não tão fina pode gerar bons resultados e economizar tempo computacional. Fedorovich et al. (2004) comparando simulações de uma CLC com resolução grossa ($\Delta x = 100 \text{ m}$) com uma simulação com resolução mais fina ($\Delta x = 50 \text{ m}$) não encontraram diferenças significativas, indicando que a maioria das simulações pode ser realizada com a malha grossa, sem prejuízo aos resultados.

¹ Para estabilidade de métodos numéricos de integração temporal explícita é necessário cumprir uma relação entre a discretização temporal e espacial (HOFFMAN, 1992).

Recentemente Degrazia et al. (2007) sugeriram uma restrição física pra a escolha do espaçamento de grade, e algumas relações entre a dimensão dos espaçamentos nas três direções, baseada na teoria da transferência de energia de Heisenberg.

4.1 Modelo de Heisenberg para a viscosidade turbulenta cinemática

De acordo com Degrazia et al. (2007), a teoria de Heisenberg assume que o processo de cascata de energia apresentado em um espectro de ECT, ou seja, transferência de energia dos vórtices maiores para os menores, é controlado pelo coeficiente de viscosidade turbulenta cinemática (VTC). A magnitude de VTC depende dos vórtices do subintervalo inercial que causam a viscosidade, além dos próprios vórtices da escala espectral de viscosidade, i.e., vórtices com número de onda entre k_c e ∞ , onde k_c é o número de onda de corte - limite entre os vórtices da escala resolvida e os vórtices da escala de subgrade..

Um VTC é obtido pelo produto entre as escalas turbulentas características de comprimento e velocidade. Fazendo uma análise dimensional, obtemos o VTC (HEINZE, 1975):

$$v_T = \int_{k_c}^{\infty} C_H \sqrt{\frac{E(k)}{k^3}} dk \quad (4.1)$$

Onde C_H é a constante adimensional de transferência espectral de Heisenberg, k é o número de onda e $E(k)$ é o espectro tridimensional de energia turbulenta no subintervalo inercial, dado de acordo com Kolmogorov:

$$E(k) = \alpha_K \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (4.2)$$

Onde α_K é a constante de Kolmogorov e ε é a taxa de dissipação. Substituindo (4.2) em (4.1), e considerando $C_H = 0,47$ e $\alpha_K = 1,52$ (CORRSIN, 1963; MUSCHINSKI e ROTH, 1993) temos:

$$v_T = 0,44 \varepsilon^{1/3} k_c^{-4/3} \quad (4.3)$$

Por outro lado, de acordo com a teoria de Kraichnan para a viscosidade turbulenta no espaço espectral, Lesieur e Metais (1996) apresentam a seguinte formulação para VTC:

$$v_T = \frac{2}{3} \alpha_K^{-3/2} \left[\frac{E(k_c)}{k} \right]^{1/2} \quad (4.4)$$

Onde $E(k_c)$ é o espectro de ECT no k_c . Substituindo (4.2), para $k = k_c$, em (4.4), temos:

$$v_T = 0.44 \varepsilon^{1/3} k_c^{-4/3} \quad (4.5)$$

A igualdade entre (4.5) e (4.3) mostra a coerência do modelo (4.4) com o valor experimental da constante de Heisenberg. Reescrevendo a equação da taxa de dissipação (3.23) como:

$$e^{1/2} = \frac{1}{C_\varepsilon^{1/3}} \varepsilon^{1/3} l^{1/3} \quad (4.6)$$

E substituindo em (3.18), temos:

$$\frac{v_T}{\varepsilon^{1/3}} = 0.102 l^{4/3} \quad (4.7)$$

Sabendo que o comprimento de onda de corte é $\lambda_c = 2\Delta x$ (STULL, 1988) e que $k_c = 2\pi/\lambda_c$, pode-se definir k_c em função do espaçamento de grade horizontal:

$$k_c = \frac{\pi}{\Delta x} \quad (4.8)$$

E inserindo em (4.3), temos uma nova versão para a VTC de acordo com Heisenberg:

$$\frac{v_T}{\varepsilon^{1/3}} = 0.096 (\Delta x)^{4/3} \quad (4.9)$$

Como mencionado no item 3.2, em condições convectivas temos que $l = \Delta s$. Assim, comparando (4.9) com (4.7) temos:

$$\Delta s = l \cong 0.96\Delta x \approx \Delta x \quad (4.10)$$

Considerando (4.10), agora temos que $k_c = \pi/\Delta s$, e conseqüentemente $(\nu_T)_{\text{Heis}}/(\nu_T)_{\text{Smag}} = 0.96 \approx 1$, ou seja, as viscosidades baseadas em Smagorinsky e Heisenberg são similares. A pequena diferença pode residir no fato que as constantes C_H e C_K serem definidas através de experimentos (DEGRAZIA et al., 2007). Tal similaridade é atribuída à filosofia em que ambas as teorias são baseadas.

Para o caso de turbulência horizontalmente homogênea, podemos assumir que $\Delta x = \Delta y$. Empregando esta consideração na relação de Weil et al. (2004) para o espaçamento médio:

$$\Delta s = \left[\left(\frac{3}{2} \right)^2 \Delta x \Delta y \Delta z \right]^{1/3} \quad (4.11)$$

E substituindo em (4.10), obtemos a seguinte relação entre o espaçamento vertical Δz e o espaçamento horizontal Δx (ou Δy):

$$\Delta z = 0,4\Delta x \quad (4.12)$$

Esta relação entre Δx e Δz já foi usada em trabalhos anteriores, como em Moeng e Wyngaard (1988) e Moeng e Sullivan (2002) entre outros. Relações aproximadas são encontradas, por exemplo, em Hadfield et al. (1991a) ($\Delta z \cong 0,48\Delta x$) e Sullivan et al. (1996) ($\Delta z \cong 0,45\Delta x$, para malha fina). Desta forma, sabendo-se a dimensão do espaçamento em uma direção, obtêm-se os espaçamentos nas demais direções. Para uma malha com o mesmo número de pontos nas três direções, o domínio para simulação da CLC de $5 \text{ km} \times 5 \text{ km} \times 2 \text{ km}$ é empregado neste trabalho em todas as simulações, estando de acordo com a relação (4.12). A seguir, será visto que os espaçamentos podem ser escolhidos respeitando uma restrição física: a altura da camada de mistura.

4.2 O espaçamento de grade como função da altura da CLC

Observações mostram que por toda a extensão da camada de mistura, o espectro horizontal apresenta um comportamento independente da altura para um determinado comprimento de onda do subintervalo inercial λ_c (KAIMAL et al., 1976 – Figura 3). Isto indica que k_c pode ser escrito como $k_c = 2\pi/\lambda_c$, e comparando com (4.8) temos:

$$\Delta x = \frac{\lambda_c}{2} \quad (4.13)$$

Ainda de acordo com as observações de Kaimal et al. (1976), obtém-se a seguinte relação entre o comprimento de onda no subintervalo inercial e a altura da CLC:

$$\lambda_c \cong 0,1 z_i \quad (4.14)$$

E com as equações (4.10) à (4.14), obtemos os espaçamentos de grade em função da altura do topo da CLC (DEGRAZIA et al., 2007):

$$\begin{cases} \Delta x = \Delta y = 0,05 z_i \\ \Delta z = 0,02 z_i \\ \Delta s = 0,048 z_i \end{cases} \quad (4.15)$$

Isto significa que para uma CLC de 1000 m de altura, teremos $\Delta x = \Delta y \cong 50 m$ e $\Delta z \cong 20 m$ como escolhas para o espaçamento de grade. Espaçamentos como estes, ou bastante similares, já foram vastamente empregados em simulações de CLC. A seguir, a restrição física para a escolha dos espaçamentos de grade é verificada por meio do modelo LES.

4.3 Verificação da restrição física para a escolha da grade por meio de simulações de grandes vórtices

Por meio do modelo LES (apresentado no Capítulo 3) verificou-se se a idéia proposta por Degrazia et al. (2007) reproduz bem o comportamento de uma CLC. Assim, foram feitas cinco simulações listadas na Tabela 4.1 (NUNES et al. 2005). Essencialmente, os

experimentos diferem entre si na resolução da grade e conseqüentemente na razão $r \equiv \Delta x / (z_i)_0$, onde $(z_i)_0$ é a altura inicial da CLC e N_j ($j = x, y, z$) é o número de pontos de grade em cada direção. Todas as simulações tiveram o mesmo domínio ($5 \text{ km} \times 5 \text{ km} \times 2 \text{ km}$). A Figura 4.1 apresenta uma comparação entre os diferentes espaçamentos de grade usados neste trabalho, onde é mostrada uma parte de $312,5 \text{ m} \times 312,5 \text{ m}$ de grade horizontal, o que representa 4 células da grade com resolução mais grossa. O trabalho de Degrazia et al. (2007) mostrou que $r = 0,05$, utilizado aqui nas simulações S2 e S2₆₄, é um valor adequado para representar bem a CLC. Os trabalhos de Moeng & Sullivan (1994 e 2002), entre outros, também utilizaram este valor, embora na literatura possam ser encontrados outros valores de r , como por exemplo $r \approx 0,156$ (MOENG, 1984) ou $r \approx 0,1$ (HADFIELD et al., 1991a; BROWN et al., 1996; DE ROODE et al., 2004). Antonelli et al. (2003) empregou $r = 0,04$ e em Sullivan et al. (1996) encontram-se diferentes resoluções de grade que variam de $r = 0,01$ a $0,06$.

TABELA 4.1 – Descrição das simulações para a verificação da restrição física para a escolha de grade

Simulações	$r = \Delta x / (z_i)_0$	(N_x, N_y, N_z)	$(z_i)_0$ (m)
S1	0,04	(128,128,128)	1000
S2	0,05	(96,96,96)	1000
S2 ₆₄	0,05	(64,64,64)	1550
S3	0,078	(64,64,64)	1000
S4	0,156	(32,32,32)	1000



FIGURA 4.1 – Comparação entre os espaçamentos das diferentes resoluções usadas para a verificação da restrição física para a escolha de grade.

O passo de tempo (Δt) neste modelo é variável para que se mantenha a estabilidade numérica, variando de acordo com a velocidade máxima do escoamento em cada iteração. Na simulação com resolução mais grossa, o Δt variou de 3,6 à 9,4 s, e na simulação com resolução mais fina, variou de 1,4 à 2,4 s. Como as características em uma camada convectiva variam pouco depois que a turbulência está bem desenvolvida, as simulações foram executadas para que estimem o comportamento da camada em um período de 2,5 horas, ou seja, a iteração final (t_f) representa a simulação de 2,5 horas uma CLC sobre uma superfície qualquer (hipotética).. Os resultados do modelo LES somente são estatisticamente significantes após o modelo atingir a condição de quase-equilíbrio (CQE) (NIEUWSTADT et al. 1992; MOENG et al. 2004), que é o instante em que a turbulência já está bem resolvida. Como as simulações têm diferentes passos de tempo, a condição de quase-equilíbrio – verificada, aqui, por meio de análise da variação temporal de ECT - foi atingida com um número diferente de iterações. Por exemplo, a S1 atingiu a CQE na iteração 1600 e na iteração 7000 atingiu a t_f . Já a S4 atingiu a CQE na iteração 400 e a t_f na iteração 1000.

Em todas as simulações, a temperatura inicial da camada de mistura é de 300 K, o comprimento de rugosidade é 0,16 m, a componente longitudinal do vento geostrófico é de 10ms^{-1} e a componente transversal é nula O fluxo de calor sensível na superfície é de $0,24\text{Kms}^{-1}$.

A restrição física sugerida por Degrazia et al. (2007), equação (4.15), indica que em um domínio espacial constante, para se chegar ao $r = 0,05$ devemos aumentar o número de pontos de grade ou considerar uma CLC mais profunda. A simulação S2 considera uma CLC típica de 1000 m de profundidade e a S2₆₄ possui a mesma grade de S3, mas com uma CLC de 1550 m de altura, para que se mantenha o valor de r . A Figura 4.2 apresenta a comparação entre as simulações empregando o r sugerido por Degrazia et al. (2007) através dos perfis verticais médios de vento longitudinal e temperatura potencial. Os perfis são estimados por meio das médias sobre os planos horizontais de cada nível vertical, simbolizadas por < >.

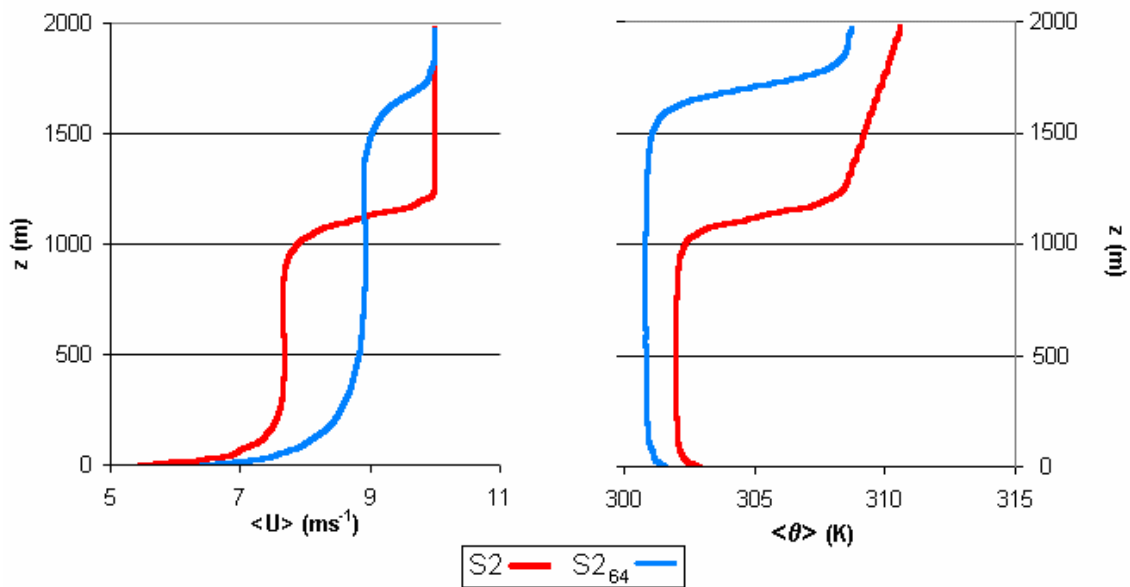


FIGURA 4.2 – Comparação entre os perfis verticais médios de vento longitudinal e temperatura potencial.

A Figura 4.2 mostra que os perfis da componente longitudinal do vento e da temperatura potencial apresentam um comportamento de acordo com a literatura (STULL, 1988, AYOTTE et al., 1996), isto é, forte gradiente próximo à superfície e na zona de entranhamento e gradiente quase nulo na camada de mistura. A camada mais profunda e com resolução menor apresentou maior velocidade e menor temperatura. Como a profundidade da CLP é maior na simulação S2₆₄ do que em S2 e como a energia térmica que está sendo injetada no sistema é a mesma (mesmo fluxo de calor de superfície), o fato que $\theta_{S2_{64}} < \theta_{S2}$ faz sentido. Além disso, como a forte mistura na CLC tende a homogeneizar a distribuição de energia, dever-se-ia esperar que, para um sistema próximo do equilíbrio, o vento longitudinal para a CLC de S2₆₄ tenha uma intensidade maior do que o vento longitudinal da simulação S2. Deste modo, os resultados das simulações estão de acordo com o que se espera qualitativamente.

Para uma melhor comparação entre as simulações, as próximas figuras mostrarão as comparações entre as simulações das CLPs com mesma altura inicial de topo, isto é, as simulações S1, S2, S3 e S4.

4.3.1 Perfis médios de velocidade longitudinal

A Figura 4.3 mostra que as simulações S1 e S2 apresentam perfis de componente longitudinal do vento quase idênticos, como esperado. As simulações S3 e, principalmente a S4, apresentam um gradiente no interior da camada de mistura um pouco maior do que nos demais experimentos, indicando menos mistura, enquanto que o gradiente na zona de entranhamento foi menor, o que representa um maior entranhamento da CLC com a atmosfera livre também uma capacidade menor de reter a ascendência das plumas mais intensas (NELSON et al., 1989). Assim como na Figura 4.2, observa-se uma velocidade longitudinal média na camada de mistura maior quando a resolução é mais grossa. Todavia, as diferenças apontadas não são devidas a nenhuma alteração na geometria ou nas condições da dinâmica (como a energia fornecida ao sistema). Ou seja, as diferenças mostradas na Figura 4.3 são devidas a uma representação inadequada da CLC por causa do espaçamento de grade escolhido. No gráfico, S1 é representada pela linha azul, S2 pela vermelha, S3 pela cinza e S4 pela verde.

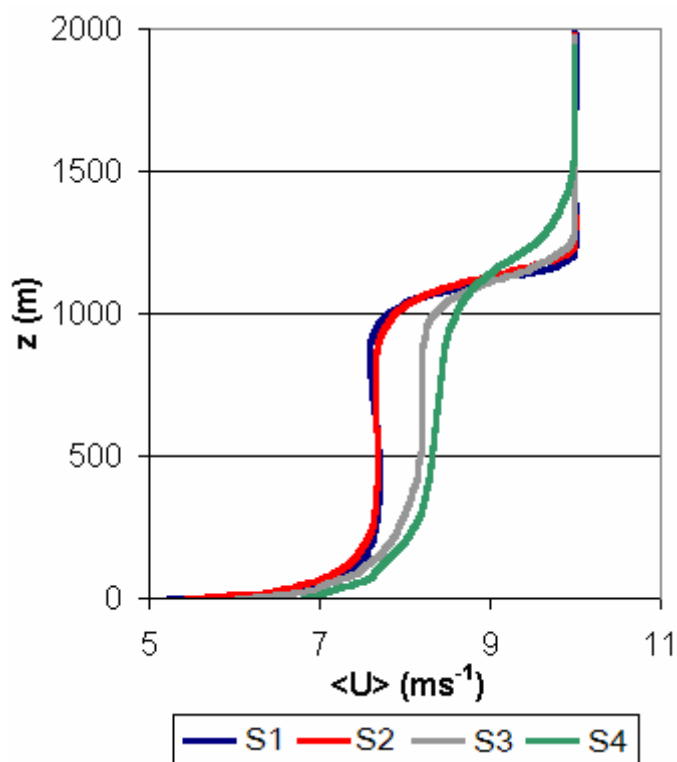


FIGURA 4.3 – Comparação entre os perfis médios da componente longitudinal do vento.

4.3.2 Perfis médios de temperatura potencial

A comparação entre os perfis de temperatura potencial é mostrada na Figura 4.4. Novamente, nota-se que quanto mais grossa for a resolução menor é a temperatura da camada de mistura. Observa-se, também, a grande semelhança entre os perfis S1 e S2 e entre S3 e S4. A representação inadequada da CLC é também percebida aqui, pelo perfil da temperatura potencial.

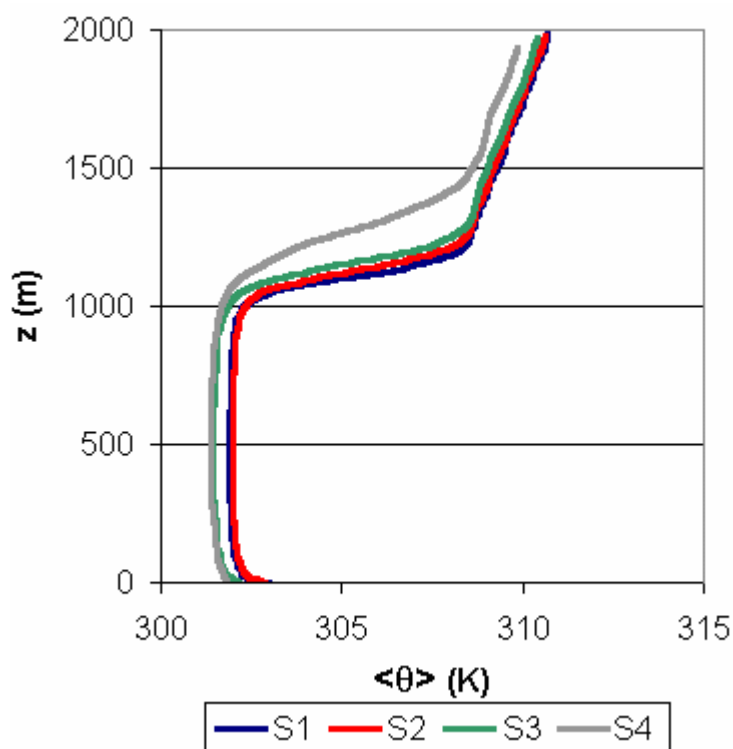


FIGURA 4.4 – Comparação entre os perfis médios de temperatura potencial

Portanto, com base nas Figuras 4.3 e 4.4, verificam-se dois grupos de simulação com comportamentos diferentes: resolução mais fina (S1 e S2) e resolução mais grossa (S3 e S4). Por outro lado, verifica-se que se aumentarmos a resolução mais do que no S2 o ganho na representação da CLC não deve ser muito grande. Deste modo, o critério examinado no presente estudo (restrição física para o espaçamento de grade, i.e., resolução em função da altura da CLC) mostra-se como uma alternativa objetiva e adequada para a determinação do espaçamento de grade.

4.3.3 Perfis médios de variâncias de velocidade

As variâncias de velocidade total (componentes longitudinal, transversal e vertical) fornecem uma idéia da energia cinética turbulenta tridimensional na camada. Aqui, as variáveis são apresentadas separando as partes simuladas (escala resolvida, denotada com o índice LE – *large eddy*), que representam os grandes vórtices, e as partes parametrizadas (escala de subgrade, denotada com o índice S). A Figura 4.5 apresenta os perfis médios da razão entre as variâncias da escala resolvida e as variância totais (escala resolvida e escala de subgrade), como apresentado por Weil et al. (2004) para a escala de subgrade (Figura 4.6).. Esta razão determina a fração da variância de velocidade total, e conseqüentemente da ECT, que representa a ação dos grandes vórtices.

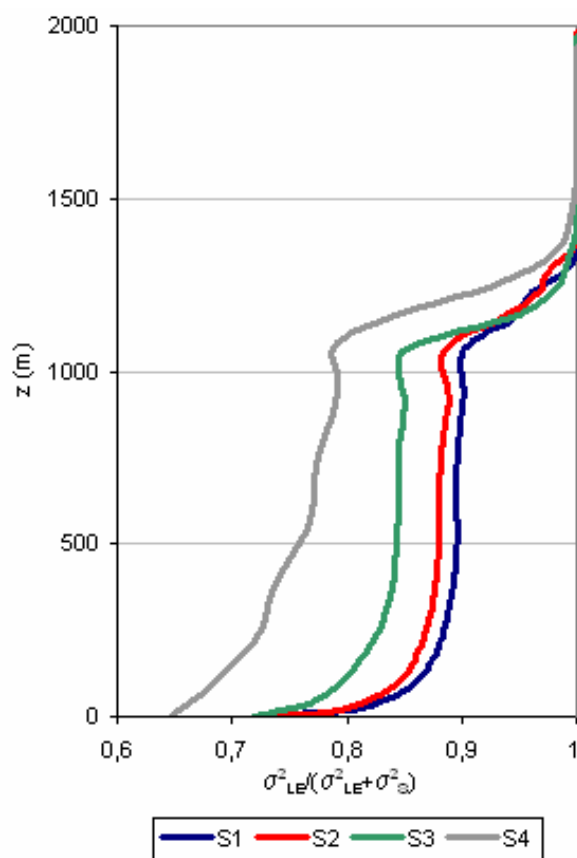


FIGURA 4.5 – Comparação entre os perfis da razão entre as variâncias da escala resolvida e as variâncias totais.

Na Figura acima, observa-se que todos os perfis apresentam gradientes na CLS e na zona de entranhamento, e a camada de mistura apresentando um gradiente quase nulo. Esta característica é mais intensa quanto maior for a resolução da simulação, sendo que a simulação S4, diferencia-se mais das demais. Além disso, os perfis mostram valores maiores de variância dos grandes vórtices para as resoluções mais finas. Este resultado era esperado, haja vista que quanto maior for a resolução, maior a quantidade de vórtices simulados, i.e., maior a quantidade de vórtices da escala resolvida. Isto indica que, por exemplo, na simulação mais fina a escala espacial dos grandes vórtices varia desde aproximadamente 40 *m* (espaçamento horizontal) até a escala da profundidade da CLC, enquanto que na simulação com resolução mais baixa, a escala dos grandes vórtices começa com aproximadamente 155 *m*. Desta forma, a Figura 4.5 apresenta coerência, pois as simulações com maior resolução representam a energia de um número maior de vórtices. Na comparação, nota-se, novamente, que as simulações S1 e S2 apresentam um comportamento bastante similar.

A Figura 4.6 apresenta o gráfico similar ao anterior, mas para a razão entre as variâncias de subgrade e as variâncias totais.

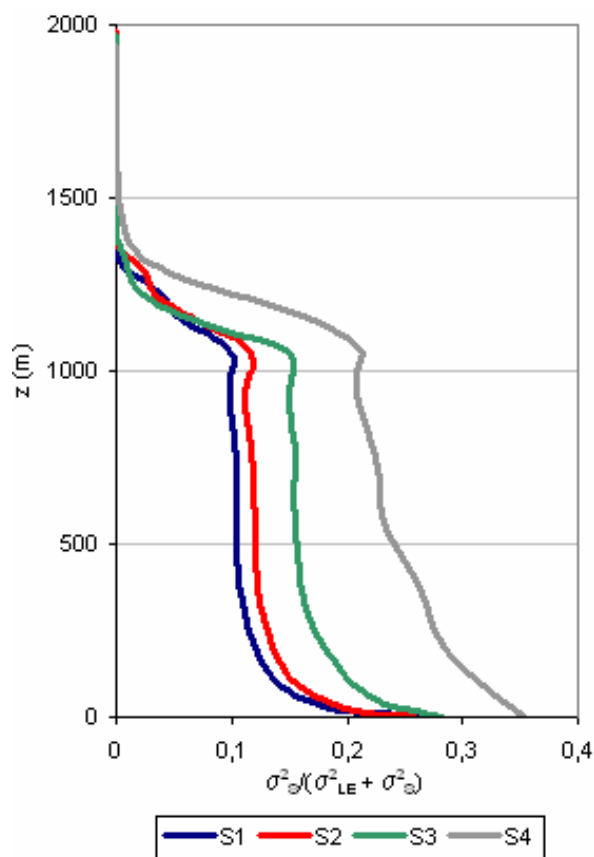


FIGURA 4.6 – Idem a Figura 4.5, mas para a variância da escala de subgrade.

Analisando as figuras 4.5 e 4.6, observamos que a escala de subgrade exerce maior influência perto do contorno sólido, a superfície, como indica a literatura (por exemplo, WEIL et al., 2004). A ação dos pequenos vórtices torna-se pequena e verticalmente constante por toda a extensão da camada de mistura, sendo drasticamente diminuída na zona de entranhamento, tornando-se desprezível na atmosfera livre. Como esperado, assim como no caso da escala resolvida, aqui também a simulação com resolução mais grossa apresentou um comportamento mais diferenciado das demais, e as simulações S1 e S2 apresentaram resultados bastante similares. Assim como a simulação com resolução mais fina simula um número maior de vórtices, a simulação com resolução mais grossa parametriza um número maior de vórtices. A Figura 4.7 mostra dois tipos de perfis: os perfis da variância de subgrade normalizados pela escala de velocidade convectiva e os perfis da diferença entre as variâncias da escala resolvida e da escala de subgrade, também normalizadas.

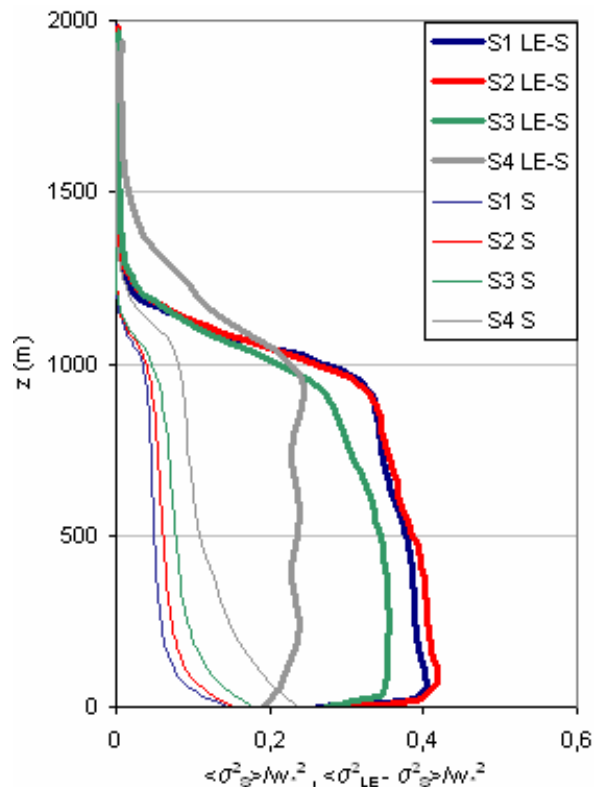


FIGURA 4.7 – As linhas finas representam as variâncias de subgrade normalizadas e as linhas grossas representam a diferença entre as variâncias da escala resolvida e as escalas de subgrade normalizadas

Na Figura 4.7, como esperado, os perfis normalizados de variância da escala de subgrade apresentam resultados similares ao da Figura 4.6. As características observadas nos gráficos anteriores também são verificadas nos perfis que mostram a diferença entre as variâncias das escalas simuladas e as parametrizadas. Contudo, aqui as semelhanças entre a S1 e a S2 são ainda mais evidentes, bem como a discrepância da simulação S4 com relação às demais. Ainda sobre a S4, observa-se nos níveis mais baixos que a variância de subgrade é até maior que a diferença entre os valores da escala resolvida e os da escala de subgrade. Aqui, vale lembrar que quanto maior for a influência da parametrização de subgrade, maior a imprecisão da simulação. Isto porque toda a parametrização é uma aproximação que, como tal, tem inserido um determinado erro. Desta forma, quanto maior o valor do gráfico $\langle \sigma_{LE}^2 - \sigma_S^2 \rangle$ (linhas grossas da Figura 4.7) mais confiáveis os resultados.

Por meio das figuras de variâncias de velocidade acima, nota-se que as diferentes resoluções empregadas nas simulações provocam diferentes balanços de energia, i.e., resoluções mais finas acarretam em mais energia nos vórtices resolvíveis do que as simulações com resoluções mais grossas que, por outro lado, apresentam vórtices de subgrade mais energéticos que as demais. Assim, como mostrado na Figura 4.8, a energia cinética da escala total – representada pela variância dos vórtices das escalas resolvida e subgrade – apresenta perfis semelhantes, o que significa que a diferença nas resoluções implica em diferentes balanços energéticos de uma mesma quantidade de energia total. Isto é explicado pelo fato das simulações representarem o mesmo fenômeno, variando apenas os espaçamentos de grade.

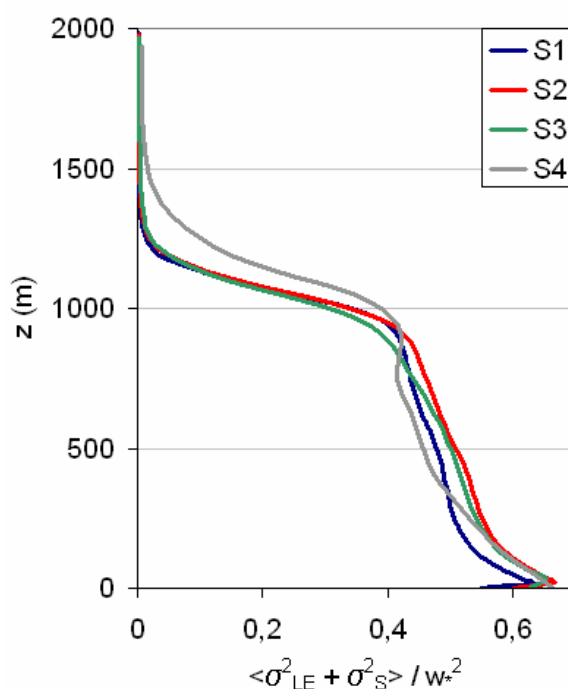


FIGURA 4.8 – Perfis de variância total normalizados pelo quadrado da velocidade convectiva.

4.3.4 Perfis médios de fluxo de calor sensível

A Figura 4.9 mostra que os perfis médios de fluxo vertical de calor das simulações apresentam resultados bastante similares e coerentes com a literatura (TENNEKES, 1973; DEARDORFF, 1979), com valores maiores próximos a superfície, que é a fonte

de energia térmica, diminuindo com a altura até atingir, no caso da escala resolvida, um valor mínimo (ou máximo negativo) que representa a altura do topo da CLC.

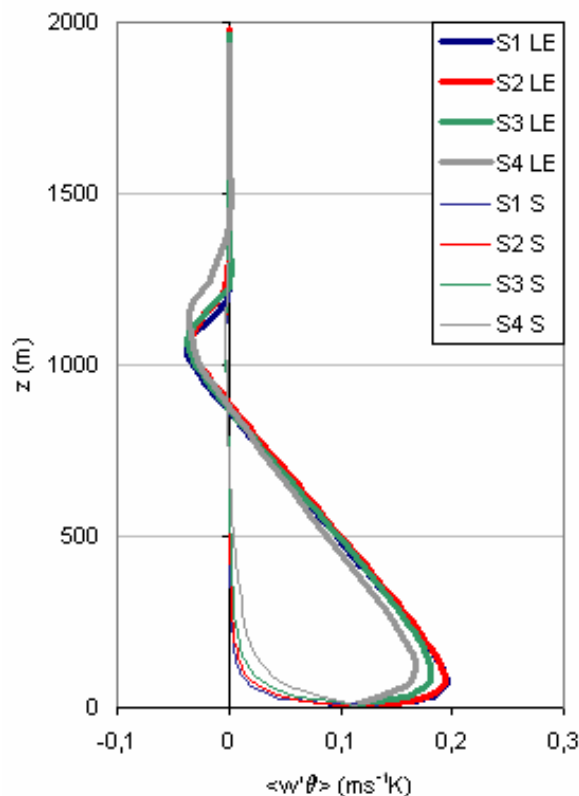


FIGURA 4.9 – Perfis médios de fluxo vertical de calor sensível. As linhas finas são referentes à escala de subgrade e as grossas referentes à escala resolvida.

Observa-se que os fluxos de calor de subgrade, cujos perfis concordam com as simulações de Moeng (1984), têm valor máximo na superfície, sendo desprezível na altura referente a aproximadamente o topo da CLS. A diferença entre as simulações é praticamente mínima; contudo, salienta-se que, principalmente no caso da escala resolvida, as simulações S1 e S2 têm valores quase idênticos. Na zona de entranhamento, nota-se uma pequena diferença da S4 com relação as demais, pois apresenta um valor de fluxo negativo em um nível um pouco maior (aproximadamente 100m), indicando que na simulação com resolução mais baixa o topo da camada é simulado em uma altura um pouco maior.

4.3.5 Perfis médios de fluxo de momentum

Os perfis verticais médios da componente longitudinal do fluxo vertical de momentum indicam onde o efeito mecânico, como gerador de turbulência, é mais efetivo. A Figura 4.10 mostra que todas as simulações apresentam perfis de fluxo total (escala resolvida e de subgrade) de momentum coerentes com a literatura (DEARDORFF, 1972, para a escala resolvida), i.e., máximas magnitudes próximas à superfície, caindo com a altura até atingir um valor quase nulo na região próxima ao topo da CLC.

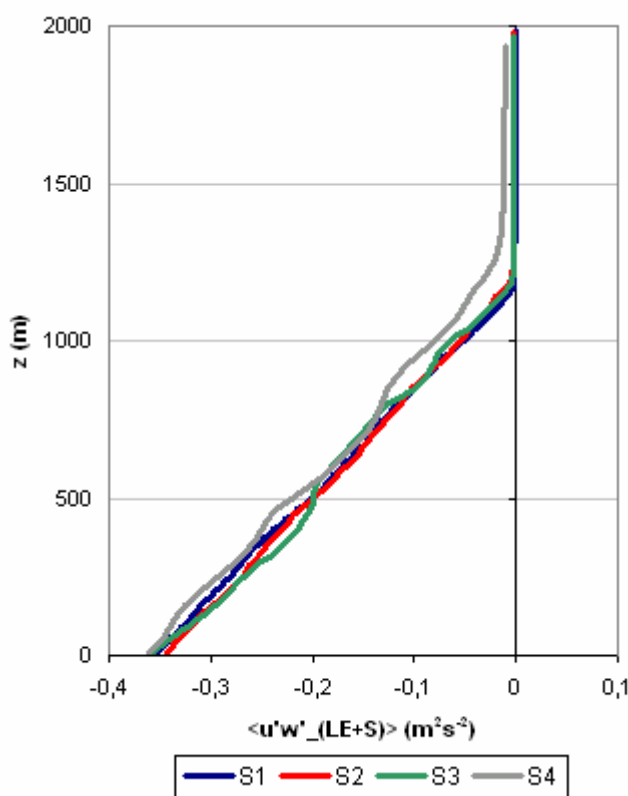


FIGURA 4.10 – Comparação entre os perfis da componente longitudinal de fluxo vertical total de momentum.

A única observação que pode ser feita com relação à comparação entre as simulações é que S1 e S2 apresentaram um perfil mais retilíneo que S3 e S4. No geral, os resultados envolvendo os fluxos turbulentos não apresentam diferenças consideráveis entre as simulações. Contudo, a Figura 4.11, que apresenta os perfis da razão entre os fluxos de momentum da escala de subgrade e a escala total, mostra que as diferenças existem nas regiões próximas à superfície e o topo. Estas regiões são os locais onde os movimentos da escala de subgrade exercem sua maior influência na camada.

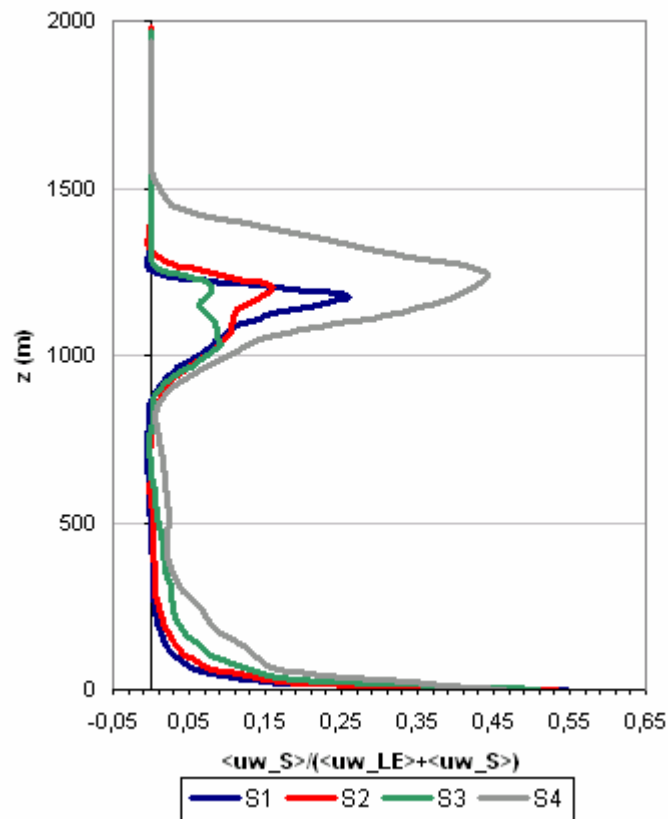


FIGURA 4.8 – Comparação entre os perfis da razão entre os fluxos de momento de subgrade e os fluxos da escala total

Por meio da Figura 4.11, pode-se observar que os fluxos de momento de subgrade são desprezíveis na camada de mistura, principalmente nas simulações com resolução mais fina. Com exceção da zona de entranhamento, as simulações S1 e S2 apresentam valores praticamente idênticos. Apesar do comportamento peculiar na ZE - em que S3 apresentou valores menores - nota-se, novamente, que a intensidade dos fluxos da escala de subgrade é proporcional ao espaçamento de grade.

4.3.6 A altura do topo da CLC

O modelo LES usado neste trabalho estima a altura do topo da CLC de acordo com o valor mínimo do fluxo de calor. A Figura 4.12 apresenta a comparação entre as variações temporais da altura da CLC. Para se ter uma base sobre a coerência dos resultados, foi estimada também a altura da CLC de acordo com Tennekes (1973):

$$\frac{dz_i}{dt} = \frac{1}{\Delta} \left[2.5 \frac{T_0 u_*^3}{g(z_i)_0} + 0.2 (\overline{\theta w})_0 \right] \quad (4.16)$$

onde δ é a intensidade da inversão (variação da temperatura potencial na zona de entranhamento) e T_0 é a temperatura inicial na superfície. Aqui foram escolhidos valores de acordo com a média das simulações, ou seja, $\Delta = 5 \text{ K}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $(\overline{w\theta})_0 = 0,24 \text{ Kms}^{-1}$ e $u_* = 0,55 \text{ ms}^{-1}$ (média dos valores iniciais e finais médios das simulações). A variação temporal foi a mesma das simulações por LES, 2,5 horas. As simulações por LES tiveram como altura de topo inicial 1000 m . Entretanto, ao atingir a condição de quase equilíbrio, as simulações já apresentaram valores de topo maiores que este devido ao pré-aquecimento do modelo. Assim, na equação de Tennekes foi usado $(z_i)_0 = 1020 \text{ m}$ para que a comparação seja mais coerente.

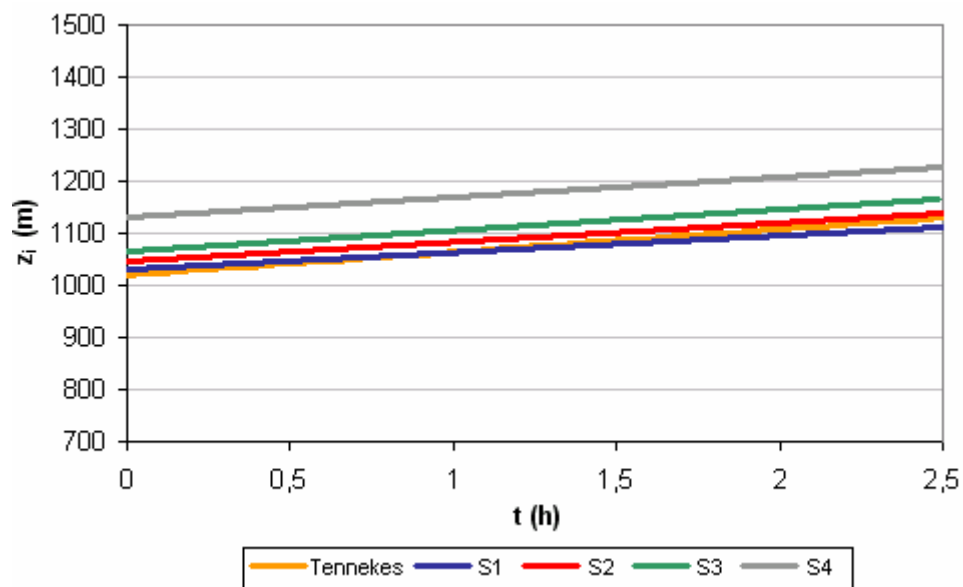


FIGURA 4.9 – Comparação entre a evolução temporal do topo da CLC obtida através das simulações por LES e pelo modelo de Tennekes.

Os dados de topo da CLC por LES apresentam uma evolução temporal oscilatória, sendo que a tendência linear das mesmas – o que de fato é apresentado na Figura 4.12 para melhor visualização – descreve com precisão a evolução temporal e torna a comparação mais fácil de ser analisada. Nota-se que as diferenças entre as simulações

S1 e S2 e entre S2 e S3 são pequenas, aumentando suavemente com o tempo. A simulação do modelo de Tennekes apresentou valores entre S1 e S2, com uma taxa de crescimento da altura do topo levemente superior. No geral, as simulações apresentaram taxas de crescimento similares, e baixas, haja vista que o fluxo de calor na superfície é constante.

4.3.7 Perfis variando no tempo

Uma forma mais detalhista de se analisar o comportamento das simulações é através dos perfis variando no tempo. Assim, pode-se verificar a evolução da camada convectiva durante seu estágio já estabelecido, i.e., com fluxo de calor na superfície constante. Os perfis verticais médios, feitos sobre um período de 2,5 horas, podem esconder alguma variação temporal. As figuras 4.13 à 4.16 mostram os campos sobrepostos dos perfis integrados no tempo da ECT da escala resolvida e da subgrade, para as simulações S1, S2, S3 e S4. Aqui, o tempo é normalizado pela escala de tempo convectiva $t_* = w_* / z_i \cong 500 s$. A escala resolvida está em tons de cinza e os contornos coloridos representam a escala de subgrade, com valores dos contornos em amarelo, com variação de $0,05 m^2 s^{-2}$.

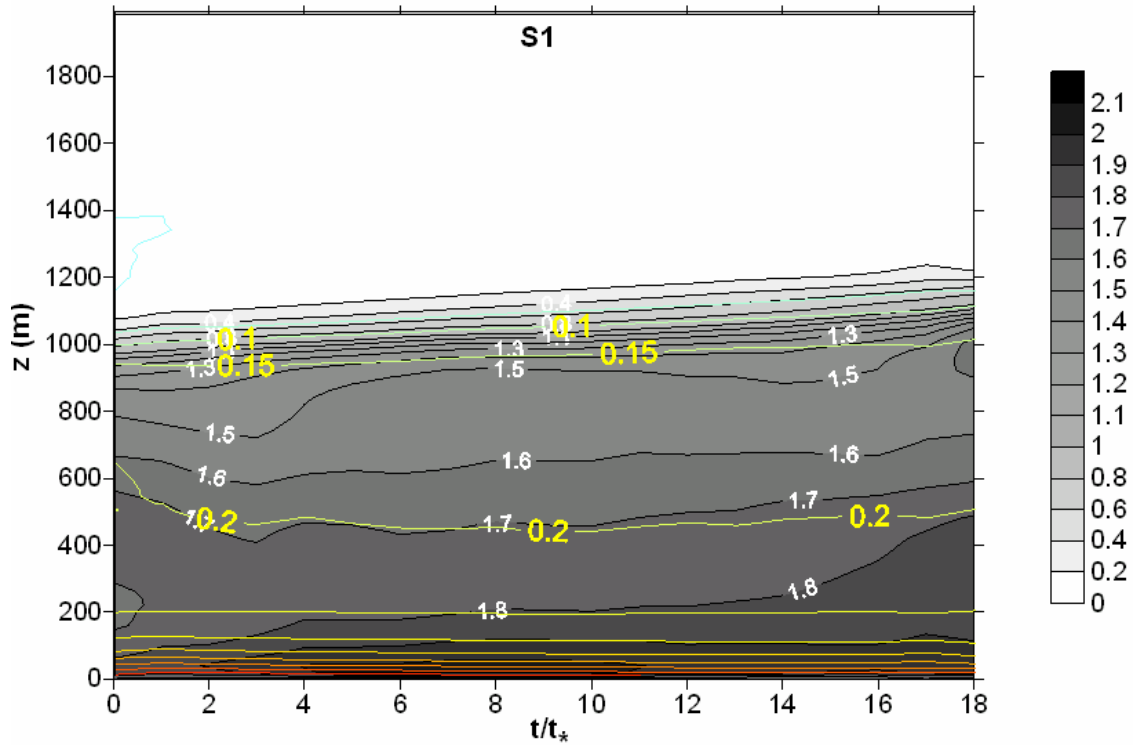


FIGURA 4.10 – Perfis variando no tempo de ECT de S1. Em tons de cinza, a escala resolvida e os contornos coloridos representam a escala de subgrade.

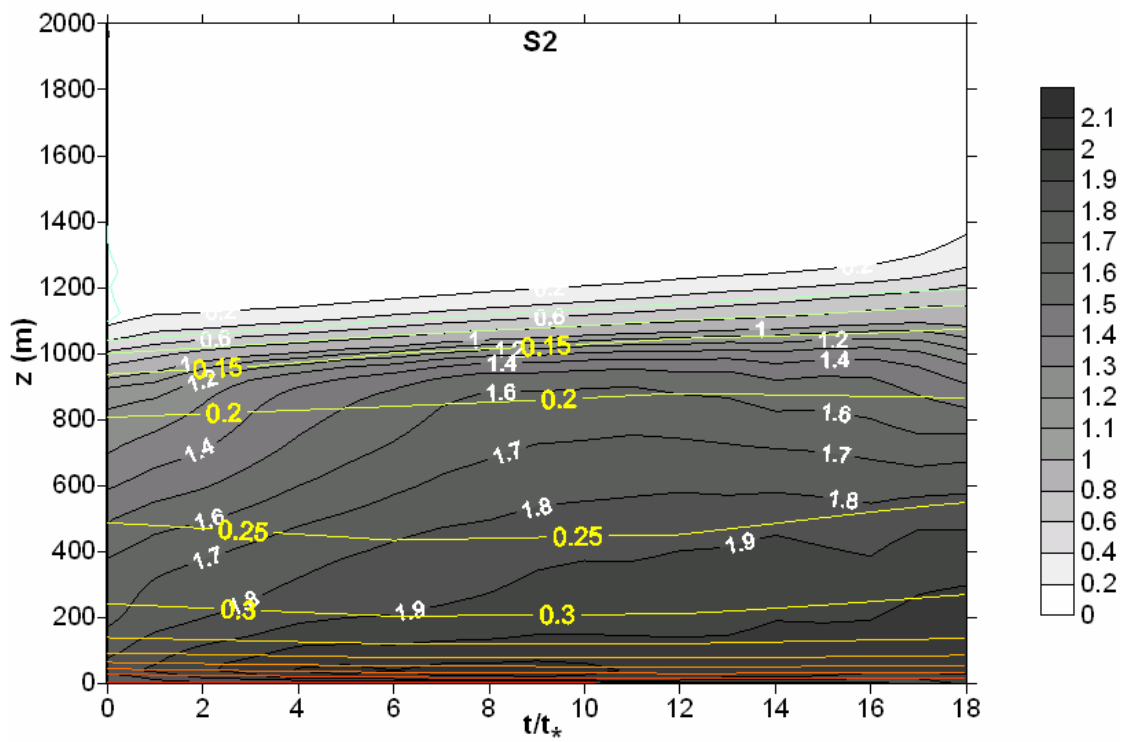


FIGURA 4.11 – Idem a Figura 4.13, mas para a S2.

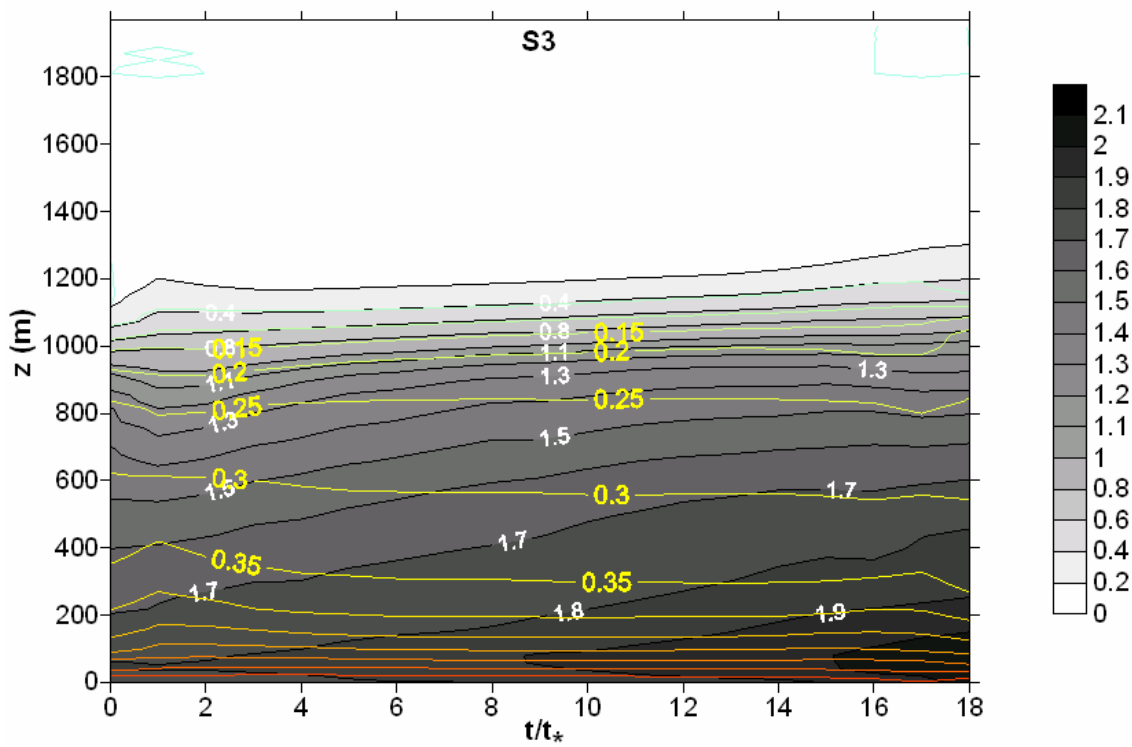


FIGURA 4.12 – Idem a Figura 4.13, mas para S3

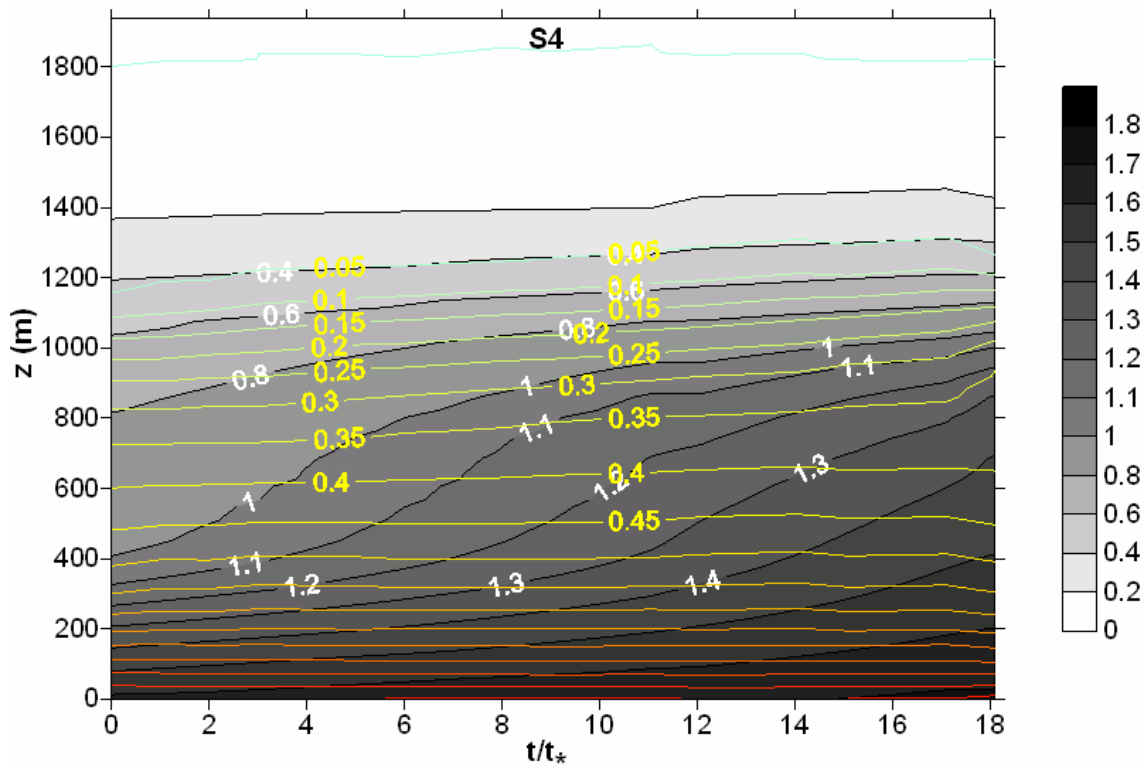


FIGURA 4.13 – Idem a Figura 4.13, mas para S4.

Das figuras acima, pode-se observar a diferença nas magnitudes dos resultados. Como já mencionado, quanto maior a resolução, maior a diferença entre as magnitudes da ECT da escala resolvida e da subgrade. Entretanto, podemos notar que apesar de ter a resolução mais fina, a simulação S1 não apresenta valores finais de ECT maiores que S2 e S3. Na média sobre o período, o valor de ECT da escala resolvida de S1 é maior do que S2 e S3 porque não apresentou um crescimento tão visível quanto o visto nas Figuras 4.14 e 4.15. Mais precisamente, em S2 ocorre um crescimento seguido de uma pequena diminuição, como verificado próximo ao topo da CLC nos resultados de S1 (Figura 4.13). A Figura 4.16 mostra que na S4 o crescimento é maior ainda, indicando que o aumento gradativo de ECT dos grandes vórtices em uma CLC de fluxo constante é proporcional ao espaçamento de grade. Assim, podemos estabelecer que os resultados do LES indicam que as simulações com resolução mais grossa simulam vórtices de escala resolvida menos energéticos, mas que aumentam sua energia mais rapidamente que nas simulações com resolução mais fina. Este aumento de energia indica um desequilíbrio de ECT, i.e., quanto menor a resolução, mais energeticamente desequilibrado a simulação, pois mesmo no final das simulações a ECT continua crescendo.

A ECT de subgrade, como verificado anteriormente, é maior quanto maior for o espaçamento de grade. Em nenhuma simulação verifica-se a variação temporal que ocorreu no caso da escala resolvida em S3 e S4 e parcialmente em S2.

Observa-se, também, que por meio dos perfis de ECT variando no tempo verifica-se claramente a zona de entranhamento, e que a mesma é mais bem definida nas simulações com resolução mais fina, pois apresentam maior gradiente vertical de ECT no topo da camada.

Com o objetivo de se verificar a relação entre os fluxos turbulentos, as figuras 4.17 à 4.20 mostram os campos sobrepostos dos perfis variando no tempo de fluxo de calor e fluxo de momentum da escala resolvida. O campo de fluxo de momentum é representado pelos tons de cinza, enquanto que os contornos coloridos representam o fluxo de calor. Os contornos têm variação de $0,02\text{Kms}^{-1}$.

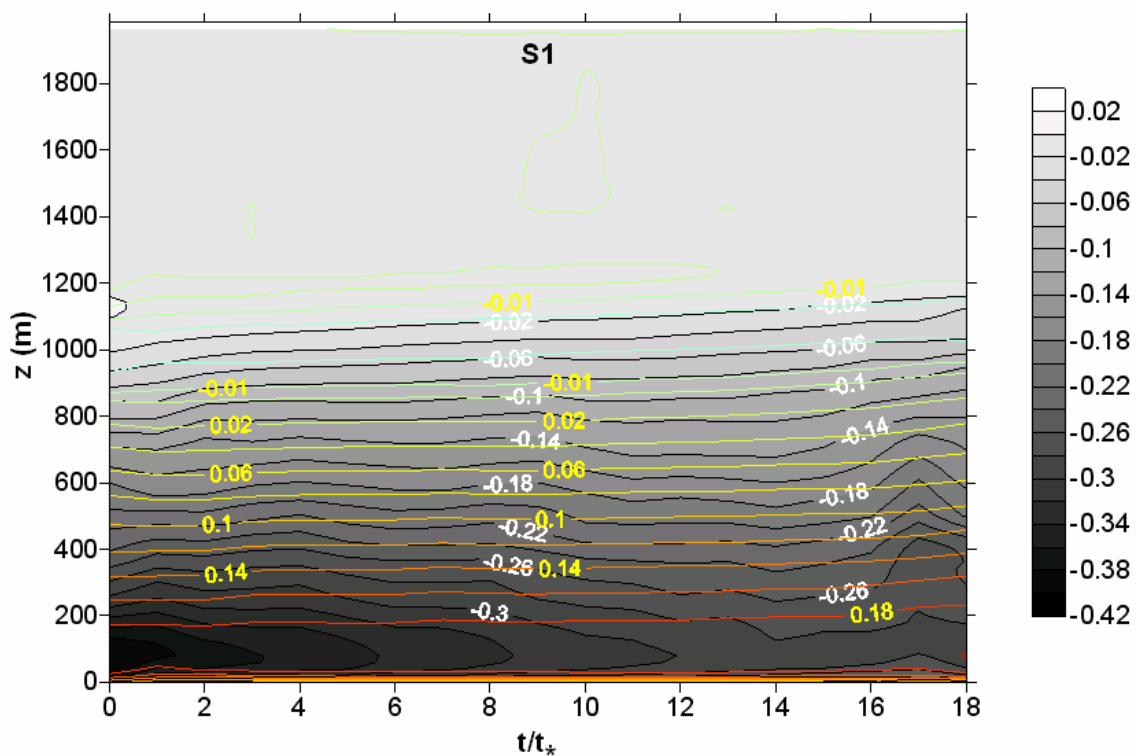


FIGURA 4.14 – Campos de fluxo de momentum (tons de cinza) e fluxo de calor sensível (contornos coloridos) sobrepostos da escala resolvida de S1.

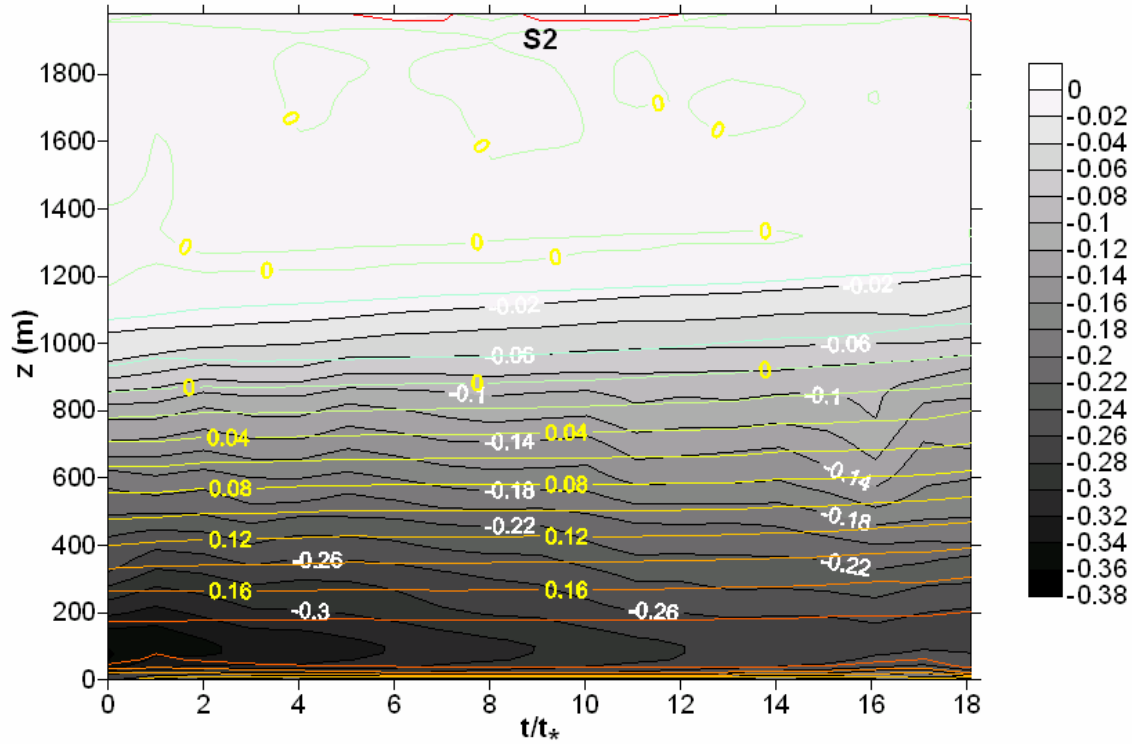


FIGURA 4.15 – Idem a Figura 4.17, mas para a S2.

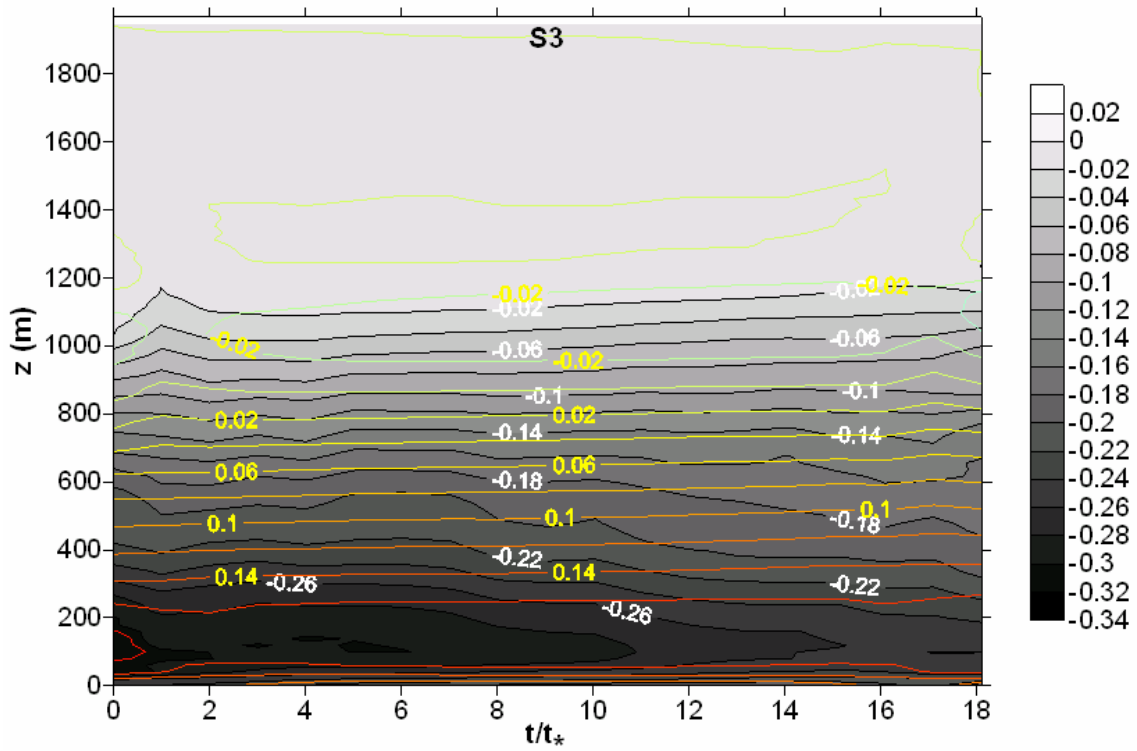


FIGURA 4.16 – Idem a Figura 4.17, mas para a S3.

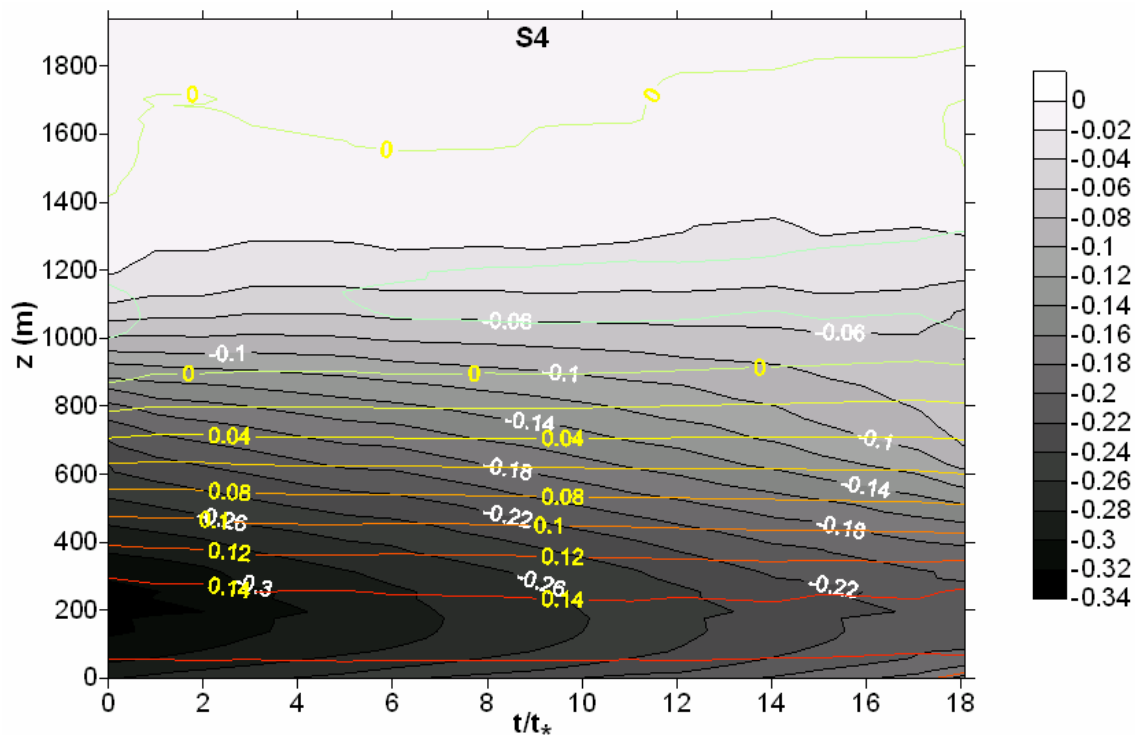


FIGURA 4.20 – Idem a Figura 4.17, mas para a S4.

As figuras acima mostram o comportamento dos vórtices da escala resolvida, i.e., dos grandes vórtices, referentes aos fluxos turbulentos. Com relação ao fluxo de momentum (área sombreada), pode-se observar, em todas as figuras, que a CLC apresenta diferenças de características entre a metade superior (aproximadamente acima de 500m) e a metade inferior. Na metade superior, observa-se pouca variação temporal, enquanto que na metade inferior observa-se uma variação temporal de fluxo negativa, ou seja, a magnitude do fluxo de momentum diminui com o tempo. A maior diferença entre as simulações é encontrada na S4, onde o fluxo diminui em toda a extensão da camada, com exceção da região próxima ao topo. Também nota-se que, principalmente nos primeiros instantes, a magnitude do fluxo de momentum na camada superficial é maior quanto maior for a resolução de grade. Isto deve-se ao fato, já mencionado, que as magnitudes das variáveis simuladas (e não parametrizadas) é maior quanto maior for a resolução da grade.

Apesar de o modelo LES usar o fluxo de calor como parâmetro de estimação da altura do topo da CLC, pode-se observar que o fluxo de momentum também pode estabelecer

o topo da camada, onde observamos uma maior semelhança entre S1 e S2. Diferente do fluxo de momentum, o fluxo de calor não apresenta variação temporal considerável. Apenas podemos verificar que a magnitude do fluxo segue a regra de ser maior quanto maior for a resolução, fato já confirmado pelos perfis verticais.

A seguir, as Figuras 4.21 à 4.24 mostram o mesmo caso que as figuras anteriores, mas para a escala de subgrade. Entretanto, como verificado em 4.9 e 4.11, a magnitude dos fluxos de subgrade é desprezível na metade superior da CLC. Assim, os gráficos abaixo representam apenas a metade inferior da CLC.

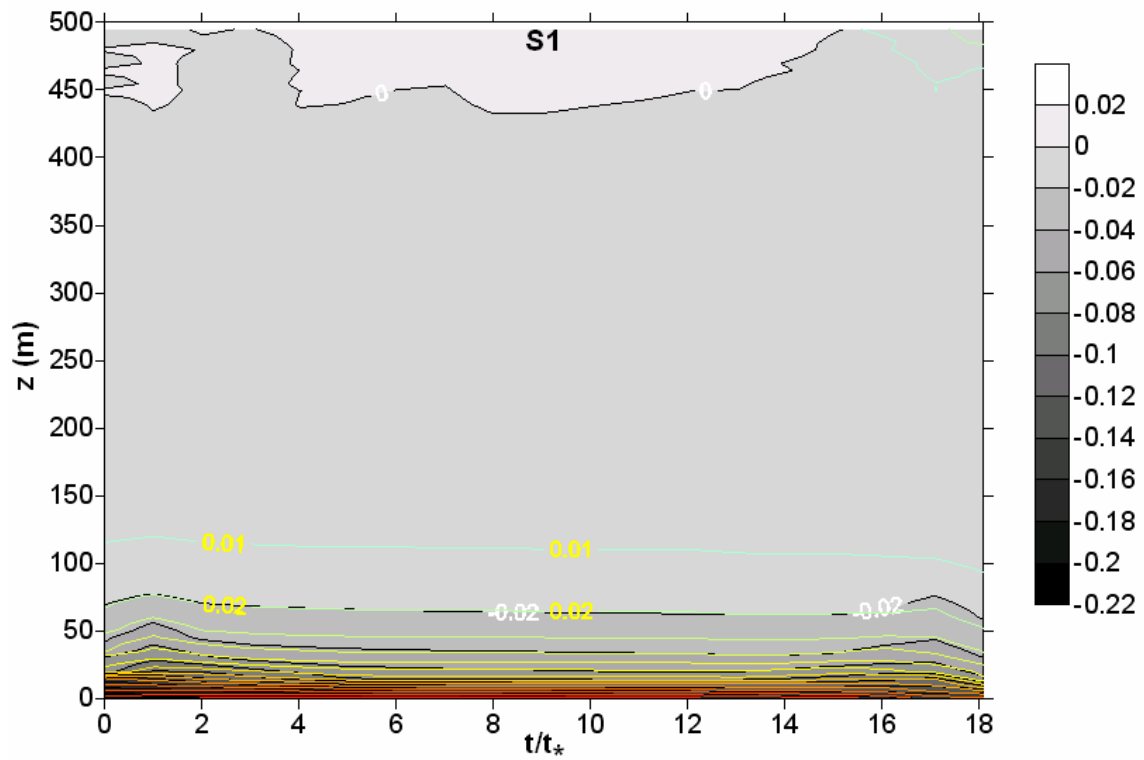


FIGURA 4.17 – Idem a Figura 4.17, mas para a escala de subgrade.

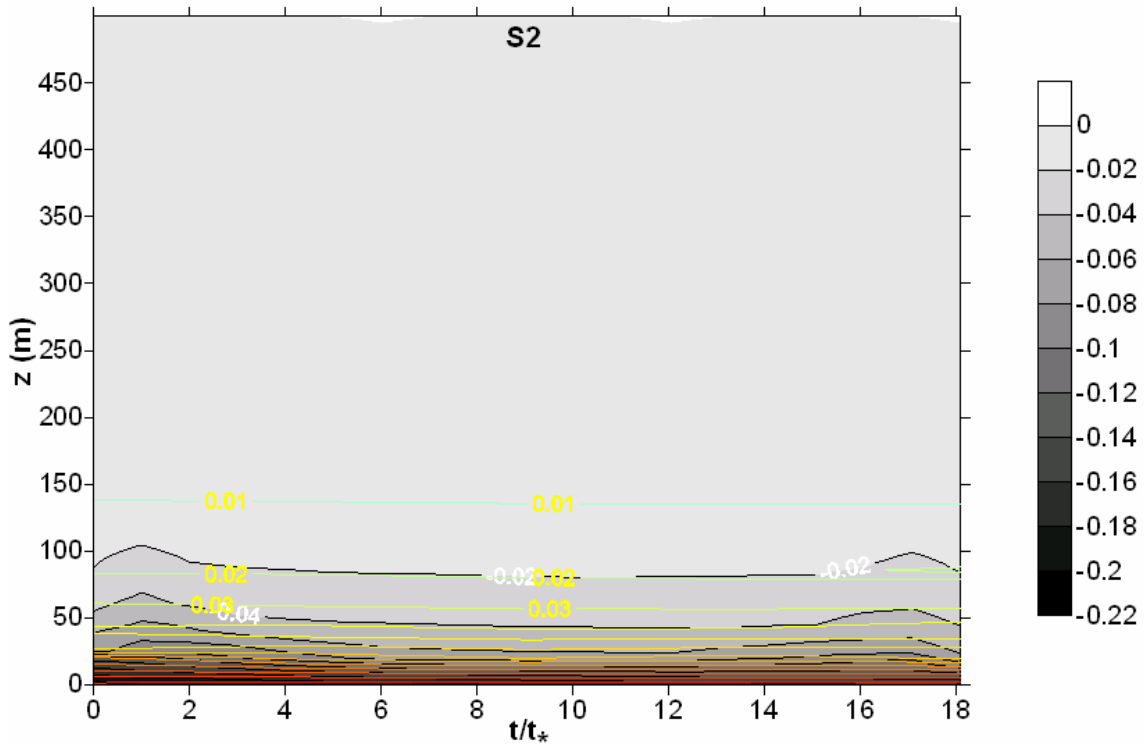


FIGURA 4.18 – Idem a Figura 4.18, mas para a escala de subgrade.

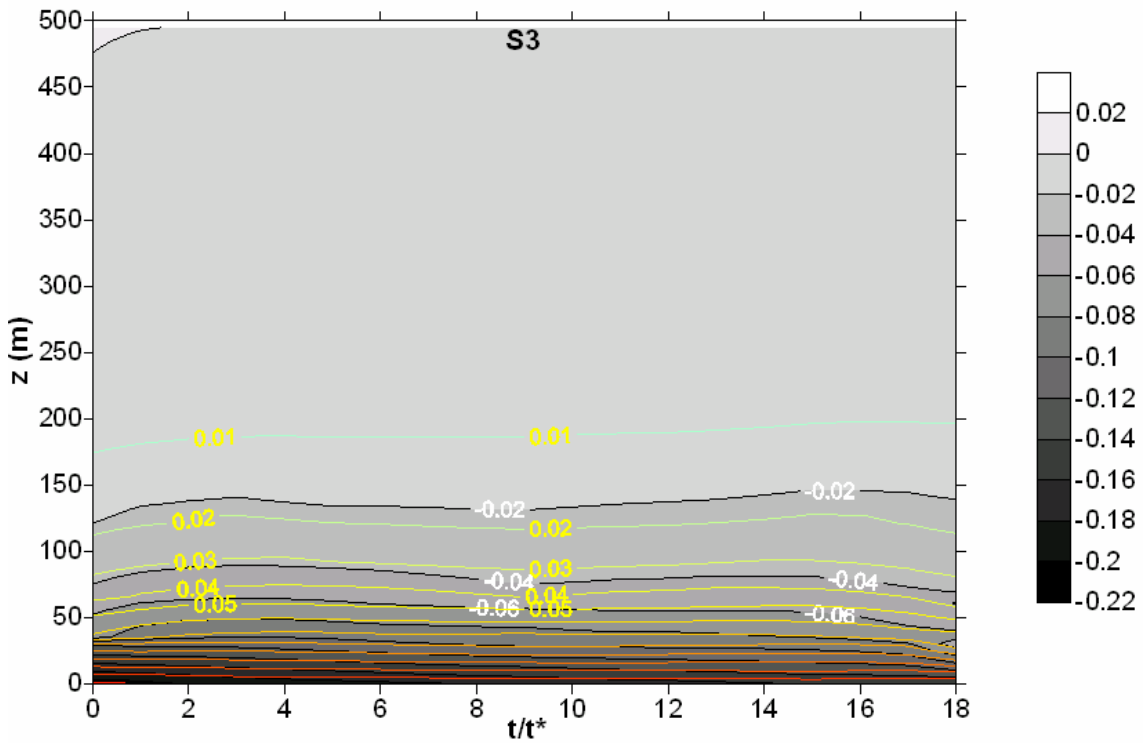


FIGURA 4.19 - Idem a Figura 4.19, mas para a escala de subgrade.

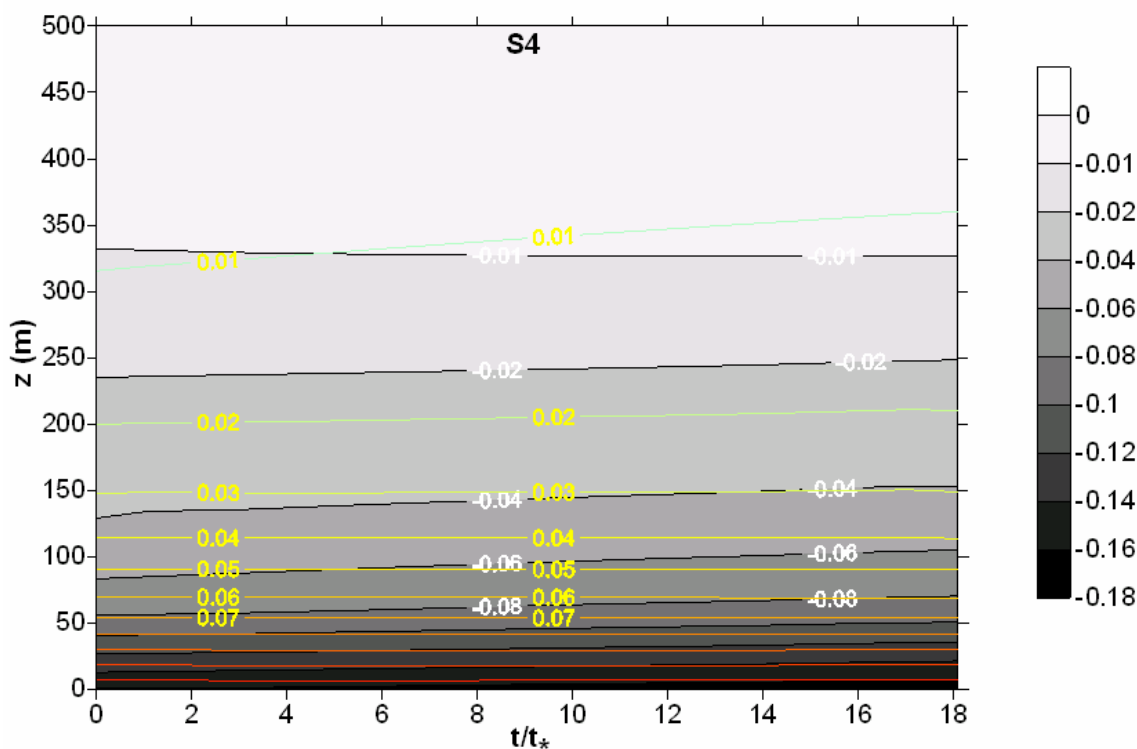


FIGURA 4.20 - Idem a Figura 4.20, mas para a escala de subgrade.

Nas figuras 4.21 à 4.24, observa-se uma equivalência entre as magnitudes dos fluxos turbulentos. As simulações S1 e S2 apresentaram resultados mais similares para ambos os fluxos, indicando que a teoria de Degrazia et al. (2007) também fornece bons resultados de fluxos de subgrade. Como esperado, confirma-se as maiores magnitudes das variáveis de subgrade nas simulações com resolução mais baixa. Assim como na escala resolvida, na escala de subgrade os fluxos de momentum apresentaram uma variação temporal maior que os fluxos de calor. As simulações S1 e S2 apresentaram valores de fluxo de momentum levemente maiores no início e no final do período, característica esta praticamente ausente nas demais simulações. Salienta-se que todas as simulações empregam a mesma parametrização de subgrade, ou seja, os gráficos apenas mostram a estimativa da influência da escolha da resolução de grade. Entretanto, ressalta-se novamente que a maior parte das imprecisões do modelo LES deve-se às parametrizações de subgrade, independente do modelo de subgrade usado.

A maior parte da ação dos pequenos vórtices ocorre próximo aos contornos sólidos, i.e., a superfície do solo no caso da CLP. Desta forma, a camada limite superficial (CLS) é a

região da CLP que apresenta maior influência do solo e, conseqüentemente, dos vórtices de subgrade. Portanto, a intensidade dos pequenos vórtices nesta região mostra a intensidade da própria CLS, verificando-se, nas figuras acima, que quanto menor for a resolução de grade, mais profunda e intensa será a CLS simulada. No caso da S4 (Figura 4.24) nota-se grande diferença com relação à S1 e S2, o que provavelmente indica um erro considerável na simulação da CLS. No geral, os gráficos de perfis integrados no tempo comprovam a semelhança entre S1 e S2, isto é, entre a simulação com resolução mais fina e a simulação com resolução que emprega a restrição física.

4.3.8 Correlações

Os valores dos coeficientes de correlação entre as simulações de diversas variáveis são todos muito parecidos, com valores variando de 0,89 à 0,99995, haja vista que todas as simulações estão representando o mesmo fenômeno, apenas com diferentes resoluções de grade. Contudo, para fins de comparação, a Tabela 4.2 apresenta as *correlações modificadas* (COR_m) entre duas simulações, sendo COR_m obtida da seguinte forma:

$$COR_m(Sx, Sy) = \frac{0.1}{1 - COR(Sx, Sy)} \quad (4.17)$$

Onde $COR(Sx, Sy)$ é o coeficiente de correlação de uma variável entre duas simulações. Logicamente, quanto maior o valor da correlação modificada, maior a correlação; sendo que valores de $COR_m(Sx, Sy) = 10$ significam correlações de 0.99. Aqui, os coeficientes de correlação modificada são feitos considerando toda a profundidade da camada limite convectiva, com exceção da razão entre o fluxo de calor de subgrade e o fluxo total, onde o COR_m considera apenas os níveis verticais até $0.75 z_i$. Isto se deve ao fato de que esta variável apresenta-se totalmente caótica na zona de entranhamento, pois os valores de fluxo de subgrade neste nível oscilam em torno de zero. Na Tabela abaixo, a primeira coluna indica as correlações de acordo com (4.17) entre as simulações, e as colunas seguintes representam a componente longitudinal do vento, temperatura potencial, fluxo de calor sensível da escala resolvida, fluxo de calor sensível de subgrade, razão entre fluxo de calor sensível de subgrade e o fluxo de calor sensível

total, componente longitudinal do fluxo de momentum total, componente longitudinal do fluxo de momentum de subgrade, razão entre as componentes longitudinais de fluxo de momentum de subgrade e da escala total.

TABELA 4.2 – Comparação entre as correlações modificadas de acordo com (4.17). O asterisco indica que a correlação não considera os níveis verticais referentes à zona de entranhamento.

COR_m	U	θ	$(w\theta)_{LE}$	$(w\theta)_S$	$\frac{(w\theta)_S}{(w\theta)_{LE+S}} *$	$(wu)_{LE}$	$(wu)_S$	$\frac{(wu)_S}{(wu)_{LE+S}}$
(S1,S2)	15,52	18,68	399,79	82,11	87,81	271,38	115,82	97,86
(S1,S3)	2,13	10,43	53,45	9,77	10,07	14,26	9,30	7,67
(S1,S4)	0,98	2,00	15,26	1,60	1,68	14,12	2,23	2,06
(S2,S3)	4,67	11,70	113,55	22,58	22,67	15,48	17,24	11,08
(S2,S4)	1,69	2,85	20,21	2,13	2,19	16,96	2,93	2,56
(S3,S4)	7,28	4,15	40,89	4,30	4,37	7,61	7,29	4,59

Através dos perfis verticais pode-se notar a semelhança entre as simulações; contudo, a Tabela 4.2 apresenta uma comparação mais precisa. Os resultados acima comprovam que a diferença entre a simulação considerando a restrição física proposta por Degrazia et al. (2007) (S2) e a simulação com resolução mais fina (S2) é relativamente muito inferior as demais. Além disso, a Tabela acima mostra que as maiores correlações entre S1 e S2 ocorrem nos campos da escala resolvida, i.e., na simulação direta dos grandes vórtices, o que potencializa o emprego da restrição física na escolha de grade para condições de forte convecção.

4.3.9 Tempo de Execução

Em muitas situações, o excessivo tempo computacional gasto para se simular com um mínimo de precisão um regime turbulento pode inviabilizar o estudo. Este fato – o tempo de execução – é uma das premissas da escolha da resolução de grade baseada na altura do topo da CLC. Como verificado nos itens anteriores deste capítulo, a simulação empregando a resolução sugerida neste trabalho obteve praticamente o mesmo comportamento da simulação com a resolução mais fina. Contudo, vale enfatizar a economia de tempo computacional, como mostrado na Figura 4.25.

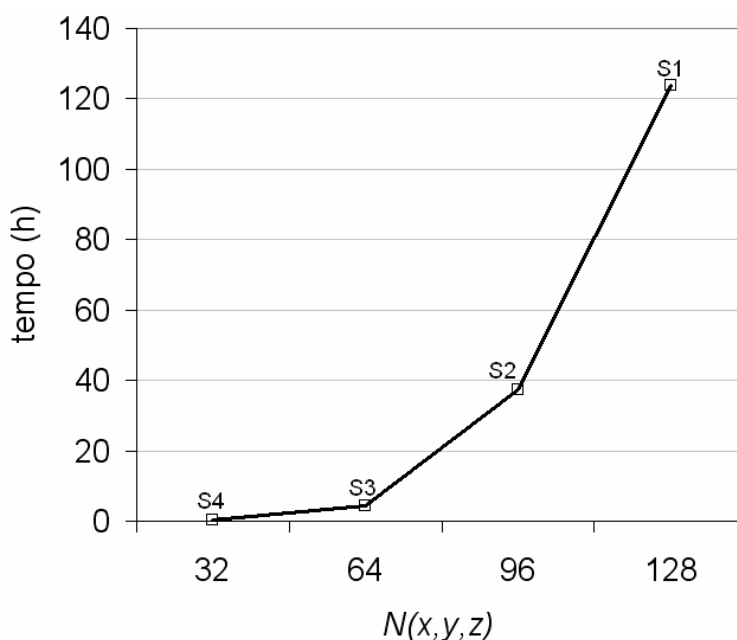


FIGURA 4.21 – Tempo de execução da simulação de 2.5 horas para as diferentes resoluções de grade, onde $N(x,y,z)$ representa o número de pontos de grade em cada direção.

Todas as simulações foram feitas em um computador seqüencial. Logicamente, o tempo computacional seria drasticamente reduzido se as simulações fossem executadas em uma máquina paralela. Contudo, o objetivo aqui é apenas a comparação entre os tempos de CPU gastos em cada simulação (DEGRAZIA et al. 2007). Observa-se o crescimento exponencial do tempo de execução com o número de pontos de grade. Para simular 2,5 horas, a simulação mais grossa, S4, executou em 0,22 h, enquanto que S3 executou em 4,5 h, S2 em 37,3 h e S1 em 123,8 h. Considerando que a diferença entre os resultados físicos de S1 e S2 é muito pequena, concluí-se que o emprego da restrição física para a

escolha de grade (simulação representada por S2) provocou uma economia computacional considerável – menos de um terço do tempo gasto na simulação com resolução mais fina.

5 MODELO DE ESPECTRO DO CRESCIMENTO DA CAMADA LIMITE CONVECTIVA

Como já discutido no Capítulo 2, os estudos sobre as fases de transição são de fundamental importância para o entendimento do ciclo diurno da camada limite planetária. Além disso, as fases da CLP com regimes turbulentos estabelecidos, i.e., com fluxo de calor na superfície aproximadamente constante, dependem do comportamento da fase de transição precedente. Assim, um dos objetivos desta tese é o desenvolvimento e comprovação do modelo de espectro tridimensional para o crescimento da convecção, baseado no trabalho preliminar de Campos Velho (2003). Neste capítulo, é apresentado o modelo de espectro de Campos Velho (2003) e as diferentes metodologias de conversão de espectro unidimensional em tridimensional a serem empregados no modelo de crescimento. Ressalta-se que algumas das variáveis discutidas neste item já foram apresentadas nos capítulos anteriores. No entanto, para a formulação do modelo teórico, outras formulações encontradas na literatura também são consideradas. Aqui, devemos salientar que esta modelagem analítica será comprovada através do modelo LES que, na versão que dispomos, não tem condições de simular uma camada estável. Assim, nossa simulação analítica parte de uma camada noturna neutra ao invés de uma estável, para que os resultados possam ser confrontados com a modelagem analítica.

5.1 Modelo analítico de crescimento da CLC

A equação do espectro de energia para a fase de crescimento da CLC de acordo com Campos Velho (2003) é obtida através da resolução da equação dinâmica, com o emprego da teoria de Heisenberg, para o espectro de energia cinética turbulenta. A teoria de Heisenberg, já discutida anteriormente, considera a interação entre os grandes e pequenos vórtices (STANIŠIĆ, 1988). A equação de evolução do espectro de ECT de uma turbulência homogênea e isotrópica é dada por (HINZE, 1975):

$$\frac{\partial E(k,t)}{\partial t} = W(k,t) + M(k,t) + H(k,t) - 2\nu k^2 E(k,t) \quad (0.1)$$

Onde $W(k, t)$ representa a contribuição devido à transferência de energia entre os vórtices de diferentes números de onda k ; $M(k, t)$ é o termo de produção mecânica; $H(k, t)$ é o termo de fonte térmica e o último termo representa a dissipação molecular, onde ν é a dissipação viscosa. Considerando que o tipo de regime turbulento (convectivo, neutro ou estável) independe do efeito mecânico, como discutido no Capítulo 2, podemos desprezar o termo de contribuição mecânica $M(k, t)$ que, todavia, tem menor importância. A teoria de Heisenberg é, então, empregada para representar o termo de transferência de energia:

$$W(k, t) = -2\nu_T k^2 E(k, t) \quad (0.2)$$

Aqui, poderíamos empregar o coeficiente de viscosidade também de acordo com a teoria de Heisenberg (equações 4.1 e 4.3), entretanto faremos uso da formulação de Degrazia et al. (2003), cuja formulação é baseada na teoria da difusão estatística de Taylor, da seguinte forma:

$$\nu_T = 0.038 \left(\frac{\psi}{z_i} \right)^{1/3} \left(\frac{U}{n_I} \right)^{4/3} w_* \quad (0.3)$$

Onde

$$\psi = \varepsilon z_i / w_*^3 \quad (0.4)$$

é a taxa de dissipação adimensional e ε é a razão de dissipação (cuja formulação empregada neste capítulo é discutida no final do próximo item). Aqui, vale lembrar que o espectro turbulento de energia pode ser dividido em três regiões principais: a escala que possui a maior parte da energia (pequenos números de onda), a da dissipação (grandes números de onda) e a região entre elas: o subintervalo inercial (HINZE, 1975). Na escala onde se encontra a maior parte da energia, onde os grandes vórtices contribuem mais para o balanço de ECT, o espectro apresenta seu pico, de modo que estes vórtices são caracterizados pela frequência n_e . Na escala de dissipação, onde a viscosidade exerce sua maior influência, os pequenos vórtices – característicos da região

– são representados pela frequência n_d . No subintervalo inercial encontram-se frequências que são características de vórtices que transferem ECT dos grandes para os pequenos, no processo de cascata de energia. A este tipo de frequência denota-se n_l e temos então que $n_e \ll n_l \ll n_d$. Baseado em Kaimal et al. (1976), Degrazia et al. (2003) assumiu que a frequência representativa do subintervalo inercial pode ser estimada como $n_l \approx 10 U/z_i$.

O termo que qualifica o tipo de turbulência $H(k, t)$ é definido como uma função de Heaviside:

$$H(k, t) = \begin{cases} H(k) & t > 0 \\ 0 & t = 0 \end{cases} \quad (0.5)$$

A função acima indica que temos como condição inicial ($t = 0$) uma camada de fluxo de calor sensível na superfície nulo, i.e., condições que representam uma camada neutra. Maiores informações sobre a escolha da função acima são apresentadas no Apêndice. Portanto, a equação de transferência de energia tem a seguinte solução:

$$E(k, t) = E_0(k) \exp[-k^2(\nu_T + \nu)t] + \frac{H(k)}{2k^2(\nu_T + \nu)} \{1 - \exp[-k^2(\nu_T + \nu)t]\} \quad (0.6)$$

Em que o primeiro termo do lado direito representa a contribuição neutra enquanto que o segundo representa o crescimento convectivo. Em $t = 0$, temos:

$$E(k) = E_0(k) \quad (0.7)$$

Onde $E_0(k)$ é o espectro 3-D da camada limite neutra. Quando $t \rightarrow \infty$, a equação (5.6) torna-se:

$$E(k) = \frac{H(k)}{2k^2(\nu_T + \nu)} \quad (0.8)$$

Onde $v_T \gg v$. Desta forma, para determinarmos a parametrização de $H(k)$, precisamos igualar o lado direito da equação (5.8) com a equação do espectro de energia convectivo 3-D.

A seguir, são apresentadas as metodologias para obtenção dos espectros 3-D. Tais metodologias são construídas de acordo com conhecidas formulações encontradas na literatura.

5.2 Modelos de Espectros de ECT tridimensionais

Kristensen et al. (1989) sugerem a seguinte metodologia para a obtenção de espectros 3-D:

$$E(k) = k^3 \frac{d}{dk} \frac{1}{k} \frac{dF_L}{dk} + 2k^4 \int_0^{k^{-2}} s^2 g'''(s) ds - \frac{14}{9} k^{4/3} \int_0^{k^{-2}} s^{2/3} g'''(s) ds \quad (0.9)$$

Onde $s = k^{-2}$ e F_L é o espectro 1-D na direção longitudinal (tanto para condições convectivas ou neutras), dado por:

$$F_L = \frac{\ell_L \sigma_L^2}{\pi} \frac{1}{\left\{ 1 + \left(\frac{\ell_L k}{a(\mu_L)} \right)^{2\mu_L} \right\}^{\frac{5}{6\mu_L}}} \quad (0.10)$$

e $g'''(s)$ é dado por:

$$g'''(s) = 2f_0'''(\sigma_L^2, \ell_L, \mu_L; s) - f_0'''(\sigma_T^2, \ell_T, \mu_T; s) - f_0'''(\sigma_V^2, \ell_V, \mu_V; s) \quad (0.11)$$

Onde os índices L , T e V são referentes às componentes longitudinal, transversal e vertical, respectivamente, σ^2 é a variância da velocidade, ℓ é a escala de comprimento integral e μ é um parâmetro adimensional. A função $f_0'''(\sigma_i, \ell_i, \mu_i; s)$ é dada por:

$$f_0^m(\sigma_i, \ell_i, \mu_i; s) = \left(\frac{1}{96\pi} \right) \frac{\sigma_i^2 a^2(\mu_i) \left(\frac{a^2(\mu_i)}{\ell_i^2} s \right)^{-1/6}}{\ell_i} \times \sum_{n=1}^4 \frac{c_n(\mu_i)}{\left[1 + \left(\frac{a^2(\mu_i)}{\ell_i^2} s \right)^{\mu_i} \right]^{\frac{5}{6\mu_i} + n}} \quad (0.12)$$

Onde $i = L, T$ e V . Os valores de μ_i e ℓ_i , tanto para condições convectivas como para condições neutras, são extraídos de Kristensen et al. (1989), bem como o parâmetro $a(\mu_i)$:

$$a(\mu_i) = \pi \frac{[\mu_i \Gamma(5/6\mu_i)]}{[\Gamma(1/2\mu_i) \Gamma(1/3\mu_i)]} \quad (0.13)$$

As componentes longitudinais e transversais da variância de velocidade são dadas por Panofsky et al. (1977):

$$\frac{\sigma_L^2}{w_*^2} = \frac{\sigma_T^2}{w_*^2} = 0,3 + 4 \frac{u_*^2}{w_*^2} \quad (0.14)$$

Em seu trabalho, Kristensen et al. (1989) emprega a seguinte equação para a variância vertical:

$$\frac{\sigma_V^2}{w_*^2} = 1,44 \left[\left(\frac{z}{z_i} \right)^{2/3} \left(1 - 0,7 \frac{z}{z_i} \right)^2 + \frac{10}{9} \frac{u_*^2}{w_*^2} \right] \quad (0.15)$$

Que é baseada na seguinte formulação de Lenschow et al. (1980):

$$\frac{\sigma_V^2}{w_*^2} = 1,8 \left(\frac{z}{z_i} \right)^{2/3} \left(1 - 0,8 \frac{z}{z_i} \right)^2 \quad (0.16)$$

Basicamente, a equação de Kristensen (5.15) engloba a equação de Lenschow (5.16), porém levando em consideração o efeito da estabilidade na camada. Observa-se que o espectro 3-D depende das formulações do espectro 1-D e das variâncias. Para a parte

neutra, Kristensen et al. (1989) sugerem as seguintes variâncias, baseadas nos espectros obtidos por Kaimal et al. (1972):

$$\frac{\sigma_{nL}^2}{u_*^2} = 4,77 \quad (0.17)$$

$$\frac{\sigma_{nT}^2}{u_*^2} = 2,68 \quad (0.18)$$

$$\frac{\sigma_{nV}^2}{u_*^2} = 1,46 \quad (0.19)$$

Onde (5.17), (5.18) e (5.19) representam as variâncias neutras longitudinal, transversal e vertical, respectivamente. Entretanto, sabemos que em condições neutras temos que $w_* = 0$, o que indica uma discordância entre as equações das variâncias neutras horizontais (5.17) e (5.18) com a (5.14). Assim, optamos por usar como variância neutra horizontal a equação (5.14).

Baseados no trabalho de Kristensen, Goulart et al. (2004) formularam um modelo para espectro 3-D, apresentado a seguir:

$$E(k) = k^3 \frac{d}{dk} \frac{1}{k} \frac{dF_L(k)}{dk} + 12A_i m_i B_i^{-17/6} k^4 \sum_{n=0}^3 C_n \int_{W_{1i}}^{\infty} \frac{Z_i^{3n-12}}{(Z_i^3 - 1)^5} dZ_i - \frac{84}{9} A_i m_i B_i^{-3/2} k^{4/3} \sum_{n=0}^3 C_n \int_1^{W_{2i}} \frac{Z_i^{3n-12}}{(Z_i^3 - 1)^{n-5}} dZ_i \quad (0.20)$$

Onde $W_{1i} = \left(1 + \frac{1}{\sqrt{B_i s}}\right)^{\frac{1}{3}}$, $W_{2i} = (1 + \sqrt{B_i s})^{1/3}$, $A_i = a_i \left(\frac{1}{b_i}\right)^{\frac{5}{6}}$, $B_i = b_i^{-2}$,

$$m_L = 2, m_T = m_V = -1, C_1 = \frac{70}{9}, C_2 = -\frac{725}{72}, C_3 = \frac{935}{216}, i = L, T, V.$$

O espectro (convectivo e neutro) 1-D é dado de acordo com Olesen et al. (1984) e Goulart et al. (2004):

$$F_{ci}(k) = \frac{a_i}{(1 + b_i k)^{5/3}} \quad (0.21)$$

Onde, para condições convectivas:

$$a_i = \frac{\sigma_{ci}^2 \left(\frac{z}{z_i} \right) \frac{z_i}{(f_m^*)_i^c}}{2\pi} \quad (0.22)$$

Em que $(f_m^*)_i = z/(\lambda_m^*)_i$ são as frequências de pico espectral, $(\lambda_m^*)_i$ são os picos espectrais dependendo da altura e estabilidade (CAUGHEY e PALMER, 1979), onde $(\lambda_m^*)_L = (\lambda_m^*)_T = 1,5z_i$ e $(\lambda_m^*)_V = 1,8z_i [1 - \exp(-4z/z_i) - 0,0003 \exp(8z/z_i)]$. A variância convectiva é dada por Degrazia et al. (1997):

$$\frac{\sigma_{ci}^2}{w_*^2} = 1,07 c_i \left(\frac{z}{z_i} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\psi}{(f_m^*)_i^c} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (0.23)$$

Onde $c_i = 0,3; 0,4; 0,4$ para L, T e V , respectivamente. Baseado em Mangia et al. (2000), para condições neutras, tem-se que:

$$F_{ni}(k) = \frac{a_i}{1 + (bk)^{5/3}} \quad (0.24)$$

$$a_i = \frac{0,65z}{U(f_m)_i} \quad (0.25)$$

$$b_i = \frac{0,2z}{(f_m)_i} \quad (0.26)$$

Onde $(f_m)_i = 0,045; 0,16; 0,33$ é a frequência de pico espectral na estratificação neutra para $i = L, T, V$, respectivamente. Cabe salientar que o parâmetro z é fixo para cada

nível vertical, o que faz com que a equação de espectro tridimensional seja independente da altura. Com o emprego das equações de espectro convectivo 1-D e variâncias de velocidade, pode-se obter quatro modelos analíticos, conforme detalhado no próximo item.

Na confecção dos modelos encontraram-se diferentes formulações para a razão de dissipação de ECT a ser empregada no coeficiente de viscosidade (equação 5.3). Basicamente, temos duas metodologias. De acordo com Høstrup (1982), para o caso convectivo:

$$\varepsilon = 0,75^{3/2} \left(w_*^3 / z_i \right) \quad (0.27)$$

Ou de acordo com Deardorff (1980):

$$\varepsilon = C_s \left(e^{3/2} / l \right) \quad (0.28)$$

Onde l é o comprimento de mistura dos pequenos vórtices, e é a energia cinética dos pequenos vórtices (cuja formulação é discutida posteriormente) e C_s é determinada por:

$$C_s = 0,19 + 0,51(l/\Delta s) \quad (0.29)$$

Para o caso convectivo temos que $l = \Delta s$. Outra hipótese para C_s é dada por Moeng e Wyngaard (1988) usada no modelo LES empregado neste trabalho (Equação 3.23), baseada em dados de simulação de grandes vórtices:

$$C_s = 0,19 + 0,74(l/\Delta s) \quad (0.30)$$

Assim, conhecendo todas as formulações acima, temos quatro modelos de espectros 3-D a serem empregados no modelo de crescimento da CLC (equação 5.6), como apresentado a seguir.

5.3 Comparação entre os modelos de espectros 3-D através do modelo analítico de crescimento da CLC

Antes de se apresentar os modelos, é necessária uma breve discussão sobre a energia cinética de subgrade e , que representa a ECT dos pequenos vórtices. Em estudos de modelagem de grandes vórtices, os pequenos vórtices são os movimentos que não são simulados diretamente, são parametrizados. Com relação a e , seria mais prático aqui utilizarmos o modelo LES para gerar esta energia a ser inserida nos nossos modelos analíticos, entretanto isto tornaria os modelos menos analíticos. Desta forma, optou-se por elaborar uma relação simples para obtenção de e , como mostrado a seguir:

$$e = \left(0,65 - 0,33 \left(0,004 + \frac{z}{z_i} \right)^{1/2} \right) C_e \left(\frac{u_*^2}{e_1} + e_2 w_*^2 \right) \quad (0.31)$$

Onde C_e é uma constante que representa a influência da ECT de subgrade no balanço de energia e varia de acordo com o modelo. Os parâmetros e_1 e e_2 são dados por:

$$\begin{bmatrix} e_1 \\ e_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -2,4(z/z_i)^2 + 3,7(z/z_i) + 0,65 \\ 0,075 e_1 \end{bmatrix} \quad (0.32)$$

A formulação acima foi obtida através do que se conhece sobre o comportamento da ECT de subgrade gerada em experiências numéricas com LES. Observa-se que o último termo de (5.31) é semelhante à formulação de variância horizontal de Panofsky et al. (1977) (equação 5.14), com a razão $e_1/e_2 = 13,33$ também sendo verificada na equação (5.31). A seguir, são discutidos os modelos a serem comparados neste trabalho. A análise da turbulência na CLC em crescimento será baseada nas características em comum que as diferentes formulações apresentarem. Portanto, um dos objetivos aqui é constituir informações teóricas sobre a camada limite de acordo com os resultados dos modelos. Posteriormente, a precisão dos modelos analíticos será apresentada em comparação com dados de ECT do LES. No entanto, deve-se salientar que as escolhas das formulações que constituem cada modelo foi, parcialmente, baseada em comparações preliminares com os resultados do LES. Ou seja, de antemão foram

descartados os modelos construídos com formulações cujos resultados de ECT mais diferiram do modelo numérico.

5.3.1 Modelos de Espectros

Neste item, são montados os modelos de espectros empregando as formulações apresentadas anteriormente. Os dados de entrada comuns a todos os modelos teóricos são:

- *Altura do topo*: A altura do topo é constante e igual a $z_i = 1000 \text{ m}$. Esta altura, padrão de CLC desenvolvida, foi escolhida para ser usada desde o instante inicial da simulação porque durante o período de neutralidade a altura do topo tende a se manter praticamente constante e similar a da CLC antecedente. Ou seja, apesar do fluxo decrescente durante o processo de decaimento da convecção, a altura do topo permanece praticamente constante, como visto através de simulações de grandes vórtices de Sorbjan (1997).
- *Magnitude do vento (U)*: Aqui, se emprega os dados de acordo com o modelo LES (Figura 5.1) para que a análise temporal e vertical seja mais confiável, pois assim teremos um dado de entrada que varia de acordo com o crescimento da convecção. Maior discussão sobre os resultados do modelo LES para a fase de transição matutina é feita no próximo capítulo.

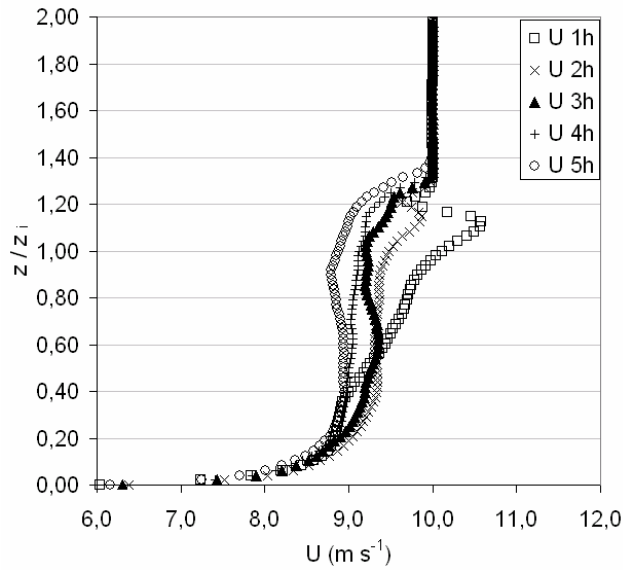


FIGURA 0.1 - Perfis verticais de vento de acordo com o modelo LES. Os quadrados brancos representam o perfil a ser usado na simulação de 1h, o perfil com \times é usado na simulação de 2 hs, com triângulos pretos na simulação de 3 hs, com cruces na simulação de 4 hs e com círculos brancos na simulação de 5 hs.

- *Velocidade de atrito u_** . Para se obter a velocidade de atrito, emprega-se a teoria de similaridade de Monin-Obukhov de acordo com Ma e Daggupati (2000), baseada em Yaglom (1977), cuja fórmula original é:

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right) + \psi_m\left(\frac{z_0}{L}\right) \right] \quad (0.33)$$

Onde $\kappa = 0,4$ é a constante de Von Karman, $z_0 = 0,16m$ é o comprimento de rugosidade e L é o comprimento de Obukhov. Assim como U (ver Figura 5.1), o L usado aqui também é gerado pelo modelo LES. ψ_m é a função de similaridade universal do perfil da velocidade do vento, dada por:

$$\psi_m = 2 \ln\left(\frac{1+x}{1+x_0}\right) + \ln\left(\frac{1+x^2}{1+x_0^2}\right) - 2 \tan^{-1}(x) + 2 \tan^{-1}(x_0) \quad (0.34)$$

Onde

$$x = \left[1 - 15 \left(\frac{z}{L} \right) \right]^{1/4}, \quad x_0 = \left[1 - 15 \left(\frac{z_0}{L} \right) \right]^{1/4} \quad (0.35)$$

- Fluxo de calor sensível na superfície H_s . A variação temporal do fluxo de calor na superfície é o que rege as fases do ciclo diurno da CLP. No caso convectivo, a sua influência é representada pela escala de velocidade convectiva (Equação 2.3). Aqui, a variação do fluxo ocorre de acordo com a Figura 5.2.

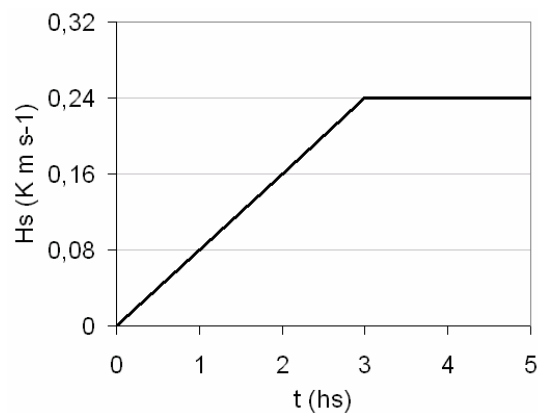


FIGURA 0.2 - Variação temporal do fluxo de calor na superfície empregada nos modelos teóricos.

Optou-se por uma variação brusca, se comparada a valores médios observados na natureza, para que as características pertinentes à fase de transição matutina sejam observadas mais facilmente (RIZZA, comunicação pessoal). Desta forma, pode-se dividir a fase de crescimento em três estágios de acordo com os valores de fluxo: de 0 à $0,08 \text{ Kms}^{-1}$, de $0,08$ à $0,16 \text{ Kms}^{-1}$ e de $0,16$ à $0,24 \text{ Kms}^{-1}$. Nota-se que após a terceira hora de simulação, o fluxo torna-se constante para que seja representado o fim da fase de transição (aqui, fase em que o fluxo de calor cresce de um valor nulo até um valor alto o suficiente para gerar vórtices bem resolvidos) e início da fase em que a CLC está totalmente desenvolvida.

Abaixo, a descrição de cada modelo. Vale ressaltar que as combinações entre as formulações para se obter os modelos teóricos foram baseadas em testes preliminares.

Destes, as combinações que geraram resultados mais interessantes foram selecionadas para que se gerassem os modelos.

Modelo M1

A primeira hipótese de formulação (M1) emprega as metodologias de espectro 3-D e 1-D de Kristensen et al. (1989) (equações 5.9 e 5.10), as formulações de variância horizontal de Panofsky et al. (1977) (equação 5.14) e de Kristensen et al. (1989) para a variância vertical (equação 5.15). Para a parte neutra, as variâncias horizontais também são de acordo com Panofsky et al. (1977) (equação 5.14) e a vertical é de acordo com Kaimal et al., (1972) (equação 5.19). A taxa de dissipação é dada por Højstrup (1982) (equação 5.27).

Modelo M2

Assim como M1, o modelo M2 também emprega as metodologias de Kristensen et al. (1989) para a elaboração dos espectros. A variância convectiva é dada por Degrazia et al. (1997) (equação 5.23), com o emprego das equações (5.25) e (5.26) para a formulação do caso neutro. A taxa de dissipação é dada de acordo com as equações (5.28) e (5.30), sendo a energia cinética de subgrade e de acordo com (5.31) e (5.32), com $C_e = 3,2$.

Modelo M3

O modelo M3 emprega a metodologia usada em Goulart et al. (2004) (equação 5.20) para o espectro 3-D, a equação (5.21) para o espectro convectivo 1-D e a equação (5.24) para o espectro neutro 1-D. As formulações de variância são as mesmas do M2. A taxa de dissipação é obtida através das equações (5.28) e (5.29). Na ECT de subgrade (equação 5.31 e 5.32) temos que $C_e = 1,0$.

Modelo M4

O modelo M4 emprega as mesmas formulações de espectro que o M3. As variâncias são as mesmas empregadas em M1, com exceção da formulação de variâncias vertical que

aqui é baseada em Lenschow et al. (1980) (equação 5.16). A função taxa de dissipação é dada pelas equações (5.28) e (5.29). Na equação da ECT de subgrade (equações 5.31 e 5.32), temos que $C_e = 0,1$.

A Tabela abaixo sintetiza as formulações empregadas nos modelos acima.

TABELA 0.1 - Equações empregadas nos modelos analíticos. Onde E_{3D} é o espectro tridimensional, F_L é a componente longitudinal do espectro unidimensional, σ_{cv} e σ_{ch} são as componentes verticais e horizontais das variâncias convectivas, σ_n é a variância neutra, ε é a razão taxa de dissipação, C_e é o parâmetro usado na equação da ECT de subgrade.

	E_{3D}	F_L	σ_{cv}	σ_{ch}	σ_n	ε	C_e
M1	Eq. (5.9)	Eq. (5.10)	Eq. (5.15)	Eq. (5.14)	Eq. (5.14 e 5.19)	Eq. (5.27)	-
M2	Eq. (5.9)	Eq. (5.10)	Eq. (5.23)	Eq. (5.23)	Eq. (5.25 e 5.26)	Eq. (5.28 e 5.30)	3,2
M3	Eq. (5.20)	Eq. (5.21)	Eq. (5.23)	Eq. (5.23)	Eq. (5.25 e 5.26)	Eq. (5.28 e 5.29)	1,0
M4	Eq. (5.20)	Eq. (5.21)	Eq. (5.16)	Eq. (5.14)	Eq. (5.14 e 5.19)	Eq. (5.28 e 5.29)	0,1

A diferença nos valores de C_e indica como cada modelo considera a influência da ação dos pequenos vórtices, i.e., quanto maior o valor de C_e , maior a influência. O modelo M1 não apresenta nenhuma formulação em função da ECT de subgrade – por isso o valor ausente na Tabela acima – o que indica que a influência dos pequenos vórtices está basicamente representada pelo valor constante da taxa de dissipação, identificada pelas equações (5.4) e (5.27). Este valor constante indica que a influência dos pequenos vórtices torna-se relativamente menor à medida que a convecção cresce. Já nos outros modelos, a importância relativa dos pequenos vórtices tende a diminuir, haja vista que

com o desenvolvimento da convecção a contribuição dos grandes vórtices torna-se cada vez maior. Mesmo assim, nestes casos, nota-se um aumento da ECT de subgrade com o tempo.

Os resultados foram plotados em três níveis verticais: $0,1 z/z_i$ (próxima a camada superficial), $0,5 z/z_i$ (camada de mistura) e $0,9 z/z_i$ (próxima ao topo da CLC), para que se verifique a estrutura vertical do crescimento da CLC. As Figuras 5.3 à 5.6 mostram o comportamento do espectro empregando os modelos (M1 ao M4) ao longo das cinco horas simuladas para o nível de $0,1 z_i$.

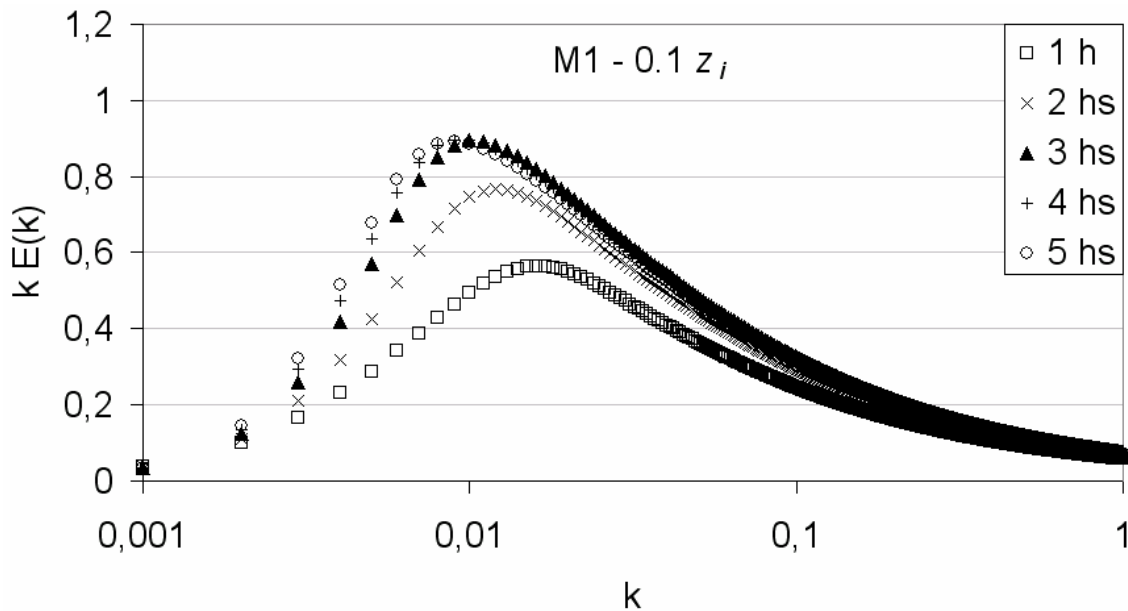


FIGURA 0.3 - Espectros do modelo M1 para o nível de $0,1 z_i$. O gráfico formado por quadrados representa o espectro referente à primeira hora de simulação; o formado por \times refere-se à 2ª hora, os triângulos pretos à 3ª hora, as cruzes à 4ª hora e os círculos à 5ª hora.

Primeiramente, na Figura 5.3 nota-se que o formato dos espectros 3-D obedece, aproximadamente, a inclinação de $-5/3$ da teoria de Kolmogorov (no subintervalo inercial) para espectros 1-D, como também indica Gifford (1959). Observa-se que a magnitude do espectro acompanhou o crescimento da convecção, onde o fluxo de calor de superfície cresceu de acordo com a Figura 5.2. Assim, o gráfico referente à primeira

hora de simulação representa o primeiro estágio da fase de crescimento, e assim por diante. Nos últimos três horários de simulação, quando a CLC é alimentada por um fluxo de calor constante ($H_s = 0,24 \text{ Kms}^{-1}$) houve uma manutenção do valor da magnitude do pico espectral.

Além das esperadas diferenças temporais de magnitude, outra característica interessante é a variação da posição do pico espectral. Nota-se que com o passar do tempo, i.e., com o desenvolvimento da CLC, o pico espectral migrou para valores de número de onda menores, ou seja, para a posição espectral relativa aos vórtices que contém a maior parte da energia. Isto indica, claramente, que à medida que a convecção vai aumentando, diminui o número de onda dos vórtices mais energéticos, aumentando o comprimento de onda (escala espacial) dos mesmos. Tal comportamento é observado mesmo quando a CLC já está estabelecida, como verificado nos espectros referentes às horas 3, 4 e 5, indicando que mesmo com fluxo de calor constante, os vórtices mantêm, embora mais lentamente, o crescimento de suas escalas espaciais. Este resultado (migração do pico espectral) concorda com Grant (1997), que para o caso de decaimento encontrou justamente o contrário, i.e., quando a convecção decai, os picos espectrais migram para valores maiores de k , indicando que com o decaimento os grandes vórtices diminuem suas escalas espaciais. A Figura a seguir mostra o comportamento do modelo M2, para o mesmo nível.

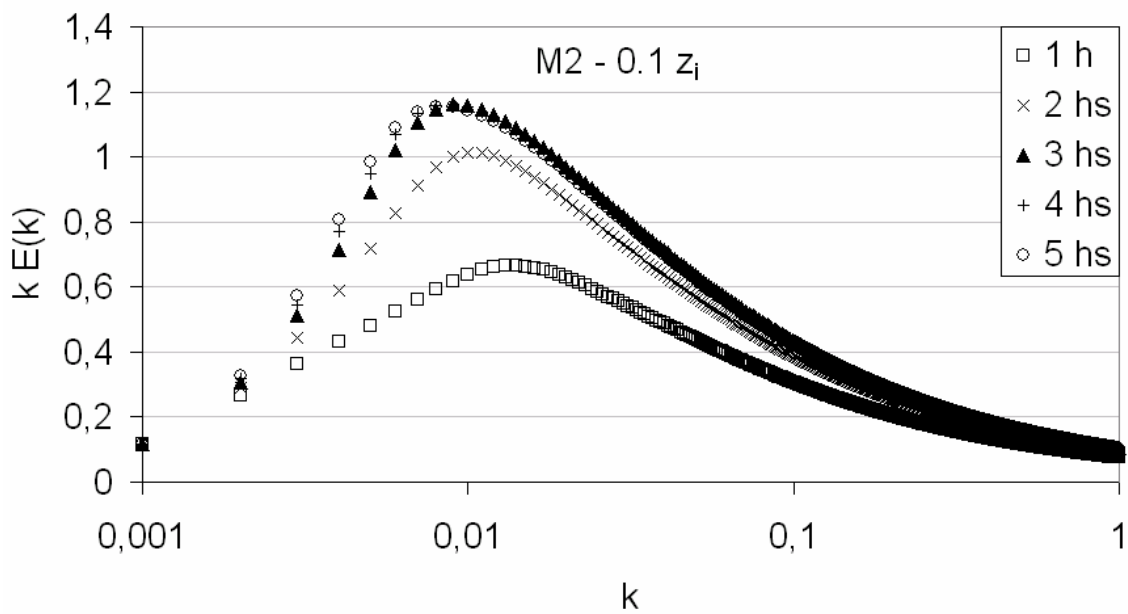


FIGURA 0.4 - Idem a Figura 5.3, mas para o modelo M2.

De acordo com a Figura 5.4, o modelo M2 apresenta resultados similares ao modelo M1, exceto pela magnitude maior do pico espectral durante todo o período, bem como a diferença entre o espectro referente à primeira hora de convecção (quadrados) e o referente ao início da fase estabelecida (triângulos). A inclinação do pico espectral em direção à escala dos maiores vórtices à medida que a convecção aumenta também é observada. A seguir, os resultados do modelo M3, para o mesmo nível.

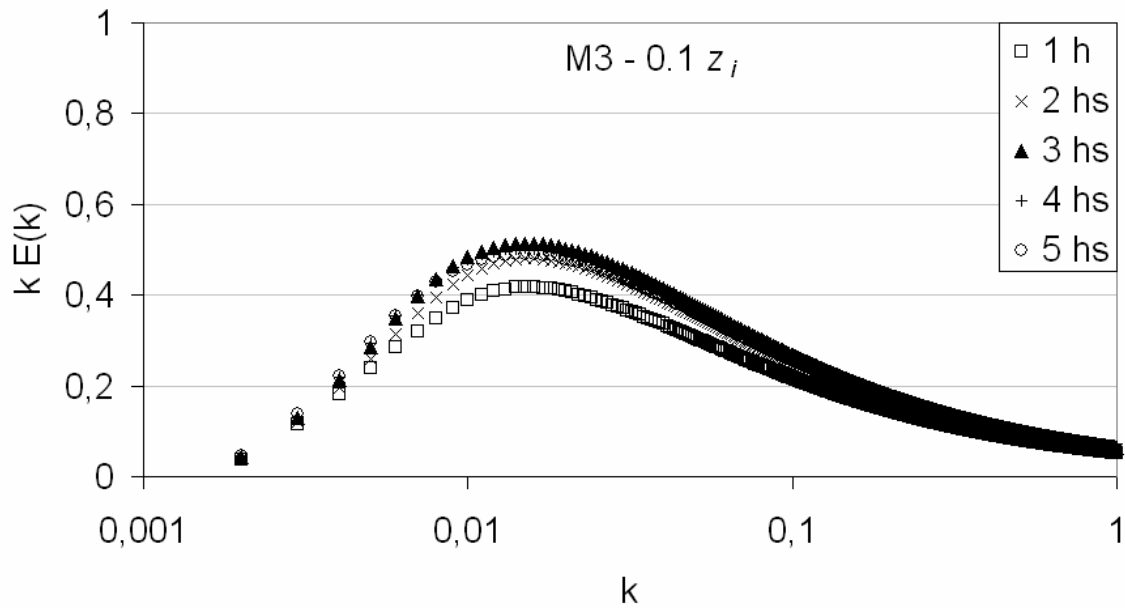


FIGURA 0.5 - Idem a Figura 5.3, mas para o modelo M3.

No modelo M3, o aumento da magnitude com o passar do tempo é observado. Já a inclinação dos picos espectrais em direção aos vórtices maiores não, i.e., o número de onda de pico permanece constante, indicando que, pelo menos neste nível, os vórtices mais energéticos não variam suas escalas espaciais. Além disso, a magnitude do pico espectral é bem menor do que em M1 e M2, bem como a diferença entre a fase estabelecida e o início do crescimento da CLC, que aqui é muito pequena. A Figura 5.6 mostra os resultados do modelo M4.

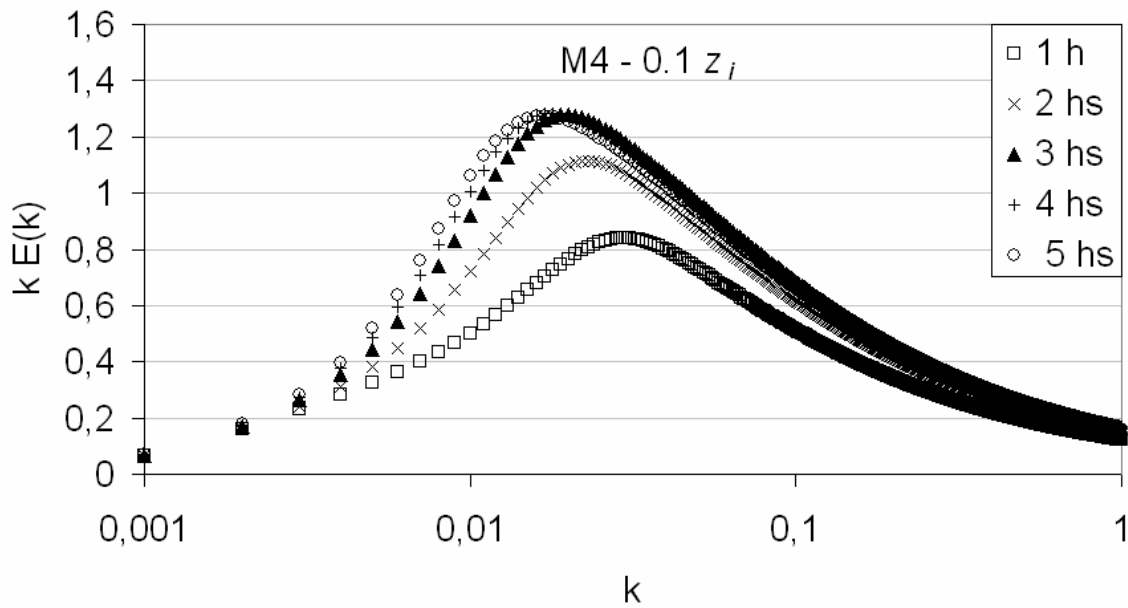


FIGURA 0.6 - Idem a Figura 5.3, mas para o modelo M4.

A Figura 5.6 mostra que o modelo M4 é o que apresenta maior magnitude espectral, embora com taxa de crescimento – diferença entre a magnitude da primeira e da terceira hora de convecção – um pouco menor que no M2. A inclinação dos picos espectrais em direção aos vórtices maiores também é observada, contudo, os picos ocupam um subintervalo de números de onda maiores que nos outros modelos. No geral, nota-se que para este nível os modelos apresentaram um comportamento espectral similar, com exceção aos valores das magnitudes espectrais de M3. A seguir, os resultados referentes ao nível de $0,5 z_i$, representando a camada de mistura.

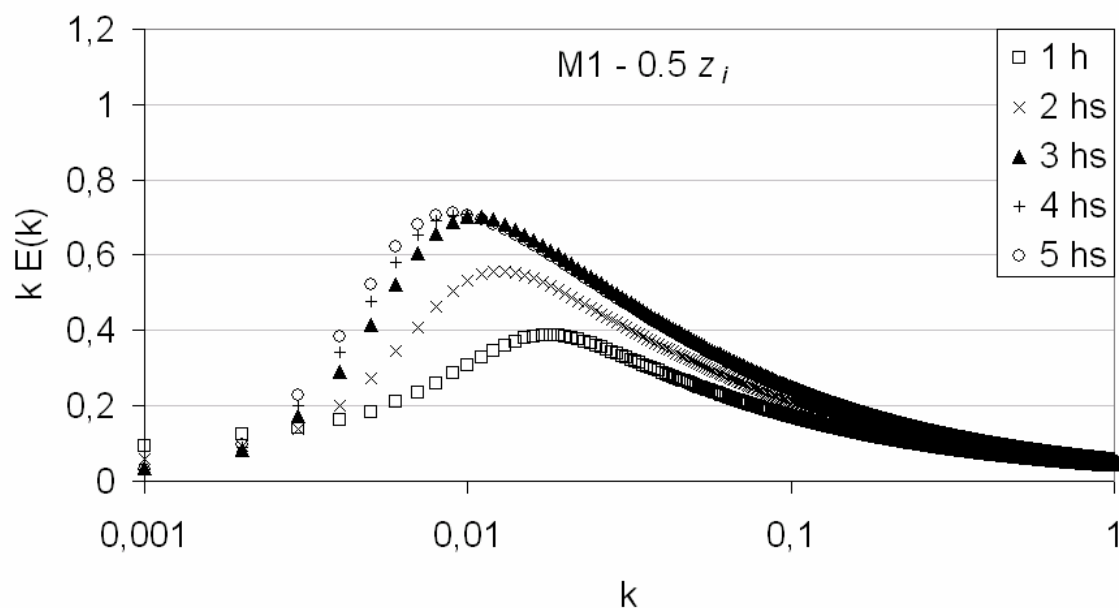


FIGURA 0.7 - Idem a Figura 5.3, mas para o nível de $0,5 z_i$.

A Figura 5.7 mostra que para o nível de $0,5 z_i$, o modelo M1 apresenta um comportamento similar ao do nível mais baixo (magnitude crescente e inclinação dos picos em direção à k menores). Entretanto, nota-se que neste nível M1 gera um espectro com magnitude menor que o espectro da camada superficial (Figura 5.3), para todos os horários. Deste modo, observa-se que o pico espectral tem uma maior dependência da fonte de energia térmica (superfície do solo). Além disso, sabe-se da literatura - por exemplo, Moeng (1984) - que os pequenos vórtices exercem sua principal contribuição energética próximos à superfície (ver, por exemplo, Figura 4.6).

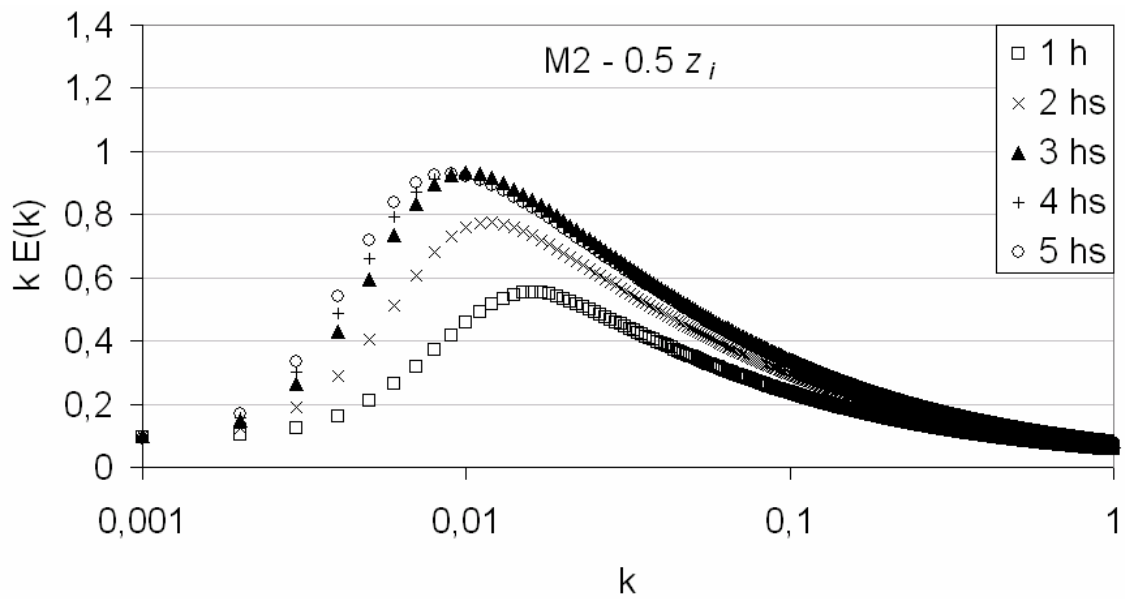


FIGURA 0.8 - Idem a Figura 5.4, mas para o nível de $0,5 z_i$.

Apesar das diferenças nas formulações de variâncias e taxas de dissipação, por meio da Figura 5.8, observa-se que o modelo M2 apresenta um comportamento similar ao M1, exceto pelas magnitudes dos picos. Assim como em M1, nota-se uma maior dependência dos picos com relação à fonte de energia térmica, principal contribuinte para a ECT em uma CLC média.

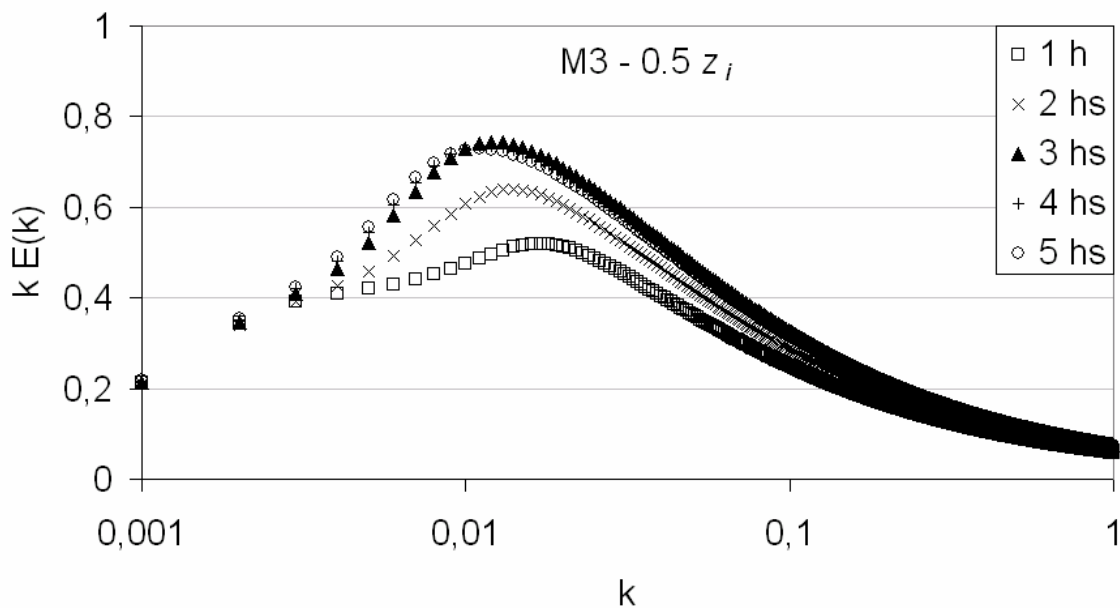


FIGURA 0.9 - Idem a Figura 5.5, mas para o nível de $0,5 z_i$.

A Figura 5.9 mostra que os espectros da camada de mistura do modelo M3 apresentam uma magnitude maior do que o espectro referente à camada superficial (Figura 5.5). Isto indica que os picos espectrais deste modelo são mais dependentes da ação dos grandes vórtices, i.e., na camada de mistura praticamente toda a energia disponível para a geração de turbulência se deve à ação dos vórtices que contém energia, cabendo aos pequenos vórtices a tarefa de dissipação. Diferente do espectro do nível mais baixo, mas como os demais modelos, aqui observa-se a migração dos picos espectrais em direção à escalas espaciais maiores. No geral, as magnitudes ficaram ligeiramente maiores do que em M1. Outra característica encontrada aqui é o formato um pouco diferente do espectro durante a fase de transição. Abaixo, os espectros do modelo M4 referentes à camada de mistura.

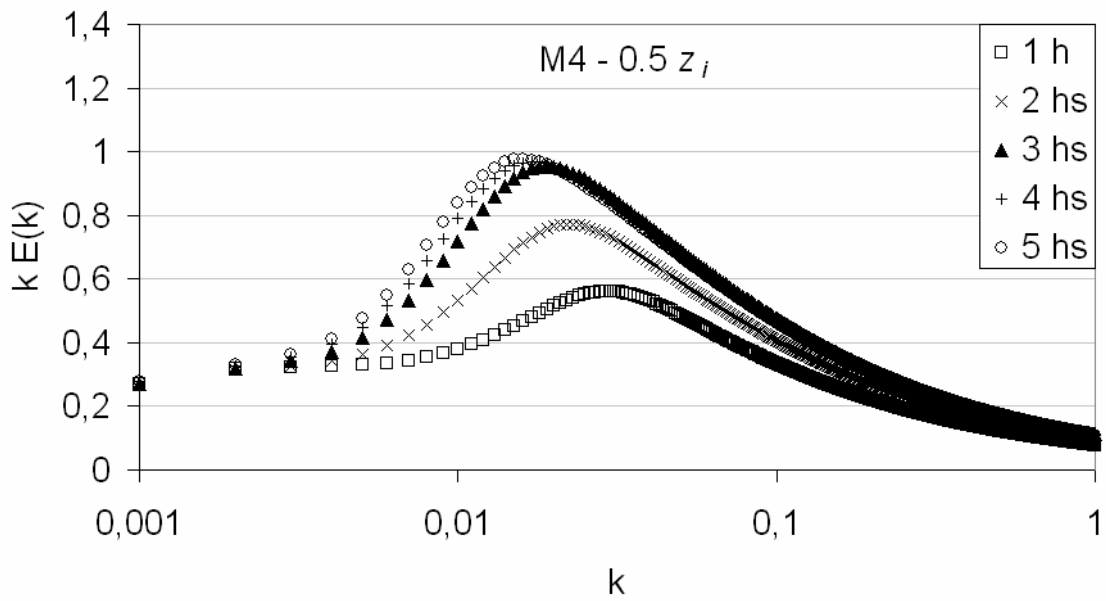


FIGURA 0.10 - Idem a Figura 5.6, mas para o nível de $0,5 z_i$.

Comparando com o gráfico do nível mais baixo (Figura 5.6) nota-se, assim como em M1 e M2, uma magnitude espectral menor. Além disso, novamente é observado que os picos espectrais ocupam um subintervalo com números de onda maiores que nos demais modelos. A seguir os gráficos referentes ao nível próximo à zona de entranhamento ($0,9 z_i$).

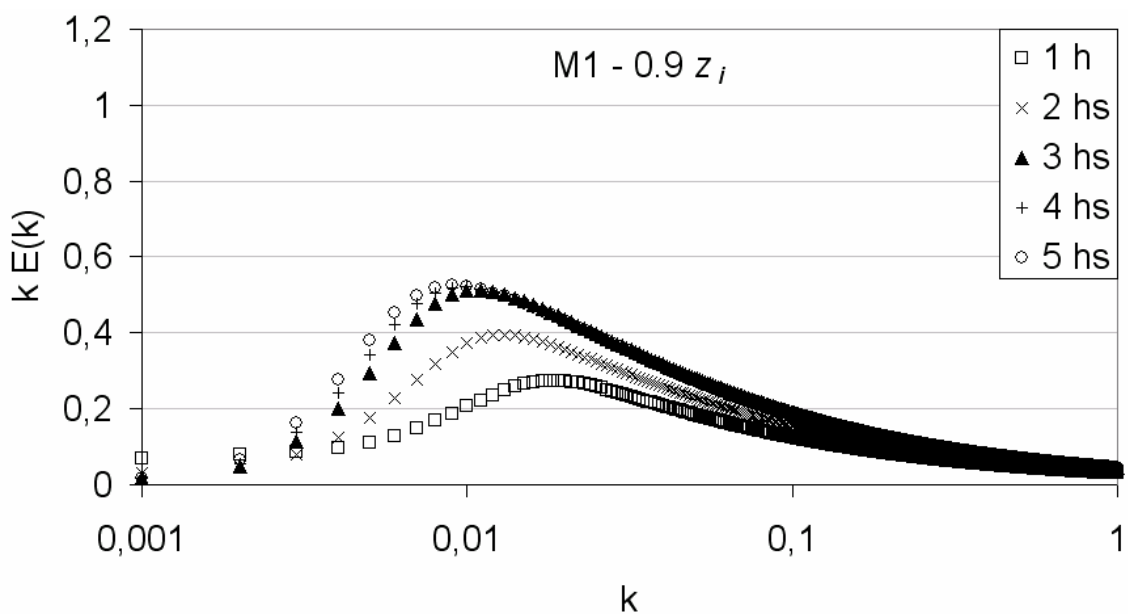


FIGURA 0.11 – Idem a Figura 5.3, mas para o nível de $0,9 z_i$.

O espectro de energia próximo à zona de entranhamento simulado pelo modelo M1 (Figura 5.11) apresenta o comportamento básico similar aos outros níveis: aumento da magnitude e inclinação do pico espectral em direção a comprimentos de onda maiores com o passar do tempo. Confirma-se a tendência de M1 simular um espectro com magnitude decrescente com a altura, ou seja, a magnitude sendo maior nos níveis mais baixos. A seguir, o resultado de M2 para este nível.

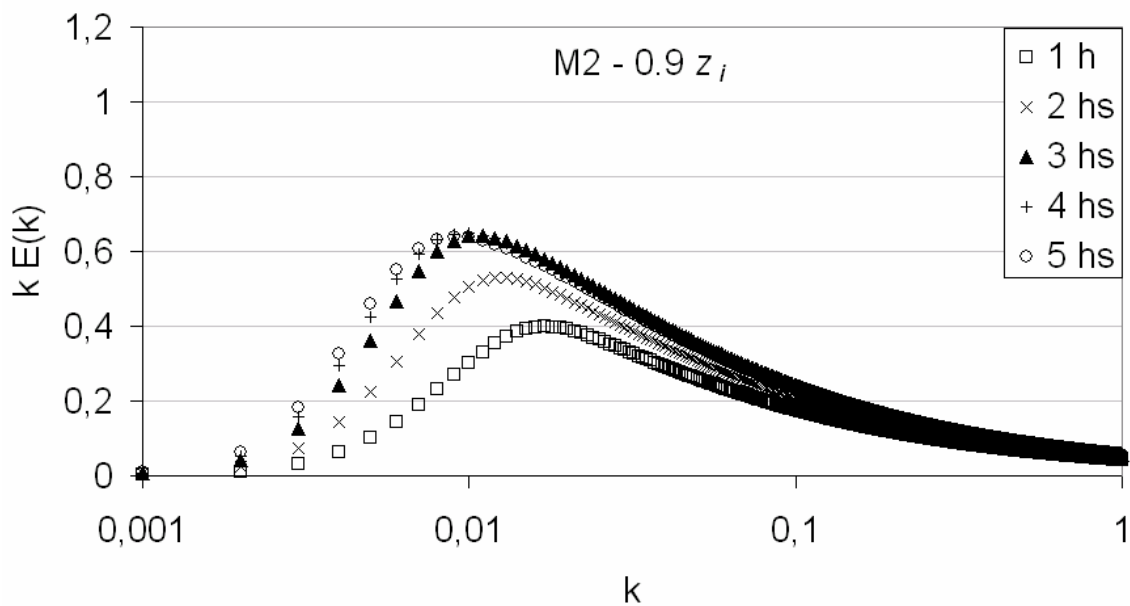


FIGURA 0.12 - Idem a Figura 5.4, mas para o nível de $0,9 z_i$.

Através da Figura 5.12, observamos que os resultados do modelo M2 seguem o comportamento da estrutura vertical verificado no M1: a magnitude do pico espectral diminuindo com a altura.

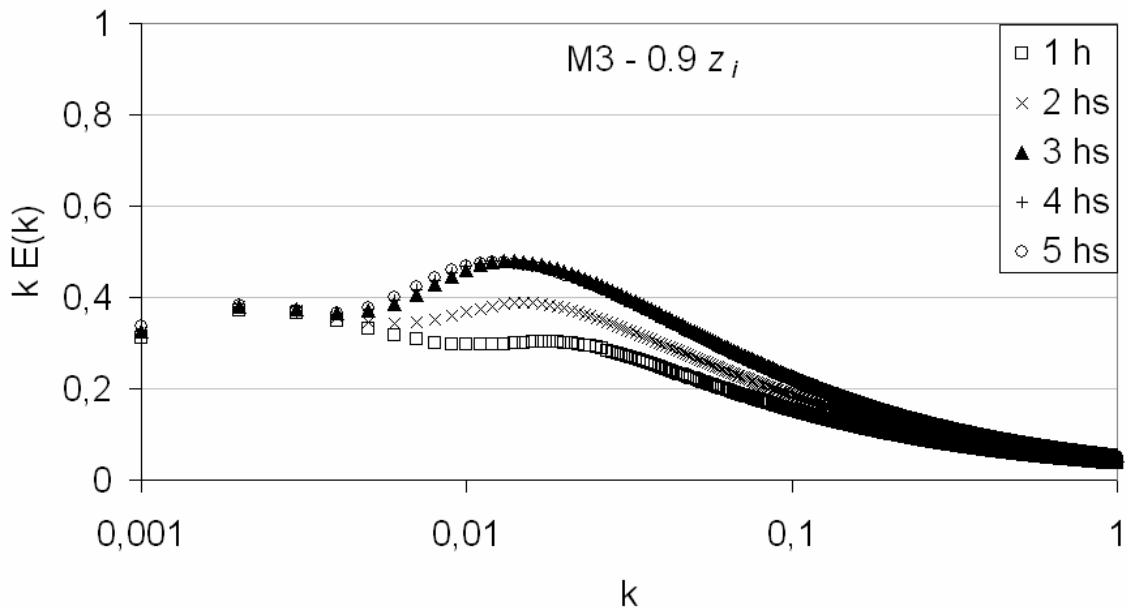


FIGURA 0.13 - Idem a Figura 5.5, mas para o nível de $0.9 z_i$.

No gráfico referente ao espectro de 1h do modelo M3 (Figura 5.9) foi observado um formato não esperado. Este formato é intensificado, para todos os horários, nos espectros simulados próximos à zona de entranhamento (Figura 5.13). Aqui, nota-se um pico espectral situado em um subintervalo que representa movimentos de escala espacial maior (pequenos números de onda) e outro pico, situado em um subintervalo com escala espacial menor. No primeiro pico nota-se que a magnitude não varia com o tempo, i.e., representa algum fenômeno insensível às variações térmicas da superfície. Já o segundo pico mostra a variação esperada da magnitude espectral, bem como a inclinação dos picos em direção a números de onda menores. Isto significa que o primeiro pico espectral representa, provavelmente, algum fenômeno inerente à zona de entranhamento. A zona de entranhamento é a região da CLP que, por limitá-la verticalmente, sofre mais diretamente a influência de fenômenos externos. De acordo com a Figura (5.13) este(s) fenômeno(s) apresenta(m) uma escala espacial maior do que os grandes vórtices da CLP (segundo pico espectral), potencializando a chance de pertencer a uma escala maior que a micro (ver breve análise no final deste item). Com relação ao pico espectral referente à convecção da CLC, nota-se uma magnitude levemente inferior à da simulação do nível mais baixo, confirmando que M3 simula

uma magnitude espectral maior no interior da camada de mistura, i.e., na região em que toda a energia turbulenta se deve à ação dos grandes vórtices.

Abaixo, os resultados do modelo M4.

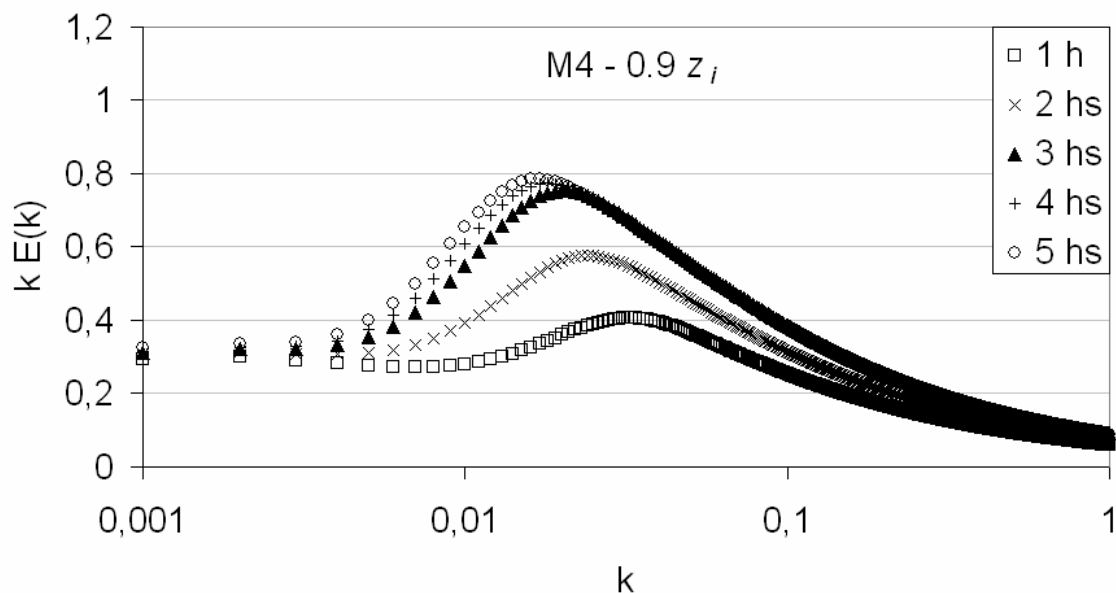


FIGURA 0.14 - Idem a Figura 5.6, mas para o nível de $0,9 z_i$.

Os espectros simulados pelo modelo M4 apresentam características similares aos de M1 e M2: magnitude espectral diminuindo com a altura. Entretanto, salienta-se que no subintervalo referente aos números de onda menores a magnitude espectral apresenta um aumento relativo da sua intensidade, apesar de não ser encontrado nenhum pico na região (ao contrário de M3). Tal característica poderia ser interpretada como uma indicação à tendência observada em M3: simulação de um fenômeno de escala maior, provavelmente externo à CLP. Lembramos, de acordo com a Tabela 5.1, que ambos modelos empregam os mesmos espectros 1-D e 3-D.

No geral, os modelos simularam espectros com comportamentos similares e coerentes com o que se conhece da literatura. O único comportamento distinto foi encontrado nas simulações do modelo M3, onde as maiores magnitudes dos picos espectrais foram encontradas na camada de mistura – enquanto que nos demais modelos as mesmas

foram encontradas no nível mais baixo – e o número de onda de pico na simulação do nível mais baixo, que permaneceu constante. Como já mencionado, o objetivo da análise em três níveis verticais é apresentar uma visão da estrutura vertical durante a fase de crescimento. Assim, podemos comparar como se comportam os modelos na camada superficial (próxima a fonte dos fluxos turbulentos), camada de mistura (nível de maior mistura turbulenta) e zona de entranhamento. Além disso, as figuras mostraram que fatores como o aumento da magnitude espectral com o tempo e a inclinação dos picos espectrais em direção aos números de onda menores são verificadas em praticamente todos os casos, indicando que os mesmos independem das metodologias de espectro e de variância, o que comprova a coerência do modelo de crescimento da convecção (Equação 5.6). A figura abaixo mostra os perfis dos picos espectrais, para que a comparação e análise dos vórtices mais energéticos simulados pelos modelos sejam mais detalhadas. São apresentados os perfis para a fase de crescimento, ou seja, as três primeiras horas de simulação, pois durante a fase de convecção estabelecida a variação é mínima.

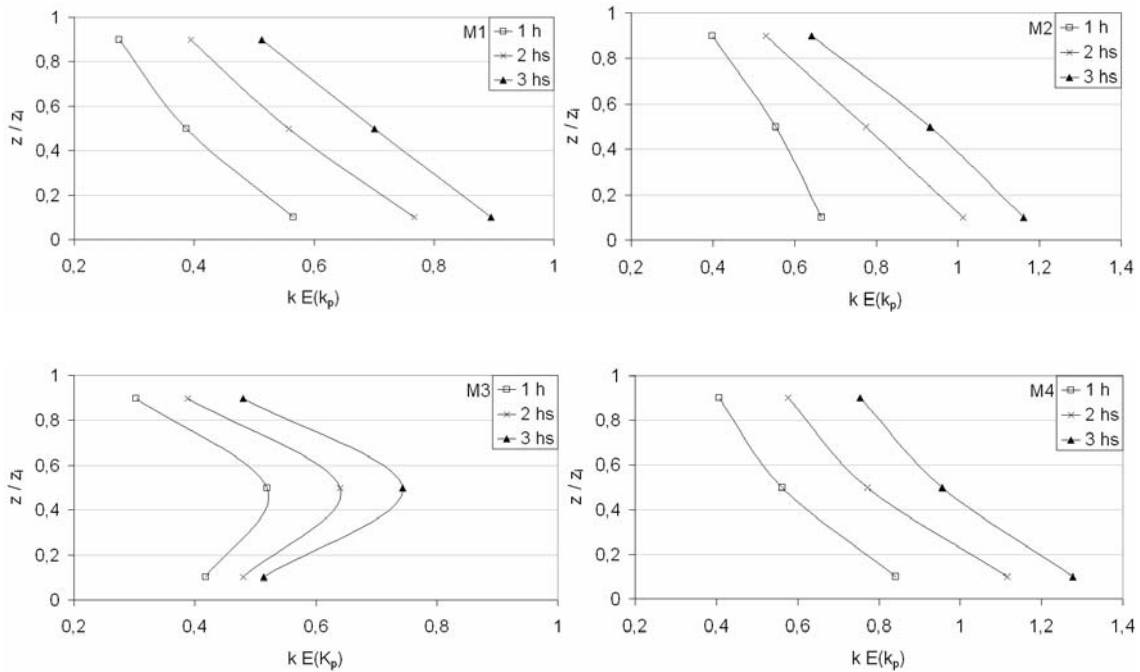


FIGURA 0.15 - Perfis verticais dos picos espectrais durante a fase de crescimento para os quatro modelos. As linhas com quadrado representam a primeira hora de simulação; com x representam a segunda e a terceira é representada pela linha com triângulos.

A Figura 5.15 mostra que o comportamento dos picos espectrais é um bom indicador do comportamento de todo o espectro, pois em uma CLC (mesmo que em formação) a variação temporal dos vórtices mais energéticos, representados pelos picos espectrais, indica como cada modelo simula o crescimento da convecção. Assim, nota-se com mais clareza que o modelo M3 apresenta as maiores diferenças com relação aos demais. Confirma-se que em M3 os vórtices mais energéticos encontram-se na camada de mistura, enquanto que nos demais casos se encontram na camada superficial. Em todos os casos, as menores magnitudes são observadas na região próxima ao topo da camada. Com relação ao formato do perfil, M3 apresenta a maior diferença, como já mencionado, entretanto, nota-se que em M2 o perfil tem um formato que difere de M1 e M4 por potencializar mais os valores da camada de mistura (característica principal de M3) do que nestes dois modelos. M1 e M4 apresentam um comportamento que praticamente só difere na magnitude. Por meio da Tabela 5.1, nota-se que a semelhança entre M1 e M4 e entre M2 e M3 reside nas formulações das variâncias. Desta forma,

observa-se que as formulações das variâncias influenciam diretamente na simulação do comportamento dos grandes vórtices. Para a verificação deste ponto, a seguir são apresentados os gráficos das variâncias usadas em cada modelo. A Figura 5.16 mostra a variação temporal das variâncias de M1 durante a fase de transição.

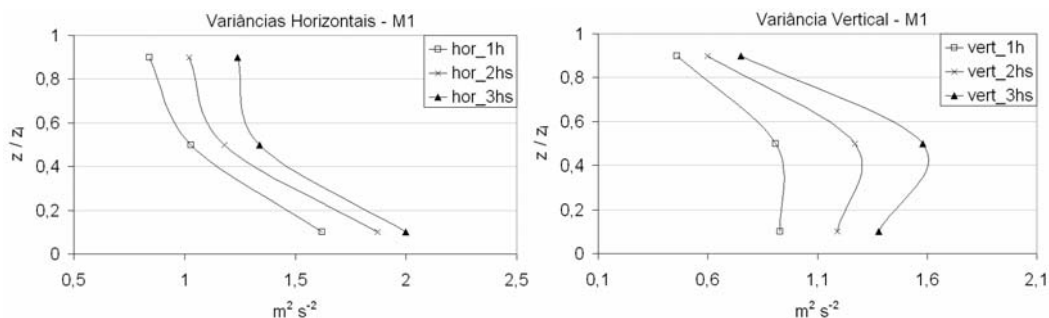


FIGURA 0.16 - O gráfico da esquerda mostra as variâncias horizontais (componentes longitudinal e transversal) e o da direita mostra a variância vertical para M1. A representação dos símbolos de cada linha segue a da Figura 5.15.

Na Figura 5.16, o gráfico da esquerda representa o comportamento da variância horizontal empregada pelo M1 (Equação 5.14) e o da direita representa a variância vertical usada no modelo (Equação 5.15). Com o crescimento da convecção, ambas componentes da variância aumentam suas magnitudes. Nota-se maior semelhança entre os perfis da variância horizontal com os perfis dos picos espectrais (Figura 5.15), i.e., valores maiores no nível mais baixo. No gráfico da variância vertical, observa-se que no início da transição (1 h) o valor na camada de mistura é quase igual ao da superfície. Já na parte final, quando a convecção está bem mais resolvida (3 hs), o valor na camada de mistura é maior. Este é um resultado esperado, haja vista que a variância vertical representa melhor os vórtices mais energéticos que, por sua vez, tendem a se desenvolverem mais na camada de mistura ($0,5 z_i$). Abaixo, os gráficos das variâncias empregadas em M2.

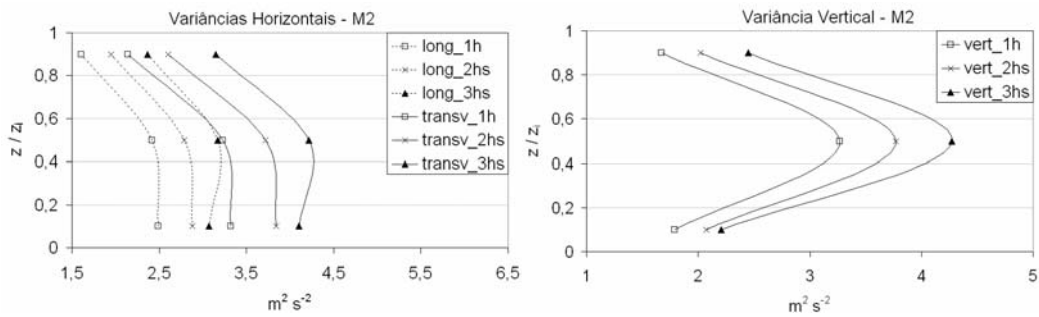


FIGURA 0.17 - Idem a Figura 5.16, mas para M2.

Os gráficos acima representam as variâncias empregadas pelo modelo M2 (Equação 5.23). Diferente de M1, aqui a formulação da variância horizontal apresenta diferença, embora pequena, entre a componente longitudinal (representada pela linha tracejada e legenda “long” na Figura 5.17) e a componente transversal (representada pela linha contínua e legenda “transv”). Neste gráfico, observa-se que a diferença entre estas componentes reside nas suas magnitudes – a magnitude da componente transversal é maior. Com exceção dos últimos perfis (long_3hs e transv_3hs), em que a camada de mistura apresenta os maiores valores, praticamente não existe diferença entre os valores do nível mais baixo e o da camada de mistura.

Já quanto à variância vertical, desde o primeiro gráfico observa-se um comportamento definido, com valores maiores na camada de mistura. Ambos os gráficos apresentam altos valores de magnitude, provavelmente devido à importância aqui dada à ECT dos pequenos vórtices (ver valor de C_e na Tabela 5.1). Contudo, vale destacar que o mais importante nestes gráficos são os formatos dos perfis verticais. A seguir, as variâncias empregadas em M3.

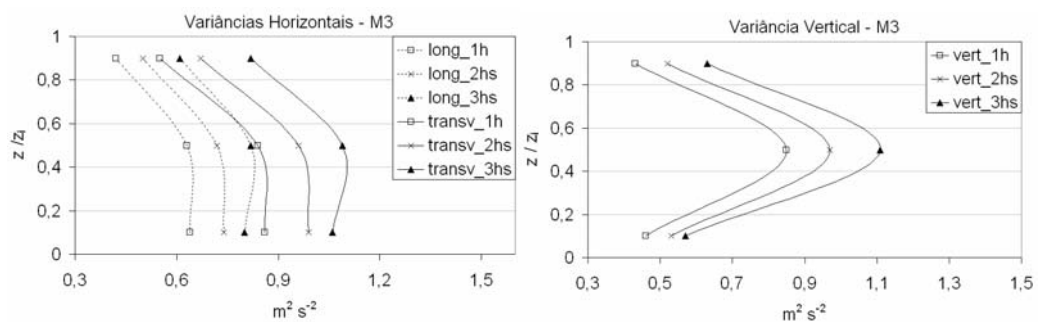


FIGURA 0.18 - Idem a Figura 5.16, mas para M3.

Na Figura 5.18 observa-se que a diferença entre os gráficos das variâncias empregadas em M2 e M3 é mínima e se deve à formulação da razão taxa de dissipação e ao fator que define a importância dos pequenos vórtices (ver Tabela 5.1). Abaixo, os gráficos referentes ao modelo M4.

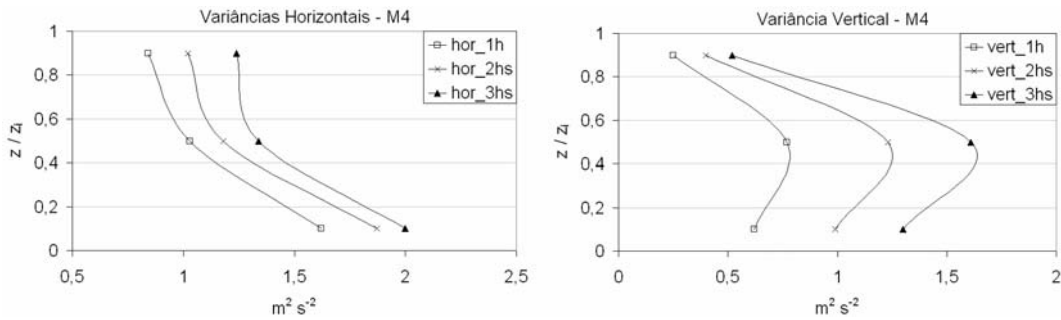


FIGURA 0.19 - Idem a Figura 5.16, mas para M4.

A formulação de variância horizontal de M4 é a mesma de M1, enquanto que a variância vertical difere um pouco, apresentando valores da camada de mistura relativamente mais destacados do que em M1.

No geral, comparando a Figura 5.15 com os gráficos das variâncias nota-se como o comportamento dos vórtices mais energéticos é dependente das formulações das variâncias. Tanto na Figura 5.15 quanto na 5.18, verifica-se a tendência de M3 em potencializar a ação dos grandes vórtices na camada de mistura. Esta tendência, verificada também na Figura 5.17, indica a diferença entre o comportamento dos grandes vórtices simulado por M2 e o simulado por M1 e M4.

Os gráficos dos espectros mostram que, com o passar do tempo, os picos espectrais ocorrem em números de onda cada vez menores. Considerando que:

$$\lambda_p = \frac{2\pi}{k_p} \tag{0.36}$$

Onde λ_p é o comprimento de onda de pico e k_p é o número de onda de pico, ambos tridimensionais, obtemos, através dos gráficos dos espectros, k_p , e substituindo em

(5.36) tem-se os comprimentos de onda referentes aos maiores vórtices, que fornecem uma idéia sobre a escala espacial dos vórtices que contém energia durante a fase de transição matutina (NUNES et al. 2007c). A Figura 5.20 mostra os perfis de λ_p integrados no tempo dos quatro modelos, onde pode-se comparar como ocorre o crescimento espacial dos grandes vórtices. Os valores de λ_p são normalizados por z_i , sendo que aqui considera-se que a z_i é a altura típica do topo da CLC (1000 m). Estudos observacionais, como Kaimal et al. (1976), indicam que o comprimento de onda vertical dos maiores vórtices na camada de mistura é da ordem da altura da CLC. Aqui, para fazermos esta comparação temos que observar a partir do estágio de CLC estabelecida, ou seja, após as 3 horas. Entretanto, neste trabalho lidamos com comprimentos de onda tridimensionais e, além disso, as magnitudes são condicionadas às escolhas das formulações dos modelos teóricos. Assim, mais importante do que os valores é a taxa (modo) de crescimento dos grandes vórtices. Os gráficos da Figura 5.20 foram obtidos através do software *Surfer Version 8.03*, com método de interpolação Polinomial Local.

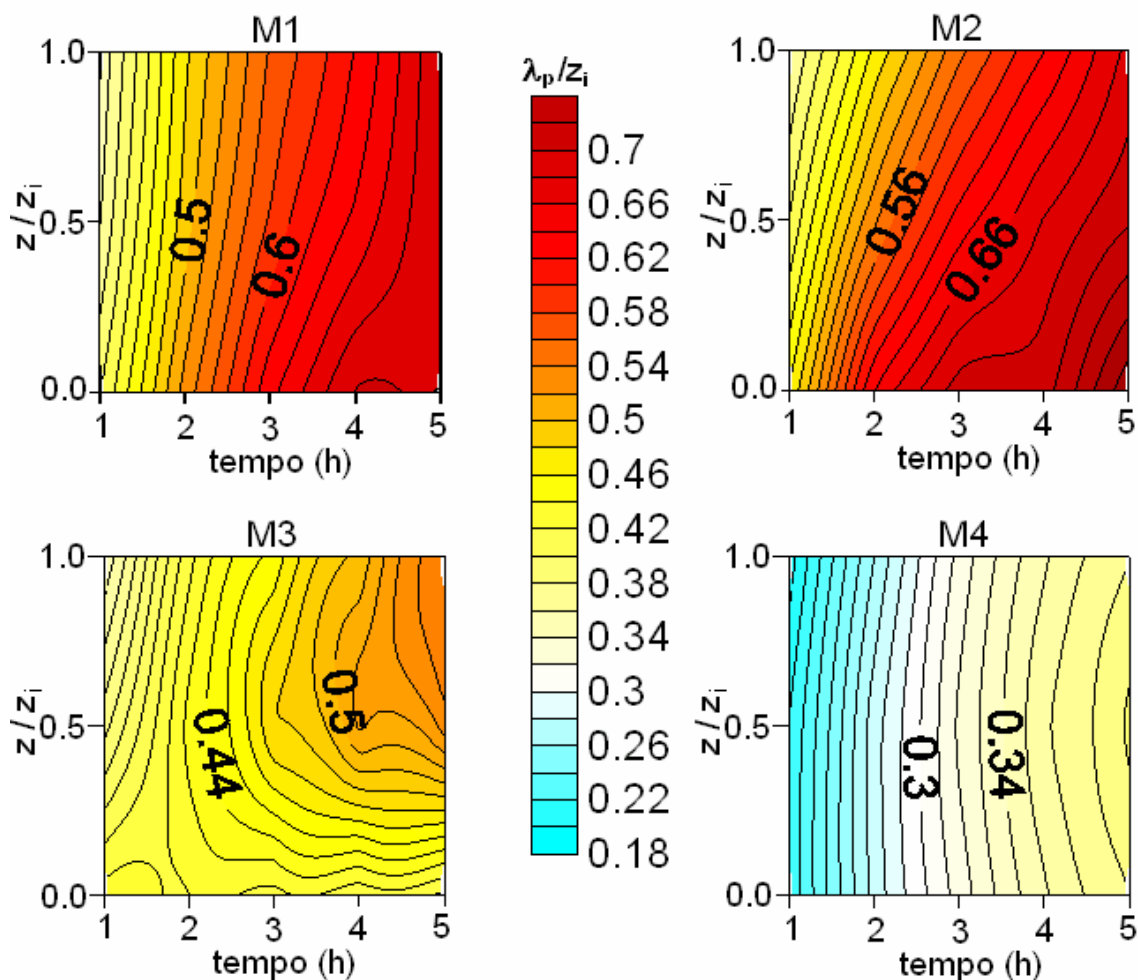


FIGURA 0.20 - Perfis de comprimento de onda de pico (normalizados por z_i) integrados no tempo. No centro, a barra de cores com os valores da variável.

Da Figura acima, observa-se que o modelo M3 diferencia-se dos demais por manter o comprimento de onda dos grandes vórtices constante no nível mais baixo. Nos outros modelos, principalmente na fase de transição (até a 3ª hora), o crescimento é quase constante com a altura, ou seja, os grandes vórtices aumentam suas escalas espaciais em todos os níveis. Em M2, nota-se na fase de CLC estabelecida (da 3ª hora em diante) um crescimento maior em baixos níveis. Esta característica é verificada em M1, mas com menos intensidade. Outra semelhança é que estes dois modelos apresentaram valores parecidos, enquanto que M3 e principalmente M4 apresentaram valores menores. Entretanto, salienta-se que os gráficos da Figura 5.20 são derivados dos espectros

calculados nos três níveis ($0,1z_i$, $0,5z_i$ e $0,9z_i$) e que parte da variação vertical se deve a interpolação do pacote gráfico aqui usado. Da mesma forma, podemos analisar a escala espacial do fenômeno (pico espectral encontrado em um subintervalo de pequenos números de onda) simulado por M3 no nível de $0,9z_i$ (Figura 5.13). Através da Equação (5.36), obtemos que tal fenômeno tem uma ordem de grandeza espacial cerca de três vezes a profundidade da CLC desenvolvida, i.e., pouco mais de 3000 *m*. Além disso, esta escala é constante, sendo independente da variação do fluxo na superfície. Assim, podemos definir que realmente se trata de um movimento de escala superior à micrometeorológica, como visto em Stull (1988, Figura 2.2). Após criteriosa revisão do modelo teórico não foi encontrado nenhum erro que pudesse causar tal comportamento inesperado. Uma análise posterior – além do escopo deste trabalho – é necessária para maiores explicações acerca deste resultado isolado. As explicações apresentadas aqui são hipóteses baseadas no que se sabe sobre micrometeorologia.

As Figuras (5.15) à (5.20) analisam detalhes obtidos dos espectros de energia gerados pelos quatro modelos teóricos (Figuras 5.3 – 5.14). Observa-se que, por meio da análise do comportamento vertical e temporal dos picos espectrais, os modelos que apresentam maiores semelhanças são os que empregam formulações de variâncias similares ou iguais. Por outro lado, através da análise do comportamento vertical e temporal das escalas espaciais dos vórtices mais energéticos, notam-se maiores semelhanças entre os modelos que apresentam mesmas formulações de espectro.

6 SIMULAÇÃO DO CICLO DIURNO DA CLP POR LES

Um dos objetivos principais desta tese é a comprovação do modelo analítico para o crescimento da camada limite convectiva – problema em aberto na literatura micrometeorológica no que se refere à evolução dos espectros de ECT na fase de transição – por meio de comparação com simulação de grandes vórtices (modelo LES). Contudo, é necessário nos certificarmos da confiabilidade do modelo LES em simular a fase de crescimento da convecção. Como já mencionado no Capítulo 2, a fase de crescimento da convecção é procedente da camada noturna, i.e., suas condições iniciais são baseadas em uma camada neutra ou estável. Entretanto, para que se garanta a precisão estatística do modelo numérico, é necessário que o mesmo, após iniciada as integrações, atinja a condição de quase-equilíbrio (CQE, ver Capítulo 4). Tal condição é atingida mais facilmente quando o modelo simula o comportamento dos grandes vórtices, mais definidos e organizados, i.e., sob condições convectivas. Portanto, para se simular a fase de crescimento da convecção é necessário que se simule uma camada convectiva inicial seguida do decaimento da convecção. Após o decaimento, simula-se uma fase neutra e, finalmente, a fase de crescimento da convecção (RIZZA, comunicação pessoal). Isto significa que neste trabalho simulou-se numericamente o ciclo diurno completo da CLP (com uma camada noturna em condições neutras ao invés de estáveis), cuja análise para se comprovar a coerência do modelo LES é o objetivo deste capítulo. A simulação do ciclo foi feita de acordo com a simulação S2, apresentada no Capítulo 4.

6.1 Metodologia da simulação numérica do ciclo diurno

As fases do ciclo diurno são determinadas pela variação temporal da radiação solar incidente que, por sua vez, influencia no principal fator determinante do regime turbulento na CLP: o fluxo de calor sensível na superfície. A Tabela abaixo mostra a variação temporal do fluxo de calor na superfície empregada neste trabalho. Estabelecemos o valor de $0,24 \text{ K m s}^{-1}$ como o valor máximo, i.e., valor que determina a CLC estabelecida, e o fluxo nulo para determinar a camada noturna. Optamos por

simular uma CLC com fluxo que cresce na mesma proporção que decai, como observado na natureza sob condições de céu claro e sem advecções (STULL, 1988).

TABELA 5.1 Fases do ciclo diurno simulado pelo modelo LES

<i>Estágio</i>	<i>Tipo de Turbulência</i>	H_s (Kms ⁻¹)	<i>Intervalo de tempo do estágio (depois da CQE) (h)</i>
CBL1	<i>CLC totalmente desenvolvida</i>	0,24	0 to 1,09
DEC1	<i>início do decaimento</i>	0,16	1,09 to 1,73
DEC2	<i>decaimento</i>	0,08	1,73 to 2,37
NEU	<i>fase neutra</i>	0,00	2,37 to 4,94
GRO1	<i>início do crescimento</i>	0,08	4,94 to 5,58
GRO2	<i>crescimento</i>	0,16	5,58 to 6,28
CBL2	<i>CLC totalmente desenvolvida</i>	0,24	6,28 to 8,14

Salientamos que o objetivo principal deste capítulo é a observação das fases de transição da CLP. Por isso, simulamos aqui uma camada noturna rápida, de pouco mais de 2,5 horas. Da mesma forma, as fases de transição estão com uma variação temporal intensa, para que suas características sejam destacadas. Na seqüência, são apresentados os resultados da simulação.

6.2 Resultados da simulação numérica do ciclo diurno

6.2.1 Temperatura

A Figura abaixo mostra os perfis verticais de temperatura para diferentes períodos do ciclo.

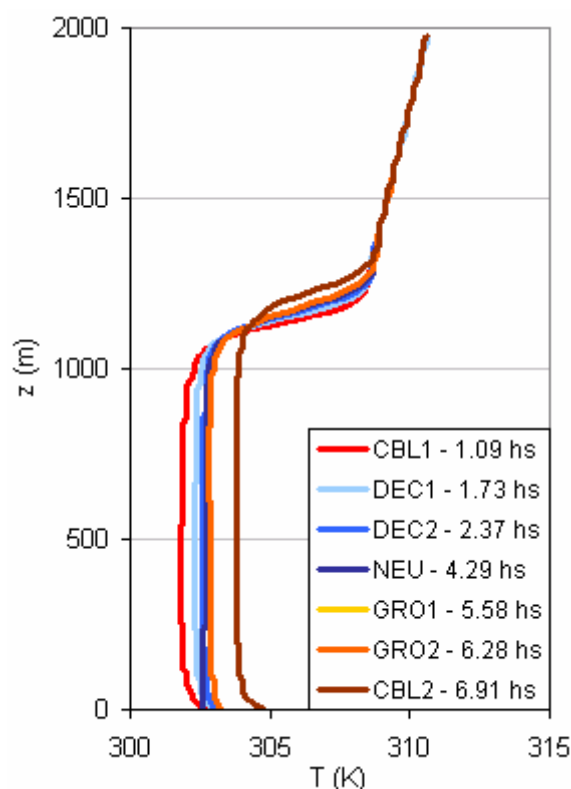


FIGURA 5.1 – Perfis verticais de temperatura para cada fase do ciclo diurno simulado neste trabalho. Ao lado da sigla (ver Tabela 6.1) referente à fase está o horário (após a CQE) a que se refere o perfil.

Primeiramente, observa-se um comportamento esperado de perfil vertical de temperatura, para todas as fases. Com exceção do perfil referente à fase neutra (sem gradiente na camada superficial) todos apresentam gradientes na CLS e no topo. A perda de calor durante a noite não existe aqui, haja vista que a fase noturna simulada é neutra (sem troca de calor), o que explica a temperatura praticamente constante com o tempo neste período.

6.2.2 Energia Cinética Turbulenta (ECT)

A energia cinética turbulenta (ECT) é a grandeza física que indica a capacidade da camada limite de gerar turbulência. Em outras palavras, a ECT em uma CLP mostra o quão turbulenta a camada está. Desta forma, é o melhor indicador dos diferentes regimes turbulentos que ocorrem durante um ciclo diurno médio. A Figura 6.2 apresenta o ciclo diurno da ECT (em m^2s^{-2}) dos grandes vórtices, que são os maiores

responsáveis pela geração de turbulência na CLP. O eixo x da figura representa a variação temporal, com as siglas indicando os estágios de acordo com a Tabela 6.1. O primeiro valor do eixo de tempo é referente a 0,45 h após o modelo ter atingido a CQE. No eixo y , temos a altura em metros.

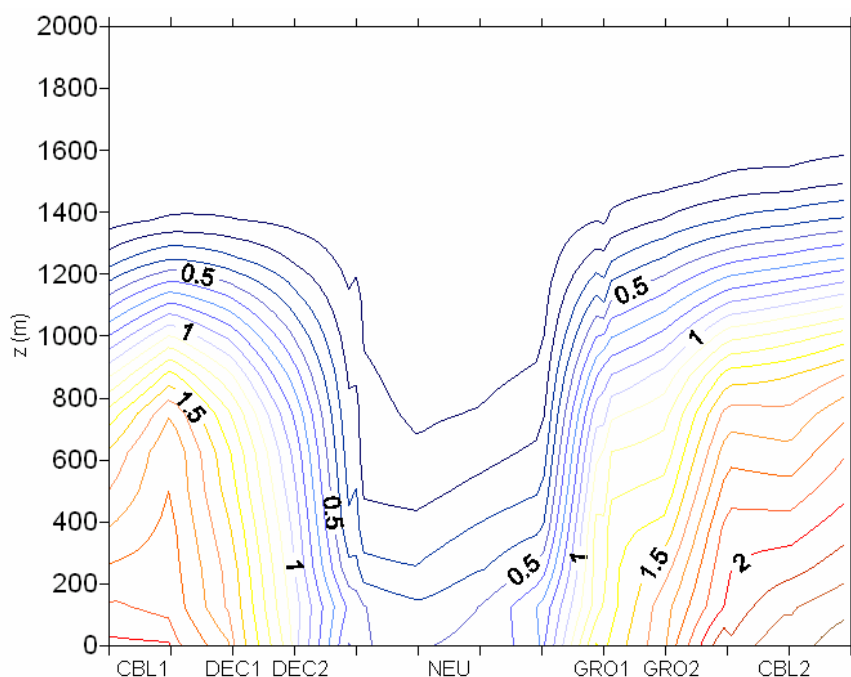


FIGURA 5.2 – Ciclo diurno da ECT dos grandes vórtices gerada por LES

Observa-se, da figura acima, grande dependência da ECT do fluxo de calor sensível na superfície, indicando a importância do fator térmico no balanço de energia. Quanto maior o aquecimento superficial, maior a ECT, o que confirma o fato da camada convectiva ser bem mais turbulenta do que uma camada noturna (seja ela neutra ou estável). Abaixo, o ciclo diurno da ECT dos pequenos vórtices.

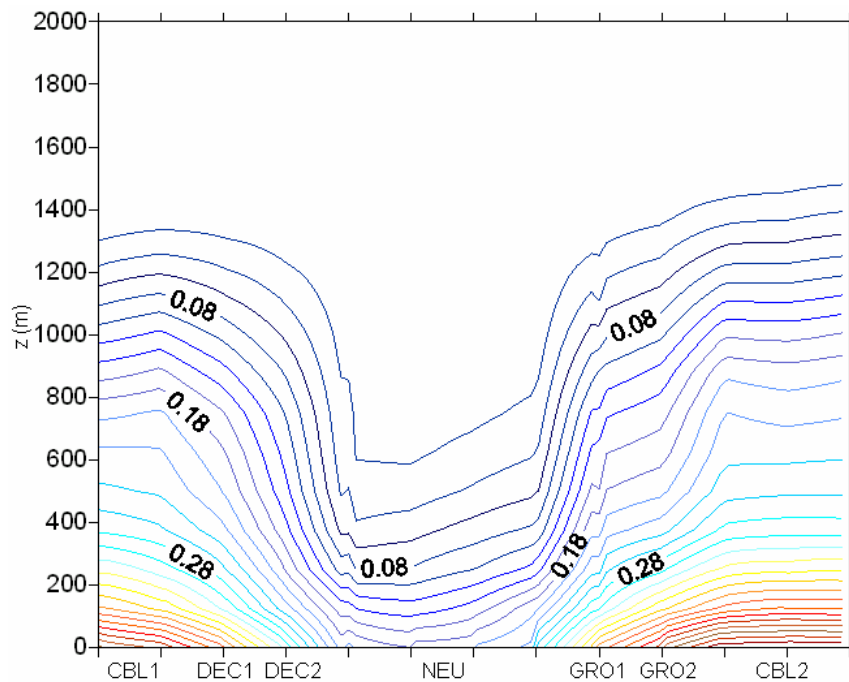


FIGURA 5.3 – O mesmo que a figura anterior, mas para os pequenos vórtices

A Figura 6.3 mostra que os pequenos vórtices apresentam um comportamento de ciclo diurno de ECT similar ao dos grandes vórtices. Isto ocorre porque a função dos pequenos vórtices é, principalmente na camada de mistura, dissipar a energia concentrada dos grandes vórtices. Assim, nos horários de maior atividade dos grandes vórtices, i.e., na CLC, maior a dissipação e, conseqüentemente, maior a atividade dos pequenos vórtices (escala de subgrade). Entretanto, é importante salientar que o efeito mecânico como gerador de turbulência exerce uma influência maior sobre os pequenos vórtices do que sobre os grandes. Assim, durante a noite, na ausência da contribuição do efeito térmico, os pequenos vórtices exercem uma importância relativamente maior. Além disso, como o atrito do solo - ação da rugosidade - faz com que os pequenos vórtices atuem como geradores de energia (efeito mecânico), os maiores valores são encontrados próximo à superfície. A Figura 6.4 mostra a influência da ação dos pequenos vórtices na ECT total durante o ciclo diurno.

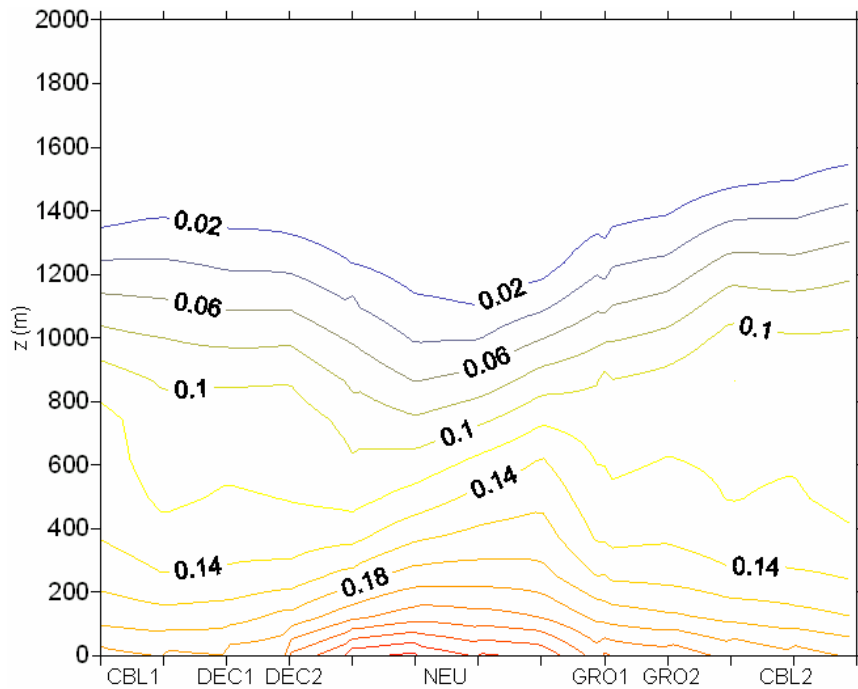


FIGURA 5.4 – O mesmo que a Figura 6.2, mas para a razão entre a ECT de subgrade e a ECT total.

Aqui observa-se a maior influência dos vórtices de subgrade na camada superficial durante a camada noturna. Os resultados mostram que nos períodos de CLC, a participação dos pequenos vórtices na ECT total, na CLS, é de aproximadamente 18%, enquanto que na camada neutra, este valor chega a cerca de 25%. Isto significa que, como já discutido anteriormente, os pequenos vórtices exercem maior influência próximo à contornos sólidos, como a superfície do solo. Entretanto, observamos pela Figura 6.4 que a influência dos movimentos de subgrade também varia no tempo. Ou seja, o preceito que diz que quanto menor a efeito térmico, maior a importância dos pequenos vórtices vale não só espacialmente como também temporalmente.

A ECT, como já discutido, é a principal grandeza física no estudo da CLP por ser proporcional a intensidade da turbulência na camada. Assim, é esta grandeza que definirá a precisão dos modelos analíticos apresentados no capítulo anterior. Tal análise de precisão, ou confiabilidade, apresentada no próximo capítulo, é feita por meio de uma comparação entre a ECT gerada analiticamente e a ECT gerada por LES. Desta

forma, também no próximo capítulo encontram-se outras informações teóricas a cerca da energia cinética turbulenta.

6.2.3 Magnitude do Vento

A Figura 6.5 mostra o comportamento da magnitude do vento na direção longitudinal ao longo do ciclo diurno.

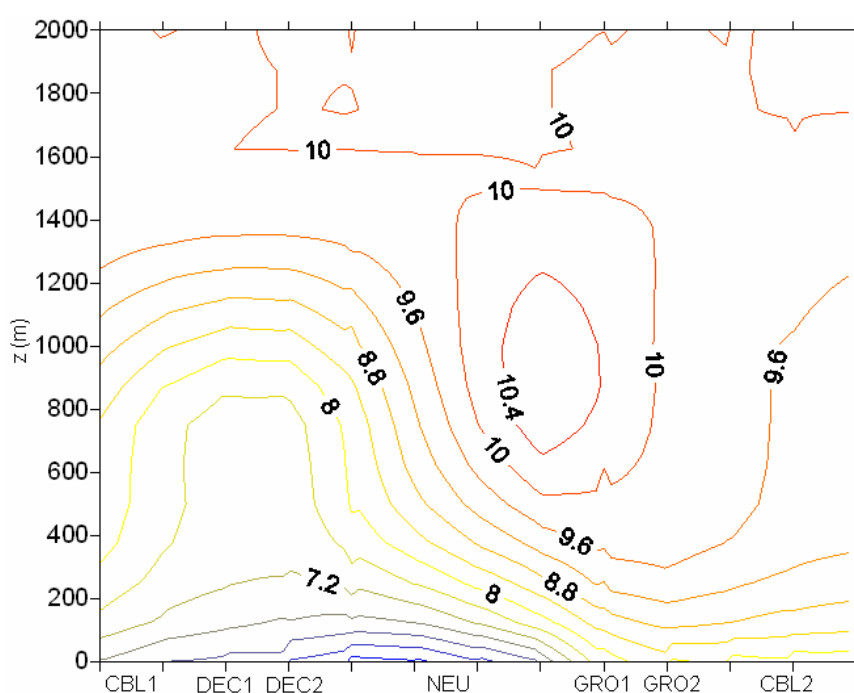


FIGURA 5.5 – Ciclo diurno da velocidade do vento longitudinal U gerado por LES

Observando a estrutura vertical, nota-se, da Figura 6.5, que no período anterior a fase neutra, o perfil vertical do vento tem um comportamento esperado de CLC, como observado na Figura 4.3., i.e., gradiente forte na CLS e zona de entranhamento, e gradiente fraco no interior da camada de mistura. Com o início da fase noturna e fim da camada de mistura (ou início da camada residual), observa-se que o gradiente que antes estava somente nos níveis mais baixos começa a expandir-se verticalmente. A variação temporal mostra que quando a CLC está estabelecida a velocidade do vento diminui lentamente. Tal diminuição continua durante a fase de decaimento. Porém, quando o

fluxo de calor na superfície torna-se nulo, ou seja, quando o efeito térmico cessa, o efeito mecânico cresce, aumentando a velocidade do vento. No período final da camada neutra, quando a magnitude do vento ultrapassa o valor determinado como geostrófico (10 ms^{-1}) observamos o fenômeno conhecido como jato de baixos níveis (JBN) (BONNER 1968, BROOK, 1985). Em princípio, o JBN micrometeorológico, i.e., o jato noturno que ocorre sem as influências externas como fenômenos de escala sinótica, ocorre mais facilmente sob condições estáveis. Contudo, observações indicam que sob condições neutras podem ser encontrados valores supergeostróficos na CLP. Tais valores são caracterizados como JBN, e definem o topo da camada (GARRAT e HESS, 2002). Para melhor analisar este fenômeno, foi simulada uma camada neutra estendida, ou seja, abrangendo um período de tempo um pouco maior (até 6,28 hs, enquanto que na simulação original a camada neutra se estendia até 4,94 hs – ver Tabela 6.1). A Figura 6.6 mostra os perfis verticais da velocidade do vento para a camada neutra, em que cada perfil corresponde a um intervalo de tempo de acordo com o início da simulação.

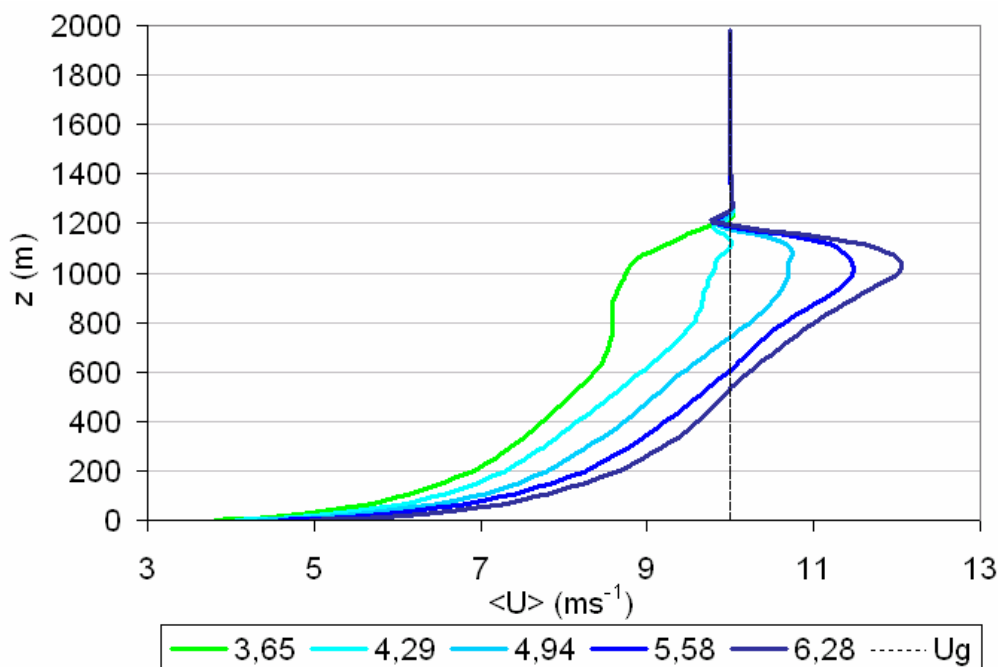


FIGURA 5.6 – Perfis verticais de velocidade do vento longitudinal sob condições neutras. A linha tracejada representa o valor da componente longitudinal do vento geostrófico.

Na Figura 6.6, observa-se que quanto maior for a duração da camada neutra, maior a intensidade do vento (NUNES et al. 2007b e 2008b). Além disso, verifica-se que à medida que o JBN se desenvolve, o formato do perfil torna-se cada vez mais linear e menos exponencial.

Ainda sobre a Figura 6.5, nota-se que com o aumento do fluxo de calor e conseqüente aumento do efeito térmico, a magnitude do vento volta a apresentar valores subgeostróficos. Isto ocorre porque com o aumento da convecção - e conseqüente aumento da turbulência - a influência da superfície (atrito e formação das térmicas) é maior, tornando-se um obstáculo para o desenvolvimento de picos de velocidade do vento, i.e., sem o efeito térmico a influência do atrito da superfície facilita a ocorrência do jato.

7 COMPROVAÇÃO DA MODELAGEM ANALÍTICA DO CRESCIMENTO DA CONVECÇÃO

Neste capítulo é verificada a precisão dos modelos analíticos de espectro 3-D do crescimento da CLC (camada limite matutina), apresentados e discutidos no Capítulo 5, através da comparação entre a energia cinética turbulenta (ECT) gerada por estes modelos e a ECT gerada pelo modelo LES.

7.1 O Crescimento da Energia Cinética Turbulenta

A ECT é a variável física que representa a quantidade de turbulência existente ou gerada na camada limite. Em outras palavras, quanto maior o valor da ECT, maior a intensidade da turbulência (STULL, 1988 e 2006). Sabendo que a turbulência é a principal característica da micrometeorologia – ou física da camada limite planetária – o comportamento da ECT serve como indicador da capacidade de dispersão e transporte de escalares, bem como da formação e desenvolvimento de térmicas e da troca de fluxos turbulentos entre a superfície do solo e a atmosfera, e vice-versa. Basicamente, a ECT por unidade de massa é definida por:

$$ECT = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) = \frac{1}{2}(\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2) \quad (6.1)$$

Cujo balanço (variação temporal), considerando um sistema de coordenadas alinhado com a direção do vento médio e considerando homogeneidade horizontal, pode ser dado por (WYNGAARD e COTÉ, 1971; STULL, 1988 e 2006, entre outros):

$$\frac{\partial(ECT)}{\partial t} = Ad + M + B + Tr + \varepsilon \quad (6.2)$$

Onde:

$$Ad = -U \frac{\partial(ECT)}{\partial x} \quad (6.3)$$

É o termo advectivo de ECT;

$$M = \overline{u'w'} \frac{\partial U}{\partial z} \quad (6.4)$$

É o termo de produção mecânica;

$$B = \frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'} \quad (6.5)$$

É o termo de produção térmica;

$$Tr = \frac{\partial(ECT)}{\partial z} \quad (6.6)$$

É o termo de transporte turbulento, e ε é a taxa de dissipação viscosa. Os termos Ad e Tr não geram nem dissipam ECT, apenas a redistribuem movendo-a de um local a outro. M é sempre positivo e atua como gerador de turbulência - exceto em situações sem cisalhamento do vento, quando é zero. Ou seja, o termo de produção mecânica nunca atua como sumidouro de energia. Por outro lado, o termo B , de produção térmica, pode ser positivo, zero ou negativo. Em situações de fluxo de calor na superfície positivo (camada convectiva), B atua como fonte de energia. Quando o fluxo é nulo (camada neutra), o termo não contribui ao balanço e quando o fluxo é negativo (camada estável) o termo torna-se também negativo, atuando como sumidouro de turbulência. O termo de dissipação viscosa (ε) é sempre negativo, atuando como dissipador de ECT. Isto significa que na ausência (desaparecimento) de fontes de energia, a turbulência tende a diminuir até a extinção. Por esta razão se considera a turbulência como naturalmente dissipativa. Neste trabalho, consideramos o caso da fase de transição em que ocorre o crescimento da camada convectiva a partir de uma neutra. Analisando os termos que geram turbulência, esta fase de transição começa com o termo de produção

mecânica sendo a única fonte de ECT e, rapidamente, o termo de produção térmica vai aumentando sua participação até ser o principal agente gerador de ECT.

De acordo com a filosofia da simulação de grandes vórtices, podemos dividir a ECT total em ECT dos grandes vórtices (índice *LE*: *large eddies*) e ECT de subgrade (como já discutido nos Capítulos 5 e 6):

$$ECT = (ECT)_{LE} + e \quad (6.7)$$

Na comparação a que se propõe este capítulo, os resultados do modelo LES consideram a energia cinética total (ECT). No caso dos modelos analíticos, sabendo que a variância de velocidade é obtida por meio da integração dos espectros turbulentos sobre todo o domínio de frequência (Equação 5.38), podemos gerar a ECT através de (7.1).

7.1.1 Resultados da Comparação Entre os Modelos Teóricos e o LES

Finalmente, neste item é verificada a precisão dos quatro modelos analíticos, apresentados no Capítulo 5, na simulação da fase de transição matutina. No capítulo anterior verificou-se a coerência do modelo LES neste tipo de simulação. Desta forma, considera-se os resultados dos modelos que apresentarem comportamentos similares ao LES como satisfatórios e, conseqüentemente, aptos a serem empregados em estudos micrometeorológicos. Assim como na análise dos espectros analíticos (Capítulo 5), aqui também é observada a estrutura vertical do crescimento de ECT através dos gráficos para os três níveis verticais: $0,1 z_i$, $0,5 z_i$ e $0,9 z_i$. Desta forma, tem-se a noção de como ocorre o crescimento de ECT na camada superficial, camada de mistura e no nível próximo à zona de entranhamento. Abaixo, os resultados para o primeiro nível.

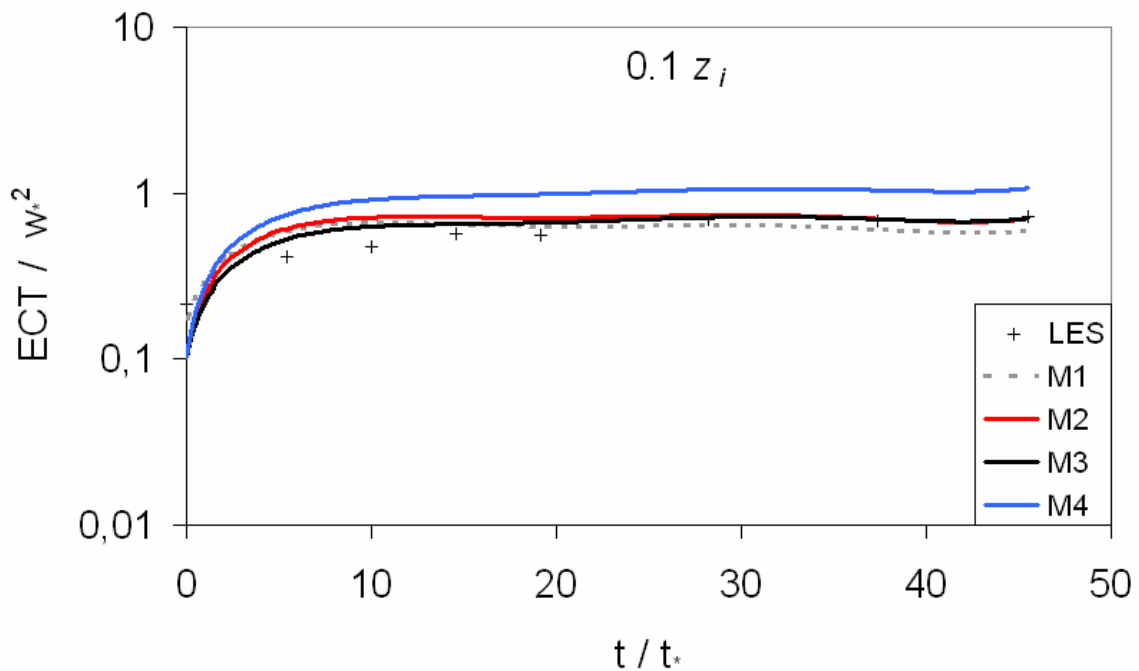


FIGURA 6.1 – Crescimento da ECT simulado pelos modelos teóricos (M1 é a linha tracejada, M2 a linha vermelha, M3 a linha preta e M4 a linha azul) e pelo LES (cruzes) no nível de $0,1 z_i$.

Na Figura 7.1, bem como nas Figuras 7.2 e 7.3, os valores de ECT são normalizados pelo quadrado da escala de velocidade convectiva característica (Equação 2.3) e a escala de tempo é normalizada pela escala de tempo convectiva $t_* = w_*/z_i$. Os valores simulados pelo modelo LES estão representados pelas cruces, enquanto que os resultados simulados analiticamente estão representados pelas linhas. Primeiramente, nota-se, em todos os casos, o esperado crescimento da ECT à medida que o tempo passa e a convecção cresce. Observa-se bom resultado de todos os modelos quando comparados com os resultados do LES – principalmente durante a fase estabelecida, embora o modelo M4 apresente uma leve superestimação. A seguir, os resultados para o nível referente à camada de mistura.

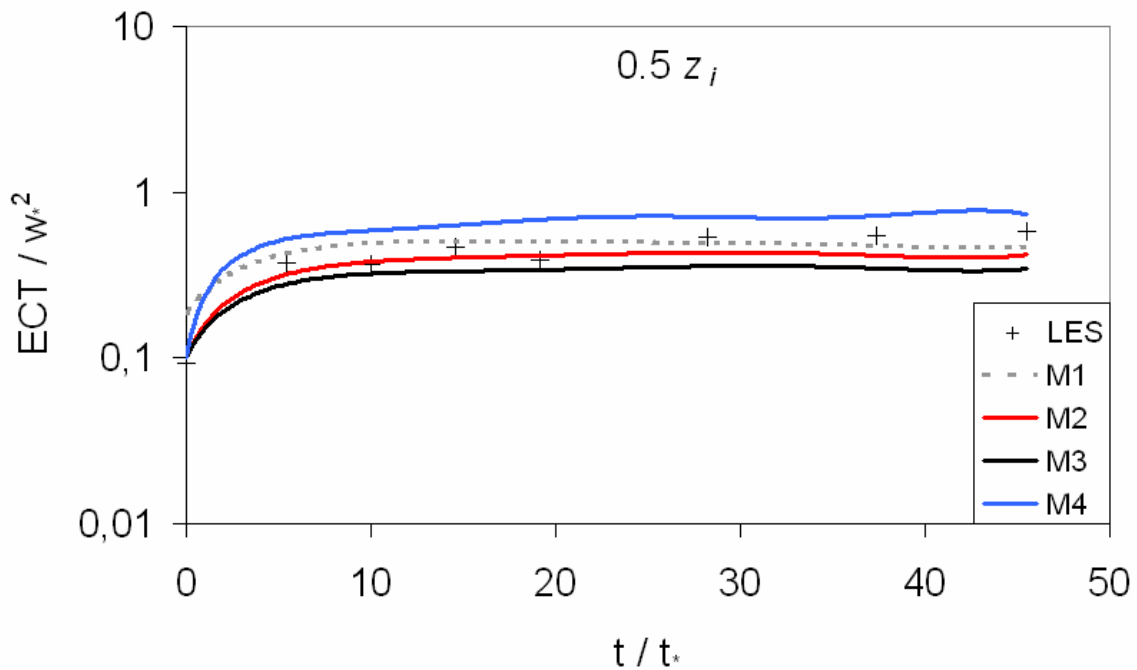


FIGURA 6.2 – Idem à Figura 7.1, mas para o nível de $0,5 z_i$.

A Figura 7.2 mostra que assim como em $0,1 z_i$, em $0,5 z_i$ os resultados simulados pelos modelos analíticos são bastante similares ao modelo LES. Novamente, o modelo M4 apresenta uma leve superestimativa quando comparado aos dados numéricos enquanto que o M3 apresenta uma também leve subestimativa. Por outro lado, M1 e M2 apresentaram resultados excelentes, com destaque para M2 durante a fase de transição e para M1 durante a fase de CLC estabelecida. Como já verificado nas Figuras 6.2 e 6.3, o modelo LES simula a ECT decaindo lentamente com a altura. Este comportamento também é verificado na ECT dos modelos analíticos. A seguir, o gráfico referente ao nível vertical próximo à zona de entranhamento (topo da CLP).

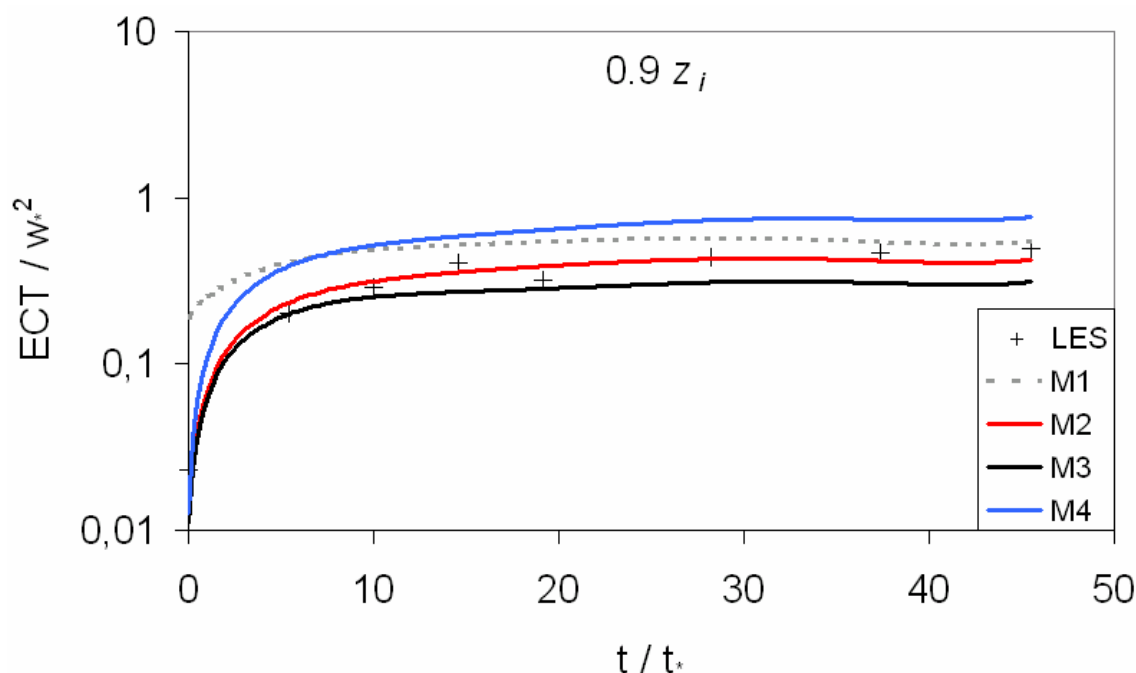


FIGURA 6.3 – Idem à Figura 7.1, mas para o nível de $0,9 z_i$.

No nível mais alto, observam-se valores de ECT ligeiramente menores que no resto da camada. As características encontradas na simulação do nível de $0,5 z_i$ são novamente verificadas em $0,9 z_i$: superestimativa de M4 e subestimativa de M3. No entanto, ressalta-se que durante a fase de transição M3 apresenta valores bastante similares ao do modelo LES. M1 simula um crescimento pequeno, pois já inicia com valores mais altos que os demais modelos. Contudo, na fase de CLC estabelecida observa-se, novamente, bom resultado. Entretanto, neste nível nota-se que M2 é o modelo que simulou a ECT de forma mais parecida com o modelo LES.

No geral, analisando toda a estrutura vertical, verifica-se um comportamento satisfatório dos modelos analíticos. Características básicas e esperadas como crescimento inicial seguido de valores aproximadamente constantes foram encontradas em todos os modelos. Tal característica é esperada, haja vista que com o desenvolvimento da convecção o fator térmico tende a aumentar sua importância no balanço de energia e, assim, o comportamento da ECT tende a ficar mais dependente do fluxo de calor na superfície (Figura 5.2).

Devido à confiabilidade do modelo LES, como verificado facilmente na literatura, pode-se concluir que os modelos teóricos apresentam resultados satisfatórios. A diferença na magnitude dos valores deve-se às diferentes formulações que constituem cada modelo. No entanto, como todos apresentaram comportamentos similares e coerentes, comprova-se a capacidade do modelo de espectro 3-D apresentado nesta tese.

Contudo, a análise quantitativa, mostrada na Tabela 7.1, mostra o desempenho de cada modelo analítico em cada nível vertical. Na Tabela, é apresentada a soma dos desvios, para cada intervalo de tempo, entre os resultados (de ECT) analíticos e o numérico, como indica a equação abaixo:

$$d = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (M - LES)_i \quad (7.8)$$

Onde N é o número de intervalos de tempo, M representa o modelo numérico (M1, M2, M3 ou M4) e LES o modelo numérico.

TABELA 7.1 – Comparação entre os desvios dos modelos analíticos com relação ao LES.

0,1 z_i	M1	M2	M3	M4
<i>d</i>	0,105	0,116	0,078	0,346
0,5 z_i	M1	M2	M3	M4
<i>d</i>	0,082	0,073	0,117	0,167
0,9 z_i	M1	M2	M3	M4
<i>d</i>	0,148	0,049	0,087	0,222

A semelhança entre os resultados dos modelos M1, M2 e M3, já notada por meio dos gráficos, é comprovada por meio da análise quantitativa mostrada na tabela acima. Mesmo assim, pode-se definir que M3 obteve o melhor resultado no nível de 0,1 z_i , enquanto que M2 apresentou resultados ligeiramente melhores que os outros modelos analíticos nos demais níveis.

8 CONCLUSÕES

O objetivo desta tese é a análise do comportamento da Camada Limite Convectiva (CLC) por meio de modelagem analítica e numérica, em que a comprovação da modelagem analítica do crescimento da camada convectiva é a grande contribuição para a literatura científica. Desenvolvem-se aqui modelos teóricos cujas capacidades de simulação são confirmadas por meio de comparação com dados do modelo LES (*Large-Eddy Simulation* – Simulação de Grandes Vórtices). Desta forma, podemos sintetizar os objetivos do trabalho em dois pontos:

- Emprego do modelo LES na comprovação da restrição física para a escolha da resolução de grade na simulação de camada limite convectiva;
- Desenvolvimento e comprovação de modelagem analítica para o crescimento da convecção durante a fase de transição matutina.

Para a realização dos objetivos citados acima, o modelo LES foi de fundamental importância. Aqui, como descrito no Capítulo 3, empregou-se o modelo apresentado por Moeng (1984). Este modelo, ou versão de modelo de simulação de grandes vórtices, já foi vastamente empregado na literatura de camada limite convectiva tendo sua capacidade verificada em vários trabalhos. Nesta tese, usou-se o trabalho de Moeng (1984) para as equações para a simulação da escala resolvida (grandes vórtices). De acordo com a filosofia do modelo, os grandes vórtices são simulados enquanto que os pequenos (escala de subgrade) são parametrizados. Desta forma, usou-se a parametrização de subgrade de Sullivan et al. (1994). Esta combinação dos trabalhos de Moeng (1984) e Sullivan et al. (1994) já foi empregada em outros estudos, sempre com bons resultados. Observando os objetivos acima resumidos, nota-se que é necessário um entendimento da física da camada limite, mais precisamente dos regimes turbulentos, o que é discutido no Capítulo 2. No primeiro objetivo é necessário o entendimento da camada limite convectiva (CLC), enquanto que no segundo necessita-se da análise da fase de transição da camada noturna (aquí, neutra) para a convectiva.

Uma das questões mais importantes na modelagem numérica é a escolha da resolução de grade, pois implica em captar o número maior de movimentos (turbulentos, no caso) por meio de uma computação com custo (de tempo) razoável. Desta forma, normalmente usa-se, principalmente no caso micrometeorológico, a resolução máxima que um modelo consegue computar em um tempo razoável, tornando a tarefa da escolha do tamanho do espaçamento de grade subjetiva. Tal subjetividade pode provocar a não percepção de movimentos importantes - caso de resolução mais grossa que o ideal - ou custo computacional elevado - resolução mais fina que a necessária.

Assim, esta tese tem como um dos objetivos a comprovação de uma restrição física para a escolha de grade. Tal restrição física é apresentada em Degrazia et al. (2007), aqui Capítulo 4, e é baseada na teoria da transferência de energia de Heisenberg. No desenvolvimento da teoria também foram definidas relações entre as resoluções nas três direções, i.e., para o caso de uma superfície homogênea ($\Delta x = \Delta y$) temos que $\Delta z = 0,4\Delta x$. A restrição física reside no fato de que o espaçamento pode ser escolhido de acordo com uma grandeza física, no caso a altura do topo da CLC (z_i). Assim, Degrazia et al. (2007) definiram que $\Delta x = 0,05z_i$ e $\Delta z = 0,02z_i$. A comprovação desta teoria é feita através de simulações empregando diferentes resoluções, de modo que as simulações com resolução mais fina do que as sugeridas por estas relações não deveriam apresentar diferenças significativas. Foram feitas cinco simulações (ver Tabela 4.1), sendo que destas optou-se por comparar as que possuíam a mesma altura z_i . Os perfis verticais de temperatura potencial, velocidade do vento longitudinal, ECT e fluxos turbulentos apresentados pelas Figuras 4.3 à 4.11 – bem como a simulação de altura do topo, com a ajuda da equação de Tennekes (1973) - indicam que a simulação que usou as relações sugeridas por Degrazia et al. (2007) apresentou resultados bastante similares aos da simulação que empregou a resolução mais fina, ao contrário das simulações que usaram resoluções mais grossas que as propostas, confirmando a coerência da teoria. Neste capítulo são apresentados os primeiros resultados do modelo LES, o que serviu para comprovarmos a coerência do modelo numérico por meio de comparação dos perfis simulados com o que se conhece sobre CLP. Além disso, pode-se notar a diferença entre os resultados diretamente simulados (escala resolvida, grandes

vórtices) e os parametrizados (escala de subgrade, pequenos vórtices). Com o auxílio de perfis variando no tempo (Item 4.3.7), forma mais detalhada de análise, verificou-se, como esperado, que quanto maior a resolução, maior a diferença entre as magnitudes dos resultados da escala resolvida e a de subgrade. Outrossim, quanto maior a resolução, mais bem definida ficam as divisões de uma CLC: camada superficial, camada de mistura e zona de entranhamento. Sabendo-se que a maior parte das imprecisões do modelo LES se deve às parametrizações de subgrade, nota-se, por exemplo, por meio das Figuras (4.21-4.24), a diferença da influência dos resultados parametrizados entre os modelos, corroborando com o que esta tese defende. Por fim, na Tabela 4.2 são apresentadas as correlações entre as simulações de diferentes resoluções e além de verificar-se que realmente a diferença entre a simulação com a resolução usando a restrição física e a simulação usando a resolução mais fina é mínima, verifica-se que a maior correlação entre estas duas simulações está nos resultados da escala resolvida, o que potencializa o uso da teoria de Degrazia et al. (2007) às condições convectivas a que se propõe.

Para a comprovação do modelo de espectro para o crescimento da convecção, apresentado no Capítulo 5, foi empregado o modelo LES. No entanto, apesar da literatura indicar a confiabilidade, para verificar-se de que realmente este modelo numérico pode simular o crescimento da convecção com coerência fez-se a simulação, apresentada no Capítulo 6. A simulação do crescimento consiste de que o ponto inicial (dados de entrada) devem ser os últimos da camada precedente, no caso a camada noturna (aqui, condições neutras). No entanto, iniciando a simulação por LES com dados de camada neutra (fluxo de calor nulo) dificilmente, ou pelo menos “não adequadamente”, atinge-se a condição de quase-equilíbrio (CQE) (RIZZA 2006, comunicação pessoal). Este ponto, CQE, da simulação indica que o modelo está apto a gerar dados estatisticamente confiáveis e é atingido quando a ECT apresenta um comportamento coerente, sem as grandes oscilações iniciais normais de um modelo numérico. Quando a ECT gerada pelo modelo atinge a CQE significa que os grandes vórtices já estão bem desenvolvidos, situação raramente encontrada em condições não-convectivas. Desta forma, para garantirmos a estabilidade dos resultados do modelo, foi

simulado um ciclo diurno completo: simulação de uma camada convectiva, seguida de decaimento, camada neutra e, finalmente, o crescimento, seguido de um período de CLC estabelecida. As fases da simulação do ciclo são apresentadas na Tabela 6.1. Assim, no Capítulo 6 faz-se uma análise das características turbulentas do ciclo diurno por meio de simulações de grandes vórtices. As Figuras 6.2 e 6.3, por mostrarem o ciclo de ECT, resumem como ocorrem os diferentes regimes turbulentos (considerando a noite sob condições neutras) ao longo de um ciclo típico. Na Figura 6.4, verifica-se que na ausência do efeito térmico como gerador de turbulência, os vórtices de subgrade exercem sua maior influência no balanço de energia, indicando que é sob estas condições (não-convectivas) que a qualidade da parametrização de subgrade é mais exigida devido à maior influência dos pequenos vórtices no balanço geral de ECT.. Conseqüentemente, sob tais condições tende a diminuir a precisão do modelo LES. Nestas simulações, a escala temporal foi sintetizada, da mesma forma que a variação do fluxo de calor foi intensificada, para potencializar as características turbulentas do crescimento da convecção a serem analisadas e garantirmos a simulação em um tempo computacional razoável.

Outra importante característica encontrada é o campo de velocidade do vento (componente longitudinal) durante a fase noturna (Figura 6.5). Nesta, observou-se um núcleo com ventos supergeostróficos (maiores que 10 ms^{-1}) no final da fase neutra, na região próxima ao topo da camada, o que pode ser considerado com jato de baixos níveis (JBN) (BONNER, 1968). Para uma análise mais detalhada, simulou-se uma camada neutra neutra mais estendida (no tempo), em que verificou-se que a intensidade do JBN tende a aumentar à medida que a neutralidade se desenvolve. Ou seja, verificou-se que o fenômeno se intensifica até o momento em que o efeito térmico começa a influenciar o regime turbulento (NUNES et al. 2007b e 2008b).

O segundo objetivo da tese – a grande contribuição deste trabalho –, o modelo de crescimento da convecção, é baseado em um trabalho preliminar de Campos Velho (2003) e tem sua principal importância no fato que ainda não se tem uma teoria de parametrização para esta fase especial do ciclo diurno. São inúmeros trabalhos sobre as camadas estabelecidas (fluxo de calor aproximadamente constante) como a camada

limite convectiva, estável e neutra. As fases de transição, igualmente importantes, começaram a serem “modeladas” recentemente, de onde podemos destacar o trabalho de Goulart et al. (2003) para a fase de decaimento da convecção. No entanto, ainda faltava um trabalho sobre a modelagem analítica da fase de crescimento. Muitos trabalhos (ver Capítulo 2) retratam as características desta fase baseados em experimentos, restando para a parte de modelagem basicamente os artigos sobre a evolução da altura do topo da CLC. Desta forma, partindo da equação do espectro 3-D para o crescimento da convecção, elaborou-se o modelo teórico para a fase de transição matutina, como apresentado no Capítulo 5. Na construção do modelo de espectro, emprega-se a teoria de Heisenberg para iteração entre vórtices de diferentes escalas, bem como o trabalho de Degrazia et al. (2003), também baseado na teoria de Heisenberg, para o coeficiente de viscosidade. O espectro 3-D (Equação 5.6) é dividido em uma parte neutra e outra convectiva. Assim, restava a tarefa de se obter os espectros tridimensionais, o que foi realizado de acordo com a metodologia proposta por Kristensen et al. (1989), como mostrado em Nunes et al. (2007a). Tal metodologia possibilita a conversão de espectros 1-D em 3-D. Desta forma, optou-se por empregar duas diferentes formulações de espectros 1-D a serem transformados em 3-D. Contudo, as equações de espectros são funções de formulações de variâncias e taxas de dissipação. Deste modo, analisando as diferentes formulações encontradas na literatura, confeccionou-se quatro versões (M1, M2, M3 e M4, ver Tabela 5.1) do modelo de crescimento da convecção. O objetivo principal em se adotar esta metodologia de diferentes formulações é compreender os resultados comuns entre as mesmas – para se caracterizar esta fase de transição - e, conseqüentemente, verificar qual a mais precisa (NUNES et al. 2008a). A variável que indica o regime turbulento é o fluxo de calor na superfície, i.e., quando o fluxo é positivo, tem-se uma camada convectiva. Aqui, optou-se por simular o crescimento da convecção empregando a mesma taxa de crescimento do fluxo empregada pelo modelo LES (Figura 5.2). Algumas das formulações usadas são dependentes da ECT de subgrade. Aqui, optou-se por elaborar uma formulação para esta variável (Equação 5.31), baseada no comportamento observado em simulações de LES. Como dados de entrada nos modelos analíticos usamos o campo de vento longitudinal de acordo com LES e a teoria da similaridade de Obukhov para a obtenção de u_* .

A análise dos espectros (Figuras 5.3 - 5.14) gerados pelos modelos analíticos (M1-M4) foi feita para três níveis verticais ($0,1 z_i$; $0,5 z_i$ e $0,9 z_i$) para que se tenha a noção da variação temporal (evolução) da estrutura vertical da camada. No geral, os espectros apresentaram as seguintes características em comum com o passar do tempo: aumento da magnitude do pico espectral e inclinação deste em direção a números de onda menores. Estas características foram encontradas em praticamente todos os níveis e em todos os modelos. O aumento da magnitude do pico espectral é diretamente relacionado com o aumento da convecção e conseqüente desenvolvimento dos vórtices mais energéticos. Da mesma forma a inclinação, ou migração, dos picos em direção a números de onda menores. Tal migração indica que com o aumento da convecção os vórtices mais energéticos aumentam suas escalas espaciais (comprimentos de onda), o que é detalhado na Figura (5.20). Estas características básicas são um indicativo da coerência do modelo analítico aqui proposto.

A comprovação dos modelos teóricos – principalmente do modelo básico: o espectro 3-D do crescimento da convecção – foi realizada ao se comparar os dados de ECT gerados analiticamente e numericamente (pelo modelo LES). Novamente, aqui o modelo LES define o quão preciso é o modelo analítico, como mostrado no Capítulo 7. As Figuras (7.1 – 7.3) apresentam as comparações entre a ECT dos quatro modelos teóricos e do modelo LES, para os três níveis verticais. No geral, os modelos teóricos apresentaram bons resultados. Características básicas e esperadas como crescimento inicial seguido de valores aproximadamente constantes foram encontradas em todos os modelos e níveis. No nível mais baixo, nota-se melhor desempenho dos modelos teóricos durante a fase estabelecida. Como apresentado na Tabela 7.1, com exceção de M4, que superestimou em todos os níveis, os demais modelos obtiveram bons resultados. Em $0,1 z_i$, M3 teve o melhor desempenho, enquanto que M2 apresentou melhores resultados nos demais níveis. Desta forma, considerando os resultados como satisfatórios apesar dos modelos empregarem diferentes combinações de formulações, conclui-se que o modelo de espectro 3-D do crescimento da convecção pode ser empregado para a simulação da fase de transição matutina e, portanto, em trabalhos futuros.

Finalmente, pode-se concluir que este trabalho de tese conseguiu realizar seus objetivos, desenvolvendo modelagem analítica com o auxílio da modelagem numérica. Comprovou-se, aqui, o que se encontra na literatura científica: modelagem analítica auxilia no desenvolvimento da modelagem numérica e vice-versa. Com o emprego de ambas pode-se melhor identificar características sobre a física da camada limite planetária. Pela primeira vez no INPE empregou-se o modelo LES, tão vastamente usado no meio científico especializado em mecânica dos fluídos. Este modelo foi de fundamental importância para a realização deste trabalho, não somente pela ajuda na comprovação das teorias aqui desenvolvidas ou apresentadas, mas também pela quantidade de informações geradas a cerca dos parâmetros físicos da micrometeorologia. Seguramente, os resultados gerados neste trabalho garantem que os temas aqui abordados – modelagem analítica e numérica – contribuem para um melhor entendimento da micrometeorologia e assuntos relacionados, bem como propiciam que no futuro outros trabalhos daqui sejam derivados. Como exemplo, podemos sugerir a comprovação do modelo analítico de crescimento da CLC por meio de observações. Além disso, considerando o bom desempenho do modelo LES na comprovação de modelagem analítica, sugere-se também a verificação de uma modelagem de CLP limitada verticalmente por uma nuvem stratocumulus e, posteriormente, por uma cumulonimbus.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AHMED, N. U.; CHAI, S. K. ; TELFORD, J. W. A numerical model for dispersion in a convective boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 50, p. 3775-3789, 1993.

ANDRÉ, J. C.; DE MOOR, G.; LACARRÈRE, P.; THERRY, G.; DU VACHAT, R., Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v.35,p. 1861-1863. 1978.

ANDREN, A., The structure of stably stratified atmospheric boundary layers: a large-eddy simulation study. **Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.**, v.121, p. 961-985. 1995.

ANFOSSI, D.; SCHAYES, G.; DEGRAZIA, G.; GOULART, A., Atmospheric turbulence decay during the solar total eclipse of 11 august 1999. **Bound.-Layer Meteorol.**, v.111, p. 301-311. 2004

ANGEVINE, W. M.; BALTINK, H. K. ;BOSVELD, F. B., Observations of the Morning Transition of the Convective Boundary Layer, **Bound.-Layer Meteorol.** v. 101, p. 209–227. 2001

ANTONELLI, M.; MAZZINO, A. ; RIZZA, U. Statistics of temperature fluctuations in a buoyancy-dominated boundary layer flow simulated by a large eddy simulation model. **J. Atmos. Sci.** v. 60, p. 215-224. 2003

ARYA, S. P. S., Parameterizing the height of the stable atmospheric boundary layer. **J. Appl. Meteor.**, v. 20, p. 1192-1202. 1981.

ARYA, S. P. S. **Introduction to Micrometeorology.** Academic Press. 1988. 307 p.

ATHANASSIADIS, G. A.; RAO, T. S.; KU, J. Y.; CLARK, R. D., Boundary layer evolution and its influence on ground-level ozone concentrations. **Environ. Fluid Mech.**, v. 2, p. 339-357. 2002.

AVISSAR, R.; ELORANTA, E. W.; GURER, K.; TRIPOLI, G. J., An evaluation of the large-eddy simulation option of the Regional Atmospheric Modeling System (RAMS) in simulating a convective boundary layer: A FIFE case study. **J. Atmos. Sci.**, v. 55, p. 109-130. 1998.

AYOTTE, K. W.; SULLIVAN, P. P.; ANDRÉN, A.; DONEY, S. C.; HOSTLAG, A. A. M.; LARGE, W. G.; MCWILLIAMS, J. C.; MOENG, C-H.; OTTE, M. J.; TRIBBIA, J. J.; WYNGAARD, J. C. An Evaluation of Neutral and Convective Planetary Boundary-Layer Parameterizations Relative to Large Eddy Simulations, **Bound.-Layer Meteorol.** v. 79, p. 131–175. 1996.

BADER, D. C.; MCKEE, T. B. Dynamical model simulation of the morning boundary layer development in deep mountain valleys. **J. Clim. Appl. Meteor.**, v. 22, p. 341-351. 1983.

BANGE, J.; SPIESS, T.; VAN DEN KROONENBERG, A. Characteristics of the early-morning shallow convective boundary layer from Helipod Flights during STINHO-2. **Theor. Appl. Climatol.**, v. 90, p. 113-126. 2007.

BANTA, R.; COTTON, W. R. An analysis of the structure of local wind systems in a broad mountain basin. **J. Appl. Meteor.**, v. 20, p. 1255-1266. 1981.

BANTA, R. M. Late-morning jump in TKE in the mixed layer over a mountain basin. **J. Atmos. Sci.**, v. 42, p. 407-411. 1985.

BANTA, R. M.; BERRI, G.; BLUMEN, W.; CARRUTHERS, D. J.; DALU, G. A.; DURRAN, D. R.; EGGER, J.; GARRATT, J. R.; HANNA, S. R.; HUNT, J. C. R.; MERONEY, R. N.; MILLER, W.; NEFF, W. D.; NICOLINI, M.; PEAGLE, J.; PIELKE, R. A.; SMITH, R. B.; STRIMAITIS, D. G.; VUKEVIC, T.; WHITEMAN, C. D. Atmospheric Processes Over Complex Terrain. In: Blumen (Ed). **Meteorological Monographs**. American Meteorological Society. 1990. 312 p.

BARDINA, J.; FERZIGER, J. H.; REYNOLDS, W. C. Improved subgrid models for Large Eddy Simulation. **A.I.A.A.**, n.80, p. 1357-1387. 1980.

BASU, S.; PORTÉ-ANGEL, F. Large-Eddy simulation of stratified atmospheric boundary layer turbulence: a scale-dependent dynamic modeling approach. **J. Atmos. Sci.**, v. 63, p. 2074-1091. 2006.

BATCHELOR, G. K. Diffusion in a Field of Homogeneous Turbulence, Eulerian Analysis. **Aust. J. Sci. Res.**, v. 2, p. 437-450. 1949.

BATCHVAROVA, E.; GRYNING, S-E., Applied Model for the Growth of the Daytime Mixed Layer. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 56, p. 261-274. 1990.

BEARE, R. J.; MACVEAN, M. K., Resolution sensitivity and scaling of large-eddy simulations of the stable boundary layer. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 112, p. 257-281. 2004.

BEARE, R. J.; MACVEAN, M. K.; HOSTLAG, A. A. M.; CUXART, J.; ESAU, I.; GOLAZ, J-C; JIMENEZ, M. A.; KHAIROUTDINOV, M.; KOSOVIC, B.; LEWELLEN, D.; LUND, T. S.; LUNDQUIST, J. K.; MCCABE, A.; MOENE, A. F.; NOH, Y.; RAASCH, S.; SULLIVAN, P. An intercomparison of large-eddy simulations of the stable boundary layer. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 118, p. 247-272. 2006.

- BERGSTROM JR., R. W.; VISKANTA, R. Modeling of the effects of gaseous and particulate pollutants in the urban atmosphere. Part II: pollutant dispersion. **J. Appl. Meteor.**, v. 12, p. 913-918. 1973.
- BEYRICH, F.; GRYNING, S. E. Estimation of the entrainment zone depth in a shallow convective boundary layer from sodar data. **J. Appl. Meteor.**, v. 37, p. 225-268. 1998.
- BLACKADAR, A. K. Boundary layer wind maxima and their significance for the growth of nocturnal inversions. **Bull. Amer. Meteorol. Soc.**, v. 38, p. 283-290. 1957.
- BLACKADAR, A. K. The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. **J. Geophys. Res.**, v. 67, p. 3095-3102. 1962.
- BOERS, R.; ELORANTA, E. W.; COULTER, R. L. Lidar observations of mixed layer dynamics: Tests of parameterized entrainment models of mixed layer growth rate. **J. Clim. Appl. Meteor.**, v. 23, p. 247-266. 1984.
- BOGO, H.; GÓMEZ, D. R.; REICH, S. L.; NEGRI, R. M.; SAN ROMÁN, E. Traffic pollution in a downtown site of Buenos Aires City. **Atmos. Environment**, v. 35, p. 1717-1727. 2001.
- BONINO, G.; LONGHETTO, A.; TRIVERO, P.; ELISEI, G.; MARZORATI, A. Evolution of the atmospheric convective boundary layer monitored by the metric RASS. **Il Nuovo Cimento C**, v. 12, p. 163-171. 1989.
- BONNER W. D. Climatology of the Low Level Jet. **Mon. Wea. Rev.**, v. 96, 833-850. 1968.
- BROOK, R. R. Koorin Nocturnal Low-Level Jet. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 32, p. 133-154. 1985.
- BROST, R. A.; WYNGAARD, J. C. A model study of the stably stratified planetary boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 35, p. 1041-1052. 1978.
- BROWN, A. R. Evaluation of parameterization schemes for the convective boundary layer using large-eddy simulation results. **Bound.-Layer Meteorol.** v. 81, p. 167-200. 1996.
- CAMPOS VELHO, H. F. A preliminary model for growing of the convective boundary layer. **Ciência e Natura**, p. 99-102. November, 2003. Special issue: Proceedings of the III Brazilian Workshop on Micrometeorology.
- CAUGHEY, S. J.; PALMER, S. G. Some aspects of turbulence structure through the depth of the convective boundary layer. **Quart. J. Roy. Meteor. Soc.**, v. 105, p. 811-827. 1979.

- CAUGHEY, S. J.; WYNGAARD, J. C.; KAIMAL, J. C. Turbulence in the evolving stable boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 36, p. 1041-1052. 1979.
- CAUGHEY, S. J. Observed characteristics of the atmospheric boundary layer. In: Dordrecht (Ed) **Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modeling**. 1982, p. 107-158.
- CHANDRASEKAR, A.; PHILBRICK, C. R.; CLARCK, R.; DODDRIDGE, B.; GEORGOPOULOS, P. A large-eddy simulation study of the convective layer over Philadelphia during the 1999 summer NE-OPS campaign. **Environ. Fluid Mech.**, v. 3, p. 305-329. 2003.
- CHEMEL, C.; CHOLLET, J. P. Observations of the daytime boundary layer in deep Alpine Valleys. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 119, p. 239-262. 2006.
- CHOI, H.; SPEER, M. S. Effects of atmospheric circulation and boundary layer structure on the dispersion of suspended particulates in the Seoul metropolitan area. **Meteorol. Atmos. Phys.**, v. 92, p. 239-254. 2006.
- COHN, S. A.; ANGEVINE, W. M. Boundary layer height and entrainment zone thickness measured by lidars and wind-profiling radars. **J. Appl. Meteor.**, v. 39, p. 1233-1247. 2000.
- CONANGLA, L.; CUXART, J. On the turbulence in the upper part of the low-level jet: an experimental and numerical study. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 118, p. 379-400. 2006.
- CORRSIN, S. Estimates of the relations between eulerian and lagrangian scales in large Reynolds number turbulence. **J. Atmos. Sci.**, v. 20, p. 115-119. 1963.
- CRUM, T. D.; STULL, R. B. Field measurements of the amount of surface layer air versus height in the entrainment zone. **J. Atmos. Sci.**, v. 44, p. 2743-2753. 1987.
- DE ROODE, S.; DUYNKERKE, P. G.; JONKER, H. J. J. Large-eddy simulation: How large is large enough? **J. Atmos. Sci.** v. 61, p. 403-421. 2004.
- DEARDORFF, J. W. Convective Velocity and Temperature Scales for the Unstable Planetary Boundary Layer and for Rayleigh Convection. **J. Atmos. Sci.**, v. 27, p. 1211-1213. 1970a.
- DEARDORFF, J. W. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. **J. Fluid Mech.**, v. 41, p. 453-480. 1970b.
- DEARDORFF, J. W. Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. **J. Atmos. Sci.**, v. 29, p. 91-115. 1972.

- DEARDORFF, J. W. Three-dimensional numerical modeling of the planetary boundary layer. In: HAUGEN, D. A. (Ed) **Workshop on Micrometeorology**. Cambridge: American Meteorological Society. 1973. p. 271-311.
- DEARDORFF, J. W. Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 7, p. 81-106. 1974a.
- DEARDORFF, J. W. Three-dimensional numerical study of turbulence in an entraining mixed layer. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 7, p. 199-206. 1974b.
- DEARDORFF, J. W. Prediction of convective mixed-layer entrainment for realistic capping inversion structure. **J. Atmos. Sci.**, v. 36, p. 424-436. 1979.
- DEARDORFF, J. W. Stratocumulus-capped mixed layers derived from three-dimensional model. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 18, p. 495-527. 1980.
- DEARDORFF, J. W.; UEYOSHI, K.; HAN, Y-J. Numerical study of terrain-induced mesoscale motions and hydrostatic form drag in a heated, growing mixed layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 41, p. 1420-1441. 1984.
- DEGRAZIA, G. A.; CAMPOS VELHO, H. F.; CARVALHO, J. C. Nonlocal exchange coefficients for the convective boundary layer derived from spectral properties. **Beitr. Phys. Atmosph.**, v. 70, p. 57-64. 1997.
- DEGRAZIA, G. A. Modeling dispersion from elevated sources in a planetary boundary layer dominated by moderate convection. **Il Nuovo Cimento**, v. 21C, p. 345-353. 1998.
- DEGRAZIA, G. A.; ANFOSSI, D.; CARVALHO, J. C.; MANGIA, C.; TIRABASSI, T.; CAMPOS VELHO, H. F. Turbulence parameterisation for PBL dispersion models in all stability conditions. **Atmos. Environ.**, v. 34, p. 3575-3583. 2000a.
- DEGRAZIA, G. A.; CAMPOS, C. R. J.; VILHENA, M. T. **Tópicos especiais em física da camada limite planetária e modelagem de processos de dispersão**. Pelotas: Editora e Gráfica Universitária UFPel (Ed). 2000b. 197 p.
- DEGRAZIA, G. A. ; MONTICELLI, C. O. Parametrização da turbulência na camada limite planetária em todas as condições de estabilidade. **Tópicos especiais em física da camada limite planetária e modelagem de processos de dispersão**. Pelotas: Editora e Gráfica Universitária UFPel 2000. p. 109-119.
- DEGRAZIA, G. A.; MOREIRA, D. M.; VILHENA, M. T. Derivation of an eddy diffusivity depending on source distance for vertically inhomogeneous turbulence in a convective boundary layer. **J. Appl. Meteor.**, v. 40, p. 1233-1240. 2001.

- DEGRAZIA, G. A.; GOULART, A.; ANFOSSI, D.; CAMPOS VELHO, H. F.; LUKASZCYK, P.; PALANDI, J. A model based on Heisenberg's theory for the eddy diffusivity in decaying turbulence applied to the residual layer. **Il Nuovo Cimento**, v. 26, p. 39-51. 2003.
- DEGRAZIA, G. A.; NUNES, A. B.; SATYAMURTY, P.; ACEVEDO, O. C.; CAMPOS VELHO, H. F.; RIZZA, U.; AND CARVALHO, J. C. Employing Heisenberg's turbulent spectral transfer theory to parameterize sub-filter scales in LES models, **Atmos. Environ.** v. 41, p. 7059-7068. 2007.
- DING, F.; ARYA, S. P.; LIN, Y. L. Large-eddy simulations of the atmospheric boundary layer using a new subgrid model I. Slightly unstable and neutral cases. **Environ. Fluid Mech.**, v. 1, p. 29-47. 2001a.
- DING, F.; ARYA, S. P.; LIN, Y. L. Large-eddy simulations of the atmospheric boundary layer using a new subgrid model II. Weakly and moderately stable cases. **Environ. Fluid Mech.**, v.1, p. 49-69. 2001b.
- DRIEDONKS, A. G. M. Models and observations of the growth of the atmospheric boundary layer. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 23, p. 283-306. 1982.
- DRIEDONKS, A. G. M.; TENNEKES, H. Entrainment effects in the well-mixed atmospheric boundary layer. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 30, p. 75-105. 1984.
- ESTOQUE, M. Vertical mixing due to penetrative convection. **J. Atmos. Sci.**, v. 25, p. 1046-1051. 1968.
- FEDOROROVICH, E.; MIRONOV, D. V. A model for a shear-free convective boundary layer with parameterized capping inversion structure. **J. Atmos. Sci.**, v. 52, p. 83-96. 1995.
- FEDOROVICH E.; KAISER, R.; RAU, M.; PLATE, E. Wind tunnel study of turbulent flow structure in the convective boundary layer capped by a temperature inversion. **J. Atmos. Sci.**, v. 53, p. 1273-1289. 1996.
- FEDOROVICH, E.; CONZEMIUS, R.; MIRONOV, D. Convective entrainment into a shear-free, linearly stratified atmosphere: bulk models reevaluated through large-eddy simulations. **J. Atmos. Sci.** v. 61, p. 281-295. 2004.
- FERZIGER, J. H.; PERIC, M. **Computational methods for fluid dynamics**. Berlin: Springer, 2002. 423 p.
- FINDIKAKIS, A. N.; STREET, R. L. An algebraic model for subgrid-scale turbulence in stratified flows. **J. Atmos. Sci.**, v. 36, p. 1934-1949. 1979.

FINNIGAN, J. J.; EINAUDI, F. Interactions between an internal gravity wave and the PBL. **Quart. J. Roy. Meteor. Soc.**, v. 107, p. 807-832. 1981.

FISCH, G.; TOTA, J.; MACHADO, L. A. T.; SILVA DIAS, M. A. F.; LYRA, R. F. F.; NOBRE, C. A.; DOLMAN, A. J.; GASH, J. H. C. The convective boundary layer over pasture and forest in Amazonia. **Theor. Appl. Climatol.**, v. 78, p. 47-59. 2004.

FREDERIKSEN, J. S.; KEPERT, S. M. Dynamical subgrid-scale parameterizations from direct numerical simulations. **J. Atmos. Sci.**, v. 63, p. 3006-3019. 2006.

FRISCH, U. **Turbulence: the legacy of A. N. Kolmogorov**. Cambridge: University Press. 1995. 296 pp.

GARC, J. A.; CANCELLO, M. L.; CANO, J. L. A case study of the morning evolution of the convective boundary layer depth. **J. Appl. Meteor.**, v. 41, p. 1053-1059. 2002.

GARRATT, J. R. Surface fluxes and the nocturnal boundary-layer height. **J. Appl. Meteor.**, v. 21, p. 725-729. 1982.

GARRATT, J. R. Inland Boundary Layer at Low Latitudes. Part 1, The Nocturnal Jet. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 26, p. 69-80. 1985.

GARRATT, J. R.; HESS, G. D. Neutrally Stratified Boundary Layer. In: HOLTON, J. R.; PYLE J.; CURY, J. A. (Ed). **Encyclopedia of atmospheric sciences**. Academic Press, 2002. p. 262-271.

GERMANO, M. Turbulence: the filtering approach. **J. Fluid Mech.**, v. 238, p. 325-336. 1991.

GIFFORD, F. Jr. The interpretation of meteorological spectra and correlations. **J. Meteorol.**, v. 16, p. 344-346. 1959.

GOPALAKRISHNAN, S. G.; SHARAN, M.; MCNIDER, R T.; SINGH, M. P. Study of radiative and turbulent processes in the stable boundary layer under weak wind conditions. **J. Atmos. Sci.**, v. 55, p. 954-960. 1998.

GOPALAKRISHNAN, S. G.; AVISSAR, R. An LES study of the impacts of land surface heterogeneity on dispersion in the convective boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 57, p. 352-371. 2000.

GOPALAKRISHNAN, S. G.; ROY, S. B.; AVISSAR, R. An evaluation of the scale at which topographical features affect the convective boundary layer using large-eddy simulations. **J. Atmos. Sci.**, v. 55, p. 2666-2689. 2000.

GOULART, A.; DEGRAZIA, G.; RIZZA, U.; ANFOSSI, D. A Theoretical model for the study of convective turbulence decay and comparison with large-eddy simulation data. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 107, p. 143-155. 2003.

GOULART, A.; DEGRAZIA, G.; VILHENA, M. T.; ANFOSSI, D.; MOREIRA, D. M.; CARVALHO, J. C.; PALANDI, J. An eddy diffusivity derivation for the non-isotropic convective decaying turbulence in the residual layer. **Air pollution Modelling and Its application XVI**. Borrego; Incecik Kluwer Academic/Plenum Publishers, New York. 2004. p. 407-414.

GRANT, A. L. M. An observational study of the evening transition boundary-layer. **Q. J. R. Meteorol. Soc.**, v. 123, p. 657-677. 1997.

GREENHUT, G. K.; KHALSA, S. J. S. Convective elements in the marine atmospheric boundary layer. Part 1: Conditional sampling statistics. **J. Clim. Appl. Meteor.**, v. 26, p. 813-822. 1987.

GRIMSDELL, A. W.; ANGEVINE W. M. Observations of the afternoon transition of the convective boundary layer. **J. Appl. Meteor.**, v. 41, p. 3-11. 2002.

GUERMOND, J-L.; ODEN, J. T.; PRUDHOMME, S. Mathematical perspectives on large eddy simulation models for turbulent flows. **J. Math. Fluid Mech.**, v. 6, p. 194-248. 2004.

HADFIELD, M. G.; COTTON, W. R.; PIELKE, R. A. Large-eddy simulations of thermally forced circulations in the convective boundary layer. Part I: Small scale circulation with zero wind. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 57, p.79-114. 1991a.

HADFIELD, M. G.; COTTON, W. R.; PIELKE, R. A. Large-eddy simulations of thermally forced circulations in the convective boundary layer. Part II: The effect of changes in wavelength and wind speed. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 58, p. 307-327. 1991b.

HELMIS, C. G.; ASIMAKOPOULOS, D. N.; DELIGIORGI, D. G. Some observations on the destruction of the morning temperature inversions in a large and broad mountain valley. **J. Appl. Meteor.**, v. 29, p. 396-400. 1990.

HINZE, J. O. **Turbulence**. New York: McGraw-Hill, 1975. 790 p.

HOFFMAN, J. D. **Numerical Methods for Engineers and Scientists**, McGraw-Hill (Ed). 1992. 825 p.

HUNT, J. C. R.; KAIMAL, J. C.; GAYNOR, J. E. Eddy structure in the convective boundary layer – new measurements and new concepts. **Q. J. R. Meteorol. Soc.**, v. 114, p. 827-858. 1988.

- HUNT, J. C. R. Eddy dynamics and kinematics of convective turbulence. In: PLATE, E. J. (Ed). **Buoyant Convection in Geophysical Flows**. Kluwer Academic Publishers. 1998. p. 41-82.
- HØSTRUP, J. Velocity spectra in the unstable planetary boundary layer'. **J. Atmos. Sci.**, v. 39, p. 2239-2248. 1982.
- KAIMAL, J. C.; BUSINGER, J. A. Case studies of a convective plume and a dust devil. **J. Appl. Meteor.**, v. 9, p. 612-620. 1970.
- KAIMAL, J. C.; WYNGAARD, J. C.; IZUMI, Y.; COTÉ, O. R. Spectral characteristics of surface layer turbulence. **Q. J. R. Meteorol. Soc.**, v. 98, p. 563-589. 1972.
- KAIMAL, J. C.; WYNGAARD, J. C.; HAUGEN, D. A.; COTÉ, O. R.; IZUMI, Y.; CAUGHEY, S. J.; READINGS, C. J. Turbulence structure in the convective boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 33, p. 2152-2169. 1976.
- KANAK, K. M. Douglas K. Lilly: a biography. In: FEDOROVICH, E.; ROTUNNO, R.; STEVENS, B. (Ed). **Atmospheric Turbulence and Mesoscale Meteorology**. Cambridge: University Press, 2004. p. 1-14.
- KIESS, R. B.; RIORDAN, A. J. The statistical relationship between the synoptic-scale pressure field and the development and morning transition of surface inversions at two rural sites. **J. Clim. Appl. Meteor.**, v. 26, p. 1000-1013. 1987.
- KOSOVIC, B.; CURRY, J. A. A large-eddy simulation study of a quasi-steady stably-stratified atmospheric boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 57, p. 1052-1068. 2000.
- KOSSMANN, M.; STURMAN, A. P.; ZAWAR-REZA, P.; MCGOWAN, H. A.; OLIPHANT, A. J.; OWENS, L. F.; SPRONKEN-SMITH, R. A. Analysis of the wind field and heat budget in an alpine lake basin during summertime fair weather conditions. **Meteorol. Atmos. Phys.**, v. 81, p. 27-52. 2002.
- KRISTENSEN, L.; LENSCHOW, D.; KIRKEGAARD, P.; COURTNEY, M. The spectral velocity tensor for homogeneous boundary-layer turbulence. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 47, p. 149-193. 1989.
- KUO, H. L.; SUN, W. Y. Convection in the lower atmosphere and its effects. **J. Atmos. Sci.**, v. 33, p. 21-40. 1976.
- LAPWORTH, A. The morning transition of the nocturnal boundary layer. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 119, p. 501-526. 2006.
- LEE, S-M.; FERNANDO, H. J. S.; PRINCEVAC, M.; ZAJIC, D.; SINESI, M.; MCCULLEY, J. L.; ANDERSON, J. Transport and diffusion of ozone in the nocturnal

and morning planetary boundary layer of the Phoenix Valley. **Environ. Fluid Mech.** v. 3, p. 331-362. 2003.

LENSCHOW, D. H.; STANKOV, B. B.; MAHRT, L. The rapid morning boundary-layer transition. **J. Atmos. Sci.**, v. 36, p. 2108-2124. 1979.

LENSCHOW, D. H.; WYNGAARD, J. C.; PENNEL, W. T. Mean-field and second-moment budgets in baroclinic, convective boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 37, p. 1313-1326. 1980.

LENSCHOW, D. H.; STANKOV, B. B. Length scales in the convective boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 43, p. 1198-1209. 1986.

LEONARD, A. Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows. **Advances in Geophysics**, v. 18, p. 45-82. 1974.

LESIEUR, M.; MÉTAIS, O. New trends in large-eddy simulations of turbulence. **Annu. Rev. Fluid. Mech.**, v. 28, p.45-82. 1996.

LESIEUR, M. **Turbulence in fluids** – Third revised and enlarged edition. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers. 1997. 515 p.

LI, J-G.; ATKINSON, B. W. Transition regimes in valley airflows. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 91, p. 385-411. 1999.

LILLY, D. K. The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. In: IBM SCIENTIFIC COMPUTING SYMPOSIUM ON ENVIRONMENTAL SCIENCES, 1967, New York. **Proceedings...** New York, IBM, 1967. p. 195-210.

LOVATO, R. G.; CARVALHO, J. C.; RIZZA, U.; CAMPOS, C. R. J. Estimativa da constante de Kolmogorov (Co) para a camada limite estável usando simulação dos grandes turbilhões'. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE METEOROLOGIA, 14, 27 nov à 1 dez de 2006, Florianópolis, S. C. **Anais...** Rio de Janeiro: Sociedade Brasileira de Meteorologia. 2006. CD-ROM.

LUMLEY, J. L.; PANOFSKY, H. A. **The Structure of Atmospheric Turbulence.** Interscience Publishers. 1964. 239 p.

LYONS, W. A.; COLE, H. S. Fumigation and plume trapping on the shores of Lake Michigan during stable onshore flow. **J. Appl. Meteor.**, v. 12, 1973. p. 494-510.

MA, J.; DAGGUPATY, S. M. Using all observed information in a variational approach to measuring z_{0m} and z_{0t} . **J. Appl. Meteor.**, v. 39, 2000. p. 1391-1410.

- MAHRT, L.; HELD, R. C. Comments on “Determining height of the nocturnal boundary layer”. **J. Appl. Meteor.**, v. 18, 1979. p. 383-383.
- MAHRT, L. Stratified atmospheric boundary layers and breakdown of models. **Theor. Comp. Fluid Dyn.**, v. 11, 1998. p. 263-280.
- MAHRT, L.; SUN, J.; BLUMEN, W.; DELANY, T. E.; ONCLEY, S. Nocturnal boundary layer regimes. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 88, 1998. p. 255-278.
- MANGIA, C.; DEGRAZIA, G. A.; RIZZA, U. An integral formulation for the dispersion parameters in a shear-buoyancy-driven planetary boundary layer for use in a gaussian model for tall stacks. **J. Appl. Meteor.**, v. 39, 2000. p. 1913-1922.
- MARQUES FILHO, E. P. **Investigação da camada limite planetária convectiva com modelo LES aplicado à dispersão de poluentes**. 2004, 128 p. Tese (Doutorado em Meteorologia), Universidade de São Paulo, São Paulo. 2004.
- MASON, P. J. Large-eddy simulation of the convective atmospheric boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 46, 1989. p. 1492-1516.
- MASON, P. J. Large-eddy simulation: a critical review of the technique. **Q. J. R. Meteorol. Soc.**, v. 120, 1994. p. 1-26.
- MASON, P. J.; BROWN, A. R. On subgrid models and filter operations in large eddy simulations. **J. Atmos. Sci.**, v. 56, 1999. p. 2101-2114.
- MAURITSEN, T.; SVENSSON, G. Observations of stably stratified shear-driven atmospheric turbulence at low and high Richardson numbers. **J. Atmos. Sci.**, v. 64, 2007. p. 645-655.
- MOENG, C-H. A large-eddy simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence. **J. Atmos. Sci.**, v. 41, 1984. p. 2052-2062.
- MOENG, C-H; WYNGAARD, J. C. Spectral analysis of large-eddy simulations of the convective boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 45, 1988. p. 3573-3587.
- MOENG, C-H.; SCHUMANN, U. Composite structure of plumes in stratus-topped boundary layers. **J. Atmos. Sci.**, v.48, 1991. p. 2280-2291.
- MOENG, C-H.; Sullivan, P. P. A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows. **J. Atmos. Sci.** v. 51, 1994. p. 999-1022.
- MOENG, C-H. Parameterizations of the convective boundary layer in atmospheric models. In: PLATE, E. J. (Ed) **Buoyant convection in geophysical flows**. Kluwer Academic Publishers. 1998. p. 291-311.

MOENG, C-H.; SULLIVAN, P. P. Large-Eddy Simulation. In: HOLTON, J. R.; PYLE J.; CURY, J. A. (Ed). **Encyclopedia of atmospheric sciences**. [S.l]: Academic Press, 2002. p. 1140-1150.

MOENG, C-H.; SULLIVAN, P. P.; STEVENS, B. Large-Eddy simulations of cloud-topped mixed layers. In: FEDOROVICH, E.; ROTUNNO, R.; STEVENS, B. (Ed). **Atmospheric turbulence and mesoscale meteorology**. Cambridge: University Press, 2004. p. 95-114.

MUSCHINSKI, A.; ROTH, R A. Local interpretation of Heisenberg's transfer theory. **Beitr. Phys. Atmos.**, v. 66, 1993. p. 335-346.

NAKAMURA, R.; MAHRT, L. Vertically integrated sensible-heat budgets for stable nocturnal boundary layers. **Q. J. R. Meteorol. Soc.**, v. 132, 2006. p. 383-403.

NATH, S.; PATIL, R. S. A simple model to determine in situ mixing height growth from surface measurements. **Environ. Fluid Mech.**, v. 3, 2003. p. 195-219.

NELSON, E.; STULL, R.; ELORANTA, E. A prognostic relationship for entrainment zone thickness. **J. Appl. Meteor.**, v. 28, 1989. p. 885-903.

NEU, U.; KÜNZLE, T.; WANNER, H. On the relations between ozone storage in the residual layer and daily variation in near-surface ozone concentration – a case study. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 69, 1994. p. 221-247.

NIEUWSTADT, F. T. M. A rate equation for inversion height in a nocturnal boundary layer. **J. Appl. Meteor.**, v. 19, 1980. p. 1445-1447.

NIEUWSTADT, F. T. M. The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 41, 1984. p. 2202-2216.

NIEUWSTADT, F.T.M.; BROST, R.A. The decay of convective turbulence'. **J. Atmos. Sci.**, v. 43, 1986. p. 532-546.

NIEUWSTADT, F. T. M.; MASON, P. J.; MOENG, C-H; SCHUMANN, U. Large-Eddy Simulation of the convective boundary layer: A comparison of four computer codes. In: DURST, F. (Ed). **Turbulent shear flows**. Berlin: Springer, 1992. p. 343-367.

NIEUWSTADT, F. T. M. Review of diffusion processes in the convective boundary layer. In: PLATE, E. J. (Ed). **Buoyant convection in geophysical flows**. Kluwer Academic Publishers. 1998. p. 371-399.

NOONKESTER, V. R.; JENSEN D. R.; RICHTER, J. H.; VIEZEE, W.; COLLIS, R. T. H. Concurrent FM-CW radar and lidar observations of the boundary layer. **J. Appl. Meteor.**, v. 13, 1974. 249-256.

- NOONKESTER, V. R. The evolution of the clear air convective layer revealed by surface-based remote sensors. **J. Appl. Meteor.**, v. 15, 1976. p. 594-606.
- NUNES, A. B.; DEGRAZIA, G. A.; CAMPOS, C. R. J.; SILVEIRA, C. P.; SASTRE, F. A. U. V. Comparação entre diferentes coeficientes de difusão da camada limite convectiva. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE METEOROLOGIA, 12, Foz do Iguaçu. 2002. **Anais...** Rio de Janeiro: SBMet, 1 CD-ROM.
- NUNES, A. B.; DEGRAZIA, G. A.; CAMPOS, C. R. J.; MOREIRA, D. M.; FONSECA, F. A. Comparação entre coeficientes de difusão turbulentos válidos para uma camada limite convectiva. **Ciência e Natura**, p. 65-68. 2003a. Special issue.
- NUNES, A. B.; DEGRAZIA, G. A.; CAMPOS, C. R. J.; MOREIRA, D. M.; FONSECA, F. A. Comparação entre coeficientes de difusão turbulentos válidos para uma camada limite neutra. **Ciência e Natura**. p. 61-63. 2003b. Special issue.
- NUNES, A. B.; CAMPOS VELHO, H. F.; SATYAMURTY, P.; DEGRAZIA, G. A. Verificação de uma restrição física para a escolha da resolução de grade em LES. **Ciência e Natura**. p. 343-347. 2005. Special issue.
- NUNES, A. B.; CAMPOS VELHO, H. F.; SATYAMURTY, P.; DEGRAZIA, G. A.; GOULART, A. G. O.; RIZZA, U. 2007a, Evaluation of a theoretical model for a growing convective boundary layer by large eddy simulation. **Meteorol. Atmos. Phys.** 27 jan. 2007a. Submitted.
- NUNES, A. B.; CAMPOS VELHO, H. F.; SATYAMURTY, P. Nocturnal jet simulation under neutral conditions by theoretical model. **Ciência e Natura**. 2007b. Special issue.
- NUNES, A. B.; CAMPOS VELHO, H. F.; SATYAMURTY, P. Spatial scale of energy-containing eddies during the morning transition by theoretical modeling. **Ciência e Natura**. 2007c. Special issue.
- NUNES, A. B.; CAMPOS VELHO, H. F.; SATYAMURTY, P. Morning boundary layer turbulent kinetic energy by theoretical models. **Bound.-Layer Meteorol.** Fev. 2008a. Submitted.
- NUNES, A. B.; CAMPOS VELHO, H. F.; SATYAMURTY, P. Nocturnal jet under neutral conditions: a simple approach. **Bound.-Layer Meteorol.** Fev. 2008b. Submitted
- NUNES, A. B.; CAMPOS VELHO, H. F.; SATYAMURTY, P. Three-dimensional eddy diffusivity for the morning transition boundary layer. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE METEOROLOGIA, 15, São Paulo. **Anais...** Rio de Janeiro: SBMet, 2008c. 1 CD-ROM.

OLESEN, H. R.; LARSEN, S. E.; HØJSTRUP, J. Modelling velocity spectra in the lower part of the planetary boundary layer. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 29, 1984. p. 285-312.

OLIVEIRA, A. P.; FITZJARRALD, D. R. The Amazon River breeze and the local boundary layer: II. Linear analysis and modeling. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 67, 1994. p. 75-96.

ORZAG, S. A. Numerical simulation of incompressible flows within simple boundaries: Accuracy. **J. Fluid Mech.**, v. 49, 1971. p. 75-112.

PANOFSKY, H. A.; TENNEKES, H.; LENSCHOW, D. H.; WYNGAARD, J. C. The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under convective conditions. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 11, 1977. p. 355-361.

PAPADOPOULOS, K. H.; HELMIS, C. G. Evening and morning transition of katabatic flows. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 92, 1999. p. 195-227.

PINO, D.; VILA-GUERAU DE ARELLANO, J.; DUYNKERKE, P. G. Role of the shear in a convective boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 60, 2006. p. 1913-1926.

PIRINGER, M.; BAUMANN, K.; LANGER, M. Summertime mixing heights at Vienna, Austria, estimated from vertical sounding and by numerical model. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 89, 1998. p. 25-45.

POPE, S. B. Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows. **New J. of Phys.**, v. 6, 2004. p. 1-24.

PORTÉ-ANGEL, F.; PARLANGE, M. B.; MENEVEAU, C.; EICHINGER, W. E.; PAHLOW, M. Subgrid-scale dissipation in the atmospheric surface layer: effects of stability and filter dimension. **J. Hydrometeorol.**, v. 1, 2000. p. 75-87.

PRABHA, T. V.; MURSCH-RADLGRUBER, E. Modeling of diffusion in a wide alpine valley. **Theor. Appl. Clim.**, v. 64, 1999 p. 93-103.

REUTEN, C.; STEYN, D. G.; STRAWBRIDGE, K. B.; BOVIS, P. Observations of the relation between upslope flows and the convective boundary layer in steep terrain. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 116, 2005. p.37-61.

RIORDAN, A. J.; DAVIS, J. M.; KIESS, R. B. The morning inversion near the ground and its daytime transition at two rural sites in the Carolinas. **J. Clim. Appl. Meteorol.**, v. 25, 1986. p. 239-256.

ROSSBY, C. G. The theory of atmospheric turbulence – an historical resumé and an outlook. **Mon. Wea. Rev.**, v. 55, 1927. p.6-10.

SAIKI, E. M.; MOENG, C. H.; SULLIVAN, P. P. Large-eddy simulation of the stably stratified planetary boundary layer. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 95, 2000. p. 1-30.

SCHMIDT, H.; SCHUMANN, U. Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulation. **J. Fluid Mech.**, v. 200, 1989. p. 511-562.

SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations. **Mon. Wea. Rev.**, v. 91, 1963. p. 99-164.

SMAGORINSKY, J.; MANABE, S.; HOLLOWAY, J. L. Numerical results from a nine level general circulation model of the atmosphere. **Mon. Wea. Rev.**, v. 93, 1965. p. 727-768.

SMEDMAN, A. S. Some turbulence characteristics in stable atmospheric boundary layer flow. **J. Atmos. Sci.**, v. 48, 1991. p. 856-868.

SORBJAN, Z. On similarity in the atmospheric boundary layer. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 34, 1986. p. 377-397.

SORBJAN, Z. Decay of convective turbulence revisited. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 82, 1997. p. 501-515.

SORBJAN, Z.; ULIASZ, M. Large-eddy simulation of air pollution dispersion in the nocturnal cloud-topped atmospheric boundary layer. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 91, 1999. p. 145-157.

SORBJAN, Z. Local structure of turbulence in stably stratified boundary layers. **J. Atmos. Sci.**, v. 63, 2006. p. 1526-1537.

SORBJAN, Z. A numerical study of daily transitions in the convective boundary layer. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 123, 2007. p. 365-383.

STANIŠIĆ, M. M. **The Mathematical theory of turbulence**. New York: Springer Verlag, 1988. 501 p.

STEENEVELD, G. J.; VAN DE WIEL, B. J. H.; HOLTSLAG, A. A. M. Diagnostic equations for the stable boundary layer height: evaluation and dimensional analysis. **J. Appl. Meteor.**, v. 46, 2007. p. 212-225.

STENSRUD, D. J. Elevated residual layers and their influence on surface boundary-layer evolution. **J. Atmos. Sci.**, v. 50, 1993. p. 2284-2293.

STULL, R. B. Inversion rise model based on penetrative convection. **J. Atmos. Sci.**, v. 30, 1973. p. 1092-1099.

STULL, R. B. Internal gravity waves generated by penetrative convection. **J. Atmos. Sci.**, v. 33, 1976. p. 1279-1286.

- STULL, R. B.; ELORANTA, E. W. Boundary layer experiment – 1983. **Bull. Amer. Meteor. Soc.**, v. 65, 1984. p. 450-456.
- STULL, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. Dordrecht Kluwer, 1988. 666 p.
- STULL, R. B.; SANTOSO, E.; BERG, L.; HACKER, J. Boundary layer experiment 1996 (BLX96). **Bull. Amer. Meteor. Soc.**, v. 78, 1997. p. 1149-1158.
- SULLIVAN, P. P.; MC WILLIAMS, J. C.; MOENG, C.-H. A subgrid model for large-eddy simulation of planetary boundary layer flows. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 71, 1994. p. 247-276.
- SULLIVAN, P. P.; MCWILLIAMS, J. C.; MOENG, C.-H. A grid nesting method for large-eddy simulation of planetary boundary-layer flows. **Bound.-Layer Meteorol.** v. 80, 1996. p. 167-202.
- SUTTON, O. G. **Micrometeorology**. McGraw-Hill, 1953. 333 p.
- TACONET, O.; WEILL, A. Convective plumes in the atmospheric boundary layer as observed with an acoustic doppler sodar. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 25, 1983. p. 143-158.
- TAYLOR, G. I. Eddy motion in the atmosphere. **Mon. Wea. Rev.**, v. 43, 1915. p. 315-316.
- TAYLOR, G. I. Phenomena connected with turbulence in the lower atmosphere. **Mon. Wea. Rev.**, v. 46, 1918. p. 26-26.
- TENNEKES, H. A model for the dynamics of the inversion above a convective boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 30, 1973. p. 558-581.
- TONG, C.; WYNGAARD, J. C.; KHANNA, S.; BRASSEUR, J. G. Resolvable- and subgrid-scale measurement in the atmospheric surface layer: technique and issues. **J. Atmos. Sci.**, v. 55, 1998. p. 3114-3126.
- TONG, C.; WYNGAARD, J. C.; BRASSEUR, J. G. Experimental study of the subgrid-scale stresses in the atmospheric surface layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 56, 1999. p. 2277-2292.
- TRIANAFYLLOU, A. G.; HELMIS, C. G.; ASIMAKOPOULOS, D. N.; SOILEMES, A. T. Boundary layer evolution over a large and broad mountain. **Theor. Appl. Clim.**, v. 52, 1995. p. 19-25.

- VENKATRAN, A.; VISKANTA, R. Radiative effects of elevated pollutants layers. **J. Appl. Meteor.**, v. 16, 1977. p. 1256-1272.
- VICKERS, D.; MAHRT, L. Evaluating formulations of stable boundary layer height. **J. Appl. Meteor.**, v. 43, 2004. p. 1736-1749.
- VISKANTA, R.; DANIEL, R. A. Radiative effects of elevated pollutant layers on temperature structure and dispersion in an urban atmosphere. **J. Appl. Meteor.**, v. 19, 1980. p. 53-70.
- WARNER, J.; TELFORD, J. W. Some patterns of convection in the lower atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **4**, 1963. p. 313-318.
- WEIL, J. C.; SULLIVAN, P. P.; MOENG, C.-H. The use of large-eddy simulations in lagrangian particle dispersion models. **J. Atmos. Sci.** v. 61, 2004. p. 2877-2887.
- WHITEMAN, C. D. Temperature inversion buildup in Colorado's Eagle Valley. **Meteor. Atmos. Phys.**, v. 35, 1985. p. 220-226.
- WILDE, N. P.; STULL, R. B.; ELORANTA, E. W. The LCL zone and cumulus onset. **J. Climate Appl. Meteor.**, v. 24, 1985. p. 640-657.
- WILLIS, G. E.; DEARDORFF, J. W. A laboratory model of the unstable planetary boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 31, 1974. p. 1297-1307.
- WYNGAARD, J. C.; COTÉ, O. R. The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 28, 1971. p. 190-201.
- WYNGAARD, J. C.; ARYA, S. P. S.; COTÉ, O. R. Some aspects of the structure of convective planetary boundary layers. **J. Atmos. Sci.**, v. 31, 1975. p. 747-754.
- WYNGAARD, J. C. **Large eddy simulation:** guidelines for its application to planetary boundary layer research. [S.l]: US Army Research Office Contract N^o 0804. 1984. 52 p.
- WYNGAARD, J. C.; BROST, R. A. Top-down and bottom-up diffusion of a scalar in the convective boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 41, 1984. p. 102-112.
- WYNGAARD, J. C. Experiment, numerical modeling, numerical simulation, and their roles in the study of convection, In: PLATE, E. J. (Ed). **Buoyant convection in geophysical flows**. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers. 1998. p. 239-251.
- WYNGAARD, J. C. Changing the face of small-scale meteorology, In: FEDOROVICH, E.; ROTUNNO, R.; STEVENS, B. (Ed). **Atmospheric Turbulence and Meso-scale Meteorology**. Cambridge: University Press. 2004. p. 17-34.

YAGLOM, A. M. Comments on wind and temperature flux-profile relationships. **Bound.-Layer Meteorol.**, v. 11, 1977. p. 89-102.

YAMADA, T.; MELLOR, G. A simulation of the Wangara boundary layer data. **J. Atmos. Sci.**, v. 32, 1975. p. 2309-2329.

ZHANG, J.; RAO, T. The role of vertical mixing in the temporal evolution of ground-level ozone concentrations. **J. Appl. Meteor.**, v. 38, 1999. p. 1674-1691.

ZILINTIKEVICH, S. S. On the determination of the height of the Ekman boundary layer. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 3, 1972. p. 141-145.

ZILITINKEVICH, S. S.; GRACHEV, A. A.; HUNT, J. C. R. Surface frictional processes and non-local heat/mass transfer in the shear-free convective boundary layer. In: PLATE, E. J. (Ed). **Buoyant Convection in Geophysical Flows**, Dordrecht: Kluwer Academic Publishers. 1998. p. 83-113.

ZILINTIKEVICH, S. S.: 2002, 'Third-order transport due to internal waves and non-local turbulence in the stably stratified surface layer'. **Q. J. R. Meteorol. Soc.**, v. 128, p. 913-925.

ZILITINKEVICH, S. S.; HUNT, J. C. R.; ESAU, I. N.; GRACHEV, A. A.; LALAS, D. P.; AKYLAS, E.; TOMBROU, M.; FAIRALL, C. W.; FERNANDO, H. J. S.; BAKLANOV, A. A.; JOFFRE, S. M. The influence of large convective eddies on the surface-layer turbulence. **Q. J. R. Meteorol. Soc.**, v. 132, 2006. p.1423-1456.

A. APÊNDICE A – O TERMO DE FONTE TÉRMICA NO MODELO DE CRESCIMENTO DA CONVECÇÃO

A1. A Função de Heaviside

Na Seção 2, na formulação do termo de fonte térmica é considerado o esquema de separação de variáveis: $H(k,t) = H_1(k)f(t)$, e a função $f(t)$ é definida como uma função de Heaviside:

$$H(k,t) = H_1(k)f_1(t), \quad \text{onde: } f_1(t) = \begin{cases} 1 & t > 0 \\ 0 & t = 0 \end{cases} \quad (\text{A1})$$

Outras funções $f(t)$ poderiam ser aplicadas, por exemplo:

$$f_2(t) = \begin{cases} \sin(t) & t \in [0, \pi/2] \\ 1 & t > 0 \end{cases}; \quad f_3(t) = \frac{1}{1 + \exp(-2t)}; \quad f_4(t) = \frac{1}{1 + \exp(-4t)} \quad (\text{A2})$$

As últimas duas são funções sigmóides com duas diferentes constantes de tempo. Agora, consideramos a seguinte equação diferencial de evolução:

$$\frac{du(t)}{dt} + u(t) = f(t) \Rightarrow u(t) = u_0 e^{-t} + \int_0^t e^{-(t-\tau)} f(\tau) d\tau \quad (\text{A3})$$

Onde $u(0) \equiv u_0$. É claro que $f_2(t)$, $f_3(t)$ e $f_4(t)$ são funções contínuas, ao contrário de $f_1(t)$. A Figura A.1 mostra que a solução da equação (A3) para diferentes funções $f(t)$, depois que o termo fonte está ativo. Nota-se uma grande similaridade entre as soluções, particularmente as soluções do termo de fonte usando $f_1(t)$ (função não-contínua) e $f_4(t)$ (função contínua). Existe uma pequena diferença entre a evolução da solução para as funções $f_1(t)$ e $f_4(t)$ apenas no período de tempo $t \in [7.5, 8]$. De qualquer forma, a integração no tempo para todas as funções $f(t)$ é sempre uma função contínua (propriedade do operador convolução, como mencionado).

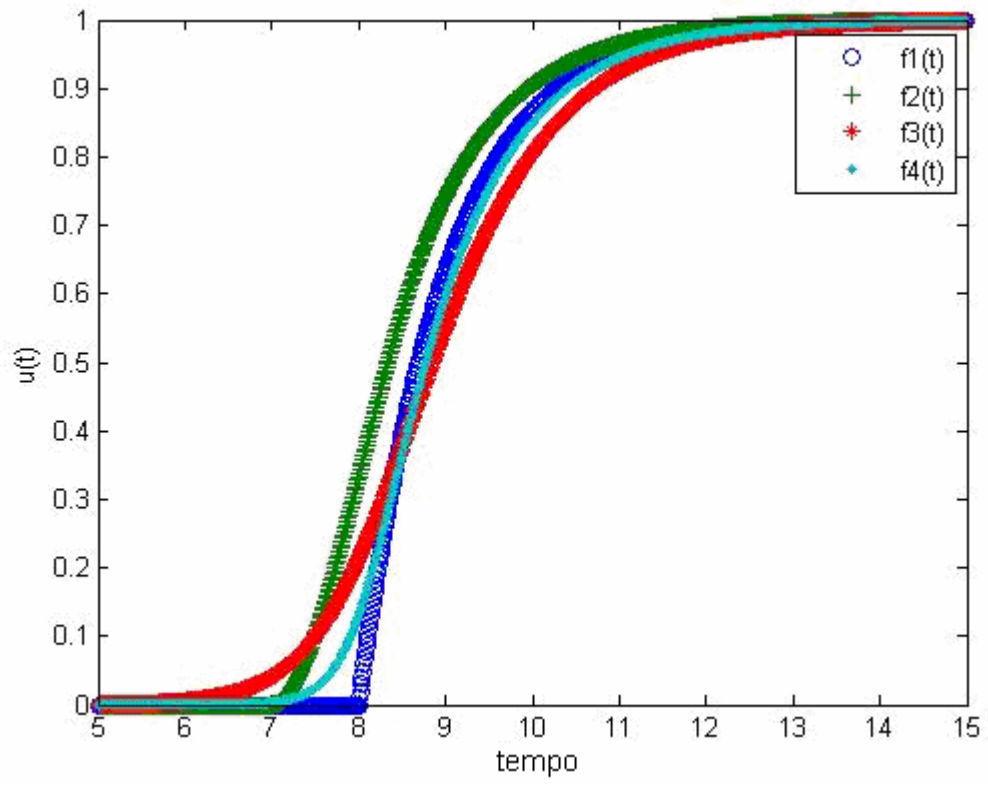


FIGURA A.1. Evolução temporal da solução para a equação (A3).

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programa de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Constam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. São aceitos tanto programas fonte quanto executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.