

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA  
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM METEOROLOGIA**

**IMPLEMENTAÇÃO DE UM MODELO DE COLUNA  
SIMPLES PARA A CAMADA LIMITE ESTÁVEL  
UTILIZANDO DIFERENTES FORMULAÇÕES DE  
TURBULÊNCIA**

**DISSERTAÇÃO DE MESTRADO**

**Moacir Schmengler**

**Santa Maria, RS, Brasil**

**2012**

**PPGMET/UFSM, RS**

**SCHMENGLE, Moacir**

**Mestre**

**2012**

**IMPLEMENTAÇÃO DE UM MODELO DE COLUNA  
SIMPLES PARA A CAMADA LIMITE ESTÁVEL  
UTILIZANDO DIFERENTES FORMULAÇÕES DE  
TURBULÊNCIA**

**Moacir Schmengler**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Meteorologia, Área de Concentração em Micrometeorologia, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Mestre em Meteorologia.**

**Orientador: Prof. Otávio Costa Acevedo**

**Santa Maria, RS, Brasil**

**2012**

Ficha catalográfica elaborada através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Central da UFSM, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Schmengler, Moacir

Implementação de um Modelo de Coluna Simples Para a Camada Limite Estável Utilizando Diferentes Formulações de Turbulência / Moacir Schmengler.-2012.

98 p.; 30cm

Orientador: Otávio Costa Acevedo

Coorientador: Felipe Denardin Costa

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de Pós-Graduação em Meteorologia, RS, 2012

1. Modelo de Coluna Simples 2. Camada Limite Estável  
3. Formulações de Turbulência 4. Balanço de Energia em Superfície I. Acevedo, Otávio Costa II. Costa, Felipe Denardin III. Título.

---

©2012

Todos os direitos autorais reservados a Moacir Schmengler. A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita mediante a citação da fonte.

End. Eletr.: mschmengler@gmail.com

---

**Universidade Federal de Santa Maria  
Centro de Ciências Naturais e Exatas  
Programa de Pós-Graduação em Meteorologia**

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,  
aprova a Dissertação de Mestrado

**IMPLEMENTAÇÃO DE UM MODELO DE COLUNA SIMPLES PARA A  
CAMADA LIMITE ESTÁVEL UTILIZANDO DIFERENTES  
FORMULAÇÕES DE TURBULÊNCIA**

elaborada por  
**Moacir Schmengler**

como requisito parcial para obtenção do grau de  
**Mestre em Meteorologia**

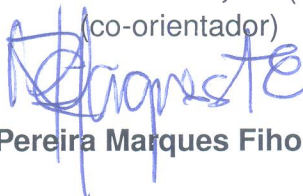
**COMISSÃO EXAMINADORA:**



**Otávio Costa Acevedo, Dr.**  
(Presidente/orientador)



**Felipe Denardin Costa, Dr. (UNIPAMPA)**  
(co-orientador)



**Edson Pereira Marques Fiho, Dr. (UFRJ)**



**Everson Dal Piva, Dr. (UFSM)**

Santa Maria, 01 de outubro de 2012.

**Universidade Federal de Santa Maria  
Centro de Ciências Naturais e Exatas  
Programa de Pós-Graduação em Meteorologia**

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,  
aprova a Dissertação de Mestrado

**IMPLEMENTAÇÃO DE UM MODELO DE COLUNA SIMPLES PARA A  
CAMADA LIMITE ESTÁVEL UTILIZANDO DIFERENTES  
FORMULAÇÕES DE TURBULÊNCIA**

elaborada por  
**Moacir Schmengler**

como requisito parcial para obtenção do grau de  
**Mestre em Meteorologia**

**COMISSÃO EXAMINADORA:**

**Otávio Costa Acevedo, Dr.**  
(Presidente/orientador)

**Felipe Denardin Costa, Dr. (UNIPAMPA)**  
(co-orientador)

**Edson Pereira Marques Fiho, Dr. (UFRJ)**

**Everson Dal Piva, Dr. (UFESM)**

Santa Maria, 01 de outubro de 2012.

*Se queremos progredir, não devemos repetir a história, mas fazer uma história nova.*

*(Mahatma Gandhi)*

À minha família e amigos.



## **AGRADECIMENTOS**

Primeiramente quero agradecer à minha família, principalmente aos meus pais Delci Ivo Schmengler e Marli Elvia Wachholz Schmengler, que sempre me incentivaram aos estudos e na realização dos meus sonhos, e que me forneceram total suporte durante toda minha vida, estando sempre ao meu lado quando mais precisei.

Ao professor Otávio Costa Acevedo por ter aceito me orientar, por ter acreditado no meu potencial, por ter me encaminhado a seguir uma linha de pesquisa que gostei e que me identifiquei muito, e pela dedicação e ajuda na realização deste trabalho.

Ao professor Felipe Denardin Costa não somente por ter me coorientado, por ter perdido várias horas de sono me ajudando e por ter estado sempre à disposição quando mais precisei. Mas, principalmente por ter sido um grande amigo e mentor, tanto academicamente como socialmente, fazendo com que eu evoluísse e amadurecesse, extraindo o meu potencial na busca de me tornar um cientista e de ser uma pessoa melhor em todos os sentidos da vida.

Aos professores do curso de Pós-Graduação em Meteorologia e aos professores em geral de toda a minha vida acadêmica, pelo conhecimento adquirido.

Aos meus amigos e colegas de apartamento Ernesto, Flávio e Jonas pelas diversas vezes que também me ajudaram e me incentivaram, pelos almoços/jantãs e pelos inúmeros eventos e atividades realizadas.

Aos meus colegas e amigos de UFSM, pela ajuda, pelos papos filosóficos, pelas conversas de bar, pelas festas, pelos churrascos, pelos jogos de futebol, pelas risadas, enfim por todos grandes momentos que guardarei pelo resto da minha vida.

Aos meus antigos colegas do curso de Matemática que continuam e serão sempre grandes amigos.

Aos meus amigos e ex-vizinhos de Paraíso do Sul que me acompanham desde a infância e que sei que estarão sempre torcendo por mim, não importa onde eu estiver.

Ao Programa de Pós-Graduação em Meteorologia da UFSM pela oportunidade de estudo e à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior/Programa de Reestruturação e Interiorização das Universidades Federais (CAPES/REUNI) pelo suporte financeiro.

E, de maneira geral, a todos que de uma maneira ou de outra colaboraram na realização deste trabalho.

## RESUMO

Dissertação de Mestrado  
Programa de Pós-Graduação em Meteorologia  
Universidade Federal de Santa Maria

### **IMPLEMENTAÇÃO DE UM MODELO DE COLUNA SIMPLES PARA A CAMADA LIMITE ESTÁVEL UTILIZANDO DIFERENTES FORMULAÇÕES DE TURBULÊNCIA**

AUTOR: MOACIR SCHMENGLER

ORIENTADOR: OTÁVIO COSTA ACEVEDO

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 01 de outubro de 2012.

Neste trabalho é implementado um Modelo de Coluna Simples, com o intuito de simular a Camada Limite Estável (CLE). O modelo é composto por equações prognósticas para a temperatura potencial, umidade específica e para as componentes horizontais do vento, além de uma equação prognóstica para a energia cinética turbulenta (ECT). Os fluxos turbulentos são aproximados por coeficientes de difusão que são diretamente proporcionais à ECT e ao comprimento de mistura turbulenta, de forma que o coeficiente de proporcionalidade é um fator ajustável. Para estimar os comprimentos de mistura turbulentos são utilizadas quatro diferentes parametrizações encontradas na literatura. Primeiramente, é simulado um caso estável no Ártico, sendo o modelo ajustado de forma a produzir resultados próximos aos da Simulação dos Grandes Turbilhões (LES), obtidos por outros autores para o mesmo caso. Realizados os ajustes, o modelo é validado através da comparação com dados noturnos, obtidos por sondagens de balão cativo realizadas em um sítio experimental localizado numa área desmatada da região Amazônica, nos meses de julho e outubro de 2001 e de novembro de 2003. São simulados os perfis verticais de temperatura potencial e de umidade específica e comparados com as observações de 13 diferentes noites. A avaliação do desempenho das diferentes formulações utilizadas é feita através de uma análise estatística, utilizando dados de todas as noites. Observou-se, que os perfis verticais de temperatura potencial foram melhor representados do que os de umidade específica. Embora o modelo tenha sido capaz de reproduzir as diferentes condições de estabilidade, as noites mais estáveis foram melhor simuladas. Finalmente, é acrescentado um esquema que resolve o balanço de energia em superfície ao modelo, sendo utilizadas para este fim as condições iniciais da noite de 28 de julho de 2001. Este esquema foi utilizado para avaliar como as variáveis atmosféricas simuladas dependem da intensidade do vento no topo do domínio vertical, para as diferentes formulações analisadas e com ou sem a utilização do balanço de superfície.

**Palavras chave:** Camada Limite Estável, Modelo de Coluna Simples, Formulações de Turbulência, Balanço de Energia em Superfície

## **ABSTRACT**

Dissertação de Mestrado  
Programa de Pós-Graduação em Meteorologia  
Universidade Federal de Santa Maria

### **IMPLEMENTATION OF A SINGLE COLUMN MODEL FOR THE STABLE BOUNDARY LAYER USING DIFFERENT TURBULENCE FORMULATIONS**

AUTOR: MOACIR SCHMENGLER

ORIENTADOR: OTÁVIO COSTA ACEVEDO

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 01 de outubro de 2012.

In this work a single column model is implemented, aiming primarily to simulate the Stable Boundary Layer (SBL). The model is composed of prognostic equations for the potential temperature, specific humidity and the wind components. A prognostic equation for the turbulent kinetic energy (TKE) is also used. The turbulent fluxes are approximated from diffusion coefficients that are directly proportional to TKE and to the turbulent mixing length, with a adjustable proportionality factor. To estimate the turbulent mixing lengths, four different parametrizations from the literature are considered. First, a stable case in the Arctic is simulated, then the model is adjusted to reproduce previously published Large Eddy Simulations (LES) results for the same case. After the calibration, the model is validated through a comparison with observed nocturnal data, from tethered balloon soundings performed at a deforested area in the Amazon region, in the months of July and October 2001 and November 2003. The temporal evolution of potential temperature and specific humidity vertical profiles are simulated and compared to the observations from 13 different nights. The performance of the different formulations is evaluated through a statistic analysis for all nights. Potential temperature profiles were better represented by the model than specific humidity ones. In spite being able to reproduce different stability conditions, the model represented the most stable nights better. Finally, the model was coupled to a surface energy budget scheme and for these simulations the initial conditions from the night of 28 July 2001 were used. The scheme was used to evaluate how the simulated atmospheric variables depend on the wind intensity at the top of the vertical domain for the different formulations and with or without the energy budget scheme being added.

**Key Words:** Stable Boundary Layer, Single Column Model, Turbulence Formulations, Surface Energy Budget

## LISTA DE FIGURAS

Figura 3.1 – Perfis verticais de comprimento de mistura turbulento ( $l_m$ ) obtidos pela simulação de 9 horas (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).	41
Figura 3.2 – Perfis verticais de coeficientes de difusão turbulento ( $K_m$ ) obtidos pela simulação de 9 horas (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).	42
Figura 3.3 – Perfis verticais de temperatura potencial ( $\theta$ ) obtidos pela simulação de 9 horas (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).	43
Figura 3.4 – Perfis verticais de magnitude do vento ( $U$ ) obtidos pela simulação de 9 horas (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).	43
Figura 3.5 – Evolução temporal de velocidade de fricção ( $u_{*0}$ ) (a) e da altura da Camada Limite Estável ( $h$ ) (b), obtidos pela simulação do Modelo de Coluna Simples.	44
Figura 3.6 – Evolução temporal de velocidade de fricção ( $u_{*0}$ ) (a) e da altura da Camada Limite Estável ( $h$ ) (b), obtidos pelo modelo LES; Adaptado de Cuxart et al. (2006).	44
Figura 3.7 – Perfis verticais de coeficientes de difusão turbulento ( $K_m$ ) obtidos pela simulação de 9 horas após a calibração (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).	46
Figura 3.8 – Perfis verticais de comprimento de mistura turbulento ( $l_m$ ) obtidos pela simulação de 9 horas após a calibração (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).	46
Figura 3.9 – Perfis verticais de temperatura potencial ( $\theta$ ) obtidos pela simulação de 9 horas após a calibração (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).	47
Figura 3.10 – Perfis verticais de magnitude do vento ( $U$ ) obtidos pela simulação de 9 horas após a calibração (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).	47
Figura 4.1 – Foto do sítio experimental, é possível notar na foto a torre micrometeorológica instalada para as observações <i>in situ</i> .	49
Figura 4.2 – Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de temperatura potencial em diferentes horários da noite iniciada em 9 de outubro de 2001 no sítio de Santarém - PA.	53
Figura 4.3 – Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de temperatura potencial em diferentes horários da noite iniciada em 8 de outubro de 2001 no sítio de Santarém - PA.	54
Figura 4.4 – Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de temperatura potencial em diferentes horários da noite iniciada em 28 de julho de 2001 no sítio de Santarém - PA.	55
Figura 4.5 – Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de umidade específica em diferentes horários da noite iniciada em 8 de outubro de 2001 no sítio de Santarém - PA.	57
Figura 4.6 – Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de umidade específica em diferentes horários da noite iniciada em 28 de julho de 2001	

no sítio de Santarém - PA. ....	58
Figura 4.7 – Gráficos de espalhamento entre a temperatura potencial observada e a simulada pelo modelo, utilizando 4 diferentes parametrizações para diferentes horários da noite iniciada em 8 de outubro de 2001. ....	59
Figura 4.8 – Gráficos de espalhamento entre a umidade específica observada e a simulada pelo modelo, utilizando 4 diferentes parametrizações para diferentes horários da noite iniciada em 8 de outubro de 2001. ....	60
Figura 4.9 – Gráficos de espalhamento entre a temperatura potencial observada e a simulada pelo modelo, utilizando 4 diferentes parametrizações para diferentes horários da noite iniciada em 28 de julho de 2001. ....	60
Figura 4.10 – Gráficos de espalhamento entre a umidade específica observada e a simulada pelo modelo, utilizando 4 diferentes parametrizações para diferentes horários da noite iniciada em 28 de julho de 2001. ....	61
Figura 4.11 – Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de temperatura potencial em diferentes horários da noite iniciada em 16 de novembro de 2003 no sítio de Santarém - PA. Têm-se dados de sondagens somente a partir das 01 h 23 min da madrugada de 17 de novembro. ....	63
Figura 5.1 – Adaptado de (STEENEVELD; van de WIEL; HOLTSLAG, 2006). Esquema de superfície considerando uma fina camada de vegetação sobre o solo, onde $T_s$ é a temperatura do solo, $T_{veg}$ é a temperatura da vegetação, $T_{S0}$ é a temperatura no primeiro nível do solo e $T_d$ é a temperatura à 50 cm de profundidade. ....	67
Figura 5.2 – Adaptado de (van de WIEL et al., 2002). Modelo mostrando as componentes do balanço radiativo, onde $\epsilon_a$ e $\epsilon_s$ são as emissividades da atmosfera e da superfície respectivamente, $N$ é a porcentagem de cobertura de nuvens, $\sigma_s$ é a constante de Stefan-Boltzmann, $T_a$ é a temperatura do ar e $T_{Top}$ é a temperatura no topo da CLP. ....	68
Figura 5.3 – Evolução temporal da velocidade de fricção, indicada pela escala da esquerda de cada painel, e da altura da CLE, indicada pela escala da direita. As linhas vermelhas, representam a velocidade de fricção na configuração com balanço de energia na superfície, as linhas azuis representam $u_{*0}$ considerando a taxa de resfriamento fixa. A preta sólida representa a altura da CLE com balanço de energia na superfície, enquanto que a linha azul escura pontilhada representa a altura da Camada Limite Estável considerando uma taxa de resfriamento constante da superfície. ....	72
Figura 5.4 – Perfis verticais de $u_*$ para as diferentes formulações indicadas no título de cada painel. As linhas vermelhas representam as simulações considerando balanço de energia na superfície (BS) e as linhas azuis representam simulações realizadas com taxa de resfriamento constante em superfície (TR). Os diferentes forçantes mecânicos estão indicados pela legenda. ....	73
Figura 5.5 – Mesmo que figura 5.4, porém para $\theta$ . ....	74
Figura 5.6 – Dependência da temperatura em diferentes níveis, indicados pela legenda. As linhas vermelhas representam o modelo com balanço de energia na superfície (BS), e as linhas azuis representam o modelo com a taxa de resfriamento constante na superfície (TR). Cada painel mostra a comparação entre as configurações de superfície para uma mesma formulação de turbulência, a qual está indicada no título do painel. ....	75
Figura A.1 – Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de temperatura potencial em diferentes horários da noite iniciada em 25 de julho de	

2001 em Santarém - PA. O horário de cada respectiva sondagem está indicado no título de cada painel e as diferentes formulações de turbulência utilizadas são indicadas pela legenda. ....	80
Figura A.2 – Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 26 de julho de 2001.	81
Figura A.3 – Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 28 de julho de 2001.	81
Figura A.4 – Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 29 de julho de 2001.	82
Figura A.5 – Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 3 de outubro de 2001.	82
Figura A.6 – Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 4 de outubro de 2001.	83
Figura A.7 – Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 8 de outubro de 2001.	83
Figura A.8 – Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 9 de outubro de 2001.	84
Figura A.9 – Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 11 de novembro de 2003. ....	84
Figura A.10 – Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 13 de novembro de 2003. ....	85
Figura A.11 – Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 14 de novembro de 2003. ....	85
Figura A.12 – Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 16 de novembro de 2003. ....	86
Figura A.13 – Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 17 de novembro de 2003. ....	86
Figura B.1 – Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de umidade específica em diferentes horários da noite iniciada em 25 de julho de 2001 em Santarém-PA. O horário de cada respectiva sondagem está indicado no título de cada painel e as diferentes formulações de turbulência utilizadas são indicadas pela legenda. ....	87
Figura B.2 – Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 26 de julho de 2001.	88
Figura B.3 – Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 28 de julho de 2001.	88
Figura B.4 – Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 29 de julho de 2001.	89
Figura B.5 – Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 3 de outubro de 2001.	89
Figura B.6 – Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 4 de outubro de 2001.	90
Figura B.7 – Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 8 de outubro de 2001.	90
Figura B.8 – Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 9 de outubro de 2001.	91
Figura B.9 – Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 11 de novembro de 2003. ....	91
Figura B.10 – Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 13 de novembro de 2003. ....	92
Figura B.11 – Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 14 de novembro de 2003. ....	92
Figura B.12 – Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 16 de novembro de 2003. ....	93
Figura B.13 – Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 17 de novembro de 2003. ....	93

## LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Comprimentos de mistura utilizados para cada formulação.....	39
Tabela 3.1 – Valores de $c_k$ utilizados para as 4 diferentes parametrizações e os respectivos valores finais, após a simulação de 9 horas: da altura da Camada Limite Estável ( $h$ ), do fluxo de energia na forma de calor sensível na superfície ( $\overline{w'\theta'_s}$ ), da velocidade de fricção na superfície ( $u_{*0}$ ) e do comprimento de Obukhov ( $L$ ). Assim como os valores médios e desvios padrões ( $\sigma$ ) destas variáveis obtidos por LES (CUXART et al., 2006)....	45
Tabela 4.1 – Coeficientes de correlação ( $r$ ) entre a última sondagem da noite e a simulação de temperatura potencial $\theta$ e umidade específica $q$ do respectivo horário da sondagem, para as 13 noites e utilizando quatro diferentes formulações de comprimentos de mistura.....	62
Tabela 4.2 – Erros quadráticos médios ( $EQM$ ) calculados a partir da diferença entre os dados observados da última sondagem da noite e os simulados de temperatura potencial $\theta$ (em K) e umidade específica $q$ (em g kg <sup>-1</sup> ) do respectivo horário da sondagem, para as 13 noites e utilizando quatro diferentes formulações de comprimentos de mistura. ....	63
Tabela 4.3 – Erros quadráticos médios entre a temperatura potencial simulada e a observada, normalizados pelas respectivas horas de simulação (em K h <sup>-1</sup> ), bem como a média de todas as parametrizações para cada noite simulada. ....	65

## LISTA DE SÍMBOLOS

$c$	Variável qualquer
$c_k, c_\varepsilon, c_{1\varepsilon}, c_{2\varepsilon}$	Constantes ajustáveis
$c_p$	Calor específico do ar a pressão constante
$C_v$	Capacidade calorífica da camada de vegetação
$e$	Energia cinética turbulenta por unidade de massa
$e_{t_0}$	Energia cinética turbulenta inicial
$EQM$	Erro quadrático médio
$e_{sat}$	Pressão de vapor de saturação
$f$	Parâmetro de Coriolis
$F_{Px}$	Força de gradiente de pressão na direção zonal
$F_{Py}$	Força de gradiente de pressão na direção meridional
$f(Ri)$	Função de estabilidade dependente do número de Richardson
$f_h$	Função de estabilidade de calor
$f_m$	Função de estabilidade de momentum
$g$	Aceleração da gravidade
$G_0$	Fluxo de calor no solo
$h$	Altura da CLP
$H_0$	Fluxo de calor sensível em superfície
$K$	Coeficiente de difusão turbulento
$K_e$	Coeficiente de difusão de energia cinética turbulenta
$K_h$	Coeficiente de difusão turbulento de calor
$K_m$	Coeficiente de difusão turbulento de momentum
$K_q$	Coeficiente de difusão turbulento de umidade
$K_{qm}$	Constante de fundo para a difusão de umidade



$l$	Escala de comprimento de mistura turbulenta
$L$	Comprimento de Obukhov
$l_d$	Comprimento de mistura turbulento associado a dissipação viscosa
$l_m$	Comprimento de mistura turbulento de momentum
$l_{nc}$	Escala de comprimento para estratificação neutra e instável
$l_s$	Escala de comprimento característica para estratificação estável
$L_v$	Calor latente de evaporação
$L_v E$	Fluxo de calor latente em superfície
$N$	Porcentagem de cobertura de nuvens
$P$	Soma dos termos de produção de ECT
$p$	Pressão atmosférica
$Pr$	Número de Prandtl turbulento
$Pr_\varepsilon$	Número de Prandtl turbulento para a dissipação
$q$	Umidade específica do ar
$Q_{net}$	Balanco radiativo na superfície vegetada
$q_s$	Umidade do solo
$r$	Coefficiente de correlação
$R$	Constante dos gases para o ar seco
$R_0$	Radiação de onda longa próxima a superfície
$r_g$	Condutância para o transporte de calor entre o solo e a vegetação
$R_h$	Radiação de onda longa no topo da Camada Limite Planetária
$Ri$	Número de Richardson
$Ri_c$	Número de Richardson crítico
$S_q$	Soma de processos de fonte ou sumidouros de umidade
$S_\theta$	Soma de termos diabáticos

$t$	Tempo
$T_a$	Temperatura da atmosfera
$T_d$	Temperatura do solo à 50 cm de profundidade
$T_s$	Temperatura do solo
$T_{S0}$	Temperatura no primeiro nível do solo
$T_{Top}$	Temperatura no topo da Camada Limite Planetária
$T_v$	Temperatura virtual do ar
$T_{veg}$	Temperatura da vegetação
$U$	Intensidade do vento
$u$	Componente zonal do vento
$u_*$	Escala de velocidade de fricção
$u_{*0}$	Escala de velocidade de fricção em superfície
$u_g$	Componente zonal do vento geostrófico
$u_G$	Vento zonal no topo do domínio
$v$	Componente meridional do vento
$v_g$	Componente meridional do vento geostrófico
$w$	Componente vertical do vento
$z$	Altura de medida
$z_0$	Comprimento de rugosidade
$\beta$	Constante empírica utilizada no cálculo do comprimento de mistura
$\beta_c$	Coeficiente de expansão térmica
$\varepsilon$	Dissipação viscosa de turbulência
$\epsilon_a$	Emissividade da atmosfera
$\epsilon_s$	Emissividade da superfície
$\kappa$	Constante de Von Karman

$\kappa_s$	Difusividade térmica do solo
$\lambda$	Comprimento assintótico
$\lambda_s$	Condutividade térmica do solo
$\nu$	Viscosidade cinemática do ar
$\nu_q$	Difusividade molecular de vapor d'água no ar
$\nu_\theta$	Difusividade térmica do ar
$\rho$	Densidade do ar
$\sigma$	Desvio padrão
$\sigma_s$	Constante de Stefan-Boltzmann
$\theta$	Temperatura potencial do ar
$\Theta$	Temperatura de referência
$\theta_\varepsilon$	Dissipação viscosa da variância da temperatura
$\theta_s$	Temperatura potencial do ar próxima à superfície
$\theta_v$	Temperatura potencial virtual do ar

## SUMÁRIO

<b>RESUMO</b> .....	<b>8</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>9</b>
<b>INTRODUÇÃO</b> .....	<b>19</b>
<b>1 ESQUEMAS NUMÉRICOS UTILIZADOS NA REPRESENTAÇÃO DA CLE</b> .....	<b>24</b>
<b>1.1 Esquemas de Fechamento Utilizando Médias de Reynolds</b> .....	<b>24</b>
1.1.1 Esquemas de Fechamento de Primeira Ordem .....	28
1.1.2 Esquemas de Fechamento de Ordem 1.5 .....	31
1.1.3 Esquemas de Fechamento de Segunda Ordem.....	33
<b>1.2 Simulações dos Grandes Turbilhões (LES) e Simulações Numéricas Diretas (DNS)</b> .....	<b>34</b>
<b>1.3 Modelos de Coluna Simples e os Desafios na Modelagem da Camada Limite Noturna</b> .....	<b>35</b>
<b>2 DESCRIÇÃO DO MODELO</b> .....	<b>37</b>
<b>2.1 Equações Básicas</b> .....	<b>37</b>
<b>2.2 Fechamento de Turbulência do Modelo</b> .....	<b>37</b>
<b>2.3 Parametrizações Utilizadas</b> .....	<b>38</b>
<b>3 CALIBRAÇÃO</b> .....	<b>40</b>
<b>3.1 Descrição do Caso, Discretização e Condições Iniciais e de Contorno</b> .....	<b>40</b>
<b>3.2 Primeiros Resultados</b> .....	<b>41</b>
<b>3.3 Calibração do modelo</b> .....	<b>44</b>
<b>4 RESULTADOS</b> .....	<b>49</b>
<b>4.1 Descrição dos Dados Experimentais</b> .....	<b>49</b>
<b>4.2 Mudanças no Modelo</b> .....	<b>50</b>
<b>4.3 Comparação Com Dados Noturnos</b> .....	<b>52</b>
4.3.1 Análise dos Perfis de Temperatura Potencial de Dois Casos Simulados.....	54
4.3.2 Análise Detalhada dos Perfis de Umidade Específica de Dois Casos Simulados	56
<b>4.4 Análise do Erro</b> .....	<b>61</b>
<b>5 AMPLIAÇÃO DAS ANÁLISES E DISCUSSÃO</b> .....	<b>66</b>
<b>5.1 Configurações de superfície</b> .....	<b>66</b>
5.1.1 Taxa de resfriamento constante (TR).....	66
5.1.2 Balanço de energia (BS) .....	67
5.1.2.1 Balanço radiativo .....	68
5.1.2.2 Fluxo de calor no solo .....	69
5.1.2.3 Fluxo de calor de calor sensível à superfície .....	70
5.1.2.4 Fluxo de calor de calor latente à superfície .....	70
<b>5.2 Resultados da comparação</b> .....	<b>71</b>
<b>6 CONCLUSÃO</b> .....	<b>77</b>
<b>Apêndice A – Perfis Verticais de Temperatura Potencial Observados e Simulados</b>	<b>80</b>
<b>Apêndice B – Perfis Verticais de Umidade Específica Observados e Simulados</b>	<b>87</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	<b>94</b>

## INTRODUÇÃO

A Camada Limite Planetária (CLP) é geralmente caracterizada pela presença de turbulência, que tem imensa capacidade de misturar diferentes propriedades do ar. A turbulência é assim responsável pela mistura de propriedades dentro da CLP, pela transferência de quantidades entre a Camada Limite Planetária e a atmosfera livre, e pela mistura dentro de nuvens. Embora a maior parte da atmosfera acima da CLP seja geralmente não-turbulenta, a turbulência pode ocorrer em toda a atmosfera. Por exemplo, nuvens do tipo Cumulus são sempre turbulentas devido a convecção, podendo crescer e formar tempestades. Ou então, mesmo sob céu claro, pode ocorrer turbulência em camadas de forte cisalhamento vertical do vento na fronteira de duas massas de ar, sendo conhecida desta forma como Turbulência de Céu Claro (HOLTSLAG; STEENEVELD, 2009). Devido ao grande impacto da turbulência nas transferências entre superfície e atmosfera de quantidades tais como momentum, calor sensível e vapor d'água, a representação dela é muito importante na modelagem da atmosfera.

A Camada Limite Planetária Estavelmente Estratificada ou simplesmente Camada Limite Estável (CLE) surge geralmente durante a noite, quando a superfície perde energia pela emissão de radiação de onda-longa e conseqüentemente se torna mais fria do que o ar logo acima, sendo chamada assim de Camada Limite Noturna. Entretanto, a CLE pode surgir também quando ar quente é advectado sobre superfícies mais frias (CUXART et al., 2006).

Na Camada Limite Noturna dois processos distintos competem: o aumento da estabilidade térmica devido ao resfriamento radioativo, e o desenvolvimento de cisalhamento vertical do vento horizontal. Assim, quando a estabilidade térmica se desenvolve mais rapidamente que o cisalhamento, a energia cinética turbulenta (ECT) é suprimida, e com ventos mais calmos em superfície o fluxo vertical de momentum diminui. Por outro lado, se o cisalhamento cresce mais rapidamente que a estabilidade térmica, a turbulência em superfície pode ser mantida, assim como os fluxos de calor e momentum (MCNIDER et al., 1995).

Um processo que é frequentemente observado na CLE é a ocorrência de intermitência da turbulência. A intermitência é caracterizada pela alternância entre períodos calmos, sem turbulência ou com turbulência de baixa intensidade, e períodos com turbulência bem desenvolvida. Para diferenciar da intermitência que ocorre dentro dos turbilhões, Mahrt (1999) classificou os dois tipos: a intermitência global e a intermitência de fina escala. A intermitência global é dada pelos casos onde os turbilhões de todas escalas são suprimidos ou eliminados e voltam a se estabelecer, fazendo com que períodos turbulentos e calmos se alternem de maneira sucessiva e imprevisível. Já a intermitência de fina escala é aquela que ocorre dentro dos grandes turbilhões. É através deste processo

que a energia é transferida intermitentemente das maiores para as menores escalas do movimento. Neste trabalho o termo intermitência estará se referindo a intermitência global.

A CLE pode ser classificada seguindo critérios variados. Mahrt et al. (1998) sugeriu utilizar critérios de estabilidade. Assim, classificou a camada em três regimes: a) caso fracamente estável, b) caso de transição de estabilidade, onde muitas das variáveis mudam rapidamente com o aumento da estabilidade, e c) caso de forte estabilidade. Para isto, o valor de  $z/L$  no qual o fluxo de calor sensível descendente tem um valor máximo, determina o limite de estabilidade entre o regime fracamente estável e o regime de transição, sendo  $z$  a altura de medida e  $L$  o comprimento de Obukhov.

Outra maneira de classificar a Camada Limite Estável é através do estado de desacoplamento entre o ar próximo da superfície e os níveis acima. Quando as condições são turbulentas, diferentes níveis verticais permanecem conectados entre si e com os níveis acima da CLE, ocorrendo uma mistura de propriedades com pouca variação espacial. Neste caso a camada pode ser classificada no regime fracamente estável. Por outro lado, quando há pouca produção de turbulência pelos ventos de larga escala, o ar da superfície tende a desacoplar do ar de níveis superiores, caracterizando uma CLE com regime fortemente estável (ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012).

Sendo a CLP o limite inferior da atmosfera, através do qual entram e saem uma grande parte de espécies escalares e vetoriais, a representação matemática dos processos físicos que ocorrem em seu interior tem grande impacto em inúmeras questões associadas à Meteorologia (HOLTSLAG; STEENEVELD, 2009). Entre essas estão a previsão de tempo e clima e a quantificação de impactos ambientais por atividades naturais e humanas dos mais variados tipos. Assim, é natural que um grande esforço seja feito no sentido de implementar modelos matemáticos, analíticos ou numéricos, que reproduzam o comportamento das variáveis meteorológicas na Camada Limite Planetária.

As equações de Navier Stokes, que regem as grandezas que caracterizam a atmosfera, são ainda hoje um paradigma de complexidade e sua solução constitui um desafio para matemáticos, físicos e meteorologistas, devido a seu caráter não linear e acoplado. De forma analítica, isso só foi conseguido para situações bastante idealizadas e, frequentemente, não realistas. Por esse motivo, é comum buscar a representação dos escoamentos atmosféricos através de esquemas numéricos. Na Camada Limite Planetária, esta alternativa é revestida de uma dificuldade adicional, que é a necessidade de representar adequadamente os processos turbulentos.

A turbulência é frequentemente referida como “o mais importante problema não resolvido em física clássica”, em frase usualmente atribuída ao físico norte-americano Richard Feynman. Isso se deve ao fato que o escoamento turbulento é composto por perturbações em diversas escalas do movimento, que interagem entre si de maneira complexa e ainda não completamente entendida. Desta forma, apesar de serem conhecidas

as equações que controlam sua evolução espacial e temporal, um sinal turbulento é imprevisível. Assim, a modelagem numérica da turbulência requer o uso de ferramentas estatísticas. Essencialmente, não se busca reproduzir os campos instantâneos das variáveis, algo que não tem sentido em se tratando de quantidades imprevisíveis. A opção viável é, portanto, pela solução de equações para os momentos estatísticos das variáveis, em especial médias e desvios padrões. Porém, uma dificuldade permanece nesse caso, e é o fato que em todos os casos as equações para momentos estatísticos de uma determinada ordem se mostram dependentes de momentos de ordem mais alta. Isto faz com que, necessariamente, seja preciso parametrizar momentos estatísticos turbulentos de alguma ordem em termos de outros de ordem inferior, impondo à solução um caráter aproximado (STULL, 1988; HOLT; RAMAN, 1988; CUXART et al., 2006; HOLTSLAG; STEENEVELD, 2009).

Com todas essas dificuldades e limitações, a representação simplificada da Camada Limite Planetária através de modelos numéricos é feita desde os anos 1950 (BUSINGER, 1954; BALL, 1986). De acordo com Wyngaard (2010), foi a partir da década seguinte que o crescimento em capacidade e velocidade dos computadores permitiu a solução de equações prognósticas para momentos estatísticos de segunda ordem, proporcionando um grande avanço ao método. Em particular para o caso diurno, modelos de evolução da CLP propostos por Tennekes (1973) e por Deardorff (1979) proporcionaram uma solução tão satisfatória que ainda hoje são empregados com um ótimo desempenho. Isto se deve ao fato que nessas condições diurnas, a turbulência é plenamente desenvolvida e, ainda que sua evolução detalhada seja imprevisível, seus momentos estatísticos de primeira e segunda ordem são bem comportados e, de muito mais fácil descrição.

Uma situação distinta ocorre no caso da Camada Limite Estável, noturna. Neste caso, a competição já mencionada entre os termos de produção mecânica de turbulência pelo cisalhamento do vento e a destruição proporcionada pela estratificação térmica faz com que as intensidades turbulentas sejam significativamente reduzidas ou se tornem intermitentes. A previsibilidade é bastante reduzida para esta situação, mesmo para os momentos estatísticos mais simples, como as médias.

Assim, aplicações que dependem da representação da Camada Limite Planetária são prejudicadas no período noturno. Por esse motivo, modelos de previsão numérica do tempo têm, por exemplo, muito mais dificuldade em prognosticar temperaturas mínimas que máximas, em modelos de qualidade do ar, tem mais problemas em descrever as concentrações de poluentes noturnas que as diurnas. A dificuldade de simular numericamente o comportamento da Camada Limite Noturna motivou uma série de esforços da comunidade científica com o propósito específico de corrigir essa deficiência. Entre esses, se destacam os programas GABLS (*GEWEX Atmospheric Boundary Layer Study*), cujo objetivo formal é “melhorar o entendimento e representação da Camada Limite Planetária em modelos climáticos regionais e de grande escala” (HOLTSLAG, 2006), mas

que desde seu início apresentou um foco bem definido na questão específica da Camada Limite Estável. Um importante resultado desta iniciativa foi apresentado no trabalho de Cuxart et al. (2006). Ali, diversas formulações implementadas operacionalmente em modelos de previsão do tempo em diversos locais do planeta foram testadas e comparadas entre si para um mesmo caso idealizado. Neste caso, os resultados das simulações foram comparados com os obtidos por uma Simulação dos Grandes Turbilhões (LES, na sigla em inglês), técnica que resolve os campos turbulentos com muito maior precisão e detalhamento que os modelos para momentos estatísticos simplificados que estavam sendo testados. Um estudo semelhante foi apresentado mais recentemente por (SVENSSON et al., 2011), com a principal diferença que neste caso um ciclo diário completo foi simulado, enquanto que no caso de Cuxart et al. (2006) apenas o período noturno foi analisado.

Em ambos casos o foco foram os modelos ditos de coluna simples, que são voltados especificamente nos processos de interação entre a superfície e a atmosfera. Estes modelos resolvem os perfis verticais de quantidades médias como vento e temperatura potencial, velocidade de fricção e fluxos turbulentos verticais de momentum e calor sensível a partir de condições de fronteira simples, como valores de temperatura e vento na superfície e no topo da CLP. A importância de tal análise reside no fato de que as principais transferências a partir da superfície ocorrem na direção vertical, e têm como consequência mais direta os perfis verticais dos momentos estatísticos de primeira (as médias) e segunda ordem (fluxos turbulentos e variâncias). A correta previsão da estrutura do escoamento na Camada Limite Estável passa inicialmente por uma boa solução da evolução temporal destes perfis verticais.

Desta forma, o Modelo de Coluna Simples é a ferramenta que permite avaliar como esta tarefa específica está sendo desempenhada por um determinado esquema numérico. Para previsão numérica do tempo, entretanto, estes modelos não são úteis, pois dependem da prescrição dos valores de temperatura em superfície. Para este fim, é importante que um modelo que resolva as equações prognósticas para os momentos estatísticos seja acoplado a um modelo de superfície, que forneça um prognóstico da evolução das variáveis na superfície em função de parâmetros externos, em geral associados ao balanço superficial de energia (ZHANG; ANTHES, 1982; BELJAARS; HOLTSLAG, 1991a; STEENEVELD; van de WIEL; HOLTSLAG, 2006).

O propósito do presente trabalho é avaliar e comparar diferentes esquemas numéricos existentes na literatura, em diferentes condições. Para tanto, no capítulo 1 as diferentes técnicas existentes e utilizadas para a simulação numérica de escoamentos na Camada Limite Planetária são apresentadas em detalhe bem maior que nessa introdução. No capítulo 2, as formulações utilizadas são apresentadas, bem como os modelos completos utilizados. No capítulo 3, o caso simulado por Cuxart et al. (2006) é reproduzido com as parametrizações sendo comparadas, e os modelos são ajustados de forma a produzir resultados mais próximos dos obtidos com o LES. Os principais resultados



do presente trabalho são apresentados nos dois capítulos seguintes. No capítulo 4, as formulações consideradas são implementadas na forma de modelo de coluna, com o propósito específico de descrever a evolução dos perfis noturnos de temperatura potencial e umidade específica observados em um sítio tipicamente muito estável localizado em área desmatada na região Amazônica. Na literatura não se encontra comparações de Modelos de Coluna Simples com dados reais observados, e o motivo principal por trás deste fato é a necessidade de que as condições sejam idealizadas para que tais modelos sejam aproximações razoáveis da realidade. Por outro lado, o sítio em questão, com alta estabilidade estática e consequentes ventos fracos, localizado em região tropical e, portanto, numa condição de atmosfera livre aproximadamente barotrópica, representa talvez a condição em que os dados observados mais se aproximam da condição idealizada que caracteriza os Modelos de Coluna Simples. Finalmente, no capítulo 5, um esquema que resolve o balanço de energia em superfície é acoplado aos modelos utilizados nos capítulos anteriores. Com isso, aspectos como a evolução temporal de grandezas em superfície e de seus perfis verticais são comparados em uma situação semelhante à normalmente empregada em modelos de previsão numérica de tempo. Isto permite que dependências das soluções em termos de forçantes externos, como a intensidade do vento acima da CLP sejam determinadas, mostrando como os diferentes esquemas se comportam nestas condições, e permitindo identificar as vantagens e desvantagens de cada um em termos de representação de fenômenos reais.

# 1 ESQUEMAS NUMÉRICOS UTILIZADOS NA REPRESENTAÇÃO DA CLE

Os modelos que descrevem o comportamento da atmosfera, lidando com o estudo e a previsão do tempo, do clima e da qualidade do ar, são baseados na resolução de equações matemáticas. A formulação correta dos processos turbulentos é parte essencial destes modelos atmosféricos (HOLTSLAG; STEENEVELD, 2009).

Uma grande variedade de esquemas numéricos já foram utilizados para representar numericamente a estrutura da CLP e mais especificamente da Camada Limite Noturna, podendo ser genericamente classificados como: Esquemas de Fechamento Utilizando Médias de Reynolds, Simulação dos Grandes Turbilhões (LES - *Large Eddy Simulations*) e Simulações Numéricas Diretas (DNS - *Direct Numerical Simulations*). A seguir será feita uma descrição destes esquemas numéricos, com um enfoque maior nos Esquemas de Fechamento, pois o modelo utilizado neste trabalho utiliza um esquema deste tipo. Serão discutidos também, os chamados Modelos de Coluna Simples e os desafios na modelagem da Camada Limite Noturna.

## 1.1 Esquemas de Fechamento Utilizando Médias de Reynolds

Embora possam ser escritas equações adicionais para quantidades escalares tais como concentrações de poluentes, essencialmente são cinco equações que formam a base da meteorologia de Camada Limite Planetária (STULL, 1988):

- Equação do Estado (Lei dos Gases Ideais);
- Conservação de Massa (Equação da Continuidade);
- Conservação de Momentum (Segunda Lei de Newton);
- Conservação de Umidade;
- Conservação de Calor (Primeira Lei da Termodinâmica).

As equações anteriores podem ser reescritas separando cada variável em uma componente média e em uma flutuante (perturbação), técnica denominada como decomposição em médias de Reynolds. Por exemplo, dada uma variável  $c$  pode-se descrevê-la como:

$$c = \bar{c} + c' \quad (1.1)$$

onde  $\bar{c}$  e  $c'$  são a componente média e a turbulenta da variável  $c$ , respectivamente.

Quando se aplica a média de Reynolds na Equação do Estado, esta pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$\bar{p} = \bar{\rho}R\bar{T}_v \quad (1.2)$$

onde  $\bar{p}$ ,  $\bar{\rho}$  e  $\bar{T}_v$  são as médias da pressão atmosférica, da densidade do ar e da temperatura virtual, respectivamente, e  $R$  é a constante dos gases para o ar seco ( $R = 287 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ ).

Já, aplicando a média de Reynolds na Equação da Continuidade e assumindo a incompressibilidade na Camada Limite Planetária, tem-se que:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (1.3)$$

onde  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$  e  $\bar{w}$  são as componentes médias do vento zonal, meridional e vertical, respectivamente.

Adicionalmente, aplicando a decomposição em médias de Reynolds nas equações de Conservação de Momentum e utilizando a aproximação de Boussinesq obtém-se o seguinte sistema:

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}}_I + \underbrace{\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}_{II} = \underbrace{f\bar{v}}_{III} - \underbrace{\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}}_{IV} - \underbrace{\left( \frac{\partial \bar{u}'^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}'w'}{\partial z} \right)}_V + \underbrace{\nu \nabla^2 \bar{u}}_{VI} \quad (1.4)$$

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{v}}{\partial t}}_I + \underbrace{\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}}_{II} = - \underbrace{f\bar{u}}_{III} - \underbrace{\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y}}_{IV} - \underbrace{\left( \frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'^2}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}'w'}{\partial z} \right)}_V + \underbrace{\nu \nabla^2 \bar{v}}_{VI} \quad (1.5)$$

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{w}}{\partial t}}_I + \underbrace{\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z}}_{II} = \underbrace{\frac{\theta'_v}{\bar{\theta}_v} g}_{III} - \underbrace{\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z}}_{IV} - \underbrace{\left( \frac{\partial \bar{u}'w'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'w'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}'^2}{\partial z} \right)}_V + \underbrace{\nu \nabla^2 \bar{w}}_{VI} \quad (1.6)$$

Sendo que:  $f$  é o parâmetro de Coriolis;  $g$  é a aceleração da gravidade;  $\bar{u}'^2$ ,  $\bar{v}'^2$  e  $\bar{w}'^2$  são as variâncias das componentes do vento;  $\bar{u}'w'$ ,  $\bar{u}'v'$  e  $\bar{v}'w'$  são as componentes do fluxo cinemático turbulento de momentum;  $\nu$  a viscosidade cinemática do ar; e finalmente  $\bar{\theta}_v$  e  $\theta'_v$  são a média e a flutuação de temperatura potencial virtual, respectivamente. Os termos destacados determinam:

- Termos I: representam a variação local de momentum médio;

- Termos II: descrevem a advecção de momentum médio pelo vento médio;
- Termos III: nas equações (1.4) e (1.5) representam o efeito da força de Coriolis, já na equação (1.6) representam a flutuabilidade das parcelas de ar;
- Termos IV: descrevem as componentes médias da força de gradiente de pressão;
- Termos V: representam as divergências dos fluxos turbulentos de momentum;
- Termos VI: representam a influência da viscosidade nos movimentos médios.

Embora na Camada Limite Planetária os ventos sejam raramente geostróficos, pode-se usar a definição do vento geostrófico como uma variável substituta para reescrever os gradientes horizontais de pressão nas equações(1.4) e (1.5):

$$-\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = -f \bar{v}_g \quad (1.7)$$

$$-\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = f \bar{u}_g \quad (1.8)$$

onde  $\bar{u}_g$  e  $\bar{v}_g$  são as componentes médias do vento geostrófico na direção zonal e meridional, respectivamente.

Assim, a soma das componentes da força de Coriolis com as componentes horizontais da força de gradiente de pressão, pode ser descrita da seguinte forma:

$$f \bar{v} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = f \bar{v} - f \bar{v}_g = f(\bar{v} - \bar{v}_g) \quad (1.9)$$

$$-f \bar{u} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = -f \bar{u} + f \bar{u}_g = f(\bar{u}_g - \bar{u}) \quad (1.10)$$

Desta maneira, as equações (1.4) e (1.5), podem ser reescritas como:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = f(\bar{v} - \bar{v}_g) - \left( \frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right) + \nu \nabla^2 \bar{u} \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = f(\bar{u}_g - \bar{u}) - \left( \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right) + \nu \nabla^2 \bar{v} \quad (1.12)$$

Pode-se aplicar, também, a técnica de decomposição em médias de Reynolds na equação de Conservação de Umidade, chegando-se na seguinte equação:

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{q}}{\partial t}}_I + \underbrace{\bar{u} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}}_{II} = \underbrace{S_q}_{III} - \underbrace{\left( \frac{\partial \overline{u'q'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'q'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'q'}}{\partial z} \right)}_{IV} + \underbrace{\nu_q \nabla^2 \bar{q}}_V \quad (1.13)$$

Sendo que:  $\bar{q}$  representa a média da umidade específica;  $\overline{u'q'}$ ,  $\overline{v'q'}$  e  $\overline{w'q'}$  representam os fluxos cinemáticos turbulentos de umidade;  $\nu_q$  é a difusividade molecular de vapor d'água no ar; e  $S_q$  representa a soma de termos adicionais de fontes ou sumidouros de umidade. Os termos nesta equação determinam:

- Termo I: representa a variação local de umidade específica média;
- Termo II: descreve a advecção de umidade específica média pelo vento médio;
- Termo III: representa a soma de processos adicionais de fonte ou sumidouros de umidade específica.
- Termo IV: representa as divergências dos fluxos turbulentos de umidade específica;
- Termo V: é a difusão molecular média de vapor d'água.

E finalmente, utilizando o método de decomposição em médias de Reynolds para descrever a equação de Conservação de Calor, chega-se na seguinte expressão:

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t}}_I + \underbrace{\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}_{II} = \underbrace{S_\theta}_{III} - \underbrace{\left( \frac{\partial \overline{u'\theta'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'\theta'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} \right)}_{IV} + \underbrace{\nu_\theta \nabla^2 \bar{\theta}}_V \quad (1.14)$$

onde  $\bar{\theta}$  representa a média da temperatura potencial;  $\overline{u'\theta'}$ ,  $\overline{v'\theta'}$  e  $\overline{w'\theta'}$  representam os fluxos cinemáticos turbulentos de energia na forma de calor;  $\nu_\theta$  é a difusividade térmica; e  $S_\theta$  representa a soma de termos diabáticos. Nesta equação:

- Termo I: representa a variação local de temperatura potencial média;
- Termo II: descreve a advecção de temperatura potencial média pelo vento médio;
- Termo III: representa a soma de termos diabáticos como liberação de calor latente e divergência do fluxo radiativo;
- Termo IV: representa as divergências dos fluxos turbulentos de energia na forma de calor;
- Termo V: é a difusão molecular média de calor.

Desta forma, aplicando a média de Reynolds nas cinco equações básicas, chegou-se a um novo sistema dado pelas equações (1.2), (1.3), (1.11), (1.12), (1.6), (1.13) e (1.14). Nota-se em algumas destas equações o surgimento de novas incógnitas que são os fluxos cinemáticos turbulentos, ou seja, momentos estatísticos de segunda ordem. Como pode-se observar, o número de incógnitas neste sistema é superior ao número de equações. Para as novas incógnitas, pode-se determinar equações prognósticas para tentar descrevê-las. Contudo, ao se realizar isto, surgem momentos estatísticos de ordem ainda maior, mantendo o número de incógnitas do sistema sempre superior ao número de equações. Este problema é conhecido como problema de fechamento da turbulência (STULL, 1988).

Uma solução para este impasse é usar um número finito de equações e aproximar os momentos estatísticos de ordem superior. Os modelos que utilizam este método, são conhecidos como modelos de fechamento e são classificados de acordo com a ordem dos momentos estatísticos que são resolvidos. Na literatura encontram-se diversos exemplos destes esquemas na simulação da Camada Limite Planetária, tais como Delage (1974), Mellor e Yamada (1974), Wyngaard (1975), André et al. (1978), Louis (1979), Duynkerke (1988), Reville (1993), McNider et al. (1995), Abdella e McFarlane (1997), Delage (1997), Belair et al. (1999), van de Wiel et al. (2002) e Costa et al. (2011).

Os esquemas de fechamento podem ser expandidos para ordens muito altas, porém neste trabalho serão discutidos somente os esquemas de fechamento até a segunda ordem.

### 1.1.1 Esquemas de Fechamento de Primeira Ordem

Mesmo para uma CLP idealizada, o número de incógnitas permanece maior do que o número de equações do sistema. Por exemplo, assumindo que a média da componente vertical do vento é igual a zero ( $\bar{w} = 0$ ), considerando uma atmosfera seca ( $q = 0$ ) e horizontalmente homogênea (termos envolvendo derivadas horizontais são iguais a zero), desconsiderando os termos de difusão/condução molecular (observações na atmosfera mostram que estes termos tem magnitudes menores do que os outros) e desconsiderando a divergência do fluxo radiativo, chega-se no seguinte sistema de equações prognósticas:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f(\bar{v} - \bar{v}_g) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (1.15)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = f(\bar{u}_g - \bar{u}) - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \quad (1.16)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = - \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} \quad (1.17)$$

Portanto, mesmo no caso idealizado, observa-se a presença de momentos estatísticos de segunda ordem tais como  $\overline{u'w'}$ ,  $\overline{v'w'}$  e  $\overline{w'\theta'}$  no sistema de equações básicas. Para tentar descrever estas novas incógnitas pode-se parametrizar estes fluxos turbulentos por uma formulação simples, que os associa ao gradiente da variável média a que eles se referem. Esquemas que utilizam este tipo de fechamento para o sistema de equações são chamados de esquemas de primeira ordem. Ou seja, esquemas deste tipo escrevem equações prognósticas apenas para variáveis médias tais como vento, temperatura e umidade (momentos estatísticos de primeira ordem), parametrizando os fluxos turbulentos.

Louis (1979) descreveu um esquema de primeira ordem para a representação dos fluxos verticais turbulentos de calor, de momentum e de vapor d'água, e implementando este esquema num modelo unidimensional na direção vertical, simulou o ciclo diário da Camada Limite Planetária. O esquema tinha como importante característica a dependência do coeficiente de difusão não somente no cisalhamento do vento, mas também na estabilidade estática da atmosfera. Neste esquema os fluxos turbulentos na camada superficial foram baseados na teoria de similaridade de Monin e Obukhov (1954) e acima dela foram descritos como fluxos difusivos, ou seja, foram parametrizados através de um coeficiente de difusão ( $K$ ) que dependia da altura, do cisalhamento e da estabilidade. Assim, os coeficientes de difusão de momentum ( $K_m$ ) e de calor ( $K_h$ ) foram descritos por:

$$K_h = K_m = l^2 \left| \frac{\Delta v}{\Delta z} \right| f(Ri) \quad (1.18)$$

onde o comprimento de mistura turbulento ( $l$ ) foi descrito como Blackadar (1962):

$$l = \frac{\kappa z}{1 + \frac{\kappa z}{\lambda}} \quad (1.19)$$

$\kappa$  é a constante de Von Karman,  $\lambda$  é um parâmetro ajustável geralmente denominado comprimento assintótico, e a função de estabilidade  $f(Ri)$  foi assumida como:

$$f(Ri) = (1 + 4.7Ri)^{-2} \quad (1.20)$$

sendo que o número de Richardson foi definido como:

$$Ri = \frac{g \Delta z \Delta \theta}{\bar{\theta} (\Delta v)^2} \quad (1.21)$$

Louis (1979) verificou entretanto que, usando uma função  $f(Ri)$  quadrática, o es-

quema produzia resultados não-realísticos em casos estáveis. Quando o número de Richardson excedia o valor crítico, o solo tornava-se desconectado da atmosfera e resfriava à uma taxa maior do que era realmente observada, produzindo temperaturas muito baixas do solo durante a noite. Louis (1979) relacionou este problema com o fato de que a resolução vertical do modelo não conseguia resolver situações onde a espessura da camada turbulenta se tornava menor do que o nível mais baixo do modelo.

Além de Louis (1979), esquemas de primeira ordem foram utilizados por vários outros pesquisadores. Entre eles pode-se citar Reville (1993) que utilizou um esquema deste tipo para calcular o comportamento da temperatura e do vento próximo da superfície numa Camada Limite Noturna com turbulência intermitente. Pode-se destacar ainda, McNider et al. (1995), Delage (1997) e van de Wiel et al. (2002).

McNider et al. (1995) utilizou um esquema semelhante ao de Louis (1979), contudo utilizou uma formulação em que assumia que, para valores de  $Ri$  superiores a  $Ri_c$ , a turbulência era completamente extinta. Assim, as funções de estabilidade de momentum ( $f_m$ ) e de calor ( $f_h$ ) foram determinados por McNider et al. (1995) da seguinte maneira:

$$f_m(Ri) = f_h(Ri) = f(Ri) = \begin{cases} (1 - Ri/Ri_c)^2 & Ri < Ri_c \\ 0 & Ri \geq Ri_c \end{cases}$$

onde o número de Richardson crítico foi assumido como  $Ri_c = 0.25$ .

Delage (1997), usando um esquema de primeira ordem, comparou cinco diferentes formulações de funções de estabilidade para o cálculo dos fluxos verticais turbulentos num modelo unidimensional para a Camada Limite Noturna. Entre estas formulações está a que denominou Louis Modificada (LM), no qual utilizou o coeficiente 12 na formulação da função de estabilidade, ao invés do coeficiente 4.7 utilizado por Louis (1979). O motivo desta modificação foi aproximar mais os resultados aos de Beljaars e Holtslag (1991b), que acreditava serem mais realísticos. Assim, a formulação LM foi descrita como:

$$f(Ri) = (1 + 12Ri)^{-2} \quad (1.22)$$

Já, van de Wiel et al. (2002) utilizando vários esquemas de primeira ordem com diferentes funções de estabilidade, obteve resultados satisfatórios ao tentar simular o comportamento intermitente da CLE. Contudo, notou que as funções de estabilidade que permitiam a ocorrência da turbulência para valores acima do valor crítico do número de Richardson, suprimiam o comportamento oscilatório-intermitente da camada.



### 1.1.2 Esquemas de Fechamento de Ordem 1.5

Os esquemas de fechamento de ordem 1.5 utilizam uma ou mais equações prognósticas para quantidades turbulentas, porém parametrizam os fluxos verticais de maneira semelhante à feita nos esquemas de primeira ordem. Holt e Raman (1988) fizeram uma ampla revisão de modelos utilizando este tipo de fechamento.

Um tipo de esquema de fechamento de ordem 1.5 são os denominados esquemas  $e - l$ . Estes além de possuir equações para variáveis médias como o vento e a temperatura, possuem também uma equação prognóstica para a energia cinética turbulenta por unidade de massa ( $\bar{e}$ ), tal como:

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{e}}{\partial t}}_I = - \underbrace{\overline{u'w'}}_{II} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \underbrace{\overline{v'w'}}_{III} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \underbrace{\frac{g}{\Theta} \overline{(w'\theta')}}_{IV} - \underbrace{\frac{\partial \overline{w'e}}{\partial z}}_V - \underbrace{\varepsilon}_{VI} \quad (1.23)$$

onde  $\bar{e} = 1/2(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$  é a energia cinética turbulenta por unidade de massa,  $\overline{w'e}$  é o fluxo turbulento de energia cinética,  $\Theta$  é uma temperatura de referência, e  $\varepsilon$  é a dissipação viscosa de turbulência. Os termos na equação (1.23) representam:

- $I$ : a variação temporal local da energia cinética turbulenta;
- $II$  e  $III$ : produção de ECT por cisalhamento de vento;
- $IV$ : produção ou destruição térmica da turbulência;
- $V$ : divergência vertical de ECT;
- $VI$ : dissipação viscosa da turbulência.

Para descrever a dissipação viscosa nos modelos do tipo  $e - l$ , muitas vezes é utilizada a fórmula de Kolmogorov (KOLMOGOROV, 1941), a qual implicitamente assume isotropia e homogeneidade:

$$\varepsilon = c_\varepsilon \frac{\bar{e}^{3/2}}{l_d} \quad (1.24)$$

onde  $c_\varepsilon$  é uma constante e  $l_d$  é o comprimento de mistura associado a dissipação viscosa de turbulência.

Delage (1974) implementou um esquema do tipo  $e - l$  para acompanhar a evolução da Camada Limite Noturna com a ajuda de um modelo unidimensional. Neste trabalho, o autor utilizou um coeficiente de difusão ( $K_m = K_h = K$ ) dado em função da energia cinética turbulenta:

$$K = l c_k \bar{e}^{1/2} \quad (1.25)$$

onde  $c_k$  é uma constante ajustável, e o comprimento de mistura ( $l$ ) foi definido como:

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{\kappa(z + z_0)} + \frac{1}{\lambda} + \frac{\beta}{\kappa L} \quad (1.26)$$

com  $\beta$  sendo uma constante empírica,  $z_0$  sendo o comprimento de rugosidade e  $L$  sendo o comprimento de Obukhov.

As simulações de Delage (1974) mostraram que, após algumas horas de resfriamento, a camada de inversão atingiu uma profundidade máxima, que dependia fortemente da magnitude do vento geostrófico e mais fracamente na taxa de resfriamento do solo.

Já, André et al. (1978) descreveram um modelo do tipo  $e - l$  cuja equação diagnóstica para os comprimentos de mistura de momentum ( $l_m$ ) era dada por:

$$l_m = l_d = l \quad (1.27)$$

onde o comprimento de mistura  $l$  foi determinado como:

$$l = \begin{cases} l_{nc} & , \text{ se } \partial\bar{\theta}/\partial z \leq 0 \\ \min(l_{nc}, l_s) & , \text{ se } \partial\bar{\theta}/\partial z > 0 \end{cases}$$

com  $l_{nc}$  sendo o comprimento característico para o caso com estratificação neutra e instável, enquanto  $l_s$  é a escala de comprimento característica para estratificação estável.

Belair et al. (1999) também utilizaram um esquema do tipo  $e - l$  para tentar reproduzir a rápida evolução da Camada Limite Planetária, contudo para dois diferentes casos: um caracterizado por uma forte inversão térmica e fraco cisalhamento do vento, e um outro com fraca inversão e com forte cisalhamento do vento próximo do topo da CLP. Para isto assumiu um número de Prandtl turbulento constante (definido como:  $Pr = K_m/K_h$ ). Assim, os coeficientes de difusão de momentum e de calor foram descritos, respectivamente, como:

$$K_m = 0.516 l_m e^{1/2} \quad (1.28)$$

$$K_h = \frac{K_m}{Pr} \quad (1.29)$$

O comprimento de mistura ( $l_m$ ) foi determinado por um perfil linear dado por  $\kappa z$ , aumentando verticalmente até atingir um valor assintótico de  $200 m$ , a partir do qual era mantido constante.

Outro tipo de esquema de fechamento de ordem 1.5 são os denominados esquemas  $e - \varepsilon$ . Estes esquemas, utilizam além de uma equação para a energia cinética turbulenta, uma equação prognóstica para a dissipação de energia. Desta forma, não é utilizada a fórmula de Kolmogorov para a dissipação na equação prognóstica para a ECT (equação (1.23)), diferenciando-os dos esquemas  $e - l$ .

Um exemplo de esquema do tipo  $e - \varepsilon$  é o de Duynderke (1988), que o aplicou na simulação de uma Camada Limite Estável e de uma neutra, discutindo quais termos deveriam ser incluídos na equação para  $\varepsilon$  e comparando os resultados obtidos com os de Simulação dos Grandes Turbilhões (LES, na sigla em inglês) e com esquemas de fechamento de segunda ordem. Assim, utilizou a seguinte equação prognóstica para a dissipação:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{w'\varepsilon'}}{\partial z} + \frac{\varepsilon}{\bar{e}}(c_{1\varepsilon}P - c_{2\varepsilon}\varepsilon) \quad (1.30)$$

onde  $P$  representa a soma dos termos de produção de ECT, e  $c_{1\varepsilon}$  e  $c_{2\varepsilon}$  são coeficientes de ajuste, e o termo de transporte ( $\overline{w'\varepsilon'}$ ) é descrito por:

$$-\overline{w'\varepsilon'} = \frac{K}{Pr_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \quad (1.31)$$

no qual  $Pr_\varepsilon$  é o número de Prandtl turbulento para a dissipação  $\varepsilon$ .

Modelos do tipo  $e - \varepsilon$  são amplamente utilizados na engenharia (DUYNKERKE, 1988; CUXART et al., 2006) e podem ser vantajosos em casos de escoamentos sobre terrenos irregulares, no qual uma escala de comprimento não pode ser determinada por características locais da superfície.

### 1.1.3 Esquemas de Fechamento de Segunda Ordem

Os esquemas de fechamento de segunda ordem resolvem os fluxos turbulentos (momentos estatísticos de segunda ordem) e aproximam os momentos de terceira ordem. Exemplos deste tipo de esquema podem ser encontrados em Wyngaard (1975), Brost e Wyngaard (1978), Mellor e Yamada (1982) e Abdella e McFarlane (1997).

Abdella e McFarlane (1997) além de escrever equações prognósticas para as componentes do vento médio ( $\bar{u}$ ) e ( $\bar{v}$ ), para a temperatura potencial ( $\bar{\theta}$ ) e para a energia cinética turbulenta ( $\bar{e}$ ), escreveram equações prognósticas para as componentes do fluxo de momentum ( $\overline{u'w'}$ ) e ( $\overline{v'w'}$ ) e para o fluxo de calor sensível ( $\overline{w'\theta'}$ ). Considerando homogeneidade horizontal e a aproximação de Boussinesq (onde as perturbações de temperatura são suficientemente baixas podendo ser desconsideradas em praticamente todos os termos, com exceção do termo de flutuabilidade), e negligenciando a dissipação molecular dos fluxos, estas novas equações prognósticas foram descritas da seguinte maneira:

$$\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial t} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \overline{u' \frac{\partial p'}{\partial z}} - \frac{\partial \overline{w'^2 u'}}{\partial z} - \overline{w'^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \beta_c g \overline{u'\theta'} \quad (1.32)$$

$$\frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial t} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \overline{v' \frac{\partial p'}{\partial z}} - \frac{\partial \overline{w'^2 v'}}{\partial z} - \overline{w'^2} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \beta_c g \overline{v'\theta'} \quad (1.33)$$

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial t} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \overline{\theta' \frac{\partial p'}{\partial z}} - \frac{\partial \overline{w'^2 \theta'}}{\partial z} - \overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \beta_c g \overline{\theta'^2} \quad (1.34)$$

onde  $(\beta_c)$  é o coeficiente de expansão térmica e  $(p')$  é a perturbação da pressão em relação a média. Foram descritas ainda equações prognósticas para as duas variâncias,  $\overline{w'^2}$  e  $\overline{\theta'^2}$ , que surgiram nas equações (1.32), (1.33), (1.34):

$$\frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial t} = -\frac{2}{\bar{\rho}} \overline{w' \frac{\partial p'}{\partial z}} - \frac{\partial \overline{w'^3}}{\partial z} + 2\beta_c g \overline{w'\theta'} - \frac{2}{3}\varepsilon \quad (1.35)$$

$$\frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{w'\theta'^2}}{\partial z} - 2 \overline{w'\theta'} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - 2\varepsilon_\theta \quad (1.36)$$

onde  $\varepsilon_\theta$  representa a dissipação viscosa da variância da temperatura. Os momentos estatísticos de terceira ordem que surgiram nas equações (1.35) e (1.36) representam transportes verticais de fluxos e de variâncias, e foram parametrizados pelos autores de maneiras distintas, as quais não serão discutidas aqui.

O uso de esquemas de ordem mais alta traz algumas vantagens na representação da Camada Limite Estável, porém ao mesmo tempo traz desvantagens como o aumento na complexidade das equações e o aumento do custo computacional. Fechamentos para momentos de terceira ordem na Camada Limite Planetária foram propostos, entre outros, por Canuto, Cheng e Howard (2001), Ferrero e Racca (2004) e por Ferrero e Colonna (2006).

## 1.2 Simulações dos Grandes Turbilhões (LES) e Simulações Numéricas Diretas (DNS)

Os esquemas de Simulação dos Grandes Turbilhões (LES) são esquemas que resolvem de maneira exata as maiores escalas da turbulência nas equações de Navier-Stokes, parametrizando as menores. Representou um enorme avanço em relação as parametrizações baseadas em fechamento de qualquer ordem, porém a um custo computacional elevado. Entre estes esquemas estão os de Deardorff (1972), Moeng (1984), Mason e Derbyshire (1990), Andrén (1995), Kosovic e Curry (2000) e Cuxart e Jimenez (2007).

Já os esquemas de Simulação Numérica Direta (DNS) são esquemas que resolvem numericamente as equações de Navier-Stokes de uma forma direta para todas as escalas espaciais e temporais da turbulência. Isso é, todavia, obtido a um custo computacional muito mais elevado ainda que o do LES, e por esse motivo, esse tipo de simulação só é possível para números de Reynolds moderados, várias ordens de magnitude abaixo

dos que são de fato observados na Camada Limite Estável. Entre os autores que utilizaram estes esquemas para a CLE estão Nieuwstadt (2005) e Boing et al. (2010).

### **1.3 Modelos de Coluna Simples e os Desafios na Modelagem da Camada Limite Noturna**

É de fundamental importância que os modelos reproduzam da melhor maneira possível a transferência de propriedades como momentum, calor e escalares entre a superfície e a atmosfera. Na verdade, a necessidade da caracterização precisa dessa interação é a grande dificuldade inerente aos modelos de Camada Limite Planetária. Por esse motivo, vários estudos consideram os chamados “Modelos de Coluna Simples” (*Single Column Model*, em inglês), que consistem em uma grade unidimensional, vertical. Esses esquemas são limitados em sua representação da realidade por não considerarem os processos horizontais, como advecção e fluxos turbulentos. Porém, seu propósito maior é como ferramenta visando especificamente a melhora da representação dos processos verticais e unidimensionais por natureza, de interação entre a superfície e a atmosfera. Um grande esforço tem sido feito em anos recentes com o intuito de melhorar a qualidade da previsão do tempo por tais esquemas numéricos.

Cuxart et al. (2006) apresentou uma comparação detalhada entre vários Modelos de Coluna Simples utilizados em pesquisas e em modelos de previsão e clima (esquemas operacionais), observando que os esquemas tinham muitas características em comum e que as principais diferenças estavam em parâmetros de ajuste, que afetam as funções de estabilidade nos esquemas de primeira ordem, e os comprimentos de mistura nos esquemas de ordens mais altas. Contudo, notou também que havia problemas com desacoplamento da CLE e com situações de estabilidades atmosféricas muito elevadas. Svensson et al. (2011) fez uma análise semelhante, concluindo que os Modelos de Coluna Simples mostravam temperaturas mais baixas que o LES e que as magnitudes dos fluxos de calor sensível eram superestimadas durante a noite.

Além da limitação geral dos Modelos de Coluna Simples em representar o comprimento de mistura, que faz com que a mistura turbulenta seja excessiva ou insuficiente, os processos de desacoplamento e de intermitência são frequentemente associados na literatura às dificuldades deste tipo de esquema.

No desacoplamento o controle das variáveis junto à superfície passa a ser exercido exclusivamente por processos locais, aumentando sua variabilidade horizontal (ACEVEDO; FITZJARRALD, 2001) e diminuindo bastante a sua previsibilidade. Derbyshire (1999) mostrou que os esquemas numéricos normalmente utilizados resolvem o processo do desacoplamento, enquanto que Acevedo, Costa e Degrazia (2012) mostraram que de-

pendendo da formulação utilizada para representar a mistura turbulenta, o processo pode ser mais ou menos intenso e ser iniciado com valores apreciavelmente diferentes de vento no topo da camada. É possível que esses sejam os motivos que levaram Viterbo et al. (1999) a afirmarem que o desacoplamento excessivo é uma das grandes dificuldades dos Modelos de Coluna Simples no período noturno.

O segundo processo físico que ocorre na Camada Limite Noturna e é mal representado pelos modelos é a intermitência. Na verdade, se pode dizer que os Modelos de Coluna Simples atualmente empregados de maneira operacional não são capazes de reproduzir este processo físico que, por sua vez, pode afetar de maneira significativa variáveis como temperatura ou concentração de escalares junto à superfície. Recentemente, Costa et al. (2011) apresentaram um modelo simplificado, que tem a característica única de ser capaz de reproduzir eventos turbulentos intermitentes na Camada Limite Noturna. Tal esquema é baseado em equações prognósticas para as componentes horizontais do vento, temperatura do ar e do solo, de maneira semelhante ao que foi feito por McNider et al. (1995) e por van de Wiel et al. (2002). Diferentemente destes dois trabalhos, entretanto, Costa et al. (2011), utilizaram uma equação prognóstica para a energia cinética turbulenta ao invés de prescrever a mistura turbulenta como uma função arbitrária da estabilidade atmosférica.

## 2 DESCRIÇÃO DO MODELO

### 2.1 Equações Básicas

Para realizar a calibração do modelo considerou-se uma CLE idealizada, não subsidente ( $\bar{w} = 0$ ), horizontalmente homogênea, sem divergência do fluxo radioativo e sem umidade ( $q = 0$ ). Inicialmente, o modelo de Delage (1974) foi escolhido a partir do qual se fez modificações simples. O motivo por trás desta escolha é o de ser um modelo de fácil implementação. Por razões de simplificação, utilizou-se uma coordenada vertical linear, ao invés da utilizada pelo autor. Assim, foram utilizadas as seguintes equações prognósticas para as componentes médias do vento  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$  e  $\bar{\theta}$ :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f(\bar{v} - \bar{v}_g) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = f(\bar{u}_g - \bar{u}) - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = - \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} \quad (2.3)$$

A equação para a energia cinética turbulenta (ECT) por unidade de massa foi descrita da seguinte maneira:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} (\overline{w'\theta'}) - \frac{\partial \overline{w'e}}{\partial z} - c_\varepsilon \frac{\bar{e}^{3/2}}{l_d} \quad (2.4)$$

onde  $l_d$  é o comprimento de mistura associado a dissipação viscosa de turbulência.

Por último, para se determinar a altura  $h$  da Camada Limite Noturna, definiu-se ela como sendo a altura na qual a energia cinética turbulenta encontra-se abaixo de 5 % de seu valor em superfície.

### 2.2 Fechamento de Turbulência do Modelo

Como se viu no capítulo 1, as equações básicas dadas por (2.1), (2.2), (2.3) e (2.4) formam um sistema não fechado, pois têm-se mais incógnitas do que equações. Falta, portanto, determinar o valor dos novos termos que surgiram: os fluxos turbulentos  $\overline{u'w'}$ ,  $\overline{v'w'}$ ,  $\overline{w'\theta'}$ ,  $(\overline{w'e})$ . A maneira mais fácil de representar estes fluxos em cada equação é parametrizando-os através de um coeficiente de difusão (teoria-K). Assim, os fluxos

turbulentos podem ser computados da seguinte maneira:

$$-\overline{u'w'} = K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (2.5)$$

$$-\overline{v'w'} = K_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \quad (2.6)$$

$$-\overline{w'\theta'} = K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (2.7)$$

$$-\overline{w'e} = K_e \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \quad (2.8)$$

Supõe-se assim, que os fluxos turbulentos são localmente relacionados com os gradientes verticais e com um coeficiente de difusão  $K$ , que é uma propriedade do escoamento turbulento. Desta forma, todas complexidades da turbulência precisam ser computadas por este coeficiente. Assim, o problema do fechamento se resume a especificar este  $K$ . Neste modelo os coeficientes de difusão são expressos por (WENG; TAYLOR, 2003):

$$K_m = c_k \bar{e}^{1/2} l_m \quad (2.9)$$

$$K_h = \frac{K_m}{Pr} = \frac{c_k \bar{e}^{1/2} l_m}{Pr} \quad (2.10)$$

$$K_e = K_m = c_k \bar{e}^{1/2} l_m \quad (2.11)$$

onde  $l_m$  é o comprimento de mistura,  $c_k$  é uma constante ajustável,  $K_e$  é o coeficiente de difusão de energia cinética turbulenta e  $Pr$  é o número de Prandlt turbulento definido como  $Pr = K_m/K_h$ .

Portanto, o esquema utilizado neste trabalho se caracteriza como sendo da ordem 1.5 e do tipo  $e - l$ , pois utiliza equações prognósticas para as variáveis médias e uma equação para a ECT (eq. 2.4), além de uma equação diagnóstica para o comprimento de mistura turbulento. As formulações para a mistura turbulenta ( $l_m$ ) serão descritas com mais detalhes na seção 2.3 do capítulo 3 deste trabalho.

### 2.3 Parametrizações Utilizadas

Para estimar o comprimento de mistura foram utilizadas quatro diferentes formulações, que estão presentes na Tabela 2.1.



Tabela 2.1: Comprimentos de mistura utilizados para cada formulação.

Formulação	Comprimentos de mistura
Delage (1974)	$\frac{1}{l_m} = \frac{1}{\kappa(z+z_0)} + \frac{1}{\lambda} + \frac{\beta}{\kappa L}$
Louis (1979)	$l_m = \min(\kappa z, 200) f_m ; \quad f_m = (1 + 4.7 Ri)^{-2}$
Delage (1997)	$l_m = \min(\kappa z, 200) f_m ; \quad f_m = (1 + 12 Ri)^{-2}$
Belair et al. (1999)	$l_m = \min(\kappa z, 200) f_m ; \quad f_m = (1 + 12 Ri)^{-1}$

Na tabela acima, ( $f_m$ ) representa uma função de estabilidade, e na formulação de Delage (1974)  $\beta$  é uma constante (aqui  $\beta = 4.8$ ).

Estas formulações foram utilizadas pois apresentam diferentes maneiras de abordar o problema:

- Delage (1974) (a partir daqui, D-74): não utiliza função de estabilidade, que depende do número de Richardson, para parametrizar o comprimento de mistura. Ao invés disso, utiliza a relação  $z/L$  como critério para estimar a estabilidade da Camada Limite Estável.
- Louis (1979) (a partir daqui, L-79): utiliza uma função de estabilidade dependente do número de Richardson do tipo cauda-longa quadrática. O termo “cauda-longa” significa que a função de estabilidade reproduz mistura turbulenta mesmo para escoamentos com números de Richardson acima do valor crítico;
- Delage (1997) (a partir daqui, D-97): utiliza a função de estabilidade de cauda longa quadrática proposta por L-79 corrigida, baseando-se em dados experimentais. Tal correção ocorre no fator 12 que multiplica o número de Richardson, ao invés de 4.7 utilizado por L-79;
- Belair et al. (1999) (a partir daqui, B-99): utiliza uma função de estabilidade dependente do número de Richardson do tipo cauda-longa linear;

Para quase todas as formulações determinou-se o comprimento de mistura associado à dissipação viscosa ( $l_d$ ), utilizado para descrever o quinto termo do lado direito da equação (2.4), como sendo  $l_d = l_m$ . Com exceção de D-74, onde há uma diferença no terceiro termo do lado direito da equação para  $l_d$  em relação a  $l_m$ :

$$\frac{1}{l_d} = \frac{1}{\kappa(z+z_0)} + \frac{1}{\lambda} + \frac{(\beta-1)}{\kappa L} \quad (2.12)$$

### 3 CALIBRAÇÃO

#### 3.1 Descrição do Caso, Discretização e Condições Iniciais e de Contorno

Beare et al. (2006), como parte do estudo conhecido como GABLS (*Global Energy and Water Cycle Experiment Atmospheric Boundary Layer Study*), realizou uma intercomparação entre modelos LES simulando uma Camada Limite Estável baseado em observações no Ártico e nas simulações de Kosovic e Curry (2000). As diferenças entre os modelos LES e as observações disponíveis se mostraram relativamente pequenas para casos moderadamente estratificados, embora a mistura turbulenta tenha sido um pouco superestimada. Assim, neste trabalho o mesmo caso no Ártico é simulado e os resultados podem ser comparados aos obtidos por Kosovic e Curry (2000) e Beare et al. (2006) através de LES, de forma semelhante à realizada por Cuxart et al. (2006). Por este motivo, as condições iniciais e de contorno são semelhantes às encontradas nestes trabalhos. A comparação com os resultados de LES fornece condições controladas para a comparação de esquemas de turbulência usando parâmetros que raramente podem ser obtidos diretamente das observações, tal como os perfis de muitas quantidades turbulentas.

A Camada Limite Estável é governada por um vento geostrófico uniforme e com uma taxa de resfriamento superficial especificada. A latitude considerada é de  $73^\circ$  N, cujo parâmetro de Coriolis é dado por  $f = 1.39 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  (KOSOVIC; CURRY, 2000). As equações foram discretizadas utilizando diferenças finitas centradas de segunda ordem numa grade vertical igualmente espaçada, totalizando 121 níveis dentro do domínio de 400 m e resultando num espaçamento de grade  $\Delta z \approx 3.31$  m. Posteriormente, as equações foram integradas temporalmente utilizando o método de Runge-Kutta de  $4^\circ$  ordem, com um passo de tempo de 0.1 s. O tempo total de rodada do modelo foi de 9 horas.

O comprimento de rugosidade ( $z_0$ ) foi definido como 0.1 m, a umidade foi desconsiderada ( $q = 0$ ) e foi determinado um vento geostrófico  $u_g = 8 \text{ m s}^{-1}$  na direção  $x$ , assim  $v_g = 0$ . Utilizou-se as seguintes condições iniciais e de contorno:

- As componentes do vento foram inicialmente definidas como sendo iguais às do geostrófico;
- A temperatura potencial ( $\theta$ ) inicial é igual a 265 K até 100 m, a partir de onde aumenta a uma taxa de  $0.01 \text{ K m}^{-1}$  até o topo do domínio, onde um valor de 268 K é alcançado.
- O perfil vertical inicial de energia cinética turbulenta ( $\bar{e}_{t_0}$ ) dada em  $\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$ , foi des-

critério da seguinte maneira:

$$\bar{\epsilon}_{t_0} = \begin{cases} 0.4 \left(1 - \frac{z}{250}\right)^3, & \text{se } 0 \leq z \leq 250 \text{ m} \\ 10^{-9}, & \text{se } 250 < z \leq 400 \text{ m} \end{cases}$$

- O vento é igual a zero em  $z_0$  e a temperatura em superfície é iniciada em 265 K e decresce a uma taxa constante de  $0.25 \text{ K h}^{-1}$ .

Foram considerados ainda as seguintes constantes: a aceleração da gravidade  $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$ , o número de Prandtl turbulento  $Pr = 0.85$ , o comprimento assintótico  $\lambda = 200 \text{ m}$  e a constante de von Kármán  $\kappa = 0.4$ .

### 3.2 Primeiros Resultados

Como descrito na seção 2.2 do capítulo 2, a difusão da turbulência além de depender da ECT, depende também do comprimento de mistura e do coeficiente ajustável  $c_k$ . Desta maneira, para realizar as primeiras simulações, utilizou-se inicialmente um valor fixo de  $c_k = 0.55$  para cada formulação dada pela tabela 2.1 da seção anterior. Assim, após a simulação de 9 horas, obteve-se os primeiros perfis verticais da intensidade do vento ( $U$ ), da temperatura potencial do ar ( $\theta$ ), do comprimento de mistura ( $l_m$ ) e do coeficiente de difusão de momentum ( $K_m$ ) para as quatro diferentes parametrizações. Estes podem ser comparados com os resultados de LES obtidos por Kosovic e Curry (2000) e encontrados em Cuxart et al. (2006) e Beare et al. (2006).

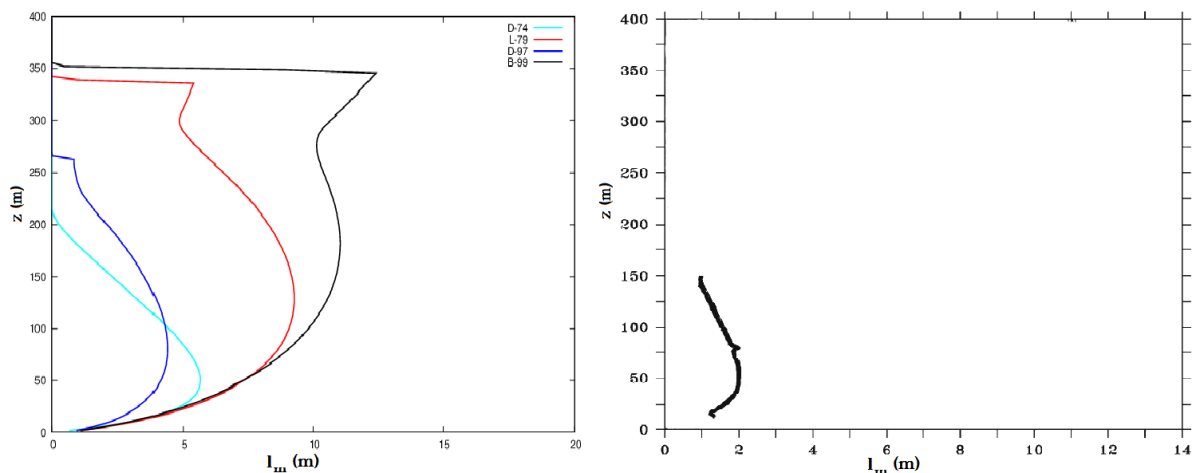


Figura 3.1: Perfis verticais de comprimento de mistura turbulento ( $l_m$ ) obtidos pela simulação de 9 horas (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).

Comparando-se os perfis verticais de comprimento de mistura ( $l_m$ ) com o perfil obtido por LES (figura 3.1) nota-se que as parametrizações apresentaram valores máximos bem acima do esperado. Enquanto o LES mostrou um pico de  $l_m$  aproximadamente igual a 2 m, as simulações mostraram picos variando entre 4 m e 13 m. Além disso, as parametrizações L-79 e B-99 ainda representaram uma mistura turbulenta muito elevada mesmo nos níveis mais altos dentro do domínio.

Na figura 3.2 estão esboçados os perfis verticais de coeficientes de difusão de momentum ( $K_m$ ) encontrados no final da simulação. Observa-se nesta figura que as parametrizações de D-74 e D-97 indicam valores máximos de  $K_m$  próximos de  $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , de forma semelhante ao perfil vertical encontrado na simulação por LES (figura 3.2). Já, as parametrizações de L-79 e B-99 mostraram picos mais elevados, ambos próximos de  $2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Ou seja, de maneira geral os perfis verticais de coeficiente de difusão de momentum apresentaram uma boa conformidade com os resultados do LES, embora as formulações de L-79 e B-99 tenham apresentado picos mais elevados do que o esperado.

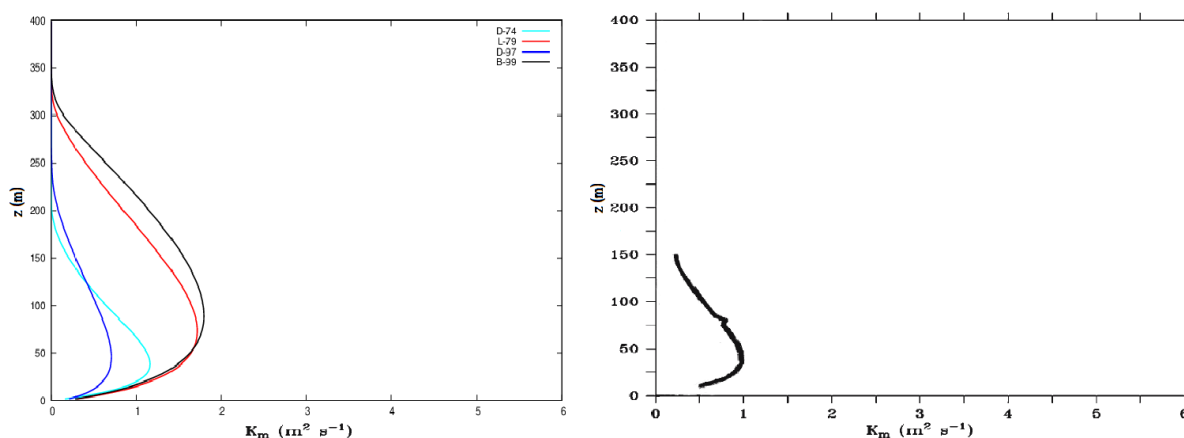


Figura 3.2: Perfis verticais de coeficientes de difusão turbulento ( $K_m$ ) obtidos pela simulação de 9 horas (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).

Como visto nas figuras 3.1 e 3.2 os valores de  $l_m$  e  $K_m$  das parametrizações L-79 e B-99 mostraram-se mais altos do que o previsto pelo LES, indicando que estas exibem uma mistura turbulenta maior do que deveriam. Esta característica também pode ser observada nos perfis verticais de temperatura potencial ( $\theta$ ) (figura 3.3). Nesta figura, nota-se que enquanto as parametrizações de D-74 e D-97 apresentaram perfis bem semelhantes aos do LES, as parametrizações de L-79 e B-99 apresentaram perfis verticais de temperatura menos estáveis acima de 100 m, onde ambas mostraram temperaturas mais baixas do que o esperado até aproximadamente 350 m.

Os perfis de intensidade do vento também ficaram semelhantes aos do LES, como pode ser visto na figura 3.4. Nota-se que todas as parametrizações apresentaram picos de intensidade do vento dentro do valor esperado de aproximadamente  $10 \text{ m s}^{-1}$ . Contudo, o nível onde ocorre esse máximo de intensidade de vento foi superestimado para as

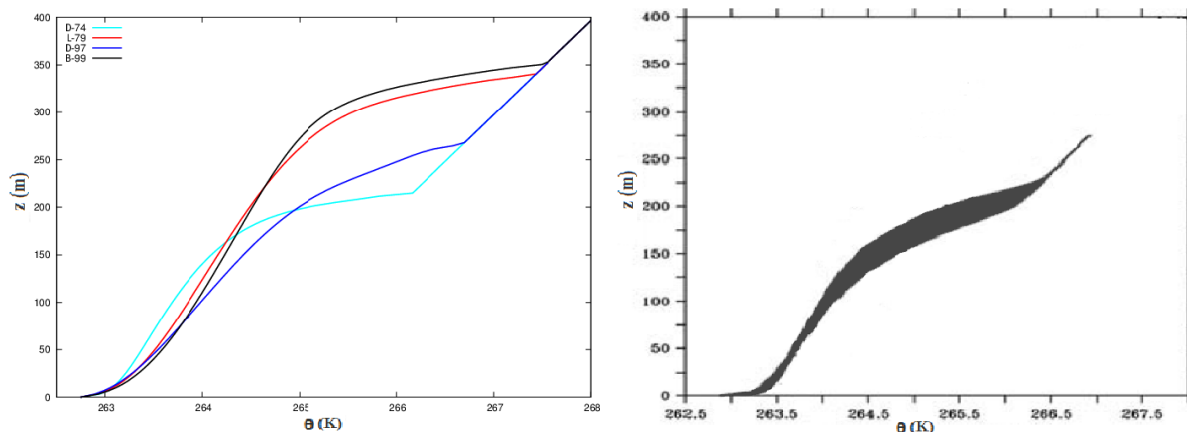


Figura 3.3: Perfis verticais de temperatura potencial ( $\theta$ ) obtidos pela simulação de 9 horas (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).

parametrizações de L-79 e B-99. Enquanto para o LES o pico ocorreu entre os níveis de 150 m e 200 m, na simulação utilizando estas parametrizações os picos ficaram entre 300 m e 350 m.

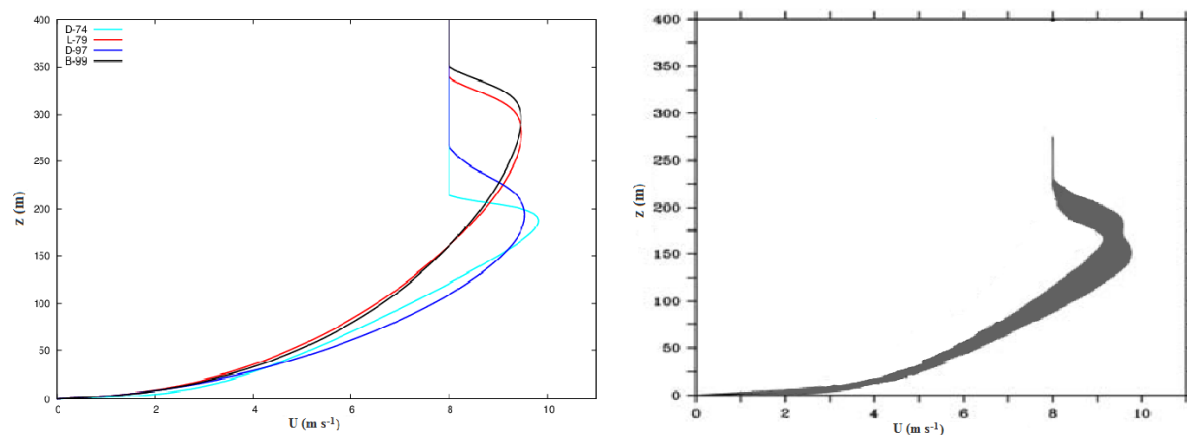


Figura 3.4: Perfis verticais de magnitude do vento ( $U$ ) obtidos pela simulação de 9 horas (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).

Nas figuras 3.5 e 3.6, estão representados a evolução noturna da velocidade de fricção em superfície ( $u_{*0}$ ) e da altura da Camada Limite Estável ( $h$ ) em função do tempo, obtidos através da simulação do Modelo de Coluna Simples e através do LES (adaptado de Cuxart et al. (2006)), respectivamente.

A maior intensidade turbulenta, utilizando as formulações de L-79 e B-99 para o comprimento de mistura, pode ser comprovada observando os gráficos da evolução temporal da velocidade de fricção em superfície ( $u_{*0}$ ) e da altura da CLE ( $h$ ). Enquanto que o LES apresentou valores finais de  $u_{*0}$  oscilando em torno de  $0.29 \text{ m s}^{-1}$ , L-79 e B-99, apresentaram valores finais de  $u_{*0}$  acima de  $0.31 \text{ m s}^{-1}$ . Da mesma forma, a altura da camada ficou superestimada para estas parametrizações, onde ambas mostraram alturas próximas de 250 m, enquanto que no LES,  $h$  apresentou uma média em torno de 177 m.

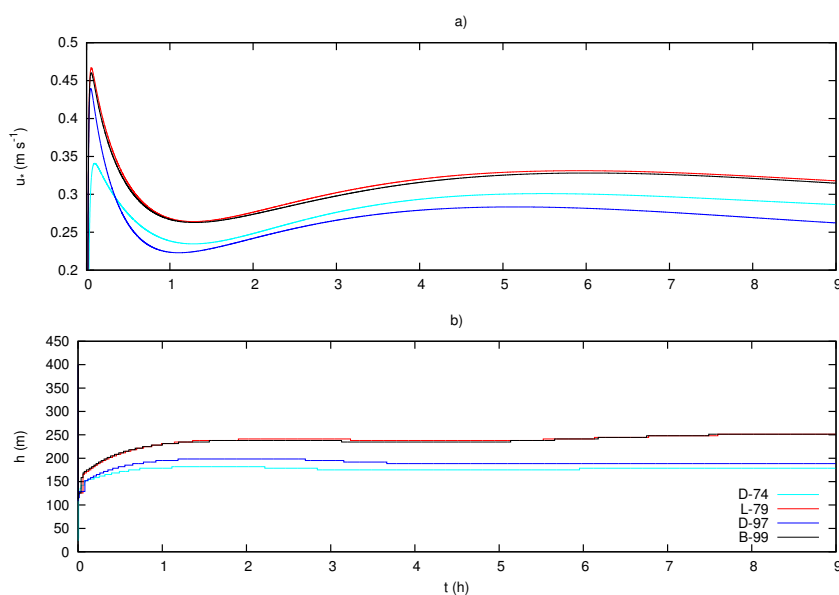


Figura 3.5: Evolução temporal de velocidade de fricção ( $u_{*0}$ ) (a) e da altura da Camada Limite Estável ( $h$ ) (b), obtidos pela simulação do Modelo de Coluna Simples.

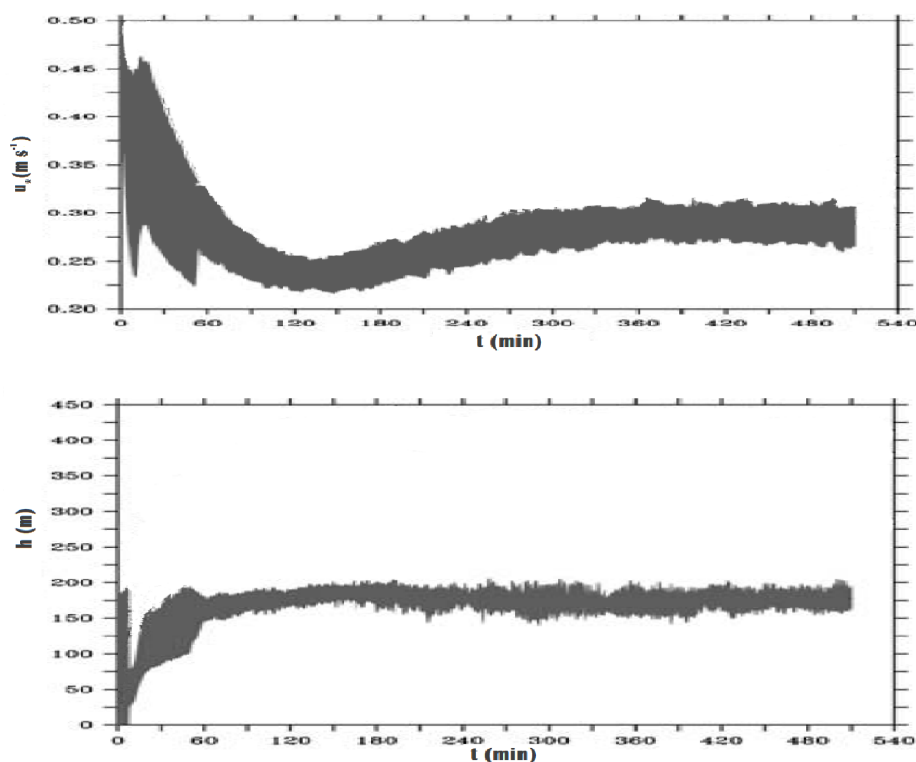


Figura 3.6: Evolução temporal de velocidade de fricção ( $u_{*0}$ ) (a) e da altura da Camada Limite Estável ( $h$ ) (b), obtidos pelo modelo LES; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).

### 3.3 Calibração do modelo

Os resultados apresentados na seção anterior mostraram que algumas formulações consideradas superestimaram a intensidade da turbulência na CLE. Uma maneira

de contornar este problema é reduzir a intensidade dos fluxos turbulentos destas parametrizações. Assim, foram definidos novos valores para o coeficiente  $c_k$  das formulações apresentadas por L-79 e B-99, com o intuito de diminuir a difusão turbulenta e aproximar os resultados ao esperado.

Tabela 3.1: Valores de  $c_k$  utilizados para as 4 diferentes parametrizações e os respectivos valores finais, após a simulação de 9 horas: da altura da Camada Limite Estável ( $h$ ), do fluxo de energia na forma de calor sensível na superfície ( $\overline{w'\theta'_s}$ ), da velocidade de fricção na superfície ( $u_{*0}$ ) e do comprimento de Obukhov ( $L$ ). Assim como os valores médios e desvios padrões ( $\sigma$ ) destas variáveis obtidos por LES (CUXART et al., 2006).

<b>Parametrização</b>	$c_k$	$h$ (m)	$\overline{w'\theta'_s}$ (K m s <sup>-1</sup> )	$u_{*0}$ (m s <sup>-1</sup> )	$L$ (m)
D-74	0.55	178.51	-0.011	0.28	140.74
L-79	0.26	191.73	-0.011	0.25	93.91
D-97	0.55	188.43	-0.011	0.26	110.86
B-99	0.25	191.73	-0.011	0.24	86.07
LES (média; $\sigma$ )		177; 16	-0.012; 0.002	0.29; 0.02	149; 31

Como critério para realizar a calibração do modelo, procurou-se ajustar os valores finais de algumas variáveis da simulação do Modelo de Coluna Simples dentro dos respectivos desvios padrões ( $\sigma$ ) obtidos por LES. As variáveis analisadas foram a altura da CLE ( $h$ ), o fluxo de energia na forma calor de sensível na superfície ( $\overline{w'\theta'_s}$ ), a velocidade de fricção na superfície ( $u_{*0}$ ) e o comprimento de Obukhov ( $L$ ). Como não foi possível ajustar todas variáveis dentro do desvio padrão, deu-se prioridade para a altura da CLE e para o fluxo de calor sensível. Assim, na tabela 3.1, estão representados os valores de  $c_k$  de cada formulação, e os resultados finais da simulação de 9 horas das variáveis mencionadas anteriormente, bem como as médias e desvios padrão do LES.

Como pode-se ver na Tabela 3.1 somente a parametrização de D-74 possui todas variáveis dentro do desvio padrão do LES. Para as demais parametrizações, a velocidade de fricção em superfície e o comprimento de Obukhov apresentaram valores menores do que o desvio padrão. Nota-se ainda nesta tabela que, após a calibração, os fluxos de todas formulações apresentaram valores aproximadamente iguais a  $-0.011$  K m s<sup>-1</sup> e que, embora diminuindo a difusão turbulenta, a altura da CLE simulada utilizando L-79 e B-99, apresentou-se no limite superior do desvio padrão para ambas parametrizações.

Utilizando os valores de  $c_k$  ajustados, foram realizadas novas simulações da Camada Limite Estável utilizando o Modelo de Coluna Simples. Assim, após a simulação de 9 horas, foram novamente obtidos perfis verticais da intensidade do vento, da temperatura

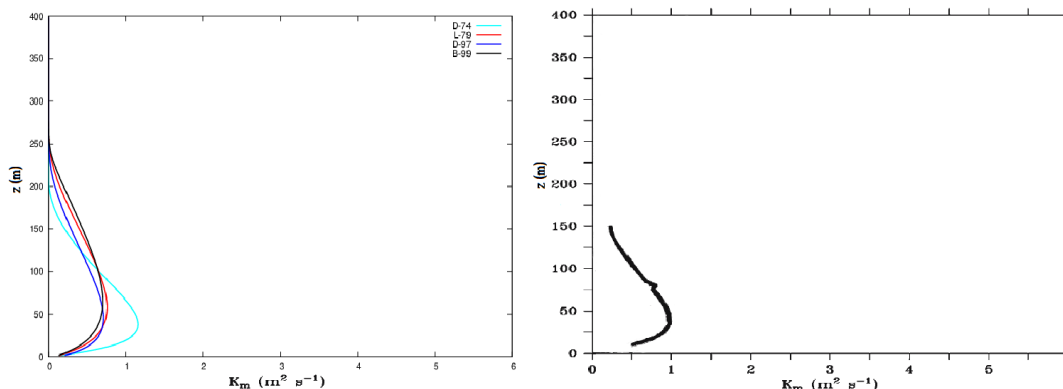


Figura 3.7: Perfis verticais de coeficientes de difusão turbulenta ( $K_m$ ) obtidos pela simulação de 9 horas após a calibração (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).

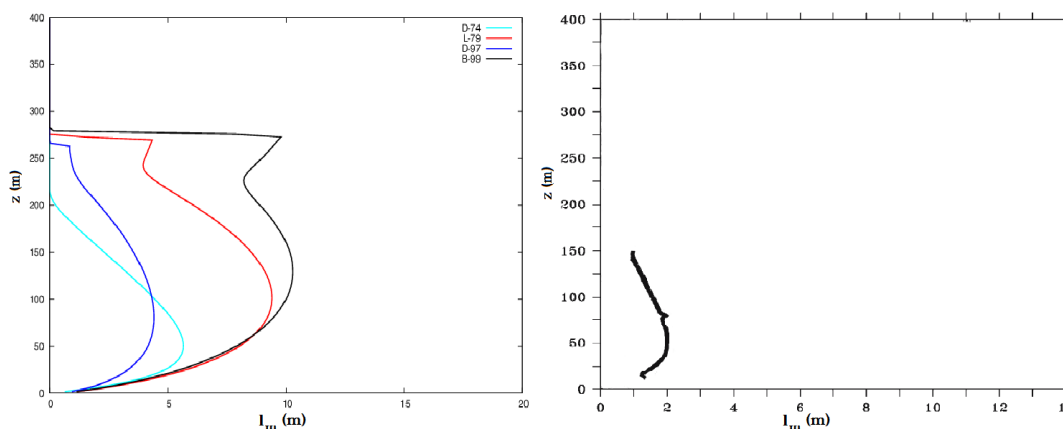


Figura 3.8: Perfis verticais de comprimento de mistura turbulenta ( $l_m$ ) obtidos pela simulação de 9 horas após a calibração (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).

potencial do ar, do comprimento de mistura e do coeficiente de difusão de momentum. Nota-se que as parametrizações de L-79 e B-99 apresentaram uma melhora significativa, em comparação com os resultados anteriores, em praticamente todos os perfis verticais.

Os perfis verticais de coeficiente de difusão de momentum obtidos após a calibração estão esboçados na figura 3.7. Primeiramente, observa-se que o pico de  $K_m$  das parametrizações que mostravam valores muito altos diminuiu e se aproximou das demais. Assim, após a calibração todas as parametrizações mostraram picos de coeficiente de difusão turbulenta em torno de  $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  ficando de acordo ao LES. Além disso, nota-se que o nível onde a difusão turbulenta tende a zero ficou semelhante para todas formulações, oscilando entre 200 e 250 m de altura.

Na figura 3.8 estão representados os novos perfis verticais de comprimento de mistura ( $l_m$ ) obtidos após a calibração. Observando a figura, nota-se que os perfis de  $l_m$  utilizando L-79 e B-99 ainda mostraram valores muito altos. Contudo, houve uma ligeira queda no nível onde o comprimento de mistura se aproximou de zero. Enquanto antes da



calibração ambas parametrizações ainda apresentavam valores consideráveis até 350 m, após a calibração o comprimento de mistura tornou-se nulo para níveis acima dos 300 m de altura.

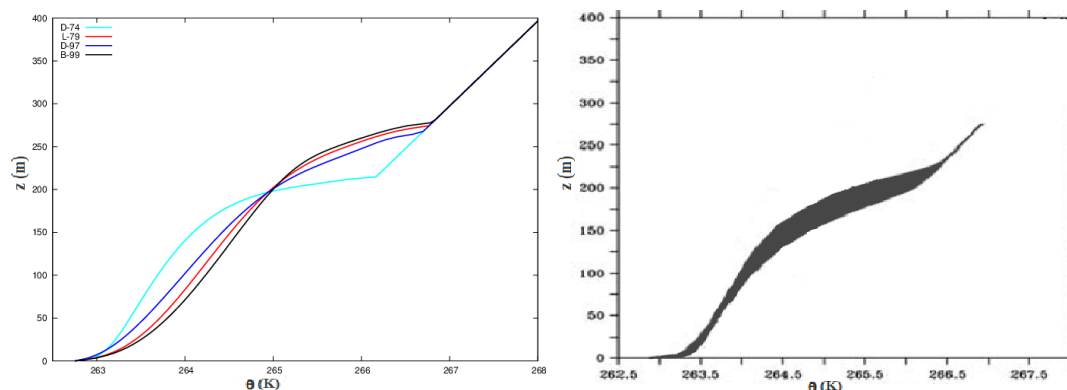


Figura 3.9: Perfis verticais de temperatura potencial ( $\theta$ ) obtidos pela simulação de 9 horas após a calibração (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).

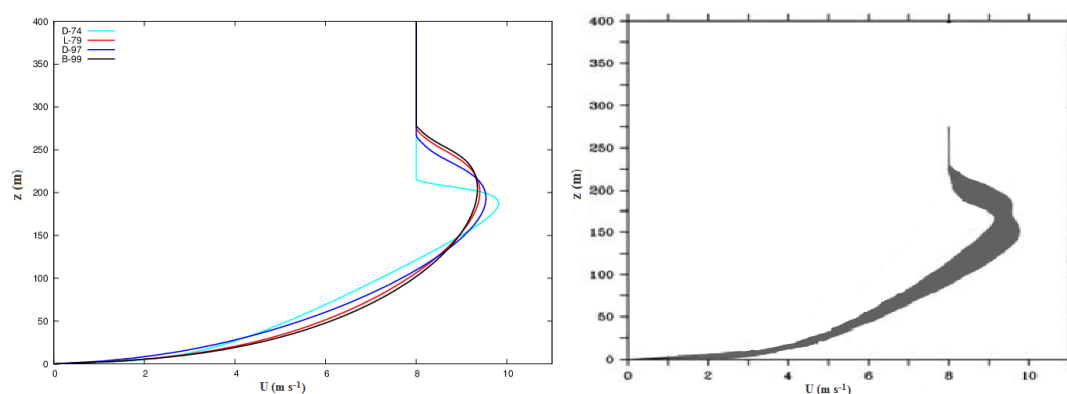


Figura 3.10: Perfis verticais de magnitude do vento ( $U$ ) obtidos pela simulação de 9 horas após a calibração (perfil da esquerda) e obtidos por LES (perfil da direita; Adaptado de Cuxart et al. (2006)).

Os perfis verticais de temperatura potencial das parametrizações L-79 e B-99 também se aproximaram mais aos resultados apresentados pelo LES, após a calibração (figura 3.9). Observa-se que ambas parametrizações mostraram perfis mais estáveis do que antes da calibração, tornando-se muito semelhantes a simulação utilizando D-97. Mas, vale ressaltar que dentre todas as formulações a que mostrou a maior semelhança no perfil de temperatura potencial em comparação ao LES, mesmo após a calibração, foi a parametrização de D-74, pois as outras parametrizações mostraram temperaturas um pouco mais frias acima dos 250 m do que o esperado.

E finalmente, observa-se nos perfis de intensidade do vento (figura 3.10) obtidos após a calibração, que o nível onde ocorreu o pico de máxima intensidade, utilizando L-79 e B-99, diminuiu e se aproximou dos demais ficando entre 150 m e 250 m. Desta forma, a

simulação da intensidade da velocidade do vento do modelo ficou bem de acordo com o apresentado pelo perfil de LES, para todas parametrizações.

Um resultado interessante da análise aqui apresentada é o grau de semelhança entre os diferentes perfis calibrados. Isto indica que de maneira geral, as diferentes parametrizações, diferem apenas por fatores de ajustes que podem ser representados por um único coeficiente multiplicativo.

## 4 RESULTADOS

### 4.1 Descrição dos Dados Experimentais

Com o intuito de validar os resultados do modelo viu-se a necessidade de compará-los com dados experimentais. Para realizar esta comparação, foram utilizados os dados obtidos por balões cativos dentro de um sítio experimental numa área desmatada da região Amazônica.

O sítio experimental, localizado próximo a cidade de Santarém - PA, no km 77 da rodovia Cuiabá-Santarém (latitude  $\approx -3.02^\circ$ ), consiste numa área de 500 ha que inicialmente era de floresta, mas que foi convertida em pastagem em 1992. Originalmente usada para pecuária, a pastagem foi queimada em novembro de 2001 e a terra foi lavrada e preparada para o plantio, primeiramente de arroz e posteriormente de soja (figura 4.1). Entre novembro de 2000 e julho de 2006, uma torre micrometeorológica de 20 m operou continuamente neste sítio, medindo variáveis atmosféricas e também fluxos turbulentos de calor, vapor d'água, momentum e  $\text{CO}_2$  usando a técnica de covariância de vórtices (eddy covariance) (ACEVEDO et al., 2008).



Figura 4.1: Foto do sítio experimental, é possível notar na foto a torre micrometeorológica instalada para as observações *in situ*.

Foram realizadas três grandes campanhas envolvendo balões cativos neste sítio experimental, como parte do projeto *Large Scale Biosphere–Atmosphere Experiment in Amazonia - Ecology component* (LBA-ECO), e com o propósito de observar a evolução das propriedades próximas a superfície e a estrutura vertical da Camada Limite Noturna. As sondagens foram realizadas num campo a aproximadamente 500 m da torre, e ocor-

reram primeiramente entre os dias 24 a 30 de julho de 2001, depois entre os dias 4 a 11 de outubro de 2001 e, por último, entre os dias 11 a 18 de novembro de 2003. Nas duas primeiras campanhas, cada sondagem fornecia informações de temperatura, umidade, magnitude e direção do vento horizontal. Na última campanha, além das variáveis citadas, foram obtidas também medidas de concentração de  $\text{CO}_2$ . Perfis verticais foram obtidos até 300 m de altura, ou até o nível onde a velocidade do vento atingia  $12 \text{ m s}^{-1}$ , desde o pôr do sol até as primeiras horas da manhã (ACEVEDO et al., 2008). O balão ascendia a  $1 \text{ m s}^{-1}$  e a aquisição dos dados era feita remotamente na superfície, por transmissões de rádio, usando um Sistema de Aquisição de Dados Atmosférico (ADAS - "*Atmospheric Data Acquisition System*") (ACEVEDO et al., 2004). Durante muitas das noites, as sondagens foram feitas praticamente a cada hora.

Condições muito estáveis frequentemente se desenvolvem durante a noite na região do sítio experimental. Sakai et al. (2004) mostraram que nesta região vento fraco e baixa mistura turbulenta geralmente ocorrem durante a noite, resultando em forte estabilidade na camada superficial. A velocidade de fricção ( $u_*$ ) geralmente está abaixo de  $0.2 \text{ m s}^{-1}$  e a espessura da CLP varia de 50 a 150 m no período noturno (ACEVEDO et al., 2004). Deste modo, a superfície muitas vezes torna-se desconectada do ar mais acima da CLE na região do sítio experimental.

Dos dados observados foram selecionadas as sondagens realizadas entre o período noturno das 21 h e das 6 h. Assim, 13 noites que tinham mais de uma sondagem durante puderam ser utilizadas para a simulação. Destas 13 noites, 4 foram registradas no período de julho de 2001, 4 no período de outubro de 2001 e 5 no período de novembro de 2003. Alguns resultados da simulação destas noites serão vistos na Seção 4.3 deste capítulo.

## 4.2 Mudanças no Modelo

Para simular as 13 noites foram realizadas algumas mudanças no código do modelo. Como o sítio onde foram realizadas as sondagens localiza-se em baixa latitude, e sendo  $f \approx -7.68 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ , o primeiro termo do lado direito das equações (2.1) e (2.2) se torna praticamente negligenciável. Assim, para contornar a situação, o efeito da força de Coriolis foi desprezado e foi implementada no modelo uma força de gradiente de pressão arbitrária na direção zonal de  $2 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2}$ . Por questões práticas, a força de gradiente de pressão na direção meridional foi assumida como sendo igual a zero ( $F_{P_y} = 0$ ). Assim, as equações (2.1) e (2.2) foram reescritas da seguinte maneira:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = F_{P_x} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = F_{P_y} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} = -\frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \quad (4.2)$$

Na simulação dos casos noturnos assumiu-se novamente uma CLE não subsidente ( $\bar{w} = 0$ ), horizontalmente homogênea e sem divergência do fluxo radiativo. Contudo, agora considerou-se a atmosfera úmida e adicionou-se uma equação prognóstica para a umidade específica:

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{w'q'}}{\partial z} \quad (4.3)$$

Nesta equação, desconsiderou-se o termo de difusão molecular de vapor d'água e quaisquer fontes ou sumidouros adicionais de umidade específica. O fluxo vertical turbulento de umidade  $\overline{w'q'}$  foi parametrizado através de um coeficiente de difusão turbulento de umidade ( $K_q$ ). Assim:

$$-\overline{w'q'} = K_q \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad (4.4)$$

O coeficiente  $K_q$  foi descrito da seguinte forma:

$$K_q = K_m + K_{qm} = c_k \bar{e}^{1/2} l_m + K_{qm} \quad (4.5)$$

onde  $K_{qm} = 2.4 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  é uma constante de fundo, incluída para permitir uma pequena difusão de umidade mesmo quando  $K_m$  é igual a zero, de forma semelhante à realizada por Zhang e Anthes (1982).

As condições iniciais e de contorno de temperatura potencial e umidade específica foram obtidas da primeira sondagem das respectivas noites. Para implementá-las no código, foram interpoladas funções polinomiais de graus variados dependendo do perfil vertical observado. Para as noites onde a sondagem inicial não atingiu a altura de 400 m do domínio, estimou-se os dados restantes do perfil vertical através de uma reta de tendência a partir dos últimos pontos da sondagem. A temperatura potencial e a umidade específica próximas ao solo foram obtidas diretamente dos dados da primeira sondagem das respectivas noites. A taxa de resfriamento de temperatura e a taxa de decaimento de umidade específica em superfície foram diretamente calculadas a partir dos dados da primeira e da última sondagem e implementadas diretamente no modelo. Como a divergência do fluxo radiativo da atmosfera é desconsiderada neste modelo, viu-se a necessidade de implementar uma taxa de resfriamento da temperatura potencial no topo do domínio igual a 10 % do valor do resfriamento dado em superfície. Este valor foi implementado de maneira arbitrária, pois se ajustou melhor as observações.

Considerou-se ainda a magnitude do vento no topo do domínio como sendo igual a  $7 \text{ m s}^{-1}$  na direção zonal para todas as noites. Assim, o valor inicial da componente zonal foi imposto como sendo igual a zero em superfície e aumentando linearmente até

a altura de 100 m, onde atinge  $7 \text{ m s}^{-1}$ , permanecendo constante até o topo do domínio. A componente meridional do vento foi inicialmente assumida como sendo igual a zero em todo o domínio.

Para estimar os comprimentos de mistura utilizou-se os valores de  $c_k$  obtidos pela calibração, como foi visto na seção 3.3 do capítulo 3. Assim, determinou-se  $c_k = 0.15$  para a parametrização de Louis (1979) e Belair et al. (1999),  $c_k = 0.31$  para Delage (1974) e  $c_k = 0.28$  para Delage (1997).

### 4.3 Comparação Com Dados Noturnos

Após a simulação das 13 noites, foram esboçados os perfis verticais de temperatura potencial e umidade específica e comparados com os perfis obtidos pelas sondagens. Analisando estes perfis verticais, viu-se que a temperatura potencial foi melhor representada do que a umidade específica, que apresentava perfis verticais irregulares. Isso também foi confirmado após uma análise estatística do erro e será melhor discutido na seção 4.4. Como a quantidade total de perfis verticais é muito grande, nem todos serão discutidos neste trabalho. Para referência, as evoluções observadas e dos modelos para todas as noites são mostradas nos apêndices A e B. Considerando isto e o fato da temperatura potencial ter apresentado melhores resultados, foram escolhidas duas noites para serem discutidas mais detalhadamente: uma onde o modelo representou de maneira satisfatória a temperatura potencial e outra que o modelo não a representou de maneira tão adequada.

Algumas noites mostraram que o último perfil simulado estava em concordância com o observado, contudo nos outros horários do decorrer da noite, os perfis registrados pelas sondagens não haviam sido tão bem representados pelo modelo. Além disso, houve noites em que uma ou duas parametrizações simularam muito bem as observações de um determinado horário, mas as outras formulações não representaram de forma tão adequada o mesmo horário. Ou ainda, houve noites em que o erro do modelo foi muito pequeno em comparação com as sondagens, contudo o intervalo entre a primeira sondagem da noite e a última era de menos de quatro horas somente, o que dificultava uma análise mais precisa da representação do modelo em relação as observações.

Portanto, considerando os aspectos descritos, escolheu-se a noite que se iniciou em 8 de outubro de 2001 para uma análise mais detalhada, pois esta foi representada satisfatoriamente pelo modelo e não apresentou os problemas relatados anteriormente. Aspectos semelhantes foram utilizados na escolha da noite mal representada pelo modelo, ou seja, foi escolhida uma noite para ser analisada em que se tinha várias sondagens durante toda a noite, e que foi relativamente mal representada por todas parametrizações

e em praticamente todos horários.

Na seção 4.4 será visto que a noite que apresentou o maior erro quadrático médio ( $EQM$ ) entre a última sondagem realizada e a simulação do respectivo horário, foi a noite de 9 de outubro. Contudo, como pode ser visto na figura 4.2, a primeira sondagem nesta noite, e que é utilizada como condição inicial, foi realizada às 21 h 14 min (figura 4.2a), com a segunda sondagem acontecendo menos de uma hora após a primeira (figura 4.2b), e com duas sendo realizadas no meio da noite com apenas 34 minutos de intervalo entre elas (figuras 4.2c e 4.2d). Logo, uma análise mais detalhada da evolução noturna do perfil vertical da atmosfera desta noite ficou prejudicada. Desta forma, utilizando critérios semelhantes aos da escolha da noite bem simulada, a noite identificada como uma noite onde a temperatura potencial foi mal simulada pelo modelo durante todo o período e utilizada para uma análise mais detalhada, foi a noite com início em 28 de julho de 2001.

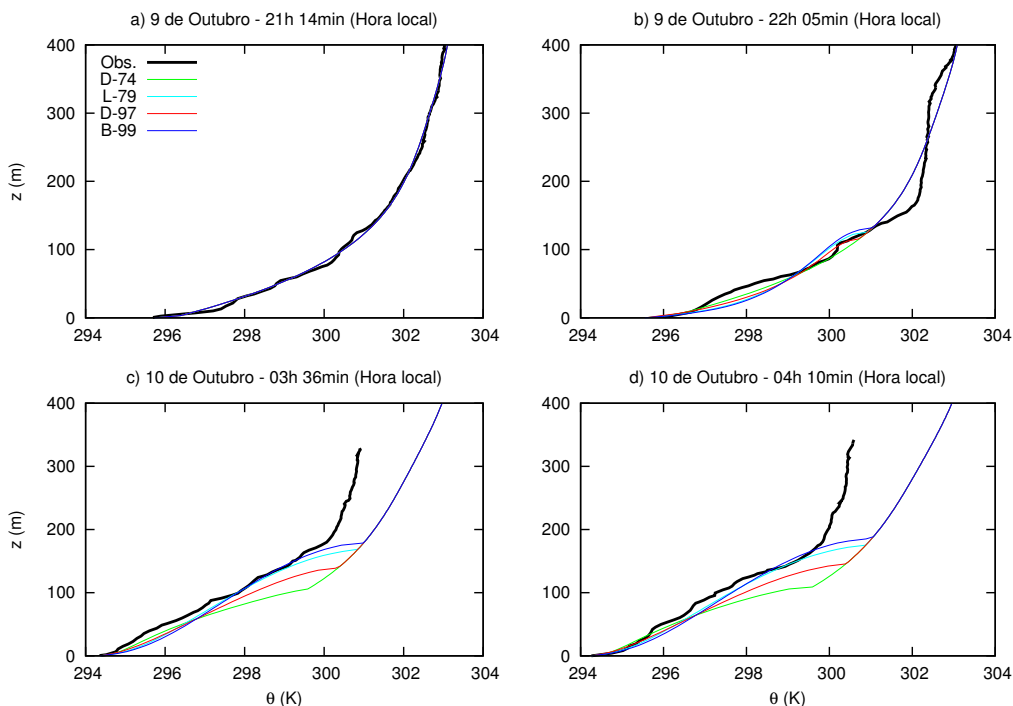


Figura 4.2: Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de temperatura potencial em diferentes horários da noite iniciada em 9 de outubro de 2001 no sítio de Santarém - PA.

Nas próximas subseções serão discutidas de forma detalhada as simulações dos perfis verticais de temperatura potencial das duas noites escolhidas, bem como os respectivos perfis verticais de umidade específica. Será feita também, uma análise mais geral dos gráficos de espalhamento entre os dados observados e os simulados para ambas variáveis meteorológicas destas duas noites.

### 4.3.1 Análise dos Perfis de Temperatura Potencial de Dois Casos Simulados

Como se pode observar, a noite do dia 8 de outubro às 21 h 51 min (figura 4.3a), identificada como uma noite bem simulada pelo modelo, apresenta um perfil inicial com forte inversão térmica. A temperatura potencial neste horário a 200 m de altura é cerca de 7 K mais alta do que a temperatura observada em superfície, o que representa um gradiente vertical de temperatura potencial de aproximadamente  $0.035 \text{ K m}^{-1}$  nesta camada, valor consideravelmente elevado.

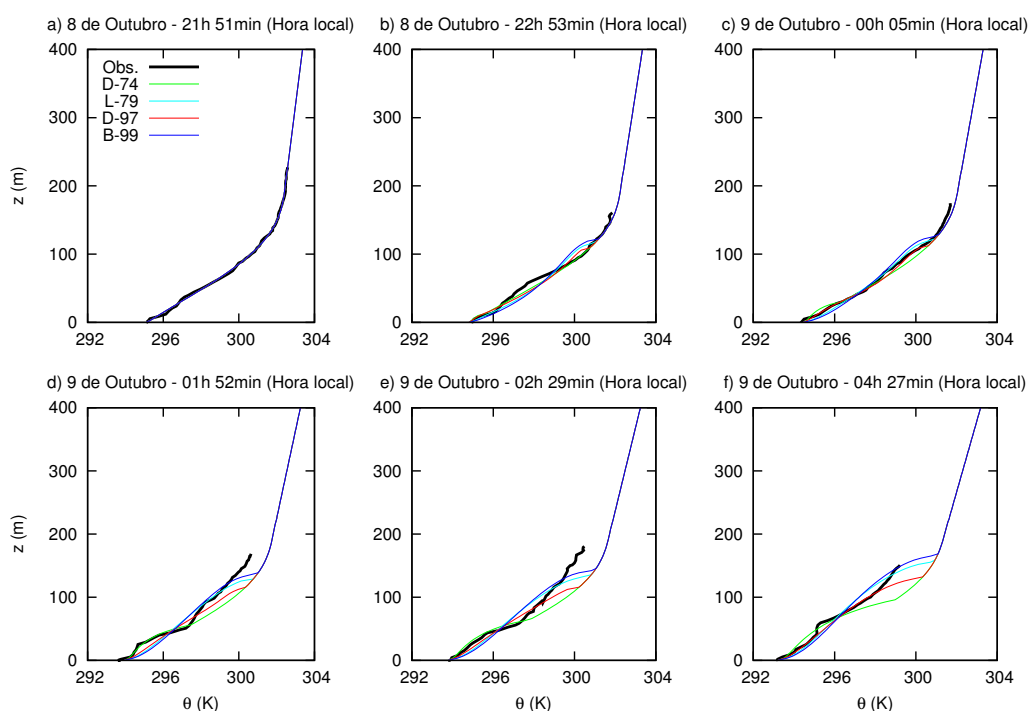


Figura 4.3: Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de temperatura potencial em diferentes horários da noite iniciada em 8 de outubro de 2001 no sítio de Santarém - PA.

Mesmo após mais de duas horas de simulação, às 00 h 05 min (figura 4.3c) de 9 de outubro, todas as parametrizações representaram muito bem as observações. A partir das 01 h 52 min (figura 4.3d) algumas parametrizações, tais como D-74 e D-97, apresentaram a temperatura um pouco mais elevada do que o observado a partir de aproximadamente 100 m, contudo as parametrizações L-79 e B-99 ainda se apresentaram muito próximas da realidade. O perfil de temperatura potencial das 02 h 29 min apresentou um caráter bem semelhante ao anterior, com as parametrizações mostrando temperaturas ligeiramente mais elevadas do que o observado em aproximadamente 150 m de altura.

No último perfil, às 04 h 27 min (figura 4.3f), após mais de 6.5 horas de simulação, grande parte das formulações ainda mostrou coerência com os dados observados, com exceção de D-74 que estimou uma temperatura um pouco mais elevadas em grande parte da camada.



O fato de algumas parametrizações mostrarem temperatura mais elevada em níveis mais altos, significa que o modelo, para estas parametrizações, simulou uma mistura turbulenta menor do que realmente ocorreu. Ou seja, no caso destas parametrizações a turbulência simulada não foi suficientemente efetiva no transporte do ar frio da superfície para níveis mais altos em comparação com a realidade. Mas, de maneira geral, apesar de algumas diferenças, o modelo representou muito bem os perfis verticais de temperatura potencial durante praticamente toda a noite iniciada em 8 de outubro.

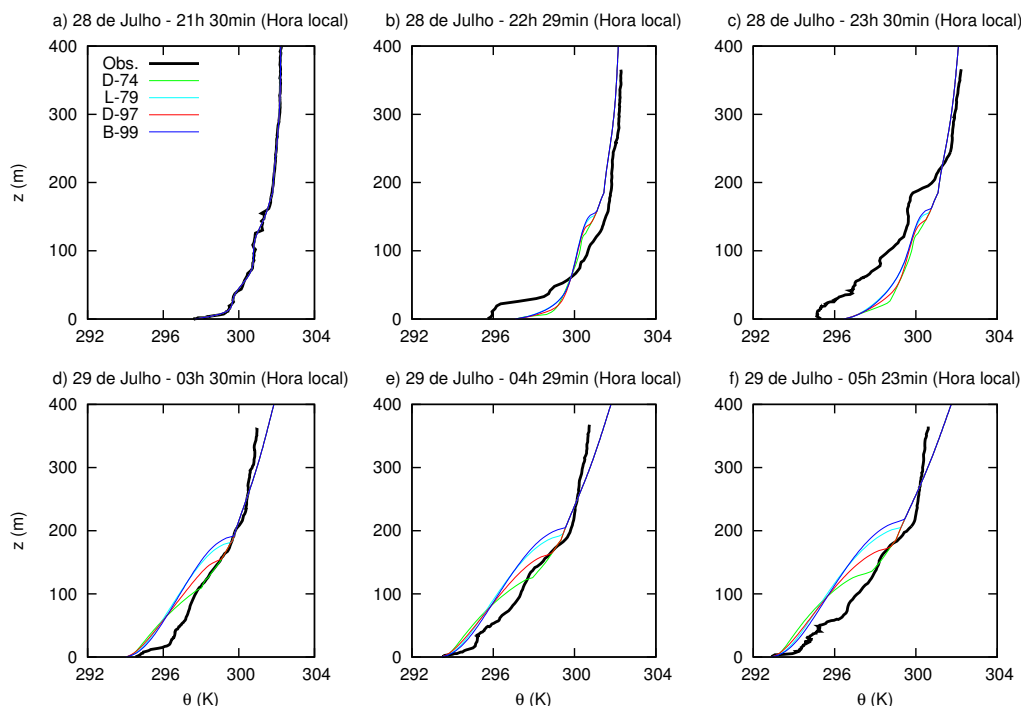


Figura 4.4: Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de temperatura potencial em diferentes horários da noite iniciada em 28 de julho de 2001 no sítio de Santarém - PA.

Na figura 4.4 têm-se os perfis de temperatura potencial da noite iniciada em 28 de julho de 2001, identificada como uma noite cuja simulação ficou mais distante dos dados observados. Como pode-se notar, o perfil de temperatura potencial inicial, às 21 h 30 min (figura 4.4a), é menos estável do que o perfil inicial da noite de 8 de outubro. A temperatura inicial em 200 m era aproximadamente 4 K mais alta do que a temperatura do ar em superfície, portanto o gradiente vertical de temperatura foi menor do que o da noite de 8 de outubro.

Em menos de 1 h a partir do início da simulação, às 22 h 29 min, houve um resfriamento da superfície de aproximadamente 2 K, como pode ser visto no perfil b) da figura 4.4. Este resfriamento não foi representado por nenhuma das parametrizações do modelo. Além disso, a partir de aproximadamente 50 m de altura, deste mesmo horário, todas parametrizações mostraram uma temperatura mais baixa do que de fato foi observado.

O erro do modelo, devido ao resfriamento excessivo da superfície na primeira hora,

ainda foi sentido cerca de duas horas depois do início da simulação. Às 23 h 30 min a simulação ainda apresentou um perfil com temperaturas mais altas do que as registradas em praticamente toda CLP. Somente a partir de aproximadamente 210 m as parametrizações se aproximaram do resultado esperado.

Depois de 6 horas de simulação, às 03 h 30 min (figura 4.4d) o modelo começou a apresentar um caráter oposto ao observado nos perfis anteriores, mostrando temperaturas mais baixas do que o esperado em boa parte da camada. Assim, até aproximadamente 200 m praticamente todas parametrizações apresentaram a temperatura mais baixa do que a sondagem, com exceção de D-74 que mostrou uma boa concordância em grande parte da camada. Já a partir dos 250 m de altura todas as parametrizações mostraram a temperatura mais elevada do que a registrada.

O restante dos perfis, das 04 h 29 min (figura 4.4e) e das 05 h 23 min (figura 4.4f), apresentaram características semelhantes ao perfil das 03 h 30 min. Contudo, a última simulação do final da noite ficou ainda mais distante do resultado esperado, sendo que algumas parametrizações obtiveram valores de temperatura potencial de mais de 1 K superior à sondagem em alguns pontos da CLE.

Como foi visto, comparando-se as duas noites, a que tinha a condição inicial mais estável foi a noite que o modelo melhor simulou. Vale ressaltar que este padrão também pode ser observado nas demais noites (não apresentadas aqui), ou seja, quanto maior a estabilidade estática inicial, melhor o perfil de  $\theta$  é representado.

Uma possível razão para isto é o caráter tipicamente muito estável do sítio, atribuído em geral ao fato da região ter sido desmatada, causando um grande resfriamento radiativo em um localidade que, originalmente florestada, recebia uma contribuição de onda longa das árvores, não mais presente após o desmatamento (ACEVEDO et al., 2008). Assim, a condição muito estável é típica no sítio, e tende a ser destruída apenas quando eventos de maior escala afetam a região, normalmente associados a transportes horizontais com estes processos horizontais não são incluídos nas simulações de coluna simples, o desempenho do modelo é comprometido.

#### 4.3.2 Análise Detalhada dos Perfis de Umidade Específica de Dois Casos Simulados

Na figura 4.5 tem-se a evolução da umidade durante a noite de 8 de outubro. Como se pode observar a parte mais baixa foi bem simulada durante toda a noite, contudo a parte superior da camada ficou mais distante do esperado, principalmente no final da noite.

Já na primeira hora de simulação, às 22 h 53 min, a partir de aproximadamente 100 m de altura, todas parametrizações começaram a se afastar da realidade. A umidade específica simulada a partir desta altura apresentou um valor máximo maior do que o

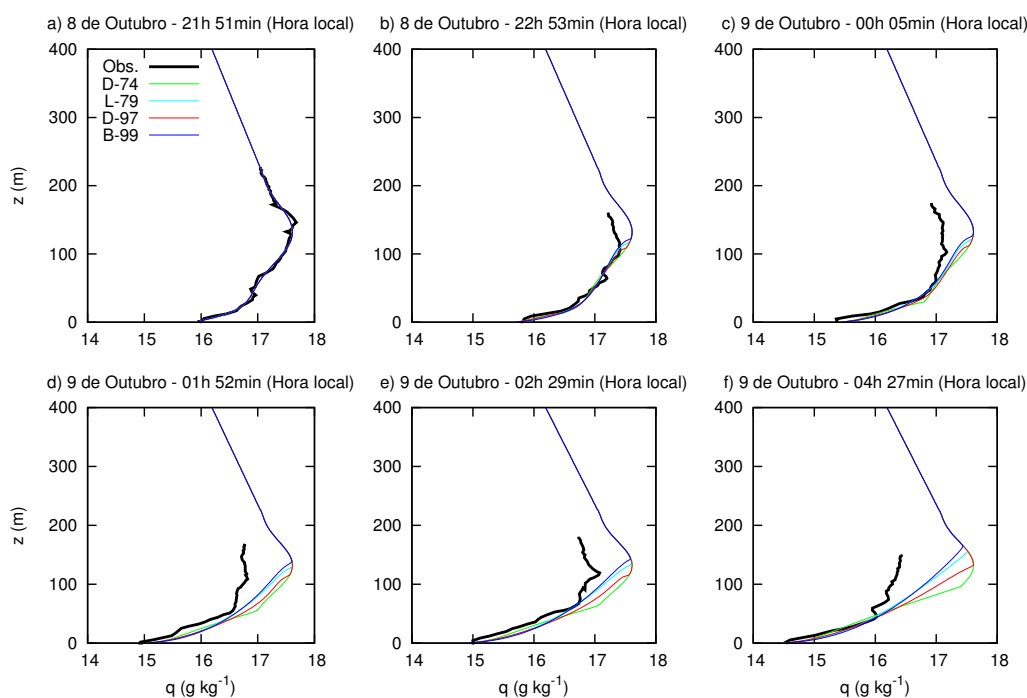


Figura 4.5: Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de umidade específica em diferentes horários da noite iniciada em 8 de outubro de 2001 no sítio de Santarém - PA.

observado. A diferença entre os máximos se intensificou com o passar do tempo, até à 01 h 52 min, onde a umidade específica simulada a cerca de 150 m de altura mostrou um valor aproximadamente  $1 \text{ g kg}^{-1}$  mais alto do que o observado.

Às 02 h 29 min o valor da umidade simulada em 100 m se aproximou um pouco da registrada, embora ainda estando um pouco distante do esperado. No último perfil, às 04 h 27 min, depois de mais de 6 horas de simulação, as parametrizações novamente se afastaram do valor esperado, apresentando valores bem acima do esperado a partir de aproximadamente 50 m.

Já na figura 4.6 está a evolução dos perfis de umidade específica da noite iniciada em 28 de julho. Nota-se nesta figura que os perfis observados nesta noite têm um caráter mais irregular que o modelo não consegue reproduzir, contudo os valores absolutos simulados não ficaram muito distantes das observações.

Na primeira hora de simulação, às 22 h 29 min (figura 4.6b), o modelo superestimou a umidade registrada até aproximadamente 300 m de altura. A partir deste nível, a simulação mostrou valores um pouco menores do que os observados. No perfil das 23 h 30 min o modelo ainda superestimou os valores até esta mesma altura, de forma semelhante à anterior, mas a diferença em relação aos valores observados se intensificou em toda a camada.

Às 03 h 30 min (figura 4.6d), entre 50 m e 100 m de altura, todas as parametrizações apresentaram valores mais elevados. Já entre 200 m e 300 m de altura o modelo apre-

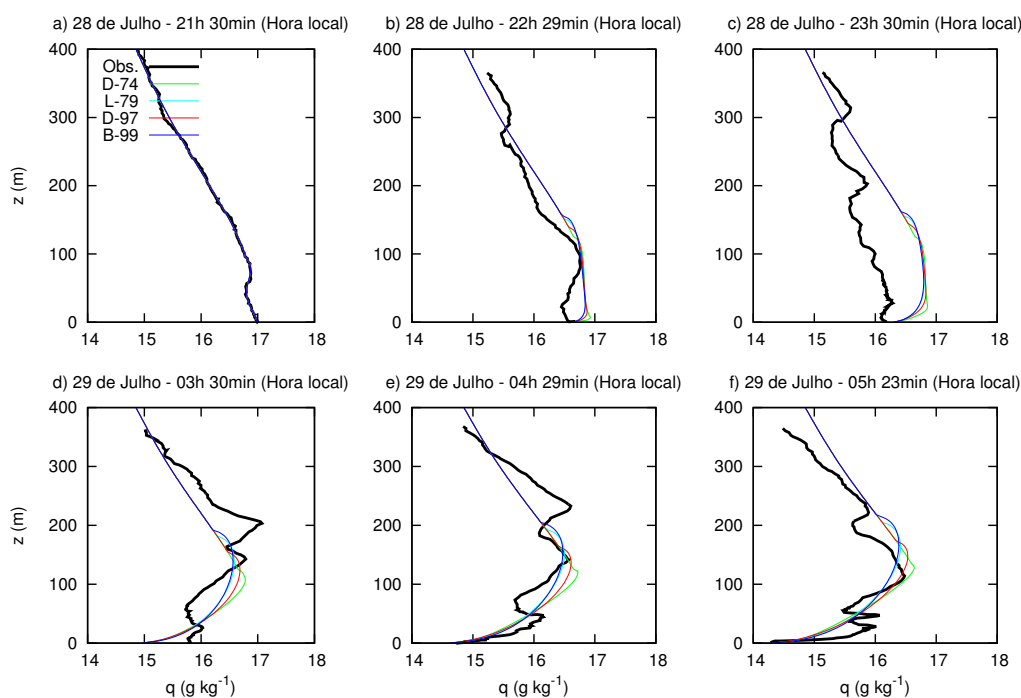


Figura 4.6: Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de umidade específica em diferentes horários da noite iniciada em 28 de julho de 2001 no sítio de Santarém - PA.

sentou valores mais baixos do que a realidade, embora não muito distantes, para todas parametrizações. Da mesma forma, a simulação das 04 h 29 min apresentou características muito semelhantes ao horário anterior, ou seja, em alguns pontos a simulação mostrou valores mais altos e em outros mais baixos do que o esperado.

No último horário simulado, às 03 h 30 min (figura 4.6f), nota-se na parte superior do domínio, que o modelo superestimou a umidade registrada, contudo a diferença não foi muito relevante, ou seja, em um caráter médio as parametrizações se mostraram próximas aos dados. Portanto, como pôde-se observar, principalmente nos três últimos perfis da figura 4.6, o caráter irregular da umidade específica observada dificultou uma representação mais precisa desta pelo modelo. Contudo, embora a precisão dos valores simulados não seja muito alta, na média a simulação se apresentou de acordo com a realidade.

Para melhor visualização dos resultados, a relação entre a temperatura potencial registrada e a simulada das duas noites escolhidas foi esboçada em forma de gráficos de espalhamento e o mesmo procedimento foi realizado com os dados de umidade específica destas noites. Nas figuras 4.7 e 4.8 estão representados os gráficos de espalhamento da temperatura potencial e da umidade específica, respectivamente, da noite de 8 de outubro de 2001.

Como visto na seção anterior, nesta noite de 8 outubro, a temperatura potencial foi bem simulada durante todo o período noturno (figura 4.7). Nos últimos 3 horários

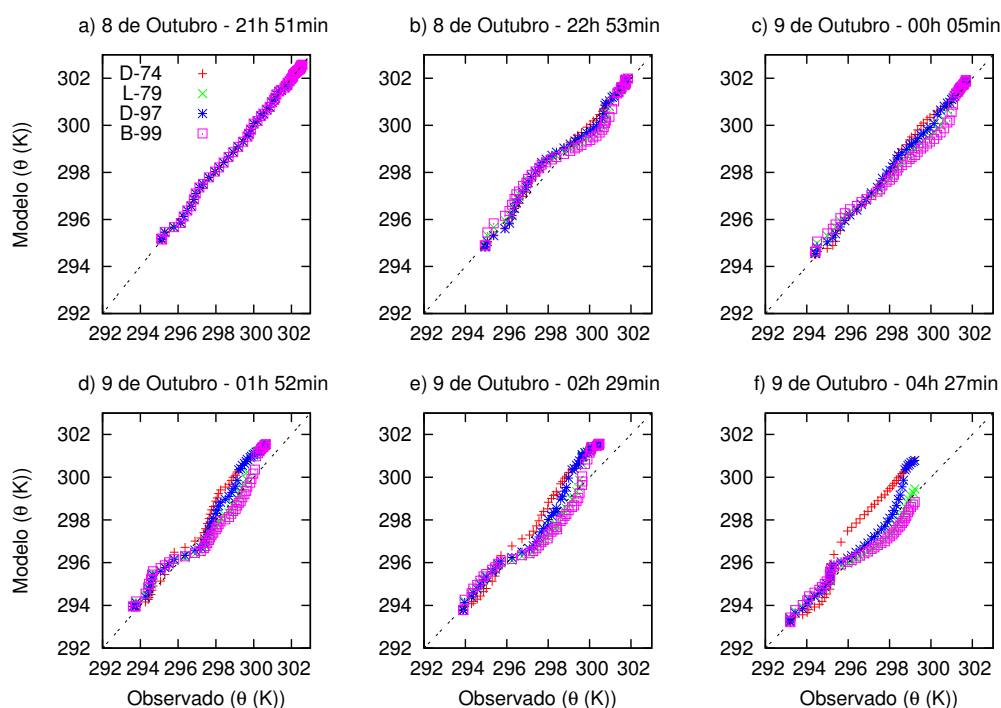


Figura 4.7: Gráficos de espalhamento entre a temperatura potencial observada e a simulada pelo modelo, utilizando 4 diferentes parametrizações para diferentes horários da noite iniciada em 8 de outubro de 2001.

simulados, houve um pequeno espalhamento dos resultados para as temperaturas mais altas. Mas, a diferença entre os valores observados e simulados foi muito pequena mesmo nestes três perfis, com exceção da parametrização D-74 que mostrou uma espalhamento maior no último horário simulado.

Já os gráficos de espalhamento de umidade específica mostraram que o modelo superestimou principalmente os valores mais elevados de umidade específica (figura 4.8). Os valores mais baixos de umidade apresentaram um concordância bem melhor com os observados, contudo também houve uma tendência do modelo superestimar os dados registrados.

Esboçando o gráfico de espalhamento de temperatura potencial da noite 28 de julho de 2001, que foi mal reproduzida (figura 4.9) pelo modelo, observa-se a diferença entre os valores observados e simulados. Nestes gráficos, nota-se que, nas duas primeiras horas de simulação (figuras 4.9b e 4.9c), o modelo superestimou os valores mais baixos de umidade específica, principalmente quando a registrada estava abaixo de 300 K. De forma oposta aos horários anteriores, a partir das 03 h 30 min (figura 4.9d), nota-se a tendência das parametrizações em subestimar a umidade observada em quase toda CLE.

Por último, os gráficos de espalhamento de umidade específica estão esboçados na figura 4.10. Nas duas primeiras horas de simulação (figuras 4.10b e 4.10c), nota-se que o modelo simulou mais umidade específica do que foi realmente observado em boa

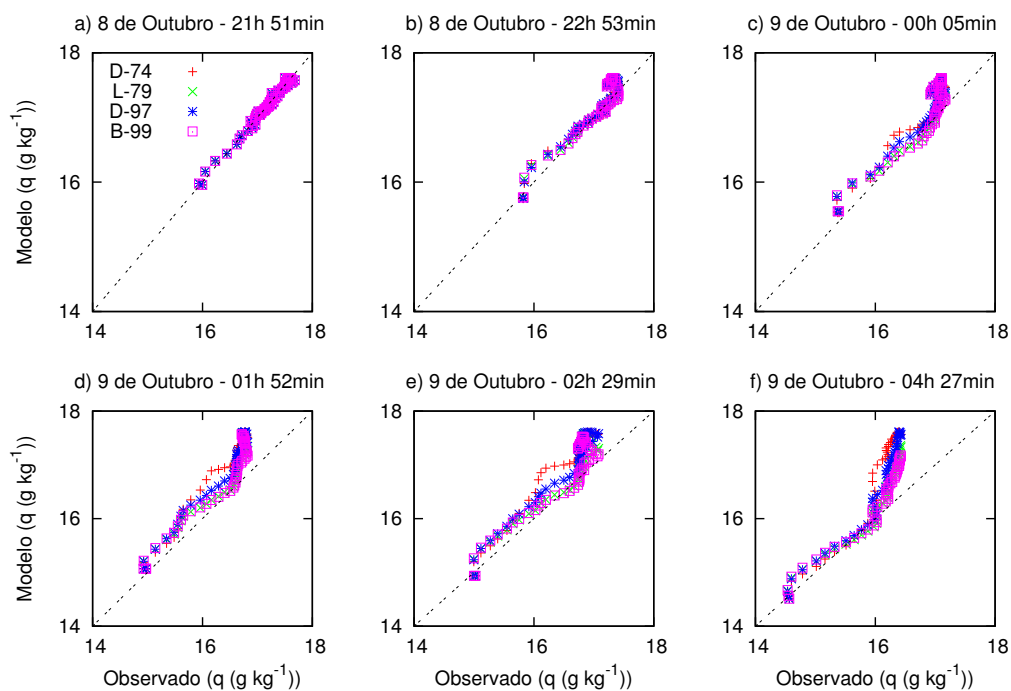


Figura 4.8: Gráficos de espalhamento entre a umidade específica observada e a simulada pelo modelo, utilizando 4 diferentes parametrizações para diferentes horários da noite iniciada em 8 de outubro de 2001.

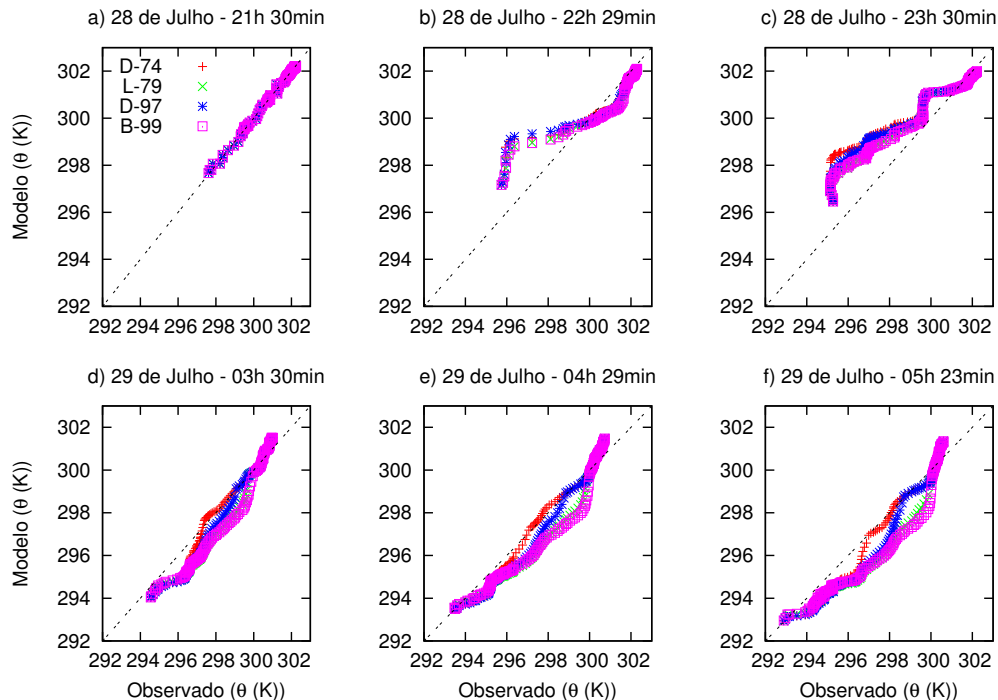


Figura 4.9: Gráficos de espalhamento entre a temperatura potencial observada e a simulada pelo modelo, utilizando 4 diferentes parametrizações para diferentes horários da noite iniciada em 28 de julho de 2001.

parte da CLE, assim como já havia sido observado na seção anterior. Os últimos três horários simulados (figuras 4.10d, 4.10e e 4.10f) mostram um grande espalhamento dos dados de umidade específica. Mas, mesmo tendo havido um grande espalhamento dos dados para todos os valores e para todas parametrizações, na média não houve uma grande diferença entre os valores observados e simulados.

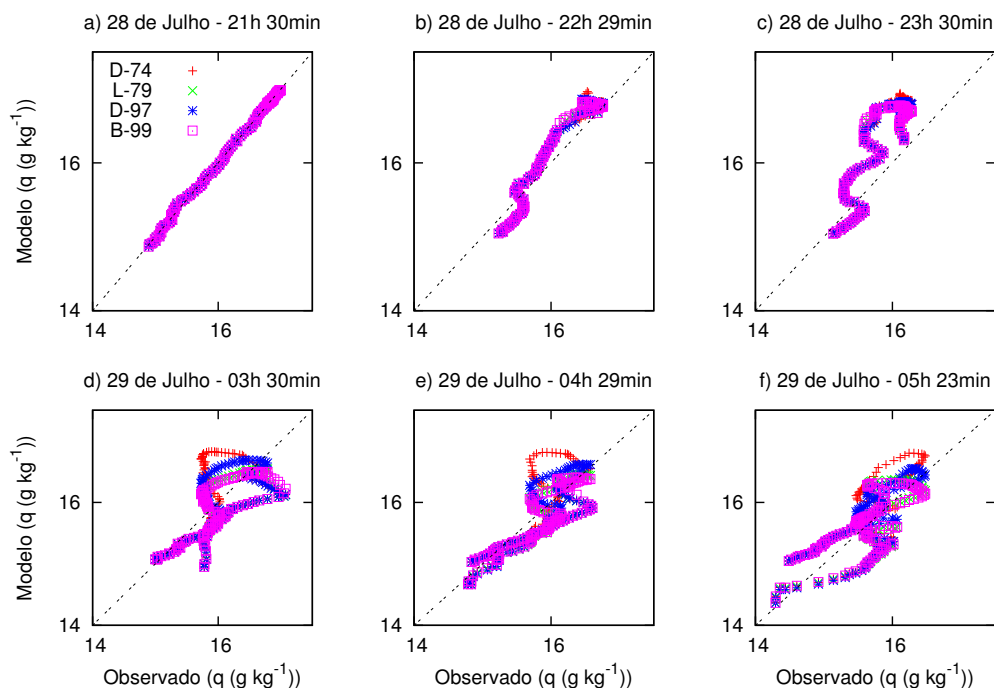


Figura 4.10: Gráficos de espalhamento entre a umidade específica observada e a simulada pelo modelo, utilizando 4 diferentes parametrizações para diferentes horários da noite iniciada em 28 de julho de 2001.

#### 4.4 Análise do Erro

Na Tabela 4.1 estão listados os coeficientes de correlação ( $r$ ) entre os resultados observados e os simulados pelo Modelo de Coluna Simples de temperatura potencial e de umidade específica, para a última sondagem de cada uma das 13 noites simuladas, utilizando as quatro diferentes parametrizações. Nesta tabela constam também as respectivas médias de todas as noites destes coeficientes de correlação para cada parametrização. Observa-se na tabela que as parametrizações que obtiveram as melhores médias de coeficiente de correlação foram L-79 e B-99, tanto para temperatura potencial quanto para umidade específica.

Nota-se que a temperatura potencial possui coeficientes de correlação entre os resultados observados e os simulados bem maiores do que a umidade específica. Enquanto

Tabela 4.1: Coeficientes de correlação ( $r$ ) entre a última sondagem da noite e a simulação de temperatura potencial  $\theta$  e umidade específica  $q$  do respectivo horário da sondagem, para as 13 noites e utilizando quatro diferentes formulações de comprimentos de mistura.

Noite	$\theta$ (D-74)	$\theta$ (L-79)	$\theta$ (D-97)	$\theta$ (B-99)	$q$ (D-74)	$q$ (L-79)	$q$ (D-97)	$q$ (B-99)
25/07/01	0.996	0.996	0.999	0.994	0.967	0.973	0.972	0.972
26/07/01	0.951	0.956	0.953	0.960	0.681	0.724	0.719	0.722
28/07/01	0.986	0.976	0.984	0.972	0.759	0.759	0.769	0.765
29/07/01	0.973	0.983	0.979	0.980	0.832	0.874	0.876	0.874
03/10/01	0.982	0.982	0.969	0.989	0.941	0.926	0.931	0.937
04/10/01	0.886	0.956	0.946	0.962	0.886	0.916	0.914	0.922
08/10/01	0.993	0.984	0.979	0.988	0.930	0.948	0.945	0.960
09/10/01	0.989	0.988	0.998	0.981	0.788	0.706	0.761	0.713
11/11/03	0.969	0.983	0.962	0.988	0.172	0.680	0.462	0.689
13/11/03	0.997	0.998	0.998	0.997	0.273	0.341	0.306	0.352
14/11/03	0.992	0.998	0.998	0.997	0.985	0.990	0.990	0.990
16/11/03	0.947	0.993	0.997	0.990	0.940	0.822	0.888	0.755
17/11/03	0.982	0.997	0.994	0.998	0.763	0.831	0.811	0.843
<b>Média</b>	0.973	0.984	0.981	0.984	0.763	0.807	0.796	0.807

todas as parametrizações mostraram que a temperatura potencial apresentou coeficientes acima de 0.9 para todas as noites, alguns valores de  $r$  para a umidade específica apresentaram valores abaixo de 0.5. Por exemplo, a parametrização de D-74 na noite iniciada em 11 de novembro de 2003 mostrou um coeficiente de correlação de umidade entre a simulação e observação no valor de 0.172, valor extremamente baixo. Por outro lado, o coeficiente de correlação de temperatura potencial observada e simulada pela parametrização de D-97 para a noite de 25 de julho de 2001, ficou em torno de 0.999.

Para uma melhor análise do desempenho do modelo em reproduzir as 13 noites, foram calculados e listados na tabela 4.2 os erros quadráticos médios ( $EQM$ ) entre os resultados obtidos pelo modelo e os observados de temperatura potencial e umidade específica. Observando as médias das noites nesta tabela, é possível identificar que a parametrização de B-99 foi a que mostrou na média o menor valor de  $EQM$ , e a de D-74 como a que apresentou o maior, tanto de temperatura potencial como de umidade específica. Nas respectivas noites simuladas utilizando estas parametrizações, o padrão se mantém ainda que há casos que outras parametrizações tenham tido desempenhos especialmente melhores ou piores.

A noite identificada como a que praticamente todas parametrizações apresentaram os menores valores de  $EQM$  foi a iniciada em 16 de novembro de 2003. Contudo, não se pode afirmar que esta noite foi a melhor noite simulada. Apesar de este e dos outros horários desta noite terem sido bem simulados, a última sondagem realizada é muito rasa, com menos de 100 m de altura (figura 4.11d). Além disto, a primeira sondagem realizada na noite ocorreu à 01 h 23 min da madrugada de 17 de novembro (figura 4.11a) totalizando



Tabela 4.2: Erros quadráticos médios ( $EQM$ ) calculados a partir da diferença entre os dados observados da última sondagem da noite e os simulados de temperatura potencial  $\theta$  (em K) e umidade específica  $q$  (em  $g\ kg^{-1}$ ) do respectivo horário da sondagem, para as 13 noites e utilizando quatro diferentes formulações de comprimentos de mistura.

Noite	$\theta$ (D-74)	$\theta$ (L-79)	$\theta$ (D-97)	$\theta$ (B-99)	$q$ (D-74)	$q$ (L-79)	$q$ (D-97)	$q$ (B-99)
25/07/01	0.825	0.721	0.743	0.727	0.268	0.255	0.264	0.262
26/07/01	0.771	0.610	0.683	0.569	0.613	0.648	0.622	0.664
28/07/01	0.834	0.899	0.820	0.891	0.361	0.340	0.350	0.336
29/07/01	0.645	0.499	0.578	0.545	0.650	0.496	0.570	0.485
03/10/01	1.347	0.402	0.985	0.270	1.294	0.892	1.124	0.850
04/10/01	0.875	0.411	0.500	0.446	1.096	0.827	0.969	0.840
08/10/01	1.027	0.348	0.703	0.369	0.834	0.543	0.712	0.502
09/10/01	1.372	1.157	1.242	1.144	0.952	0.883	0.929	0.874
11/11/03	0.922	0.459	0.586	0.506	0.522	0.502	0.520	0.513
13/11/03	0.597	0.340	0.441	0.277	0.276	0.279	0.284	0.289
14/11/03	0.915	0.595	0.686	0.481	0.133	0.146	0.146	0.167
16/11/03	0.326	0.328	0.157	0.429	0.129	0.197	0.153	0.218
17/11/03	0.988	0.614	0.721	0.510	0.182	0.163	0.162	0.155
<b>Média</b>	0.880	0.568	0.680	0.551	0.562	0.475	0.523	0.473

um pouco mais de três horas de diferença entre a primeira e a última hora.

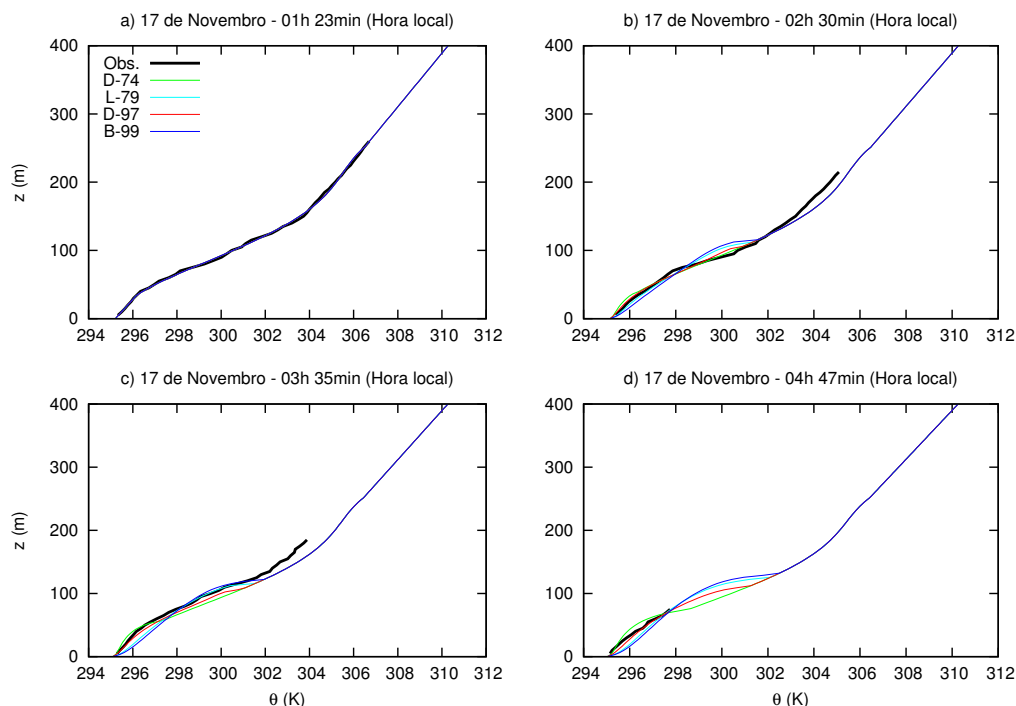


Figura 4.11: Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de temperatura potencial em diferentes horários da noite iniciada em 16 de novembro de 2003 no sítio de Santarém - PA. Têm-se dados de sondagens somente a partir das 01 h 23 min da madrugada de 17 de novembro.

Já a noite que as parametrizações apresentaram os maiores erros foi a que se

iniciou em 9 de outubro de 2001, cuja figura já foi apresentada anteriormente (figura 4.2). Da mesma forma uma análise mais conclusiva da má representação do modelo fica prejudicada por terem sido realizadas poucas sondagens na noite. Contudo, na figura 4.2d é possível identificar que o motivo do erro entre a última sondagem e a simulação ter sido grande reside na diferença de temperatura na parte superior do domínio. Ou seja, o resfriamento no topo da camada observado foi maior do que a taxa imposta no modelo. Esse excessivo resfriamento radiativo no topo pode estar associado a divergência do fluxo radiativo, que foi desconsiderada na implementação do modelo, ou a processos advectivos.

As noites de novembro de 2003 foram as que mostraram os menores valores de  $EQM$  para a temperatura potencial. Vale ressaltar que as noites deste mês apresentaram um caráter mais estável, do que as noites dos meses de julho e outubro de 2001, como já mencionado, essa foi uma característica do modelo. As noites mais estáveis foram simuladas de maneira mais adequada do que as menos estáveis.

É possível notar que, comparando as tabelas 4.1 e 4.2, não necessariamente maiores coeficientes de correlação significam melhor desempenho do modelo. Ou seja, noites com coeficiente de correlação mais alto podem apresentar um erro maior do que outras com valores mais baixos. Por exemplo, a maior parte das parametrizações da noite de 9 de outubro de 2001 mostraram coeficientes de correlação maiores do que os da noite de 11 de novembro de 2003. Contudo, todas parametrizações da noite iniciada em 11/11/03 mostraram erros quadráticos médios mais baixos do que os da noite iniciada em 09/10/01.

O erro na tabela 4.2 está diretamente relacionado com a duração da simulação, pois a tendência é que simulações mais longas apresentem um erro maior do que as simulações de duração mais curta. Como a diferença entre a primeira e a última sondagem realizada em cada noite variou entre um pouco mais de 3 horas para quase 8 horas, dependendo da noite em que foram realizados os experimentos, viu-se a necessidade de expressar o erro do modelo em relação ao tempo de simulação. Assim, na tabela 4.3 estão listados os erros quadráticos médios de temperatura potencial apresentados na tabela 4.2 normalizados pelas respectivas durações da simulação, bem como a média de todas as parametrizações para cada noite simulada.

Observa-se na tabela 4.3 que as noites que apresentaram o menor erro por hora de simulação foram as noites iniciadas em 4 de outubro de 2001 e em 13 de novembro de 2003, cujas médias de todas parametrizações foi de  $0.1043 \text{ K h}^{-1}$  e de  $0.0764 \text{ K h}^{-1}$ , respectivamente. E as noites que apresentaram os maiores erros por hora foram as iniciadas em 29 de julho e em 9 de outubro de 2001. Nota-se ainda que o mês com os menores erros quadráticos médios por hora de simulação foi novembro de 2003, cujas noites apresentaram um caráter mais estável.

Tabela 4.3: Erros quadráticos médios entre a temperatura potencial simulada e a observada, normalizados pelas respectivas horas de simulação (em  $\text{K h}^{-1}$ ), bem como a média de todas as parametrizações para cada noite simulada.

<b>Noite</b>	$\theta$ (D-74)	$\theta$ (L-79)	$\theta$ (D-97)	$\theta$ (B-99)	<b>Média</b>
25/07/01	0.1719	0.1502	0.1548	0.1515	0.1571
26/07/01	0.1125	0.0890	0.0997	0.0831	0.0961
28/07/01	0.1059	0.1140	0.1041	0.1130	0.1093
29/07/01	0.2034	0.1575	0.1822	0.1719	0.1788
03/10/01	0.1871	0.0559	0.1369	0.0375	0.1043
04/10/01	0.1211	0.0568	0.0692	0.0618	0.0772
08/10/01	0.1556	0.0527	0.1066	0.0559	0.0927
09/10/01	0.1980	0.1669	0.1792	0.1651	0.1773
11/11/03	0.1464	0.0729	0.0930	0.0804	0.0982
13/11/03	0.1102	0.0628	0.0813	0.0511	0.0764
14/11/03	0.1200	0.0780	0.0899	0.0630	0.0877
16/11/03	0.0959	0.0963	0.0461	0.1261	0.0911
17/11/03	0.1331	0.0827	0.0971	0.0687	0.0954

## 5 AMPLIAÇÃO DAS ANÁLISES E DISCUSSÃO

No capítulo anterior (capítulo 4) foram mostrados os resultados da comparação entre sondagens noturnas, coletadas em um sítio muito estável (descrito na seção 4.1) em diferentes períodos. Como discutido na capítulo anterior, é notada uma mudança sensível na estabilidade atmosférica, que pode ser observada claramente pela curvatura do perfil de temperatura potencial (figuras 4.3 e 4.4). As análises apresentadas anteriormente mostraram que o modelo representou satisfatoriamente diferentes condições de estabilidade. Todavia, como já foi discutido na seção 4.2, a temperatura de superfície do modelo é estimada, a partir de um valor inicial, através de uma taxa de resfriamento superficial constante ao longo da noite, que por sua vez, é obtida a partir da diferença entre os valores de temperatura, à superfície, da primeira e da última sondagem de cada noite. Este tipo de simplificação é bastante difundido para analisar o comportamento das variáveis que controlam o escoamento atmosférico turbulento em situações idealizadas, sendo utilizadas na proposta, análise e comparação de diferentes fechamentos e formulações de turbulência na CLP (WYNGAARD, 1975; BROST; WYNGAARD, 1978; CUXART et al., 2006; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012, entre outros). Entretanto, a importância da interação dinâmica entre a superfície do solo e a atmosfera, e completamente desprezada quando este tipo de aproximação é utilizada. Em todas as análises mostradas até aqui, este tipo de aproximação foi utilizada, o que de certa forma, força uma boa coerência entre os dados observados e as simulações, ao menos nos níveis mais baixos.

Assim, neste capítulo serão apresentadas análises do comportamento das variáveis médias que controlam o escoamento atmosférico na CLP noturna, considerando duas situações: a primeira com uma taxa de resfriamento constante, e a segunda considerando uma equação prognóstica para a temperatura da superfície do solo, baseada no balanço de energia junto a superfície (BLACKADAR, 1979; DUYNKERKE, 1991; MCNI- DER et al., 1995, entre outros).

### 5.1 Configurações de superfície

#### 5.1.1 Taxa de resfriamento constante (TR)

Na seção 4.2 estão descritas, detalhadamente, todas as alterações realizadas no modelo apresentado no capítulo 3, como por exemplo, a inclusão de uma força de gradiente de pressão por unidade de massa e uma divergência do fluxo radiativo, que será

considerada nula nas simulações apresentadas na primeira parte deste capítulo (seção 5.2). Isto é feito porque é importante ver como acontece a evolução natural da CLE modelada, com o mínimo de interferência de forçantes externas ao sistema. Outra alteração importante, realizada para todas as formulações é a utilização de um mesmo  $c_k$  em todos os casos, igual à 0.25, valor escolhido por ser o menor obtido nas calibrações, que proporcionará menor mistura turbulenta em todas as formulações comparadas. Esta escolha é justificada pelo fato de que as comparações, a partir de agora, serão baseadas na dependência da temperatura com o vento no topo do domínio ( $u_G$ ), como foi feito por (ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012), através da utilização de um modelo simplificado.

As condições iniciais utilizadas em todas as análises são as observadas na noite de 28 de julho de 2001, considerando uma taxa de resfriamento constante de  $0.604 \text{ K h}^{-1}$ .

### 5.1.2 Balanço de energia (BS)

A principal mudança no modelo realizada neste capítulo é o acréscimo de uma equação prognóstica para a temperatura do solo.

O esquema de solo-superfície é o mesmo utilizado por Duynkerke (1991) e Steeneveld, van de Wiel e Holtslag (2006), que considera que o solo é coberto por uma fina camada de vegetação que interage com solo e atmosfera (figura 5.1). No interior desta camada de vegetação, o calor é distribuído uniformemente, fazendo com que a temperatura de toda a camada vegetada seja praticamente a mesma temperatura da vegetação em superfície.

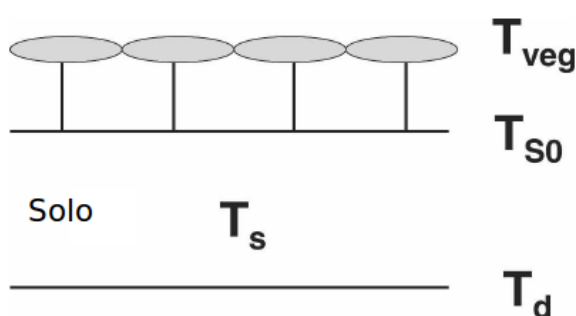


Figura 5.1: Adaptado de (STEENEVELD; van de WIEL; HOLTSLAG, 2006). Esquema de superfície considerando uma fina camada de vegetação sobre o solo, onde  $T_s$  é a temperatura do solo,  $T_{veg}$  é a temperatura da vegetação,  $T_{S0}$  é a temperatura no primeiro nível do solo e  $T_d$  é a temperatura à 50 cm de profundidade.

A equação de balanço de energia na superfície vegetada, pode ser escrita como (van de WIEL et al., 2002; STEENEVELD; van de WIEL; HOLTSLAG, 2006):

$$C_v \frac{dT_{veg}}{dt} = Q_{net} - G_0 - H_0 - L_v E \quad (5.1)$$

onde  $C_v$  é a capacidade calorífica da camada de vegetação ( $C_v = 2000 \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ),  $T_{veg}$  é a temperatura da vegetação,  $Q_{net}$  é o balanço radiativo na superfície vegetada,  $G_0$  é o fluxo de calor no solo,  $H_0$  é o fluxo de calor sensível em superfície e  $L_v E$  é o fluxo de calor latente em superfície.

### 5.1.2.1 Balanço radiativo

Seguindo van de Wiel et al. (2002), o balanço radiativo na superfície ( $Q_{net}$ ) é dado por (figura 5.2):

$$Q_{net} = \epsilon_a \sigma_s T_a^4 + 60 \cdot N - \epsilon_s \sigma_s T_{veg}^4 \quad (5.2)$$

onde  $\epsilon_a$  e  $\epsilon_s$  são as emissividades da atmosfera e da superfície respectivamente, aqui considerados  $\epsilon_a = 0.8$  e  $\epsilon_s = 1.0$ ,  $\sigma_s$  é a constante de Stefan-Boltzmann ( $\sigma_s = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ ),  $T_a$  é a temperatura do ar no primeiro nível atmosférico acima da superfície e  $N$  é a porcentagem de cobertura de nuvens.

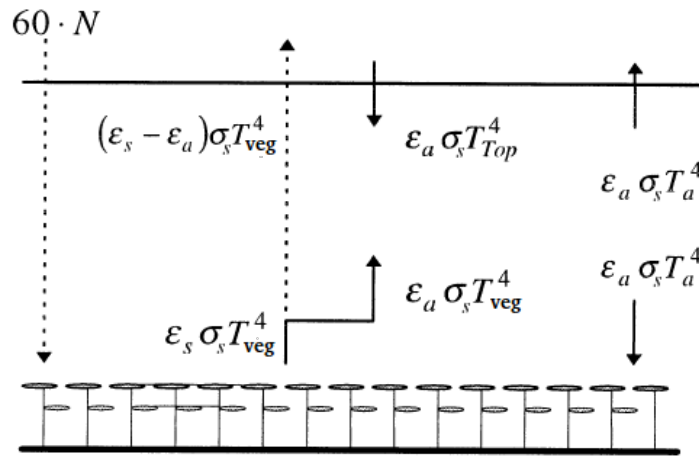


Figura 5.2: Adaptado de (van de WIEL et al., 2002). Modelo mostrando as componentes do balanço radiativo, onde  $\epsilon_a$  e  $\epsilon_s$  são as emissividades da atmosfera e da superfície respectivamente,  $N$  é a porcentagem de cobertura de nuvens,  $\sigma_s$  é a constante de Stefan-Boltzmann,  $T_a$  é a temperatura do ar e  $T_{Top}$  é a temperatura no topo da CLP.

A fração de radiação de onda longa, emitida pela superfície que é absorvida pelas camadas de ar superiores vale à  $\epsilon_s \sigma_s T_{veg}^4$ . Sendo assim, a diferença entre os valores de radiação de onda longa absorvidos pelas camadas de ar superiores e pela camada de ar próxima à superfície, considerando que a emissividade atmosférica é constante, é:

$$R_h - R_0 = (\epsilon_a \sigma_s \Theta^4 - \epsilon_a \sigma_s T_a^4) - (\epsilon_a \sigma_s T_a^4 - \epsilon_a \sigma_s T_{veg}^4)$$

onde  $R_h$  é a radiação de onda longa no topo da Camada Limite Planetária,  $R_0$  é a radiação

de onda longa próxima a superfície e  $\Theta$  é a temperatura de referência no topo do domínio.

Linearizando a equação acima próximo à temperatura de referência, e a expandindo em séries de Taylor, pode-se escrever:

$$R_h - R_0 = 4\epsilon_a \sigma_s \Theta^3 (T_{veg} + \Theta - T_a)$$

substituindo a relação acima na equação 5.2:

$$Q_{net} = -[\sigma_s(\epsilon_s - \epsilon_a)\Theta^4 + N60] + 4\epsilon_a \sigma_s \Theta^3 (T_a - T_{veg}) - 4\epsilon_a \sigma_s \Theta^3 \left( \frac{\epsilon_s}{\epsilon_a} - 1 \right) (T_{veg} - \Theta) \quad (5.3)$$

#### 5.1.2.2 Fluxo de calor no solo

O fluxo de calor no solo é estimado, considerando uma camada de solo com 0.5 m de profundidade discretizada igualmente em 81 níveis. No nível mais profundo ( $z = -0.5$  m) a temperatura é mantida constante durante toda a simulação, enquanto que nos demais níveis ela varia segundo a equação 5.4:

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \kappa_s \nabla^2 T_s \quad (5.4)$$

$\kappa_s$  é a difusividade térmica do solo (aqui considerado  $\kappa_s = 0.155 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  (van de WIEL et al., 2003)). Assim, o fluxo de calor no solo é dado por:

$$G_0 = -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial z}$$

onde  $\lambda_s$  é a condutividade térmica do solo ( $\lambda_s = 0.6 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ). Substituindo a relação acima na equação 5.4, tem-se:

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = -\frac{\kappa_s}{\lambda_s} \frac{\partial G}{\partial z} \quad (5.5)$$

Como condições iniciais, têm-se que a temperatura no nível mais profundo é  $T_d = T_{veg} - 10$ , enquanto que na superfície do solo a temperatura inicial é tomada como sendo igual a temperatura inicial da vegetação ( $T_{S0} = T_{veg}$ ). Nos demais níveis, dentro do domínio vertical do solo, é assumido um perfil de temperatura que aumenta linearmente, a partir da temperatura a 0.5 m de profundidade até a superfície do solo.

A partir da determinação da temperatura do solo, o fluxo de calor entre a superfície

do solo e a camada de vegetação pode ser escrito como ( van de WIEL et al., 2003):

$$G_0 = r_g(T_{veg} - T_{S0})$$

onde  $r_g$  é a condutância para o transporte de calor entre a superfície do solo e a vegetação ( $r_g = 5.8 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ) ( van de WIEL et al., 2002, 2003; STEENEVELD; van de WIEL; HOLTSLAG, 2006), e  $T_{S0}$  é a temperatura da superfície do solo.

#### 5.1.2.3 Fluxo de calor de calor sensível à superfície

O fluxo de calor sensível em superfície é estimado como:

$$H_0 = -\rho c_p (\overline{w'\theta'_s}) \quad (5.6)$$

com  $\rho = 1.2 \text{ kg m}^{-3}$  sendo a densidade do ar e  $c_p = 1005 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$  sendo o calor específico do ar.

#### 5.1.2.4 Fluxo de calor de calor latente à superfície

O modelo proposto para o balanço de energia do solo não possui nenhum esquema explícito para a umidade do solo ( $q_s$ ), sendo assim, considera-se que a umidade é uniforme em toda a camada de solo considerada igual à umidade de saturação do ar próximo à superfície:

$$q_s = 0.622 \left( \frac{e_{sat}}{1000} \right)$$

onde  $e_{sat}$  é a pressão de vapor quando o ar está saturado ( $e_{sat} = 2.5 \times 10^9 e^{-\left(\frac{5420}{T_{veg}}\right)}$  Pa).

Assim o fluxo de calor latente em superfície será:

$$L_v E = -L_v (\overline{w'q'_s}) \quad (5.7)$$

onde  $L_v$  é o calor latente de evaporação ( $L_v = 2.5 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$ ), e  $(\overline{w'q'_s})$  é o fluxo turbulento de umidade próximo à superfície.



## 5.2 Resultados da comparação

Considerando as formulações BS (balanço de energia em superfície) e TR (taxa de resfriamento constante), descritas acima, o modelo foi integrado por 10 h. A figura 5.3 mostra a evolução temporal da velocidade de fricção ( $u_*$ ) e da altura da CLE, para ambas configurações de superfície com um forçante mecânico de  $7 \text{ m s}^{-1}$  no topo do domínio vertical. Para todas as formulações utilizadas (D-74 figura 5.3a, L-79 figura 5.3b, D-97 figura 5.3c e B-99 figura 5.3) as variações na altura da camada, entre as duas configurações de superfície são semelhantes. Isto deve-se ao fato que com  $u_G = 7 \text{ m s}^{-1}$  a mistura turbulenta não alcança o topo do domínio vertical, restringindo a altura da CLE a valores entre 50 m e 200 m. As formulações D-74 (figura 5.3a) e D-97 (figura 5.3c) apresentam uma maior variabilidade nos valores de  $h$ , ao longo da noite e esta variabilidade é ocasionada pela fraca intensidade turbulenta nos demais níveis, que causa imprecisão na estimativa da altura da CLE (método descrito no capítulo 3).

Com relação a velocidade de fricção, em todos os casos a configuração com BS se mantém com menos mistura turbulenta próximo à superfície, até 5 h de simulação. Neste horário, em todas as formulações a intensidade da turbulência foi maior com o BS, do que com uma taxa de resfriamento constante. Isto ocorre porque o balanço de energia na superfície evita uma queda acentuada da temperatura, fazendo com que a estabilidade térmica junto à superfície fique menor que no caso com taxa de resfriamento constante, assim mantendo níveis mais altos de intensidade turbulenta no período final da simulação.

Os perfis verticais de  $u_*$  mostram como a turbulência se distribui verticalmente (figura 5.4). A magnitude do vento no topo da CLE desempenha um papel fundamental nestes perfis e, conseqüentemente, na altura da CLE. Com ventos fracos, de  $1 \text{ m s}^{-1}$ , a turbulência fica restrita a uma camada rasa, e decresce rapidamente com a altura. As formulações apresentam comportamentos semelhantes, diferindo apenas na altura em que  $u_*$  tende a zero. A formulação D-74 apresenta a camada mais rasa de todas, em torno de 20 m enquanto que D-97 apresenta um valor intermediário (50 m) e as camadas mais altas são obtidas em L-79 e B-99 (aproximadamente 70 m). A diferença entre alturas da camada entre as três formulações é significativa, pois a maior foi mais que o triplo da menor. O motivo é a dificuldade de representar valores tão reduzidos de turbulência. Uma pequena diferença entre os coeficientes de difusividade, que faz com que os valores de  $u_*$  decaiam verticalmente a uma taxa apenas um pouco diferente, faz com que a altura máxima com presença de turbulência mude muito. Esse resultado ilustra bem a dificuldade de previsibilidade de condições com pequena intensidade turbulenta. A situação é semelhante com valores de vento mais intensos no topo do domínio. Sempre a formulação D-74 apresenta camada mais rasa e as formulações L-79 e B-99 tem a mais profunda. Em todos os casos, há perfis bastante distintos, com turbulência ao longo de toda a camada. Estes casos representam a situação de conexão, que será descrita em

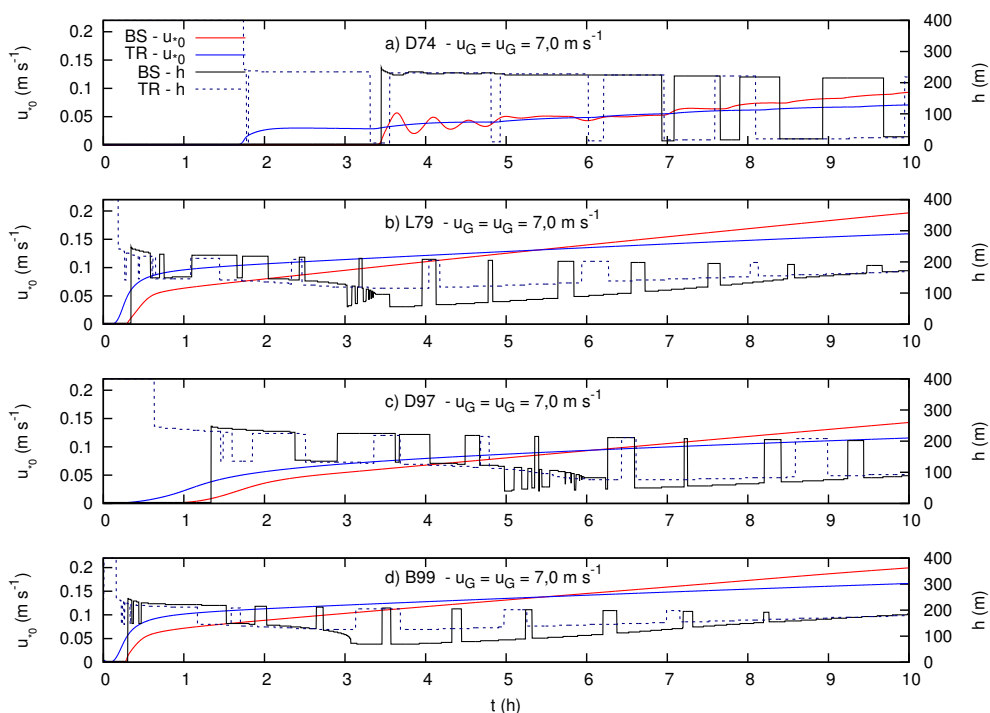


Figura 5.3: Evolução temporal da velocidade de fricção, indicada pela escala da esquerda de cada painel, e da altura da CLE, indicada pela escala da direita. As linhas vermelhas, representam a velocidade de fricção na configuração com balanço de energia na superfície, as linhas azuis representam  $u_{*0}$  considerando a taxa de resfriamento fixa. A preta sólida representa a altura da CLE com balanço de energia na superfície, enquanto que a linha azul escura pontilhada representa a altura da Camada Limite Estável considerando uma taxa de resfriamento constante da superfície.

mais detalhes posteriormente quando se analisará as temperaturas de equilíbrio dos modelos em termos do vento no topo do domínio. Pode-se, por ora notar que a formulação D-74, a menos turbulenta de todas, se manteve desconectada na situação com vento no topo de  $19 \text{ m s}^{-1}$ . Na mesma situação, a segunda formulação menos turbulenta também estava desconectada, porém com turbulência se aproximando do topo do domínio, e as formulações L-79 e B-99 já estavam totalmente conectadas. De maneira geral, a utilização de balanço de superfície ocasiona intensidades turbulentas maiores que a imposição de taxa de resfriamento constante em todos os casos. Por outro lado, é interessante notar que, mesmo que as intensidades turbulentas sejam afetadas pela utilização de um esquema de balanço de superfície, as alturas das camadas são bem menos sensíveis a este procedimento. Como exemplo deste resultado, note-se que na formulação D-74 com vento de  $19 \text{ m s}^{-1}$  no topo do domínio, a velocidade de fricção em superfície no caso com balanço de superfície ( $0.22 \text{ m s}^{-1}$ ) era quase o dobro daquela com taxa de resfriamento constante ( $0.12 \text{ m s}^{-1}$ ) e, ainda assim, os dois perfis decrescem a zero em alturas semelhantes, em torno de  $180 \text{ m}$ . Situações semelhantes ocorrem em outras formulações com diferentes valores de vento no topo do domínio, indicando, de maneira geral, que a taxa de decaimento de intensidade turbulenta com a altura é maior quando o balanço de

superfície é utilizado.

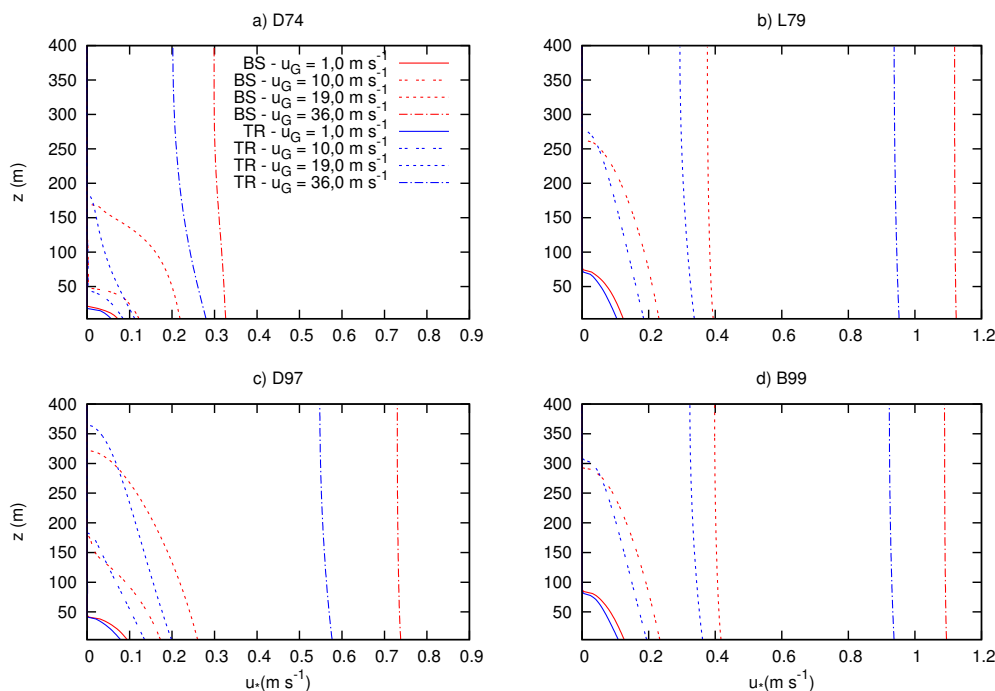


Figura 5.4: Perfis verticais de  $u_*$  para as diferentes formulações indicadas no título de cada painel. As linhas vermelhas representam as simulações considerando balanço de energia na superfície (BS) e as linhas azuis representam simulações realizadas com taxa de resfriamento constante em superfície (TR). Os diferentes forçantes mecânicos estão indicados pela legenda.

O principal controle na razão de decaimento vertical da intensidade turbulenta é exercido pelo perfil vertical de temperatura. Na figura 5.5 se observa que em todos os casos, a utilização de um BS evita um resfriamento excessivo, mantendo temperaturas mais altas na superfície. Por conta disso, as simulações BS são, também, mais turbulentas nessa região da CLE. Por outro lado, as maiores intensidades turbulentas promovem mais mistura, fazendo com que o ar frio originado próximo à superfície atinja níveis mais altos do domínio vertical. Assim, em todos os casos, as temperaturas das simulações BS são mais baixas que as correspondentes nas simulações TR em níveis intermediários. Da mesma forma, essas temperaturas menores provocam mais destruição turbulenta naquela região, causando as quedas acentuadas de  $u_*$  nos níveis mais altos do domínio observadas na figura 5.4. Uma consequência adicional deste fato são as frequentes observações de menores espessuras da CLE para os casos BS, pois a intensidade turbulenta diminui rapidamente com a altura nestes casos. Uma evidência adicional da interdependência entre os perfis de temperatura potencial e intensidade turbulenta é que os perfis de temperaturas das simulações BS e TR em um dado caso sempre voltam a se cruzar próximo ao topo do domínio onde, portanto, os casos BS voltam a ser mais quentes. Isto é novamente causado pelo fato de que a diminuição de  $u_*$  implica em menos transporte de ar frio para aqueles níveis. Esta complexa relação entre as variáveis ao longo dos

níveis verticais faz com que a diferença entre as alturas das simulações BS e TR seja maior quanto mais próximo esta estiver do topo do domínio vertical. A figura 5.5 mostra ainda como que quando há conexão, com turbulência atingindo todo o domínio vertical, a curvatura dos perfis verticais de temperatura é menor nos casos de BS que com TR e isto é uma simples consequência das temperaturas mais baixas na superfície que são impostas no caso TR. As curvaturas dos perfis são também sempre maiores quanto mais turbulenta for a formulação utilizada, um resultado também contrado por Acevedo, Costa e Degrazia (2012). Assim, no caso D-74, menos turbulento, os perfis são aproximadamente lineares com a altura. A maior intensidade turbulenta promove maior mistura, trazendo mais ar quente dos níveis superiores e aumentando a curvatura do perfil. Os perfis de casos conectados se destacam dos demais, por apresentar temperaturas mais altas em superfície e mais baixas que o valor inicial em níveis mais altos.

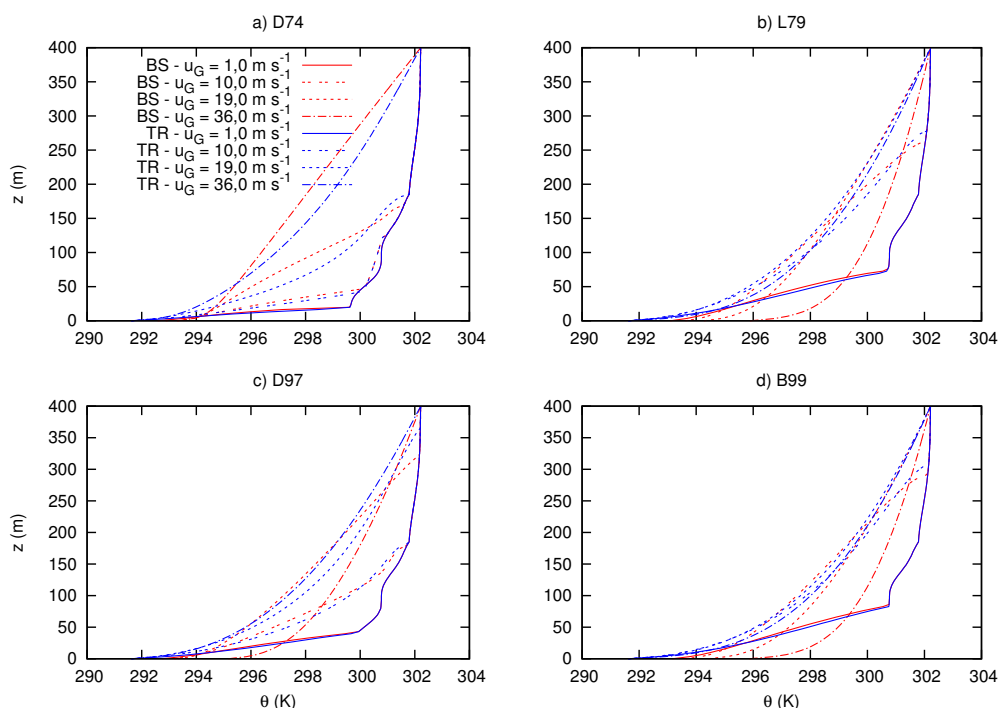


Figura 5.5: Mesmo que figura 5.4, porém para  $\theta$ .

A dependência detalhada da estrutura térmica em termos do forçante mecânico no topo da CLE pode ser vista na figura 5.6. O estado de conexão é representado por um rápido aumento das temperaturas nos níveis mais baixos a partir de um valor específico de  $u_G$ . Isto ocorre em torno de  $u_G = 35 \text{ m s}^{-1}$  para a formulação D-74, em torno de  $u_G = 25 \text{ m s}^{-1}$  para D-97 e em torno de  $u_G = 16 \text{ m s}^{-1}$  para L-79 e B-99. Há porém que se destacar que a transição entre os regimes desconectado e conectado é bem menos abrupta que mostrado, por exemplo, por McNider et al. (1995) e por Acevedo, Costa e Degrazia (2012). Evidências experimentais sobre este aspecto são poucas, mas alguns resultados indicam que a transição é abrupta e ocorre em valores não tão elevados de vento acima

da CLE (ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003; van de WIEL; MOENE; JONKER, 2012). Em particular, este fato atesta uma grande dificuldade que Modelos de Coluna Simples tem em reproduzir o estado de conexão entre a superfície e os níveis mais elevados da CLE. De fato, trabalhos anteriores nunca mostraram que este tipo de modelo fosse capaz de reproduzir este comportamento e é este o motivo pelo qual no presente trabalho as análises são feitas até limites irrealisticamente grandes de  $u_G$ . É interessante verificar que os esquemas são capazes de reproduzir este processo, e especialmente o fato de que o processo apenas ocorre com valores que não ocorrem de fato no mundo real. A conexão ocorre apenas quando todo o domínio vertical está turbulento. Os Modelos de Coluna Simples têm, tipicamente, um domínio grande, que pode chegar a alguns quilômetros (ZHANG; ANTHES, 1982; STEENEVELD; van de WIEL; HOLTSLAG, 2006, entre outros), fazendo com que esta situação somente seja obtida com ventos excessivamente intensos. Por outro lado, em modelos simplificados, de poucas camadas, a transição tipicamente ocorre em valores mais realísticos, de 3 a 12  $\text{m s}^{-1}$  (MCNIDER et al., 1995; van de WIEL et al., 2002; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012).

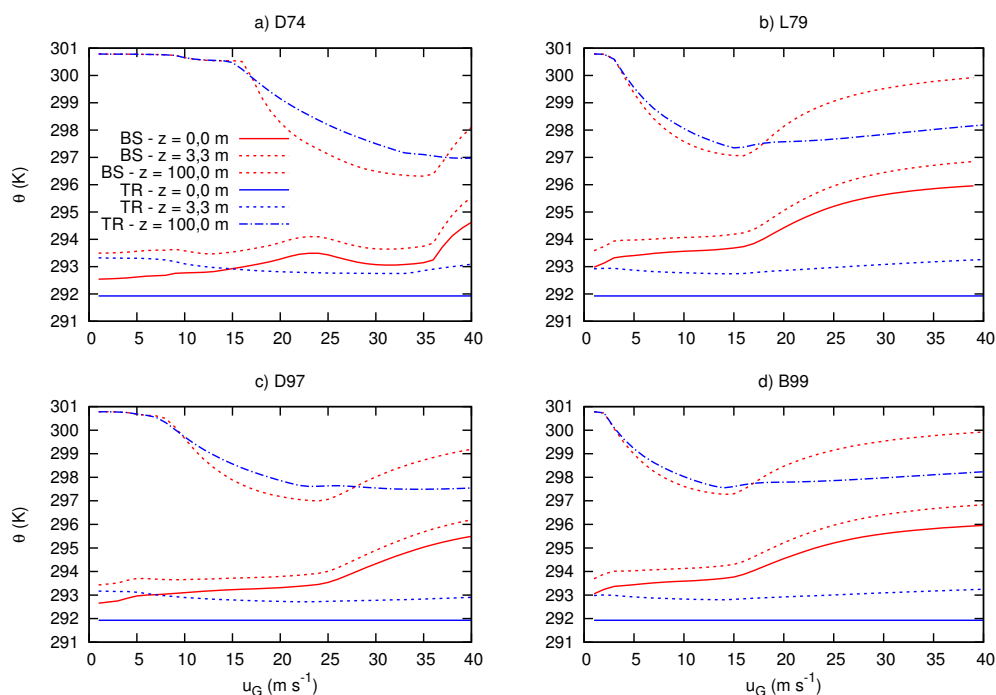


Figura 5.6: Dependência da temperatura em diferentes níveis, indicados pela legenda. As linhas vermelhas representam o modelo com balanço de energia na superfície (BS), e as linhas azuis representam o modelo com a taxa de resfriamento constante na superfície (TR). Cada painel mostra a comparação entre as configurações de superfície para uma mesma formulação de turbulência, a qual está indicada no título do painel.

A figura 5.6 mostra também que as simulações BS são sempre mais quentes que as correspondentes TR em níveis próximos à superfície. Em níveis mais elevados, como por exemplo, o de 100 m, mostrado na figura, o comportamento é diferente. Enquanto não há

turbulência naquele nível, as duas configurações produzem a mesma temperatura. Esta situação se mantém até  $u_G = 15 \text{ m s}^{-1}$  em D-74, até  $u_G = 8 \text{ m s}^{-1}$  em D-97 e até aproximadamente  $u_G = 4 \text{ m s}^{-1}$  em L-79 e B-99. Para valores acima destes limites, as configurações BS são mais frias que as correspondentes TR. Nestes casos, há turbulência que atinge 100 m, mas não até o topo do domínio. Com isso, a mistura turbulenta maior dos casos BS leva mais ar frio da superfície até 100 m. Finalmente, quando a conexão se estabelece, a intrusão de ar mais quente do topo do domínio, agora também turbulento, faz com que os casos BS se aqueçam relativamente aos TR. O pequeno aquecimento dos casos TR quando ocorre a conexão é causado pela menor temperatura em níveis mais baixos neste caso, que é imposta em superfície. Neste caso estando conectado e conseqüentemente havendo transporte de ar originado de níveis mais baixos, este é um ar mais frio relativamente ao dos casos BS correspondentes.

## 6 CONCLUSÃO

Ao longo do presente trabalho, se apresentou e discutiu diversos aspectos relacionados com a implementação de um Modelo de Coluna Simples com o propósito principal de reproduzir escoamentos na Camada Limite Estável (CLE). Para tanto, foram consideradas quatro formulações que estão entre as mais amplamente utilizadas em esquemas numéricos utilizados operacionalmente em previsão de tempo.

O trabalho foi dividido em três partes distintas. Na primeira, foi feita a calibração do modelo. Os resultados evidenciaram um aspecto conhecido, mas cuja demonstração é importante para a compreensão das dificuldades que existem para simular a CLE numericamente. Este aspecto é a dependência enorme que as parametrizações têm na intensidade turbulenta, e em como esta varia com a estabilidade atmosférica. Através de um ajuste simples em um coeficiente de proporcionalidade foi possível fazer com que os resultados conseguidos com as diferentes formulações praticamente convergissem entre si. Assim, fica claro que a principal diferença relevante entre as formulações existentes é a dependência que a intensidade turbulência tem em relação à estabilidade atmosférica. Isto, de certa maneira, explica porque existe uma diversidade tão grande de formulações, pois cada uma delas tende a se comportar melhor em diferentes situações.

Na segunda parte do trabalho os modelos foram aplicados a uma situação real, visando a simulação das evoluções temporais de perfis verticais de temperatura potencial e umidade específica. Esta iniciativa é de certa forma inovadora, pois Modelos de Coluna Simples são raramente comparados com dados experimentais. Isto ocorre principalmente pelo caráter altamente idealizado deste tipo de modelo, no qual processos importantes como a advecção horizontal não são considerados. No presente estudo, essa comparação só foi possível porque os dados provêm de um local bastante específico, no qual a Camada Limite Noturna é tipicamente muito estável, onde os ventos noturnos são quase totalmente suprimidos em camadas que chegam a dezenas de metros acima da superfície. Ainda assim, alguns parâmetros de ajuste precisaram ser introduzidos ao modelo para que processos tipicamente desprezados em Modelos de Coluna Simples fossem, ainda que precariamente, considerados. Estes foram um gradiente horizontal de pressão, necessário para intensificar os ventos durante a noite e uma taxa de resfriamento associada à divergência vertical de fluxos radiativos. Não é surpreendente, portanto, que as melhores soluções tenham sido obtidas nas noites mais estáveis, que são exatamente aquelas nas quais as condições reais mais se aproximam das que são idealizadas em um Modelo de Coluna Simples. De maneira geral, as diferentes formulações apresentaram desempenhos semelhantes, pois foram considerados os esquemas com os coeficientes calibrados. Ainda assim, algumas diferenças apareceram, e estas são interessantes, pois mostram que mesmo com valores de intensidade turbulenta semelhantes, se pode identi-

ficar diferenças entre as formulações, ainda que sutis.

Na terceira parte do modelo, voltou-se a utilizar as formulações não calibradas, para mais uma vez ressaltar as diferenças entre os esquemas, visando aplicá-los em uma situação mais próxima daquela que é empregada em modelos operacionais de previsão de tempo. Um balanço de energia foi aplicado à superfície, de forma que a condição de fronteira inferior foi mantida livre. Importantes diferenças apareceram, em particular na distribuição vertical de intensidade turbulenta que, por sua vez, afetou localmente os perfis de temperatura.

O presente trabalho se insere em um estágio intermediário no objetivo final de atingir uma melhoria significativa na previsão de variáveis meteorológicas noturnas. Em uma fase inicial, foram produzidos trabalhos com modelos simplificados, de poucas camadas, e o objetivo específico de reproduzir processos turbulentos noturnos, que ocorrem na CLE mas não são propriamente reproduzidos por esquemas mais sofisticados. Assim, em Costa et al. (2011) se focou o problema da simulação de eventos intermitentes, enquanto que em Acevedo, Costa e Degrazia (2012) foi analisada a questão do estado de acoplamento entre a superfície e os níveis mais elevados da CLE. Para que as principais descobertas destes trabalhos pudessem ser introduzidas em esquemas operacionais, era necessário que um Modelo de Coluna Simples fosse implementado, e este passo foi tomado no presente trabalho. Duas importantes contribuições foram obtidas com vistas ao objetivo final.

Em primeiro lugar, a análise aqui apresentada esclareceu a dificuldade de esquemas de coluna simples e, conseqüentemente, de modelos operacionalmente implementados, de reproduzir o estado de acoplamento da CLE. De fato, os resultados do capítulo 5 mostraram que estes esquemas jamais reproduzem o caso conectado, pois para que isto ocorresse seriam necessário valores irrealisticamente altos de vento no topo do domínio vertical. Assim, fica claro que esta é uma limitação cuja solução representará um avanço importante na qualidade das previsões. A segunda contribuição importante do presente trabalho foi ter mostrado inequivocamente a semelhança entre as formulações existentes, e o quanto elas são dependentes de uma única variável, a intensidade turbulenta, e sua dependência em termos dos parâmetros de estabilidade. Isto significa que uma relação intrincada e complexa entre variáveis que afetam umas as outras de maneiras diversas é, nos esquemas atualmente utilizados resumida à uma função de estabilidade, que impõe arbitrariamente como a turbulência depende da estabilidade. A superação desta limitação pode representar uma nova geração para os esquemas de previsão numérica da CLE, mas esta não é uma tarefa trivial.

O presente trabalho contribui no sentido de esclarecer estas limitações e mostrar o quanto se pode melhorar o estado da arte da simulação numérica da Camada Limite Estável se elas forem superadas. Já o passo de efetivamente superar estas dificuldades através de novas formulações, representações ou metodologias é uma importante tarefa



para trabalhos futuros, que espera-se, possam ser executadas à luz dos resultados aqui discutidos.

## Apêndice A – Perfis Verticais de Temperatura Potencial Observados e Simulados

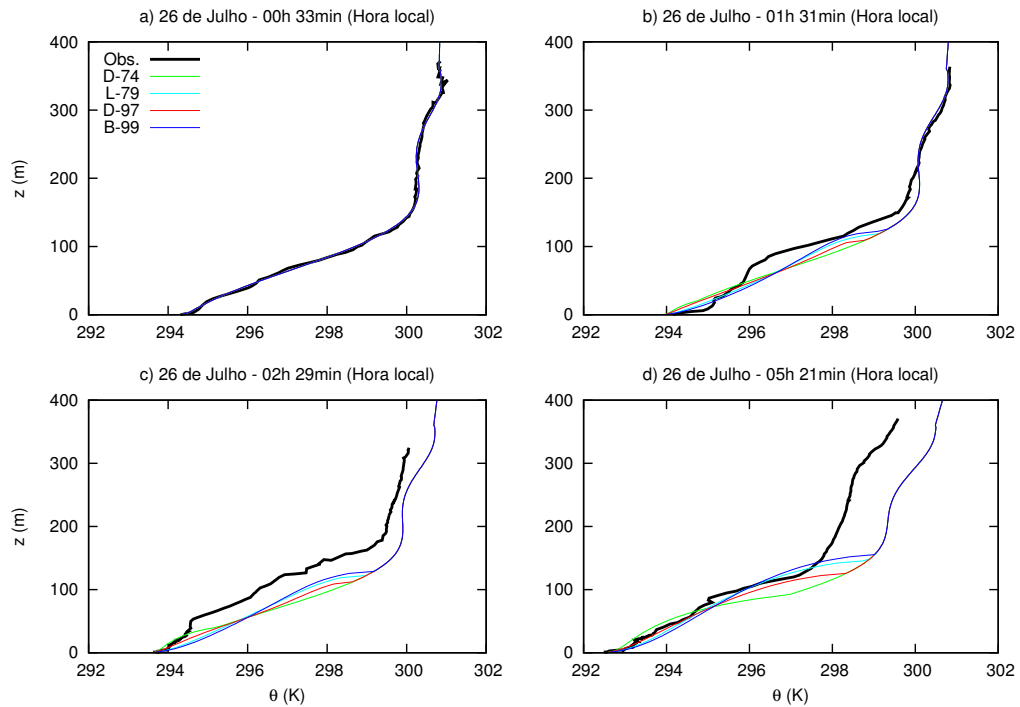


Figura A.1: Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de temperatura potencial em diferentes horários da noite iniciada em 25 de julho de 2001 em Santarém - PA. O horário de cada respectiva sondagem está indicado no título de cada painel e as diferentes formulações de turbulência utilizadas são indicadas pela legenda.

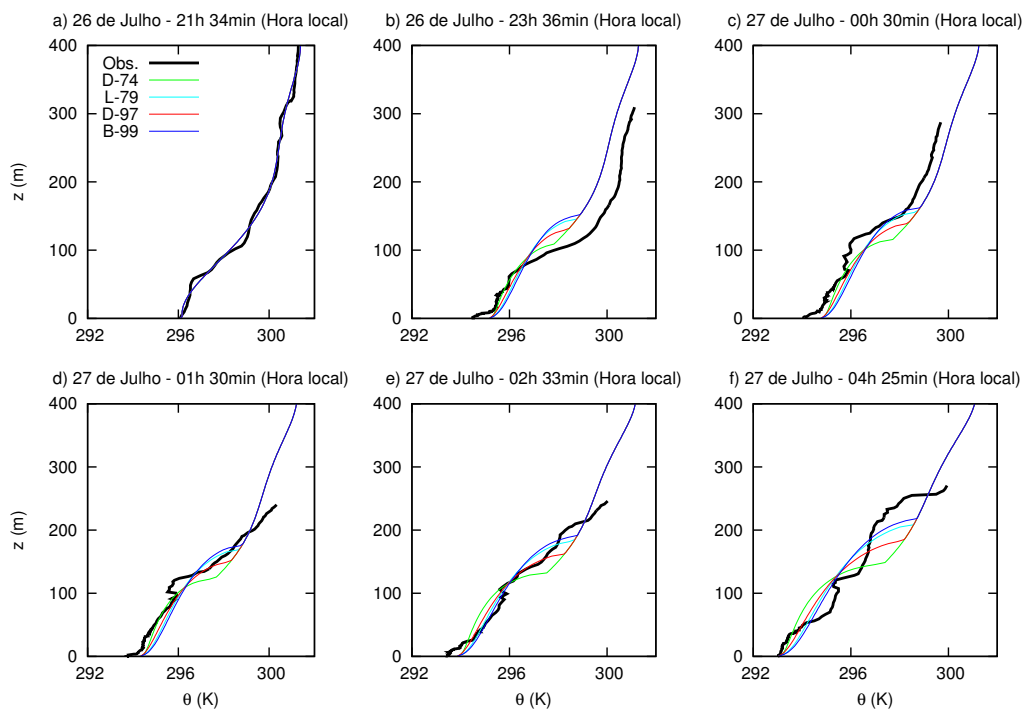


Figura A.2: Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 26 de julho de 2001.

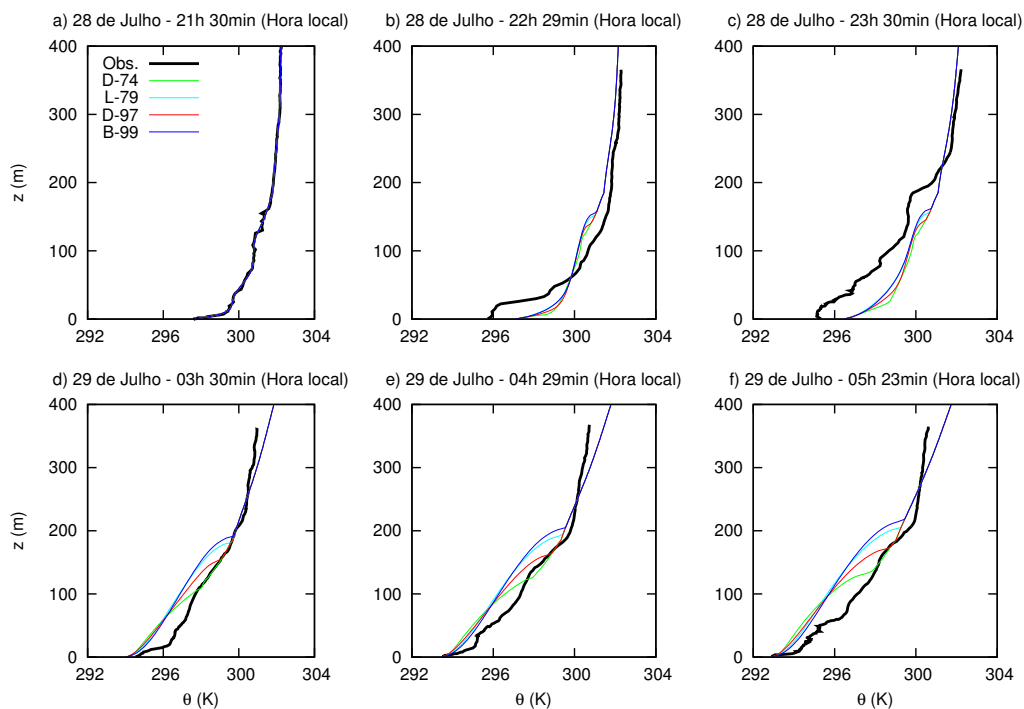


Figura A.3: Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 28 de julho de 2001.

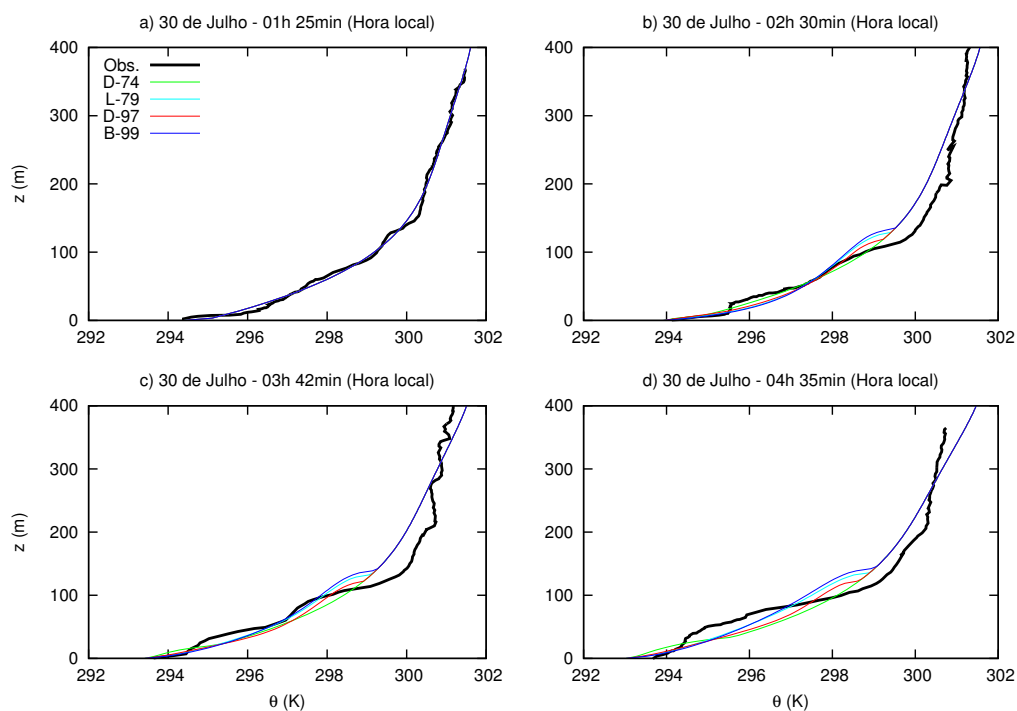


Figura A.4: Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 29 de julho de 2001.

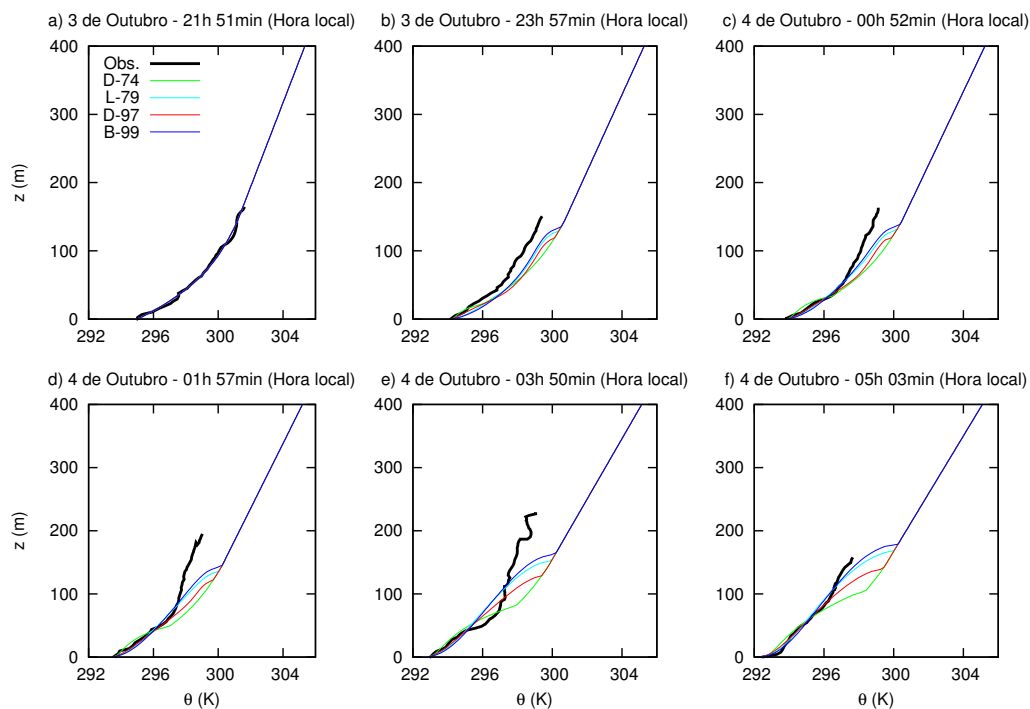


Figura A.5: Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 3 de outubro de 2001.

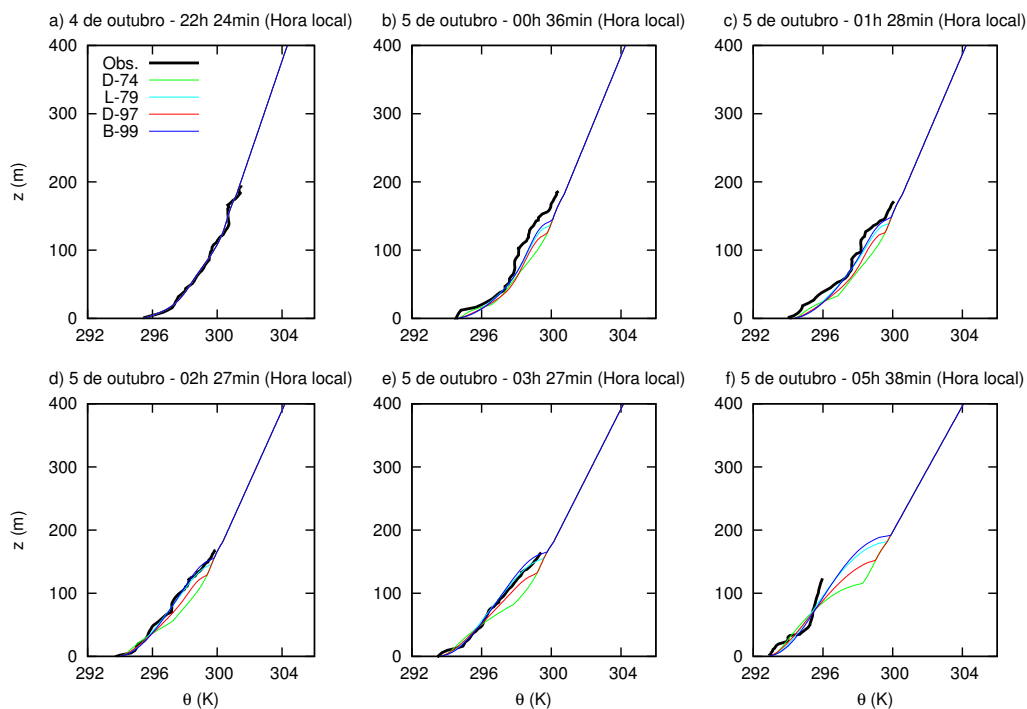


Figura A.6: Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 4 de outubro de 2001.

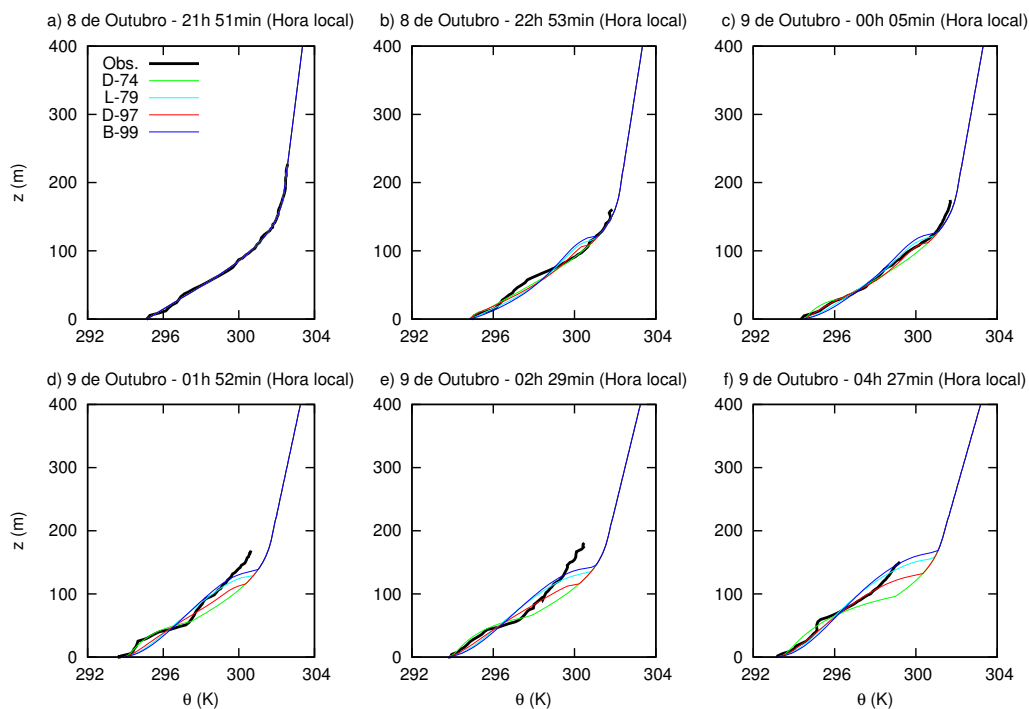


Figura A.7: Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 8 de outubro de 2001.

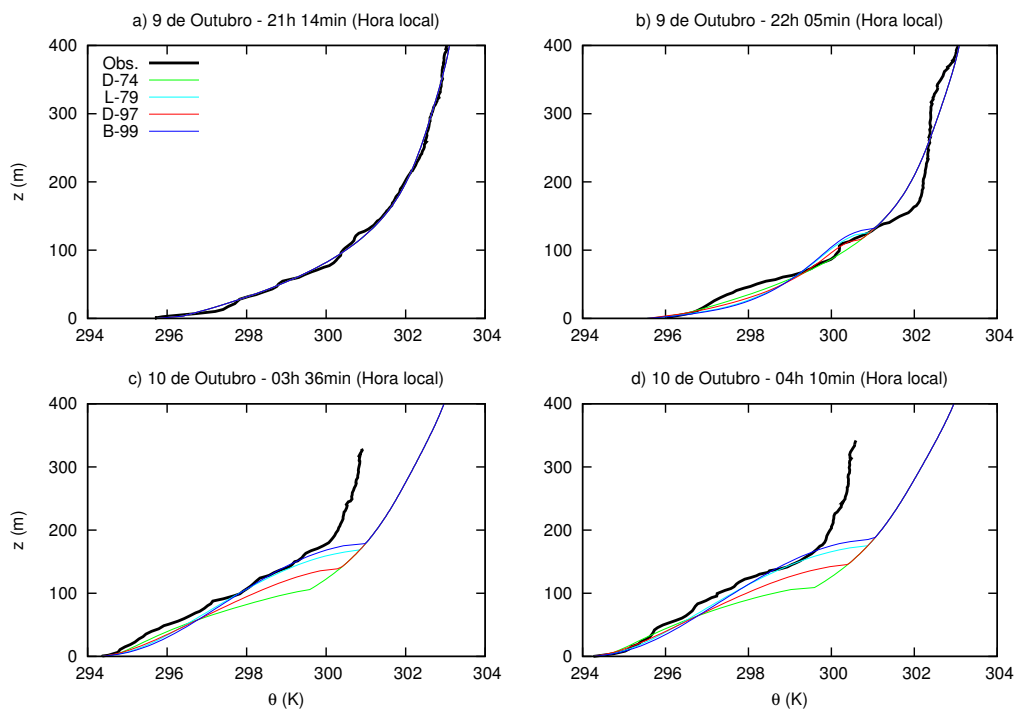


Figura A.8: Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 9 de outubro de 2001.

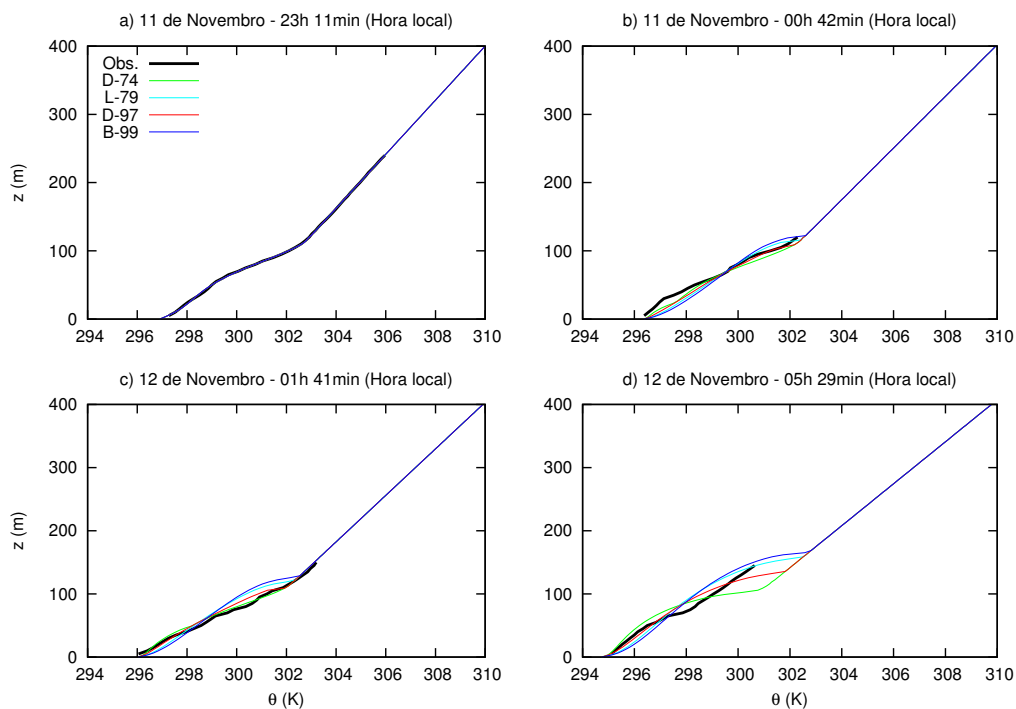


Figura A.9: Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 11 de novembro de 2003.

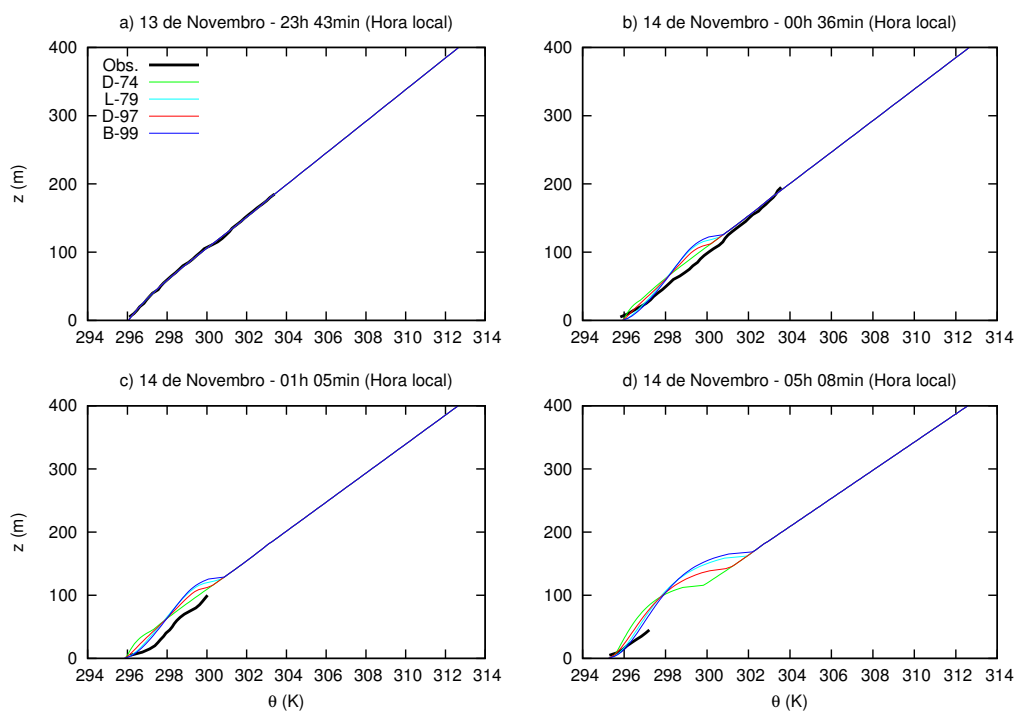


Figura A.10: Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 13 de novembro de 2003.

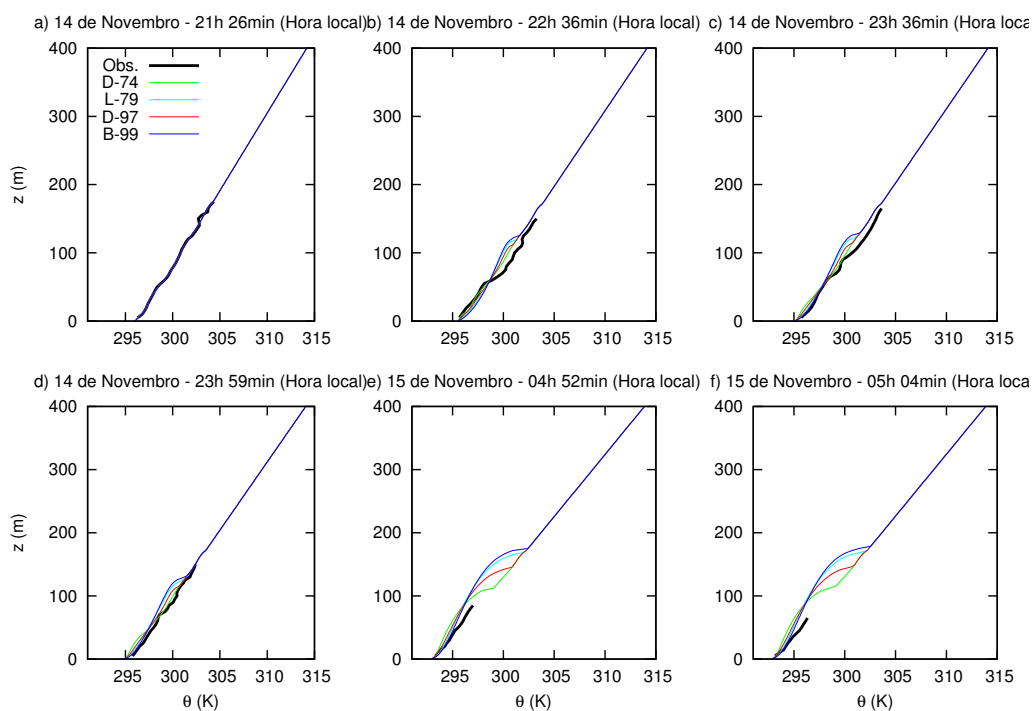


Figura A.11: Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 14 de novembro de 2003.

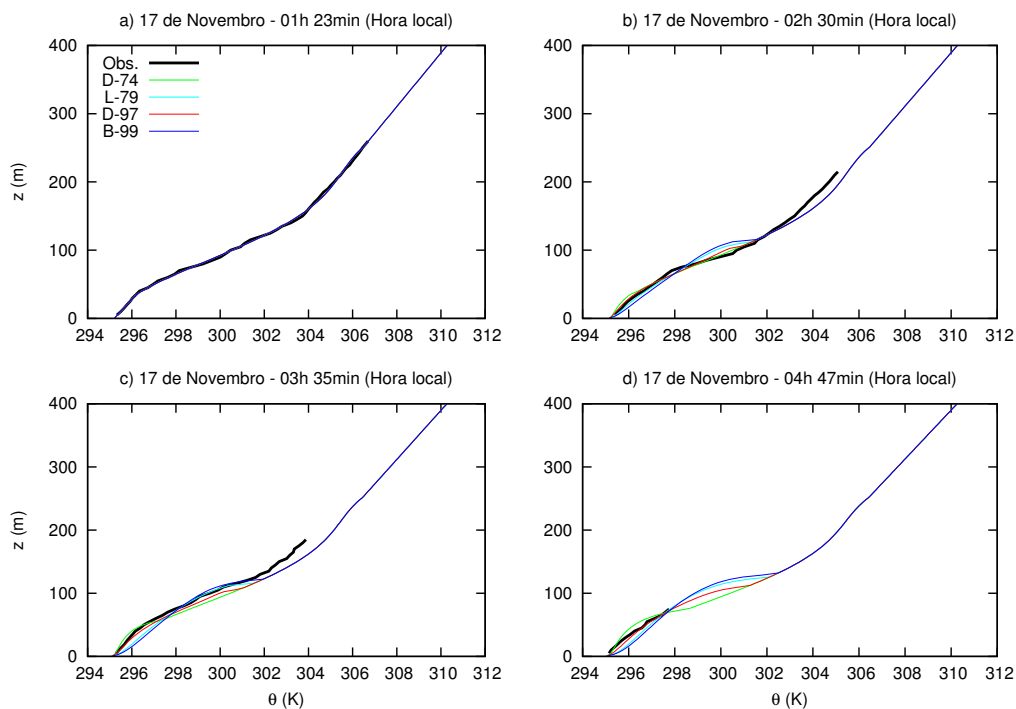


Figura A.12: Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 16 de novembro de 2003.

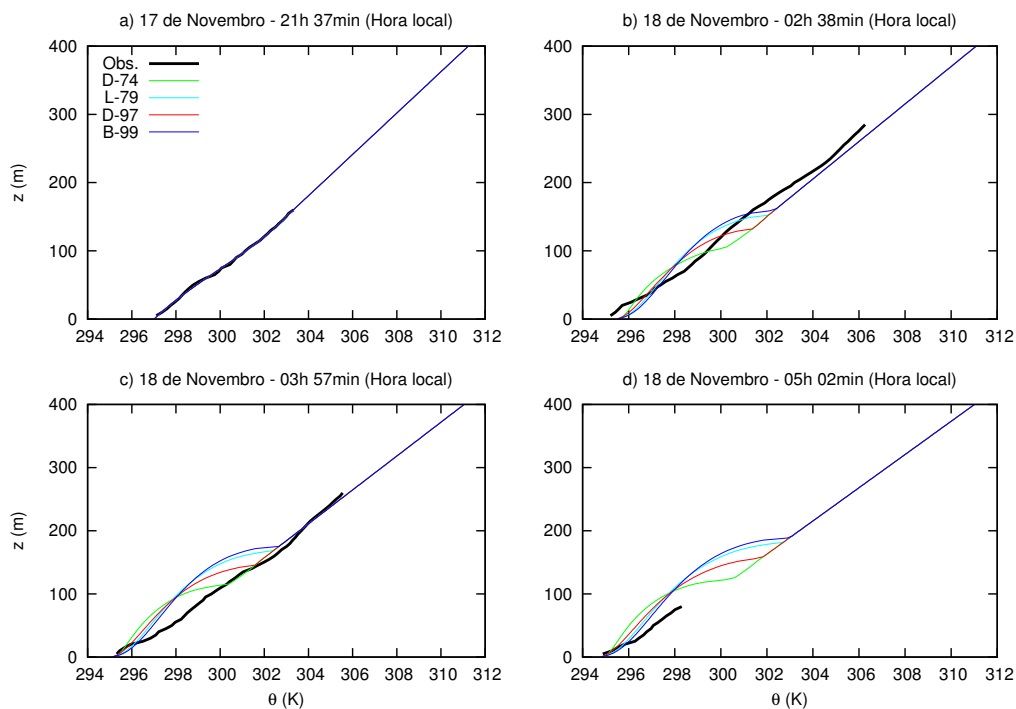


Figura A.13: Mesmo que a figura A.1, porém para a noite iniciada em 17 de novembro de 2003.



## Apêndice B – Perfis Verticais de Umidade Específica Observados e Simulados

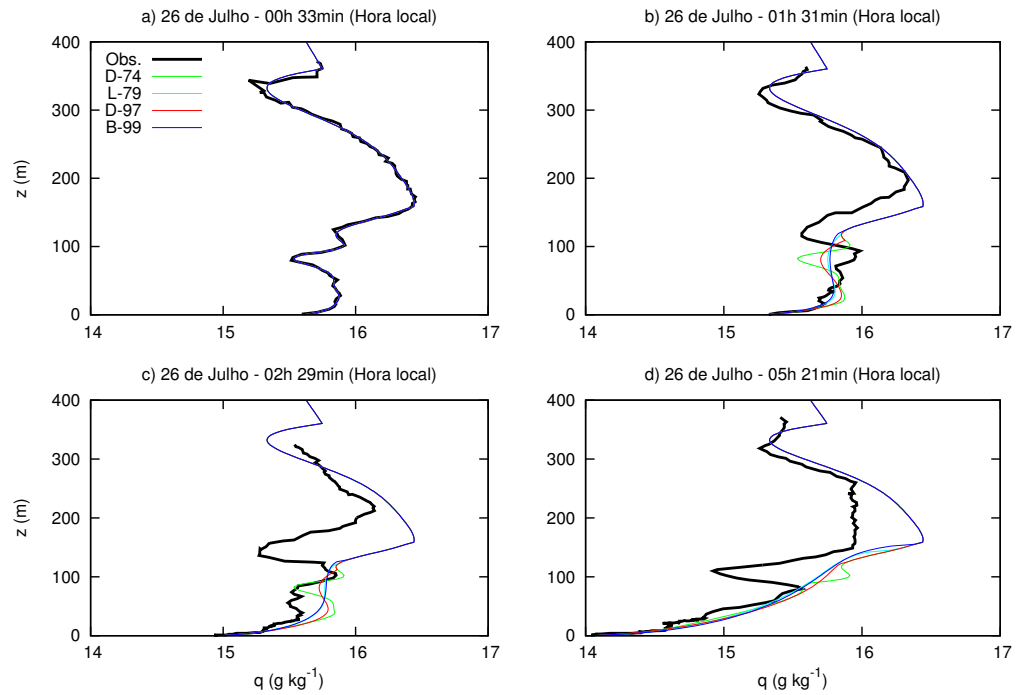


Figura B.1: Perfis verticais simulados (linhas coloridas) e observados (linha preta) de umidade específica em diferentes horários da noite iniciada em 25 de julho de 2001 em Santarém-PA. O horário de cada respectiva sondagem está indicado no título de cada painel e as diferentes formulações de turbulência utilizadas são indicadas pela legenda.

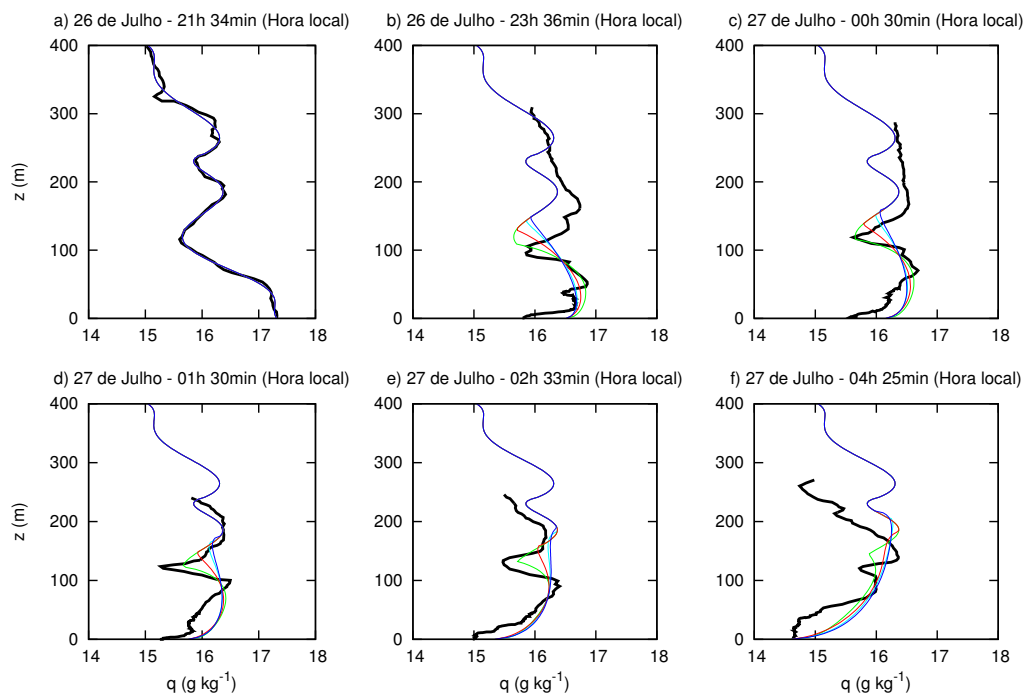


Figura B.2: Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 26 de julho de 2001.

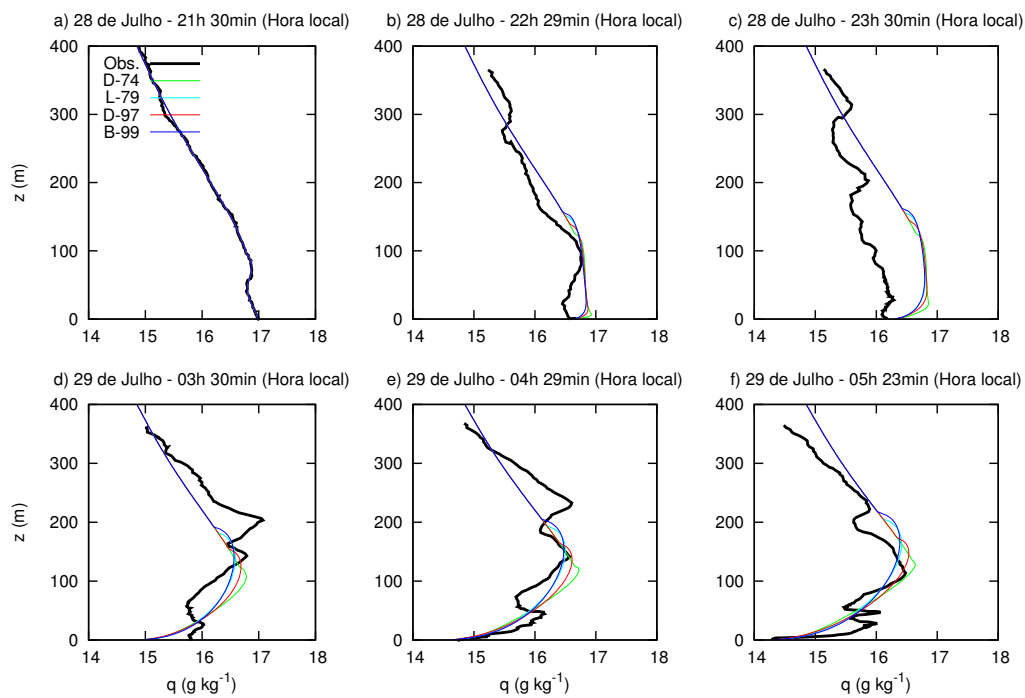


Figura B.3: Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 28 de julho de 2001.

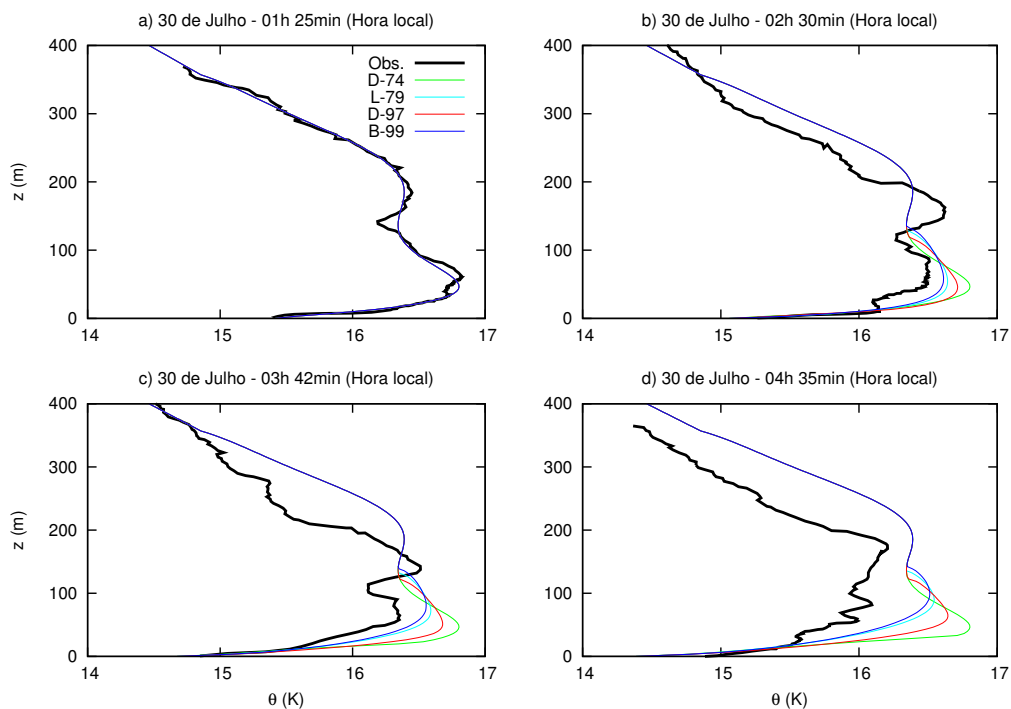


Figura B.4: Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 29 de julho de 2001.

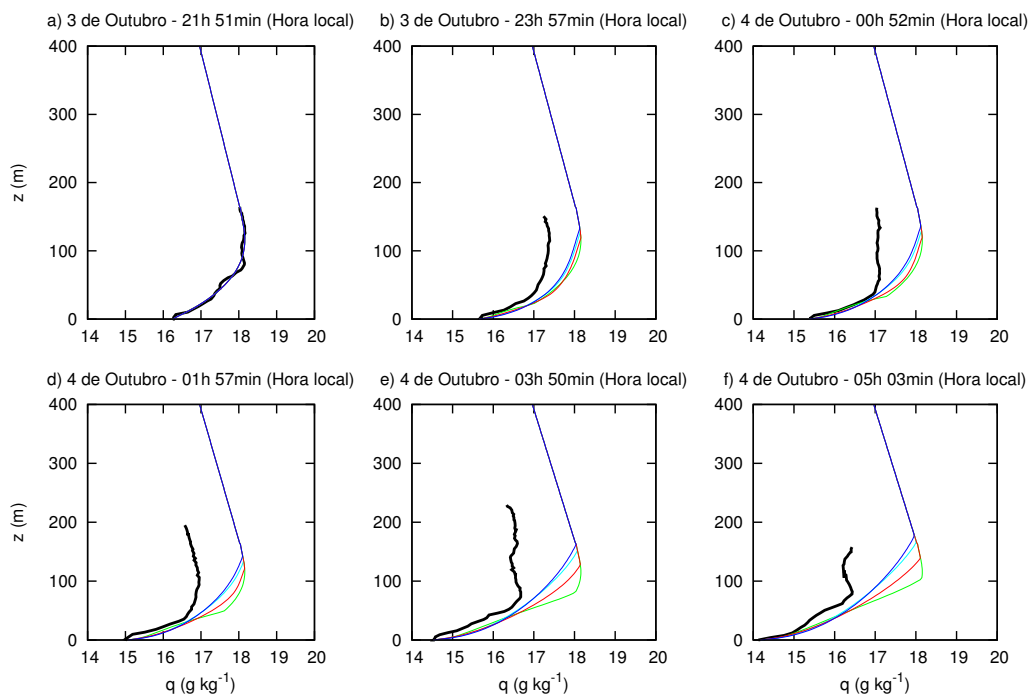


Figura B.5: Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 3 de outubro de 2001.

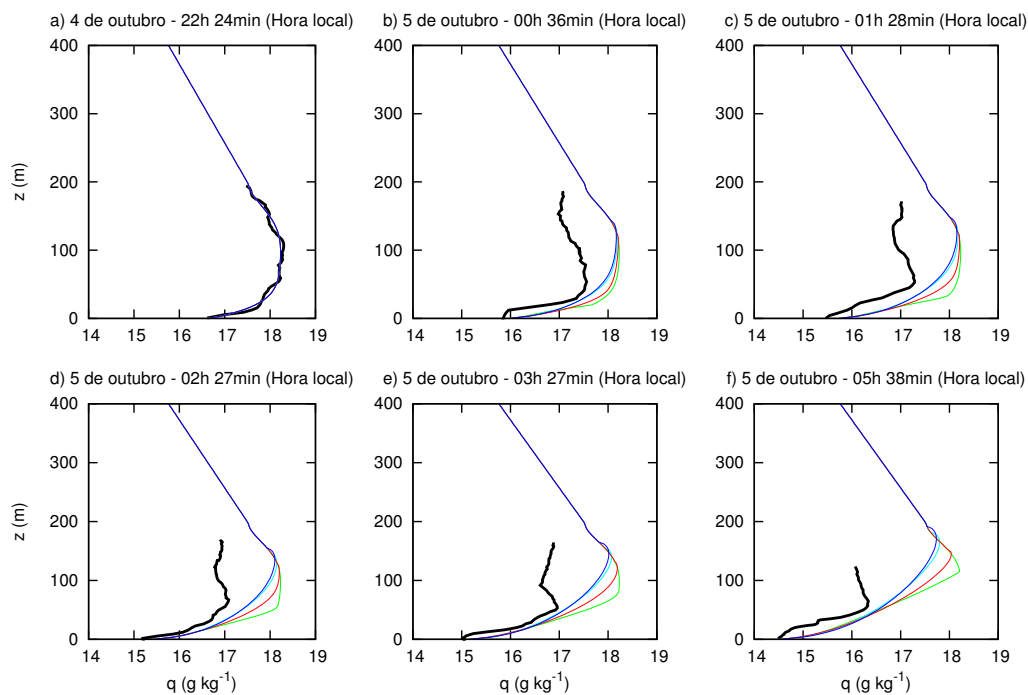


Figura B.6: Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 4 de outubro de 2001.

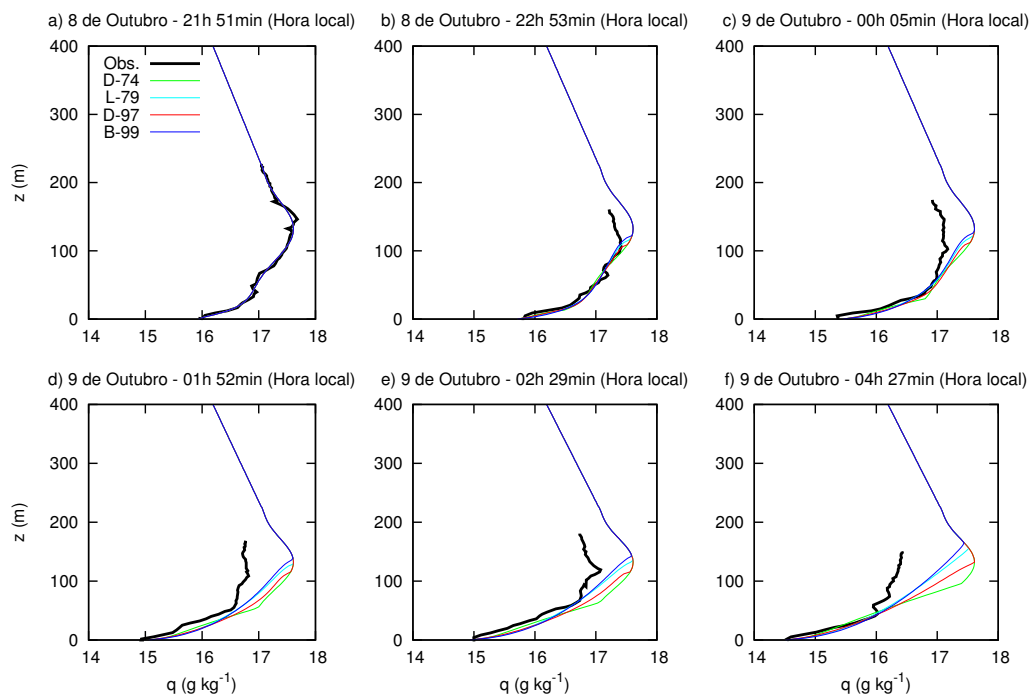


Figura B.7: Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 8 de outubro de 2001.

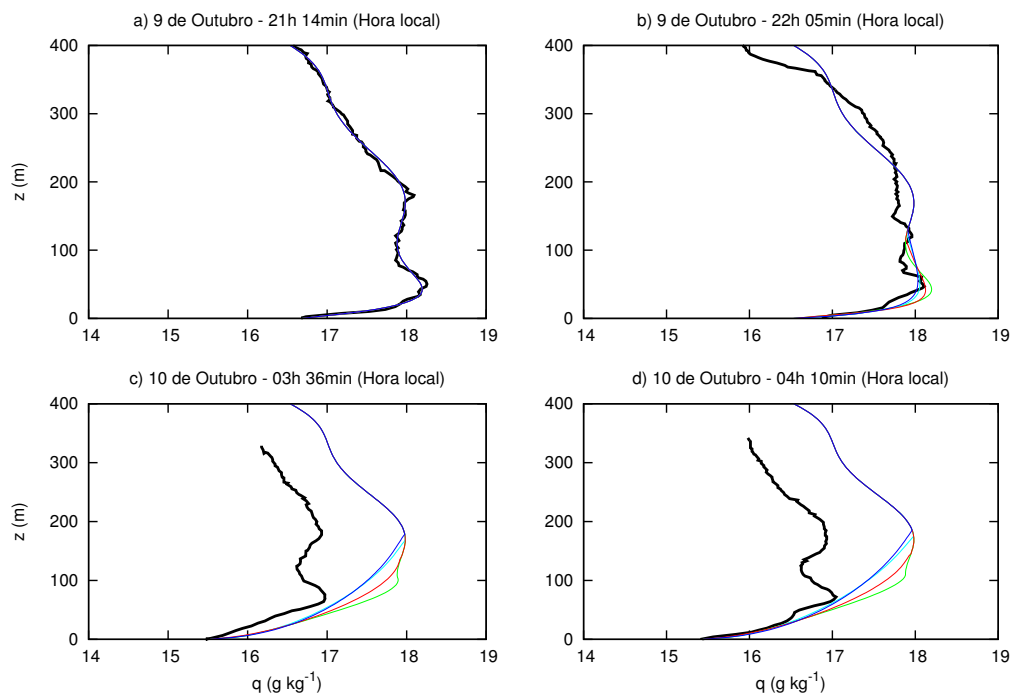


Figura B.8: Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 9 de outubro de 2001.

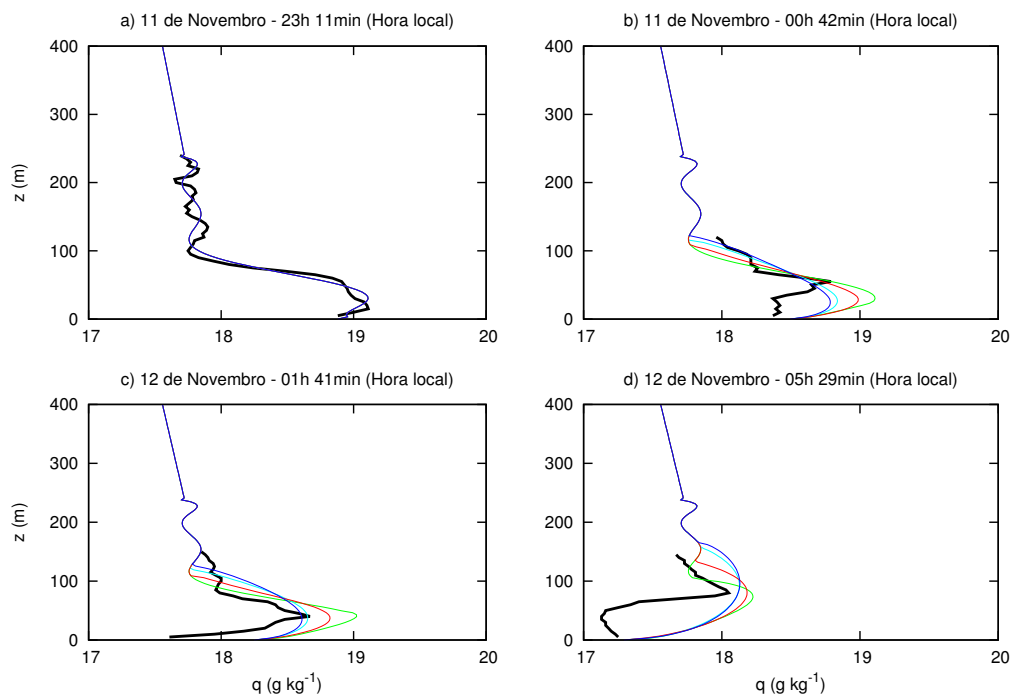


Figura B.9: Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 11 de novembro de 2003.

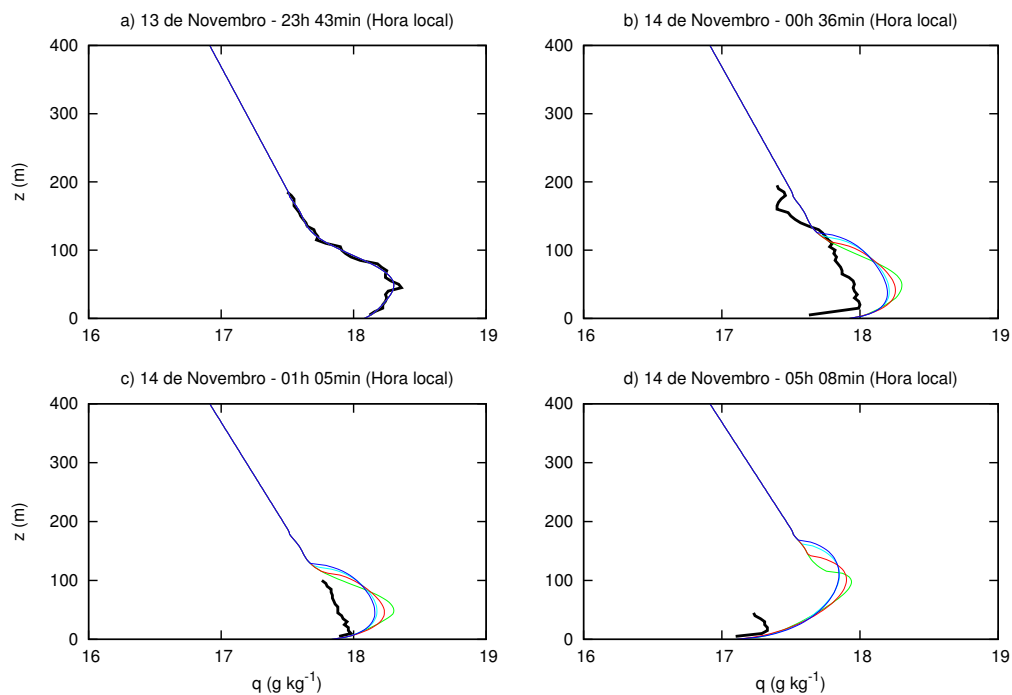


Figura B.10: Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 13 de novembro de 2003.

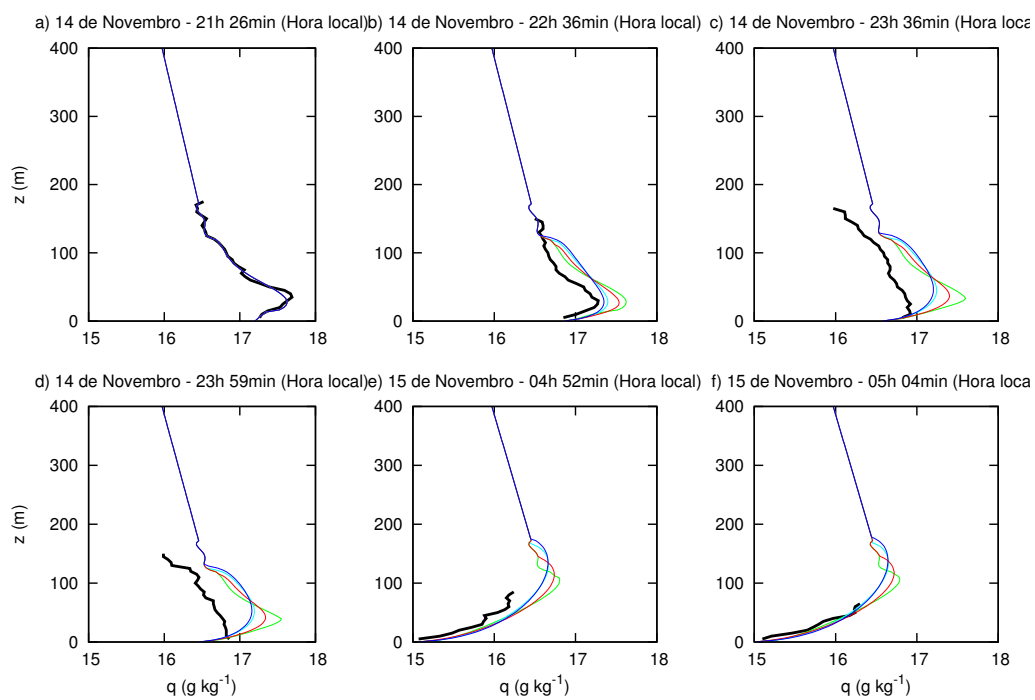


Figura B.11: Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 14 de novembro de 2003.

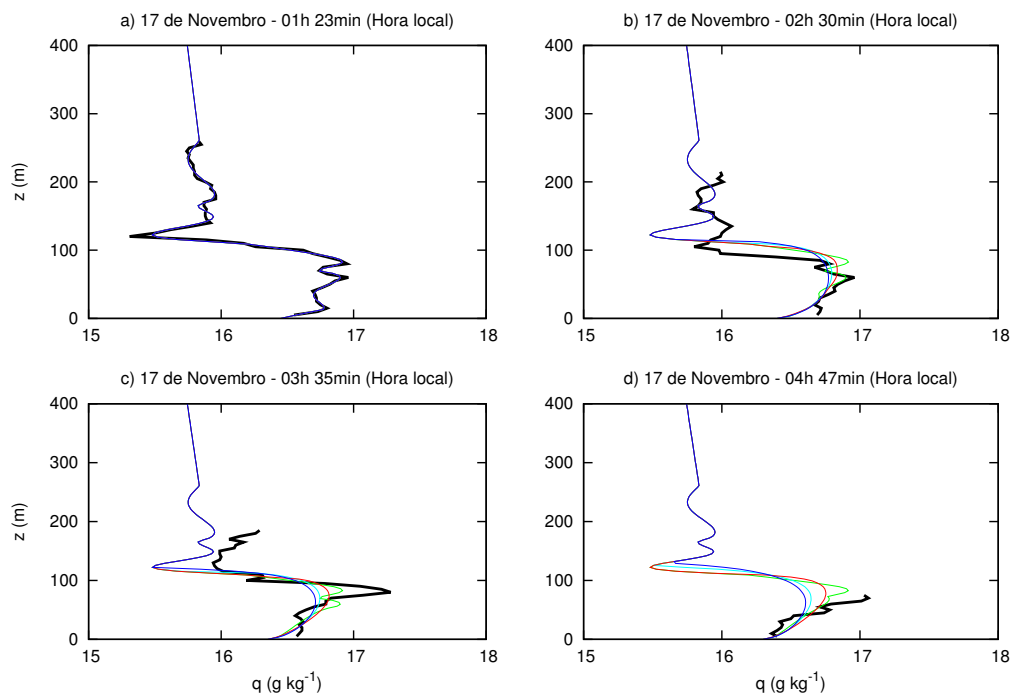


Figura B.12: Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 16 de novembro de 2003.

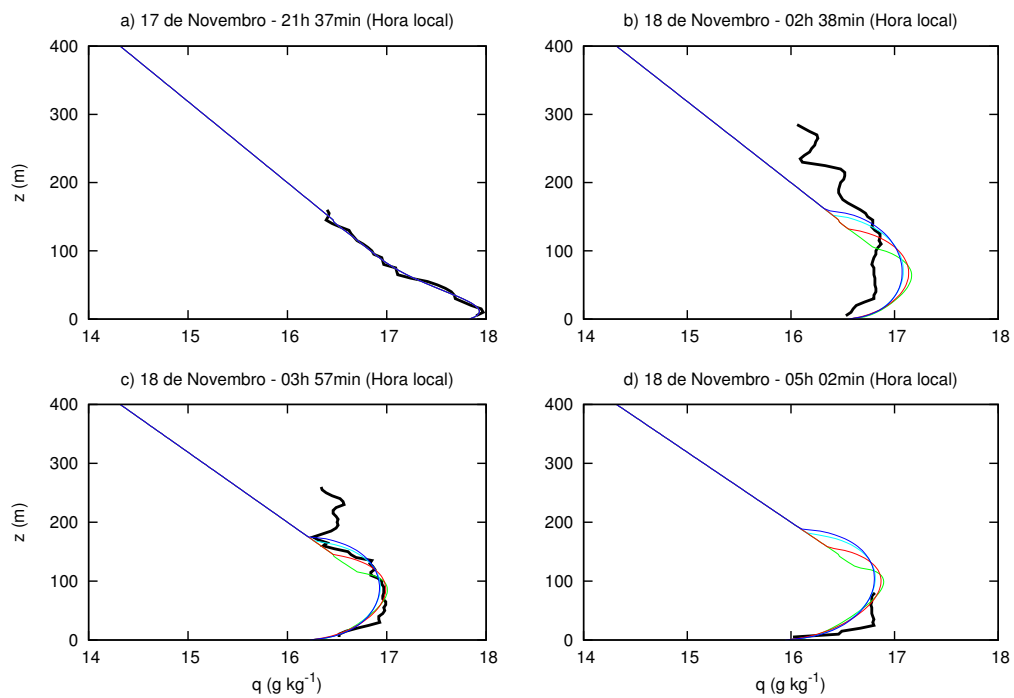


Figura B.13: Mesmo que a figura B.1, porém para a noite iniciada em 17 de novembro de 2003.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABDELLA, K.; MCFARLANE, N. A new second-order turbulence closure scheme for the planetary boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 54, p. 1850–1867, 1997.

ACEVEDO, O. C.; COSTA, F. D.; DEGRAZIA, G. A. Turbulence formulation influence on the coupling state of an idealized stable boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 145, p. 211–228, 2012.

ACEVEDO, O. C.; FITZJARRALD, D. In the core of the night – effects of intermittent mixing on a horizontally heterogeneous surface. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 106, p. 1–33, 2003.

ACEVEDO, O. C.; FITZJARRALD, D. R. The early evening surface-layer transition: Temporal and spatial variability. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 58, p. 2650–2667, 2001.

ACEVEDO, O. C.; MORAES, O. L. L.; SILVA, R. da; FITZJARRALD, D. R.; SAKAI, R. K.; STAEBLER, R. M.; CZIKOWSKY, M. J. Inferring nocturnal surface fluxes from vertical profiles of scalars in an amazon pasture. **Global Change Biology**, v. 10, p. 886–894, 2004.

ACEVEDO, O. C.; SILVA, R. da; FITZJARRALD, D. R.; MORAES, O. L. L.; SAKAI, R. K.; CZIKOWSKY, M. J. Nocturnal vertical co<sub>2</sub> accumulation in two amazonian ecosystems. **Journal of Geophysical Research-Biogeosciences**, v. 113, 2008.

ANDRÉ, J.; de MOORE, G.; LACARRERE, P.; THERRY, G.; du VACHAT, R. Modelling the 24h evolution of the mean and turbulent structure of the planetary boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 35, p. 1861–1883, 1978.

ANDRÉN, A. The structure of stably stratified atmospheric boundary layers. a large eddy simulation study. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 121, p. 961–986, 1995.

BALL, F. K. Control of inversion height by surface heating. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 86, p. 483–494, 1986.

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

BELAIR, S.; MAILHOT, J.; STRAPP, J. W.; MACPHERSON, J. I. An examination of local versus non-local aspects of a tke-based boundary layer scheme in clear convective conditions. **Journal of Applied Meteorology**, v. 38, p. 1499–1518, 1999.

BELJAARS, A.; HOLTSLAG, A. Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models. **J. Appl. Meteorol**, p. 327–341, 1991.



BELJAARS, A. C. M.; HOLTSLAG, A. A. M. Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models. **Journal of Applied Meteorology**, v. 30, p. 327–341, 1991.

BLACKADAR, A. K. The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 67, p. 3095–3102, 1962.

\_\_\_\_\_. High resolution models of the planetary boundary layer. **Advances in Environmental and Scientific Engineering**, Vol I, 1979.

BOING, S. J.; JONKER, H. J.; van de WIEL, B. J.; MOENE, A. F. Intermittent turbulence in stratified flow over a canopy. In: SYMPOSIUM ON BOUNDARY LAYERS AND TURBULENCE, 19., 2010, Keystone. Keystone: American Meteorological Society, 2010.

BROST, R. A.; WYNGAARD, J. C. A model study of the stably stratified planetary boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 35, p. 1427–1440, 1978.

BUSINGER, J. A. **Some aspects of the influence of the earth's surface on the atmosphere**. 1954. Tese — Rijkuniversiteit te Utrecht, The Netherlands, 1954.

CANUTO, V. M.; CHENG, Y.; HOWARD, A. New third-order moments for the convective boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 58, p. 1169–1172, 2001.

COSTA, F. D.; ACEVEDO, O. C.; MOMBACH, J. C. M.; DEGRAZIA, G. A. A simplified model for intermittent turbulence in the nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 68, n. 8, p. 1714–1729, 2011.

CUXART, J.; HOLTSLAG, A. A. M.; BEARE, R. J.; BAZILE, E.; BELJAARS, A.; CHENG, A.; CONANGLA, L.; EK, M.; FREEDMAN, F.; HAMDY, R.; KERSTEIN, A.; KITAGAWA, H.; LENDERINK, G.; LEWELLEN, D.; MAILHOT, J.; MAURITSEN, T.; PEROV, V.; SCHAYES, G.; STEENEVELD, G.-J.; SVENSSON, G.; TAYLOR, P.; WENG, W.; WUNSCH, S.; XU, K.-M. Single-column model intercomparison for a stably stratified atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 118, p. 273–303, 2006.

CUXART, J.; JIMENEZ, M. A. Mixing processes in a nocturnal low-level jet: A les study. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 64, p. 1666–1679, 2007.

DEARDORFF, J. W. Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 29, p. 91–115, 1972.

\_\_\_\_\_. Prediction of convective mixed-layer entrainment for realistic capping inversion structure. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 36, p. 424–436, 1979.

DELAGE, Y. A numerical study of the nocturnal atmospheric boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 100, p. 251–265, 1974.

\_\_\_\_\_. Parameterising sub-grid scale vertical transport in atmospheric models under statically stable conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 82, p. 23–48, 1997.

DERBYSHIRE, S. H. Boundary-layer decoupling over cold surfaces as a physical boundary-instability. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 90, p. 297–325, 1999.

DUYNKERKE, P. G. Application of the  $e$ - $\epsilon$  turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 45, p. 865–880, 1988.

\_\_\_\_\_. Radiation fog: A comparison of model simulation with detailed observations. **Mon. Wea. Rev.**, v. 119, p. 324–341, 1991.

FERRERO, E.; COLONNA, N. Nonlocal treatment of the buoyancy-shear-driven boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 63, p. 2653–2662, 2006.

FERRERO, E.; RACCA, M. The role of the nonlocal transport in modeling the shear-driven atmospheric boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 61, p. 1434–1445, 2004.

HOLT, T.; RAMAN, S. A review and comparative evaluation of multilevel boundary layer parameterization for first-order and turbulent kinetic energy closure schemes. **Rev. Geophys.**, v. 26, p. 761–779, 1988.

HOLTSLAG, A. A. M.; STEENEVELD, G.-J. Single column modeling of atmospheric boundary layers and the complex interactions with the land surface. In: MEYERS, R. A. (Ed.). **Encyclopedia of Complexity and Systems Science**. [S.l.]: Springer, 2009. p. 8139–8153. ISBN 978-0-387-75888-6.

HOLTSLAG, B. Preface: Gewex atmospheric boundary-layer study (gabl) on stable boundary layers. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 118, p. 243–246, 2006.

KOLMOGOROV, A. N. Dissipation of energy in a locally isotropic turbulence. **Doklady Akad. Nauk SSSR**, v. 32, p. 141, 1941.

KOSOVIC, B.; CURRY, J. A. A large eddy simulation study of a quasi-steady, stably stratified atmospheric boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 57, p. 1052–1068, 2000.

LOUIS, J.-F. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 17, p. 165–179, 1979.

MAHRT, L. Stratified atmospheric boundary layers. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 90, p. 375–396, 1999.

MAHRT, L.; SUN, J.; BLUMEN, W.; DELANY, T.; ONCLEY, S. Nocturnal boundary-layer regimes. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 88, p. 255–278, 1998.

MASON, P. J.; DERBYSHIRE, S. H. Large-eddy simulation of the stably-stratified atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 53, p. 117–162, 1990.

MCNIDER, R. T.; ENGLAND, D. E.; FRIEDMAN, M. J.; SHI, X. Predictability of the stable atmospheric boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 52, p. 1602–1614, 1995.

MELLOR, G. L.; YAMADA, T. A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 31, p. 1791–1806, 1974.

\_\_\_\_\_. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. **REVIEWS OF GEOPHYSICS AND SPACE PHYSICS**, v. 20, p. 851–875, 1982.

MOENG, C.-H. A large-eddy simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 41, p. 2052–2062, 1984.

MONIN, A.; OBUKHOV, A. Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. **Tr. Akad. Nauk SSSR Geophys. Inst.**, v. 24, p. 163–187, 1954.

NIEUWSTADT, F. T. M. Direct numerical simulation of stable channel flow at large stability. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 116, p. 277–299, 2005.

REVELLE, D. O. Chaos and "bursting" in the planetary boundary layer. **Journal of Applied Meteorology**, v. 342, p. 1169–1180, 1993.

SAKAI, R. K.; FITZJARRALD, D. R.; MORAES, O. L. L.; STAEBLER, R. M.; ACEVEDO, O. C.; CZIKOWSKY, M. J.; SILVA, R. da; BRAIT, E.; MIRANDA, V. Land-use change effects on local energy, water, and carbon balances in an amazonian agricultural field. **Global Change Biology**, v. 10, p. 895–907, 2004.

STEENEVELD, G. J.; van de WIEL, B. J. H.; HOLTSLAG, A. A. M. Modeling the evolution of the atmospheric boundary layer coupled to the land surface for three contrasting nights in cases-99. **J. Atmos. Sci.**, v. 63, p. 920–935, 2006.

STULL, R. **An Introduction to Boundary Layer Meteorology**. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988. 666 p.

SVENSSON, G.; HOLTSLAG, A. A. M.; KUMAR, V.; MAURITSEN, T.; STEENEVELD, G. J.; ANGEVINE, W. M.; BAZILE, E.; BELJAARS, A.; BRUIJN, E. I. F. de; CHENG, A.; CONANGLA, L.; CUXART, J.; EK, M.; FALK, M. J.; FREEDMAN, F.; KITAGAWA, H.; LARSON, V. E.; LOCK, A.; MAILHOT, J.; MASSON, V.; PARK, S.; PLEIM, J.; SÖDERBERG, S.; WENG, W.; ZAMPIERI, M. Evaluation of the diurnal cycle in the atmospheric boundary layer over land as represented by a variety of single column models - the second gabs experiment accepted. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 140, p. 177–206, 2011.

TENNEKES, H. A model for the dynamics of the inversion above a convective boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 30, p. 558–581, 1973.

van de WIEL, B. J. H.; MOENE, A. F.; HARTOGENSIS, O. K.; BRUIN, H. A. R. D.; HOLTSLAG, A. A. M. Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land. part iii: A classification for observations during cases99. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 60, p. 2509–2522, 2003.

van de WIEL, B. J. H.; MOENE, A. F.; JONKER, H. J. J. The cessation of continuous turbulence as precursor of the very stable nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, no prelo, 2012.

van de WIEL, B. J. H.; RONDA, R. J.; MOENE, A. F.; BRUIN, H. A. R. D.; HOLTSLAG, A. A. M. Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land. part i: A bulk model. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 59, p. 942–958, 2002.

VITERBO, P.; BELJAARS, A.; MAHFOUF, J.-F.; TEIXEIRA, J. The representation of soil moisture freezing and its impact on the stable boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 125, p. 2401–2426, 1999.

WENG, W.; TAYLOR, P. A. On modelling the one-dimensional atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 107, p. 371–400, 2003.

WYNGAARD, J. **Turbulence in the Atmosphere**. Cambridge: Cambridge University Press, 2010. 412 p.

WYNGAARD, J. C. Modelling the planetary boundary layer - extension to the stable case. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 9, p. 441–460, 1975.

ZHANG, D.; ANTHES, R. A. A high-resolution model of the planetary boundary layer - sensitivity tests and comparison with sesame-79 data. **Journal of Applied Meteorology**, v. 21, p. 1594–1609, 1982.