

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO PAMPA
CAMPUS ALEGRETE
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA**

**AVALIAÇÃO DO DESEMPENHO DE UM MODELO DE
COLUNA SIMPLES NA REPRESENTAÇÃO DE
ASPECTOS IMPORTANTES DO ESCOAMENTO NA
CAMADA LIMITE NOTURNA**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Janete Gonçalves Lira

Alegrete

2015

JANETE GONÇALVES LIRA

**AVALIAÇÃO DO DESEMPENHO DE UM MODELO DE
COLUNA SIMPLES NA REPRESENTAÇÃO DE ASPECTOS
IMPORTANTES DO ESCOAMENTO NA CAMADA LIMITE
NOTURNA**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação Stricto sensu em Engenharia da Universidade Federal do Pampa (UNIPAMPA, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Engenharia.

Orientador: Prof. Felipe Denardin Costa

Alegrete

2015

Ficha catalográfica elaborada automaticamente com os dados fornecidos
pelo(a) autor(a) através do Módulo de Biblioteca do
Sistema GURI (Gestão Unificada de Recursos Institucionais) .

Lira, Janete Gonçalves

Avaliação do Desempenho de um Modelo de Coluna Simples na
Representação de Aspectos Importantes do Escoamento na Camada
Limite Noturna / Janete Gonçalves Lira.

63 p.

Dissertação(Mestrado)-- Universidade Federal do Pampa,
MESTRADO EM ENGENHARIAS, 2015.

"Orientação: Felipe Denardin Costa".

1. Camada Limite Estável. 2. Turbulência. 3. Modelo de
Coluna Simples. 4. Acoplamento atmosférico. I. Título.

©2015

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

End. Eletr.: janete.glira@gmail.com

JANETE GONÇALVES LIRA

**AVALIAÇÃO DO DESEMPENHO DE UM MODELO DE
COLUNA SIMPLES NA REPRESENTAÇÃO DE ASPECTOS
IMPORTANTES DO ESCOAMENTO NA CAMADA LIMITE
NOTURNA**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação Stricto sensu em Engenharia da Universidade Federal do Pampa (UNIPAMPA, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Engenharia.

Área de concentração: Fenômenos de Transporte

Dissertação defendida e aprovada em: 06 de maio de 2015

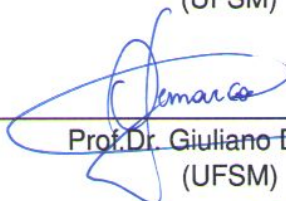
Banca examinadora:



Prof. Dr. Felipe Denardin Costa
Orientador
(UNIPAMPA)



Prof.Dr. Franciano Scremin Puhales
(UFSM)



Prof.Dr. Giuliano Demarco
(UFSM)



Prof.Dr. Virnei Silva Moreira
(UNIPAMPA)

Ao meu pai, Getúlio Lemes Gonçalves (in memorian), a minha
mãe, filhas e ao meu esposo Valdoir Dutra Lira.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus, porque Ele colocou pessoas tão especiais em meu caminho, sem as quais certamente não teria vencido essa etapa!

Ao meu marido Valdoir, pelo companheirismo, incentivo e ajuda mútua, às minhas filhas, Adriani e Letícia, pelo incentivo e paciência.

Ao Professor orientador Felipe Denardin, sempre disponível e disposto a ajudar, um verdadeiro mestre.

Ao Professor Wang Chong, coordenador do Curso de Pós Graduação em Engenharia, pelo acolhimento e interesse, inclusive, nos pequenos problemas ocorridos ao longo do Curso.

Aos Professores da pós, em especial, aos Professores André Felkl de Almeida e Marco Durlo Tier, que tiveram um olhar profissional e me aguçaram a visão acadêmica para enxergar além dos meus limites.

Ao Professor João Plínio que, gentilmente, cedeu-me uma de suas turmas para o estágio.

Aos meus colegas do mestrado, pelos momentos multiplicados em conhecimento e trocas de experiências, especialmente, aos amigos Mirian, Janice, Leandro, Amilton e Clarice, que tornaram mais leves minhas tarefas estudantis.

À Direção do Colégio Estadual Emílio Zuñeda que valorizou a minha qualificação profissional, como tem feito com todos os colegas que buscam esse apoio.

Aos meus colegas da área de matemática, pelo auxílio didático, pelas palavras de carinho e encorajamento.

Finalmente, gostaria de agradecer à UNIPAMPA, orgulho do Alegrete, por abrir as portas para que eu pudesse concretizar a idealização desse sonho, pois me proporcionou, além da busca do conhecimento técnico e científico, uma lição de vida.

A minha vitória é coletiva, pois aprendi que ninguém vence sozinho.

"É necessário fazer outras perguntas, ir atrás das indagações que produzem o novo saber, observar com olhares através da história pessoal e coletiva, evitando a empatia daqueles e daquelas que supõem já estar de posse do conhecimento e da certeza."

Mário Sérgio Cortella

RESUMO

A descrição apropriada do escoamento atmosférico da camada limite estável é uma das tarefas mais complexas a serem executadas por modelos numéricos de previsão de tempo e clima. A maioria das parametrizações utilizadas nos modelos atmosféricos são baseadas na teoria estatística da turbulência em sua concepção. Entretanto, esta teoria é válida somente para um escoamento no qual a turbulência é homogênea, isotrópica e estacionária, condições que comumente não são satisfeitas durante a noite. Basicamente, o escoamento noturno pode ser classificado em dois regimes: um regime muito estável, onde a turbulência é quase que totalmente suprimida; e um regime pouco estável, caracterizado pela intensa mistura turbulenta. A transição entre estes regimes é conhecida como acoplamento atmosférico e pode se suceder inúmeras vezes durante uma mesma noite. Neste trabalho, é implementado um modelo de coluna simples com fechamento de turbulência 1.5, em três configurações e com três formulações de turbulência diferentes. Em geral, os resultados da validação do modelo mostram que todas as configurações são capazes de reproduzir as características médias do escoamento em condições de fraca estabilidade. Todavia, a representação da transição do regime pouco estável para o regime muito estável não é representada adequadamente, mesmo que seja utilizada uma parametrização que reduza irrealisticamente a intensidade da turbulência. Este resultado aponta claramente para a ineficiência dos modelos numéricos atmosféricos em reproduzir o acoplamento atmosférico.

Palavras-chave: Camada Limite Estável, Turbulência, Modelo de Coluna Simples, Acoplamento atmosférico

ABSTRACT

The proper description of the atmospheric flow in the stable atmospheric boundary layer is one of the most complex tasks to be performed by numerical models of weather and climate prediction. Most of the parameterizations used in these models are based on the statistical theory of turbulence in their conception. However, this theory is valid only for a flow in which turbulence is homogeneous, isotropic and stationary, a conditions that are not commonly found overnight. Basically, the nighttime flow can be classified in two major regimes: very stable, where turbulence is almost entirely suppressed; and weakly stable regime, with intense turbulent mixing. The transition between these regimes is known as atmospheric coupling, and it can happens a lot of times along the same night. In this work, we implemented a single column model with turbulence closure 1.5, in three different configurations and three different turbulence formulations. In general, the model results show that, all the configurations are able to reproduce the average characteristics of the flow in the weakly stable conditions. However, the representation of the transition from the weakly stable regime to the very stable regime is not adequately represented, even when a parameterization that unrealistically reduce the intensity of turbulence is used. This result clearly shows the inefficiency of the atmospheric numerical models in reproduce the atmospheric coupling.

Keywords: Stable Boundary Layer, Turbulence, Single Column Model, Atmospheric Coupling

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Evolução do ciclo diurno da CLP.	20
Figura 2.2 – Perfis verticais de temperatura potencial, magnitude do vento e direção do vento, característicos da CLC.	21
Figura 2.3 – Perfis verticais das componentes horizontais do vento (u e v), temperatura potencial θ , e número de Richardson (Ri), característicos de condições de forte estratificação térmica. A linha pontilhada horizontal indica a altura da CLE (h), e as linhas pontilhadas verticais indicam a magnitude das componentes do vento geostrófico.	22
Figura 2.4 – Dependência do fluxo de calor do desvio padrão da velocidade vertical e da correlação entre a velocidade vertical e a temperatura com z/L	24
Figura 2.5 – Séries temporais de temperatura em diferentes níveis verticais coletadas no dia 18 de outubro de 1999 durante o experimento Cooperative Atmosphere-Surface Exchange Study-99 (CASES-99)	25
Figura 2.6 – Dependência da intensidade da turbulência com a magnitude do vento, a partir de dados coletados no experimento CASES-99. A altura de cada um dos níveis verticais está apresentada na legenda.	26
Figura 2.7 – Gradiente adimensional do vento em função de z/L , obtido a partir de dados coletados no experimento Kansas realizado nos Estados Unidos.	33
Figura 3.1 – Dependência da relação entre a ECT e a tensão de cisalhamento local por unidade de massa ($\alpha = \bar{e}/u_*^2$) em diferentes alturas. Os dados são provenientes de experimento realizado na estação Halley, que é uma estação britânica de pesquisas na Antártica, no período entre os meses de março a novembro de 2003.	35
Figura 3.2 – Comparação entre as performances do modelo na reprodução do comportamento dos perfis verticais das componentes do vento (Fig. 3.2a e 3.2b), temperatura (Fig. 3.2c) e na evolução temporal de u_* , utilizando tanto a grade com espaçamento constante quanto a grade com espaçamento variável com os dados do experimento GABLS I.	41
Figura 4.1 – Comparação entre o perfil de velocidade zonal para a nonaésima hora, oriundo do modelo com as diferentes parametrizações, indicadas pela legenda com os resultados obtidos por Kosovic e Curry (2000).	43
Figura 4.2 – Comparação entre o perfil de velocidade meridional do vento, para a nonaésima hora, oriundo do modelo com as diferentes parametrizações, indicadas pela legenda, com os resultados obtidos por Kosovic e Curry (2000).	44
Figura 4.3 – Comparação entre o perfil de magnitude do vento, para a nonaésima hora, oriundo do modelo com as diferentes parametrizações, indicadas pela legenda, com os resultados obtidos por Kosovic e Curry (2000).	45
Figura 4.4 – Comparação entre o perfil de temperatura potencial oriundo do modelo com as diferentes parametrizações, indicadas pela legenda, com os resultados obtidos por Kosovic e Curry (2000).	46
Figura 4.5 – Comparação entre a evolução temporal da altura da CLE do modelo para todas as configurações e respectivas formulações indicadas na legenda com os resultados de Kosovic e Curry (2000).	47
Figura 4.6 – Comparação entre a evolução temporal da velocidade de fricção para	

	todas as configurações e respectivas formulações indicadas na legenda com os resultados de Kosovic e Curry (2000).	48
Figura 4.7	– Comparação entre os perfils verticais de ECT(Fig. 4.7a), fluxo de calor sensível (Fig. 4.7b e 4.7c) e fluxo de momentum por unidade de massa (Fig. 4.7d) para todas as configurações e respectivas formulações, indicadas na legenda, com os resultados de Kosovic e Curry (2000).	49
Figura 4.8	– Comparação entre os perfils vertical do coeficiente de difusão de momentum, para todas as configurações e respectivas formulações indicadas na legenda, com os resultados de Kosovic e Curry (2000).	50
Figura 4.9	– Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E-l$ sem FE. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 valores.	51
Figura 4.10	– Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E-l$ sem FECL. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 valores.	52
Figura 4.11	– Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E-l$ sem FECC. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 valores.	52
Figura A.1	– Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E-l-Mod$ sem FE. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 pontos.	55
Figura A.2	– Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E-l-Mod$ FECL. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 pontos.	55
Figura A.3	– Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E-l-Mod$ FECC. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 pontos.	56
Figura A.4	– Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E-\epsilon-l$ sem FE. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 pontos.	56
Figura A.5	– Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E-\epsilon-l$ FECL. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 pontos.	57
Figura A.6	– Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E-\epsilon-l$ FECC. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 pontos.	57

LISTA DE ABREVIATURAS

<i>MNPTC</i>	Modelos numéricos de previsão de tempo e clima
<i>CLP</i>	Camada limite planetária
<i>CLC</i>	Camada limite convectiva
<i>CLR</i>	Camada limite residual
<i>CLN</i>	Camada limite noturna
<i>CLE</i>	Camada limite estável
<i>CM</i>	Camada de mistura
<i>CS</i>	Camada superficial
<i>ECT</i>	Energia cinética turbulenta
<i>TET</i>	Teoria estatística da turbulência
<i>FE</i>	Função de estabilidade
<i>FECC</i>	Função de estabilidade cauda curta
<i>FECL</i>	Função de estabilidade cauda longa
<i>EDO's</i>	Equações diferenciais ordinárias
<i>EDP's</i>	Equações diferenciais parciais

LISTA DE SIGLAS

<i>DNS</i>	Direct Numerical Simulation
<i>FLOSSII</i>	Fluxover snowsurfaces
<i>GABLES</i>	Global Energy and Water Cycle Experiment Atmospheric Boundary Layer Study
<i>GEWEX</i>	Global energy and water cycle experiment
<i>LES</i>	Large Eddy Simulation
<i>MO</i>	Monin-Obukhov
<i>UFMS</i>	Universidade Federal de Santa Maria
<i>UNIPAMPA</i>	Universidade Federal do Pampa
<i>TET</i>	Teoria Estatística da Turbulência

LISTA DE SÍMBOLOS

c	Variável qualquer
e	Energia cinética turbulenta por unidade de massa
f	Parâmetro de coriolis
f_m	Função de estabilidade de momentum
g	Aceleração da gravidade
h	Altura da CLP
K	Coefficiente de difusão turbulento
K_e	Coefficiente de difusão de energia cinética turbulenta
K_h	Coefficiente de difusão turbulento de calor
K_m	Coefficiente de difusão turbulento de momentum
l	Escala de comprimento de mistura turbulenta
L	Comprimento de Obukhov
l_d	Comprimento de mistura turbulento associado a dissipação viscosa
l_m	Comprimento de mistura turbulento de momentum
lm_o	Comprimento de mistura máximo em condições neutras
p	Pressão atmosférica
P_r	Número de Prandtl turbulento
r	Coefficiente de correlação
R_i	Número de Richardson
Ri_c	Número de Richardson crítico
R_f	Número de Richardson fluxo
U	Intensidade do vento
u	Componente zonal do vento
u_*	Escala de velocidade de fricção

u_G	Componente zonal do vento geostrófico
$\overline{u'w'}$	Componente do fluxo turbulento de momento
v	Componente meridional do vento
v_G	Componente meridional do vento geostrófico
$\overline{v'w'}$	Componente do fluxo turbulento de momento
$\overline{w'\theta'}$	Componente do fluxo turbulento de energia na forma de calor sensível
z	Altura de medida
z_o	Comprimento de rugosidade
β	Constante empírica utilizada no cálculo do comprimento de mistura
ϵ	Dissipação viscosa de turbulência
κ	Constante de von Karman
λ_0	Escala de comprimento limite para os turbilhões sob estratificação neutra
ρ	Densidade do ar
σ	Desvio padrão
θ	Temperatura potencial do ar
Θ	Temperatura de referência

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	15
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	18
2.1	Camada Limite Planetária	18
2.1.1	Ciclo diurno da Camada Limite Planetária	19
2.1.2	Influência térmica sobre o escoamento atmosférico	20
2.2	Regimes de escoamento na camada limite estável	23
2.3	O problema de Fechamento de Turbulência	27
2.4	Energia cinética turbulenta	30
2.4.1	O número de Richardson	31
2.4.2	O parâmetro z/L	32
3	METODOLOGIA	34
3.1	Modelo	34
3.1.1	Equações prognósticas	34
3.1.1.1	Dissipação viscosa de turbulência	36
3.1.2	Comprimento de mistura	38
3.1.3	Discretização e integração numérica	39
3.1.3.1	Condições de contorno e condições iniciais	39
4	RESULTADOS PARCIAIS	42
4.1	Comparação com o experimento GABLS I	42
4.2	Análise da representação do acoplamento atmosférico	50
5	CONCLUSÕES	53
Apêndice A – Análise da representação do acoplamento atmosférico para as demais configurações do modelo		55
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		58

1 INTRODUÇÃO

O estudo das variáveis que controlam o escoamento atmosférico na região inferior da atmosfera é um tema muito importante em várias áreas do conhecimento, pois nesta região é onde ocorre a maioria das atividades humanas. Assim, o entendimento e representação adequada do escoamento atmosférico colabora para o sucesso de áreas como meteorologia, que está mais relacionada com o tema, passando por agricultura, comércio, até logística; uma vez que a representação do escoamento, nesta região, permite avanços na previsão do tempo que implicarão diretamente no planejamento e no sucesso de outras áreas.

Em mecânica dos fluidos, a porção do escoamento que sofre direta influência da presença de uma barreira sólida é conhecida como camada limite. Na atmosfera, não é diferente, a porção inferior da troposfera e que está em contato com a superfície, é conhecida como camada limite planetária (CLP). A principal característica do escoamento na CLP é a presença de turbulência. A turbulência é um fenômeno caracterizado por flutuações aparentemente randômicas e pela sua difusividade. A turbulência é um fenômeno que possui difícil modelagem, sendo um dos mais importantes problemas não resolvidos nas áreas de Física e Engenharia. Grande parte das técnicas utilizadas na descrição dos escoamentos turbulentos vem da teoria estatística da turbulência proposta por Taylor (1935) e que teve seu grande desenvolvimento através dos resultados de Kolmogorov (1941).

A maioria dos modelos numéricos utilizados na descrição do escoamento atmosférico fazem uso da teoria estatística da turbulência na sua concepção, já que seu uso permite uma série de simplificações nas equações de Navier-Stokes. Entretanto, essa teoria é válida somente para um escoamento no qual a turbulência é homogênea, isotrópica e estacionária. Na CLP, no período diurno, as condições necessárias para se utilizar a teoria estatística da turbulência são satisfeitas, porém, durante a noite, não é possível fazer a mesma afirmação.

No período noturno, a superfície do solo se resfria através da emissão de radiação de onda longa, resfriando, consecutivamente, a camada de ar adjacente a ela e, assim, dando início a um processo de estratificação térmica responsável pela redução das escalas temporais e espaciais com intensidade turbulenta em várias ordens de grandeza. Nessa situação, as condições de isotropia e homogeneidade são respeitadas e, assim, a grande maioria dos modelos de turbulência falha ao descrever um escoamento nestas condições. E, consecutivamente, os modelos numéricos que utilizam essa teoria sucumbem frente a tal desafio.

Para contornar essas dificuldades, uma série de esforços, listados por Blackadar (1962), passaram a fazer o uso de observações na obtenção de parametrizações utilizadas na descrição do comportamento das variáveis turbulentas em diferentes condições de estabilidade. Monin e Obukhov (1954) utilizando análise dimensional, propuseram a utilização de gradientes adimensionais para a descrição do escoamento atmosférico, baseando-se nas variáveis da camada superficial (CS). Essa técnica ficou conhecida como teoria de similaridade de Monin-Obukhov. A partir da teoria de similaridade, surgiram uma série de estudos que visavam obter relações que fossem capazes de prescrever o comportamento da turbulência em função da estabilidade atmosférica (tendo como precursor o experimento KANSAS, realizado na década de 60 nos Estados Unidos, que foi o primeiro experimento no qual foram feitas medidas atmosféricas com anemometria sônica e, também que um computador foi utilizado na aquisição e armazenamento dos dados cite Kaimal1990). Es-

tas funções são conhecidas como funções de estabilidade FE.

As FE's são comumente utilizadas na descrição do escoamento noturno através de um modelo numérico e são capazes de obter bons resultados na média. Porém, por ser de caráter simplificado, sua utilização impede que uma série de fenômenos sejam reproduzidos. Isso acontece porque uma vez que elas são obtidas através de relações médias, alguns fenômenos que influenciam diretamente no comportamento do escoamento não são representados por elas. Dentre estes fenômenos, podem ser citados, por exemplo, a intermitência global. A intermitência global, ou simplesmente intermitência, consiste na redução da turbulência em várias escalas e no seu ressurgimento abrupto, com magnitude e duração imprevisíveis, que podem ocorrer uma ou várias vezes em uma mesma noite. O surgimento da intermitência pode ser associado a vários fenômenos físicos, tais como, correntes de densidade, solitons, ondas de gravidade, etc. Outra característica marcante do escoamento noturno na CLP é a presença comum de fenômenos ondulatórios. Apesar de não serem turbulentos, tais fenômenos são responsáveis pelo transporte e consecutiva difusão de momentum (ZILITINKEVICH et al., 2013). A representação de tais fenômenos em modelos atmosféricos é outro grande desafio de fundamental importância, já que um parâmetro chave na descrição do escoamento é o número de Prandtl turbulento, que é definido como a razão entre as difusões de momentum e de energia na forma de calor.

Geralmente, antes de serem utilizadas em modelos numéricos de previsão de tempo e clima (MNPTC), as parametrizações são testadas em ensaios teóricos conhecidos como modelos de coluna simples. Os modelos de coluna simples são modelos simplificados unidimensionais que dispõem apenas de uma grade vertical, onde as variáveis que descrevem o escoamento turbulento são calculadas através de equações prognósticas ou diagnósticas. Em uma abordagem simplista, um modelo de coluna equivale a um ponto da grade horizontal de um MNPTC tridimensional. Devido ao fato de possuírem um número de graus de liberdade inferior a modelos mais completos, estes são um exercício muito eficaz para se entender o papel de cada parametrização, ou mesmo de constantes na representação do escoamento. Todavia, devido ao grau de simplificação do fechamento de turbulência (que será explicado no capítulo 2), muitas vezes, fenômenos importantes que ocorrem no escoamento noturno não são reproduzidos, dentre eles, a intermitência e o acoplamento atmosférico. O acoplamento atmosférico é o acoplamento energético dos diversos níveis da CLP, causados pelo aumento da turbulência no escoamento. A representação adequada desse fenômeno é de fundamental importância na descrição das variáveis que controlam o escoamento atmosférico noturno, pois ele é responsável pela transição entre os regimes de escoamento na CLP estratificada. Basicamente, o escoamento da CLP estratificada pode ser classificado em dois regimes: um regime muito estável onde a turbulência é quase que totalmente suprimida, que acarreta em uma intensa curvatura nos perfis de velocidade e temperatura, levando a uma grande diferença de temperatura entre dois pontos que estão em diferentes alturas e um regime pouco estável, caracterizado pela intensa mistura turbulenta, responsável pela homogeneização das variáveis nos diferentes níveis atmosféricos. A transição entre estes regimes se dá de maneira abrupta e imprevisível, podendo ocorrer várias vezes em uma mesma noite, causando variações de temperatura de até 5 graus ou mais (ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003). Logo, sua representação é fundamental, por exemplo, na previsão de temperaturas mínimas.

Portanto, o foco deste trabalho é a representação do acoplamento atmosférico que ocorre na camada atmosférica noturna, através da utilização de um modelo de numérico unidimensional. Para tanto, será implementado um modelo de coluna simples que fará uso de parametrizações comumente utilizadas em MNPTC's. É importante destacar que

modelos de coluna são experimentos numéricos comumente utilizados no desenvolvimento e validação de parametrizações que são utilizadas em modelos de mesoescala.

Este trabalho apresenta-se com a seguinte estrutura: no capítulo 2, é feita uma revisão teórica onde os temas tratados anteriormente são aprofundados, enquanto que, no capítulo 3, a descrição do modelo, as parametrizações e sua implementação são descritas em detalhes. No capítulo 4, são apresentados os resultados obtidos, que tratam da performance do modelo nas diferentes configurações implementadas e, também, sobre a capacidade de este representar a transição entre os estados de acoplamento atmosférico. Finalmente, no capítulo 5, são discutidos aspectos gerais dos resultados e possíveis soluções para os problemas verificados, como perspectivas de trabalhos futuros.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O conceito de camada limite foi introduzido por Ludwig Prandtl, em meados do século XX, em seu trabalho pioneiro *“Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung”* (em português: *Sobre o movimento de um fluido com atrito muito baixo*), até então, os trabalhos em mecânica dos fluidos eram voltados para as soluções das equações de Navier-Stokes, o que, com o passar do tempo, foi se mostrando um problema insolucionável para o conhecimento matemático da época (JR, 2005). A proposta de Prandtl consiste em assumir que, em apenas uma camada de fluido, a qual está em direto contato com uma superfície sólida, os efeitos de viscosidade são relevantes na descrição do escoamento. Assim, essa região que é diretamente influenciada pela existência de uma barreira limítrofe é conhecida como camada limite.

A porção mais baixa da atmosfera terrestre é a Troposfera. A Troposfera se estende da superfície do planeta a, aproximadamente, 12 km em latitudes médias, podendo alcançar 20 km de altura nas regiões tropicais. Nesta região, o escoamento é controlado, principalmente, pela ação das forças inerciais e das forças de gradiente de pressão. Na porção mais baixa da Troposfera, que está em direto contato com a superfície da Terra, ocorre a formação de uma camada limite, conhecida como camada limite planetária (CLP) (STULL, 1988). Na camada limite planetária, ocorre a maioria das atividades humanas, assim como grande parte do balanço energético do planeta, o que torna o conhecimento e a descrição da dinâmica do escoamento nesta região muito importante. A descrição apropriada do escoamento na CLP permite o bom desempenho de modelos utilizados na previsão do tempo e do clima do planeta, permitindo, assim, o planejamento de muitas atividades antropogênicas vitais, tais como a agricultura, o saneamento e a logística.

A seguir, será apresentado formalmente o conceito de CLP, assim como o seu ciclo diário, com enfoque no comportamento da camada limite noturna que é o objeto de estudo deste trabalho.

2.1 Camada Limite Planetária

A dinâmica atmosférica é composta por uma grande diversidade de fenômenos físicos com as mais variadas escalas de tempo que podem variar de segundos, como por exemplo, a turbulência, ou até mesmo da ordem de vários dias, como no caso de furações ou frentes (ARYA, 2001; STULL, 1988). A micrometeorologia é a parte da meteorologia que estuda os fenômenos e processos que ocorrem na menor escala da atmosfera (ARYA, 2001). Basicamente, a micrometeorologia trata dos processos que ocorrem na região próxima à superfície do planeta, nominalmente, o balanço de energia na forma de calor e as transferências de massa e momentum que ocorrem na CLP.

Stull (1988) define a CLP como *“a região da troposfera que é diretamente influenciada pela presença da superfície da Terra e responde aos forçantes superficiais em uma escala de tempo da ordem de uma hora ou menos”*. A espessura média da CLP, durante o dia, é em torno de 1 km, entretanto, em dias com forte convecção, a altura da CLP pode alcançar até 3 km (STULL, 1988), enquanto que, em noite com forte estratificação térmica, sua espessura máxima pode chegar a apenas uma dezena de metros (MAHRT; VICKERS, 2006).

Dentre os fatores que podem alterar a estrutura da CLP encontram-se o balanço de radiação em superfície, a topografia, a vegetação, fenômenos de circulação local, etc. Esses atributos e processos ocorrem unicamente em superfície ou próximo a ela, entretanto, são capazes de controlar remotamente toda a dinâmica vertical da CLP através da turbulência. Uma das principais características do escoamento na camada limite é a presença de turbulência bem desenvolvida em quase todo o seu ciclo diurno. Apesar de o conceito de turbulência ser bem estabelecido, uma definição formal para tal é muito difícil de ser elaborada de forma precisa (ARYA, 2001). Uma definição grosseira de turbulência é o fenômeno caracterizado por movimentos irregulares, aparentemente randômicos, tanto no tempo quanto no espaço, das variáveis que descrevem o escoamento. A turbulência é comumente definida como um fenômeno caótico (ARYA, 2001; HOLTSLAG; STEENEVELD, 2011), todavia, o número de graus de liberdade do escoamento turbulento é muito alto (da ordem do número de Reynolds) o que inviabiliza a caracterização da turbulência como um fenômeno caótico (RUELLE; TAKENS, 1971). A principal consequência física da presença de turbulência em um escoamento é o aumento dos processos de transporte. As taxas de transporte por turbulência de energia, momentum e quantidades escalares são muito mais eficazes na presença de turbulência quando em comparação ao transporte devido ao movimento molecular (ORSZAG, 1974).

A turbulência tem grande influência sobre as propriedades e comportamento das variáveis que descrevem o escoamento na CLP e acima desta, como, por exemplo na formação de nuvens (HOLTSLAG; STEENEVELD, 2011). Dessa forma, a descrição adequada do comportamento da turbulência na camada limite é um fator vital na performance de modelos atmosféricos. Porém, antes de se entrar em detalhes sobre a modelagem da turbulência para aplicação em um modelo atmosférico, serão discutidos alguns aspectos do ciclo diurno da CLP, bem como, a influência de cada fase do ciclo sobre o escoamento turbulento.

2.1.1 Ciclo diurno da Camada Limite Planetária

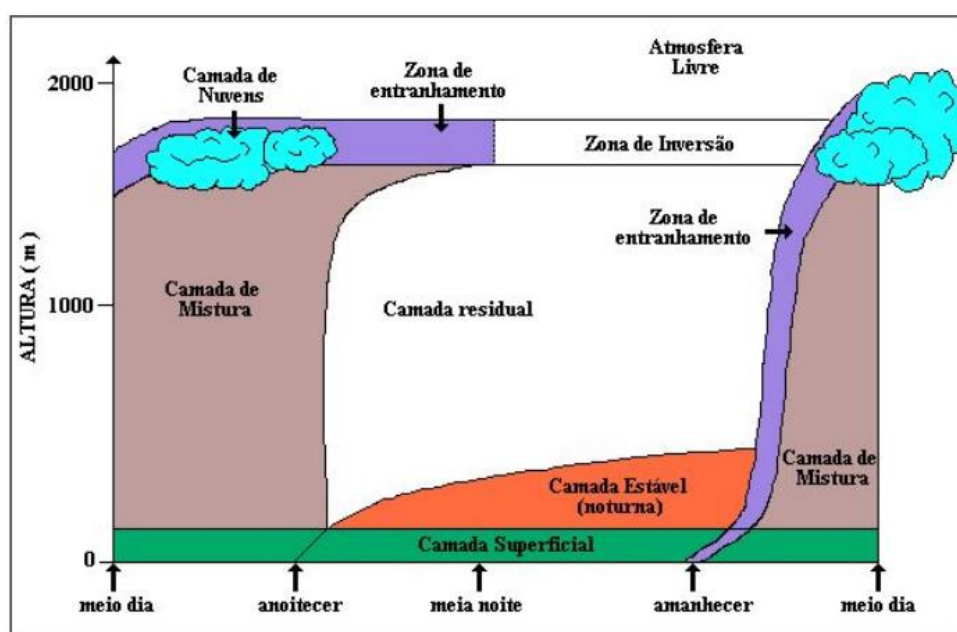
Em regiões continentais, a camada limite possui uma estrutura bem definida que varia de acordo com seu ciclo diurno (STULL, 1988), como mostra a fig. 2.1. O ciclo diurno da CLP varia de acordo com o balanço de energia em superfície, e as três principais estruturas são: A camada limite convectiva (CLC); a camada limite residual (CLR); e a camada limite noturna (CLN) (ou camada limite estável) (fig. 2.1) (STULL, 1988).

O ciclo diurno da CLP têm início logo após o nascer do sol quando a superfície da Terra começa a ser aquecida pela incidência de radiação de onda curta. Consecutivamente, a camada de ar logo acima da superfície também é aquecida, assim, expandindo seu volume, o que acarreta na formação de correntes de convecção que dão origem à CLC. A CLC continua a evoluir durante o dia, alcançando sua profundidade máxima por volta do meio dia e mantendo-se estável até que a incidência de radiação na superfície comece a diminuir. Ademais, a CLC é caracterizada pela presença de turbulência bem desenvolvida, sendo esta gerada tanto pelo cisalhamento do vento em superfície, quanto pelas forças de empuxo oriundas da convecção. Por outro lado, logo após o pôr-do-Sol, a incidência de radiação de onda curta sobre a superfície cessa e, então, a superfície passa por um processo de resfriamento através da emissão de radiação de onda longa. Assim, por condução, a camada de ar adjacente à superfície também é resfriada, dando origem a uma CLE, caracterizada pela estratificação térmica. Dessa forma, o empuxo, que durante

o dia era responsável pela produção de turbulência, durante a noite, atua como um sumidouro de turbulência. Na CLE, a produção de turbulência é puramente mecânica, ou seja, devido ao aumento do cisalhamento do vento em superfície ou devido a fenômenos físicos com escalas superiores às escalas temporais do escoamento turbulento na CLE (MAHRT, 1999). Apesar de a profundidade da CLE aumentar durante a noite, a influência da estratificação é restrita somente a poucas centenas de metros acima da superfície, portanto, logo após o ocaso nos níveis mais altos da CLP, onde durante o dia havia a presença da CLC ainda existe a presença de turbulência de origem convectiva que decai com o decorrer da noite. Esta camada de ar é conhecida como camada residual (CR). O nome “residual” deve-se ao fato de as concentrações de escalares e as variáveis médias do escoamento iniciais ainda serem as mesmas que havia durante o escoamento na CLC.

É importante ressaltar que, sobre os oceanos, o ciclo diurno da CLP não é tão bem definido como em regiões continentais, pois a variação da temperatura destes é bem menor do que a variação da temperatura do solo devido à alta capacidade calorífica da água. Todavia, apesar da importância do acoplamento oceano-atmosfera em modelos numéricos de previsão de tempo e clima (MNPTC), esse tema está fora do escopo deste trabalho e, portanto, uma descrição mais aprofundada não será realizada.

Figura 2.1: Evolução do ciclo diurno da CLP.



Fonte: Adaptado de Stull (1988).

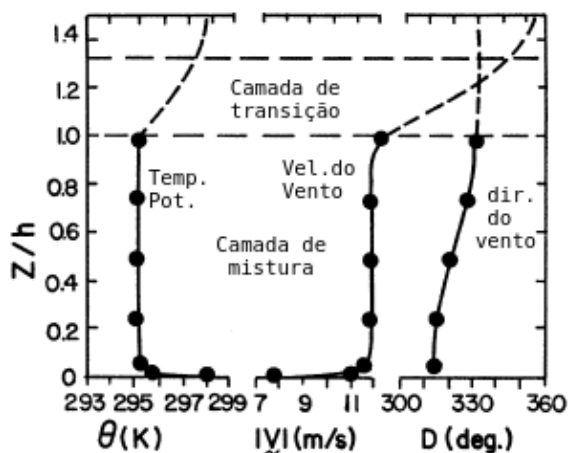
2.1.2 Influência térmica sobre o escoamento atmosférico

O escoamento da CLP pode ser classificado de acordo com a influência térmica em três distintos regimes de escoamento: Instável, neutro e estável. Esses regimes de escoamento são definidos de acordo com o sinal do gradiente vertical de temperatura, como será descrito a seguir.

Durante o dia, na CLC, a superfície é aquecida pela radiação proveniente do sol, conforme descrito anteriormente. Nesse contexto, as camadas de ar logo acima do solo possuem temperatura inferior à temperatura superficial, dando origem a um fluxo de energia na forma de calor positivo, resultante do gradiente vertical de temperatura ser negativo na porção de ar mais próxima da superfície (Fig. 2.2).

A Fig. 2.2 mostra perfis de temperatura potencial, magnitude do vento e direção do vento característicos da CLC com intensa atividade turbulenta. É possível observar que, nos primeiros metros acima da superfície, o gradiente de temperatura é negativo, e a magnitude do vento aumenta drasticamente na região correspondente. Acima desta região, os gradientes de temperatura e velocidade do vento são, aproximadamente, nulos devido à intensa mistura turbulenta, sendo esta porção da CLC conhecida como camada de mistura. Nessa situação, caso seja utilizada teoria fluxo-gradiente para estimar os fluxos turbulentos de energia na forma de calor no escoamento atmosférico (a teoria fluxo-gradiente será descrita a seguir na seção 2.3) faz-se necessária a adição de um termo de contra-gradiente no cálculo da temperatura. Isso se deve ao fato que, ainda que o gradiente de temperatura seja nulo na CM, o que faz com que os fluxos turbulentos locais sejam nulos, o escoamento turbulento é controlado pelos grandes turbilhões que se estendem desde a superfície do solo até os níveis mais altos da CLP, e estes são os responsáveis pelo transporte de energia (STENSRUD, 2007).

Figura 2.2: Perfis verticais de temperatura potencial, magnitude do vento e direção do vento, característicos da CLC.



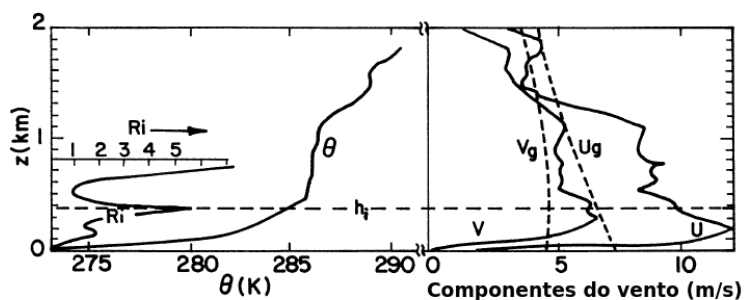
Fonte: Adaptado de Arya (2001).

Quando há ausência de convecção, como, por exemplo, durante a transição entre a CLC e a CLE, pode haver a formação de uma camada limite neutra (CLN), onde a turbulência é gerada somente por forçantes mecânicas. No regime de escoamento neutro, o gradiente vertical de temperatura é nulo, assim como ocorre na CM, todavia, a magnitude do vento aumenta logaritmicamente com a altura. A formação de uma CLN “perfeita” é quase impossível na realidade, pois esta pode ocorrer por um curto espaço, como na transição citada anteriormente, ou de forma idealizada em situações com ventos intensos e cobertura de nuvens onde a produção de turbulência é puramente mecânica. Estas condições idealizadas ocorrem com mais frequência na CLE, pois, durante o período noturno, a produção de turbulência é puramente mecânica.

Por outro lado, em noites com predominância de ventos fracos e sem cobertura de nuvens, a perda radiativa da superfície é muito intensa, ocasionando, portanto, a presença de uma camada de inversão térmica próxima à superfície. Com essa inversão, além de o solo atingir temperatura menor do que a atmosfera, forças de empuxo atuam impedindo a turbulência, tornando-a fraca ou inexistente nesta camada. Esse processo acontece gradualmente, o solo começa a se resfriar mais rapidamente que o ar adjacente, ocasionando um aumento da magnitude do fluxo de calor e crescimento da CLE. Logo, o sinal do fluxo é negativo devido ao gradiente vertical de temperatura (Fig. 2.3). Enquanto, durante o dia, em condições instáveis, o deslocamento das parcelas de ar por meio das forças de empuxo produzem turbulência, agora, devido à densidade das parcelas de ar inferiores ser maior, o trabalho realizado pela força de empuxo atua como um sumidouro da energia cinética turbulenta do escoamento (ECT). Nessas condições, pode ocorrer a supressão da turbulência do escoamento turbulento em quase todas as suas escalas temporais e espaciais, devido à estratificação térmica. Entretanto, de maneira imprevisível e abrupta, a turbulência pode se reestabelecer em todas as escalas em um fenômeno conhecido como intermitência global (MAHRT, 1999). Por enquanto, esse fenômeno não será discutido em detalhes, sendo que uma explanação mais completa será apresentada na seção 2.2.

A Fig. 2.3 mostra os perfis verticais das componentes do vento, de temperatura potencial e do número de Richardson gradiente (que será definido na seção 2.4.1) oriundos de observações realizadas no experimento de Wangara realizado nos anos de 1964, 1967 e 1974, na Austrália (CLARKE; DYER; SCIENTIFIC, 1971; DEARDORFF, 1978; HESS; HICKS; YAMADA, 1981). O comportamento das variáveis mostradas na Fig. 2.3 é característico de condições de forte estratificação térmica, pois é possível notar a grande curvatura do perfil de temperatura que ilustra uma diferença de, aproximadamente, 15 K entre a superfície e o topo da CLE, além da formação de um jato de baixo nível supergeostrófico (ou seja, com velocidade maior que a do vento geostrófico) próximo do topo da CLE. Estas características são aspectos facilmente observados na camada limite muito estável. Nos casos onde o empuxo suprime a transferência de momentum na CLE, elas podem ocorrer, também, além da formação do jato de baixo nível por influência inercial, de mudanças repentinas na velocidade e na direção do vento (ARYA, 2001).

Figura 2.3: Perfis verticais das componentes horizontais do vento (u e v), temperatura potencial θ , e número de Richardson (Ri), característicos de condições de forte estratificação térmica. A linha pontilhada horizontal indica a altura da CLE (h_c), e as linhas pontilhadas verticais indicam a magnitude das componentes do vento geostrófico.



Fonte: Adaptado de Deardorff (1978).

Como a estabilidade atmosférica suprime a transferência de momentum e, consecutivamente, a geração de turbulência, na CLE, a presença de turbulência contínua pode não existir, fazendo com que os níveis mais altos da atmosfera fiquem energeticamente desconectados da superfície do solo e, conseqüentemente, dos níveis inferiores da atmosfera (DERBYSHIRE, 1999; ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012). Em tais condições, muitos fenômenos com escalas temporais e espaciais maiores que a turbulência no escoamento atmosférico podem influenciar diretamente no comportamento das variáveis médias que controlam o escoamento atmosférico em condições muito estáveis. Tais fenômenos podem causar perturbações que podem originar “focos isolados” de turbulência ou mesmo reestabelecer a turbulência bem desenvolvida no escoamento da CLE. Dentre estes fenômenos podem ser citados: jatos de baixos níveis, ondas de gravidade, correntes de densidade, solitons, microfrentes, submeso e fenômenos de maior escala como, por exemplo, frentes cite Mahrt1999,Sun2002,Sun2004,Mahrt2006,Banta2007,Mahrt2009,

2.2 Regimes de escoamento na camada limite estável

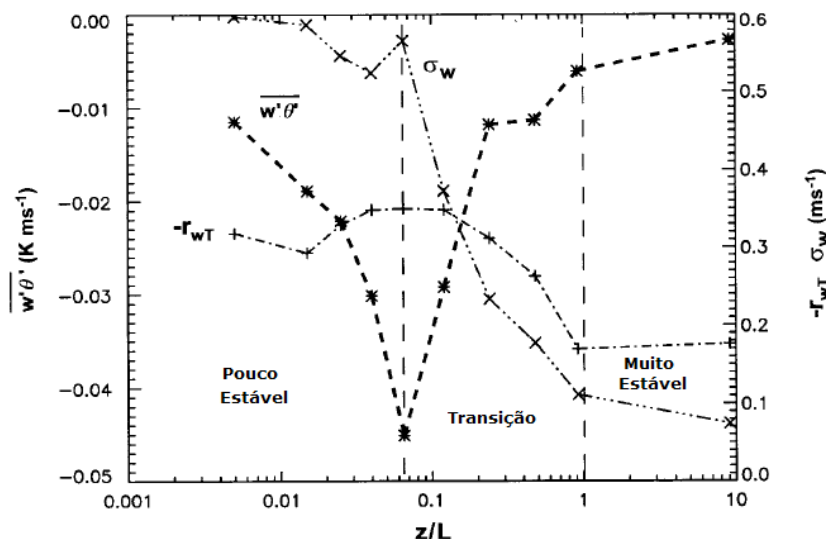
Geralmente, o regime de escoamento na CLE é classificado como muito estável ou fracamente estável (MAHRT et al., 1998; MAHRT, 1999; SUN et al., 2012), todavia, a alternativa a esta classificação é relacionar o regime de escoamento com o acoplamento energético da atmosfera (DERBYSHIRE, 1999; ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012). Assim, o regime muito estável pode ser caracterizado como um estado desacoplado da atmosfera, enquanto que o regime fracamente estável pode ser relacionado com estado no qual todos os níveis atmosféricos estão acoplados pela presença de turbulência (ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012).

Mahrt et al. (1998) mostram como o fluxo turbulento de calor sensível ($\overline{w'\theta'}$, aqui referido somente como fluxo de calor), o desvio padrão da velocidade vertical (σ_w) e a correlação entre a velocidade vertical e temperatura (r_{wT}) se comportam com o aumento da estabilidade, representada pelo parâmetro adimensional z/L , onde L é o comprimento de Obukhov (Fig. 2.4). O módulo do comprimento de Obukhov indica a altura acima da superfície na qual a produção de turbulência pelo cisalhamento do vento domina a produção/destruição de turbulência pelas forças de empuxo. A fig. 2.4 mostra que, no regime pouco estável, as flutuações na velocidade vertical são grandes, causadas pela intensa mistura turbulenta. Uma das principais características da turbulência é a difusividade, logo, a temperatura atmosférica tende a ser uniformizada pela turbulência, o que faz com que a magnitude do fluxo de calor seja pequena. À medida que z/L aumenta, as flutuações na velocidade vertical diminuem e, consecutivamente, a diferença de temperatura entre os diferentes níveis atmosféricos aumenta, causando um acréscimo em $\overline{w'\theta'}$, até que este alcance um valor máximo, que dá origem à região de transição entre os regimes de escoamento. Apesar de existir um máximo bem definido na magnitude do fluxo de calor em função de z/L , este valor depende de vários fatores, podendo variar de observação para observação (MAHRT et al., 1998). O aumento na magnitude do fluxo de calor ocorre devido ao aumento da estratificação e, principalmente, pela existência de turbulência que faz com que o transporte de energia seja aumentado. Porém, na região de transição, as flutuações turbulentas diminuem consideravelmente, isso faz com que a magnitude do fluxo de calor diminua drasticamente, ainda que o gradiente de temperatura esteja aumentando. No regime muito estável, à medida que z/L aumenta, ambas as variáveis descritas anteri-

ormente tendem a zero, o que significa que o escoamento atmosférico se tornaria laminar.

Todavia, ainda que reduzida em várias escalas, a turbulência ainda é presente no escoamento em tais condições (MAHRT; VICKERS, 2006).

Figura 2.4: Dependência do fluxo de calor do desvio padrão da velocidade vertical e da correlação entre a velocidade vertical e a temperatura com z/L .



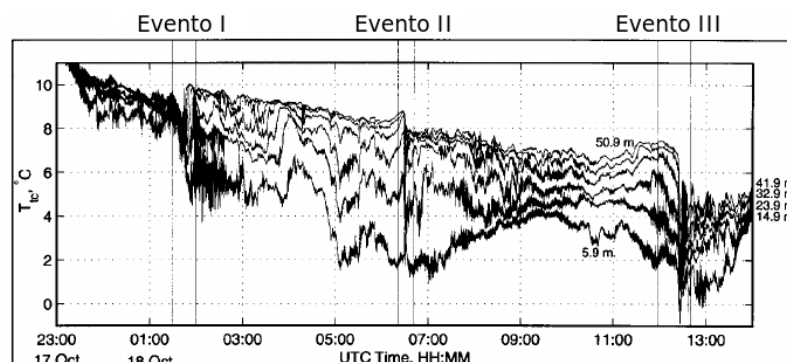
Fonte: Adaptado de Mahrt et al. (1998).

Enquanto a classificação dos regimes da CLE como muito estável e pouco estável leva em conta a influência da estratificação sobre o comportamento das variáveis que controlam o escoamento, a classificação do escoamento como acoplado (equivalente a pouco estável) e desacoplado (equivalente a muito estável) analisa o comportamento da CLE em função dos forçantes mecânicos, vento local e vento geostrófico ou dos forçantes radiativos (DERBYSHIRE, 1999; van de WIEL et al., 2002; ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012; van de WIEL et al., 2012; van HOOIJDONK et al., 2014, entre outros). O estado desconectado é caracterizado pela fraca intensidade da turbulência e por temperaturas próximas a da superfície nas camadas de ar mais baixas da CLE, enquanto os níveis superiores se encontram a uma temperatura mais elevada. À medida que a velocidade do vento aumenta, a intensidade turbulenta também aumenta, consecutivamente, ocorre a mistura do ar em mais níveis da CLE, fazendo com que o ar nas camadas inferiores se torne mais quente e o ar nas camadas superiores se torne mais frio. Esse processo ocorre até um valor limite de velocidade do vento a partir do qual todos os níveis verticais da CLE vão estar energeticamente conectados pela turbulência. Essa condição é o estado acoplado.

No estado desacoplado é comum a ocorrência de intermitência global (daqui para frente referida somente como intermitência) (MAHRT, 1999; van de WIEL et al., 2002; COSTA et al., 2011). A intermitência consiste na alternância de períodos com intensidade turbulenta muito pequena, ou praticamente nula, com períodos nos quais a turbulência do escoamento é reestabelecida em todas suas escalas (MAHRT, 1999; SUN et al., 2002, 2004). A ocorrência de intermitência pode ser vista como a transição local entre os regimes de escoamento, já que um evento de grandes proporções é capaz de conectar todos os níveis atmosféricos como pode ser visto na Fig. 2.5 (SUN et al., 2002). A Fig. 2.5 mostra

as séries temporais de temperatura em 7 diferentes níveis verticais localizados em alturas indicadas na legenda, além disso, é indicada a ocorrência de 3 diferentes eventos, com escala maior que a escala temporal da turbulência do escoamento, que provocam instabilidades que dão origem a eventos intermitentes. A natureza dos eventos não será discutida aqui, mas sim, suas consequências. Durante cada um dos eventos, é possível notar que a temperatura em todos os níveis tende para o mesmo valor, enquanto que, após a ocorrência destes, é possível notar a distinção entre a temperatura nas diferentes alturas. Ou seja, o sistema atmosférico tornou-se acoplado durante a ocorrência dos eventos intermitentes. Esse fenômeno pode ocorrer inúmeras vezes durante uma mesma noite, ao passo que, em uma noite com ventos intensos, o sistema permanecerá sempre acoplado.

Figura 2.5: Séries temporais de temperatura em diferentes níveis verticais coletadas no dia 18 de outubro de 1999 durante o experimento Cooperative Atmosphere-Surface Exchange Study-99 (CASES-99)



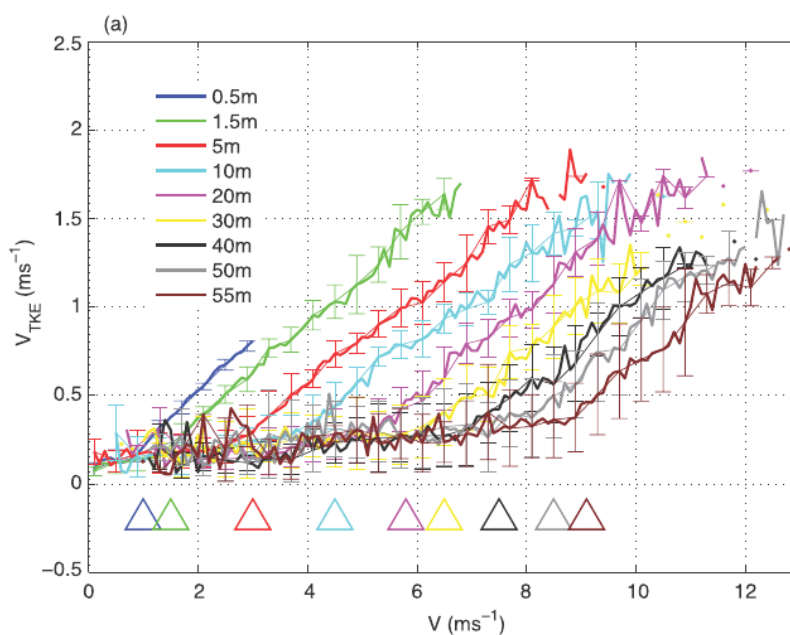
Fonte: Adaptado de Sun et al. (2002).

A reprodução do comportamento intermitente da turbulência na CLE e, também, do acoplamento atmosférico, é uma das tarefas mais complexas para os modelos atmosféricos. Ainda que, nos últimos anos, tenha havido grandes avanços nesse sentido, utilizando diferentes tipos de modelos numéricos, muitos aspectos ainda necessitam ser esclarecidos. ReVelle (1993) e ??) conseguiram reproduzir apenas eventos intermitentes periódicos, utilizando um modelo simplificado de primeira ordem (as ordens de fechamento dos modelos que utilizam médias de Reynolds serão discutidas na seção 2.3). Costa et al. (2011) reproduziram o comportamento intermitente da turbulência utilizando um modelo com uma equação prognóstica para a energia cinética turbulenta (orden 1.5), já Kurbatskii e Kurbatskaya (2013) chegaram a resultados semelhantes utilizando um modelo de ordem mais alta. A principal diferença dos eventos reproduzidos por Kurbatskii e Kurbatskaya (2013) dos de Costa et al. (2011), é que o primeiro é capaz de reproduzir a intermitência causada pela aceleração do vento tanto junto à superfície, quanto no topo da CLE, que é causada pela aceleração do vento pelo jato de baixo-nível, enquanto Costa et al. (2011) simulam somente eventos causados pelo aumento do cisalhamento junto à superfície e que são transportados verticalmente, para cima, pelo termo transporte turbulento de ECT. Além de modelos numéricos que utilizam médias de Reynolds, modelos de Simulação numérica direta (DNS, do inglês *direct numerical simulation*) e modelos de simulação de grandes turbilhões (LES, do inglês *large-eddy simulation*) também são capazes de representar o comportamento intermitente do escoamento estratificado (ZHOU; CHOW, 2011; ANSORGE; MELLADO, 2014, entre outros). Entretanto, em todos os casos somente é

possível reproduzir o comportamento intermitente gerado naturalmente pela complexidade do escoamento atmosférico na CLE, já que tais modelos não são capazes de reproduzir fenômenos físicos internos e externos da CLP que possam levar à ocorrência de intermitência.

Por outro lado, Sun et al. (2012) classificaram o escoamento na CLE de acordo com a intensidade da turbulência na CLE, bem como as causas da ocorrência de intermitência de acordo com a velocidade do vento e da intensidade turbulenta no momento da ocorrência dos eventos. A Fig. 2.6 mostra o comportamento da intensidade da turbulência de acordo com o aumento da magnitude do vento (SUN et al., 2012). É possível notar que, à medida que o vento aumenta, a intensidade da turbulência aumenta nos níveis mais altos da CLE. É importante destacar que a Fig. 2.6 mostra claramente a velocidade do vento necessária para tornar cada nível energeticamente conectado com os níveis inferiores. Sun et al. (2012) sugerem que esta transição ocorre de forma logarítmica, o que é razoável, já que, no regime pouco estável, o perfil vertical do vento é aproximadamente logarítmico, assim como acontece em condições neutras (NIEUWSTADT, 1984).

Figura 2.6: Dependência da intensidade da turbulência com a magnitude do vento, a partir de dados coletados no experimento CASES-99. A altura de cada um dos níveis verticais está apresentada na legenda.



Fonte: Adaptado de Sun et al. (2012).

O comportamento mostrado na Fig. 2.6 deveria ser representado naturalmente pelos modelos atmosféricos, todavia, esta tarefa não é trivial, pois a maioria dos modelos é incapaz de reproduzir o ressurgimento da turbulência uma vez que essa foi completamente suprimida (van de WIEL; MOENE; JONKER, 2012). Dessa forma, como um dos objetivos é avaliar aspectos relacionados com a performance de diferentes formulações de turbulência este é um aspecto importante a ser avaliado.

2.3 O problema de Fechamento de Turbulência

O comportamento das variáveis atmosféricas na CLP é modelado matematicamente a partir da Lei dos Gases Ideais e de equações de conservação resultantes da aplicação do teorema de transporte de Reynolds (FOX; MCDONALD, 1995). Tais equações são: equação de conservação de massa (Equação da Continuidade); equação de conservação de momentum (Segunda Lei de Newton); equação de conservação de energia na forma de calor (Primeira Lei da Termodinâmica) (STULL, 1988). Cabe ressaltar que o comportamento de qualquer variável escalar, em um escoamento, pode ser descrito a partir da aplicação do teorema de transporte de Reynolds.

A partir destas equações, os modelos numéricos utilizados para a previsão de tempo e clima, em sua grande maioria, são concebidos a partir de uma técnica conhecida como decomposição em média de Reynolds (apesar de haver outras técnicas como DNS e LES, uma discussão mais aprofundada sobre tais está fora do escopo deste trabalho). Nesta técnica, uma variável qualquer (χ) é assumida sendo a soma de uma parte média ($\bar{\chi}$) e uma parte flutuante (χ'), ou turbulenta, ou seja: $\chi = \bar{\chi} + \chi'$. Para o caso de uma atmosfera seca, sobre uma superfície plana, na qual é negligenciada a divergência do fluxo radiativo e a influência da advecção sobre o escoamento é desconsiderada e, aplicando a decomposição em médias de Reynolds sobre as equações de momentum e conservação da energia na forma de calor, têm-se:

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

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

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

Nas equações acima \bar{u} , \bar{v} e $\bar{\theta}$ são as componentes médias horizontais do vento e a temperatura do ar, respectivamente, que são momentos estatísticos de primeira ordem. $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ e $\overline{w'\theta'}$ são as componentes horizontais do fluxo turbulento de momentum e o fluxo turbulento de energia na forma de calor sensível, respectivamente, os quais são momentos estatísticos de segunda ordem. Os termos $f(\bar{v} - \bar{v}_g)$ e $f(\bar{u}_g - \bar{u})$, são componentes do gradiente horizontal de pressão, obtidos a partir da definição do vento geostrófico, sendo f o parâmetro de Coriolis u_g e v_g as componentes do vento geostrófico.

A partir da descrição acima nota-se que o balanço local dos momentos estatísticos de primeira ordem, de uma variável qualquer $\bar{\chi}$, depende do comportamento dos momentos estatísticos de segunda ordem, que também são desconhecidos. Por sua vez, o balanço local dos momentos estatísticos de segunda ordem ($\partial \overline{\chi'w'}/\partial z$) depende dos momentos estatísticos de terceira ordem ($\overline{\chi'w'w'}$) e assim por diante. Ou seja, sempre o número de equações será menor que o número de variáveis desconhecidas no problema. Por exemplo, para determinar o balanço local das 9 componentes do tensor de tensões de Reynolds, que dão origem às componentes do fluxo de momentum (tensões paralelas) e

as pressões (tensões perpendiculares), tem-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u'_i u'_k}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \overline{u'_i u'_k}}{\partial x_j} = & -(\overline{u'_i u'_j}) \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_j} - (\overline{u'_k u'_j}) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{u'_k u'_j u'_k})}{\partial x_j} + \\ & \frac{g}{\Theta} [\delta_{k3} \overline{u'_i \theta'} + \delta_{i3} \overline{u'_k \theta'}] + \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u'_k}{\partial x_i} \right) - 2\epsilon_{u_i u_k}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Sendo que os índices i , j e k assumem os valores 1,2 e 3, e sempre que dois índices aparecerem no mesmo termo, implica a soma do termo sobre cada valor assumido pelos índices repetidos. Na equação 2.4, o primeiro termo do lado esquerdo da igualdade representa o balanço local do fluxo de momentum, o segundo termo representa o transporte de momentum por advecção. Do lado direito: o primeiro e o segundo termos são a produção de momentum pelo cisalhamento, o terceiro termo é o transporte turbulento de momentum, o quarto termo é a produção/destruição de momentum por empuxo, o quinto é o transporte de momentum por flutuações de pressão e o último termo é a dissipação viscosa de momentum (STULL, 1988).

A partir das mesmas idealizações utilizadas para se obter as equações 2.1 - 2.3, pode-se escrever a equação para a componente zonal do fluxo de momentum ($i = 1$ e $j = k = 3$), a partir da equação 2.4, como:

$$\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial t} = -\frac{\overline{w'^2}}{w'^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{\partial (\overline{u'w'w'})}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} (\overline{u'\theta'}) + \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u'}{\partial z} + \frac{\partial w'}{\partial x} \right) - 2\epsilon_{uw}. \quad (2.5)$$

Note que, apesar da simplificação, ainda existem variáveis desconhecidas que necessitam ser estimadas para o cálculo do fluxo de momentum. Esse problema é conhecido como problema de fechamento de turbulência. Para resolver este problema, é necessário “truncar” o sistema de equações e resolver as variáveis desconhecidas a partir de equações diagnósticas, obtidas através de parametrizações (STULL, 1988; ARYA, 2001). O truncamento é quem define a ordem do fechamento de turbulência, por exemplo: se as variáveis médias forem parametrizadas, o fechamento é de ordem zero; se as variáveis médias forem calculadas prognosticamente e os momentos de segunda ordem parametrizados, o fechamento é de primeira ordem; se as variáveis médias e os fluxos forem calculados e os momentos de terceira ordem estimados, o fechamento é de segunda ordem e assim por diante.

A maioria dos MNPTC utilizam fechamento de primeira ordem para prever o comportamento da camada limite. Um dos principais motivos desta escolha é o custo computacional e o número de constantes adicionais dos esquemas de fechamento de ordem mais alta, pois estes modelos necessitam aliar o máximo de precisão com o menor custo computacional. É claro que, quanto maior for a ordem de fechamento, mais próxima será a descrição da realidade, todavia, para a previsão do tempo e do clima, na maioria dos casos uma representação adequada do estado médio das variáveis já é suficiente. O fechamento de primeira ordem consiste em calcular as variáveis médias que controlam o escoamento atmosférico (por exemplo, as equações 2.1 - 2.3) e parametrizar os fluxos turbulentos. Na maioria dos casos, os fluxos turbulentos são calculados utilizando teoria fluxo gradiente, ou teoria K. Exemplos da aplicação da teoria fluxo gradiente são as leis de Fourier e de Fick, para a o fluxo de calor por condução e para o fluxo de uma substância em uma mistura respectivamente. A teoria K diz que o fluxo de qualquer quantidade é proporcional ao

gradiente desta quantidade, logo pode-se aproximar o fluxo de calor sensível como:

$$\overline{w'\theta'} \propto \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z},$$

onde a constante de proporcionalidade é um coeficiente de difusão K_h , geralmente obtido a partir do coeficiente de difusão de momentum (K_m) por: $K_h = K_m/Pr_t$. Sendo Pr_t o número de Prandtl turbulento, que relaciona a difusão turbulenta de momentum e energia na forma calor.

A determinação dos coeficientes de difusão é uma tarefa das mais difíceis para os pesquisadores que trabalham com modelagem atmosférica, pois estes são um dos pontos cruciais para o desempenho adequado do modelo. Geralmente, a parametrização utilizada para estimar o coeficiente de difusão de momentum consiste no produto entre uma escala de velocidade, ou no limite neutro: $K_m = \kappa u_* z$, onde κ é a constante de von Kàrmàn, u_* é a velocidade de fricção e z é a altura acima da superfície. Mas, em todas as parametrizações, a escala de comprimento é o comprimento de mistura (BLACKADAR, 1962; MELLOR; YAMADA, 1974; MCNIDER et al., 1995, entre outros).

O conceito de comprimento de mistura foi introduzido por Prandtl no começo do século XX e significa a altura acima de uma superfície sólida que uma parcela de ar percorre sem se deformar. O comprimento de mistura, l_m , é dependente do regime de estabilidade do escoamento, sendo que sua determinação também é um problema. Além disso, apesar do próprio Prandtl achar esta uma aproximação grosseira, até hoje pouco avanço foi feito neste sentido. Já com relação as escalas de velocidade, estas podem ser o produto do cisalhamento do vento ($S = \sqrt{(\partial u/\partial z)^2 + (\partial v/\partial z)^2}$) com o comprimento de mistura (Sl_m), a velocidade de fricção ($u_* = ((\overline{u'w'})^2 + (\overline{v'w'})^2)^{1/4}$), ou a raiz quadrada da ECT ($\sqrt{\bar{\epsilon}}$) (CUXART et al., 2006).

O fechamento que utiliza a energia cinética turbulenta para determinar os coeficientes de difusão é conhecido como fechamento de ordem 1.5. Nestes modelos, além das equações prognósticas para as variáveis médias, existe uma equação prognóstica para a ECT e, a partir dos valores de ECT, são determinados os coeficientes de difusão (MELLOR; YAMADA, 1974; DUYNKERKE, 1988; WENG; TAYLOR, 2003, 2006, entre outros), ou até mesmo os fluxos turbulentos (COSTA et al., 2011). Os modelos de ordem 1.5 podem estimar os coeficientes de difusão através de duas formas diferentes utilizando o produto entre uma escala de velocidade e uma escala de comprimento, este caso: $K_m = \sqrt{\alpha \bar{\epsilon}} l_m$, onde α é a razão entre a ECT e a tensão de Reynolds, na camada superficial (DETERING; ETLING, 1985; WENG; TAYLOR, 2003). Tais modelos são conhecidos como modelos $E - l$ (WENG; TAYLOR, 2003, 2006; CUXART et al., 2006). A outra forma, é utilizando uma expressão que relaciona a ECT com a taxa de dissipação viscosa de ECT (ϵ), ou: ($K_m = (\alpha \bar{\epsilon})^2 / \epsilon$). Quando este tipo de fechamento é utilizado, os modelos são conhecidos como $E - \epsilon$ (DUYNKERKE, 1988). É importante destacar que tais modelos fazem uso de uma equação prognóstica para a taxa de dissipação de ECT. Uma classe mista, entre essas duas áreas são os modelos $E - \epsilon - l$ (XU; TAYLOR, 1997; WENG; TAYLOR, 2003). Estes também utilizam uma equação para a taxa de dissipação porém com uma correção no termo de produção de dissipação, que evita a formação de camadas limites muito profundas, como acontece nos modelos $E - \epsilon$ (WENG; TAYLOR, 2003).

Modelos do tipo $E - \epsilon$ costumam apresentar uma CLE mais profunda, pois a turbulência é superestimada. Como solução para tal problema, muitos trabalhos sugerem alterações nos termos de produção e destruição da equação da dissipação (DETERING;

ETLING, 1985; XU; TAYLOR, 1997; WENG; TAYLOR, 2003). Todavia, para evitar este tipo de problema, neste trabalho são utilizados apenas modelos do tipo $E - l$ e $E - \epsilon - l$.

2.4 Energia cinética turbulenta

Todos os modelos utilizados neste trabalho utilizam fechamento de ordem 1.5, isso significa que a energia cinética turbulenta é o parâmetro utilizado para “quantificar” o quão difusiva é a turbulência. Em outras palavras, a utilização da ECT na determinação dos coeficientes de difusão, faz a relação explícita entre a intensidade turbulenta, representada pela ECT, e a difusividade da turbulência, que é dada pelos K 's.

A ECT é uma das variáveis atmosféricas que melhor representa a intensidade da turbulência em um escoamento. A ECT é definida como a energia cinética por unidade de massa que ocorre no escoamento devido às perturbações nas componentes da velocidade \vec{V} , com relação a uma média, que são causadas pela presença dos turbilhões no escoamento, ou: $\bar{e} = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2$. Onde u, v e w , são as componentes zonal e meridional do vento, e a componente vertical da velocidade, respectivamente. O balanço local de ECT é descrito por uma equação, que em uma situação de homogeneidade horizontal é escrita como (STULL, 1988; ARYA, 2001):

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -\overline{u_j} \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{u'_j e'})}{\partial x_j} + \delta_{i3} \frac{g}{\Theta} (\overline{u'_i \theta'}) - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u'_i p'}) - \epsilon. \quad (2.6)$$

Na equação acima, o termo do lado esquerdo representa o balanço local de ECT, enquanto que os termos do lado direito representam o transporte de ECT por advecção, o transporte turbulento de ECT, a produção/destruição de ECT por empuxo, a produção mecânica de ECT por cisalhamento, o transporte de ECT por flutuações de pressão e a dissipação viscosa de ECT, respectivamente.

O balanço de ECT é diretamente afetado pela estabilidade térmica do escoamento. Durante o dia, em condições instáveis, os termos de empuxo e cisalhamento atuam na produção de turbulência, enquanto o único sumidouro de turbulência é a dissipação viscosa. Como a soma de ambos os termos de produção é maior que a dissipação, os termos de transporte transportam turbulência verticalmente, homogenizando o escoamento e aumentando a espessura da camada limite instável. Em condições neutras, o termo de empuxo é nulo, já que o gradiente de temperatura e, consecutivamente, o fluxo são iguais a zero, logo, o termo de dissipação é da ordem do termo de produção mecânica, porém ainda menor, portanto, tal como no caso instável, a turbulência é transportada para outras regiões antes não turbulentas. Entretanto, no caso estável, o termo de empuxo atua como sumidouro de turbulência juntamente com a dissipação viscosa, assim, a única fonte de turbulência é a produção mecânica. Em tal contexto, em uma noite muito estável, a produção de turbulência pode ser completamente suprimida pelos termos de sumidouro, levando ao colapso local da turbulência no escoamento. Todavia, outras regiões podem permanecer com turbulência, logo, em tais condições, os termos de transporte, são muito importantes.

Os modelos atmosféricos, geralmente, fazem uso de formulações de turbulência (ou funções de estabilidade) para determinar a influência da estabilidade térmica sobre o escoamento atmosférico. Estas funções de estabilidade geralmente são obtidas experimentalmente como função de parâmetros adimensionais, que indicam o regime de estabilidade

do escoamento, tais como, o número de Richardson e z/L (ARYA, 2001; STENSRUD, 2007; SR, 2013).

2.4.1 O número de Richardson

O número de Richardson Ri , denominado assim em homenagem ao seu idealizador, o meteorologista britânico Lewis Fry Richardson, é definido como a razão entre os termos de produção/destruição por empuxo e produção mecânica de ECT. Utilizando a equação 2.6, pode-se escrever (STULL, 1988; ARYA, 2001):

$$Rf = \frac{g/\Theta (\overline{u'_i \theta'})}{-\overline{u'_i u'_j} (\partial \overline{u_i} / \partial x_j)}, \quad (2.7)$$

sendo Rf o número de Richardson fluxo. Deve-se lembrar que o sinal do termo de empuxo varia conforme a estabilidade do regime de escoamento, enquanto que o sinal do termo de produção é sempre negativo, pois a velocidade do escoamento diminui a medida que se aproxima da superfície limítrofe. Portanto, em condições instáveis, Rf é sempre menor que zero, enquanto que, em condições neutras, este é nulo e, finalmente em condições estáveis, o número de Richardson é sempre positivo.

O cálculo dos fluxos turbulento depende muito da janela de média utilizada, logo, se a escala da turbulência for menor que a taxa de amostragem do equipamento de observação, provavelmente, será impossível de se obter algum resultado relevante. Para contornar este problema, comumente é utilizada uma formulação para o número de Richardson, na qual este é calculado através do gradiente das variáveis médias. Utilizando teoria K para se obter os fluxos turbulentos a partir da equação 2.7, têm-se:

$$Ri = \frac{g/\Theta (\partial \overline{\theta} / \partial z)}{S^2}, \quad (2.8)$$

Ri é conhecido como número de Richardson gradiente e seu sinal depende somente do sinal do gradiente de temperatura, pois o cisalhamento do vento é sempre igual ou maior que zero.

Originalmente, Richardson propôs que quando a razão entre os termos da ECT, que dão origem ao número de Richardson, fosse igual ou maior a uma unidade, o escoamento se tornaria laminar devido aos efeitos de empuxo. Este valor é conhecido como número de Richardson crítico (Ri_c). Todavia, muitos autores sugerem que o valor crítico de Ri é em torno de 0,2 a 0,25, entretanto, não existe consenso sobre tais valores, nem sobre a existência de um valor crítico para o número de Richardson (MILES, 1961; ZILITINKEVICH et al., 2013).

Conforme comentado anteriormente, não existe uma definição matemática formal para os coeficientes de difusão. Existem apenas parametrizações, K_m é parametrizado e K_h é relacionado com o coeficiente de difusão de momentum pelo número de Prandtl turbulento. Entretanto, Pr_t é a razão entre os coeficiente de difusão, o que inviabiliza seu cálculo, utilizando dados experimentais a partir de sua definição. Todavia, pode-se mostrar, facilmente, a partir das equações 2.7 e 2.8, que $Pr_t = Ri/Rf$, que é uma alternativa para a determinação do número de Prandtl turbulento (daqui pra frente somente referido como número de Prandtl), já que ambos Ri e Rf , podem ser calculados experimentalmente, assim abrindo a possibilidade para exploração e criação de novas parametrizações.

2.4.2 O parâmetro z/L

Antes do advento de técnicas modernas de medição e dos computadores com grande capacidade de armazenamento de dados, grande parte das medidas atmosféricas era restrita aos primeiros metros acima da superfície, uma região conhecida como camada superficial (CS). A camada superficial é comumente definida como a região na qual os fluxos turbulentos variam menos de 10 % do seu valor superficial (STULL, 1988; ARYA, 2001). (MONIN; OBUKHOV, 1954) sugeriram que o escoamento turbulento na CLP pode ser descrito através de equações adimensionais, as quais são escritas tendo como base 4 variáveis presentes na camada superficial, nominalmente: o fluxo de calor sensível em superfície ($\overline{w'\theta'_0}$), o parâmetro de empuxo (g/Θ , que é a razão entre as forças de inércia e as forças de empuxo), o tensor de tensões cinemático em superfície (τ_0/ρ) e a altura acima da superfície (z). Esta teoria é conhecida como Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (MONIN; OBUKHOV, 1954; STULL, 1988). A partir destas variáveis, são definidas as 3 escalas utilizadas para caracterizar o escoamento na CLP, são elas:

- Escala de velocidade (Velocidade de fricção):

$$u_* = (\tau_0/\rho)^{1/2};$$

- Escala de temperatura:

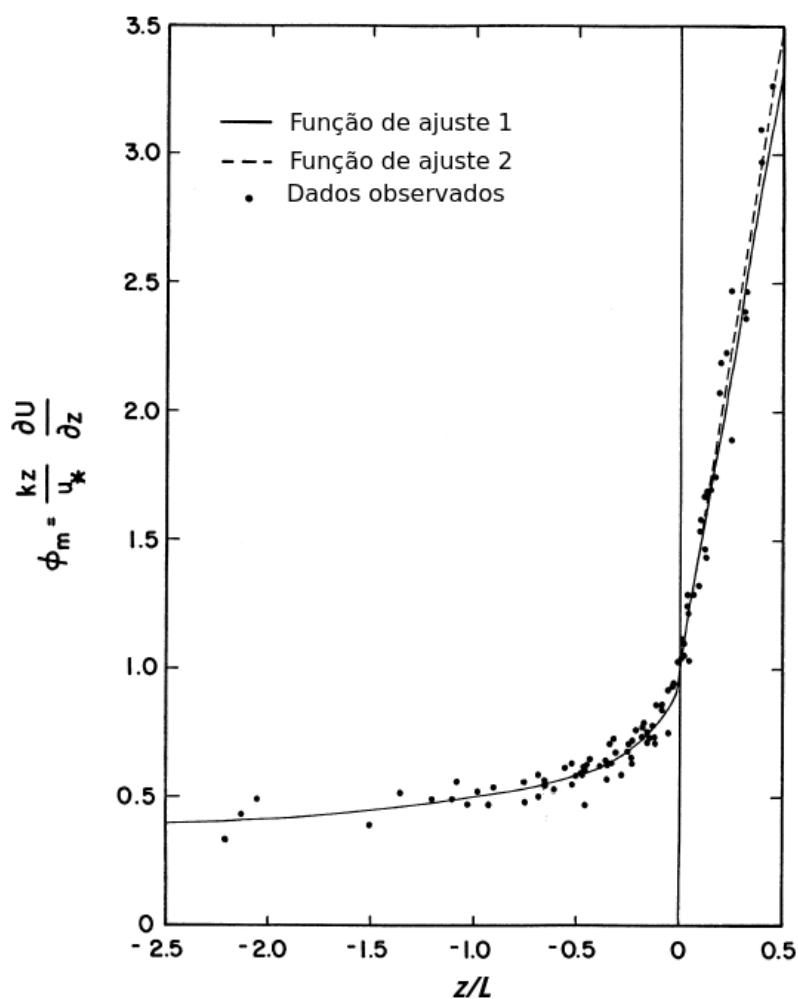
$$\theta_* = \frac{\overline{w'\theta'_0}}{u_*};$$

- Escala de comprimento (comprimento de Obukhov):

$$L = \frac{-u_*^3}{(g/\Theta)\overline{w'\theta'_0}}.$$

Desta forma o parâmetro z/L é o comprimento de Obukhov adimensionalizado, muito utilizado na obtenção de funções universais, chamadas de gradientes adimensionais (Fig. 2.7), que descrevem o comportamento das variáveis atmosféricas em funções de parâmetros da teoria de Monin-Obukhov (M-O). É importante destacar que Monin e Obukhov (1954) propuseram sua teoria com o argumento que estas variáveis são locais e estas leis são válidas somente na CS. Todavia, Nieuwstadt (1984) mostrou que a teoria de similaridade pode ser aplicada a qualquer ponto na CLP, podendo ser utilizada mesmo fora da CS. A ampliação da teoria de similaridade de M-O é conhecida como similaridade estendida ou similaridade local, onde o comprimento de Obukhov local (Λ) é definido a partir dos valores locais de u_* e $\overline{w'\theta'}$ (NIEUWSTADT, 1984).

Figura 2.7: Gradiente adimensional do vento em função de z/L , obtido a partir de dados coletados no experimento Kansas realizado nos Estados Unidos.



Fonte: Adaptado de Arya (2001).

No próximo capítulo serão apresentadas as formulações e parametrizações utilizadas nos modelos implementados neste trabalho. Também será discutida a implementação do modelo em relação à grade vertical e os métodos numéricos utilizados na implementação. A sensibilidade a parâmetros com espaçamento vertical entre os pontos da grade e ao passo de tempo utilizado também serão discutidos.

3 METODOLOGIA

3.1 Modelo

3.1.1 Equações prognósticas

Conforme descrito no capítulo 2, o fechamento de primeira ordem consiste em resolver as equações prognósticas para as componentes horizontais da velocidade do vento e para a temperatura, com os fluxos turbulentos sendo parametrizados utilizando teoria K. Neste trabalho, são implementados modelos com ordem de fechamento 1.5, esta ordem de fechamento implica em resolver prognosticamente a ECT, que será usada na determinação dos coeficientes de difusão. Desta forma, o conjunto de equações que formam o modelo podem ser escritas como:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f(\bar{v} - \bar{v}_g) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right), \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = f(\bar{u}_g - \bar{u}) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right), \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right). \quad (3.3)$$

Nas equações acima:

$$-\overline{u'w'} = K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z},$$

$$-\overline{v'w'} = K_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$$

e

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

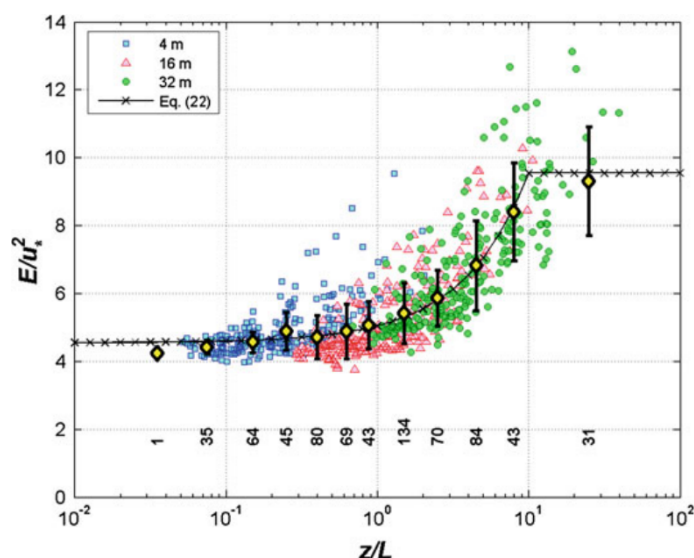
são os gradientes verticais das componentes do fluxo de momentum e energia na forma de calor, respectivamente. $K_m = \sqrt{\alpha \bar{e}} l_m$ e $K_h = K_m / Pr_t$ são os coeficientes de difusão de momentum e de difusão de energia na forma de calor, nesta ordem. Inicialmente, o número de Prandtl turbulento é tomado como sendo $Pr_t = 0,85$, a critério de comparação dos resultados das simulações com os dados do experimento GABLES I (CUXART et al., 2006). A constante α comumente é usada como um parâmetro da camada superficial, todavia, Rodrigo e Anderson (2013) e Acevedo et al. (2014) mostram que entre ECT e a τ/ρ obedece a uma função fortemente dependente da estabilidade para diferentes alturas, inclusive, em níveis superiores ao topo da CS (Fig. 3.1).

As funções que descrevem o comportamento de α propostas por Rodrigo e Anderson (2013) e por Acevedo et al. (2014) são bastantes similares, todavia, no primeiro trabalho, foram utilizados dados provenientes de um sitio apenas, localizado na Antártica, enquanto que, no segundo trabalho, foram utilizados dados de 6 sítios com características

superficiais completamente distintas: plantação de milho (Cruz Alta - RS, Brasil (TEICHRIEB et al., 2013)) ; neve (Experimento FLOSS II realizado em Walden - CO, EUA (MAHRT; VICKERS, 2005)) ; pastagem (Experimento LBA, km77 Santarém - PA, Brasil (SAKAI et al., 2004)) ; floresta tropical (Experimento LBA, Manaus, AM, Brasil (ARAÚJO et al., 2002) e Uatumã - AM, Brasil); e floresta de araucárias (São João do Triunfo - PR, Brasil (OLIVEIRA et al., 2013)). Além disso, as análises feitas por Acevedo et al. (2014) desconsideram a contribuição de fenômenos não turbulentos, com escalas de tempo maiores que a turbulência e menores que os fenômenos de mesoescala, referidos comumente como *submeso* (MAHRT, 2009; BELUŠIĆ; GÜTTLER, 2010). Como esta função é oriunda de uma análise mais completa e que não possui discrepâncias com as funções obtidas em outros trabalhos, está utilizada aqui, e é escrita como:

$$\alpha = (4(1 + 2,5z/\Lambda)^{1/3})^{-1}. \quad (3.4)$$

Figura 3.1: Dependência da relação entre a ECT e a tensão de cisalhamento local por unidade de massa ($\alpha = \bar{e}/u_*^2$) em diferentes alturas. Os dados são provenientes de experimento realizado na estação Halley, que é uma estação britânica de pesquisas na Antártica, no período entre os meses de março a novembro de 2003.



Fonte: Adaptado de Rodrigo e Anderson (2013).

É importante notar a partir da equação 3.4 que, no limite neutro $\alpha \approx 0,25$, valor muito próximo aos utilizados por Weng e Taylor (2003) e Weng e Taylor (2006), que utilizam um valor constante e igual a 0,3, para este parâmetro. Cuxart et al. (2006) fazem uma intercomparação de vários esquemas de camada limite utilizados em modelos operacionais de diversos centros do mundo, nos quais a constante α pode ser utilizada como uma constante arbitrária de calibração podendo variar quase uma ordem de magnitude de modelo para modelo. A utilização de uma função ao invés de uma constante contribui para a calibração do modelo de forma automática de acordo com o regime de estabilidade, através do acréscimo ou decréscimo da difusão turbulenta no escoamento. Outro aspecto da determinação de α é que a limitação com relação à estabilidade é restrita a $z/\Lambda = 100$, uma ordem de magnitude maior que o valor utilizado por Rodrigo e Anderson (2013), isto implica que mesmo que uma estratificação exagerada seja utilizada nas simulações esta terá

influência direta na difusão, ao invés de impor um valor restritivo comumente observado na natureza.

Como anteriormente discutido, nos modelos de ordem 1.5, é necessário resolver uma equação para ECT, pois esta grandeza é utilizada na estimativa dos coeficientes de difusão. Para uma atmosfera seca, horizontalmente homogênea, não subsidente (ou seja $\bar{w} = 0$), e sem divergência de fluxo radiativo, a equação prognóstica para a energia cinética turbulenta (equação 2.6) pode ser escrita como:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} \overline{w'\theta'} - \frac{\partial}{\partial z} \left[(\overline{w'e'}) - \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0} \right] - \epsilon. \quad (3.5)$$

Sendo o termo do lado esquerdo o balanço local da ECT, os dois primeiros termos do lado direito são os termos de produção por cisalhamento, o terceiro termo é o termo de produção/destruição de turbulência por empuxo, os termos entre colchetes são os termos de transporte turbulento e transporte por flutuações de pressão e, finalmente, o último termo é a taxa de dissipação viscosa de turbulência.

Os termos de cisalhamento e empuxo da equação 3.5 são parametrizados utilizando teoria K, a mesma aproximação é utilizada pelos termos de transporte. Embora o termo de transporte por flutuações de pressão não possa ser parametrizado por uma relação fluxo gradiente, muitos trabalhos costumam negligenciar sua influência, enquanto outros mostram que sua magnitude é considerável (PUHALES et al., 2010). Neste trabalho, estes termos são parametrizados de acordo com o proposto por Duynkerke (1988):

$$- \left[(\overline{w'e'}) - \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0} \right] = K_e \frac{\partial \bar{e}}{\partial z}, \quad (3.6)$$

onde $K_e = K_m/\sigma_e$ é o coeficiente de difusão da ECT. O valor de σ_e é escolhido como igual a uma unidade por dois motivos principais, o primeiro é que não existe consenso sobre o valor desta constante, já que é praticamente impossível de medir seu valor (COSTA et al., 2011; YUJI; AKIHIRO; TOSHIMASA, 2013). O segundo motivo é que grande parte das parametrizações utilizadas em modelos operacionais utiliza esta constante como sendo uma unidade. Além disso, desta forma, a sensibilidade dos resultados a mais um parâmetro arbitrário é desprezada. Finalmente, tem-se o termo mais complexo para ser estimado: dissipação viscosa de turbulência ϵ .

3.1.1.1 Dissipação viscosa de turbulência

Tradicionalmente, a dissipação viscosa é parametrizada utilizando a equação de Kolmogorov que é obtida a partir da teoria estatística da turbulência (TET) (KOLMOGOROV, 1941). O principal problema, neste caso, é que a TET é válida somente quando a turbulência no escoamento é homogênea, isotrópica e estacionária, condições que comumente não são observadas em escoamentos estratificados. Muitos modelos atmosféricos utilizam esta equação, todavia, a anisotropia e não homogeneidade do escoamento é representada por uma constante c_ϵ . Entretanto, em muitos casos, esta constante se torna um parâmetro de ajuste arbitrário, servindo para reduzir ou aumentar a mistura turbulenta do escoamento, podendo variar até uma ordem de magnitude de valores que vão de 0,07 até 0,7 (CUXART et al., 2006). Para manter a coerência nas constantes e com o objetivo de indicar a influência do cisalhamento na taxa de dissipação viscosa, a constante que multiplica a taxa

de dissipação é tomada como $c_\epsilon = \alpha^{3/2}$. Assim, a equação para a dissipação viscosa é escrita como:

$$\epsilon = \frac{(\alpha \bar{e})^{3/2}}{l_d}, \quad (3.7)$$

sendo l_d o comprimento de mistura para a dissipação. Por simplicidade, em todos os casos aqui mostrados, quando utilizado, o comprimento de mistura para a dissipação é tomado como $l_d = l_m$. Para não ficar restrito a uma parametrização comumente utilizada, neste trabalho, serão utilizadas mais duas parametrizações para a ϵ , que serão descritas a seguir.

No capítulo 2, foram brevemente discutidos os modelos que utilizam uma equação prognóstica para a taxa de dissipação de ECT que, quando utilizadas em um modelo de fechamento de ordem 1.5, o coeficiente de difusão de momentum é escrito como: $K_m = (\alpha \bar{e})^2 / \epsilon$. A equação para a dissipação que é classicamente utilizada é escrita como (DUYNKERKE, 1988; WENG; TAYLOR, 2003, 2006):

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{\epsilon}{\bar{e}} c_{\epsilon_1} \left[-\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} \overline{w'\theta'} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(c_\epsilon \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) - c_{\epsilon_2} \frac{\epsilon^2}{\bar{e}}. \quad (3.8)$$

Na equação acima, o termo do lado esquerdo da igualdade é o balanço local de dissipação. Já do lado direito, o primeiro termo é a produção de dissipação, o segundo termo é o transporte turbulento de dissipação e o último termo é a dissipação de dissipação viscosa. Apesar de, supostamente, descrever o escoamento de forma mais realista, quando uma equação prognóstica para ϵ é utilizada, os modelos costumam simular uma CLE mais profunda do que a realidade (WENG; TAYLOR, 2003). A partir disso, modificações são realizadas para minimizar este fato, uma delas é a mudança na parametrização dos termos de produção de dissipação (DETERING; ETLING, 1985; XU; TAYLOR, 1997), sendo a equação 3.8 reescrita como:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = c_{\epsilon_1} \frac{(\alpha \bar{e})^3}{l_d^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left(c_\epsilon \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) - c_{\epsilon_2} \frac{\epsilon^2}{\bar{e}}. \quad (3.9)$$

Por ser estabelecido que a utilização da equação 3.8 resulta em dados não satisfatórios, aqui, somente a equação 3.9 é utilizada. Os valores das constantes são os mesmos propostos por Weng e Taylor (2003), são eles: $c_{\epsilon_1} = 1,44$, $c_{\epsilon_2} = 1,92$ e $c_\epsilon = \alpha(c_{\epsilon_2} - c_{\epsilon_1})/\kappa^2$. Além disso, outra modificação foi utilizada neste trabalho, para evitar erros numéricos em condições muito estáveis, quando ambas, ECT e a sua dissipação tendem a zero. Grande parte das formulações são utilizadas e testadas em condições de estabilidade próximas do limite neutro, que permite que a parametrização de K_m característica de modelos $E - \epsilon$ seja utilizada. Assim, K_m é determinado da mesma forma que em um modelo $E - l$.

Um aspecto importante sobre as equações prognósticas para a taxa de dissipação é que estas não são muito precisas quando utilizadas em modelos numéricos pelo fato descrito acima, além disso, o significado físico de seus termos é de difícil entendimento (HUNT; SPALART; MANSOUR, 1987). Em condições muito estáveis, o escoamento turbulento é puramente mecânico e governado pelo cisalhamento, nesse contexto, a influência da distância da superfície e do cisalhamento do vento sobre os turbilhões é um ponto crucial na descrição do comportamento da turbulência. Neste sentido, Hunt, Spalart e Mansour (1987) propuseram uma parametrização para l_d , baseada no experimento realizado por Hunt (1984) que descreve a influência da superfície e do cisalhamento sobre os

turbilhões. Assim a equação de Kolmogorov pode ser reescrita como:

$$\varepsilon = A_B \frac{\bar{e}^{3/2}}{l_d} + A_s \bar{e} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z}. \quad (3.10)$$

Na equação acima A_B e A_s são constantes experimentais com valores iguais a 0,27 e 0,46 e \bar{U} é a magnitude do vento.

Em todos os casos comparados aqui, bem como na determinação dos coeficientes de difusão é a parametrização do comprimento de mistura, que será mostrada a seguir.

3.1.2 Comprimento de mistura

O conceito de comprimento de mistura foi proposto por Prandtl e fisicamente significa a distância que uma parcela de ar se movimenta em um escoamento turbulento sem que esta se deforme. A obtenção experimental do comprimento de mistura para utilização em modelos é impossível, pois se trata de um conceito abstrato, assim, a única saída é a utilização de parametrizações. Geralmente, o comprimento de mistura é parametrizado de acordo com a proposta de Blackadar (1962) que, em condições próximas à neutra, é escrito como:

$$l_{m0} = \frac{\kappa z}{1 + \kappa z / \lambda_0}, \quad (3.11)$$

onde z é a altura acima da superfície e l_{m0} é o comprimento de mistura máximo em condições neutras. λ_0 é determinado pela relação $\lambda_0 = 0,0004(\bar{u}_G^2 + \bar{v}_G^2)^{1/2} f^{-1}$, sendo f o fator de Coriolis (DELAGE, 1974).

Todavia, apesar de ser utilizado nas comparações o comprimento de mistura em condições neutras não é capaz de representar a supressão da difusão turbulenta causada pela estratificação. Geralmente, este problema é contornado através da utilização de funções de estabilidade (f_m). As funções de estabilidade (FE) são obtidas experimentalmente e utilizam parâmetros adimensionais como z/L e Ri para descrever a supressão da mistura turbulenta pelo empuxo. Assim, o comprimento de mistura é reescrito como:

$$l_m = \frac{\kappa z}{1 + \kappa z / \lambda_0} f_m. \quad (3.12)$$

Neste trabalho, são utilizadas duas funções de estabilidade que utilizam como parâmetro de estabilidade o número de Richardson, conhecidas como FE cauda curta (FECC) e FE cauda longa (FECL). A utilização de uma FECC parte da suposição que toda a mistura turbulenta é suprimida para valores superiores ao número de Richardson crítico ($Ri_c = 0,2$), e é escrita como (WEBB, 1970):

$$f_m = (1 - 5Ri).$$

O principal problema da utilização de uma FECC é que nunca a turbulência é completamente suprimida pela estratificação (MAHRT; VICKERS, 2006). Ademais, a ocorrência de eventos intermitentes pode ser responsável por quase todo o transporte turbulento em uma noite muito estável (COULTER; DORAN, 2002) e, uma vez que o modelo numérico alcança sua solução de equilíbrio, sem turbulência, é impossível que esta seja reestabelecida, o que causa, geralmente, um resfriamento irrealístico próximo à superfície (LOUIS,

1979). Para contornar este problema, Louis (1979) propôs a utilização de uma FE que permitisse a existência de turbulência mesmo para valores muito superiores que Ri_c , escrita como:

$$f_m = (1 + \beta Ri)^{-1}.$$

A constante que multiplica Ri na equação acima é um parâmetro experimental, além disso, Delage (1997) mostrou que a FECL proposta por Louis (1979) é muito sensível ao parâmetro β . Inicialmente Louis (1979) sugeriu o valor $\beta = 4, 7$, todavia, em condições muito estáveis esta FECL leva a uma CLE excessivamente turbulenta. Assim, Delage (1997), sugeriu a utilização de $\beta = 12$ como um fator intermediário que leva a resultados satisfatórios tanto em condições muito estáveis quanto em condições pouco estáveis. Neste contexto, este é o valor de β sugerido por Delage (1997) e utilizado aqui.

3.1.3 Discretização e integração numérica

O conjunto de equações 3.1 - 3.5, mais a equação 3.9 quando o modelo em consideração é do tipo $E - \epsilon - l$, é discretizado em uma grade vertical, unidimensional, utilizando o método de diferenças finitas centradas. A discretização é feita de forma simples: as variáveis u , v e θ calculadas em 64 níveis principais, incluindo a superfície ($z = 0$) e o topo do domínio ($z = 400$ m), todavia, os valores de u e v são constantes tanto em superfície quanto no topo do domínio, enquanto θ é constante somente no topo do domínio e decresce constantemente em superfície. Como as variáveis anteriores dependem da divergência dos fluxos turbulentos que, por sua vez, dependem do gradiente das variáveis, os fluxos, a equação 3.5 e a equação 3.9, quando utilizadas, são calculadas em níveis intermediários (zi), exatamente no ponto médio entre dois níveis principais, definidos por: $zi_j = (z_j + z_{j-1})/2$. A discretização espacial dá origem a um conjunto de equações diferenciais ordinárias (EDO's) que podem ser integradas através da utilização de um método da família Runge-Kutta, por exemplo. Este procedimento para a solução de equações diferenciais parciais (EDP's) é conhecido como método das linhas. É importante destacar dois pontos importantes desse método com relação a métodos tradicionais para a solução de EDP's: o primeiro é a facilidade de implementação e o baixo custo computacional; e o segundo, é que, mesmo utilizando o método de diferenças finitas explícito para a discretização espacial, este método é estável numericamente. Por exemplo, o método de Crank-Nicolson pode ser obtido a partir do método das linhas, utilizando a regra do trapézio como integrador temporal (ZAFARULLAH, 1970).

A integração temporal do sistema de EDO's resultante é feita através do método de Runge-Kutta de quarta-ordem com um passo de tempo 0,1 s. A partir de diversos testes realizados pode-se observar que a diminuição do passo de tempo, em até três ordens de grandeza não apresentou significativa mudança nos resultados (não mostrado aqui). Todas as simulações feitas aqui têm duração de 10h.

3.1.3.1 Condições de contorno e condições iniciais

O projeto GEWEX (do inglês *Global Energy and Water Cycle Experiment*) é um estudo sobre o clima no planeta que visa a entender e modelar o ciclo da água na Terra. Este projeto é desenvolvido através da parceria de vários grupos de pesquisa e muitos dos

experimentos realizados, sejam eles numéricos ou observacionais, acabam se tornando um banco de dados a serem utilizados como referências no desenvolvimento de novos estudos. Com relação a CLP, (BEARE et al., 2006) realizou uma intercomparação de modelos LES na qual o caso de estudo foram observações realizadas no Ártico, e os resultados obtidos por Kosovic e Curry (2000) para uma CLE pouco estável. Os resultados mostraram que, nessas condições, boa parte dos modelos eram capazes de reproduzir os resultados analíticos da teoria proposta por (NIEUWSTADT, 1984).

Posteriormente, Cuxart et al. (2006) realizaram uma comparação da performance de diferentes parametrizações de camada limite utilizadas nos centros operacionais de previsão de tempo ao redor do mundo, usando um modelo de coluna simples de primeira ordem e um de ordem 1.5. As análises de Cuxart et al. (2006) se restringiram à reprodução do caso simulado por Kosovic e Curry (2000) e, posteriormente, na “calibração” do modelo, utilizando diferentes parametrizações a fim de identificar aspectos físicos fundamentais na performance destes. Inicialmente, as análises aqui apresentadas serão bastante similares às apresentadas por Cuxart et al. (2006), todavia, é necessário esclarecer, mais uma vez, que o objetivo deste trabalho não é somente implementar e reproduzir os resultados encontrados por esforços anteriores, mas também, é apontar os principais aspectos do escoamento na CLE que as parametrizações de turbulência são incapazes de reproduzir.

Nesse sentido, em um primeiro momento, as condições iniciais e de contorno serão as mesmas utilizadas por Kosovic e Curry (2000) e, posteriormente, então, condições de contorno características de condições muito estáveis serão utilizadas na comparação do desempenho das formulações e parametrizações aqui usadas. É importante destacar que Cuxart et al. (2006) comparou diversos modelos em seu estudo, cada um com suas características particulares, enquanto que aqui apenas um modelo é comparado para que se obtenha uma idéia mais clara do papel de cada parametrização na reprodução do escoamento atmosférico noturno. A parte de camada limite do projeto GEWEX é chamada de GABLS (do inglês *GEWEX Atmospheric Boundary Layer Study*), sendo que o estudo de camada estável foi o primeiro realizado e é conhecido como GABLS I.

O caso de estudo do GABLS I, é a reprodução do escoamento atmosférico em uma camada limite idealizada, com as mesmas simplificações utilizadas aqui e descritas anteriormente, fracamente estável localizada no Ártico (73°N , $f = 1,39 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$). O escoamento é governado por um vento geostrófico constante cujas componentes são $u(t, z = 400\text{m}) = u_G = 8,0 \text{ m s}^{-1}$ e $v(t, z = 400\text{m}) = v_G = 0$, enquanto que em superfície é considerada a condição de não escorregamento ($u(t, 1) = 0$ e $v(t, 1) = 0$). O perfil inicial do vento é dado por: $u(0, z > 0) = u_G$ e $v(0, z > 0) = v_G$. A temperatura inicial considerada igual a 265 K desde a superfície até 100 m de altura ($\theta(0, 0 \leq z \leq 100 \text{ m}) = 265 \text{ K}$). O perfil vertical inicial de ECT é dado por $\bar{e}(0, z \leq 250 \text{ m}) = 0,4(1 - z/250)^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ e $\bar{e}(0, 250 \text{ m} \leq z \leq 400 \text{ m}) = 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. A partir desta altura, aumenta a uma taxa de $0,1 \text{ K m}^{-1}$, até o topo do domínio onde $\theta(t, z = 400\text{m}) = \Theta = 268 \text{ K}$ é constante durante toda a simulação. O resfriamento radiativo da superfície é representado por uma taxa de resfriamento constante e igual a $0,25 \text{ K h}^{-1}$.

No caso de referência, Cuxart et al. (2006) sugerem o uso de uma grade vertical igualmente espaçada, com o mesmo número de níveis da grade utilizada neste trabalho, com resolução vertical de 6,34 m. Todavia, próximo à superfície, os gradientes são muito intensos, logo a utilização de uma grade com maior resolução nesta região é mais adequado, pois à medida que se afasta da superfície, o comportamento das variáveis não exige uma resolução tão alta (DELAGE, 1974; WENG; TAYLOR, 2003). Além disso, quando o esquema atmosférico é acoplado a um modelo de superfície, a não utilização

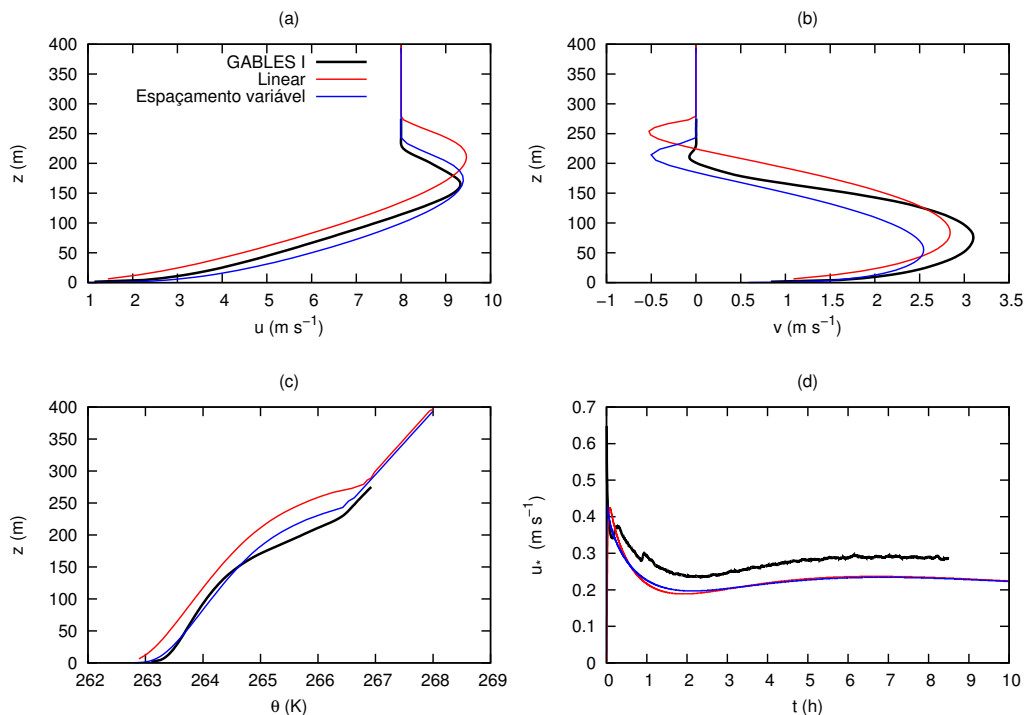
de uma grade com boa resolução junto à superfície pode levar, inclusive, a um aumento na temperatura superficial, ao invés de reproduzir um resfriamento radiativo (STEENEVELD; WIEL; HOLTSLAG, 2006). Comumente, para solucionar este problema, são utilizadas grades com espaçamento logarítmico ou log-linear, porém é necessário que se realize uma mudança de coordenadas para adequar o sistema de equações à nova coordenada (WENG; TAYLOR, 2006; STEENEVELD; WIEL; HOLTSLAG, 2006). Uma alternativa a este procedimento é a utilização de uma grade com espaçamento variável similar à proposta por Degrazia et al. (2009), aqui apresentada com pequenas modificações para manter a resolução mesmo nos níveis mais altos da atmosfera, na qual o espaçamento entre os níveis é dado por:

$$\Delta z = \frac{z_i}{\Gamma_1} + \Gamma_2 \left(\frac{z_i}{z_{top}} \right) z_{top},$$

onde z_{top} é o topo do domínio e Γ_1 e Γ_2 são constante de ajuste para aumentar ou diminuir a resolução próximo à superfície e próximo ao topo do domínio. Seus respectivos valores utilizados aqui são $\Gamma_1 = 89,19$ e $\Gamma_2 = 49,9052$.

A Fig. 3.2 mostra a comparação entre os resultados do modelo utilizando grades com espaçamento constante e variável comparados com o caso GABLES I. É possível observar a grande diferença que o aumento da resolução causa nas variáveis, melhoram a reprodução, principalmente sobre a componente zonal do vento (Fig. 3.2a) e a temperatura (Fig. 3.2c). Além disso, há uma sensível melhora na reprodução do perfil de ECT (não mostrado aqui), quando a grade com espaçamento variável é utilizada. Portanto, no restante das análises, somente o modelo de grade com espaçamento variável será utilizada.

Figura 3.2: Comparação entre as performances do modelo na reprodução do comportamento dos perfis verticais das componentes do vento (Fig. 3.2a e 3.2b), temperatura (Fig. 3.2c) e na evolução temporal de u_* , utilizando tanto a grade com espaçamento constante quanto a grade com espaçamento variável com os dados do experimento GABLES I.



4 RESULTADOS PARCIAIS

Neste capítulo, serão apresentados e discutidos os primeiros resultados oriundos da análise da performance do modelo descritos no capítulo 3. Em um primeiro momento, será mostrado e avaliado o desempenho do modelo, com cada uma das parametrizações utilizadas, com relação ao caso do experimento GABLS I. Posteriormente, serão apresentadas análises que possibilitam ver a capacidade do modelo em representar os estados de acoplamento da CLE. As demais análises que serão feitas posteriormente serão discutidas no capítulo 5.

4.1 Comparação com o experimento GABLS I

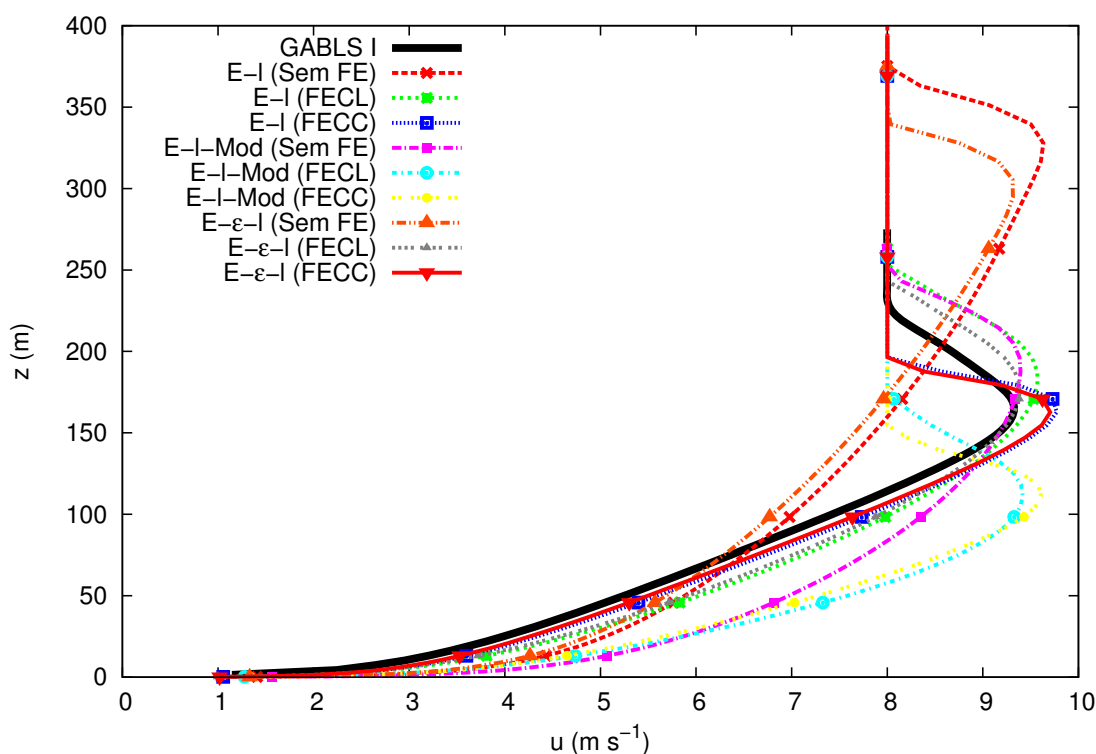
Seguindo Cuxart et al. (2006), a comparação dos resultados do modelo com os resultados obtidos por Kosovic e Curry (2000), foi feita através da média da nona hora de simulação. É importante lembrar que todas as simulações foram executadas por 10h. Na descrição dos resultados, será adotada uma nomenclatura pra abreviar cada uma das 3 configurações, com 3 diferentes parametrizações utilizadas no modelo. São elas:

- $E - l$ sem função de estabilidade: $E - l$ (Sem FE);
- $E - l$ com função de estabilidade cauda-longa: $E - l$ (FECL);
- $E - l$ com função de estabilidade cauda-curta: $E - l$ (FECC);
- $E - l$ com dissipação modificada sem função de estabilidade: $E - l - Mod$ (Sem FE);
- $E - l$ com dissipação modificada com função de estabilidade cauda-longa: $E - l - Mod$ (FECL);
- $E - l$ com dissipação modificada com função de estabilidade cauda-curta: $E - l - Mod$ (FECC);
- $E - \epsilon - l$ sem função de estabilidade: $E - \epsilon - l$ (Sem FE);
- $E - \epsilon - l$ com função de estabilidade cauda-longa: $E - \epsilon - l$ (FECL);
- $E - \epsilon - l$ com função de estabilidade cauda-curta: $E - \epsilon - l$ (FECC);

A Figura 4.1 mostra a comparação entre os resultados do modelo, com as diferentes parametrizações que estão indicadas pela legenda, com os dados do experimento GABLS I. É importante lembrar que o experimento GABLS I seja um estudo numérico idealizado, todavia, como mostrado por Beare et al. (2006), as características são representadas adequadamente pelas simulações numéricas realizadas por Kosovic e Curry (2000) utilizando um modelo LES. É possível observar, na figura 4.1, quando o modelo utiliza uma equação modificada para dissipação de ECT ($E - l - Mod$) estão presentes as maiores distinções dentre os resultados das parametrizações. Por exemplo, quando não é utilizada nenhuma função de estabilidade, a altura do jato representado pelas configurações $E - l$ (Sem FE) e $E - \epsilon - l$ (Sem FE) superestima em, aproximadamente, 100 m a altura do jato, no caso

GABLS, o que é esperado já que a intensidade turbulenta nestes dois casos não é relacionada de forma alguma com a estabilidade do escoamento atmosférico. Por outro lado, na região do jato, a configuração $E-l-Mod$ (Sem FE) obtém um resultado similar à $E-l$ (FECL), descrevendo o jato de maneira satisfatória. Por outro lado, quando uma função de estabilidade é utilizada na configuração $E-l-Mod$, a velocidade máxima do jato é representada adequadamente, porém a altura deste é subestimada, em aproximadamente, 80m.

Figura 4.1: Comparação entre o perfil de velocidade zonal para a nonaésima hora, oriundo do modelo com as diferentes parametrizações, indicadas pela legenda com os resultados obtidos por Kosovic e Curry (2000).

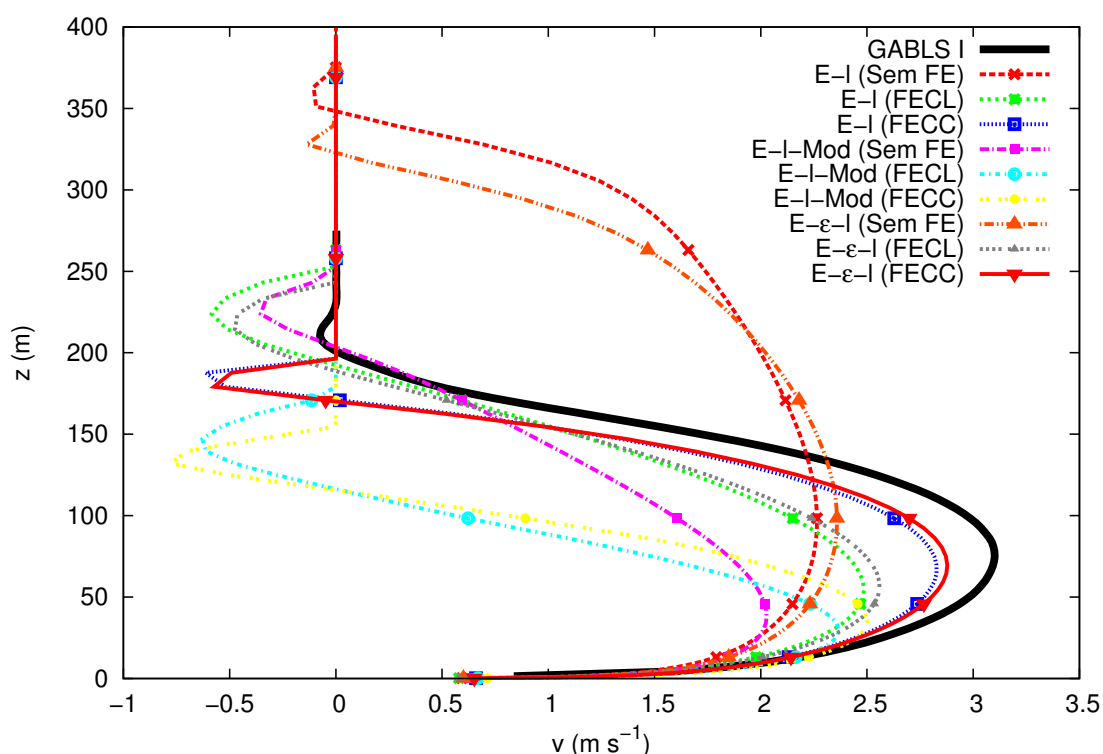


De maneira geral, o comportamento das formulações não é muito alterado quando a componente meridional é considerada (Fig. 4.2). As configurações $E-l$ e $E-\epsilon-l$ apresentam resultados muito similares quando as mesmas formulações de turbulência são utilizadas. As diferenças são claramente visíveis apenas no jato, onde a configuração $E-l$ estima uma velocidade um pouco maior que a configuração $E-\epsilon-l$. Uma das possíveis causas para isso é o fato de a dissipação ser resolvida de uma forma mais complexa na configuração $E-\epsilon-l$, envolvendo mais fatores que podem ter influência direta nas variáveis médias, principalmente nesta região que é uma região que possui fraca intensidade turbulenta. Um fato que chama a atenção é que os perfis de v resultantes da parametrização $E-l-Mod$, subestimam em mais de 1 m s^{-1} o perfil de v , do caso GABLS.

Como a turbulência é menos intensa nos casos simulados usando a configuração $E-l-Mod$, o modelo apresenta uma inércia maior do que nos outros casos, logo as componentes do vento podem ser um pouco desproporcionais, como pode ser visto nas Figuras 4.1 e 4.2. A condição inicial da componente zonal, em todos os níveis, é igual a u_G , enquanto a componente meridional é nula em todos os níveis. Logo, isso faz com que

a rotação do vento seja mais lenta do que quando as outras formulações são utilizadas. Outro aspecto importante da baixa intensidade turbulenta na configuração $E-l-Mod$, é que esta reproduz ventos mais intensos próximo à superfície, ao passo que, no jato, a representação é adequada, pelo menos, no caso onde nenhuma FE é utilizada. Quando uma FE é utilizada, a intensidade da turbulência que já era pequena é subestimada ainda mais, comprometendo completamente os resultados.

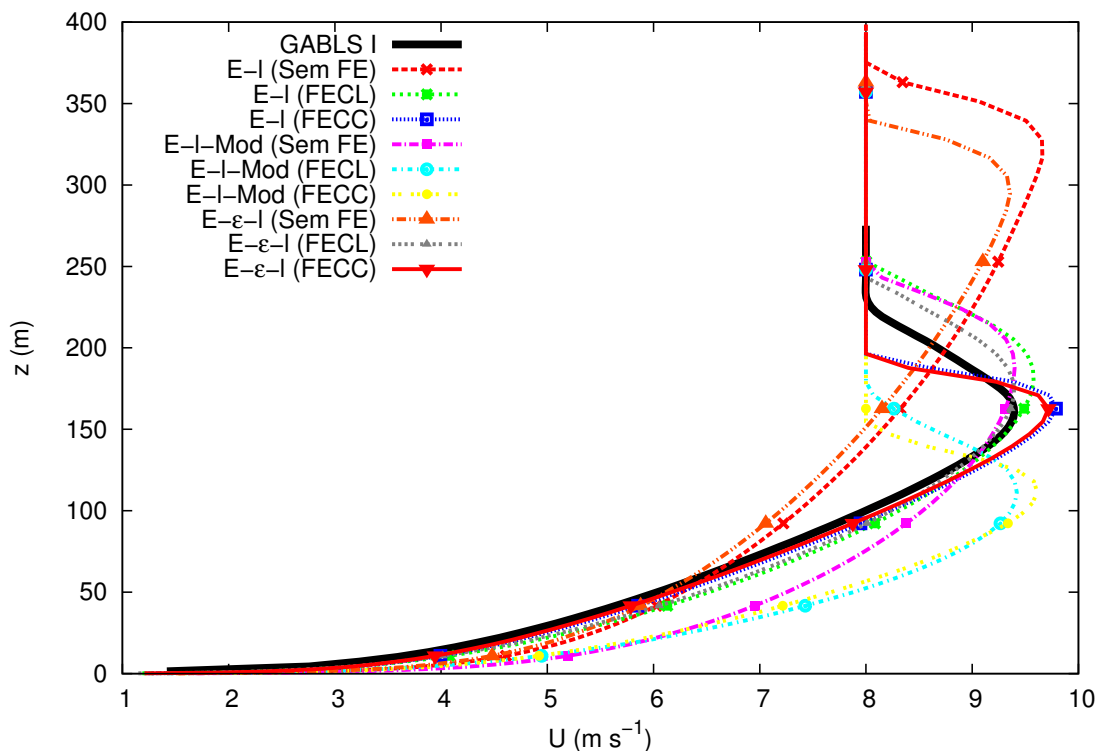
Figura 4.2: Comparação entre o perfil de velocidade meridional do vento, para a nonaésima hora, oriundo do modelo com as diferentes parametrizações, indicadas pela legenda, com os resultados obtidos por Kosovic e Curry (2000).



Todos os aspectos discutidos na apresentação das Figuras 4.1 e 4.2 podem ser observados no perfil da magnitude do vento (Fig. 4.3). Até, aproximadamente, 100 m de altura as configurações $E-l$ e $E-\epsilon-l$ apresentam os melhores resultados em comparação aos resultados de Kosovic e Curry (2000), todavia, acima desta altura, as parametrizações FECC reproduzem um jato mais baixo e mais intenso que as parametrizações FECL. No entanto, nenhuma das parametrizações consegue reproduzir exatamente a altura e a velocidade do jato. É interessante destacar que a forma do jato representado pela configuração $E-l-Mod$ sem FE é “intermediária” às representadas pelas configurações $E-l$ e $E-\epsilon-l$ usando uma FECL. Por outro lado, quando as configurações $E-l$ e $E-\epsilon-l$ não fazem uso de uma FE, o perfil do vento é subestimado na porção mais rasa da CLE e, enquanto no jato, a magnitude do vento é da ordem do caso de referência, apesar deste estar 100 m abaixo do simulado por estas formulações. Isso se deve, pelo oposto que foi discutido anteriormente: quando a turbulência é muito intensa próximo à superfície, esta é capaz de alcançar níveis bem mais elevados, e a grande mistura causa a homogeneidade do escoamento. Logo, na porção mais baixa, a velocidade do vento será menos intensa,

devido à difusão de momentum, enquanto que na porção mais alta, os efeitos do cisalhamento não são mais tão importantes, logo o jato que é causado pela força inercial devido à rotação da Terra tem praticamente a mesma magnitude em todas as configurações com suas diferentes parametrizações.

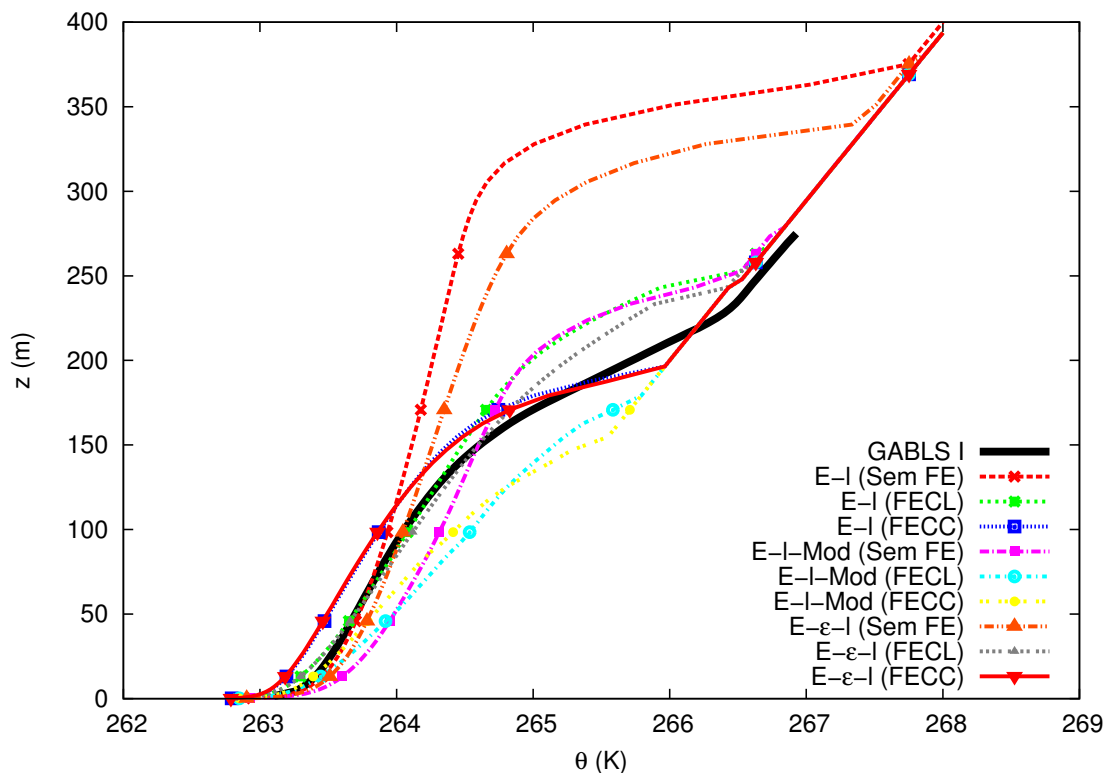
Figura 4.3: Comparação entre o perfil de magnitude do vento, para a nonaésima hora, oriundo do modelo com as diferentes parametrizações, indicadas pela legenda, com os resultados obtidos por Kosovic e Curry (2000).



Apesar dessa explicação ser bastante óbvia quando o perfil do vento é discutido, o mesmo não pode ser dito quando se observa o perfil de temperatura (Fig. 4.4). O perfil de temperaturas tem uma característica mais complexa. Na Figura 4.4, é possível observar que a configuração $E-l-Mod$ apresenta valores de temperatura mais altos nos primeiros 150 m acima da superfície do que nos demais casos. Isso se deve ao fato que a fraca intensidade turbulenta não é eficaz na mistura do ar mais frio presente próximo à superfície com o ar mais quente dos níveis superiores. Por outro lado, quando a turbulência é muito intensa, os turbilhões são maiores e trazem o ar mais quente para próximo da superfície, causando a homogeneização da temperatura ao longo da CLE (ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003; ACEVEDO et al., 2006). Isso é observado nos resultados das duas formulações mais turbulentas $E-l$ e $E-\epsilon-l$ sem FE. Formulações que representam o escoamento turbulento de uma forma intermediária apresentam melhores resultados em comparação ao caso de referência.

As principais diferenças observadas no perfil de temperatura é a altura da CLE. Nos casos $E-l$ e $E-\epsilon-l$ sem FE, a diferença é de, aproximadamente, 150 m, enquanto nas outras formulações esta diferença é menor. Para ver a evolução da altura da CLE, foi tomada como a altura o valor no qual \bar{e} é 5% de seu valor superficial (CUXART et al., 2006).

Figura 4.4: Comparação entre o perfil de temperatura potencial oriundo do modelo com as diferentes parametrizações, indicadas pela legenda, com os resultados obtidos por Kosovic e Curry (2000).



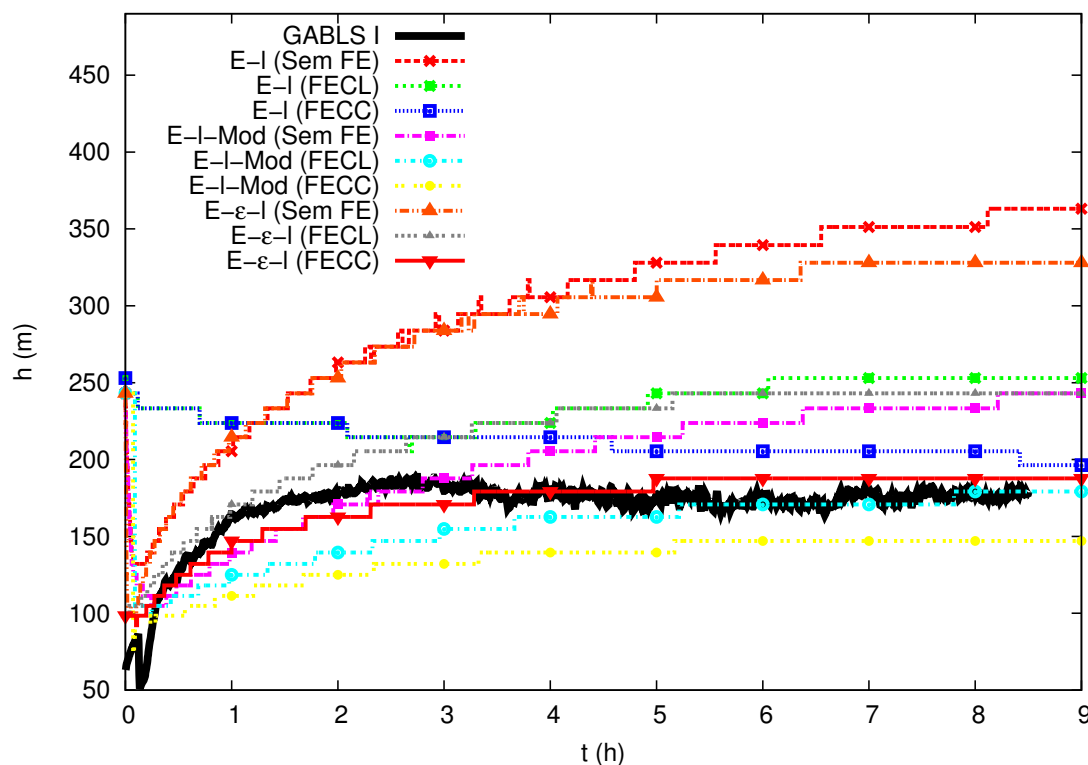
A determinação da altura da CLE é uma das tarefas mais complexas, seja através da utilização de dados experimentais ou seja através de modelos numéricos (ZILITINKEVICH; BAKLANOV, 2002). Um dos métodos mais comuns é a utilização da altura na qual os fluxos turbulentos têm seus valores reduzidos a 5% dos valores superficiais (CUXART et al., 2006). Entretanto, a utilização deste critério exclui a porção da CLE onde o jato é formado, bem como a curvatura final do perfil de temperaturas, ambos presentes dentro da CLE.

A Figura 4.5 mostra a evolução temporal da altura da CLE, é possível notar que as duas configurações que obtêm melhores resultados são $E-l-Mod$ (FECL) e $E-\epsilon-l$ (FECC) que apresentam uma altura final da camada limite dentro da faixa de variação do caso de referência. A única configuração que subestima a altura final da CLE é a $E-l-Mod$ (FECC). Todas as outras apresentam comportamento semelhante ao discutido anteriormente. É possível notar que, nesta comparação as diferenças entre as configurações com mesma formulação são mais perceptíveis. Isso se deve ao fato que, à medida que a grade se aproxima do topo do domínio, os pontos vão ficando mais distantes, fazendo com que uma pequena diferença no valor estimado da turbulência possa causar uma diferença de altura de até 20 m, dependendo da posição dos pontos de grade.

É importante destacar que o critério utilizado na obtenção da altura da CLE não depende da dinâmica da CLE para encontrar o topo da CLE, e sim, apenas da intensidade da turbulência em superfície e no topo. Isso pode fazer com que uma formulação que representa fraca intensidade turbulenta possa identificar uma altura comparável a uma formulação mais turbulenta. Isso fica claro através da observação da evolução temporal de

u_* (Fig. 4.6)

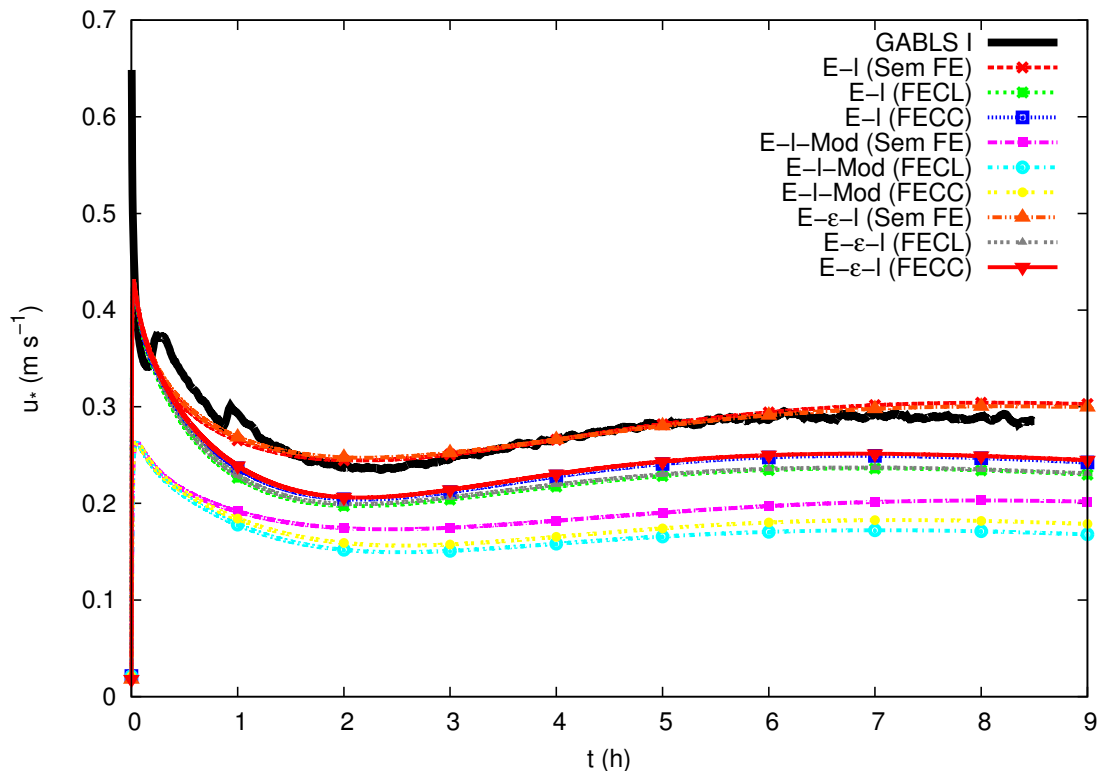
Figura 4.5: Comparação entre a evolução temporal da altura da CLE do modelo para todas as configurações e respectivas formulações indicadas na legenda com os resultados de Kosovic e Curry (2000).



Enquanto, na representação da altura, as formulações $E-l-Mod$ (FECL) e $E-\epsilon-l$ (FECC) apresenta resultados similares, a intensidade da turbulência nas duas é muito discrepante.

As configurações $E-l$ e $E-\epsilon-l$ apresentam resultados praticamente idênticos quando as mesmas parametrizações são utilizadas. É interessante notar que a intensidade turbulenta, representada pela velocidade de fricção, é representada de forma muito satisfatória apenas pelas configurações $E-l$ e $E-\epsilon-l$ sem FE enquanto que as demais subestimam u_* , apesar de o comportamento descrito em todas as simulações ser qualitativamente similar ao caso de referência. A configuração $E-l-Mod$ é a configuração que subestima mais a mistura turbulenta, mesmo, quando não faz uso de uma FE. Isto se deve ao fato que o cisalhamento infere diretamente no valor da dissipação viscosa de ECT, fazendo com que a mistura turbulenta seja suprimida mais eficientemente do que nos demais casos. Com intuito de ver a implicação das configurações e formulações na estrutura vertical da turbulência a Fig. 4.7 mostra a comparação dos perfis verticais de ECT, fluxo de calor sensível e fluxo de momentum por unidade de massa (Figuras 4.7a, 4.7b e 4.7c, 4.7d, respectivamente).

Figura 4.6: Comparação entre a evolução temporal da velocidade de fricção para todas as configurações e respectivas formulações indicadas na legenda com os resultados de Kosovic e Curry (2000).



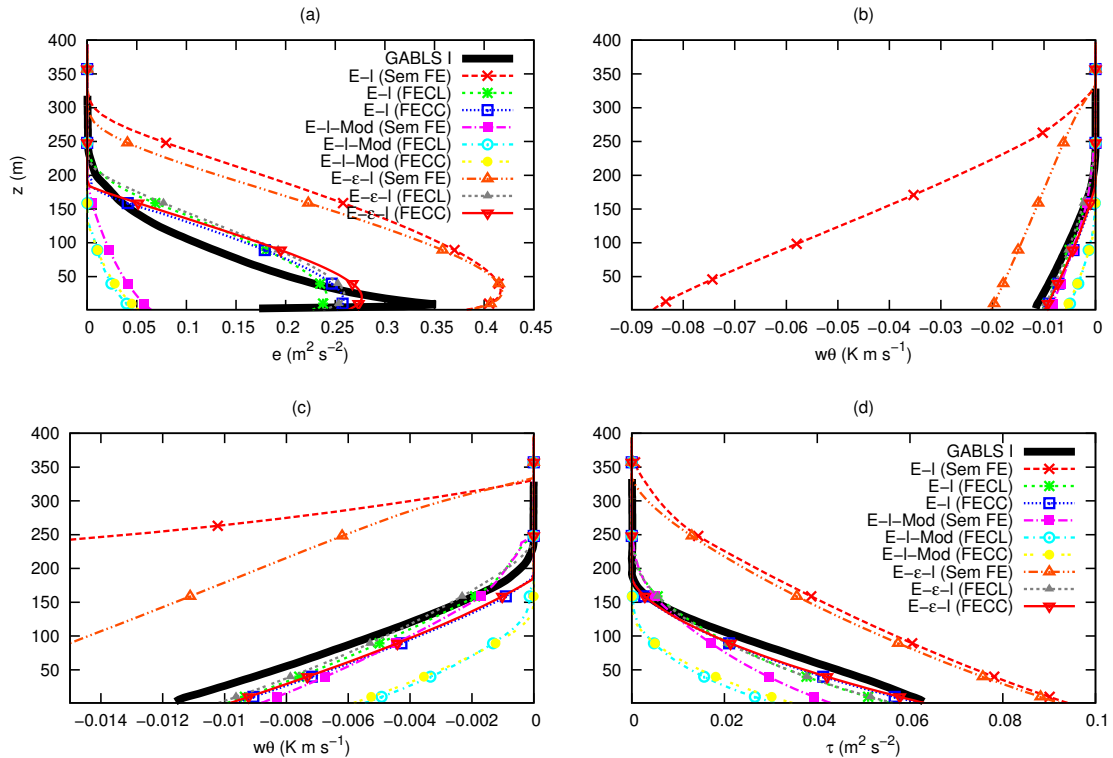
Como já era esperado, a configuração $E-l-Mod$ subestima consideravelmente a intensidade de $\bar{\epsilon}$ em toda a CLE, todavia, a altura a qual a turbulência pode chegar é comparável às demais configurações quando fazem uso de FE's (Fig. 4.7a). É importante destacar o papel da utilização da grade com espaçamento variável no modelo, pois enquanto o caso de referência apresenta um máximo de ECT bem localizado (devido ao espaçamento mais grosseiro próximo à superfície), os resultados do modelo apresentam um perfil mais suave. Entretanto, nenhuma das configurações foi capaz de representar adequadamente o valor superficial de ECT.

Quando o fluxo de calor sensível é observado, Fig. 4.7b, nota-se que a intensidade deste quando não se faz uso de nenhuma FE na configuração $E-l$, o fluxo de calor sensível chega a quase uma ordem de grandeza superior ao caso do experimento GABLS I. Apesar de menor, o fluxo de calor obtido pela $E-\epsilon-l$ sem FE é muito superior aos demais casos. A inclusão dos resultados destas duas formulações dificulta a observação do comportamento das demais, logo, neste sentido, a Fig. 4.7c apresenta um ajuste de escala para facilitar tal observação. Na Fig 4.7c, nota-se o mesmo padrão das demais análises, onde a configuração $E-l-Mod$ sem FE apresenta valores similares das demais configurações com uso de funções de estabilidade, quando uma função de estabilidade é usada na configuração $E-l-Mod$, os fluxos turbulentos são reduzidos consideravelmente.

O papel da modificação na parametrização da dissipação viscosa no modelo $E-l$, é observada claramente na Fig. 4.7d. Próximo à superfície, onde o cisalhamento do vento é mais intenso, devido à curvatura do perfil de velocidade, o fluxo de momentum é reduzido consideravelmente, enquanto que, à medida que se observam níveis mais altos, o fluxo

de momentum assume valores muito próximos ao da configuração $E - l$. Tal resultado, está de acordo com a proposta de Hunt, Spalart e Mansour (1987) para a descrição de um escoamento dominado pelo cisalhamento que diz que, próximo à superfície o cisalhamento reduz a intensidade turbulenta devido à intensificação da dissipação viscosa.

Figura 4.7: Comparação entre os perfis verticais de ECT (Fig. 4.7a), fluxo de calor sensível (Fig. 4.7b e 4.7c) e fluxo de momentum por unidade de massa (Fig. 4.7d) para todas as configurações e respectivas formulações, indicadas na legenda, com os resultados de Kosovic e Curry (2000).

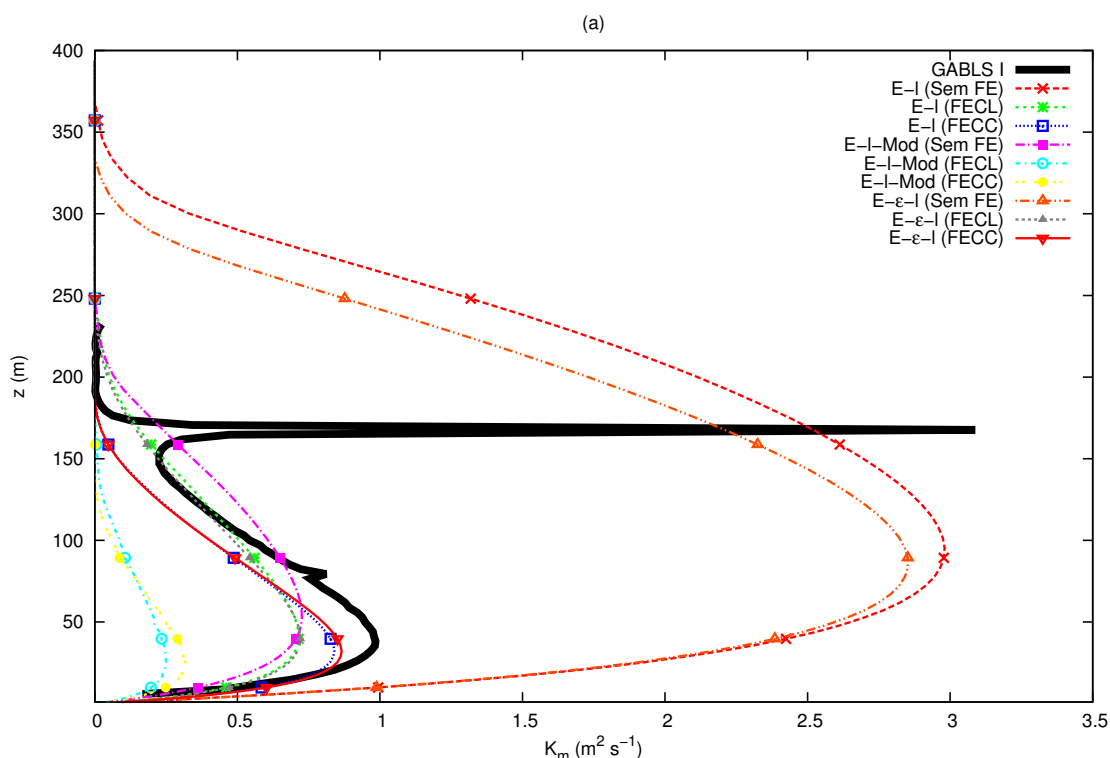


Finalmente, para se avaliar a difusão turbulenta de cada configuração e suas diferentes parametrizações é analisado o perfil vertical do coeficiente de difusão de momentum 4.8. Com execução dos casos nos quais as configurações $E - l$ e $E - \epsilon - l$ não fazem uso de FE's e quando a configuração $E - l - Mod$ usa uma função de estabilidade, todas as parametrizações apresentaram resultados similares aos obtidos por Kosovic e Curry (2000). Um aspecto importante a ser destacado é o comportamento da configuração $E - l - Mod$ sem FE. Como o comprimento de mistura utilizado na estimativa de K_m é o comprimento de mistura no caso neutro, apesar da ECT ser menor que nos demais casos, na porção mais baixa do domínio, os valores de K_m são um pouco menores, enquanto na porção superior da CLE, os valores do coeficiente de difusão desta configuração são superiores as das demais quando usam alguma função de estabilidade.

É importante destacar que os resultados do modelo são muito similares aos obtidos por Cuxart et al. (2006), quando eles fizeram a comparação de diversas formulações utilizadas em modelos de previsão e tempo operacionais com o mesmo caso de referência. A principal diferença é que, no presente estudo, as constantes do modelo são as mesmas em todas as simulações, somente alterando as configurações e as parametrizações. Enquanto que no estudo de Cuxart et al. (2006) cada modelo possuía as características e

constantes do módulo de camada limite do modelo operacional do qual a parametrização era originária. Aqui a principal intenção é verificar aspectos chave de cada formulação para que no futuro, possa se desenvolver uma formulação que possa descrever adequadamente problemas como o acoplamento atmosférico que será discutido a seguir.

Figura 4.8: Comparação entre os perfis vertical do coeficiente de difusão de momento, para todas as configurações e respectivas formulações indicadas na legenda, com os resultados de Kosovic e Curry (2000).



4.2 Análise da representação do acoplamento atmosférico

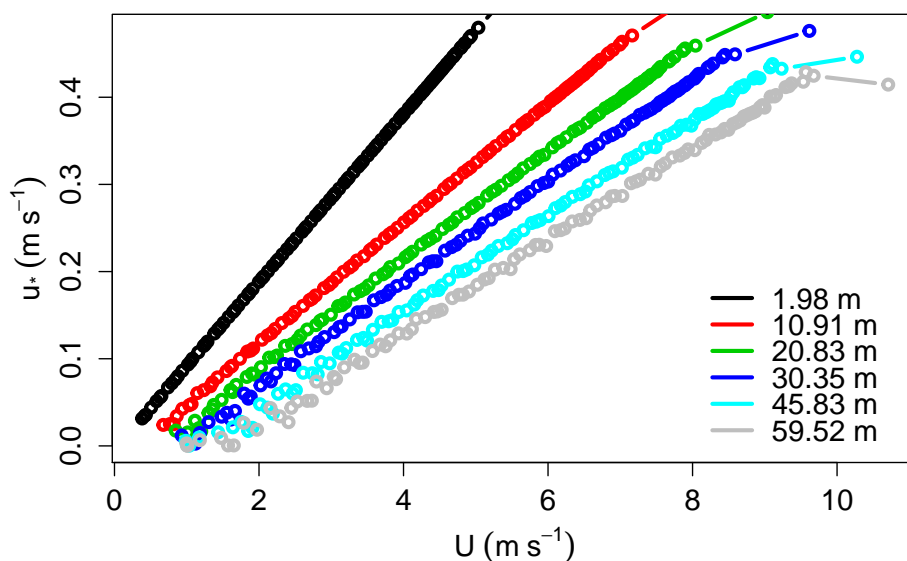
A observação do estado de acoplamento atmosférico a partir dos resultados de um modelo não é uma tarefa intuitiva. Por exemplo, o acoplamento atmosférico não pode ser analisado tal como é feito em modelos simplificados, onde é feita análise da temperatura pela intensidade do vento no topo do domínio (MCNIDER et al., 1995; van de WIEL et al., 2002; COSTA et al., 2011). Nos modelos simplificados, a conexão é um artifício do domínio, em outras palavras, o domínio é baixo, à medida em que a velocidade do vento aumenta e, consecutivamente, chegará um momento em que a camada limite se tornará conectada, o que não deixa de ser similar ao que ocorre no mundo real. Porém, para se obter este “tipo de conexão” em um modelo de coluna simples é necessário um vento geostrófico irrealisticamente intenso, já que o domínio vertical é bem maior. Nesse contexto, a análise feita aqui baseia-se nos resultados de Sun et al. (2012), onde a intensidade da turbulência é analisada em termos do vento local e não em termos do vento no topo do domínio. Os

dois regimes de escoamento, desconectado e conectado, mostram uma figura similar a um taco de hóquei quando ambos são representados propriamente, sendo a transição o “cotovelo” do taco.

Para realizar esta análise, as condições de contorno e iniciais de u foram alteradas. Foram realizadas simulações variando u_G num intervalo de valores de $1,0 \text{ m s}^{-1}$ até $15,0 \text{ m s}^{-1}$. A partir, destas simulações os valores de u_* e da magnitude do vento local (U) na nona hora de simulação, em 6 níveis verticais escolhidos arbitrariamente (1,98 m; 10,91 m; 20,93 m; 30,35 m; 45,83 m; 59, 52 m), foram agrupados em ordem crescente, utilizando-se o valor de U como referência. Posteriormente, foi feita uma média de blocos onde cada ponto é equivalente a 10000 pontos, como pode ser visto na Figura 4.9.

A Figura 4.9 mostra a análise descrita acima para a configuração $E - l$ sem FE. É possível observar que a velocidade de fricção aumenta linearmente com a velocidade do vento, não apresentando nenhum tipo de curvatura para ventos menos intensos mesmo nos níveis mais altos. Este resultado mostra que, mesmo para vento muito fraco, o modelo com essa configuração é incapaz de representar o regime de escoamento muito estável.

Figura 4.9: Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E - l$ sem FE. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 valores.



Por outro lado, a Figura 4.10, que mostra a mesma análise para a configuração $E - l$ (FECL) consegue representar a transição de estados claramente nos níveis mais altos da CLE. Isso é mais claramente observado na Figura 4.11 onde uma FECC é utilizada na configuração $E - l$.

Quando uma FECC é utilizada, a turbulência é completamente suprimida para valores de Ri superiores a 0,2. Porém, é possível observar que, mesmo com uma restrição tão severa, o modelo não é capaz de reproduzir a transição nos regimes de escoamento de maneira adequada. Isso se deve ao fato que, nos níveis inferiores do modelo, ele sempre estará acoplado, prejudicando assim a representação da realidade em uma análise mais exigente. A consequência deste resultado foi apontada por McNider et al. (2012) como a

causa da incapacidade dos modelos numéricos climáticos em prever a redução na variação diurna de temperatura causada pelo aquecimento global.

Figura 4.10: Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E - l$ sem FECL. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 valores.

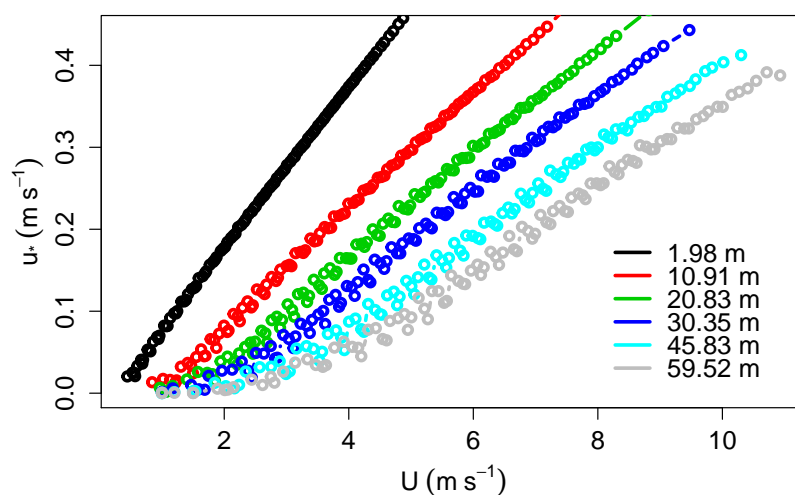
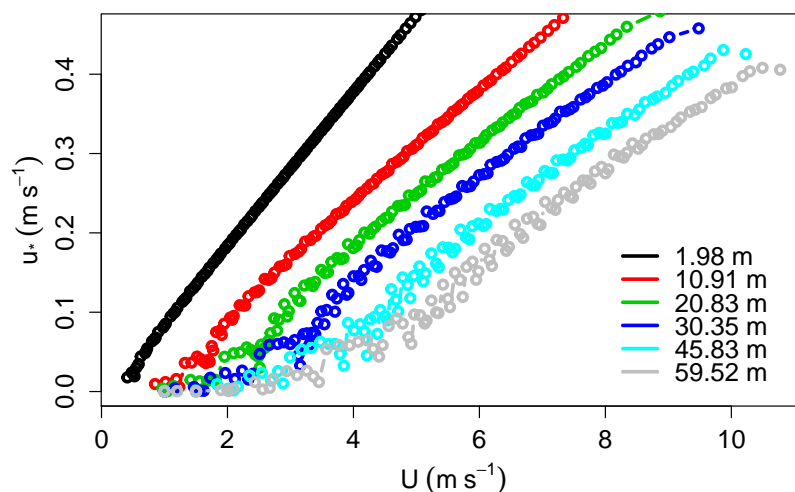


Figura 4.11: Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E - l$ sem FECC. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 valores.



Nas demais configurações, o resultado foi bastante similar ao apresentado pela $E - l$ e suas parametrizações. Em nenhuma configuração o modelo foi capaz de representar a transição entre os regimes de escoamentos como pode ser observado no apêndice A.

5 CONCLUSÕES

A descrição apropriada do escoamento atmosférico da camada limite estável (CLE) é uma das tarefas mais complexas a serem executadas por modelos numéricos de previsão de tempo e clima (MNPTC's). Devido à fraca intensidade da turbulência no escoamento, um grande número de fenômenos físicos passa a ter direta influência no comportamento da CLE, causando grande variabilidade no regime de escoamento. Além disso, a maior parte das formulações utilizadas nos modelos operacionais são baseadas em observações. Estes dados são cuidadosamente selecionadas seguindo critérios de utilização que levam em conta as propriedades da turbulência bem desenvolvida. Desta forma, em condições de forte estabilidade, o desempenho destas formulações é questionável.

Neste sentido, as análises aqui apresentadas visaram, inicialmente, à validação do modelo, em suas três configurações diferentes ($E-l$, $E-l-Mod$ e $E-\epsilon-l$), juntamente com a avaliação do desempenho das formulações de turbulência adotadas na reprodução do comportamento das variáveis médias do escoamento em uma CLE idealizada com um regime de escoamento pouco estável (KOSOVIC; CURRY, 2000).

As comparações entre os resultados das simulações de Kosovic e Curry (2000) com o modelo aqui apresentado mostram que, de forma geral, todas as configurações e respectivas suas parametrizações, reproduziram a formação de um jato de baixo nível no topo da camada limite. Todavia, entre as configurações e, principalmente, entre as formulações, as maiores diferenças ocorreram na reprodução da altura do jato. Enquanto nas formulações $E-l$ e $E-\epsilon-l$, ambas sem função de estabilidade (sem FE), a altura do jato foi superestimada em, aproximadamente, 100 m, o uso de uma função de estabilidade cauda curta configuração $E-l-Mod$ (FECC), ocasionou uma subestimação em quase 100m na altura da CLE. Entretanto, a configuração $E-l-Mod$ sem FE reproduziu tanto a forma do jato, quanto o perfil de temperatura e a altura de CLE muito próximo das configurações $E-l$ e $E-\epsilon-l$ com uma função de estabilidade cauda longa (FECL). Isso se deve ao fato que, quando a dissipação é parametrizada em termos do gradiente do vento médio, a medida que a turbulência é reduzida, o gradiente aumenta consecutivamente, aumentando a dissipação, e esta passa a atuar como uma espécie de função de estabilidade.

O efeito da utilização do cisalhamento na parametrização da dissipação de energia cinética turbulenta (ECT) pode ser claramente observado quando os perfis da própria ECT e os perfis dos fluxos turbulentos de momentum e calor sensível são analisados. De maneira geral, próximo à superfície, o gradiente do vento é mais intenso, logo, a dissipação é aumentada e, consecutivamente, a ECT e os fluxos são reduzidos. Como consequência, a velocidade do vento será mais intensa nos primeiros metros acima da superfície, bem como, estas camadas de ar serão mais quentes devido à ausência de mistura. O panorama se altera à medida que são analisados níveis mais próximos da CLE, pois com o decréscimo do gradiente, a dissipação torna-se menos intensa e, assim, o comportamento das variáveis para o caso $E-l-Mod$ sem FE torna-se comparável à utilização de uma FECL nas outras duas configurações, conforme discutido anteriormente. Ademais, a utilização de uma função de estabilidade na configuração $E-l-Mod$ acarreta na supressão quase que total da turbulência, levando a resultados nada satisfatórios. Apesar disso, estes casos permitem analisar se, em uma situação extrema, de turbulência quase que totalmente suprimida, o modelo é capaz de simular o acoplamento atmosférico.

A partir da análise do comportamento da velocidade de fricção u_* em função da velocidade do vento local, foi possível verificar em todas as configurações que, para ventos

de fraca intensidade e, principalmente, quando funções de estabilidade são utilizadas, que apenas os níveis mais distantes da superfície se desacoplam completamente. Por exemplo a 2 m de altura, que foram as análises mostradas no capítulo 4 e no apêndice A, a intensidade da turbulência apresenta uma relação linear com a velocidade do vento, indicando que o nível em questão já está acoplado, ou seja, o regime de escoamento é fracamente estável. Assim, a principal conclusão deste trabalho é que mesmo quando uma configuração/formulação que reduz drasticamente a turbulência é utilizada, um modelo de coluna não é capaz de reproduzir o acoplamento atmosférico. Em todas as suas limitações de concepção, este resultado pode ser aplicado para modelos atmosféricos de escala maior, como os MNTPC's, pois, neste modelo, basicamente, são resolvidos modelos de coluna simples, similares ao aqui implementado, em cada ponto de grade, para resolver o comportamento das variáveis que controlam o escoamento na camada limite atmosférica. Desta forma, a concepção de uma formulação de turbulência em um modelo com fechamento de turbulência de ordem equivalente, nos modelos operacionais continua sendo um grande desafio para a modelagem atmosférica.

Face aos resultados aqui encontrados e discutidos, se faz-se necessário um aprofundamento maior na concepção de uma formulação que seja capaz de reproduzir o acoplamento atmosférico observado na CLE. Como continuação deste estudo, pretende-se verificar a importância da inclusão de um número de Prandtl não constante nos cálculos dos coeficientes de difusão. Para tanto, alguns fenômenos ondulatórios causados por instabilidades térmicas deverão ser incluídos. Consecutivamente, a ordem de fechamento do modelo deve ser aumentada. Este estudo futuro também permitirá avaliar somente uma descrição física mais completa, advinda do uso de um fechamento de turbulência de ordem mais alta, é suficiente para descrever aspectos fundamentais do escoamento estratificado na camada limite estável.

Apêndice A – Análise da representação do acoplamento atmosférico para as demais configurações do modelo

Figura A.1: Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E - l - Mod$ sem FE. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 pontos.

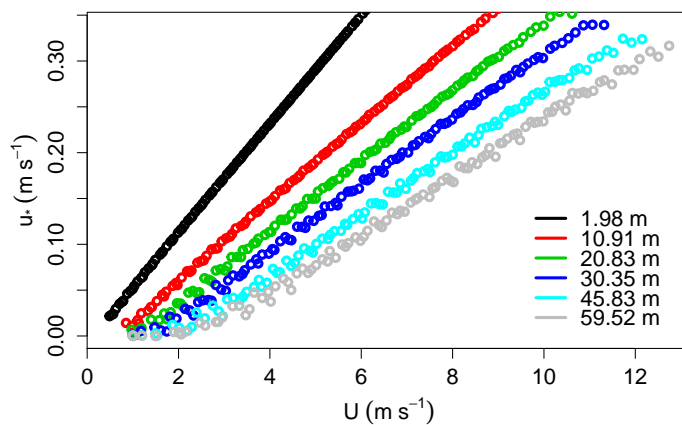


Figura A.2: Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E - l - Mod$ FECL. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 pontos.

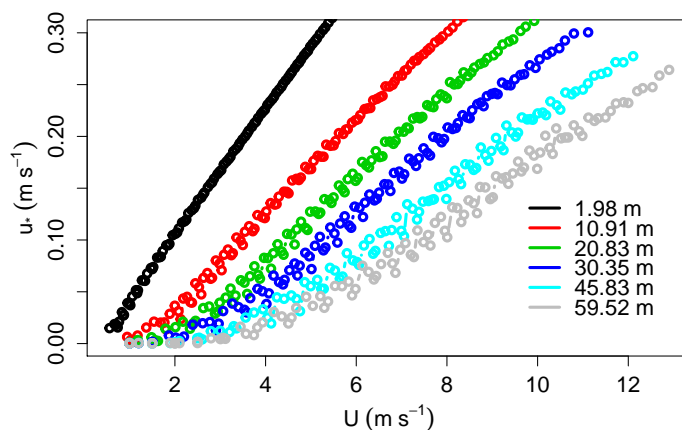


Figura A.3: Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E - l - Mod$ FECC. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 pontos.

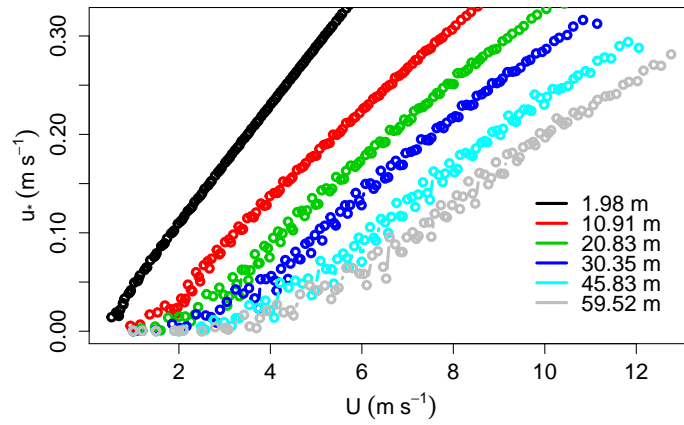


Figura A.4: Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E - \epsilon - l$ sem FE. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 pontos.

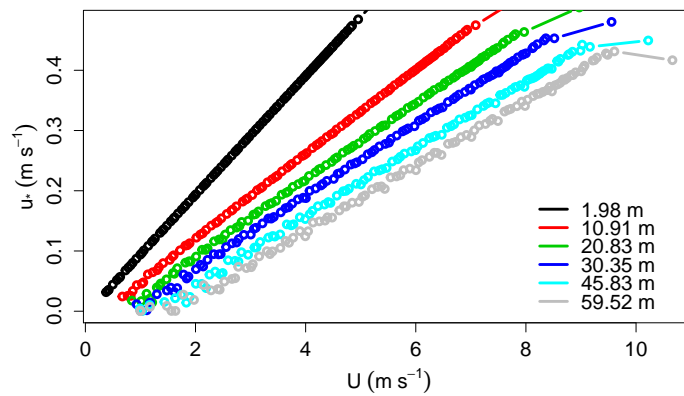


Figura A.5: Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E - \epsilon - l$ FECL. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 pontos.

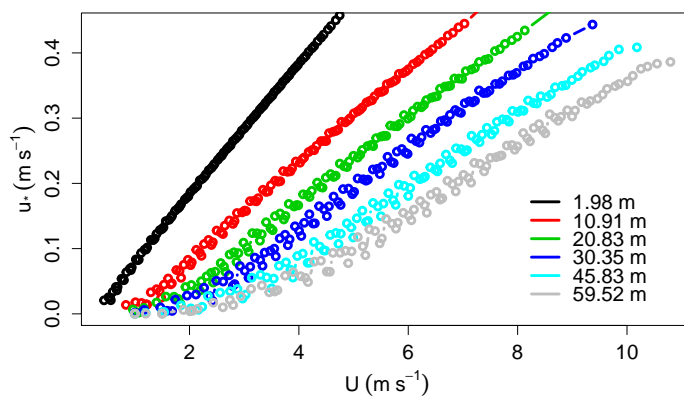
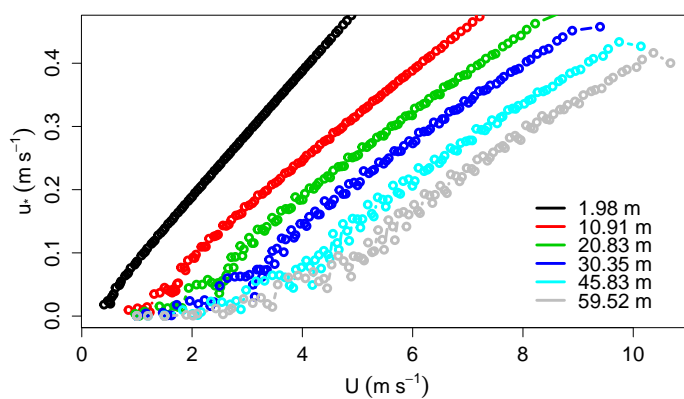


Figura A.6: Intensidade da turbulência versus magnitude local do vento para a configuração $E - \epsilon - l$ FECC. Cada ponto representa a média de bloco de 10000 pontos.



REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ACEVEDO, O. C.; COSTA, F. D.; DEGRAZIA, G. A. Turbulence formulation influence on the coupling state of an idealized stable boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 145, p. 211–228, 2012.
- ACEVEDO, O. C.; COSTA, F. D.; OLIVEIRA, P. E.; PUHALES, F. S.; DEGRAZIA, G. A.; ROBERTI, D. R. The influence of submeso processes on stable boundary layer similarity relationships. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 71, n. 1, p. 207–225, 2014.
- ACEVEDO, O. C.; FITZJARRALD, D. R. In the core of the night-effects of intermittent mixing on a horizontally heterogeneous surface. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 106, n. 1, p. 1–33, 2003.
- ACEVEDO, O. C.; MORAES, O. L.; DEGRAZIA, G. A.; MEDEIROS, L. E. Intermittency and the exchange of scalars in the nocturnal surface layer. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 119, n. 1, p. 41–55, 2006.
- ANSORGE, C.; MELLADO, J. P. Global intermittency and collapsing turbulence in the stratified planetary boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 153, n. 1, p. 89–116, 2014.
- ARAÚJO, A.; NOBRE, A.; KRUIJT, B.; ELBERS, J.; DALLAROSA, R.; STEFANI, P.; RANDOW, C. V.; MANZI, A.; CULF, A.; GASH, J. et al. Comparative measurements of carbon dioxide fluxes from two nearby towers in a central amazonian rainforest: The manaus lba site. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)**, Wiley Online Library, v. 107, n. D20, p. LBA–58, 2002.
- ARYA, P. S. **Introduction to micrometeorology**. [S.l.]: Academic press, 2001.
- BANTA, R. M.; MAHRT, L.; VICKERS, D.; SUN, J.; BALSLEY, B. B.; PICHUGINA, Y. L.; WILLIAMS, E. J. The very stable boundary layer on nights with weak low-level jets. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 64, n. 9, p. 3068–3090, 2007.
- BEARE, R. J.; MACVEAN, M. K.; HOLTSLAG, A. A.; CUXART, J.; ESAU, I.; GOLAZ, J.-C.; JIMENEZ, M. A.; KHAIROUTDINOV, M.; KOSOVIC, B.; LEWELLEN, D. et al. An intercomparison of large-eddy simulations of the stable boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 118, n. 2, p. 247–272, 2006.
- BELUŠIĆ, D.; GÜTTLER, I. Can mesoscale models reproduce meandering motions? **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 136, n. 648, p. 553–565, 2010.
- BLACKADAR, A. K. The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, Wiley Online Library, v. 67, n. 8, p. 3095–3102, 1962.
- CLARKE, R. H.; DYER, A. J.; SCIENTIFIC, C. **The Wangara experiment: Boundary layer data**. [S.l.]: CSIRO Australia, 1971.

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

COULTER, R. L.; DORAN, J. Spatial and temporal occurrences of intermittent turbulence during cases-99. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 105, n. 2, p. 329–349, 2002.

CUXART, J.; HOLTSLAG, A. A.; BEARE, R. J.; BAZILE, E.; BELJAARS, A.; CHENG, A.; CONANGLA, L.; EK, M.; FREEDMAN, F.; HAMDI, R. et al. Single-column model intercomparison for a stably stratified atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 118, n. 2, p. 273–303, 2006.

DEARDORFF, J. Observed characteristics of the outer layer. **Short course on the planetary boundary layer**, American Meteorological Society, Boston, 1978.

DEGRAZIA, G. A.; RIZZA, U.; PUHALES, F. S.; GOULART, A. G.; CARVALHO, J.; WELTER, G. S.; FILHO, E. P. M. A variable mesh spacing for large-eddy simulation models in the convective boundary layer. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 131, n. 2, p. 277–292, 2009.

DELAGE, Y. A numerical study of the nocturnal atmospheric boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 100, n. 425, p. 351–364, 1974.

_____. Parameterising sub-grid scale vertical transport in atmospheric models under statically stable conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 82, n. 1, p. 23–48, 1997.

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

DETERING, H.; ETLING, D. Application of the $E-\varepsilon$ turbulence model to the atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 33, n. 2, p. 113–133, 1985.

DUYNKERKE, P. Application of the $E-\varepsilon$ turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 45, n. 5, p. 865–880, 1988.

FOX, R. W.; MCDONALD, A. T. **Introdução a Mecânica dos Fluidos**. Rio de Janeiro: 4ª Edição, LTC Livros Técnicos e Científicos SA, 1995.

HESS, G.; HICKS, B.; YAMADA, T. The impact of the wangara experiment. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 20, n. 2, p. 135–174, 1981.

HOLTSLAG, A. A.; STEENEVELD, G.-J. Single column modeling of atmospheric boundary layers and the complex interactions with the land surface. In: **Extreme Environmental Events**. [S.l.]: Springer, 2011. p. 844–857.

HUNT, J. Turbulence structure in thermal convection and shear-free boundary layers. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge Univ Press, v. 138, p. 161–184, 1984.

- HUNT, J.; SPALART, P.; MANSOUR, N. A general form for the dissipation length scale in turbulent shear flows. **Center for Turbulence Research: Proceedings of the Summer Program 1987**, 1987.
- JR, J. D. A. Ludwig prandtl's boundary layer. **Physics Today**, American Institute of Physics, v. 58, n. 12, p. 42–48, 2005.
- KAIMAL, J.; WYNGAARD, J. The kansas and minnesota experiments. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 50, n. 1-4, p. 31–47, 1990.
- KOLMOGOROV, A. N. Dissipation of energy in locally isotropic turbulence. In: **Dokl. Akad. Nauk SSSR**. [S.l.: s.n.], 1941. v. 32, n. 1, p. 16–18.
- KOSOVIC, B.; CURRY, J. A. A large eddy simulation study of a quasi-steady, stably stratified atmospheric boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 57, n. 8, p. 1052–1068, 2000.
- KURBATSKII, A.; KURBATSKAYA, L. Rans modeling of intermittent turbulence in a thermally stable stratified boundary layer. **Journal of Applied Mechanics and Technical Physics**, Springer, v. 54, n. 4, p. 561–571, 2013.
- LOUIS, J.-F. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 17, n. 2, p. 187–202, 1979.
- MAHRT, L. Stratified atmospheric boundary layers. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 90, p. 375–396, 1999.
- _____. Characteristics of submeso winds in the stable boundary layer. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 130, n. 1, p. 1–14, 2009.
- _____. Common microfronts and other solitary events in the nocturnal boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 136, n. 652, p. 1712–1722, 2010.
- MAHRT, L.; SUN, J.; BLUMEN, W.; DELANY, T.; ONGLEY, S. Nocturnal boundary-layer regimes. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 88, p. 255–278, 1998.
- MAHRT, L.; VICKERS, D. Boundary-layer adjustment over small-scale changes of surface heat flux. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 116, n. 2, p. 313–330, 2005.
- _____. Extremely weak mixing in stable conditions. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 119, n. 1, p. 19–39, 2006.
- MCNIDER, R.; STEENEVELD, G.; HOLTSLAG, A.; PIELKE, R.; MACKARO, S.; POUR-BIAZAR, A.; WALTERS, J.; NAIR, U.; CHRISTY, J. Response and sensitivity of the nocturnal boundary layer over land to added longwave radiative forcing. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)**, Wiley Online Library, v. 117, n. D14, 2012.
- MCNIDER, R. T.; ENGLAND, D. E.; FRIEDMAN, M. J.; SHI, X. Predictability of the stable atmospheric boundary layer. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 52, n. 10, p. 1602–1614, 1995.

MELLOR, G. L.; YAMADA, T. A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 31, n. 7, p. 1791–1806, 1974.

MILES, J. W. On the stability of heterogeneous shear flows. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge Univ Press, v. 10, n. 04, p. 496–508, 1961.

MONIN, A.; OBUKHOV, A. Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. **Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR**, v. 151, p. 163–187, 1954.

NIEUWSTADT, F. T. The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 41, n. 14, p. 2202–2216, 1984.

OLIVEIRA, P. E.; ACEVEDO, O. C.; MORAES, O. L.; ZIMERMANN, H. R.; TEICHRIEB, C. Nocturnal intermittent coupling between the interior of a pine forest and the air above it. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 146, n. 1, p. 45–64, 2013.

ORSZAG, S. **Lectures on the Statistical Theory of Turbulence**. MIT, 1974. (Flow research report). Disponível em: <<http://books.google.co.in/books?id=8ft2MQAACA AJ>>.

PUHALES, F.; ACEVEDO, O.; DEGRAZIA, G.; RIZZA, U.; MORAES, O. Analysis of the turbulent kinetic energy budget in the planetary boundary layer by large eddy simulation. In: **Extended Abstracts, 19th Symp. on Boundary Layers and Turbulence**. [S.l.: s.n.], 2010.

REVELLE, D. O. Chaos and “bursting” in the planetary boundary layer. **Journal of Applied Meteorology**, v. 32, n. 7, p. 1169–1180, 1993.

RODRIGO, J. S.; ANDERSON, P. S. Investigation of the stable atmospheric boundary layer at halley antarctica. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 148, n. 3, p. 517–539, 2013.

RUELLE, D.; TAKENS, F. On the nature of turbulence. **Communications in mathematical physics**, Springer, v. 20, n. 3, p. 167–192, 1971.

SAKAI, R. K.; FITZJARRALD, D. R.; MORAES, O. L.; STAEBLER, R. M.; ACEVEDO, O. C.; CZIKOWSKY, M. J.; SILVA, R. d.; BRAIT, E.; MIRANDA, V. Land-use change effects on local energy, water, and carbon balances in an amazonian agricultural field. **Global Change Biology**, Wiley Online Library, v. 10, n. 5, p. 895–907, 2004.

SR, R. A. P. **Mesoscale meteorological modeling**. [S.l.]: Academic press, 2013.

STEENEVELD, G.; WIEL, B. Van de; HOLTSLAG, A. Modeling the evolution of the atmospheric boundary layer coupled to the land surface for three contrasting nights in cases-99. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 63, n. 3, p. 920–935, 2006.

STENSRUD, D. J. **Parameterization schemes: keys to understanding numerical weather prediction models**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2007.

STULL, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. [S.l.]: Springer, 1988.

SUN, J.; BURNS, S. P.; LENSCHOW, D. H.; BANTA, R.; NEWSOM, R.; COULTER, R.; FRASIER, S.; INCE, T.; NAPPO, C.; CUXART, J. et al. Intermittent turbulence

associated with a density current passage in the stable boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 105, n. 2, p. 199–219, 2002.

SUN, J.; LENSCHOW, D. H.; BURNS, S. P.; BANTA, R. M.; NEWSOM, R. K.; COULTER, R.; FRASIER, S.; INCE, T.; NAPPO, C.; BALSLEY, B. B. et al. Atmospheric disturbances that generate intermittent turbulence in nocturnal boundary layers. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 110, n. 2, p. 255–279, 2004.

SUN, J.; MAHRT, L.; BANTA, R. M.; PICHUGINA, Y. L. Turbulence regimes and turbulence intermittency in the stable boundary layer during cases-99. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 69, n. 1, p. 338–351, 2012.

TAYLOR, G. I. Statistical theory of turbulence. In: THE ROYAL SOCIETY. **Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**. [S.l.], 1935. v. 151, n. 873, p. 421–444.

TEICHRIEB, C. A.; ACEVEDO, O. C.; DEGRAZIA, G. A.; MORAES, O. L.; ROBERTI, D. R.; ZIMERMANN, H. R.; SANTOS, D. M.; ALVES, R. C. Characterizing the relative role of low-frequency and turbulent processes in the nocturnal boundary layer through the analysis of two-point correlations of the wind components. **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, Elsevier, v. 392, n. 6, p. 1510–1521, 2013.

van de WIEL, B.; MOENE, A.; JONKER, H. The cessation of continuous turbulence as precursor of the very stable nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 69, n. 11, p. 3097–3115, 2012.

van de WIEL, B.; MOENE, A.; JONKER, H.; BAAS, P.; BASU, S.; DONDA, J.; SUN, J.; HOLTSLAG, A. The minimum wind speed for sustainable turbulence in the nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 69, n. 11, p. 3116–3127, 2012.

van de WIEL, B.; RONDA, R.; MOENE, A.; BRUIN, H. D.; HOLTSLAG, A. Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land. part i: A bulk model. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 59, n. 5, p. 942–958, 2002.

van HOOIJDONK, I. G.; DONDA, J. M.; CLERCX, H. J.; BOSVELD, F. C.; WIEL, B. J. van de. Shear capacity as prognostic of nocturnal boundary layer regimes. **Journal of the Atmospheric Sciences**, n. 2014, 2014.

WEBB, E. K. Profile relationships: The log-linear range, and extension to strong stability. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 96, n. 407, p. 67–90, 1970.

WENG, W.; TAYLOR, P. A. On modelling the one-dimensional atmospheric boundary layer. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 107, n. 2, p. 371–400, 2003.

_____. Modelling the one-dimensional stable boundary layer with an E–I turbulence closure scheme. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 118, n. 2, p. 305–323, 2006.

XU, D.; TAYLOR, P. A. An E– ϵ –I turbulence closure scheme for planetary boundary-layer models: The neutrally stratified case. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 84, n. 2, p. 247–266, 1997.

YUJI, K.; AKIHIRO, H.; TOSHIMASA, Y. Flux richardson number and turbulent prandtl number in a developing stable boundary layer. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, v. 91, n. 5, p. 655–666, 2013.

ZAFARULLAH, A. Application of the method of lines to parabolic partial differential equations with error estimates. **Journal of the ACM (JACM)**, ACM, v. 17, n. 2, p. 294–302, 1970.

ZHOU, B.; CHOW, F. K. Large-eddy simulation of the stable boundary layer with explicit filtering and reconstruction turbulence modeling. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 68, n. 9, p. 2142–2155, 2011.

ZILITINKEVICH, S.; BAKLANOV, A. Calculation of the height of the stable boundary layer in practical applications. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 105, n. 3, p. 389–409, 2002.

ZILITINKEVICH, S.; ELPERIN, T.; KLEEORIN, N.; ROGACHEVSKII, I.; ESAU, I. A hierarchy of energy-and flux-budget (efb) turbulence closure models for stably-stratified geophysical flows. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 146, n. 3, p. 341–373, 2013.