

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

**INFLUÊNCIA DO AQUECIMENTO GLOBAL
ANTROPOGÊNICO SOBRE A TEMPERATURA
NOTURNA: UMA ABORDAGEM TEÓRICA**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Leandro Lemos Gonzales

Alegrete

2013

LEANDRO LEMOS GONZALES

**INFLUÊNCIA DO AQUECIMENTO GLOBAL
ANTROPOGÊNICO SOBRE A TEMPERATURA NOTURNA:
UMA ABORDAGEM TEÓRICA**

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

2013

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) .

G643i Gonzales, Leandro Lemos Gonzales
Influência do Aquecimento Global Antropogênico sobre a
Temperatura Noturna: Uma Abordagem Teórica / Leandro Lemos
Gonzales Gonzales.
74 p.

Dissertação(Mestrado)-- Universidade Federal do Pampa,
MESTRADO EM ENGENHARIA, 2013.
"Orientação: Felipe Denardin Costa Costa".

1. Aquecimento Global. 2. Camada Limite Estável. 3. Regimes
de escoamento. I. Título.

LEANDRO LEMOS GONZALES

**INFLUÊNCIA DO AQUECIMENTO GLOBAL
ANTROPOGÊNICO SOBRE A TEMPERATURA NOTURNA:
UMA ABORDAGEM TEÓRICA**

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: 05 de dezembro de 2013
Banca examinadora:

Prof. Dr. Felipe Denardin Costa
Orientador
(UNIPAMPA)

Prof. Dr. Otávio Costa Acevedo
(UFSM)

Prof. Dr. Franciano Scremin Puhales
(UFSM)

À minha família, amigos e em especial ao meu pai, Francisco

AGRADECIMENTOS

Ao professor Felipe Denardin Costa, pela orientação e apoio incondicional durante o período de elaboração deste trabalho.

Aos professores do programa de pós-graduação em Engenharia, da UNIPAMPA campus Alegrete, pelo excelente trabalho na condução das disciplinas.

Aos professores do programa de pós-graduação em Meteorologia da UFSM, pelas diversas contribuições durante o período de elaboração da dissertação.

Ao Instituto Federal Sul-rio-grandense, Campus Pelotas, pelo apoio financeiro.

Aos coordenadores do curso Técnico em Eletromecânica, do IFSul-Campus Pelotas, prof. Dr. Cláudio Luís d'Ellia Machado (2011-2012) e prof. Dra. Giani Mariza Barwald Bohm (2012-atual), pela sensibilidade na elaboração dos horários, o que me permitiu cursar as disciplinas do curso de mestrado e dispor de tempo para elaboração da dissertação.

A todos demais colegas professores do curso Técnico em Eletromecânica do IFSul-Campus Pelotas, pelo incentivo e compreensão.

A todos os colegas, agora eternos amigos, que conheci durante o curso pelos momentos de descontração, apoio, e amizade.

Aos meus alunos e ex-alunos do curso Técnico em Eletromecânica, pelos quais tenho imenso carinho, pela compreensão, motivação e incentivo.

Nas grandes batalhas da vida, o primeiro passo para a vitória é o desejo de vencer.

Mahatma Gandhi

RESUMO

Neste trabalho é analisada a variação da temperatura atmosférica próximo à superfície associada a efeitos antropogênicos, utilizando um modelo atmosférico simplificado. São utilizadas nas análises, alterações locais na cobertura de nuvens e quatro diferentes cenários de concentração atmosférica de dióxido de carbono. Os resultados mostram que as maiores variabilidades de temperatura ocorrem no estado desconectado e na região de transição entre os regimes de escoamento. Em concordância com esforços anteriores, os resultados indicam que grande parte da redução da variação diurna de temperatura (VDT) está relacionada com a bi-estabilidade atmosférica, característica da camada limite estável. Todavia, no regime desconectado, a presença de eventos intermitentes de turbulência pode tornar as variações de temperatura entre os diferentes cenários imprevisíveis. O que pode implicar que seja pouco provável que se consiga prever o comportamento da VDT em regiões caracterizadas pela presença de ventos fracos.

Palavras-chave: Aquecimento global. Camada limite estável. Regimes de escoamento.

ABSTRACT

In this work it is analyzed the variation of the atmospheric temperature near the surface associated with anthropogenic effects, by using a simplified atmospheric model. In the analyzes are used local changes in cloud cover and four different scenarios of atmospheric concentration of carbon dioxide. The results show that the highest variability in temperature occur in the disconnected state and in the transition region between the flow regimes. In agreement with previous efforts, the results indicate that the reduction of diurnal temperature range (DTR) is related to the atmospheric bi-stability, which is a characteristic of the stable boundary layer. However, in the disconnected state, the presence of intermittent burts of turbulence may make temperature variations between the different scenarios unpredictable. Which may imply that it should be hard to predict the behavior of the VDT in regions characterized by the presence of weak winds.

Keywords: Global warming. Stable boundary layer. Flow regimes.

LISTA DE FIGURAS

| | |
|--|----|
| Figura 2.1 – Dados observados de anomalias na temperatura mínima e máxima (figura 2.1a), e comparação entre as tendências das temperaturas mínimas e máximas obtidas a partir de uma média de seis modelos globais de clima do Projeto de Intercomparação de Modelos Acoplados (Coupled Model Intercomparison Project - CMPI3) e o conjunto de dados históricos do NOAA (figura 2.1b). | 33 |
| Figura 2.2 – Séries temporais de anomalia de temperaturas mínimas, máximas e VDT, no período entre 1950 e 2004. | 34 |
| Figura 2.3 – Influência do aumento da concentração de gases causadores de efeito estufa sobre a temperatura do ar próximo à superfície. | 35 |
| Figura 2.4 – Camada limite sobre uma placa plana, com espessura exageradamente ampliada. | 37 |
| Figura 2.5 – Comparativos de escala entre uma noite com intensa mistura turbulenta e uma noite com forte estratificação. | 39 |
| Figura 2.6 – Série temporal de fluxo de calor sensível em uma noite com ocorrência de intermitência. As áreas sombreadas correspondem aos períodos de ocorrência dos eventos intermitentes. | 41 |
| Figura 2.7 – Estados de conexão em diferentes estações, indicadas pela legenda. | 42 |
| Figura 3.1 – Esquema de camadas representando os níveis onde as variáveis médias são calculadas (COSTA et al., 2011). | 51 |
| Figura 4.1 – Evolução temporal de temperatura (painéis da esquerda) e velocidade de fricção (painéis da direita) considerando diferentes números de níveis entre a superfície e o topo do domínio vertical. | 56 |
| Figura 4.2 – Séries temporais de temperatura com diferentes concentrações atmosféricas de CO ₂ (indicadas pela legenda) para diferentes valores do forçante mecânico (indicados no título de cada painel). | 58 |
| Figura 4.3 – Temperatura média no primeiro nível atmosférico para diferentes concentrações, indicadas pela legenda, em função do vento geostrófico. | 59 |
| Figura 4.4 – Diferenças de temperatura entre os cenários com concentração de CO ₂ modificada (indicadas pela legenda) com relação ao cenário atual. | 60 |
| Figura 4.5 – Mesmo que figura 4.3, porém no estado conectado. | 61 |
| Figura 4.6 – Mesmo que figura 4.4, porém no estado conectado. | 62 |
| Figura 4.7 – Temperatura média no primeiro nível atmosférico em função do vento geostrófico. A linha preta representa a concentração atual com céu claro, as outras linhas representam os outros cenários com uma cobertura de nuvens de 20%. | 63 |
| Figura 4.8 – Diferenças de temperatura entre os cenários considerando uma cobertura de nuvens de 20% (indicadas pela legenda) com relação ao cenário atual. | 64 |
| Figura 4.9 – Mapa de diferenças de temperatura, com relação ao cenário atual, em função da cobertura de nuvens de do forçante mecânico considerando uma concentração aproximadamente igual a 73% da concentração atual de dióxido de carbono. | 65 |
| Figura 4.10 – Análise das diferenças de temperatura com relação ao cenário atual, considerando uma variação na cobertura de nuvens de 0 a 90%, onde a | |

| | | |
|---------------|--|----|
| | concentração de CO ₂ na atmosfera é igual aos valores atuais. | 65 |
| Figura 4.11 – | Análise das diferenças de temperatura com relação ao cenário atual, considerando uma variação na cobertura de nuvens de 0 a 90%, onde a concentração de CO ₂ na atmosfera é aproximadamente 37% maior que os valores atuais. | 66 |
| Figura 4.12 – | Análise das diferenças de temperatura com relação ao cenário atual, considerando uma variação na cobertura de nuvens de 0 a 90%, onde a concentração de CO ₂ na atmosfera é o dobro dos valores atuais. | 67 |

LISTA DE TABELAS

| | |
|---|----|
| Tabela 3.1 – Lista de constantes utilizadas no modelo | 53 |
|---|----|

LISTA DE SIGLAS

| | |
|--------------|--|
| <i>VDT</i> | Varição diurna de temperatura |
| <i>IPCC</i> | Intergovernmental Panel on Climate Change (Fórum Intergovernamental sobre Mudanças Climáticas) |
| <i>MNPTC</i> | Modelo numérico de Previsão de tempo e clima |
| <i>GCM</i> | Global Climate Model (Modelo do clima Global) |
| <i>UEA</i> | University East Anglia (Universidade de Anglia do Leste) |
| <i>GHCN</i> | Global Climate Historical Network (Rede do Histórico do Clima Global) |
| <i>NOAA</i> | National Oceanic and Atmospheric Administration |
| <i>CLP</i> | Camada Litmite Planetária |
| <i>CLA</i> | Camada Limite Atmosférica |
| <i>CLE</i> | Camada Limite Estável |
| <i>CLNE</i> | Camada Limite Noturna Estável |
| <i>ECT</i> | Energia Cinética Turbulenta |

LISTA DE SÍMBOLOS

| | |
|------------|---|
| u_* | Escala de velocidade de fricção |
| w_* | Escala de velocidade convectiva |
| Re | Número de Reynolds |
| E | Energia cinética |
| Pr | Número de Prandtl |
| V | Velocidade característica de escoamento |
| ρ_0 | Massa específica do ar seco (1.2 kg m^{-3}) |
| ρ | Massa específica do fluido |
| K_m | Coefficiente de difusão turbulenta de momentum |
| K_h | Coefficiente de difusão turbulenta de calor |
| K_E | Coefficiente de difusão turbulenta de energia cinética turbulenta |
| u_G | Vento geostrófico |
| μ | Viscosidade dinâmica |
| L | Comprimento característico de escoamento |
| u | Componente horizontal da velocidade do vento |
| v | Componente vertical da velocidade do vento |
| t | Intervalo de Tempo |
| θ | Temperatura potencial do ar seco |
| θ_g | Temperatura do solo |
| p | Escala de pressão |
| f | Fator de Coriolis |
| H_0 | Fluxo de energia na forma de calor em superfície |
| C_g | Capacidade calorífica do solo por unidade de área |
| σ | Constante de Stefan-Boltzmann |

| | |
|------------------|---|
| k_m | Coeficiente de transferência de calor entre a camada superficial e a camada mais profunda de solo |
| θ_m | Temperatura do substrato |
| I_{\downarrow} | Radiação de onda longa proveniente da atmosfera |
| λ | Condutividade térmica |
| ω | Frequência angular da Terra |
| C_s | Capacidade térmica do solo por unidade de volume |
| c_s | Calor específico do solo |
| ρ_s | Densidade do solo |
| ϵ_a | Emissividade atmosférica efetiva |
| Q_c | Cobertura de nuvens |
| Q_a | Umidade específica |
| Θ | Temperatura de referência |
| T_0 | Temperatura no limite inferior da atmosfera |
| FR | Forçante radiativo devido a concentração de dióxido de carbono na atmosfera |
| ψ | Direção do vento médio |
| α | Constante experimental que relaciona o cisalhamento local com a intensidade da mistura turbulenta ($\alpha = 5,5$) |
| K_m | Coeficiente de difusão de momentum |
| K_H | Coeficiente de difusão turbulenta |
| l_m | Comprimento de mistura |
| z_0 | Coeficiente de rugosidade |
| S | Cisalhamento do vento |
| Ri | Número de Richardson |
| σ_E | Constante que relaciona o coeficiente de difusão de momentum e o coeficiente de difusão de energia cinética turbulenta ($\sigma_E = 2,5$) |
| l_{ϵ} | comprimento de mistura turbulento para dissipação |

- ϵ Taxa de dissipação viscosa
- k Constante de Von Kármán
- c_p Calor específico do ar a pressão constante ($c_p=1005 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
- C_0 Concentração de dióxido de carbono na atmosfera em junho de 2012 ($C_0=395,77\text{ppm}$)

SUMÁRIO

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | INTRODUÇÃO | 27 |
| 2 | REVISÃO TEÓRICA | 31 |
| 2.1 | O aquecimento global | 31 |
| 2.2 | Regimes de escoamento e modelagem | 36 |
| 2.3 | Camada limite atmosférica noturna | 37 |
| 2.4 | Intermitência | 40 |
| 2.5 | Bi-estabilidade atmosférica | 40 |
| 2.6 | Modelos baseados em médias de Reynolds | 43 |
| 2.7 | Modelos simplificados de primeira ordem | 44 |
| 3 | METODOLOGIA | 47 |
| 3.1 | Modelo | 47 |
| 3.2 | Parametrização de solo | 48 |
| 3.3 | Balanço radiativo | 48 |
| 3.4 | Fechamento de turbulência | 49 |
| 3.5 | Discretização e integração | 51 |
| 3.6 | Condições iniciais e constantes | 52 |
| 4 | RESULTADOS | 55 |
| 4.1 | Características do modelo | 55 |
| 4.1.1 | Influência do número de níveis | 55 |
| 4.1.2 | Variabilidade dos regimes escoamento | 57 |
| 4.2 | Influência das variações de concentração no estado desacoplado | 58 |
| 4.3 | Influência das variações de concentração no estado acoplado | 60 |
| 4.4 | Influência das variações de concentração e da cobertura de nuvens na temperatura média | 62 |
| 5 | CONCLUSÃO | 69 |
| | REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS | 71 |

1 INTRODUÇÃO

Nas últimas décadas diversos trabalhos tem mostrado, a partir de registros históricos de temperatura em diferentes regiões do globo, que o planeta está ficando mais quente (DAI; TRENBERTH; KARL, 1999; VOSE; EASTERLING; GLEASON, 2005; PARKER, 2006). Este acréscimo na temperatura média do planeta é conhecido como aquecimento global ao qual diferentes causas podem ser atribuídas como, variação solar, ciclos de Milankovitch, interferência humana, entre vários outros.

A interferência humana, se dá principalmente através do desmatamento e da emissão de gases para a atmosfera, onde destaca-se o fato de que a emissão de dióxido de carbono (CO_2), na atmosfera aumentou consideravelmente a partir da segunda metade do século XIX, com o início da revolução industrial. Em geral, estudos teóricos sobre o impacto climático em função do aumento da concentração de CO_2 na atmosfera são realizados através de simulações de estados idealizados utilizando modelos numéricos de previsão de tempo e clima (MNPTC) (HANSEN et al., 1988; CAO; MITCHELL; LAVERY, 1992; BELL; SLOAN; SNYDER, 2004).

Existe concordância entre os estudos presentes na literatura sobre a dependência do aumento da concentração atmosférica de CO_2 e o aumento de temperatura. Basicamente os resultados levam a elevações médias de até 5,5 K até o ano de 2100, dependendo da cobertura vegetal que estiver sendo considerada (COX et al., 2000).

A sensibilidade da temperatura terrestre próximo à superfície com a concentração de contaminantes é explicada facilmente através do fenômeno conhecido como efeito estufa. Se considerarmos a Terra como um corpo negro localizado à mesma distância do Sol, a lei de Stefan-Boltzmann, nos leva a uma temperatura superficial terrestre em torno de 5 °C (FLEAGLE; BUSINGER, 1980). No entanto, cerca de 30% da radiação que chega à Terra é refletida na superfície, portanto esta não pode ser considerada um corpo negro de forma que com esta correção, caso não existisse atmosfera, a temperatura terrestre seria aproximadamente -20 °C, o que provavelmente impossibilitaria a existência de vida na Terra. Logo, a atmosfera tem um importante papel, pois parte da radiação de onda longa (infra-vermelho) proveniente do sol é absorvida pelos gases atmosféricos, assim como parte da radiação refletida pela superfície também será absorvida pela atmosfera, esta radiação será reemitida em todas as direções, mas principalmente para a baixa atmosfera e superfície. Esta energia faz com que a temperatura média do planeta seja aproximadamente 33 °C mais elevada do que seria caso não existisse efeito estufa (FLEAGLE; BUSINGER, 1980).

Assim, como descrito anteriormente, o aumento da concentração de poluentes na atmosfera, como metano e CO_2 , podem estar causando elevações anômalas de temperatura ao longo dos últimos dois séculos. Além disso, um fato que chama atenção é que a

elevação de temperatura ao longo do ciclo diurno não é homogênea, sendo que os valores observados de temperatura mínima chegam a crescer duas vezes mais rápido que os valores observados para temperatura máxima desde 1950 (VOSE; EASTERLING; GLEASON, 2005). Estas observações, geralmente, não são reproduzidas nas simulações realizadas utilizando MNPTC's (CAO; MITCHELL; LAVERY, 1992; STONE; WEAVER, 2003). Cao, Mitchell e Lavery (1992) observaram que mesmo com o dobro da concentração de CO₂ a variação diurna de temperatura, diferença entre a temperatura máxima e mínima em um ciclo diurno (24 h), não era muito significativa; já Stone e Weaver (2003), que também não encontraram resultados semelhantes às observações, sugerem que o problema está nos esquemas de turbulência utilizados para modelar o comportamento do escoamento atmosférico, próximo a superfície, durante a noite.

Durante o dia, quando a superfície está sendo aquecida pela radiação proveniente do Sol, ocorre a formação de uma camada limite caracterizada pela presença de turbulência bem desenvolvida, a qual é produzida tanto pelo atrito do ar com a superfície quanto pelo movimento das massas de ar causado pelas forças de empuxo (convecção). Porém, logo após o ocaso a superfície terrestre começa a se resfriar através da emissão da radiação de onda longa e consecutivamente as camadas de ar próximas também serão resfriadas causando assim uma estratificação térmica que resulta na formação de uma camada limite estável (CLE). Na CLE, a única fonte de produção de turbulência é o cisalhamento do vento, uma vez que durante a noite, devido à estratificação, a força de empuxo atua como termo de destruição de turbulência; com isso, a relação entre estes dois forçantes pode dar origem a diferentes regimes de escoamento na camada limite noturna (MAHRT, 1999). Esta variabilidade de regimes de escoamento não é bem assimilada por MNPTC's, pois estes são incapazes de reproduzir uma série de fenômenos importantes causados por esta variabilidade que podem ocorrer numa mesma noite (MAHRT, 1998).

Esta variabilidade de regimes de escoamento na CLE tem sido associada como a principal causa da diminuição da variação diurna de temperatura (WALTERS et al., 2007; STEENEVELD et al., 2011; MCNIDER et al., 2012). Tal variabilidade é causada principalmente por dois fenômenos: a intermitência global (MAHRT, 1999) e o acoplamento atmosférico (DERBYSHIRE, 1999; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012). A intermitência global é caracterizada pela alternância entre períodos calmos, com fraca intensidade turbulenta, e períodos "turbulentos", onde a turbulência é bem desenvolvida, ao longo de uma mesma noite (MAHRT, 1999). Já o acoplamento atmosférico é caracterizado pelo estado de acoplamento do ar próximo a superfície com os níveis mais elevados da CLE, o qual pode ocorrer intermitentemente ou de forma organizada e pode acarretar em uma variabilidade de até 10 K na temperatura do ar próximo à superfície (ACEVEDO; FITZ-JARRALD, 2003). Ambos os fenômenos serão discutidos em detalhes na seção 2.2. A influência da variabilidade dos regimes de escoamento da CLE nas estimativas da temperatura noturna, para diferentes concentrações de CO₂, tem sido o foco de estudos recentes

tais como Walters et al. (2007) e Steeneveld et al. (2011); todavia, tais modelos somente são capazes de reproduzir o estado de acoplamento atmosférico.

Recentemente Costa et al. (2011) propuseram um modelo simplificado, para representar o escoamento turbulento na CLE, o qual é capaz de reproduzir qualitativamente o comportamento intermitente da turbulência e também o estado de acoplamento atmosférico. A inclusão de tais fenômenos, resultando em um modelo para estimar a dependência da temperatura noturna com o acréscimo de contaminantes na atmosfera, é muito importante para se obter uma descrição mais realista. Assim, neste trabalho, será apresentado estudo teórico (utilizando o modelo proposto por Costa et al. (2011)) relacionando a concentração dos gases de efeito estufa, em especial o dióxido de carbono, com a variação de temperatura noturna, levando em conta os diferentes regimes de escoamento na CLE.

Na seção 2.1 é apresentada uma revisão teórica detalhada da dependência da temperatura com a concentração de gases na atmosfera. Na referida seção, alguns pontos com relação ao aquecimento global, e que foram abordados brevemente até aqui, serão aprofundados. Uma descrição completa da classificação e dos fenômenos físicos, que causam a variabilidade nos regimes de escoamento da CLE é apresentada na seção 2.2. A apresentação do modelo proposto por Costa et al. (2011), assim como a parametrização para inclusão da dependência da emissividade atmosférica com o aumento da concentração de CO_2 são apresentadas na seção 3.1. Os resultados obtidos, são apresentados no capítulo 4. Finalmente, no capítulo 5 são apresentadas as conclusões das análises realizadas neste trabalho.

2 REVISÃO TEÓRICA

2.1 O aquecimento global

Há quase dois séculos iniciaram-se as discussões sobre aquecimento global a partir do trabalho “As temperaturas do globo terrestre e dos espaços planetários” (em francês, “*Les Temperatures du Globe Terrestre et des espaces planetaires*”) submetido por Fourier (1827) à Academia de Ciências da França. Este trabalho pioneiro, procura estabelecer um conjunto de fenômenos e relações matemáticas para explicar de forma geral o aquecimento terrestre, o que basicamente hoje se conhece por efeito estufa. O aspecto mais interessante é que Fourier (1827), apesar de não dispor de dados observados, concluiu que a Terra conservou em seu interior uma parte do calor primitivo desde a época de formação dos planetas, fato posteriormente comprovado pelos conhecidos testemunhos de gelo.

O Químico sueco Svante Arrhenius, ganhador do prêmio Nobel de Química em 1903, partiu das idéias de Fourier e formulou a hipótese de que as atividades humanas, devido à industrialização, poderia influenciar o clima através da emissão crescente de dióxido de carbono, um dos gases responsáveis pelo efeito estufa. Arrhenius supôs que se o acréscimo na concentração de CO₂ continuasse se elevando na alta atmosfera haveria um aumento na radiação de onda longa incidente na superfície, acarretando assim num acréscimo da temperatura superficial terrestre. Arrhenius também propôs que grande parte do dióxido de carbono em excesso na atmosfera poderia ser absorvido pelos oceanos. Entretanto, Revelle e Suess (1957) apresentaram evidências convincentes sobre comportamento do dióxido de carbono, demonstrando que os oceanos não poderiam absorver todo o gás carbônico produzido pelas atividades antropogênicas, o que era tido como consenso na época.

A expressão “aquecimento global” passou a fazer parte de largas discussões científicas a partir da década de 1970 quando (BROECKER, 1975) sugeriu que o aumento observado na temperatura média global poderia estar ligado à concentração de gases de efeito estufa, baseando-se na análise do efeito das emissões de CO₂ na atmosfera. Embora se estimasse que as atividades humanas poderiam afetar as condições climáticas do planeta, não havia nenhum estudo teórico capaz de descrever como estas mudanças aconteceriam. O trabalho pioneiro que tratou explicitamente sobre o tema, foi o publicado apenas em 1979, quando Charney et al. (1979) mostraram que se a concentração de dióxido de carbono continuasse a se elevar, provavelmente haveriam mudanças climáticas que não poderiam ser consideradas como desprezíveis.

Na década seguinte, Hansen et al. (1981) e Hansen et al. (1988) apresentaram projeções para o impacto das emissões humanas de gases de efeito estufa em estimativas

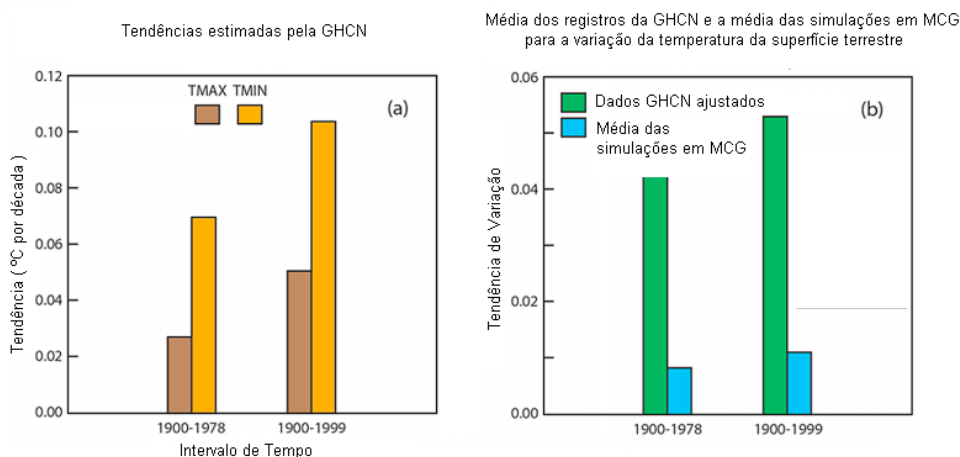
futuras de temperatura. Todavia, tais esforços encontraram limitações como a disponibilidade de dados observados e capacidade computacional para as simulações, além das incertezas quanto à própria sensibilidade climática, e também quanto à evolução das emissões humanas de gases estufa. Mesmo assim ambos trabalhos, quando comparados às observações subsequentes, mostraram relativa precisão. Hansen et al. (1981) mostraram uma evolução de temperatura ligeiramente inferior ao observado, baseando-se em cálculos que incluíam uma sensibilidade climática de $2,8^{\circ}\text{C}$, enquanto que Hansen et al. (1988) encontraram o aumento de temperatura de $4,2^{\circ}\text{C}$, superestimando os valores encontrados na natureza.

Atualmente é amplamente divulgado que o aumento das temperaturas globais está diretamente relacionado a fatores antropogênicos, em especial ao aumento da concentração de CO_2 (BROECKER, 1975; CHARNEY et al., 1979; WALTERS et al., 2007; STEENEVELD et al., 2011, , entre outros). Todavia, esta hipótese é contestada por alguns pesquisadores, motivada pelas justificativas a seguir: os bancos de dados existentes são insuficientes para fazer análises de mudanças climáticas significativas (muitas das análises possuem menos de 50 anos de dados); a falta de precisão dos modelos de previsão de tempo e clima; O possível efeito da ilha de calor urbano em virtude da localização e distribuição inadequadas das estações meteorológicas de superfície como causadoras de tendências artificiais nos registros de temperatura, colocando em xeque sua confiabilidade, uma vez que a maior parte das estações meteorológicas do planeta está situada nas cidades, pode razoável pensar que o efeito da ilha de calor urbano exerça alguma influência sobre os registros, mesmo que ainda não se saiba quantificá-la com exatidão (HOLLAND, 2007). Embora existam divergências, as observações têm sido um fator chave para a validação de modelos que representam o acúmulo de calor na atmosfera devido a intensificação do efeito estufa. Observações de temperatura próximo à superfície têm mostrado o aquecimento do planeta desde meados do século XIX, o que é consistente com a expectativa de que o calor se acumula na atmosfera.

Existe, contudo, um aspecto curioso no aquecimento do planeta já que há uma forte assimetria no aumento das temperaturas do dia e da noite, como pode ser observado na figura 2.1, que mostra o conjunto de dados históricos de temperaturas mínimas e máximas da rede global da Administração Nacional de Oceano e Atmosfera dos Estados Unidos (National Oceanic and Atmospheric Administration - NOAA). A figura 2.1 mostra as variações de temperaturas globais divididas em variações da mínima e variações da temperatura máxima para os períodos de 1900 até 1978 e 1900 até 1999 (2.1a), mostrando que o aumento na temperatura mínima é cerca de $2/3$ maior do que o aumento registrado nas temperaturas máximas. Porém, tal variabilidade nas anomalias não é reproduzida pelos modelos globais do NOAA, como mostrado na figura 2.1b.

Assim como mostrado na figura 2.1a, a variação diurna de temperatura (VDT), definida como a diferença entre a máxima e a mínima temperatura no ciclo diurno, tem dimi-

Figura 2.1: Dados observados de anomalias na temperatura mínima e máxima (figura 2.1a), e comparação entre as tendências das temperaturas mínimas e máximas obtidas a partir de uma média de seis modelos globais de clima do Projeto de Intercomparação de Modelos Acoplados (Coupled Model Intercomparison Project - CMIP3) e o conjunto de dados históricos do NOAA (figura 2.1b).

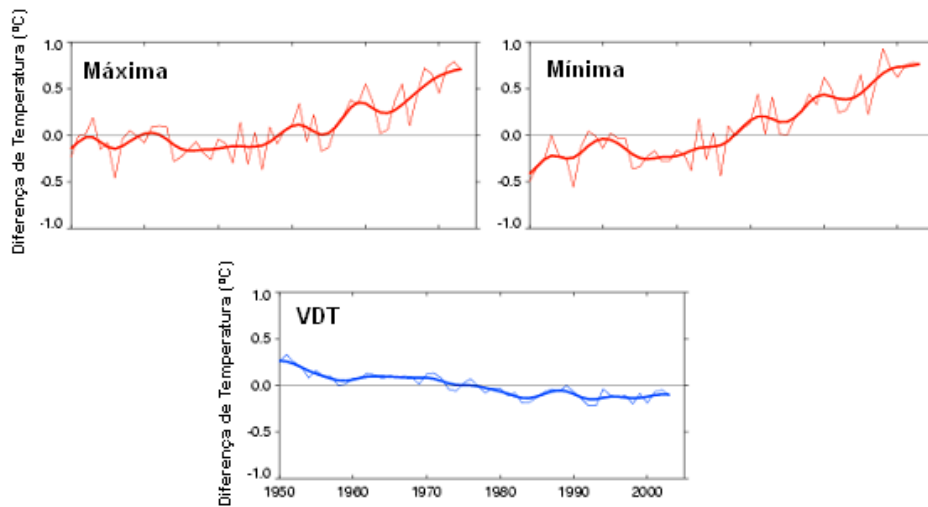


Fonte: Adaptado de McNider et al. (2012).

nuído no último século. Análises da temperatura média do ar da superfície global mostram que as alterações nas diferenças entre temperaturas mínima e máxima diária, estão resultando num estreitamento da VDT (EASTERLING et al., 1997). Vose, Easterling e Gleason (2005), mostram que o significativo aumento das temperaturas mínimas com relação às temperaturas máximas registradas no período correspondente de 1950 até 2004 reduziu a VDT, como é possível observar na figura 2.2.

Zhou et al. (2010), analisando o desempenho de modelos climáticos em diversos centros do planeta, sugerem que o maior estreitamento observado na VDT está relacionado com efeitos regionais de origem antropogênica que os modelos não podem simular de forma realista, sendo estes efeitos provavelmente ligados à mudança na cobertura de nuvens, na precipitação e na umidade do solo. Dai, Trenberth e Qian (2004) sugerem que a cobertura de nuvens, combinada com os efeitos secundários de amortecimento como umidade do solo e precipitação, podem reduzir a VDT em cerca de 25% – 50% quando comparada com dias de céu claro na maioria das áreas terrestres, enquanto que a concentração do vapor de água na atmosfera causa um aumento de ambas as temperaturas e tem pequenos efeitos sobre a VDT. Por outro lado, Steeneveld et al. (2011) e McNider et al. (2012) mostram que o aumento da temperatura mínima local é, quando relacionado a efeitos antropogênicos como o aumento da concentração de CO₂ na atmosfera, reduzido significativamente à medida que a velocidade do vento aumenta próximo a superfície. Já Pielke, Roger e Matsui (2005) mostram que as temperaturas noturnas próximo da superfície são altamente dependentes da velocidade do vento e da altura em relação ao solo, onde as medições são feitas. Tanto os resultados obtidos por Pielke, Roger e Matsui (2005)

Figura 2.2: Séries temporais de anomalia de temperaturas mínimas, máximas e VDT, no período entre 1950 e 2004.



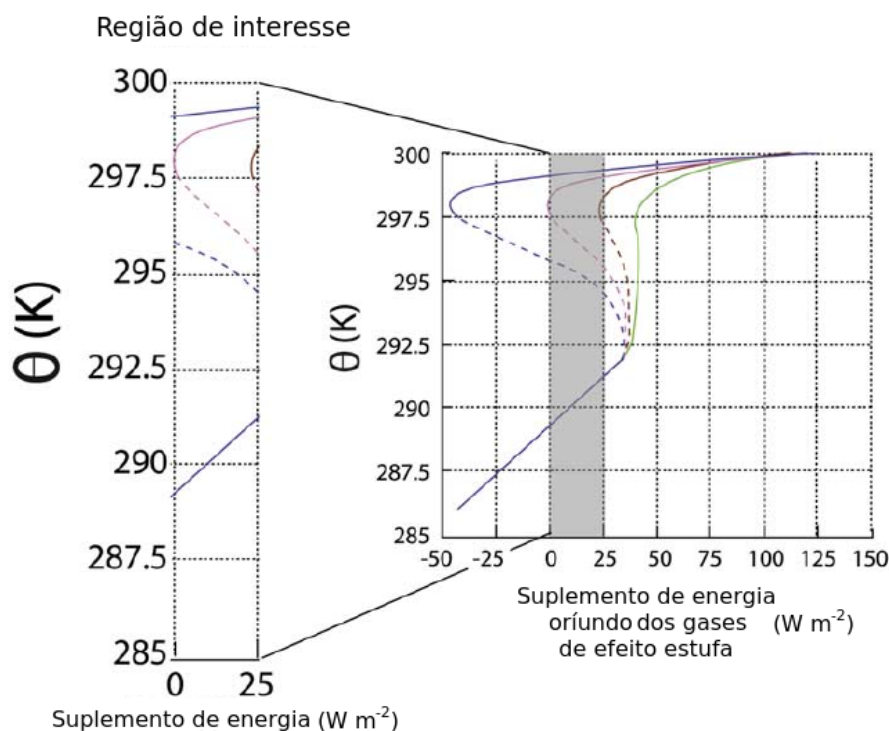
Fonte: Adaptado de Vose, Easterling e Gleason (2005).

quanto por Steeneveld et al. (2011) e McNider et al. (2012) estão relacionados com o fenômeno do acoplamento atmosférico (ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012).

Walters et al. (2007) mostram que pequenas mudanças na radiação de onda longa proveniente da atmosfera, devido ao aumento de gases causadores do efeito estufa, podem levar a regimes de escoamento completamente distintos na camada limite estável (CLE) (figura 2.3). Além disso, Walters et al. (2007) sugerem que os modelos climáticos globais podem não ter a resolução adequada ou o tipo de fechamento de turbulência capaz de reproduzir o comportamento não linear da camada limite noturna estável, sendo esse um fator determinante para a falta de fidelidade dos modelos na reprodução da magnitude da assimetria observada no histórico de VDT. Todavia, como pode ser observado na figura 2.3, o modelo utilizado por Walters et al. (2007) é capaz de reproduzir apenas o caráter bi-estável da CLE (que será discutido na seção 2.2). Dessa forma, a variabilidade da temperatura relacionada com a ocorrência de eventos turbulentos intermitentes na CLE muito estável também não é representada por nenhum modelo utilizado até então.

Baseando-se no fato de que a tendência observada na VDT é diretamente dependente da temperatura noturna, McNider et al. (2012) realizaram uma análise cuidadosa do comportamento da CLE quando submetido a um incremento adicional de energia interna provinda na forma de radiação onda longa. Os resultados por eles encontrados, em concordância com Steeneveld et al. (2011), mostram que a temperatura na CLE pode ser bastante sensível à adição do forçante radiativo, podendo sofrer uma elevação de 0,3 a 0,6 K, caso a taxa de energia adicional, por unidade de área que chega a superfície, seja de $4,8 \text{ W m}^{-2}$ (forçante resultante do dobro da concentração atual de CO_2). Este valor é equivalente a cerca de 50% do aumento observado para o século XX e que também seria,

Figura 2.3: Influência do aumento da concentração de gases causadores de efeito estufa sobre a temperatura do ar próximo à superfície.



Fonte: Adaptado de Walters et al. (2007).

de forma aproximada, equivalente ao aquecimento de 0,5 a 0,7 K produzido pela maioria dos modelos climáticos durante o século XX (KIEHL, 2007). Outrossim, segundo McNider et al. (2012) a diminuição na VDT está relacionada com o regime de escoamento da CLE, sendo que no regime muito estável a mistura turbulenta não é suficiente para distribuir a energia interna em excesso próximo a superfície, enquanto que no regime pouco estável a turbulência bem desenvolvida distribui uniformemente esta energia, assim como ocorre durante o dia. Finalmente, a análise feita por McNider et al. (2012) também mostrou que a disposição final de particionamento e da energia adicionada por intervalo de tempo nestas pequenas amostragens foram altamente dependentes da quantidade de mistura incorporada no regime da camada limite. Essas análises mostram que, em modelos de tempo e clima, devem ser tomadas algumas precauções para garantir que os processos de mistura representem a física da camada limite em vez de serem ajustados para reproduzir as observações de um determinado nível. Apesar de funcionais, alguns modelos climáticos às vezes são ajustados pela adição de mistura (com base nos argumentos de heterogeneidade e falta de processos) para tornar o desempenho operacional melhor na CLE.

Na discussão acima, algumas respostas para a redução da VDT já foram encontradas e estão relacionadas com a estabilidade atmosférica, característica da CLE. Todavia o escoamento turbulento próximo a superfície, em condições muito estáveis, é intermitente

e esta característica é muito difícil de ser reproduzida por modelos numéricos, sendo que tem grande influência sobre a temperatura local noturna.

2.2 Regimes de escoamento e modelagem

Em Mecânica dos Fluidos, camada limite é a região do escoamento que é diretamente afetada pela presença de uma superfície limite em sua vizinhança. Nesta região as forças viscosas são relevantes, pois devido à condição de não escorregamento do escoamento, as componentes do campo de velocidades são nulas junto a parede forçando assim, a formação de um forte gradiente de velocidades e, consecutivamente, de escalares nesta região, como por exemplo temperatura (FOX; MCDONALD, 1995).

Na camada limite tanto as forças inerciais quanto as forças viscosas são importantes pois a caracterização do escoamento é feita através da razão entre estas, um parâmetro adimensional conhecido como número de Reynolds:

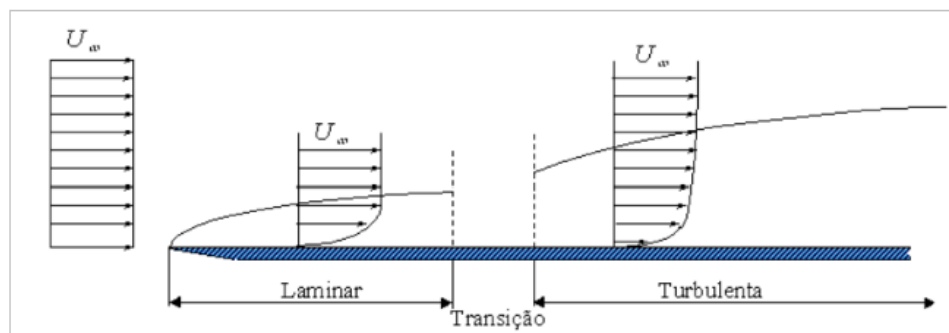
$$Re = \rho \frac{VL}{\mu} \quad (2.1)$$

onde ρ é a massa específica do fluido, V e L são a velocidade e o comprimento característico do escoamento e μ é a viscosidade dinâmica do fluido. Para valores de Re menores que 2300, os efeitos de viscosidade são relevantes e o escoamento é bem organizado com as partículas fluidas movendo-se em camadas lisas, ou lâminas, o que caracteriza um escoamento laminar. À medida que o número de Reynolds aumenta, a estrutura do escoamento vai se tornando mais complexa e as partículas fluidas deixam de se movimentar em estruturas laminares e passam a se misturar de maneira desordenada, caracterizando uma região de transição do escoamento ($2300 < Re < 4000$), podendo este até apresentar comportamento caótico (RUELLE; TAKENS, 1971). Para valores de $Re > 4000$ o escoamento torna-se turbulento e é caracterizado pela rápida mistura das partículas fluidas e por flutuações aparentemente aleatórias das componentes do campo de velocidades do escoamento (FOX; MCDONALD, 1995). Através da análise da equação 2.1 pode-se concluir que quando o número de Reynolds é suficientemente alto, escoamento turbulento, os efeitos de viscosidade podem ser desprezados. Porém, sabe-se que junto a superfície limite os efeitos de viscosidade são relevantes e a velocidade do escoamento junto a parede é nula, assim em um escoamento turbulento os gradientes de velocidade próximo à superfície são mais intensos (figura 2.4).

A discussão acima pode ser ilustrada através da análise de um escoamento sobre uma placa plana lisa, com gradiente de pressão nulo e na ausência de transferência de calor, como ilustrado na figura 2.4. Assim que o escoamento, com velocidade U_∞ atinge a borda de ataque da placa, ocorre a formação de uma camada limite laminar, que

vai aumentando a espessura à medida que o escoamento se afasta a jusante da borda da placa. Todavia, também à medida que o escoamento se afasta a jusante da borda de ataque, o número de Reynolds aumenta até que surja uma região de transição que se prolonga até a região na qual Re é suficientemente grande e o escoamento se torna completamente turbulento (FOX; MCDONALD, 1995).

Figura 2.4: Camada limite sobre uma placa plana, com espessura exageradamente ampliada.



Fonte: Adaptado de Fox e Mcdonald (1995).

A atmosfera terrestre é dividida em camadas, sendo a camada inferior a Troposfera, que se estende desde a superfície terrestre até aproximadamente 12 km acima desta. De forma análoga ao que ocorre em um escoamento de um fluido sobre uma placa plana, na porção mais baixa da Troposfera devido à presença da superfície ocorre a formação de uma camada limite, conhecida como camada limite atmosférica (CLA), ou camada limite planetária (CLP), a qual estende-se da superfície do solo até, em média, 1 km de altura. O escoamento atmosférico na CLA é caracterizado por turbulência contínua ($Re \approx 10^7$) gerada pelo cisalhamento do vento na superfície e pelo empuxo devido ao aquecimento da superfície, enquanto que durante a noite, a única forma de produção de turbulência é o cisalhamento do vento, já que a superfície é resfriada pela emissão de radiação de onda longa que diminui gradativamente a temperatura das camadas adjacentes de ar, causando estratificação térmica a qual diminui a mistura turbulenta, como será discutido na seção 2.3. Outro ponto que é importante salientar é a escala de duração dos fenômenos na CLA, enquanto que na CLA os processos físicos são da ordem de uma hora, no escoamento livre acima da CLA os fenômenos tem escala de tempo sinótica (STULL, 1988).

2.3 Camada limite atmosférica noturna

Logo após o entardecer a superfície que antes fora aquecida pela radiação proveniente do Sol, começa o processo de resfriamento através da emissão de onda longa. Com

o resfriamento radiativo da superfície a camada de ar adjacente também é resfriada por condução, e sendo o ar frio mais denso que o ar quente o processo de convecção, que durante o dia atuava na produção de turbulência, cessa e a força de empuxo passa a atuar como um forçante de destruição de turbulência devido a estratificação atmosférica. Estes processos dão origem a camada limite estável (CLE).

A CLE é caracterizada pela fraca mistura turbulenta, pois a produção de turbulência é puramente mecânica, já que o forçante térmico atua na destruição de turbulência. Na CLA, o que geralmente utiliza-se para quantificar a intensidade da turbulência é a energia cinética das partículas fluidas por unidade de massa, definida como energia cinética turbulenta (ECT). Em uma atmosfera horizontalmente homogênea e desconsiderando os efeitos de advecção a variação temporal da ECT é escrita como:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\overline{u'w'}\frac{\partial u}{\partial z} - \overline{v'w'}\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{g}{\Theta}\overline{w'\theta'} - \frac{\partial}{\partial z} \left[(\overline{w'E'}) + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0} \right] - \epsilon. \quad (2.2)$$

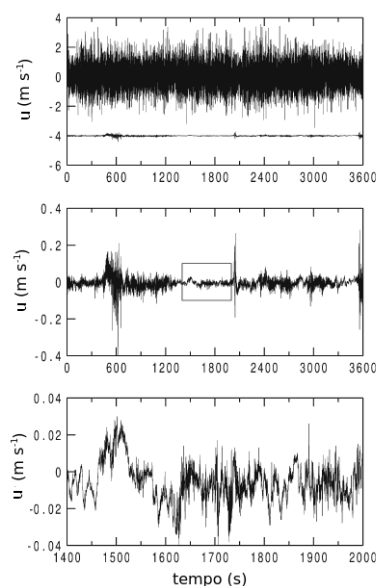
Na equação 2.2 o termo do lado esquerdo da equação representa a variação local da ECT, os dois primeiros termos do lado direito representam a produção mecânica de turbulência por cisalhamento do vento, o terceiro termo do lado direito a produção/destruição térmica de tubulência devido à força de empuxo, o quarto e o quinto termo são os termos de transporte turbulento vertical da ECT e transporte por variações de pressão e o último termo do lado direito representa a dissipação viscosa de turbulência.

A equação 2.2 permite entender de maneira quantitativa e qualitativa as variações do escoamento turbulento na CLA durante o ciclo diurno, pois durante o dia o termo de empuxo atua na produção de turbulência e o único termo responsável pela redução da turbulência no escoamento na CLA é o termo de dissipação viscosa, que possui intensidade muito menor que os termos de produção mecânica e produção térmica, sendo assim incapaz de dissipar toda a turbulência produzida em conjunto pelos termos mecânico e térmico. Neste contexto os termos de transporte são importantes pois estes são os responsáveis por transportar a turbulência não dissipada a níveis atmosféricos antes não turbulentos. Ademais, além da intensidade da turbulência aumentar consideravelmente na CLP esta chega a alturas bastante elevadas, mas ainda assim o escoamento é controlado remotamente pelos processos superficiais. Por outro lado, durante a noite a força de empuxo atua como sumidouro de turbulência, devido a estraificação térmica o que faz com que a turbulência tenha como única fonte o cisalhamento do vento. Tal implicação torna o balanço de ECT na CLE muito delicado, pois em noites com grande perda radiativa e ventos fracos a magnitude do termo de produção mecânica de turbulência pode ser menor que os termos de destruição térmica e dissipação viscosa somados, podendo assim suprimir quase que completamente a tubulência na CLE. Em tais condições seria natural assumir que o escoamento na CLE torna-se laminar, mas o número de Reynolds ainda é várias ordens de grandeza maior do que os valores característicos de um escoamento laminar.

Apesar da mistura turbulenta ser quase que totalmente suprimida em noites com grande perda radiativa e ventos calmos, as características da turbulência são mantidas. Mahrt e Vickers (2006) mostraram através da análise minuciosa de dados noturnos de velocidade e temperatura, coletados durante quatro meses no experimento Fluxes over Snow-covered Surfaces II (FLOSSII), que reduzindo a escala de análise (a fim de excluir a influência de processos de mesoescala) que apesar da intensidade dos fluxos turbulentos ser de ordens de magnitudes menor que o observado em noites com intensa mistura, o comportamento dos mesmos é mantido mesmo em condições muito estáveis (figura 2.5).

A figura 2.5 mostra o comparativo entre uma hora de dados da componente velocidade vertical do vento em uma noite com intensa mistura turbulenta e outra noite com forte estratificação (painel superior). A série temporal correspondente a noite muito estável está deslocada para baixo, para permitir sua visualização. O painel central apresenta apenas a série temporal para a noite muito estável, já com o ajuste de escala. A análise de Mahrt e Vickers (2006), mostra que mesmo na região que praticamente não apresenta nenhuma intensidade turbulenta, as características do escoamento turbulento são mantidas (painel inferior), mostrando assim que mesmo em condições que a teoria prevê turbulência completamente suprimida, esta consegue se manter mesmo que em muitas ordens de magnitude menor.

Figura 2.5: Comparativos de escala entre uma noite com intensa mistura turbulenta e uma noite com forte estratificação.



Fonte: Adaptado de Mahrt e Vickers (2006).

2.4 Intermitência

Ainda que eventualmente a mistura turbulenta possa ter sua magnitude praticamente suprimida em todas escalas, como descrito anteriormente, existem períodos em que a turbulência restabelece sua intensidade, também em todas as escalas. Este fenômeno foi definido por Mahrt (1999) como intermitência global, com o propósito de diferenciar da intermitência de fina escala associada à variabilidade com que os turbilhões transferem espectralmente suas propriedades.

O termo intermitência possui uma certa ambiguidade, já que em que todos os casos a turbulência é considerada intermitente, uma vez que a estrutura de fina escala ocorre intermitentemente dentro de vórtices maiores. Esta intermitência é conhecida como intermitência de fina escala. Já *intermitência global* define o caso em que os turbilhões de todas as escalas estão ausentes ou suprimidos em uma escala que é grande em comparação com os grandes turbilhões. De certa forma, a *intermitência global* pode considerada como uma sequência de eventos que começam com uma redução da média do cisalhamento, e correspondente aumento do número de Richardson para valores maiores do que o valor crítico (MAHRT, 1999). À parte da definição, neste trabalho quando o termo intermitência for utilizado, refere-se ao fenômeno de intermitência global.

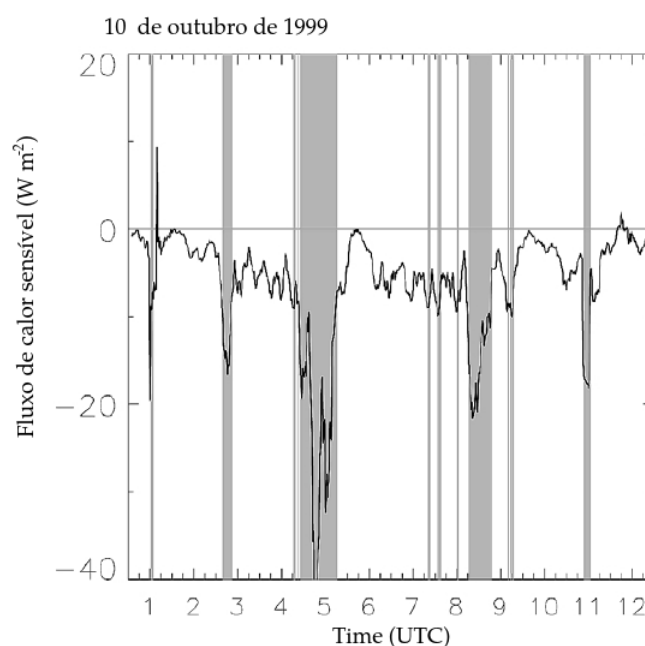
Segundo Mahrt e Vickers (2006) intermitência é uma característica intrínseca do escoamento turbulento numa região fortemente estratificada. Além disso, existe uma ampla gama de fenômenos físicos que podem relacionados como sendo possíveis “motores de geração” de eventos turbulentos, tais como: jatos de baixos níveis, correntes de densidade e ondas de gravidade, por exemplo (MAHRT, 1999). O fenômeno da intermitência global é imprevisível, de forma que os episódios turbulentos tem magnitude, duração e tempo de ocorrência impossíveis de prever (figura 2.6).

Outro aspecto importante relacionado com a ocorrência de eventos intermitentes em noites com fraca mistura turbulenta, é que estes eventos vão influenciar fortemente a intensidade média dos fluxos turbulentos locais (NAPPO, 1991). A figura 2.6 pode ser utilizada para ilustrar este aspecto, pois observa-se que, embora na maior parte do período noturno o fluxo de energia na forma de calor sensível seja menor que 10 W m^2 em curtos intervalos de tempo, durante a ocorrência dos eventos intermitentes a magnitude do fluxo chega a 40 W m^2 .

2.5 Bi-estabilidade atmosférica

Os regimes de escoamento na CLE geralmente são classificados como pouco estável e muito estável. O regime pouco estável é caracterizado pela intensa mistura turbulenta, e comumente ocorre em noites com ventos intensos e com cobertura de nuvens

Figura 2.6: Série temporal de fluxo de calor sensível em uma noite com ocorrência de intermitência. As áreas sombreadas correspondem aos períodos de ocorrência dos eventos intermitentes.



Fonte: Adaptado de Coulter e Doran (2002).

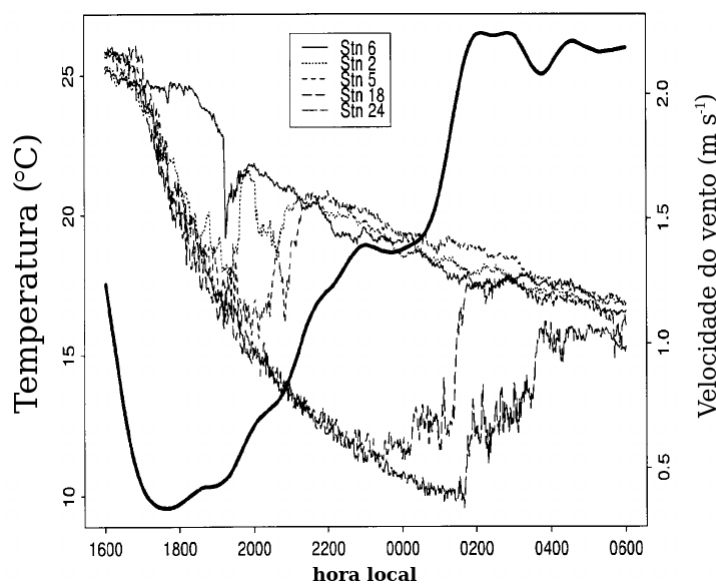
(noites com pouca perda radiativa). Neste regime as relações de similaridade, utilizadas para caracterizar o escoamento são válidas, pois todos os níveis atmosféricos da CLE estão conectados energeticamente pela mistura turbulenta (MAHRT et al., 1998; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012). Em contrapartida, no regime de escoamento muito estável a intensidade da turbulência é praticamente suprimida em quase todas as escalas, e desta forma a CLA noturna apresenta um comportamento laminarizado, no sentido de que os diferentes níveis atmosféricos estão desconectados energeticamente, levando a fortes gradientes de temperatura próximo à superfície (MAHRT et al., 1998). Todavia, no regime muito estável, apesar de ser quase que completamente suprimida pela estratificação térmica a turbulência é capaz de ressurgir em eventos isolados localmente e temporalmente inúmeras vezes ao longo de uma mesma noite. Assim como a ocorrência, a intensidade e a duração de tais eventos é imprevisível caracterizando assim um comportamento intermitente definido por Mahrt (1999) como intermitência global (neste trabalho referido somente como intermitência). Associado como possíveis causas da ocorrência de intermitência na CLA noturna podem estar fenômenos de maior escala como jatos de baixos níveis, ondas de gravidade (MAHRT et al., 1998; SUN et al., 2002, 2004), assim como a interação entre a superfície e a atmosfera (REVELLE, 1993; van de WIEL et al., 2002; COSTA et al., 2011).

A conexão energética entre os níveis atmosféricos sugere uma classificação alternativa para os regimes de escoamento pouco estável e muito estável. Derbyshire (1999) e Acevedo, Costa e Degrazia (2012) associam o regime pouco estável a um estado no

qual a temperatura do ar próximo à superfície tende a temperatura dos níveis mais altos da atmosfera, ou seja, os níveis inferiores da atmosfera estão energeticamente acoplados aos níveis superiores da atmosfera. Por outro lado o estado desacoplado, ou desconectado, é associado ao regime muito estável, onde a temperatura nas parcelas mais baixas da CLE tende a temperatura da superfície.

Este comportamento bi-estável é observado na natureza, conforme mostra Acevedo e Fitzjarrald (2003) através da análise da dependência da temperatura noturna em uma região com estações localizadas em diferentes níveis, onde as estações mais elevadas apresentaram turbulência contínua durante toda a noite sendo a variação de temperatura nestas estações pequena. Já nas estações localizadas em níveis mais baixos, a intensidade turbulenta foi bem menor, assim como a magnitude do vento, levando a um rápido resfriamento nestas estações. Porém, à medida que a intensidade do vento aumentou ao longo da noite a temperatura das estações mais baixas também aumentou, tendendo aos valores de temperatura observados nas estações que permaneceram com turbulência bem desenvolvida ao longo de toda a noite. Nominalmente, o aumento instantâneo de temperatura em algumas estações chegou a valores próximos à 10 °C (figura 2.7).

Figura 2.7: Estados de conexão em diferentes estações, indicadas pela legenda.



Fonte: Adaptado de Acevedo e Fitzjarrald (2003).

O comportamento bi-estável da CLE não é facilmente reproduzido por modelos numéricos utilizados na descrição do escoamento noturno. Todavia, a variabilidade dos regimes de escoamento tem grande influência na estimativa correta de temperatura mínima. Outrossim, a dependência da temperatura próximo a superfície, com o estado de acoplamento atmosférico, é apontado por estudos recentes como causador da diminuição da VDT nos últimos anos (WALTERS et al., 2007; MCNIDER et al., 2012). Todavia, além da complexidade associada ao caráter bi-estável da CLE o comportamento intermitente da

turbulência no regime muito estável, pode influenciar de maneira significativa na magnitude do fluxo de energia na forma de calor em superfície, bem como no transporte de energia na CLE, tendo assim papel importante na estimativa de temperatura mínima.

2.6 Modelos baseados em médias de Reynolds

Os modelos que descrevem o comportamento do escoamento atmosférico na CLA tem como base a resolução de equações matemáticas originadas de cinco equações fundamentais: a lei dos gases ideais, a conservação da massa, a conservação do momentum, a conservação umidade e a conservação da energia na forma de calor no escoamento atmosférico (STULL, 1988). Estas equações são reescritas utilizando uma técnica chamada de média de Reynolds, que consiste em separar uma dada variável em uma parte média e uma parte turbulenta. Assim as variáveis médias que controlam o escoamento turbulento são resolvidas prognosticamente. O grande problema que surge a partir da aplicação das médias de Reynolds nas equações, anteriormente citadas, é que o número de variáveis desconhecidas é muito maior do que o número de equações prognósticas do sistema. Este problema é conhecido como problema de fechamento de turbulência (STULL, 1988). Uma discussão mais aprofundada sobre este problema está fora do escopo deste trabalho, todavi, podemos ilustrar o problema de fechamento de turbulência através das equações resultantes da aplicação das médias de Reynolds na equação de conservação de momentum:

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}}_I + \underbrace{\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}_{II} = \underbrace{f\bar{v}}_{III} - \underbrace{\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}}_{IV} - \underbrace{\left(\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right)}_V + \underbrace{\nu \nabla^2 \bar{u}}_{VI} \quad (2.3)$$

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{v}}{\partial t}}_I + \underbrace{\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}}_{II} = - \underbrace{f\bar{u}}_{III} - \underbrace{\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y}}_{IV} - \underbrace{\left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right)}_V + \underbrace{\nu \nabla^2 \bar{v}}_{VI} \quad (2.4)$$

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{w}}{\partial t}}_I + \underbrace{\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z}}_{II} = \underbrace{\frac{\theta'_v}{\theta_v} g}_{III} - \underbrace{\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z}}_{IV} - \underbrace{\left(\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right)}_V + \underbrace{\nu \nabla^2 \bar{w}}_{VI} \quad (2.5)$$

os termos nas equações acima representam, respectivamente, a variação local de momentum médio (termos I), a advecção de momentum médio pelo vento médio (termos II), em (2.3) e (2.4) representam o efeito da força de Coriolis (termos III), enquanto que em

2.5 representa a flutuabilidade das parcelas de ar (termo III), as componentes médias da força de gradiente de pressão (termos IV), as divergências dos fluxos turbulentos de momentum (termos V) e a influência da viscosidade nos movimentos médios (termos VI). Nas equações (2.3) - (2.5) as variáveis desconhecidas são os fluxos cinemáticos turbulentos (momentos estatísticos de segunda ordem). Da mesma forma que para as variáveis médias, os momentos de segunda ordem podem ser calculados prognosticamente, todavia, aparecerão novos termos de momentos estatísticos de terceira ordem, e se estes forem calculados prognosticamente aparecerão momentos estatísticos de quarta ordem, e assim por diante. Logo, sempre o número de variáveis desconhecidas vai ser maior do que o número de equações do sistema, assim, este processo deve ser truncado em algum ponto através da parametrização dos momentos de ordem mais alta. Este procedimento é conhecido como fechamento de turbulência.

A classificação dos modelos atmosféricos que utilizam médias de Reynolds é dada pela ordem do fechamento de turbulência. Por exemplo, modelos mais simples que parametrizam os momentos de segunda ordem são chamados de modelos de primeira ordem, ou ordem 1 (BELJAARS; HOLTSLAG, 1991; MCNIDER et al., 1995; van de WIEL et al., 2002). Já modelos que utilizam o fechamento de primeira ordem juntamente com uma equação para estimar a intensidade da ECT são chamados de modelos de ordem 1.5 (DUYNKERKE, 1988; CUXART et al., 2006; COSTA et al., 2011). Esquemas que calculam prognosticamente os momentos de primeira ordem e parametrizam os momentos de segunda ordem são chamados de modelos de segunda ordem (ordem 2) (MELLOR; YAMADA, 1974; WYNGAARD, 1975). Desta forma a ordem dos modelos atmosféricos será equivalente a ordem dos momentos que será parametrizada.

2.7 Modelos simplificados de primeira ordem

Estudos teóricos que analisam a característica particular do comportamento complexo da CLE, geralmente utilizam modelos simplificados de ordem 1 (REVELLE, 1993; BLACKADAR, 1979; MCNIDER et al., 1995; van de WIEL et al., 2002; WALTERS et al., 2007). Estes modelos calculam relações de fluxo-gradiente, considerando que esta relação depende da difusividade turbulenta. Assim os fluxos turbulentos (momentos estatísticos de segunda ordem) podem ser escritos como:

$$-\overline{(\chi'w')} = K_{\chi} \frac{\partial \chi}{\partial z}, \quad (2.6)$$

onde χ é a variável a ser analisada. Esta relação é conhecida como teoria K. Os coeficientes de difusão turbulenta K_{χ} dependem da intensidade da turbulência e também da estratificação local da CLE. A dependência da mistura turbulenta com a intensidade da

estratificação local é estimada nestes modelos através de relações que estabelecem uma relação média entre a intensidade turbulenta e um parâmetro de estabilidade local, como por exemplo o número de Richardson (LOUIS, 1979). Tais funções são conhecidas como funções de estabilidade. Em termos práticos a utilização destas funções nada mais é que estimar a intensidade da turbulência por uma relação média dependente da estabilidade local. Tal troca, em termos dinâmicos, implica na redução do número de graus de liberdade do sistema, fato que pode mascarar uma relação complexa entre duas principais variáveis do escoamento atmosférico (COSTA et al., 2011). Todavia, esta abordagem simplista reproduz de maneira satisfatória o comportamento médio do escoamento na CLE, como por exemplo o caráter bi-estável. Porém, estes esquemas não são capazes de reproduzir o comportamento intermitente da turbulência, e quando reproduzem é apenas de forma periódica, e.g. Reville (1993) e van de Wiel et al. (2002).

Walters et al. (2007) utilizaram o modelo proposto por McNider et al. (1995) para verificar a influência do aumento de CO_2 na atmosfera. Os resultados de Walters et al. (2007) sugerem que as variações de temperatura local, em regiões que apresentam escoamento de transição, entre os regimes muito estável e pouco estável, podem chegar a até 10 K. Todavia a dependência das variações de temperatura nos estados conectado e desconectado praticamente não existe, pois as soluções não apresentam a complexidade que distingue os dois regimes. Uma formulação alternativa, capaz de resolver esta dificuldade dos modelos simplificados, foi proposta por Costa et al. (2011). Em vez de utilizar uma relação simplista para estimar a intensidade dos fluxos turbulentos, Costa et al. (2011) utilizaram uma equação prognóstica para a ECT e parametrizaram os fluxos turbulentos em termos da intensidade turbulenta. A estimativa dos coeficientes de difusão foi feita considerando o comprimento de mistura no caso neutro, todavia, a dependência de K_x com a estabilidade está implícita no cálculo da intensidade turbulenta. Também baseados nestes argumentos (KURBATSKII; KURBATSKAYA, 2013) construíram um modelo similar capaz de reproduzir o comportamento intermitente da CLE.

Com o objetivo de analisar a influência da intermitência na estimativa da temperatura mínima noturna neste trabalho será utilizado o modelo proposto por Costa et al. (2011), o qual será descrito em detalhes no próximo capítulo.

3 METODOLOGIA

3.1 Modelo

O modelo proposto por Costa et al. (2011), é um modelo simplificado baseado no modelo clássico proposto por Blackadar (1979). Este esquema é válido em uma situação idealizada que considera uma atmosfera seca e horizontalmente homogênea onde a divergência do fluxo radiativo e os efeitos de advecção são desconsiderados. As equações que controlam o escoamento turbulento na CLE podem ser escritas de forma simplificada como proposto por Blackadar (1979):

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

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

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

$$\frac{\partial \theta_g}{\partial t} = \frac{1}{C_g} (I_{\downarrow} - \sigma \theta_g^4 - H_0) - k_m (\theta_g - \theta_m) \quad (3.4)$$

Nas equações 3.1 - 3.4, u , v e θ são, respectivamente, as componentes da velocidade do vento e a temperatura potencial do ar seco. A temperatura do solo é representada por θ_g (equação 3.4). $(\overline{\chi'_i w'})$ são os fluxos turbulentos das variáveis atmosféricas referidas anteriormente, cuja a parametrização é apresentada na seção 3.4. O fluxo de energia na forma de calor sensível em superfície é $H_0 = \rho C_p \overline{w\theta}$ e as constantes presentes presentes nas equações acima são: o fator de Coriolis, f , as componentes do vento geostrófico, u_G e v_G , a capacidade calorífica por unidade de área do solo, C_g , a radiação de onda longa proveniente da atmosfera, I_{\downarrow} , sendo esta um ponto chave do estudo aqui apresentado, pois neste termo é incluída a contribuição devido às variações na concentração dos contaminantes atmosféricos. Uma discussão mais profunda é apresentada na seção 3.3. Finalmente, σ é a constante de Stefan-Boltzmann, k_m é o coeficiente de transferência de calor entre a camada superficial do solo e a camada de solo mais profunda (substrato) e θ_m é a temperatura do substrato.

3.2 Parametrização de solo

A parametrização do solo é um aspecto importante para determinar a natureza e o comportamento da camada limite. Na equação 3.4 é utilizado um método que considera o balanço de energia na camada superior do solo, ou seja, o modelo considera as trocas de energia entre o substrato e a camada superficial e da camada superficial com a atmosfera (BLACKADAR, 1979; MCNIDER et al., 1995). Dessa forma, a temperatura da superfície do solo (θ_g) é a mesma temperatura da camada superficial. (BLACKADAR, 1979). A capacidade térmica da camada de superfície por unidade de área C_g (J.K.m⁻²) depende da condutividade térmica λ , da frequência angular da Terra ω e da capacidade térmica do solo por unidade de volume $C_s = c_s \rho_s$, onde c_s e ρ_s são respectivamente o calor específico e a densidade do solo (BLACKADAR, 1979):

$$C_g = 0.95 \left(\frac{\lambda C_s}{2\omega} \right)^{1/2}$$

3.3 Balanço radiativo

O forçante radiativo relacionado com uma perturbação na concentração de um gás, é definido pela variação líquida do fluxo radiativo induzido na tropopausa, o qual é geralmente interpretado como ganho (positivo) ou perda (negativo) de energia para o sistema como um todo. A justificativa para este conceito surge a partir de experimentos com modelos radiativo-convectivo unidimensionais, em que a mudança na temperatura da superfície pode ser relacionada apenas à mudança de fluxo radiativo líquido na tropopausa (HARRISON et al., 1990).

Considerando uma situação onde o céu é claro, o fluxo radiativo superficial é, por conveniência, interpretado com base na definição de emissividade atmosférica efetiva, ϵ_a , dada pela relação adimensional $\epsilon_a = I \downarrow / (\sigma T_0^4)$ onde $I \downarrow$ é o fluxo radiativo emitido, T_0 é a temperatura no limite inferior da atmosfera e σ é a constante de Stefan-Boltzmann.

Na equação 3.4, $I \downarrow$ representa a radiação de onda longa emitida pela atmosfera onde pode-se observar que a emissividade atmosférica, segundo o proposto por Staley e Jurica (1972) depende da cobertura de nuvens Q_c , da umidade específica, Q_a , e da temperatura de referência, Θ , ambos referentes ao topo do domínio vertical, que é tomado como altura de referência. Logo, a emissão de radiação de onda longa, é dada pela equação 3.5

$$I \downarrow = \sigma (Q_c + 0,67(1 - Q_c)(1670Q_a)^{0,05}) \Theta^4 + FR \quad (3.5)$$

onde FR define o forçante radiativo devido a concentração de dióxido de carbono na at-

atmosfera, o qual é calculado a partir da equação 3.6 (HOUGHTON; JENKINS; EPHRAUMS, 1990):

$$FR = 6,3 \ln \left(\frac{C}{C_0} \right) \quad (3.6)$$

onde C_0 corresponde aos valores atuais de concentração de CO_2 na atmosfera

3.4 Fechamento de turbulência

Conforme discutido brevemente na seção 2.7, a parametrização clássica para o problema de fechamento de turbulência é a teoria K. Entretanto a dependência da intensidade turbulenta nos coeficientes de difusão depende de uma função de estabilidade prescrita, que do ponto de vista dinâmico do sistema reduz o número de graus de liberdade, substituindo assim uma possível relação complexa por uma relação média. Tendo em vista estes argumentos, Costa et al. (2011) propuseram a não utilização de funções de estabilidade para prescrever a intensidade da mistura turbulenta, e sim uma equação prognóstica para ECT de forma similar ao que é feito nos modelos de ordem 1.5.

As componentes dos fluxos turbulentos de momentum ($\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$) são estimados em termos da velocidade de fricção local, como:

$$- \overline{u'w'} = u_*^2 \cos(\psi) \quad (3.7)$$

$$- \overline{v'w'} = u_*^2 \sin(\psi) \quad (3.8)$$

onde ψ é a direção do vento médio $\psi = \arctan [(\partial v / \partial z) / (\partial u / \partial z)]$ e u_* é a velocidade de fricção. Seguindo Duynkerke (1988), a velocidade de fricção é calculada diretamente a partir da ECT pela relação: $u_* = \sqrt{E/\alpha}$, sendo α uma constante obtida experimentalmente que relaciona o cisalhamento local com a intensidade da mistura turbulenta (WENG; TAYLOR, 2003). Neste trabalho será utilizado o valor encontrado por Panofsky e Dutton (1984) $\alpha = 5.5$.

O fluxo turbulento de energia na forma de calor sensível é parametrizado como $\overline{u'w'} = u_* \theta_*$. Onde θ_* é a escala de temperatura definida como: $\theta_* = K_H (\partial \theta / \partial z) / u_*$. O coeficiente de difusão turbulenta de energia na forma de calor é definido como sendo a razão entre o coeficiente de difusão de momentum (K_m) e o número de Prandtl (Pr), $K_H = K_m / Pr$. Por sua vez o coeficiente de difusão de momentum é calculado em termos da intensidade da energia cinética turbulenta local e do comprimento de mistura, da mesma forma como este é calculado em modelos de ordem 1.5 (DUYNKERKE, 1988; WENG; TAYLOR, 2003; CUXART et al., 2006, entre outros):

$$K_H = l_m \sqrt{\alpha_0 E}$$

onde $\alpha_0 = 1/\alpha$, e $l_m = \kappa z$ é o comprimento de mistura turbulento para o caso neutro. Como a dependência da difusão turbulenta está presente implicitamente em E , através do termo de destruição térmica na sua equação prognóstica, objetivando a simplicidade o comprimento de mistura é utilizado no limite neutro, o que dispensa a utilização de funções de estabilidade (COSTA et al., 2011). Assim, utilizando a relação entre u_* e E , o coeficiente de difusão de momentum pode ser reescrito como:

$$K_H = \kappa u_* z$$

Utilizando estas parametrizações, e por simplicidade utilizando Pr unitário, a equação 2.2 pode ser reescrita, como:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = Su_*^2 - RiSu_*^2 - \frac{\partial}{\partial z} \left[(\overline{w'E'}) + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0} \right] - \epsilon. \quad (3.9)$$

Em 3.9 termo u_*^2 é o de produção mecânica, em que S é o cisalhamento do vento, dado por:

$$S = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}},$$

já $-RiSu_*^2$ é o termo de destruição térmica, em que Ri é o número de Richardson local:

$$Ri = \frac{g}{\Theta} \frac{\partial \theta / \partial z}{S^2}.$$

Os termos de transporte turbulento de ECT e transporte por variações de pressão são parametrizados como:

$$- \left[(\overline{w'E'}) + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0} \right] = K_E \frac{\partial E}{\partial z},$$

onde $K_E = K_m / \sigma_E$, sendo $\sigma_E = 2.5$ uma constante que relaciona o coeficiente de difusão de momentum e o coeficiente de difusão de energia cinética turbulenta. A taxa de dissipação viscosa de ECT é parametrizada através da equação de Kolmogorov (KOLMOGOROV, 1941):

$$\epsilon = \frac{(\alpha_0 E)^{3/2}}{l_\epsilon}.$$

Na expressão acima l_ϵ é o comprimento de mistura turbulento para a dissipação o qual, por simplicidade, é considerado como sendo igual ao comprimento de mistura turbulento l_m . É importante ressaltar que a expressão acima é originada a partir da equação de Kolmogoro-

rov, que foi derivada para uma condição de turbulência contínua, homogênea e isotrópica, condições que não acontecem na CLE durante o regime muito estável (KOLMOGOROV, 1941). Este problema é corrigido através da inclusão de uma constante $c_\epsilon = 0,18$, que indica a anisotropia da turbulência na CLE.

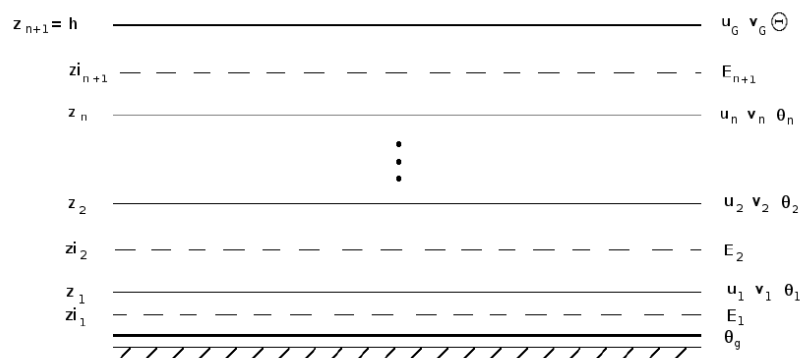
De acordo com as considerações acima e utilizando a relação entre E e u_* a equação (3.9) pode ser rescrita como:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = Su_*^2 - RiSu_*^2 + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_m}{\sigma_E} \frac{\partial E}{\partial z} \right) - c_\epsilon \frac{u_*^3}{l} \quad (3.10)$$

3.5 Discretização e integração

Em todo o modelo, utiliza-se como limites da CLE, o topo da camada (h) e a superfície do solo ($z = 0$). Entre estes limites, são considerados n níveis, sendo o primeiro fixo em $z = 5$ m e os outros igualmente espaçados entre o primeiro nível e o topo ($h = 50$ m, neste trabalho) onde as equações prognósticas para as componentes do vento e temperatura potencial são calculadas. No entanto, a divergência dos fluxos turbulentos é estimada onde cada fluxo depende de E . Desta forma, a equação prognóstica para E é calculada em níveis intermediários (z_i), presentes entre os níveis principais (z). Os níveis intermediários são definidos como $z_i = (z_i + z_{i-1}) / 2$, portanto se $z_1 = 5$ m, $z_{i1} = 2,5$ m, e assim sucessivamente (COSTA, 2001).

Figura 3.1: Esquema de camadas representando os níveis onde as variáveis médias são calculadas (COSTA et al., 2011).



Fonte: Costa (2001).

A discretização das equações (3.1) - (3.4) e (3.10) é feita utilizando diferenças finitas centradas, entre os “i-níveis” do modelo, desta forma o sistema de equações diferenciais ordinárias, resultante da aplicação do método de diferenças finitas, que compõem o modelo

é:

$$\frac{du_i}{dt} = f(v_i - v_G) + \frac{1}{z_{i+1} - z_i} (u_{*i+1}^2 \cos(\psi_{i+1}) - u_{*i}^2 \cos(\psi_i)) \quad (3.11)$$

$$\frac{dv_i}{dt} = f(u_G - u_i) + \frac{1}{z_{i+1} - z_i} (u_{*i+1}^2 \sin(\psi_{i+1}) - u_{*i}^2 \sin(\psi_i)) \quad (3.12)$$

$$\frac{d\theta_i}{dt} = \frac{1}{z_{i+1} - z_i} (u_{*i+1} \theta_{*i+1} - u_{*i} \theta_{*i}) \quad (3.13)$$

$$\frac{d\theta_g}{dt} = \frac{1}{C_g} (I_{\downarrow} - \sigma \theta_g^4 - H_0) - k_m (\theta_g - \theta_m) \quad (3.14)$$

$$\frac{dE_i}{dt} = S_i u_{*i}^2 - R i_i S_i u_{*i}^2 + \frac{T_i - T_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} - c_{\epsilon} \frac{u_{*i}^3}{\kappa z_i} \quad (3.15)$$

Na equação (3.15), T_i é o fluxo turbulento vertical de E , definido nos níveis principais e parametrizado como:

$$T_i = \frac{\alpha}{\sigma_E} \frac{(K_{m_{i+1}} + K_{m_i})}{2} \frac{(u_{*i+1}^2 - u_{*i}^2)}{z_{i+1} - z_i}$$

O modelo assume que o topo da CLE não é uma barreira rígida, tal qual a superfície. Assim, considerando que u_* tende a zero em h , a condição limite para T_i é:

$$T_{n+1} = \frac{\alpha}{\sigma_E} \frac{K_{m_{n+1}}}{2} \frac{(-u_{*n+1}^2)}{h - z_{i_n}}$$

Finalmente o sistema de equações formado pelas equações (3.11) - (3.15) é integrado utilizando o método de Runge-Kutta de quarta ordem com passo de tempo $\Delta t = 0,01$ s, para o qual as soluções se mantêm estáveis e convergentes.

3.6 Condições iniciais e constantes

Em todas as equações o índice i refere-se a um nível arbitrário qualquer, em que o nível intermediário correspondente está localizado abaixo deste, ou seja, z_{i_1} está abaixo de z_1 , e assim por diante. O topo da CLE é definido como $z_{n+1} = h$, então o nível intermediário mais alto é localizado entre $i = n$ e $i = n + 1$: $z_{i_{n+1}} = (z_{n+1} + z_n)/2$. No topo da CLE, as variáveis são assumidas como constantes, $u(t, n + 1) = u_G$, $v(t, n + 1) = v_G$, $\theta(t, n + 1) = \Theta$, onde $\Theta = 300$ K. Junto a superfície é assumida a condição de não escorregamento ($u(0, z_1) = 0$) e é assumido que $u(0, z)$ aumenta linearmente até o valor de u_G . Para a componente meridional v , a condição inicial para todos os níveis é $v(0, z) = v_G = 0$. O valor inicial para a temperatura do solo e a temperatura potencial do ar em todos os níveis

é a temperatura de referência: $\theta_g(0) = \Theta$ e $\theta(0, z) = \Theta$. O valor inicial de E em todos os níveis é também assumido como o mínimo valor possível de ECT na CLE, $E(0, z) = 0.005 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. É importante ressaltar que a utilização de um valor mínimo de ECT é comum em modelos atmosféricos, e.g. Cuxart et al. (2006) e Mellor e Yamada (1974), mas aqui este não influencia nos resultados obtidos através da integração numérica das equações como mostrado por Costa (2001).

Os valores das demais constantes utilizadas no modelo estão presentes na tabela 3.1, abaixo:

Tabela 3.1: Lista de constantes utilizadas no modelo

| | | |
|------------|--|--|
| ω | Velocidade angular da Terra | $7.27 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$ |
| k_m | Coeficiente de transferência de calor | 1.18ω |
| κ | Constante de von Kármán | 0.4 |
| pr | Número de Prandtl Turbulento | 1 |
| Θ | Temperatura de referência | 300 K |
| θ_m | Temperatura do substrato | 285 K |
| ρ | Densidade do ar | 1.225 kg m^{-3} |
| c_p | Calor específico do ar à pressão constante | $1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ |
| f | Parâmetro de Coriolis | $1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (for $\phi = 45^\circ$) |
| Q_a | Umidade específica (em z_a) | 0.003 g kg^{-1} |
| σ | Constante de Stefan–Boltzmann | $5.669 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ |
| z_0 | Coeficiente de rugosidade | 0.1 m |

4 RESULTADOS

Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos a partir da integração do modelo. Em um primeiro momento serão analisados alguns aspectos do comportamento do modelo, resultantes das mudanças aqui feitas a partir do modelo original proposto por Costa et al. (2011). O objetivo desta primeira abordagem é entender algumas características do modelo para posteriormente identificar as implicações destas nos resultados obtidos. Logo a seguir, será analisado como a energia excedente, que chega a superfície seja na forma de radiação de onda longa devido ao aumento da concentração de CO₂ ou pelo aumento da cobertura de nuvens, influencia nos diferentes regimes atmosféricos, reproduzidos pelo modelo.

4.1 Características do modelo

4.1.1 Influência do número de níveis

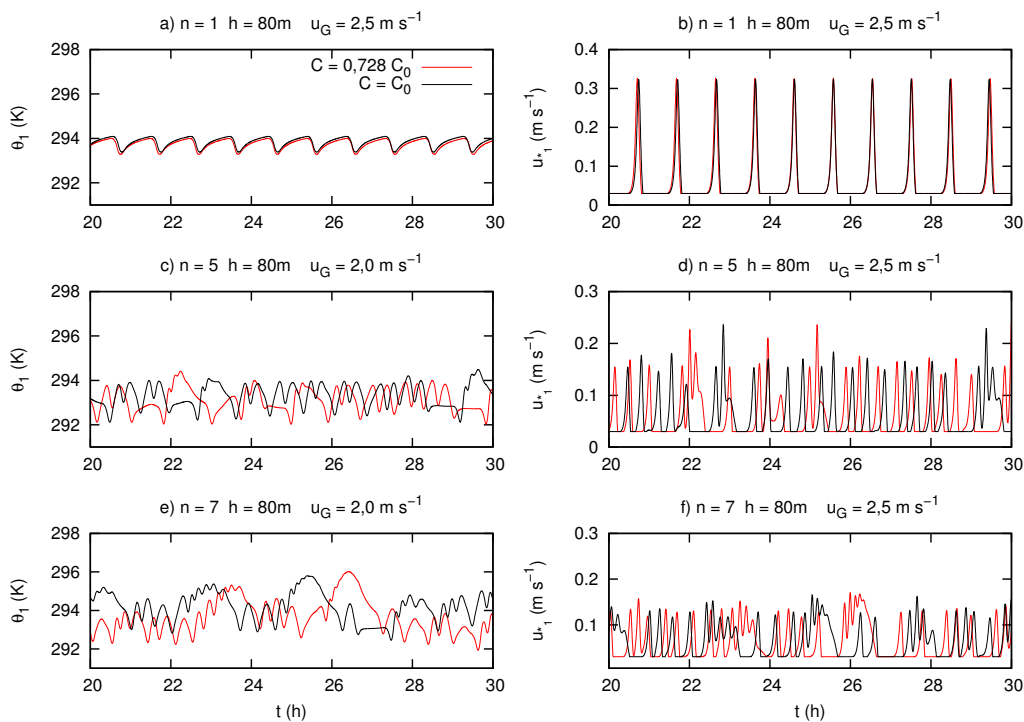
O número de níveis do modelo influencia diretamente no grau de complexidade das séries temporais de temperatura resultantes da integração do modelo. Todavia, a resposta do modelo aos forçantes externos, seja mecânico ou radiativo, estão presentes independentemente do número de níveis constantes no domínio vertical do modelo. A figura 4.1 mostra as evoluções temporais de temperatura e u_* , no primeiro nível atmosférico com diferentes resoluções verticais. Com apenas um nível atmosférico, a temperatura é sensível a mudanças na concentração de CO₂ (figura (4.1a)), podendo aumentar e diminuir dependendo da intensidade do forçante radiativo. Entretanto, como as soluções do esquema atmosférico nesta configuração são apenas periódicas (figura (4.1b)), não representam de maneira adequada a complexidade do escoamento turbulento no regime desconectado.

Assim como mostrado por Costa et al. (2011), a complexidade das soluções aumenta com o acréscimo de níveis (figuras 4.1c - 4.1f). Esta característica do modelo deve-se a presença do termo de transporte turbulento que atua como um termo de sincronização dos osciladores presentes nos diferentes níveis considerados. É importante destacar que apesar da variabilidade das soluções, a temperatura no primeiro nível responde às mudanças no forçante atmosférico, de maneira similar ao que acontece quando apenas um nível atmosférico é utilizado. Contudo, o aumento ou diminuição da temperatura, acontece apenas se a média da temperatura durante as simulações for considerada, como pode ser observado claramente na figura 4.1c. É interessante notar que os eventos intermitentes observados na figura 4.1d são muito similares aos que acontecem no mundo real, com

relação ao caráter imprevisível da intensidade da mistura turbulenta em condições muito estáveis, o que caracteriza a intermitência.

Quando sete níveis atmosféricos são considerados (figuras 4.1e - 4.1f), as soluções são qualitativamente similares, com relação à imprevisibilidade das séries temporais originárias das simulações. Assim, para salvar tempo computacional, todas as análises mostradas daqui para frente utilizaram cinco níveis atmosféricos. No entanto, alguém pode ter sua atenção tomada pelo fato da intensidade da turbulência diminuir com o aumento do número de níveis para o mesmo forçante mecânico (caso mostrado na figura 4.1 $u_G = 2,5 \text{ m s}^{-1}$); para responder esta questão, deve-se pensar em termos do sistema dinâmico. O suplemento de energia, provinda do forçante mecânico é o mesmo, independente do número de subsistemas formadores (sendo cada nível um subsistema de equações acoplado aos demais pelo termo de transporte de ECT) do esquema. Logo o aumento no número de níveis fará com que o número de “osciladores” que utilizam esta energia aumente, sendo assim a energia máxima em cada um diminua.

Figura 4.1: Evolução temporal de temperatura (painéis da esquerda) e velocidade de fricção (painéis da direita) considerando diferentes números de níveis entre a superfície e o topo do domínio vertical.



4.1.2 Variabilidade dos regimes escoamento

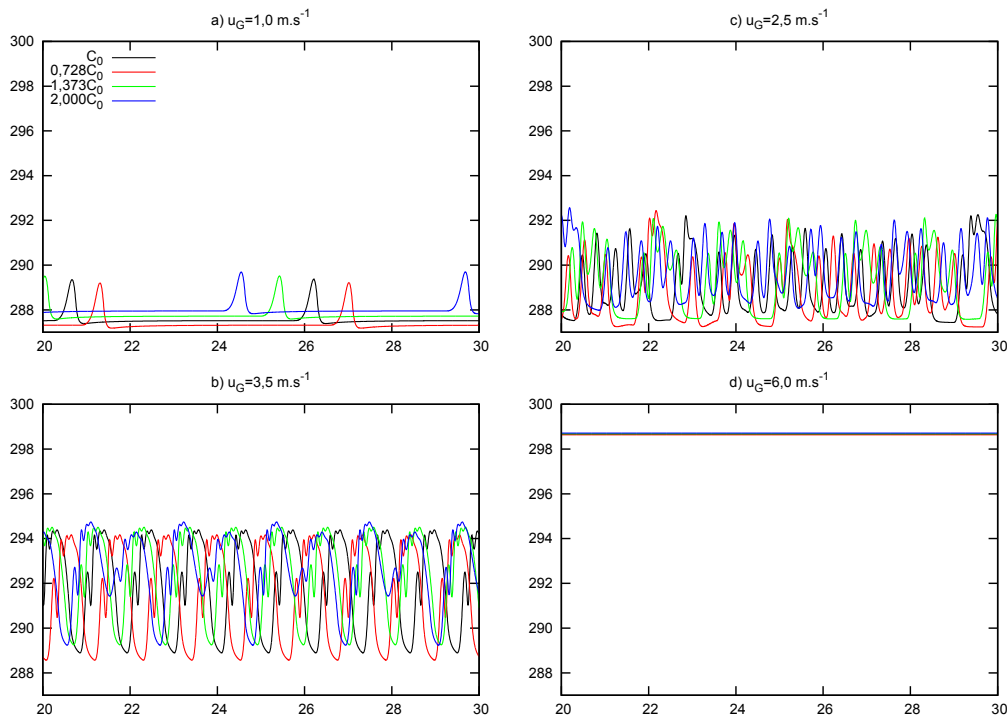
Conforme discutido anteriormente no capítulo 2.2, o escoamento na CLE é caracterizado pela sua bi-estabilidade, apresentando um equilíbrio frio (desacoplado) e um equilíbrio quente (acoplado) para a temperatura das camadas de ar mais próximas da superfície. No estado desacoplado, a turbulência é quase que completamente suprimida pela estratificação térmica. Todavia, o surgimento de eventos intermitentes de turbulência, que causam grande variabilidade de temperatura, são comuns neste regime de escoamento, a intensa mistura turbulenta do estado acoplado tende a homogeneizar a temperatura, fato comprovado observacionalmente.

A reprodução da bi-estabilidade atmosférica é comum em modelos simplificados (BLACKADAR, 1979; REVELLE, 1993; MCNIDER et al., 1995; van de WIEL et al., 2002), porém a representação da variabilidade da turbulência do regime desacoplado não é reproduzida com facilidade por estes esquemas. O modelo utilizado neste trabalho é capaz de reproduzir ambos fenômenos, de acoplamento e de intermitência. A figura 4.2 apresenta as séries temporais de temperatura para diferentes valores do vento geostrófico no topo do domínio vertical. Para $u_G = 1,0 \text{ m s}^{-1}$ (figura 4.2a), o sistema encontra-se no estado desacoplado, porém as soluções são apenas periódicas, pois o forçante mecânico não é forte o suficiente para acelerar o escoamento e intensificar a mistura turbulenta.

É possível observar ainda na figura 4.2a, que o sistema responde com uma diferença que chega a $-0,2 \text{ K}$, quando a concentração de CO_2 é reduzida em aproximadamente 27%. Já quando a concentração de dióxido de carbono na atmosfera dobra, para o mesmo forçante mecânico, o acréscimo na temperatura do primeiro nível atmosférico chega a quase $0,3 \text{ K}$. Todavia, à medida que u_G aumenta as variações de temperatura para uma dada concentração de CO_2 , se tornam imprevisíveis. Apesar de notar que na média, a dependência com a concentração segue o mesmo comportamento, é impossível afirmar com certeza de quanto será esta variação (figuras 4.2b e 4.2c).

É importante destacar que as variações de temperatura apresentadas nas figuras 4.2b e 4.2c, são qualitativamente similares às observadas no mundo real em noites com forte estratificação térmica. Quando o forçante mecânico é suficiente para manter a turbulência contínua na CLE ($u_G = 6,0 \text{ m s}^{-1}$), conforme mostrado na figura 4.2d, a variabilidade da temperatura próximo a superfície desaparece e o sistema atinge seu estado acoplado, com uma temperatura próximo à temperatura do ar no topo da CLE ($\theta(h) = 300 \text{ K}$). É possível observar também que as temperaturas para diferentes concentrações não apresentam mais uma diferença significativa entre si, indicando que a mistura turbulenta é suficiente para dissipar e/ou, transportar a energia na forma de calor, em excesso próximo à superfície, para níveis mais elevados da atmosfera, reduzindo assim a diferença de temperatura para os diferentes forçantes radiativos considerados, como sugerido por Walters et al. (2007) e McNider et al. (2012).

Figura 4.2: Séries temporais de temperatura com diferentes concentrações atmosféricas de CO_2 (indicadas pela legenda) para diferentes valores do forçante mecânico (indicados no título de cada painel).



É importante destacar que a diferença de temperatura devido à mudança na concentração de contaminantes, nunca foi reproduzida anteriormente sendo que na próxima seção será dada atenção especial às consequências da variação da concentração de CO_2 no estado desacoplado.

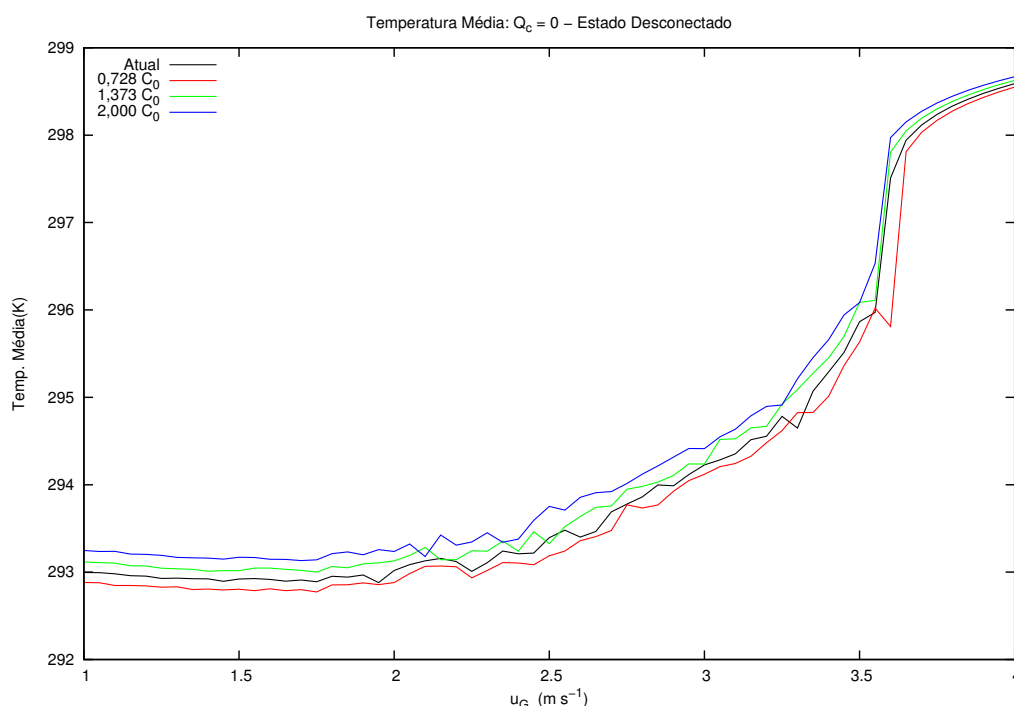
4.2 Influência das variações de concentração no estado desacoplado

Na seção 4.1.2 foram discutidas as diferenças de comportamento do escoamento nos diferentes regimes de conexão. Foi mostrado também que, com o aumento do forçante mecânico no estado desconectado a complexidade das soluções também aumenta, sendo necessário analisar o comportamento médio das variações temporais de temperatura para os diferentes cenários considerados. A figura 4.3 mostra as médias, de 10 h simulação, da temperatura no primeiro nível atmosférico, para diferentes concentrações atmosféricas de CO_2 .

A figura 4.3, mostra claramente a influência da intermitência, na temperatura média para cada valor do forçante mecânico. Como a energia que chega à superfície torna-se maior à medida que a concentração de dióxido de carbono aumenta, espera-se que a temperatura também aumente. Entretanto, na região de transição entre os dois regimes de

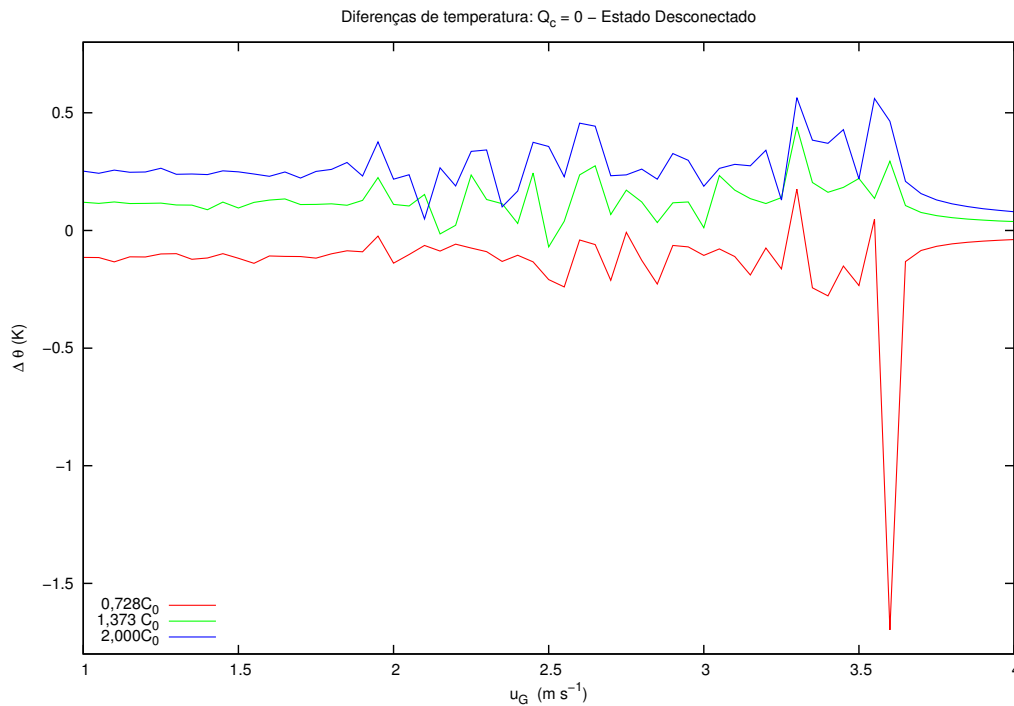
conexão a variabilidade de temperatura é tão complexa que os valores médios de temperatura dependem da janela temporal utilizada na média, logo mesmo para a média de 10 h, é impossível de afirmar se a variação de temperatura nesta região será positiva ou negativa, para pequenas variações de concentração. Além disso, observa-se que após a conexão a temperatura chega a aumentar cerca de 3 K, abruptamente.

Figura 4.3: Temperatura média no primeiro nível atmosférico para diferentes concentrações, indicadas pela legenda, em função do vento geostrófico.



Uma análise mais detalhada de como a mudança na concentração de CO_2 na atmosfera afeta as diferenças de temperatura, com relação à concentração nos dias de hoje, é apresentada na figura 4.4. Para valores de u_G inferiores a $2,0 \text{ m s}^{-1}$ as diferenças de temperatura são bem comportadas, devido ao fato de que o escoamento turbulento não é muito complexo. Já na região de transição (entre $2,0$ e $3,5 \text{ m s}^{-1}$) as variações tornam-se completamente imprevisíveis, oscilando em torno do valor médio para ventos muito fracos. A maior variabilidade ocorre na conexão entre os dois estados, onde a diferença de temperatura pode chegar a $-1,5 \text{ K}$, no caso de uma redução de 27% na concentração de CO_2 na atmosfera; esta diferença pode chegar à $0,7 \text{ K}$ em um cenário no qual a concentração atmosférica de dióxido de carbono é dobrada. Isto deve-se principalmente ao fato de que quando o sistema tem mais energia disponível, seja energia interna ou energia mecânica, a mistura turbulenta tornar-se-á mais intensa, e dessa forma à medida que a concentração aumenta, o valor de u_G necessário para a conexão diminui.

Figura 4.4: Diferenças de temperatura entre os cenários com concentração de CO₂ modificada (indicadas pela legenda) com relação ao cenário atual.

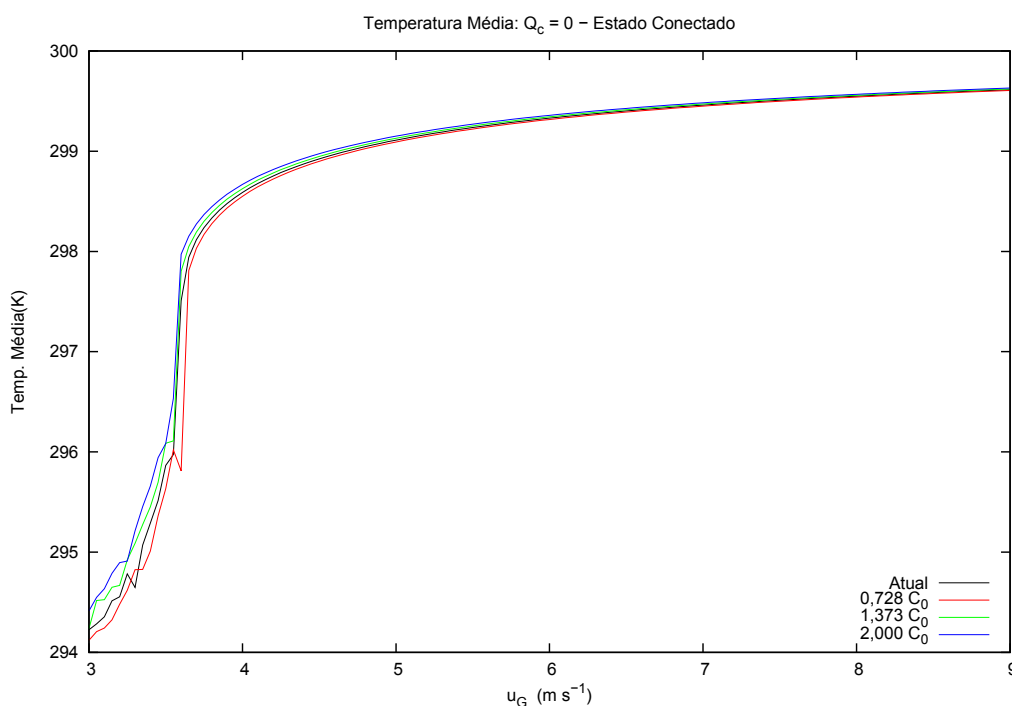


4.3 Influência das variações de concentração no estado acoplado

As figuras 4.3 e 4.4 indicam que após o acoplamento atmosférico a diferença de temperatura para os diferentes cenários diminui. Já a figura 4.5 mostra a dependência da temperatura média para os diferentes cenários (assim como na figura 4.3), após a conexão. Como discutido anteriormente, já era esperado que no estado conectado a diferença entre os cenários diminuísse, pois como McNider et al. (2012) sugerem, a mistura turbulenta próximo à superfície é intensa o suficiente para dissipar a energia interna em excesso, ou transportá-la para níveis mais altos da atmosfera, uniformizando assim os contrastes de temperatura. Outro aspecto mostrado na figura 4.5 é que a diferença entre os valores de temperatura média diminuem cada vez mais à medida que o forçante mecânico aumenta.

A diminuição da variação da temperatura entre o cenário atual e os casos aqui idealizados fica mais clara na figura 4.6. Logo após a conexão ($u_G \approx 3,8 m s^{-1}$), a diferença de temperatura entre um cenário onde a concentração atmosférica de CO₂ é dobrada, ou quando esta é reduzida em aproximadamente 27% chega a $\pm 0,25 K$, respectivamente. Mas, para um forçante mecânico duas vezes maior, a diferença de temperatura diminui para valores próximos a 0,05 K, a qual diminui ainda mais à medida que o vento geostrófico aumenta.

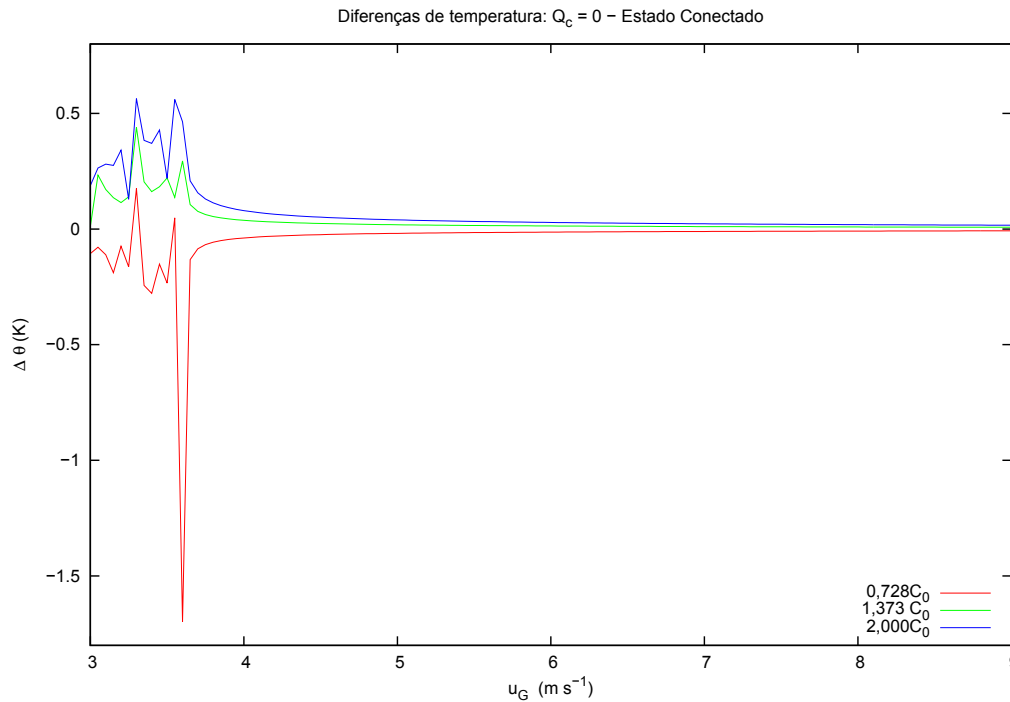
Figura 4.5: Mesmo que figura 4.3, porém no estado conectado.



Os resultados mostrados nesta seção e na seção anterior indicam que a diminuição na VDT nos últimos 50 anos, indicada por estudos climáticos (VOSE; EASTERLING; GLEASON, 2005), está diretamente ligada com o acoplamento atmosférico, conforme sugerido por Walters et al. (2007). Além disso, a variabilidade do regime atmosférico no estado desacoplado pode causar uma variabilidade muito grande de temperatura —que pode ultrapassar 1 K— para uma pequena mudança na concentração de CO_2 . Cabe salientar aqui que o dióxido de carbono é apenas um dos gases causadores do efeito estufa, e também que sua emissividade não é tão elevada. O impacto do aumento da concentração de CO_2 somado à emissão de poluentes na atmosfera e ainda aos demais gases de efeito estufa deverá ser maior.

Com relação as implicações do aquecimento global, uma das consequências mais óbvias do aumento da temperatura é o aumento da evaporação, que por sua vez contribuirá para a formação de nuvens que aumentam a emissividade da atmosfera, e assim o montante de energia na forma de radiação que chegará à superfície, também aumentará. O impacto do aumento da cobertura de nuvens, na temperatura próximo à superfície, será discutida na próxima seção.

Figura 4.6: Mesmo que figura 4.4, porém no estado conectado.

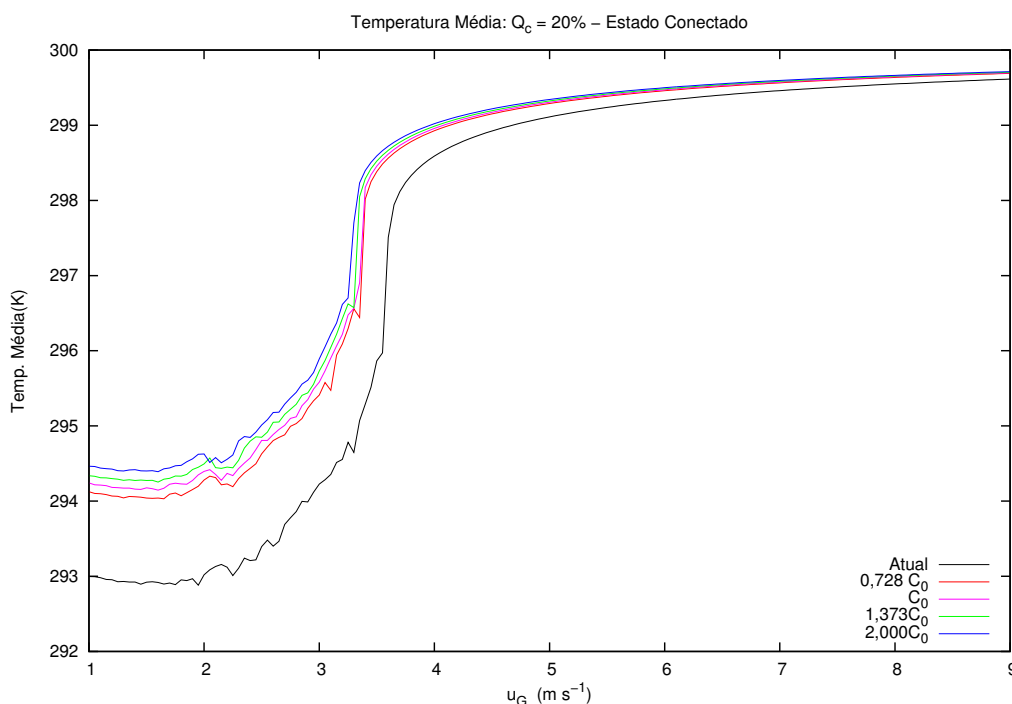


4.4 Influência das variações de concentração e da cobertura de nuvens na temperatura média

Estudos teóricos sugerem que a cobertura de nuvens pode levar à reduções regionais na VDT entre 20% e 50%, quando comparado a condições de céu claro (ZHOU et al., 2010; DAI; TRENBERTH; QIAN, 2004). Por outro lado, Dai, Trenberth e Qian (2004) concluem que o acréscimo de vapor d'água na atmosfera leva a pequenas variações na VDT, pois o acréscimo da temperatura diurna e noturna é semelhante.

Inicialmente, as análises aqui realizadas, mostram que um acréscimo de apenas 20% na cobertura de nuvens pode elevar a temperatura média em mais de 1 K considerando um cenário com a concentração atual de CO_2 (figura 4.7). No estado desconectado a diferença entre as temperaturas médias nos diferentes cenários aumenta à medida que o vento geostrófico aumenta. Todavia após a conexão, a diferença entre o cenário atual sem cobertura de nuvens e os diferentes cenários com cobertura de nuvens de 20% é reduzida consideravelmente. Assim, a figura 4.7 mostra que as maiores diferenças de temperatura devem ocorrer na região de transição entre os regimes, já que quando a cobertura de nuvens é maior o sistema dispõe de mais energia e com isso o acoplamento ocorrerá para valores de u_G que serão cerca de $0,5 \text{ m s}^{-1}$ menores, o que levará a diferenças de temperaturas muito maiores entre os diferentes cenários, como pode ser observado na figura 4.8.

Figura 4.7: Temperatura média no primeiro nível atmosférico em função do vento geostrófico. A linha preta representa a concentração atual com céu claro, as outras linhas representam os outros cenários com uma cobertura de nuvens de 20%.

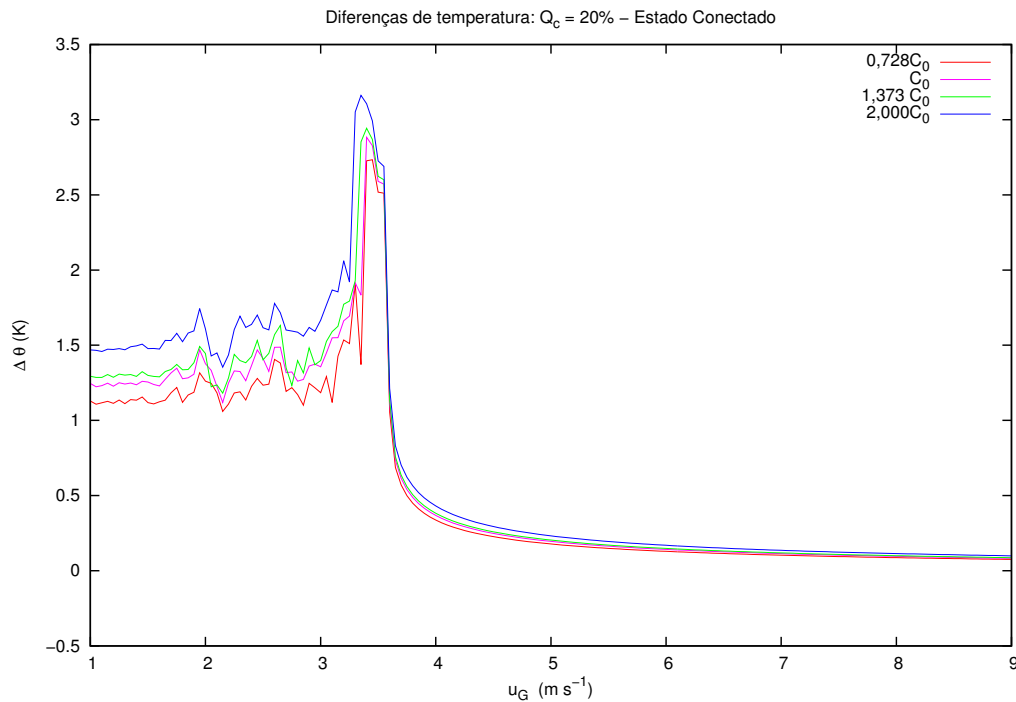


A figura 4.8 mostra as diferenças de temperatura entre o cenário atual, com céu claro, e cenários com um acréscimo local de 20% na cobertura de nuvens. Mesmo considerando a concentração de 395,77 ppm de CO_2 —referente aos valores atuais— o aumento de temperatura devido a este acréscimo, chega à 1,3 K para ventos fracos. À medida que o vento aumenta, a diferença de temperatura eleva-se, chegando a quase 3 K na região de transição. Isto acontece porque o sistema muda para o estado acoplado com valores de u_G menores quando o suplemento de energia proveniente das nuvens é maior conforme discutido anteriormente. Porém, com o aumento do vento a mistura turbulenta aumenta (estado acoplado) e as diferenças de temperatura diminuem, o que indica a existência de uma dependência da VDT com a cobertura de nuvens.

As análises mostradas nas figuras 4.7 e 4.8 não são capazes de fornecer uma informação mais completa sobre a dependência da diferença de temperatura com o aumento de cobertura de nuvens e da concentração de gases causadores do efeito estufa. Com base nesta questão, efetuou-se uma análise detalhada considerando coberturas de nuvens de até 90%, para quatro diferentes cenários em que a concentração do gás dióxido de carbono na atmosfera é mantida fixa.

A figura 4.9 mostra o resultado desta análise considerando uma concentração de CO_2 na atmosfera cujo valor é cerca de 73% dos valores atuais. A distinção entre os regimes de escoamento atmosférico na CLE é claramente observada no mapa de diferenças de temperatura. O regime desconectado apresenta a maior diferença de temperatura entre

Figura 4.8: Diferenças de temperatura entre os cenários considerando uma cobertura de nuvens de 20% (indicadas pela legenda) com relação ao cenário atual.



os cenários considerados, como pode ser observado nas isolinhas da figura 4.9. Ainda que a concentração de dióxido de carbono seja reduzida no cenário idealizado em questão, a contribuição radiativa das nuvens atua de forma determinante na temperatura noturna. Com céu claro, a emissão de radiação proveniente da atmosfera é menor do que no cenário atual devido à diminuição da concentração, assim são observadas diferenças negativas de temperatura, com exceção da região de conexão, independente do forçante mecânico considerado. Entretanto, à medida que a cobertura de nuvens aumenta as diferenças de temperatura são mais significativas, podendo chegar a até 6 K para ventos entre 2,5 e 3,0 $m s^{-1}$ com uma cobertura de nuvens de 90%. O regime conectado apresenta quase que em sua totalidade, diferenças de temperatura inferiores a 0,5 K para qualquer cobertura de nuvens se o forçante mecânico for superior a 7 $m s^{-1}$. A homogeneização das diferenças de temperatura se deve a presença de intensa mistura turbulenta no estado conectado, conforme discutido anteriormente.

Considerando somente a concentração atual de dióxido de carbono figura 4.10, tem-se a dependência das soluções do modelo com a cobertura de nuvens. Assim, como mostrado por Costa et al. (2011) o regime desconectado é altamente sensível à cobertura de nuvens local, ou seja, assim como no caso mostrado na figura 4.9 as maiores diferenças de temperatura acontecerão neste regime do escoamento atmosférico. Todavia, com o aumento da cobertura de nuvens o suplemento de energia na forma de radiação que chega a superfície é maior, logo o acoplamento atmosférico ocorrerá para valores menores do

forçante mecânico.

Figura 4.9: Mapa de diferenças de temperatura, com relação ao cenário atual, em função da cobertura de nuvens de do forçante mecânico considerando uma concentração aproximadamente igual a 73% da concentração atual de dióxido de carbono.

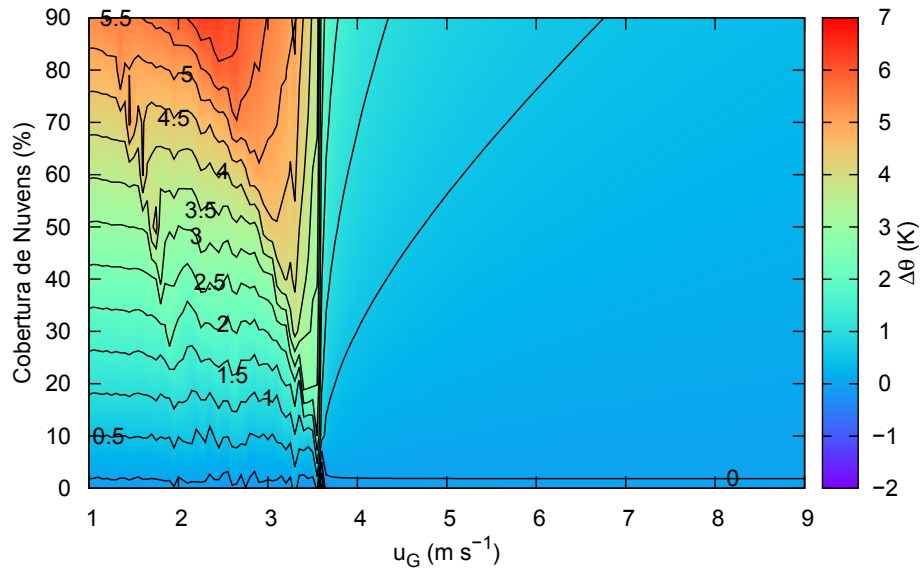
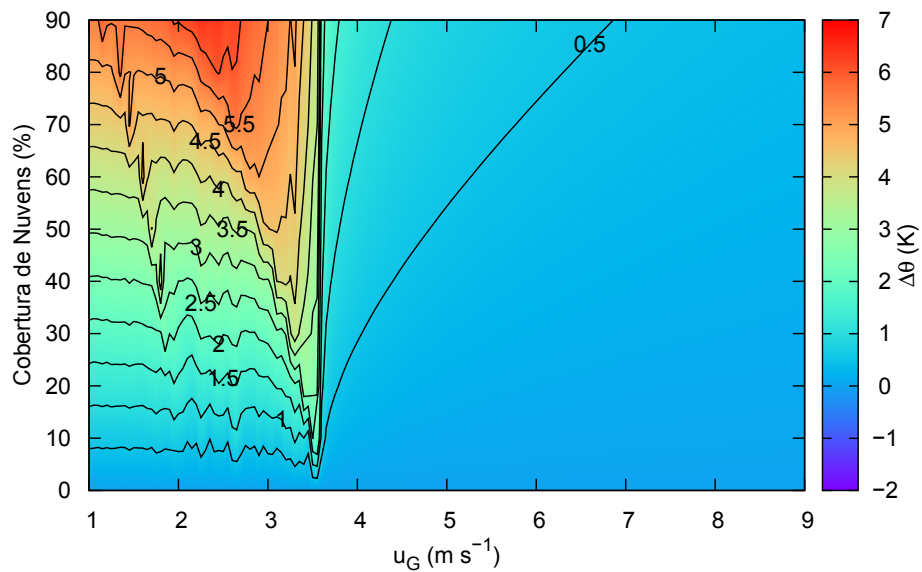
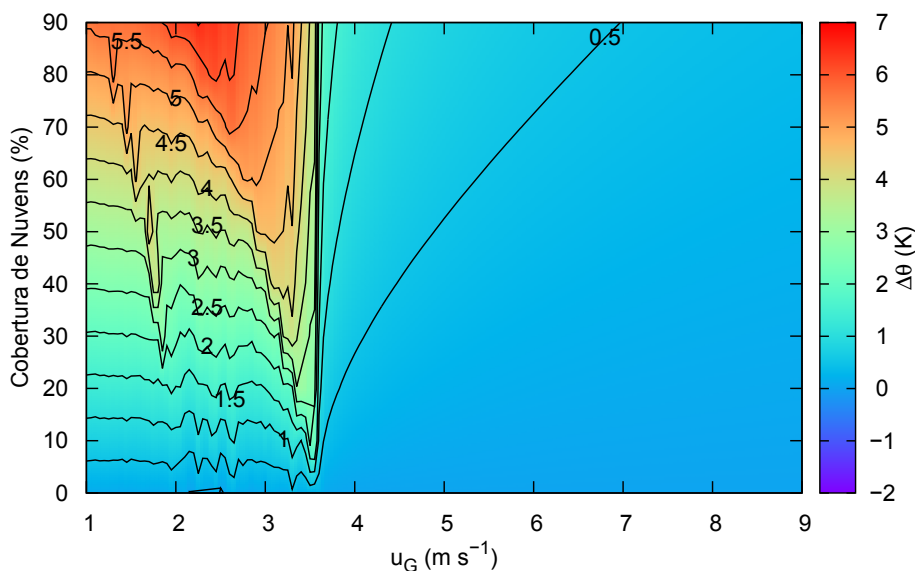


Figura 4.10: Análise das diferenças de temperatura com relação ao cenário atual, considerando uma variação na cobertura de nuvens de 0 a 90%, onde a concentração de CO_2 na atmosfera é igual aos valores atuais.



As análises mostradas nas figuras 4.9 e 4.10 consideram cenários nos quais a concentração atmosférica de CO_2 é menor ou igual a concentração de referência, entretanto uma análise completa do comportamento da temperatura atmosférica com o acréscimo de CO_2 e da cobertura nuvens local se faz necessária. A figura 4.11 mostra a dependência da diferença de temperatura com o aumento do forçante mecânico e da nebulosidade para uma concentração local 37% maior que os valores atuais. De modo geral o comportamento da diferença de temperatura nos diferentes regimes é mantido, porém são observadas temperaturas mais elevadas, com relação ao cenário atual, à medida que a nebulosidade aumenta. Este resultado já era esperado, pois o fluxo de energia na forma de radiação que chega à superfície é de $2,0 \text{ W m}^{-2}$. Todavia, um fato importante que deve ser destacado é que para cobertura a partir de 10%, surgem regiões mais quentes, bem definidas, para forçantes de mecânicos de menor intensidade. Nominalmente, se for tomada como referência a isolinha de $0,5 \text{ K}$ pode-se observar que para $u_G \approx 2,0 \text{ m s}^{-1}$ ocorre um acréscimo na temperatura, o qual fica mais evidente à medida que a cobertura de nuvens aumenta, e ocorre para valores ainda menores de vento geostrófico. O surgimento de tais regiões no mapa se deve à ocorrência da intermitência.

Figura 4.11: Análise das diferenças de temperatura com relação ao cenário atual, considerando uma variação na cobertura de nuvens de 0 a 90%, onde a concentração de CO_2 na atmosfera é aproximadamente 37% maior que os valores atuais.

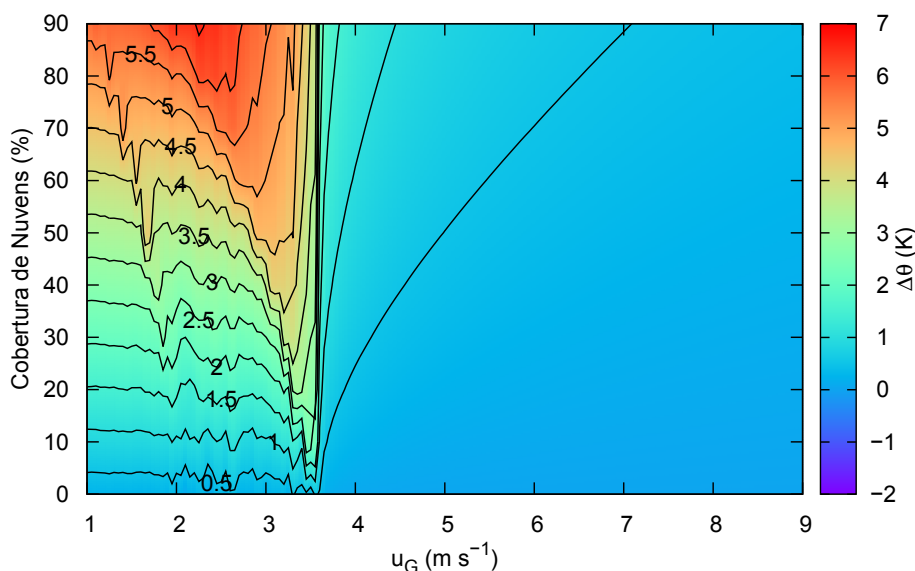


Costa et al. (2011) mostraram que as soluções do modelo quando o vento no topo do domínio é muito fraco são periódicas, e à medida que u_G aumenta o surgimento de eventos intermitentes se torna imprevisível, e este comportamento complexo faz com que as variações na temperatura sejam imprevisíveis para uma determinada faixa de forçante me-

cânico, conforme discutido anteriormente. Desta forma, o aumento do forçante radiativo faz com que o surgimento de eventos intermitentes de forma imprevida ocorra para valores menores do forçante no topo do domínio portanto, as regiões mais quentes que ocorrem antes da transição entre os regimes, mostradas nas figuras 4.9, 4.10 e 4.11, estão diretamente associadas a esta sensibilidade do modelo.

Finalmente, a figura 4.12 mostra o mapa de diferença de temperatura para um cenário extremo no qual a concentração atmosférica de CO_2 é o dobro da concentração atual. Em tal cenário são observadas diferenças de temperatura ainda mais elevadas no estado desconectado, podendo chegar a valores superiores a 6,5 K para $u_G \approx 2,5 \text{ m s}^{-1}$. Em todos os mapas aqui mostrados observa-se a existência de uma região onde a diferença de temperatura é destacadamente mais elevada, que é associada a transição entre os regimes. A delimitação desta região ocorre para ventos no topo do domínio em torno de $3,7 \text{ m s}^{-1}$, valor no qual ocorre a conexão no cenário atual. À medida que a cobertura de nuvens aumenta esta região se desloca para a esquerda do mapa em virtude da conexão ocorrer para valores menores de u_G .

Figura 4.12: Análise das diferenças de temperatura com relação ao cenário atual, considerando uma variação na cobertura de nuvens de 0 a 90%, onde a concentração de CO_2 na atmosfera é o dobro dos valores atuais.



Dos resultados encontrados na simples análise realizada neste trabalho dois se destacam: a influência da intermitência, e o efeito da intensa mistura turbulenta, característica do estado conectado, na diferença de temperatura. O papel do comportamento intermitente do escoamento atmosférico noturno não é conhecido, logo as análises aqui mostradas podem indicar um caminho para buscar tal conhecimento. Este caminho é ana-

lisar dados históricos de temperatura coletados em regiões que favorecem a ocorrência de intermitência, e a partir destas informações separar classes de regimes e ver a influência que o aumento médio da concentração de poluentes e também da cobertura de nuvens local tem sobre a temperatura noturna. Já com relação ao papel da mistura turbulenta, em todos os mapas mostrados nesta seção observa-se que para ventos maiores que $7,0 \text{ m s}^{-1}$ a diferença de temperatura será menor que $0,5 \text{ K}$ independente da concentração e da cobertura de nuvens adotada na análise. Tal resultado está de acordo com estudos anteriores que associam o estreitamento da VDT à transição entre os regimes de escoamento na CLE (WALTERS et al., 2007; MCNIDER et al., 2012).

5 CONCLUSÃO

Os resultados apresentados no capítulo 4 mostram a relação da temperatura média com a concentração atmosférica de CO₂ e com a cobertura de nuvens bem como sua dependência com o forçante mecânico. Nas análises, os resultados indicam que a maior variabilidade entre os diferentes cenários ocorre na transição entre os regimes de escoamento na CLE, devido ao acréscimo abrupto na temperatura, característico da conexão atmosférica. É importante destacar que estes resultados estão de acordo com as análises apresentadas por Walters et al. (2007), onde os autores apontam o acoplamento atmosférico como uma das principais causas na redução da variação diurna de temperatura (VDT).

Contudo, no estado desacoplado o comportamento do regime é imprevisível logo, as variáveis escalares como temperatura e concentração de contaminante, são diretamente afetadas por esta complexidade. McNider et al. (2012) mostraram que para ventos fracos a mistura turbulenta é insuficiente para dissipar ou transportar a energia interna, em excesso na baixa atmosfera, para níveis mais elevados da camada limite e por este motivo a temperatura em condições muito estáveis tende a se elevar com o aumento do forçante radiativo. Porém, o acréscimo de temperatura devido ao aumento na concentração atmosférica de contaminantes causadores de efeito estufa não apresenta nenhuma variabilidade, pois o comportamento intermitente da turbulência na CLE muito estável não é reproduzido em seus resultados.

Outro ponto importante a ser destacado é que a diferença de temperatura no estado desconectado, aumenta à medida que o vento aumenta. Isto acontece devido a intensificação dos eventos turbulentos que são responsáveis por trazer o ar mais quente dos níveis superiores da atmosfera, bem como levar o ar mais frio, presente próximo a superfície, aos níveis mais altos da CLE. Desta forma, é impossível estabelecer uma tendência para a diferença de temperatura média para valores de u_G entre 2 e 3,5 m s⁻¹, sendo esta muito dependente da janela temporal utilizada para encontrar a média de temperatura.

Na região de transição entre os regimes de conexão as diferenças de temperatura entre os cenários considerados ficam intensas. Tal fato ocorre devido ao fenômeno de conexão atmosférica ser diretamente dependente do suplemento de energia no sistema atmosférico. Logo, quanto maior o suplemento de energia interna, oriunda do forçante radiativo, menor será o valor de u_G necessário para a conexão, levando a uma maior diferença de temperatura com relação ao cenário atual. Este resultado indica por exemplo, que uma região hipotética do planeta caracterizada por ventos moderados no período noturno, pode ter sua VDT reduzida drasticamente se o forçante radiativo for suficiente para mudar o estado de acoplamento atmosférico em tal região. Já em regiões caracterizadas por ventos moderados a fortes, as variações de temperatura devido ao aumento da concentração de CO₂ serão reduzidas devido a intensa mistura turbulenta, logo conclui-se que em

tais regiões o aumento da concentração não deve ter grande influência sobre a VDT, pois a CLE apresenta turbulência contínua assim como a camada limite convectiva apresenta durante o dia.

Quanto a dependência com a cobertura de nuvens, os resultados mostram que à medida que a cobertura de nuvens aumenta o sistema tende a permanecer conectado, pois o suplemento de energia na forma de radiação que chega a superfície é maior, e com isso suficiente para manter o sistema no estado acoplado mesmo com ventos de magnitude moderada. Nestas condições, para um mesmo valor de vento o aumento do forçante radiativo, pode sim ter influência razoável sobre a VDT.

As análises aqui apresentadas são baseadas em um modelo teórico simplificado e apesar de estar em concordância com estudos anteriores e trazer algumas repostas para problemas ainda abertos, como por exemplo, o papel da intermitência, estas necessitam ser validadas a partir da análise de dados experimentais. Tal análise é o próximo passo a ser realizado em um trabalho de doutorado, pois se trata de uma análise inédita que trará muitas respostas a questões que hoje apenas são repondidas através da utilização de modelos numéricos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

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

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

BELJAARS, A. C. M.; HOLTSLAG, A. A. M. Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models. **J. Appl. Meteorol.**, v. 30, p. 327–341, 1991.

BELL, J. L.; SLOAN, L.; SNYDER, M. Regional changes in extreme climatic events: a future climate scenario. **J. of Climate**, v. 17, n. 1, p. 81–87, 2004.

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

BROECKER, W. S. Climatic change: Are we on the brink of a pronounced global warming? **Science**, v. 189, n. 4201, p. 460–463, 1975.

CAO, H.; MITCHELL, J.; LAVERY, J. Simulated diurnal range and variability of surface temperature in a global climate model for present and doubled c02 climates. **J. of climate**, v. 5, n. 9, p. 920–943, 1992.

CHARNEY, J. G.; ARAKAWA, A.; BACKER, D. J.; DICKINSON, R. E.; BOLIN, B.; GOODY, R. M.; LEITH, C. E.; STOMMEL, H. M.; WUNSCH, C. I. **Carbon Dioxide and Climate: A scientific assesment**. Washington D. C.: National Academy of Scienses, 1979. 18 p.

COSTA, F. D. **Caminhos para a complexidade na camada limite atmosférica noturna**. 2001. 134 p. Tese — Universidade Federal de Santa Maria, Brasil, 2001.

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

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

COX, P.; BETTS, R.; JONES, C.; SPALL, S.; TOTTERDELL, I. Acceleration of global warming due to carbon-cycle feedbacks in a coupled climate model. **Nature**, Nature Publishing Group, v. 408, n. 6809, p. 184–187, 2000.

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

DAI, A.; TRENBERTH, K.; KARL, T. Effects of clouds, soil moisture, precipitation, and water vapor on diurnal temperature range. **J. of Climate**, v. 12, n. 8, p. 2451–2473, 1999.

DAI, A.; TRENBERTH, K.; QIAN, T. A global dataset of palmer drought severity index for 1870–2002: Relationship with soil moisture and effects of surface warming. **J. Hydrometeor.**, v. 5, n. 6, p. 1117–1130, 2004.

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

DUYNKERKE, P. Application of the e-e turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 45, p. 865–880, 1988.

EASTERLING, D. R.; HORTON, B.; JONES, P. D.; PETERSON, T. C.; KARL, T. R.; PARKER, D. E.; SALINGER, M. J.; RAZUVAYEV, V.; PLUMMER, N.; JAMASON, P. et al. Maximum and minimum temperature trends for the globe. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 277, n. 5324, p. 364–367, 1997.

FLEAGLE, R.; BUSINGER, J. **An introduction to atmospheric physics**. [S.l.]: Academic Press, 1980.

FOURIER, J.-B. Les températures du globe terrestre et des espaces planétaires. **Mémoires de l'Académie des sciences de l'Institut de France**, v. 7, p. 569–604, 1827.

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

HANSEN, J.; FUNG, I.; LACIS, A.; RIND, D.; LEBEDEFF, S.; RUEDY, R.; RUSSELL, G.; STONE, P. Global climate changes as forecast by goddard institute for space studies three-dimensional model. **J. Geophys. Res.**, v. 93, n. D8, p. 9341–9364, 1988.

HANSEN, J.; JOHNSON, D.; LACIS, A.; LEBEDEFF, S.; LEE, P.; RIND, D.; RUSSELL, G. Climate impact of increasing atmospheric carbon dioxide. **Science**, v. 213, n. 4511, p. 957–966, 1981.

HARRISON, E. F.; MINNIS, P.; BARKSTROM, B. R.; RAMANATHAN, V.; CESS, R. D.; GIBSON, G. Seasonal variation of cloud radiative forcing derived from the earth radiation budget experiment. **J. Geophys. Res.**, v. 95, p. 18687–18703, 1990.

HOLLAND, D. Bias and concealment in the ipcc process: The "hockey-stick" affair and its implications. **Energy & Environment**, Multi-Science, v. 18, n. 7, p. 951–983, 2007.

HOUGHTON, J.; JENKINS, G.; EPHRAUMS, J. **Report prepared for Intergovernmental Panel on Climate Change by Working Group I**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1990. 410 p.

KIEHL, J. T. Twentieth century climate model response and climate sensitivity. **Geophys. Res. Lett.**, Wiley Online Library, v. 34, n. 22, 2007.

KOLMOGOROV, A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. v. 30, n. 4, p. 299–303, 1941.

KURBATSKII, A. F.; KURBATSKAYA, L. I. Rans modeling of intermittent turbulence in a thermally stable stratified boundary layer. **J. Appl. Mech. Tech. Phys.**, v. 54, p. 561–571, 2013.

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

MAHRT, L. Stratified atmospheric boundary layers and breakdown of models. **Theor. Comp. Fluid Dyn.**, v. 11, n. 3-4, p. 263–279, 1998.

_____. Stratified atmospheric boundary layers. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 90, p. 375 – 396, 1999.

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

MAHRT, L.; VICKERS, D. Extremely weak mixing in stable conditions. **Bound.-Layer Meteor.**, Springer, v. 119, n. 1, p. 19–39, 2006.

MCNIDER, R.; STEENEVELD, G.; HOLTSLAG, A.; PIELKE, R.; MACKARO, A.; POUR-BIAZAR, A.; WALTERS, J.; NAIR, U.; CHRISTY, J. Response and sensitivity of the nocturnal boundary layer over land to added longwave radiative forcing. **J. Geophys. Res.**, v. 117, n. D14, 2012.

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

MELLOR, G. L.; YAMADA, T. A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. **J. Atmos. Sci.**, v. 31, p. 1791–1806, 1974.

NAPPO, C. J. Sporadic breakdowns of stability in the pbl over simple and complex terrain. **Bound.-Layer Meteor.**, Springer, v. 54, n. 1-2, p. 69–87, 1991.

PANOFSKY, H. A.; DUTTON, J. A. **Atmospheric Turbulence**. New York: Willey and Sons, 1984. 397 p.

PARKER, D. A demonstration that large-scale warming is not urban. **J. of Climate**, v. 19, n. 12, p. 2882–2895, 2006.

PIELKE, S.; ROGER, A.; MATSUI, T. Should light wind and windy nights have the same temperature trends at individual levels even if the boundary layer averaged heat content change is the same? **Geophys. Res. Lett.**, American Geophysical Union, v. 32, n. 21, p. L21813, 2005.

REVELLE, D. O. Chaos and “bursting” in the planetary boundary layer. **J. Appl. Meteorol.**, v. 342, p. 1169–1180, 1993.

REVELLE, R.; SUESS, H. E. Carbon dioxide exchange between atmosphere and ocean and the question of an increase of atmospheric co2 during the past decades. **Tellus**, Wiley Online Library, v. 9, n. 1, p. 18–27, 1957.

RUELLE, D.; TAKENS, F. On the nature of turbulence. **Comm. in Math. I Phys.**, v. 20, p. 167–192, 1971.

STALEY, D. O.; JURICA, G. Effective atmospheric emissivity under clear skies. **J. Appl. Meteorol.**, v. 11, n. 349, p. 356-1972, 1972.

STEENEVELD, G. J.; HOLTSLAG, A.; MCNIDER, R.; PIELKE, R. Screen level temperature increase due to higher atmospheric carbon dioxide in calm and windy nights revisited. **J. Geophys. Res.**, v. 116, n. D2, p. D02122, 2011.

STONE, D.; WEAVER, A. Factors contributing to diurnal temperature range trends in twentieth and twenty-first century simulations of the cccma coupled model. **Clim. Dynam.**, v. 20, n. 5, p. 435–445, 2003.

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

SUN, J.; BURNS, S. P.; LENSCHOW, D. H.; BANTA, R.; NEWSOM, R.; COULTER, R.; FRASIER, S.; INCE, T.; NAPPO, C.; CUXART, J.; BLUMEN, W.; LEE, X.; HU, X.-Z. Intermittent turbulence associated with a density current passage in the stable boundary layer. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 105, p. 199–219, 2002.

SUN, J.; LENSCHOW, D. H.; BANTA, S. P. B. R.; NEWSOM, R.; COULTER, R.; FRASIER, S.; INCE, T.; NAPPO, C.; BALSLEY, B.; M.JENSEN; MAHRT, L.; MILLER, D.; SKELLY, B. Atmospheric disturbances that generate intermittent turbulence in nocturnal boundary layers. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 110, p. 255–279, 2004.

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

VOSE, R. S.; EASTERLING, D. R.; GLEASON, B. Maximum and minimum temperature trends for the globe: An update through 2004. **Geophys. Res. Lett.**, v. 32, n. 23, p. L23822, 2005.

WALTERS, J.; MCNIDER, R.; SHI, X.; NORRIS, W.; CHRISTY, J. Positive surface temperature feedback in the stable nocturnal boundary layer. **Geophys. Res. Lett.**, v. 34, n. 12, p. L12709, 2007.

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

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

ZHOU, L.; DICKINSON, R. E.; DAI, A.; DIRMEYER, P. Detection and attribution of anthropogenic forcing to diurnal temperature range changes from 1950 to 1999: Comparing multi-model simulations with observations. **Clim. Dyn.**, v. 35, p. 1289–1307, 2010.