



Dissertação de Mestrado

**COMPARAÇÃO DOS FLUXOS TURBULENTOS EM DIFERENTES
CONDIÇÕES DE ESTABILIDADE E TOPOGRAFIA**

Cintya de Azambuja Martins

PPGFIS

Santa Maria, RS, BRASIL

2004

**COMPARAÇÃO DOS FLUXOS TURBULENTOS EM DIFERENTES
CONDIÇÕES DE ESTABILIDADE E TOPOGRAFIA**

por

Cintya de Azambuja Martins

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física, Áreas Clássicas da Fenomenologia e Suas Aplicações, da Universidade Federal de Santa Maria, RS, em preenchimento final dos requisitos para obtenção do grau de **Mestre em Física**

PPGFIS

Santa Maria, RS, Brasil

2004

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

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

**COMPARAÇÃO DOS FLUXOS TURBULENTOS EM DIFERENTES
CONDIÇÕES DE ESTABILIDADE E TOPOGRAFIA**

Elaborada por
Cintya de Azambuja Martins

Como requisito parcial para a obtenção do grau de
Mestre em Física

COMISSÃO EXAMINADORA

Dr. Osvaldo Luiz Leal de Moraes
(Presidente/Orientador)

Dr. Otávio Costa Acevedo

Dr. Regina Célia dos Santos Alvalá

Santa Maria, 4 de maio de 2004

À avó Ady (*in memoriam*), o meu eterno amor.

AGRADECIMENTOS

Agradeço, especialmente, ao Prof. Dr. Osvaldo Luiz Leal de Moraes por ter acreditado que, apesar da formação em química, eu teria capacidade de desenvolver um trabalho no grupo da Física da Atmosfera, pelo seu trabalho como orientador, por ter sido muitas vezes um amigo e sobretudo, pela experiência profissional e competência a qual tenho profunda admiração.

Agradeço aos meus pais por existirem em minha vida, pelo amor, pela dedicação e apoio que sempre souberam me dar em todos os momentos e, principalmente, pela vida.

Ao meu amor Nagib, pelo companheirismo e pelo ombro amigo, a minha eterna gratidão.

Ao meu irmão, Fátima e meu sobrinho Lucas, obrigada pela força.

À minha querida amiga Cris, por ter sido um elo de ligação para o meu ingresso no curso de Mestrado em Física, agradeço pelo companheirismo e amizade de sempre.

Aos meus colegas do laboratório, teóricos e experimentais, obrigada pela parceria e ajuda.

À todos os amigos que incentivaram e apoiaram de alguma forma na realização deste trabalho, em especial à Márcia.

Aos professores Dr. Otávio Costa Acevedo, Dr. Gervásio Annes Degrazia pela contribuição teórica e computacional para a minha aprendizagem.

A todos os funcionários do Departamento de Física do CCNE da UFSM, em especial ao Paulo Hoher, Saionara e ao Newton Padilha, o meu muito obrigado.

À CAPES, pelo suporte financeiro.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS.....	ix
RESUMO.....	xv
ABSTRACT.....	xvii
CAPÍTULO1-INTRODUÇÃO.....	01
CAPÍTULO 2- ASPECTOS BÁSICOS RELEVANTES.....	05
2.1- Camada Limite Planetária.....	05
2.1.1- Camada Limite Convectiva	06
2.1.2- Camada Residual.....	07
2.1.3- Camada Limite Estável.....	07
2.2- Energia Cinética Turbulenta.....	08
2.3- Teoria de similaridade.....	12
2.3.1- Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov.....	13
2.3.2- Teoria de Similaridade Convectiva.....	14
2.3.3- Teoria de Similaridade Local.....	16
CAPÍTULO 3- FLUXOS TURBULENTOS.....	17
3.1- Fluxos Turbulentos em Condições Homogêneas.....	20
3.2- Fluxos Turbulentos em Condições Heterogêneas.....	26

CAPÍTULO 4- FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	33
4.1- Formas Empíricas para as Funções de Similaridade.....	34
4.2- Parâmetros de Intensidade da Turbulência Mecânica, Térmica e Umidade.....	39
4.3- Coeficientes de Correlação do Fluxo de Calor Sensível, de Calor Latente e de Momentum.....	44
CAPÍTULO 5- DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL.....	47
5.1- Descrição Experimental dos Sítios.....	47
5.1.1- Sítio experimental de Nova Roma do Sul.....	47
5.1.2- Sítio experimental de Santarém.....	50
5.1.3- Sítio experimental de Paraíso do Sul.....	55
5.2- Descrição dos Equipamentos.....	58
5.3- Análise de Dados.....	62
CAPÍTULO 6- RESULTADOS e DISCUSSÕES.....	64
6.1-Desvio Padrão da Velocidade Vertical normalizado pela Velocidade de Atrito.....	64
6.2-Desvios Padrões das Velocidades Longitudinal e Transversal normalizados pela Velocidade de Atrito.....	69
6.3-Desvio Padrão de Temperatura normalizado pela Escala de Temperatura da Camada Superficial.....	77
6.4-Desvio Padrão de Umidade Normalizado pela Escala de Umidade da Camada Superficial	82
6.5-Fluxo de Calor Sensível normalizado pelos Desvios Padrões de Temperatura e Velocidade Vertical.....	87

6.6-Fluxo de Calor Latente normalizado pelos Desvios Padrões de Umidade e Velocidade Vertical.....	91
6.7-Fluxo de Momentum normalizado pelos Desvios Padrões de Velocidade Longitudinal e Velocidade Vertical.....	96
CAPÍTULO 7- CONCLUSÃO.....	102
BIBLIOGRAFIA.....	105

RESUMO

Dissertação de mestrado

Programa de Pós- Graduação em Física

Universidade Federal de Santa Maria, RS, Brasil

COMPARAÇÃO DOS FLUXOS TURBULENTOS EM DIFERENTES CONDIÇÕES DE ESTABILIDADE E TOPOGRAFIA

Autora: Cintya de Azambuja Martins

Orientador: Osvaldo Luiz Leal de Moraes

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 4 de maio de 2004

Neste estudo os fluxos turbulentos de calor sensível, calor latente e momentum, parâmetros de intensidade da turbulência, são investigados em diferentes condições de estabilidade e topografia com o objetivo de verificar a validade da Teoria de Similaridade de Monin- Obukhov (TSMO). Os dados aqui analisados foram obtidos em experimentos micrometeorológicos nos sítios de Paraíso do Sul e Santarém, que caracterizam topografias quase homogêneas, e no sítio de Nova Roma do Sul que caracteriza terreno complexo. Os sítios de Nova Roma do Sul e Paraíso do Sul, localizam-se no estado do Rio Grande do Sul e o sítio de Santarém, no estado do Pará. Nestes três sítios torres micrometeorológicas equipadas com sensores de resposta rápida fornecem dados de velocidade do vento, temperatura e umidade do ar a uma frequência de 10 Hz. Os resultados indicaram que em Nova Roma do Sul os parâmetros de intensidade da turbulência mecânica e térmica não seguem a TSMO, enquanto que apenas o desvio padrão de umidade, normalizado pela

escala de umidade da camada superficial, somente em regime estável é parametrizado segundo a TSMO. Nos demais sítios estas funções adimensionais são adequadamente descritas em termos do parâmetro de estabilidade de Monin- Obukhov (z/L). Em Nova Roma do Sul, cuja superfície é heterogênea, os fluxos de calor sensível e latente, normalizados pelos desvios padrões das respectivas grandezas, não seguem a TSMO e somente o fluxo de momentum, normalizado pelos desvios padrões das velocidades horizontal e vertical, a TSMO é válida nos três regimes de estabilidade. Nos sítios com superfícies homogêneas os coeficientes de correlação dos fluxos turbulentos de calor sensível, latente e momentum são parametrizadas de acordo com a TSMO, enquanto que em Santarém, somente para o coeficiente de correlação do fluxo de momentum, o comportamento não pôde ser estimado com z/L , ao contrário dos coeficientes de correlação do fluxo de calor latente e sensível.

Abstract

In this study sensible and latent heat fluxes as well as momentum flux were analysed in terms of similarity parameters. The intensity of the turbulence and the correlation functions are also studied. The data used in this work were collected in three different sites and in different seasons of the year. The topography of the sites are representatives of heterogeneous and non-heterogeneous conditions. In all sites micrometeorological towers instrumented with fast response sensors collected data with a rate of 10 Hz. In order to analyse the data a computational program for the S-Plus software was developed. Results indicate that for very complex topography only the non-dimensional standard deviation of humidity at stable conditions follow the Monin-Obukhov Similarity Theory. Under near homogeneous conditions all parameters presented in this study have an acceptable description in terms of similarity theory, except the correlation coefficient for the momentum flux.

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 3.1	(a) Fluxos turbulentos verticais em camada convectiva e (b) camada estável.....	19
FIGURA 4.1	Funções de similaridade na camada superficial (Kaimal e Finnigan, 1994).....	35
FIGURA 5.1	Mapa topográfico do sítio experimental de Nova Roma do Sul.....	48
FIGURA 5.2	Foto da topografia do sítio experimental de Nova Roma do Sul.....	48
FIGURA 5.3	Foto do Anemômetro sônico 3D (CSAT3-CAMPBELL) e higrômetro de Krypton (KH20) ao lado do anemômetro sônico 3D.....	50
FIGURA 5.4	Mapa topográfico do sítio experimental de Santarém.....	51
FIGURA 5.5	Foto da topografia do sítio experimental de Santarém.....	52
FIGURA 5.6	Foto do Anemômetro sônico 3D (SATI/3K).....	54
FIGURA 5.7	Foto do analisador de gás infravermelho (Licor 6262).....	54
FIGURA 5.8	Mapa topográfico do sítio experimental de Paraíso do Sul.....	55
FIGURA 5.9	Foto da topografia do sítio experimental de Paraíso do Sul.....	56

FIGURA 5.10	Foto do anemômetro sônico 3D (CAMPBELL) e o analisador de gás infravermelho de caminho aberto (Licor 3662 - OPEN PATH).....	57
FIGURA 6.1a	Desvio padrão da velocidade vertical, normalizado pela velocidade de atrito em termos de z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.....	66
FIGURA 6.1b	Desvio padrão da velocidade vertical, normalizado pela velocidade de atrito em termos de z/L para o sítio de Paraíso do Sul.....	66
FIGURA 6.1c	Desvio padrão da velocidade vertical, normalizado pela velocidade de atrito em termos de z/L para o sítio de Santarém.....	67
FIGURA 6.2a	Média de blocos do desvio padrão da velocidade vertical, normalizado pela velocidade de atrito sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.....	67
FIGURA 6.2b	Média de blocos do desvio padrão da velocidade vertical normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L para o sítio de Paraíso do Sul.....	68
FIGURA 6.2c	Média de blocos do desvio padrão da velocidade vertical normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L para o sítio de Santarém.....	68
FIGURA 6.3a	Desvio padrão da velocidade longitudinal normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime convectivo, para o sítio de Nova Roma do Sul.....	71
FIGURA 6.3b	Desvio padrão da velocidade longitudinal normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime convectivo, para o sítio de Paraíso do Sul.....	72

FIGURA 6.3c	Desvio padrão da velocidade longitudinal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime convectivo para o sítio de Santarém.....	72
FIGURA 6.4a	Desvio padrão da velocidade longitudinal normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime estável, para o sítio de Nova Roma do Sul.....	73
FIGURA 6.4b	Desvio padrão da velocidade longitudinal normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime estável, para o sítio de Paraíso do Sul.....	73
FIGURA 6.4c	Desvio padrão da velocidade longitudinal normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime estável, para o sítio de Santarém.....	74
FIGURA 6.5a	Desvio padrão da velocidade transversal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime convectivo, para o sítio de Nova Roma do Sul.....	74
FIGURA 6.5b	Desvio padrão da velocidade transversal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime convectivo, para o sítio de Paraíso do Sul.....	75
FIGURA 6.5c	Desvio padrão da velocidade transversal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime convectivo, para o sítio de Santarém.....	75
FIGURA 6.6a	Desvio padrão da velocidade transversal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime estável, para o sítio de Nova Roma do Sul.....	76
FIGURA 6.6b	Desvio padrão da velocidade transversal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime estável, para o sítio de Paraíso do Sul.....	76

FIGURA 6.6c	Desvio padrão da velocidade transversal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime estável, para o sítio de Santarém.....	77
FIGURA 6.7a	Desvio padrão de temperatura, normalizado pela escala de temperatura da camada superficial, em termos de z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.....	79
FIGURA 6.7b	Desvio padrão de temperatura normalizado pela escala de temperatura da camada superficial em termos de z/L para o sítio de Paraíso do Sul.....	79
FIGURA 6.7c	Desvio padrão de temperatura, normalizado pela escala de temperatura da camada superficial, em termos de z/L para o sítio de Santarém.....	80
FIGURA 6.8a	Média de blocos do desvio padrão de temperatura, normalizado pela escala de temperatura da camada superficial, sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.....	80
FIGURA 6.8b	Média de blocos do desvio padrão de temperatura, normalizado pela escala de temperatura da camada superficial, sobre z/L para o sítio de Paraíso do Sul.....	81
FIGURA 6.8c	Média de blocos do desvio padrão de temperatura, normalizado pela escala de temperatura da camada superficial, sobre z/L para o sítio de Santarém.....	81
FIGURA 6.9a	Desvio padrão da umidade, normalizado pela escala de umidade da camada superficial, sobre z/L em escala logarítmica e regime convectivo, para o sítio de Nova Roma do Sul.....	84
FIGURA 6.9b	Desvio padrão da umidade, normalizado pela escala de umidade da camada superficial, sobre z/L em escala logarítmica e regime convectivo, para o sítio de Paraíso do Sul.....	84

FIGURA 6.9c	Desvio padrão da umidade, normalizado pela escala de umidade da camada superficial, sobre z/L em escala logarítmica e regime convectivo, para o sítio de Santarém.....	85
FIGURA 6.10a	Desvio padrão da umidade, normalizado pela escala de umidade da camada superficial, sobre z/L em escala logarítmica e regime estável, para o sítio de Nova Roma do Sul.....	85
FIGURA 6.10b	Desvio padrão da umidade, normalizado pela escala de umidade da camada superficial, sobre z/L em escala logarítmica e regime estável, para o sítio de Paraíso do Sul.....	86
FIGURA 6.10c	Desvio padrão da umidade, normalizado pela escala de umidade da camada superficial, sobre z/L em escala logarítmica e regime estável, para o sítio de Santarém.....	86
FIGURA 6.11a	Fluxo de calor sensível, normalizado pelos desvios padrões de temperatura e velocidade vertical, em termos de z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.....	88
FIGURA 6.11b	Fluxo de calor sensível, normalizado pelos desvios padrões de temperatura e velocidade vertical, em termos de z/L para o sítio de Paraíso do Sul.....	89
FIGURA 6.11c	Fluxo de calor sensível, normalizado pelos desvios padrões de temperatura e velocidade vertical, em termos de z/L para o sítio de Santarém.....	89
FIGURA 6.12a	Média de blocos do fluxo de calor sensível, normalizado pelos desvios padrões de temperatura e velocidade vertical, sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.....	90
FIGURA 6.12b	Média de blocos do fluxo de calor sensível, normalizado pelos desvios padrões de temperatura e velocidade vertical, sobre z/L para o sítio de Paraíso do Sul.....	90

FIGURA 6.12c	Média de blocos do fluxo de calor sensível, normalizado pelos desvios padrões de temperatura e velocidade vertical, sobre z/L para o sítio de Paraíso do Sul.....	91
FIGURA 6.13a	Fluxo de calor latente, normalizado pelos desvios padrões de umidade e velocidade vertical, em termos de z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.....	93
FIGURA 6.13b	Fluxo de calor latente, normalizado pelos desvios padrões de umidade e velocidade vertical, em termos de z/L para o sítio de Paraíso do Sul.....	94
FIGURA 6.13c	Fluxo de calor latente, normalizado pelos desvios padrões de umidade e velocidade vertical, em termos de z/L para o sítio de Santarém.....	94
FIGURA 6.14a	Média de blocos do fluxo de calor latente, normalizado pelos desvios padrões de umidade e velocidade vertical, sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.....	95
FIGURA 6.14b	Média de blocos do fluxo de calor latente, normalizado pelos desvios padrões de umidade e velocidade vertical, sobre z/L para o sítio de Paraíso do Sul.....	95
FIGURA 6.14c	Média de blocos do fluxo de calor latente, normalizado pelos desvios padrões de umidade e velocidade vertical, sobre z/L para o sítio de Santarém.....	96
FIGURA 6.15a	Fluxo de momentum, normalizado pelos desvios padrões da velocidade longitudinal e vertical, em termos de z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.....	98
FIGURA 6.15b	Fluxo de momentum, normalizado pelos desvios padrões da velocidade longitudinal e vertical, em termos de z/L para o sítio de Paraíso do Sul.....	99

FIGURA 6.15c	Fluxo de momentum, normalizado pelos desvios padrões da velocidade longitudinal e vertical, em termos de z/L para o sítio de Santarém.....	99
FIGURA 6.16a	Média de blocos do fluxo de momentum, normalizado pelos desvios padrões da velocidade longitudinal e vertical sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.....	100
FIGURA 6.16b	Média de blocos do fluxo de momentum, normalizado pelos desvios padrões da velocidade longitudinal e vertical sobre z/L para o sítio de Paraíso do Sul.....	100
FIGURA 6.16c	Média de blocos do fluxo de momentum, normalizado pelos desvios padrões da velocidade longitudinal e vertical sobre z/L para o sítio de Santarém.....	101

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A importância da Camada Limite Planetária (CLP) deve-se ao fato de que nesta região da atmosfera as pessoas passam a maior parte de suas vidas e nela ocorrem os fenômenos atmosféricos que interferem diretamente nas suas vidas. Temperatura, vento, umidade, mistura de poluentes e transportes turbulentos são variáveis estatísticas relevantes para o estudo de fenômenos meteorológicos que acontecem na CLP, afetando o meio ambiente onde vivemos. O estudo da CLP é importante em diferentes condições de estabilidade e topográficas, pois permite caracterizar a estrutura da turbulência atmosférica na CLP e ter um conhecimento mais amplo da camada onde o ser humano vive. Neste sentido é que reside a importância deste trabalho, pois um dos aspectos que tem sido abordado pelos pesquisadores é a estrutura da turbulência na CLP. A turbulência é uma parte intrínseca da CLP e deve ser quantificada para ser estudada. A CLP é fortemente afetada pelos fluxos turbulentos.

Fluxos em superfícies homogêneas e diferentes condições atmosféricas são apresentados na literatura e os resultados suficientemente aceitos pela comunidade científica na descrição da estrutura da Camada Limite Planetária (Kaimal e Finnigan, 1994). Entretanto, nos últimos anos, o interesse dos pesquisadores tem se voltado para o estudo dos fluxos turbulentos sobre superfícies

heterogêneas. Neste caso, a turbulência pode não estar em um equilíbrio local e isto não torna possível a aplicação da maioria das teorias desenvolvidas para descrever os fluxos. Equilíbrio local ocorre quando a produção e dissipação da turbulência estão em balanço, conduzindo a representação dos fluxos turbulentos por coeficientes de difusividades turbulentas (Wyngaard, 1983). Estes, unem os fluxos turbulentos com gradientes de quantidades médias apropriadas. Outro problema na quantificação dos fluxos reside em condições estáveis. Para este caso, a intensidade da turbulência é baixa, mesmo em terreno homogêneo, dificultando assim a avaliação dos fluxos superficiais (Moraes et.al., 2004; Marht, 1999).

O conhecimento detalhado dos fluxos turbulentos é de interesse tanto da mecânica dos fluidos quanto da física teórica, pois a maioria dos escoamentos encontrados na natureza são turbulentos. Mas, ainda hoje, definir turbulência é difícil. Pode-se visualizá-la como uma superposição de vórtices irregulares com diferentes escalas espaciais e temporais (Stull, 1988). Uma de suas características principais é o processo de “cascata de energia”, que é a dissipação da energia cinética em energia interna pela quebra dos vórtices maiores em vórtices menores. A transferência de energia de um vórtice para outro de tamanho diferente ocorre de uma forma não linear. A Energia Cinética Turbulenta (ECT) é difusiva, sendo responsável pelo transporte de propriedades como massa, momentum e calor, desempenhando um papel fundamental na transferência de calor e umidade, na evaporação, na interação térmica e dinâmica entre a atmosfera e a superfície, bem como na dispersão de poluentes.

A estatística da turbulência na camada superficial sobre terrenos homogêneos e complexos é investigada no contexto da Teoria de Similaridade de Monin- Obukhov (TSMO). A Teoria de Similaridade tem desenvolvido um papel fundamental para descrever a camada superficial atmosférica, o qual tem sido razoavelmente bem sucedido, na parametrização dos fluxos e outras propriedades de escoamentos.

Neste trabalho, foram analisados dados experimentais de turbulência atmosférica, coletados em três diferentes sítios experimentais com características de superfícies quase homogêneas e heterogêneas. Em superfícies homogêneas nos sítios de Paraíso do Sul e Santarém e em superfície heterogênea no sítio de Nova Roma do Sul.

Os dados foram medidos por sensores instalados em torres micrometeorológicas de 15m de altura em Nova Roma do Sul, nos meses de junho e julho de 2002, localizada no topo de um vale com aproximadamente 600m de altura. Em Paraíso do Sul, a torre tinha 8m, localizada em uma várzea de arroz, cujos dados foram obtidos no mês de julho de 2003 e em Santarém no mês de outubro de 2001, através de uma torre de 20m, localizada em um área com pastagem.

Os objetivos são analisar os fluxos turbulentos de calor, momentum e umidade, os parametros micrometeorológicos que determinam a intensidade da turbulência e investigar a validade da Teoria de Similaridade de Monin- Obukhov para a camada limite superficial, em condições de homogeneidade e heterogeneidade espacial. Os resultados consistem na comparação destes fluxos em

termos da Teoria de Similaridade de Monin- Obukhov e seus parâmetros de estabilidade.

A estrutura desta dissertação está apresentada como segue abaixo:

Inicialmente, no capítulo 2, apresenta-se a fundamentação teórica da camada limite planetária bem como as teorias de similaridades com ênfase principalmente na TSMO. O capítulo 3, descreve os fluxos turbulentos, fluxos turbulentos em condições homogêneas e heterogêneas. No capítulo 4, foi feita uma revisão bibliográfica dos resultados da literatura. No capítulo 5, tem-se uma descrição experimental dos três sítios, equipamentos e análise de dados. No capítulo 6 encontram-se os resultados e discussões. Finalizando, o capítulo 7 é referente as conclusões finais obtidas neste trabalho.

CAPÍTULO 2

ASPECTOS BÁSICOS RELEVANTES

2.1 Camada Limite Planetária

A interação entre a atmosfera e a superfície da terra influencia os processos de trocas de momentum, calor, vapor d'água e poluentes, determinando o que conhecemos como Camada Limite Planetária (CLP). Estes processos afetam as características dinâmicas e termodinâmicas desta região.

A Camada Limite Planetária se estende de 1 a 2 km na troposfera, a partir do solo. Nesta região, os movimentos turbulentos horizontais e verticais dominam o escoamento em uma escala de aproximadamente uma hora. Sua descrição é alvo de grande interesse devido a existência de forçantes térmicos e mecânicos em regime quase que permanente. Os movimentos turbulentos nesta CLP controlam as trocas de calor, massa e momentum da superfície e deste modo, o estado geral da camada limite (Kaimal e Finnigan, 1994).

A camada limite caracteriza-se por possuir grande variação temporal e espacial, pois diversidades, no tempo e no espaço, de cobertura vegetal, estação do ano, radiação solar e outros, peculiares para cada região, são determinantes de sua característica.

No ciclo diurno, a terra é aquecida pelo sol, transportando verticalmente calor para a atmosfera mais fria. Este transporte resulta

em um aumento da espessura da CLP em torno de 2km, perto do equador. À noite, o transporte vertical de calor ocorre em sentido oposto, pois a terra se resfria e a atmosfera está mais quente, diminuindo a espessura da CLP em algumas centenas de metros. A CLP representa um link entre a superfície da terra e a atmosfera livre, sendo classificada como: Camada Limite Convectiva ou de mistura, Camada Limite Estável e Camada Residual.

Além disso, identifica-se a existência de uma camada com espessura de aproximadamente 10% da camada limite, onde os fluxos turbulentos são aproximadamente constantes com a altura, chamada de Camada Limite Superficial (CLS). Esta é uma região de grande relevância da Camada Limite, servindo como fonte de estudos experimentais através de torres micrometeorológicas. As investigações realizadas nesta camada deram origem a Teoria de Similaridade de Monin- Obukhov, que é a uma ferramenta importantíssima na caracterização da turbulência na CLP.

2.1.1 Camada Limite Convectiva

A Camada Limite Convectiva (CLC) origina-se ao amanhecer pelo aquecimento da superfície da terra por meio da radiação solar. Esta camada desenvolve-se rapidamente durante o dia, alcançando no meio da tarde uma altura máxima. Devido ao forte aquecimento solar, a CLC é caracterizada pela formação das termas, tendo como consequência um fluxo turbulento de calor sensível positivo, originando o fenômeno da turbulência. Além de um mecanismo de

convecção térmica, existe, quase sempre, um forte cisalhamento do vento no topo da CLP, que contribui para a formação da turbulência .

A turbulência nesta camada está em equilíbrio local com os forçantes externos, significando que o tempo em que o sistema leva para atingir o equilíbrio (tempo de relaxação da turbulência) associado com as grandes termas é muito menor que a escala de tempo das mudanças externas, de modo que a estrutura da CLP não depende explicitamente do tempo (Wyngaard, 1988).

2.1.2 Camada Residual

Quando cessa a formação das termas, aproximadamente meia hora depois do pôr do sol, a turbulência também decai e a camada de ar resultante é chamada de Camada Residual (CR). Esta camada não tem contato com o solo, pois se encontra acima da Camada Limite Estável.

2.1.3 Camada Limite Estável

A formação da Camada Limite Estável (CLE) ocorre após o pôr do sol, através do resfriamento radiativo da superfície da terra. O confronto entre o termo que gera (Cisalhamento do vento) e o que destrói (fluxo de calor negativo) a turbulência, determina a existência de uma fraca turbulência nesta camada. A CLE é formada por pequenos turbilhões que agem localmente. Assim, as variações dos

forçantes superficiais se propagam lentamente ao longo ao longo da camada. A camada noturna encontra-se raramente em estado estacionário, dificultando o seu entendimento e provocando uma contínua evolução da camada limite noturna. O tempo de relaxação da CLE é de várias horas.

A turbulência na CLE é muito menor que na CLC, suprimindo a altura da camada noturna até aproximadamente algumas dezenas de metro da CLC. Algumas características da CLE são conhecidas quando a turbulência é contínua no tempo e no espaço. Em condições de vento forte é possível definir a altura da camada limite turbulenta estável. Desta forma, as intensidades e os comprimentos típicos da turbulência são descritos em termos de parâmetros de escalas locais.

A evolução da Camada de Mistura (CM), Camada Superficial (CS) e a Camada Limite Estável (CLE) estão diretamente ligadas a quantidade de energia disponível na superfície. Os principais termos na equação do balanço de energia são o fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e o fluxo de momentum.

2.2 Energia Cinética Turbulenta

Nesta seção, será feito um estudo da equação do balanço da energia cinética turbulenta (ECT). Esta, oferece importantes considerações com relação à natureza da produção e destruição da turbulência na camada limite. Os termos individuais desta equação descrevem fisicamente os processos que geram a turbulência. O

balanço relativo destes processos determina a habilidade do fluxo em manter a turbulência ou tornar-se turbulento e assim, determinar a estabilidade do escoamento.

O conhecimento detalhado de escoamentos turbulentos é de interesse tanto da mecânica dos fluidos quanto da física teórica, pois na maior parte dos escoamentos que encontramos na natureza são turbulentos. Porém, ainda hoje, definir turbulência é difícil. Esta pode ser visualizada como uma superposição de redemoinhos de formas irregulares com diferentes escalas espaciais e temporais, chamados de vórtices ou “eddies”(Stull, 1988).

Uma das características principais da turbulência é o processo de “cascata de energia”, que ocorre através da quebra dos vórtices maiores em vórtices menores pela dissipação da energia mecânica em energia interna, a qual se faz de forma não linear. A turbulência, também é difusiva, pois é responsável pelo transporte de quantidades massa, momentum e calor (Lumley e Panofsky, 1964).

A energia Cinética Turbulenta é uma das mais importantes variáveis em micrometeorologia, porque serve para medir a intensidade dos movimentos turbulentos. Na atmosfera, a ECT desempenha um papel imprescindível na interação entre a atmosfera e a superfície, por meio da transferência de calor, umidade, momentum através da camada limite. A ECT pode ser usada na parametrização dos coeficientes de difusão, teoria dos k, para modelos de dispersão de poluentes na atmosfera.

A definição da ECT é dada pela soma das variâncias de velocidade, divididas por dois, isto é,

$$\bar{e} = \frac{1}{2}(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) \quad . \quad (2.1)$$

Considerando a definição acima, pode-se facilmente obter a equação do balanço de Energia Cinética Turbulenta. Assumindo homogeneidade horizontal, a equação para a taxa de variação temporal da ECT será escrita como (Panofsky e Dutton (1984)),

$$\frac{D\bar{e}}{Dt} = \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \underbrace{-\overline{(w'u')}}_{\text{I}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \underbrace{\frac{g}{\theta} \overline{(w'\theta')}}_{\text{II}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \overline{(w'p')}}_{\text{III}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \overline{(w'e')}}_{\text{IV}} - \underbrace{\varepsilon}_{\text{V}} \quad , \quad (2.2)$$

I II III IV V

onde p é a pressão atmosférica, e ε é a taxa de dissipação da ECT. O operador diferencial,

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \left(\frac{\partial}{\partial x} \right) + \bar{v} \left(\frac{\partial}{\partial y} \right) + \bar{w} \left(\frac{\partial}{\partial z} \right),$$

representa a taxa de variação local e a taxa de variação espacial, seguindo um elemento de fluido.

Na equação (2.2), os dois primeiros termos à direita representam a taxa de produção mecânica e térmica da turbulência. O termo de produção mecânica (I) representa o fluxo de momentum turbulento na presença de cisalhamento do vento médio. Este termo resulta em uma contribuição positiva para ECT, com sinal oposto ao fluxo de

momentum. Deste modo, é uma fonte para a turbulência, enquanto que o termo de produção térmica (II) pode resultar em uma fonte ou sumidouro da turbulência. Este depende do sinal de $\overline{w'\theta'}$, sendo positivo (durante o dia) e negativo (durante à noite).

O terceiro e o quarto termo, são termos de transporte que representam a ECT importada ou exportada pela própria turbulência. O termo de correlação de pressão (III), descreve como a ECT é redistribuída por perturbações da pressão. O termo de transporte turbulento da ECT (IV) é a taxa em que a ECT é exportada ou importada devido as variáveis turbulentas de velocidade. Finalmente, o último termo (V), considerado como termo de dissipação viscosa, é a taxa em que a energia cinética é convertida em forma de calor. Os termos (I, II e IV) podem ser calculados diretamente.

Os termos da equação do balanço da ECT descrevem fisicamente os processos que geram, dissipam e distribuem a turbulência. O balanço relativo destes processos físicos determinam a capacidade do escoamento tornar-se turbulento ou manter a turbulência (Kaimal e Finnigan, 1994). O estudo dos termos da equação (2.2) oferecem algumas considerações importantes na natureza da produção e destruição da turbulência na camada limite.

2.3 Teoria de Similaridade

A impossibilidade de resolver as equações que governam a turbulência atmosférica levou ao desenvolvimento da Teoria de Similaridade a qual torna possível o desenvolvimento de relações empíricas para as variáveis da camada limite. A Teoria de Similaridade baseia-se na organização de variáveis dentro de grupos adimensionais. Para isso, há um procedimento de Análise Dimensional chamado de Teoria Pi de Buckingham. Esta ferramenta ajuda a formar estes grupos adimensionais. A escolha apropriada das variáveis permitirá relações funcionais entre os grupos, sendo que estas relações possuem caráter universal (Stull, 1988). Estas relações de similaridade são aplicadas, normalmente, em situações de equilíbrio. Nestas condições, pode-se derivar um perfil das variáveis médias e estatísticas da turbulência como função da altura e posição.

A Teoria de Similaridade é um mecanismo que ajuda entender o fenômeno da Turbulência, sendo esta controlada por influências dominantes como forçantes térmicos, mecânicos e topografia. Segundo Moraes (2000), o objetivo da hipótese de similaridade é encontrar escalas que permitam que observações feitas em diferentes alturas ou em diferentes condições sejam descritas através de relações comuns. Essas relações comuns são definidas como grupos adimensionais que são utilizadas na Camada Superficial, seguindo as escalas de velocidade u_* e temperatura T_* de acordo com a hipótese de similaridade de M-O.

2.3.1 Teoria de Similaridade de Monin- Obukhov

Com o propósito de descrever as variáveis estatísticas turbulentas na Camada Limite Planetária, Monin e Obukhov, em 1954, desenvolveram uma teoria usualmente aplicada para a Camada Superficial (Monin e Obukhov, 1954; Wyngaard,1990; Sorbjan,1986), onde os fluxos verticais são considerados constantes com a altura. Esta teoria conhecida como Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO) combina a turbulência mecânica com a convectiva. Para investigar o comportamento dos fluxos superficiais, utilizam-se os seguintes parâmetros:

Altura: z

$$\text{Velocidade de atrito: } u_* = \left(\sqrt{\frac{(\overline{w'u'})^2 + (\overline{w'v'})^2}{\rho}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

$$\text{Temperatura: } T_* = - \frac{(\overline{w'\theta'})_0}{u_*} \quad (2.4)$$

$$\text{Umidade: } Q_* = - \frac{(\overline{w'q'})_0}{u_*} \quad (2.5)$$

$$\text{Comprimento de Monin-Obukhov: } L = - \frac{kg}{T_o} \frac{u_*^3}{\overline{w'\theta'}} \quad (2.6)$$

O comprimento de Monin- Obukhov, dado pela equação (2.6), é a altura da CLP onde os efeitos da turbulência mecânica se equivalem aos efeitos da turbulência convectiva. Este, está relacionado com o

fluxo de calor sensível, pois ele é negativo em condições instáveis (fluxo de calor sensível positivo), infinito em neutra (fluxo de calor sensível igual a zero) e positivo em estável (fluxo de calor sensível negativo).

A TSMO para a Camada Superficial sobre terrenos homogêneos e condições estáveis parece funcionar adequadamente. Sobre terrenos homogêneos e condições convectivas a TSMO não funciona para alguns perfis e fluxos porque para condições convectivas, além de z , existe um outro parâmetro importante z_i , a altura da camada limite convectiva que não pode ser ignorado na formulação das funções universais.

2.3.2 Teoria de Similaridade Convectiva

Na camada convectiva, além das escalas de Monin- Obukhov, temos uma nova escala de velocidade w_* e uma nova escala de temperatura T_* . Nesta camada, quando a turbulência é dirigida pela produção térmica (aquecimento) e mecânica (cisalhamento do vento) em uma altura bem definida, w_* e z_i são parâmetros importantes para todas as variáveis. Ainda, se considerarmos fluxo de calor, umidade e momentum, as escalas T_* , q_* e u_* são incluídas nas parametrizações destes fluxos, respectivamente.

A TSC é usada para descrever a estrutura da camada limite de mistura e implica que as propriedades estatísticas da turbulência

devem ser funções de z/z_i . As escalas apropriadas podem ser expressas como

$$w_* = \left[\frac{g}{\theta} (\overline{w'\theta'})_o z_i \right]^{1/3}, \quad (2.7)$$

e

$$T_* = - \frac{(\overline{w'\theta'})}{w_*}, \quad (2.8)$$

onde g é a aceleração da gravidade, θ é a temperatura potencial, z_i é a altura da camada de mistura, $(\overline{w'\theta'})_o$ é o fluxo de calor na superfície, w_* é a velocidade de fricção e T_* temperatura da camada de mistura

A camada convectiva, apresenta um estado de convecção livre. Convecção livre é gerada somente pelas grandes termas. A camada limite está totalmente tomada pela convecção térmica, não existindo o termo de produção mecânica. Por exemplo, em um gráfico do desvio padrão vertical do vento em termos de z/L , o estado de convecção livre é identificado quando z/L é muito negativo e os valores de σ_w/u_* são constantes. Neste caso, o comprimento de Obukhov é zero, não sendo uma medida apropriada para quantificar a turbulência. Condições de convecção livre pode ocorrer durante a advecção do ar frio sobre a superfície quente, ou com aquecimento do solar de dia em condições de vento fraco. As escalas típicas da camada convectiva são dadas por z_i , w_* , T_* , q_* e u_* .

A validade destas escalas foram estabelecidas por Willis e Deardorff (1974) em simulações da Camada Limite Convectiva feitas em laboratório e após confirmada para a atmosfera por Kaimal et al. (1976), Caughey e Palmer (1979) e Lenschow et al. (1980).

2.3.3 Teoria de Similaridade Local

Para camadas muito estáveis, a turbulência pode ser desacoplada da superfície e com isso, não está em equilíbrio com os fluxos superficiais. Então, fluxos locais, cisalhamento e estabilidade são fatores mais importantes do que fluxos superficiais. A TSL foi desenvolvida para descrever a Camada Limite Estável. Neuwstadt (1984) e Sorbjan (1986) apresentam argumentos para a Teoria de Similaridade Local de Monin-Obukhov, onde u_* , T_* e L são substituídos por valores locais u_L , θ_L e L , computados para $\overline{w'\theta'}$ e $-\overline{u'w'}$, sendo medidos em um nível z .

Quando adimensionalizados com estas escalas locais, as variâncias e fluxos na CLE exibem uma certa invariância com altura. A altura é irrelevante, então o termo de estratificação z -less (Wyngaard e Coté, 1972), que significa ausência de z , é utilizada para descrever os fluxos nesta camada. Sendo assim, os grupos dimensionais formados com as escalas locais são independentes da altura, as variáveis individuais que formam estes grupos (incluindo as escalas locais acima) variam significativamente com a altura.

CAPÍTULO 3

FLUXOS TURBULENTOS

Este trabalho tem o propósito de investigar os fluxos turbulentos verticais de calor sensível, calor latente e momentum. Assim, neste capítulo será feito um estudo destes fluxos, bem como descrevê-los em superfícies horizontalmente homogêneas e heterogêneas.

Como se sabe, fluxo é a transferência de uma quantidade por unidade de área e tempo. Na camada limite atmosférica, freqüentemente tem-se interesse em fluxos de massa, calor, umidade, momentum e poluentes. Os fluxos podem ser definidos como o produto turbulento de duas grandezas não linear, chamado de covariância. A covariância indica o grau de relação comum entre duas variáveis turbulentas. Como exemplo, em micrometeorologia, os fluxos turbulentos mais importantes são: fluxo turbulento de calor sensível na vertical ($\overline{w'\theta'}$), fluxo turbulento de umidade na vertical ($\overline{w'q'}$) e fluxo turbulento de momentum vertical ($\overline{w'u'}$).

Existem duas situações em que podemos analisar o fluxo turbulento de calor sensível. A primeira situação, ocorre geralmente em condições instáveis e a Camada Limite é considerada convectiva. Deste modo, quando ambos w' e θ' são positivos, o movimento de ar sobe e é aquecido pela vizinhança. No caso de, w' e θ' negativos, uma parcela de ar que se move para baixo finaliza-se diminuindo a temperatura ao seu redor, conservando θ' durante o movimento. O

produto $\overline{w'\theta'}$ é positivo e, com isso, a média cinemática do fluxo de calor turbulento $\overline{w'\theta'}$ é positiva, significando um transporte ascendente de calor.

A segunda situação ocorre em condições estáveis, caracteriza usualmente uma Camada Limite noturna. Assim sendo, um movimento ascendente de uma parcela de ar, finaliza resfriando acima o ar circundante, enquanto que o movimento de uma parcela de ar descendente é aquecida. O produto $w'\theta'$ é negativo, logo $\overline{w'\theta'}$ é negativo significando um transporte de calor descendente. O fluxo de calor latente depende dos gradientes, pois é comum ter $(\overline{w'q'})_0$ positivo à noite. Contudo, em regiões secas, sugere-se na literatura que o fluxo de calor latente tenha a mesma variação do fluxo de calor sensível, sendo positivo em condições diurnas, transportando-se verticalmente para cima e negativo em condições noturnas, transportando-se verticalmente para baixo. Os fluxos de momentum podem ser considerados como stress de Reynolds ($\tau_{Reynolds}$). Stress de Reynolds existe somente quando o fluido está em movimento turbulento. A magnitude do stress de Reynolds ou fluxo de momentum em unidades cinemáticas é dado por $\overline{w'u'}$.

Além disso, existem outros tipos de fluxos chamados de fluxos médios. Estes, são importantes quando consideramos o escoamento na horizontal. Os fluxos advectivos verticais ($\overline{w\bar{u}}$ e $\overline{w\bar{v}}$) são usualmente negligenciados comparados aos fluxos turbulentos verticais ($\overline{w'u'}$ e $\overline{w'v'}$), onde fortes ventos médios horizontais e forte turbulência podem causar fluxos de magnitude comparáveis. Comparando o fluxo

advectivo aos fluxos turbulentos, é importante reconhecer que $\overline{w} \cong 0$, na maior parte da Camada Limite.

Pode-se representar os fluxos através dos seguintes gráficos mostrados na figura 3.1

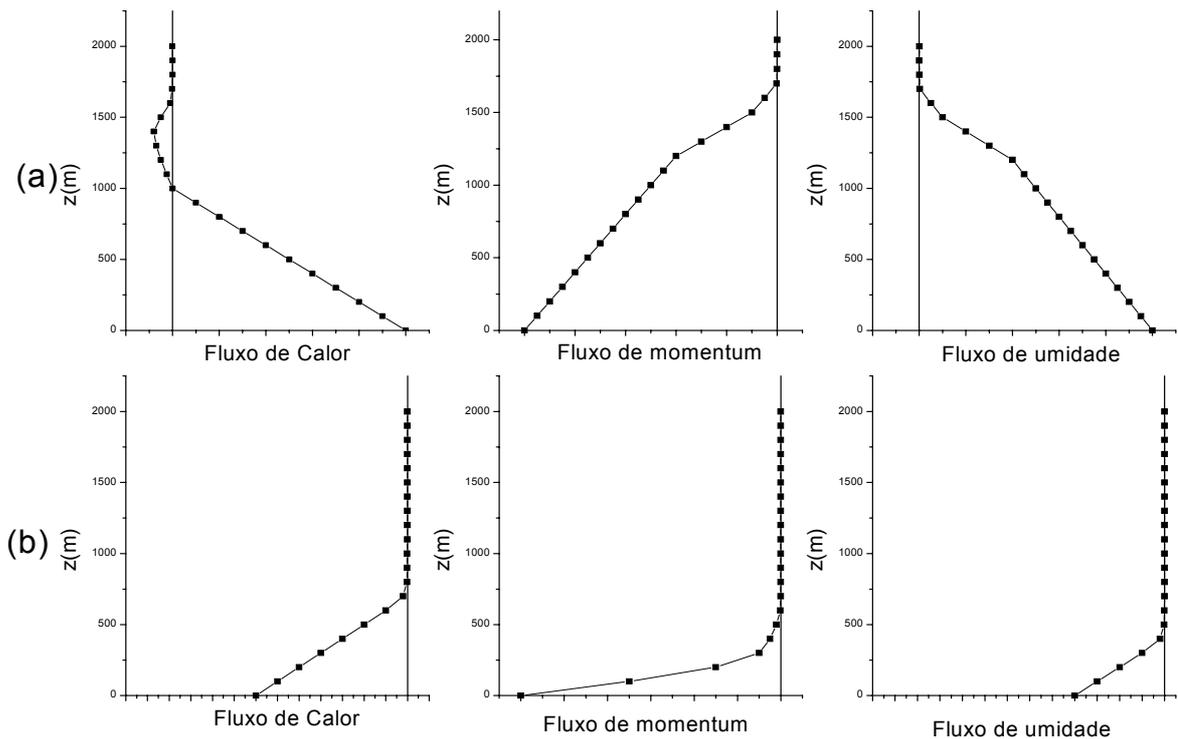


FIGURA 3.1: (a) Fluxos turbulentos verticais em camada convectiva e (b) camada estável (Stull, 1988).

Pode-se observar que os fluxos turbulentos acima, na camada instável (de dia), são bem maiores em magnitude do que na camada estável (à noite). Também, os fluxos turbulentos de calor sensível e latente ambos possuem a mesma variação, em regime diurno

(positivos) e em regime noturno (negativos). No entanto, o fluxo de momentum é sempre negativo, durante o dia e à noite, porém nota-se que ele é mais intenso em condições diurnas.

3.1 Fluxos Turbulentos em Condições Homogêneas

Assumindo que a superfície seja plana, o fluxo pode ser considerado horizontalmente homogêneo e as propriedades estatísticas são independente da posição horizontal, variando somente com a altura e tempo. Esta hipótese de homogeneidade horizontal é fundamental em uma primeira aproximação na compreensão de certos processos complexos desconsiderando fatores de rotação da terra, variações espaciais e diurnas na superfície quente, mudanças das condições do tempo e a coexistência da turbulência gerada pela convecção e pelo cisalhamento.

Juntamente com a homogeneidade horizontal, pode-se determinar uma condição de estacionaridade, ou seja, as propriedades estatísticas do fluxo não mudam com o tempo. Esta condição não pode ser totalmente considerada, pois existe grandes variabilidades térmicas na atmosfera. Mas para a maioria das aplicações, pode-se tratar o processo como uma seqüência de estados constantes.

As idealizações empregadas com a hipótese de homogeneidade horizontal são mais facilmente trabalhadas na Camada superficial do que em qualquer outra parte da camada limite atmosférica. Nesta camada, tem-se fortes gradientes verticais controlando a transferência das quantidades de massa, momentum e calor. Já nos anos de 1950 e

1960, a relação entre os fluxos verticais destas propriedades e suas médias temporais dos gradientes verticais foram vistas como um problema central em micrometeorologia. Nossa percepção atualmente é ampla, pois uma grande quantidade de dados coletados e analisados produziram relações que nos levam a usar como base, testando inclusive o comportamento da camada superficial em terrenos mais complexos.

Uma das formas de expressar os fluxos de momentum (τ), calor (H) e umidade (E) é analoga ao transporte de difusão molecular na atmosfera em termos dos gradientes na direção vertical, dadas por

$$\tau = K_m \rho \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad , \quad (3.1)$$

$$H = -K_h \rho c_p \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad , \quad (3.2)$$

$$E = -K_q \rho \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad , \quad (3.3)$$

onde K_m , K_h e K_q são os coeficientes de troca turbulenta para momentum, calor e umidade; \bar{u} , $\bar{\theta}$ e \bar{q} são a componente média do vento, temperatura potencial média, e umidade específica média; e ρ é a densidade do ar. Embora os fluxos turbulentos tenham sido deduzidos analogamente ao processo de difusão molecular, os coeficientes K_m , K_h e K_q não são propriedades constantes do fluido (ar neste caso), e sim propriedades do escoamento turbulento, podendo variar, em geral, no espaço e tempo, isto é $K = K(x, y, z, t)$.

A extensão deste conceito para trocas turbulentas na atmosfera é conhecido como teoria K .

Assim, os fluxos de momentum, calor e mistura têm sido discutidos em termos dos gradientes verticais da média destas propriedades. Devido ao fato de que estes fluxos são praticamente o resultado da mistura turbulenta, eles podem ser representados mais diretamente como as componentes turbulentas de velocidade e das propriedades transferidas existentes na natureza, ou seja, calor, umidade e contaminantes. Este método de representar os fluxos é dita covariância estatística e faz parte do desenvolvimento deste trabalho.

Como usualmente, definem-se as componentes de velocidade u , v e w ao longo dos eixos de coordenadas x , y e Z , respectivamente, estas velocidades e escalares (θ e q) podem ser separados em componentes médias e componentes turbulentas, segundo Reynolds, logo,

$$u = \bar{u} + u' , \quad (3.4)$$

$$v = \bar{v} + v' , \quad (3.5)$$

$$w = \bar{w} + w' , \quad (3.6)$$

$$\theta = \bar{\theta} + \theta' , \quad (3.7)$$

e

$$q = \bar{q} + q' , \quad (3.8)$$

onde temos $\bar{u}' = \bar{v}' = \bar{w}' = \bar{\theta}' = \bar{q}' = 0$. Se o eixo x está na direção do fluxo médio, $\bar{v} = \bar{w} = 0$; somente $\bar{u} \neq 0$. Sobre um terreno plano ou

superfície homogênea, tomamos x e y como sendo eixos horizontais e z vertical e para cima positivo.

Os fluxos podem ser escritos como

$$\tau = -\rho \overline{u'w'} \quad , \quad (3.9)$$

$$H = \rho c_p \overline{w'\theta'} \quad , \quad (3.10)$$

e

$$E = \rho \overline{w'q'} \quad . \quad (3.11)$$

Substituindo τ , H e E , temos as seguintes expressões para os fluxos em termos dos gradientes verticais das quantidades de momentum, calor e umidade,

$$\overline{u'w'} = -K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad , \quad (3.12)$$

$$\overline{w'\theta'} = -K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad , \quad (3.13)$$

e

$$\overline{w'q'} = -K_q \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad . \quad (3.14)$$

Os termos de covariância à direita nas equações (3.12, 3.13 e 3.14) não são medidas ambíguas destes fluxos, não requerendo suposições sobre as propriedades de mistura da turbulência. Entretanto, para calcular os termos de covariância, precisa-se de sensores de resposta rápida que podem fielmente seguir as flutuações

de todas as variáveis a uma taxa de amostragem em torno de 10-20 hertz, dependendo da altura em que se encontra o sensor.

Em geral, somente os fluxos turbulentos verticais são considerados na investigação da hipótese de homogeneidade horizontal na Camada Superficial. Então, as nove componentes do tensor de stress de Reynolds são reduzidas apenas nas componentes $\overline{w'u'}$ e $\overline{w'v'}$. Além disso, fluxo turbulento de calor sensível para $\overline{w'\theta'}$ e fluxo turbulento de massa para $\overline{w'c'}$. Se a umidade específica q for trocada por c , então $\overline{w'q'}$ pode ser denominado como fluxo turbulento de umidade ou calor latente. Esses fluxos turbulentos verticais são termos de covariância que possuem um significado físico, sendo utilizados para a Camada superficial.

Desde que o fluxo de temperatura $\overline{w'\theta'}$ na equação (3.13) esteja relacionado com o gradiente vertical de temperatura $\partial\bar{\theta}/\partial z$, a estabilidade da camada superficial pode ser definida pelos seguintes critérios:

$$\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} > 0 \text{ estratificação estável} \quad ;$$

$$\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} = 0 \text{ estratificação neutra} \quad ;$$

$$\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} < 0 \text{ estratificação instável} \quad .$$

Na Camada Superficial, os fluxos turbulentos são praticamente constantes com a altura. Estes, são usualmente relacionados por

variáveis características de velocidade u_* , temperatura θ_* e umidade q_* por (Monin- Obukhov, 1954)

$$u_* = \left(\overline{w'u'^2} + \overline{w'v'^2} \right)^{1/4} , \quad (3.15)$$

$$\theta_* = -\overline{w'\theta'}/u_* , \quad (3.16)$$

e

$$q_* = -\overline{w'q'}/u_* . \quad (3.17)$$

Através de uma forma similar ao balanço de energia cinética turbulenta, expressões para o balanço dos fluxos turbulentos de momentum e calor sobre superfícies horizontalmente homogêneas podem ser demonstradas, respectivamente, da seguinte forma (Wyngaard et al., 1971):

$$\frac{D}{Dt}(\overline{w'u'}) = \frac{\partial}{\partial t}(\overline{w'u'}) = -\overline{(w')^2} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) + \frac{g}{\theta} (\overline{u'\theta'}) - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{w'u'}) - \frac{1}{\rho} \left[\overline{w' \left(\frac{\partial p'}{\partial x} \right)} + \overline{u' \left(\frac{\partial p'}{\partial z} \right)} \right] \quad (3.18)$$

I II III IV

e

$$\frac{D}{Dt}(\overline{w'\theta'}) = \frac{\partial}{\partial t}(\overline{w'\theta'}) = -\overline{(w')^2} \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right) + \frac{g}{\theta} (\overline{\theta'})^2 - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{w'\theta'}) - \frac{1}{\rho} \left[\overline{\theta' \left(\frac{\partial p'}{\partial z} \right)} \right] . \quad (3.19)$$

I II III IV

Nas equações (3.18) e (3.19), os termos à direita representam o cisalhamento do vento ou produção do gradiente (I), produção térmica (II), transporte turbulento (III), e os termos de destruição da pressão (IV). Destruição de ambos os fluxos é provocada principalmente por forças de pressão e somente minimizada pela dissipação da viscosidade. Isto acontece devido a ausência dos termos de dissipação nas equações acima. Wyngaard et al. (1971) encontrou os termos de transporte em ambas as expressões pequenos na camada superficial comparados ao cisalhamento e produção térmica. Se o estado for estável, tem-se à esquerda o balanço entre o termo de destruição de pressão, o qual não pode ser medido, e dois termos de produção.

3.2 Fluxos Turbulentos em Condições Heterogêneas

Nos primórdios dos estudos experimentais em micrometeorologia muito foi feito na investigação das propriedades estatística da turbulência em sítios nos quais a homogeneidade horizontal é facilmente aceita (Kansas (Kaimal e Finnigan, 1994)). Mas, deve-se salientar que a maior parte da superfície da terra não é plana e, geralmente, as superfícies planas possuem alguns aspectos que as tornam heterogêneas. Este fato abriu caminho para que os experimentos de Kansas e Minnessota, fossem meramente o ponto de partida para aplicações em terrenos complexos.

Ainda assim, simplificamos o problema da heterogeneidade horizontal e discutimos, principalmente, apenas mudanças nas

condições da superfície. Dois tipos de mudança de superfície podem ser distingüidas em superfícies heterogêneas. A primeira, produz uma mudança no fluxo de momentum superficial com efeito direto sobre o campo de vento, e a segunda se caracteriza pela mudança de alguns escalares da superfície. Os escalares de maior interesse estão relacionados com o calor e umidade, porque seus fluxos e concentrações afetam a estabilidade e, deste modo, a mistura turbulenta e transferência de momentum (Kaimal e Finnigan, 1994).

Segundo Doran et al. (1989), as medidas dos fluxos turbulentos de calor e momentum em terrenos complexos são problemáticas. Mudanças na velocidade do vento ao longo de um vale, pode ser uma fonte significativa das mudanças nos fluxos, neste tipo de topografia, devido a velocidade do vento afetar a extensa mistura turbulenta e a estabilidade atmosférica.

Então, fluxos turbulentos em um vale são provavelmente influenciados mais por irregularidades na vegetação e topografia do solo do que pela presença de paredes profundas do vale (Doran et al., 1989). Os fluxos de calor e umidade que dependem das flutuações verticais são menos sensíveis aos efeitos do terreno do que o fluxo de momentum, que também depende das flutuações horizontais.

Os fluxos turbulentos sobre uma superfície complexa não podem responder imediatamente às mudanças nas propriedades superficiais, desde então, o tempo de escala dos vórtices turbulentos é finito (Beljaars, 1982). Quando a escala de comprimento das superfícies heterogêneas é suficientemente pequena, o fluxo que está acima da altura da camada de mistura é independente da posição, uma vez que

os vórtices turbulentos centrados acima desta altura serão capazes de se ajustar as mudanças de superfícies (Grant, 1991).

O problema da heterogeneidade superficial pode ser considerado em várias escalas. Em uma escala menor, os efeitos estão confinados na Camada Superficial. Este, é um caso clássico em micrometeorologia de advecção local (Kaimal e Finnigan, 1994).

Advecção local é de interesse quando escolhemos sítios experimentais para realizar estudos na Camada Superficial, investigando como a mudança do vento após um obstáculo encontra um fluxo em equilíbrio com uma superfície local. Mas, fundamentalmente, é necessário uma compreensão da advecção local para investigar os fluxos superficiais.

Fluxos sobre mudanças superficiais apresentam três características principais (Kaimal e Finnigan, 1994):

- desenvolve-se uma camada limite interna sobre uma nova superfície, crescendo em altura com a distância do vento após uma fronteira;
- perfis de vento, temperatura e outros escalares após a mudança não estão em equilíbrio com a superfície.
- uma resposta turbulenta complicada para a mudança é observado com a perda do caráter do equilíbrio local dos fluxos superficiais homogêneos.

Em recentes anos, os esforços para descrever a Camada Limite Turbulenta tem focalizados superfícies heterogêneas, variando em topografia e rugosidade. Tem sido realizados grandes estudos experimentais especialmente para estudar a turbulência sobre estes

tipos de terrenos (Bradley, 1980; Mason e King, 1985; Mickle et al., 1988; Moraes et al., 2004).

Baseado em teorias, Jackson e Hunt (1975) sugeriram a existência de duas camadas na estrutura da turbulência. A camada interna (próximo à superfície de uma colina) de altura ℓ , é esperado que a turbulência esteja em equilíbrio com as condições limite, logo a estrutura da turbulência pode ser predita com base nas leis da Camada Superficial (Founda et al., 1997). Outra camada é a externa, onde estima-se que a turbulência é modificada pelos efeitos de distorção rápida por Townsend (1972), Britter et al. (1981) e Tampieri et al. (2003).

Teoria de distorção rápida (TDR) assume que os vórtices com comprimentos característicos de grande escala do que a escala de comprimento de uma colina (ℓ) são advectados sobre a colina suficientemente rápidos, a turbulência não é significativamente modificada pela expansão e compressão dos vórtices individuais, sofrendo distorção por meio do fluxo de cisalhamento médio (Founda et al., 1997).

Britter et al. (1981) mostrou, usando a TDR, que existe um significativo aumento na variância da componente vertical e transversal e um decréscimo na componente longitudinal; em outros trabalhos, existe uma transferência de energia turbulenta da componente longitudinal para as outras duas componentes.

Condições de não equilíbrio podem ser analisadas usando a teoria de distorção rápida (TDR), que descreve as interações lineares em diferentes escalas. Esta, provém de uma ferramenta poderosa para

estudar as modificações das fases iniciais da turbulência e os efeitos em escalas diferentes. Esta teoria faz parte de uma revisão bibliográfica, não sendo uma ferramenta para o desenvolvimento deste trabalho.

A maioria dos resultados relacionados com a descrição da turbulência em fluxos geofísicos, particularmente na Camada Limite Atmosférica (CLA), são baseados em algumas hipóteses de equilíbrio local (Tampieri et al., 2003).

Superfícies heterogêneas, bem como em terrenos complexos, não permite um equilíbrio local formado exceto para a própria superfície, então a aplicação da teoria de similaridade requer alguma justificação empírica (Moraes et al., 2004). A caracterização de uma dada superfície como heterogênea não é muito bem definida, pois depende fortemente de um nível de turbulência existente, pois em condições convectivas, as atividades ocasionadas pela mistura é capaz de ocultar descontinuidades que podem ser importantes quando reduz a turbulência. Entretanto, em regime muito estável as heterogeneidades sutis observadas nestes sítios são capazes de ancorar circulações locais (Soler et al., 2002).

Wyngaard (1983) mostrou que um pré-requisito mínimo para a modelagem dos fluxos turbulentos na camada limite em termos dos coeficientes de difusividades turbulentas é que a produção e destruição dos fluxos turbulentos representam quase um balanço local e são muito maiores do que qualquer termo de transporte.

A equação para o fluxo vertical $\overline{w'c'}$ do escalar arbitrário c em fluxo estável bidimensional é

$$\bar{u} \frac{\partial}{\partial x} (\overline{w'c'}) = -(\overline{w'^2}) \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} - \overline{c' \frac{\partial p'}{\partial z}} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'^2 c'}), \quad (3.20)$$

onde se faz uma simplificação usual do termo de advecção, assumindo que os termos de transporte turbulento e produção envolvem gradientes de quantidades médias, sendo muito pequenos em comparação com os gradientes verticais.

Na ausência de advecção e transporte turbulento a expressão (3.20) se reduz para

$$0 = -(\overline{w'^2}) \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} - \overline{c' \frac{\partial p'}{\partial z}} \quad (3.21)$$

e para manter o estado estável, o termo gradiente de pressão pode estar em balanço com o termo de produção. Espera-se essencialmente uma conexão local entre fluxo e gradiente, dada pela equação

$$\overline{w'c'} = -K_c \frac{\partial \bar{c}}{\partial z}, \quad (3.22)$$

onde K_c é o coeficiente de difusividade turbulenta.

Retornando a equação (3.20), esta procede somente quando a advecção e o transporte turbulento são negligenciáveis. A advecção e transporte turbulento representam o estado fundamental da turbulência e serve como indicadores sensíveis do estado de equilíbrio local.

Nieuwstadt (1984) introduziu escalas de similaridade local para camada limite estável e semelhantemente a este estudo, Shao and Hacker (1990) e Shao et al. (1991) encontraram as variâncias de velocidade e temperatura que são representadas como funções de u_* , T_* e L (comprimento de Monin- Obukov), visto que estes parâmetros escalares foram construídos para valores locais ao invés de valores superficiais. Neste trabalho, as escalas u_* , T_* e L serão avaliadas em termos dos valores superficiais e não locais.

CAPÍTULO 4

FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo será feita uma revisão bibliográfica das funções adimensionais que fazem parte desta dissertação de mestrado, encontradas na literatura, ou seja, os parâmetros que medem a intensidade da turbulência e os coeficientes de correlação dos fluxos turbulentos de calor sensível, calor latente e momentum.

4.1 Formas Funcionais Empíricas para as Funções de Similaridade

As importantes formas adimensionais surgidas para a Camada Superficial, segundo Monin- Obukhov são:

$$\phi_m = (kz/u_*) (\partial U / \partial z) \text{ Cisalhamento do vento} \quad (4.1)$$

$$\phi_h = (kz/T_*) (\partial \Theta / \partial z) \text{ Estratificação Térmica} \quad (4.2)$$

$$\phi_i = (\sigma_i / u_*) (i = u, v \text{ ou } w) \text{ variabilidade na componente } i \quad (4.3)$$

$$\phi_\theta = (\sigma_\theta / T_*) \text{ variabilidade em } t \quad (4.4)$$

$$\phi_\varepsilon = (kz\varepsilon / u_*^3) \text{ dissipação da energia cinética turbulenta} \quad (4.5)$$

onde σ representa o desvio padrão, e ε é a razão da dissipação da energia cinética turbulenta.

Os experimentos de Kansas mostram que as funções acima seguem escalas de Monin- Obukhov com pequena dispersão (Businger et al., 1971; Wyngaard and Coté, 1971). As fórmulas a seguir são resultados da análise de dados experimentais de Kansas, os quais foram reexaminados e confirmados através de comparação feita com outros experimentos (Dyer, 1974; Högström, 1988) e definidos como:

$$\phi_m = \begin{cases} (1 + 16|z/L|)^{-1/4}, & -2 \leq z/L \leq 0 \\ (1 + 5z/L), & 0 \leq z/L \leq 1 \end{cases}$$

$$\phi_h = \begin{cases} (1 + 16|z/L|)^{-1/2}, & -2 \leq z/L \leq 0 \\ (1 + 5z/L), & 0 \leq z/L \leq 1 \end{cases}$$

$$\phi_w = \begin{cases} 1.25(1 + 3|z/L|)^{-1/2}, & -2 \leq z/L \leq 0 \\ 1.25(1 + 0.2z/L), & 0 \leq z/L \leq 1 \end{cases}$$

$$\phi_\theta = \begin{cases} 2(1 + 9.5|z/L|)^{-1/3}, & -2 \leq z/L \leq 0 \\ 2(1 + 0.5z/L), & 0 \leq z/L \leq 1 \end{cases} .$$

As formas destas funções não podem ser obtidas por análise dimensional. Elas são determinadas empiricamente da análise de dados experimentais. Estas formas empíricas, para o experimento de Kansas, são mostradas na figura (4.1)

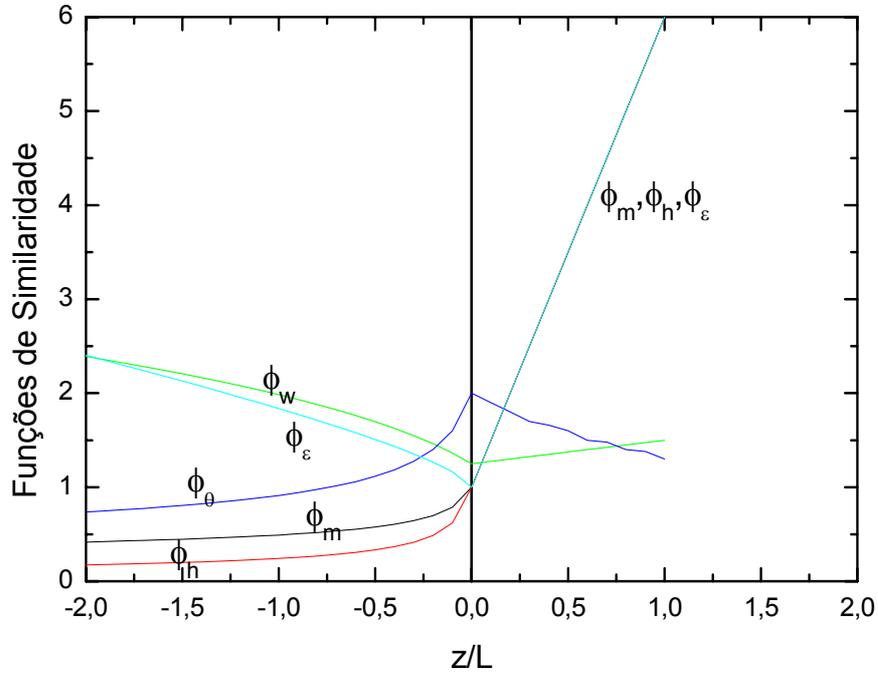


FIGURA 4.1: Funções de similaridade na camada superficial (Kaimal e Finnigan, 1994).

Além disso, pode-se esperar que propriedades escalares, tais como q e $\overline{w'q'}$ seguem a TSMO, tendo formas funcionais semelhantes com as de ϕ_h e ϕ_θ quando normalizados por parâmetros escalares apropriados, neste caso q_* , definido como $-\overline{w'q'}/u_*$.

Alguns dos grupos adimensionais e parâmetros escalares são baseados nos termos do balanço da equação de ECT. Contudo, assumindo um estado invariante, ou seja, $\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = 0$ e multiplicando todos os termos da direita por $\frac{kz}{u_*^3}$, verifica-se que a equação (4.2), na camada superficial, reduz para uma relação entre termos dimensionais, alguns dos quais são funções de similaridade como

$$\phi_m - \frac{z}{L} - \phi_t - \phi_e + I = 0, \quad (4.6)$$

onde I é o desequilíbrio supostamente designado como termo de pressão. Ambas ϕ_m e ϕ_e são conhecidas como funções de z/L . Nos dados de Kansas, Wyngaard and Coté (1971) encontrou o termo de transporte:

$$\phi_t = \begin{cases} -z/L; & z/L \leq 0 \\ 0; & z/L \geq 0 \end{cases}.$$

Segundo Kaimal e Finnigan (1994), em todo caso, na camada instável, ϕ_t é positivo indicando que o transporte turbulento exporta energia para cima e a uma mesma razão dos termos de produção da turbulência. O termos de desiquilíbrio na equação (4.6), dado por I é a diferença entre a produção e dissipação do cisalhamento na camada instável. Na camada estável com $\phi_m \cong \phi_e$ e $\phi_t \cong 0$, o I parece ser de mesma ordem do termo z/L , sendo considerado uma perda no balanço. ϕ_e terá que ser muito pequeno para que o desiquilíbrio (I) seja nulo. Entretanto, a questão do balanço de energia na camada estável permanece sem resolução.

Em idealizações do perfil do vento, é forçado que $\phi_m = \phi_h = \phi_e = 1$ quando $z/L = 0$. Nem todas as experiências apoiam esta suposição de unidade para ϕ_m e ϕ_h neutro (Businger et al., 1971) mas muitas confirmam tal suposição (Dyer e Bradley, 1982). As formas de ϕ_m e ϕ_h são conhecidas como relações de Businger-Dyer

(Businger, 1988; Panofsky e Dutton, 1984). Porém, aproxima-se ϕ_ε para a unidade em regime neutro, devido ao equilíbrio esperado entre os termos de produção mecânica da turbulência e de dissipação viscosa na falta de qualquer produção e transporte por empuxo, sendo

$$\varepsilon = -\overline{(u'w')} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = u_*^2 \left(\frac{u_*}{kz} \right) \quad . \quad (4.7)$$

Tendo escolhido uma forma para ϕ_m , nós podemos derivar uma expressão o perfil de vento em regime de estabilidade não neutro. O perfil médio $\bar{U}/u_*, \bar{T}/T_*$, etc..., não são funções de z/L ; eles devem ser derivados de seus gradientes. A integração da função ϕ_m produz um perfil logarítmico do vento médio modificado (Panofsky and Dutton, 1984), representado pela equação

$$\bar{U}(z) = \frac{u_*}{k} [\ln(z/z_0) - \psi_m] \quad , \quad (4.8)$$

onde o termo ψ_m é a integral de $(1 - \phi_m)/(z/L)$ sobre os limites de z_0/L a z/L . Logo, ψ_m é uma função de z/L . Para camada superficial estável, ψ_m é simples, sendo $(-5z/L)$, mas para a camada superficial instável a função ψ_m é mais complicada.

Resultados obtidos em experimentos de Candiota (Moraes, 2000) e em Dona Francisca (Moraes et al., 2004) foi constatado que ϕ_w e ϕ_θ são funções de z/L e ϕ_u e ϕ_v não seguem a TSMO, bem como para o experimento de Kansas. Para Candiota pode-se dizer que:

$$\phi_w = \begin{cases} 1.08(1 + 4.4|z/L|)^{-1/3}, & -2 \leq z/L \leq 0 \\ 1.08(1 + z/L), & 0 \leq z/L \leq 1 \end{cases}$$

$$\phi_\theta = \begin{cases} 3.3(1 + 11|z/L|)^{-1/3}, & -2 \leq z/L \leq 0 \\ 3.3(1 + 3.1z/L)^{-1}, & 0 \leq z/L \leq 1 \end{cases}.$$

Comparando com os resultados de Kansas, ϕ_w é menor em Candiota para regime neutro do que descrito por Dyer (1974) ou Högström (1988). Em Dona Francisca foi encontrado $\phi_w \cong 1.38$, mostrando que σ_w/u_* aumenta com o aumento da estabilidade.

A razão σ_θ/u_* apresenta ser maior em Candiota do que em Kansas. Em Dona Francisca a TSMO é capaz de descrever ϕ_θ com maior precisão, pois as grandes variações observadas nas condições próximas a neutras, podem ser explicadas considerando a escala de temperatura T_* . Contudo, condições aproximadamente neutras levam a altos valores de ϕ_θ .

4.2 Parâmetros de Intensidade da Turbulência Mecânica, Térmica e Umidade

Resultados experimentais extraídos da literatura, com relação ao desvio padrão da velocidade vertical, normalizado por u_* , indicam que σ_w/u_* segue a TSMO em termos do parâmetro de estabilidade de z/L para terrenos homogêneos. Experimentos em Kansas (Kaimal e Finnigan, 1994, Businger et al., 1971; Wyngaard e Coté, 1971) e Candiota (Moraes, 2000), apresentam valores iguais a 1,25 e 1,08, respectivamente no limite neutro. Entretanto, Panofsky e Dutton (1984) consideraram as dificuldades observacionais de σ_w e u_* em condições estáveis, pois os mesmos são pequenos e as razões são determinadas com grandes incerteza. Nieuwstadt (1984) e Smedman (1988) indicaram que para regimes de fraca estabilidade, os desvios padrões são praticamente independentes de z/L . Kaimal e Finnigan (1994) observaram que σ_w/u_* são bem comportados para a camada convectiva, exceto para as parametrizações em torno das velocidades horizontais exatamente de acordo com a análise experimental apresentada nesta dissertação para superfícies planas e homogêneas.

Em anos recentes, tem-se desenvolvido estudos visando caracterizar a turbulência atmosférica em superfícies heterogêneas. Ao invés de usar o parâmetro z/L de Monin- Obukhov para camada superficial, tem sido sugerido a utilização das variáveis de escala

local, z/h , para descrever essa função adimensional (Nieuwstadt, 1984). Da Silva (2000), mostrou que σ_w/u_* não segue a TSMO nos três regimes de estabilidade, enquanto que Magnago (2003) obteve σ_w/u_* em termos de z/L , segundo a TSMO, tanto para estratificação estável como para a estratificação instável.

Os parâmetros de intensidade da turbulência mecânica, dados por σ_u/u_* e σ_v/u_* , indicam que as flutuações horizontais em termos de u_* são possíveis, mas não como uma função de z/L (Kaimal e Finnigan, 1994). Moraes (2000), verificou que σ_u/u_* e σ_v/u_* mostram uma dispersão e variabilidade considerável dos dados quando plotados contra z/L . Pode-se dizer as funções σ_u/u_* e σ_v/u_* comparados com σ_w/u_* não obedecem a TSMO, devido aos movimentos de grande escala que não fazem escala com z , influência de σ_u e σ_v . Panofsky (1977) mostrou que a flutuação horizontal do vento na camada superficial, dada por σ_u/u_* faz escala com h/L ao invés de z/L , onde h é a altura da camada convectiva. Högström et.al (1982) não observou qualquer tendência óbvia em valores de σ_u/u_* em áreas urbanas no limite de estabilidade de $-0,2 < z/L < 0,2$, enquanto que Hogstrom e Smedman- Högström (1984) encontraram tendências

similares sobre parâmetros próximos a limites neutro sobre uma área plana costeira. Em terrenos complexos, Magnago (2003) em condições estáveis e velocidade do vento abaixo de 2ms^{-1} , σ_u/u_* e σ_v/u_* não mostram qualquer relação com o parâmetro de estabilidade z/L e com velocidade do vento acima de 2ms^{-1} , encontrou alguma dependência dos desvios padrões normalizados por z/L para a camada fracamente estável. Além disso, Kaimal et al. (1972) concluiu que σ_u e σ_v devem fazer escala com w_* e z_i em regime convectivo. Para esta classe de estabilidade, Magnago (2003) verificou que σ_u/u_* e σ_v/u_* é escalonado em termos de z_i/L . Estas funções, devem ser parametrizadas em função de w_* e z_i , pois não se consegue inferir um comportamento das razões σ_u/u_* e σ_v/u_* devido a falta de similaridade de u_* e z . Além disso, foi verificado por Founda et al. (1997) que a média dos valores das razões σ_u/u_* , σ_v/u_* e σ_w/u_* são consideradas grandes em superfícies heterogêneas do que os correspondentes valores sobre superfícies planas (Founda et al., 1997).

Resultados encontrados, em outros experimentos, estimam valores de σ_u/u_* e σ_v/u_* em torno de 2,84 e 1,92 (Teunissen, 1980) em terrenos planos, respectivamente e valores de σ_u/u_* e σ_v/u_*

iguais a 3,76 , 4,11 e 2,92, 2,06 (Bradley, 1980; Founda et al., 1997) para terrenos complexos, respectivamente. Os resultados obtidos em candiota por Moraes (2000) em regime próximo de neutro para σ_u/u_* e σ_v/u_* foram 2.78 e 2.48 e em Dona Francisca (Moraes et al., 2004) sob condições neutras foi encontrado 1.9 e 2.4, respectivamente. Monin e Yaglon (1971) sugeriram valores de 2.3 e 1.7 para σ_u/u_* e σ_v/u_* , respectivamente em condições neutras, em concordância com Mc Bean (1971). Kaimal et al.(1976) encontrou $\sigma_u/u_* \cong 1.8$ e $\sigma_v/u_* \cong 1.6$. Segundo Moraes (2000), em vista da falta de similaridade entre os espectros para diferentes posições, há uma pequena razão para esperar que σ_u/u_* e σ_v/u_* sejam funções universais.

Resultados empíricos retirados na literatura, com relação a intensidade da turbulência térmica, indicam que para terrenos homogêneos σ_θ/u_* segue a TSMO. Experimento de Kansas (Businger et al., 1971; Wyngaard and Coté, 1971) e Candiota (Moraes, 2000), mostraram que σ_θ/u_* faz escala com z/L apresentando valores iguais a 2 e 3.3, respectivamente no limite neutro. Entretanto, Nieuwstadt (1984) considerou difícil estimar σ_θ/u_* em condições estáveis, utilizando a escala local z/Λ como principal vantagem para uma

aproximação de para turbulência na camada estável. Smedman (1988) e Nieuwstadt (1984) verificaram que os desvios padrões são praticamente independentes de z/L , em regime fracamente estável.

Em anos recentes, tem-se desenvolvido estudos visando caracterizar a turbulência atmosférica em superfícies heterogêneas. Da Silva (2000) também observou que a TSMO, para camada superficial, não descreve os desvios padrões da velocidade vertical e temperatura, normalizados por u_* , para este tipo de superfície, nos três regimes de estabilidade. (Moraes et al., 2004; Magnago, 2003), mostraram que para condições de vento forte em camada estável, a razão σ_θ/u_* segue a TSMO, enquanto que para condições fracamente convectivas, a função σ_θ/u_* tem uma certa dependência com o parâmetro z_i/L . Ao invés de usar o parâmetro z/L de Monin- Obukhov para camada superficial, tem sido sugerido a utilização das variáveis de escala local, z/h , para descrever essa função adimensional (Nieuwstadt , 1986).

Muitos estudos do transporte vertical turbulento de calor latente e sensível, assumem que o perfil de temperatura potencial e umidade específica são similares (Kustas et al., 1987). Segundo Stull (1988), estes fluxos normalizados são maiores na superfície e decrescem linearmente com a altura na Camada Limite, havendo muita dispersão nos valores dos fluxos de umidade. Em superfícies homogêneas, na camada de mistura, Lenschow et al. (1980) mostrou que $\sigma_\theta^2/\theta_*^2$ e

$\frac{\sigma_q^2}{Q_*^2}$ (parâmetro de escala Q_* para umidade definido da mesma forma que θ_*) tem perfil similar e segue a mesma distribuição vertical observado por Kaimal et al., 1976 no limite de $0,1z_i < z < 0,5z_i$ (Kaimal e Finnigan, 1994).

4.3 Coeficientes de Correlação do Fluxo de Calor Sensível, Calor Latente e Momentum

Resultados do coeficiente de correlação do fluxo de calor sensível, dado por $\frac{\overline{w'\theta'}}{\sigma_w\sigma_\theta}$, mostram-se semelhantes aos de outros pesquisadores, em superfícies homogêneas (Kaimal e Finnigan, 1994; Moraes, 2000). Fluxos turbulentos em casos homogêneos tem sido facilmente investigados, pelo menos do ponto de vista teórico e as parametrizações da TSMO são bem aceitas. Porém, em superfícies heterogêneas requer uma teoria de similaridade que interprete melhor o comportamento dos fluxos. Para isso, redefinições das formulações de similaridade são feitas segundo uma hipótese de similaridade local, principalmente em condições convectivas, que parece ser insensível as inhomogeneidades do terreno (Grant, 1991; Tampieri et al., 2002).

Em terrenos complexos e condições estáveis, o comportamento de $\overline{w'\theta'}$, como mostrado por outros pesquisadores (Mahrt, 1999), decresce até atingir um valor mínimo de $\frac{z}{L}$ para valores mais próximos de zero, e depois volta a crescer até se tornar praticamente nulo. Segundo (Moraes et al., 2004), na camada da superfície

fracamente estável, o fluxo de calor sensível aumenta com estabilidade e alcança um máximo a um valor que depende do nível das observações. Baseado em dados de próximo à superfície, este valor é assumido como 0.1 (Mahrt et al., 1998). de acordo com Acevedo e Fitzjarrald (2003), o aumento deste fluxo de calor descendente está devido a ventos fortes que podem misturar o ar mais fundo na camada fracamente estável.

Porém, em condições convectivas, indica uma tendência de crescimento de $\overline{w'\theta'}$ com a instabilidade (Magnago, 2003). Na maioria dos casos, há um espalhamento nos dados em decorrência dos efeitos topográficos da superfície.

O fluxo de calor latente, na literatura tem a mesma variação do fluxo de calor sensível, sendo positivos em condições diurnas, transportando-se verticalmente para cima e negativos, transportando-se verticalmente para baixo, em condições noturnas (Stull, 1988). Muitos estudos do transporte vertical turbulento de calor latente e sensível assumem que o perfil de temperatura potencial e umidade específica são similares (kustas et al, 1987). Segundo Stull, estes fluxos normalizados são maiores na superfície e decrescem linearmente com a altura na Camada Limite, havendo muita dispersão nos valores dos fluxos de umidade. Em condições próximas a neutra, $\overline{w'q'}/\sigma_w\sigma_q$ varia relativamente pouco com altura a menos da metade da Camada Limite e após decresce com valor médio de 0,36 (Grant, 1991).

Resultados na literatura consideram que o fluxo de momentum é mais difícil de se ajustar aos efeitos de terreno, pois este depende das

flutuações horizontais. O coeficiente de correlação, dado por $\overline{w'u'}/\sigma_u\sigma_w$, segundo o experimento de Kansas, possui uma boa relação de similaridade com Monin- Obukhov em terrenos homogêneos (Kaimal e Finnigan, 1994). Em superfícies complexas, observações em regime estável são limitadas especialmente sob condições de vento fraco (Sharan et al., 2003). (Moraes et al., 2004) diz que nestas mesmas condições de estabilidade e vento, $\overline{w'u'}/\sigma_u\sigma_w$ não obedece a TSMO. (Moraes et al., 2004; Magnago, 2003) obtiveram resultado semelhante ao fluxo de calor sensível, ou seja, com velocidade do vento menor que 2ms^{-1} , não registrou nenhum comportamento distinguível em termos do parâmetro de estabilidade. O fluxo de momentum é pequeno para o todo o limite de z/L e, quando a velocidade do vento excede 2ms^{-1} , a magnitude do fluxo é maior para condições menos estáveis. Entretanto, para condições convectivas, $\overline{w'u'}/\sigma_u\sigma_w$ cresce com a instabilidade, com um pequeno espalhamento dos dados, sendo parametrizado por z/L (Magnago, 2003).

CAPÍTULO 5

DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL

Os dados apresentados neste trabalho fazem parte de campanhas experimentais realizadas pela equipe do laboratório de micrometeorologia (L μ met) nos sítios de Nova Roma do Sul, Paraíso do Sul e Santarém, englobando diferentes condições topográficas.

5.1 Descrição Experimental dos Sítios

5.1.1 Sítio Experimental de Nova Roma do Sul

O sítio de Nova Roma do Sul ($29^{\circ} 01' 22''$ S, $51^{\circ} 26' 38''$ W, 600m), situa-se em uma área montanhosa no Sul do Brasil (Serra Geral). Ao contrário dos sítios de Paraíso do Sul e Santarém, a superfície é caracterizada como terreno complexo. A torre micrometeorológica localiza-se na região de São Roque, fixada na borda do vale do Rio das Antas. As figuras (5.1) e (5.2), mostram a topografia heterogênea do sítio experimental de Nova Roma do Sul. Na figura (5.1) o símbolo branco representa o local onde encontra-se a torre micrometeorológica. Além disso, o mapa mostra a latitude (eixo x) e longitude (eixo y) da região que se localiza o sítio experimental.

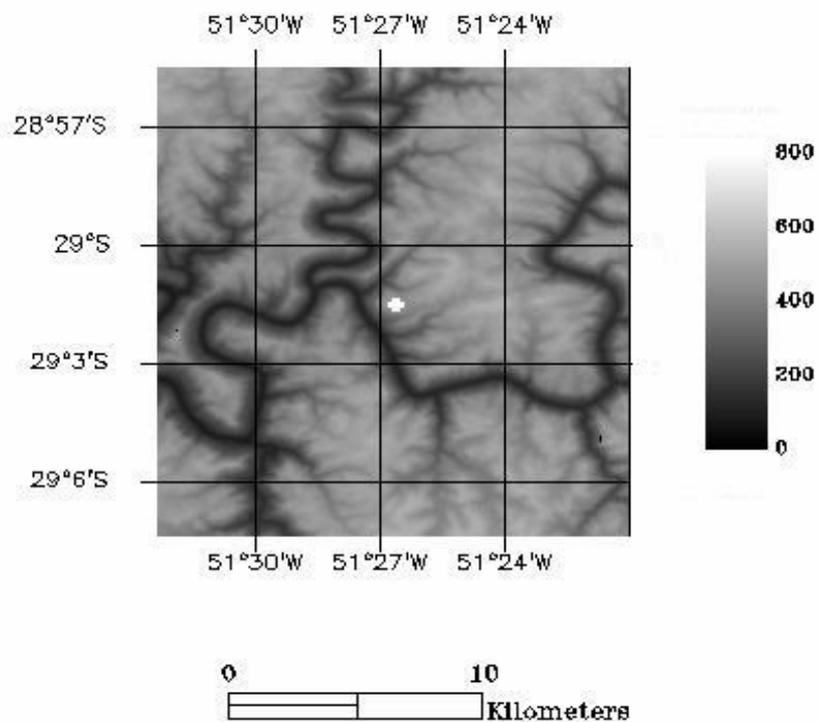


FIGURA 5.1: Mapa topográfico do sítio experimental de Nova Roma do Sul

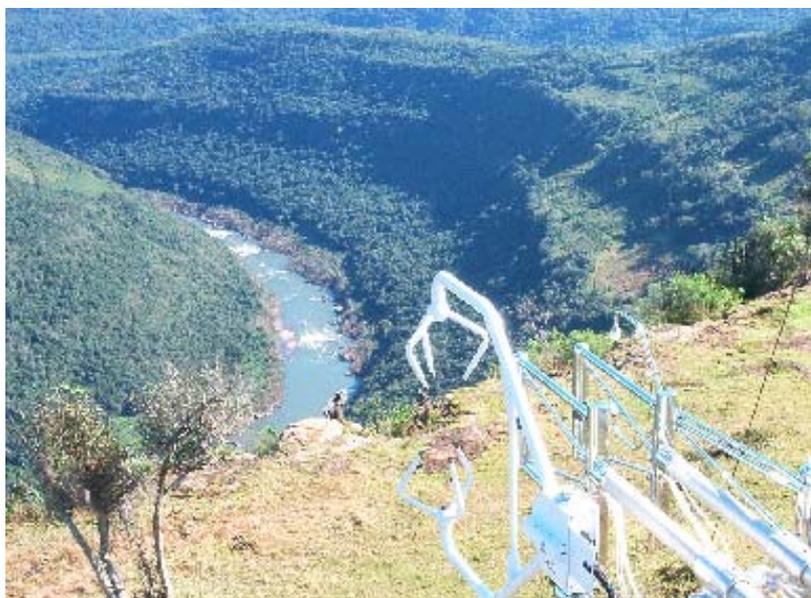


FIGURA 5.2: Foto da topografia do sítio experimental de Nova Roma do Sul

As medidas foram realizadas no inverno. Nesta estação, Nova Roma do Sul caracterizou-se por ser uma região muito chuvosa, afetando na coleta dos dados brutos. Na coleta dos dados brutos ocasionou um problema que pode ter acontecido devido a três fatores:

- a falta de calibração dos equipamentos, havendo somente uma durante este período do ano;
- o excesso de umidade pode ter afetado o sensor KH20, ocasionando possíveis erros na medida de umidade;
- falta de energia levando a uma não comunicação entre o Datalogger e o computador.

Contudo, buscou-se obter medidas de turbulência atmosférica sobre diferentes condições de estabilidade (instável, neutra e estável).

A campanha experimental foi realizada entre os dias 177 e 202 do calendário Juliano (25/06/02 a 20/07/02), sendo aproveitado, para este estudo, somente 12 dias. Os 12 dias de dados analisados se dividiram em dias inteiros (177, 180, 184, 185, 186 e 190, 191 e 192) e nos dias parciais 178 (das 00:00 até 10:30), 181 (das 00 até 5:30), 187 (das 00:00 até 15:30) e 189 (das 15:00 até 23:30). Os arquivos utilizados são de resolução de 10 Hz, com períodos de 30 minutos cada um deles. Médias de 30 minutos para as variáveis de velocidade do vento nas três direções, temperatura e umidade foram calculadas e, posteriormente as variáveis turbulentas para quantificar os fluxos de calor sensível, latente e momentum.

Os dados analisados foram coletados pela torre micrometeorológica de 15m de altura, onde utilizou-se sensores de

resposta rápida (10Hz) para realizar as medidas de turbulência. Dentre os equipamentos da torre, os sensores usados para a realização deste estudo, foram um anemômetro sônico 3D(CAMPBELL) e um higrômetro de Krypton (KH20). Ambos encontram-se na torre em um nível de 5m. A figura (5.2), mostra os sensores citados acima, utilizados no sítio experimental de Nova Roma do Sul.



FIGURA 5.3: Foto do Anemômetro sônico 3D (CSAT3-CAMPBELL) e higrômetro de Krypton (KH20) ao lado do anemômetro sônico 3D.

5.1.2 Sítio Experimental de Santarém

As três torres de fluxos do projeto LBA-ECO (floresta primária, sítio seletivo de extração de madeira e pastagem) na região de Santarém, estão localizadas no município de Belterra, próximo a

confluência dos rios Amazônia e Tapajós. A torre micrometeorológica, onde foi analisados os dados, localiza-se em Santarém (2^o25'S, 54^o43' W, 170m) no estado do Pará, em uma área de pastagem. Esta região é uma superfície plana e praticamente homogênea. Nesta localidade, aproximadamente 13 anos atrás, uma floresta original foi clareada e o solo foi transformado em pastagem. Há dois anos atrás, plantações de arroz e soja estão rapidamente substituindo a pastagem ao redor de Santarém. Atualmente, nos municípios de Santarém e Belterra, na parte oeste do estado do Pará, 18.000 ha foram convertidos em campos de arroz e soja de 1998 até 2002. As figuras (5.4) e (5.5) mostram a topografia homogênea do sítio experimental de Santarém no período da pastagem:

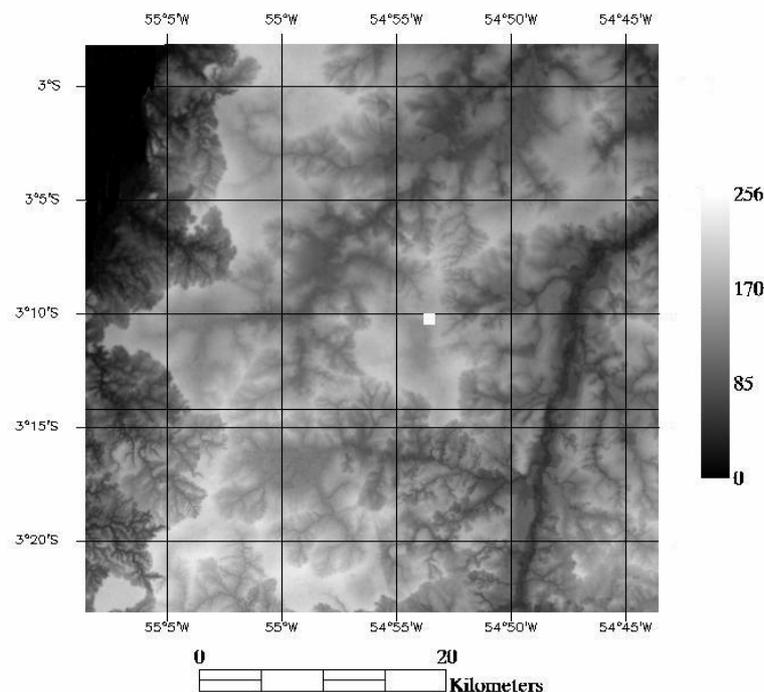


FIGURA 5.4: Mapa topográfico do sítio experimental de Santarém.



FIGURA 5.5: Foto da topografia do sítio experimental de Santarém.

As medidas usadas neste trabalho foram realizadas na primavera, em uma estação seca, devido a uma baixa precipitação nesta época do ano. Além disso, essas condições climáticas resultaram em um maior fluxo de calor sensível e, conseqüentemente, um baixo fluxo de calor latente no sítio de Santarém. Entretanto, buscou-se obter medidas de turbulência atmosférica em condições de estabilidade estável, neutra e instável.

No sítio experimental de Santarém as medidas são contínuas e os dados extraídos, para realização deste trabalho, fazem parte do projeto LBA- ECO. Os dados brutos utilizados compreendem os dias 274 a 279 do calendário Juliano (01/10/01 a 06/10/01). Os arquivos utilizados são de resolução de 10 Hz, com períodos de 30 minutos

cada um deles. Dados de velocidade do vento nas três direções, temperatura e umidade são fornecidos pelos arquivos brutos. Médias de 30 minutos para estas variáveis foram calculadas e, posteriormente as variáveis turbulentas para quantificar os fluxos de calor sensível, latente e momentum.

Os dados analisados foram coletados pela torre micrometeorológica de 20m de altura, sendo utilizado sensores de resposta rápida de 10Hz para realizar as medidas de Turbulência. Os equipamentos usados para a realização deste trabalho é um anemômetro sônico 3D (Applied Technologies, Inc, SATI/3K) e um analisador de gás infravermelho (IRGA, Licor 6262), ambos em um nível de 9m, conforme as figuras (5.6) e (5.7) da página seguinte:

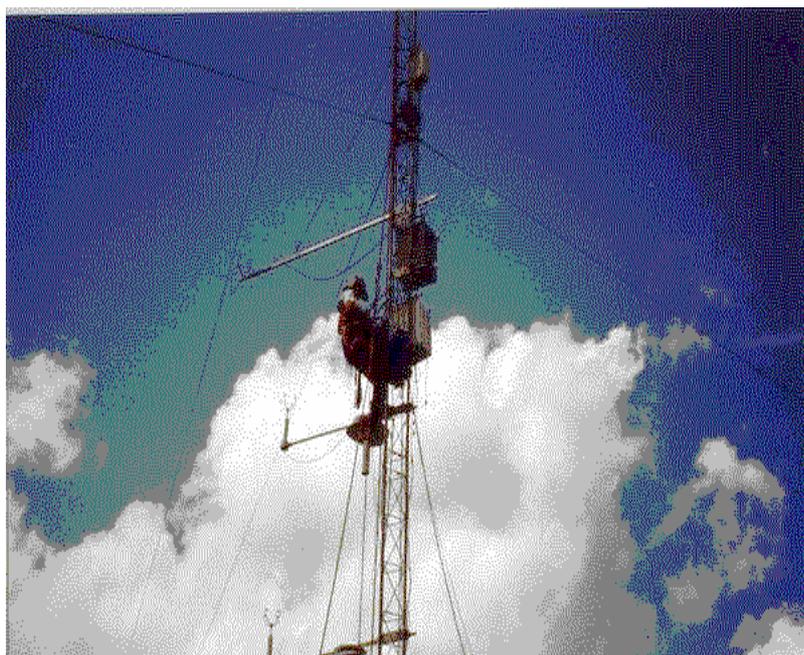


FIGURA 5.6: Foto do Anemômetro sônico 3D (SATI/3K)



FIGURA 5.7: Foto do analisador de gás infravermelho (Licor 6262)

5.1.3 Sítio Experimental de Paraíso do Sul

Recentemente, no ano de 2003, o L μ met, está desenvolvendo um projeto do INPE (CT- HIDRO) com observações micrometeorológicas contínuas no município de Paraíso do Sul ($29^{\circ} 44' S$, $53^{\circ} 8' 59.9'' W$, 42m) situado na região Sul do Brasil. A torre está localizada perto do Rio Jacuí, em uma área de cultivo de arroz. Esta superfície é considerada um terreno plano e praticamente homogêneo, também satisfazendo a condição de homogeneidade horizontal. As figuras (5.8) e (5.9) representam a topografia da superfície homogênea do sítio de Paraíso do Sul:

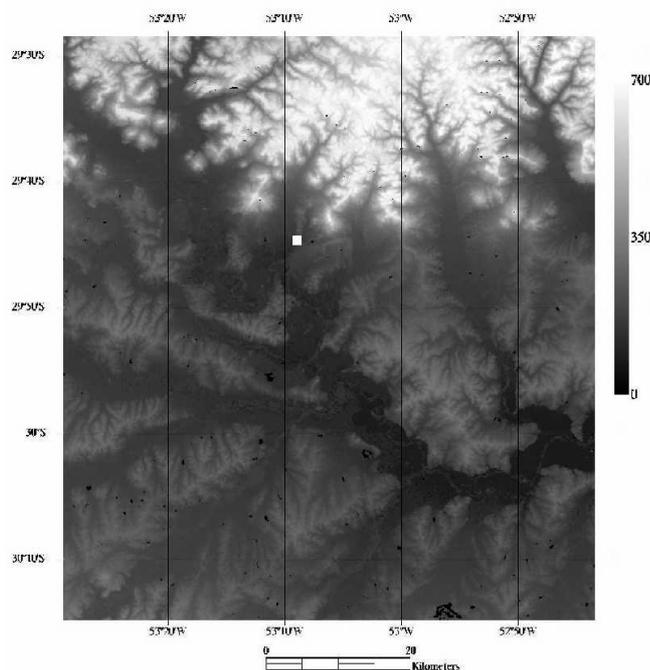


FIGURA 5.8: Mapa topográfico do sítio experimental de Paraíso do Sul.



FIGURA 5.9: Foto da topografia do sítio experimental de Paraíso do Sul.

As medidas foram realizadas no inverno, estação muito chuvosa. Durante esta época do ano, no local onde a torre foi instalada, a superfície esteve praticamente todo o período alagada, influenciando nos fluxos de calor sensível e latente. O fluxo de calor sensível é menor do que o fluxo de calor latente durante o período de coleta dos dados, pois a superfície estava muito úmida.

Neste sítio, os dados brutos utilizados compreendem os dias 182 a 212 do calendário Juliano (1/07/03 a 30/07/03), sendo aproveitado somente 12 dias. Entretanto, buscou-se obter medidas da Turbulência atmosférica em condições estável, neutra e instável. Os 12 dias de dados analisados foram dias inteiros. Os arquivos utilizados são de

resolução de 16 Hz, com períodos de 30 minutos cada um deles. Médias de 30 minutos para as variáveis de velocidade do vento nas três direções, temperatura e umidade foram calculadas e, posteriormente as variáveis turbulentas para quantificar os fluxos de calor sensível, latente e momentum.

Os dados analisados foram coletados pela torre micrometeorológica de 8m de altura, onde utilizou-se sensores de resposta rápida (16Hz) para realizar as medidas de Turbulência. Os equipamentos da torre usados para correlações turbulentas é um anemômetro sônico 3D (CAMPBELL), um analisador de gás Infravermelho (Licor 3662- OPEN PATH), ambos no topo da torre, conforme a figura (5.10) da próxima página:



FIGURA 5.10: Foto do anemômetro sônico 3D (CAMPBELL) e analisador de gás infravermelho de caminho aberto (Licor 3662 - OPEN PATH)

O sensor, anemômetro sônico 3D (CAMPBELL) é o mesmo do sítio experimental de Nova Roma do Sul (Figura 5.1). Entretanto, o equipamento para medir o vapor d'água é um analisador de gás infravermelho parecido com o de Santarém, o que difere entre eles é o modelo. Santarém (Licor 6262) e Paraíso do Sul (Licor 3662- OPEN PATH).

5.2 Descrição dos Equipamentos

Os anemômetros sônicos estão no centro de qualquer sistema de covariância turbulenta. Medidas destes baseiam-se no atraso do pulso em relação ao vento. Para instrumentos de covariância, a precisão e resposta rápida são mais importantes do que a exatidão, desde que o valor médio seja removido.

Dois tipos de anemômetros são usados nas torres dos sítios de Nova Roma, Santarém e Paraíso do Sul, como mostram as figuras (5.3, 5.6 e 5.10). O anemômetro sônico 3D (modelo CSAT3-CAMPBELL), instalado nas torres de Nova Roma do Sul e Paraíso do Sul, mede a velocidade do vento e a velocidade do som ao longo dos três eixos não ortogonais. As velocidades do vento são, então, transformadas em componentes ortogonais u , v e w . Além disso, a velocidade e direção do vento, as flutuações vertical e horizontal do vento, bem como, as flutuações de temperatura são computadas. O limite de temperatura é de -30°C até 50°C . O anemômetro sônico 3D fornece temperatura diretamente, depois de determinar a velocidade do som.

Em um anemômetro 1D, o principal problema nas medidas de temperatura é que a mesma é coletada usando um termopar do tipo (FW05 e FWC- L35) que está no corpo do anemômetro sônico. O Termopar trabalha como um filtro de alta passagem com uma diferença de frequência que depende do aquecimento proveniente da radiação. Então, por exemplo, esta medida depende das condições de nebulosidade do dia (Sakai, 2000).

Outro anemômetro sônico 3D, usado no experimento de Santarém, é o SATI/ 3K . Este, mede as três componentes do vento (u , v e w) e a temperatura sônica. A temperatura sônica, que depende da velocidade do som, é designada como temperatura virtual (Kaimal e Finnigan, 1994). Este anemômetro sônico processa fatores de correção e filtragem para evitar ruídos de alta frequência.

Os equipamentos CSAT3 e SATI/3K são anemômetros cuja exatidão é de $\pm 0.05 \text{ ms}^{-1}$ e 0.1% rms, respectivamente. Os dados podem ser amostras com frequências maiores que 10Hz. Para o caso do CSAT3, em Nova Roma do Sul e Paraíso do Sul, e o SATI/3K, em Santarém, a resolução foi de uma constante de tempo de 0,1s, apropriada para medidas de Turbulência.

Os higrômetros de resposta rápida, utilizados nos experimentos (Nova Roma do Sul, Paraíso do Sul e Santarém) são diferentes entre si. O Higrômetro de Krypton, modelo KH20- CAMPBELL, mede a umidade específica. Esta medida é baseada na absorção do vapor d'água na banda ultravioleta (116.49 e 123.58 nm). Este sensor encontra-se na torre de Nova Roma do Sul, sendo calibrado em 3 diferentes valores de vaporização. A calibração mais adequada é

escolhida de acordo com o terreno que está sendo usado para coleta de dados. O KH20 não funciona em condições de forte umidade.

No sítio experimental de Santarém, o sensor é o LICOR- 6262, um instrumento que mede somente o vapor d'água e a concentração de CO₂ na banda do infravermelho (4.26 μ m para CO₂ e 2.59 μ m para H₂O). Em Paraíso do Sul, o higrômetro é também um analisador de gás infravermelho, mas é considerado um instrumento de caminho aberto, ao contrário do Licor- 6262 que é de caminho fechado. A exatidão do Licor- 6262 é 0.3 ppm a 350 ppm para o CO₂, e 2% de rms para o vapor d'água. A constante de tempo dos higrômetros de resposta rápida é de 0.1s para os três sítios experimentais.

Medidas de concentração de vapor d'água através dos sensores descritos acima são importantes não somente para estudos sobre ciclos hidrológicos, mas também para estimar o fluxo de calor latente lançado por superfícies com vegetação. Sakai (2000) fez uma comparação relatando que os instrumentos de caminho aberto, a medida é feita “in situ” e, os de caminho fechado, uma amostra de ar é bombeada através de um tubo para um sensor. Além disso, em baixas frequências os valores do vapor d'água para Licor- 6262 são um pouco maiores do que os valores da umidade específica de KH20. Em frequências altas, o inverso é observado.

Comparando o SATI/3K com CSAT3, o anemômetro sônico SATI/3K minimiza os erros de distorção do escoamento nos três eixos. Pela separação dos 3 eixos, interferências mútuas entre os transdutores e suportes das três componentes são reduzidas para um nível negligenciável. A separação dos eixos vertical e horizontal

impõe um limite mínimo na altura (10m e acima) em que o SATI/3K pode ser operado com confiança.

Outra fonte de erro é a distorção do escoamento devido à presença de obstáculos. O escoamento que surge atrás do sônico (ângulo azimutal de 180^0) é afetado por causa das ondas geradas pelo próprio instrumento e pela estrutura da torre (Wyngaard, 1988). O fluxo de momentum é especialmente sensível aos erros de nivelamento (Kaimal e Haugen, 1969). $\overline{w'\theta'}$ e $\overline{w'u'}$ não são afetados quando o ângulo azimutal da velocidade do vento é em torno de 60^0 , mas estes são afetados quando a direção do vento provém da parte anterior do sônico.

Sobre terrenos complexos, o nivelamento de $0,1^0$ é preferencialmente escolhido, semelhante a terrenos homogêneos. Em terrenos complexos, Kaimal e Finnigan (1994) recomendam a rotação 3D.

Além disso, os problemas surgidos nas medidas dos fluxos, quando os instrumentos não são cuidadosamente nivelados, ocorrem no momento em que as quantidades, como vetor velocidade ou fluxos, são medidas em uma referente estrutura que não coincide com a das equações usadas para analisar estes fluxos. Um caso mais familiar de fluxos homogêneos sobre superfícies planas descritos em coordenadas cartesianas, tais dificuldades não ocorrem. Na maior parte dos escoamentos complexos, nós devemos estar a par das dificuldades e lidar com elas. Porém, duas diferentes estratégias podem ser adotadas para evitar este problema:

- A primeira é escolher um conjunto de eixos que serão usados para interpretar as medidas, então alinhar atenciosamente todos os instrumentos com a direção local destes eixos;
- A segunda escolha é deixar o fluxo na direção das coordenadas. Por exemplo, \mathcal{X} pode ser tomado na direção do vetor vento médio local, dado por \bar{u} .

5.3 Análise de Dados

Foi desenvolvido um Programa em Splus 2000 para analisar os dados brutos das séries temporais de 30 minutos nos três sítios experimentais. O objetivo do programa é calcular os fluxos turbulentos de calor sensível, calor latente e momentum, os parâmetros micrometeorológicos relevantes a este trabalho.

Em seguida, calcula-se a parte média e turbulenta das variáveis, a variância, desvio padrão, vento médio e direção do vento. O programa calcula a direção do vento médio e a direção do vento pelas relações:

$$\bar{U} = \left(\bar{u}^2 + \bar{v}^2 \right)^{1/2} \quad \text{e} \quad \theta = \frac{\bar{v}}{\bar{u}}$$

onde u e v representam a parte média das componentes longitudinal e transversal do vento.

Com isso, para minimizar o efeito de alinhamento horizontal e topografia é feita uma rotação em 3D, a fim de que o vento médio coincida com a componente longitudinal u do vento, forçando o \bar{w} ser

igual a zero (Mc Millen, 1988; Kaimal and Finnigan, 1994; Sakai, 2000). A partir deste procedimento, o programa calcula novamente as grandezas estatísticas, valor médio e turbulento, variância, desvio padrão, vento médio e direção do vento da série rotada.

Após, foram quantificados os seguintes parâmetros micrometeorológicos: u_* , T_* , q_* , ECT , L , σ_u/u_* , σ_v/u_* , σ_w/u_* , σ_θ/T_* , σ_q/q_* , $\overline{w'u'}/\sigma_u\sigma_w$, $\overline{w'\theta'}/\sigma_\theta\sigma_w$ e $\overline{w'q'}/\sigma_q\sigma_w$. Foi criada uma matriz de saída com os resultados destes parâmetros, dos fluxos turbulentos de calor sensível, calor latente e momentum, vento médio e direção do vento, após a rotação 3D. Esse arquivo de saída foi enviado a um diretório no computador e salvo em txt para todos os sítios experimentais.

CAPÍTULO 6

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo, serão mostrados os resultados obtidos com relação aos parâmetros de intensidade da turbulência, bem como os coeficientes de correlação dos fluxos turbulentos de calor, umidade e momentum em termos dos parâmetros de estabilidade de Monin-Obukhov. Além disso, deve-se ressaltar que em condições convectivas, não pôde ser identificado o estado de convecção livre para a maioria dos casos, devido ao fato de que z/L está limitado em -0,8 nos três sítios experimentais (Nova Roma do Sul, Paraíso do Sul e Santarém).

6.1 Desvio Padrão da Velocidade Vertical normalizado pela Velocidade de Atrito

Neste trabalho, as figuras 6.1 e 6.2 (a até c) mostram a razão σ_w/u_* nos sítios de Nova Roma do Sul, Paraíso do Sul e Santarém. É observado que nos sítios de Paraíso e Santarém, nos quais as superfícies são quase homogêneas, o espalhamento dos dados é pequeno. Este fato, indica que a TSMO é adequada para parametrizar σ_w/u_* nestas localidades. A média dos valores de σ_w/u_* , em regime neutro, é aproximadamente 1,33, 0,97 e 1,92 para Paraíso do Sul, Santarém e Nova Roma do Sul, respectivamente. Os dados de Nova

Roma indicam que o comportamento de σ_w/u_* não é satisfatoriamente representado pelo parâmetro de estabilidade, apresentando espalhamento dos dados, principalmente em regime estável. Neste caso, pode-se dizer que σ_w/u_* não segue a TSMO e o parâmetro z/L não é adequado para este tipo de sítio.

Em condições convectivas, a forma da função σ_w/u_* para o sítio de Santarém tem um comportamento condizente com a literatura como é sugerido por Kaimal e Finnigan, 1994. Em condições de convecção livre, quando $z/L \leq -3$, o limite assintótico da razão σ_w/u_* é aproximadamente igual a 2,7, estando em concordância com Kansas. No caso de Paraíso, a forma da função é praticamente linear com o decréscimo de z/L , não podendo ser encontrado o seu valor assintótico, uma vez que z/L está limitado em -0,8.

Em condições estáveis, observa-se que σ_w/u_* para os sítios de Paraíso e Santarém, aumenta com a estabilidade, isto é, quando z/L cresce. À medida que z/L aumenta, verifica-se um espalhamento dos dados, não definindo satisfatoriamente o perfil da função adimensional σ_w/u_* . O máximo valor de z/L resultante destes conjuntos de dados experimentais é pequeno, em torno de 0,7, resultando em uma camada fracamente estável para ambos os dois sítios experimentais.

A seguir serão mostrados os gráficos originais de σ_w/u_* que correspondem as figuras (6.1a), (6.1b) e (6.1c) e os gráficos referente a média de blocos desta grandeza, como mostram as figuras (6.2a), (6.2b) e (6.2c). No lado direito de cada gráfico são apresentados

símbolos que significam os dias julianos (citados no capítulo 5) nos quais os dados foram analisados, para os três sítios experimentais.

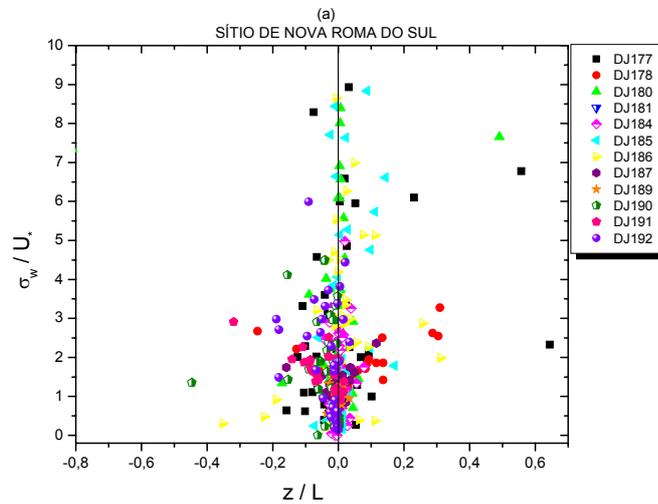


FIGURA 6.1a: Desvio padrão da velocidade vertical, normalizado pela velocidade de atrito, em termos de z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.

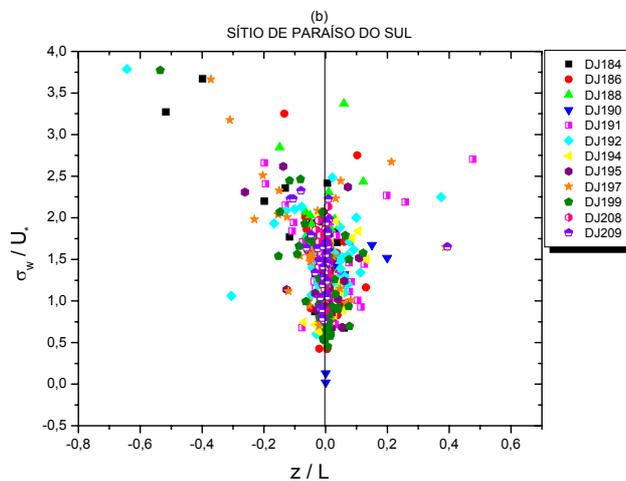


FIGURA 6.1b: Desvio padrão da velocidade vertical, normalizado pela velocidade de atrito, em termos de z/L para o sítio de Paraíso do Sul.

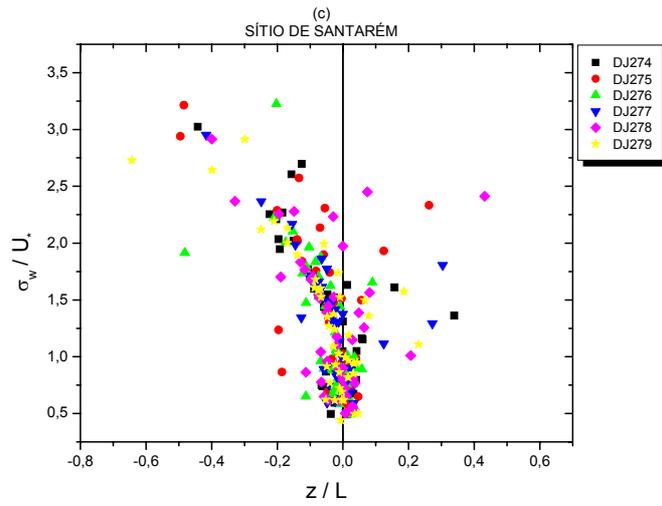


FIGURA 6.1c: Desvio padrão da velocidade vertical, normalizado pela velocidade de atrito, em termos de z/L para o sítio de Santarém.

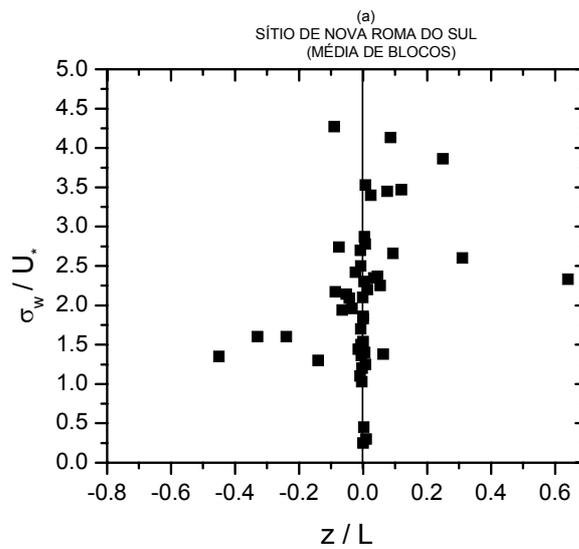


FIGURA 6.2a: Média de blocos do desvio padrão da velocidade vertical, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.

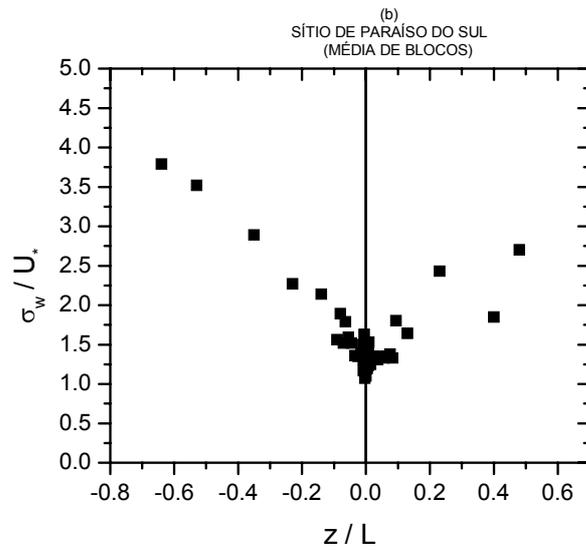


FIGURA 6.2b: Média de blocos do desvio padrão da velocidade vertical, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L para o sítio de Paraíso do Sul.

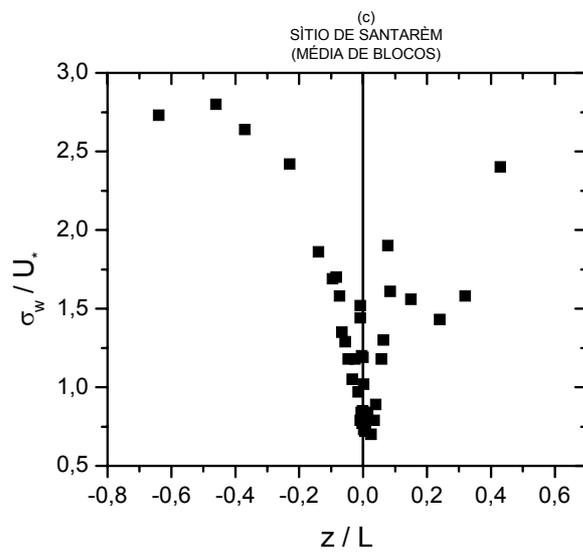


FIGURA 6.2c: Média de blocos do desvio padrão da velocidade vertical, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L para o sítio de Santarém.

6.2 Desvios Padrões das Velocidades Longitudinal e Transversal normalizados pela Velocidade de Atrito

As figuras que se referem aos gráficos originais e a média de blocos de σ_u/u_* e σ_v/u_* não serão apresentadas. Entretanto, com o propósito de se ter uma melhor interpretação do comportamento de σ_u/u_* e σ_v/u_* foi necessário fazer os gráficos com a escala logarítmica de z/L , representados pelas figuras 6.3 a 6.6 (a até c) para os três sítios experimentais. Em superfície homogênea, como é o caso de Paraíso do Sul e Santarém, é possível identificar um comportamento similar indicado por Kaimal e Finnigan (1994) e Moraes (2000) das funções σ_u/u_* e σ_v/u_* . Entretanto, quando parametrizadas por z/L em Nova Roma do Sul, cujo terreno é complexo, as funções adimensionais não obedecem a TSMO.

No limite neutro, os valores de σ_u/u_* são em torno de 3,34, 1,91 e 3,52 em Paraíso do Sul, Santarém e Nova Roma do Sul, respectivamente. Para σ_v/u_* , os valores são aproximadamente iguais a 2,64, 1,97 e 2,75, nos três sítios, respectivamente. Nestas condições, a magnitude dos desvios padrões horizontais, normalizados por u_* , são menores para as superfícies homogêneas do que em superfície heterogênea, confirmando os resultados encontrados na literatura.

Em condições convectivas, ao contrário de Nova Roma do Sul, nos sítios de Paraíso do Sul e Santarém, obteve-se um comportamento das funções em termos de z/L . Em Paraíso do Sul, σ_u/u_* cresce lentamente com a instabilidade, com um pequeno espalhamento até

$z/L \cong -0,1$ e após, isto é, para $z/L < -0,1$ cresce mais acentuadamente. A razão σ_v/u_* cresce lentamente com a instabilidade até $z/L \cong -0,01$ e a seguir cresce acentuadamente, praticamente de uma forma linear.

No sítio de Santarém as funções σ_u/u_* e σ_v/u_* , e ainda para o convectivo, crescem com a instabilidade. Mas, em σ_u/u_* verificou-se um menor espalhamento em comparação com σ_v/u_* . A razão σ_u/u_* apresentou um comportamento melhor em termos dos parâmetros de similaridade de Monin- Obukhov. Em condições de convecção livre, quando $z/L \leq -3$, o limite assintótico das razões σ_u/u_* e σ_v/u_* em Paraíso do Sul são menores do que em Santarém.

Em condições estáveis, a TSMO funciona na parametrização de σ_u/u_* e σ_v/u_* tanto no sítio de Paraíso do Sul como do sítio de Santarém, ao contrário do sítio de Nova Roma, em que há uma dispersão considerável dos dados. Em Paraíso do Sul, σ_u/u_* cresce praticamente de forma constante em uma camada fracamente estável até $z/L \cong -0,1$ e após este valor de z/L , a razão σ_u/u_* aumenta mais acentuadamente, com espalhamento considerável dos valores de σ_u/u_* . Porém, o comportamento de σ_v/u_* foi muito satisfatório, crescendo com o aumento da estabilidade, sem a ocorrência de dispersão. Já, para o sítio de Santarém, a forma da função σ_u/u_* cresce com a estabilidade, ocorrendo um pequeno espalhamento. Com relação a σ_v/u_* a dispersão foi bem maior, com uma leve tendência de crescimento com a estabilidade.

Nestas condições de estabilidade, em superfícies homogêneas, os resultados indicam que o comportamento de σ_v/u_* foi melhor em Paraíso do Sul do que em Santarém. Em contrapartida, σ_u/u_* mostrou ser mais satisfatório em Santarém. Os valores médios em Santarém destas funções adimensionais foram menores do que para os demais sítios experimentais.

Nas figuras 6.3 a 6.6 (a até c), a seguir serão mostrados os resultados obtidos de σ_u/u_* e σ_v/u_* , nos sítios de Nova Roma do Sul, Paraíso do Sul e Santarém, em escala logarítmica.

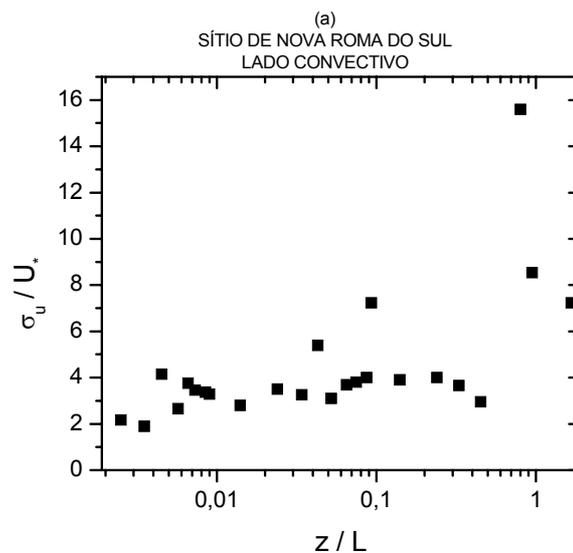


FIGURA 6.3a: Desvio padrão da velocidade longitudinal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime convectivo, para o sítio de Nova Roma do Sul.

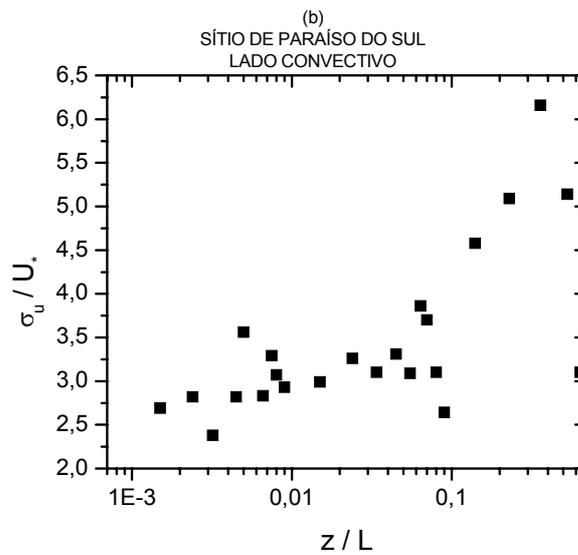


FIGURA 6.3b: Desvio padrão da velocidade longitudinal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime convectivo, para o sítio de Paraíso do Sul.

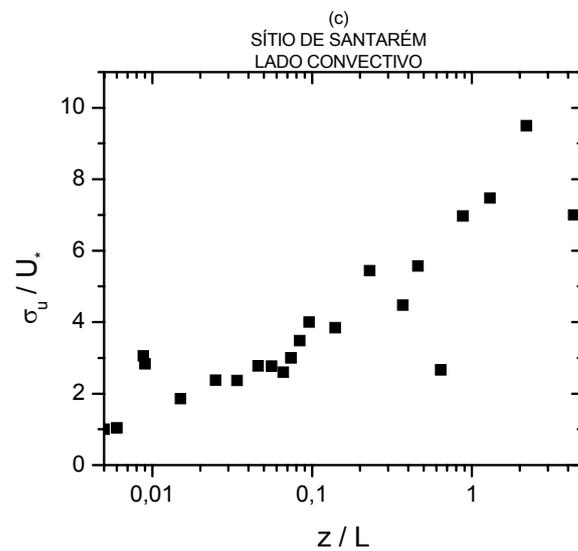


FIGURA 6.3c: Desvio padrão da velocidade longitudinal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime convectivo, para o sítio de Santarém.

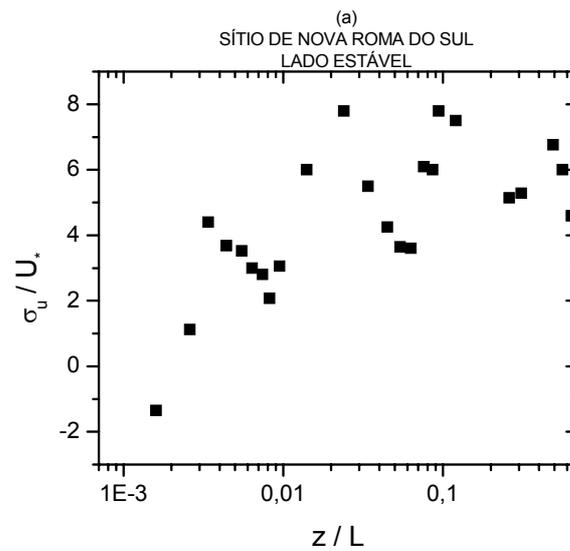


FIGURA 6.4a: Desvio padrão da velocidade longitudinal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime estável, para o sítio de Nova Roma do Sul.

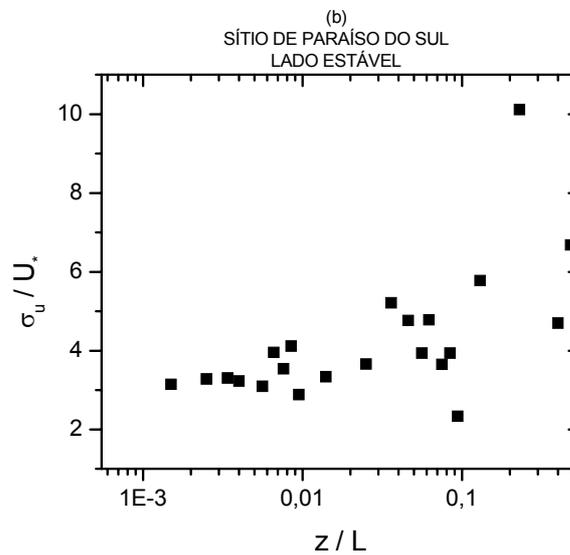


FIGURA 6.4b: Desvio padrão da velocidade longitudinal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime estável, para o sítio de Paraíso do Sul.

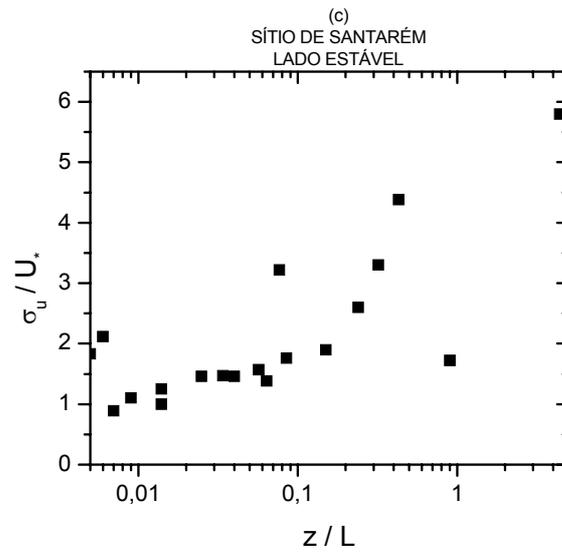


FIGURA 6.4c: Desvio padrão da velocidade longitudinal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime estável, para o sítio de Santarém.

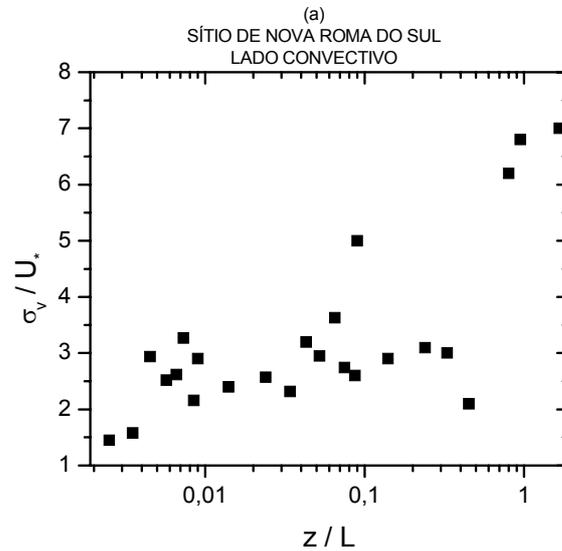


FIGURA 6.5a: Desvio padrão da velocidade transversal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime convectivo, para o sítio de Nova Roma do Sul.

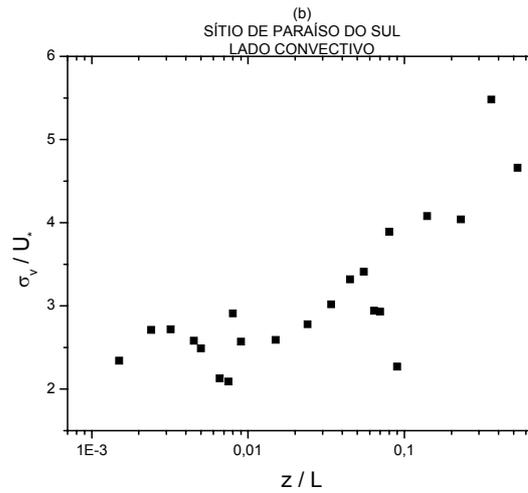


FIGURA 6.5b: Desvio padrão da velocidade transversal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime convectivo, para o sítio de Paraíso do Sul.

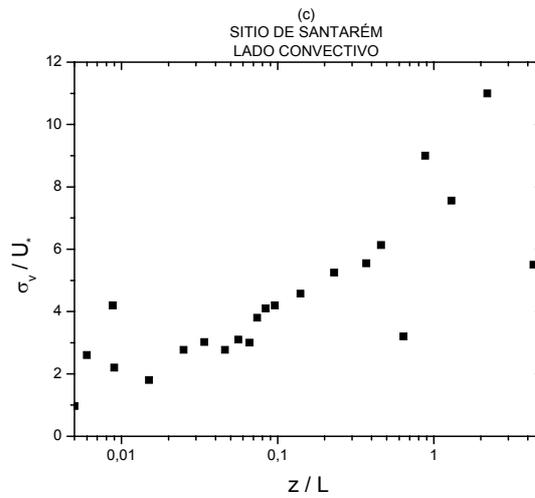


FIGURA 6.5c: Desvio padrão da velocidade transversal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime convectivo, para o sítio de Santarém.

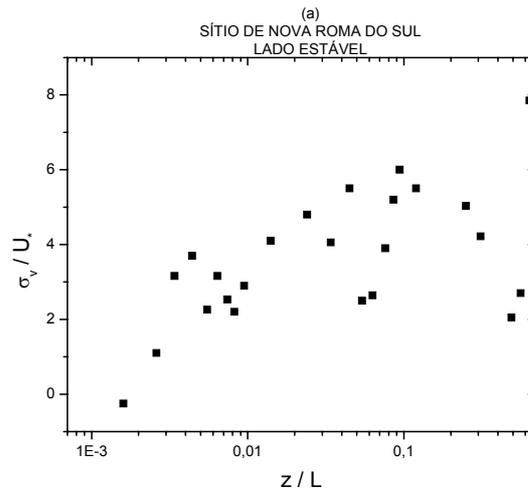


FIGURA 6.6a: Desvio padrão da velocidade transversal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime estável, para o sítio de Nova Roma do Sul.

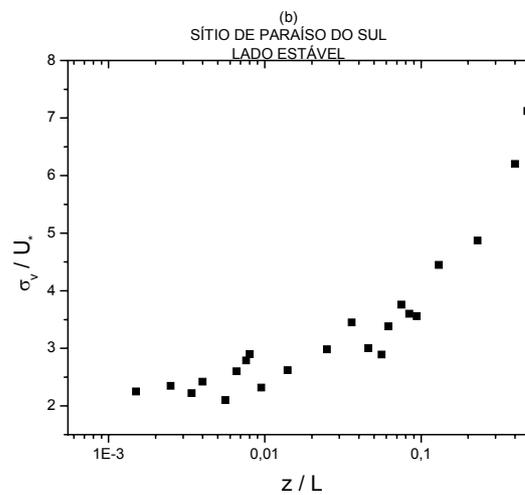


FIGURA 6.6b: Desvio padrão da velocidade transversal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime estável, para o sítio de Paraíso do Sul.

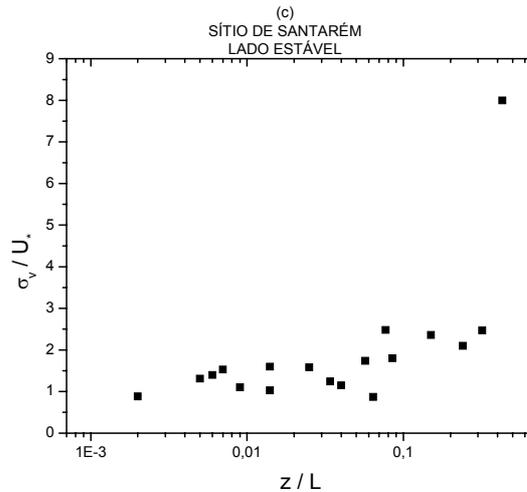


FIGURA 6.6c: Desvio padrão da velocidade transversal, normalizado pela velocidade de atrito, sobre z/L em escala logarítmica e em regime estável, para o sítio de Santarém.

6.3 Desvio Padrão de Temperatura normalizado pela Escala de Temperatura da Camada Superficial

As figuras 6.7 e 6.8 (a até c) mostra a razão $\sigma_\theta / |T_*|$ nos sítios de Nova Roma do Sul, Paraíso do Sul e Santarém. É observado que nos sítios de Paraíso e Santarém, nos quais as superfícies são quase homogêneas, a TSMO é adequada para parametrizar $\sigma_\theta / |T_*|$ nestas localidades. Existe um aumento na magnitude de $\sigma_\theta / |T_*|$ em regime próximo a neutro, podendo ser explicada pelo T_* , pois os valores de T_* tendem a zero. O espalhamento dos dados em Nova Roma mostra uma grande dispersão, podendo-se dizer que $\sigma_\theta / |T_*|$ não segue a TSMO. Neste caso, a escala de z/L não é adequada para descrever este

parâmetro. Os valores médios de $\sigma_\theta/|T_*|$ em regime neutro são aproximadamente iguais a 4,5, 1,67 e 1,05 em Nova Roma do Sul, Paraíso do Sul e Santarém, respectivamente.

Em condições convectivas, a forma da função $\sigma_\theta/|T_*|$ para os sítios de Santarém e Paraíso do Sul tem um comportamento condizente com a literatura. O comportamento de $\sigma_\theta/|T_*|$ decresce com o decréscimo de z/L . Em condições de convecção livre, quando $z/L \leq -3$, o limite assintótico da razão $\sigma_\theta/|T_*|$ é aproximadamente igual a -0,5 e 1,3 em Santarém e Paraíso do Sul.

Em condições estáveis, para o sítio de Paraíso do Sul, houve um grande espalhamento dos dados para valores de z/L entre 0 e 0,1 e após, $\sigma_\theta/|T_*|$ decresce com a estabilidade. Em Santarém, o comportamento desta função foi mais satisfatório, novamente decrescendo com a estabilidade, com pequena dispersão dos dados. À medida que aumenta z/L , verifica-se um espalhamento dos dados, não definindo satisfatoriamente o perfil da função adimensional $\sigma_\theta/|T_*|$. O limite de z/L é muito pequeno, em torno de 0,7, resultando que os valores da razão $\sigma_\theta/|T_*|$ são muito próximos de zero e a camada pode ser considerada praticamente neutra para ambos os sítios experimentais.

A seguir, serão mostrados os gráficos originais de σ_θ/T_* que correspondem as figuras 6.7a, 6.7b e 6.7c e os gráficos referente a média de blocos desta grandeza, como mostram as figuras 6.8a, 6.8b e 6.8c, para os três sítios experimentais.

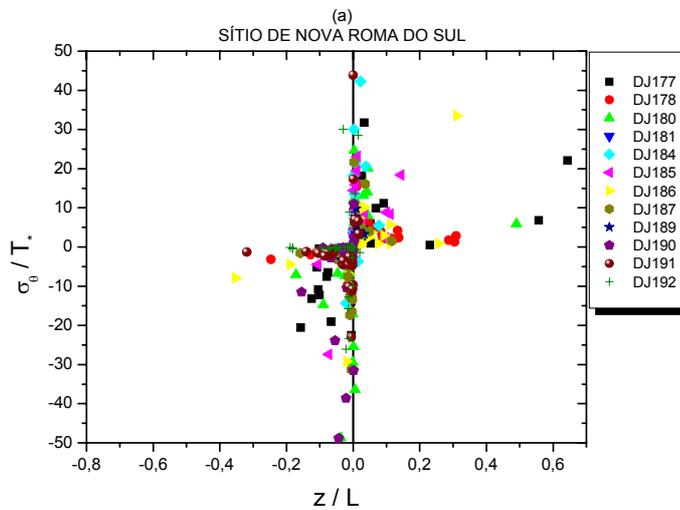


FIGURA 6.7a: Desvio padrão de temperatura, normalizado pela escala de temperatura da camada superficial, em termos de z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.

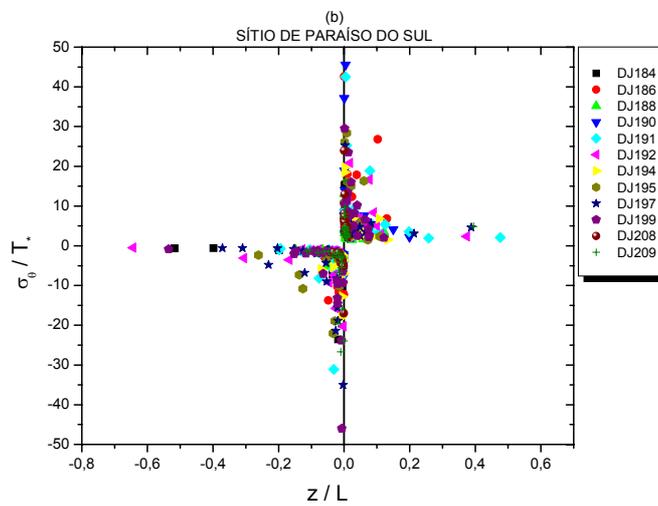


FIGURA 6.7b: Desvio padrão de temperatura, normalizado pela escala de temperatura da camada superficial, em termos de z/L para o sítio de Paraíso do Sul.

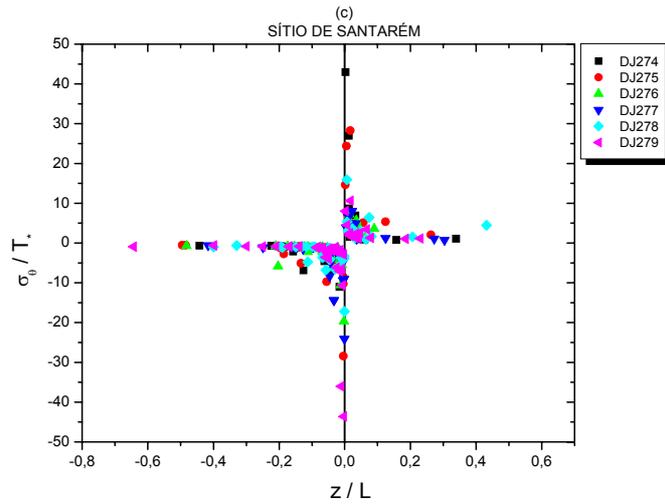


FIGURA 6.7c: Desvio padrão de temperatura, normalizado pela escala de temperatura da camada superficial, em termos de z/L para o sítio de Santarém.

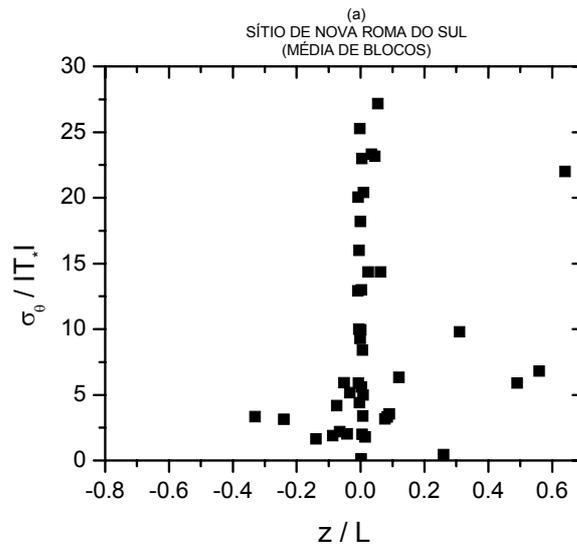


FIGURA 6.8a: Média de blocos do desvio padrão de temperatura, normalizado pela escala de temperatura da camada superficial, sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.

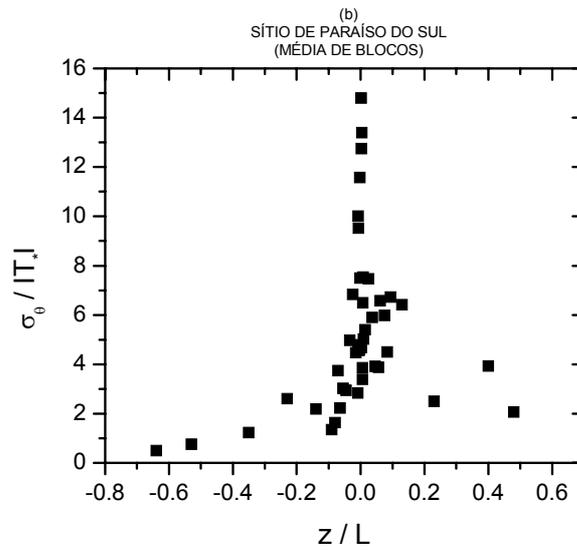


FIGURA 6.8b: Média de blocos do desvio padrão de temperatura, normalizado pela escala de temperatura da camada superficial, sobre z/L para o sítio de Paraíso do Sul.

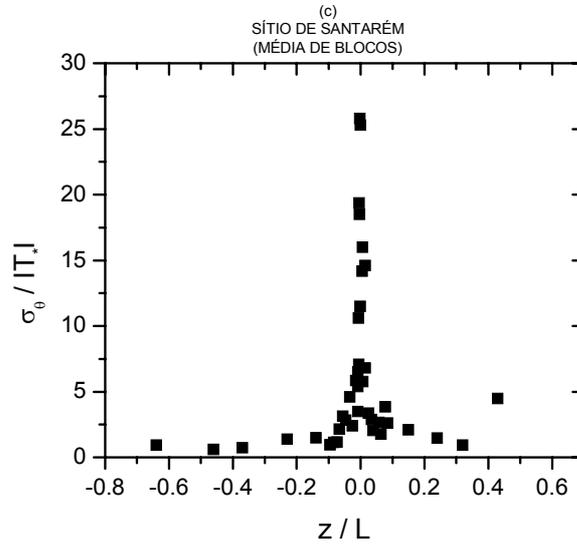


FIGURA 6.8c: Média de blocos do desvio padrão de temperatura, normalizado pela escala de temperatura da camada superficial, sobre z/L para o sítio de Santarém.

6.4 Desvio Padrão de Umidade normalizado pela Escala de Umidade da Camada Superficial

Da mesma forma que em σ_u/u_* e σ_v/u_* , serão mostrados somente os gráficos de $\sigma_q/|Q_*|$ com a escala logarítmica de z/L para se ter uma melhor visualização do comportamento desta função.

Os valores da razão $\sigma_q/|Q_*|$ estão mais concentrados em regime próximo do neutro para os três sítios experimentais. Nas figuras 6.9 e 6.10 (a até c), resultados do desvio padrão do calor latente, normalizado por Q_* , indicam que em Paraíso do Sul, esta razão apresenta um comportamento mais condizente com os mostrados na literatura (Kaimal e Finnigan, 1994; Stull, 1988) do que em Santarém. Em terreno complexo, para o caso do sítio de Nova Roma do Sul, não se obteve bons resultados. Os valores para $z/L \rightarrow 0$, perto do neutro, são aproximadamente iguais a 2,57, 5,67 e 6,88 para os sítios de Paraíso do Sul, Santarém e Nova Roma do Sul, respectivamente. Em Santarém e Nova Roma os valores são maiores devido ao fato de que Q_* tende a zero.

Em condições convectivas, para superfícies praticamente homogêneas, o comportamento de $\sigma_q/|Q_*|$ decresce com a instabilidade até $z/L \cong -0,1$ e após, torna-se praticamente constante com o aumento da instabilidade para o sítio de Santarém podendo-se dizer que não ocorreu espalhamento dos dados neste sítio. Este comportamento é visualizado com mais clareza na figura 6.9c. Em Paraíso do Sul, $\sigma_q/|Q_*|$ decresce para valores de $z/L < -0,01$ e a

partir, cresce apresentando uma grande dispersão quando z/L se encontra entre 0 e -0,15. Em Nova Roma do Sul, que possui terreno complexo, não se pode determinar um comportamento da função $\sigma_q/|Q_*|$, pois a mesma para este regime de estabilidade, não segue a TSMO. A figura 6.9a, $\sigma_q/|Q_*|$ mostra um salto em torno de $z/L \cong -0,25$ e após decresce com a instabilidade.

Em condições estáveis, para o sítio de Paraíso do Sul o comportamento da função $\sigma_q/|Q_*|$ cresce com a estabilidade até $z/L \cong 0,02$ e depois aumenta menos acentuadamente com z/L . Em Santarém, $\sigma_q/|Q_*|$ decresce com a estabilidade até $z/L \cong 0,02$ e a seguir, cresce linearmente com a estabilidade. Os valores são muito próximos do neutro, no limite de $z/L \cong 0,3$, existindo poucos pontos desta razão. Entretanto, em Nova Roma do Sul, $\sigma_q/|Q_*|$ decresce com a estabilidade, apresentando um grande espalhamento dos dados a partir de $z/L \cong 0,1$.

A seguir, serão mostrados na próxima página os resultados obtidos de $\sigma_q/|Q_*|$ nos sítios de Nova Roma do Sul, Paraíso do Sul e Santarém, referentes as figuras 6.9 e 6.10 (a até c).

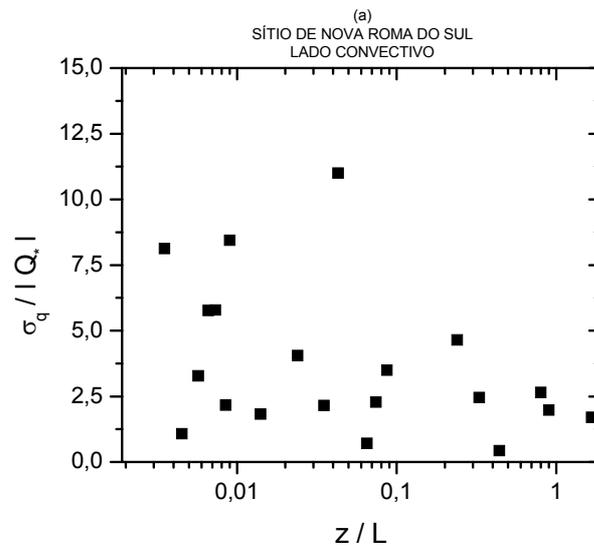


FIGURA 6.9a: Desvio padrão da umidade, normalizado pela escala de umidade da camada superficial, sobre z/L em escala logarítmica e regime convectivo, para o sítio de Nova Roma do Sul.

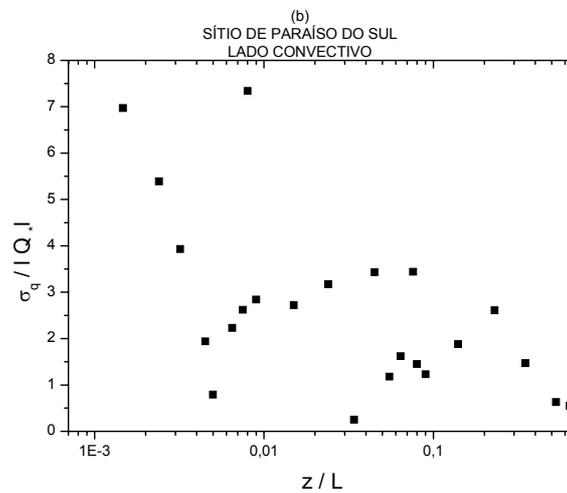


FIGURA 6.9b: Desvio padrão da umidade, normalizado pela escala de umidade da camada superficial, sobre z/L em escala logarítmica e regime convectivo, para o sítio de Paraíso do Sul.

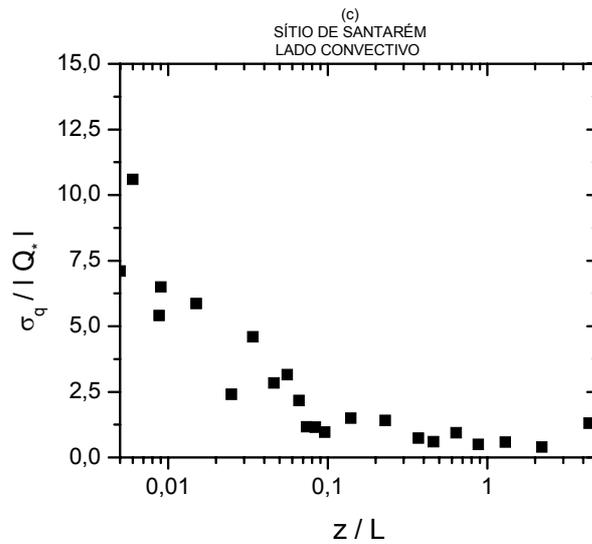


FIGURA 6.9c: Desvio padrão da umidade, normalizado pela escala de umidade da camada superficial, sobre z/L em escala logarítmica e regime convectivo, para o sítio de Santarém.

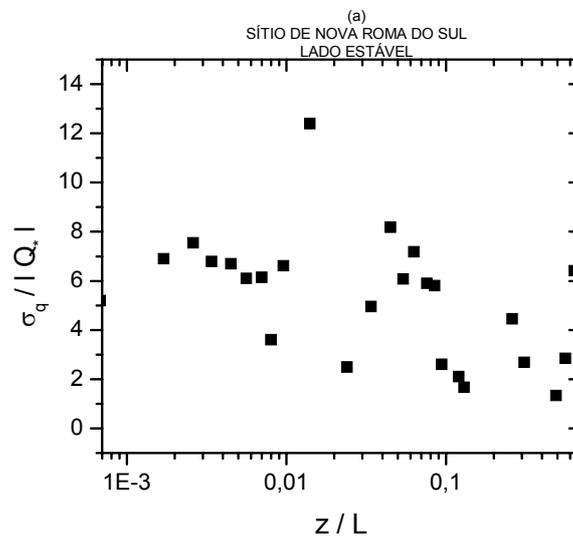


FIGURA 6.10a: Desvio padrão da umidade, normalizado pela escala de umidade da camada superficial, sobre z/L em escala logarítmica e regime estável, para o sítio de Nova Roma do Sul.

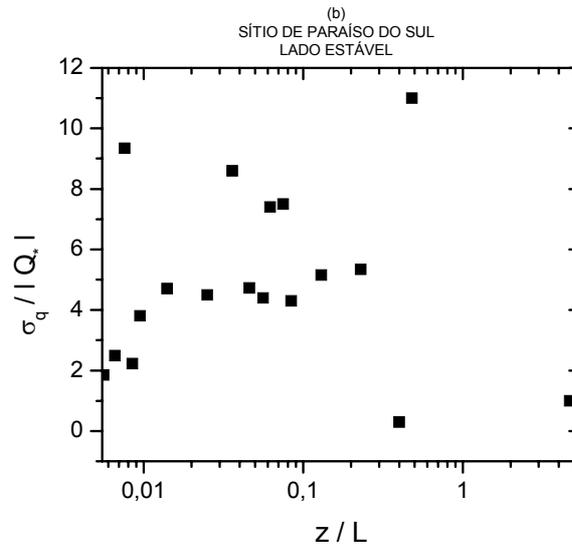


FIGURA 6.10b: Desvio padrão da umidade, normalizado pela escala de umidade da camada superficial, sobre z/L em escala logarítmica e regime estável, para o sítio de Paraíso do Sul.

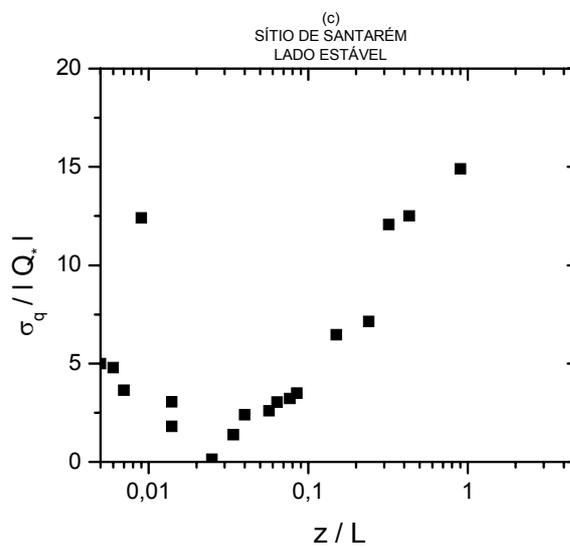


FIGURA 6.10c: Desvio padrão da umidade, normalizado pela escala de umidade da camada superficial, sobre z/L em escala logarítmica e regime estável, para o sítio de Santarém.

6.5 Fluxo de Calor Sensível normalizado pelos Desvios Padrões de Temperatura e Velocidade Vertical

As figuras 6.11 e 6.12 (a) , se referem ao sítio de Nova Roma do Sul, cuja superfície é considerada heterogênea. O fluxo de calor sensível, normalizado por σ_w e σ_θ mostra que z/L não serve para parametrizar $\overline{w'\theta'}/\sigma_w\sigma_\theta$, nos três regimes de estabilidade. As figuras 6.11 e 6.12 (b e c), representam o $\overline{w'\theta'}/\sigma_w\sigma_\theta$ em superfícies praticamente homogêneas. O comportamento de $\overline{w'\theta'}/\sigma_w\sigma_\theta$ obedece a TSMO nos sítios de Paraíso do Sul e Santarém. Em condições neutra, ou seja, quando são bem próximos de zero, sendo iguais 0,0018 e 0,06, respectivamente. Porém, em Nova Roma do Sul o valor da razão foi bem maior do que nas outras localidades, não tendendo a zero como foi observado nos outros locais.

Em condições estáveis, o $\overline{w'\theta'}/\sigma_w\sigma_\theta$ decresce até um valor limite de -0,01 e -0,8 em Paraíso do Sul e Santarém, até atingir um valor de $z/L \cong 0,03$. À medida que aumenta a estabilidade $\overline{w'\theta'}/\sigma_w\sigma_\theta$ cresce até se tornar praticamente nulo tanto em Paraíso do Sul como em Santarém. Também foi verificado um espalhamento dos dados considerável nos sítios acima para $0 < z/L < 0,2$.

O comportamento de $\overline{w'\theta'}/\sigma_w\sigma_\theta$, em condições convectivas, cresce com a instabilidade e depois decresce até um valor de aproximadamente igual a 0,2 e 0,05 para os sítios de Santarém e Paraíso do Sul. Comparando-os, nota-se que o valor desta razão em Paraíso do Sul é muito pequena diante de Santarém, indicando que em

Paraíso a camada é mais neutra. Para os sítios em questão, existem um maior espalhamento dos dados neste tipo de regime de estabilidade.

A seguir, serão mostrados na próxima página os resultados obtidos de $\overline{w'\theta'}/\sigma_w\sigma_\theta$ nos sítios de Nova Roma do Sul, Paraíso do Sul e Santarém, referentes as figuras 6.11 e 6.12 (a até c).

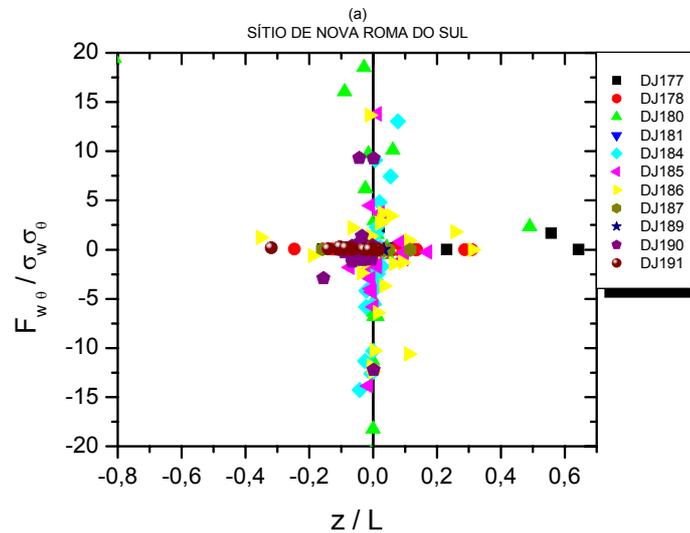


FIGURA 6.11a: Fluxo de calor sensível, normalizado pelos desvios padrões de temperatura e velocidade vertical, em termos de z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.

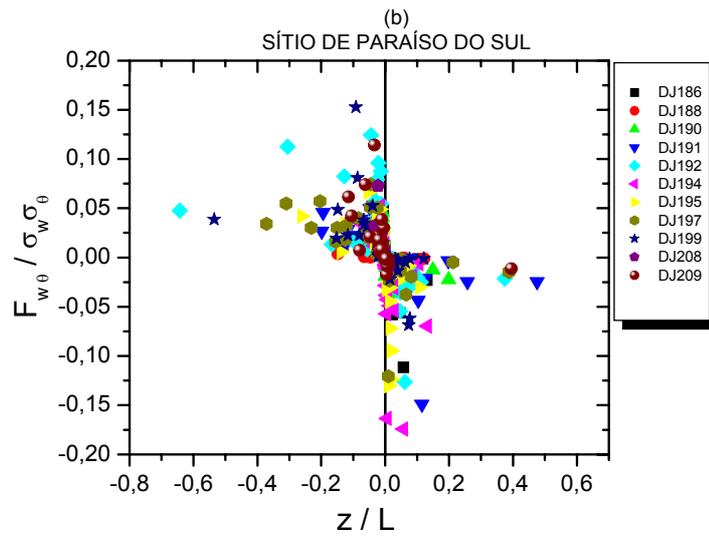


FIGURA 6.11b: Fluxo de calor sensível, normalizado pelos desvios padrões de temperatura e velocidade vertical, em termos de z/L para o sítio de Paraíso do Sul.

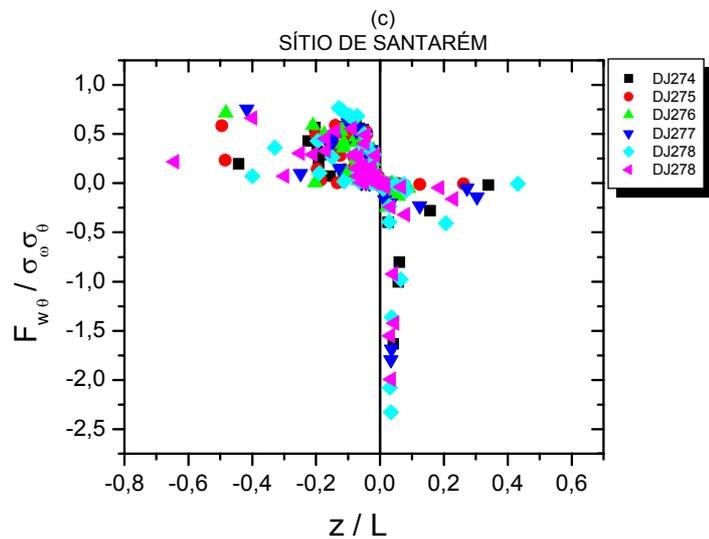


FIGURA 6.11c: Fluxo de calor sensível, normalizado pelos desvios padrões de temperatura e velocidade vertical, em termos de z/L para o sítio de Santarém.

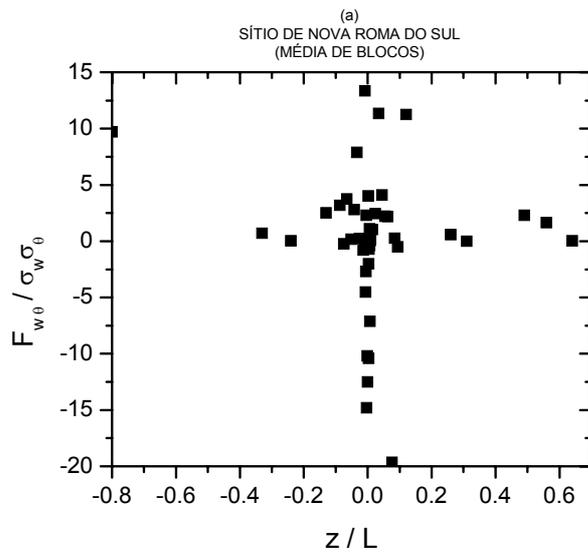


FIGURA 6.12a: Média de blocos do fluxo de calor sensível, normalizado pelos desvios padrões de temperatura e velocidade vertical, sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.

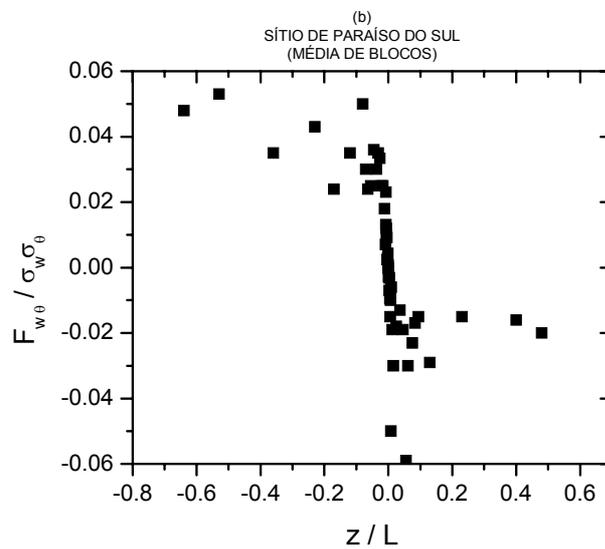


FIGURA 6.12b: Média de blocos do fluxo de calor sensível, normalizado pelos desvios padrões de temperatura e velocidade vertical, sobre z/L para o sítio de Paraíso do Sul.

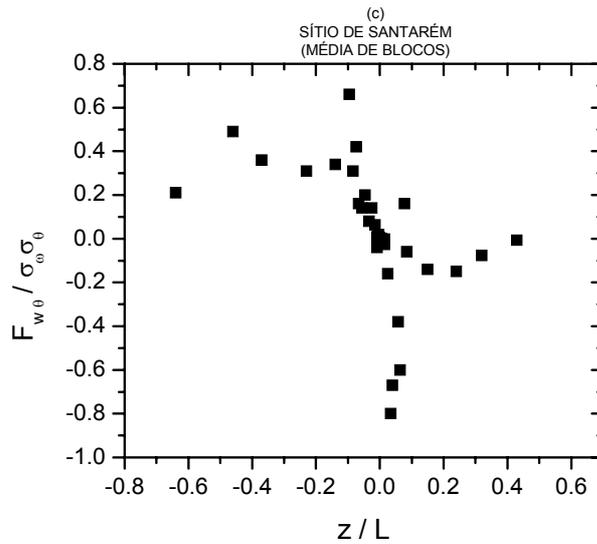


FIGURA 6.12c: Média de blocos do fluxo de calor sensível, normalizado pelos desvios padrões de temperatura e velocidade vertical, sobre z/L para o sítio de Paraíso do Sul.

6.6 Fluxo de Calor Latente normalizado pelos Desvios Padrões de Umidade e Velocidade Vertical

O coeficiente de correlação (r_{wq}), dado por $\overline{w'q'}/\sigma_w\sigma_q$ representa a normalização do fluxo de calor latente. Nas figuras 6.13 e 6.14 (a até c), resultados obtidos para os três sítios mostram valores muito próximos de zero com uma dispersão considerável dos dados. Em Nova Roma, tanto em regime estável como em regime convectivo, os fluxos são praticamente positivos e seus valores são muito próximos de zero. Quando $z/L \rightarrow 0$, o limite neutro, o valor de $r_{wq} \cong 0,2$, não sendo aceitável, indicando um erro no cálculo dos desvios padrões ou na medida do mesmo. Na camada estável, os

fluxos são constantes entre 0 a 0,1 e depois há um espalhamento dos dados a partir de 0,1. Na camada convectiva, nota-se um crescimento dos valores absolutos de $\overline{w'q'}/\sigma_w\sigma_q$ com a instabilidade, ocorrendo novamente uma dispersão considerável dos dados. O comportamento do fluxo de calor latente para o regime estável permanece positivo. Não foi possível comparar resultados de $\overline{w'q'}/\sigma_w\sigma_q$ com $\overline{w'\theta'}/\sigma_w\sigma_\theta$, porque a função $\overline{w'\theta'}/\sigma_w\sigma_\theta$ não segue a TSMO e $\overline{w'q'}/\sigma_w\sigma_q$ não foi totalmente satisfatória.

Em Paraíso do Sul, sob condições estáveis, o comportamento do coeficiente de correlação de calor latente é negativo, decrescendo com a estabilidade para valores de z/L muito próximos de zero e após cresce até tornar-se praticamente nulo. Em regime neutro, $z/L \rightarrow 0$ e o valor de $\overline{w'q'}/\sigma_w\sigma_q$ é em torno de 1,29E-5. Resultado que é considerado ótimo para o fluxo de umidade nesta condição, porquê a magnitude dos fluxos turbulentos em camada neutra tem que ser nula. Em condições convectivas, o comportamento de $\overline{w'q'}/\sigma_w\sigma_q$ cresce muito com a instabilidade. A razão $\overline{w'q'}/\sigma_w\sigma_q$ nos dois regimes de estabilidade apresentou dispersão dos dados. O comportamento de $\overline{w'q'}/\sigma_w\sigma_q$ mostrou ser semelhante ao de $\overline{w'\theta'}/\sigma_w\sigma_\theta$.

Em Santarém, sob condições estáveis, os valores de $\overline{w'q'}/\sigma_w\sigma_q$ são praticamente constantes, com valores muito próximos de zero. Em regime neutro, o valor é de aproximadamente -0,047. Em condições convectivas, a maioria dos valores de $\overline{w'q'}/\sigma_w\sigma_q$ são constantes e muito próximos de zero, notando-se um pequeno espalhamento dos

dados. A razão $\overline{w'q'}/\sigma_w\sigma_q$ foi maior do que em Paraíso do Sul, mas com valores geralmente positivos e praticamente zero para os três regimes de estabilidade. A função $\overline{w'\theta'}/\sigma_w\sigma_\theta$ é maior em valor absoluto do que $\overline{w'q'}/\sigma_w\sigma_q$ para este sítio. Com isso, pode-se estimar que a umidade foi totalmente evaporada em Santarém.

A seguir, serão mostrados os resultados obtidos de $\overline{w'q'}/\sigma_w\sigma_q$ nos sítios de Nova Roma do Sul, Paraíso do Sul e Santarém, referentes as figuras 6.13 e 6.14 (a até c).

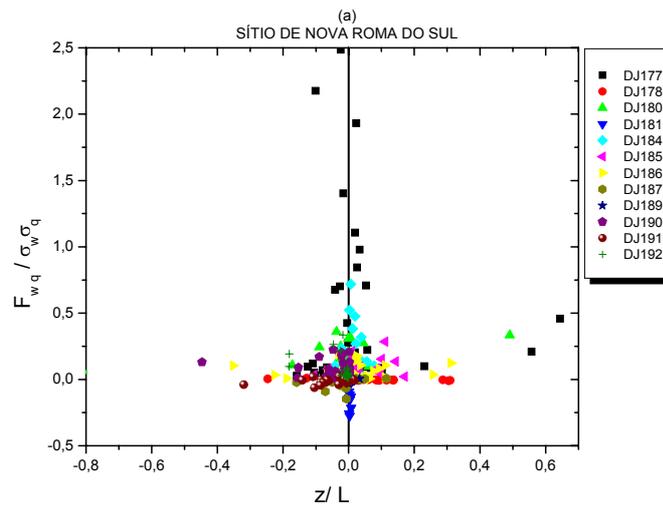


FIGURA 6.13a: Fluxo de calor latente, normalizado pelos desvios padrões de umidade e velocidade vertical, em termos de z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.

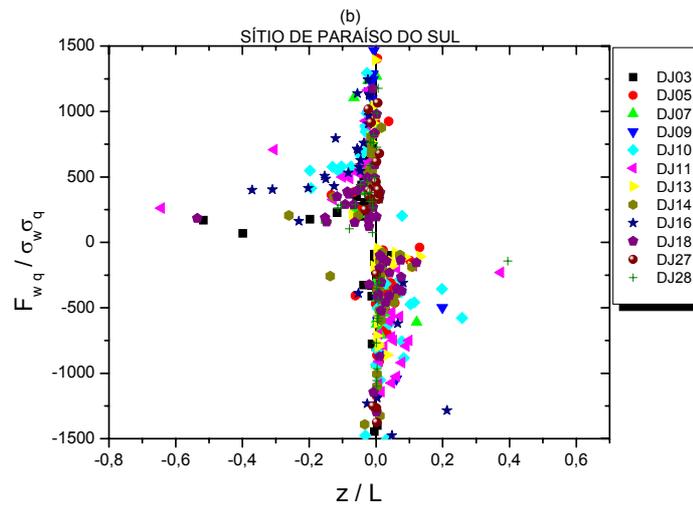


FIGURA 6.13b: Fluxo de calor latente, normalizado pelos desvios padrões de umidade e velocidade vertical, em termos de z/L para o sítio de Paraíso do Sul.

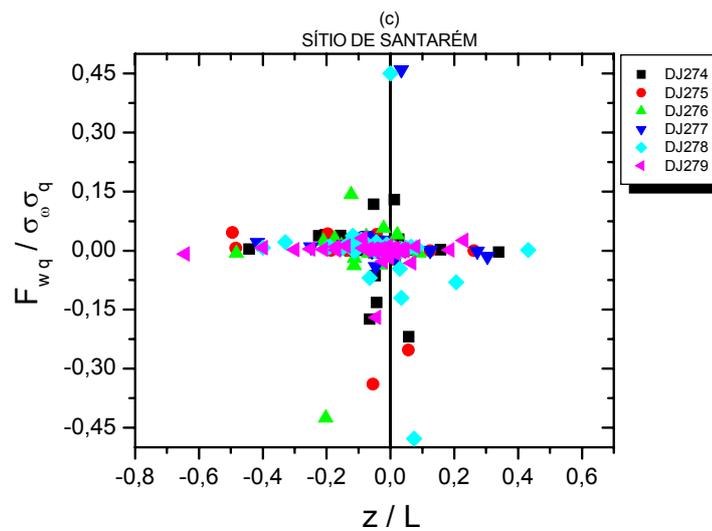


FIGURA 6.13c: Fluxo de calor latente, normalizado pelos desvios padrões de umidade e velocidade vertical, em termos de z/L para o sítio de Santarém.

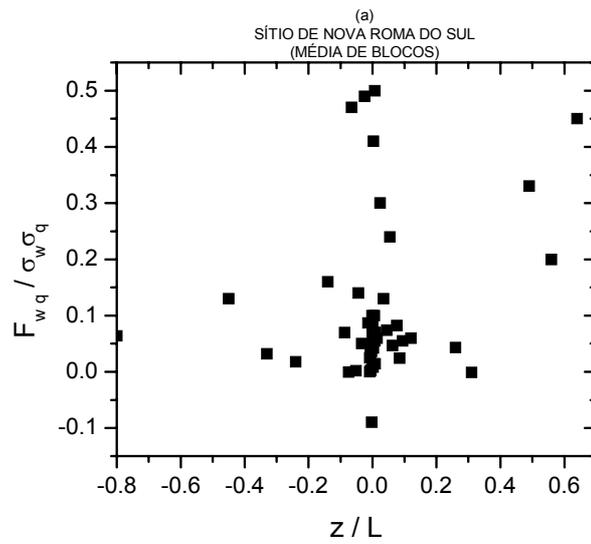


FIGURA 6.14a: Média de blocos do fluxo de calor latente, normalizado pelos desvios padrões de umidade e velocidade vertical, sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.

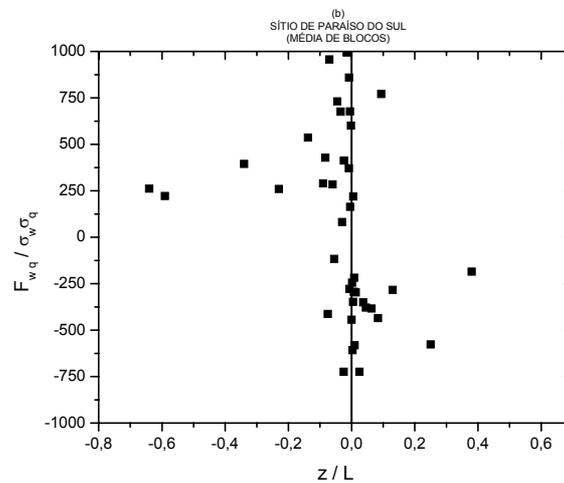


FIGURA 6.14b: Média de blocos do fluxo de calor latente, normalizado pelos desvios padrões de umidade e velocidade vertical, sobre z/L para o sítio de Paraíso do Sul.

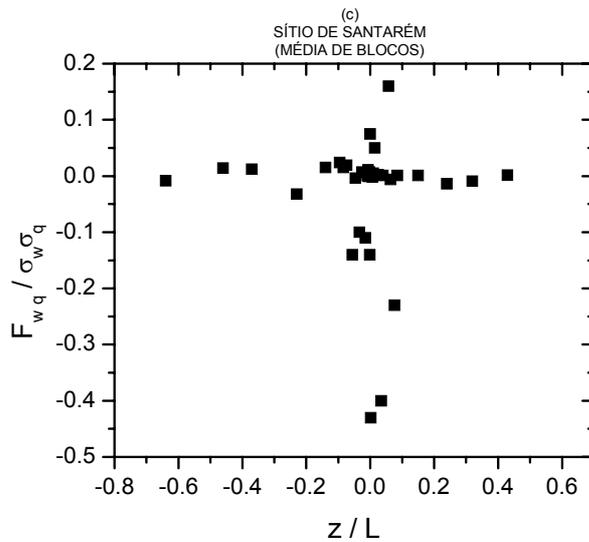


FIGURA 6.14c: Média de blocos do fluxo de calor latente, normalizado pelos desvios padrões de umidade e velocidade vertical, sobre z/L para o sítio de Santarém.

6.7 Fluxo de Momentum normalizado pelos Desvios padrões de Velocidade Vertical e Longitudinal

As figuras 6.15 e 6.16 (a até c) representam o fluxo de momentum, normalizado por σ_u e σ_w , indicando que para os três sítios, o comportamento do coeficiente de correlação do fluxo de momentum estão muito próximos do regime neutro, sendo menor em Nova Roma do que em Paraíso do Sul e Santarém. Em Santarém há um espalhamento da função $\overline{w'u'}/\sigma_w\sigma_u$ não podendo ser estimado o comportamento do coeficiente de correlação do fluxo. O mesmo se aproxima das condições neutras, visto que o limite de z/L é menor para este sítio, tanto em condições convectivas como estáveis. Em

regime neutro, o valor da função acima para os sítios de Nova Roma do Sul, Paraíso do Sul e Santarém são -0,15, -0,034 e -0,027, respectivamente. Em Nova Roma do Sul o valor de $\overline{w'u'}/\sigma_w\sigma_u$ não foi satisfatório, enquanto que para os demais sítios os resultados foram praticamente zero, em conformidade com a literatura.

Em condições convectivas os valores da função $\overline{w'u'}/\sigma_w\sigma_u$ indicam um aumento desta razão com a instabilidade. Além disso, nota-se que os valores são próximos de zero, resultando em uma camada bem misturada.

Em condições estáveis, pode-se dizer que os valores, em módulo, do coeficiente de correlação do fluxo de momentum decrescem com a estabilidade, $\overline{w'u'}/\sigma_w\sigma_u$ novamente aproximando-se de zero e misturando a camada. Em Paraíso do Sul, a função $\overline{w'u'}/\sigma_w\sigma_u$ tem um menor número de pontos de $\overline{w'u'}/\sigma_w\sigma_u$ do que em Nova Roma do Sul. Ao contrário de Paraíso do Sul, em Nova Roma o número de pontos de $\overline{w'u'}/\sigma_w\sigma_u$ é maior na camada estável, significando que durante o dia tinha menos vento acima da superfície do que à noite. Este fato, pode ter ocorrido devido às condições topográficas do sítio, já que a torre está localizada a 600m acima do solo (no topo de um vale) e em Paraíso do Sul o terreno é homogêneo. O comportamento da função acima é o esperado tanto em Paraíso do Sul como em Nova Roma do Sul, sendo condizente com a literatura (Kaimal e Finnigan, 1994).

A seguir, serão mostrados os resultados obtidos de $\overline{w'u'}/\sigma_w\sigma_u$ nos sítios de Nova Roma do Sul, Paraíso do Sul e Santarém, referentes as figuras 6.15 e 6.16 (a até c).

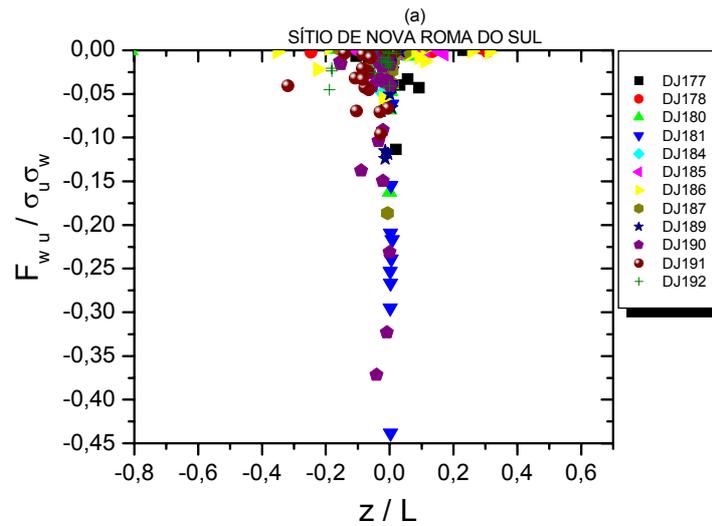


FIGURA 6.15a: Fluxo de momento, normalizado pelos desvios padrões da velocidade longitudinal e vertical, em termos de z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.

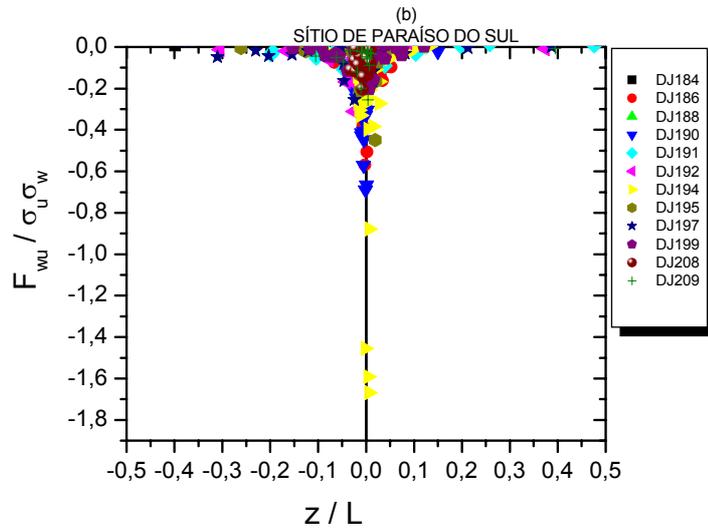


FIGURA 6.15b: Fluxo de momento, normalizado pelos desvios padrões da velocidade longitudinal e vertical, em termos de z/L para o sítio de Paraíso do Sul.

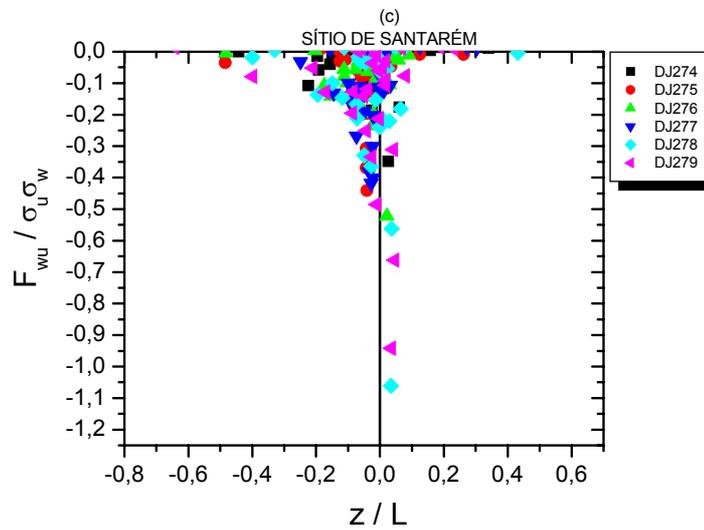


FIGURA 6.15c: Fluxo de momento, normalizado pelos desvios padrões da velocidade longitudinal e vertical, em termos de z/L para o sítio de Santarém.

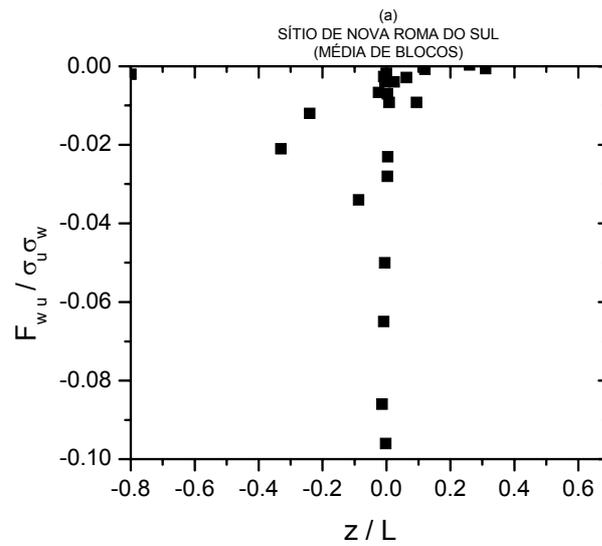


FIGURA 6.16a: Média de blocos do fluxo de momentum, normalizado pelos desvios padrões da velocidade longitudinal e vertical sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul.

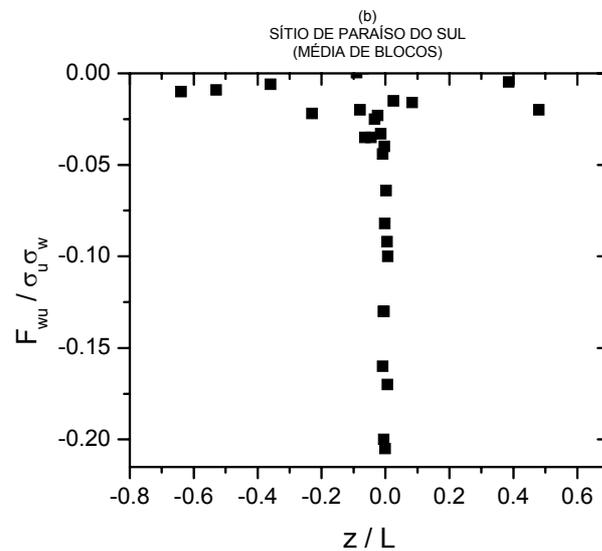


FIGURA 6.16b: Média de blocos do fluxo de momentum, normalizado pelos desvios padrões da velocidade longitudinal e vertical sobre z/L para o sítio de Paraíso do Sul.

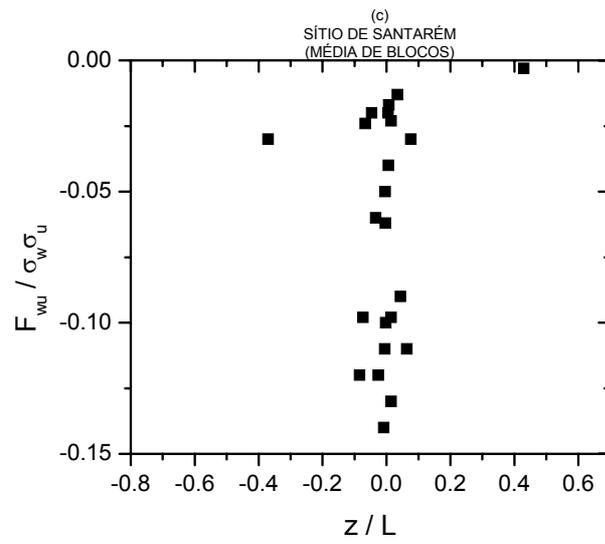


FIGURA 6.16c: Média de blocos do fluxo de momentum, normalizado pelos desvios padrões da velocidade longitudinal e vertical sobre z/L para o sítio de Santarém.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES

Neste trabalho foram analisados os fluxos turbulentos de calor sensível, calor latente, momentum, parâmetros de intensidade da turbulência, segundo os parâmetros de estabilidade atmosférica. O objetivo foi verificar a validade da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO) comparando com os resultados experimentais da literatura, em condições topográficas distintas para os três regimes de estabilidade, ou seja, estratificação estável, neutra e instável.

A partir dos resultados descritos no capítulo 6, em superfície heterogênea (Nova Roma do Sul) concluiu-se que:

- As funções adimensionais σ_w/u_* , σ_u/u_* e σ_v/u_* , não seguem a TSMO, pois o comportamento destas funções não foram satisfatórias, tanto em condições estáveis como em condições convectivas.
- Os valores médios das razões σ_u/u_* e σ_v/u_* foram maiores do que em superfícies homogêneas, como foi verificado por Founda et al. (1997).
- Da mesma forma, $\sigma_\theta/|T_*|$ não obedece a TSMO, ocorrendo grande dispersão dos dados. Por outro lado, a função $\sigma_q/|Q_*|$, em regime convectivo, não é parametrizada segundo a TSMO, enquanto que em condições estáveis, pode-se obter um

comportamento para esta função, havendo, entretanto, grande espalhamento dos dados.

- coeficiente $\overline{w'u'}/\sigma_u \sigma_w$ quando representado em termos da TSMO indica que o mesmo é nulo em condições fortemente convectivas bem como em condições fortemente estáveis. No primeiro caso explica-se pois a camada está bem misturada, enquanto que no segundo não há turbulência. Adicionalmente no limite quase neutro há um fluxo considerável de momentum no sentido esperado.
- Resultados dos coeficientes de correlação dos fluxos de calor sensível mostram que a TSMO não é adequada para parametrizar estes fluxos em regime estável e convectivo. Entretanto, a função $\overline{w'q'}/\sigma_q \sigma_w$, somente em estratificação instável, pode-se dizer que a mesma segue a TSMO.

Da mesma forma, baseando-se nos resultados descritos no capítulo 6, concluiu-se que para as superfícies homogêneas (Paraíso do Sul e Santarém):

- As funções adimensionais σ_w/u_* , σ_u/u_* e σ_v/u_* obedecem a TSMO, sendo possível identificar um comportamento destas funções para os três regimes de estabilidade.
 - Os valores médios das razões σ_w/u_* , σ_u/u_* e σ_v/u_* concordam com os valores encontrados na literatura para superfícies planas e homogêneas (Kaimal e Finnigan, 1994; Moraes, 2000; Teunissen, 1980).

- Para este tipo de terreno, a TSMO é adequada na parametrização das razões $\sigma_\theta/|T_*|$ e $\sigma_q/|Q_*|$.
- Comportamento de $\sigma_\theta/|T_*|$ em condições estáveis, foi mais satisfatório em Santarém. Entretanto, para condições convectivas, a função $\sigma_q/|Q_*|$ teve um melhor comportamento em relação ao sítio de Santarém, comparado com Paraíso do Sul.
- Em Santarém, a função $\overline{w'u'}/\sigma_u \sigma_w$ não pôde ser estimada em termos de z/L , pois o intervalo de observação de z/L é muito pequeno.
- As formas $\overline{w'\theta'}/\sigma_\theta \sigma_w$ e $\overline{w'q'}/\sigma_q \sigma_w$ são parametrizadas segundo a TSMO, com valores são muito próximos de zero para ambos os sítios, em condições estáveis e instáveis.
- Em Santarém e Paraíso do Sul os valores de $\overline{w'\theta'}/\sigma_\theta \sigma_w$ são maiores que $\overline{w'q'}/\sigma_q \sigma_w$. Além disso, a magnitude dos valores destas funções representa ser mais intensa para o sítio de Santarém do que em Paraíso do Sul.

Como sugestão de continuidade deste trabalho sugere-se estender a análise para períodos mais longos em torres operando continuamente (Paraíso do Sul e Santarém), incluindo a análise espectral e co-espectral para verificar se o comportamento das Transformadas de Fourier das funções de autocorrelação e correlação cruzada seguem a Teoria de Similaridade.

BIBLIOGRAFIA

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

BELJAARS, A. C. M. **'The Deviation of Fluxes from Profiles in Perturbed Areas'**. Boundary-Layer Meteorology, **24**, 35- 56, 1982.

BRADLEY, E. F. **'An Experimental Study of the Profiles of the Wind Speed, Shearing Stress and Turbulence at the Crest of Large Hill'**. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **106**, 101- 124, 1980.

BRITTER, R. E.; HUNT, J. C. R.; RICHARDS, K. J. **Airflow over two- dimensional hill: studies of velocity speedup, roughness effects and turbulence.** Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **107**, 91- 110, 1981.

BUSINGER, J. A. **A note on the Businger- Dyer profile.** Boundary-Layer Meteorology, **42**, 145- 151, 1988.

BUSINGER, J. A.; WYNGAARD, J. C.; IZUMI, Y.; BRADLEY, F. **Flux- Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer.** J. Atmos. Sci., **28**, 181-189, 1971.

CAUGHEY, S. J.; PALMER, S. G. **Some Aspects of Turbulence Structure through the Depth of the Convective Boundary Layer.** Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **105**, 811-827, 1979.

DA SILVA, R. **Características Espectrais e Similaridade da Camada Limite Superficial sobre Terreno Complexo.** Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Maria, UFSM, 76pp (dissertação de mestrado), 2000.

DORAN, C. J.; WESELY, M. L.; MCMILLEN, R. T.; NEFF, W. D. **Measurements of Turbulent Heat and Momentum Fluxes in a Mountain Valley.** American Meteorological Society, **28**, 438- 444, 1989.

DYER, A. J. **A review of flux- profile relationships.** Boundary-Layer Meteorology, **7**, 336-372, 1974.

DYER, A. J.; BRADLEY, E. F. **An alternative analysis of flux-gradient relationships at the 1976 ITCE.** Boundary- Layer Meteorology, **22**, 3-19, 1982.

FINNIGAN, J. J.; EINAUDI, F. **The interaction between an internal gravity wave and the planetary boundary layer. Part II: Effect of the wave on the turbulence structure.** Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **107**, 807-832, 1981.

FINNIGAN, J. J.; EINAUDI, F.; FUA, D. **The interaction between an internal energy gravity wave and turbulence in the stably stratified nocturnal boundary layer.** J. Atmos. Sci., **41**, 2409-2436, 1984.

FOUNDA, D.; TOMBROU, M.; LALAS, D. P.; ASIMAKOPOULOS, D. N. **'Some Measurements of Turbulence Characteristics over Complex Terrain'**. Boundary- Layer Meteorology, 221- 245, 1997.

GRANT, A. L. M. **Surface Drag and Turbulence over an Inhomogeneous Land Surface.** Kluwer Academic Publishers, Boundary- Layer Meteorology, **56**, 309- 337, 1991.

HOGSTRÖM, U. **Nondimensional wind and temperature profiles.** Boundary- Layer Meteorology, **42**, 55-78, 1988.

HOGSTRÖM, U.; BERGSTRÖM, H.; ALEXANDERSON, H. **Turbulence Characteristics in a Near Neutrally Stratified Urban Atmosphere.** Boundary- Layer Meteorology, **29**, 449- 472, 1982.

HOGSTRÖM, U.; SMEDMAN- HOGSTRÖM, A. **' The Wind Regime in Coastal Areas with Special Reference to Results obtained from the Swedish Wind Energy Program'**. Boundary- Layer Meteorology, **30**, 351- 373, 1984.

JACKSON, P. S.; HUNT, J. C. R. **Turbulent wind flow over a low hill.** Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **101**, 929- 955, 1975.

KAIMAL, J. C.; FINNIGAN, J. J. **Atmospheric Boundary Layer Flows: Their Structure and Measurement.** Oxford University Press, New York, 289 pp, 1994.

KAIMAL, J. C.; HAUGEN, D. A. **Some errors in the measurement of Reynolds stress.** J. Appl. Meteorol., **16**, 1298- 1305, 1969.

KAIMAL, J. C.; WYNGAARD, J. C.; IZUMI, Y.; COTÉ, O. R. **Spectral Characteristics of Surface Layer Turbulence.** Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **98**, 563- 589, 1972.

KAIMAL, J. C.; WYNGAARD, J. C.; HAUGEN, D. A.; COTÉ, O. R.; IZUMI, Y.; CAUGHEY, S. J.; READINGS, C. J. **Turbulence structure in the convective boundary layer.** J. Atmos. Sci., **33**, 2152-2169, 1976.

KUSTAS, W. P.; BRUTSAERT, W. **Budgets of Water Vapor in the Unstable Boundary Layer over Rugged Terrain.** American Meteorological Society, **26**, 607- 620, 1987.

LUMLEY, J. L.; PANOFSKY, H. A. **The structure of atmospheric turbulence.** (Interscience Monographs and Texts in Physics and

Astronomy, vol. XII), new York, Interscience Publishers: a division of John Wiley and Sons, Inc., 1964.

LENSCHOW, D. H.; WYNGAARD, J. C.; PENNELL, W. T. **Means fields and second moment budgets**. Baroclinic convective boundary layer. J. Atmos. Sci., **37**, 1313-1326, 1980.

MAGNAGO, R. O. **Algumas Características da Turbulência Atmosférica na Camada Superficial sob um Terreno Complexo no Sul do Brasil**. Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Maria, UFSM, 75pp (dissertação de mestrado), 2003.

MAHRT, L. **'Stratified Atmospheric boundary Layers'**. Boundary-Layer Meteorology, **90**, 375- 396, 1999.

MAHRT, L.; SUN, J.; BLUMEN, W.; DELANY, T.; ONCLEY, S. **'Nocturnal Boundary- Layer Regimes'**. Boundary- Layer Meteorology, **88**, 255- 278, 1998.

MASON, P. J.; KING, J. C. **'Measurements and Predictions of Flow and Turbulence over an Isolated Hill of Moderate Slope'**. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **111**, 617- 640, 1985.

MCBEAN, G. A. **The planetary layer**. World Meteorological Organization, Geneva , Switzerland, 201pp, 1979.

MCMILLEN, R. T. **An eddy correlation technique with extended applicability to non- simple terrain.** Boundary- Layer Meteorology, **43**, 231- 245, 1988.

MICKLE, R. E.; COOK, N. J.; HOFF, A. M.; JENSEN, N. O.; SALMON, J. R.; TAYLOR, P. A.; TETZLAFF, G.; TEUNISSEN, H. W. **'The Askervein Hill Project: Vertical Profiles of Wind and Turbulence'**. Boundary- Layer Meteorology, **43**, 143- 169, 1988.

MONIN, A. S.; OBUKHOV, A. M. **Basic Laws of Turbulent Mixing in the Ground Layer of the Atmosphere.** Trans. Geophys. Inst. Akad. Nauk. USSR, **151**, 163-187, 1954.

MONIN, A. S.; YAGLOM, A. M. **Statistical Fluid Mechanics.** Vols. 1 & 2, John Lumley (ed.), The MIT Press, Cambridge, MA, 769pp, 1971.

MORAES, O. L. L. **Turbulence Characteristics in the Surface Boundary Layer over the South American Pampa.** Kluwer Academic Publishers, Boundary- Layer Meteorology, **96**, 317-335, 2000.

MORAES, O. L. L.; ACEVEDO, O. C.; SILVA, R.; MAGNAGO, R.; SIQUEIRA, A. C. **Surface- Layer Characteristics over Complex Terrain. under Stable Conditions.** Boundary- Layer Meteorology (aceito para publicação), 2004.

NIEUWSTADT, F. T. M. **The Turbulence Structure of the Stable, Nocturnal Boundary Layer**. American Meteorological Society, **41**, 2202- 2216, 1984.

PANOFSKY, H. A. **'The Atmospheric Boundary Layer below 150m'**. Adv. Geophys., **18A**, 174- 177, 1977.

PANOFSKY, H. A.; DUTTON, J. A. **Atmospheric Turbulence**. Wiley- Interscience, New York, 397pp, 1984.

SAKAI, R. K. **Observational study of turbulent exchange between the surface and canopy layer over several forest types**. Department of Earth and Atmospheric Sciences, University at Albany, SUNY, 182 pp (tese de doutorado), 2000.

SHAO, Y.; HACKER, J. M. **Local similarity relationships in a horizontally inhomogeneous boundary layer**. Boundary- Layer Meteorology, **52**, 17- 40, 1990.

SHAO, Y.; HACKER, J. M; SCHWERDTFEGER, P. **The structure of turbulence in a coastal atmospheric boundary layer**. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **117**, 1299- 1324, 1991.

SHARAN, M.; KRISHNA RAMA, T. V. B. P. S.; ADITI. **Surface-Layer Characteristics in the Stable Boundary Layer with Strong**

and Weak winds. Kluwer Academic Publishers, Boundary- Layer Meteorology, **108**, 257- 288, 2003.

SMEDMAN, A. S. **‘Observations of a Multi- level Turbulence Structure in a very Stable Atmospheric Boundary Layer.** Boundary- Layer Meteorology, **44**, 247- 264, 1988.

SOLER, M. R.; INFANTE, C.; BUENESTADO, P.; MAHRT, L. **Observations of Nocturnal Drainage Flow in a Shallow Gully.** Boundary- Layer Meteorology, **105**, 253- 273, 2002.

SORBJAN, Z. **On similarity in the atmospheric boundary layer.** Boundary- Layer Meteorol., **34**, 377-397, 1986.

STULL, R. B. **An Introduction to Boundary Layer Meteorology.** Kluwer Academic Press, Dordrecht, The Netherlands, 670pp, 1988.

TAMPIERI, F.; MAMMARELLA, I.; MAURIZI, A. **Turbulence in Complex Terrain.** Kluwer Academic Publishers, Boundary- Layer Meteorology, **109**, 85- 97, 2003.

TEUNISSEN, H. W. **Structure of Mean Wind and Turbulence in the Planetary Boundary layer over Rural Terrain.** Boundary- Layer Meteorology, **19**, 187- 221, 1980.

TOWNSEND, A. A. **Flow in a Deep Turbulent Boundary Layer over a Surface Distorted Water Waves.** J. Fluid Mech., **55**, 719-735, 1972.

WILLS, G. E.; DEARDORFF, J. W. **A Laboratory Model of the Unstable Planetary Boundary Layer.** J Atmos. Sci., **31**, 1297-1307, 1974.

WYNGAARD, J. C. **Boundary- layer modelling.** In **Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling** (F. T. M. Nieuwstadt e H. van Dop, Eds.). D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, The Netherlands, 69- 106, 1983.

WYNGAARG, J. C. **The effects of probe- induced flow on atmospheric measurements: extension to scalars.** Journal of Applied Meteorology, **45**, 3400- 3412, 1988.

WYNGAARD, J. C.. **Scalar fluxes in the planetary boundary layer- theory, modeling and measurement.** Boundary- Layer Meteor., **50**, 49-75, 1990.

WYNGAARD, J. C.; COTÉ, O. R. **The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer.** J. Atmos. Sci., **28**, 190-201, 1971.

WYNGAARD, J. C.; COTÉ, O. R. **Cospectral similarity in the atmospheric surface layer.** Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **98**, 590-603, 1972.