

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Ciências Atmosféricas

Rafael Lima Valença

**Simulação numérica da evolução diurna da Camada
Limite Planetária na Região Metropolitana de São Paulo
usando modelo LES:**

Investigação do fluxo turbulento de calor latente

São Paulo

2013

Rafael Lima Valença

**Simulação numérica da evolução diurna da Camada
Limite Planetária na Região Metropolitana de São Paulo
usando modelo LES:**

Investigação do fluxo turbulento de calor latente

Dissertação apresentada ao Departamento de Ciências Atmosféricas do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de Concentração: Micrometeorologia.
Orientador: Prof. Dr. Amauri Pereira de Oliveira.

São Paulo

2013

Folha de Aprovação

[página reservada]

Agradecimentos

Seria praticamente impossível tentar em poucas páginas agradecer a todas as pessoas que, de alguma forma, direta ou indiretamente, contribuíram para o resultado final da presente dissertação. Sem o suporte material e humano do IAG-USP; da minha família incrível, que nunca faltou comigo; dos meus amigos, novos e antigos; e dos meus educadores e colegas (tantos ao longo da vida, que talvez nem fosse capaz de enunciá-los todos); nada com o qual estive ocupado durante os últimos dois anos teria sido possível.

Porém, dentre todos os responsáveis pelo presente trabalho, poucos (talvez nenhum) tenha sido uma referência tão grande e especial como o Prof. Dr. Amauri Pereira de Oliveira, meu orientador. O Amauri me conheceu quando eu quase nada sabia sobre as Ciências Atmosféricas, e de lá pra cá tem acompanhado meu crescimento dentro da compreensão desta área tão importante das ciências naturais. Por sua paciência, suas importantes contribuições científicas e seu respeito e comprometimento com o papel de orientador, deixo meus mais sinceros agradecimentos.

Não poderia deixar de agradecer também aos professores e funcionários do IAG, com os quais sempre pude contar e dos quais sempre dependi. Em especial, agradeço à Georgia Codato, à Prof^ª. Dr^ª. Jacyra Soares e ao Sebastião Antônio, que, sempre que necessário, me ajudaram com prontidão e de boa vontade.

Obrigado aos meus amigos queridos e colegas de curso, Alessandra Amaral, Fabíola Souza, Graziella Gonçalves, Leonardo Domingues, Márcia Haegely, Marta Llopart, Mayara Santos, Pamela Dominutti, Renato Braghieri e Tássio Costa. Foi com vocês que eu mais compartilhei meu crescimento acadêmico e pessoal. Eu nunca poderia agradecê-los o suficiente. Obrigado também a todos os meus amigos não meteorologistas que torceram por mim e, com sua presença, abrilhantaram meus dias durante essa trajetória. Em especial, obrigado a Alícia Tavares, Carolina Moniz, Clara Fagundes, Glauco Lenzi, Jessica Castelari, Leila Rabelo, Marina Mendonça, Nina Orthof, Pedro Vencovsky, Priscilla Dalledone, Rodrigo Mascaro e Seomara Ponzio.

Meus pais, irmão, avós, tios e tias, primos e primas: vocês são meu início e meu fim. Cada uma das minhas vitórias é pra vocês e por vocês. Como não poderia deixar de ser, agradeço especialmente à minha mãe Rita e ao meu pai Marcelo, por serem um poço de amor e minha maior torcida, e aos meus irmãos Luís Fernando e Leandro, meus primeiros melhores amigos. Agradeço ainda à minha querida tia-avó Olga Leite, seus filhos João, Monica, Paula e Sylvia, e toda sua família. Eles foram os primeiros a me mostrar a solidariedade que eu tive a sorte de encontrar no coração da capital paulista. Durante minha mudança, o suporte deles teve valor inestimável.

Por fim, às agências de fomento, tão fundamentais para o desenvolvimento da Ciência no Brasil atual. Agradeço à FAPESP e à CAPES por terem financiado em anos distintos a minha bolsa de pesquisa e ao CNPq por ter financiado as servidoras que foram utilizadas para rodar o modelo LES durante a presente pesquisa.

“From our first breath, we spend most of our lives near the Earth's surface. We feel the warmth of the daytime sun and the chill of the nighttime air. It is here where our crops are grown, our dwellings are constructed, and much of our commerce takes place. We grow familiar with our local breezes and microclimates, and we sense the contrasts when we travel to other places”.

(Stull, 1988)

“When you become the image of your own imagination, it's the most powerful thing you could ever do”.

RuPaul

Resumo

A intensa urbanização que o mundo presenciou, principalmente nos últimos 60 anos, tem sido alvo de investigação dos cientistas do clima. Ao alterarem o atrito em superfície e o balanço de energia, as cidades tendem a influenciar no regime de vento, na temperatura local (através de Ilhas de Calor Urbanas), na estrutura da turbulência e, obviamente, na concentração de poluentes. Nestes estudos, modelos de turbulência que reproduzem a dinâmica dos turbilhões mais energéticos, os chamados modelos LES, têm sido uma ferramenta computacional largamente utilizada. A viabilidade de se utilizar modelagem LES é vantajosa se comparada à enorme dificuldade em se obter dados de turbulência sobre regiões urbanas. Além disso, tanto a emissão de gases estufa quanto a urbanização têm impactos no sentido de aumentar a temperatura do clima local, sendo difícil, em estudos empíricos, analisar cada um desses efeitos separadamente. Neste trabalho, um modelo LES foi utilizado para estudar o campo turbulento sobre uma superfície rugosa, horizontalmente homogênea, com características semelhantes às da Região Metropolitana de São Paulo (RMSP). Medidas de radiossondagens e de temperatura e umidade em superfície foram usadas como condições iniciais e de contorno nos experimentos. Atenção especial foi dada ao papel do vapor d'água, outro parâmetro bastante influenciado pela urbanização, na Camada Limite Planetária (CLP). Dentre outros, a umidade tem importante papel na estabilidade da CLP (alterando a densidade do ar) e nas trocas de energia com a superfície (absorvendo radiação e gerando fluxo de calor latente).

Abstract

The intense urbanization that the world has perceived, specially over the last 60 years, has been investigated by climate scientists. By modifying the friction at surface and the energy budget, cities cause impacts on wind regime, on local temperature (through Urban Heat Islands), on the structure of turbulence and, of course, on pollutant concentration. In these studies, turbulence models that reproduce the dynamics of the most energetic vortexes, the so-called Large-Eddy Simulations (LES), have been a widely used computational tool. The viability of using LES modeling is advantageous compared to the enormous difficulty in obtaining turbulence data over urban regions. Moreover, both the emission of greenhouse gases as urbanization have the effect of increasing the local temperature, being difficult to examine just on empirical grounds each of these contributions separately. In this work, an LES model was used to study the turbulent field over a rough surface, horizontally homogeneous, with characteristics similar to the Metropolitan Region of São Paulo. Radiosonde measurements and surface temperature and moisture sampled at surface were used as initial and boundary conditions in the experiments. Special attention was given to the role of water vapor, another parameter strongly influenced by urbanization, in the Planetary Boundary Layer (PBL). Among others, humidity plays important roles in the PBL stability (changing air density), and in the surface energy exchanges (absorbing radiation and generating latent heat flux).

Lista de Figuras

Figura 1.1: <i>Espectro de ECT na CLP. Fonte: Marques Filho (2004)</i>	6
Figura 1.2: <i>Imagem de satélite da mancha urbana da RMSP e a delimitação do município de São Paulo</i>	8
Figura 1.3: <i>Variação sazonal das médias mensais de temperatura e de umidade específica e precipitação mensal acumulada na cidade de São Paulo. Fonte: Ferreira et al. (2011)</i>	9
Figura 1.4: <i>(a) Observações da altura da CLP na RMSP durante a estação seca, resultados da investigação usando sistema LIDAR. Fonte: Landulfo et al. (2010). (b) Evolução diurna da altura da camada de aerosol no dia 30 de junho de 2010</i>	10
Figura 1.5: <i>Estatística da altura da CLR durante os meses de junho, julho e agosto de 2012</i>	11
Figura 2.1: <i>(a) Campo de velocidade em um escoamento turbulento gerado por DNS em um domínio de dimensões L^3. (b) O mesmo campo após a aplicação de um filtro com escala de corte $\Delta = L/16$. Fonte: Lu et al. (2007)</i>	21
Figura 2.2: <i>(a) Filtro G que representa a operação média espacial em uma dimensão. (b) Fator de transferência T da operação média espacial. Fonte: Wyngaard (2010)</i>	22
Figura 2.3: <i>Resultados do primeiro experimento de validação</i>	30
Figura 2.4: <i>Variação temporal da intensidade do JBN no segundo experimento de validação do modelo LES</i>	31
Figura 2.5: <i>Resultados do segundo experimento de validação</i>	32
Figura 2.6: <i>Resultados do terceiro experimento de validação</i>	33
Figura 2.7: <i>Evolução temporal da altura da CLP no terceiro experimento de validação</i>	34

Figura 3.1: <i>Evoluções horárias para o mês de junho de (a) temperatura potencial e (b) umidade específica, ambas tomadas na PM-IAG.....</i>	36
Figura 3.2: <i>Perfis iniciais das variáveis meteorológicas adotados nos experimentos numéricos com o modelo LES (6:30 HL).....</i>	38
Figura 3.3: <i>Perfis médios das variáveis meteorológicas nos experimentos numéricos às 9:00 HL comparados com os perfis médios obtidos da interpolação das radiossondagens lançadas no MAE às 9:00 HL (12:00 GMT), de 2004 a 2010, no mês de junho.....</i>	40
Figura 3.4: <i>Evolução diurna nos experimentos com modelo LES (a) da altura da CLP e (b) da ECT integrada em toda a coluna.....</i>	40
Figura 3.5: <i>Perfis médios das variáveis meteorológicas nos experimentos numéricos às 21:00 HL comparados com os perfis médios do mês de junho, obtidos da interpolação das radiossondagens lançadas no MAE às 21:00 HL (00:00 GMT) de 2004 a 2010.....</i>	42
Figura 3.6: <i>Perfis médios obtidos da interpolação das radiossondagens lançadas no MAE às 21:00 HL (00:00 GMT) dos dias 24/06/12, 28/06/12, 09/07/12 e 20/07/12.....</i>	42
Figura 3.7: <i>Perfil do vento médio nos experimentos numéricos às 4:00 HL.....</i>	43
Figura 3.8: <i>Evoluções diurnas de u_*, θ_* (ou θ_{v*}, no caso do experimento ÚMIDO) e q_*, nos experimentos numéricos com o modelo LES e observadas na PM-IAG.....</i>	45
Figura 3.9: <i>Ciclo diurno dos fluxos turbulentos de calor sensível H e calor latente LE nos experimentos numéricos e observadas na PM-IAG.....</i>	49
Figura 3.10: <i>Escalas características de velocidade u_F e de temperatura potencial virtual θ_{vF} da TSCM no regime convectivo.....</i>	53
Figura 3.11: <i>Momentos estatísticos de primeira ordem às 10:30, 11:30, 12:30 e 13:30 HL (período convectivo).....</i>	54
Figura 3.12: <i>Perfis verticais de $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ e $\overline{w'w'}$ normalizados às 10:30, 11:30, 12:30 e 13:30 HL (período convectivo).....</i>	55
Figura 3.13: <i>Perfis verticais de $\overline{\theta_v'u'}$, $\overline{\theta_v'v'}$ e $\overline{\theta_v'w'}$ normalizados às 10:30, 11:30, 12:30 e 13:30 HL (período convectivo).....</i>	55

Figura 3.14: Perfis verticais de $\overline{q'u'}$, $\overline{q'v'}$ e $\overline{q'w'}$ normalizados às 10:30, 11:30, 12:30 e 13:30 HL (período convectivo).....	56
Figura 3.15: Perfis verticais de $\overline{q'q'}$ e $\overline{q'\theta_v'}$ normalizados às 10:30, 11:30, 12:30 e 13:30 HL (período convectivo).....	56
Figura 3.16: Momentos estatísticos de primeira ordem às 21:30, 22:30, 23:30 e 0:30 HL (período estável).....	59
Figura 3.17: Escalas características de velocidade u_E , temperatura potencial θ_E e de umidade específica q_E da TSCM no regime estável.	60
Figura 3.18: Perfis verticais de $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ e $\overline{w'w'}$ normalizados às 21:30, 22:30, 23:30 e 0:30 HL (período estável).....	61
Figura 3.19: Perfis verticais de $\overline{\theta_v'u'}$, $\overline{\theta_v'v'}$ e $\overline{\theta_v'w'}$ normalizados às 21:30, 22:30, 23:30 e 0:30 HL (período estável).....	61
Figura 3.20: Perfis verticais de $\overline{q'u'}$, $\overline{q'v'}$ e $\overline{q'w'}$ normalizados às 21:30, 22:30, 23:30 e 0:30 HL (período estável).....	62
Figura 3.21: Perfis verticais de $\overline{q'q'}$ e $\overline{q'\theta_v'}$ normalizados às 21:30, 22:30, 23:30 e 0:30 HL (período estável).....	62
Figura A1: Evolução diurna das componentes global e difusa da radiação de onda curta durante o meses de junho, julho e agosto de 2012 na PM-IAG. Fonte: LABMICRO (2012)..	79
Figura A2: Evolução diurna da temperatura em superfície durante o meses de junho, julho e agosto de 2012 na PM-IAG. Fonte: LABMICRO (2012).....	80
Figura A3: Perfis médios interpolados de temperatura potencial das radiossondagens lançadas no MAE às 12:00 GMT e 00:00 GMT, para os meses de junho/2012 (Jun), agosto/2012 (Ago) e toda a estação seca: junho, julho e agosto de 2012 (JJA).....	81
Figura A4: Perfis médios interpolados de umidade específica das radiossondagens lançadas no MAE às 12:00 GMT e 00:00 GMT, para os meses de junho/2012 (Jun), agosto/2012 (Ago) e toda a estação seca: junho, julho e agosto de 2012 (JJA).....	81

Figura A5: <i>Hodógrafos dos perfis médios interpolados de vento das radiossondagens lançadas no MAE às 12:00 GMT e 00:00 GMT, para os meses de junho/2012 (Jun), agosto/2012 (Ago) e toda a estação seca: junho, julho e agosto de 2012 (JJA).....</i>	82
Figura A6: <i>Perfis médios interpolados da direção do vento das radiossondagens lançadas no MAE às 12:00 GMT e 00:00 GMT, para os meses de junho/2012 (Jun), agosto/2012 (Ago) e toda a estação seca: junho, julho e agosto de 2012 (JJA).....</i>	82
Figura A7: <i>Estatística da altura da CLR durante os meses de junho, julho e agosto de 2012.....</i>	83
Figura A8: <i>Perfis verticais das radiossondagens lançadas no MAE às 0:00 GMT (21:00 HL) de temperatura potencial e umidade específica. Nos perfis apresentados acima, é possível observar a altura da CLR.....</i>	84

Lista de Tabelas

Tabela 2.1: <i>Comparação de parâmetros obtidos para o primeiro experimento de validação (caso convectivo)</i>	29
Tabela 3.1: <i>Resumo das características dos experimentos numéricos com modelo LES</i>	38
Tabela 3.2: <i>Expressões obtidas, com seus respectivos coeficiente de determinação R^2, para os perfis normalizados das variâncias e covariâncias envolvendo flutuação da umidade específica durante o período convectivo</i>	58
Tabela 3.3: <i>Expressões obtidas, com seus respectivos coeficiente de determinação R^2, para os perfis normalizados das variâncias e covariâncias envolvendo flutuação da umidade específica durante o período estável</i>	60

Lista de Siglas e Variáveis

Siglas:

CLE	Camada Limite Estável.
CLP	Camada Limite Planetária.
CLR	Camada Limite Residual.
CLS	Camada Limite Superficial.
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i> (Simulação Numérica Direta).
ECT	Energia Cinética Turbulenta.
GMT	<i>Greenwich mean time</i> (horário de Greenwich).
HL	Horário local.
IAG	Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas.
ICU	Ilha de Calor Urbana.
JBN	Jato de Baixos Níveis.
LCCA	Laboratório de Computação Científica Avançada da USP.
LES	<i>Large-Eddy Simulation</i> (Simulação dos Grandes Turbilhões).
MAE	Aeroporto Campo de Marte.
PBL	<i>Planetary Boundary-Layer</i> (o mesmo que CLP).
PM-IAG	Plataforma micrometeorológica do IAG-USP.
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i> (Modelos de média de Reynolds).

RMSP	Região Metropolitana de São Paulo.
SGS	<i>Sub-grid Scale</i> (Escala de sub-grade).
TSCM	Teoria da Similaridade da Camada de Mistura.
TSMO	Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov.
USP	Universidade de São Paulo.

Variáveis:

c_p	Calor específico à pressão constante do ar, $c_p = 1004 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.
e	ECT da escala SGS (definição: pág. 26).
f	Parâmetro de Coriolis, $f = 2 \Omega \sin(\phi)$, onde Ω é a velocidade angular da Terra em relação ao seu próprio eixo de rotação e ϕ é a latitude.
$G(\mathbf{x}, t)$	Função filtro.
g	Aceleração da gravidade local, $g \simeq 9.81 \text{ m s}^{-2}$.
H	Fluxo turbulento de calor sensível (definição: pág. 45).
k	Número de onda.
L	Comprimento de Obukhov (definição: pág.48)
L_v	Calor latente de vaporização da água, $L_v \simeq 2.5 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$.
l	Escala do comprimento de mistura (parametrização: pág. 26).
ℓ	Escala espacial dos maiores turbilhões em um escoamento turbulento,
LE	Fluxo turbulento de calor latente (definição: pág. 45).
p	Pressão.
q	Umidade específica.
q^*	Escala característica de umidade específica na CLS (definição: pág 45).
r	Razão de mistura do vapor d'água.
R_d	Constante dos gases do ar seco, $R_d = 287 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.

Re	Número de Reynolds (definição: pág. 17).
S	Tensor taxa de deformação (definição: pág 26).
T	Temperatura.
t	Tempo.
u	Componente zonal da velocidade do vento.
u_*	Velocidade de fricção (definição: pág. 4).
V	Velocidade do vento.
v	Componente meridional da velocidade do vento.
w	Componente vertical da velocidade do vento.
w_*	Escala característica de velocidade convectiva (definição: pág. 4).
x	Eixo coordenado na direção W-E.
y	Eixo coordenado na direção S-N
z	Eixo coordenado na direção radial da Terra.
z_i	Altura da camada de inversão de temperatura. Essa é uma das formas mais comuns de estimar a altura da CLP.
γ	Fator de anisotropia (definição: pág 26).
$\Delta x, \Delta y$ e Δz	Espaçamento de grade nas direções x, y e z , respectivamente.
ϵ	Taxa de dissipação molecular [ver Eq. (2.32)].
ζ	Vorticidade (definição: pág. 23).
η	Microescala de Kolmogorov (escala de comprimento dos turbilhões dissipativos).
θ	Temperatura potencial (definição: pág. 13).
θ_v	Temperatura potencial virtual (definição: pág. 13).
θ_* e θ_{v*}	Escalas características de temperatura potencial e temperatura potencial virtual (definição: pág. 45).

κ	Constante de Von Kármá, $\kappa \approx 0.4$.
λ	Comprimento de onda.
μ	Viscosidade.
ν	Viscosidade cinemática.
ν_t, ν_T e ν_θ	Coefficientes de difusidade turbulenta (parametrização: pág. 27)
ρ	Densidade.
τ	Tensão de Reynolds.

Símbolos:

$()'$	Campo de flutuação. Para um parâmetro f qualquer, $f' = f - \bar{f}$.
$\overline{(\)}$	Campo resolvido do modelo LES ou média de Reynolds dos modelos RANS.
$\langle \ \rangle$	Média no plano horizontal.
$ \ $	Módulo de um vetor ou valor absoluto de um número real.
$()_0$	Índice 0: indica valor do parâmetro em superfície.
$()_i$	Índice i : indica valor do parâmetro no topo da camada de inversão, ou seja, no topo da CLP.

Observação:

Nesta dissertação, todas as equações escritas em termos de componentes vetoriais denotadas por índices assumem a convenção de Einstein para índices repetidos. Por exemplo, um termo de advecção escrito como:

$$u_i \frac{\partial F}{\partial x_i}$$

deve ser lido como:

$$\sum_{i=1}^3 u_i \frac{\partial F}{\partial x_i} = u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} + w \frac{\partial F}{\partial z}.$$

Sumário

Lista de Figuras	iii
Lista de Tabelas	vii
Lista de Siglas e Variáveis	viii
1. Introdução	1
1.1. Turbulência na Camada Limite Planetária.....	3
1.2. O modelo LES.....	5
1.3. Região Metropolitana de São Paulo.....	8
1.4. O papel da umidade na CLP.....	12
1.5. Objetivos.....	14
2. <i>Large-eddy simulation</i> e o tratamento numérico da turbulência	15
2.1. O papel do filtro nos modelos LES.....	20
2.2. Descrição matemática do modelo.....	23
2.2.1. Parametrização de sub-grade.....	25

2.3. Experiência do Grupo de Micrometeorologia com o modelo LES.....	27
2.3.1. Validação do modelo atual.....	29
3. Resultados	35
3.1. Descrição dos experimentos.....	35
3.2. Temperatura potencial virtual e o efeito da umidade na atividade turbulenta.....	38
3.2.1. Parâmetros de superfície.....	44
3.3. Perfis verticais	52
3.3.1. Regime convectivo ($9.4 \leq -\zeta_i \leq 17.7$).....	52
3.3.2. Regime estável ($3.8 \leq \zeta_i \leq 4.6$).....	58
4. Conclusões	63
Referências Bibliográficas	68
Apêndices	78
A1. Comparação de dados observacionais para os meses de junho e agosto de 2012.....	78
A2. Estatística da altura da CLR na estação seca de 2012 da RMSP.....	83

1. Introdução

Se a Terra fosse reduzida ao tamanho de uma bola de basquete, 99.9% de toda a massa da atmosfera estaria concentrada em uma fina camada de 1 mm de espessura (Wallace & Hobbs, 2006). Por ser assim tão fina, composta por um fluido dinâmico, globalmente interconectado e, acima de tudo, vital para todas as atividades humanas, cientistas do clima têm se preocupado com a possível ameaça das atividades antropogênicas ao equilíbrio dessa frágil e complexa estrutura (Brysse *et al.*, 2013; Doran & Zimmerman, 2012).

O impacto das atividades humanas, já percebido no clima global, é ainda mais forte e evidente no microclima das regiões habitadas, sujeitas a alterações no uso do solo – através da agricultura e da urbanização – e a emissões de gases estufa. Segundo Kalnay e Cai (2003), essas são as principais influências antropogênicas no clima. Porém, tanto a emissão de poluentes quanto a urbanização tendem a aumentar a temperatura média local, sendo difícil balizar a importância de cada um desses processos separadamente.

Apesar do quarto relatório de avaliação (AR4) do Painel Intergovernamental sobre Mudanças Climáticas da Organização das Nações Unidas atribuir uma importância secundária ao processo de urbanização nas mudanças climáticas (IPCC, 2007), diversos autores têm mostrado que a formação de Ilhas de Calor Urbanas (ICU) é um efeito relevante na tendência de temperatura em grandes e pequenas cidades nos Estados Unidos, no México, na África do Sul, no Japão, no Brasil e na China (Karl *et al.*, 1988; Imamura, 1991; Goodridge, 1992; Jauregui *et al.*, 1992; Hughes & Balling, 1996; Ren *et al.*, 2008). Por serem extremamente

rugosas, as superfícies urbanas interferem também na velocidade e no perfil vertical do vento, na divergência e convergência de massa, nas escalas e na intensidade da turbulência e no transporte de momento (Grimmond & Oke, 1999).

Ainda que o impacto da urbanização no clima não seja óbvio, ele existe e é cada vez maior o número de pessoas sujeitas a ele. Em 1950, a população urbana somava 29% da população mundial; uma cifra que subiu para 47% em 2000 e é prevista em 69% para 2050 (UN, 2009). Portanto, cresce a necessidade de que os modelos atmosféricos sejam capazes de parametrizar ou acoplar de alguma forma a interação com a Camada Limite Urbana. Muitos dos modelos de balanço de energia urbano utilizados atualmente assumem a validade da Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO), o que pode não ser verdadeiro quando há heterogeneidades na ocupação do solo (Grimmond *et al.*, 2010).

A Camada Limite Planetária (CLP), ou Camada Limite Atmosférica, é a porção da troposfera diretamente influenciada pela superfície, onde a quase totalidade das atividades humanas está confinada. É nessa região que tendemos a nos preocupar com a qualidade do ar, com a variabilidade de temperatura, com os regimes de vento, com a chuva e com possíveis desastres naturais. Além de servir de abrigo aos seres vivos, essa camada é responsável pelas trocas de calor, momento e compostos com as regiões superiores da atmosfera, sendo portanto um importante parâmetro em modelos atmosféricos com aplicações em previsão do tempo, poluição, agricultura, hidrologia e para a descrição da dinâmica atmosférica em suas diversas escalas (De Bruin & Holtslag, 1982; Holt & Raman, 1988).

Por estarem constantemente sofrendo os efeitos do atrito e do aquecimento da superfície, os escoamentos na CLP desenvolvem-se de forma turbulenta, sendo caracterizados por números de Reynolds da ordem de 10^8 (Wyngaard, 2010; Stull, 1988). A dificuldade em se determinar a evolução da estrutura dinâmica e termodinâmica dessa porção da atmosfera está no fato de os escoamentos turbulentos serem caracterizados por campos de velocidade, temperatura e demais escalares com flutuações aparentemente caóticas e aleatórias. Em geral, uma quantidade enorme de dados é necessária para se descrever empiricamente o campo turbulento em diferentes condições. Esses dados precisam ser coletados em uma grande área

com um espaçamento de grade mínimo, devido à enorme extensão de escalas dos vórtices turbulentos (Moeng, 1984). Na prática, estudos observacionais da estrutura da turbulência precisam ser complementados e subsidiados por estudos numéricos.

1.1. Turbulência na Camada Limite Planetária

McAllister *et al.* (1969) e Little (1969) foram os pioneiros na visualização da CLP através do retroespalhamento de ondas acústicas (uma visualização mais recente da evolução diurna da CLP, sobre o *campus* principal da USP, usando LIDAR, é apresentada na Figura 1.4). Nestas visualizações, é possível observar uma divisão clara entre a CLP e a atmosfera livre, com altura variável durante o dia. Durante o dia claro, a CLP atinge alturas maiores, em geral da ordem de 10^3 m, devido ao aquecimento da superfície, enquanto à noite são observadas alturas da ordem de 10^2 m. Na camada de transição entre a CLP e a atmosfera livre, as componentes do vento médio tendem a se aproximar de seus valores geostróficos e a atividade turbulenta praticamente cai a zero (Wyngaard, 2010).

Uma característica fundamental de todo escoamento turbulento é que a dissipação molecular de energia cinética é sempre positiva. Isso significa que, para que haja turbulência, é imprescindível que a produção de Energia Cinética Turbulenta (ECT) seja mantida. Na atmosfera, existem basicamente dois mecanismos de produção de ECT: térmica, quando a estratificação de temperatura potencial [ver Eq. (1.2)] é responsável pela formação de vórtices convectivos (isso ocorre quando o gradiente vertical de temperatura potencial médio $\partial\bar{\theta}/\partial z < 0$), e mecânica, quando o cisalhamento vertical do vento médio ($\partial|\bar{V}|/\partial z > 0$) é responsável pela geração de vorticidade. Além da dissipação molecular, a ECT também é consumida se $\partial\bar{\theta}/\partial z > 0$, quando a turbulência realiza trabalho contra a força do empuxo induzido pela estratificação térmica estável.

Assim, a turbulência da CLP pode se manifestar em basicamente três tipos de regimes: (i) convectivo, quando há produção mecânica e térmica de turbulência; (ii) estável, quando há destruição térmica, e toda turbulência é mantida apenas pela produção mecânica (neste caso, é

comum chamar a CLP de Camada Limite Estável, ou CLE); (iii) e neutro, quando não há estratificação térmica e a produção mecânica é o único mecanismo de geração de ECT. A estrutura dos campos turbulentos na CLP é altamente dependente de quais são os mecanismos dominantes de produção e manutenção da turbulência (Moeng & Sullivan, 1994).

Sobre regiões continentais, a CLP convectiva é formada quase sempre durante o dia, quando a superfície é aquecida pela radiação solar. Em alguns casos, o calor armazenado em uma região urbana pela ICU é suficiente para gerar uma CLP convectiva noturna (Oke, 1995). Deardorff (1972) mostrou que as propriedades estatísticas dos campos de velocidade, temperatura e umidade são autossimilares quando adimensionalizados pela altura da camada de inversão de temperatura z_i e pela escala característica de velocidade convectiva dada por $w_* = [(g/\bar{\theta}_0) \overline{w'\theta'}_0 z_i]^{1/3}$, onde $g/\bar{\theta}_0$ é o parâmetro de empuxo e $\overline{w'\theta'}_0$ é o fluxo de calor sensível cinemático, ambos em superfície. Em quase toda a CLP (exceto próximo à superfície e no topo da CLP), os perfis verticais de temperatura potencial, umidade e das componentes do vento são independentes da altura, uma vez que essas propriedades são homogeneizadas na vertical pelo intenso transporte turbulento. Essa região central da CLP convectiva é chamada de Camada de Mistura.

Já a CLE é mais comumente formada durante a noite. Neste regime, as escalas características de velocidade e comprimento são $u_* = \sqrt{|\tau|_0}/\rho_0$ e u_*/f , respectivamente, onde $|\tau|_0$ é a tensão de Reynolds em superfície, ρ_0 é a densidade do ar em superfície e f é o parâmetro de Coriolis. É comum nas CLEs noturnas a formação de um máximo na velocidade do vento localizado no topo da CLE. Esses jatos de baixos níveis (JBN) são resultados de uma aceleração do vento devido à cessação da atividade turbulenta onde, antes, estava a CLP convectiva. Tal fenômeno é conhecido como ajuste inercial, e foi primeiramente discutido por Blackadar (1957).

1.2. O modelo LES

As equações que descrevem a dinâmica de um fluido turbulento são as equações de Navier-Stokes. Simulações numéricas de campos turbulentos com valores altos de número de Reynolds só se tornaram possíveis com a suavização, deduzida por Lilly (1967), dessas equações. A introdução de um filtro nas equações de Navier-Stokes, que é a generalização de Leonard (1974) para a média de volume usada por Lilly, permite uma separação entre os campos turbulentos relacionados aos grandes e pequenos turbilhões. Essa forma de resolver numericamente as equações de Navier-Stokes ficou conhecida como *Large-Eddy Simulation* (LES), ou Simulação dos Grandes Turbilhões (Piomelli *et al.*, 2001).

Nos modelos do tipo LES, os campos dos grandes turbilhões são resolvidos diretamente através das equações de Navier-Stokes, enquanto os turbilhões menores são parametrizados. Essa escolha se justifica na constatação de que, enquanto os grandes vórtices são os responsáveis pelas principais trocas de energia e momento, sendo mais dependentes da estrutura espacial do escoamento, os turbilhões menores são mais universais e isotrópicos. Além disso, os pequenos turbilhões existem em escalas temporais de menor duração, retornando ao equilíbrio mais rapidamente em situações não estacionárias. Isso faz com que estes vórtices sejam mais facilmente parametrizados.

A distribuição espectral de energia em um fluido turbulento foi corretamente deduzida por Kolmogorov (1941). Através de hipóteses baseadas simplesmente em análise dimensional, Kolmogorov postulou que, decompondo as flutuações turbulentas em uma série de Fourier, o espectro de ECT apresenta um máximo de ECT quando o número de onda $k \sim 1/\lambda_m$, onde λ_m é o comprimento de onda associado aos grandes turbilhões (Figura 1.1). A região dissipativa é a região espectral onde $k \sim 1/\eta$, onde η é a microescala de Kolmogorov. Entre a região dos turbilhões grandes e energéticos ($k \sim 1/\lambda_m$) e a região dos turbilhões menores e dissipativos ($k \sim 1/\eta$) está o chamado subintervalo inercial. Havendo equilíbrio entre a produção e a destruição de ECT, esta região é responsável pela transferência de energia das escalas maiores para as menores. Existe, portanto, uma “cascata de energia” que

leva a ECT disponível nos grandes turbilhões aos turbilhões menores e dissipativos. Assim, a parametrização de sub-grade (em inglês *sub-grid scale*, ou escala SGS) é basicamente uma parametrização do termo de dissipação. Ela tem que ser capaz de retirar energia dos turbilhões resolvidos de acordo com o modelo de Kolmogorov (Wyngaard, 2010).

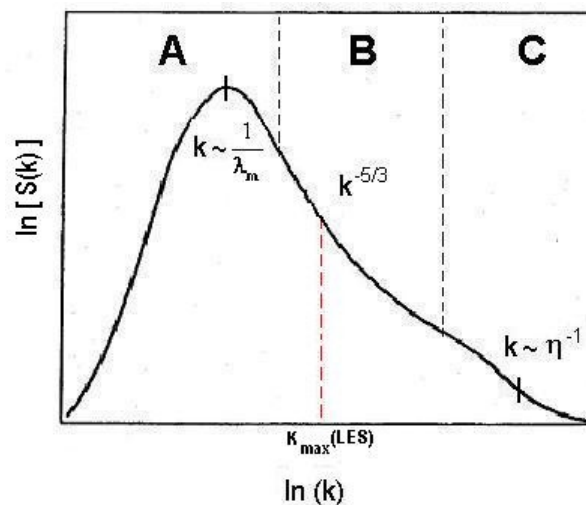


Figura 1.1: Espectro de ECT na CLP. A região A é a região dos grandes turbilhões, onde a ECT é produzida. A região B é o subintervalo inercial, onde ocorre a cascata de energia. A forma do espectro nessa região é proporcional a $k^{-5/3}$. A região C é a região de dissipação, onde se encontram os turbilhões com número de onda k da ordem de η^{-1} . O maior número de onda resolvido pelo modelo LES é indicado por $k_{\max}(\text{LES})$. Toda transferência e dissipação de energia que ocorre para $k > k_{\max}(\text{LES})$ são parametrizadas pelo fechamento SGS. Fonte: Marques Filho (2004).

A lógica por trás dos modelos LES está entre a dos modelos de média de Reynolds (modelos RANS – *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*), que parametrizam todo o espectro turbulento, e os modelos DNS (*Direct Numerical Simulation*), que não necessitam de nenhuma parametrização da turbulência. Entre eles, os modelos RANS tendem a ser os menos custosos computacionalmente, e por isso são os mais utilizados fora da comunidade científica. Contudo, estes modelos apresentam uma série de limitações, mesmo quando atingem um alto grau de complexidade, e, em geral, precisam ser ajustados de acordo com o contexto. Eles não são, portanto, confiáveis em regiões com regime turbulento pouco conhecido (Moeng, 1984;

Garrat *et al.*, 1996). Os modelos RANS também não são eficientes em determinar a distribuição espectral da turbulência, o que pode ser problemático em estudos de interação entre fluidos e superfícies sólidas (Piomelli *et al.*, 2001). Modelos DNS, por outro lado, são ainda extremamente custosos e dificilmente utilizados na modelagem de fluidos reais (Ishihara *et al.*, 2009). A vantagem da modelagem LES é que ela alia a precisão dos modelos DNS, ao simular os grandes turbilhões, com a simplicidade dos modelos RANS, ao parametrizar os vórtices menores.

A primeira aplicação de um modelo tipo LES para simular a CLP atmosférica foi feita nos anos 70 por Deardorff. Com o resultado destes modelos, Deardorff pôde analisar o formato dos turbilhões e a relevância dos parâmetros de escala numa CLP convectiva (Deardorff, 1972). Baseado no modelo de Deardorff, Moeng desenvolveu um código que utiliza técnicas computacionais mais modernas (Moeng, 1984).

Nos anos 90, os modelos LES atingiram uma alta resolução, com espaçamento de grade da ordem 10 metros e número de pontos de grade da ordem de 10^6 (Oliveira *et al.*, 2004). Desde então, eles têm sido usados para o estudo da estrutura dos campos turbulentos, para gerar estatísticas e em estudos de processos físicos. As principais limitações desse tipo de modelagem estão relacionadas com a parametrização da escala não-resolvida e com a introdução de heterogeneidades na superfície e nas fronteiras (Moeng *et al.*, 2007).

A versão do modelo LES utilizado neste trabalho foi a desenvolvida por Moeng (1984), com fechamento de sub-grade implementado por Sullivan *et al.* (1994). Com o modelo, estudou-se a evolução diurna da CLP sobre uma superfície plana e horizontalmente homogênea, com condições laterais de fronteira cíclicas. Os fluxos em superfície são estimados pela teoria da similaridade de Monin-Obukhov. Segundo Zhang & Klein (2010), a capacidade de um modelo climático de reproduzir um ciclo diurno é uma importante medida de sua performance. Portanto, a correta descrição da evolução diurna da CLP pode ser importante tanto para a descrição de fenômenos de microescala, quanto para verificar o desempenho de modelos que parametrizem ou usem equações simplificadas para representar a CLP.

1.3. Região Metropolitana de São Paulo

A RMSP, também denominada de Grande São Paulo, está entre as maiores macrometrópoles do mundo. Apesar de representar apenas 3% do território do estado de São Paulo, a RMSP abriga 19,7 milhões de habitantes – o que corresponde a cerca de 10% da população brasileira. A intensa urbanização da região a partir dos anos 1960 é resultado do investimento de indústrias locais e multinacionais em torno da então recém-asfaltada Via Anhanguera. Entre 1962 e 2002, a mancha urbana passou de 874 m² a 2.209 m². A intensa industrialização e a centralização do capital privado faz da RMSP o maior polo de riqueza nacional, detendo cerca de 18,9% do PIB brasileiro – um montante em torno de R\$ 572 bilhões (EMPLASA; Estadão, 2008).

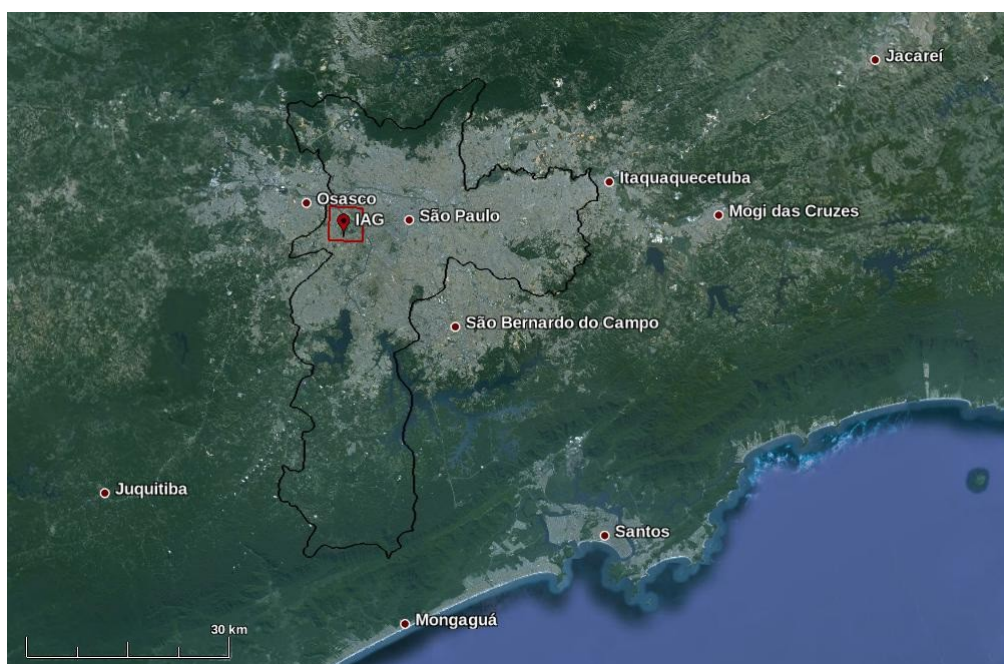


Figura 1.2: Imagem de satélite da mancha urbana da RMSP e a delimitação do município de São Paulo. A plataforma micrometeorológica do IAG-USP (PM-IAG) está localizada na Zona Oeste do município. Os experimentos numéricos com modelo LES realizados neste trabalho simularam campos turbulentos dentro de um domínio de 5.0 km por 5.0 km, equivalendo à área do quadrado vermelho indicado em torno do IAG-USP.

Apesar de diversos autores terem tentado mensurar o impacto da urbanização no microclima de São Paulo, nada conclusivo pode ser dito a esse respeito até o momento. Por exemplo, enquanto Lombardo (1984) e Monteiro (1986) estimaram, com imagens de satélites, valores da ordem de 12°C para a ICU da RMSP, Ferreira *et al.* (2011) mostraram que a mínima temperatura na cidade de São Paulo aumentou apenas 2°C nos últimos 75 anos, e que a intensidade do fluxo antropogênico de calor não é suficiente para manter uma ICU noturna. Além disso, devido à influência da topografia da região na circulação local, é difícil observar o papel da urbanização na evolução temporal e espacial do vento (Oliveira *et al.*, 2003).

O centro da cidade de São Paulo está localizado a 770 m acima do nível do mar e a 60 km do Oceano Atlântico. A cidade está situada à 23°30'S de latitude e 46°40'W de longitude, configurando-se como uma região de clima subtropical (Figura 1.2).

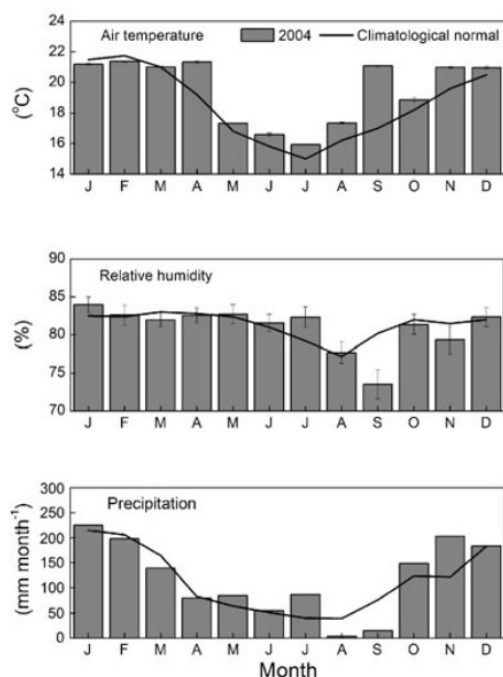


Figura 1.3: Variação sazonal das médias mensais de temperatura e de umidade específica e precipitação mensal acumulada na cidade de São Paulo, nesta ordem. As observações foram realizadas na plataforma micrometeorológica do IAG-USP (PM-IAG), entre 1933 e 2008 para temperatura e umidade específica e 1958 e 2008 para a precipitação (linha sólida). Observações realizadas em 2004 estão indicadas pelas barras cinzas. Fonte: Ferreira *et al.* (2011).

A região é caracterizada por ventos fracos na superfície, modulados durante todo o ano pelo anticiclone do Atlântico Sul e pela Baixa Continental, que induzem ventos de N-NE no verão e NE-E no inverno. Esses padrões são constantemente alterados por sistemas frontais e por circulações de mesoescala – como a brisa marítima, que penetra a cidade em mais de 50% dos dias do ano (Oliveira *et al.*, 2003).

O clima subtropical da RMSP é caracterizado por uma estação chuvosa, que coincide com o verão do Hemisfério Sul (dezembro a março), e uma estação seca no inverno (junho a agosto), o que pode ser visto na Figura 1.3. O início da estação chuvosa coincide com a formação e atuação da Zona

de Convergência do Atlântico Sul (Alves *et al.*, 2005). A estação seca na RMSP costuma apresentar condições críticas de concentração de poluentes, resultado de ventos mais fracos e temperaturas mais baixas (Codato, 2008).

A estação seca foi a escolhida para ser estudada neste trabalho. A escolha se justifica pela falta de implementações que incorporem o papel de nuvens e da precipitação no modelo LES utilizado.

Observações indiretas da altura da CLP na RMSP durante a estação seca foram feitas, por exemplo, por Landulfo *et al.* (2010). Através de sistema LIDAR de retroespalhamento, os autores puderam observar a formação de uma camada de aerosol que atingiram alturas máximas entre 1000 e 3000 m. A altura mínima dessa camada, representando a Camada Limite noturna, não passa de 500 m na maior parte dos dias observados (Figura 1.4a). A evolução diurna da altura dessa camada em um dia típico pode ser visto na Figura 1.4b.

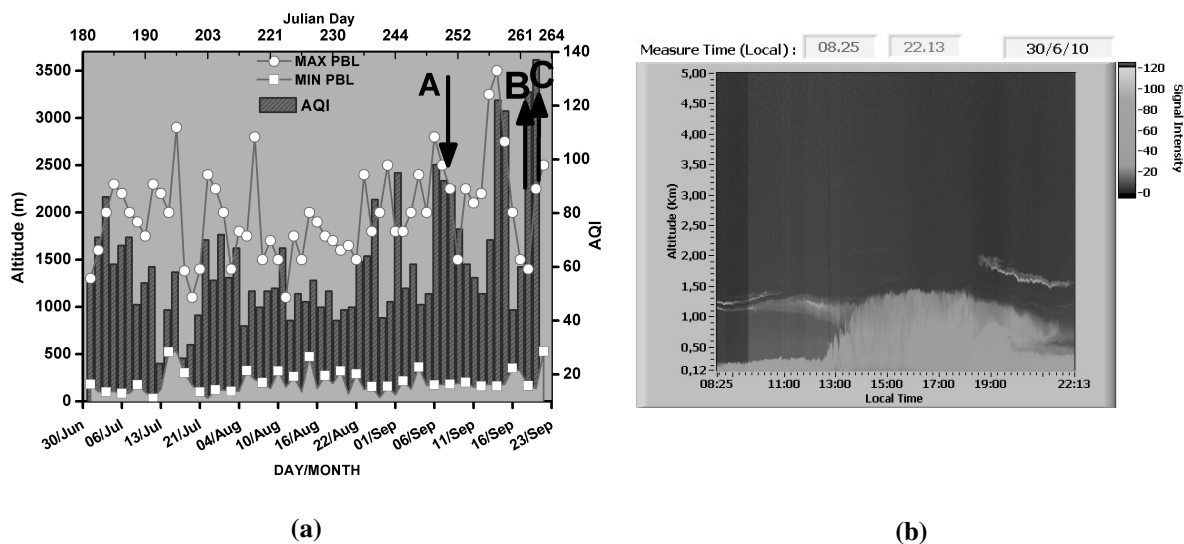


Figura 1.4: Observações da altura da CLP na RMSP durante a estação seca, resultados da investigação usando sistema LIDAR realizada por Landulfo *et al.* (2010). (a) Alturas máximas e mínimas da CLP para os dias observados. As barras indicam o índice da qualidade do ar, designado pela sigla em inglês AQI (*Air Quality Index*). (b) Evolução diurna da altura da camada de aerosol no dia 30 de junho de 2010.

Em dias não perturbados por distúrbios de escala sinótica, a CLP que se desenvolve ao longo do dia mantém sua estrutura durante a noite. Nestes casos, é possível visualizar perfis de temperatura potencial e umidade específica constantes acima da CLE, mesmo não havendo

atividade turbulenta “misturando” as propriedades nestes níveis. Essa estrutura acima da CLE é chamada de Camada Limite Residual (CLR), e pode ser frequentemente observada nas radiossondagens lançadas durante a noite. A CLR é uma indicação do máximo desenvolvimento vertical da CLP durante o período convectivo do dia anterior.

Uma estatística simples da altura da CLR durante a estação seca da RMSP em 2012 mostra que há concordância entre as observações de radiossondagens e as estimativas realizadas com sistema LIDAR (Apêndice A2). A Figura 1.5 mostra uma contagem dos dias em que há CLR visível nas radiossondagens de 0:00 GMT (21:00 HL) lançadas no Aeroporto Campo de Marte (MAE) na estação seca de 2012. No total, são 43 dias com CLR visível, sendo 7 em junho, 18 em julho e 18 em agosto. Desses, 22 apresentam CLR com altura entre 1500 e 2000 m, 13 entre 2000 m e 3500 m e 8 entre 500 m e 1500 m.

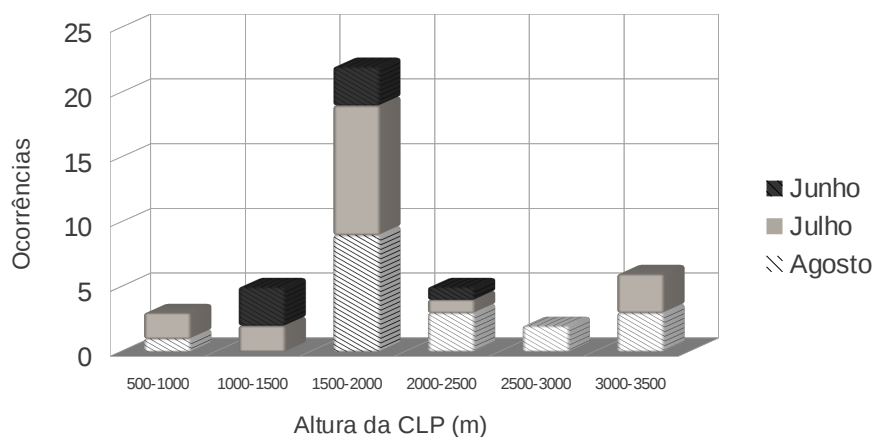


Figura 1.5: Estatística da altura da CLR durante os meses de junho, julho e agosto de 2012 (Apêndice A2).

Os registros das componentes direta e difusa da radiação solar (Apêndice A1) mostram que, enquanto, em 2012, junho foi um mês bastante nebuloso (18 dias do mês tiveram predominância de radiação difusa), o mês de agosto teve 25 dias com predominância de radiação direta. De fato, segundo o INMET (06/2012), junho/2012 bateu o recorde de chuvas para o mês desde 1961, tendo registrado 233,7 mm de chuva. Já o mês de agosto foi o mais seco desde 2007 (INMET, 08/2012). A Figura 1.5 mostra como a presença de nebulosidade e

precipitação influencia na altura da CLP. A ocorrência de CLPs mais altas ocorre predominantemente em agosto, enquanto junho tem uma distribuição de alturas deslocada para o lado esquerdo do gráfico, apresentando uma CLR aparente em apenas 7 dias do mês.

1.4. O papel da umidade na CLP

A intensa urbanização da RMSP tem impactos também no ciclo hidrológico, interferindo na drenagem de água do solo, aumentando o escoamento superficial e diminuindo a capacidade de reserva de água na superfície e nos aquíferos (Tundisi, 2003). Essa alteração na disponibilidade de água em superfície, em ambos os estados líquido e gasoso, interfere nas trocas de energia entre a superfície e a atmosfera. A disponibilidade de água na superfície tem o papel de redistribuir a energia no dossel entre fluxos de calor sensível e latente, afetar a emissão atmosférica de radiação de onda longa, além de ser o principal responsável pela formação de nuvens, principalmente sobre superfícies complexas, onde a turbulência não é homogênea e pequenas regiões com alta concentração de umidade podem ser formadas (Avisar & Schmidt, 1998).

Além disso, o ar seco, por ser composto principalmente por moléculas de nitrogênio e oxigênio, é mais denso que o vapor d'água. Assim, uma parcela de ar mais úmida será também uma parcela menos densa e, portanto, com maior energia potencial disponível para a convecção.

A concentração de vapor d'água em uma parcela de ar é dada pela umidade específica q , definida como a razão entre a massa de vapor d'água pela massa total da parcela de ar que contém o vapor (incluindo a massa do vapor d'água):

$$q = \frac{m_{vapor}}{m_{ar\ seco} + m_{vapor}}. \quad (1.1)$$

A grandeza física diretamente relacionada à entropia de uma parcela de ar seco é a temperatura potencial θ , definida por:

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_d/c_p}, \quad (1.2)$$

onde T é a temperatura da parcela, $p_0 = 1000$ hPa é uma pressão de referência, R_d é a constante dos gases do ar seco e c_p é o calor específico à pressão constante do ar.

As equações que descrevem a dinâmica do ar seco podem ser utilizadas para descrever a dinâmica de uma parcela úmida, mantendo suas formas algébricas, se o efeito da umidade for incorporado em θ . Essa abordagem é padrão nos modelos meteorológicos, onde se define uma temperatura potencial virtual θ_v dada por:

$$\theta_v \approx \theta [1 + 0,61 r], \quad (1.3)$$

onde r é a razão de mistura do vapor d'água.

A relação entre r e a umidade específica q é dada por:

$$r = \frac{q}{1 - q}, \quad (1.4)$$

com r e q em suas formas adimensionais. Pela Eq. (1.3), vê-se que a temperatura potencial virtual θ_v é sempre maior ou igual a θ , indicando matematicamente que uma parcela úmida será sempre mais flutuante que uma parcela seca com a mesma temperatura.

Nos experimentos numéricos deste projeto, as evoluções da umidade específica e da temperatura potencial em superfície são impostas como forçantes externas, e não há incorporação no modelo de nuvens e de algoritmos de balanço de radiação e de energia. Portanto, o único efeito da umidade nos experimentos foi o de alterar a densidade do ar através da temperatura potencial virtual.

1.5. Objetivos

O objetivo deste trabalho é utilizar o modelo LES para modelar a evolução diurna dos campos tridimensionais das componentes do vento, da temperatura potencial e da umidade específica sobre uma região urbana utilizando dados de referência da RMSP. Estudos pioneiros da CLP convectiva na RMSP usando modelo LES foram realizados por Marques Filho (2004) e Codato (2008), enquanto Bárbaro (2010) foi pioneiro no estudo com modelo LES da CLE sobre a RMSP. Nestes estudos, a evolução temporal e espacial da CLP foi investigada com foco no estudo da dispersão de poluentes. O presente trabalho, além de ter um foco voltado ao estudo do papel da umidade, traz como novidade o uso de perfis verticais, obtidos por radiossonda, para inicializar e validar os resultados do modelo, além de contar com dados observacionais em superfície de importantes parâmetros da turbulência, obtidos na PM-IAG.

Nos experimentos numéricos deste trabalho, a superfície inferior é horizontalmente homogênea, caracterizada por um comprimento de rugosidade z_0 e age como uma forçante externa. Dados de superfície tomados na PM-IAG e perfis médios interpolados das radiossondagens lançadas no MAE foram utilizados como condições iniciais e de contorno. A condição lateral de fronteira é cíclica.

Com estes experimentos, buscou-se analisar a dinâmica da CLP diurna e noturna, comparando as propriedades modeladas com as observações disponíveis. Buscou-se também verificar o papel da presença de vapor d'água na dinâmica da CLP através do efeito da temperatura potencial virtual. Por fim, perfis verticais das variâncias e covariâncias de flutuações dos campos turbulentos foram analisados, gerando expressões da Teoria de Similaridade da Camada Mistura para os momentos estatísticos envolvendo flutuações de umidade específica.

2. *Large-eddy simulation* e o tratamento numérico da turbulência

Os modelos numéricos que buscam reproduzir os fluxos turbulentos da CLP começaram a surgir a partir dos anos 1960. Pela primeira vez na história, computadores eram capazes de alcançar o nível de processamento necessário para resolver equações simplificadas dos modelos RANS. Além disso, as limitações que os estudos empíricos apresentam, seja em campo ou em túnel de vento, motivaram o desenvolvimento desse tipo de modelagem (Panofsky & Dutton, 1984; Moeng, 1984).

As equações básicas de um modelo que descreva a evolução temporal de um sistema turbulento são as equações de continuidade (conservação da massa), Eq. (2.1), e de Navier-Stokes (conservação de momento), Eq. (2.2), além das equações de conservação para os demais escalares (Wyngaard, 2010):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^m}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (2.2)$$

Nas equações acima, $u_i = (u, v, w)$ são as componentes da velocidade ao longo dos eixos x , y e z , respectivamente, ρ é a densidade do ar, p^m é uma pressão modificada (na atmosfera, $p^m = p + \rho z g$, para que a aceleração gravitacional g apareça) e $\nu = \mu/\rho$ é a viscosidade dividida pela densidade, ou viscosidade cinemática do fluido. Em fluidos geofísicos, ainda é preciso considerar a aceleração de Coriolis.

No caso da atmosfera, a conservação de energia é expressa pela equação da temperatura potencial, havendo ainda equações para a concentração de vapor d'água e para os outros componentes do ar. Este conjunto de equações é intratável de forma analítica devido à presença do termo de advecção não-linear, que é o termo responsável pela dinâmica dos vórtices turbulentos nas equações de Navier-Stokes. É característico no escoamento turbulento a transferência de energia do escoamento médio para o turbulento, que é explicada pela deformação (*tilting* e *stretching*) dos turbilhões. Na falta de soluções analíticas para este sistema, a integração numérica tem se mostrado uma das mais importantes ferramentas de estudo da CLP.

As Eqs. (2.1) e (2.2), quando resolvidas numericamente sem a aplicação de filtros ou de tratamento estatístico, geram soluções conhecidas como *Direct Numerical Simulations* (Simulações Numéricas Diretas), ou DNS que, apesar de serem mais exatas e confiáveis, só se tornaram viáveis a partir dos anos 1970 para condições de baixo número de Reynolds Re (Moin & Mahesh, 1998). Orszag & Patterson (1972) foram os pioneiros na realização de DNS de turbulência isotrópica. Seus resultados contavam com 32^3 pontos de grade e atingiram um número de Reynolds $Re = 35$. Resultados mais recentes apresentados em Ishihara *et al.* (2009) mostram que o estado da arte em simulações DNS chegou a 4096^3 pontos de grade e números de Reynolds compatíveis com os obtidos em experimentos de laboratório ($R_\lambda \sim 1200$, onde R_λ é um número de Reynolds baseado na microescala de Taylor). Mesmo que se esteja disposto a arcar com o custo computacional bastante elevado desse tipo de simulação, ainda é desafiador modelar escoamentos realistas introduzindo heterogeneidades em superfície e nas fronteiras laterais do domínio numérico. Além disso, a turbulência responsável pela dinâmica da CLP pode chegar a números de Reynolds da ordem de 10^8 , o que faz com que os modelos de DNS ainda sejam encarados como ferramentas de investigação, e não uma maneira viável de resolver as equações de Navier-Stokes para escoamentos geofísicos.

Simulações de DNS requerem uma enorme capacidade de processamento devido ao espectro de escalas dos vórtices turbulentos. Trabalhos do primeiro quarto do século XX, como o de Taylor (1935), mostraram que o regime turbulento, quando em equilíbrio, é

caracterizado pela coexistência de turbilhões grandes e pequenos. Aqueles, alimentados pelo escoamento médio, carregam a maior parte de Energia Cinética Turbulenta (ECT) disponível, enquanto que estes, os menores, exercem trabalho contra a viscosidade do fluido na mesma taxa em que os grandes turbilhões são alimentados. A ponte entre essas escalas foi corretamente deduzida por Kolmogorov (1941), quando o matemático russo levantou a hipótese de que os turbilhões de pequena escala, em regime de isotropia local, teriam propriedades dependentes apenas da taxa de dissipação molecular ϵ e da viscosidade cinemática ν . Como consequência, mostra-se que a razão entre a escala ℓ dos grandes turbilhões e a escala η dos pequenos (microescala de Kolmogorov) $\ell/\eta \sim Re^{3/4}$. Na CLP, onde $\ell \sim 1$ km é da ordem da altura da CLP, $u \sim 1$ m s⁻¹ e $\nu \sim 10^{-5}$ m² s⁻¹, temos que $Re = u\ell/\nu \sim 10^8$ e $\eta \sim 1$ mm. Na prática, isso significa que uma DNS da CLP demandaria uma resolução da ordem de milímetros em um domínio da ordem de quilômetros. Uma caixa tridimensional com densidade de pontos $(\ell/\eta)^3 \sim 10^{24}$ está muito além dos humildes 4096³ pontos atingidos pelo *Earth Simulator* com seus 640 nós de processamento, 5120 processadores e 10 terabytes de memória (Ishihara *et al.*, 2007).

Os modelos que simulam turbulência de altos números de Reynolds não usam, portanto, as Eqs. (2.1) e (2.2), mas predizem o comportamento de propriedades médias. As duas abordagens principais, que surgiram nos anos 60 e são bastante utilizadas até hoje, são os modelos de média de conjunto (*Reynolds-Average Navier-Stokes*, ou RANS) e de média de volume (*Large-Eddy Simulations*, ou LES). Em ambos os casos, aplica-se uma operação linear $(-)$ que comuta com as derivadas na Eq. (2.2), obtendo-se:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}^m}{\partial x_i}, \quad (2.3)$$

assumindo que o termo de viscosidade na média é desprezível e que o fluido é incompressível. O termo $\overline{u_i u_j}$ é tido como:

$$\overline{u_i u_j} = \bar{u}_i \bar{u}_j + (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) = \bar{u}_i \bar{u}_j + R_{ij}, \quad (2.4)$$

assim, a Eq. (2.3) é reescrita como:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}^m}{\partial x_i} - \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j}. \quad (2.5)$$

A Eq. (2.5) é uma expressão para os valores médios, mas há uma nova variável: R_{ij} . Em escoamentos turbulentos, esse termo desempenha papel central e não pode ser desprezado.

Os modelos RANS são mais simples (e portanto, mais vastamente utilizados) por operarem com médias de conjunto bastante convenientes: as chamadas médias de Reynolds.

Quando um escalar qualquer f é decomposto em um campo médio e um campo de flutuação

$$(i.e., f = \bar{f} + f'), \text{ a média da média de Reynolds é um invariante, e portanto } \overline{f'} = 0.$$

Além disso, para qualquer g , $\overline{g f'} = \bar{g} \overline{f'} = 0$. Portanto,

$$\overline{u_i u_j} = \overline{(\bar{u}_i + u_i')(\bar{u}_j + u_j')} = \bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{u_i' u_j'}, \quad (2.6)$$

fazendo com que R_{ij} tenha uma forma bastante simples:

$$R_{ij} = \overline{u_i' u_j'}. \quad (2.7)$$

A equação da evolução temporal desse fluxo pode ser obtida manipulando-se as Eqs. (2.2) e (2.5), obtendo-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial t} = & -\overline{u_j' u_k'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} - \overline{u_i' u_k'} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} - \bar{u}_k \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_k} + \\ & -\frac{1}{\rho} \left(\overline{u_j' \frac{\partial p^m}{\partial x_i}} + \overline{u_i' \frac{\partial p^m}{\partial x_j}} \right) - 2 \epsilon \frac{\delta_{ij}}{3} \\ & - \frac{\partial \overline{u_i' u_j' u_k'}}{\partial x_k}, \end{aligned} \quad (2.8)$$

que introduz novas variáveis ao sistema, como o momento de terceira ordem $\overline{u_i' u_j' u_k'}$. A princípio, este termo também pode ser determinado de forma análoga, introduzindo correlações de quarta ordem ao problema, e assim *ad infinitum*. Este problema, conhecido como problema de fechamento, ocorre quando se aplicam médias de Reynolds nas equação do movimento. Os modelos RANS só podem ser realizados se forem utilizados esquemas de fechamento que, em outras palavras, significa parametrizar os momentos estatísticos que não são prognosticados pelo modelo.

Técnicas de fechamento de 1ª, 2ª e 3ª ordem (*i.e.*, modelos com parametrizações para

os momentos estatísticos de 1ª, 2ª ou 3ª ordem) foram e continuam sendo muito utilizados devido a sua simplicidade. Contudo, a operação média de Reynolds assume que todos os efeitos do campo turbulento estão contidos nos campos de flutuação $f' = f - \bar{f}$. A questão que os modelos RANS não são capazes de responder é como validar e generalizar a infinidade de possibilidades de parametrização, principalmente porque essas parametrizações são derivadas de condições simplificadas, em campo ou em DNS, de regiões planas e homogêneas, sendo pouco confiáveis sobre superfícies complexas. De fato, estudos numéricos e observacionais apontaram deficiências em modelos RANS mesmo que seja utilizado um esquema de fechamento de 3ª ordem (Moeng, 1984; Codato, 2008; Oliveira *et al.*, 2004; Garrat *et al.*, 1996 ; Xie & Castro, 2006, 2009).

Na abordagem LES, os campos são separados em um campo resolvido e um campo de sub-grade (*sub-grid scale*, em inglês, ou SGS). O campo resolvido \bar{f} é determinado aplicando-se um filtro $G(x_i)$:

$$\bar{f}(x_i, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x_i + x_i', t) G(x_i - x_i') dx' dy' dz', \quad (2.9)$$

que é a generalização de Leonard (1974) para a média de volume na região Δ^3 :

$$\bar{f}(x_i, t, \Delta) = \frac{1}{\Delta^3} \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} f(x_i + x_i', t) dx' dy' dz'. \quad (2.10)$$

Resolvendo as equações filtradas de Navier-Stokes, apenas os turbilhões de sub-grade são parametrizados, fazendo com que os modelos LES sejam menos custosos que os DNS, mas menos dependentes do esquema de fechamento que os modelos RANS. É mais fácil parametrizar os turbilhões menores por eles serem os menos energéticos, os mais isotrópicos e os menos dependentes da geometria do escoamento (Moeng, 1984).

Os primeiros modelos LES foram realizados por Deardorff para simular um túnel de vento (Deardorff, 1970a) e a própria CLP (Deardorff, 1970b). Nestas simulações, Deardorff pôde identificar relações de similaridade em termos da escala de velocidade convectiva w_* e da altura da CLP z_i , mostrando que essas são as escalas relevantes na camada de mistura da CLP convectiva.

Baseando-se no modelo de Deardorff, Moeng desenvolveu um código que utiliza

técnicas computacionais mais modernas para resolver Transformadas Rápidas de Fourier (*Fast Fourier Transforms*) (Moeng, 1984). Neste modelo, as derivadas horizontais são resolvidas por uma representação pseudo-espectral, enquanto as derivadas verticais são resolvidas por um esquema de diferenças finitas de segunda ordem centrado no espaço. As derivadas temporais são discretizadas através do esquema de segunda ordem de Adams-Bashforth (Mesinger & Arakawa, 1982). O filtro $G(x)$ é uma função gaussiana na horizontal e o esquema de diferenças finitas utilizado na vertical age como um filtro do tipo degrau, como o da Figura 2.2a.

O modelo LES utilizado neste trabalho foi desenvolvido por Moeng e modificado por Sullivan *et al.* (1994). Neste modelo, a superfície é considerada plana e horizontalmente homogênea enquanto as condições laterais de fronteira são cíclicas. Os fluxos em superfície são estimados pela teoria da similaridade de Monin-Obukhov e é imposto que a velocidade vertical média $\overline{w_0}=0$. A condição de fronteira superior é radiativa, com os gradientes verticais dos fluxos turbulentos nulos e sem vento médio. Esse tipo de fronteira não reflete as ondas de gravidade de volta para o domínio numérico (Bárbaro, 2010).

2.1. O papel do filtro nos modelos LES

A Figura 2.1 mostra a aplicação de um filtro em um campo turbulento de velocidade gerado por DNS em um volume de dimensões L^3 (Lu *et al.*, 2007). Na Figura 2.1b, um filtro com escala de corte $\Delta = L/16$ foi aplicado no campo não filtrado da Figura 2.1a. Fica claro ao comparar as duas imagens que o filtro preserva as grandes estruturas e elimina as flutuação de menor escala.

Pode-se ter uma compreensão qualitativa desta propriedade ao analisarmos a aplicação de um filtro unidimensional $G(x)$ em um campo $f(x)$:

$$\overline{f}(x) = \int dx' G(x-x') f(x+x'). \quad (2.11)$$

Se f for escrito em termos de suas N componentes de Fourier \hat{f} , teremos:

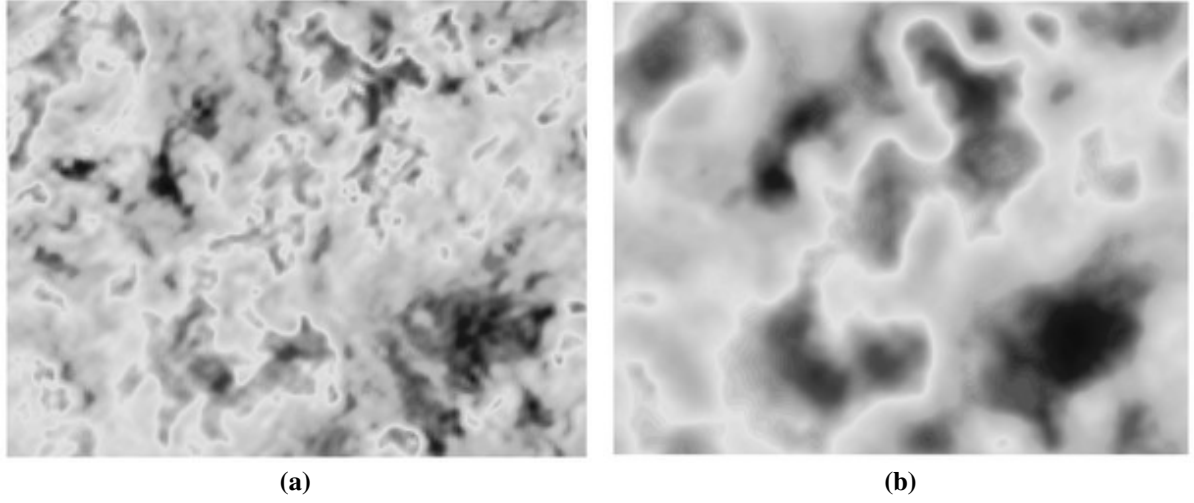


Figura 2.1: (a) Campo de velocidade em um escoamento turbulento gerado por DNS em um domínio de dimensões L^3 . (b) O mesmo campo após a aplicação de um filtro com escala de corte $\Delta = L/16$. Fonte: Lu *et al.* (2007).

$$f(x) = \sum_{n=-N}^N \hat{f}(k_n) e^{ik_n x}, \quad (2.12)$$

e portanto:

$$\begin{aligned} \bar{f} &= \int dx' G(x-x') \sum_{n=-N}^N \hat{f}(k_n) e^{ik_n(x+x')} \\ &= \sum_{n=-N}^N \hat{f}(k_n) e^{ik_n x} \int dx' G(x-x') e^{ik_n x'} \\ &\equiv \sum_{n=-N}^N \hat{f}(k_n) T(k_n) e^{ik_n x}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Ou seja, o filtro é facilmente identificado como uma operação nas componentes de Fourier de $f(x)$. Mais que isso, o fator de transferência $T(k_n)$ pode ser definido como a transformada de Fourier de $G(x)$, pela definição da Eq. (2.13) (Wyngaard, 2010).

Um exemplo bastante intuitivo é a aplicação média espacial:

$$\bar{f}(x) = \frac{1}{\Delta} \int_{-\Delta/2}^{+\Delta/2} dx' f(x+x'), \quad (2.14)$$

ou seja, $G(x-x') = 1/\Delta$ quando $|x-x'| < \Delta/2$ e igual a zero fora deste intervalo.

Neste caso, o fator de transferência é facilmente determinado:

$$\begin{aligned}
 T(k_n) &= \int dx' G(x-x') e^{ik_n x'} \\
 &= \frac{1}{\Delta} \int_{-\Delta/2}^{+\Delta/2} dx' e^{ik_n x'} \\
 &= \frac{\sin(k_n \Delta/2)}{k_n \Delta/2}.
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

Os gráficos de $G(x)$ e $T(k_n)$ estão apresentados na Figura 2.2. Na Figura 2.2b, vemos que quanto menor a escala da perturbação (maior k_n), mais eficiente será sua remoção do campo filtrado. As perturbações de maior escala são as menos atingidas pelo filtro. Como G e T são relacionadas por uma transformada de Fourier, o inverso poderia acontecer: se T da Eq. (2.15) for usada como filtro, seu fator de transferência será descontínuo como G . Esse tipo de filtro manteria os coeficientes de Fourier de todas as perturbações da escala resolvida (maiores que $\Delta/2$), e eliminaria completamente as perturbações menores.

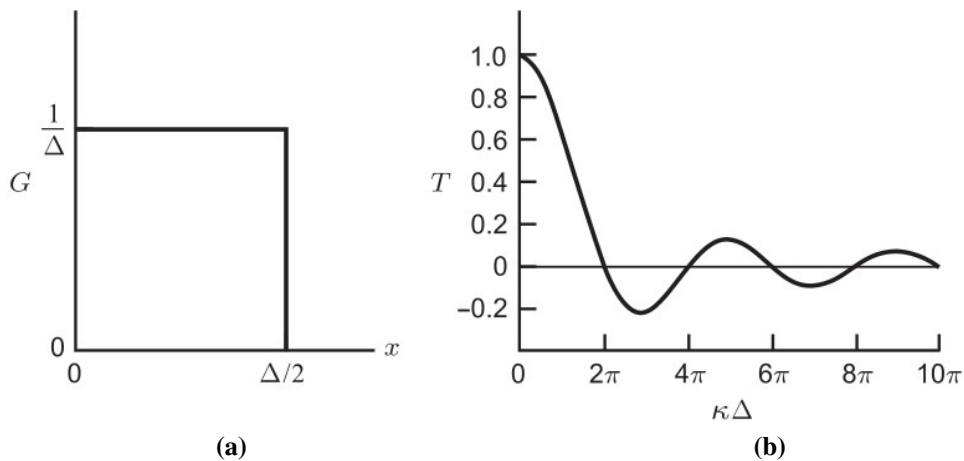


Figura 2.2: (a) Filtro G que representa a operação média espacial em uma dimensão, Eq. (2.14). (b) Fator de transferência T da operação média espacial. Fonte: Wyngaard (2010).

O filtro $G(x_i)$ usado em um modelo LES possui características muito semelhantes à operação média espacial. Por isso, os modelos LES são também chamados de modelos de média de volume.

No modelo LES utilizado neste trabalho, o filtro utilizado é uma gaussiana no plano horizontal:

$$G(\mathbf{x}-\mathbf{x}')=\left(\frac{\sqrt{6/\pi}}{2\Delta x}\right)^2 \exp[-(\sqrt{6}/2\Delta x)^2(\mathbf{x}-\mathbf{x}')^2], \quad (2.16)$$

onde Δx é o espaçamento da grade na horizontal. A transformada de Fourier da Eq. (2.16) é também uma gaussiana, e portanto o filtro é eficiente em remover as perturbações de pequena escala. Na vertical, o esquema de diferenças finitas é suficiente para filtrar os campos como uma função degrau, análoga à Eq. (2.14).

2.2. Descrição matemática do modelo

No modelo LES aplicado à CLP desenvolvido por Moeng, os termos de advecção não-linear estão escritos em termos da vorticidade $\zeta_i = \varepsilon_{ijk}\partial_j u_k$, que é o rotacional da velocidade u_i (ε_{ijk} é o símbolo de Levi-Civita). A forma rotacional das equações de Navier-Stokes conserva a média de volume da energia cinética. Assim, as equações prognósticas para os campos resolvidos da velocidade são:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \bar{v}\bar{\zeta}_3 - \bar{w}\bar{\zeta}_2 + f\bar{v} - \frac{\partial P^*}{\partial x} - \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{1j}}{\partial x_j}, \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = \bar{w}\bar{\zeta}_1 - \bar{u}\bar{\zeta}_3 - f\bar{u} - \frac{\partial P^*}{\partial y} - \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{2j}}{\partial x_j}, \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} = \bar{u}\bar{\zeta}_2 - \bar{v}\bar{\zeta}_1 + \frac{g\bar{\theta}}{\theta_0} - \frac{\partial P^*}{\partial z} - \left\langle \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} \right\rangle - \frac{\partial \tau_{3j}}{\partial x_j}. \quad (2.19)$$

Aqui, $\bar{\quad}$ representa a escala resolvida e $\langle \quad \rangle$ representa média no plano horizontal; f é o parâmetro de Coriolis, θ é a temperatura potencial e θ_0 é a temperatura potencial de referência do ar; P^* é um pressão modificada, p é a pressão hidrostática do ar, τ_{ij} é a tensão de Reynolds de sub-grade e $\langle \partial \bar{w} / \partial t \rangle$ é a média horizontal dos demais termos do lado direito da Eq. (2.19). O termo $g\bar{\theta}/\theta_0$ é o termo de empuxo e é obtido através da aproximação de Boussinesq para a convecção rasa (Marques Filho, 2004). A dedução das equações acima

pode ser encontrada, por exemplo, em Codato (2008).

Nas Eqs. (2.17) e (2.18), a pressão resolvida média no plano horizontal é escrita separadamente (quinto termo do lado direito das equações) e é uma forçante externa. Na prática, ela é determinada, via *namelist*, pelo vento geostrófico u_{gi} :

$$u_{gi} = (u_g, v_g) = \frac{1}{f} \left(-\frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial y}, \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x} \right). \quad (2.20)$$

A Eq. (2.19) é resolvida para a parte da velocidade vertical que desvia do balanço hidrostático. Assim, tanto $\partial \langle \bar{w} \rangle / \partial t$ quanto $\langle \bar{w} \rangle$ são nulos em todos os níveis.

O campo de pressão é determinado impondo-se a equação da continuidade para um fluido não-divergente:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0. \quad (2.21)$$

Substituindo as Eqs. (2.17), (2.18) e (2.19), obtém-se a equação de Poisson:

$$\nabla^2 P^* = \frac{\partial H_1}{\partial x} + \frac{\partial H_2}{\partial y} + \frac{\partial H_3}{\partial z}, \quad (2.22)$$

onde H_1 , H_2 e H_3 são os termos do lado direito das Eqs. (2.17), (2.18) e (2.19), respectivamente, exceto os gradientes de P^* .

A influência dos turbilhões não resolvidos é quantificada pelo tensor de Reynolds de subgrade τ_{ij} , um tensor simétrico e sem traço dado por:

$$\tau_{ij} = R_{ij} - R_{kk} \delta_{ij} / 3, \quad (2.23)$$

onde $R_{ij} = \overline{u_i u_j'} + \overline{u_i' u_j} + \overline{u_i' u_j'}$ [Eq. (2.4)] e δ_{ij} é o delta de Kronecker.

O modelo resolve ainda duas equações de conservação de escalares: a conservação de temperatura potencial θ na escala resolvida e o de um composto inerte que, neste trabalho, será usado para representar a umidade específica q . As equações para estes escalares são:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\overline{u_i} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} - \bar{w} \frac{\partial \theta_0}{\partial z} - \frac{\partial \tau_{\theta i}}{\partial x_i}, \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\overline{u_i} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_i} + F_q - \frac{\partial \tau_{qi}}{\partial x_i}, \quad (2.25)$$

onde $\tau_{\theta i} = \overline{\theta u_j'} + \overline{u_i' \theta} + \overline{\theta' u_j'}$, $\tau_{qi} = \overline{q u_j'} + \overline{u_i' q} + \overline{q' u_j'}$ e F_q é um termo fonte de umidade.

2.2.1. Parametrização de sub-grade

A interação dos vórtices das escalas resolvida e não-resolvida é parametrizada de acordo com o modelo de viscosidade não-linear proposto por Smagorinsky (1963). Segundo esse modelo, existe um equilíbrio local entre a produção mecânica e a dissipação molecular. Esse equilíbrio local que caracteriza a região média do espectro turbulento – o subintervalo inercial – permite que a energia cinética turbulenta contida nos grandes turbilhões seja transferida para turbilhões cada vez menores até ser completamente dissipada pelos menores vórtices do escoamento. Este processo é uma propriedade fundamental do espectro de Kolmogorov e está de acordo com o modelo de Smagorinsky.

Basicamente, a parametrização da escala SGS consiste em estimar τ_{ij} , τ_{0i} e τ_{qi} utilizando os valores dos campos da escala resolvida. Assim, apenas os turbilhões menores estarão sendo parametrizados e os grandes turbilhões serão gerados pelos termos não-lineares das Eqs. (2.17)–(2.19). Essas parametrizações tendem a ser mais relevantes nas regiões próximas às superfícies, onde a escala sub-grade é tão ou mais importante que a escala resolvida. Contudo, principalmente na camada de mistura, os modelos LES têm se mostrado pouco sensíveis ao esquema de sub-grade adotado (Sullivan *et al.*, 1994).

O fechamento de sub-grade do modelo LES utilizado neste trabalho adota as modificações de Sullivan *et al.* (1994) baseadas no modelo de Schumann (1975). Estas modificações reproduzem melhor as expressões diagnósticas da teoria da Similaridade de Monin-Obukhov, que são utilizadas nas estimativas dos fluxos em superfície. Para tanto, Sullivan *et al.* (1994) propuseram a divisão dos tensores de sub-grade em uma contribuição isotrópica e outra não-isotrópica. Isso faz com que haja uma transição melhor representada entre as regiões centrais da CLP (onde a hipótese de escoamento isotrópico da escala SGS é válida) e as regiões próximas à superfície (onde os turbilhões grandes não são tão relevantes e os vórtices são essencialmente não-homogêneos, modulados pelo cisalhamento do vento e pelas estruturas convectivas).

A parametrização proposta por Sullivan *et al.* (1994) toma a seguinte forma:

$$\tau_{ij} = -2 \gamma v_t S_{ij} - 2 v_T \langle S_{ij} \rangle, \quad (2.26)$$

$$\tau_{\theta i} = v_\theta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i}, \quad (2.27)$$

onde v_t , v_T , v_θ são coeficientes de difusidade turbulenta, determinados em termos dos campos médios; v_t está relacionado com a parte homogênea do tensor e v_T com a parte não-homogênea; $\langle \rangle$ representa média no plano horizontal; S_{ij} é o tensor taxa de deformação:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (2.28)$$

e γ é o fator de anisotropia:

$$\gamma = \frac{S'}{S' + \langle S \rangle}, \quad (2.29)$$

onde

$$S' = \sqrt{2 \langle (S_{ij} - \langle S_{ij} \rangle) (S_{ij} - \langle S_{ij} \rangle) \rangle} \quad (2.30)$$

e

$$\langle S \rangle = \sqrt{2 \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle}. \quad (2.31)$$

A parametrização de τ_{qi} é feita de forma análoga à de τ_{0i} .

Existe no modelo uma equação prognóstica da ECT da escala SGS e , definida como $e = 0,5 R_{ii}$ (Moeng, 1984):

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\bar{u}_i \frac{\partial e}{\partial x_i} - \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta_0} \overline{w' \theta'} - \frac{\partial [\overline{u_i' (e' + p' / \rho_0)}]}{\partial x_i} - \epsilon. \quad (2.32)$$

A escala do comprimento de mistura l é tida como o espaçamento de grade médio $l = \Delta \equiv \sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z}$ em estratificações instáveis, enquanto em estratificações estáveis é dada pela expressão proposta por Deardorff (1980):

$$l = l_s = 0,76 e^{1/2} \left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)^{-1}, \quad (2.33)$$

onde $l_s < \Delta$.

A Eq. (2.32) é resolvida assumindo que o transporte de ECT de sub-grade (penúltimo

termo) é contra-gradiente:

$$\overline{u_i'(e+p'/\rho_0)} = -2\nu_t \frac{\partial e}{\partial x_i} \quad (2.34)$$

e a taxa de dissipação molecular ϵ obedece à hipótese de Kolmogorov:

$$\epsilon = \frac{C_\epsilon e^{3/2}}{l}, \quad (2.35)$$

com C_ϵ determinado empiricamente (Deardorff, 1980):

$$C_\epsilon = 0,19 + (0,51 l / \Delta). \quad (2.36)$$

Os coeficientes de difusidade turbulenta são, então, parametrizados em termos de e e l da seguinte forma:

$$\nu_t = C_K l e^{1/2}, \quad (2.37)$$

$$\nu_\theta = \left(1 + \frac{2l}{\Delta}\right) \nu_t, \quad (2.38)$$

$$\nu_T = (C_K l)^2 \sqrt{\left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \langle v \rangle}{\partial z}\right)^2}, \quad (2.39)$$

onde $C_K = 0.1$ é uma constante empírica (Deardorff, 1980). Das Eqs. (2.38) e (2.33), nota-se que em condições de bastante estabilidade, $\nu_\theta \rightarrow \nu_t$ e, em condições convectivas, $\nu_\theta = 3\nu_t$.

2.3. Experiência do Grupo de Micrometeorologia com o modelo LES

O modelo LES utilizado neste trabalho, desenvolvido por Moeng (1984) e Sullivan *et al.* (1994), foi cedido pelo Dr. Umberto Rizza do *Instituto di Scienze dell'Atmosfera e del Clima* (CNR-ISAC) de Lecce, Itália e, desde de 2000, foi utilizado por Marques Filho (2004), Codato (2008) e Bárbaro (2010). Atualmente, o modelo é compilado e executado em duas servidoras: uma Intel 2-quad (8 *cores*) com 12 gb de memória e uma Intel Xeon (16 *cores*) com 3 gb de memória.

Entre 2000 e 2003, o modelo foi utilizado para simular a dispersão de poluentes de fontes do tipo área e pontual e para investigar a validade da hipótese de Taylor na CLP

altamente convectiva. Neste período, todas as simulações foram feitas com a versão serial do modelo LES, implementado no CRAY SV1 do Laboratório de Computação Científica Avançada (LCCA) da USP, e ficaram restritas a períodos de simulação de no máximo 1 hora (Marques Filho *et al.*, 2003; Marques Filho, 2004; Marques Filho & Oliveira, 2005; Marques Filho *et al.*, 2006).

A partir de 2004, uma versão paralelizada do modelo foi obtida, primeiro instalada no cluster HP-Compaq S45 do LCCA-USP e, em 2005, no cluster Intel Linux de oito nós do LCCA-USP, permitindo um ganho significativo na velocidade de simulação. Essa versão do modelo foi usada por Codato (2008), Codato *et al.* (2007) e Codato *et al.* (2008b) para simular numericamente a evolução da CLP sobre a RMSP durante o período convectivo (10 horas). Em todas as simulações realizadas entre 2000 e 2008, os fluxos turbulentos foram utilizados como condição de fronteira inferior. Este tipo de forçante, contudo, pode apresentar problemas quando a estratificação da CLP é estável (Basu *et al.*, 2008).

A versão atual do modelo foi obtida em 2009. A partir desta versão, é possível usar como forçantes de superfície os campos médios de temperatura potencial e de umidade específica. As análises estatísticas dos campos médios e dos momentos estatísticos, bem como as componentes do balanço de ECT, são feitas em tempo real através de uma sub-rotina implementada por Bárbaro (2010). O ganho de performance obtido pela paralelização do código do modelo associada à disponibilidade de rodar o modelo nas servidoras de 8 e 16 *cores* do grupo de micrometeorologia do IAG permitem, enfim, simulações numéricas do ciclo diurno completo da CLP (24 horas). Bárbaro *et al.* (2009) e Bárbaro (2010) estudaram, com a atual versão do modelo, o ciclo diurno de 24 horas da CLP na RMSP, com foco na observação das propriedades da CLE noturna.

2.3.1. Validação do modelo atual

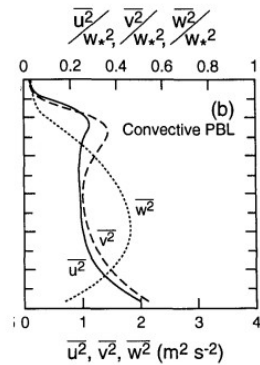
Três experimentos documentados na literatura foram realizados com o modelo LES por Bárbaro (2010) à título de validação. O objetivo desses experimentos era avaliar a confiabilidade do modelo LES utilizado, verificando se ele é capaz de reproduzir o comportamento de regimes turbulentos já conhecidos. Com o mesmo objetivo, estes experimentos foram realizados no presente trabalho. Uma vez que os compiladores utilizados são distintos do utilizado aqui, tanto por Bárbaro quanto pelos autores dos artigos de referência, algumas discrepâncias pequenas poderão ser notadas.

O primeiro dos experimentos (Moeng & Sullivan, 1994) consiste na simulação de uma CLP convectiva, onde o fluxo de calor sensível cinemático em superfície $\overline{w'\theta'}$ = 0,24 m K s⁻¹ é mantido constante durante 2,5 h. Ao final da simulação, os valores obtidos de velocidade de fricção u_* , escala de velocidade convectiva w_* , altura da camada de inversão z_i , parâmetro de estabilidade $-z_i/L$ e fluxo de calor sensível no topo da CLP $\overline{w'\theta'}$ foram comparados e estão apresentados na Tabela 2.1.

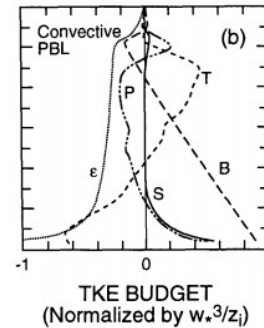
Comparações dos perfis verticais das variâncias de velocidade normalizadas e das componentes do balanço de ECT são mostradas na Figura 2.3. Observa-se que o LES atual reproduz muito bem praticamente todos os perfis.

Tabela 2.1: Comparação de parâmetros obtidos para o primeiro experimento de validação [caso convectivo, Moeng & Sullivan (1994)].

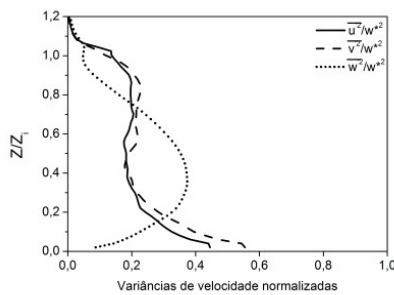
	u_* (m s ⁻¹)	w_* (m s ⁻¹)	z_i (m)	$-z_i/L$	$\overline{w'\theta'}$ (m s ⁻¹ K)
Moeng & Sullivan (1994)	0,56	2,02	1030	18,0	-0,040
Bárbaro (2010)	0,56	2,01	1038	18,1	-0,035
LES atual	0,55	2,03	1062	20,2	-0,036



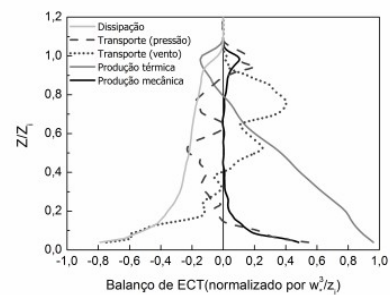
(a) Moeng & Sullivan (1994)



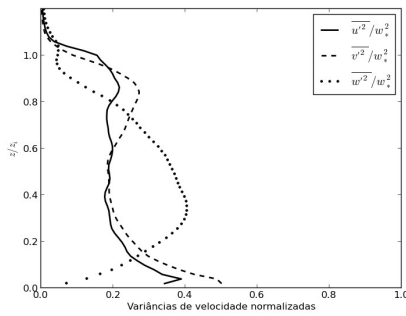
(d) Moeng & Sullivan (1994)



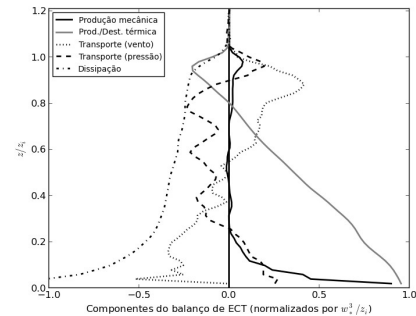
(b) Bárbaro (2010)



(e) Bárbaro (2010)



(c) LES atual



(f) LES atual

Figura 2.3: Resultados do primeiro experimento de validação. Comparações dos perfis verticais das variâncias de velocidade normalizadas [(a), (b) e (c)] e das componentes do balanço de energia [(d), (e) e (f)] obtidos por Moeng & Sullivan (1994) [(a) e (d)], Bárbaro (2010) [(b) e (e)] e obtidos com o LES atual [(c) e (f)].

O segundo experimento de validação testa a capacidade do modelo em simular a transição do período convectivo para o período estável, baseado no artigo de Saiki *et al.* (2000). Neste experimento, a CLP é inicializada com uma camada de mistura de 300 K e entra em regime convectivo devido a um fluxo de calor sensível em superfície

$\overline{w'\theta'} = 0,05 \text{ K m s}^{-1}$ constante durante 1 hora. Neste momento, desliga-se o fluxo de calor sensível e a camada começa a se estabilizar, com fluxo nulo em superfície, por 2 horas. Nas próximas 6 horas de simulação, a CLP é submetida a uma variação no fluxo de calor sensível de zero a $-0,05 \text{ K m s}^{-1}$, mantendo este valor de fluxo negativo por mais 5 horas de simulação. Com isso, o experimento tem duração de 14 horas, durante as quais a CLP se estabiliza gradativamente. As comparações de resultados são feitas, então, tomando-se as 11 últimas horas, que é o período pós-convectivo.

Um aspecto chave da transição do período convectivo para o estável é a aceleração promovida nos níveis próximos ao topo da CLP devido à cessação da atividade turbulenta. Uma vez estabilizada a camada, ocorre um ajuste entre as forças gradiente de pressão e Coriolis que, em determinadas latitudes, dá origem aos chamados jatos de baixos níveis (JBN). Os perfis do JBN no último passo de integração e as evoluções da altura do jato podem ser vistos na Figura 2.5. A concordância dos resultados indica que o LES atual gerou o mesmo JBN observado nos trabalhos anteriores.

A intensidade do JBN obtida com o LES atual é comparada com o resultado de Saiki *et al.* (2000) na Figura 2.4. Ambos os resultados mostram velocidades que atingem 19 m s^{-1} .

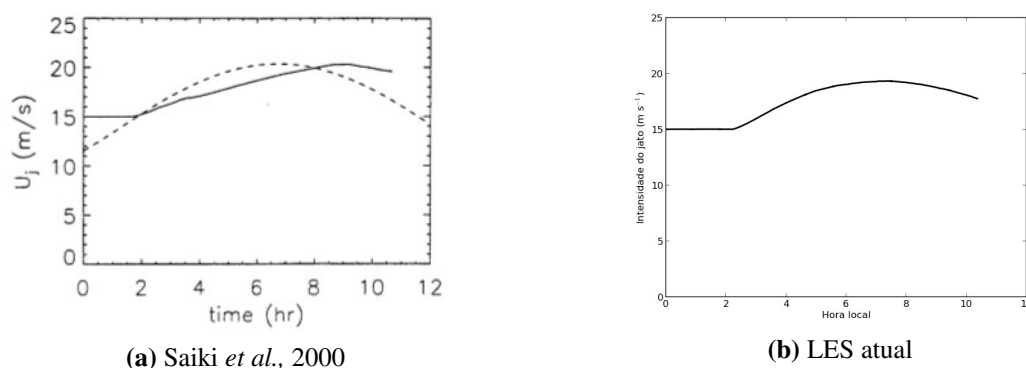


Figura 2.4: Variação temporal da intensidade do JBN no segundo experimento de validação. A linha pontilhada em (a) corresponde à solução analítica de Blackadar (1957).

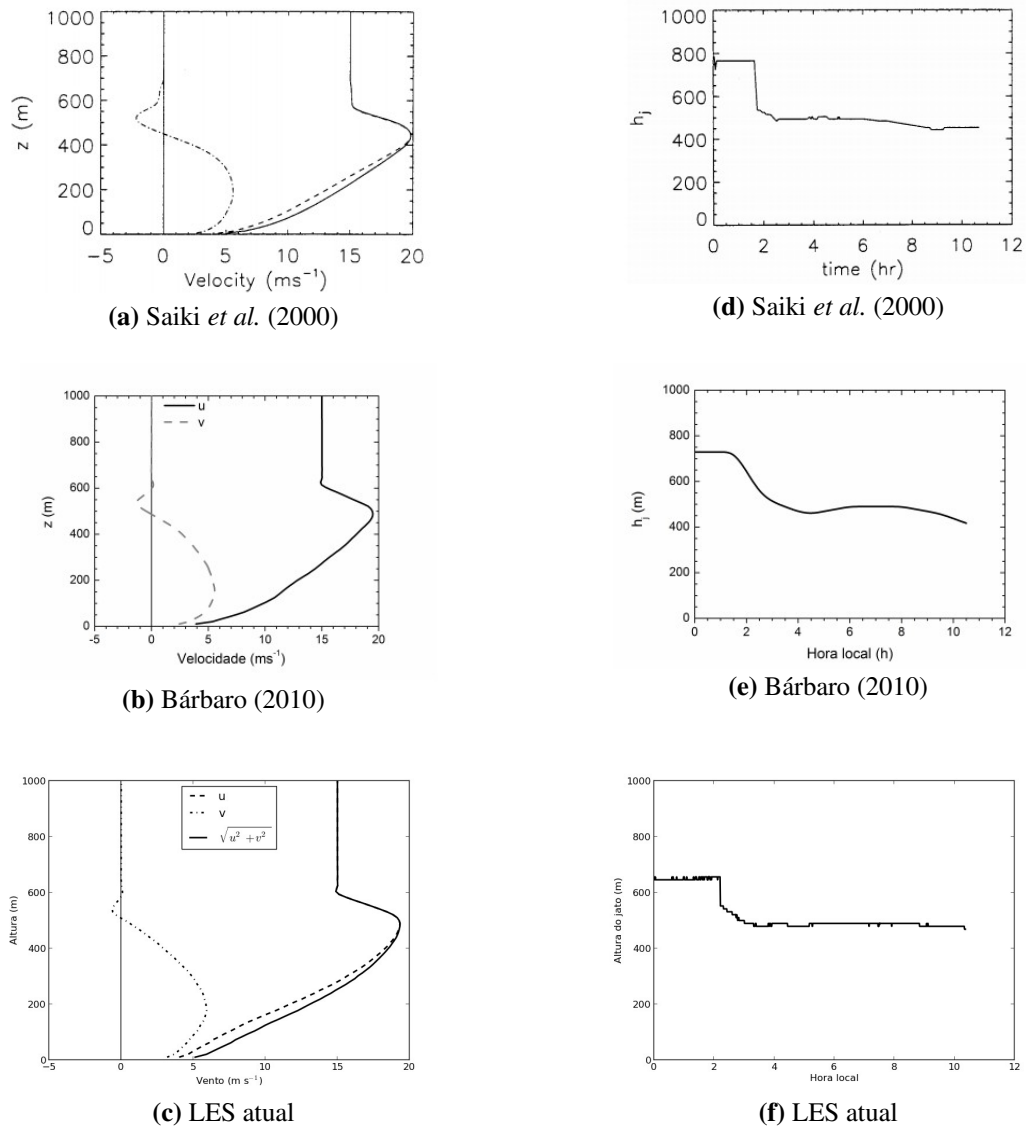


Figura 2.5: Resultados do segundo experimento de validação. Comparações dos perfis verticais das componentes u (linhas sólidas) e v (linhas tracejadas) do vento [(a), (b) e (c)] e evolução temporal da altura do JBN [(d), (e) e (f)] obtidos por Saiki *et al.* (2000) [(a) e (d)], Bárbaro (2010) [(b) e (e)] e obtidos com o LES atual [(c) e (f)].

O terceiro e último experimento de validação, baseado em Beare *et al.* (2006), reproduz uma CLP estável que foi simulada por onze modelos LES. A comparação entre estes onze modelos é apresentada no artigo supracitado. As condições iniciais dessa simulação referem-se à região ártica. Define-se o parâmetro de Coriolis para a latitude de 73° N e inicializa-se a camada de mistura com uma altura de 100 m. Uma taxa de resfriamento em superfície é mantida igual a $-0,25 \text{ K h}^{-1}$ durante 9 horas e o vento geostrófico é fixado em

8 m s⁻¹.

Os perfis finais de temperatura potencial e velocidade obtidos para esse experimento podem ser vistos na Figura 2.6. A evolução da altura da CLP pode ser vista na Figura 2.7. Em todos os experimentos, observa-se a formação de uma CLE de aproximadamente 200 m, com um JBN com pico de velocidade de 9.5 m s⁻¹ no topo da CLE.

Em todos os experimentos de validação, vemos que o modelo LES atual é capaz de reproduzir as principais propriedades estatísticas das CLPs simuladas.

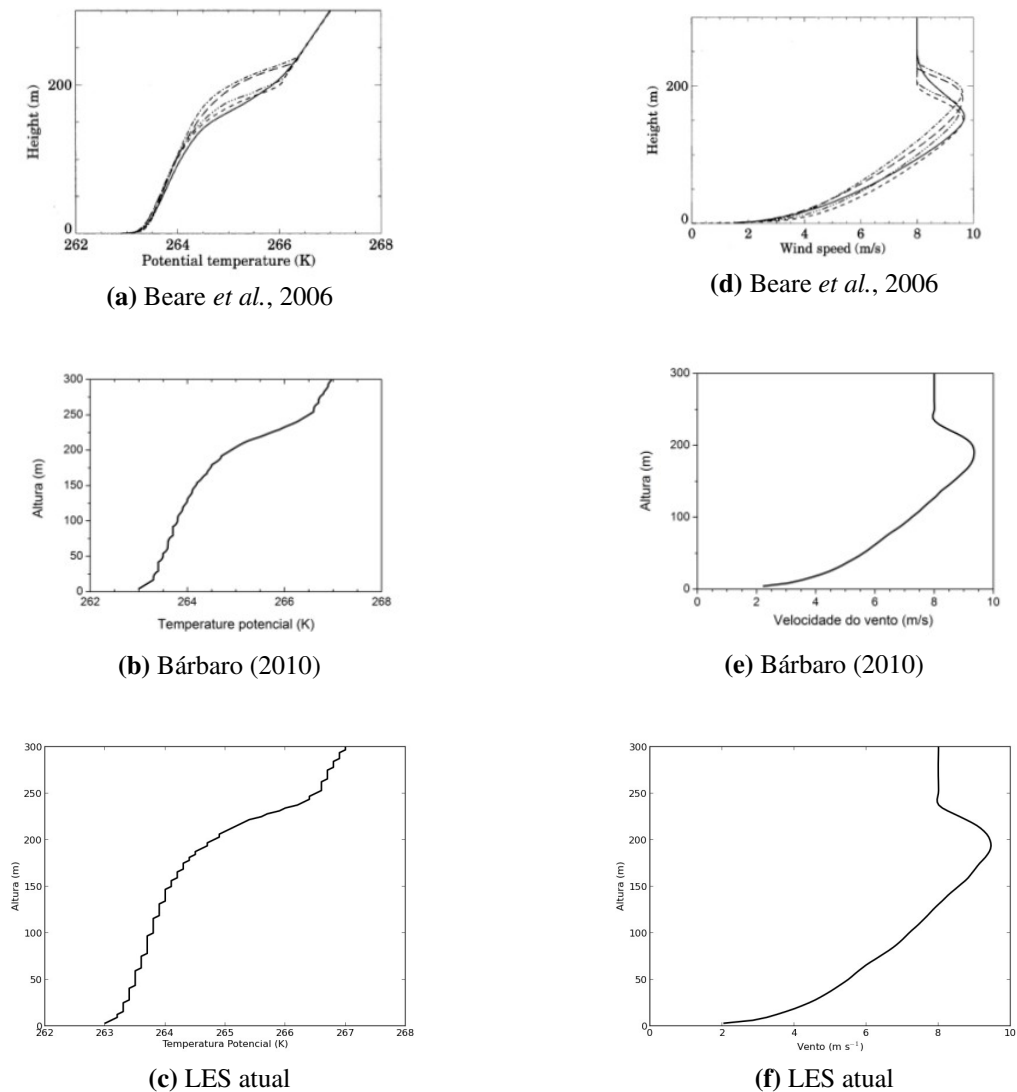
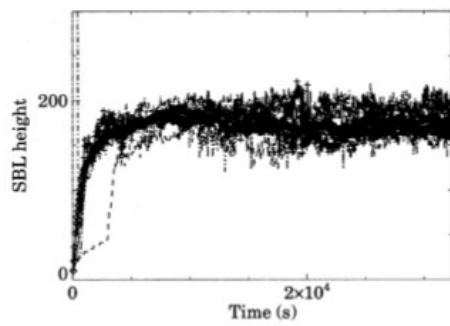
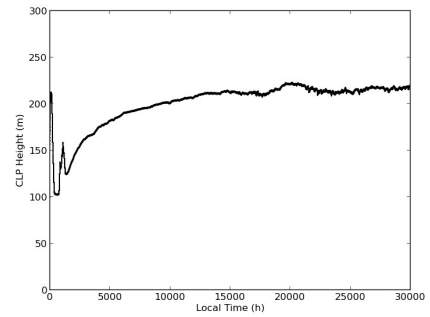


Figura 2.6: Resultados do terceiro experimento de validação. Comparações dos perfis verticais de temperatura potencial [(a), (b) e (c)] e da velocidade do vento [(d), (e) e (f)] apresentados em Beare *et al.* (2006) [(a) e (d)], Bárbaro (2010) [(b) e (e)] e obtidos com o LES atual [(c) e (f)].

(a) Beare *et al.*, 2006

(b) LES atual

Figura 2.7: Evolução temporal da altura da CLP no terceiro experimento de validação.

3. Resultados

3.1. Descrição dos experimentos

Experimentos numéricos com o modelo LES foram realizados com o intuito de reproduzir o ciclo diurno da CLP na RMSP. Nestes experimentos, buscou-se usar valores realistas nos perfis iniciais e nas forçantes em superfície. Para tanto, valores médios mensais foram obtidos a partir de radiossondagens lançadas na estação do aeroporto Campo de Marte (MAE), na Zona Norte da cidade de São Paulo, e a partir de medidas em superfície realizadas na plataforma micrometeorológica do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo (PM-IAG).

O período escolhido para ser estudado é a estação seca da RMSP, que engloba o inverno do hemisfério sul. Optou-se pelo uso de médias mensais com o objetivo de minimizar o efeito de distúrbios sinóticos e de mesoescala: esses distúrbios não são reproduzidos pela integração local das equações de Navier-Stokes. Com isso, os experimentos tendem a reproduzir melhor a atividade turbulenta dos dias de céu claro, mesmo porque o modelo LES utilizado não parametriza nuvens nem precipitação.

A evolução temporal e espacial da CLP no modelo LES é determinada pelo perfil inicial de temperatura potencial, umidade específica e componentes do vento e uma forçante externa é exercida na superfície inferior do modelo. Além disso, é preciso especificar o

parâmetro de rugosidade aerodinâmico z_0 e o parâmetro de Coriolis f . Os perfis iniciais foram estimados a partir dos perfis médios interpolados das radiossondas lançadas no MAE, usando dados de observações de 2004 a 2010 (para o mês de junho). Os valores de temperatura potencial e umidade específica em superfície, usados como forçante inferior no modelo, foram dados pelas médias horárias das medidas realizadas na PM-IAG, também para o mês de junho. Os dados de temperatura potencial foram amostrados durante o período de 1997 a 2011, enquanto os dados de umidade específica foram tomados de 2009 a 2011, ambos medidos a uma altura de 19.2 m do solo (Figura 3.1).

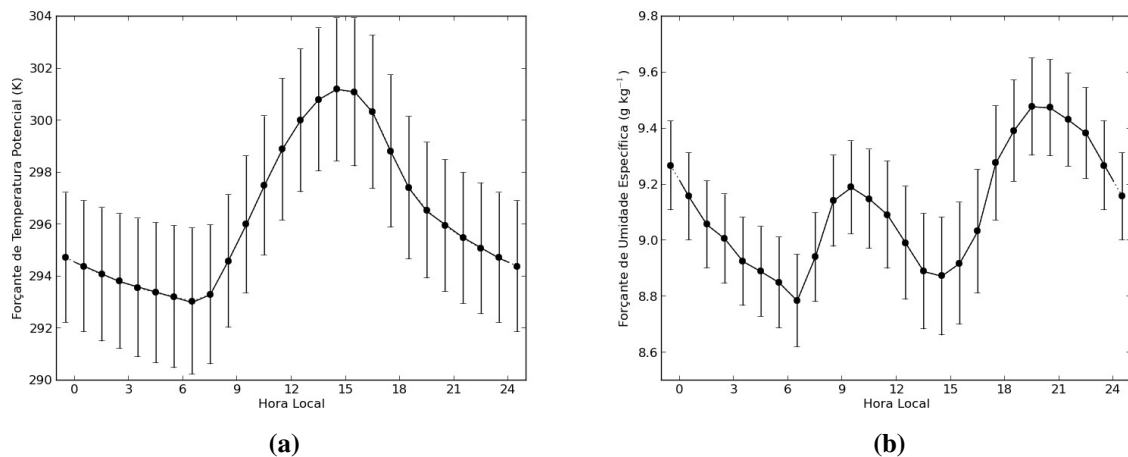


Figura 3.1: Evoluções horárias para o mês de junho de (a) temperatura potencial e (b) umidade específica, ambas tomadas na PM-IAG. As linhas sólidas representam as forçantes utilizadas nos experimentos numéricos.

O ciclo diurno médio de temperatura potencial apresenta um valor mínimo de 293.0 K às 6:30 HL (horário local) e um máximo de 301.2 K às 14:30 HL. Os experimentos foram, então, inicializados às 6:30 HL, assumido como o início do período convectivo, e há transição de regime convectivo para estável [ver Eq. (2.33)] às 14:30 HL. A partir deste momento, a temperatura da superfície diminui sistematicamente até completar as 24 horas de simulação.

O ciclo médio da umidade específica apresenta dois picos: o primeiro, com máximo às 9:30 HL (9.2 g kg^{-1}), está relacionado com a intensa evaporação que ocorre nas primeiras

horas da manhã, aumentando a disponibilidade de vapor d'água. O crescimento da CLP durante o dia claro causa, contudo, entranhamento de ar seco, gerando um mínimo de umidade em superfície em torno das 15:00 HL (8.8 g kg^{-1}). O pico de umidade que ocorre às 19:30 HL (9.5 g kg^{-1}) está relacionado com a entrada da brisa marítima no início da tarde.

Nos experimentos numéricos, um domínio de 192^3 pontos de grade foi definido, com uma base ($5.0 \text{ km} \times 5.0 \text{ km}$) horizontalmente plana e homogênea e extensão vertical de 2 km. A área superficial representa uma pequena fração ($\sim 1\%$) da área total da RMSP, sendo aproximadamente três vezes maior que o *campus* principal da USP, que possui 7.4 km^2 de área (ver Figura 1.2).

A superfície é caracterizada por um comprimento de rugosidade aerodinâmico constante $z_0 = 0.5 \text{ m}$. Apesar de grande parte dos artigos que exploram modelagem LES usar valores entre 0.1 m e 0.2 m, neste trabalho optou-se por um valor maior, tendo em vista os valores documentados para regiões urbanas (Wieringa, 1992; Grimmond, 1999; Nakayama *et al.*, 2011). Comparações entre experimentos com diferentes z_0 com o modelo LES atual mostraram que o valor $z_0 = 0.5 \text{ m}$ reproduz melhor a evolução diurna de u_* (ver Figura 3.8a).

Os experimentos foram inicializados às 6:30 HL com os perfis da Figura 3.2. Uma camada de mistura inicial de 180 m é definida, onde a temperatura potencial média é de 294.0 K e a umidade específica é de 8.785 g kg^{-1} . Logo acima, define-se uma camada de inversão de 313 m, onde a temperatura potencial aumenta linearmente com a altura até atingir o valor de 297.5 K e a umidade específica diminui, também linearmente, até atingir 7.785 g kg^{-1} . Na atmosfera livre, o gradiente vertical de temperatura potencial é de 0.006 K m^{-1} e o gradiente vertical de umidade específica é de $-0.003 \text{ g kg}^{-1} \text{ m}^{-1}$. A condição inicial do vento geostrófico é barotrópica, assumindo valores para suas componentes $(u_g, v_g) = (6.8, -3.4) \text{ m s}^{-1}$ homogêneos em todo o domínio. Os perfis de temperatura, umidade e vento foram escolhidos de tal forma que, após duas horas e meia de simulação, os perfis relativos às 9:00 HL fossem compatíveis com os perfis médios interpolados do MAE (ver Figura 3.3).

A Tabela 3.1 resume as principais características dos experimentos.

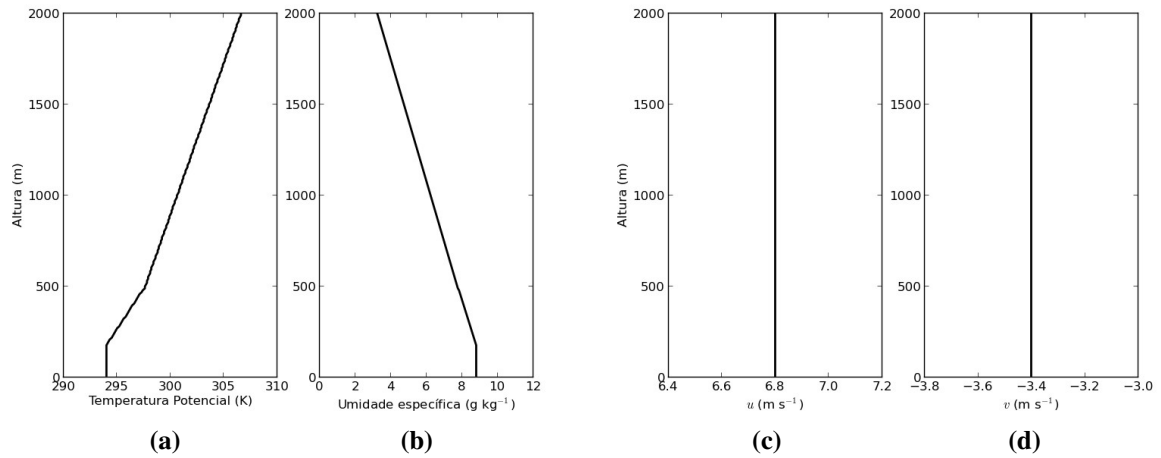


Figura 3.2: Perfis iniciais das variáveis meteorológicas adotados nos experimentos numéricos com o modelo LES (6:30 HL).

Tabela 3.1: Resumo das características dos experimentos numéricos com modelo LES.

Passo de tempo Δt	1 s
Estatística dos campos tridimensionais	Cada 50 Δt
Domínio numérico (L_x, L_y, L_z)	(5.0 km, 5.0 km, 2.0 km)
Pontos de grade (p_x, p_y, p_z)	(192, 192, 192)
Parâmetro de rugosidade z_0	0.5 m
Parâmetro de Coriolis f	$-5.7 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
Perfis iniciais	Ver Figura 3.2
Forçantes em superfície	Ver Figura 3.1

3.2. Temperatura potencial virtual e o efeito da umidade na atividade turbulenta

O efeito direto da umidade na dinâmica da CLP pode ser verificado com o modelo LES substituindo-se θ por θ_v nas equações da seção 2.2. O principal efeito dessa substituição é que o fluxo vertical de calor sensível, dado agora por $\overline{w'\theta_v'}$, será maior, intensificando a produção térmica de ECT através do 3º termo do lado direito da Eq. (2.32). Como resultado de um maior valor para e , principalmente em superfície, teremos também maiores valores

para v_t e v_θ , gerando trocas turbulentas mais intensas.

Como a intensidade do gradiente de temperatura potencial pode ser diferente da do gradiente de temperatura potencial virtual, a presença de vapor d'água pode interferir na dinâmica do escoamento também através dos termos gradientes das Eqs. (2.24) e (2.27).

Nesta seção, busca-se analisar o impacto da umidade na dinâmica da CLP através da comparação de dois experimentos com modelo LES: um deles usando θ em todas as equações do modelo e o outro usando θ_v . A comparação entre estes experimentos busca quantificar a importância do vapor d'água na dinâmica da CLP da RMSP. Os experimentos serão daqui em diante designados **SECO** e **ÚMIDO**. Ao contrário do que os nomes podem sugerir, a disponibilidade de vapor d'água em todo o domínio é inicializada igual e a forçante em superfície é a mesma. A única diferença entre os experimentos é que, no experimento **SECO**, as equações do modelo são resolvidas para θ enquanto no experimento **ÚMIDO** as equações são resolvidas para θ_v . Portanto, apenas no experimento **ÚMIDO** a umidade exerce alguma influência nos coeficientes de difusividade turbulenta, enquanto a turbulência no experimento **SECO** é guiada apenas pelos gradientes de temperatura e pelo cisalhamento do vento. Todos os parâmetros e condições de contorno, resumidos na Tabela 3.1, são exatamente os mesmos em ambos os experimentos.

A justificativa para os perfis iniciais adotados encontra-se na Figura 3.3, que mostra os perfis médios de temperatura potencial, umidade específica e velocidade do vento ao final de 2 horas e meia de simulação, *i.e.*, às 9:00 HL do experimento. As linhas sólidas com suas respectivas barras de indeterminação representam os perfis médios obtidos pela interpolação das radiossondagens lançadas no aeroporto Campo de Marte às 9:00 HL (12:00 GMT) de 2004 a 2010 no mês de junho. As barras de indeterminação representam o erro estatístico associado à dispersão dos dados, *i.e.*, o desvio padrão dividido por \sqrt{n} , sendo n a quantidade de dias tomados na média para cada nível.

Os perfis verticais desenvolvidos pelo LES mostram que os experimentos podem representar bem um dia de inverno na RMSP.

Ao longo do dia a CLP cresceu mais no experimento **ÚMIDO**, resultado de uma

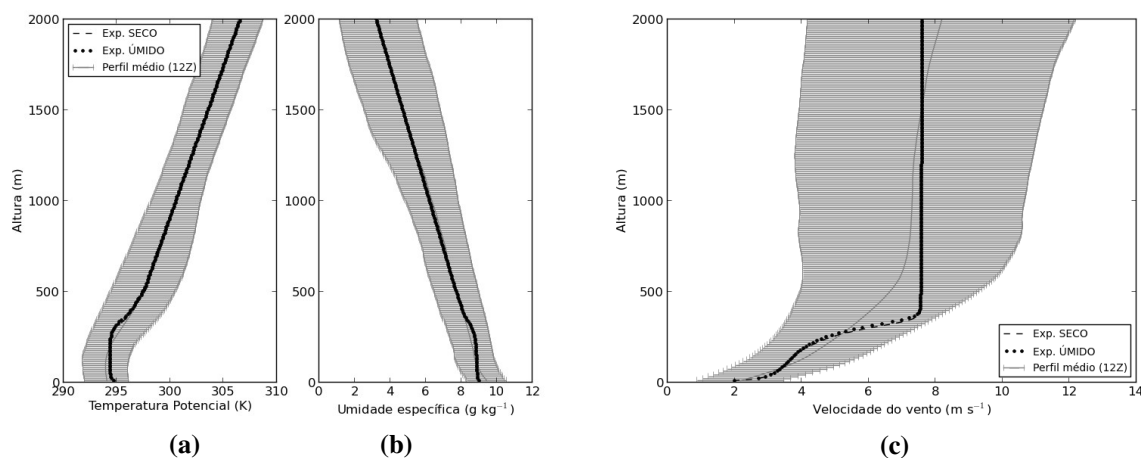


Figura 3.3: Perfis médios das variáveis meteorológicas nos experimentos numéricos às 9:00 HL comparados com os perfis médios obtidos da interpolação das radiossondagens lançadas no MAE às 9:00 HL (12:00 GMT), de 2004 a 2010, no mês de junho.

maior produção de energia cinética turbulenta. A Figura 3.4a mostra a evolução diurna da altura da CLP nos experimentos e a Figura 3.4b mostra a evolução da ECT integrada em toda a coluna. A altura da CLP é determinada como a altura de máximo gradiente vertical de temperatura potencial (ou máximo gradiente de θ_v , no experimento **ÚMIDO**). A altura máxima atingida no experimento **SECO** foi de 1156 m e a altura máxima atingida no experimento **ÚMIDO** foi de 1245 m: cerca de 8% maior. A produção de ECT é nitidamente maior quando a umidade interfere na atividade turbulenta durante a maior parte do dia claro.

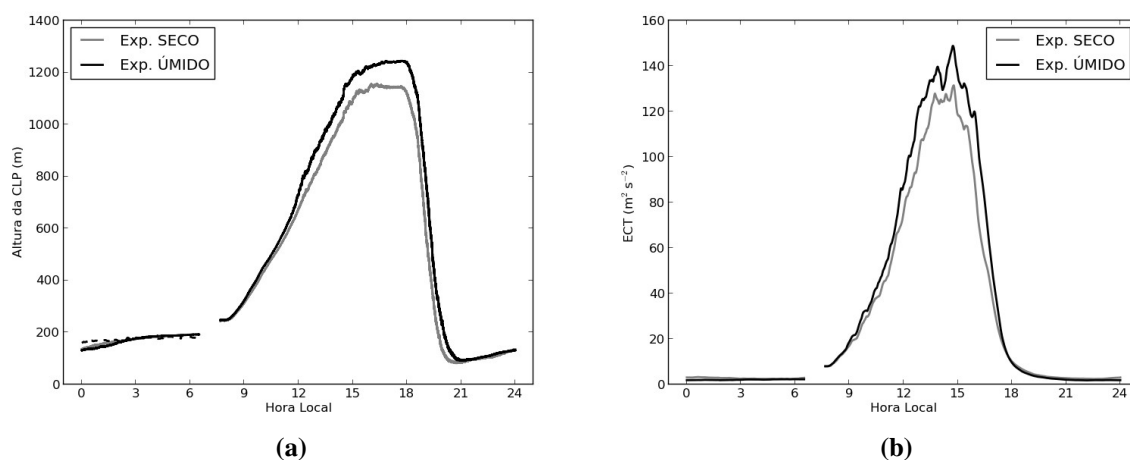


Figura 3.4: Evolução diurna nos experimentos com modelo LES (a) da altura da CLP e (b) da ECT integrada em toda a coluna. Na figura (a), a expressão de Oliveira *et al.* (1998), Eq. (3.1), foi utilizada para estimar a altura da CLE e está apresentada como uma linha tracejada entre 0:00 HL e 6:00 HL.

Durante a noite, o papel da umidade não é tão nítido, mas é digno de nota. É possível perceber que tanto a altura da CLP quanto a ECT do experimento **ÚMIDO** são ligeiramente menores entre a meia-noite e as 3:00 HL (as diferenças são da ordem de 0.5%). Neste caso, a presença de vapor d'água na CLE age no sentido contrário do que ocorre durante o dia. A altura mínima da CLE (entre as 20:30 HL e as 21:00 HL) é de 82 m no experimento **SECO** e 91 m no experimento **ÚMIDO**. Ao final das 24 h de simulação, o desenvolvimento da CLE no experimento **SECO** é de 193 m e de 192 m no experimento **ÚMIDO**.

Oliveira *et al.* (1998) utilizaram a seguinte fórmula empírica para determinar a altura da CLE:

$$h = 0.5 \sqrt{\frac{u_* L}{|f|}}, \quad (3.1)$$

onde u_* é a velocidade de fricção e L é o comprimento de Monin-Obukhov (a evolução diurna, observada e modelada, e a expressão desses parâmetros são apresentadas na seção 3.2.1). A estimativa desta altura nos experimentos com modelo LES é apresentada na Figura 3.4a como uma linha tracejada entre 0:00 HL e 6:00 HL. Como foi discutido em Bárbaro (2010), essa é uma boa estimativa da altura da CLE modelada pelo LES e, por usar apenas parâmetros de superfície, pode ser usada em modelos de dispersão de compostos, por exemplo.

A CLP desenvolvida nos experimentos tem dimensões compatíveis com as observações na RMSP, ainda que com altura levemente subestimada (ver Figuras 1.4 e 1.5). Como as condições iniciais e de contorno representam as médias mensais de junho, é natural que haja uma tendência para o desenvolvimento de uma CLP não muito alta, uma vez que a média engloba dias com diferentes condições de nebulosidade; além disso, junho é um mês em que as observações indicam alturas menores para a CLP.

A evolução dos perfis pode ser visualizada na Figura 3.5, onde estão apresentados os perfis de temperatura potencial, umidade específica e velocidade do vento após 14 horas e meia de simulação, portanto às 21:00 HL. Os perfis médios no MAE são apresentados como base de comparação. Nas Figuras 3.5a e 3.5b, é nítida a Camada Limite Residual nos

experimentos – mais alta no experimento **ÚMIDO**. A CLE é caracterizada por uma intensa inversão de temperatura, com altura de aproximadamente 100 m. Os perfis de umidade específica e vento têm discrepâncias mínimas entre os dois experimentos, diferindo principalmente pela altura da Camada Residual. A temperatura potencial, contudo, é da ordem de 2 K mais quente no experimento **ÚMIDO**, resultado de trocas turbulentas mais intensas que aquecem mais a CLP durante o dia (a diferença nos perfis não se deve à presença de vapor d'água puramente, uma vez que ambos os gráficos exibem θ e não θ_v).

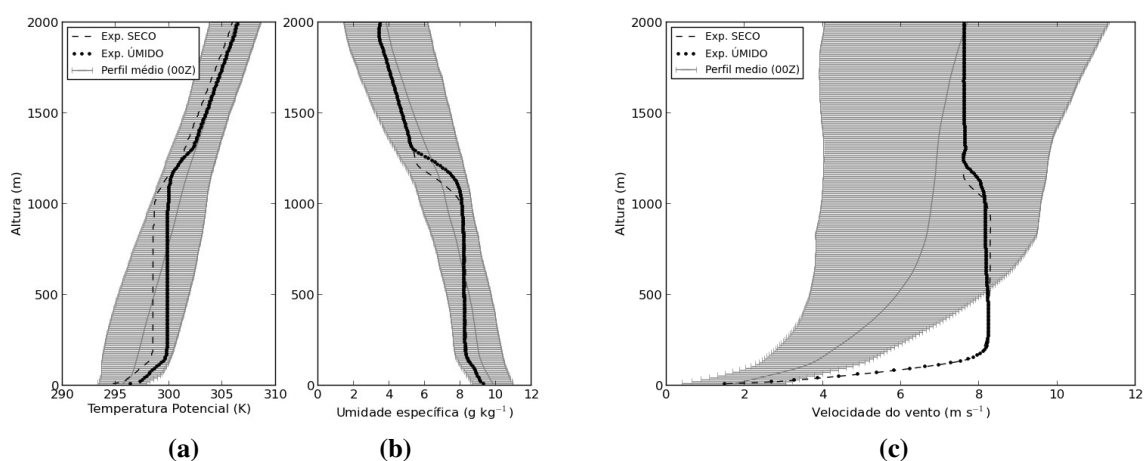


Figura 3.5: Perfis médios das variáveis meteorológicas nos experimentos numéricos às 21:00 HL comparados com os perfis médios do mês de junho, obtidos da interpolação das radiossondagens lançadas no MAE às 21:00 HL (00:00 GMT) de 2004 a 2010.

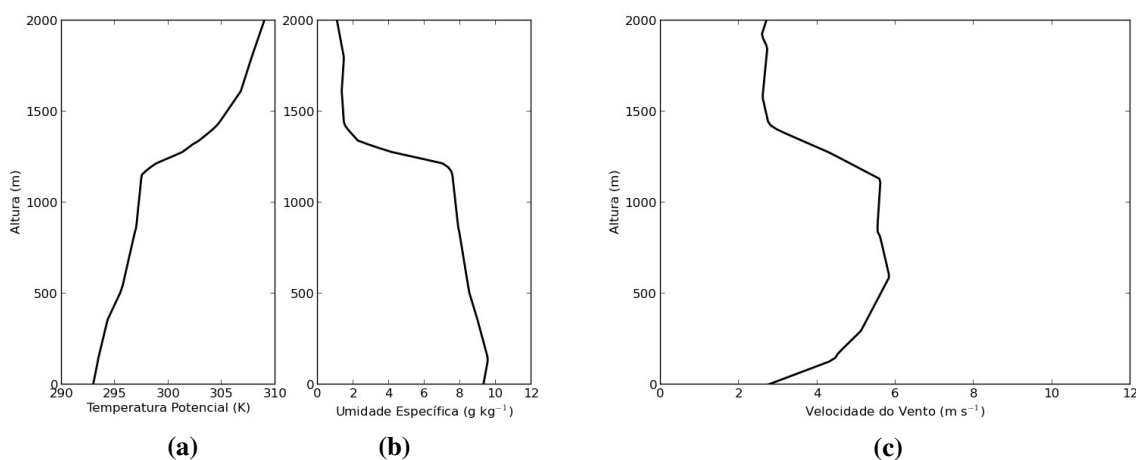


Figura 3.6: Perfis médios obtidos da interpolação das radiossondagens lançadas no MAE às 21:00 HL (00:00 GMT) dos dias 24/06/12, 28/06/12, 09/07/12 e 20/07/12. Estes dias são caracterizados pela formação de uma CLR não muito alta (entre 1000 m e 1500 m) e por terem pouca cobertura de nuvens durante o ciclo diurno. As barras de indeterminação são muito largas para serem exibidas, uma vez que poucos dias foram utilizados para tirar a média.

A CLR, tão nítida nos perfis modelados, não aparece nos perfis médios, mas pode ser observada nas radiossondagens em determinados dias (Apêndice A2). Na Figura 1.5, vemos que em 5 dias entre junho e julho de 2012, a CLR teve altura entre 1000 m e 1500 m (altura compatível com o resultado dos experimentos); desses, em 4 dias a radiação solar foi predominantemente direta durante o ciclo diurno, indicando que a cobertura de nuvens durante esses dias foi mínima: 24/06/12, 28/06/12, 09/07/12 e 20/07/12 (Apêndice A1). Os perfis médios obtidos pela interpolação das radiossondagens destes quatro dias estão exibidos na Figura 3.6. As evoluções diurnas das componentes de radiação e da temperatura do ar em superfície mostram que esses dias são os primeiros dias de céu claro após um período com nebulosidade e relativamente mais frio, o que justifica o desenvolvimento de CLPs não tão altas e consideravelmente mais frias que as obtidas nos experimentos com LES. Contudo, se levarmos em consideração a sensibilidade do modelo às condições iniciais e de contorno, vemos que os campos de umidade específica e temperatura potencial nos experimentos apresentam as mesmas estruturas que são observadas na RMSP.

Modelar o campo de vento é um pouco mais desafiador, devido a sua alta variabilidade diária, e também pela limitação do modelo ao especificar as condições iniciais e de contorno (o campo inicial deve ser constante com a altura e as condições de fronteira são necessariamente cíclicas). Ainda assim, o modelo LES gera uma estrutura de jato de baixos níveis similar à observada na Figura 3.6c. O ajuste inercial entre a

força de Coriolis e a força gradiente de pressão se inicia na transição do período convectivo para o estável, quando o arrefecimento da difusividade turbulenta faz com que o vento acelere na CLR. A velocidade do jato atinge um valor máximo de 11.8 m s^{-1} em torno das 4:00 HL

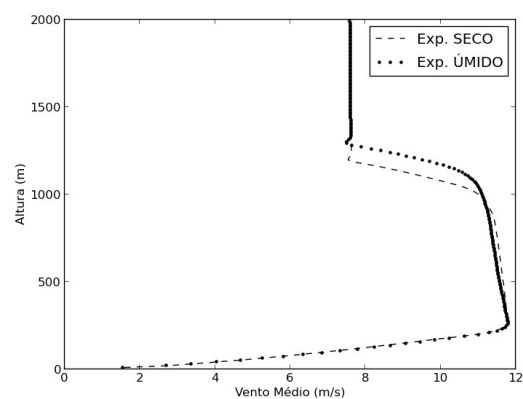


Figura 3.7: Perfil do vento médio nos experimentos numéricos às 4:00 HL, quando o jato de baixos níveis gerado pelo ajuste inercial atinge seu valor máximo de velocidade.

nos experimentos (Figura 3.7). O máximo desse JBN encontra-se em torno de 250 m, aproximadamente 60 m acima do topo da CLE.

3.2.1. Parâmetros de superfície

As trocas turbulentas de momento, calor e umidade são comumente expressas por escalas características convenientes. Na Camada Limite Superfície (CLS), as relações empíricas que descrevem o perfil dessas escalas são conhecidas como relações de similaridade de Monin-Obukhov, formando a base do que se convencionou chamar de Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO).

O modelo LES aplica as equações da TSMO (Businger *et al.*, 1971) aos valores dos perfis resolvidos para prognosticar a velocidade de fricção u_* , a escala característica de temperatura potencial θ_* (ou θ_{v*}) e a escala característica de umidade específica q_* . Para tanto, os gradientes verticais da velocidade do vento \bar{V} , de $\bar{\theta}$ e de \bar{q} são determinados na CLS e substituídos nas equações:

$$u_* = \frac{\kappa z}{\phi_M(z/L)} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z}, \quad (3.2)$$

$$q_* = \frac{\kappa z}{\phi_E(z/L)} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}, \quad (3.3)$$

$$\theta_* = \frac{\kappa z}{\phi_H(z/L)} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, \quad (3.4)$$

onde κ é a constante de von Kármán, L é o comprimento de Obukhov – um parâmetro relacionado com a estabilidade da CLS –, e as funções ϕ_M , ϕ_H e ϕ_E são determinadas empiricamente para levar em conta o efeito da estabilidade..

As relações destes parâmetros com o módulo da tensão de Reynolds $|\tau|$ e com os fluxos de calor sensível H e latente LE são as seguintes:

$$|\boldsymbol{\tau}|_0 = \rho_0 \sqrt{u'w'_0{}^2 + v'w'_0{}^2} = \rho_0 u_*^2, \quad (3.5)$$

$$H_0 = \rho_0 c_p \overline{w'\theta'} = -\rho_0 c_p u_* \theta_*, \quad (3.6)$$

$$LE_0 = \rho_0 L_v \overline{w'q'} = -\rho_0 L_v u_* q_*, \quad (3.7)$$

onde os índices 0 indicam que as variáveis são tomadas na superfície; ρ_0 é a densidade do ar, c_p é o calor específico à pressão constante do ar seco e L_v é o calor latente de vaporização da água.

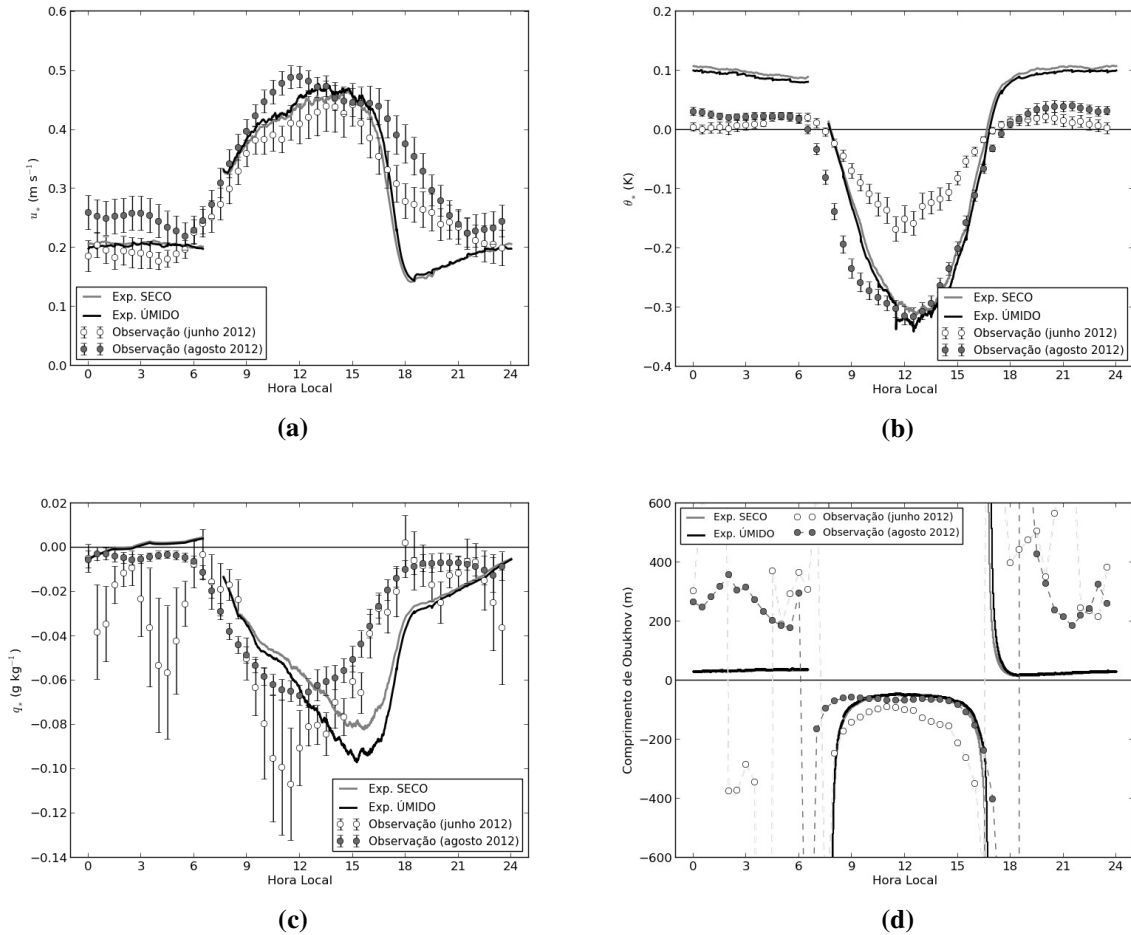


Figura 3.8: Evoluções diurnas de u_* , θ_* (ou θ_{v*} , no caso do experimento **ÚMIDO**) e q_* , nos experimentos numéricos com o modelo LES (linhas sólidas) e observadas na PM-IAG. No modelo LES, os parâmetros são determinados pela TSMO, Equações (3.2)–(3.4). As observações foram realizadas por *eddy-covariance* e obtidas pelas Equações (3.5)–(3.7). Em (d), é apresentada a evolução diurna do comprimento de Monin-Obukhov [Eq. (3.8)] nos experimentos numéricos e observada na PM-IAG. As observações de todos os parâmetros são médias mensais de meia em meia hora, e as barras de indeterminação representam o erro estatístico associado à dispersão dos dados.

As evoluções de u_* , θ_* e q_* prognosticadas pelo modelo LES nos experimentos numéricos estão apresentados na Figura 3.8. A comparação dos resultados é feita com medidas de *eddy-covariance* realizadas durante junho e agosto de 2012 na PM-IAG, apresentadas como médias mensais de meia em meia hora (Rabelo, 2013). Rigorosamente, os parâmetros na Figura 3.8b são θ_* no experimento **SECO** e $\theta_{v,*}$ no experimento **ÚMIDO**. Contudo, observa-se que a diferença entre eles é pequena nos experimentos.

Os meses de junho e agosto de 2012 foram meses de inverno bastante distintos, junho sendo muito chuvoso e agosto bastante seco. A evolução diurna de u_* mostra que agosto apresentou valores ligeiramente maiores da velocidade de fricção, consequência de cisalhamento mais intenso do vento e maior atividade convectiva devido a um maior aquecimento da superfície. O Apêndice A1 mostra que agosto de 2012 teve ventos mais intensos em superfície que junho de 2012, com uma componente de SE em superfície. Esses ventos mais intensos podem ser resultados de uma intensificação da brisa marítima devido a um maior aquecimento do continente não acompanhado de igual aquecimento do oceano, uma vez que o oceano é mais inerte termicamente. A entrada da brisa marítima deve, então, ter sido mais relevante em agosto e isso pode ter contribuído para os valores mais elevados de u_* durante a noite.

As curvas modeladas pelo LES mostram uma boa concordância com as curvas observadas. A principal discordância ocorre no período de transição entre o regime convectivo e o regime estável, quando o modelo reproduz uma transição mais abrupta de regimes do que o que ocorre nas observações. Durante a noite, a concordância do modelo é melhor com as observações de junho, sugerindo que, de fato, os valores mais altos de u_* observados durante a noite em agosto devem ter sido gerados por fenômenos de mesoescala ou escala sinótica. Ainda, observa-se que os valores de u_* são ligeiramente maiores no experimento **ÚMIDO** durante todo o dia e início do período estável, mas é maior no experimento **SECO** depois da meia-noite, mostrando que a produção mecânica diurna foi favorecida enquanto a noturna foi comprometida com a presença da umidade, o que ajuda a explicar o menor desenvolvimento vertical da CLE no experimento **ÚMIDO**. Por ter crescido

mais durante o dia claro, a CLP no experimento **ÚMIDO** trouxe mais momento da atmosfera livre e deve ter sofrido menos influência do atrito na transição do período convectivo para o estável. Como resultado, a produção mecânica de ECT noturna ficou comprometida, o que é observado na Figura 3.4b.

Na Figura 3.8b, vemos a evolução diurna de θ_* nos experimentos e nas observações. A diferença entre as observações dos meses de junho e agosto é bastante aparente, mostrando que a atividade convectiva do mês de agosto foi mais intensa, como poderíamos ter previsto. O pico negativo de θ_* nos experimentos coincide em módulo com o pico do mês de agosto (em torno de -0.3 K), que é o mês mais seco, uma vez que a nebulosidade presente no mês de junho desfavoreceu o aquecimento da superfície e portanto inibiu a convecção. Durante a noite, observa-se que θ_* atinge valores mais positivos no mês de agosto, resultado de uma CLS mais estável. Este é um efeito conjunto entre uma atmosfera que aqueceu mais durante o dia e uma superfície mais seca durante a noite e, portanto, mais efetiva ao perder calor. Durante a noite, vemos que o modelo é mais sensível ao papel da superfície, gerando uma perda radiativa mais intensa do que o observado. As observações sugerem que existem outros mecanismos que não o fluxo turbulento de calor sensível pelo qual a superfície está perdendo ou armazenando energia. Esses mecanismos devem estar relacionados com a composição e com a geometria do dossel urbano.

A comparação entre os experimentos numéricos mostram que a umidade favoreceu a convecção durante o dia (θ_* mais negativo), mas inibiu a destruição térmica noturna (θ_* menos positivo). O fato de, durante a noite, θ_* ser mais positivo na comparação dos experimentos no caso **SECO** e mais positivo na comparação das observações no mês de agosto (que de fato é o mês mais seco) mostra que o papel da umidade na CLE noturna é representado corretamente pelo modelo LES. O mesmo não pode ser aferido nas comparações durante o dia claro porque se estaria negligenciando o papel das nuvens.

Da observação das Figs. 3.8a e 3.8b, vemos que, no experimento **ÚMIDO**, o papel da umidade na CLE noturna é duplo: desestabilizar o perfil de temperatura potencial virtual (diminuindo a destruição térmica de ECT) e diminuir a produção mecânica de ECT. Portanto,

produz-se menos ECT, mas também menos ECT é consumida. Da comparação com o experimento **SECO**, sabemos, pela Figura 3.4, que o efeito líquido da umidade foi que a CLE se desenvolveu menos devido a uma menor produção de ECT durante o regime estável.

As observações de q_* (Figura 3.8c) mostram que junho é o mês com valores mais negativos, mesmo levando em consideração suas maiores barras de indeterminação. Os valores observados e modelados possuem valores compatíveis, mas os picos das curvas modeladas se encontram deslocados, estando em torno das 15:00 HL, 3 horas após o pico que se observa mais nitidamente no mês de agosto. Assim como o mês de junho, mais chuvoso, apresenta maiores valores de q_* do que agosto, os valores de q_* são maiores no experimento **ÚMIDO** em relação ao experimento **SECO**.

A simetria em torno do meio-dia da curva de q_* do mês de agosto sugere que a evolução diurna deste parâmetro é fortemente influenciada pela atividade convectiva em dias de céu claro. O mesmo ocorre nos experimentos numéricos; basta comparar a Figura 3.8c com as forçantes em superfície da Figura 3.1. O pico negativo de q_* coincide com o máximo de temperatura em superfície e com um mínimo de umidade específica. Assim, o aumento de temperatura antes das 15:00 HL faz com que o vapor d'água que está desaparecendo da superfície esteja sendo carregado para o topo da CLP que ainda cresce. Ao fim do dia, percebe-se que neste processo o modelo gerou mais fluxo de calor latente do que o observado, e o “excesso” de evaporação se dá, majoritariamente, das 12:00 HL às 21:00 HL. Este é o período que engloba a entrada da brisa marítima na RMSP, quando um grande aporte de umidade é trazido pelas fronteiras laterais da grande metrópole. Esse aporte advectivo de umidade não é compreendido pelo modelo, que opera com condições cíclicas nas fronteiras. O resultado é que todo o aumento da umidade que ocorre na superfície a partir das 15:00 HL (ver Figura 3.1) é simulado pelo modelo na forma de fluxo vertical, gerando os valores mais intensos em q_* que são vistos na Figura 3.8c.

A Figura 3.8d mostra a evolução diurna do comprimento de Obukhov L , definido por:

$$L = \frac{u_*^2}{\kappa(g/\theta_{v0})\theta_*} \quad (3.8)$$

Os pontos na Figura 3.8d foram obtidos usando os valores horários médios para junho e agosto de 2012 e as linhas sólidas representam as evoluções nos experimentos com modelo LES.

O comprimento de Obukhov consiste em uma razão entre a taxa de produção mecânica de ECT e a taxa de destruição térmica de ECT. Durante o dia claro, esta grandeza é negativa; apenas em $z < -L$, a produção de turbulência é predominantemente mecânica, e acima disso ela é predominantemente térmica. Durante a noite, o sinal do fluxo turbulento de calor sensível se inverte, fazendo com que L assuma valores positivos.

Durante o mês de agosto, observa-se que a duração do período convectivo foi maior na média, começando em torno de 1 hora mais cedo e terminando 1 hora mais tarde. A concordância das observações do mês de agosto com o modelo LES é notável durante o dia claro. Durante a noite, não se obteve o mesmo grau de concordância, principalmente devido aos valores obtidos para θ_* .

As evoluções diurna dos fluxos turbulentos em superfície são observadas na Figura 3.9.

A evolução do fluxo de calor sensível H (Figura 3.9a) mostra que o modelo representa melhor os fluxos médios do mês de agosto de 2012. Em junho, observou-se menor liberação

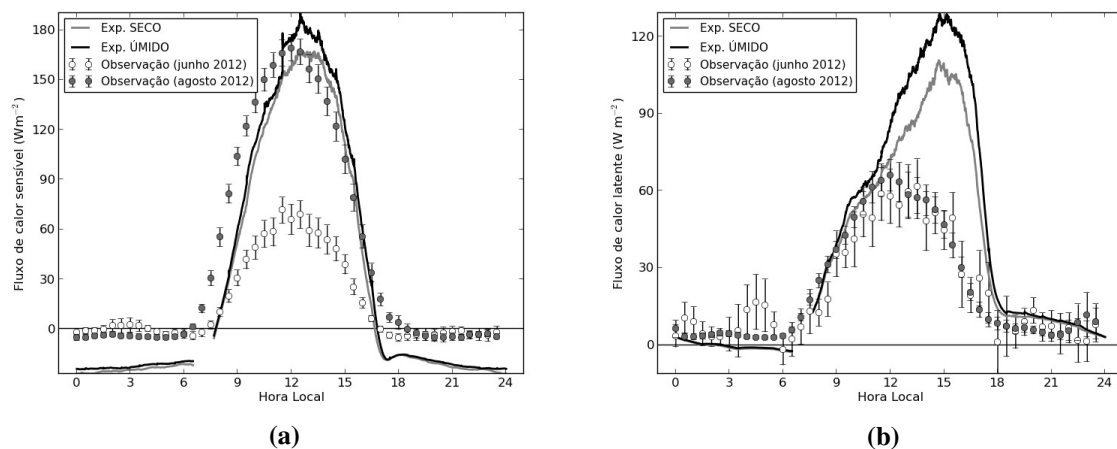


Figura 3.9: Ciclo diurno dos fluxos turbulentos de calor sensível H e calor latente LE nos experimentos numéricos (linhas sólidas) e observadas na PM-IAG. Os dados de observação são médias mensais obtidas de meia em meia hora, e foram determinadas pela primeira parte das Eqs. (3.6) e (3.7). As barras de indeterminação representam o erro estatístico associado à dispersão dos dados. Os fluxos modelados foram obtidos pela segunda parte das Eqs. (3.6) e (3.7).

de energia na forma de calor sensível devido a uma menor taxa de aquecimento da superfície. À noite, a superfície do modelo mostra uma grande tendência à destruir turbulência termicamente através de valores de H mais negativos do que o observado. O experimento **ÚMIDO** é o que gera mais fluxo de calor sensível durante o dia claro, indicando a importância da umidade na geração térmica de turbulência, e é o que gera fluxo menos negativo à noite, indicando o papel da umidade em desestabilizar a CLE noturna nestes experimentos.

A evolução do fluxo turbulento de calor latente LE (Figura 3.9b) apresenta menor variabilidade entre as observações dos meses apresentados. Através da Figura 3.8, pode-se justificar que, enquanto o mês mais chuvoso (junho) apresentou maiores valores de q_* , o mês mais seco (agosto) apresentou maiores valores de u_* , e estes valores se equilibraram de forma que as curvas de LE não se alterassem tanto. As curvas modeladas pelo LES representam fielmente as observações exceto entre as 12:00 HL e as 18:00 HL, quando a entrada da brisa marítima traz umidade pra superfície (Figura 3.1) e o modelo interpreta esse aumento de umidade como um fluxo vertical de calor latente. Assumindo que o fluxo de calor latente excedente calculado pelo modelo realmente representa a umidade trazida pela brisa marítima, teríamos uma estimativa da advecção de umidade específica trazida pela brisa pela relação:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'q'}_{LES} - \overline{w'q'}_{obs}), \quad (3.9)$$

onde o lado esquerdo da equação representa a advecção horizontal de umidade trazida pela brisa marítima e o lado direito representa o gradiente do fluxo vertical de umidade modelado pelo LES a mais do que o observado na PM-IAG. Como os fluxos são nulos no topo da CLP, se a Eq. (3.9) for integrada de $z = 0$ até $z = z_b$, teríamos:

$$H \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} \right) = (\overline{w'q'}_{LES} - \overline{w'q'}_{obs})_0, \quad (3.10)$$

onde assumiu-se, por simplicidade, que a advecção ocorre de forma homogênea em z e tem uma profundidade característica dada por H , sendo nula para $z > H$. A variação local de umidade específica causada por esse aporte de umidade é dada por:

$$\frac{\partial \bar{q}_{adv}}{\partial t} = \bar{u} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{q}}{\partial y}, \quad (3.11)$$

portanto,

$$H \frac{\partial \bar{q}_{adv}}{\partial t} = (\overline{w'q'}_{LES} - \overline{w'q'}_{obs})_0. \quad (3.12)$$

Integrando a Eq. (3.12) de $t = 12:00$ HL até $t = 18:00$ HL teremos:

$$\Delta q_{adv} = \frac{1}{H} \int_{t=12:00HL}^{18:00HL} (\overline{w'q'}_{LES} - \overline{w'q'}_{obs})_0 dt, \quad (3.13)$$

onde Δq_{adv} representa a quantidade de umidade trazida pela advecção da brisa marítima durante a tarde e o valor da integral corresponde à área do gráfico entre as curvas de $\overline{w'q'}$ modeladas pelo LES e observadas na PM-IAG. O cálculo da integral para a curva do experimento **SECO** fornece um valor de 250 g m kg^{-1} e, para o experimento **ÚMIDO**, 355 g m kg^{-1} . Assim, para o experimento **ÚMIDO**,

$$\Delta q_{adv} = \frac{355}{H}, \quad (3.14)$$

para Δq_{adv} dado em g kg^{-1} e H dado em metros.

Como uma estimativa da profundidade da brisa marítima que chega a PM-IAG, podemos assumir que Δq_{adv} é dado aproximadamente pela diferença de umidade em superfície observada às 19:30 HL e da umidade observada às 15:00 HL na Figura 3.1. Assim, $\Delta q_{adv} \approx 0.7 \text{ g kg}^{-1}$ e, portanto, $H \approx 507 \text{ m}$.

Os fluxos modelados nos experimentos numéricos (Figura 3.9) sugerem que, ao chegar na PM-IAG, na Zona Oeste da RMSP, a brisa traz umidade, o que é observado na Figura 3.9b, mas não interfere consideravelmente no fluxo de calor sensível. Isso provavelmente ocorre porque a brisa marítima é aquecida ao atravessar a ICU da RMSP. Assim, a chegada da brisa na PM-IAG não refresca o ar, mas o umedece.

3.3. Perfis verticais

3.3.1. Regime convectivo ($9.4 \leq -\zeta_i \leq 17.7$)

Nesta seção, os perfis verticais dos momentos estatísticos de primeira e de segunda ordem, modelados pelo LES, serão apresentados. Os momentos estatísticos de primeira ordem são as médias das variáveis \bar{u} , \bar{v} , $\bar{\theta}_v$ e \bar{q} . Os momentos estatísticos de segunda ordem consistem nas variâncias e covariâncias entre as flutuações turbulentas dos parâmetros meteorológicos (u' , v' , w' , θ_v' e q') em torno de suas respectivas médias. Fora da CLP e na maior parte da CLE, os momentos de segunda ordem tendem a ser nulos, indicando que não há atividade turbulenta. Dentro da CLP, eles são responsáveis pelo transporte e pela difusão de energia, momento e de compostos, sendo os responsáveis diretos pela cascata de energia de Kolmogorov.

Os perfis foram normalizados por escalas apropriadas da Teoria da Similaridade da Camada de Mistura (TSCM) deduzidas por Sorbjan (1986). No regime convectivo, a escala de velocidade horizontal é dada por:

$$u_F = u_* \left(\frac{-z}{kL} \right)^{1/3} (1 - \alpha z/z_i)^{1/3}, \quad (3.15)$$

onde:

$$\alpha = 1 - \frac{\overline{\theta' w'}_i}{u_* \theta_*} = 0.8, \quad (3.16)$$

e $\overline{\theta' w'}_i$ é o valor de $\overline{\theta' w'}$ no topo da camada de inversão z_i .

A escala de velocidade vertical convectiva é dada por:

$$w_* = \left(\frac{g}{\theta_{v0}} \overline{w' \theta'_v} z_i \right)^{1/3}. \quad (3.17)$$

A escala convectiva de temperatura potencial virtual é:

$$\theta_{vF} = \theta_{v*} \left(\frac{-z}{kL} \right)^{-1/3} (1 - \alpha z/z_i)^{2/3}, \quad (3.18)$$

Os perfis verticais das escalas u_F e θ_{vF} podem ser vistas na Figura 3.10.

A escala usada no regime convectivo para a umidade foi a própria q_* , que se mostrou

adequada para as curvas apresentadas a seguir, apesar de ser um parâmetro independente de z . A escala de comprimento utilizada para normalizar o eixo- z dos gráficos foi a altura da camada de inversão z_i .

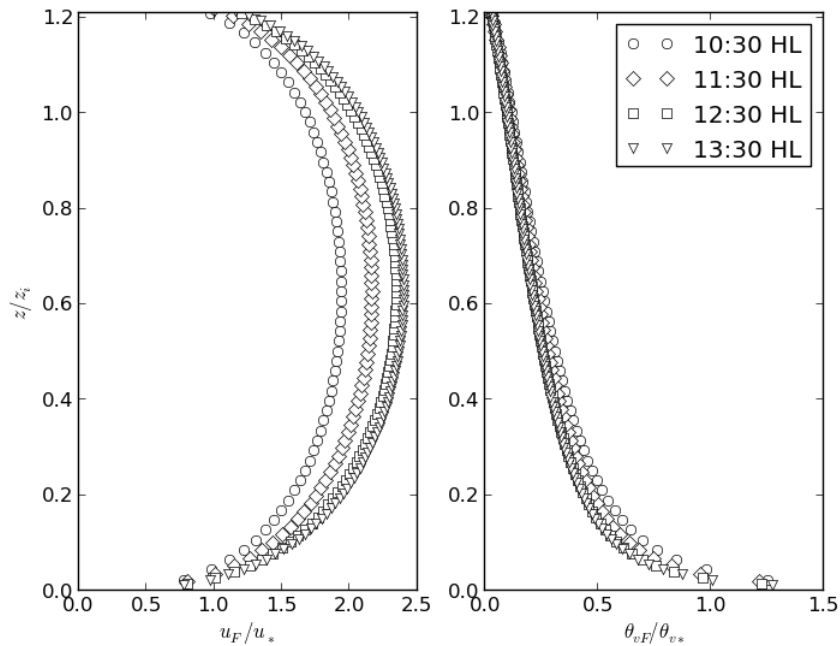


Figura 3.10: Escalas características de velocidade u_F e de temperatura potencial virtual θ_{vF} da TSCM no regime convectivo.

A comparação dos perfis dos momentos de segunda ordem entre os experimentos **SECO** e **ÚMIDO**, após normalizados, não mostrou diferenças relevantes entre os experimentos. Pode-se dizer que os perfis do experimento **ÚMIDO** sofreram menos modificações com o passar do tempo, permitindo que as curvas de diferentes horários colapsassem em uma única curva com menos dispersão. Mas a dispersão dos perfis no experimento **SECO** também é mínima, e portanto concluiu-se que o papel da umidade em modificar os perfis dos momentos de segunda ordem foi mínimo ou irrelevante nos experimentos deste trabalho. Os perfis apresentados serão todos do experimento **ÚMIDO**, e portanto está-se usando θ_v no lugar de θ nas equações do modelo.

A Figura 3.11 mostra os perfis dos momentos de primeira ordem $\bar{\theta}_v$, \bar{q} , \bar{u} e \bar{v} às 10:30,

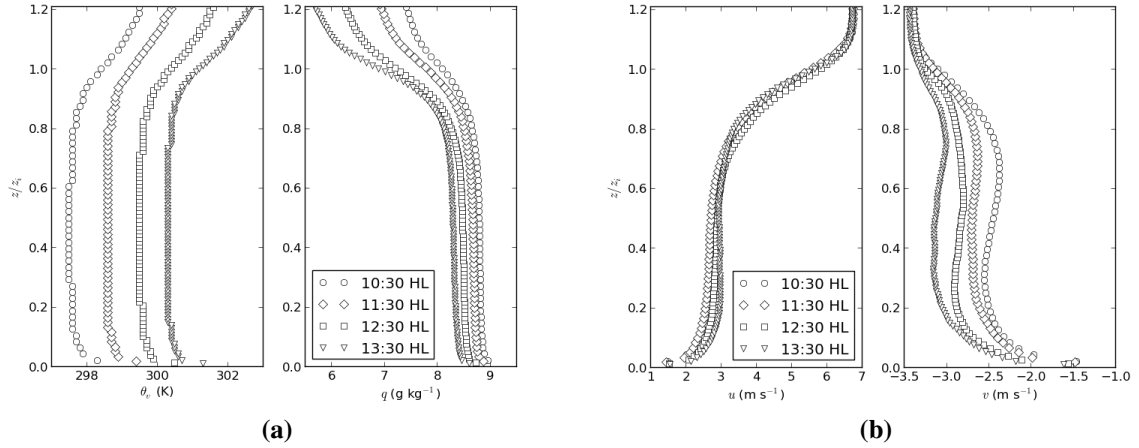


Figura 3.11: Momentos estatísticos de primeira ordem às 10:30, 11:30, 12:30 e 13:30 HL (período convectivo).

11:30, 12:30 e 13:30 HL (período convectivo). Neste período, a CLP está em constante crescimento, assim como o parâmetro de estabilidade $\zeta_i = z_i/L$ está chegando perto de seu valor mais negativo, o que ocorre em torno das 14:30 HL (A CLP está se instabilizando). Durante o período representado na Figura 3.11, ζ_i assume valores de -9.4 às 10:30 HL até -17.7 às 13:30. Os perfis mostram a formação de uma camada de mistura bem definida, se aquecendo, confinada pela camada de inversão, onde ocorrem os gradientes mais intensos das propriedades.

A Figura 3.12 mostra os perfis de $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ e $\overline{w'w'}$ e a Figura 3.13 mostra os perfis de $\overline{\theta_v'u'}$, $\overline{\theta_v'v'}$ e $\overline{\theta_v'w'}$ para o mesmo período, todos normalizados pelas respectivas escalas das Eqs. (3.15)–(3.18).

A forma dos perfis de $\overline{w'w'}$, que apresenta um máximo em torno de $0.4 z_i$, e de $\overline{\theta_v'w'}$, praticamente linear em toda a CLP, é resultado da presença de grandes turbilhões convectivos que geram altas flutuações w' na região inferior da CLP (Stull, 1988). A evolução de $\overline{w'w'}$ é função de $\overline{\theta_v'w'}$ através do termo de empuxo. No caso homogêneo:

$$\frac{\partial \overline{w'w'}}{\partial t} = 2 \frac{g}{\theta_0} \overline{\theta_v'w'} + \left(\begin{array}{l} \text{interação com o} \\ \text{gradiente de pressão} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{l} \text{transporte} \\ \text{turbulento} \end{array} \right) + (\text{dissipação}). \quad (3.19)$$

De fato, acima de $0.4 z_i$, onde a dissipação de sub-grade é desprezível, nota-se que as curvas de $\overline{w'w'}$ e $\overline{\theta_v'w'}$ são praticamente proporcionais.

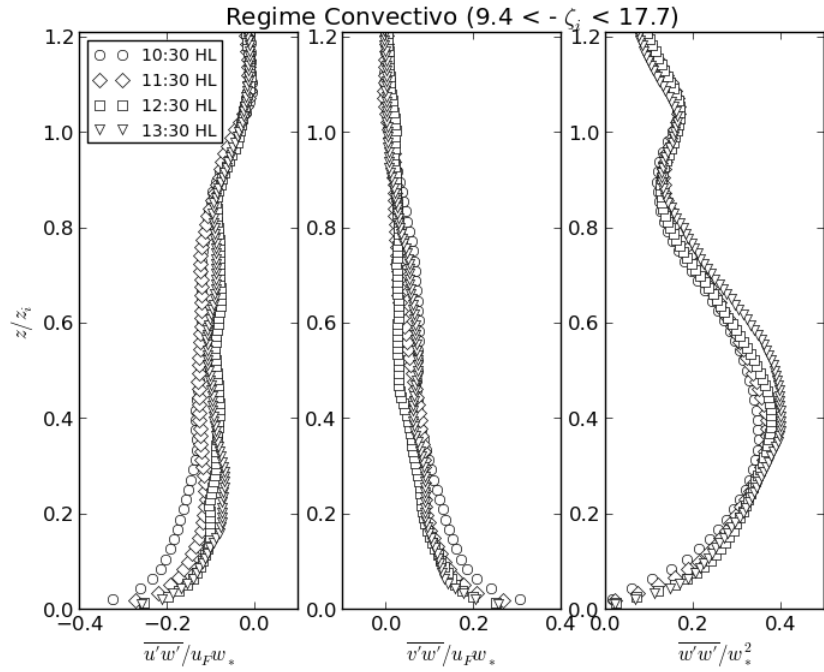


Figura 3.12: Perfis verticais de $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ e $\overline{w'w'}$ normalizados às 10:30, 11:30, 12:30 e 13:30 HL (período convectivo).

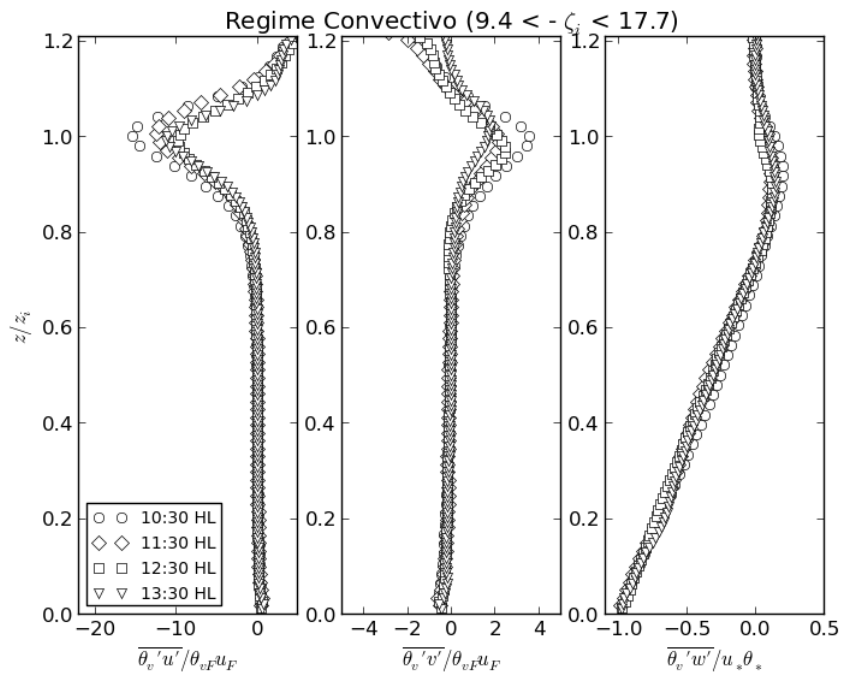


Figura 3.13: Perfis verticais de $\overline{\theta_v' u'}$, $\overline{\theta_v' v'}$ e $\overline{\theta_v' w'}$ normalizados às 10:30, 11:30, 12:30 e 13:30 HL (período convectivo).

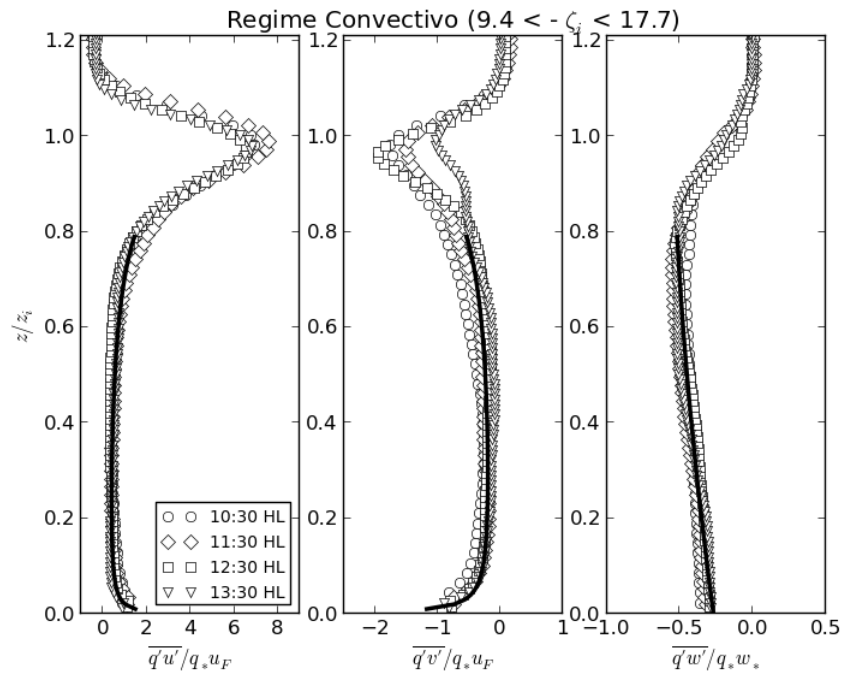


Figura 3.14: Perfis verticais de $\overline{q'u'}$, $\overline{q'v'}$ e $\overline{q'w'}$ normalizados às 10:30, 11:30, 12:30 e 13:30 HL (período convectivo). As linhas sólidas representam as respectivas curvas ajustadas da Tabela 3.2.

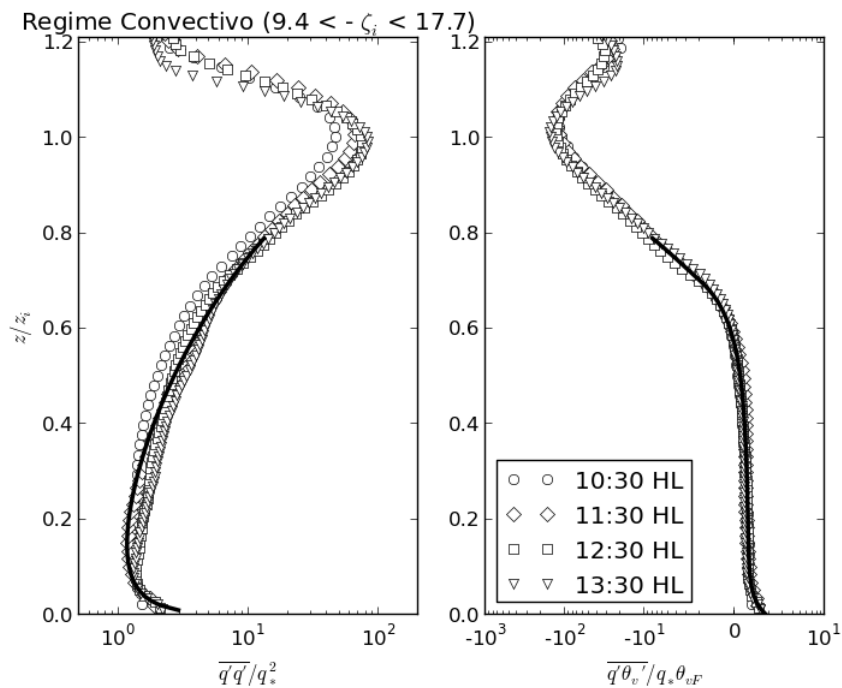


Figura 3.15: Perfis verticais de $\overline{q'q'}$ e $\overline{q'\theta_v'}$ normalizados às 10:30, 11:30, 12:30 e 13:30 HL (período convectivo). As linhas sólidas representam as respectivas curvas ajustadas da Tabela 3.2.

Na camada de inversão, o cisalhamento das componentes do vento \bar{u} e \bar{v} e o gradiente de $\bar{\theta}_v$ (Figura 3.11) são responsáveis pelos picos observados nas curvas de $\overline{\theta_v' u'}$ e $\overline{\theta_v' v'}$ (Figura 3.13). A relação entre essas grandezas é dada pelas equações prognósticas ($i = 1,2$):

$$\frac{\partial \overline{u_i' \theta_v'}}{\partial t} = -\overline{\theta_v' w'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial z} - \overline{u_i' w'} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} + \left(\begin{array}{l} \text{inter. grad.} \\ \text{de pressão} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{l} \text{transp.} \\ \text{turb.} \end{array} \right) + (\text{dissipação}), \quad (3.20)$$

para uma CLP homogênea.

As variâncias e covariâncias envolvendo flutuações de umidade específica durante o regime convectivo podem ser vistas nas Figs. 3.14 e 3.15. O cisalhamento do vento médio e o gradiente de \bar{q} e $\bar{\theta}_v$ geram máximos no topo da CLP nas curvas de $\overline{q' u'}$, $\overline{q' v'}$, $\overline{q' q'}$ e $\overline{q' \theta_v'}$ que são coerentes com as equações prognósticas desses momentos estatísticos, a saber:

$$\frac{\partial \overline{u_i' q'}}{\partial t} = -\overline{q' w'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial z} - \overline{u_i' w'} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + \left(\begin{array}{l} \text{inter. grad.} \\ \text{de pressão} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{l} \text{transp.} \\ \text{turb.} \end{array} \right) + (\text{dissipação}), \quad (i = 1,2) \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial \overline{q' q'}}{\partial t} = -2\overline{q' w'} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + \left(\begin{array}{l} \text{transp.} \\ \text{turb.} \end{array} \right) + (\text{dissipação}), \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial \overline{q' \theta_v'}}{\partial t} = -\overline{q' w'} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} - \overline{\theta_v' w'} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + \left(\begin{array}{l} \text{transp.} \\ \text{turb.} \end{array} \right) + (\text{dissipação}). \quad (3.23)$$

Ao longo da camada de mistura, as curvas normalizadas de diferentes horários colapsam, indicando que as escalas características das Eqs. (3.15)–(3.18) são as escalas apropriadas da TSCM a serem utilizadas no regime convectivo do experimento. No topo da CLP, as escalas de superfície tendem a ser menos relevantes devido à turbulência gerada na zona de entranhamento, onde existem trocas intensas entre a CLP e a atmosfera livre. Assim, curvas ajustadas foram obtidas, usando o método dos mínimos quadrados, para os perfis dos momentos de segunda ordem envolvendo flutuações q' , utilizando dados que estejam entre 0 e $0.8 z_i$. As expressões para as curvas obtidas, com seus respectivos coeficiente de determinação R^2 , encontram-se sumarizadas na Tabela 3.2. O coeficiente R^2 é um parâmetro que varia entre 0 e 1 e que quantifica a fidelidade entre as expressões da Tabela 3.2 e os dados obtidos com o modelo LES, sendo que $R^2 = 1$ indicaria um ajuste perfeito e $R^2 = 0$ um ajuste desastroso. Os

valores obtidos para R^2 mostram que os ajustes são confiáveis, o que é visível nas Figs. 3.14 e 3.15.

Tabela 3.2: Expressões obtidas, com seus respectivos coeficiente de determinação R^2 , para os perfis normalizados das variâncias e covariâncias envolvendo flutuação da umidade específica durante o período convectivo.

$\overline{q' u'} / q_* u_F = \phi_{qu}(z/z_i) = 0.1 (z/z_i)^{-0.58} (1 - \alpha z/z_i)^{-2.52}$	$(R^2 = 0.77)$
$\overline{q' v'} / q_* u_F = \phi_{qv}(z/z_i) = -0.046 (z/z_i)^{-0.70} (1 - \alpha z/z_i)^{-2.3}$	$(R^2 = 0.60)$
$\overline{q' w'} / q_* w_* = \phi_{qw}(z/z_i) = -0.54 + 0.27 (1 - z/z_i)^{1.6}$	$(R^2 = 0.85)$
$\overline{q' q'} / q_*^2 = \phi_{qq}(z/z_i) = 0.28 (z/z_i)^{-0.5} (1 - \alpha z/z_i)^{-3.73}$	$(R^2 = 0.96)$
$\overline{q' \theta_v'} / q_* \theta_{vF} = \phi_{q\theta}(z/z_i) = 0.89 - 0.064 (1 - z/z_i)^{-3.16} + (1 - z/z_i)^{30}$	$(R^2 = 0.99)$

3.3.2. Regime estável ($3.8 \leq \zeta_i \leq 4.6$)

Durante o regime estável, a turbulência da CLE é mantida apenas pela produção mecânica, uma vez que o resfriamento da superfície gera destruição térmica de ECT. Entre as 21:00 e as 0:30 HL, a CLE apresenta um parâmetro de estabilidade que cresce lentamente de 3.8 até 4.6. Os perfis das variáveis médias durante este período podem ser vistos na Figura 3.16. Nela, vemos uma CLE que se resfria, ao mesmo tempo que a umidade em superfície diminui e o vento se acelera no topo da camada.

Para normalizar os momentos estatísticos de segunda ordem, as escalas de vento e temperatura deduzidas por Sorbjan (1986) foram utilizadas:

$$u_E = u_* (1 - z/h), \quad (3.24)$$

$$\theta_{vE} = \theta_{vE*} (1 - z/h)^2, \quad (3.25)$$

e, por analogia, definiu-se uma escala de umidade específica dada por:

$$q_E = q_* (1 - z/h)^2. \quad (3.26)$$

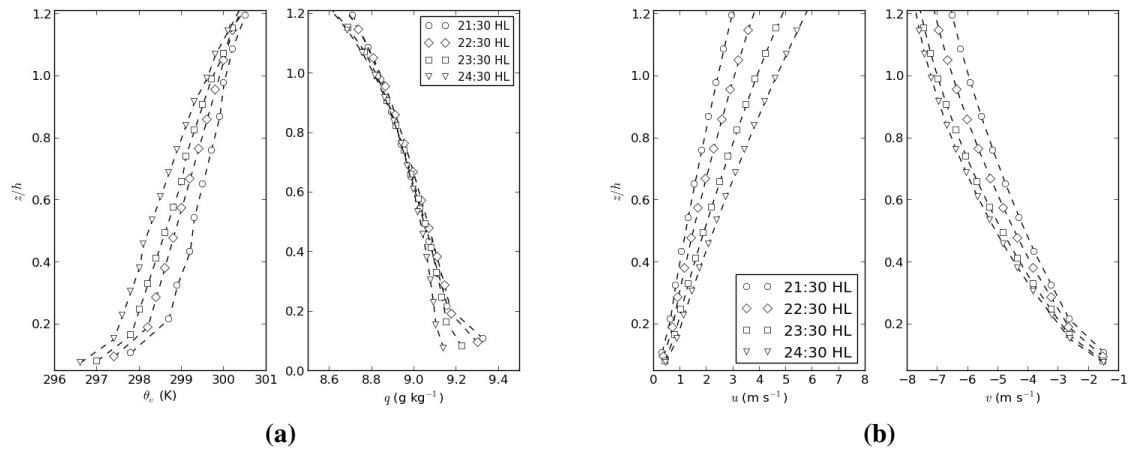


Figura 3.16: Momentos estatísticos de primeira ordem às 21:30, 22:30, 23:30 e 0:30 HL (período estável).

Nas equações acima, h é a altura da CLE. O perfil das escalas pode ser visto na Figura 3.17.

Os perfis de $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ e $\overline{w'w'}$ das 21:30, 22:30, 23:30 e 0:30 HL normalizados por u_E podem ser vistos na Figura 3.18. Os perfis normalizados, durante o mesmo período, de $\overline{u'\theta_v'}$, $\overline{v'\theta_v'}$ e $\overline{w'\theta_v'}$ estão apresentados na Figura 3.19. Nas figuras, vemos que as escalas características são relevantes para descrever os perfis na CLE.

Os perfis dos momentos estatísticos de segunda ordem envolvendo q' durante o regime estável encontram-se nas Figs. 3.20 e 3.21. Mais uma vez, curvas foram ajustadas utilizando dados que estejam entre 0 e $0.8 z_i$. As expressões para as curvas obtidas com seus respectivos coeficiente de determinação R^2 encontram-se na Tabela 3.3.

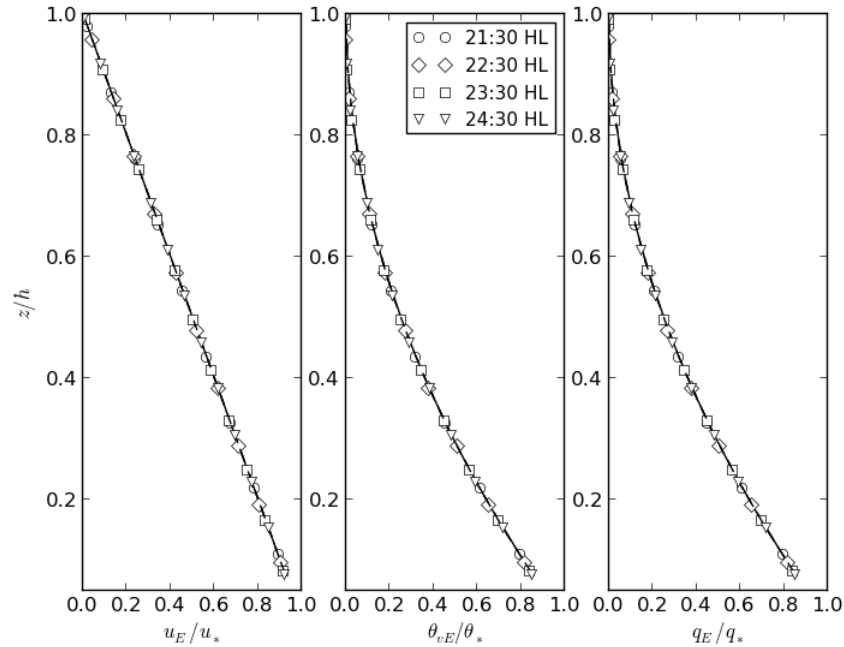


Figura 3.17: Escalas características de velocidade u_E , temperatura potencial θ_E e de umidade específica q_E da TSCM no regime estável.

Tabela 3.3: Expressões obtidas, com seus respectivos coeficiente de determinação R^2 , para os perfis normalizados das variâncias e covariâncias envolvendo flutuação da umidade específica durante o período estável.

$\overline{q' u'} / q_* u_F = \phi_{qu}(z/z_i) = 0.1(1 - z/h)^{-4}$	$(R^2 = 0.75)$
$\overline{q' v'} / q_* u_F = \phi_{qv}(z/z_i) = -2.5(1 - z/h)^{-2.4}$	$(R^2 = 0.82)$
$\overline{q' w'} / q_* w_* = \phi_{qw}(z/z_i) = -2(1 - z/h)^{-2.9}$	$(R^2 = 0.71)$
$\overline{q' q'} / q_*^2 = \phi_{qq}(z/z_i) = 10(1 - z/h)^{-5}$	$(R^2 = 0.40)$
$\overline{q' \theta'_v} / q_* \theta_{vF} = \phi_{q\theta}(z/z_i) = 6(1 - z/h)^{-4}$	$(R^2 = 0.67)$

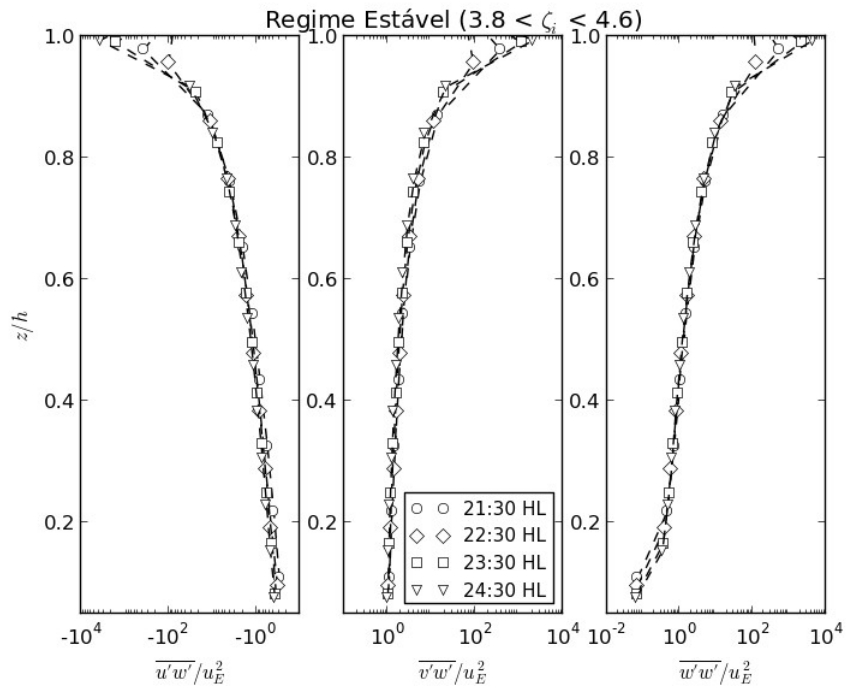


Figura 3.18: Perfis verticais de $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ e $\overline{w'w'}$ normalizados às 21:30, 22:30, 23:30 e 0:30 HL (período estável).

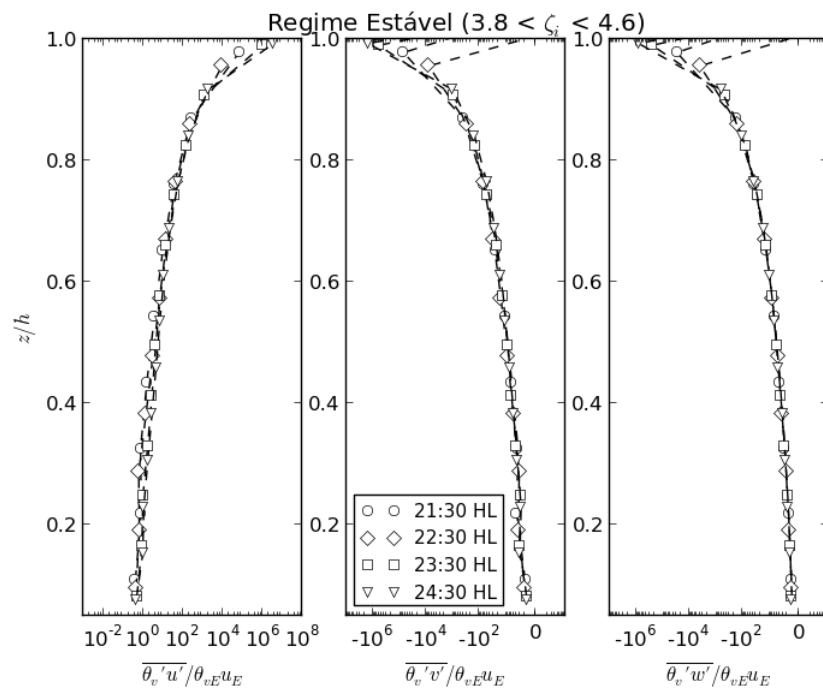


Figura 3.19: Perfis verticais de $\overline{\theta_v' u'}$, $\overline{\theta_v' v'}$ e $\overline{\theta_v' w'}$ normalizados às 21:30, 22:30, 23:30 e 0:30 HL (período estável).

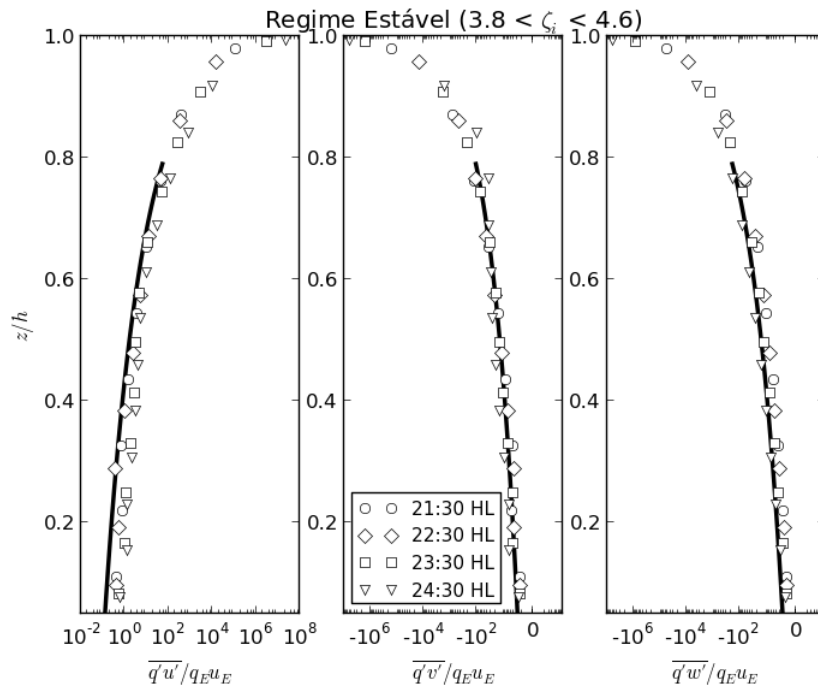


Figura 3.20: Perfis verticais de $\overline{q'u'}$, $\overline{q'v'}$ e $\overline{q'w'}$ normalizados às 21:30, 22:30, 23:30 e 0:30 HL (período estável). As linhas sólidas representam as respectivas curvas ajustadas da Tabela 3.3.

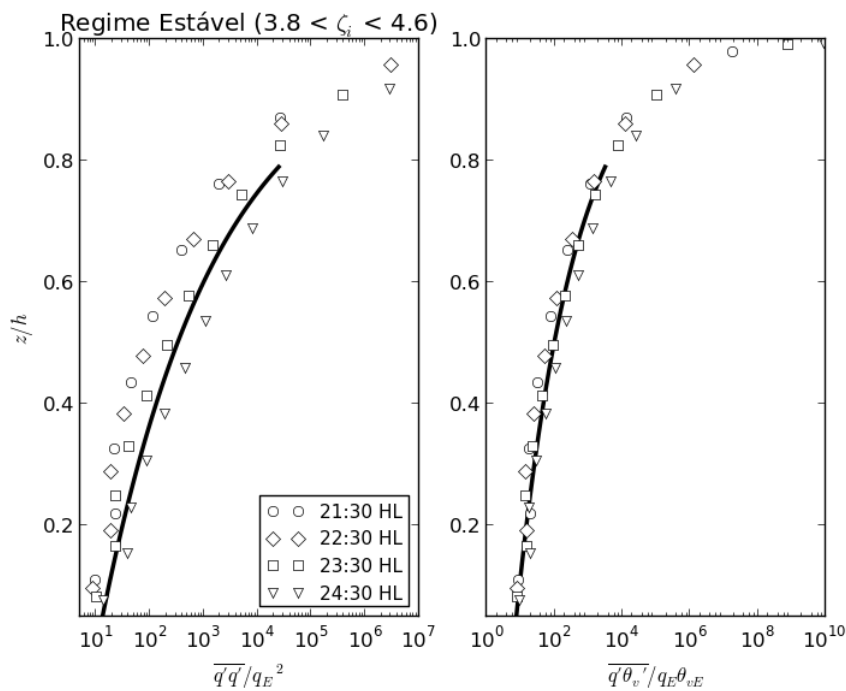


Figura 3.21: Perfis verticais de $\overline{q'q'}$ e $\overline{q'\theta'_v}$ normalizados às 21:30, 22:30, 23:30 e 0:30 HL (período estável). As linhas sólidas representam as respectivas curvas ajustadas da Tabela 3.3.

4. Conclusões

Um modelo LES foi utilizado para estudar o campo turbulento sobre uma superfície rugosa, horizontalmente homogênea, usando medidas observacionais da RMSP como forçantes e condições iniciais. Os modelos do tipo LES são, atualmente, as ferramentas mais apropriadas para estudar a dinâmica da CLP sobre superfícies complexas, como regiões urbanas. Nos experimentos desse trabalho, buscou-se analisar as propriedades da CLP urbana, comparado dados do modelo com dados observacionais tomados na PM-IAG, localizada na Zona Oeste da RMSP. Especial atenção foi dada ao papel da umidade específica e do fluxo turbulento de calor latente na dinâmica da CLP modelada. A confiabilidade do modelo foi testada através de três experimentos numéricos documentados na literatura e reproduzidos por Bárbaro (2010). Nestes experimentos de validação, observou-se que o modelo LES utilizado neste trabalho reproduz fielmente os resultados obtidos por outros pesquisadores.

Nos experimentos numéricos, os perfis iniciais de temperatura potencial, umidade específica e vento foram especificados para coincidir com perfis verticais médios dessas propriedades, obtidos pela interpolação de dados de radiossondagens lançadas no MAE, na Zona Norte da RMSP. Os perfis médios foram obtidos para o mês de junho, de 2004 a 2010. A superfície age como uma forçante externa no modelo, e os valores de temperatura e umidade específica dessa forçante foram dados por médias horárias de dados amostrados na PM-IAG, também para o mês de junho (de 1997 a 2011 para a temperatura, e de 2009 a 2011 para a umidade específica). O comprimento de rugosidade utilizado foi de $z_0 = 0.5$ m.

Para averiguar o papel do vapor d'água na dinâmica da CLP, dois experimentos numéricos com modelo LES foram estudados: no primeiro, todas as equações do modelo são resolvidas para θ , enquanto no segundo, as equações são resolvidas para θ_v . Na prática, isso significa que a umidade só interfere nos coeficientes de difusividade turbulenta no segundo experimento.

O efeito mais óbvio da umidade nos experimentos é que ela foi responsável por uma maior geração térmica de turbulência durante o dia claro. No experimento designado **SECO**, o máximo desenvolvimento da CLP durante o dia foi de 1156 m, enquanto a CLP do experimento **ÚMIDO** chegou a 1245 m. Durante a noite, a umidade é responsável por uma CLE ligeiramente menor (a CLE nos dois experimentos tem altura entre 80 e 190 m). A análise dos parâmetros de superfície u_* e θ_* mostrou que, à noite, tanto a produção mecânica de ECT quanto a destruição térmica de ECT são menores no experimento **ÚMIDO**, mostrando que o impacto da umidade no perfil do vento médio foi relevante o suficiente para compensar a desestabilização do perfil de temperatura potencial virtual na CLE noturna. A presença de umidade não pareceu influenciar significativamente a formação do JBN, que atinge um máximo de 11.8 m s^{-1} em ambos os experimentos, em torno das 4:00 HL.

Uma estatística simples da altura da CLR durante a estação seca da RMSP em 2012 mostrou que a CLP atinge, majoritariamente, alturas entre 1500 e 2000 m, nos dias em que se desenvolve uma Camada de Mistura aparente nos perfis verticais de temperatura potencial e umidade específica. Esse resultado é compatível com o que foi observado por Landulfo *et al.* (2010) usando sistema LIDAR de retroespalhamento de aerossóis. A altura da CLP desenvolvida nos experimentos com modelo LES do presente trabalho ficou abaixo desse intervalo. Isso pode ser justificado pelo uso de médias mensais de junho como condições iniciais e de contorno, uma vez que a média engloba dias com diferentes condições de nebulosidade. A estatística da altura da CLR mostra que a CLR (e, portanto, a altura máxima da CLP) tende a ser maior em dias sem nebulosidade.

A comparação das observações dos parâmetros de superfície u_* , θ_* e q_* com as evoluções modeladas pelo LES mostraram uma grande capacidade do modelo em determinar

corretamente estes parâmetros. A principal dificuldade do modelo em determinar a evolução de u_* está no período de transição de regime convectivo para regime estável. A evolução de θ_* observada em agosto de 2012 praticamente coincide com a evolução determinada pelo modelo LES durante o regime convectivo. Durante a noite, o modelo tende a perder energia na forma de calor sensível de forma mais intensa do que o observado, o que indica a necessidade de se incorporar a interação da CLP com o dossel urbano na superfície do modelo.

A evolução de q_* e de LE no modelo LES mostra um excesso de fluxo vertical de calor latente simulado pelo modelo em relação às observações na PM-IAG. Esse excesso de fluxo vertical pode ser justificado pelo aumento de umidade em superfície causado pela entrada da brisa marítima na RMSP que o modelo não entende como um aporte advectivo, uma vez que as fronteiras são cíclicas. Assim, o aumento de umidade em superfície é interpretado pelo modelo como um fluxo vertical intenso de calor latente proveniente da superfície. Integrando na CLP o fluxo de calor latente excedente que o modelo prognostica, foi possível estimar que, para que a brisa marítima traga um aumento de umidade específica de 0.7 g kg^{-1} , ela teria que ter uma profundidade de aproximadamente 500 m.

O papel da umidade nos fluxos modelados sugere que, ao atravessar a ICU da RMSP, a brisa marítima se aqueça e não influencie significativamente o fluxo turbulento de calor sensível na PM-IAG. O aporte de vapor d'água, no entanto, é suficiente para alterar consideravelmente a evolução do fluxo de calor latente.

Perfis adimensionalizados das variâncias e covariâncias das flutuações foram apresentadas, tomando como escalas características os parâmetros deduzidos por Sorbjan (1986). Observou-se que os perfis são autossimilares e que a presença de vapor d'água não alterou significativamente a forma dos perfis adimensionais.

O conjunto de equações que descrevem os perfis dos momentos estatísticos de 2ª ordem envolvendo q' , de acordo com os experimentos numéricos com modelo LES, é dado por (seção 3.3):

Para $9.4 \leq -\zeta_i \leq 17.7$ (Regime convectivo):

$$\begin{aligned}\overline{q' u'} / q_* u_F &= \phi_{qu}(z/z_i) = 0.1 (z/z_i)^{-0.58} (1 - \alpha z/z_i)^{-2.52} \\ \overline{q' v'} / q_* u_F &= \phi_{qv}(z/z_i) = -0.046 (z/z_i)^{-0.70} (1 - \alpha z/z_i)^{-2.3} \\ \overline{q' w'} / q_* w_* &= \phi_{qw}(z/z_i) = -0.54 + 0.27 (1 - z/z_i)^{1.6} \\ \overline{q' q'} / q_*^2 &= \phi_{qq}(z/z_i) = 0.28 (z/z_i)^{-0.5} (1 - \alpha z/z_i)^{-3.73} \\ \overline{q' \theta'_v} / q_* \theta_{vF} &= \phi_{q\theta}(z/z_i) = 0.89 - 0.064 (1 - z/z_i)^{-3.16} + (1 - z/z_i)^{30}\end{aligned}$$

Para $3.8 \leq \zeta_i \leq 4.6$ (Regime estável):

$$\begin{aligned}\overline{q' u'} / q_* u_F &= \phi_{qu}(z/z_i) = 0.1 (1 - z/h)^{-4} \\ \overline{q' v'} / q_* u_F &= \phi_{qv}(z/z_i) = -2.5 (1 - z/h)^{-2.4} \\ \overline{q' w'} / q_* w_* &= \phi_{qw}(z/z_i) = -2 (1 - z/h)^{-2.9} \\ \overline{q' q'} / q_*^2 &= \phi_{qq}(z/z_i) = 10 (1 - z/h)^{-5} \\ \overline{q' \theta'_v} / q_* \theta_{vF} &= \phi_{q\theta}(z/z_i) = 6 (1 - z/h)^{-4}\end{aligned}$$

Existe uma enorme gama de possibilidades para os futuros estudos da CLP urbana da RMSP usando modelo LES. Por exemplo, o estudo feito neste trabalho poderia ser refeito para a estação chuvosa, e a comparação dos resultados de modelagem para os dois períodos poderia ajudar a caracterizar melhor cada uma dessas estações. Contudo, uma grande dificuldade desse estudo seria o de lidar com a presença de precipitação e nebulosidade que não são, ainda, parametrizadas pelo modelo.

Estudar o real efeito da urbanização no regime de turbulência na RMSP seria também bastante interessante, ainda que bastante desafiador. Para levar em consideração os efeitos da composição e da geometria do dossel urbano, seria necessário incorporar no código do

modelo uma sub-rotina de interação superfície-CLP. Esse algoritmo seria responsável por determinar os balanços de radiação e de energia na superfície urbana do modelo. Esse seria um grande passo para estudos do microclima urbano na RMSP e demandaria do desenvolvedor desse algoritmo um conhecimento mais avançado sobre o esquema de paralelização do código do modelo LES utilizado.

Outra abordagem que tem se tornado bastante popular na modelagem LES de superfícies complexas seria acoplar o modelo LES a um modelo de mesoescala, por exemplo o modelo WRF (*Weather Research and Forecast model*). Com isso, a condição periódica de fronteiras poderia ser abandonada, permitindo que hajam fluxos pra dentro e pra fora do domínio numérico do LES, de acordo com os campos modelados pelo modelo de mesoescala. Essa abordagem permitiria um estudo mais profundo do efeito da brisa marítima e da entrada de frentes frias na dinâmica da CLP.

Do ponto de vista observacional, lacunas devem ser preenchidas e vir a complementar, validar e explicar os resultados da modelagem LES. Dados de radiossondagens lançadas ao longo do dia, com maior resolução temporal e espacial, podem ser comparadas com os perfis verticais modelados pelo LES. Observações sistemáticas em torres micrometeorológicas distribuídas pela RMSP podem vir a determinar melhor as propriedades da ICU e da intensidade e dinâmica da brisa marítima. Campanhas observacionais com radiossondagens lançadas de 3 em 3 horas no MAE e instalação de torres micrometeorológicas estão sendo realizadas atualmente pelo grupo de micrometeorologia do IAG-USP.

Finalmente, as expressões para os momentos estatísticos de 2ª ordem obtidos pelo modelo LES precisam ser validados e comparados com resultados de outros estudos numéricos.

Referências Bibliográficas

- Alves, L. M., Marengo, J. A., Camargo JR., H., Castro, C., 2005: Início da estação chuvosa na região Sudeste do Brasil: Parte 1 – Estudos Observacionais. *Rev. Bras. Meteor.*, 20, 3, 385 – 394.
- Avissar, R., Schmidt, T., 1998: An Evaluation of the Scale at which Ground-Surface Heat Flux Patchiness Affects the Convective Boundary Layer Using Large-Eddy Simulations. *Journal of The Atmospheric Sciences*, 55, 2666 – 2689.
- Bárbaro, E. W., 2010: Investigação da Camada Limite Planetária noturna na Região Metropolitana de São Paulo utilizando o modelo LES. *Dissertação de Mestrado*. Departamento de Ciências Atmosféricas, IAG-USP, SP, Brasil, 79 pp.
- Bárbaro, E., Oliveira, A. P., e Soares, J., 2009: Validation of a statistic algorithm applied to LES model - part i: First and second order statistics. *Revista Ciência e Natura - Micrometeorologia*, Especial: 233-236.
- Basu, S., Holstag, A. M., van de Wiel, J. H., Moene, A. F., Steenveld, G. J., 2008. An inconvenient “truth” about using sensible heat flux as a surface boundary condition in models under stably stratified regimes. *Acta Geophysica*, pages DOI: 10.2478/s11600-007-0038-y.

- Beare, R. J., Macvean, M. K., Holtslag, A. A. M., Cuxart, J., Esau, I., Golaz, J. C., Jimenez, M., Khairoutdinov, M., Kosovic, B., Lewellen, D., Lund, T. S., Lundquist, J. K., McCabe, A., Moene, A. F., Noh, Y., Raasch, S., Sullivan, P., 2006: An intercomparison of large-eddy simulations of the stable boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.* 118, 247 – 272.
- Blackadar, A. K., 1957: Boundary layer wind maxima and their significance for the growth of nocturnal inversions. *Bulletin of American Meteorological Society*, 38, 283 – 290.
- Brysse, K., Oreskes, N., O'Reilly, J., Oppenheimer, M., 2013: Climate change prediction: Erring on the side of least drama?, *Global Environmental Change*, 23, 327 – 337.
- Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., Bradley, E. F., 1971: Flux profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, 28, 181 – 189.
- Codato, G., 2008: Simulação numérica da evolução diurna do monóxido de carbono na Camada Limite Planetária sobre a RMSP com modelo LES. *Dissertação de Mestrado*. Departamento de Ciências Atmosféricas, IAG-USP, SP, Brasil, 94 pp.
- Codato, G., Oliveira, A.P., Marques Filho, E.P., and Rizza, U., 2007: Large eddy simulation of carbon monoxide in the city of São Paulo. *Proceedings of the 11th International Conference on Harmonization within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes*, 2-5 July, Cambridge, UK, Vol. 2, pp. 358-362.
- Codato, G., Oliveira, A.P., Soares, J., Escobedo, J.F., Gomes, E.N., and Pai, A.D., 2008a: Global and diffuse solar irradiances in urban and rural areas in southeast of Brazil. *Theoretical and Applied Climatology*, 93 (1-2), 57-73.
- Codato, G., Oliveira, A.P., Soares, J., Marques Filho, E.P., and Rizza, U., 2008b: Investigation of carbon monoxide in the city of São Paulo using large eddy simulation. *Proceedings of 15th Joint Conference on the Applications of Air Pollution Meteorology with the A&WMA, 88th Annual Meeting*, 20-24 January 2008, New Orleans, LA (CDROM).

- Deardorff, J. W., 1970a: A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 41, 453 – 480.
- Deardorff, J. W., 1970b: A three-dimensional numerical investigation of the idealized Planetary Boundary Layer. *Geophys. Fluid Dyn.*, 1, 377 – 410.
- Deardorff, J. W., 1972: Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 29, 91 – 115.
- Deardorff, J. W., 1980: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorology*, 7, 199 – 226.
- De Bruin, H. A. R., Holtslag, A. A. M., 1982: A simple parameterization of the surface fluxes of sensible and latent heat during daytime compared with the Penman-Monteith concept. *Journal of Applied Meteorology*, 21, 11, 1610 – 1621.
- Doran, P. T., Zimmerman, M. K., 2012: Examining the Scientific Consensus on Climate Change, *Eos, Transactions, American Geophysical Union*, 90, 3, 22 – 23.
- Dutton, J. A., Fitchl, G. H., 1969: Approximate equations of motion for gases and liquids. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 26, 241 – 254.
- Emplasa: Região Metropolitana de São Paulo. Disponível em: <http://www.emplasa.sp.gov.br/emplasa/indicadores/gsp.asp>. Acessado em 29 de Março de 2013 às 16:20.
- Estadão, 2008: A primeira macrometrópole do hemisfério sul. Disponível em: http://www.estadao.com.br/megacidades/sp_mancha.shtm. Acessado em 29 de Março de 2013 às 16:21.
- Ferreira, M. J., Oliveira, A. P., Soares, J., Codato, G., Bárbaro, E. W., Escobedo, J. F., 2011: Radiation balance at the surface in the City of São Paulo, Brazil: diurnal and seasonal variations. *Theoretical and applied climatology*. DOI: 110.1007/s00704-011-0480-2.

- Garratt, J. R., Hess, G. D., Physick, W. L., Bougeault, P., 1996: The Atmospheric Boundary Layer – Advances in knowledge and application. *Boundary-Layer Meteorology*, 78, 9 – 37.
- Goodridge, J. D., 1992: Urban bias influences on long-term California air temperature trends. *Atmos. Environ.*, 26B, 1 – 7.
- Grimmond, C. S. B., Oke, T. R., 1999. Aerodynamic Properties of Urban Areas Derived from Analysis of Surface Form. *Journal of Applied Meteorology*. 38, 1262 – 1292.
- Grimmond, C. S. B., Blackett, M., Best, M. J., Barlow, J., Baik, J. J., Belcher, S. E., Bohnenstengel, S. I., ..., 2010: The international urban energy balance models comparison project: first results from phase 1. *Journal of applied meteorology and climatology*. 49, 6, 1268 –1292.
- Holt, T., & Raman, S., 1988: A review and comparative evaluation of multilevel boundary layer parameterizations for first-order and turbulent kinetic energy closure schemes. *Reviews of geophysics*, 26, 4, 761 – 780.
- Hughes, W. E., Balling, R. C., 1996: Urban influences on South Africa temperature trends. *Int. J. Climatol.*, 16, 935 – 940.
- Imamura, I. R., 1991: Observational Studies of Urban Heat Island Characteristics in Different Climate Zones, *Ph. D. Dissertation*, Inst. Of Geoscience, University of Tsukuba, Japan, 156 pp.
- INMET, 06/2012: Boletim Agrocilmatológico Mensal: Junho – 2012. Disponível em: http://www.inmet.gov.br/portal/arq/upload/BOLETIM-AGRO_MENSAL_201206.pdf. Acessado em 29 de Março de 2013 às 16:43.

- INMET, 08/2012: Boletim Agrocilmatológico Mensal: Agosto – 2012. *Disponível em:* http://www.inmet.gov.br/portal/arq/upload/BOLETIM-AGRO_MENSAL_201208.pdf. Acessado em 29 de Março de 2013 às 16:44.
- IPCC, 2007: Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Working Group I Contribution to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. *Disponível em:* http://www.ipcc.ch/pdf/assessment-report/ar4/wg1/ar4_wg1_full_report.pdf. Acessado em 29 de Março de 2013 às 15:41.
- Ishihara, T., Kaneda, Y., Yokokawa, M., Itakura, K., Uno, A., 2007: Small-scale statistics in high-resolution direct numerical simulation of turbulence: Reynolds number dependence of one-point velocity gradient statistics. *Jour. Fluid. Mech.*, 592, 335 – 366.
- Ishihara, T., Gotoh, T., Kaneda, Y., 2009: Study of high-Reynolds number isotropic turbulence by Direct Numerical Simulation. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 41, 165 – 180.
- Jauregui, E., Godínez, L., Cruz, F., 1992: Aspects of heat island development in Guadalajara, Mexico. *Atmospheric Environment*, 26B, 391 – 396.
- Kalnay, E., Cai, M., 2003: Impact of urbanization and land-use change on climate, *Nature*, 423, 528 – 531.
- Karl, T. R., Diaz, H. F., Kukla, G., 1988: Urbanization: Its detection and effect in the United States climate record. *J. Climate.*, 1, 1099 – 1123.
- Kolmogorov, A. N., 1941: The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Doklady ANSSSR*, 30, 301 – 305.
- LABMICRO, 2012: IAG/USP Platform real-time data and images. *Disponível em:* <http://www.iag.usp.br/meteo/labmicro/Data/Graficos/SP/data.html>. Acessado em 29 de Março de 2013 às 16:41.

- Landulfo, E., Lopes, F. J. S., Mariano, G. L., Torres, A. S., Jesus, W. C., Nakaema, W. M., Jorge, M. P. P. M., e Mariani, R., 2010. Study of the properties of aerosols and the air quality index using a backscatter lidar system and aeronet sunphotometer in the city of São Paulo, Brazil. *Journal of Air and Waste Manage Assoc.*, 60, 386 – 392.
- Leonard, A., 1974: Energy cascade in Large-Eddy Simulations of turbulent fluid flows. *Advances in Geophysics*, 18, 237 – 248.
- Lilly, D. K., 1967: The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. *Proceedings of the IBM Scientific Computing Symposium on Environmental Sciences*, IBM Form no. 320 – 1951, 195 – 210.
- Little, C. G., 1969: Acoustic methods for the remote probing of the lower atmosphere. *Proc. IEEE*, 57, 571 – 578.
- Lombardo, M. A., 1984: A ilha de calor da Metrópole Paulistana. *Tese de Doutorado*. Dept. Geografia, Universidade de São Paulo, 270 pp.
- Lu, H., Rutland, C. J., Smith, L. M., 2007: A priori tests of one-equation LES modeling of rotating turbulence. *Journal of Turbulence*, 8, 37.
- Marques Filho, E. P., 2004: Investigação da Camada Limite Planetária Convectiva com modelo LES aplicado à dispersão de poluentes. *Tese de Doutorado*. Departamento de Ciências Atmosféricas, IAG-USP, SP, Brasil, 128 pp.
- Marques Filho, E. P., Oliveira, A. P., 2005: Simulação numérica do transporte de poluentes na Camada Limite Atmosférica. Em: *Observar e pensar, antes de modelar*. Sociedade Brasileira de Matemática Aplicada, São Carlos, São Paulo, 19, 15 – 44.
- Marques Filho, E. P., Oliveira, A. P., Karam, H. A., Rizza, U., 2003: Simulação numérica do transporte de um poluente inerte e passivo na CLP convectiva através de um modelo LES. *Revista Ciência e Natura*, 1, 83 – 96.

-
- Marques Filho, E. P., Oliveira, A. P., Karam, H. A., Rizza, U., 2006: Pollutant transport in a convective Boundary Layer with LES. *Revista Brasileira de Geofísica*, 24 (4), 547 – 557.
- McAllister, L. G., Pollard, J. R., Mahoney, A. R., Shaw, P. J. R., 1969: Acoustic sounding: a new approach to the study of atmospheric structure. *Proc. IEEE*, 57, 579 – 587.
- Mesinger, F., Arakawa, A., 1892. Numerical methods used in atmospheric models. *Garp Publications Series*.
- Moeng, C-H., 1984: A Large-Eddy Simulation model for the study of Planetary Boundary-Layer turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 41, 2052 – 2062.
- Moeng, C-H., Dudhia, J., Klemp, J., Sullivan, P., 2007: Examining Two-Way Grid Nesting for Large Eddy Simulation of the PBL Using the WRF Model. *American Meteorological Society*, 135, 2295 – 2311.
- Moeng, C-H., Sullivan, P., 1994: A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 51 – 7, 999 – 1022.
- Moin, P., Mahesh, K., 1998: Direct Numerical Simulation: a tool in turbulence research. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 30, 539 – 578.
- Monteiro, C. A. F., 1986: Some Aspects of the urban Climates of Tropical South America: The Brazilian contribution. Em: *Urban Climatology and its Applications with Special Regard to Tropical Areas*, Oke, T. R., Ed. WMO, No. 652, *World Meteorological Organization*, Geneva, 166 – 198.
- Nakayama, H., Takemi, T., and Nagai, H., 2011. LES Analysis of the Aerodynamic Surface Properties for Turbulent Flows over Building Arrays with Various Geometries. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, 50, 1692 – 1712.
- Oke, T. R., 1995: The heat island of the urban boundary layer: characteristics, causes and effects. *Kluwer Academic*.

-
- Oliveira, A., Bornstein, R. D., Soares, J., 2003: Annual and Diurnal Wind Patterns In The City of São Paulo. *Water, Air and Soil Pollution – FOCUS*, 3, 3 – 15.
- Oliveira, A. P., Soares, J., Karam, H. A., Pereira, M. M. R., Marques Filho, E. P., 2004: Numerical modeling of the Planetary Boundary Layer. *Revista Brasileira de Engenharia Térmica*, 5, 74 – 83.
- Orszag, S. A., Patterson Jr., G. S., 1972: Numerical simulation of three-dimensional homogeneous isotropic turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 28, 76 – 79.
- Panofsky, J. A., Dutton, J. A., 1984: Atmospheric Turbulence – Models and Methods for Engineering Applications. *Editora Wiley-Interscience*, Nova Iorque, 397 pp.
- Piomelli, U., Scotti, A., Blaras, E., 2001: Large-Eddy Simulation of Turbulent Flows, from Desktop to Supercomputer: Invited Talk. Em *Vector and Parallel Processing – VECPAR 2000*. Springer Berlin Heidenberg, 2001, 551 – 577.
- Puhales, F., 2008: Estudo do ciclo diário da camada limite planetária através da simulação dos grandes turbilhões. *Dissertação de Mestrado*, UFSM.
- Rabelo, F., 2013: Estudo observacional dos fluxos turbulentos de calor sensível e latente na superfície da Região Metropolitana de São Paulo. *Dissertação de Mestrado*. Departamento de Ciências Atmosféricas, IAG-USP, SP, Brasil.
- Ren, G., Zhou, Y., Chu, Z., Zhou, J., Zhang, A., Guo, J., Liu, X., 2008: Urbanization Effects on Observed Surface Air Temperature Trends in North China. *Journal of Climate*, 21, 1333 – 1348.
- Rizza, U., Mangia, C. Miglietta, M., Moscatello, A., Carvalho, J., Degrazia, G., Puhales, F., e Marques-Filho, E., 2007: LES modeling of a diurnal cycle. In *Proceedings of V Workshop Brasileiro de Micrometeorologia*, pages 337-340.

- Saiki, E. M., Moeng, C-H., Sullivan, P. P., 2000: Large-Eddy Simulation of the stably stratified planetary boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, 95:1–30.
- Schumman, U., 1975: Subgrid Scale modelo for Finite Difference Simulations of Turbulent Flows in Plane Channels and Annuli, *J. Comp. Phys.*, 18, 376 – 404.
- Smagorinsky, J., 1963: General circulation experiments with primitive equations: I – The basic experiment. *Mon. Weather Review*, 91, 99 – 164.
- Sorbjan, Z., 1986: On Similarity in the Atmospheric Boundary-Layer. *Boundary-Layer Meteorology*, 34, 337 – 397.
- Stull, R. B., 1988: An introduction to boundary layer meteorology, volume 79. *Springer Press*.
- Sullivan, P., McWilliams, J. C., Moeng, C-H., 1994: A subgrid-scale model for Large-Eddy Simulation of Planetary Boundary-Layer flows. *Boundary-Layer Meteorology*, 71, 247 – 276.
- Taylor, G. I., 1935: Statistical theory of turbulence. *Proc. R. Soc.* , A151, 421 – 478.
- Tundisi, J. G., 2003: Ciclo Hidrológico e Gerenciamento Integrado. *Cienc. Cult.*, 55, 4, ISSN 0009-2725.
- UN, 2009: World urbanization prospects: The 2007 Revision Population Database. Disponível em: <http://esa.un.org/unup/>. Acessado em 29 de Março de 2013 às 15:47.
- Valença, R. L., Oliveira, A. P., 2011: Numerical investigation of the PBL moisture content in the city of São Paulo using LES. *Revista Ciência e Natura*, Ed. Complementar – Micrometeorologia.
- Wallace, J. M., Hobbs, P. V., 2006: *Atmospheric Science: an introductory survey*. 2nd. ed., Academic Press, 483 pp.

-
- Wieringa, J., 1992. Updating the Davenport roughness classification. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 41 – 44, 357 – 368.
- Wyngaard, J. C., 2010: Turbulence in the Atmosphere. *Cambridge University Press*, Nova Iorque, 393 pp.
- Xie, Z., Castro, I. P., 2006: LES and RANS for turbulent flow over arrays of wall-mounted obstacles. *Flow Turbulence Combust.*, 76, 291 – 312.
- Xie, Z-T., Castro, I. P., 2009: Large-Eddy Simulation for flow and dispersion in urban streets. *Atmospheric Environment*, 43, 2173 – 2185.
- Zhang, Y., Klein, S., 2010: Mechanisms Affecting the Transition from Shallow to Deep Convection over Land: Inferences from Observations of the Diurnal Cycle Collected at the ARM Southern Great Plains Site. *American Meteorological Society*, 67, 2943 – 2959.

Apêndices

A1. Comparação de dados observacionais para os meses de junho e agosto de 2012

Segundo os boletins agroclimatológicos do INMET para junho e agosto (INMET, 06/2012, 08/2012), o inverno de 2012 na RMSP foi marcado por meses extremos: enquanto junho bateu o recorde de precipitação para o mês desde 1961, tendo registrado 233,7 mm de chuva, agosto de 2012 foi o mês de agosto mais seco desde 2007, registrando apenas 0,3 mm de chuva no mês inteiro. A presença de nebulosidade pode ser verificada pelas evoluções diurnas das componentes global e difusa da radiação de onda curta (Figura A1). Em junho, 18 dias tiveram predominância de radiação difusa durante o dia, enquanto em agosto, 25 dias tiveram predominância de radiação direta. Por ter sido um mês mais nebuloso e com maior atuação de frentes frias, o mês de junho registrou temperaturas mais baixas em superfície (Figura A2).

Os perfis médios interpolados de temperatura potencial e umidade específica (Figuras A3 e A4) mostram que o perfil médio de temperatura potencial não é muito diferente na atmosfera livre, mas, devido a um maior resfriamento radiativo durante à noite, agosto tem uma CLP mais fria às 9:00 HL. Durante o dia, contudo, o aquecimento da superfície faz com que agosto tenha uma CLR mais quente observada às 21:00 HL. Os perfis de umidade específica mostram que junho de fato teve uma atmosfera mais úmida ao longo dos primeiros 2 km de altitude, tanto às 9:00 HL como às 21:00 HL.

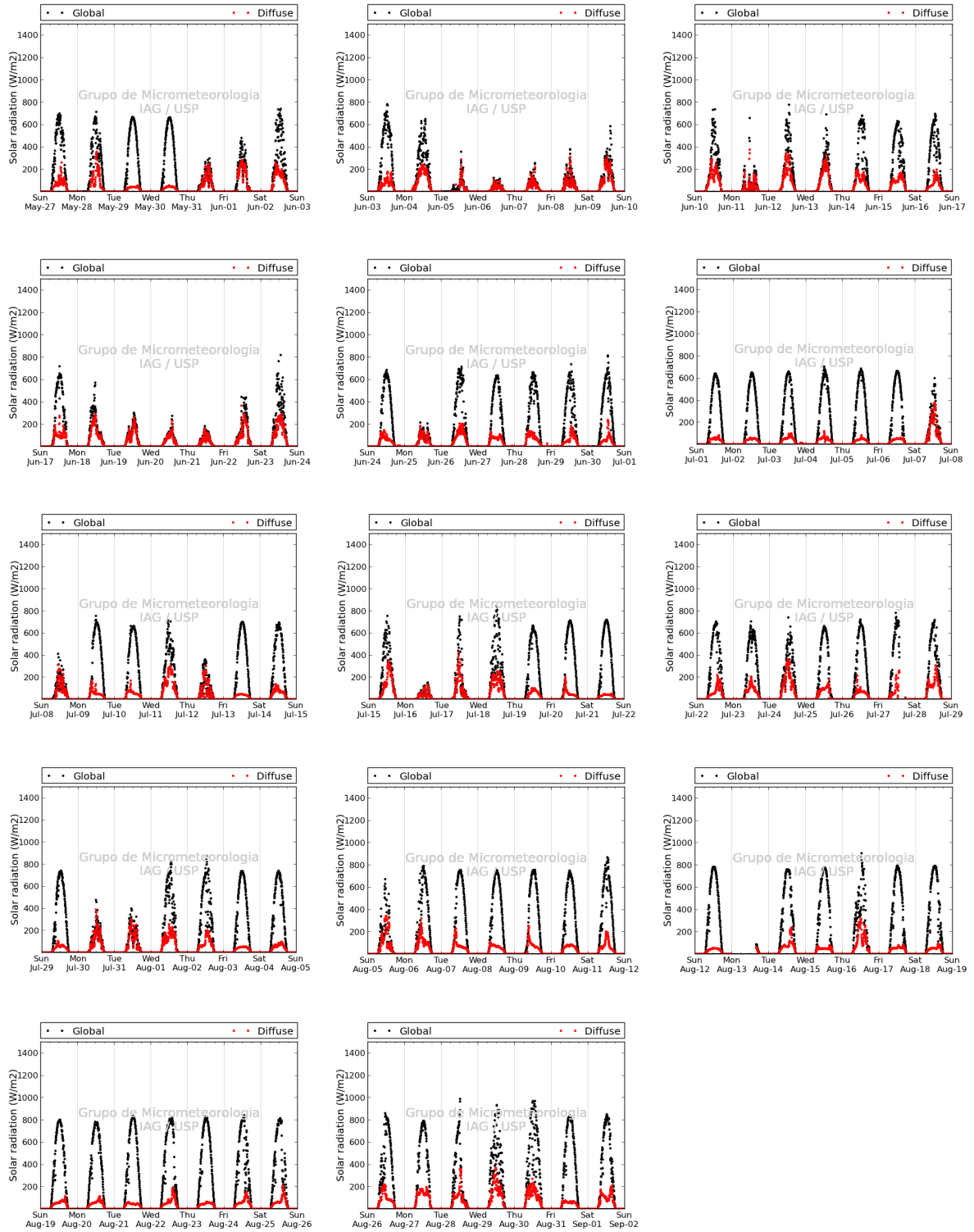


Figura A1: Evolução diurna das componentes global (pontos pretos) e difusa (pontos vermelhos) da radiação de onda curta durante os meses de junho, julho e agosto de 2012 na PM-IAG. Fonte: LABMICRO (2012).

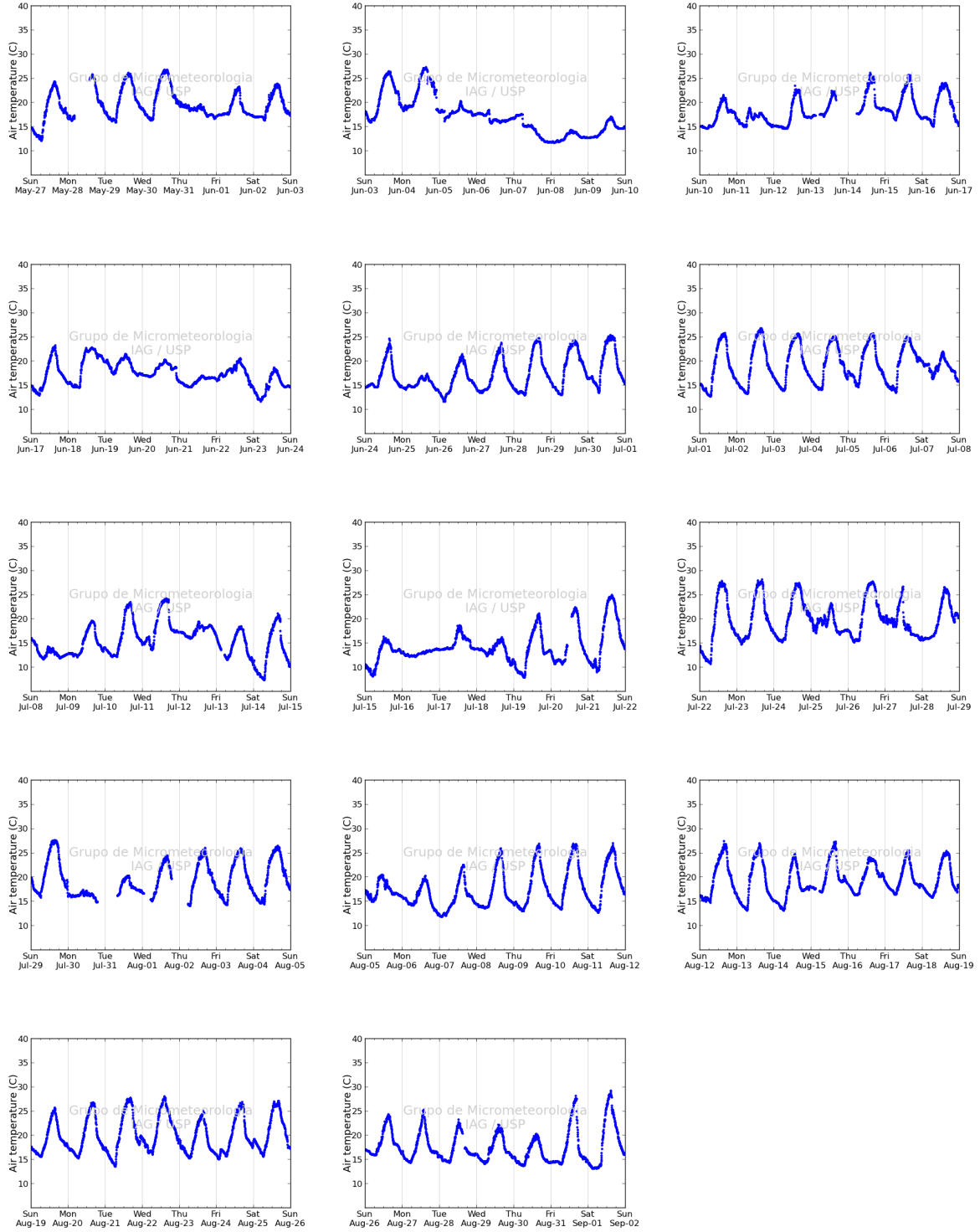


Figura A2: Evolução diurna da temperatura em superfície durante os meses de junho, julho e agosto de 2012 na PM-IAG. Fonte: LABMICRO (2012).

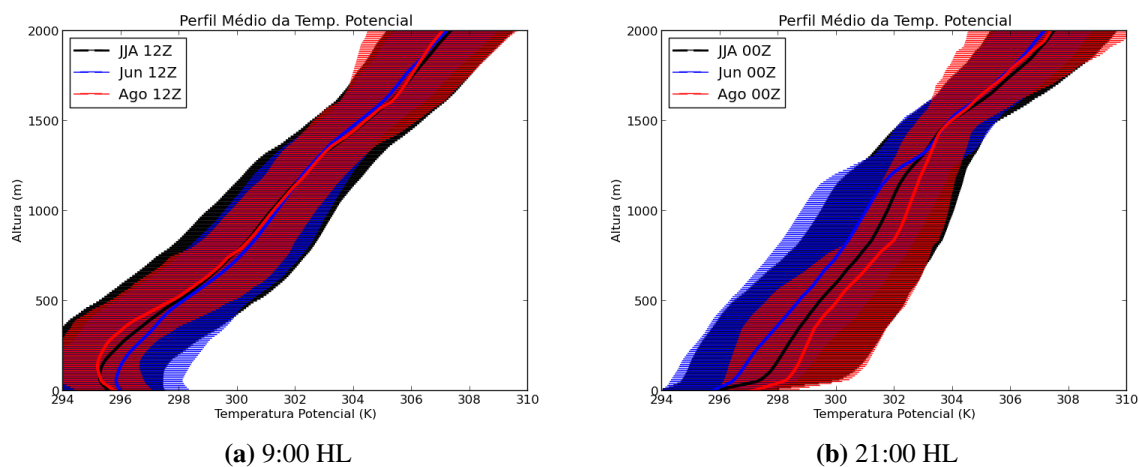


Figura A3: Perfis médios interpolados de temperatura potencial das radiossondagens lançadas no MAE às 12:00 GMT e 00:00 GMT, para os meses de junho/2012 (Jun), agosto/2012 (Ago) e toda a estação seca: junho, julho e agosto de 2012 (JJA).

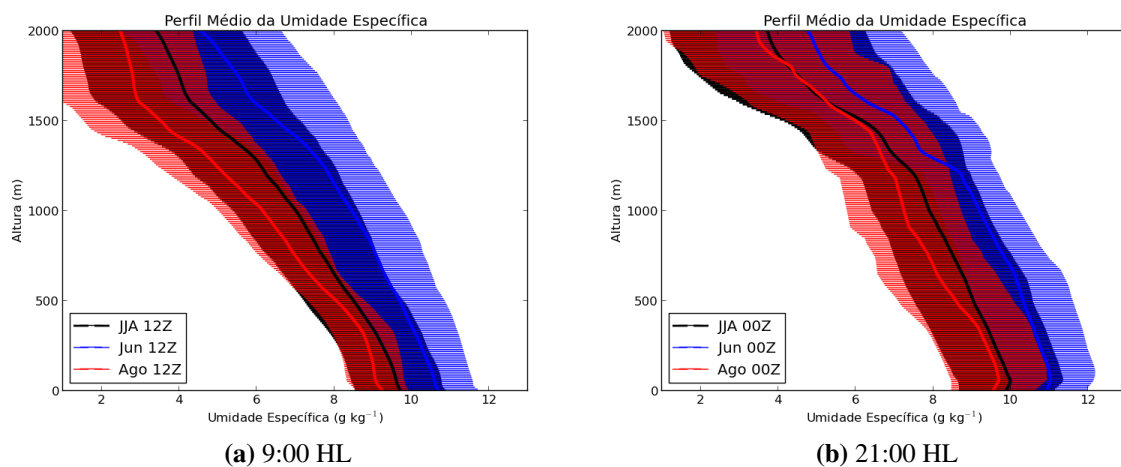


Figura A4: Perfis médios interpolados de umidade específica das radiossondagens lançadas no MAE às 12:00 GMT e 00:00 GMT, para os meses de junho/2012 (Jun), agosto/2012 (Ago) e toda a estação seca: junho, julho e agosto de 2012 (JJA).

Os hodógrafos do vento médio de junho e agosto (Figura A5) e o perfil vertical da direção do vento médio (Figura A6) mostram que agosto teve ventos de SE mais intensos em superfície. Junho teve uma forte componente de S-SE nos primeiros 500 m de altitude, provavelmente relacionada a circulações pós-frontais. Os ventos mais intensos com componentes E-SE em superfície no mês de agosto podem ser justificados por uma intensificação da brisa marítima neste mês. Durante grande parte do mês de agosto, um

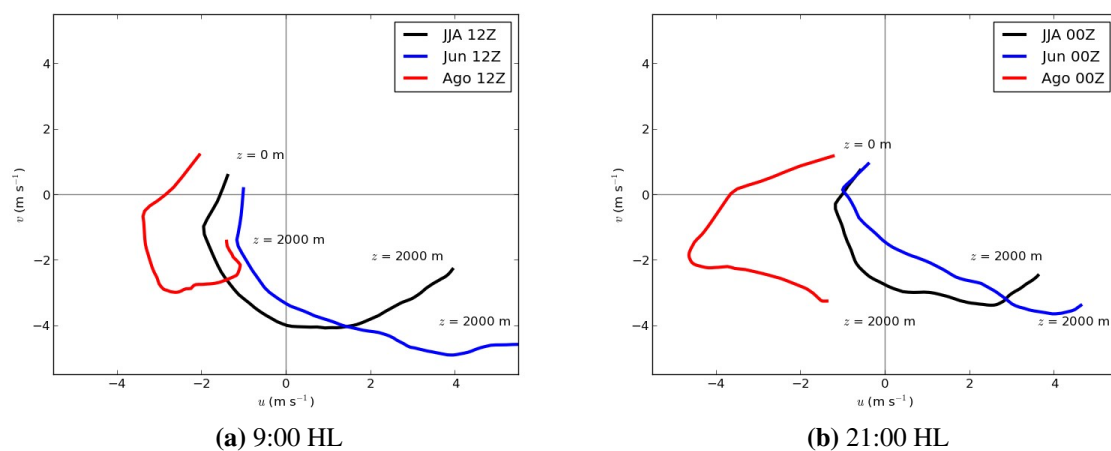


Figura A5: Hodógrafos dos perfis médios interpolados de vento das radiossondagens lançadas no MAE às 12:00 GMT e 00:00 GMT, para os meses de junho/2012 (Jun), agosto/2012 (Ago) e toda a estação seca: junho, julho e agosto de 2012 (JJA).

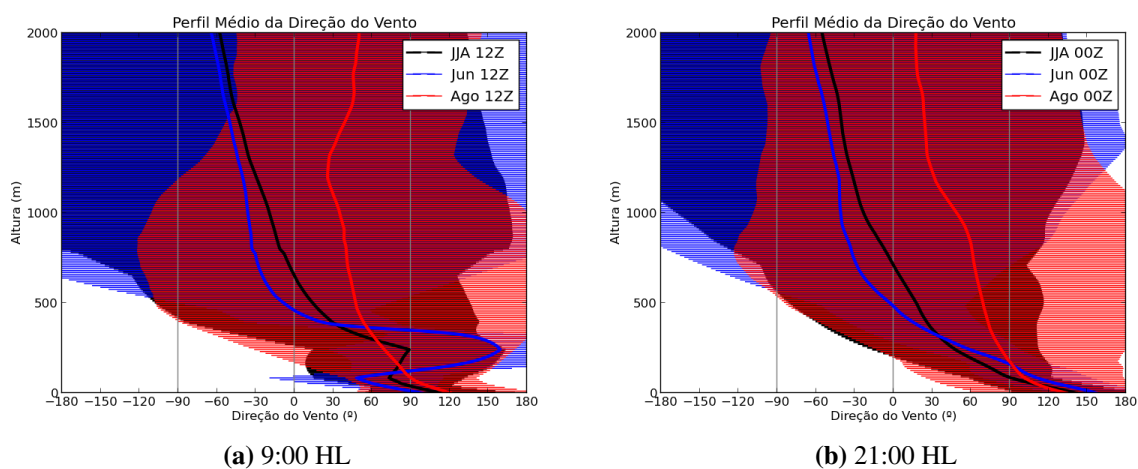


Figura A6: Perfis médios interpolados da direção do vento das radiossondagens lançadas no MAE às 12:00 GMT e 00:00 GMT, para os meses de junho/2012 (Jun), agosto/2012 (Ago) e toda a estação seca: junho, julho e agosto de 2012 (JJA).

sistema de alta pressão permaneceu no litoral paulista, configurando um bloqueio atmosférico. Este bloqueio, responsável pelo período de seca observado, fez com que o continente se aquecesse mais. O gradiente de temperatura entre o litoral e o oceano, que é mais inerte termicamente, foi então responsável por uma brisa marítima mais intensa em agosto, o que explica os valores de u_* observados na Figura 3.8a. Durante o período estável, u_* observado em agosto foi mais intenso que o observado em junho e mais intenso que o modelado pelos

experimentos com modelo LES.

A2. Estatística da altura da CLR na estação seca de 2012 da RMSP

Os dados de radiossondagens lançadas às 21:00 HL no MAE permitem visualizar, em dias nos quais a CLP se desenvolveu ao longo do período convectivo, a altura da CLR. A altura dessa camada é um indicativo do máximo desenvolvimento vertical da CLP ao longo do dia. Entre junho e agosto de 2012, houveram 43 dias nos quais a CLR pode ser visualizada nos dados de radiossondagem. Os perfis verticais de temperatura potencial e umidade específica desses dias podem ser vistos na Figura A8.

Aferindo as alturas da CLR observadas na Figura A8, uma estatística simples da altura da CLR durante a estação seca da RMSP em 2012 foi realizada (Figura A7). Dos 43 dias que apresentam CLR aparente nas radiossondagens, 7 ocorrem em junho, 18 em julho e 18 em agosto. Desses, 22 apresentam CLR com altura entre 1500 e 2000 m, 13 entre 2000 m e 3500 m e 8 entre 500 e 1500 m.

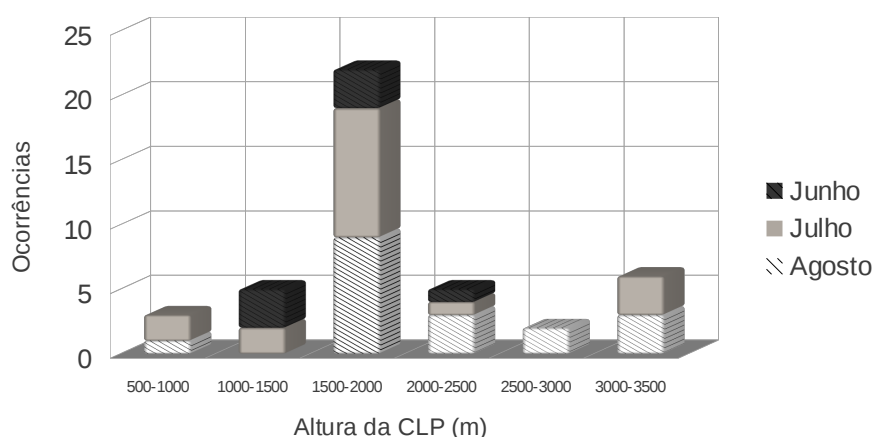
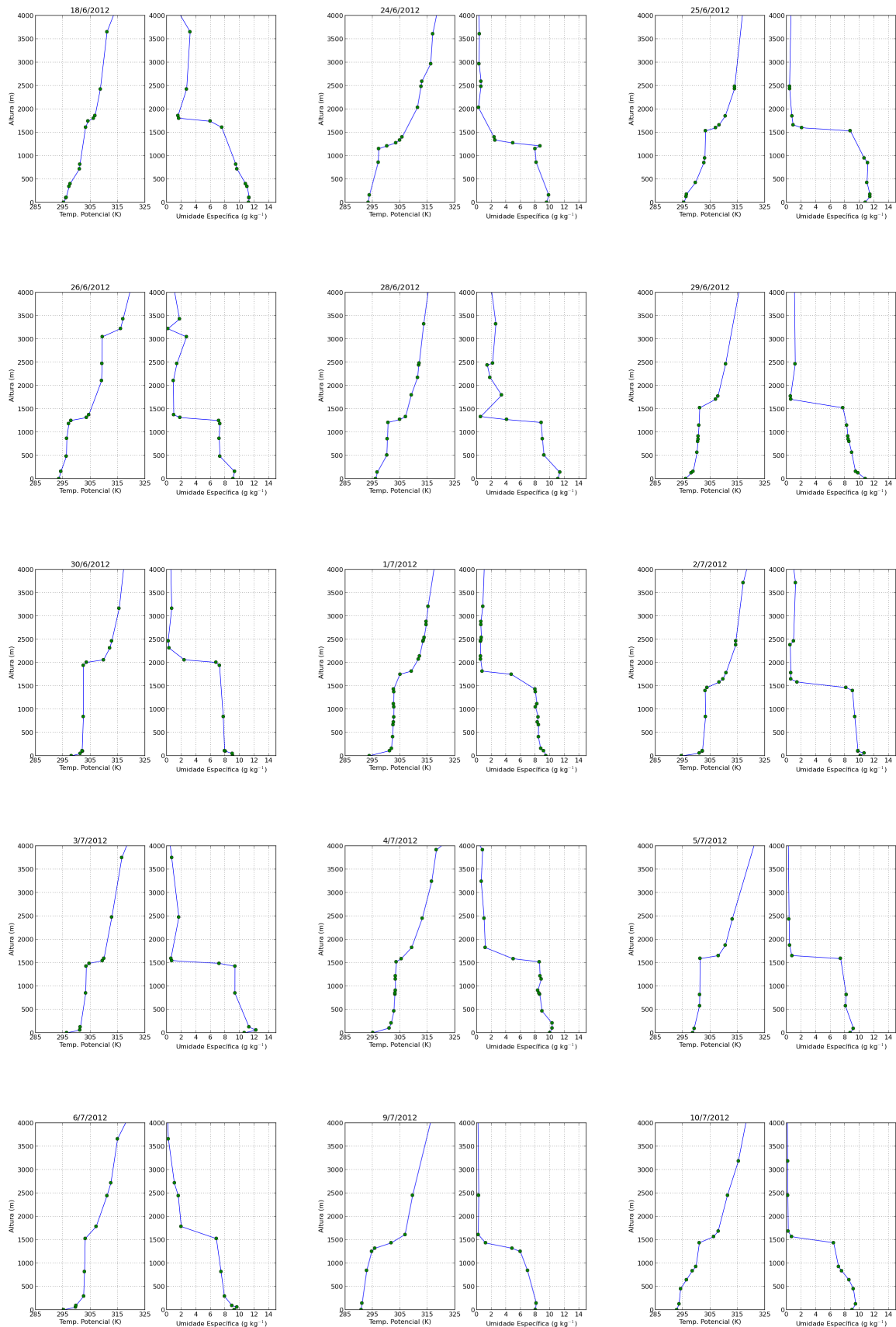
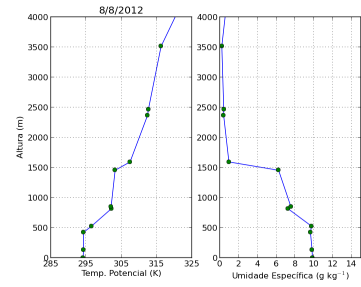
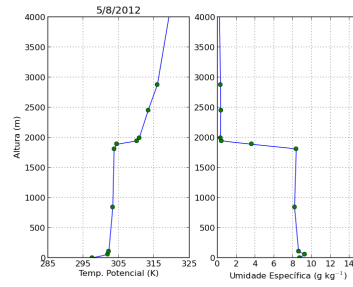
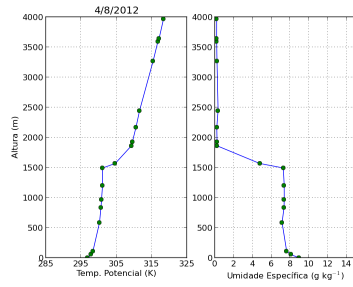
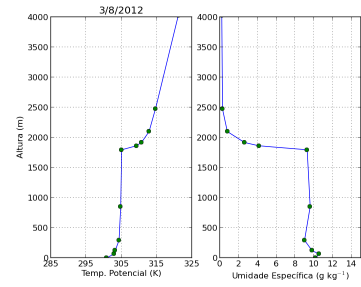
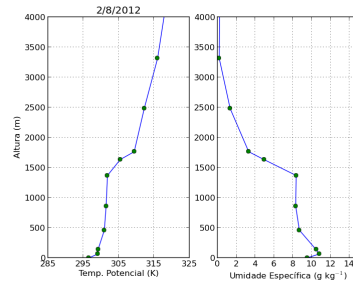
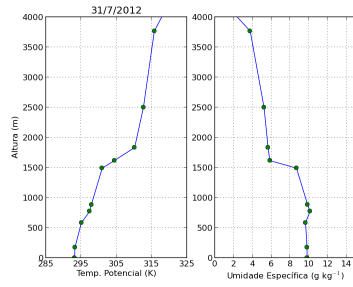
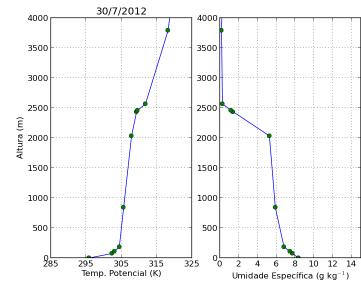
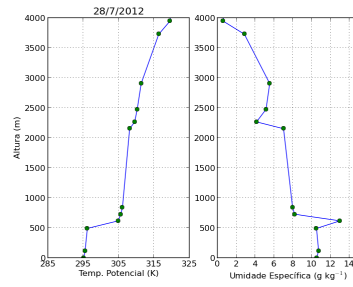
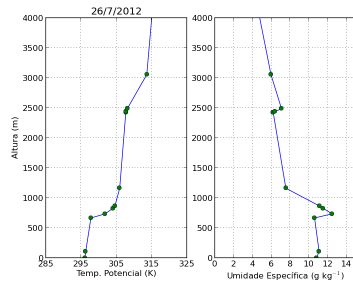
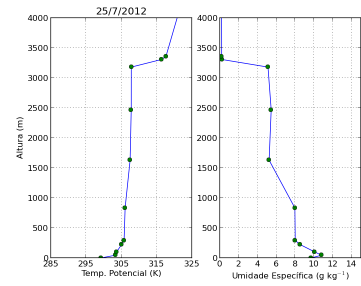
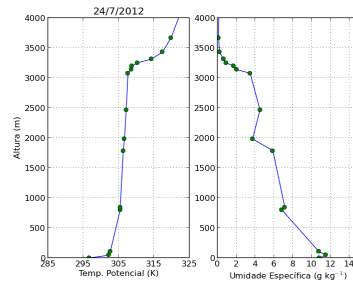
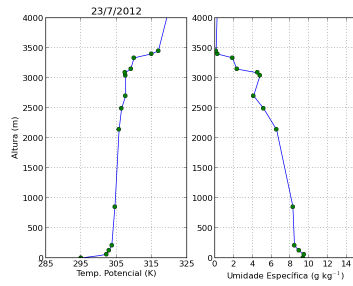
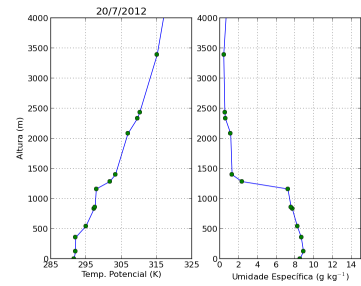
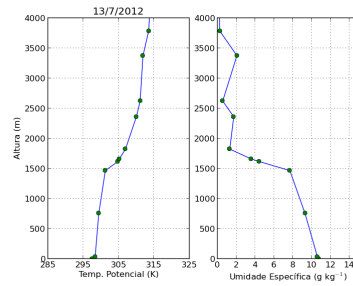
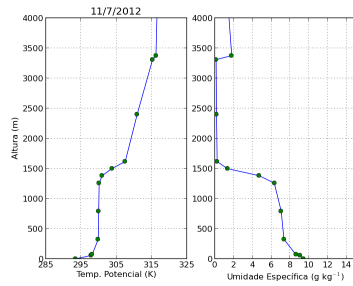


Figura A7: Estatística da altura da CLR durante os meses de junho, julho e agosto de 2012.





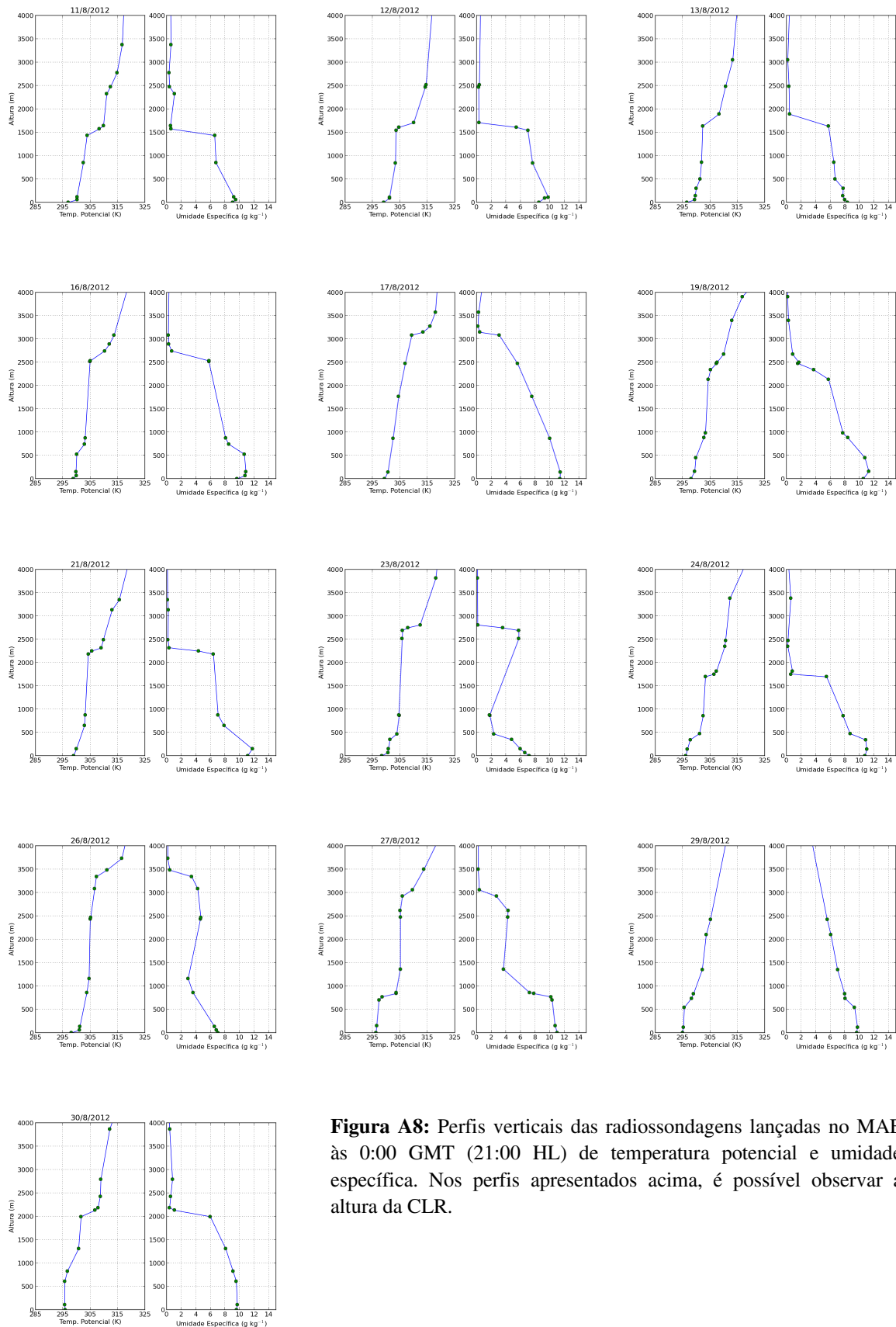


Figura A8: Perfis verticais das radiossondagens lançadas no MAE às 0:00 GMT (21:00 HL) de temperatura potencial e umidade específica. Nos perfis apresentados acima, é possível observar a altura da CLR.