

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

Rafael Maroneze

**MODELO SIMPLIFICADO PARA TURBULÊNCIA NA CAMADA LIMITE  
NOTURNA.**

Santa Maria, RS  
2016

**Rafael Maroneze**

**MODELO SIMPLIFICADO PARA TURBULÊNCIA NA CAMADA LIMITE NOTURNA.**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Áreas clássicas da fenomenologia e suas aplicações, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de  
**Mestre em Física.**

ORIENTADOR: Prof. Otávio Costa Acevedo

Santa Maria, RS  
2016

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

Maroneze, Rafael  
Modelo simplificado para turbulência na camada limite noturna. / Rafael Maroneze.-2016.  
74 p. ; 30cm

Orientador: Otávio Costa Acevedo  
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de Pós-Graduação em Física, RS, 2016

1. Camada limite noturna 2. Turbulência 3. Intermitência I. Costa Acevedo, Otávio II. Título.

---

©2016

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

Endereço: Rua Elpídio de Menezes, n. 256 ap. 103

Fone (0xx) 55 9946 4846; End. Eletr.: rafaelmaroneze@gmail.com

**Rafael Maroneze**

**MODELO SIMPLIFICADO PARA TURBULÊNCIA NA CAMADA LIMITE NOTURNA.**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Áreas clássicas da fenomenologia e suas aplicações, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de  
**Mestre em Física.**

**Aprovado em 8 de março de 2016:**

---

**Otávio Costa Acevedo, Dr. (UFSM)**  
(Presidente/Orientador)

---

**Amauri Pereira de Oliveira, Dr. (USP)**

---

**Felipe Denardin Costa, Dr. (UNIPAMPA)**

Santa Maria, RS  
2016

## DEDICATÓRIA

*à meus pais, avós e irmão.*

## **AGRADECIMENTOS**

*Primeiramente gostaria de agradecer a minha família que sempre me apoiou e incentivou ao longo do curso. Gostaria de agradecer em especial a meus pais Valmir e Rosa que sempre me apoiaram e ajudaram quando mais precisava. Também não posso esquecer de agradecer ao meu colega de quarto e irmão Adriano pelo seu companheirismo, e é claro aos meus avós Mario e Maria, que sempre estiveram ao meu lado.*

*Gostaria de agradecer aos professores Otávio Acevedo e Felipe Denardin Costa pelas ideias, dedicação, confiança e amizade que foram fundamentais no desenvolvimento deste trabalho. Não existem palavras que possam expressar minha gratidão a vocês.*

*Aos meus amigos Adriano Battisti, Viviane Guerra, Daniel Caetano, Marcelo Díaz, Geovane Webler, Diogo Arsego, Giuliano Demarco e Franciano Scremin Puhales.*

*O único lugar onde o sucesso vem antes  
do trabalho é no dicionário.*

*(Albert Einstein)*

## RESUMO

### MODELO SIMPLIFICADO PARA TURBULÊNCIA NA CAMADA LIMITE NOTURNA.

AUTOR: Rafael Maroneze

ORIENTADOR: Otávio Costa Acevedo

A estimativa adequada dos fluxos turbulentos em condições muito estáveis ainda é um grande desafio para os modelos numéricos que descrevem o comportamento médio da CLE. Embora, muitas características do escoamento sejam simuladas, a variação intermitente da turbulência não é reproduzida por grande parte dos modelos atmosféricos que utilizam teoria K na estimativa dos fluxos turbulentos na CLE. Além disso, a transição entre os regimes muito estável e fracamente estável da CLE, ainda, não é bem compreendida e descrita pelos modelos numéricos.

No presente trabalho é proposto um modelo numérico, de uma ordem e meia, para descrever o comportamento médio de uma camada limite noturna. O modelo é baseado no que foi proposto por COSTA et al. (2011). O modelo aqui proposto tanto o fluxo de energia na forma de calor sensível como a variância de temperatura são estimados através de equações prognósticas, afim de acrescentar graus de liberdade ao sistema e de modo a acrescentar detalhamento físico à solução. Ao longo do trabalho, foram realizadas comparações entre as soluções obtidas no modelo variando diferentes parâmetros. As soluções também são comparadas com as obtidas utilizando o modelo proposto por Costa et al. (2011).

Os resultados mostram que o presente modelo é capaz de reproduzir as transições entre os estados acoplado e desacoplado da camada limite estável, de forma semelhante à observada na natureza. São simulados eventos intermitentes não periódicos que se assemelham aos observados na camada limite. O modelo também reproduz a ocorrência de mistura rasa em condições de vento fraco.

A inclusão de equações prognósticas para o fluxo de energia na forma de calor sensível e para a variância de temperatura proporciona transições entre os estados e em condições de vento mais intensas que as obtidas quando essas quantidades são parametrizadas, e mais próximo dos valores observados.

Ao observar a dependência das quantidades turbulentas, tais como a escala de temperatura potencial,  $\theta_*$ , e o fluxo de energia na forma de calor sensível em função da velocidade do vento, o presente modelo apresentou os resultados mais semelhante aos observados, se mostrando capaz de reproduzir as transições entre os estados de forma abrupta, diferente do que ocorre no modelo proposto por Costa et al. (2011).

O balanço de ECT obtido pelo presente modelo, se aproxima mais do observado por Acevedo et al. (2016) que o obtido por Costa et al. (2011). A dissipação é o mecanismo

dominante de destruição de turbulência no estado desacoplado, papel que era ocupado pela destruição térmica no modelo de Costa et al. (2011).

Os resultados corroboram a hipótese de Van de Weil et al. (2012), de que o regime muito estável ocorre quando a turbulência não é capaz de produzir fluxos de energia na forma de calor sensível capazes de acompanhar a perda de energia por radiação.

**Palavras-chave:** Palavra Turbulência. Camada limite estável. Intermitência. Fluxos turbulentos.

## ABSTRACT

### SIMPLIFIED MODEL FOR TURBULENCE IN THE NOCTURNAL BOUNDARY LAYER.

AUTHOR: Rafael Maroneze  
ADVISOR: Otávio Costa Acevedo

The appropriate estimation of turbulent fluxes in very stable conditions is a great challenge for numerical models that simulate the average behavior of the stable boundary layer. Although many features of the flow are usually reproduced, the intermittent variation turbulence is not simulated by most atmospheric models that use K theory for the determination of turbulent fluxes in the stable boundary layer. Moreover, the transition between the very stable and weakly stable regimes of the stable boundary layer is not well understood and described by numerical models.

Therefore, in this work a one-and-a-half order numerical model is proposed to represent the average behavior of the nocturnal boundary layer. The model is based in the one proposed by Costa et al. (2011). In the presently proposed scheme, both the sensible heat flux and temperature variance are solved by prognostic equations in order to add degrees of freedom and physical detail to the model. Throughout the work, comparisons are made among the solutions varying different parameters. Results are also compared to the solutions obtained using the model proposed by Costa et al. (2011).

The results show that the present model is able to reproduce the transition between the coupled and decoupled stable boundary layer regimes, in a manner similar to what is observed in nature. It also reproduces the occurrence of intermittent non periodical events and the formation of shallow mixing in weak wind conditions.

The inclusion of prognostic equations for the sensible heat flux and for the temperature variance provides transitions between regimes at larger winds than those obtained when these quantities are parameterized, and closer to the observed values.

The model provides a dependence of the potential temperature scale,  $\theta_*$  and of the sensible heat flux on the wind speed that is similar to observations. It also reproduces abrupt transitions between the stable boundary layer regimes, something not observed in the model proposed by Costa et al. (2011).

The turbulent kinetic energy balance obtained by the model is closer to the observed by Acevedo et al. (2016) than was obtained by Costa et al. (2011). Dissipation is the dominant mechanism of turbulence destruction in very stable conditions, a role played by buoyant destruction in the model by Costa et al. (2011).

The results sustain the hypothesis proposed by Van Weil et al. (2012), that the very stable regime happens when turbulence is not capable of sustaining turbulent heat fluxes large enough to accompany the long wave radiative loss.

**Keywords:** Turbulence. Stable boundary layer. Intermittence. Turbulence flux

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Representa a evolução temporal das componentes do vento e da temperatura potencial de um escoamento atmosférico noturno acima de uma floresta de araucária localizada em São João do Triunfo, Paraná. ....	14
Figura 1.2 – Estrutura da camada limite. ....	16
Figura 1.3 – Velocidade de fricção na noite do dia 25 para 26 de janeiro de 2001. ....	17
Figura 1.4 – Fluxo de energia na forma de calor sensível em função da estabilidade. .	18
Figura 1.5 – Dependência da turbulência com velocidade média do vento obtida experimentalmente por Sun et al.(2012) . ....	19
Figura 4.1 – Divisão da camada limite em níveis principais e intermediários. ....	31
Figura 5.1 – Três possíveis parametrizações para o coeficiente de difusão de ECT. ...	37
Figura 5.2 – Evolução temporal da temperatura nos diferentes níveis atmosféricos para quatro forçantes mecânicos diferentes. ....	38
Figura 5.3 – Evolução temporal da temperatura nos diferentes níveis atmosféricos para dois forçantes mecânicos diferentes. ....	39
Figura 5.4 – Evolução temporal da temperatura do solo (em amarelo) e do primeiro nível atmosférico (em verde) para diferentes forçantes mecânicos são apresentadas nos painéis bem a esquerda, os painéis do meio apresentam a evolução da ECT para diferentes forçantes mecânicos, já os painéis da direita apresentam a evolução temporal do fluxo de energia na forma calor sensível para diferentes forçantes mecânicos. ....	40
Figura 5.5 – Evolução temporal da energia cinética turbulenta no primeiro nível atmosférico para diferentes alturas da CLE ....	41
Figura 5.6 – Perfis verticais médios da velocidade de fricção (painel a) ), da temperatura da atmosfera (painel b)), da componente zonal da velocidade do vento (painel c)) para diferentes e da velocidade média do vento normalizada pelo vento geostrófico (painel d)) para diferentes ventos geostróficos especificados no painel superior à esquerda. ....	42
Figura 5.7 – Séries de temperatura e o perfil vertical médio da temperatura para o intervalo de tempo correspondente a uma camada de mistura rasa, observado no dados da campanha FLOSSII. ....	43
Figura 5.8 – Relação obtida pelo modelo proposto por Costa et al. (2011) entre $V_{TKE}$ e a velocidade horizontal média. ....	45
Figura 5.9 – Relação obtida pelo presente modelo entre $V_{TKE}$ e a velocidade horizontal média. ....	46
Figura 5.10 – Perfil vertical da velocidade em que ocorre a transição entre os regimes para ambos os modelos juntamente com os valores observados por (Sun et al., 2012) para o experimento CASES e por Acevedo et al. (2016) para o experimento FLOSSII. ....	47
Figura 5.11 – Variação vertical do fluxo de energia na forma de calor sensível $\overline{w'\theta'}$ em função da velocidade do vento normalizado pela velocidade em que ocorre a transição entre os dois estados da CLE. ....	48
Figura 5.12 – Balanço energético na superfície do solo em função da velocidade do vento. ....	48
Figura 5.13 – Variação vertical do fluxo de energia na forma de calor sensível $w'\theta'$ em função da velocidade do vento normalizado pela velocidade em que	

	ocorre a transição entre os dois estados da CLE, obtida pelo modelo proposto por Costa et al. (2011). . . . .	49
Figura 5.14	– Variação vertical da variância de temperatura potencial em função da velocidade do vento normalizada pela velocidade do vento em que ocorre a transição entre o estado desacoplado e o acoplado, obtido através do presente modelo . . . . .	50
Figura 5.15	– Perfil vertical de $\theta_*$ em função da velocidade horizontal média do vento observada por Sun et al. (2012). . . . .	50
Figura 5.16	– Perfil vertical de $\theta_*$ em função da velocidade horizontal média do vento obtida pelo presente modelo. . . . .	51
Figura 5.17	– Perfil vertical para escala de temperatura potencial $\theta_*$ em função da velocidade do vento normalizado pela velocidade de transição, obtido pelo modelo proposto por Costa et al. (2011). . . . .	51
Figura 5.18	– Balanço de ECT em função da velocidade do vento. . . . .	52
Figura 5.19	– Termo de transporte de ECT em função da velocidade do vento. . . . .	53
Figura 5.20	– Apresenta o perfil vertical dos termos associados a produção devido ao cisalhamento (linha azul), destruição térmica (linha vermelha) e dissipação (linha preta), obtido através do modelo proposto por Costa et al. (2011). . . . .	54
Figura 5.21	– A figura apresenta o perfil vertical do termo associado ao transporte turbulento de ECT em função da velocidade do vento em cada um dos níveis atmosféricos obtidos através do modelo proposto por Costa et al. (2011). . . . .	55
Figura 5.22	– A figura apresenta o perfil vertical dos termos associados a produção devido ao cisalhamento (linha azul), distruição térmica (linha vermelha) e de dissipação (linha preta), obtido através do presente modelo. . . . .	56
Figura 5.23	– Perfil vertical do termo associado ao transporte turbulento de ECT em função da velocidade do vento em cada um dos níveis atmosféricos obtidos através do modelo proposto nesse trabalho. . . . .	56
Figura 5.24	– A figura apresenta o perfil vertical do termo associado ao termo de transporte turbulento de ECT em função da velocidade do vento normalizado pela velocidade do vento em que ocorre transição entre o estado acoplado e o estado desacoplado. . . . .	57
Figura 6.1	– Fluxo de energia na forma de calor sensível em função da velocidade do vento obtido através de um modelo idealizado que desconsidera a superfície do solo, simulando a evolução temporal de uma camada estratificada na ausência do solo. . . . .	59

## LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 – Constantes e variáveis utilizados no modelo. ....	34
Tabela 4.2 – Parâmetros que representam o solo. ....	35
Tabela 5.1 – Velocidade em que ocorre a transição entre os estados no modelo proposto por Costa et al. (2011).....	45
Tabela 5.2 – Velocidade em que ocorre a transição entre os estados no presente modelo. ....	46

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

<i>CLC</i>	Camada limite convectiva
<i>CLE</i>	Camada limite estável
<i>ECT</i>	Energia cinética turbulenta

## SUMÁRIO

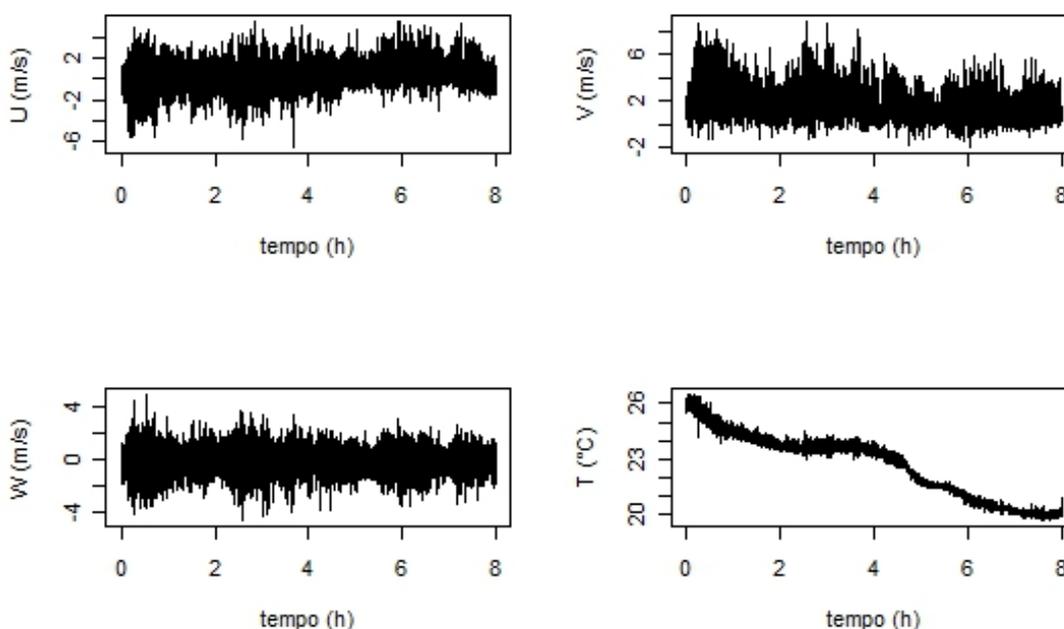
<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> .....	<b>14</b>
<b>2</b>	<b>EQUAÇÕES BÁSICAS DA CLP</b> .....	<b>21</b>
2.0.1	Equação de estado .....	21
2.0.2	Conservação da massa (Equação da continuidade) .....	21
2.0.3	Segunda Lei de Newton .....	21
2.0.4	Conservação da energia térmica (1 <sup>o</sup> lei da termodinâmica) .....	23
2.1	PROBLEMA DO FECHAMENTO .....	25
<b>3</b>	<b>MODELO</b> .....	<b>27</b>
3.0.1	Novo modelo .....	29
<b>4</b>	<b>METODOLOGIA</b> .....	<b>31</b>
<b>5</b>	<b>RESULTADOS</b> .....	<b>36</b>
5.1	NOVA PARAMETIZAÇÃO PARA $K_E$ .....	36
5.2	EVOLUÇÃO TEMPORAL .....	38
5.3	PERFIS MÉDIOS .....	41
5.4	DEPENDÊNCIA DO VENTO .....	44
5.4.1	<b>h=50 m e n=5 níveis</b> .....	44
5.5	BALANÇO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA .....	52
<b>6</b>	<b>CONCLUSÃO</b> .....	<b>58</b>
	<b>ANEXO A – ECT</b> .....	<b>61</b>
	<b>ANEXO B – FLUXO DE CALOR SENSÍVEL</b> .....	<b>65</b>
	<b>ANEXO C – VAR THETA</b> .....	<b>68</b>
	<b>ANEXO D – TERMO DE PRODUÇÃO MECÂNICA</b> .....	<b>69</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	<b>70</b>

## 1 INTRODUÇÃO

A camada limite planetária (CLP) é a parte da troposfera onde o escoamento do fluido e os fluxos de momentum, energia na forma de calor sensível e outros são influenciados pela presença da superfície terrestre, que os torna turbulentos. A turbulência, por sua vez, tem caráter altamente difusivo, sendo um processo bastante eficiente no transporte e na mistura de quantidades ao longo da CLP. Assim, a turbulência faz com que a presença da superfície terrestre seja efetivamente sentida até o topo da CLP, que pode ser da ordem de quilômetros.

Os escoamentos turbulentos são caracterizados por uma enorme variabilidade tanto espacial como temporal das variáveis físicas que os descrevem. Ao observar a figura 1.1 pode-se ver esta variabilidade temporal para as três componentes do vento e a temperatura. As flutuações ocorrem em torno de uma média bem definida, sendo em geral proporcional à intensidade da turbulência.

Figura 1.1 – Representa a evolução temporal das componentes do vento e da temperatura potencial de um escoamento atmosférico noturno acima de uma floresta de araucária localizada em São João do Triunfo, Paraná.



A estatística desempenha um papel fundamental no estudo de turbulência na CLP. Esta ferramenta permite decompor as variáveis associadas aos escoamentos em uma parte média e outra turbulenta (Decomposição de Reynolds, como por exemplo,  $u = \bar{u} + u'$ ). Com isto, alguns momentos estatísticos representam quantidades com significado físico bem definido. Por exemplo, as covariâncias estatísticas entre variáveis do escoamento e componentes da velocidade do vento estão relacionadas aos fluxos turbulentos de deter-

minadas quantidades, como por exemplo  $\overline{w'\theta'}$ , covariância entre a componente vertical da velocidade e a temperatura potencial, está associada ao fluxo vertical de energia na forma de calor sensível através da relação  $H = \rho c_p \overline{w'\theta'}$ .

A energia cinética turbulenta (ECT) é definida como energia cinética das flutuações turbulentas de velocidade por unidade de massa e é dada por  $\bar{e} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ , onde  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$  e  $\overline{w'^2}$  representam as variâncias das três componentes turbulentas do vento. Isto evidencia a importância da estatística no presente estudo, citada no parágrafo anterior. A ECT é uma das quantidades mais importantes utilizadas no estudo de turbulência na camada limite (STULL, 1988).

Durante o dia, a superfície do solo é aquecida pela radiação eletromagnética de onda curta proveniente do sol, deixando a temperatura do solo maior que a temperatura da atmosfera. Isto acarreta o surgimento de um fluxo de energia na forma de calor sensível do solo para a atmosfera, que aquece as camadas de ar adjacentes ao solo e as torna menos densas que as superiores, criando células de convecção. Esse processo está associado à produção térmica de turbulência. Durante o dia, há também a produção mecânica de turbulência devido ao cisalhamento do vento. A camada limite que se desenvolve durante o dia é caracterizada pela produção térmica e mecânica de turbulência e é denominada camada limite convectiva (CLC). A altura dessa camada é da ordem de um quilômetro.

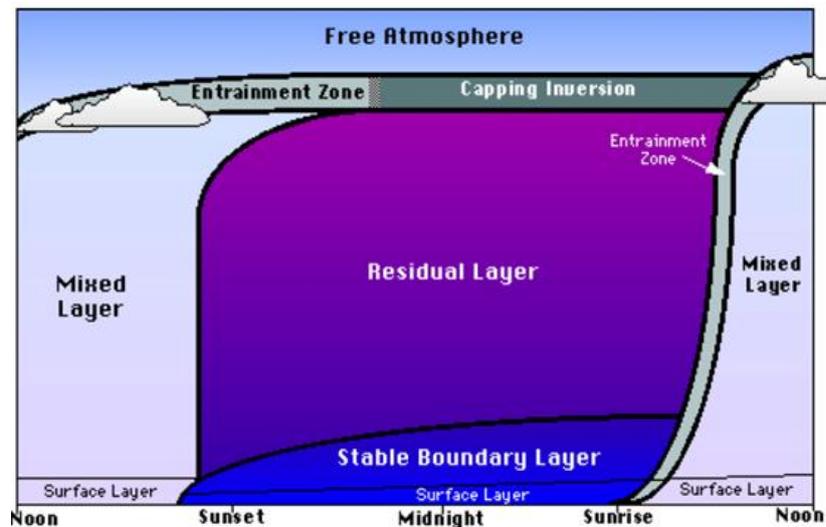
Ao pôr do sol, o fluxo de energia na forma de calor sensível inverte o sinal, passando a ser da atmosfera para a superfície. Isso ocorre porque a superfície do solo esfria-se mais rapidamente que a atmosfera, devido à radiação eletromagnética de onda longa emitida pela superfície exceder a emissão correspondente da atmosfera para a superfície. Com isso, os níveis inferiores ficam com uma temperatura menor que os superiores e os movimentos ascendentes são desacelerados pela ação das forças de empuxo. A atuação das forças de empuxo tornam a camada estável, ou seja, uma parcela de fluido que por algum motivo é deslocada verticalmente de baixo para cima encontra regiões mais quentes e portanto menos densas, sendo forçada a descer. O processo descrito anteriormente representa a destruição térmica de turbulência. A camada acima da superfície caracterizada pelos resquícios e pela dissipação da CLC é denominada camada limite residual.

Junto à superfície, a camada limite que se desenvolve durante a noite e que é caracterizada pela destruição térmica e pela produção mecânica de turbulência é denominada camada limite estável (CLE). A figura 1.2 mostra esquematicamente a estrutura da camada limite.

Muitos estudos evidenciam a existência de dois regimes ou estados na camada limite estável. A CLE é usualmente classificada como muito estável ou fracamente estável (Malhi, 1995; Oyha et al., 1997, Mahrt, 1998), mas estas classificações variam entre os estudos (MAHRT et al., 1998).

O regime fracamente estável normalmente ocorre na presença de ventos de intensidade significativa e/ou com uma cobertura de nuvens tal que o resfriamento radiativo

Figura 1.2 – Estrutura da camada limite.



Fonte: Adaptado de Stull, 1998.

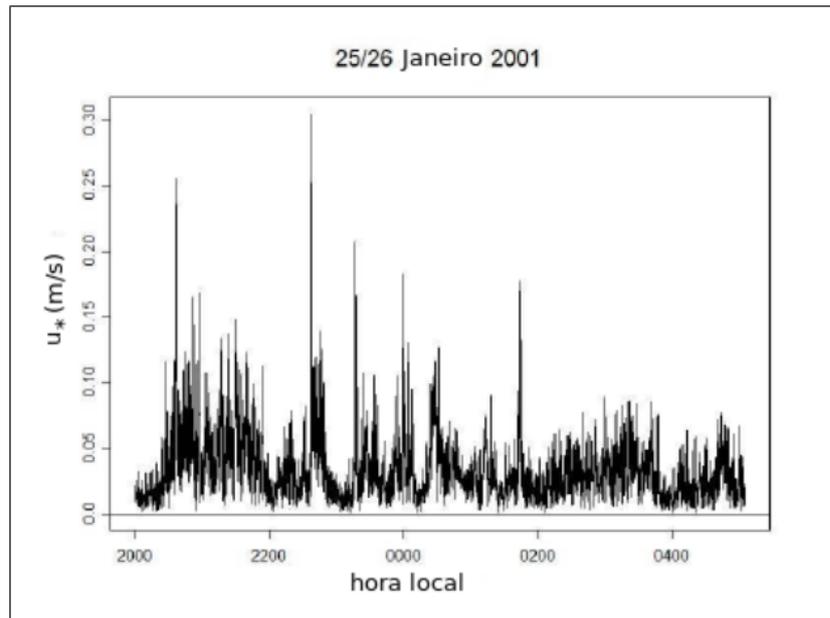
da superfície é relativamente lento, sendo caracterizado por um escoamento turbulento contínuo e bem desenvolvido. Já o regime muito estável é caracterizado pela ocorrência ventos de baixa intensidade e céu limpo (MAHRT et al., 1998), além de uma forte estratificação. No regime muito estável a mistura turbulenta é drasticamente reduzida, podendo ser intermitente.

Na CLE é frequentemente observado que a turbulência é não continua no espaço e no tempo. Essa descontinuidade temporal caracteriza a turbulência intermitente, que causa alterações na evolução média da camada limite atmosférica estratificada e que pode resultar em comportamento oscilatório da temperatura do ar, do vento e dos fluxos turbulentos próximos à superfície (WIEL et al., 2002). Chama-se intermitência global quando todas as escalas do escoamento turbulento são suprimidas e restabelecidas de maneira sucessiva e não previsível, caracterizando uma alternância entre períodos de turbulência de baixa intensidade ou de turbulência quase inexistente, e períodos turbulentos intensos ao longo de uma mesma noite (figura 1.3) (COSTA et al., 2011). A intermitência global é um fenômeno comum na camada limite muito estável, cuja compreensão e descrição matemática ainda é limitada.

Uma maneira objetiva de classificar os regimes da camada limite estável é através da dependência do fluxo de energia na forma de calor sensível com a estabilidade do escoamento (figura 1.4). No regime fracamente estável a magnitude do fluxo de energia na forma de calor sensível cresce com a estabilidade do escoamento devido ao aumento do gradiente vertical de temperatura até atingir um valor máximo. No regime muito estável, a magnitude do fluxo de energia na forma de calor sensível decresce com o aumento da estabilidade do escoamento, devido à forte redução da atividade turbulenta.

Uma classificação alternativa, porém não excludente da anterior, da CLE, é relaci-

Figura 1.3 – Velocidade de fricção na noite do dia 25 para 26 de janeiro de 2001.



Fonte: Costa et al.(2011)

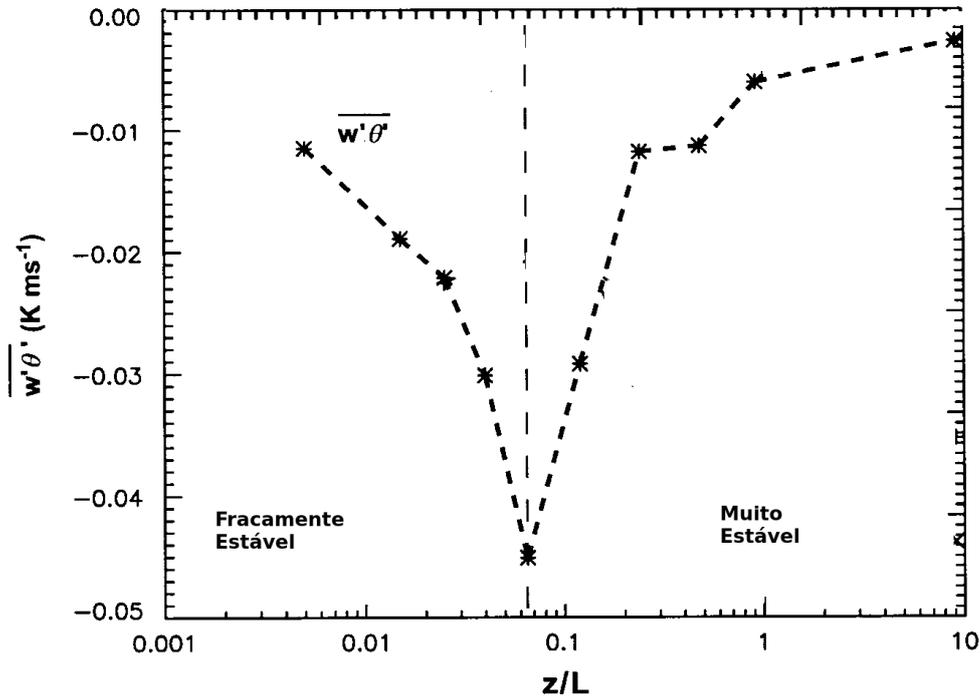
onada com o estado de acoplamento do ar próximo à superfície e os níveis superiores da atmosfera. Em condições turbulentas, diferentes níveis da atmosfera mantêm-se unidos entre si e o topo da CLE, representando o estado acoplado, que geralmente coincide com o regime fracamente estável. Por outro lado, se não há ocorrência de ventos de intensa magnitude, a superfície tende a se desacoplar dos níveis atmosféricos superiores. O estado desacoplado, pode ser relacionado com o regime muito estável da CLE (COSTA et al., 2011).

Sun et al. (2012) exploraram a dependência da turbulência com velocidade média do vento. Uma escala de velocidade turbulenta é definida como  $V_{TKE} = \sqrt{\epsilon}$  e está associada à intensidade da turbulência. A relação entre  $V_{TKE}$  e velocidade horizontal média do vento,  $V$ , observado por Sun et al. para cada nível atmosférico é mostrado na figura 1.5. Eles observaram que a relação entre  $V_{TKE}$  e a velocidade do vento muda abruptamente em um valor crítico de velocidade do vento. A partir daí, propuseram dois regimes, sendo que no primeiro  $V_{TKE}$  é pouco intenso e aumenta lentamente com  $V$ , e no segundo regime  $V_{TKE}$  aumenta rapidamente com o  $V$  após essa quantidade exceder o valor crítico. Além disso, identificaram que a transição entre os dois regimes ocorre de forma abrupta.

De acordo com Sun et al. (2012), quando a intensidade do vento é menor que o valor limite, a turbulência é controlada pelo cisalhamento do vento local, enquanto que é o conjunto do cisalhamento do vento ao longo de toda CLE que controla a turbulência quando o limite é excedido. Esse conceito indica uma situação em que a CLE está verticalmente acoplada com o topo da camada quando os ventos excedem o valor limite.

WIEL et al. (2012), propuseram um "modelo bulk" para explicar a relação entre a

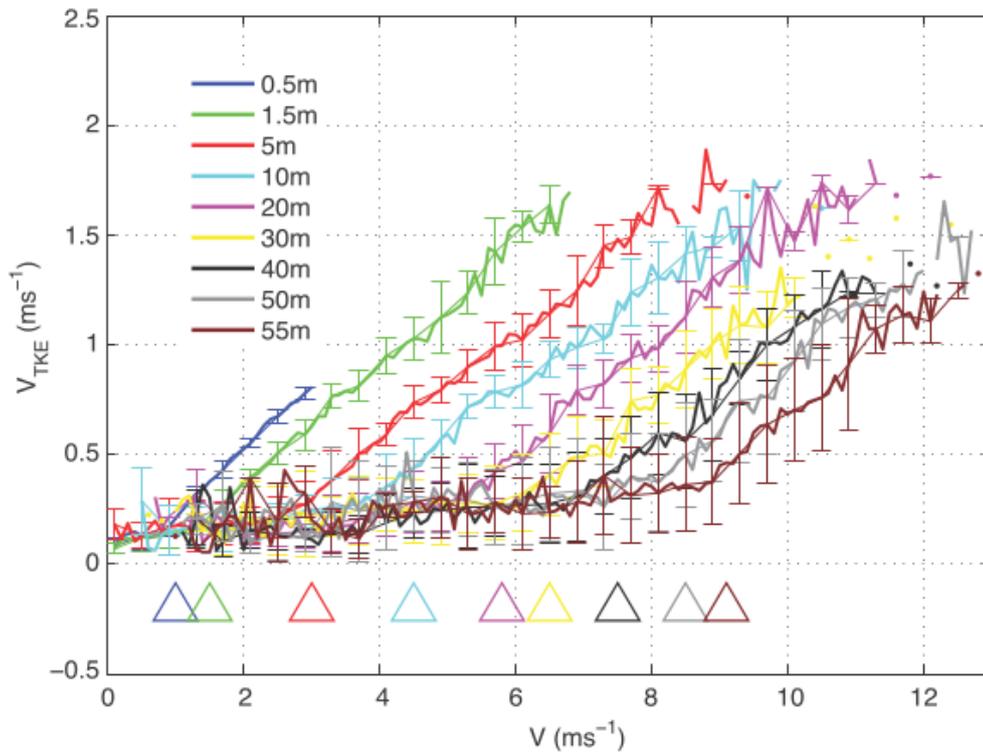
Figura 1.4 – Fluxo de energia na forma de calor sensível em função da estabilidade.



Fonte: Adaptado de Mahrt, 1998.

velocidade do vento no topo da camada e a intensidade da turbulência na camada limite noturna, e mostraram que a transição entre os estados da CLE também é controlado pela velocidade do vento. Eles mostraram que o colapso da turbulência na CLE é essencialmente causado pelo fato que o fluxo de calor sensível em camadas limites estratificadas é limitado a um valor máximo para um determinado forçante mecânico. A existência desse máximo pode ser explicado pelo fato que o transporte turbulento de energia na forma de calor na CLE desaparece tanto para pequenos como grandes gradientes de temperatura (figura 4). Para casos em que os ventos geostróficos são intensos, o transporte turbulento de energia na forma de calor sensível é intenso o suficiente para compensar a perda de energia radiativa da superfície. Entretanto, para o caso em que os forçantes mecânicos são de pequena intensidade, o valor máximo do fluxo de energia na forma de calor sensível é pequeno quando comparado a taxa de resfriamento radiativo da superfície. Nesse caso, o gradiente de temperatura cresce rapidamente, sobre superfícies com baixa capacidade térmica, e a turbulência, em grande parte, é suprimida pela intensa estratificação. Eles também mostraram que há um limite de velocidade do vento (sendo este da ordem de 5,0 m/s) abaixo do qual a turbulência é pouco intensa para sustentar o fluxo de calor turbulento necessário para compensar a perda de energia radiativa da superfície para as camadas de ar adjacentes a ela. A discussão realizada por WIEL et al. (2012) mostra que o fluxo de energia na forma de calor sensível exerce grande controle no colapso da turbulenta na CLE e também na transição entre os regimes. Este fato foi corroborado por

Figura 1.5 – Dependência da turbulência com velocidade média do vento obtida experimentalmente por Sun et al.(2012) .



Fonte: Sun et al.(2012)

Acevedo et al. (2016), que mostraram que o termo da destruição térmica de turbulência na equação de balanço de ECT tem importância relativa no balanço total muito maior no estado desacoplado.

Uma camada limite fracamente estável é relativamente bem descrita pela teoria da similaridade e por modelos em condições horizontalmente homogênea. Já a estimativa adequada dos fluxos turbulentos em condições muito estáveis ainda é um grande desafio para os modelos numéricos que descrevem o comportamento médio da camada limite estável (CLE), uma vez que não podem ser descritos pela teoria da similaridade local. Embora, na média, muitas características do escoamento sejam reproduzidas, a variação intermitente da intensidade da turbulência não é reproduzida por grande parte dos modelos atmosféricos que utilizam teoria K na estimativa dos fluxos turbulentos na CLE. Além disso, a transição entre os regimes da CLE, ainda, não é bem compreendida e descrita pelos modelos numéricos.

Costa et al. (2011) propuseram um modelo simplificado, capaz de reproduzir alguns eventos intermitentes, no qual as componentes do fluxo turbulento de momentum são estimadas diretamente a partir da mistura turbulenta local, dada pelo valor local da ECT. Todavia, a estimativa do fluxo de energia na forma de calor sensível é feita através da escala de temperatura que é calculada através da teoria K. O fato de parametrizar o fluxo de energia na forma de calor sensível pode reduzir o número de graus de liberdade do sis-

tema, além de limitar o realismo físico do modelo, principalmente devido às evidências já apresentadas que esta variável tem papel dominante na determinação do regime da CLE.

Portanto, nesse trabalho é proposto um novo modelo numérico, de uma ordem e meia, para descrever o comportamento médio de uma camada limite noturna baseado no modelo proposto por Costa et al. (2011). Nesse trabalho, o fluxo de energia na forma de calor sensível é estimado através de uma equação prognóstica. Uma vez que a equação prognóstica para o fluxo de energia na forma de calor sensível depende da variância da temperatura potencial, também é incluída uma equação prognóstica para a variância da temperatura, afim de acrescentar graus de liberdade ao sistema e de modo a acrescentar detalhamento físico à solução. Ao longo desse trabalho, serão realizadas comparações entre as diferentes soluções obtidas pelo modelo variando diferentes parâmetros, além de compará-las com as soluções obtidas utilizando o modelo proposto por Costa et al. (2011).

## 2 EQUAÇÕES BÁSICAS DA CLP

Os movimentos atmosféricos obedecem os princípios fundamentais da Física, tais como a conservação da energia (primeira lei da termodinâmica), conservação da massa, conservação do momentum (segunda lei de Newton) e a lei dos gases ideais. As leis fundamentais da mecânica de fluídos e da termodinâmica, que governam os movimentos atmosféricos, podem ser expressas em termos de equações diferenciais parciais que envolvem as variáveis do campo (velocidade do vento, temperatura, umidade, etc) como variáveis dependentes, o espaço e o tempo como variáveis independentes (HOLTON, 2004).

### 2.0.1 Equação de estado

O estado termodinâmico dos gases presentes na camada limite, como uma boa aproximação, podem ser descritos pela lei dos gases ideais:

$$p = \rho R' T_v , \quad (2.1)$$

onde  $p$  é a pressão,  $\rho$  é a densidade do ar úmido,  $R'$  é constante dos gases para o ar seco ( $R' = 287 J.K^{-1}kg^{-1}$ ) e  $T_v$  é a temperatura absoluta virtual que é dada por  $T_v = T(1 + 0,6r)$ , sendo que  $r$  representa a umidade específica.

### 2.0.2 Conservação da massa (Equação da continuidade)

A equação da continuidade, ou de conservação da massa, pode ser dada por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho U_j)}{\partial x_j} = 0 , \quad (2.2)$$

onde  $U_i$  são as componentes da velocidade do vento. Pode-se dizer que um escoamento é incompressível quando a divergência da velocidade do Vento é nula ( $\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0$ ).

### 2.0.3 Segunda Lei de Newton

A segunda lei de Newton aplicada a um fluído pode ser escrita na notação tensorial como:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3}g - f\varepsilon_{ij3}U_j - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} . \quad (2.3)$$

*I*
*II*
*III*
*IV*
*V*
*VI*

*I* → Variação Euleriana de velocidade.

*II* → Transporte advectivo de velocidade.

*III* → Aceleração da gravidade efetiva. Aceleração da gravidade efetiva é a soma da aceleração gravitacional com a aceleração centrífuga devido a rotação da Terra, ou seja a Terra é um sistema de referencia não inercial.

*IV* → Aceleração devido à força de Coriolis, proveniente da rotação da Terra.

*V* → Aceleração devido ao gradiente de pressão.

*VI* → Dissipação, devido viscosidade do fluido.

As equações para as componentes da velocidade do vento zonal, meridional e vertical, desconsiderando o termo de dissipação molecular, podem ser escritas respectivamente como:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - fv , \quad (2.4)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + fu , \quad (2.5)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g , \quad (2.6)$$

O vento geostrófico é definido como o vento horizontal que resulta de um equilíbrio entre a força devido ao gradiente de pressão (horizontal) e a força de Coriolis. Na micro-meteorologia é comum aproximar o termo do gradiente de pressão horizontal utilizando a conceito de vento geostrófico:

$$fu_g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad e \quad fv_g = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} , \quad (2.7)$$

sendo  $u_g$  e  $v_g$  as componentes do vento geostrófico, respectivamente, zonal e meridional.

A temperatura potencial  $\theta$  é definida como a temperatura que uma parcela de ar teria se fosse expandida ou comprimida adiabaticamente de seu estado real de pressão e temperatura a um valor referência de pressão:

$$\theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{C_p}} .$$

onde  $P_0 = 1000$  mb,  $R$  é a constante dos gases para o ar e  $C_p$  o calor específico do ar a pressão constante.

## 2.0.4 Conservação da energia térmica (1ª lei da termodinâmica)

A primeira lei da termodinâmica descreve a conservação da entalpia, com a contribuição tanto da transferência de energia na forma de calor sensível quanto latente. O vapor de água presente no ar não apenas absorve e libera energia na forma de calor sensível associada à sua temperatura, mas também pode absorver e liberar energia na forma de calor latente durante alguma mudança de fase. A equação associada a conservação da energia térmica pode ser escrita como:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + U_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = \nu_\theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2} - \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial Q}{\partial x_j} - \frac{L_p E}{\rho c_p}. \quad (2.8)$$

*I*
*II*
*III*
*IV*
*VI*

*I* → Variação Euleriana da temperatura potencial.

*II* → Transporte advectivo de temperatura potencial.

*III* → Termo de difusão molecular.

*IV* → Termo associado à divergência da radiação.

*VI* → Está associado à liberação de energia na forma de calor latente durante as mudanças de fase.

Na equação acima,  $E$ ,  $\nu_\theta$ ,  $L_p$  e  $c_p$  representam, respectivamente, a informação sobre a mudança de fase, a difusividade térmica, o calor latente associado à mudança de fase  $E$  e o calor específico para o ar úmido.

A partir das equações de conservação de momentum e energia, considerando o equilíbrio hidrostático, um ambiente idealizado seco e horizontalmente homogêneo, utilizando a decomposição de Reynolds e aplicando a média de Reynolds, obtêm-se as equações para as variáveis médias do escoamento (Costa et al., 2011):

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f(\bar{v} - v_g) - \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial z}, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -f(\bar{u} - u_g) - \frac{\partial(\overline{v'w'})}{\partial z}, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial(\overline{w'\theta'})}{\partial z}. \quad (2.11)$$

Nas equações anteriores e nas seguintes, não aparecem os termos de advecção horizontal pelo vento médio. Isto ocorre porque o presente trabalho foca nos processos de interação entre a superfície e a atmosfera, considerando para tanto uma coluna vertical, sem transportes horizontais. Entretanto, no mundo real estes termos advectivos são importantes, sendo frequentemente dominantes. Da mesma forma, termos viscosos, de divergência de fluxos radiativo e de aquecimento por liberação de energia na forma de calor latente não

foram incluídos.

Através da definição da energia cinética turbulenta e de algumas manipulações algébricas das equações acima, pode-se escrever uma equação prognóstica para ECT, considerando a turbulência horizontalmente homogênea. A derivação detalhada desta equação é mostrada no Anexo A.

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \underbrace{-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}_I - \underbrace{\overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}}_II + \underbrace{\frac{g}{\Theta} \overline{w'\theta'}}_III - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left[ \overline{(w'e')} + \frac{\overline{p'w'}}{p_0} \right]}_IV \underbrace{-\epsilon}_{IV}. \quad (2.12)$$

*I* → Termo associado à produção mecânica de turbulência devido ao cisalhamento do vento.

*II* → Termo associado à produção (durante o dia) ou destruição (durante a noite) térmica de turbulência devido à estratificação térmica da CLP.

*III* → Termo associado ao transporte turbulento de ECT na vertical.

*IV* → Termo associado à dissipação viscosa de ECT.

De forma análoga à utilizada para a obtenção da equação prognóstica para ECT, podemos obter uma equação prognóstica para o fluxo turbulento de energia na forma de calor sensível. Quando a turbulência é considerada horizontalmente homogênea, está pode ser escrita como: (Anexo B)

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial t} = \underbrace{-\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}_I - \underbrace{\frac{\partial (\overline{w'w'\theta'})}{\partial z}}_II + \underbrace{\frac{\overline{\theta'^2} g}{\Theta}}_III + \underbrace{\frac{1}{\rho} \overline{p' \frac{\partial \theta}{\partial z}}}_{IV}. \quad (2.13)$$

*I* → Produção (durante a noite) ou destruição (durante o dia) de fluxo de energia na forma de calor sensível devido ao cisalhamento do vento.

*II* → Termo associado ao transporte do fluxo de energia na forma de calor sensível.

*III* → Destruição (durante a noite) ou produção (durante o dia) de fluxo de energia na forma de calor sensível devido as flutuações de temperatura.

*IV* → Destruição de fluxo de calor sensível devido as flutuações de pressão.

De forma análoga à utilizada para a obtenção da equação prognóstica para ECT, podemos obter uma equação prognóstica para a variância da temperatura potencial. Quando a turbulência é considerada horizontalmente homogênea, está pode ser escrita como: (Anexo C)

$$\frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial t} = \underbrace{-2\overline{w'\theta'}}_I \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \underbrace{\frac{\partial \overline{w'\theta'^2}}{\partial z}}_II - \underbrace{\epsilon_{\theta'^2}}_III. \quad (2.14)$$

$I \rightarrow$  Termo de produção associado aos movimentos turbulentos na presença de um gradiente temperatura médio.

$II \rightarrow$  Termo associado ao transporte da variância de temperatura ao longo da vertical.

$III \rightarrow$  Termo associado à dissipação viscosa.

## 2.1 PROBLEMA DO FECHAMENTO

Ao escrever equações básicas da CLP para as variáveis médias surgem novas incógnitas, associadas a momentos estatísticos de segunda ordem. Isto acarreta em um sistema de equações aberto. Assim, qualquer solução deste sistema requer que faça o seu fechamento.

Há duas maneiras para resolver o problema do fechamento:

a) Reduzir o número de incógnitas, através de parametrizações, como a clássica teoria K na qual, em analogia a processos moleculares, os fluxos turbulentos de determinadas quantidades são relacionados aos gradientes médios em questão na direção dos fluxos considerados.

b) Escrever equações prognósticas para as incógnitas, através de manipulações algébricas das equações básicas da CLP.

Entretanto, ao escrever as equações prognósticas para os momentos de segunda ordem, surgem incógnitas de terceira ordem, como pode ser visto nas equações 2.12-2.14, que são prognósticas para momentos de segunda ordem e apresentam sempre alguns termos de terceira ordem. Assim, a solução de escrever equações prognósticas para todas as novas incógnitas nunca resolve o problema do fechamento, pois sempre surgirão novas incógnitas, mantendo o número de variáveis maior que o de equações. Portanto, sempre será necessário que os momentos estatísticos de alguma ordem sejam parametrizados em termos dos de ordem mais baixa para que seja possível obter solução (normalmente numérica) para o sistema de equações básicas da CLP para as variáveis médias.

As aproximações ou premissas de fechamento são nomeadas através das equações prognósticas de maior ordem mantidas no sistemas de equações utilizadas para descrever o escoamento. Assim, por exemplo, para o fechamento de primeira ordem as equações prognósticas para os momentos estatísticos de primeira ordem são mantidas, enquanto os momentos de segunda ordem são aproximados ou parametrizados. Analogamente, para um fechamento de segunda ordem são mantidas as equações para os momentos estatísticos de primeira e de segunda ordem, aproximando os termos de terceira ordem.

Nem sempre é necessário escrever equações prognósticas para todos momentos estatísticos de segunda ou terceira ordem, pois algumas quantidades tem maior importân-

cia física que outros. Portanto, sistemas de equações que mantêm equações prognósticas para energia cinética turbulenta e variância da temperatura, além das equações para os momentos estatísticos de primeira ordem, podem ser classificados como um sistema com fechamento de uma ordem e meia, intermediários aos de primeira e segunda ordem, pois resolvem alguns momentos estatísticos de segunda ordem, mas não todos (STULL, 1988).

Assim, modelos numéricos, como o proposto nesse trabalho, que resolvem equações prognósticas para velocidade do vento, temperatura, energia cinética turbulenta, fluxo de energia na forma de calor sensível e para a variância da temperatura são classificados como modelos de uma ordem e meia.

### 3 MODELO

Blackadar (1979) propôs um modelo para descrever a interação entre a superfície do solo e a atmosfera. Nesse modelo, Blackadar resolveu equações prognósticas para as componentes do vento, o ar e a temperatura do solo, sendo a turbulência calculada por uma função de estabilidade, que arbitrariamente estabelece a sua intensidade em função de parâmetros como a velocidade do vento e a estratificação térmica.

As equações prognósticas utilizadas no modelo de Blackadar (1979) são:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f(\bar{v} - v_G) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = f(u_G - \bar{u}) - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = - \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}_g}{\partial t} = \frac{1}{c_g} (I_{\downarrow} - \sigma \bar{\theta}_g^4 - H_0) - k_m (\bar{\theta}_g - \bar{\theta}_m), \quad (3.4)$$

onde  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\bar{\theta}$  e  $\bar{\theta}_g$  estão relacionadas com as componentes leste-oeste, norte-sul do vento, a temperatura potencial e a temperatura da superfície do solo, respectivamente. As constantes  $f$ ,  $u_G$  e  $v_G$  são respectivamente o parâmetro de Coriolis, e as componentes zonal e meridional do vento geostrófico no topo da camada limite, utilizadas como um forçante mecânico externo ao modelo;  $\sigma$  representa a constante de Stefan-Boltzman;  $k_m$  é o coeficiente de transferência de calor;  $\rho$  é a densidade do ar;  $\theta_m$  é temperatura do substrato;  $H_0$  é fluxo de calor sensível superficial que pode ser dado como  $H_0 = \rho C_p \overline{w'\theta'}$ ;  $C_p$  é calor específico do ar à pressão constante;  $c_g$  é a capacidade térmica da superfície por unidade de área;  $I_{\downarrow}$  está associado à radiação de onda longa proveniente da atmosfera, que depende da cobertura de nuvens  $Q_c$ , umidade específica  $Q_a$  em uma altura de referência e da temperatura no topo da CLP:

$$I_{\downarrow} = \sigma (Q_c + 0,67(1 - Q_c)(1670Q_a)^{0,08}) \theta^4. \quad (3.5)$$

Na equação 3.4, é utilizado um método que considera o balanço de energia em uma pequena camada de solo, em que o modelo considera as trocas de energia entre o substrato e essa camada e dessa camada com a atmosfera (BLACKADAR, 1979; MCNIDER et al., 1995).

Segundo Blackadar (1979) a capacidade térmica da superfície por unidade de área

pode ser dada por:

$$c_g = 0.95 \left( \frac{\lambda c_s}{2\omega} \right)^{1/2}, \quad (3.6)$$

sendo  $\lambda$  a condutividade térmica do solo,  $\omega$  a frequência angular da Terra e  $c_s$  a capacidade térmica do solo por unidade de volume.

Costa et al. (2011) propuseram um modelo para descrever a interação entre a superfície do solo e a atmosfera na camada limite noturna baseado no modelo de Blackadar (1979). O que difere entre os modelos é o fato de Costa et al. (2011) terem acrescentado uma equação prognóstica para a energia cinética turbulenta (ECT), que é utilizada para determinar a velocidade de fricção através da relação  $u_* = (\bar{e}/5, 5)^{1/2}$ . Esta prática, de resolver a ECT e a partir daí determinar a mistura turbulenta por uma relação de similaridade constante entre  $u_*$  e ECT é comum nos modelos mais simples de ordem 1,5, nos quais o único momento de segunda ordem resolvido é a ECT (Wyngaard 1975; Duynkerke 1988, Andrew 1990, Cuxart et al. 2006; Boas et al. 2008, entre outros). O valor 5, 5 que Costa et al. (2011) utilizam para a razão entre ECT e  $u_*^2$  foi proposto por Duynkerke (1988), a partir da média de valores anteriormente observados experimentalmente por Panofsky e Dutton (1989). A equação prognóstica para ECT é dada por:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} \overline{w'\theta'} - \frac{\partial}{\partial z} \left[ (\overline{w'e'}) + \frac{\overline{p'w'}}{p_0} \right] - \epsilon, \quad (3.7)$$

onde os dois primeiros termos, que estão relacionados à produção mecânica de turbulência devido ao cisalhamento do vento podem ser parametrizados como  $Su_*^2$ , onde  $S = [(\partial u/\partial z)^2 + (\partial v/\partial z)^2]^{1/2}$  é o cisalhamento do vento. O terceiro termo, relacionado à produção ou destruição térmica de turbulência, pode ser parametrizado como  $-RiSu_*^2$ , onde  $Ri$  representa o número de Richardson fluxo local dado por  $Ri = -(g/\Theta)(\overline{w'\theta'})/u_*^2 S$ . O quarto termo, associado ao transporte de ECT, pode ser parametrizado como  $\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{K_E}{\sigma_E} \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \right)$ , onde  $K_E$  é o coeficiente de difusão de ECT, e  $\sigma_E$  é o número de Prandtl turbulento para ECT e igual a 2,5. Este termo permite trocas entre a CLE e a camada de entranhamento. Já o último termo, associado à dissipação molecular de ECT, pode ser parametrizado como  $c_\epsilon \frac{u_*^3}{l}$ , onde  $c_\epsilon$  é igual a 0,18, e  $l$  é o comprimento de mistura dado por  $l = kz$ , sendo  $k$  a constante de Kármán. Portanto, a equação (3.7) pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = Su_*^2 - RiSu_*^2 + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{K_E}{\sigma_E} \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \right) - c_\epsilon \frac{u_*^3}{l}. \quad (3.8)$$

Nos trabalhos propostos por Blackadar (1979), McNider et al. (1995) e Costa et al. (2011) os fluxos turbulentos presentes nas equações (3.1), (3.2) e (3.3) são parametrizadas como  $-\overline{u'w'} = u_*^2 \cos(\psi)$ ;  $-\overline{v'w'} = u_*^2 \sin(\psi)$ , sendo  $\psi = \arctan(\bar{v}/\bar{u})$ ; e  $-\overline{w'\theta'} = u_* \theta_*$ , com  $\theta_* = (k_h/u_*)(\partial \bar{\theta}/\partial z)$ , onde  $K_h$  é coeficiente de difusão de calor dado por  $K_h = K_E = u_* l$ .

### 3.0.1 Novo modelo

As equações prognósticas utilizadas no modelo proposto nesse trabalho também são as mesmas empregadas por Blackadar (1979), dadas pelas equações (3.1) a (3.4).)

As componentes do fluxo turbulento de momentum são estimadas diretamente a partir da mistura turbulenta local, dada pelo valor local da energia cinética turbulenta (ECT), de forma semelhante à empregada por Costa et al. (2011). No presente modelo a equação prognóstica utilizada para estimar a energia cinética turbulenta local passa a ser dada por:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = S_S u_*^2 + \frac{g}{\Theta} \overline{w'\theta'} + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{K_E}{\sigma_E} \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \right] - c_\epsilon \frac{u_*^3}{l_m}. \quad (3.9)$$

Esta expressão difere da empregada por Costa et al. (2011) apenas na parametrização do termo de produção mecânica devido ao cisalhamento, que agora é estimado através do gradiente da velocidade média do vento  $S_S$ , que é dado por (Anexo D):

$$S_S = \frac{\partial}{\partial z} \left[ \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2} \right]. \quad (3.10)$$

Os fluxos turbulentos de momentum presentes nas equações acima continuam sendo parametrizados como  $-\overline{(u'w')} = u_*^2 \cos(\psi)$ ;  $-\overline{(v'u')} = u_*^2 \sin(\psi)$ , sendo  $\psi = \arctan(\bar{v}/\bar{u})$  seguindo McNider et al. (1995); e  $u_*$  passa a ser dado por  $u_* = (\bar{e}/4)^{1/2}$ , onde o valor 4 foi encontrado por Acevedo et al. (2014), como o valor limite da razão em condições neutras, quando os modos de baixa frequência do escoamento são removidos da análise.

No presente trabalho, o fluxo de energia na forma de calor sensível será calculado através de uma equação prognóstica, que pode ser escrita como:

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial t} = -\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'w'\theta'}}{\partial z} + \overline{\theta'^2} \frac{g}{\Theta} + \frac{1}{\bar{\rho}} \overline{\theta' \frac{\partial p'}{\partial z}}. \quad (3.11)$$

O segundo termo do lado direito da equação acima está relacionado ao fluxo de energia na forma de calor sensível através da relação matemática  $\overline{(w'w'\theta')} = -K_{\overline{w'\theta'}} \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}$ , sendo  $K_{\overline{w'\theta'}}$  o coeficiente de difusão do fluxo de energia na forma de calor sensível. O último termo da equação acima é parametrizado usando a ideia de relaxação de pressão como uma soma de dois termos, sendo o primeiro proporcional ao próprio fluxo de energia na forma de calor sensível, e o segundo proporcional às flutuações  $\left( \frac{1}{\bar{\rho}} \overline{\theta' \frac{\partial p'}{\partial z}} = -c_1 \frac{\epsilon}{\bar{e}} \overline{(w'\theta')} - c_2 \overline{\theta'^2} \frac{g}{\Theta} \right)$ , sendo que  $c_1$  e  $c_2$  são constantes numéricas (THERRY, 1983). Portanto, a equação prognóstica para o fluxo de energia na forma de calor sensível pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial t} = -\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[ K_{\overline{w'\theta'}} \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} \right] + (1 - c_2) \overline{\theta'^2} \frac{g}{\Theta} - c_1 \frac{\epsilon}{\bar{e}} \overline{(w'\theta')}. \quad (3.12)$$

Já a equação prognóstica para a variância de temperatura utilizada no presente estudo é dada por:

$$\frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial t} = -2\overline{w'\theta'} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left[ K_{\theta'^2} \frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial z} \right] - C_{\theta'^2} \frac{u_*}{l_m} \overline{\theta'^2}. \quad (3.13)$$

O coeficiente de difusão  $K_E$ , no presente modelo, é dado por:

$$K_E = 0,00035 \frac{\overline{u^2} + \overline{v^2}}{\sqrt{\left(\frac{g}{\Theta}\right) \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z}}}, \quad (3.14)$$

onde o valor numérico 0,00035 foi obtido a partir da relação experimental mostrada na secção 4.1.

O coeficiente de difusão de calor pode ser dado através da teoria K, sendo ele:

$$K_h = \frac{-\overline{w'\theta'}}{\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z}}, \quad (3.15)$$

Já os coeficientes de difusão do fluxo de energia na forma de calor sensível e da variância de temperatura, no presente trabalho, são aproximados por:

$$K_{w'\theta'^2} = 0,0003K_h, \quad (3.16)$$

e

$$K_{\theta'^2} = 0,003K_h. \quad (3.17)$$

Nesse trabalho, a escala de temperatura potencial utilizada será dada por  $\theta_* = -\overline{w'\theta'}/u_*$ .

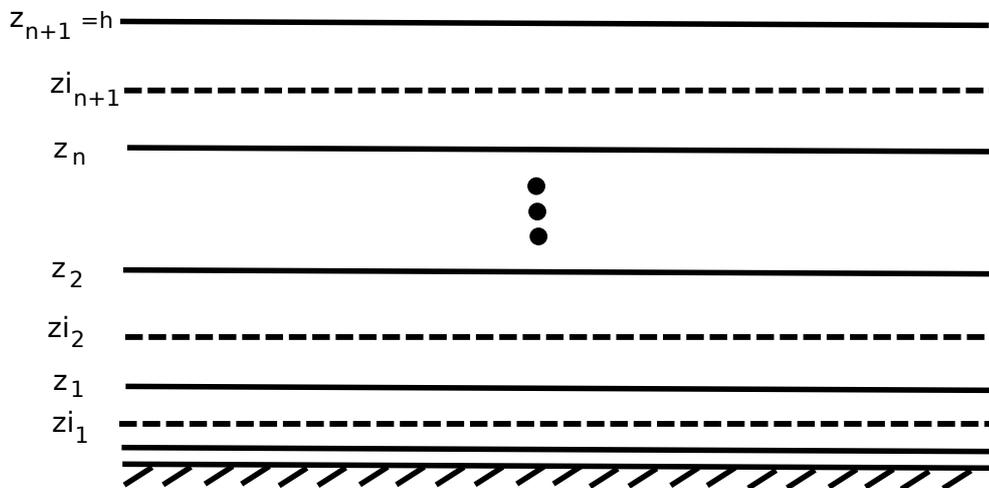
Segundo Wyngaard (1975), a variância da componente vertical do vento é obtida através da teoria da similaridade de Monin-Obukhov, para uma camada limite neutra ou estável, podendo ser escritas como:

$$\overline{w'^2} = 1,75u_*^2. \quad (3.18)$$

## 4 METODOLOGIA

A metodologia empregada para resolver as equações prognósticas (3.1), (3.2), (3.3), (3.4), (3.9), (3.12) e (3.13) é idêntica à empregada por Costa et al. (2011). Portanto os limites da camada limite são o topo da camada  $h$  e a superfície do solo ( $z = 0$ ). Entre esses dois limites são considerado  $n$  níveis principais, com o primeiro fixo em  $z = 5m$  e os outros igualmente espaçados entre este e o topo da camada limite. Para podermos calcular as equações prognósticas para as componentes do vento e para a temperatura neste níveis principais é preciso discretizá-las. Como essas equações dependem explicitamente da divergências dos fluxos de energia na forma de calor sensível e de momentum é necessário estimar seus valores nos  $n$  níveis principais. Para estimar a divergência dos fluxos nos níveis principais, as equações prognósticas de ECT e do fluxo de energia na forma de calor sensível devem ser calculadas em níveis intermediários ( $z_i$ ), que estão presentes entre os  $n$  níveis principais ( $z$ ). Os níveis intermediários são definidos como  $z_{i_n} = (z_n + z_{n-1})/2$ . A divisão de camada limite em níveis principais e intermediários pode ser vista na figura 5.1.

Figura 4.1 – Divisão da camada limite em níveis principais e intermediários.



Fonte: Adaptado de Costa et al. (2011).

O método numérico empregado para resolver as equações prognósticas discretizadas é o Runge-Kutta de quarta ordem. No topo da camada, as variáveis são assumidas como constantes,  $\bar{u}(t, h) = u_g(t, h) = u_g$ ,  $\bar{\theta}(t, h) = \Theta$ , sendo  $\Theta = 300K$ . A temperatura do substrato  $\theta_m$  é considerada como  $285K$ .

No primeiro nível, a condição inicial para a componente zonal do vento é  $u(t, z_1) = 0,1$  m/s, sendo assumido que esta varia linearmente entre este nível e o topo da camada. Para a componente meridional, a condição inicial para todos os níveis é  $v(t, z) = v_g = 0$ . A condição inicial para a temperatura do solo e a temperatura potencial do ar em todos os

níveis é  $\bar{\theta}_g = \Theta$  e  $\bar{\theta}(0, z_n) = \Theta$ . Para ECT o valor inicial dado é igual para todos os níveis intermediários,  $\bar{e}(0, z_i) = 0,005 \text{ m}^2/\text{s}^2$ .

Costa et al. (2011) mostraram que a inclusão de um valor mínimo para ECT não afeta a qualidade dos resultados, além de proporcionar uma maior estabilidade ao modelo. Portanto, no presente modelo o valor mínimo atribuído a ECT é dado por  $\bar{e} = 0,0009 \text{ m}^2/\text{s}^2$ .

O sistema de equações que será resolvido é dado por:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = f(\bar{v}_i - v_g) + \frac{(u_{*i+1}^2 \cos(\psi_{i+1}) - u_{*i}^2 \cos(\psi_i))}{z_{i+1} - z_i}, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} = -f(\bar{u}_i - u_g) + \frac{(u_{*i+1}^2 \sin(\psi_{i+1}) - u_{*i}^2 \sin(\psi_i))}{z_{i+1} - z_i}, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}_i}{\partial t} = -\frac{(\overline{w'\theta'})_{i+1} - (\overline{w'\theta'})_i}{z_{i+1} - z_i}, \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}_g}{\partial t} = \frac{1}{c_g} (I_{\downarrow} - \sigma \bar{\theta}_g^4 - H_0) - k_m (\bar{\theta}_g - \bar{\theta}_m), \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial \bar{e}_i}{\partial t} = S_{Si} u_{*i}^2 + \frac{g}{\Theta} (\overline{w'\theta'})_i + \frac{T_i - T_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} - \frac{c_{\epsilon}^3}{k z_i}, \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}_i}{\partial t} = -\overline{w'^2}_i \left[ \frac{\bar{\theta}_i - \bar{\theta}_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} \right] + (1 - c_2) \overline{\theta'^2}_i \frac{g}{\Theta} - \frac{T_{Wi} - T_{Wi-1}}{z_i - z_{i-1}} - c_1 \frac{u_{*i}}{k z_i} (\overline{w'\theta'})_i, \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial \overline{\theta'^2}_i}{\partial t} = -2 \overline{w'\theta'}_i \left[ \frac{\bar{\theta}_i - \bar{\theta}_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} \right] - \frac{T_{\theta'^2 i} - T_{\theta'^2 i-1}}{z_i - z_{i-1}} - C_{\theta'^2} \frac{u_{*i}}{k z_i} (\overline{\theta'^2})_i. \quad (4.7)$$

O termo de transporte turbulento vertical de ECT ( $T_i$ ) deve ser calculado nos níveis principais, através das seguintes equações,

$$T_i = \frac{4}{\sigma_E} \frac{K_{Ei+1} + K_{Ei}}{2} \frac{(u_{*i+1}^2 - u_{*i}^2)}{z_{i+1} - z_i}, \quad (4.8)$$

sendo  $\sigma_E = 1$ . Assumindo, que  $u_*$  tende a zero no topo da camada limite, o termo de transporte  $T_i$  para o topo da CLE deve ser escrito como,

$$T_i = \frac{4}{\sigma_E} \frac{K_{Ei}}{2} \frac{(-u_{*i}^2)}{h - z_i}. \quad (4.9)$$

O termo associado ao transporte de fluxo de energia na forma de calor sensível na vertical ( $T_{Wi}$ ) é calculado nos níveis principais, através das seguintes equações,

$$T_{W_i} = \frac{K_{\overline{w'\theta'}}_{i+1} + K_{\overline{w'\theta'}}_i [(\overline{w'\theta'})_{i+1} - (\overline{w'\theta'})_i]}{2(z_{i+1} - z_i)}. \quad (4.10)$$

O termo  $T_{W_i}$  para o topo da CLE deve ser escrito como,

$$T_{W_i} = \frac{K_{\overline{w'\theta'}}_i [-(\overline{w'\theta'})_i]}{2(h - z_i)}. \quad (4.11)$$

O termo associado ao transporte de variância de temperatura na vertical ( $T_{\theta'^2}$ ) é calculado nos níveis principais, através das seguintes equações,

$$T_{\theta'^2} = \frac{K_{\theta'^2_{i+1}} + K_{\theta'^2_i} [(\overline{\theta'^2})_{i+1} - (\overline{\theta'^2})_i]}{2(z_{i+1} - z_i)}. \quad (4.12)$$

O termo  $T_{\theta'^2}$  para o topo da CLE deve ser escrito como,

$$T_{\theta'^2} = \frac{K_{\theta'^2_i} [-(\overline{\theta'^2})_i]}{2(h - z_i)}. \quad (4.13)$$

O gradiente médio do vento  $S_S$  é calculado nos níveis intermediários. O gradiente médio do vento em todos os níveis intermediários vale:

$$S_i = \frac{[(\overline{u_i^2} + \overline{v_i^2})^{1/2} - (\overline{u_{i-1}^2} + \overline{v_{i-1}^2})^{1/2}]}{z_i - z_{i-1}}, \quad (4.14)$$

lembrando que  $\overline{u_0} = \overline{v_0} = 0$ .

O coeficiente de difusão  $K_E$  é dado por:

$$K_{E_i} = 0,00035 \frac{\left[ \frac{(\overline{u_i + u_{i+1}})^2}{2} + \frac{(\overline{v_i + v_{i+1}})^2}{2} \right]}{\left[ \frac{g}{\Theta} \frac{\overline{\theta_i - \theta_{i-1}}}{z_i - z_{i-1}} \right]^{1/2}}. \quad (4.15)$$

Já os coeficiente de difusão  $K_{\overline{w'\theta'}}$  e  $K_{\theta'^2}$  são dados respectivamente por:

$$K_{\overline{w'\theta'}} = 0,0003 \frac{\overline{w'\theta'}}{\frac{\overline{\theta_i - \theta_{i-1}}}{z_i - z_{i-1}}}, \quad (4.16)$$

e

$$K_{\theta'^2} = 0,003 \frac{\overline{w'\theta'}}{\frac{\overline{\theta_i - \theta_{i-1}}}{z_i - z_{i-1}}}. \quad (4.17)$$

A tabela 4.1 apresenta as constantes e variáveis utilizadas no modelo:

A tabela 4.2 apresenta os parâmetros que representam um solo de turfa seca, o qual foi utilizado nas simulações:

Tabela 4.1 – Constantes e variáveis utilizados no modelo.

$\bar{u}$	componente zonal do vento	variável prognóstica
$\bar{v}$	componente meridional do vento	variável prognóstica
$\bar{\theta}$	temperatura do ar	variável prognóstica
$\bar{\theta}_g$	temperatura do solo	variável prognóstica
$\bar{e}$	energia cinética turbulenta	variável prognóstica
$\overline{w'\theta'}$	fluxo de energia na forma de calor sensível	variável prognóstica
$\overline{\theta'^2}$	Variância de temperatura potencial	variável prognóstica
$u_g$	componente zonal do vento geostrófico	parâmetro externo
$Q_c$	cobertura de nuvens	parâmetro externo
$h$	altura da camada limite	parâmetro externo
$z$	altura dos níveis	parâmetro externo
$z_i$	altura dos níveis intermediários	parâmetro externo
$u_*$	velocidade de fricção	-
$\psi$	direção do vento	-
$S_S$	gradiente médio da velocidade do vento	-
$\theta_*$	escala de temperatura	-
$Ri$	número de Richardson local	-
$S$	cisalhamento do vento local	-
$K_m$	coeficiente de difusão	-
$c_g$	capacidade térmica da superfície por unidade de área	-
$K_E$	coeficiente de difusão de ECT	-
$T$	termo de transporte	-
$I_{\downarrow}$	radiação de onda longa proveniente da atmosfera	-
$H_0$	fluxo de calor sensível superficial	-
$l$	comprimento de mistura	-
$\omega$	velocidade angular da terra	$7,27 \times 10^{-5} rad s^{-1}$
$k$	constante de Von Kármán	0,4
$\sigma_E$	número de Prandtl turbulento para ECT	1,0
$v_g$	componente meridional do vento geostrófico	$0 m s^{-1}$
$c_\epsilon$	constante	1,1
$E_0$	valor mínimo assumido de ECT	$0,0009 m^2 s^{-2}$
$c_1$	constante	1,4
$c_2$	constante	0,45
$C_{\overline{\theta'^2}}$	constante	13
$g$	módulo da aceleração gravitacional	$9,81 m/s$
$\theta_m$	temperatura do substrato	285K
$c_p$	calor específico do ar à pressão constante	$1005 J kg^{-1} K^{-1}$
$\rho$	densidade do ar	$1,225 K gm^{-3}$
$f$	parâmetro de Coriolis	$1 \times 10^{-4} s^{-1}$ (para $\phi = 45$ )

Tabela 4.2 – Parâmetros que representam o solo.

$\rho_s$	densidade do solo	$0,30 \times 10^3 \text{ Kg m}^{-3}$
$\lambda$	condutividade térmica do solo	$0,06 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$c_s$	calor específico do solo	$1,92 \times 10^3 \text{ JK}^{-1} \text{ K}^{-1}$

## 5 RESULTADOS

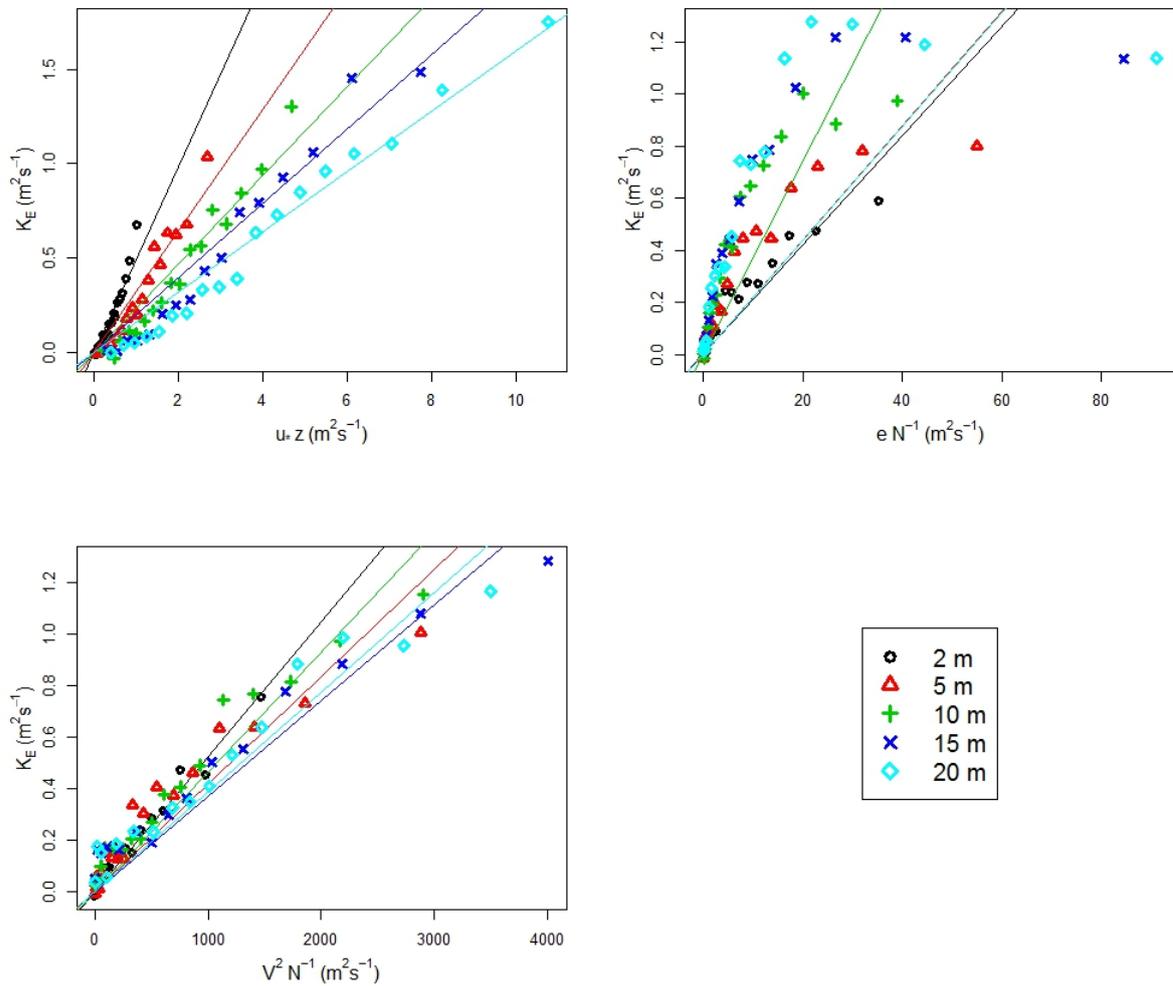
Nesta seção será realizada a análise dos resultados obtidos nas simulações utilizando diferentes números de níveis, alturas da CLE e forçantes mecânicos, com as correspondentes comparações.

### 5.1 NOVA PARAMETIZAÇÃO PARA $K_E$

A figura 5.1 apresenta três possíveis parametrizações para o coeficiente de difusão de ECT comparadas a valores experimentais obtidos através dos dados experimentais da campanha "Fluxes over Snow-covered Surfaces II"(FLOSSII), realizado no Parque da Bacia do Norte, noroeste do estado de Colorado, de novembro de 2002 a abril de 2003 (Mahrt e Vickers, 2006). O painel superior à esquerda apresenta a parametrização para  $K_E$  utilizado no modelo por Costa et al. (2011), sendo este diretamente proporcional a velocidade de fricção e altura do nível atmosférico. O painel superior à direita apresenta uma nova possível parametrização para  $K_E$ , diretamente proporcional à ECT e inversamente proporcional à frequência de Brunt-Väisälä. O painel inferior apresenta uma terceira possível parametrização, diretamente proporcional a quadrado da velocidade do vento e inversamente proporcional a frequência de Brunt-Väisälä.

A parametrização  $K_E \propto u_* z$  possui o melhor ajuste linear aos dados experimentais, porém o coeficiente angular desse ajuste se mostra muito sensível a altura do nível. O segundo melhor ajuste linear é apresentado pela parametrização  $K_E \propto V^2 N^{-1}$ , que é utilizada nesse trabalho, entretanto, o coeficiente angular nessa parametrização se mostra menos sensível a altura do nível do que a parametrização anterior, justificando a escolha dessa parametrização. A parametrização  $K_E \propto e N^{-1}$  apresenta o pior ajuste linear, dentre as parametrizações apresentadas nesse trabalho. Apesar dessa parametrização apresentar o pior ajuste, se pode observar a existência de dois diferentes regimes distintos, no primeiro deles os valores obtidos para  $K_E$  experimentalmente crescem linearmente com a relação  $eN^{-1}$  até atingir um limite, enquanto no segundo regime os valores de  $K_E$  se mantêm constantes em função da parametrização. A existência de dois regimes distintos em uma parametrização, não é interessante.

Figura 5.1 – Três possíveis parametrizações para o coeficiente de difusão de ECT.



Assim, o coeficiente de difusão  $K_E$ , no presente modelo, é dado por:

$$K_E = 0,00035 \frac{\overline{u^2} + \overline{v^2}}{\sqrt{\left(\frac{g}{\theta}\right) \frac{\partial \theta}{\partial z}}}, \quad (5.1)$$

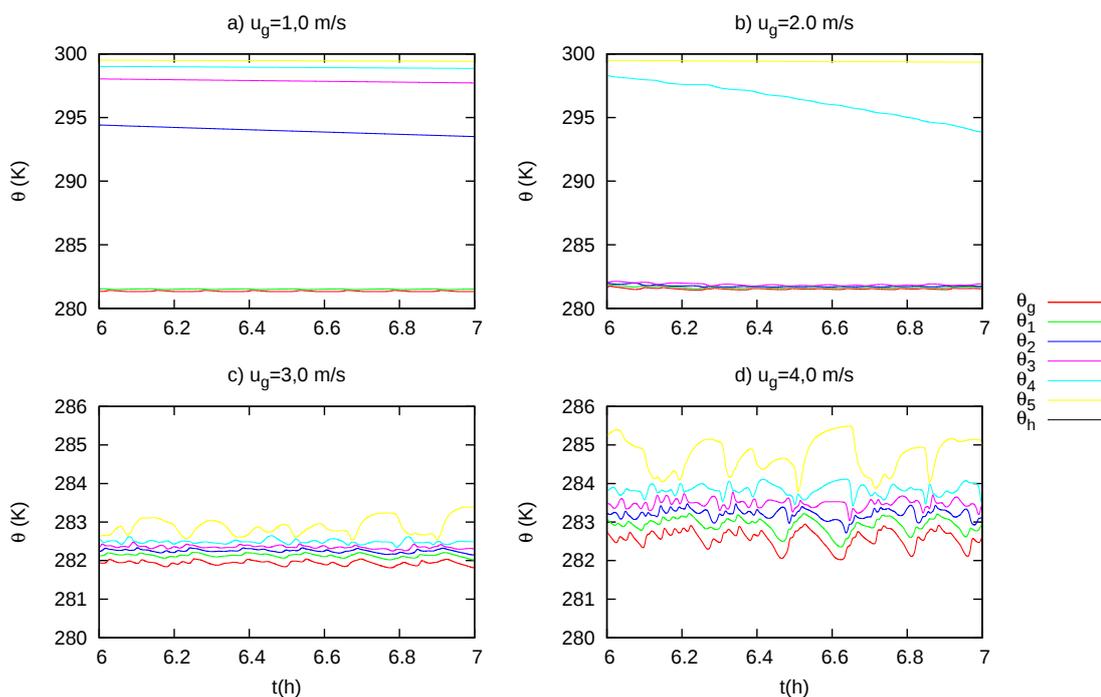
onde o valor numérico 0,00035 foi obtido a partir da relação mostrada na figura 5.1.

## 5.2 EVOLUÇÃO TEMPORAL

Os resultados aqui apresentados foram obtidos em simulações computacionais com cinco níveis e altura da CLE de 50 m. Os resultados quando a velocidade do vento no topo da camada é 1,0 m/s , 2,0 m/s, 3,0 m/s e 4,0 m/s estão apresentados na figura 5.2, mostrando situações de desacoplamento, de modo que o topo da camada limite não é influenciado pela superfície.

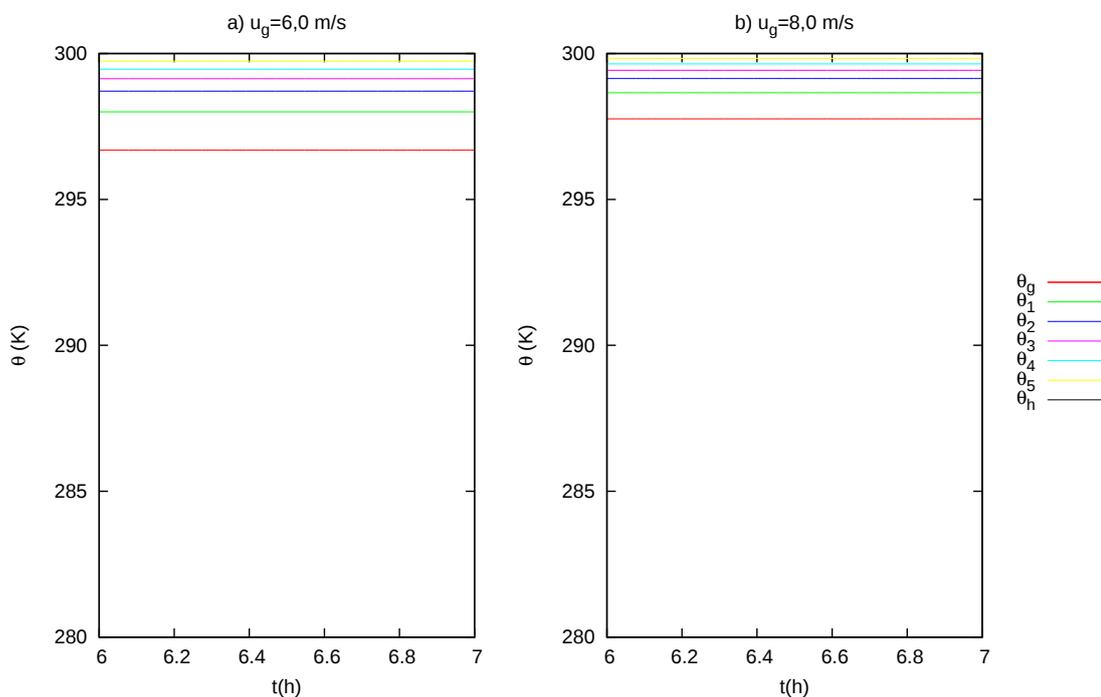
O estado desacoplado ocorre quando forçante mecânico não é suficiente para manter a camada completamente turbulenta na vertical, de forma que a superfície esfria-se intensamente sem ser afetada pela camada mais quente logo acima. Quando o vento geostrófico é pouco intenso, os eventos são restritos à parte inferior da atmosfera. Assim, cada evento transfere ar frio para cima, aumentando a temperatura do solo e diminuindo a temperatura do primeiro nível. Todavia, à medida que o vento aumenta, os eventos começam a chegar a níveis mais elevados. Com  $u_g = 1,0$  m/s os eventos estão restritos ao primeiro nível atmosférico, com  $u_g = 2,0$  m/s os eventos atingem três níveis e com  $u_g = 3,0$  e 4,0 m/s se pode observar a ocorrência de eventos intermitentes em todos os níveis. Logo, os eventos trazem ar quente dos altos níveis para as porções inferiores da atmosfera e jogam ar frio para cima, simultaneamente. É interessante notar que nos casos analisados na figura 5.2a e 5.2b os níveis mais altos da atmosfera permanecem não turbulentos. Isto é uma característica do estado desacoplado, pois quando a turbulência se espalha verticalmente por toda a CLE, há o acoplamento e a intermitência não mais ocorre.

Figura 5.2 – Evolução temporal da temperatura nos diferentes níveis atmosféricos para quatro forçantes mecânicos diferentes.



Os resultados obtidos pelo modelo quando a velocidade do vento no topo da camada é 6,0 m/s e 8,0 m/s estão apresentados na figura 5.3, mostrando a situação em que o modelo reproduz o acoplamento entre a superfície e os níveis mais altos da atmosfera. O acoplamento ocorre quando forçante mecânica é suficiente para manter a camada turbulenta em todos os níveis. Nesse estado, se pode observar que tanto a temperatura do solo como a da atmosfera aumentam intensamente, pois as camadas de ar mais quentes em níveis superiores passam a influenciar o que ocorre na superfície. Não há oscilações das variáveis que descrevem o escoamento nesse caso.

Figura 5.3 – Evolução temporal da temperatura nos diferentes níveis atmosféricos para dois forçantes mecânicos diferentes.



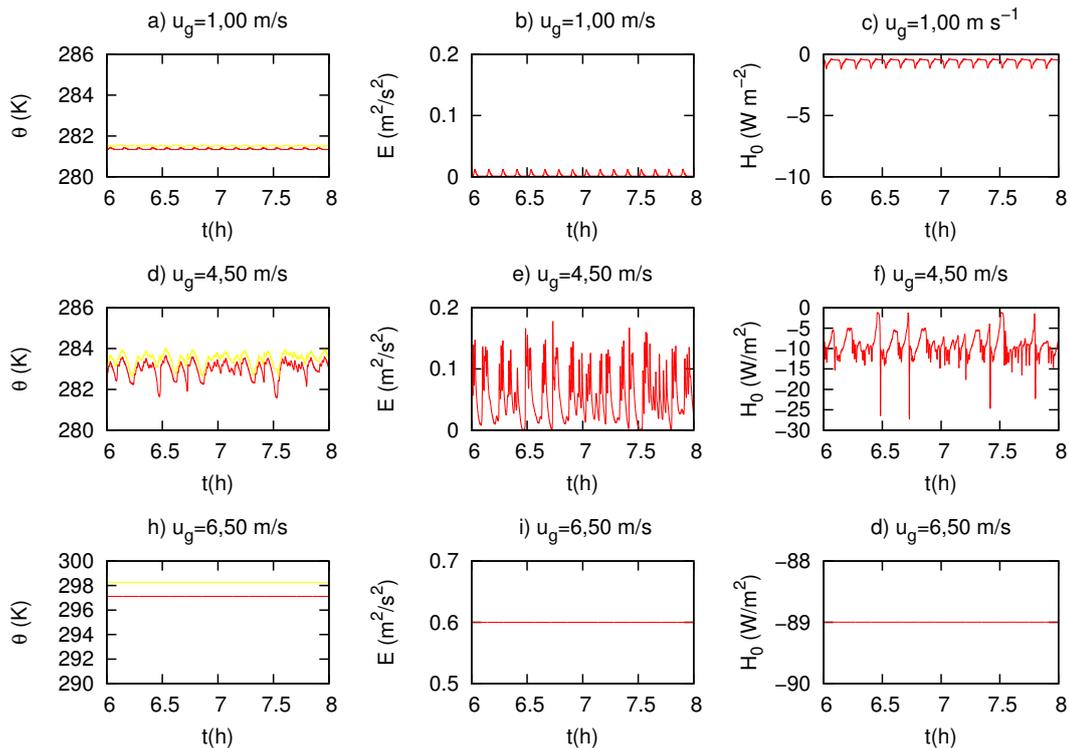
Outro fato importante é que, tanto no estado acoplado como no estado desacoplado, a temperatura da atmosfera é superior à da superfície, caracterizando que o ambiente está estratificado como é típico do período noturno.

As séries obtidas quando a velocidade do vento no topo é 1,0 m/s e 4,5 m/s estão apresentadas nas duas linhas superiores da figura 5.4, mostrando situações de desacoplamento entre a superfície e os níveis mais altos da atmosfera. Neste caso, o fluxo de energia na forma de calor sensível é pouco intenso, assim como a turbulência, mas é interessante notar que todas as variáveis tem caráter oscilatório, ou seja há intermitência.

A série obtida quando a velocidade do vento no topo é 6,50 m/s, mostra uma situação de acoplamento. Nesse estado, pode se observar que tanto a temperatura do solo como a da atmosfera aumentam intensamente, pois as camadas de ar mais quentes em níveis superiores passam a influenciar o que ocorre na superfície. Ao mesmo tempo, os fluxos turbulentos são mais intensos, assim como a própria a turbulência. Não há osci-

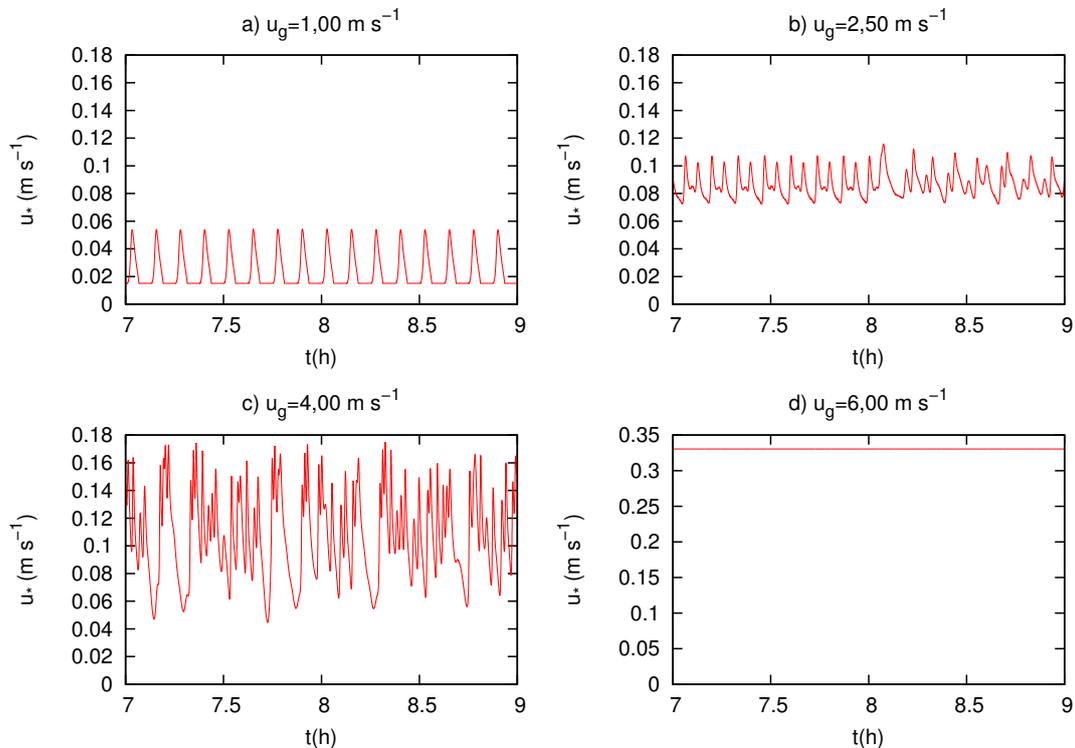
lações das variáveis nesse caso, ou seja não há a ocorrência de eventos intermitentes, sendo a turbulência contínua.

Figura 5.4 – Evolução temporal da temperatura do solo (em amarelo) e do primeiro nível atmosférico (em verde) para diferentes forçantes mecânicos são apresentadas nos painéis bem a esquerda, os painéis do meio apresentam a evolução da ECT para diferentes forçantes mecânicos, já os painéis da direita apresentam a evolução temporal do fluxo de energia na forma calor sensível para diferentes forçantes mecânicos.



Assim como a energia cinética turbulenta, a velocidade de fricção pode ser utilizada para quantificar a turbulência. A figura 5.5 apresenta a evolução temporal da velocidade de fricção para diferentes valores de vento geostrófico. Nota-se a diversidade de regimes, com soluções periódicas diversas, aparentemente não periódicas, ou constantes, no caso de acoplamento. Nessa figura, pode-se observar a ocorrência de intermitência global, caracterizada por breves episódios de turbulência intensa sucedidos por períodos de turbulência relativamente fraca ou quase inexistente. É importante salientar que a intermitência global é caracterizada por oscilações não periódicas, como mostrado nos dados observados apresentados na figura 3. Portanto, o resultado obtido para um vento de 4,00 m/s reproduz eventos intermitentes semelhantes aos observados na CLE.

Figura 5.5 – Evolução temporal da energia cinética turbulenta no primeiro nível atmosférico para diferentes alturas da CLE



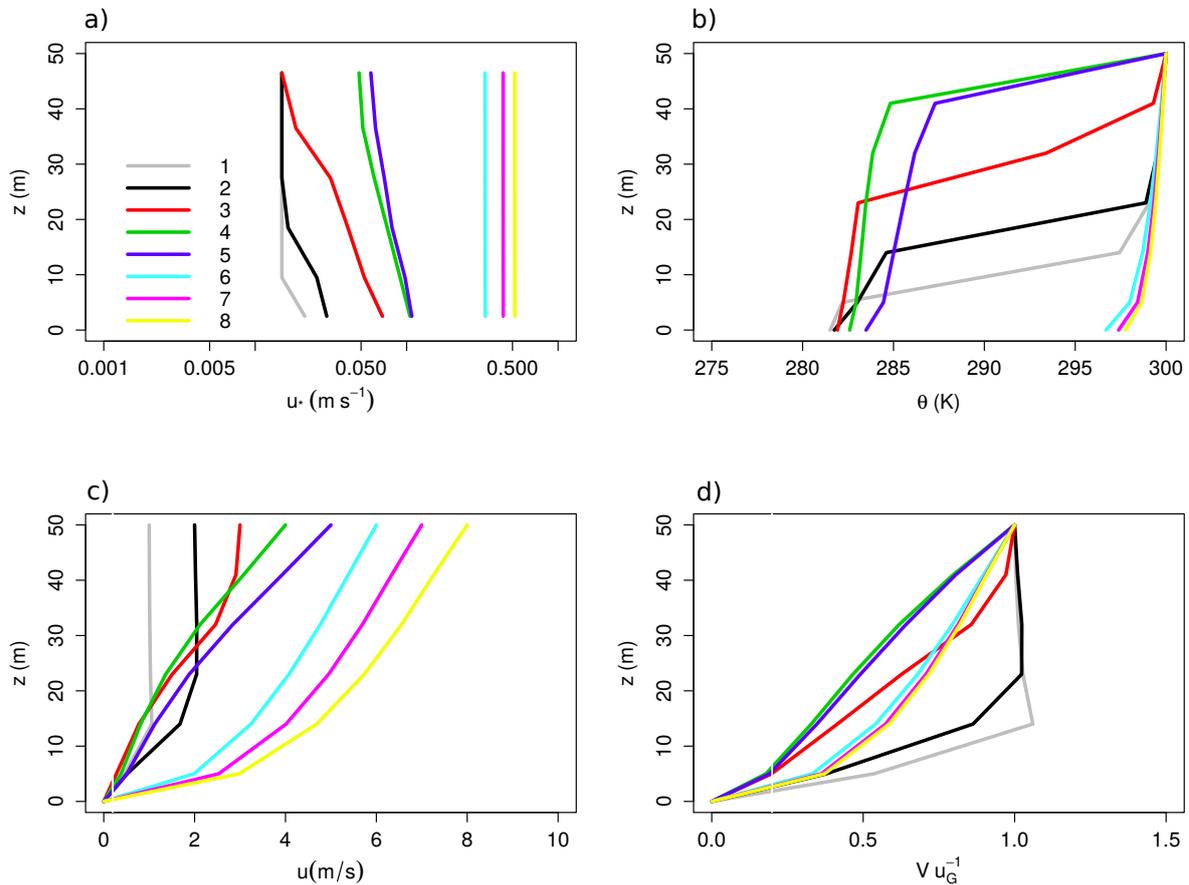
### 5.3 PERFIS MÉDIOS

As figuras a seguir apresentam os perfis verticais médios da velocidade média do vento, da temperatura do ar e da velocidade de fricção para diferentes ventos geostróficos.

O perfil médio vertical da velocidade de fricção mostra a estrutura vertical da turbulência. Na figura 5.6 pode-se observar que quando o forçante mecânico é fraco (tal como  $u_g = 1,0 \text{ m/s}$ ), os eventos intermitentes ficam restritos ao nível inferior, e que nos outros níveis a turbulência se mantém constante em seu valor mínimo. Conforme o vento geostrófico aumenta, os eventos intermitentes vão progressivamente ocorrendo nos demais níveis, aumentando o seu valor médio de  $u_*$ . No estado acoplado ( $u_g = 6,0 \text{ m/s}$ ), a velocidade de fricção é mais intensa e aproximadamente constante ao longo de toda a altura da CLE.

O perfil médio vertical da temperatura do ar, mostra que a estratificação térmica entre os níveis atmosféricos tende a diminuir com o aumento do forçante mecânico, devido à maior mistura turbulenta, sendo que essa mistura ocorre de baixo para cima, até atingir a situação de acoplamento em que a temperatura do ar varia pouco ao longo da altura da CLE. É interessante observar que conforme aumenta o forçante mecânico, o gradiente de temperatura entre os níveis atmosféricos mais baixos são reduzidos progressivamente. Quando o vento geostrófico é da ordem de  $3,0 \text{ m/s}$ , o gradiente entre o terceiro e o primeiro nível atmosférico é muito próximo de zero, indicando uma camada de mistura rasa,

Figura 5.6 – Perfis verticais médios da velocidade de fricção (painel a) ), da temperatura da atmosfera (painel b)), da componente zonal da velocidade do vento (painel c)) para diferentes e da velocidade média do vento normalizada pelo vento geostrófico (painel d)) para diferentes ventos geostróficos especificados no painel superior à esquerda.

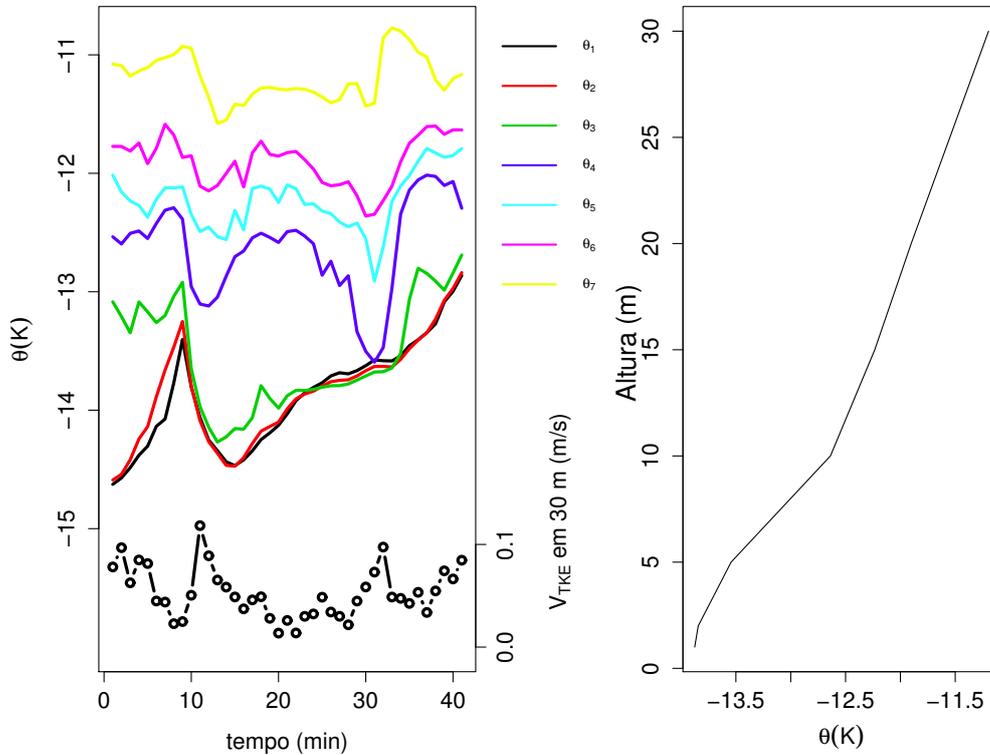


desacoplada da atmosfera acima.

Um exemplo de sua ocorrência pode ser vista em um noite partícular (figura 5.7) da campanha "Fluxes over Snow-covered Surfaces II"(FLOSSII). A figura 5.7 apresenta as séries de temperatura e o perfil vertical médio da temperatura para o intervalo de tempo correspondente. Se pode observar que o perfil vertical da temperatura é muito semelhante ao obtido pelo modelo quando o vento geostrófico no topo da camada é da ordem de 1,0 a 2,0 m/s, observando um acoplamento local entre o primeiro e o segundo nível atmosférico, que é caracterizado pelo desaparecimento do gradiente da temperatura entre estes níveis. É interessante perceber que a mistura rasa é favorecida durante os máximos de turbulência em 30 m, indicados pelos pontos na figura 5.7.

Os perfis médios da temperatura também mostram que os gradientes de temperatura nunca são completamente destruídos, mesmo sobre condições de ventos muito intensos, o que está em desacordo com observações da CLE, que mostram que em condições

Figura 5.7 – Séries de temperatura e o perfil vertical médio da temperatura para o intervalo de tempo correspondente a uma camada de mistura rasa, observado no dados da campanha FLOSSII.



muito turbulentas, normalmente, ocorre a destruição completa do gradiente de temperatura.

O perfil médio vertical da velocidade do vento mostra que para ventos geostróficos de baixa intensidade ( $u_g$  de 1,0 a 2,0 m/s) há uma camada com vento constante no topo da CLE, mostrando que os níveis inferiores não são influenciados pelos níveis atmosféricos superiores. Outro fato interessante é a formação de máximos locais de ventos nos níveis atmosféricos mais baixos quando o forçante mecânico no topo da camada simulada é da ordem de 1 a 2 m/s. A ocorrência desse evento está limitada a forçantes mecânicos de baixa intensidade. Embora o topo da CLE seja fixo em 50 m no modelo, isso não quer dizer que a espessura da CLE resultante da simulação seja dessa ordem. Por exemplo, com  $u_g$  da ordem de 1,0 m/s, a ECT se mantém constante no valor mínimo, adotado pelo modelo, nos níveis mais altos, ou seja, o escoamento nesses níveis não é influenciado pela presença da superfície, o que nos mostra que a espessura da CLE nesse caso é inferior aos 50 m do domínio vertical.

## 5.4 DEPENDÊNCIA DO VENTO

Os trabalhos de Sun et al. (2012) e de Van de Wiel et al. (2012) identificaram que a transição entre os dois regimes na CLE é controlada pela magnitude do vento. Por este motivo, tem sido uma prática comum analisar as quantidades na CLE em termos da velocidade do vento (Acevedo, et al., 2016), e por esse motivo nessa seção será apresentada a dependência de variáveis turbulentas tais como a escala de temperatura potencial, a variância de temperatura,  $V_{TKE}$  e o fluxo de energia na forma de calor sensível com a velocidade média horizontal do vento. Isso será feito tanto para o presente modelo quanto para o modelo proposto por Costa et al. (2011). O objetivo desta comparação é identificar o quanto a inclusão de novas equações prognósticas afeta as soluções.

### 5.4.1 $h=50$ m e $n=5$ níveis

Sun et al. (2012) exploraram a dependência da turbulência com a velocidade média do vento. A escala da velocidade turbulenta é definida como  $V_{TKE} = \sqrt{\bar{e}}$ , sendo associada à intensidade da turbulência. Através de dados observacionais Sun et al. (2012) mostrou a relação entre  $V_{TKE}$  e velocidade média do vento horizontal, propondo dois regimes. No primeiro,  $V_{TKE}$  é pouco intenso e aumenta lentamente com  $V$  (regime 1), sendo as duas quantidades fracamente correlacionadas. No segundo regime  $V_{TKE}$  aumenta rapidamente com o vento após este exceder um valor limite (Regime 2), e ambos são fortemente correlacionados.

A figura 5.8 apresenta a relação, obtida pelo modelo proposto por Costa et al. (2011), entre  $V_{TKE}$  e a velocidade horizontal média. Podemos observar que há dois regimes distintos. No primeiro, que coincide com o estado desacoplado,  $V_{TKE}$  é pouco intenso e praticamente constante, enquanto que no segundo regime, que coincide com o estado acoplado,  $V_{TKE}$  aumenta rapidamente com  $V$  após esta quantidade exceder um valor limite. A transição entre os dois estados ou regimes ocorre de forma suave. Portanto, apesar de haver dois regimes o modelo proposto por Costa et al. (2011) não é propriamente capaz de reproduzir o regime 1 descrito por Sun et al. (2012), pois  $V_{TKE}$  é muito fraco e independente do vento neste caso.

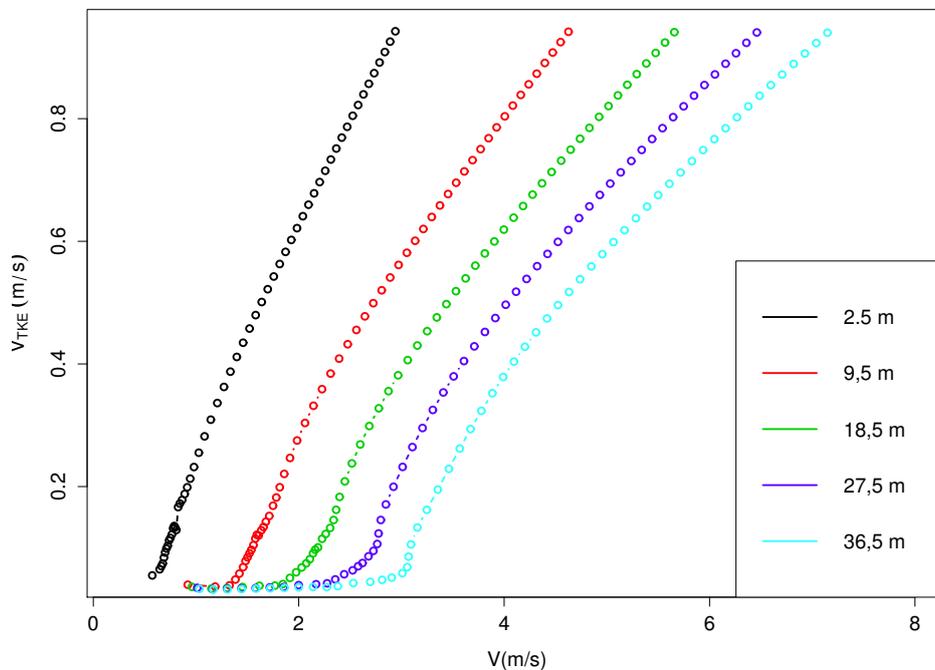
A tabela abaixo apresenta a velocidade em que ocorre a transição entre o estado desacoplado e o estado acoplado para cada um dos níveis atmosféricos, no modelo proposto por Costa et al. (2011).

A figura 5.9 apresenta a relação obtida pelo presente modelo entre  $V_{TKE}$  e a velocidade horizontal média. Observam-se dois regimes, sendo que no primeiro  $V_{TKE}$  é pouco intenso e aumenta lentamente com  $V$ , e está é uma melhora em relação ao modelo de Costa et al. (2011). No segundo regime,  $V_{TKE}$  aumenta rapidamente com  $V$  após este

Tabela 5.1 – Velocidade em que ocorre a transição entre os estados no modelo proposto por Costa et al. (2011).

	Altura	Velocidade em que ocorre a transição
n=1	$h = 2,5 \text{ m}$	$V = 0,64 \text{ m/s}$
n=2	$h = 9,5 \text{ m}$	$V = 1,40 \text{ m/s}$
n=3	$h = 18,5 \text{ m}$	$V = 1,93 \text{ m/s}$
n=4	$h = 27,5 \text{ m}$	$V = 2,51 \text{ m/s}$
n=5	$h = 36,5 \text{ m}$	$V = 3,05 \text{ m/s}$

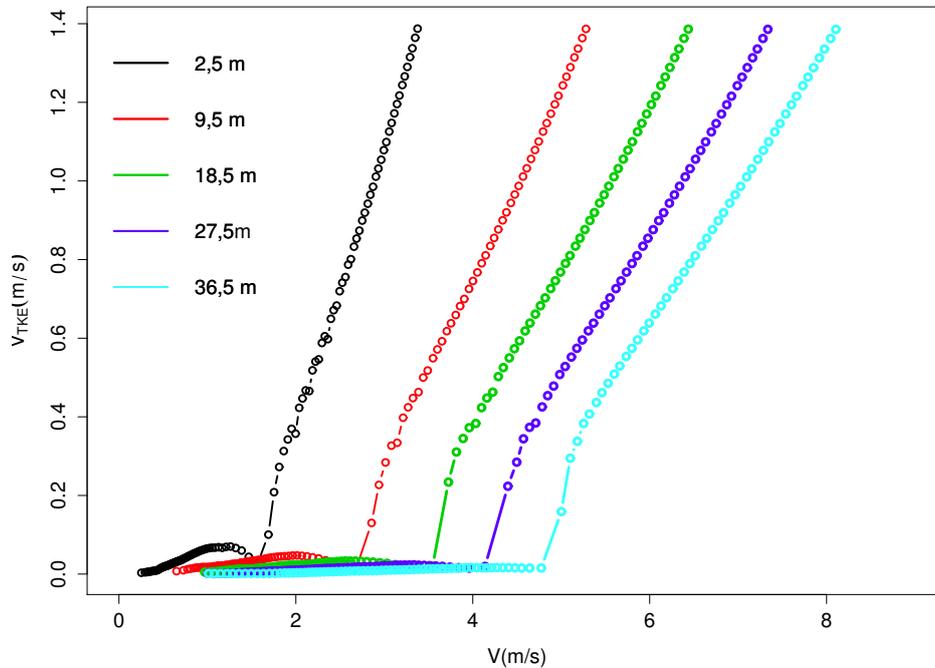
Figura 5.8 – Relação obtida pelo modelo proposto por Costa et al. (2011) entre  $V_{TKE}$  e a velocidade horizontal média.



exceder um valor limite. O primeiro regime pode ser associado ao estado desacoplado, enquanto o segundo regime pode ser associado ao estado acoplado. A transição entre esses dois estados ou regimes se dá de forma mais abrupta que no modelo de Costa et al. (2011), como pode ser observado na figura 5.9. Essa relação obtida pelo modelo é qualitativamente similar a observada por Sun et al. (2012), uma vez que o modelo consegue reproduzir os dois regimes de forma mais semelhante a observada. No estado desacoplado há uma região em que  $V_{TKE}$  decresce com o aumento da velocidade horizontal média do vento, o que não é observado nas relações obtidas experimentalmente por Sun et al. (2012). Essa divergência ocorre provavelmente devido ao fato dos fluxos de momentum serem estimados através da mistura local, dada por  $u_* = \sqrt{\bar{e}/4}$ . Essa relação superestima a mistura local para ventos de baixa intensidade em cada do níveis, principalmente nos

mais baixos.

Figura 5.9 – Relação obtida pelo presente modelo entre  $V_{TKE}$  e a velocidade horizontal média.



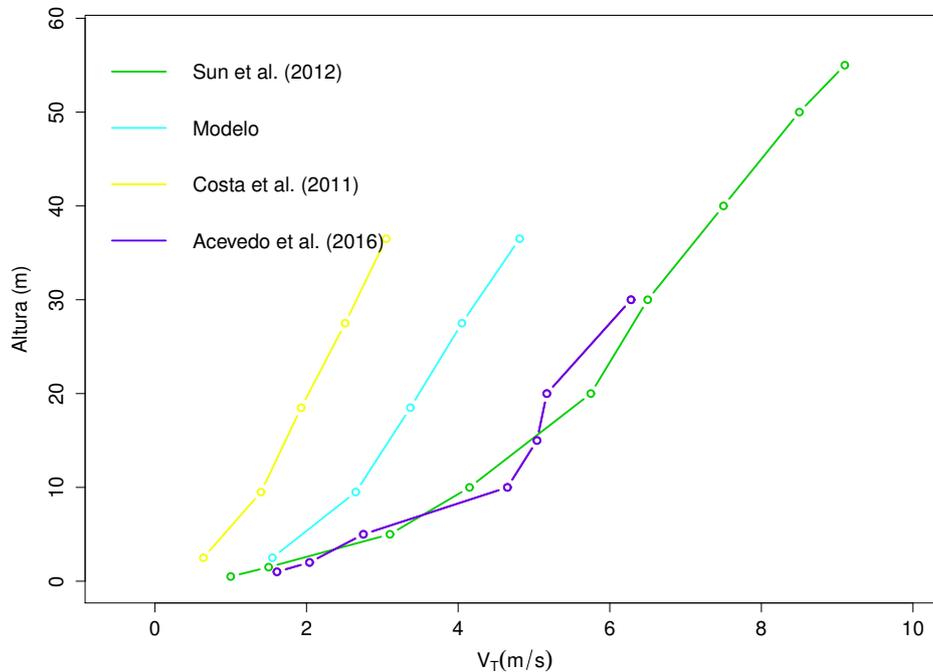
A tabela abaixo apresenta a velocidade em que ocorre a transição entre o estado desacoplado e o estado acoplado para cada um dos níveis atmosféricos.

Tabela 5.2 – Velocidade em que ocorre a transição entre os estados no presente modelo.

	Altura	Velocidade em que ocorre a transição
n=1	$h = 2,5 \text{ m}$	$V = 1,55 \text{ m/s}$
n=2	$h = 9,5 \text{ m}$	$V = 2,65 \text{ m/s}$
n=3	$h = 18,5 \text{ m}$	$V = 3,37 \text{ m/s}$
n=4	$h = 27,5 \text{ m}$	$V = 4,05 \text{ m/s}$
n=5	$h = 36,5 \text{ m}$	$V = 4,81 \text{ m/s}$

A figura 5.10 apresenta o perfil vertical da velocidade em que ocorre a transição entre os regimes para ambos modelos juntamente com os valores observados por Sun et al. (2012) para o experimento CASES e por Acevedo et al. (2016) para o experimento FLOSSII. Os perfis são aproximadamente logarítmicos, e observa-se que o perfil obtido utilizando com o modelo proposto nesse trabalho está bem mais próximo dos observados que o modelo de Costa et al. (2011). Portanto, a inclusão de equações prognósticas para o fluxo de energia na forma de calor sensível e para a variância de temperatura proporciona transições em condições de vento mais intensas que as obtidas quando essas quantidades são parametrizadas.

Figura 5.10 – Perfil vertical pda velocidade em que ocorre a transição entre os regimes para ambos os modelos juntamente com os valores observados por (Sun et al., 2012) para o experimento CASES e por Acevedo et al. (2016) para o experimento FLOSSII.



A figura (5.11) e (5.12) mostram que no estado desacoplado, em que os forçantes mecânicos são de pequena intensidade, o fluxo de energia na forma de calor sensível é pequeno quando comparado com a energia perdida pelo solo devido a radiação eletromagnética de onda longa. Nesse caso, o solo se resfria, o gradiente de temperatura cresce, e a turbulência é amortecida, sendo incapaz de sustentar o fluxo de calor turbulento necessário para compensar a perda de energia radiativa da superfície para as camadas de ar adjacentes. Esse é o mecanismo proposto por Van de Wiel et al. (2012) para o estado desacoplado. Quando o valor limite de velocidade do vento é atingido ocorre um aumento abrupto no módulo do fluxo de energia na forma de calor sensível, e logo após se mantém constante com  $V$ . Esse fluxo passa a compensar a energia perdida pelo solo devido a radiação eletromagnética de onda longa, consequentemente, o gradiente vertical de temperatura é reduzido, pois o resfriamento da superfície é transferido para a atmosfera. Porém, o gradiente de temperatura nunca é totalmente destruído (figura 5.6).

Dados experimentais mostram um máximo no perfil do fluxo de energia na forma de calor sensível em função da estabilidade. Esse máximo pode ser explicado pelo fato que o transporte turbulento de energia na forma de calor ao longo da CLE desaparece tanto na ausência como na presença de grandes gradientes de temperatura. No presente modelo a redução do fluxo para ventos intensos não ocorre porque neste caso o gradiente vertical de temperatura nunca é totalmente destruído.

Figura 5.11 – Variação vertical do fluxo de energia na forma de calor sensível  $\overline{w'\theta'}$  em função da velocidade do vento normalizado pela velocidade em que ocorre a transição entre os dois estados da CLE.

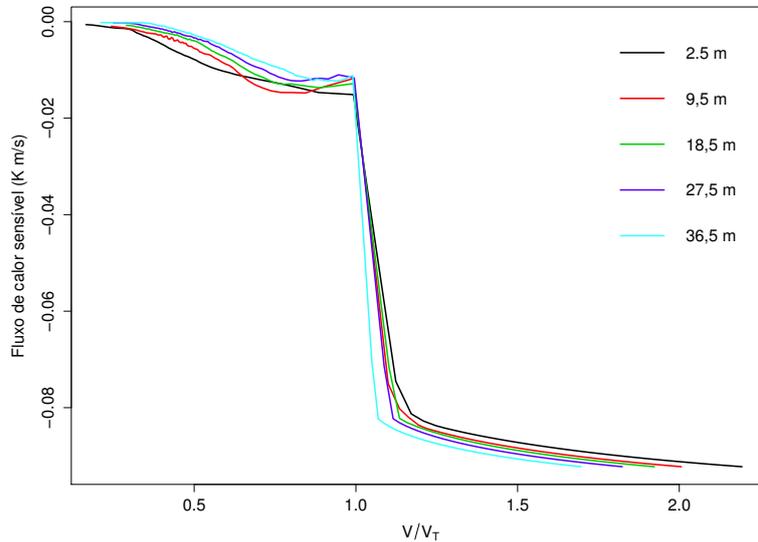
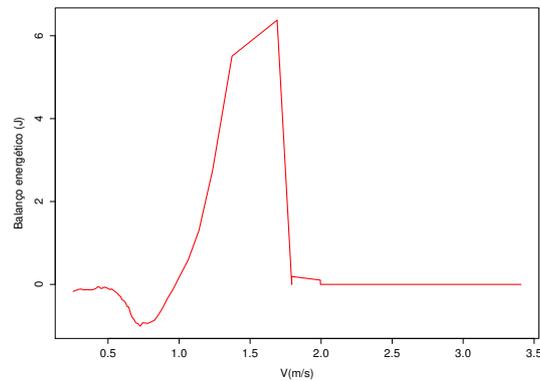
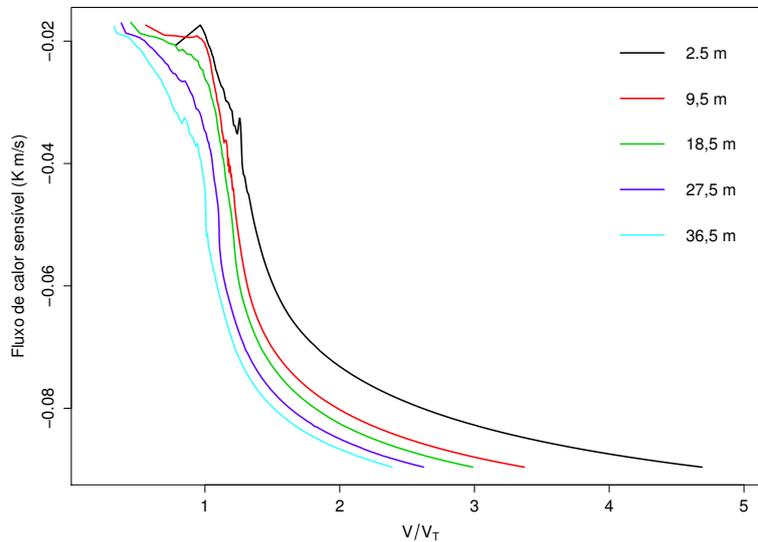


Figura 5.12 – Balanço energético na superfície do solo em função da velocidade do vento.



No modelo proposto por Costa et al. (2011), não se observa dois regimes na variação vertical do fluxo de energia na forma de calor sensível (figura 5.13). O valor absoluto do fluxo de calor sensível cresce gradativamente com o vento, que é inconsistente com as observações experimentais. Portanto, o modelo proposto por Costa et al. (2011), que utiliza a teoria K para estimar o fluxo de energia na forma de calor sensível não é capaz de reproduzir a transição abrupta que ocorre entre os estados da CLE.

Figura 5.13 – Variação vertical do fluxo de energia na forma de calor sensível  $w'\theta'$  em função da velocidade do vento normalizada pela velocidade em que ocorre a transição entre os dois estados da CLE, obtida pelo modelo proposto por Costa et al. (2011).



Para o regime desacoplado pode-se observar que  $\overline{\theta'^2}$  cresce com a velocidade do vento até um valor máximo, exatamente na transição (figura 5.14). No estado acoplado  $\overline{\theta'^2}$  decresce com o aumento do vento. A relação observada entre  $\overline{\theta'^2}$  e  $V/V_T$  é similar para todos os níveis atmosféricos.

Para valores de  $V/V_T$  da ordem de 0,5 pode-se observar um máximo local de  $\overline{\theta'^2}$ , não observado experimentalmente. Essa divergência provavelmente ocorre devido ao fato dos fluxos de momentum serem estimados através da mistura local, dada por  $u_* = \sqrt{e/4}$ , ocorrendo algo semelhante ao observado na figura 5.9.

Sun et al. (2012) também exploraram a dependência de  $\theta_*$  em função da velocidade horizontal média do vento. Através de dados observacionais Sun et al. (2012) observou dois regimes, o primeiro associado ao estado desacoplado no qual  $\theta_*$  cresce com o aumento de  $V$ , e o segundo associado ao estado acoplado quando  $\theta_*$  decresce com o aumento de  $V$ .

A figura 5.16 apresenta a variação vertical da escala de temperatura potencial  $\theta_*$  em função da velocidade do vento. Pode-se observar que a relação obtida é muito semelhante a observada por Sun et al. (2012), sendo que no regime desacoplado  $\theta_*$  cresce com a velocidade do vento até atingir um valor máximo. Para esse valor de vento ocorre a transição entre o estado desacoplado e o estado acoplado. No estado acoplado  $\theta_*$  decresce com o aumento da velocidade do vento. A relação observada entre  $\theta_*$  e  $V$  é similar para todos os níveis atmosféricos.

No estado desacoplado,  $\theta_*$  cresce com o vento, indicando um aumento nas flutuações turbulentas de temperatura, cuja fonte é o gradiente vertical de temperatura, que

Figura 5.14 – Variação vertical da variância de temperatura potencial em função da velocidade do vento normalizada pela velocidade do vento em que ocorre a transição entre o estado desacoplado e o acoplado, obtido através do presente modelo

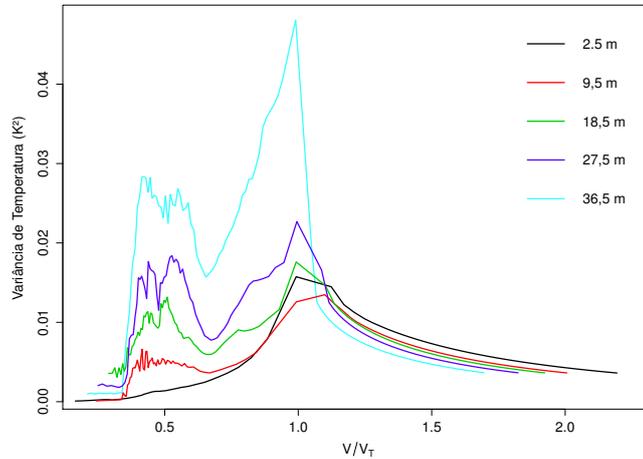
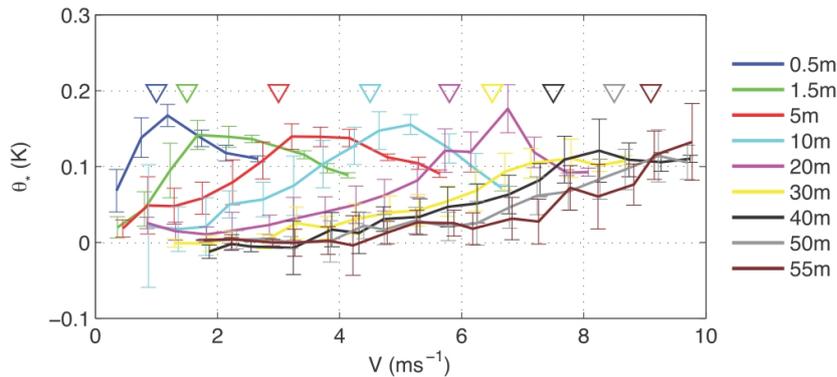


Figura 5.15 – Perfil vertical de  $\theta_*$  em função da velocidade horizontal média do vento observada por Sun et al. (2012).

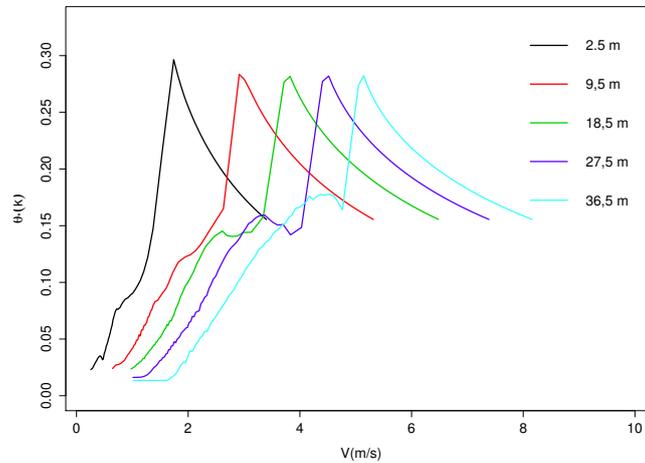


Fonte: Sun et al. (2012)

é mantido pela perda de energia radiativa da superfície, principalmente na presença de ventos fracos. No estado acoplado, a redução de  $\theta_*$  com a velocidade do vento ocorre principalmente devido ao aumento rápido que  $u_*$  experimenta conforme o vento se intensifica.

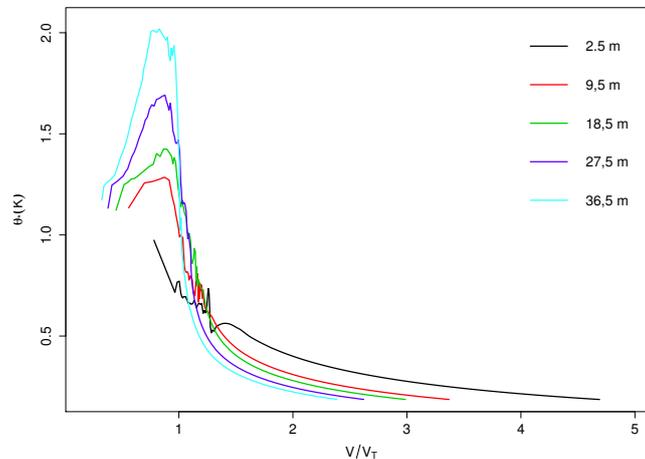
Já a figura 5.17 apresenta o perfil vertical para escala de temperatura potencial  $\theta_*$  em função da velocidade do vento normalizado pela velocidade de transição, obtido através do modelo proposto por Costa et al. (2011). Também, se pode observar dois regimes. No primeiro  $\theta_*$  cresce com o vento, enquanto que no segundo regime  $\theta_*$  decresce com o aumento do vento, após esta quantidade exceder um valor limite. A transição entre os dois estados ocorre de forma suave. Portanto, apesar de haver os dois regimes o modelo proposto por Costa et al. (2011) não é capaz de reproduzir a transição abrupta entre esses

Figura 5.16 – Perfil vertical de  $\theta_*$  em função da velocidade horizontal média do vento obtida pelo presente modelo.



regimes, como observado por Sun et al. (2012).

Figura 5.17 – Perfil vertical para escala de temperatura potencial  $\theta_*$  em função da velocidade do vento normalizada pela velocidade de transição, obtido pelo modelo proposto por Costa et al. (2011).



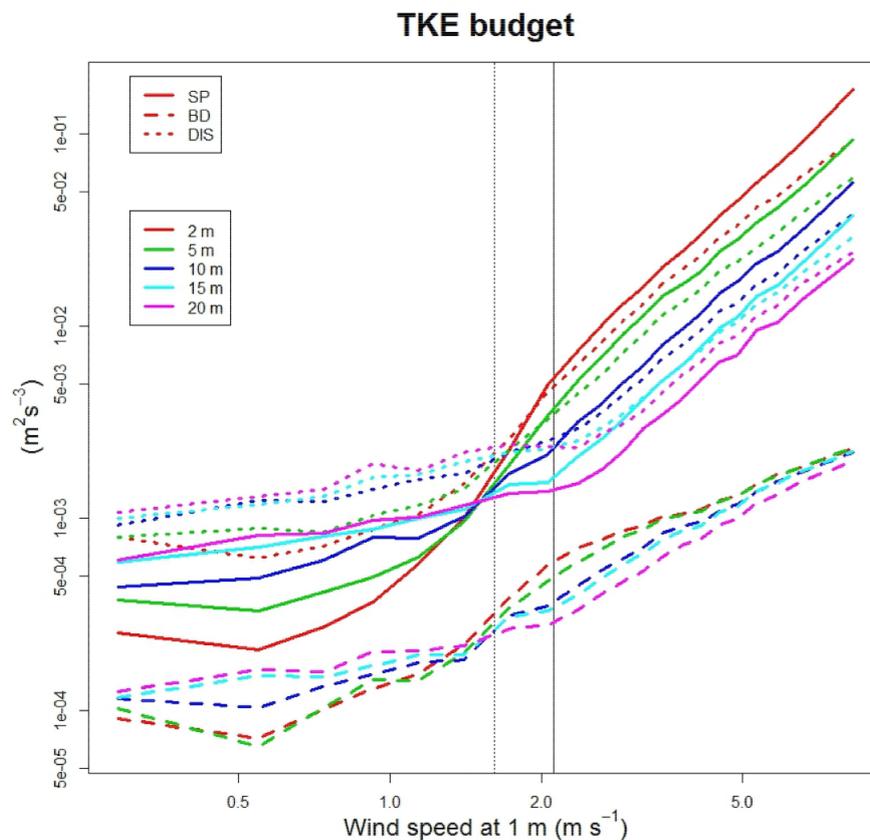
Van de Weil et al. (2012) mostrou que o fluxo de energia na forma de calor sensível exerce grande controle no colapso da turbulenta na CLE e também na transição entre os regimes. Esse fato é corroborado pelos resultados apresentados nessa seção, mostrando que a inclusão de equações prognósticas para fluxo de energia na forma de calor sensível e para variância de temperatura no modelo proposto por Costa et al. (2011) melhoram significativamente os resultados. O novo modelo é capaz de reproduzir transições abruptas entre os estados da CLE, semelhantes às observadas na natureza.

## 5.5 BALANÇO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA

Acevedo et al. (2016) analisaram os perfis verticais dos termos relevantes do balanço de ECT em função da velocidade do vento com o objetivo de identificar os processos que contribuem para a turbulência em cada um dos estados da CLE. Nesse trabalho o transporte horizontal, seja ele pelo vento médio ou por turbulência não são considerados, uma vez que a análise respeita características médias durante um longo tempo, quando as contribuições positivas e negativas de tais processos de transporte tendem a zero.

Acevedo et al. (2016) mostraram que, no estado acoplado, o termo de produção mecânica devido ao cisalhamento do vento é o dominante de produção de turbulência, enquanto a dissipação é o mecanismo mais importante na destruição da turbulência. Ao mesmo tempo, o termo de destruição térmica tem papel secundário na destruição de turbulência, sendo aproximadamente uma ordem de magnitude menor do que o termo de dissipação. Já o transporte de ECT na vertical atua como sumidouro de ECT em 2 e 5 m, e como fonte nos demais níveis atmosféricos, indicando a transferência de ECT dos níveis inferiores para cima.

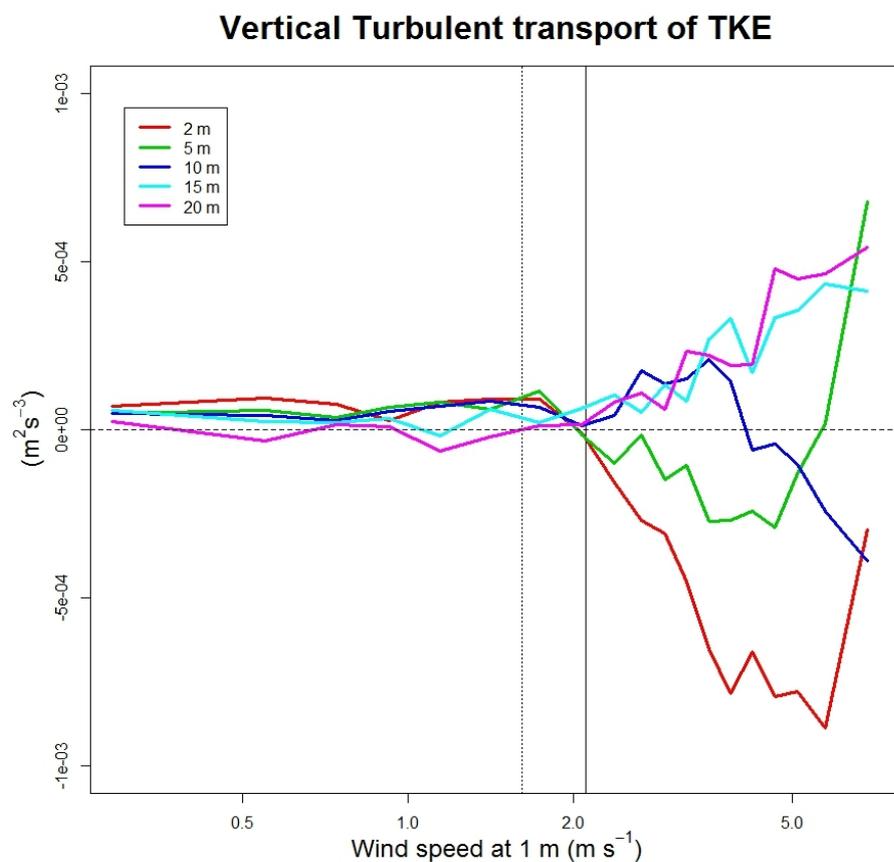
Figura 5.18 – Balanço de ECT em função da velocidade do vento.



Fonte: Acevedo et al.(2016)

Para o estado desacoplado Acevedo et al. (2016) mostraram que o termo de dissipação atinge valores absolutos em média duas a três vezes maiores que o termo de produção mecânico devido ao cisalhamento e, e em geral, uma ordem de magnitude maior do que o termo de destruição térmica, que tem papel secundário na destruição de turbulência. O termo de transporte de ECT ao longo da vertical transporta ECT de níveis superiores para os inferiores, atuando como um termo fonte de turbulência em todos os níveis atmosféricos, e indicando que neste caso boa parte da atividade turbulenta se origina de níveis superiores da CLE.

Figura 5.19 – Termo de transporte de ECT em função da velocidade do vento.

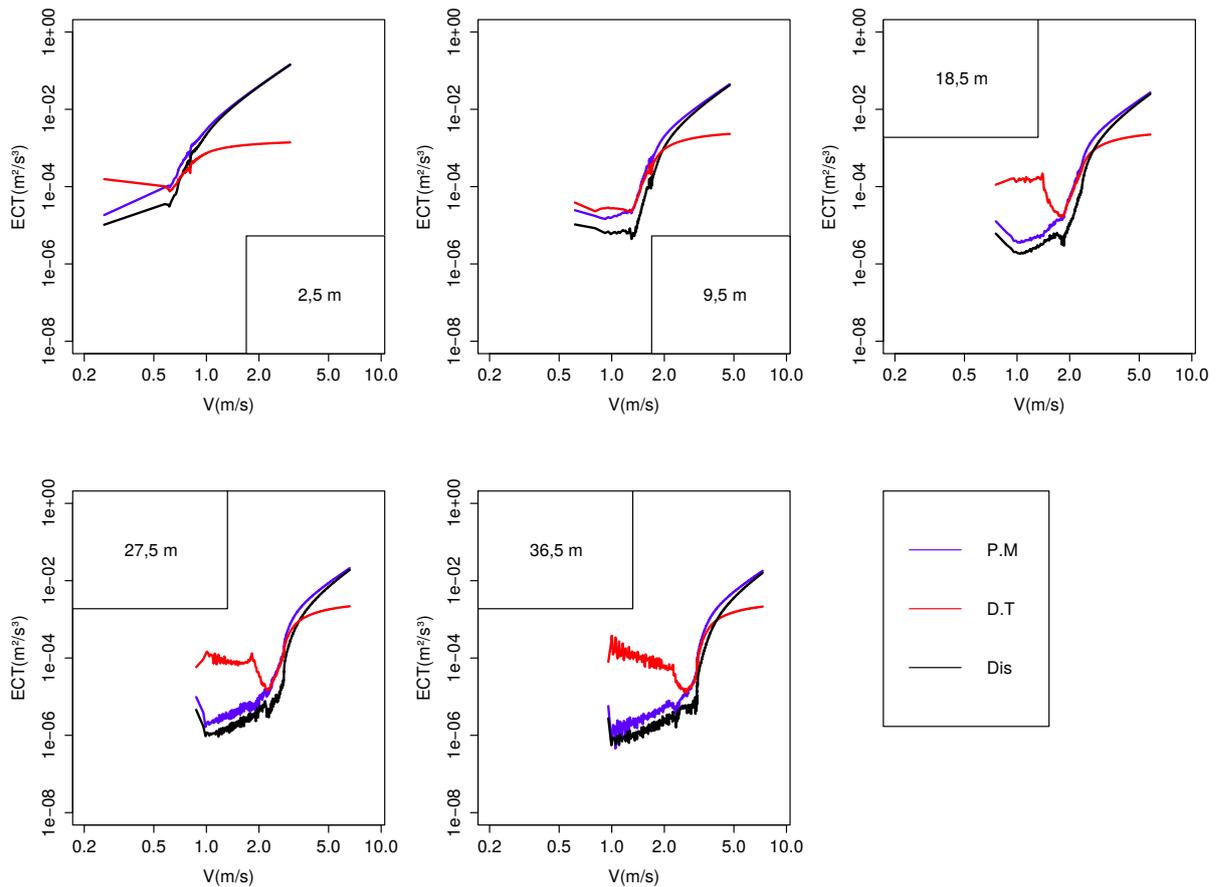


Fonte: Acevedo et al.(2016)

No modelo proposto por Costa et al. (2011), no estado acoplado, o termo de produção devido ao cisalhamento é o termo fonte de turbulência dominante, enquanto a dissipação é o mecanismo mais importante para destruição de turbulência. Nesse estado tanto a produção quanto a dissipação possuem a mesma ordem de grandeza. O termo de destruição térmica é uma ordem de magnitude menor que os demais termos, em qualquer nível atmosférico. No estado desacoplado o termo de produção devido ao cisalhamento é o termo fonte de turbulência dominante, enquanto a destruição térmica é o mecanismo mais importante para destruição de turbulência, o que está em desacordo com as observações

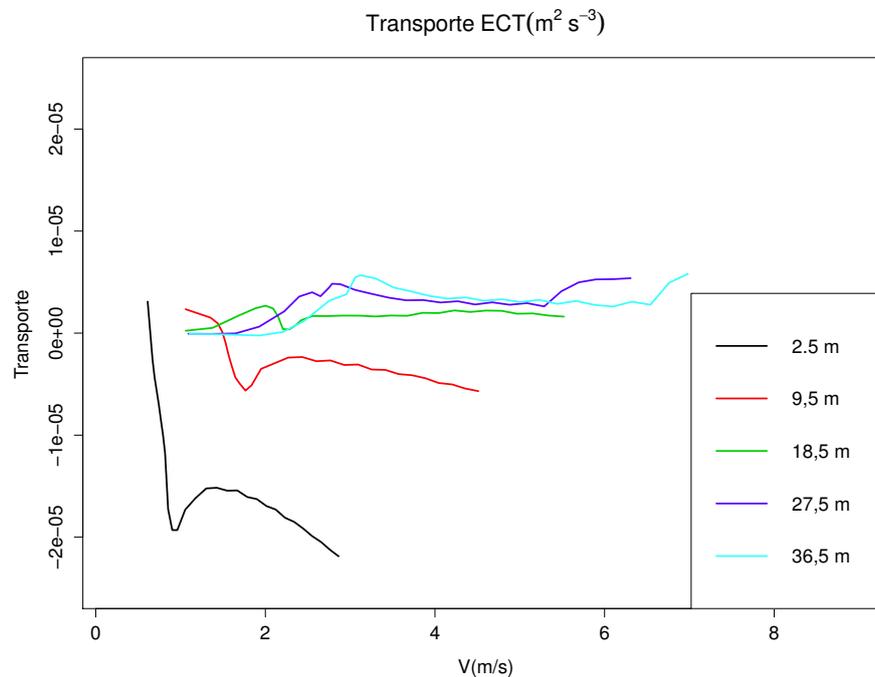
realizadas por Acevedo et al. (2016), sendo em torno de uma ordem de magnitude maior que os demais termos, como a dissipação.

Figura 5.20 – Apresenta o perfil vertical dos termos associados a produção devido ao cisalhamento (linha azul), destruição térmica (linha vermelha) e dissipação (linha preta), obtido através do modelo proposto por Costa et al. (2011).



O termo de transporte turbulento (figura 5.21) atua como um sumidouro de turbulência para níveis atmosféricos fixos em 2,5 m e 9,5 m, enquanto nos demais níveis atmosféricos esse termo atua como fonte de turbulência, mostrando que o transporte de ECT se dá dos níveis mais baixos para os mais altos.

Figura 5.21 – A figura apresenta o perfil vertical do termo associado ao transporte turbulento de ECT em função da velocidade do vento em cada um dos níveis atmosféricos obtidos através do modelo proposto por Costa et al. (2011).



No presente modelo (figura 5.22), no estado acoplado, o termo de produção devido ao cisalhamento é o termo fonte dominante de produção, enquanto a dissipação é o mecanismo mais importante para a destruição de turbulência. Nesse estado, tanto o termo de produção mecânica quanto o termo de dissipação possuem a mesma ordem de grandeza. Pode-se observar que o termo de destruição térmica é duas ordens de magnitude menor que os demais termos no primeiro nível atmosférico. Nos demais níveis essa diferença é reduzida gradativamente. No estado desacoplado, o termo de produção devido ao cisalhamento continua sendo a principal fonte de turbulência para todos os níveis atmosféricos. O termo de dissipação é o mecanismo mais importante para a destruição de turbulência nos dois primeiros níveis atmosféricos, enquanto no restante dos níveis atmosféricos a destruição térmica é o principal mecanismo. Este balanço é mais próximo ao observado por Acevedo et al. (2016) que o obtido por Costa et al. (2011). A principal diferença é o papel dominante da dissipação como mecanismo de destruição de turbulência no estado desacoplado.

O termo de transporte turbulento atua (figura 5.23), em média, como sumidouro de turbulência para níveis atmosféricos fixos em 2,5 m e 9,5 m tanto no estado acoplado como no desacoplado. Como pode ser visto na figura 5.24 no momento em que ocorre a transição entre os estados o termo de transporte de ECT atinge seu valor máximo, logo após se aproximando de zero.

Figura 5.22 – A figura apresenta o perfil vertical dos termos associados a produção devido ao cisalhamento (linha azul), destruição térmica (linha vermelha) e de dissipação (linha preta), obtido através do presente modelo.

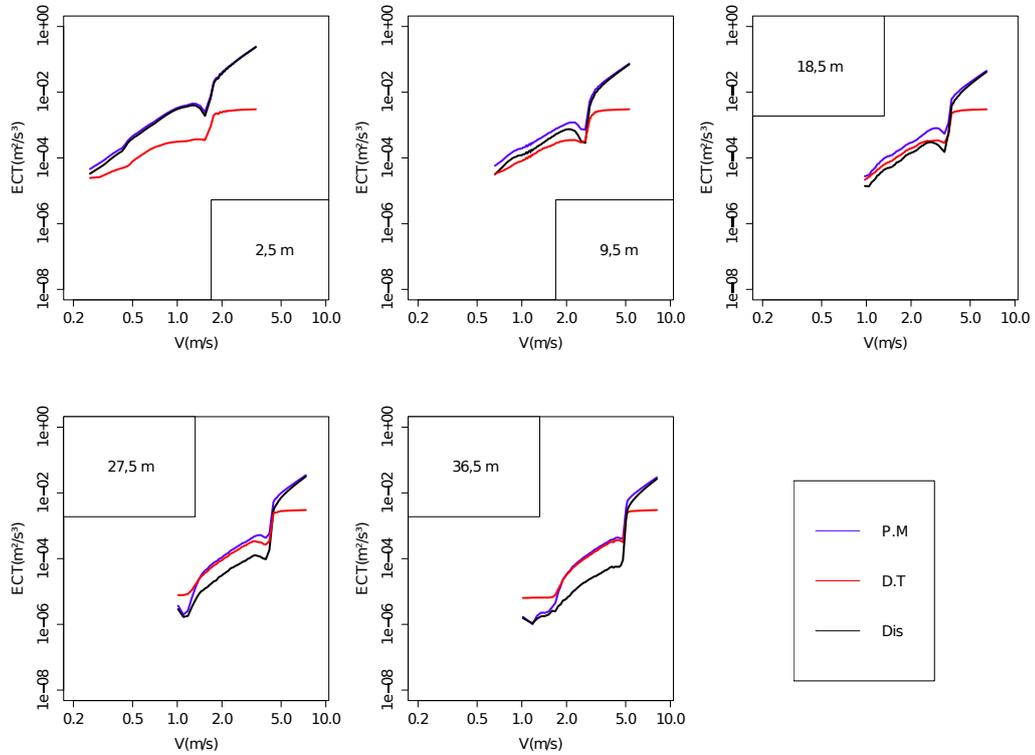


Figura 5.23 – Perfil vertical do termo associado ao transporte turbulento de ECT em função da velocidade do vento em cada um dos níveis atmosféricos obtidos através do modelo proposto nesse trabalho.

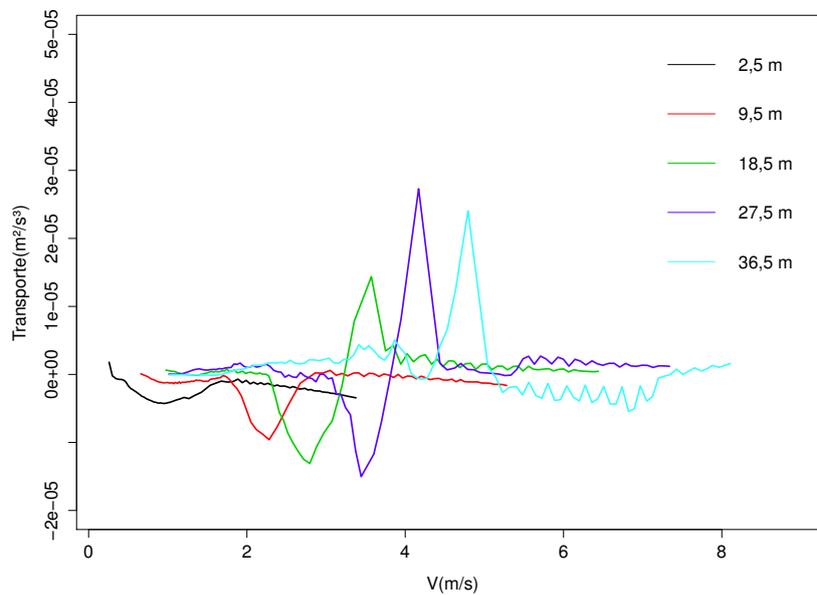
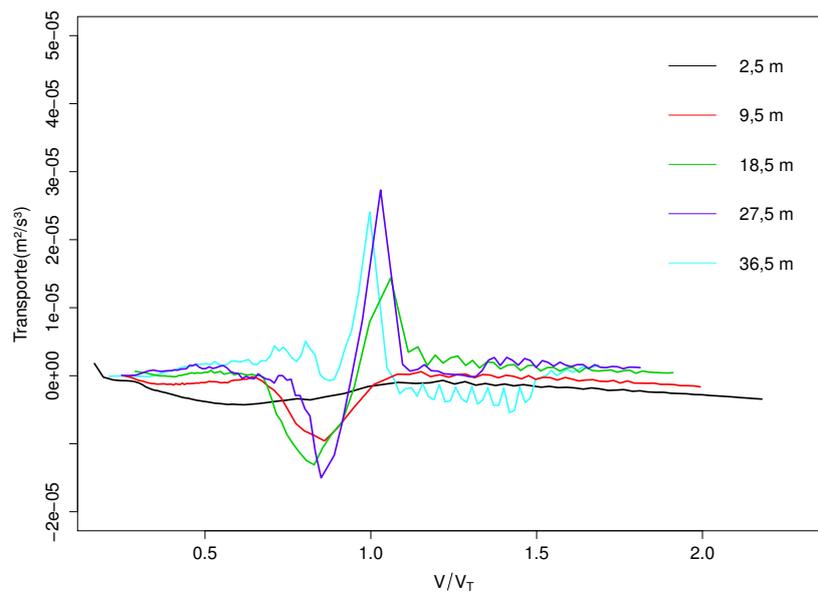


Figura 5.24 – A figura apresenta o perfil vertical do termo associado ao termo de transporte turbulento de ECT em função da velocidade do vento normalizado pela velocidade do vento em que ocorre transição entre o estado acoplado e o estado desacoplado.



## 6 CONCLUSÃO

A inclusão de equações prognósticas para o fluxo de energia na forma de calor sensível e para a variância de temperatura melhoram os resultados do modelo. Este passa a ser capaz de reproduzir dois regimes, de forma semelhante à observada por Sun et al. (2012), com transição abrupta entre eles. Em relação a um modelo sem essas duas equações prognósticas (Costa et al., 2011), duas melhorias foram obtidas. Os valores de vento em que a transição ocorre passaram a ser mais próximos dos observados e as características do regime muito estável também se aproximaram mais do que é observado no campo, em particular a ocorrência de turbulência de fraca magnitude. Outra mudança importante diz respeito ao balanço de ECT, que no presente modelo, se aproxima mais do observado por Acevedo et al. (2016) em relação ao que foi obtido por Costa et al. (2011). No modelo aqui introduzido, a dissipação exerce um papel dominante como mecanismo de destruição de turbulência no estado desacoplado, papel esse que era ocupado pela destruição térmica no modelo proposto por Costa et al. (2011).

Portanto, a principal conclusão desse trabalho é que a simulação numérica através de modelos simplificados indica que o fluxo de energia na forma de calor sensível tem, de fato, um papel importante no colapso da turbulência na CLE e também na transição entre os regimes. Os resultados apresentados nesse trabalho, portanto sustentam a hipótese apresentada por Van de Weil et al. (2012), de que o regime muito estável ocorre quando a turbulência não for suficiente para proporcionar um fluxo turbulento de energia na forma de calor sensível que atenda à demanda de perda de energia devido ao déficit radiativo de onda longa. É interessante destacar que este controle indica que o termo de empuxo na equação da ECT determina a transição entre regimes, apesar de não ser o mecanismo dominante de destruição de turbulência. Este resultado foi observado também por Acevedo et al. (2016).

Embora, na média, muitas características observadas da CLE sejam descritas pelo modelo, ainda há aspectos que precisam ser aprimorados. Os principais são:

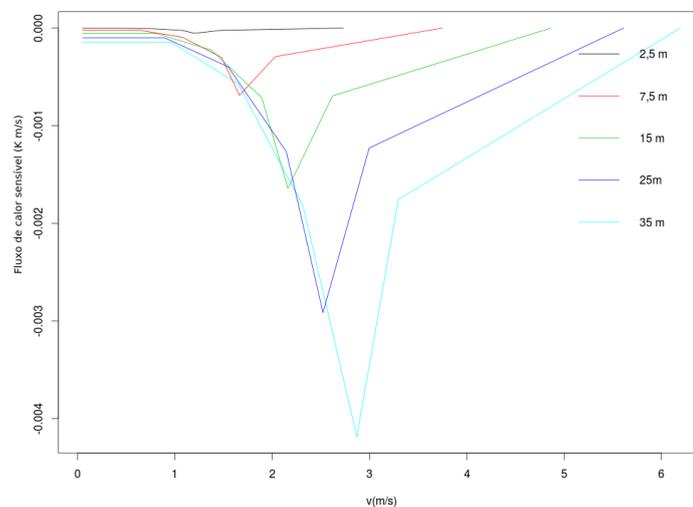
- 1-  $V_{TKE}$  excessivo com ventos fracos, como pode ser visto na figura (4.8).
- 2- Manutenção da estratificação térmica em condições de vento intenso, sem a correspondente redução da magnitude do fluxo de energia na forma de calor sensível.

Uma possível estratégia para resolver a primeira deficiência é a inclusão de equações prognósticas para os fluxos de momentum. No presente trabalho, estes são estimados apenas através da mistura local, determinada pela ECT através da expressão  $u_* = \sqrt{\bar{e}/4}$ . Observações mostram que essa relação não é constante, sendo que nos casos muito estáveis (vento fraco), a razão aumenta (Pahlow et al., 2001; Quan and Hu 2009; Acevedo et al., 2014). Portanto, o uso de uma relação constante no presente trabalho produz uma superestimativa da velocidade de fricção e, conseqüentemente, dos fluxos

de momento, produzindo ainda valores excessivos de  $V_{TKE}$  em condições de vento fraco. Do ponto de vista físico, a utilização de equações prognósticas para esse fluxos aumenta o realismo do modelo, e o seu número de graus de liberdade, pois permitirá que a velocidade de fricção evolua de maneira relativamente independente da ECT.

Testes iniciais indicam que a segunda deficiência indicada acima esteja associada a uma representação imprecisa do acoplamento entre a evolução das propriedades do solo e as do ar imediatamente adjacente a este. Assim, o solo sempre se mantém relativamente frio, enquanto que no mundo real, este atinge um equilíbrio com o ar em contato com ele quando o vento é suficientemente intenso. Para testar essa hipótese simulações iniciais já foram feitas utilizando um modelo idealizado de uma camada estratificada desacoplada da superfície do solo (Maroneze et al., 2016). Este esquema, bastante simplificado, se mostrou capaz de resolver a destruição do gradiente térmico em condições de vento intenso, com a conseqüente redução da magnitude do fluxo de energia na forma de calor sensível  $\overline{w'\theta'}$  (figura 6.1). Esse resultados é qualitativamente semelhante ao que é observado experimentalmente, porém os valores simulados de fluxo ainda são muito pequenos.

Figura 6.1 – Fluxo de energia na forma de calor sensível em função da velocidade do vento obtido através de um modelo idealizado que desconsidera a superfície do solo, simulando a evolução temporal de uma camada estratificada na ausência do solo.



A continuação do presente trabalho envolve, inicialmente, a implementação e teste das alterações acima indicadas. A partir daí, os resultados aqui apresentados podem ser utilizados para outros estudos, tanto no nível teórico como aplicado. Do ponto de vista teórico, uma questão ainda não investigada diz respeito à interação entre modos não turbulentos do escoamento com a turbulência. O trabalho de Acevedo et al. (2016) indica que os modos não turbulentos são dominantes no caso muito estável, de forma que  $V_{TKE}$  aumenta com a altura, produzindo transferência de turbulência de cima para baixo neste regime. Este aspecto não foi resolvido no presente modelo, onde apenas as

flutuações turbulentas são resolvidas. É possível, entretanto, impor flutuações simples nas variáveis médias, com amplitude e frequência variável, que caracterizem qualitativamente o papel das flutuações não turbulentas. A partir daqui, o modelo aqui proposto pode ser utilizado com o propósito de compreender como estas flutuações são afetadas e afetam o campo turbulento. Já em termos aplicados, o sistema de equações aqui proposto pode ser introduzido em modelos numéricos de previsão do tempo em mesoescala. Ele possui a vantagem de reproduzir adequadamente a transição entre regimes e permitir a ocorrência de turbulência intermitente.

## ANEXO A – ECT

Navier-Stokes

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3} \left[ g - \left( \frac{\theta'}{\bar{\theta}} \right) g \right] + f \varepsilon_{ij3} u_j - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \gamma \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (\text{A.1})$$

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad p = \bar{p} + p'$$

$$\frac{\partial (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial t} + (\bar{u}_j + u'_j) \frac{\partial (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} = -\delta_{i3} \left[ g - \left( \frac{\theta'}{\bar{\theta}} \right) g \right] + f \varepsilon_{ij3} (\bar{u}_j + u'_j) -$$

$$\left( \frac{1}{\bar{\rho}} \right) \frac{\partial (\bar{p} + p')}{\partial x_i} + \gamma \frac{\partial^2 (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j^2} \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial u'_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \bar{u}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3} \left[ g - \left( \frac{\theta'}{\bar{\theta}} \right) g \right] + f \varepsilon_{ij3} \bar{u}_j + f \varepsilon_{ij3} u'_j +$$

$$\gamma \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2} + \gamma \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x_i} \quad (\text{A.3})$$

Tomando a média de Reynolds

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} = \delta_{i3} g + f \varepsilon_{ij3} \bar{u}_j - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \gamma \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \quad (\text{A.4})$$

Pela equação da continuidade  $\frac{\partial u'_j}{\partial x_j} = 0$ , portanto  $u'_i \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} = 0$ , então  $\overline{u'_i \frac{\partial u'_j}{\partial x_j}} = 0$ , Somando na equação acima temos que,

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u'_i \frac{\partial u'_j}{\partial x_j}} + u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \delta_{i3} g + f \varepsilon_{ij3} \bar{u}_j - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \gamma \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j u'_i}}{\partial x_j} = \delta_{i3} g + f \varepsilon_{ij3} \bar{u}_j - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \gamma \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \quad (\text{A.6})$$

Subtraindo A.6 de A.5 temos que

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = \delta_{i3} \left( \frac{\theta'}{\bar{\theta}} \right) g + f \varepsilon_{ij3} u'_j - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \gamma \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2} \quad (\text{A.7})$$

Multiplicando por  $2u'_i$ , temos que

$$2u'_i \frac{\partial u'_i}{\partial t} + 2u'_i \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_j} + 2u'_i u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + 2u'_i u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} - 2u'_i \frac{\partial \bar{u}'_i u'_j}{\partial x_j} = 2u'_i \delta_{i3} \left( \frac{\theta'}{\bar{\theta}} \right) g + 2u'_i f \varepsilon_{ij3} u'_j -$$

$$2u'_i \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + 2u'_i \gamma \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2} \quad (\text{A.8})$$

Sabemos que  $2u'_i \frac{\partial u'_i}{\partial t} = \frac{\partial u_i'^2}{\partial t}$

Então

$$\frac{\partial u_i'^2}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}'_i^2}{\partial x_j} + 2u'_i u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial u_i'^2}{\partial x_j} - 2u'_i \frac{\partial \bar{u}'_i u'_j}{\partial x_j} = 2u'_i \delta_{i3} \left( \frac{\theta'}{\bar{\theta}} \right) g + 2u'_i f \varepsilon_{ij3} u'_j - 2u'_i \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + 2u'_i \gamma \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2}$$

(A.9)

Tomando a média de Reynolds e considerando  $\bar{u}'_i = 0$ , temos que

$$\frac{\partial \bar{u}'_i^2}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}'_i^2}{\partial x_j} + \overline{2u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u'_j \frac{u_i'^2}{\partial x_j}} = 2\delta_{i3} \frac{\bar{u}'_i \theta'}{\bar{\theta}} g + 2f \varepsilon_{ij3} \overline{u'_j u'_i} + 2\gamma \overline{u'_i \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2}} - \frac{2}{\bar{\rho}} \overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_i}} \quad (\text{A.10})$$

Sabemos que  $\overline{u_i'^2 \frac{\partial u'_j}{\partial x_j}} = 0$ , então podemos somar na equação acima

$$\frac{\partial \bar{u}'_i^2}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}'_i^2}{\partial x_j} + \overline{2u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u'_j \frac{u_i'^2}{\partial x_j}} + \overline{u_i'^2 \frac{\partial u'_j}{\partial x_j}} = 2\delta_{i3} \frac{\bar{u}'_i \theta'}{\bar{\theta}} g + 2f \varepsilon_{ij3} \overline{u'_j u'_i} + 2\gamma \overline{u'_i \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2}} - \frac{2}{\bar{\rho}} \overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_i}} \quad (\text{A.11})$$

Sendo que  $\overline{u'_j \frac{u_i'^2}{\partial x_j}} + \overline{u_i'^2 \frac{\partial u'_j}{\partial x_j}} = \frac{\partial (\overline{u'_j u_i'^2})}{\partial x_j}$ , obtemos:

$$\frac{\partial \bar{u}'_i^2}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}'_i^2}{\partial x_j} + \overline{2u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial (\overline{u'_j u_i'^2})}{\partial x_j} = 2\delta_{i3} \frac{\bar{u}'_i \theta'}{\bar{\theta}} g + 2f \varepsilon_{ij3} \overline{u'_j u'_i} - \frac{2}{\bar{\rho}} \overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + 2\gamma \overline{u'_i \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2}}$$

(A.12)

Analisaremos separadamente os 3 últimos termos da equação acima

$$2f\varepsilon_{ij3}\overline{u'_j u'_i} = 2f\overline{u'_1 u'_2} - 2f\overline{u'_2 u'_1} = 2f\overline{u'_1 u'_2} - 2f\overline{u'_1 u'_2} = 0 \quad (\text{A.13})$$

Para o próximo termo

$$-\frac{2}{\bar{\rho}}\overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_i}} = -\frac{2}{\bar{\rho}}\overline{\frac{\partial u'_i p'}{\partial x_i}} + 2\frac{\overline{p'}}{\bar{\rho}}\overline{\left[\frac{\partial u'_i}{\partial x_i}\right]} \quad (\text{A.14})$$

Sabemos que  $\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0$ , então

$$-\frac{2}{\bar{\rho}}\overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_i}} = -\frac{2}{\bar{\rho}}\overline{\frac{\partial u'_i p'}{\partial x_i}} \quad (\text{A.15})$$

Para o último termo,

$$\frac{\partial^2 \overline{(u'_i)}}{\partial x_j^2} = 2\overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j}\right)^2} + \overline{u'_i \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2}} \quad (\text{A.16})$$

então,

$$2\gamma\overline{u'_i \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2}} = \frac{\partial^2 \overline{(u'_i)}}{\partial x_j^2} - 2\gamma\overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j}\right)^2} \quad (\text{A.17})$$

primeiro termo representa a difusão molecular da variância de velocidade que é da ordem de  $10^{-11}$  e  $10^{-7}$ , que pode ser negligenciado em relação ao segundo termo,

$$2\gamma\overline{u'_i \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2}} \approx -2\gamma\overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j}\right)^2} \quad (\text{A.18})$$

A dissipação viscosa é definido como

$$\varepsilon = \gamma\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x_j}\right)^2} \quad (\text{A.19})$$

Portanto,

$$\frac{\partial \overline{u'_i{}^2}}{\partial t} = -\overline{u'_j \frac{\partial u'_i{}^2}{\partial x_j}} + 2\delta_{i3}\frac{\overline{(u'_i \theta')}}{\bar{\theta}} - 2\overline{u'_i u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} - \frac{\partial \overline{(u'_j u'_i{}^2)}}{\partial x_j} - \frac{2}{\bar{\rho}}\frac{\partial \overline{(u'_i p')}}{\partial x_i} - 2\varepsilon \quad (\text{A.20})$$

A energia cinética turbulenta é definida como:

$$\bar{e} = \frac{1}{2}\left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}\right) \quad (\text{A.21})$$

então,

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}'^2}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}'^2}{\partial t} + \frac{\partial \bar{w}'^2}{\partial t} \right) \quad (\text{A.22})$$

Sabemos que  $i=1,2,3$  correspondem respectivamente a  $u,v,w$ , então

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -\bar{u}_j \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} + \delta_{i3} \frac{g}{\theta} \bar{u}'_i \theta' - \bar{u}'_i \bar{u}'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}'_j e}{\partial x_j} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{u}'_i p'}{\partial x_i} - \varepsilon_{TKE} \quad (\text{A.23})$$

Considerando homogeneidade horizontal temos que

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -\bar{u}' w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \bar{v}' w' \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{g}{\theta} \bar{w}' \theta' - \frac{\partial \bar{e} w'}{\partial z} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{w}' p'}{\partial z} - \varepsilon_{TKE} \quad (\text{A.24})$$

## ANEXO B – FLUXO DE CALOR SENSÍVEL

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial t} = \overline{\theta' \frac{\partial w'}{\partial t}} + \overline{w' \frac{\partial \theta'}{\partial t}} \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial t} = \overline{\theta' \frac{\partial w'}{\partial t}} + \overline{w' \frac{\partial \theta'}{\partial t}} \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = \frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - v \frac{\partial \theta}{\partial y} - w' \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -(\bar{u} + u') \frac{\partial (\bar{\theta} + \theta')}{\partial x} - (\bar{v} + v') \frac{\partial (\bar{\theta} + \theta')}{\partial y} - w' \frac{\partial (\bar{\theta} + \theta')}{\partial z} \quad (\text{B.5})$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - v' \frac{\partial \theta'}{\partial x} - w' \frac{\partial \theta'}{\partial z} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (\text{B.6})$$

Podemos adicionar  $-\theta' \frac{\partial u'}{\partial x} - \theta' \frac{\partial v'}{\partial y} - \theta' \frac{\partial w'}{\partial z} = 0$  a equação acima sem alterá-la

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - v' \frac{\partial \theta'}{\partial x} - w' \frac{\partial \theta'}{\partial z} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \theta' \frac{\partial u'}{\partial x} - \theta' \frac{\partial v'}{\partial y} - \theta' \frac{\partial w'}{\partial z} \quad (\text{B.7})$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial u'\theta'}{\partial x} - \frac{\partial v'\theta'}{\partial y} - \frac{\partial w'\theta'}{\partial z} \quad (\text{B.8})$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - \frac{\partial \bar{u}'\bar{\theta}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{v}'\bar{\theta}}{\partial y} - \frac{\partial \bar{w}'\bar{\theta}}{\partial z} \quad (\text{B.9})$$

Então fazendo,

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = \frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} \quad (\text{B.10})$$

Temos,

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{u}' \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v}' \frac{\partial \theta'}{\partial x} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial u' \theta'}{\partial x} - \frac{\partial v' \theta'}{\partial y} - \frac{\partial w' \theta'}{\partial z} - \left( -\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v}' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - \frac{\partial \bar{u}' \theta'}{\partial x} - \frac{\partial \bar{v}' \theta'}{\partial y} - \frac{\partial \bar{w}' \theta'}{\partial z} \right) \quad (\text{B.11})$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v}' \frac{\partial \theta'}{\partial x} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial u' \theta'}{\partial x} - \frac{\partial v' \theta'}{\partial y} - \frac{\partial w' \theta'}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}' \theta'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}' \theta'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}' \theta'}{\partial z} \quad (\text{B.12})$$

Sabemos também que

$$\frac{\partial w'}{\partial t} = \frac{\theta'}{\bar{\theta}} g - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} \quad (\text{B.13})$$

Então,

$$\theta' \frac{\partial w'}{\partial t} = \frac{\theta'^2}{\bar{\theta}} g - \frac{\theta'}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z}$$

(B.14)

tomando a média de Reynolds temos que:

$$\overline{\theta' \frac{\partial w'}{\partial t}} = \frac{\overline{\theta'^2}}{\bar{\theta}} g - \frac{\overline{\theta'}}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} \quad (\text{B.15})$$

e

$$w' \frac{\partial \theta'}{\partial t} = w' \left( -\bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v}' \frac{\partial \theta'}{\partial z} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial u' \theta'}{\partial x} - \frac{\partial v' \theta'}{\partial y} - \frac{\partial w' \theta'}{\partial z} \right) + \left( \frac{\partial \bar{u}' \theta'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}' \theta'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}' \theta'}{\partial z} \right) \quad (\text{B.16})$$

Podemos subtrair  $w' \theta' \left( \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) = 0$  na equação acima e tomando a média de Reynolds obtmos

$$\overline{w' \frac{\partial \theta'}{\partial t}} = -\overline{\bar{u} w' \frac{\partial \theta'}{\partial x}} - \overline{u' w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}} - \overline{\bar{v}' w' \frac{\partial \theta'}{\partial y}} - \overline{v' w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y}} - \overline{w'^2 \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} - \overline{w' \frac{\partial u' \theta'}{\partial x}} - \overline{w' \frac{\partial v' \theta'}{\partial y}} - \overline{w' \frac{\partial w' \theta'}{\partial z}}$$

$$-\left(\overline{w'\theta' \left(\frac{\partial w'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z}\right)}\right) \quad (\text{B.17})$$

Considerando a turbulencia horizontalmente homogênia, temos que

$$\overline{w' \frac{\partial \theta'}{\partial t}} = -\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \overline{w'\theta'} \frac{\partial w'}{\partial z} - \overline{w' \frac{\partial w'\theta'}{\partial z}} = -\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'w'\theta'}}{\partial z} \quad (\text{B.18})$$

Então,

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial t} = \overline{\theta' \frac{\partial w'}{\partial t}} + \overline{w' \frac{\partial \theta'}{\partial t}} = -\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'w'\theta'}}{\partial z} + \frac{\bar{\theta}^2}{\bar{\theta}} g - \frac{\bar{\theta}'}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} \quad (\text{B.19})$$

Portanto,

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial t} = -\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{\bar{\theta}^2}{\bar{\theta}} g - \frac{\partial \overline{w'w'\theta'}}{\partial z} - \frac{\bar{\theta}'}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} \quad (\text{B.20})$$

## ANEXO C – VAR THETA

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial u' \theta'}{\partial x} - \frac{\partial v' \theta'}{\partial y} - \frac{\partial w' \theta'}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u} \bar{\theta}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v} \bar{\theta}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w} \bar{\theta}}{\partial z} \quad (\text{C.1})$$

e que

$$\frac{\partial \theta'^2}{\partial t} = 2\theta' \frac{\partial \theta'}{\partial t} \quad (\text{C.2})$$

$$\frac{\partial \theta'^2}{\partial t} = 2\theta' \left( -\bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial u' \theta'}{\partial x} - \frac{\partial v' \theta'}{\partial y} - \frac{\partial w' \theta'}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u} \bar{\theta}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v} \bar{\theta}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w} \bar{\theta}}{\partial z} \right) \quad (\text{C.3})$$

Podemos subtrair  $\theta'^2 \left( \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) = 0$  da equação acima sem altera-lá

$$\frac{\partial \theta'^2}{\partial t} = 2\theta' \left( -\bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial u' \theta'}{\partial x} - \frac{\partial v' \theta'}{\partial y} - \frac{\partial w' \theta'}{\partial z} - \theta'^2 \left( \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) \right) \quad (\text{C.4})$$

tomando a média de Reynolds e considerando a turbulência horizontalmente homogea

$$\frac{\partial \bar{\theta}'^2}{\partial t} = -2\overline{w' \theta'} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w' \theta'^2}}{\partial z} \quad (\text{C.5})$$

considerando os termos de dissipação, temos que

$$\frac{\partial \bar{\theta}'^2}{\partial t} = -2\overline{w' \theta'} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w' \theta'^2}}{\partial z} - \varepsilon_{\theta'^2} \quad (\text{C.6})$$

## ANEXO D – TERMO DE PRODUÇÃO MECÂNICA

Sabe-se que:

$$-(\overline{u'w'}) = u_*^2 \cos(\psi) \quad (\text{D.1})$$

e

$$-(\overline{v'u'}) = u_*^2 \sin(\psi) \quad (\text{D.2})$$

Então,

$$-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'u'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = u_*^2 \left[ \cos \psi \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \sin \psi \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right] \quad (\text{D.3})$$

Lembrando que  $\bar{u} = \cos \psi \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}$  e  $\bar{v} = \sin \psi \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}$ , temos que:

$$u_*^2 \left[ \cos \psi \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \sin \psi \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right] = u_*^2 \left[ \cos \psi \frac{\partial (\cos \psi \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2})}{\partial z} + \sin \psi \frac{\partial (\sin \psi \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2})}{\partial z} \right] \quad (\text{D.4})$$

Abrindo as derivadas, obtemos:

$$\frac{\partial (\cos \psi \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2})}{\partial z} = \cos \psi \frac{\partial (\sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2})}{\partial z} - \sin \psi \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (\text{D.5})$$

e

$$\frac{\partial (\sin \psi \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2})}{\partial z} = \sin \psi \frac{\partial (\sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2})}{\partial z} + \cos \psi \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (\text{D.6})$$

Substituindo (B.5) e (B.6) em (B.4), obtem-se:

$$u_*^2 \left[ \cos \psi \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \sin \psi \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right] = u_*^2 \left[ \cos^2 \psi \frac{\partial (\sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2})}{\partial z} + \sin^2 \psi \frac{\partial (\sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2})}{\partial z} \right] \quad (\text{D.7})$$

Portanto,

$$-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'u'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = u_*^2 \frac{\partial (\sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2})}{\partial z} = u_*^2 S_S \quad (\text{D.8})$$

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ACEVEDO, O. C. et al. The influence of submeso processes on stable boundary layer similarity relationships. p. 255–278, 1998.
- ACEVEDO, O. C.; FITZJARRALD, D. In the core of the night – effects of intermittent mixing on a horizontally heterogeneous surface. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 106, p. 1–33, 2003.
- ACEVEDO, O. C. et al. Contrasting structures between the decoupled and coupled states of the stable boundary layer. **Q.J.R. Meteorol. Soc.** doi: **10.1002/qj.269**, 2016.
- BLACKADAR, A. K. Modeling the nocturnal boundary layer. In: **THIRD SYMP. ON ATMOSPHERIC TURBULENCE, DIFFUSION AND AIR QUALITY**. Raleigh: American Meteorological Society. p. 46–49.
- COSTA, F. D. et al. 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. et al. Single-column model intercomparison for a stably stratified atmospheric boundary layer. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 118, p. 273–303, 2006.
- DUYNKERKE, P. Application of the e-e turbulence closure model to the neutral and stable-atmospheric boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 45, p. 865–880, 1988.
- HOLTON, J. R. **An Introduction to Dynamic Meteorology**. 4. ed. [S.l.]: Elsevier Academic Press, 2004. 535 p.
- MAHRT, L. et al. Nocturnal boundary-layer regimes. **Boundary-Layer Meteorology**, p. 255–278, 1998.
- MAHRT, L.; VICKERS, D. Extremely weak mixing in stable conditions. **Boundary-Layer Meteorol.**, v. 119, p. 19–39, 2006.
- MARONEZE, R.; SUN, F. D. C. e. O. C. A. J. Why can't sbl models reproduce the near-zero heat flux at high wind speeds? **22nd Symposium on Boundary Layers and Turbulence, 20–24 June 2016, Salt Lake City, Utah, USA**, 2016.
- MCNIDER, R. T. et al. The influence of submeso processes on stable boundary layer similarity relationships. **Predictability of the stable atmospheric boundary layer**, v. 52, p. 1602–1614, 1995.
- PAHLOW, M.; PARLANGE, M. B.; PORTÉ-AGEL, F. On monin–obukhov similarity in the stable atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorol.**, v. 99, p. 225–248, 2001.
- QUAN, L. H.; HU, F. Relationship between turbulent flux and variance in the urban canopy. **Meteorol. Atmos. Phys.**, v. 104, p. 29–36, 2009.
- STULL, R. B. **An Introduction to Boundary Layer Meteorology**. Dordrecht, The Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 1988. 666 p.
- SUN, J. et al. Atmospheric disturbances that generate intermittent turbulence in nocturnal boundary layers. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 69, p. 279–351, 2012.

THERRY, G.; LACRÈRE, P. Improving the eddy kinetic energy model for planetary boundary layer description. **Établissement d'Études et de Recherches Météorologiques, 92100 Boulogne, France**, p. 63–88, 1984.

WIEL, B. J. H. V. D. et al. Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land. part ii: A system dynamics approach. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 59, p. 2567–2581, 2002.

WIEL, B. V. D. et al. The minimum wind speed for sustainable turbulence in the nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 69, p. 3116–3127, 2012.

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