TESE DE DOUTORADO

CARACTERÍSTICAS DA TURBULÊNCIA ATMOSFÉRICA: CORRELAÇÕES E ESPECTROS EM DIFERENTES TOPOGRAFIAS

Cintya de Azambuja Martins

PPGFIS

Santa Maria, RS, BRASIL

2008

CARACTERÍSTICAS DA TURBULÊNCIA ATMOSFÉRICA: CORRELAÇÕES E ESPECTROS EM DIFERENTES TOPOGRAFIAS

---

por

Cintya de Azambuja Martins

Tese de Doutorado 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 **Doutora em Física**

PPGFIS

Santa Maria, RS, Brasil

2008

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

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,
aprova a Tese de Doutorado

CARACTERÍSTICAS DA TURBULÊNCIA ATMOSFÉRICA: CORRELAÇÕES E ESPECTROS EM DIFERENTES TOPOGRAFIAS

Elaborada por
Cintya de Azambuja Martins

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

COMISSÃO EXAMINADORA

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

_____
Dr. Otávio Costa Acevedo – UFSM

_____
Dr. Gervásio Annes Degrázia – UFSM

_____
Dr. Leonardo Deane de Abreu Sá – CPTEC/INPE/MPEG

_____
Dr. Luis Gustavo Gonçalves de Gonçalves – UMD/GSFC/NASA

Santa Maria, 21 de agosto de 2008

AGRADECIMENTOS

Agradeço, especialmente, ao Prof. Dr. Osvaldo Luiz Leal de Moraes pela orientação, pela compreensão e ajuda nos momentos difíceis e por ter sido, muitas vezes, um grande amigo e, sobretudo pelo conhecimento científico a mim transmitido.

Agradeço a toda minha família, em especial, aos meus pais e ao meu marido pelo amor, pela compreensão, dedicação e apoio em todos os momentos da minha vida. Saibam que eu amo muito vocês.

Agradeço ao prof. Dr. Leonardo Deane Abreu Sá, pela compreensão, apoio e co-orientação, que foram muito importantes para o desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço também aos professores Dr. Gervásio Annes Degrazia, Dr. Otávio Costa Acevedo e Drª Débora Regina Roberti pela amizade, por todo auxílio e contribuição para minha formação teórica.

Agradeço a todos que me ajudaram no experimento COBRA-PARÁ e, principalmente, ao Roberto que esteve sempre ao meu lado no acidente em Caxiuanã.

Aos meus colegas do laboratório, obrigada pela parceria e amizade.

A todos os amigos que me deram força e incentivo, durante esses seis anos.

À CAPES, pelo suporte financeiro.

À Deus

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO.....20

2. ELEMENTOS TEÓRICOS DAS CARACTERÍSTICAS DA TURBULÊNCIA ATMOSFÉRICA EM TERRENO HOMOGÊNEO E COMPLEXO..... 25

2.1 - Formas Funcionais Empíricas para as Funções de Similaridade... 25

2.2 - Desvio padrão da velocidade vertical, normalizadas por.....26

2.2.1 - Caso de Terreno Homogêneo.....26

2.2.2 - Caso de Terreno Complexo.....27

2.3 - Desvios padrões das velocidades horizontais, normalizadas por u_* 28

2.3.1 - Caso de Terreno Homogêneo.....28

2.3.2 - Caso de Terreno Complexo.....29

2.4 - Desvio padrão de temperatura, normalizado por.....30

2.4.1 - Caso de Terreno Homogêneo.....30

2.4.2 - Caso de Terreno Complexo.....31

2.5 - Transformada de Fourier e Ondeleta.....32

2.5.1 - Transformada de Fourier (TF).....32

2.5.2 - Transformada em Ondeletas (TO).....34

2.6 - Análise Espectral.....37

2.6.1 - Energia Cinética Turbulenta (ECT).....37

2.6.2 - Espectros de Fourier.....40

2.6.2.1 - Espectro de Turbulência Atmosférica.....40

2.6.2.2 - Espectro da componente de velocidade vertical (S_w) em Terrenos Homogêneos.....42

2.6.2.3 - Espectro da componente de velocidade vertical (S_w) em Terrenos Complexos.....43

2.6.2.4 - Espectros das velocidades horizontais (S_u e S_v) em Terrenos Homogêneos.....44

2.6.2.5 - Espectros das velocidades horizontais (S_u e S_v) em Terrenos Complexos.....46

2.6.3 - Variância e Espectro de Energia de Ondeleta.....47

2.7 - Estruturas Coerentes.....49

2.8 - Considerações sobre a simetria entre campos de escalares.....52

3. DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL e METODOLOGIA.....59

3.1 - Descrição Experimental do Sítio de Nova Roma do Sul.....59

3.1.1 - Análise dos Dados de Nova Roma do Sul.....63

3.2 - Descrição Experimental do Sítio de Paraíso do Sul.....65

3.2.1 - Análise dos dados de Paraíso do Sul.....68

3.3 - Descrição dos sensores.....69

4. RESULTADOS DA ANÁLISE CLÁSSICA DA TURBULÊNCIA PARA TERRENO COMPLEXO.....72

4.1 - Parâmetros de Intensidade da Turbulência.....72

4.1.1 - Desvio padrão da velocidade vertical, normalizada por u_*.....72

4.1.2 - Desvio padrão das velocidades horizontais, normalizadas por u_*...75

4.1.3 - Desvio padrão de temperatura, normalizado por T_*.....79

4.1.4 - Curvas de Ajuste.....81

4. 2 - Coeficientes de correlação.....82

4.2.1 - Coeficiente de correlação do fluxo de calor sensível.....82

4.2.2 - Coeficiente de correlação do fluxo de momentum.....85

4.3 - Espectros de Turbulência.....87

4.3.1 - Espectros da componente vertical (S_w).....88

4.3.1.1 - Condição de Vento Fraco (U < 1m/s).....89

4.3.1.2 - Condição de vento Forte (U>1m/s).....91

4.3.2 - Espectros das componentes laterais de velocidade (S_u e S_v).....92

4.3.2.1 - Direção paralela e vento fraco.....93

4.3.2.2 - Direção paralela e vento forte 95

4.3.2.3 - Direção transversal e vento forte.....97

4.3.3 - Curvas de Ajuste dos Espectros.....98

5. RESULTADOS DA ANÁLISE EM ONDELETAS DOS COEFICIENTES DE CORRELAÇÃO ENTRE ESCALARES PARA DIFERENTES ESCALAS...101

5.1 - Coeficientes de Correlação entre escalares (ρ_{Tq}, ρ_{TCO2} e ρ_{qCO2})**.....102**

5.1.1 - Condição diurna 1 (12:00h até 13:00h).....102

5.1.2 - Condição diurna 2 (15:00h até 16:00h) 109

5.1.3 - Condição de Transição tarde-noite (18:00h até 19:00h).....113

5.1.4 - Condição noturna (24:00h até 01:00h) 117

5.2 - Escalogramas de ondeleta.....122

5.2.1 - Escalogramas para dados turbulentos do mês de janeiro 2004..... 124

5.2.1.1 - Períodos Diurno (15h – 16h).....124

5.2.1.2 - Período Noturno (24h – 1h).....126

5.2.2 - Escalogramas para dados turbulentos do mês de maio.....129

5.2.2.1 - Período Diurno (15h – 16h) 129

5.2.2.2 - Período Noturno (24h – 1h).....131

6. CONCLUSÃO.....134

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....140

ANEXO A –Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov.....157

RESUMO

Tese de Doutorado

Programa de Pós-Graduação em Física

Universidade Federal de Santa Maria

CARACTERÍSTICAS DA TURBULÊNCIA ATMOSFÉRICA: CORRELAÇÕES E ESPECTROS EM DIFERENTES TOPOGRAFIAS

Autora: Cintya de Azambuja Martins

Orientador: Dr. Osvaldo Luiz leal de Moraes

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 21 de agosto de 2008.

Neste trabalho foram investigadas as características da turbulência atmosférica, em dois sítios de topografias distintas no sul do Brasil. Em topografia complexa (Nova Roma do Sul), os dados foram medidos por sensores de resposta rápida 10Hz, nos meses de junho e julho de 2002, e instalados em uma torre micrometeorológica de 15m que se localiza no topo de um vale de aproximadamente 400m. Para este sítio, foi feita uma descrição detalhada da turbulência a partir da análise dos parâmetros de intensidade da turbulência de velocidade do vento e temperatura, fluxos superficiais e espectros de Fourier de velocidade, parametrizados em termos da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO) e separados de acordo com a velocidade (U < 1m/s e U > 1m/s) e direção do vento (paralela transversal ao eixo do vale e transversal ao eixo da torre). Análise dos desvios padrões normalizados de velocidade, mostra que os mesmos seguem a TSMO em todas as direções (paralela, transversal ao eixo do vale e transversal ao eixo da torre), para condições de vento forte (U > 1m/s). Também, o desvio padrão normalizado de temperatura (σ_θ / T_*) é parametrizado por z/L em todas as direções e velocidade do vento, porém, não segue a lei padrão de "-1/3" sobre condições instáveis e estáveis. Os fluxos superficiais mostraram que $\overline{w'\theta'}/\sigma_w \sigma_\theta$ segue TSMO em todas as séries, apresentando um comportamento mais satisfatório nas direções paralela e transversal ao eixo da torre. O coeficiente de correlação de momentum ($\overline{w'u'}/\sigma_w \sigma_u$) concorda com os resultados do experimento de Kansas, sendo observada uma boa relação com z/L, na direção paralela e transversal ao eixo da torre e em todas as condições de estabilidade. A análise espectral indica que os espectros da componente vertical do vento (S_w) têm um comportamento satisfatório em termos do parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov (z/L). Este segue a lei de -2/3 de Kolmogorov para o subintervalo inercial, na direção paralela e transversal ao eixo da torre, para as duas condições de vento. Também, apresenta um pico

espectral bem definido em todas as classes de estabilidade e vento. Os espectros das velocidades horizontais (S_u e S_v) concordam com a lei padrão de -2/3 de Kolmogorov na direção paralela, para ambos os tipos de vento e na transversal ao eixo da torre, somente em condições de vento forte. Além disso, não existe a presença de um pico duplo nas classes convectivas e, em S_u e S_v, encontra-se uma grande perturbação na região de baixas freqüências, e nas altas freqüências têm um súbito aumento, ocorrendo o "*aliasing*".

Em superfície homogênea (Paraíso do Sul), os dados foram coletados por sensores a uma freqüência de 16 hz, nos meses de janeiro e maio de 2004, e instalados na torre micrometeorológica de 8m em uma várzea de arroz. Também, foi feita uma análise da validade da TSMO nos campos de escalares, através do cálculo dos coeficientes de correlação entre os escalares, utilizando a decomposição em tempo-escala proporcionada pela Transformada de Ondeleta de Morlet (Farge, 1992). Os dados foram divididos em dois ciclos fenomenológicos (verão e outono) e quatro horários distintos: um noturno, dois diurnos e um de transição tarde-noite. Em terreno homogêneo, comparando-se os meses de verão e outono, as dissimilaridades entre os escalares são afetadas por fatores sazonais devidos às mudanças na cobertura do solo, visto que no verão, período em que a cultura agrícola atingiu cerca de 30 cm de altura, as heterogeneidades estão mais presentes, enfraquecendo as correlações nas menores escalas de comprimento analisadas. Entretanto, no outono, período em que a cultura agrícola foi removida e em que não há vegetação, observa-se que as correlações ρ_{Tq}, ρ_{TCO2} e ρ_{qCO2} são similares praticamente em todas as escalas. Com isso, a TSMO funciona perfeitamente bem nos dias de maio, período em que as condições de homogeneidade horizontal foram plenas.

Palavras-chave: parâmetros da turbulência, coeficientes de correlação, teoria de similaridade, espectros de Fourier, espectros de Ondeleta, diferentes topografias

ABSTRACT

Tese de Doutorado
Programa de Pós-Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria, RS, Brasil

CHARACTERISTICS OF ATMOSPHERIC TURBULENCE: SPECTRA AND CORRELATION IN DISTINCT TOPOGRAPHIES

In this study the characteristics of the atmospheric turbulence were investigated in two sites of distinct topographies in the south of Brazil. In complex topography (Nova Roma do Sul), the data were measured by fast response sensors of 10Hz, in the months of June and July of 2002 and installed in a micrometeorological tower of 15m that if locates in the top of a valley of approximately 400m. For this site, was made a detailed description of the turbulence from the analysis intensity of turbulence of velocity wind and temperature normalized, fluxes superficial and spectra of Fourier of the wind speed in terms of the TSMO and separated second direction (parallel, transversal to the tower axis and transversal to the valley axis) and velocity wind (U < 1m/s and U > 1m/s). Analysis of the normalized standard deviations of velocity, display that the same ones follow the TSMO in all directions and velocity wind conditions. Also, the normalized standard deviation of temperature (σ_θ / T_*) is parameterized by z/L in all directions and wind speed, however, does not follow the law of - 1/3 on unstable and stable conditions. The superficial fluxes display that $\overline{w'\theta'}/\sigma_w \sigma_\theta$ follow MOST in all series. The momentum of correlation coefficient ($\overline{w'u'}/\sigma_w \sigma_u$) agrees with the results experiment of Kansa's, being observed a good relation with z/L, in the parallel and transversal directions to the tower axis and in all stability conditions. The analysis spectral indicate that the spectra of the component vertical wind (S_w) have a satisfactory behavior in terms of the parameter of stability (z/L). This follow the -2/3 Kolmogorov's law for subinterval inertial, in the parallel and transversal directions to the tower axis, for the two wind conditions. Also, it presents a spectral peak well defined in all the stability classes and wind conditions. The spectra of the horizontal components of velocity (S_u and S_v) agrees with the -2/3 Kolmogorov's law in the parallel direction, for both the types of wind and transversal direction to the tower axis, only in windy conditions. Moreover, not exist the presence of a double peak in the convective classes and, in S_u and S_v, to meet up with a great disturbance in the

low-frequency region and in the high frequencies, they have an sudden increase, occurring “aliasing”.

In homogeneous surface (Paraíso do Sul), the data were collected by sensors to a frequency of 16Hz, in the months of January and May of 2004 and installed in the micrometeorological tower of 8m in a rice culture. Also, was made an analysis of the validity of the TSMO in the fields of scalars through the calculation of the correlation coefficients between the scalars, using the decomposition in time-scales proportionate for the Transformed one of Ondeleta de Morlet (Farge, 1992). The data were divided in two phenomenological cycles (summer and autumn) and four distinct times: a one nocturnal, two during the day and one of transition late-night. In homogeneous terrain, comparing the months of summer and autumn, the dissimilaritys between the scalars are affected by sazonais factors had to the changes in the covering of the ground, since in the summer, period where the agricultural culture reached about 30 cm of height, the heterogeneidades are more presents, weakening the correlations between scalars in the lesser analyzed scales of length. However, in the autumn, period where the agricultural culture already was removed and in that not have vegetation, is observed that the correlations ρ_{Tq}, ρ_{TCO2} e ρ_{qCO2}, are practically similar in all the scales. With this, the TSMO functions perfectly well in the days of May, period where the conditions of horizontal homogeneity had been full.

Keywords: turbulence parameters, correlation coefficients, similarity theory, spectra of Fourier, wavelet analysis, distinct topographies

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 2.1 – Gráficos da parte real (a) e parte imaginária (b) da ondeleta de Morlet (Fonte: Bolzan, 1998).....37

FIGURA 3.1 – Fotografia da torre do sítio experimental de Nova Roma do Sul, localizada no topo do vale do Rio das Antas.....60

FIGURA 3.2 – Topografia do sítio experimental de Nova Roma do Sul, com altura dada pela legenda. O sitio experimental está representado pelo ponto branco próximo ao centro da figura.....60

FIGURA 3.3 – Desenho esquemático da topografia do sítio experimental. A torre foi fixada no lado direito da parede do vale. A linha pontilhada indica o crescimento do vale.....61

FIGURA 3.4 – Figura que representa os três setores usados para dividir as séries de tempo de acordo com a direção do vento. Eixo principal do vale corresponde à linha 0° até 180°. A nomenclatura P significa paralela ao eixo do vale, TTV significa a direção do vento transversal do vale e TVT significa direção transversal ao vale. 62

FIGURA 3.5 – Foto do Anemômetro sônico 3D (CSAT3-CAMPBELL) e higrômetro de Kripton (KH20) ao lado do anemômetro sônico 3D.....63

FIGURA 3.6 – Foto tirada do alto da torre da topografia do sítio experimental de Paraíso do Sul, localizada em uma lavoura de arroz.....66

FIGURA 3.7 – Mapa topográfico do sítio experimental de Paraíso do Sul. O sitio experimental está representado pelo quadrado branco próximo ao centro da figura. Fonte: Martins, 2004….....66

FIGURA 3.8 – Foto do anemômetro sônico 3D (CAMPBELL) e analisador de gás infravermelho de caminho aberto (Licor 3662 - OPEN PATH).....68

FIGURA 4.1 – Representa σ_w/u_* sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul para $U<1m/s$ (círculo preto) e $U>1m/s$ (círculo vermelho). Os painéis do topo mostram: (a) à esquerda os dados brutos e à direita (b) o ajuste experimental de σ_w/u_*, ambos para a direção paralela. Os painéis abaixo à esquerda são os dados brutos na (c) direção transversal do vale para a torre e (e) direção transversal da torre para o vale e à direita mostram o ajuste experimental para vento (d) na direção transversal do vale para torre e (f) o ajuste experimental para vento na direção da torre para o vale.....74

FIGURA 4.2 – Representa σ_u/u_* sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul para $U<1m/s$ (círculo preto) e $U>1m/s$ (círculo vermelho). O painel do topo à esquerda mostra os dados brutos de σ_u/u_* para (a) direção paralela, os painéis abaixo são para (c) direção transversal do vale para a torre e (e) direção transversal da torre para o vale. O painél do topo à direita mostra o ajuste experimental de σ_u/u_* para vento (b) na direção paralela, os painéis abaixo são para (d) direção transversal do vale para torre e (f) transversal da torre para o vale.....77

FIGURA 4.3 – Representa σ_v/u_* sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul para $U<1m/s$ (círculo preto) e $U>1m/s$ (círculo vermelho). O painel do topo à esquerda mostra os dados brutos de σ_v/u_* para (a) direção paralela, os painéis abaixo são para (c) direção transversal do vale para a torre e (e) direção transversal da torre para o vale. O painel do topo à direita mostra o ajuste experimental de σ_v/u_* para vento (b) na direção paralela, os painéis abaixo são para (d) direção transversal do vale para torre e (f) transversal da torre para o vale.....78

FIGURA 4.4 – Representa σ_θ/T_* sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul para $U<1m/s$ (círculo preto) e $U>1m/s$ (círculo vermelho). O painel do topo à esquerda mostra os dados brutos de σ_θ/T_* para (a) direção paralela, os painéis abaixo são para (c) direção transversal do vale para a torre e (e) direção transversal da torre

para o vale. O painel do topo à direita mostra o ajuste experimental de σ_θ / T_* para vento (b) na direção paralela, os painéis abaixo são para (d) direção transversal do vale para torre e (f) transversal da torre para o vale.....80

FIGURA 4.5 – Representa $\overline{w'\theta'}/\sigma_w \sigma_\theta$ em função de z/L para o sítio de Nova Roma do Sul e para $U < 1m/s$ e $U > 1m/s$ na (a) direção paralela; (b) direção transversal ao vale para torre e (c) direção transversal da torre para o vale.....84

FIGURA 4.6 – Representa $\overline{w'u'}/\sigma_u \sigma_w$ sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul e para $U < 1m/s$ e $U > 1m/s$ na (a) direção paralela; (b) direção transversal do vale para torre e (c) direção transversal da torre para o vale.....86

FIGURA 4.7 – Espectro de Turbulência da componente vertical da velocidade vertical representado por pontos em preto. Os pontos em verde representam os espectros médios obtidos através de uma média de blocos.....87

FIGURA 4.8 – Espectros médios de nS_w, normalizados por $u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}$ das series temporais do sítio de Nova Roma do Sul para $U < 1m/s$. Os painéis à esquerda são para (a) direção paralela, (c) direção transversal do vale para a torre e (e) direção transversal da torre para o vale. O painel do topo à direita mostra a curva de ajuste para (b) direção paralela do vento, painéis abaixo à direita para as direções transversais (d) do vale para a torre e (f) da torre para o vale.....89

FIGURA 4.9 – Espectros médios de nS_w, normalizados por $u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}$ das series temporais do sítio de Nova Roma do Sul para $U > 1m/s$. Os painéis à esquerda são para (a) direção paralela e (b) direção transversal da torre para o vale. O painel do topo à direita mostra a curva de ajuste para a direção paralela do vento, painel abaixo à direita para a direção transversal da torre para o vale.....91

FIGURA 4.10 – Espectros médios de nS_u, normalizados por $u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}$ para as séries temporais do sítio de Nova Roma do Sul quando a direção é paralela ao eixo do vale para $U < 1m/s$.....93

FIGURA 4.11 – Espectros médios de nS_v, normalizados por $u_*^2\,\phi_\varepsilon^{2/3}$ para as series temporais do sítio de Nova Roma do Sul quando a direção é paralela ao eixo do vale para $U < 1m/s$ 93

FIGURA 4.12 – Espectros médios de nS_u, normalizados por $u_*^2\,\phi_\varepsilon^{2/3}$ para series temporais do sítio de Nova Roma do Sul quando a direção é paralela ao eixo do vale para $U > 1m/s$ 95

FIGURA 4.13 – Espectros médios de nS_v, normalizados por $u_*^2\,\phi_\varepsilon^{2/3}$ para séries temporais do sítio de Nova Roma do Sul para as series temporais quando a direção é paralela ao eixo do vale para $U > 1m/s$ …….....……95

FIGURA 4.14 – Espectros médios de nS_u, normalizados por $u_*^2\,\phi_\varepsilon^{2/3}$ para séries temporais do sítio de Nova Roma do Sul quando a direção é transversal ao eixo da torre para $U > 1m/s$ ……...97

FIGURA 5.1 – Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2 , q-CO2 , para o mês de janeiro (verão), no horário das 12h às 13h: (a) escala espacial para o dia juliano 09 (DJ 09); (b) escala espacial para o dia juliano 30 (DJ 30).....103

FIGURA 5.2 – Médias de 3 em 3 minutos da Direção e intensidade do vento para o período das 12h-13h, DJ 09 e DJ 30, janeiro de 2004.....104

FIGURA 5.3 – Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2, q-CO2, para o mês de maio (outono), no horário das 12h às 13h: (a) escala espacial para o dia juliano 137 (DJ 137); (b) escala espacial para o dia juliano 140 (DJ 40).....106

FIGURA 5.4 – Médias de 3 em 3 minutos da direção e intensidade do vento para o período das 12h-3h, DJ 137 e DJ 140, maio de 2004.....109

FIGURA 5.5 – Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2, q-CO2, para o mês de janeiro (verão), no horário das 15h às 16h: (a) escala espacial para o dia juliano 09 (DJ 09); (b) escala espacial para o dia juliano 30 (DJ 30).....109

FIGURA 5.6 – Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2 e q-CO2, para o mês de maio (outono), no horário das 15h às 16h: (a) escala espacial para o dia juliano 137 (DJ 137); (b) escala espacial para o dia juliano 140 (DJ 140).....111

FIGURA 5.7 – Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2 e q-CO2, para o mês de janeiro (verão), no horário das 18h às 19h: (a) escala espacial para o dia juliano 09 (DJ 09); (b) escala espacial para o dia juliano 30 (DJ 30).....113

FIGURA 5.8 – Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2 e q-CO2, para o mês de maio (outono), no horário das 18h às 19h: (a) escala espacial para o dia juliano 137 (DJ 137); (b) escala espacial para o dia juliano 140 (DJ 140).....116

FIGURA 5.9 – Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2 e q-CO2, para o mês de janeiro (verão), no horário das 24h à 1h: (a) escala espacial para o dia juliano 09 (DJ 09) (b) escala espacial para o dia juliano 30 (DJ 30).....118

FIGURA 5.10 – Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2 e q-CO2, para o mês de maio (outono), no horário das 24h à 1h: (a) escala espacial para o dia juliano 137 (DJ 137); (b) escala espacial para o dia juliano 140 (DJ 140).....120

FIGURA 5.11 – valores médios das escalas tempo de duração das estruturas coerentes nos sinais de T, q e CO_2.....124

FIGURA 5.12 – Escalograma do coeficiente da parte real de ondeleta de Temperatura para o verão (DJ 09) e horário (15h-16h).....125

FIGURA 5.13 – Escalograma da variância de Temperatura para o verão (DJ 09) e horário (15h-16h).....126

FIGURA 5.14 – Escalograma do coeficiente de parte real de ondeleta da Temperatura para o verão (DJ 09) e horário (24h-1h).....127

FIGURA 5.15 – Escalograma da variância de Temperatura para o verão (DJ 09) e horário (24h-1h).....128

FIGURA 5.16 – Escalograma do coeficiente da parte real de ondeleta da Temperatura para o verão (DJ 30) e horário (24h-1h).....128

FIGURA 5.17 – Escalograma da variância de Temperatura para o verão (DJ 30) e horário (24h-1h).....129

FIGURA 5.18 – Escalograma do coeficiente da parte real de ondeleta de umidade para o DJ 140 e horário (15h-16h).....130

FIGURA 5.19 – Escalograma da variância de umidade para o DJ 140 e horário (15h-16h).....130

FIGURA 5.20 – Escalograma do coeficiente da parte real de ondeleta de temperatura para o outono (DJ 137) e horário (24h-1h).....131

FIGURA 5.21 – Escalograma da variância de temperatura para o para o outono (DJ 137) e horário (24h-1h). 132

FIGURA 5.22 – Escalograma do coeficiente da parte real de ondeleta de temperatura para o outono (DJ 140) e horário (24h-1h).....132

FIGURA 5.23 – Escalograma da variância de temperatura para o outono (DJ 140) e horário (24h-1h).....133

LISTA DE TABELAS

TABELA 1 – Coeficientes das curvas de ajuste para os desvios padrões das velocidades horizontais (Eq.(2.2)).....81

TABELA 2 – Coeficientes das curvas de ajuste para os desvios padrões da velocidade vertical e de temperatura (Eq.(2.2)).....82

TABELA 3 - Coeficientes P1 e P2 das curvas de ajuste para direção paralela e vento fraco.....98

TABELA 4 – Coeficientes P1 e P2 das curvas de ajuste para direção paralela e vento forte.....98

TABELA 5 – Coeficientes P1 e P2 das curvas de ajuste para as direções transversais e vento fraco.....99

TABELA 6 – Coeficientes P1 e P2 das curvas de ajuste as direções transversais e vento forte.....99

TABALA 7 – Escalas de tempo de duração das estruturas obtidas a partir da escala de maior variância dos coeficientes da parte real de ondeleta de temperatura, umidade específica e CO_2 para os dias de verão.....123

TABELA 8 – Escala de tempo de duração das estruturas obtidas a partir da escala de maior variância dos coeficientes da parte real de ondeleta de temperatura, umidade específica e CO_2, para os dias de outono (maio).....123

CAPÍTULO 1

1. INTRODUÇÃO

A importância do conhecimento detalhado da estrutura da turbulência é extremamente necessário e serve como ponto de partida para o desenvolvimento de estudos científicos voltados à investigação dos fenômenos atmosféricos de micro e mesoescala que ocorrem na Camada Limite Planetária (CLP), determinando assim, as condições ambientais em que vivemos. As variáveis estatísticas como temperatura, vento, umidade e poluentes descrevem os transportes turbulentos que são responsáveis pela estabilidade da CLP. A habilidade para interpretar as características da parte inferior da atmosfera é relevante na medida em que é estudada a interação entre a superfície-atmosfera. A estrutura da turbulência sobre superfície plana, homogênea e em várias condições atmosféricas é suficientemente bem entendida, principalmente, através do experimento de Kansas, pioneiro em medidas de coletadas em tempo real e de alta freqüência e dos resultados experimentais publicados (Kaimal e Finnigan, 1994; Founda et al.,1997).

De acordo com Monin e Yaglon (1971), funções de similaridade empíricas têm sido propostas para descrever os efeitos de estabilidade atmosférica, que são determinados a partir de medidas das flutuações normalizadas na camada limite atmosférica (CLA). Estas funções são capazes de estimar as mudanças superficiais, estabelecidas somente no conhecimento da estabilidade atmosférica. A estabilidade atmosférica é afetada basicamente pelos forçantes térmicos e mecânicos, cujas expressões podem ser extraídas a partir do balanço da energia cinética turbulenta (ECT) na camada limite superficial (CLS).

Nesta tese, a estatística da turbulência na camada superficial sobre terrenos homogêneos e complexos é investigada no contexto da Teoria de Similaridade de Monin- Obukhov (TSMO) (Monin e Obukhov, 1954). A Teoria de Similaridade (TS) é uma ferramenta importante e suficientemente aceita para estimar os fluxos de massa

e energia e desvios padrões de velocidade e escalares, quando normalizados por parâmetros e escalas apropriadas na camada limite superficial. De acordo com Kaimal e Finnigan (1994), as parametrizações da TSMO são bem aceitas em caso de homogeneidade horizontal. Neste caso, a TSMO provém de uma boa descrição das funções de similaridade na camada superficial, sendo consideradas como universais.

Muitos experimentos contribuíram para o desenvolvimento das teorias de similaridade (Businger et al.,1971; Niewstadt, 1984; Sorbjan, 1986; Mahrt et al., 1998). Businger et al. (1971) mostraram que a TSMO é capaz de descrever as relações dos perfis dos fluxos sobre superfícies homogêneas. Também, características espectrais e co-espectrais na camada superficial sobre superfícies homogêneas e sob várias estratificações atmosféricas foram estabelecidas em termos de parâmetros de escala (Kaimal et al., 1972; Roth e Oke, 1993).

Entretanto, diferentemente dos casos de homogeneidade espacial, apenas nas últimas décadas, têm sido desenvolvidos trabalhos que deram atenção especial à questão da estrutura da turbulência sobre terreno complexo. Superfícies heterogêneas não permitem um equilíbrio local, exceto muito próximo à superfície. Então a aplicação da Teoria de Similaridade requer alguma justificação empírica (Moraes et al., 2004). Para isso, redefinições das formulações de similaridade são feitas segundo uma hipótese de similaridade local, principalmente em condição convectiva, que parece ser insensível às inomogeneidades do terreno (Grant, 1991; Tampieri et al., 2003). A caracterização de uma superfície como heterogênea não é bem definida, pois depende de um forte nível de turbulência existente. Assim, em condições convectivas podem ocultar descontinuidades que podem ser relevantes quando a turbulência é reduzida. Entretanto, em regime muito estável, pequenas heterogeneidades são capazes de ancorar circulações locais (Soler et al., 2002). As limitações e incertezas, nestes casos, das medidas dos fluxos turbulentos foram discutidas em estudos feitos por Mahrt, 1998; Finnigan et al., 2003; Kruijt et al., 2004.

Kaimal e Finnigan (1994) relatam que, sobre terreno heterogêneo ou complexo, o escoamento pode experimentar dois tipos de efeitos: equilíbrio local e distorção rápida. O equilíbrio local ocorre quando há um balanço entre a produção da turbulência e a sua dissipação. Neste caso, a advecção e o transporte turbulento são pequenos. A existência de tal balanço permite que se possa expressar os fluxos

superficiais em termos dos gradientes escalares locais. O efeito de distorção rápida ocorre quando o escoamento médio muda rapidamente, e o equilíbrio local torna-se impossível.

Em superfície heterogênea, outra questão interessante que deve ser investigada é quando a turbulência passa a ser não estacionária. Quando a superfície possui diferenças na rugosidade, o escoamento torna-se local e influenciado pelos elementos de rugosidade individual devido a efeitos mecânicos. Estes efeitos mecânicos são introduzidos por elementos de impacto à superfície, que geram esteiras turbulentas, e efeitos decorrentes da existência da heterogeneidade, associada ao campo de um escalar (ocorrências de fontes e sumidouros), que são capazes de gerar pequenas oscilações locais (Thom et al., 1975; Mahrt, 1999). Nestas condições, a aplicação da Teoria de Similaridade é questionável, pois há uma elevação nas magnitudes dos desvios padrões e correlações normalizadas, bem como, dissimilaridade entre comportamentos de escalares. Isto leva a crer que tais dissimilaridades entre escalares podem contribuir significativamente para o aparecimento de distintas Estruturas Coerentes (ECs), associadas a diferentes campos de escalares. As ECs se manifestam como grandes desvios da média em séries temporais de grandezas turbulentas.

Neste trabalho foram investigadas as características da turbulência atmosférica, a partir de dados coletados em dois sítios de topografias distintas no sul do Brasil. Nova Roma do Sul e Paraíso do Sul. Em Nova Roma, os dados foram coletados por sensores instalados em uma torre micrometeorológica, de 15m de altura, nos meses de junho e julho de 2002, situada no topo de um vale com aproximadamente 400m de altura. Em Paraíso do Sul, a torre possuía 8m e estava localizada em uma várzea de arroz, e os dados foram obtidos no mês de janeiro e maio de 2004. O sítio de Nova Roma caracteriza um terreno de topografia extremamente complexa. O sítio de Paraíso caracteriza uma superfície praticamente plana e homogênea.

Para o primeiro sítio, uma descrição detalhada da turbulência atmosférica tem como ponto de partida a análise dos parâmetros estatísticos de intensidade da turbulência das variáveis de velocidade, temperatura, bem como os coeficientes de correlação dos fluxos superficiais de calor e momentum, em diferentes condições de estabilidade atmosférica, velocidade e direção do vento. Também, foi feita uma

comparação das respectivas curvas de ajuste dos parâmetros citados acima, com aquelas dos resultados clássicos obtidos pelo experimento de Kansas para superfícies homogêneas. Entretanto, a decomposição de uma série de medidas em comprimentos de onda e freqüência, permite-nos descobrir como os vórtices de diferentes tempos e escalas espaciais contribuem para o estado geral da turbulência. Para tanto, foi empregada a análise espectral de Fourier das componentes de velocidade para este particular sítio, no contexto da TSMO. Para se ter um maior conhecimento sobre o funcionamento da turbulência, é fundamental determinar o quanto à região que contém a energia dos grandes vórtices está sendo influenciada pela heterogeneidade superficial, assim como, verificar se os espectros de velocidade concordam com a teoria de Kolmogorov no subintervalo inercial.

Outra motivação deste estudo é o reconhecimento de que os vórtices acima da Camada Limite Convectiva (CLC) são mais eficientes no transporte de escalares, do que os vórtices internos que transportam momentum. Então, faz-se necessário investigar a contribuição dos escalares no transporte turbulento da camada limite Atmosférica (CLA). Assim, na segunda parte deste trabalho, foi aplicada a análise em ondeleta para uma superfície homogênea (Paraíso do Sul). Os dados foram divididos em 2 ciclos fenológicos (verão com arroz e outono sem arroz) e em quatro horários distintos, um noturno, dois diurnos e um horário de transição tarde-noite. A torre está localizada numa lavoura de arroz, em que a rugosidade do solo pode afetar o campo de escalares (temperatura, umidade e CO_2), violando a TSMO que estabelece uma similaridade entre as flutuações dos escalares. Para tanto, fez-se necessário investigar a influência das condições de heterogeneidade superficial na organização da turbulência atmosférica, através da análise dos coeficientes de correlação entre os escalares por escala, em diferentes condições de estabilidade e cobertura do solo. Tem sido discutido que as ECs contêm contribuição importante para os fluxos turbulentos (Gao et al., 1989; Lu e Fitzjarrald, 1994; Krusch e Oliveira, 2004). Para detectar as ECs e analisar o seu papel nas trocas turbulentas foi utilizada a decomposição em tempo-escala proporcionada pela Transformada de Ondeleta (Farge, 1992) e elaborado o escalograma de ondeleta, isolando a contribuição das escalas em que as ECs se manifestam, e com isso, verificando o tempo de duração das mesmas.

A estrutura desta tese está dividida em 6 capítulos. Inicialmente, no capitulo 2, são apresentadas as características da turbulência em terreno complexo e homogêneo. No capítulo 3, é feita uma descrição dos sítios experimentais, metodologia e equipamentos utilizados no experimento. No capítulo 4, apresentam-se os resultados da análise clássica da turbulência para terreno complexo. No capítulo 5, são descritos os resultados da análise em ondeleta dos coeficientes de correlação entre os escalares para diferentes escalas em terreno homogêneo. No capítulo 6 encontram-se as conclusões finais obtidas neste trabalho.

CAPÍTULO 2

2. ELEMENTOS TEÓRICOS DAS CARACTERÍSTICAS DA TURBULÊNCIA SOBRE TERRENO HOMOGÊNEO E COMPLEXO

Usualmente, as características micrometeorológicas da turbulência atmosférica são investigadas através da análise estatística e espectral dos parâmetros de intensidade da turbulência mecânica e térmica. Como, este será o procedimento seguido nesta tese, este capítulo é dedicado a uma revisão sucinta sobre o comportamento destas grandezas encontradas na literatura.

2.1 - Formas Funcionais Empíricas para as Funções de Similaridade

Algumas das principais formas adimensionais que descrevem as características da turbulência na camada superficial, segundo Monin-Obukhov, são:

$$\phi_\alpha = (\sigma_\alpha / \alpha_*); \qquad (\alpha = u, v, w, \theta, q, c) \tag{2.1}$$

onde σ representa o desvio padrão das componentes de velocidade ou escalares. Para as componentes de velocidade $\alpha_* = u_*$, parâmetro de escala de velocidade (velocidade de fricção) da camada superficial. Quando $\alpha_* = T_*$, q_* ou c_*, α_* é definido como parâmetro de escala de temperatura (T_*), umidade (q_*) e CO_2 (c_*) para a camada superficial.

Desde o desenvolvimento da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov, na década de 50, diversos experimentos de campo foram realizados na busca de descrever estas funções adimensionais em termos de z/L, onde z é a altura da camada e L, comprimento de MOnin-Obukhov. Quase todos os resultados sugerem que tais funções podem, de maneira geral, ser representadas por expressões como:

$$\frac{\sigma_\alpha}{\alpha_*} = A_\alpha[1 + B_\alpha(z/L)]^{C_\alpha} \tag{2.2}$$

com parâmetros A,B e C dependentes de diferentes fatores.

Os primeiros resultados significativos vieram do experimento de Kansas e, ainda hoje, tais resultados são a maior fonte de referência. Por este motivo são apresentados aqui em destaque (Businger et al., 1971):

$$\phi_w = \begin{cases} 1.25(1+3|z/L|)^{-1/2}, -2 \le z/L \le 0 \\ 1.25(1+0{,}2\,z/L), 0 \le z/L \le 1) \end{cases} \quad ; \quad \phi_\theta = \begin{cases} 2\left(1+9{,}5|z/L|\right)^{-1/3}, -2 \le z/L \le 0) \\ 2(1+0{,}5\,z/L), 0 \le z/L \le 1) \end{cases}$$

Também, no experimento de Kansas (Businger et al., 1971), foi encontrado que os desvios padrões das velocidades horizontais (σ_u/u_* e σ_v/u_*) não são funções do parâmetro de estabilidade z/L.

Estudos posteriores revelaram comportamentos mais gerais e diferentes para as funções adimensionais. Tais resultados são sumarizados a seguir.

2.2 - Desvio padrão da velocidade vertical, normalizadas por u_*

2.2.1 - Caso de Terreno Homogêneo

Muitos autores mostraram que σ_w/u_* é uma função de z/L na camada superficial sobre terreno plano e homogêneo (Businger et al., 1971; Wyngaard e Coté, 1971; Merry e Panofsky, 1976; Panofsky et al., 1977, Kaimal e Finnigan, 1994, Moraes, 2000). Particularmente, no limite neutro, Businger et al. (1971) encontraram valor de σ_w/u_* em torno de 1.25. Este valor é considerado um dos mais aceitos para superfície homogênea. Valores diferentes foram encontrados por outros autores. Panofsky et al. (1977), investigando a turbulência em superfícies planas sobre o lago Flake, encontraram 1.33. Moraes (2000) encontrou 1.08 para a região do Pampa gaúcho, no Sul do Brasil e Al-Jiboori et al. (2001) obtiveram um valor de 1.2, em um experimento de campo na bacia do rio Heihe (HEIFE), no oeste da China.

Kaimal e Finnigan (1994), revisando diferentes trabalhos, observam que σ_w / u_* possui um comportamento bem definido na camada convectiva. Além disso, concluiram que σ_w / u_* aumenta com o aumento da instabilidade seguindo a lei de potência de 1/3, resultado generalizado do experimento de Kansas (Businger et al. 1971).

Em condições estáveis, Panofsky e Dutton (1984) alertaram que σ_w e u_* são pequenos e, consequentemente, a razão σ_w / u_* pode conter grande incerteza. Nieuwstadt (1984) e Smedman (1988) encontraram que, para regimes de fraca estabilidade, os desvios padrões são praticamente independentes de z/L e aumentam com o aumento de z/L para condições muito estáveis. No entanto, de acordo com Businger et al. (1971), σ_w / u_* tem um comportamento linear com z/L para todo o intervalo analisado.

2.2.2 - Caso de Terreno Complexo

Panofsky e Dutton (1984) afirmam que as flutuações verticais de velocidade, na camada superficial, são produzidas por pequenos vórtices que se ajustam rapidamente às mudanças do terreno e alcançam o equilíbrio em uma pequena escala de tempo. Assim, é de se esperar que a razão σ_w / u_* também possa ser determinada e possua uma dependência explícita com relação a z/L.

No limite neutro, diferentes estudos (Bradley, 1980, Founda et. al, 1997, Moraes et al. 2004) mostram um valor maior do que o encontrado em superfície homogênea. Founda encontrou um valor de 2.12 sobre a ilha de Andros na Grécia, Moraes obteve 1.38 para um vale, no Sul do Brasil e Bradley, um valor de 2.57 sobre uma *'Black Mountain',* em Canberra.

Em condições convectivas, Al-Jiboori et al. (2001) e Moraes et. al (2004) relatam que o desvio padrão da componente vertical mostra um aumento com aumento da instabilidade, similar aos resultados de terreno plano, isto é, segue uma lei de potência 1/3. Para estes autores, pode-se dizer que os efeitos das mudanças da rugosidade superficial não são percebidas e, portanto, as propriedades de

σ_w / u_* não são modificadas em condições convectivas. Também, Acevedo et al. (2002) mostraram que este parâmetro segue a lei de potência de $1/3$ em condições convectivas ($z/L < -0{,}1$), concordando com os resultados de Stull (1988).

Mahrt (1998) sugere investigar a camada estável sobre três diferentes regimes conforme os limites de z/L. O intervalo $0 \leq z/L \leq 0.01$ é definido como fracamente estável. O intervalo $0.01 \leq z/L \leq 0.1$ como intermediária e o intervalo $0.1 \leq z/L \leq 1$ como estável. Além deste limite, isto é, $z/L > 1$ o regime é fortemente estável e de difícil manutenção do regime turbulento. Esta divisão, deste então, tem sido adotada por diferentes pesquisadores, particularmente para investigar a camada superficial sobre terrenos complexos.

Mahrt (1998) verificou que tanto no regime fracamente estável como no regime intermediário a TSMO é satisfeita. Este comportamento foi observado por Moraes et. al (2005) apenas para o regime fracamente estável. Em Acevedo et al. (2002) sobre estratificação estável ($z/L > 0.01$), a razão σ_w / u_* parece comportar-se como potência de $1/4$ do parâmetro de estabilidade.

2.3 - Desvios padrões das velocidades horizontais, normalizadas por u_*

2.3.1 - Caso de Terreno homogêneo

Existem evidências empíricas que em condições convectivas os desvios padrões de u e v não seguem TSMO (Kaimal e Finnigan., 1994; Panofsky et al. 1977). Neste Caso, tem sido sugerido que as variâncias das componentes horizontais do vento são influenciadas, próxima a superfície, pelas grandes células convectivas, de comprimento de escala z_i (altura da camada convectiva). Conseqüentemente, na camada superficial, é de se esperar que σ_u e σ_v sejam parametrizados pela escala de velocidade convectiva $w_* = (g z_i \overline{w'\theta'} / T_o)^{1/3}$ e estão relacionados com z_i / L ao invés de z / L.

Entretanto, Panofsky (1978) relatou que, na camada de convecção livre, o comportamento dos desvios padrões das velocidades horizontais devem ser independentes de u_*. Então, σ_u/u_* e σ_v/u_* são proporcionais a $(z_i/-L)^{1/3}$ e para esta camada, $\sigma_{u,v} = Cw_*$, onde é $C \approx 0.6$.

Também, sobre condições estáveis, ainda existem incertezas se as escalas de Monin- Obukhov podem ser usadas, ou seja, se as relações de similaridade entre σ_u/u_* e σ_v/u_* com z/L existem. Porém, Panofsky et al. (1977) registram que σ_u/u_* na camada superficial, faz escala com h/L, onde h é a altura da camada estável. Ressalta-se, alguns autores (Smedman 1988, Mahrt, 1998) relatam uma certa dependência de σ_v/u_* com de z/L. No intervalo $0 \le z/L \le 0.5$ estes autores identificaram que esta razão é independente do parâmetro de estabilidade, mas, para $0.5 \le z/L \le 1$ ela aumenta bruscamente com o aumento de z/L.

No regime neutro há uma grande variedade de resultados divergentes com relação a estas razões. Kaimal et al (1972), analisando dados de Kansas, encontraram $\sigma_u/u_* \cong 1.8$ e $\sigma_v/u_* \cong 1.6$. Já, Monin e Yaglon (1971) sugeriram valores de $\sigma_u/u_* \cong 2.3$ e $\sigma_v/u_* \cong 1.7$. Teunissen (1980), analisando dados sobre um terreno plano tipicamente rural, encontrou 2.84 e 1.92 e Moraes (2000), para a região do Pampa, encontrou 2.42 e 2.78 para σ_u/u_* e σ_v/u_* respectivamente.

2.3.2 - Caso de Terreno Complexo

Em terrrenos complexos, no regime neutro, valores encontrados de σ_u/u_* e σ_v/u_* são também muito variados, devido à inexistência de expressões universais para a heterogeneidade de terrenos complexos. Founda et al. (1997) obtiveram valores de 2.92 e 2.06, respectivamente. Bradley (1980) encontrou, para estas funções adimensionais, 3.76 e 4.11. Al-Jiboori et al. (2001) em seu estudo, na região do rio Heihe, no oeste da China, observaram que $\sigma_u/u_* = 2.55$ e $\sigma_v/u_* = 2.62$. Porém, Moraes et al. (2005) obtiveram, para o vale do rio Jacuí, no Rio Grande do Sul, $\sigma_u/u_* \cong 2.4$ e $\sigma_v/u_* \cong 2.2$.

Em condições convectivas, Xu et al. (1993) e Al-Jiboori et al. (2001) observaram que σ_u/u_* aumenta com o aumento da instabilidade. Moraes et al. (2005) mostraram que σ_u/u_* e σ_v/u_* têm alguma espécie de dependência com z/L para ventos fortes ($U > 1\,ms^{-1}$) e $-1 \leq z/L \leq 0$. Também, sugerem que para a camada fracamente convectiva, dominada pelo forçante mecânico, os desvios padrões de u e v seguem a TSMO. Entretanto, Moraes et al. (2005) observaram que estas funções têm pouca dependência com o parâmetro de estabilidade z/L quando a velocidade do vento é fraca ($U < 1\,ms^{-1}$), sugerindo que a TSMO não se aplica nestes casos.

Em condições estáveis os resultados destas razões adimensionais, em terrenos complexos, são escassos. Moraes et al. (2004) mostraram que para condições de vento fraco, σ_u/u_* e σ_v/u_* não mostram qualquer relação com o parâmetro de estabilidade z/L. Porém, com vento forte (acima de $2ms^{-1}$), encontraram que os desvios padrões adimensionais, no limite quase neutro, aumenta com o aumento da estabilidade. Além disso, verificaram que em regime fracamente estável, os incrementos nos desvios padrões adimensionais são menores do que em condições muito estáveis, pois este aumento é devido a uma diminuição nos valores de u_*, a qual ocorre mais rapidamente com o aumento da estabilidade.

2.4 - Desvio padrão de temperatura, normalizado por T_*

2.4.1 - Caso de Terreno Homogêneo

Para concluir a revisão bibliográfica das funções de similaridade em função das escalas de Monin- Obukhov para a camada superficial, faz-se necessário também discutir o comportamento do desvio padrão de temperatura, normalizado pela escala de temperatura ($\sigma_\theta / |T_*|$), definida como:

$$T_* = -\frac{\overline{w'\theta'}}{u_*} \quad ; \tag{2.3}$$

Resultados observacionais sugerem que o desvio padrão da temperatura (σ_θ / T_*) segue TSMO para todas as condições de estabilidade. Todas as expressões encontradas na literatura são representadas por expressões como a equação $\frac{\sigma_\alpha}{\alpha_*} = A_\alpha [1 + B_\alpha (z/L)]^{C_\alpha}$.

Do experimento de Kansas (Businger et al., 1971; Wyngaard e Coté, 1971) obteve-se, no limite neutro, valor igual a 3.3. De Bruin et al. (1993) encontraram para $\sigma_\theta / |T_*|$, também no limite neutro, o valor de 2.9.

No lado convectivo, há pouca discrepância na forma funcional que deve representar $\sigma_\theta / |T_*|$. Kaimal e Finnigan (1994), sumarizando dados de diversos experimentos, sugerem uma lei de potência de -1/3. Este resultado foi confirmado em estudos posteriores (Moraes, 2000).

Para condições estáveis, enquanto Nieuwstadt (1984) e Smedman (1988) indicam que os desvios padrões são praticamente independentes de z/L, em regime fracamente estável Kaimal e Finnigan (1994) apontam para uma lei de potência de (-1). Em condições muito estáveis ($z/L > 1$), Mahrt (1999) coloca em dúvida a validade da TSMO pela pequena intensidade da turbulência.

2.4.2 - Caso de Terreno Complexo

Estudos feitos em superfícies complexas sugerem que $\sigma_\theta / |T_*|$ tem um forte aumento com $|z/L|$ para condições próximas à neutra, tanto para o lado estável quanto para o lado instável (Moraes et al., 2005). Os mesmos autores sugerem que este grande aumento da magnitude de $\sigma_\theta / |T_*|$ pode ser explicado considerando-se que σ_θ diminui mais rapidamente do que a escala de temperatura T_*. Nas condições instáveis, Moraes et al. (2005) encontraram um valor assimptótico para o desvio de temperatura, normalizado em torno de $\approx$ 1.0.

Da Silva (2000) observou que os desvios padrões são praticamente independentes de z/L em regime fracamente estável. Moraes et al. (2005)

concluíram que, na camada estável e com ventos fortes, a razão σ_θ / T_* apresenta dependência com z/L, porém, não existe um comportamento assimptótico no limite de forte estabilidade. Sendo assim, a dependência de σ_θ / T_* com o comprimento de Monin- Obukhov é questionável.

2.5 - Transformada de Fourier e Ondeleta

2.5.1 - Transformada de Fourier (TF)

Uma ferramenta estatística que é empregada para investigar o funcionamento da turbulência é a análise espectral de Fourier. Esta nos permite descobrir como os vórtices de diferentes tempos e escalas espaciais contribuem para o estado geral da turbulência, decompondo uma série temporal em diferentes freqüências e uma série espacial em diferentes comprimentos de onda.

Também, as séries de Fourier são ideais para analisar sinais periódicos, desde que os modos harmônicos usados na expansão sejam periódicos e regulares. Então, para caracterizar os sinais no domínio da freqüência ou espacial, faz-se necessário encontrar os coeficientes numéricos de Fourier. Estes são fornecidos pela equação:

$$c_n(f) = \frac{1}{a} \int_0^a f(t)\, e^{-2\pi j n t/a}\, dt \tag{2.4}$$

onde $f(t)$ é o sinal analisado no caso de uma série temporal, n é a freqüência e a é uma constante. Expressão similar aplica-se para séries espaciais.

Em Hinze (1959), Lumley e Panofsky (1964) ou Panofsky e Dutton (1984) encontra-se uma revisão completa da aplicação da análise de Fourier para campos turbulentos. A seguir, são apresentados os principais conceitos e definições relacionadas a este tratamento.

A transformada de Fourier de um sistema com um número infinito de graus de liberdade é definida como:

$$\phi_i(\omega) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} R_i(\tau) e^{j\omega t} d\tau \tag{2.5}$$

sendo $i = u, v, w$, ω a freqüência e $R_i(\tau)$ a função de auto-correlação. A transformada inversa será a seguinte função de auto-correlação:

$$R_i(\tau) = \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty} \phi_i(\tau) e^{-j\omega\tau} d\omega . \tag{2.6}$$

No caso de $\tau = 0$ a expressão (2.7) reduz-se a:

$$R_i(0) = \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty} \phi_i(\omega) d\omega \tag{2.7}$$

de modo que $\phi_i(\omega)$ mostra como a energia cinética turbulenta é distribuída com respeito a freqüência $2\pi/T = 2\pi n$, onde T é o período e n é a freqüência. A freqüência ω é uma freqüência angular, relacionada com a freqüência cíclica por $n = \omega/2\pi$.

As equações (2.5), (2.6) e (2.7) definem o Teorema de Wiener- Khinchin (Degrazia e Goulart, 2004) e estabelecem um resultado fundamental que relaciona a transformada de Fourier da função de autocorrelação com o espectro de energia.

Considerando a turbulência estacionária, como a transformada de $R_i(\tau)$ é uma função par, $R_i(\tau) = R_i(-\tau)$ e a função de densidade espectral de energia ($\phi_i(\omega)$) pode ser expressa da seguinte maneira:

$$R_i(\tau) = \frac{1}{2}\int_{0}^{+\infty} \phi_i(\omega) \cos \omega\tau d\omega \tag{2.8}$$

$$R_i(0) = \frac{1}{2}\int_{0}^{+\infty} \phi_i(\omega) d\omega \tag{2.9}$$

onde $\phi_i(\omega) d\omega$ é a contribuição para a variância dos modos de Fourier entre ω e $\omega + d\omega$.

Assim, uma nova densidade espectral $S_i(n) = 2\pi\phi_i(2\pi n)$ pode ser introduzida de modo que para $\tau = 0$ a equação 2.9 é descrita como:

$$\sigma_i^2 = R_i(0) = 2\pi \int_0^{+\infty} \phi_i(2\pi n)dn = \int_0^{+\infty} S_i(n)dn \qquad (2.10)$$

em que $\sigma_i^2 = \overline{\upsilon_i^2}$ é a variância de uma componente de velocidade e $S_i(n)$ é o espectro de energia.

2.5.2 - Transformada em Ondeletas (TO)

Primeiramente, será feita uma breve revisão conceitual sobre as funções de ondeleta. As ondeletas são funções localizadas no tempo (ou espaço), tornando-as ideais para analisar sinais não-estacionários, contendo transitoriedades e estruturas tipo fractais (Farge, 1992). As ondeletas $\psi_{a,b}(x)$ são obtidas por dilatações (compressões) e translações de uma única função ψ (ondeleta mãe) de modo a cobrir $\Re$ (Weng e Lau,1994; Morettin, 1999), tal como:

$$\psi_{a,b}(x) = |a|^{-1/2}\psi\left(\frac{x-b}{a}\right) \quad , \quad a,b \in \Re, a \neq 0 \qquad (2.11)$$

Usualmente tomamos valores para a e b, $a = 2^{-j}$ e $b = k2^{-j}$. Assim, a ondeleta-mãe é dada por:

$$\psi_{j,k}(t) = 2^{j/2}\psi(2^j t - k) \quad , \quad j,k \in Z \qquad (2.12)$$

onde o fator escala 2^{-j} é chamado fator de dilatação (escala) e j é o nível associado com a escala 2^{-j}. O parâmetro de translação $k2^{-j}$ é chamado localização e k o índice de translação associado a $k2^{-j}$.

A função $\psi_{j,k}(t)$ é uma base de ondeletas ortonormal que formam uma base não necessariamente ortogonal, porém bases ortogonais permitem uma melhor reconstrução do sinal.

Considera-se, portanto, uma base ortonormal gerada por ψ como na expressão (2.13), ou seja, $\langle \psi_{j,k}, \psi_{l,m} \rangle = \delta_{j,l}\delta_{k,m}$, $j,k,l,m \in Z$. Assim, pode-se dizer que $f(t)$ é quadraticamente integrável sobre $\Re$,

$$f(t) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-\infty}^{\infty} c_{j,k}\psi_{j,k}(t) \tag{2.13}$$

em que é a série de ondeleta de $f(t)$ e os coeficientes $C_{j,k}$ são dados por:

$$C_{j,k} = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\psi_{j,k}(t)dt \tag{2.14}$$

É importante ressaltar que a escolha de ondeletas de formas diferentes gera resultados diferentes quando aplicadas à mesma $f(t)$. Uma conseqüência importante desse fato é a de que se deve optar por ondeletas-mãe com características similares àquelas do evento que se deseja identificar.

Além disso, o princípio da incerteza, segundo o qual não se pode ganhar simultaneamente em resolução no domínio de tempo e da freqüência, aplica-se também à transformada em ondeletas, que mede o grau de similaridade entre a ondeleta $\psi_{j,k}(t)$ e a função $f(t)$.

Nos anos 80, do século XX, foi desenvolvida uma nova forma de decomposição de funções, baseada na teoria de grupos e nas representações quadrátricas integráveis, denominada de transformada em ondeleta (Farge, 1992). A Transformada em Ondeleta foi usada em uma variedade de campos, tais como a detecção de sinais sonoros (Grossmann et al., 1984), estudo da turbulência em túnel de vento (Argoul et al., 1989), a análise de experimentos da camada limite (Mahrt, 1991), simulações numéricas da turbulência (Meneveau, 1991) e seleção dos sinais intermitentes associados com severos gradientes (Lu e Fitzjarrald et al.,1994).

Morlet com a colaboração de Grossmann desenvolveram o formalismo geométrico das transformadas de ondeletas contínuas (Grossmann et al., 1984), baseado na invariância dentro de grupos afins, normalmente translação e dilatação. A TO é uma ferramenta matemática que permite análise em tempo e escala de um

sinal, utilizando-se de funções analíticas localizadas no tempo, as ondeletas (Daubechies, 1992). A decomposição em escala é obtida dilatando ou contraindo a ondeleta utilizada, e então fazendo a convolução desta com o sinal (Farge, 1992). De acordo com Lu e Fitzjarrald (1994), a TO é capaz de transformar sinais que tem fenômenos de freqüência alta superpostos a fenômenos de freqüência baixa que tenham tempo de vida curta.

Para $f(t) \in L^2(\Re)$, a transformada em ondeleta, com respeito a ψ, é definida como:

$$W_f^{\psi}(a,b) = \frac{1}{|a|^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\psi\left(\frac{t-b}{a}\right)dt \qquad , \qquad a,b \in \Re, a > 0 \qquad (2.15)$$

Note-se que a transformada é o produto interno de f pela função $\psi_{a,b}$ dada em (3.16). O parâmetro “a” representa a escala e “b” a localização da função de ondeleta-mãe.

A Transformada em Ondeleta Contínua (TOC) oferece um desdobramento contínuo e redundante em termos de espaço e escala que pode localizar a dinâmica de estruturas coerentes e medir as contribuições delas para o espectro de energia.

A TOC de Morlet é complexa, e fornece muitas informações sobre o sinal, tais como, módulo de L^2 que mostra a densidade de energia, a fase em cada instante e as partes real e imaginária dos coeficientes de ondeletas (Farge, 1992; Torrence e Compo, 1998). Além disso, pode-se dizer que a expressão (2.12) é definida como TOC. Neste trabalho foi usada a TOC, sendo definida como a convolução do sinal $f(t)$ em tempo-escala (Farge, 1992). A ondeleta mãe utilizada foi a de Morlet, dada por:

$$\psi(t) = e^{i\omega_0 t} e^{-\left(|t|^2/2\right)} \qquad (2.16)$$

Segundo Sá et al. (1998), a ondeleta complexa de Morlet é adequada para captar as periodicidades do sinal geofísico de maneira contínua ao longo das escalas.

Assim, os gráficos que representam a forma da função de Morlet da parte real e imaginária quando ω_0 = 5, serão mostrados abaixo:

(a) (b)

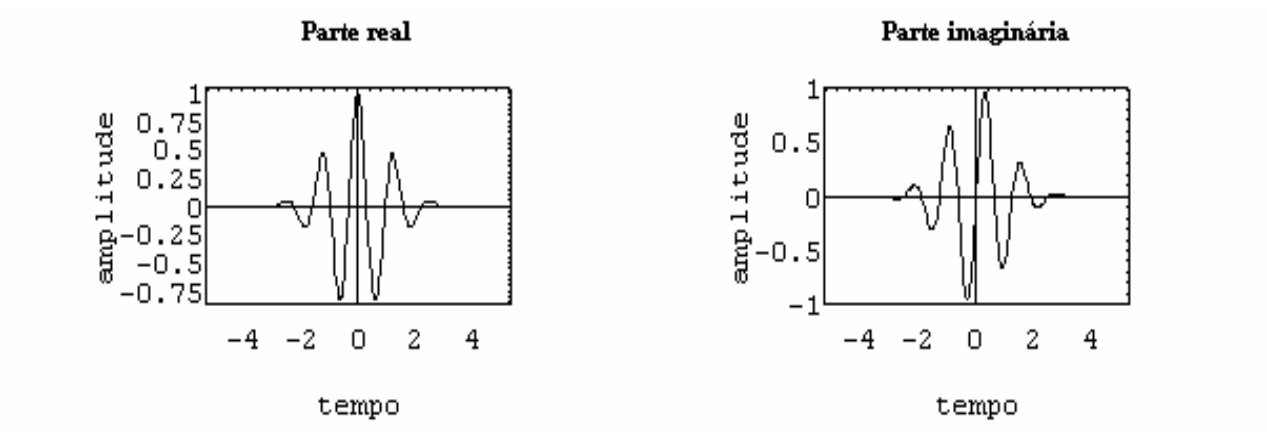

Figura 2.1 – Gráficos da parte real (a) e parte imaginária (b) da ondeleta de Morlet (Fonte: Bolzan, 1998).

2.6 - Análise Espectral

2.6.1 - Energia Cinética Turbulenta (ECT)

Os transportes turbulentos de momentum, energia e massa, são representados na natureza como vórtices que se superpõem uns aos outros, com diferentes escalas de energia, contribuindo para o desenvolvimento da turbulência na Camada Limite Atmosférica (CLA). A turbulência pode ser visualizada como uma superposição de vórtices irregulares com diferentes escalas espaciais e temporais (Stull, 1988), transferindo energia de um vórtice para outro de forma não linear. Essas transferências são responsáveis pelas trocas de momentum, calor e umidade entre superfície-atmosfera e são afetadas por várias escalas dos processos atmosféricos, que controlam, principalmente, as transformações e mudanças de energia nos processos dinâmicos, de interação térmica, evaporação e também, de transportes de poluentes.

A energia responsável por essas transferências no escoamento turbulento é dita como Energia Cinética Turbulenta (ECT) e é uma das mais importantes variáveis nos processos que ocorrem próximos à superfície e definida como uma medida da intensidade da turbulência. Ela é uma conseqüência da produção e destruição da turbulência na camada limite. Os termos individuais desta equação descrevem fisicamente os processos que geram, ou destroem a turbulência. Contudo, a estrutura dos vórtices turbulentos tem diferentes características que determinam a formação e evolução da CLP. A camada limite convectiva é considerada como aquela camada na qual a turbulência é gerada principalmente pelo forçante térmico e este exerce um papel fundamental na produção e manutenção da energia cinética turbulenta. Com isso, tem-se a presença de vórtices de grande escala quando ela é bem desenvolvida. Por outro lado, na camada limite estável, os vórtices turbulentos são pequenos devido ao decaimento da turbulência, pois o forçante térmico troca de sinal e apenas o forçante mecânico mantém a turbulência, que pode ser de fraca intensidade ou intermitente.

A definição da ECT é dada pela soma das variâncias de velocidade dividido por 2, isto é:

$$\bar{e} = \tfrac{1}{2}\left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}\right) \tag{2.17}$$

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 é escrita como (Panofsky e Dutton, 1984):

$$\frac{D\bar{e}}{Dt} = \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -\left(\overline{w'u'}\right)\frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + \frac{g}{\theta}\left(\overline{w'\theta'}\right) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{w'p'}\right) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{w'e'}\right) - \varepsilon \tag{2.18}$$

i ii iii iv v

onde p' é a flutuação de pressão, ρ a densidade do ar, g a aceleração da gravidade, θ a temperatura potencial, e ε a taxa de dissipação da ECT por unidade de massa, e z a altura observacional.

Na equação (2.18), 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.

Assumindo um estado estacionário, $\partial\bar{e}/\partial t = 0$, a equação adimensional da energia cinética é escrita como:

$$\phi_m - \frac{z}{L} - \phi_t - \phi_e + I = 0 \qquad (2.19)$$

onde, ϕ_m a função adimensional de momentum, L é o comprimento de Moni-Obukhov, ϕ_t é a função adimensional de calor, ϕ_e é a função adimensional de dissipação e I é o termo de pressão.

Então, 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 determina a capacidade do escoamento tornar-se turbulento ou manter a turbulência (Kaimal e Finnigan, 1994). O estudo dos termos da equação (2.15) oferece algumas considerações importantes na natureza da produção e destruição da turbulência na camada limite.

As formas adimensionais descritas acima são definidas como:

$$\phi_m = \frac{kz}{u_*}\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \tag{2.20}$$

$$\phi_t = \frac{kz}{T_*}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \tag{2.21}$$

$$\phi_\varepsilon = kz\varepsilon / u_* \tag{2.22}$$

onde k é a constante de Von-Kárman; T_* é a escala de Temperatura, u_* é a velocidade de fricção e z é a altura da observação, $\partial\bar{u}/\partial z$ é o gradiente do vento médio e $\partial\bar{\theta}/\partial z$, o gradiente de temperatura.

2.6.2 - Espectros de Fourier

A densidade espectral mede a distribuição da variância de uma variável sobre comprimento de onda ou freqüência. Se a variável é uma componente de velocidade, o espectro descreve a distribuição da energia cinética em diferentes freqüências ou comprimento de onda. Assim sendo, a representação espectral associa com cada escala de movimento uma quantidade de energia cinética ou variância.

2.6.2.1 - Espectro de Turbulência Atmosférica

O espectro da turbulência atmosférica pode ser dividido em três regiões espectrais. A primeira é a região de entrada de energia turbulenta, onde a ECT é produzida pelo forçante térmico e/ou cisalhamento do vento, contendo os vórtices mais energéticos. A segunda é a região do subintervalo inercial em que a energia é transferida dos vórtices maiores para os menores (processo de cascata de energia) e finalizando, a região de dissipação de energia que converte a energia cinética em energia térmica na forma de calor.

Kolmogorov (1941) teorizou que os movimentos turbulentos que ocorrem em uma escala suficientemente distante da escala da qual a energia é fornecida para a turbulência, tem uma estrutura localmente isotrópica. Então, segundo a teoria de Kolmogorov, existe uma região, conhecida como subintervalo inercial, a turbulência de pequena escala é considerada homogênea e isotrópica. Nesta região, usando análise dimensional é possível mostrar que:

$$F_u(k_1) = \alpha_1 \varepsilon^{2/3} k_1^{-5/3} \tag{2.23}$$

onde k_1 é o número de onda na direção x_1 ($k_1 = 2\pi n/U$ pela hipótese de Taylor) e α_1 é a constante universal estimada, em torno de 0.5.

No entanto, medidas atmosféricas são feitas em um ponto fixo e as séries turbulentas são séries temporais. A conversão da Hipótese de Kolmogorov, da representação em número de onda para o espaço de freqüência, é obtida com a hipótese de Taylor (1938), segundo a qual quando a velocidade média é grande comparada com as componentes turbulentas as características espaciais não mudam significativamente nos intervalos de tempo envolvidos.

Assim, a densidade espectral (S), das componentes de velocidade, no sub-intervalo inercial pode ser adimensionalisada como (Kaimal et al.,1972)

$$nS_{u,v,w}(n)/u_*^2 = A_{1,2}(2\pi k)^{-2/3} \varphi_\varepsilon^{2/3} f^{-2/3} \tag{2.24}$$

onde n é a freqüência, $f(= nz/U)$ freqüência adimensional, U a velocidade média do vento, e $A_{1,2}$ são as constantes universais de Kolmogorov para o subintervalo inercial, onde A_1 é para componente u do vento e A_2 para as componentes v e w.

Baseados nestas hipóteses e considerando um sistema de referência Euleriano, Degrazia e Goulart (2005) mostraram que as variâncias podem ser escritas como:

$$\sigma_i^2 = \int_{n_E}^{+\infty} S_i(n)dn = \frac{3}{2}\frac{\alpha_i \alpha_u}{(2\pi)^{2/3}}\left(\frac{\varepsilon U}{n_E}\right)^{2/3} \tag{2.25}$$

em que σ_i^2 é a variância de velocidade, U é o vento médio e n_E é a freqüência Euleriana.

Similarmente ao espectro de velocidade, Kaimal et al. (1972) definiram o espectro de temperatura no subintervalo inercial como:

$$nS_{\theta}(n)/T_{*}^{2} = B_{\theta}(2\pi k)^{-2/3}\varphi_{N}\varphi_{\varepsilon}^{-1/3}f^{-2/3} \qquad (2.26)$$

onde T_* é a escala de temperatura, B_θ é a constante universal para o subintervalo inercial, usualmente com valor em torno de 0.78 para temperatura e φ_N e φ_ε são as taxas de dissipação para a variância de temperatura, $\overline{T'^2}/2$.

Durante décadas a análise espectral foi usada para investigar espectros em superfícies planas e homogêneas (Hinze, 1959; Lumley e Panofsky, 1964 e Kaimal et al., 1972). Tem-se investigado se o espectro da turbulência atmosférica segue as leis de similaridade de Monin-Obukhov para a camada superficial. Particularmente busca-se descrever as relações existentes de $nS_\alpha(n)/\alpha_*^2$ em função de z/L.

2.6.2.2 - Espectro da componente de velocidade vertical (S_w) em Terrenos Homogêneos.

Os espectros de velocidade vertical (S_w) exibem uma clara separação estabelecida de acordo com z/L e convergem para a lei de -5/3 em altas freqüências (Kaimal et al. 1972, Wyngaard, 1973). No subintervalo inercial, nos espectros de S_w espera-se a ocorrência de um aumento na densidade de energia proporcional ao aumento do cisalhamento vertical da velocidade do vento médio. Entretanto, no experimento de Minessota(Kaimal et al. 1976), os espectros da componente vertical de mostram claramente uma dependência de z_i sobre a camada limite superficial. Assim, os espectros de velocidade vertical obedecem a Teoria de Similaridade sobre um longo intervalo de freqüências na camada limite superficial.

2.6.2.3 - Espectro da componente de velocidade vertical (S_w) em Terrenos Complexos.

A análise de espectro em terreno complexo mostra que um déficit em freqüências intermediárias próximo ao pico espectral de Kansas tem sido registrado em espectros sobre terreno complexo (e.g. Panofsky et al., 1982; Gallagher et al., 1988). Porém, Marques Filho (1999) relatou que as características de terreno do pantanal semi-inundado favorecem as circulações locais e as flutuações de baixa freqüência, dificultando a ocorrência de uma falha espectral. Kaimal e Finnigan (1994) encontraram que as grandes escalas foram sujeitas ao equilíbrio local e uma rápida distorção próxima à superfície, dentro da camada interna. Entretanto, eles concluíram que com contribuição pequena da produção mecânica, a mistura da turbulência e outros movimentos atmosféricos não são distinguíveis na análise espectral. No entanto, para camada convectiva e vento forte, em baixas freqüências, é observado um aumento espectral devido à presença de outros movimentos de grande escala. Segundo Tampieri et al. (2003), da mesma forma que para as componentes horizontais a evolução dos efeitos do terreno é observada na componente vertical.

Em terrenos complexos, Al-Jiboori et al. (2001) constataram que S_w tem as mesmas propriedades espectrais do que aquelas sobre terreno plano, pois eles têm a maior parte da sua energia em altas freqüências. Além disso, segue a lei padrão de -2/3 no subintervalo inercial.

Magnago et al. (2007) e Moraes et al., (2008) mostraram que os picos espectrais de S_w são bem definidos em todas as classes de estabilidade. Porém, a densidade de energia é menor que no caso de terreno plano, levando ao chamado gap espectral citado por (Gallagher et al., 1988) e primeiro introduzido por (Högström et al., 1982). Moraes et al. (2008), em condições estáveis e vento maior que 1m/s, verificaram que a freqüência do máximo espectral na floresta é maior do que em terreno praticamente homogêneo. Em condições convectivas, Moraes et al. (2008) também concluíram que o pico espectral sobre a copa é mais pronunciado do que em superfície próxima a homogênea.

Análise elaborada por W. Li et al. (2007), também confirma que S_w concorda com o espectro de Kansas (Kaimal et al., 1972) no subintervalo inercial e tem um pico de freqüência similar ($f \approx 0.17$). O espectro de w decresce quase linearmente sobre escalas logarítmicas na região de baixas freqüências e, devido aos movimentos de grande escala serem essencialmente horizontais, próximo à terra, S_w tem um pico não proeminente nas baixas freqüências.

2.6.2.4 - Espectros das velocidades horizontais (S_u e S_v) em Terrenos Homogêneos.

Em superfícies homogêneas, pode-se dizer que a forma espectral no subintervalo inercial segue a lei de potência de $-2/3$ de Kolmogorov, de acordo com as observações obtidas no experimento de Kansas (Kaimal et al., 1972). Para condições neutras, os resultados destes autores são considerados como a referência para terreno plano. Também, foi observado, pelos mesmos, que o comportamento das curvas espectrais, para condições estáveis, segue uma ordem decrescente de estabilidade em termos de z/L, ou seja, quando a estabilidade diminui, aumenta a energia e o pico espectral se desloca para as freqüências mais baixas.

Entretanto, Kaimal et al. (1972) verificaram que os espectros de S_u e S_v, em condições convectivas não são ordenados conforme z/L. Na região de baixas freqüências, onde se esperaria encontrar a localização do máximo espectral, os autores verificaram que há uma área na qual as isopletas são indistinguíveis. Deardorff (1972) conjecturou que os espectros de u e v são contaminados pelos efeitos de grande escala. Assim, foi hipotetisado que os espectros das velocidades horizontais em condições instáveis não têm similaridade com as escalas de MO e o comprimento de onda máximo (λ_m) depende de z_i (Wills e Deardorff, 1974; Kaimal et al., 1976).

Højstrup (1981) tratou os espectros de u e v como a soma de duas contribuições:

$$S(n) = S_L(n) + S_M(n) \tag{2.27}$$

onde $S_L(n)$ corresponde às perturbações produzidas pela flutuabilidade, independentemente da altura sobre a superfície, e $S_M(n)$ refere-se ao espectro produzido pelo cisalhamento do vento que se desloca para as baixas freqüências com o aumento da altura. A componente de flutuabilidade domina em baixas freqüências e escalas na camada limite convectiva de comprimento z_i, enquanto que o cisalhamento do vento domina nas altas freqüências e escalas de comprimento z. A contribuição da alta freqüência é idêntica à do espectro neutro de Kansas (Kaimal et al., 1972). Uma importante característica destes espectros é que eles têm pico duplo. Estes picos duplos são mais proeminentes para pequenos z/z_i, uma região em que o espectro produzido pela flutuabilidade e produzido pelo cisalhamento, desloca-se distante cada um do outro em freqüência. Para condições neutras, somente existe o forçante mecânico e o espectro pode ser representado somente por $S_M(n)$. Por outro lado, em convecção livre, $S_L(n)$ tende a dominar. Entretanto, o pico duplo é somente observado para um intervalo dos valores de z/L.

McNaughton e Laubach (2000) desenvolveram uma análise espectral sobre terreno plano, dividindo a camada superficial em duas partes. A primeira é a parte apropriada do espectro dominado pelos efeitos de fricção do solo, denominada de camada limite interna (CLI). A outra, é chamada de camada limite externa ou camada limite convectiva (CLC), onde a correspondente escala de freqüência depende das escalas de velocidade w_* e de comprimento z_i da turbulência que caracterizam os movimentos na CLC.

Neste tipo de terreno, Al-Jiboori et al. (2001) verificaram que espectros de u (S_u) em alta freqüência estão em concordância com os de Kaimal et al. (1972), com um declive de $-2/3$ no subintervalo inercial, como predita pela lei de Kolmogorov. W. Li et al. (2007) em estudo sobre superfície plana, concluíram que S_u e S_w são consistentes com a curva de Kansas (Kaimal et al., 1972) no subintervalo inercial, obedecendo às leis da CLI. Porém, estes não decrescem linearmente em escalas

logarítmicas na região de baixas freqüências, como demonstrado pelos espectros de Kansas (Kaimal et al., 1972). Além disso, S_v apresenta uma falha espectral em freqüências médias, enquanto que em baixas freqüências, o espectro é largamente aumentado.

2.6.2.5 - Espectros das velocidades horizontais (S_u e S_v) em Terrenos Complexos.

A análise de espectro em terreno complexo, na camada dominada pelos efeitos de fricção no solo (CLI), mostra que o espectro torna-se distorcido devido aos movimentos com grandes comprimentos de onda que não estão em equilíbrio local.

Founda et al. (1997), asseguraram a influência da topografia em terreno complexo e observaram um déficit padrão em freqüências baixas, para uma direção do vento constante, sob estabilidades próximas a neutra. McNaughton e Brunet (2002) teorizaram como tais movimentos da CLI e CLC interagem com a camada superficial através do mecanismo de instabilidade acima e abaixo da camada superficial. No entanto, na CLC, a distorção afetará mais os vórtices de grandes escalas, devido à presença do obstáculo, do que aqueles associados com as escalas que estão em equilíbrio local. Também, mostraram que, quando o tempo de advecção e a escala do tempo de vida dos vórtices são iguais o subintervalo inercial permanece inalterado.

Também, há que considerar situações em que: i) Ocorre instabilidade do ponto de inflexão; ii) Subcamada rugosa de Transição; iii) Abaixo da “blanding height”. Outro elemento de complexibilidade: existência de CAPE e/ ou JBNs.

Segundo Tampieri et el. (2003), o equilíbrio não é obtido para a componente longitudinal, pois as grandes escalas são afetadas pelo efeito de distorção. Entretanto, no subintervalo inercial os espectros das componentes de velocidade horizontal estão em equilíbrio e espera-se um aumento na densidade de energia proporcional ao aumento do cisalhamento, como no caso da componente vertical. Para o espectro da componente transversal, as mudanças estão principalmente relacionadas ao equilíbrio no subintervalo inercial. Tampieri et al. (2003), concluíram que a evolução dos efeitos do terreno sobre espectro deve ser levada em conta, distinguindo entre as componentes de velocidade horizontal e vertical, e entre o

equilíbrio da CLI e CLC. Moraes et al.(2004) também constataram a existência deste efeito de distorção que afeta o escoamento sob condições de vento fraco.

Posteriormente, Moraes et al. (2008) observaram que os espectros, em um sítio de pastagem (superfície praticamente plana) e na floresta (topografia heterogênea), e verificaram que os espectros das componentes horizontais do vento têm um comportamento similar como observado para os espectro vertical também para o máximo espectral e a freqüência relacionada ao máximo espectral. Além disso, o pico espectral de u e v não foi observado em superfície plana, enquanto que na floresta há alguma evidência do pico espectral em ambas componentes laterais do vento. Entretanto, em baixas freqüências é observado um aumento espectral devido à presença de outros movimentos de grande escala, na camada convectiva e em condições de vento forte.

2.6.3 – Variância ou Espectro de Energia de Ondeleta

Meneveau (1991) definiu o espectro de ondeleta ou variância de ondeleta, a fim de detectar as escalas dominantes ou módulos de variância do sinal. A variância permite localizar as estruturas coerentes por escala e detectar onde estão localizadas as amplitudes mais significativas. Além disso, é possível encontrar o tempo de duração das ECs nos sinais de escalares e velocidade.

A variância do sinal é definida (Collineau e Brunet, 1993a) como a integral dos coeficientes quadráticos de ondeleta sobre o parâmetro de translação k :

$$\sigma^2(j) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| W\left[f(j,k)\right]\right|^2 dk \tag{2.28}$$

A definição de $\sigma^2(j)$ foi determinada como espectro de potência de ondeleta (Turner et al., 1994) e $|W(j,k)|^2$ é chamado de escalograma de ondeleta. A TOC de Morlet é complexa, tendo uma parte real e outra imaginária, permitindo definir a energia através do espectro de ondeleta como $|W(j,k)|^2$, ou seja, pela parte real da ondeleta.

Como foi visto na seção (2.5.2), a transformada em ondeletas preserva a energia do sinal. A partir do escalograma verifica-se qual a parte real do sinal analisado, quais são as escalas que participam dos processos que ocorrem na CLA e qual a escala que possui uma maior variância.

Os coeficientes da transformada em ondeleta são influenciados pelos eventos locais, tais como estruturas coerentes, ondas de gravidade, JBNs e outros, tornando o espectro de ondeleta uma melhor medida da variância dos eventos localizados. No entanto, quando se faz o produto de dois coeficientes de sinais distintos de ondeleta, denomina-se de escalograma cruzado (Flandrin, 1988).

Similarmente, o co-espectro de endeleta é definido como o produto da parte real dos coeficientes de ondeleta de duas funções $f(k)$ e $g(k)$, é dado por:

$$Co_{f,g}(j) = \int_{-\infty}^{+\infty} W_f(j,k) W_g(j,k) dk \tag{2.29}$$

Pode-se obter, também, a fase do sinal, em um instante t e numa escala j, como:

$$\Omega(j,t) = arctg\left[\frac{\mathrm{Im}[W_g(j,t)]}{\mathrm{Re}[W_g(j,t)]}\right] \tag{2.30}$$

Segundo Mallat e Hwang (1992), a importância da informação fornecida pela fase do sinal é a detecção de uma singularidade isolada em uma localização t_0 precisa. A TO é uma ferramenta adequada para detectar singularidades isoladas no sinal. Nas singularidades, as isolinhas da fase $\Omega(j,t)$ convergem para uma abscissa t_0 quando a escala tende a zero, abrindo perspectivas para se investigar as regiões em que o sinal tem variações bruscas (Sá et al.,1998).

Uma das aplicações de ondeletas nos sinais atmosféricos está voltada a grande dificuldade em detectar e quantificar as características dos movimentos coerentes. A maior parte das descrições e modelos da turbulência na camada limite, não leva muito em consideração a presença dos movimentos coerentes no escoamento. Estes movimentos coerentes podem ser aparentemente responsáveis pela manutenção da turbulência (produção e dissipação) na camada limite. Com isso, o estudo da estrutura

da turbulência é de fundamental importância para a compreensão da dinâmica e estatística da camada limite.

2.7 - Estruturas Coerentes

Distintas definições para movimentos coerentes ou ECs podem ser encontradas na literatura (por exemplo, Hussain, 1986; Fiedler, 1986; Blackwelder, 1988; Monin, 1991; Kevlahan e Vassilicos, 1994). Robinson (1991) definiu os movimentos coerentes como sendo uma região tri-dimensional do escoamento na qual pelo menos uma grandeza fundamental do escoamento (componente de velocidade, densidade, temperatura, etc.) apresenta correlação significativa com ela própria ou com outra variável sobre um intervalo espacial e/ou temporal que é significativamente maior do que a menor das escalas locais do escoamento.

De acordo com Paw U et al. (1992) e Wahraft (2000), para que existam estruturas em formas de rampas em escalares, deve haver cisalhamento vertical do vento e gradiente vertical do escalar.

Uma das ferramentas de análise mais extensivas de detecção das ECs é a TO. A aplicação da TO à turbulência atmosférica requer o uso de condições adicionais, como observado por Hagelberg e Gamage (1994). No contexto da turbulência, a TO pode mostrar uma decomposição elegante dos fluxos turbulentos (Farge, 1992). Muitas pesquisas foram desenvolvidas para a aplicacão da transformada em ondeleta ao estudo das ECs presentes em medidas de turbulência (Farge, 1992; Lu e Fitzjarrald, 1994; Hagelberg e Gamage, 1994; Collineau e Brunet, 1993b; Turner e Leclerc, 1994 e Gao e Li, 1993; Szilagyi et al., 1998; Cava et al.,2004). Nas últimas décadas, devido ao avanço nos estudos voltados ao conhecimento da turbulência, as estruturas coerentes (ECs) têm sido alvo de grande interesse, principalmente na produção e dissipação da turbulência na camada limite atmosférica.

A caracterização das ECs, principalmente via aplicação do método da TO, permite uma melhor análise em tempo ou espaço destes eventos organizados. A ocorrência de fortes eventos organizados, conhecidos como ECs, tem sido registrada em uma grande fração dos fluxos de escalares e transporte de momentum entre a vegetação e atmosfera. Lu e Fitzjarrald (1994) aplicaram a TO para detectar

grandes vórtices sobre floresta decídua. O aparecimento de estruturas organizadas na turbulência da camada limite atmosférica (Antonia et al.,1979) e próximo à copa vegetal (Gao et al., 1989; Bergström e Högström, 1989) tem sido bem documentado. Próximo à copa, tais estruturas resultam do intenso cisalhamento criado pela ação da floresta no escoamento.

Para (Boppe et al., 1999; Paw U et al., 1992), as ECs são características da turbulência de grande escala na camada superficial. Estas se manifestam intermitentes como grandes desvios da média em séries temporais de grandezas turbulentas. Gao et al.(1989), demonstraram que as ECs podem ser responsáveis por 75% dos fluxos turbulentos na camada superficial atmosférica. Já, Lu e Fitzjarrald (1994), registraram que as ECs foram responsáveis, em torno de 40% de todos os fluxos de calor e momentum.

No entanto, em condições convectivas, as ECs, em forma de rampas, são reconhecidas em séries das flutuações de temperatura como um gradual aumento na temperatura, seguido por um súbito decréscimo (Antonia et al., 1979). Em condições estáveis, este padrão inverte, gradual diminuição seguida por um súbito aumento (Kikuchi e chiba, 1985). Durante o dia, pode-se dizer que o súbito decréscimo de temperatura é devido à presença do ar frio que vem de cima. No entanto, à noite acontece o contrário (Krusche e Oliveira, 2004). Gao et al. (1989) verificaram este mesmo comportamento em séries de umidade não somente em condições convectivas, mas também estáveis. Porém, à noite, é difícil identificar as ECs devido ao sinal fraco e influência dos movimentos de onda.

Assim, a distribuição espacial das fontes de calor e umidade é influenciada pelos efeitos de estabilidade no comportamento das estruturas em forma de rampa. Katul et al. (1997), sustentaram que estas regiões de ascensão e descendência dos movimentos dos vórtices define a extensão espacial das ECs. Observações também indicam que as rampas estão associadas com campo de vento padrão específico (Krusche e Oliveira, 2004). Há evidência suficiente de que o cisalhamento do vento vertical é o fator mais determinante na geração das ECs na camada superficial (Antonia et al., 1979; Gao et al., 1989; Paw U et al., 1992). Chen et al. (2004) verificaram que as estruturas coerentes possuem dois estágios, um de ejeção $(u < 0, w > 0)$ e outro de injeção $(u > 0, w < 0)$ que tem sido observado na camada atmosférica. Eles também observaram que a média padrão das flutuações de velocidade vertical tem o mesmo comportamento de temperatura e umidade. No

entanto, os padrões das flutuações de velocidade horizontal (u') tem comportamento inversa destes de temperatura, vapor d'água e velocidade vertical.

Contudo, apesar de todos os esforços observacionais, não estão ainda bem definidos os domínios espaciais e temporais destes fenômenos. Estes esforços têm sido uma tarefa complexa, os vários métodos usados na detecção destes eventos de rampa apresentam uma considerável discordância na definição dos limites destes eventos, pois pode ser que nenhum dos métodos detectam exatamente o mesmo conjunto de evento ou às vezes eles mesmos detectam diferentes partes do mesmo evento. Devido a esses Krusche (1997) Devido à impossibilidade de estender o procedimento de identificação visual das ECs para todo o conjunto de dados, encontrou técnicas de amostragem condicional (TAC) e comparou com diferentes métodos.

Em alguns trabalhos, as ECs de rampa são detectadas através da TAC, tais como, as funções de intermitência, VITA, esquema de detecção de multi- nível, análise de quadrante e transformada em ondeleta. Krushe e Oliveira (2004) consideraram a aplicação da função de intermitência, transformada em ondeleta de Haar, Daubechies e Chapéu Mexicano como meios eficientes de detectar um grande número de ECs de rampa nas séries de temperatura, umidade e flutuações de velocidade vertical do vento, na camada superficial, em condições convectivas. Entretanto, Hagelberg e Gamage (1994) afirmaram que a transformada em ondeleta por si só não é um método de amostragem condicional para encontrar ECs em forma de rampa no escoamento turbulento. Entretanto, neste estudo, foi possível detectar ECs através do cálculo da variância dos escalares e dos escalogramas da parte real dos coeficientes de ondeleta, permitindo a visualização e identificação das ECs nas flutuações dos escalares.

Além disso, as ECs podem ser identificadas por meio dos critérios que incluem a intensidade (máximo local), tempo de duração das estruturas, a fração de tempo em que elas ocorrem e a escala espacial associada com o tempo de duração. Foi verificado por Lu e Fitzjarrald que o tempo médio de duração das estruturas não muda em diferentes estações. Entretanto, os mesmos afirmaram que o pico espectral de Fourier tem sido sugerido para indicar o espaçamento da escala, enquanto que o pico espectral de ondeleta mede a duração da escala onde ocorrem os eventos coerentes nas séries de temperatura.

Ao aplicar-se a técnica TO, principalmente a séries das flutuações de escalares, as ECs tipo rampa são detectadas pelo máximo local da transformada em ondeleta inversa. De acordo com Collineau e Brunet (1993a) a escala de tempo τ_o associada ao máximo da variância é proporcional à duração média dos eventos mais energéticos. Magnitudes da variância indicam a relativa intensidade das estruturas em diferentes escalas. A variância pode ter mais de um máximo local devido a contribuição das escalas para a energia total do sinal (Hagelberg e Gamage, 1994), mas assume-se que o primeiro máximo é a escala mais representativa das ECs.

Gao e Li (1989) aplicaram com sucesso o conceito das escalas de tempo das estruturas dominantes dentro e acima da copa em uma floresta decídua. Já, Lu e Fitizjarrald (1994), usaram a TO de Haar para detectar os eventos de rampa e determinar a escala de tempo pela análise das séries de temperatura acima da copa da floresta. A escala dominante de ondeleta que corresponde ao máximo local tem sido sugerida para comparar o período de tempo de *'updraft'* (Mahrt, 1991). Além disso, Lu e Fitzjarrald (1994) definiram a duração de tempo das ECs como duas vezes a escala dominante da ondeleta, e verificaram que nas ECs, em séries de temperatura sobre a copa da floresta, tem o máximo local em um intervalo de 20 a 80s. No entanto, Högström e Bergström (1996) afirmaram que as estruturas coerentes existentes acima de superfícies lisas ou de culturas vegetais baixas, apresentam uma escala temporal associada às estruturas coerente inferiores (da ordem de 30s) que as verificadas acima de florestas (da ordem de 60s ou mais).

2.8 - Considerações sobre a simetria entre campos de escalares

As trocas de energia, água e CO_2 entre as superfícies vegetadas e a atmosfera têm um papel relevante na dinâmica dos processos que envolvem a superfície-atmosfera. A hipótese, de que a temperatura e umidade têm mecanismos de transferência similares na camada limite turbulentas da atmosfera é objeto de muita pesquisa tendo em vista a parametrização dos processos superficiais (Mahrt, 1998; Williams et al., 2007), particularmente aqueles referentes à rugosidade superficial (Brutsaert, 1982, p. 113-127; Garratt, 1992, p. 85-114).

Ao se abordar tal tipo de problema, para que se tenha uma correta compreensão dos processos de troca na camada limite atmosférica (CLA) é fundamental conhecer bem a estrutura das flutuações de pequena escala e de grande escala nos processos de troca. A estrutura e intensidade de fluxos de escalares na CLA, tais como calor sensível e vapor d'água, bem como de outros escalares passivos tais como o CO_2, dependem fortemente das escalas de ocorrência dos vórtices (Strunin e Hiyama, 2005). Por outro lado, superfícies com heterogeneidades horizontais afetam fortemente a estrutura da camada limite convectiva (CLC) e as características de sua influência dependem das escalas típicas de ocorrência de tais heterogeneidades (Strunin e Hiyama, 2005), as quais não devem necessariamente coincidir para os diversos escalares passivos (Lamaud e Irvine, 2006).

Segundo Mahrt (2000) um procedimento válido para especificar tais escalas típicas de heterogeneidade consiste na determinação da assim chamada "escala de comprimento de Raupach, L_{Rau}", a qual tem grande utilidade na detecção da aplicabilidade de diferentes parametrizações para a CLC, e que é definida como:

$$L_{Rau} = C_{Rau}\left(Uz_i / w_*\right) \tag{2.31}$$

onde z_i é a altura da CLC, w_* é a escala de velocidade convectiva, U é a velocidade média do vento e $C_{Rau} \approx 0.8$ é um fator adimensional determinado a partir dos dados observacionais. L_{Rau} é aplicável à CLC e pode ser comparado a uma escala de heterogeneidade superficial, L_{hetero}. Se $L_{hetero} < L_{Rau}$ então os modelos que utilizam as relações de similaridade para a CLC poderão prever bem as distribuições dos fluxos de escalares (Strunin e Hiyama, 2005). Esta situação corresponde à heterogeneidade na microescala. Então, a razão L_{Rau} / L_{hetero} constitui um parâmetro fundamental ao se procurarem critérios para aplicabilidade de modelos para a CLC (Strunin et al., 2004).

Outra fonte importante de informação sobre a estrutura da CLC e a potencial validade de relações de similaridade refere-se à determinação de parâmetros estatísticos, particularmente aqueles referentes aos coeficientes de correlação entre escalares passivos medidos na camada limite superficial (CLS) atmosférica, os quais

fornecem informações úteis sobre forçantes externas atuando nos contornos da CLA (von Randow et al., 2002).

No que se refere às forçantes externas nas escalas maiores da CLA, são bem conhecidos os resultados de Moeng e Wyngaard (1984) referentes às assimetrias nas estruturas verticais nos campos de temperatura e umidade específica geradas por contribuições diferentes de fluxos de escalares da superfície para cima (bottom-up) e do topo da camada limite para baixo (top-down), estes últimos gerados pelo entranhamento de ar mais quente e mais seco para dentro da CLA. Tal problema também foi estudado por Mahrt (1991) que procurou encontrar critérios para o estabelecimento de "classes de regimes de umidade na CLA", e que investigou fenômenos caracterizados pela intrusão de bolsões de ar seco por entranhamento no limite superior da CLA, os quais eram capazes de influir na estrutura da turbulência próximo da superfície.

Outra informação importante sobre a dissimilaridade entre escalares, refere-se aos estudos de Hill (1989), De Bruin et al. (1999), von Randow et al. (2002), Williams et al. (2007), dentre outros, sobre a validade da Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov (TS) na CLS. De acordo com Hill (1989), a TS leva ao transporte similar de escalares passivos e ele demonstrou que os escalares similares têm coeficientes de correlação cujo módulo é igual à unidade quando a TS é válida.

No entanto, quando não se tem essa igualdade, deve existir uma dissimilaridade em características estatísticas dos escalares, o que pode se exprimir na existência de mecanismos de transferência distintos. Quando ocorrem mecanismos similares de transferência de escalares e de momentum, considera-se como válida a chamada "Analogia de Reynolds". Contudo, não se deve esperar que tal analogia continue sendo válida acima de superfícies rugosas em geral (Garratt, 1992). Com efeito, nas proximidades dos elementos de rugosidade espera-se que a ocorrência de impacto do escoamento sobre os mesmos, gere esteiras turbulentas locais, cujas forças de pressão terão efeito maior no campo de velocidade do vento, comparativamente ao dos escalares passivos. Consequentemente, em tais situações, a uma dada altura na CLS, a resistência à transferência de momentum (inversamente proporcional ao valor do comprimento de rugosidade para o momentum, z_0) deve ser menor do que a resistência à transferência de calor (inversamente proporcional ao comprimento de rugosidade térmica, z_T). Logo, essa

dissimilaridade leva a um comportamento não universal das duas variáveis e disso podem resultar heterogeneidades superficiais distintas (De Bruin et al., 1991; Katul et al., 1995; Roth and Oke, 1993; Sempreviva and Højstrup, 1998).

Outro aspecto importante ao se considerar a influência da rugosidade superficial sobre o escoamento refere-se à orientação dos elementos de rugosidade térmica em relação à direção do campo de vento. Efetivamente, os efeitos da rugosidade térmica e da presença de um terreno com ondulações podem ser consideravelmente enfraquecidos na presença de um vento suficientemente forte (Avissar e Schmidt, 1998). Kim et al. (2004) utilizaram a simulação numérica dos grandes vórtices para estudar esse problema específico e mostraram que quando os campos de velocidade do vento e temperatura são paralelos, plumas bidimensionais induzidas pelas heterogeneidades dos fluxos de calor à superfície são facilmente destruídas pelo vento de fundo, e o campo de velocidade é fortemente modificado pelos vórtices convectivos existentes, comparativamente ao caso em que os campos de vento e temperatura são perpendiculares entre si. Então resultam diferenças consideráveis entre as propriedades totalizadoras (bulk) da camada limite planetária, tais como entranhamento no topo e arrasto (drag) na base da mesma, as quais têm importantes implicações para a modelagem da CLA.

Sempreviva e Gryning (1996; 2000) desenvolveram uma interessante aplicação da informação proporcionada pelo coeficiente de correlação entre a temperatura e a umidade específica (R_{qT}) para estimar a altura da camada de mistura acima do mar, sob condições instáveis. Eles sugeriram a seguinte parametrização simples de R_{qT} para a CLS, sob condições próximas da neutralidade a instáveis:

$$R_{qT} = 0.9\left(1 - 2L/z_i\right) \qquad , \qquad -\infty < L < 0 \tag{2.31}$$

onde L é o comprimento de Obukhov. Eles também observaram que quando são baixos e constantes, os valores de R_{qT} são bem espalhados, mas quando z_i começa a crescer, R_{qT} aumenta e os dados se tornam menos espalhados.

No que se refere à camada limite estável (CLE), não obstante ela apresentar características específicas, que tornam a interpretação dos fenômenos nela existentes mais complexos (Stull, 1988, Mahrt, 1999; Acevedo e Fitzjarrald, 2003;

Mahrt et al., 2001; Poulos et al. 2002; Sun et al., 2002; 2004), é sabido, da literatura, que as correlações entre escalares podem oferecer informações interessantes sobre sua estrutura, particularmente sob condições levemente estáveis (Mahrt, 1998). Este autor informa que, sob condições fortemente estáveis, a turbulência pode ser mais intensa no topo da camada de inversão superficial, quando, por exemplo, existe um jato de baixos níveis (JBNs). Consequentemente, nessas condições, a dependência funcional dos coeficientes de troca com relação a z/z_i pode deixar de ser válida, o que pode levar à falência da capacidade preditiva dos modelos numéricos que utilizam tais parametrizações. Ressalte-se que a questão da influência da existência dos JBNs nos coeficientes de correlação entre escalares ainda é assunto pouco abordado na literatura. É possível que a ocorrência dos mesmos possa ser detectada em escalas características de comprimento associadas à dimensão dos maiores vórtices na camada limite noturno. Stull (1988) apresenta várias dessas escalas. Uma das mais conhecidas é a escala de comprimento de flutuabilidade, l_R, definida como:

$$l_R = \sigma_w / N_{BV} \tag{2.32}$$

Onde σ_w é o desvio-padrão da componente vertical da velocidade do vento, w, e N_{BV} é a freqüência de Brunt-Vaisala. Seria lógico estender para a camada limite levemente estável o raciocínio utilizado anteriormente para a CLC e admitir que se $L_{hetero} < l_R$, então os modelos que utilizam as relações de similaridade para a CLE poderão prever bem as distribuições dos fluxos de escalares.

Uma maneira de se obter informação útil sobre escalas típicas de heterogeneidade consiste na aplicação da transformada em ondeletas às séries temporais de sinais de escalares de tal forma a obter informações úteis “por escala” (Farge, 1992; von Randow et al., 2002; Williams et al., 2007).

Williams et al.(2007) efetuaram recentemente uma interessante aplicação da transformada em ondeletas para detectar a influência do período de senescência na Floresta Duke, próximo de Charlottesville, Virgínia, EUA, na constituição de uma subcamada rugosa de transição (SRT) acima da floresta, e consequentemente, na geração de dissimilaridades nas flutuações de escalares. Eles utilizaram a projeção em escalas proporcionada pela transformada em ondeletas de tal forma a obterem

um conjunto de informações “por escala”. A partir daí, foi possível a eles a identificação daquelas escalas em que estavam ocorrendo dissimilaridades entre escalares, o que eles atribuíram à distinta distribuição de fontes e sumidouros para diferentes escalares, causando dissimilaridade no transporte de escalares, particularmente entre a concentração de gás carbônico e os outros escalares passivos disponíveis (temperatura e vapor d’água). Os autores observaram que antes do período de senescência, as correlações entre as flutuações dos escalares em função da dimensão dos vórtices eram próximo da unidade, com correlações menores ocorrendo apenas para vórtices com comprimentos inferiores a 10m. Por outro lado, com a irrupção do período de senescência, as flutuações entre os escalares ficaram não correlacionadas, tendo sido observada uma “mistura” das assinaturas de fontes e sumidouros de escalares ao longo das escalas. Estas variações sazonais da estrutura da floresta em função da ocorrência da senescência enfraquecem as condições de aplicabilidade da Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov à SRT.

Convém lembrar que os dados analisados no presente estudo foram obtidos em cultura de arroz no município de Paraíso do Sul, RS. É evidente que as condições experimentais diferem muito daquelas das florestas temperadas. Contudo, a existência de variabilidade sazonal nas condições superficiais do sítio experimental, inclusive com a existência de lâmina d’água em que foi cultivado o arroz, tornam a aplicabilidade do método de Williams et al. (2007) bastante interessante.

Finalmente, deve-se dedicar alguma atenção às peculiaridades das flutuações de concentração de gás carbônico na CLS, que só recentemente tem recebido especial atenção, com a utilização de instrumentos de resposta rápida para a sua medição. Ao se estudarem as causas de suas variações, devem ser levadas em conta, além dos fatores associados à estrutura da turbulência na CLS, outros, de natureza ecofisiológica (Albertson et al., 2001; Williams et al., 2007) ou associados às características biológicas e químicas do solo, principalmente quando a superfície está coberta por liteira (Correia e Oliveira, 2005).

Segundo Albertson et al. (2001) os mais recentes avanços nos estudos de ecofisiologia vegetal sugerem que as condutâncias estomáticas respondem diretamente à taxa de assimilação de carbono dentro da folha, com utilização de uma estratégia de otimização que procura maximizar o ganho de carbono e

minimizar a perda de água. Como a taxa de assimilação do carbono envolve reações bioquímicas que dependem da temperatura e são dirigidas pela energia solar e como a perda de água é dirigida pelos gradientes de pressão parcial de vapor na superfície das folhas, a abertura dos estômatos é definida pelas influências conjuntas dos estados da água, energia e carbono, o que torna sua modelagem, atividade consideravelmente complexa.

Williams et al. (2007) mencionam algumas das dissimilaridades observadas no comportamento das flutuações de vapor d'água e gás carbônico causadas pela senescência de floresta decídua e geradas pela distribuição do sítio em partes em que predominou o efeito da floresta conífera fotossinteticamente ativa e partes em que predominou a respiração de árvores decíduas. Nestas últimas, o solo e a liteira contribuíram para criar pequenas fontes de vapor d'água e gás carbônico (+q, +c) a partir da evaporação e respiração, enquanto nas partes dominadas pelas coníferas, houve fontes de vapor d'água e sumidouros de gás carbônico (+q, -c) a partir da transpiração e fotossíntese. Segundo eles, tais situações comprometem a aplicabilidade da Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov, diferentemente da situação de pré-senescência, em que as fonte e sumidouros de vapor d'água e gás carbônico estiveram fortemente acopladas e a atividade fotossinteticamente ativa da cobertura vegetal dominou as trocas diurnas entre a superfície e a atmosfera.

CAPÍTULO 3

3. DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL e METODOLOGIA

A descrição dos sítios, sensores e dados experimentais são apresentados nesta seção e fazem parte de campanhas experimentais realizadas pela equipe do laboratório de micrometeorologia (Lμmet) nos sítios de Nova Roma do Sul e Paraíso do Sul.

3.1 - Descrição Experimental do Sítio de Nova Roma do Sul

Neste estudo, as observações descritas foram conduzidas próximo a cidade de Nova Roma do Sul (29 ^{0} 01'22"S, 51^{0} 26'38" W, 600m), em uma região montanhosa no Sul do Brasil (Serra Geral), com topografia de terreno complexo. As campanhas fora realizadas em uma região cuja vegetação original é a floresta da Mata Atlântica. As áreas mais altas da região são produtoras de milho e aveia. A produção de vinhos é tradicional e importante na economia de Nova Roma do Sul. Este município está inserido numa área que do Complexo Energético Rio das Antas (CERAN) e está localizado entre as usinas Castro Alves e Monte Claro. Os dados utilizados neste trabalho foram retirados de uma torre que está fixada na borda do vale do Rio das Antas, na região de São Roque. A inclinação do vale encontra-se a poucos metros da torre, no lado oeste. O vale tem aproximadamente 400 metros de profundidade Detalhes adicionais do local e das medidas são descritos em Acevedo et al., (2007).

As figuras 3.1, 3.2 e 3.3, mostram as características topográficas do sítio experimental de Nova Roma do Sul.

Figura 3.1: Fotografia da torre do sítio experimental de Nova Roma do Sul, localizada no topo do vale do Rio das Antas.

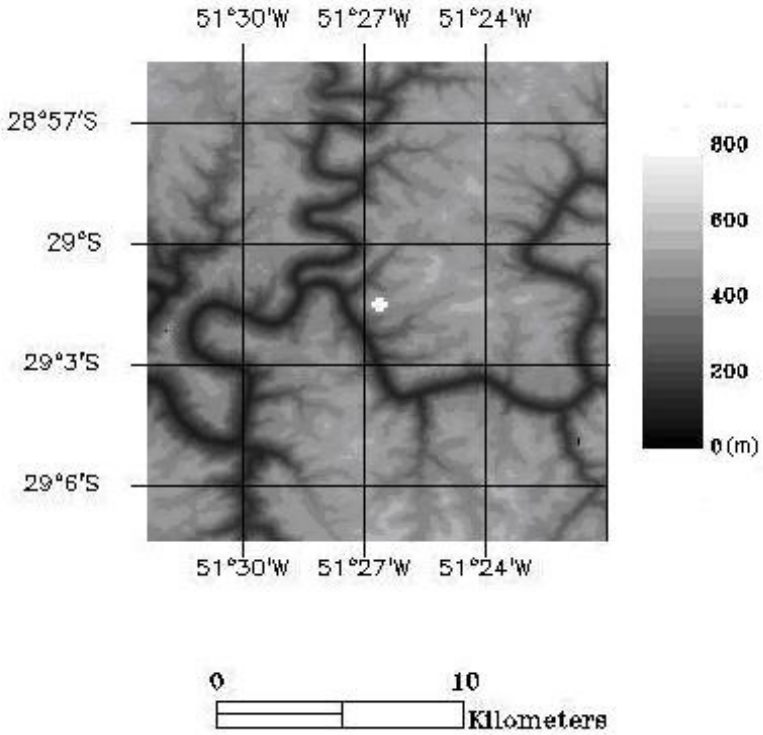

Figura 3.2: Topografia do sítio experimental de Nova Roma do Sul, com altura dada pela legenda. O sitio experimental está representado pelo ponto branco próximo ao centro da figura.

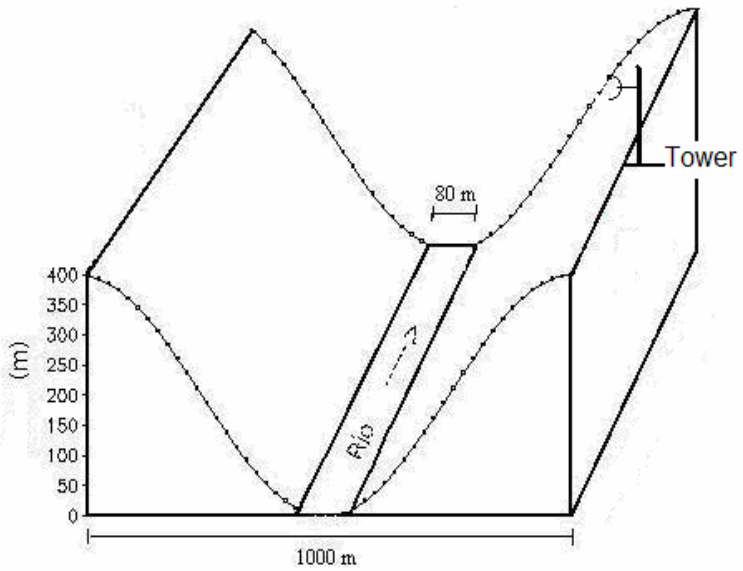

Figure 3.3: Desenho esquemático da topografia do sítio experimental. A torre foi fixada no lado direito da parede do vale. A linha pontilhada indica o crescimento do vale.

Os ventos predominantes foram classificados conforme a orientação do escoamento, como mostra a figura 3.4:

- Paralela – Ventos médios paralelos ao eixo principal do vale
- Transversal da torre para o vale ($240^0 \pm 45^0$) – Ventos médios transversais ao eixo da torre.
- Transversal do vale para a torre ($60^0 \pm 45^0$) – Ventos médios transversais ao eixo do vale.

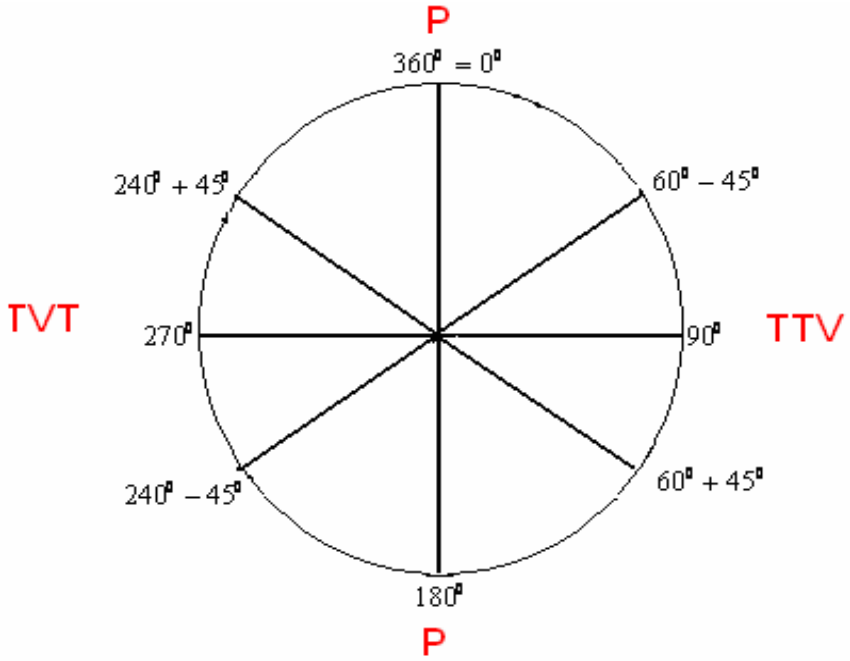

Figure 3.4: Figura que representa os três setores usados para dividir as séries de tempo de acordo com a direção do vento. Eixo principal do vale corresponde à linha 0° até 180°. A nomenclatura P significa paralela ao eixo do vale, TTV significa a direção do vento transversal do vale e TVT significa direção transversal ao vale.

A campanha experimental foi realizada no período de 25 de junho de 2002 a 20 de julho de 2002. As medidas foram realizadas durante a estação de inverno e buscou-se obter medidas da turbulência atmosférica sobre condições estáveis, instáveis e neutras. No entanto, observações que ocorreram em noites calmas, com forte resfriamento radiativo, caracterizam a camada limite noturna como muito estável. Sob essas condições, é muito difícil fazer uma análise do escoamento turbulento, pois a turbulência é muito baixa ou mesmo intermitente. Estes problemas acarretam dificuldades na leitura dos dados pelos sensores. Devido a essa limitação, é muito difícil fazer uma análise e identificar se os equipamentos estão captando sinais de ruídos ou de turbulência. Outro problema encontrado foi nos dados de umidade que apresentaram muitos problemas, tais como a ocorrência de intensa precipitação neste período, não sendo incluídos nas análises realizadas.

Turbulência foi medida pelos sensores de resposta rápida, um anemômetro sônico Campbell (CSAT 3D – Campbell Scientific, Inc.) que mede velocidade do vento nas três direções e temperatura, um higrômetro de Kripton (KH20) medindo umidade, ambos localizados a um nível de 15m a uma taxa de amostragem de 10Hz (fig 3.5). Sensores de resposta (1Hz) incluindo sensores de Temperatura e umidade da marca Vaisala, R. M. Young anemometers, sensores de pressão e radiação líquida não foram usados.

Figura 3.5: Foto do Anemômetro sônico 3D (CSAT3-CAMPBELL) e higrômetro de Kripton (KH20) ao lado do anemômetro sônico 3D.

3.1.1 - Análise dos Dados de Nova Roma do Sul

Um programa em Fortran foi desenvolvido para a análise dos dados experimentais obtidos para este sítio. Neste programa são feitas uma rotação 3D proposta por Kaimal e Finnigan (1994). Evoluções dos parâmetros micrometeorológicos foram determinados para cada 3 minutos, usando uma janela de 27.3 minutos para remover a média, tal que se possa ter uma análise com maior número de pontos (480 pontos), tornando-a mais confiável e estatisticamente correta.

Antes das análises os vetores individuais do vento foram rotados na direção do vento médio de tal maneira que $\bar{v} = \bar{w} = 0$. Na segunda fase, para cada séries de tempo os valores médios, parâmetros da camada superficial (u_*, $\overline{w'\theta'}$, L, T_*, q_*) e desvio padrão das variáveis turbulentas ($\sigma_i \quad (i = u, v \text{ or } w)$, σ_θ, σ_q) e espectros foram calculados.

As análises da qualidade dos dados foram aplicadas para detectar qualquer '*spikes'* (picos), porções de dados misturados ou partes que faltam nos dados, da seguinte forma:

- Primeiramente, foram analisados os gráficos brutos das séries temporais de vento, temperatura e umidade.
- No programa é contada a quantidade de picos existente nos dados. Caso houver uma grande quantidade de picos, desconsidera-se a série de dados e retorna ao início do programa para fazer novamente o tratamento dos dados.
- As séries que apresentaram os problemas citados acima, não foram utilizados para as análises deste estudo.

Para caracterizar a energia cinética turbulenta em um terreno complexo, adotou-se a análise espectral de Fourier das velocidades do vento para este sítio experimental. O programa é executado para um série temporal de *N* = 16394 linhas de dados. Cada série de 16394 linhas é feito um *looping* com avanço de passos de 3 minutos (KK = 1800 linhas) de dados. Após, foi definido um parâmetro (K = 8192 linhas) que nos dá a dimensão das matrizes de entrada para a análise de Fourier, onde K é *N* / 2. Também, é determinado o número bandas (M = 44) para a suavização dos espectros. Após, foi desenvolvido um outro programa que calcula os espectros médios em 22 bandas. Estas são definidas a partir das freqüências mínimas e máximas do espectro. No entanto, as subdivisões das demais bandas intermediárias são realizadas dentro da escala logarítmica.

Os espectros obtidos são classificados em 24 séries: 6 convectivas com vento forte, 6 estáveis com vento forte, 6 convectivas com vento fraco, 6 estáveis com vento fraco, a partir dos conjuntos de dados originais de 30 minutos, coletados em uma freqüência de 10Hz.

Neste trabalho foram analisados estes conjuntos para o qual $-2 \leq z/L \leq 2$. As campanhas dos dados foram classificadas considerando a velocidade do vento médio, vento fraco ($U < 1ms^{-1}$) e vento forte ($U > 1ms^{-1}$). Os dados também foram separados segundo as direções do vento transversal do vento do vale para a torre ($240^0 \pm 45^0$) e da torre para o vale ($60^0 \pm 45^0$), e também, na direção paralela ao vale, conforme foi mostrado na figura 3.4.

É importante mencionar que foi adotado o limite de $-2 \leq z/L \leq 2$ reduz o número de pontos para cada séries de dados, ou seja, valores fora deste intervalo são desprezados, pois, existe muita dispersão nos dados quando se tem um estado de convecção livre ($z/L < -2$) e uma camada muito estável ($z/L > -2$). Também, o valor de $1ms^{-1}$, adotado para separar as séries temporais conforme a intensidade do vento, foi determinado para evitar que se tenha séries temporais muito pequenas de vento forte e que as séries de dados analisados tenham tamanhos satisfatórios.

3.2 - Descrição Experimental do Sítio de Paraíso do Sul

A partir do ano de 2003, o Lμmet, desenvolveu um projeto do INPE (CT- HIDRO) com observações micrometeorológicas contínuas no município de Paraíso do Sul (29^0 44'S, 53^0 8'59.9" W, 42m) situado na região Sul do Brasil. A torre está localizada perto do Rio Jacuí. A região é considerada de terreno plano e praticamente homogêneo. Os dados utilizados neste trabalho foram retirados de uma torre que está fixada em uma área de cultivo de arroz. As figuras (3.5) e (3.6) representam a topografia do sítio de Paraíso do Sul:

Figura 3.6: Foto tirada do alto da torre da topografia do sítio experimental de Paraíso do Sul, localizada em uma lavoura de arroz.

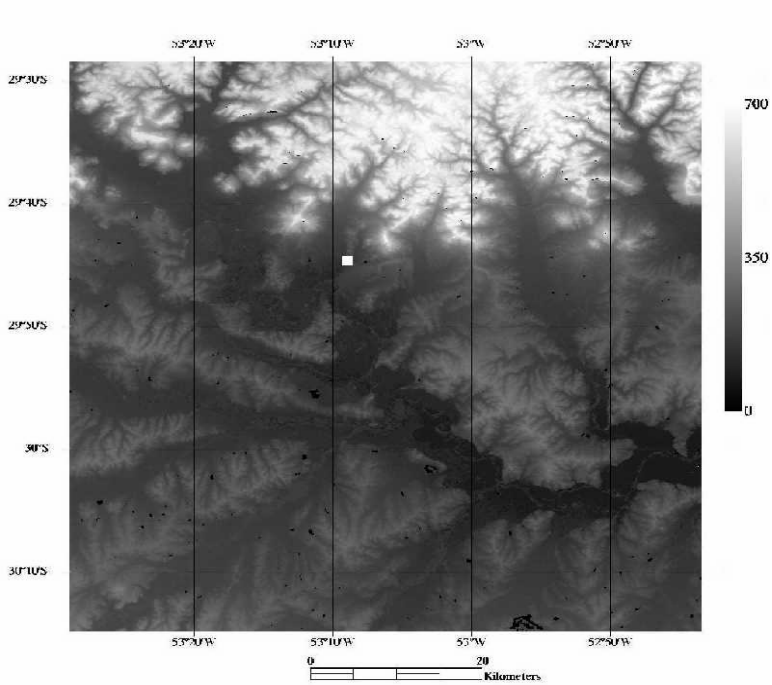

Figura 3.7: Mapa topográfico do sítio experimental de Paraíso do Sul. O sitio experimental está representado pelo quadrado branco próximo ao centro da figura.

Neste sítio, as medidas foram realizadas durante o período de junho de 2003 a junho de 2004. Os dias que foram feitas as análises são do mês de janeiro (05,09,10,13,20,22,25,26,27 e 30) e (137, 139, 140, 141, 142 e 148) do mês de maio. Porém, somente os dias (09, 30, 137 e 140) são apresentados neste trabalho. Também, a análise de cada dia foi feita para 4 períodos: um camada estável (24h-1h), dois para a camada convectiva (12h-13h e 15h-16h) e um na camada de transição(18h-19h). O critério usado para a seleção desses dias, baseou-se na análise da qualidade dos dados através dos gráficos brutosda veriáveis de vento, temperatura, umidade e CO_2 e da identificação visual das séries em que tinham estruturas presentes nos gráficos de ondeleta. Os meses em questão, não só apresentaram diferenças sazonais como também, as heterogeneidades superficiais na lavoura de arroz podem ser influenciadas pelos ciclos fenomenológicos e pelos elementos de rugosidade superficial.

Em janeiro é verão e nesta estação tem arroz na lavoura, o arroz já está bem crescido, em torno de 30cm de altura, o arroz neste mês estava irrigado e a superfície esteve praticamente alagada, com uma lâmina de água em quase todo o período, influenciando assim, os fluxos de calor sensível e latente. O fluxo de calor sensível é menor em janeiro do que o fluxo de calor latente durante o período de coleta dos dados, pois a superfície estava muito úmida. Já em maio, a estação é o outono, porém este mês é mais frio, o solo está “sem vegetação” (após a colheita do arroz). Este período o solo está seco e mais quente durante o dia. Ao contrário de janeiro, nesta época o fluxo de calor sensível maior que o latente.

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 sensores da torre usados para correlações turbulentas é um anemômetro sônico 3D (CAMPBELL), que mede velocidade do vento nas três direções e temperatura, e um Analisador de gás Infravermelho (Licor 3662- caminho aberto) para medir vapor d’água e CO_2. Ambos estão fixados no topo da torre, conforme a figura abaixo:

Figura 3.8: Foto do anemômetro sônico 3D (CAMPBELL) e analisador de gás infravermelho de caminho aberto (Licor 3662 - OPEN PATH).

3.2.1- Análise dos dados de Paraíso do Sul

Um programa, na linguagem computacional Fortran, foi desenvolvido para a análise em Ondeleta dos dados experimentais obtidos para este sítio. No contexto da turbulência, a decomposição em tempo-escala proporcionada pela Transformada em Ondeleta, vem a ser uma importante ferramenta para identificar as estruturas coerentes presente nos transportes turbulentos. Foi utilizada a Transformada em Ondeleta Contínua de Morlet e feita o cálculo dos coeficientes da parte Real da ondeleta de Morlet e a variância pelo máximo local dos coeficientes de ondeleta, para identificar e localizar as estruturas coerentes presentes nas séries temporais de vento, temperatura, umidade e CO_2. Também, obtém-se o desvio padrão, a densidade de energia (L^2), a fase em cada instante, os fluxos turbulentos e os coeficientes de correlação entre os fluxos e entre os escalares.

Com isso, o cálculo do coeficiente de correlação entre os escalares (Tq, TCO_2 e qCO_2) nos permite avaliar a influência que a rugosidade superficial exerce sobre os escalares em diferentes escalas dos vórtices. Também, através do cálculo dos coeficientes de correlação dos fluxo de calor, umidade, CO_2, pode-se estimar a natureza dos processos turbulentos. Então, apesar do sítio de Paraíso ser considerado uma superfície plana e praticamente homogênea, existem heterogeneidades próprias da cultura de arroz que afetam o campo turbulento, favorecendo assim o aparecimento das ECs nas séries temporais dos escalares. Segundo Williams et al. (2007), essas heterogeneidades superficiais causadas pelos elementos de rugosidade, provocam dissimilaridades associadas a distintos campos de escalares.

3.3 - Descrição dos sensores

Os anemômetros sônicos estão no centro de qualquer sistema de covariância turbulenta. Medidas destes baseiam-se no Efeito Dopller. 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 e Paraíso do Sul, como mostram as figuras (4.3) e (4.6) nos tópicos (4.1) e (4.2). 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 verticais e horizontais do vento, bem como, as flutuações de temperatura são computadas. O limite de temperatura é de -30 ^{0}C até 50 ^{0}C.

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 passa alto com uma diferença de freqüência que depende do aquecimento proveniente da radiação. Então, por exemplo, esta medida depende das condições de nebulosidade do dia (Sakai, 2000).

Além de conhecer o funcionamento dos anemômetros sônicos, deve-se levar em conta uma questão importante que 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.

Os higrômetros de resposta rápida, utilizados nos experimentos (Nova Roma do Sul e Paraíso do Sul) são diferentes entre si. O Higrômetro de Kripton, 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.

Em Paraíso do Sul, o higrômetro é também um analisador de gás infravermelho, mas é considerado um instrumento de caminho aberto (Licor 3662 - OPEN PATH), ao contrário do Licor- 6262 que é de caminho fechado. A constante de tempo dos higrômetros de resposta rápida é de 0.1s para os dois 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 nos instrumentos de caminho aberto, a medida é feita "in situ" e, nos de caminho fechado, uma amostra de ar é bombeada através de um tubo para um sensor.

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.

No caso dos 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, x pode ser tomado na direção do vetor vento médio local, dado por $\bar{u}$.

CAPÍTULO 4

4. ANÁLISE CLÁSSICA DA TURBULÊNCIA PARA TERRENO COMPLEXO

Neste capítulo, serão mostrados os resultados da análise em termos da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO), para a intensidade da turbulência, coeficientes de correlação dos fluxos turbulentos de calor e momentum, assim como dos espectros de velocidade.

4.1 - Parâmetros de Intensidade da Turbulência

Em toda esta seção os gráficos à esquerda representam os valores observados, enquanto que os da direita são as curvas de ajuste. A dependência com a velocidade do vento é representada, em cada gráfico, por um círculo vermelho (U > 1m/s) e um círculo preto (U <1m/s).

4.1.1 - Desvio padrão da velocidade vertical, normalizada por u_*

A figura 4.1, mostra o comportamento de σ_w/u_* sobre a topografia em que foi conduzido este estudo e os resultados são analisados de acordo com a velocidade e direção do vento.

No limite neutro o valor de σ_w/u_*, para todas as direções, é menor para condições de vento fraco do que aqueles observados para condições de vento forte. O resultado do experimento de Kansas (1,25) é um valor intermediário comparativamente aos obtidos neste estudo. Nele, em condições de vento forte obteve-se no limite neutro, um valor médio de 1.37, enquanto que no caso de ventos fracos este valor é de 1.15. O valor médio sobre todas as séries de tempo é 1.26. Comparando-se com o valor observado no experimento de Kansas, no qual as

séries temporais não foram divididas conforme a velocidade do vento o valor aqui obtido, para terreno complexo, excede em menos de 10% o valor sobre terreno plano.

No lado estável é observado que σ_w/u_* cresce com o aumento de z/L, mais "rapidamente" do que sobre a superfície homogênea, para ambas as velocidades do vento. Entretanto, o aumento de σ_w/u_* para condições de vento forte é maior do que para condições calmas. Provavelmente isto é devido ao fato de que o decréscimo em u_*, com aumento de z/L, é maior, quanto maior for velocidade do vento. Para valores negativos de z/L é observado que, quando a velocidade do vento é maior do que 1m/s independente da direção, o comportamento deste parâmetro segue, praticamente, o mesmo comportamento daqueles observados sobre superfícies homogêneas. Para baixas velocidades do vento o aumento em σ_w/u_* , com o decréscimo de z/L, é menor do que os registrados por Businger et al (1971). Nestas condições, a dependência de u_* com a estabilidade é inversa do que aquela observada em casos noturnos.

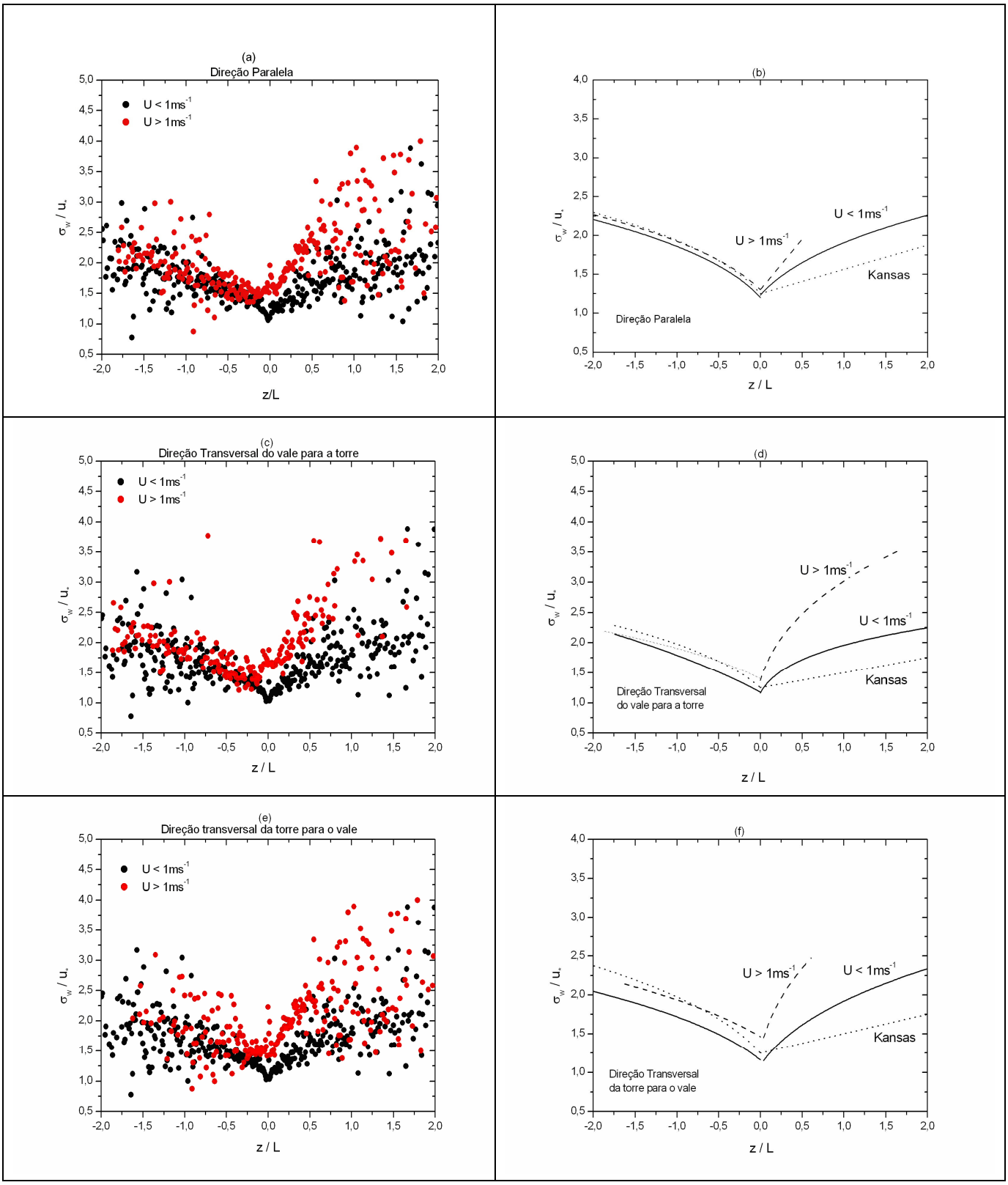

Figura 4.1: Representa σ_w/u_* sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul para $U<1m/s$ (círculo preto) e $U>1m/s$ (círculo vermelho). Os painéis do topo mostram: (a) à esquerda os dados brutos e à direita (b) o ajuste experimental de σ_w/u_*, ambos para a direção paralela. Os painéis abaixo à esquerda são os dados brutos na (c) direção transversal do vale para a torre e (e) direção transversal da torre para o vale e à direita mostram o ajuste experimental para vento (d) na direção transversal do vale para torre e (f) o ajuste experimental para vento na direção da torre para o vale.

4.1.2 - Desvio padrão das velocidades horizontais, normalizadas por u_*

Os desvios padrões das componentes de velocidade longitudinal e transversal, normalizados pela velocidade de fricção, são apresentados na figura 4.2 e 4.3. Em condições convectivas (z/L negativo), o parâmetro σ_u/u_*, para as duas classes de velocidade do vento, apresenta uma dependência para $z/L > -0.5$ que, aparentemente, é similar com relação à estabilidade atmosférica para iguais direções do vento. O mesmo ocorre para σ_v/u_*. Entretanto, a análise através das curvas de ajuste mostra que, a dependência de σ_u/u_* e σ_v/u_* com z/L é linear para ventos fracos e não-linear para ventos fortes.

Nas figuras (4.2) e (4.3) apresenta-se, para efeito de comparação, o comportamento destas grandezas, obtidas por Moraes et. al (2005) para o fundo de um vale e com vento paralelo ao eixo do mesmo. Uma inspeção dos resultados de Kansas permite notar que, no caso de velocidade do vento superior a 1m/s, o comportamento destas razões é semelhante àquele de terreno homogêneo.

Em condições estáveis as razões σ_u/u_* e σ_v/u_* crescem com z/L, de uma maneira bem comportada até o limite $z/L \approx 0.5$. Acima deste limite o espalhamento no conjunto de dados é muito grande e não permite inferir nenhuma relação explícita de σ_u/u_* e σ_v/u_* com z/L. O que é possível observar é que estas razões são maiores quanto maior for a velocidade do vento. Mahrt (1999) sugere que σ_u/u_* e σ_v/u_* apresentam um súbito aumento para $0.5 < z/L < 1.0$ e tal comportamento é observado neste estudo. Os resultados, em condições de fraca estabilidade, mostram que os valores de σ_u/u_* estão um pouco acima dos obtidos por Moraes et al.(2005), ao contrário de σ_v/u_*, que são menores do que os observados por Moraes et al. (2005). Porém, em condições de vento forte, os valores de σ_u/u_* em Moraes et al.(2005) são menores do que aqueles obtidos neste estudo. Entretanto, em σ_v/u_* os valores de Moraes et al. (2005) estão em concordância com os deste estudo.

No regime próximo ao neutro, na direção paralela, foram obtidos, independentemente da velocidade do vento, $\sigma_u/u_* \cong 2.5$ e $\sigma_v/u_* \cong 2.9$ e, nas direções transversais, $\sigma_u/u_* \cong 2.6$ e $\sigma_v/u_* \cong 2.8$. Quando se calcula a média sobre todas as direções de vento tais valores são 2.55 para σ_u/u_* e 2.85 para σ_v/u_*. Moraes et al. (2005) encontraram $\sigma_u/u_* \cong 2.4$ e $\sigma_v/u_* \cong 2.2$ quando a velocidade do vento excede 1m/s. Para terrenos homogêneos os valores reportados para Kansas são 1.8 e 1.6, enquanto que para uma região do Pampa Gaúcho, com características de terreno homogêneo, tais valores são 2.78 e 2.42 (Moraes,2000).

Também, na direção paralela ao vale e vento maior do que 1m/s, o ajuste experimental de σ_v/u_* obtido por Moraes et al. (2005) é muito maior em condições convectivas. Nestas condições, o ajuste experimental de σ_u/u_* em Moraes et al. (2005) é menor do que para este estudo. Porém, em regime neutro, foi verificado que o ajuste numérico deste estudo é um pouco maior do que o reportado por Moraes et al. (2005) para o vale do rio Jacuí.

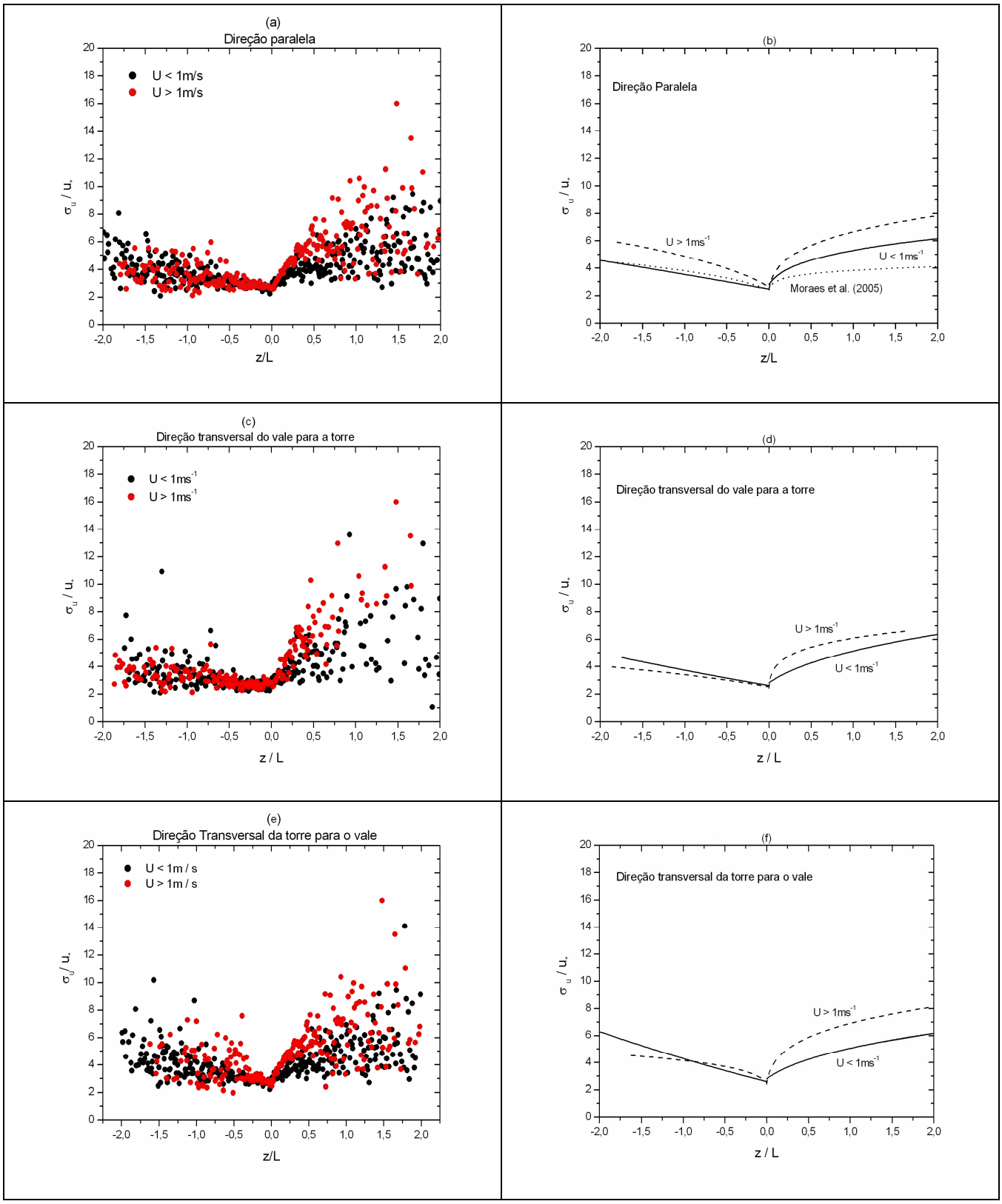

Figura 4.2: Representa σ_u / u_* sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul para $U < 1m/s$ (círculo preto) e $U > 1m/s$ (círculo vermelho). O painel do topo à esquerda mostra os dados brutos de σ_u / u_* para (a) direção paralela, os painéis abaixo são para (c) direção transversal do vale para a torre e (e) direção transversal da torre para o vale. O painél do topo à direita mostra o ajuste experimental de σ_u / u_* para vento (b) na direção paralela, os painéis abaixo são para (d) direção transversal do vale para torre e (f) transversal da torre para o vale.

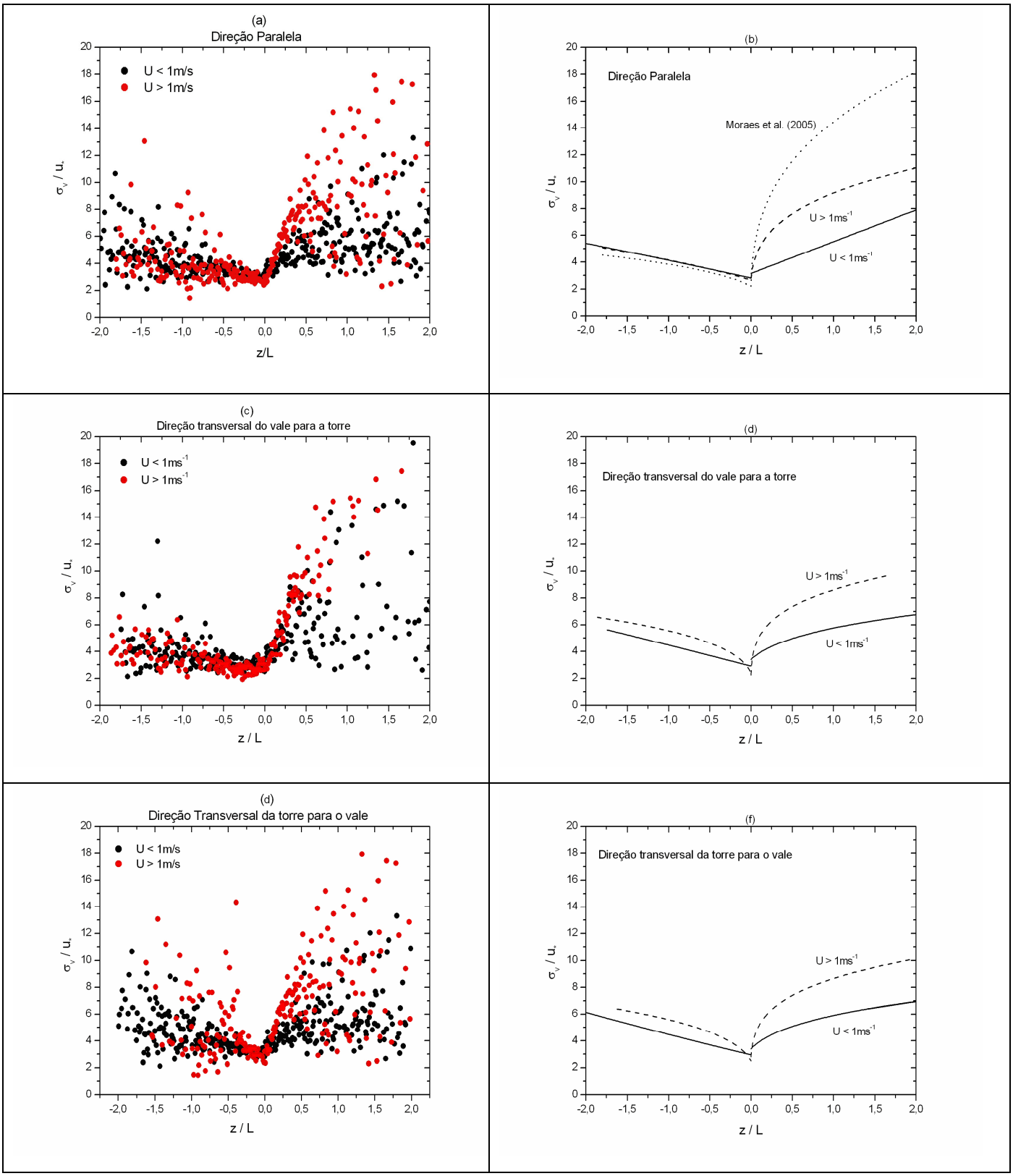

Figura 4.3: Representa σ_v / u_* sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul para $U < 1m/s$ (círculo preto) e $U > 1m/s$ (círculo vermelho). O painel do topo à esquerda mostra os dados brutos de σ_v / u_* para (a) direção paralela, os painéis abaixo são para (c) direção transversal do vale para a torre e (e) direção transversal da torre para o vale. O painel do topo à direita mostra o ajuste experimental de σ_v / u_* para vento (b) na direção paralela, os painéis abaixo são para (d) direção transversal do vale para torre e (f) transversal da torre para o vale.

4.1.3 - Desvio padrão de temperatura, normalizado por T_*

Como anteriormente, os conjuntos de dados foram também separados de acordo com a velocidade do vento e direção do vento. Na figura 4.4, os resultados do desvio padrão de temperatura normalizada (σ_θ / T_*) apresentam comportamento similar ao reportado em diversos outros estudos, tanto para condições de terrenos homogêneos quanto para terrenos complexos (Moraes et al., 2005).

No painel à esquerda, os valores de σ_θ / T_* para vento forte são mais altos em condições estáveis para todas as direções do vento, com uma grande dispersão de dados nas condições de vento fraco e direção transversal do vale para a torre. Para esta direção e condição de estabilidade, uma relação satisfatória é observada somente para $0 \leq z/L \geq 1$. Uma falta de dependência é também notada para condições convectivas nas direções transversais da torre para o vale. Para condições muito estáveis o valor é 2.54, independente da velocidade do vento. No limite de convecção livre o valor assimptótico é 1.15, também independente da velocidade do vento. Moraes et al. (2005) encontraram, para condições convectivas, um valor assimptótico um pouco menor do que aqueles obtidos neste estudo. O comportamento assimptótico em regime neutro ($\sigma_\theta / T_* \rightarrow \pm\infty$) é alcançado mais rapidamente para condições de vento fraco do que em vento forte.

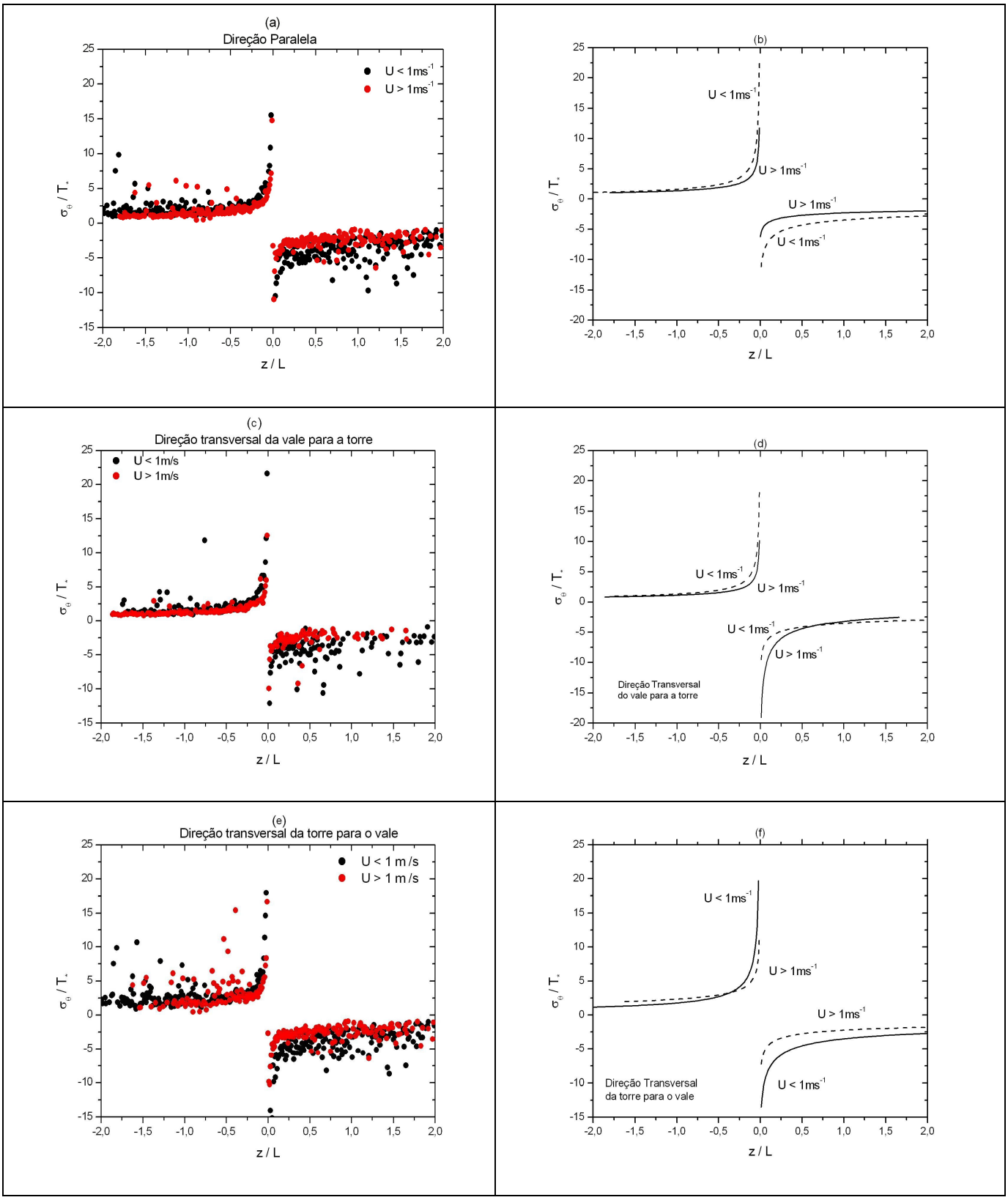

Figura 4.4: Representa σ_θ / T_* sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul para $U < 1m/s$ (círculo preto) e $U > 1m/s$ (círculo vermelho). O painel do topo à esquerda mostra os dados brutos de σ_θ / T_* para (a) direção paralela, os painéis abaixo são para (c) direção transversal do vale para a torre e (e) direção transversal da torre para o vale. O painel do topo à direita mostra o ajuste experimental de σ_θ / T_* para vento (b) na direção paralela, os painéis abaixo são para (d) direção transversal do vale para torre e (f) transversal da torre para o vale.

4.1.4 - Curvas de Ajuste

Todas as grandezas adimensionais foram ajustadas por expressões da forma

$$\frac{\sigma_\alpha}{\alpha_*} = A_\alpha[1 + B_\alpha(z/L)]^{C_\alpha}, \qquad (2.2)$$

os coeficientes A_α, B_α e C_α são apresentados na tabela seguinte.

Tabela 1 - Coeficientes das curvas de ajuste para os desvios padrões das velocidades horizontais (Eq.(2.2)).

	Direção do Vento	***Velocidade do Vento***	***Condições de Estabilidade***	***Coeficientes***		
				A_α	B_α	C_α
$\alpha = u$	**P**	U < 1ms^{-1}	α = convectivo	2.45	0.5	0.9
			α = estável	2.8	-15	0.23
		U > 1ms^{-1}	α = convectivo	2.6	-3.8	0.4
			α = estável	2.5	58.3	0.24
	TVT	U < 1ms^{-1}	α = convectivo	2.6	0.26	1.56
			α = estável	2.8	4.4	0.36
		U > 1ms^{-1}	α = convectivo	3.1	0.01	-26
			α = estável	2.4	238	0.17
	TTV	U < 1ms^{-1}	α = convectivo	2.6	-0.37	1.6
			α = estável	2.8	-5	0.33
		U > 1ms^{-1}	α = convectivo	2.5	16	0.18
			α = estável	2.4	80.7	0.24
$\alpha = v$	**P**	U < 1ms^{-1}	α = convectivo	2.8	0.54	0.9
			α = estável	3.35	1.15	0.75
		U > 1ms^{-1}	α = convectivo	2.65	1.34	0.53
			α = estável	2.77	82.8	0.27
	TVT	U < 1ms^{-1}	α = convectivo	2.9	0.58	0.95
			α = estável	3.4	6.55	0.26
		U > 1ms^{-1}	α = convectivo	2.4	19	0.28
			α = estável	2.25	341	0.23
	TTV	U < 1ms^{-1}	α = convectivo	2.95	0.39	1.27
			α = estável	3.4	7.3	0.26
		U > 1ms^{-1}	α = convectivo	2.5	15	0.29
			α = estável	2.8	134	0.23

Tabela 2 - Coeficientes das curvas de ajuste para os desvios padrões da velocidade vertical e de temperatura (Eq.(2.2)).

	Direção do Vento	***Velocidade do Vento***	***Condições de Estabilidade***	***Coeficientes***		
				A_α	B_α	C_α
$\alpha = w$	**P**	U < 1ms^{-1}	α = convectivo	1.14	-3.3	0.33
			α = estável	1.23	3.3	0.33
		U > 1ms^{-1}	α = convectivo	1.3	-2.7	1.0
			α = estável	1.4	1.0	1.0
	TVT	U < 1ms^{-1}	α = convectivo	1.13	-2.8	0.39
			α = estável	1.28	2.5	0.33
		U > 1ms^{-1}	α = convectivo	1.4	-1.5	0.33
			α = estável	1.37	0.98	0.33
	TTV	U < 1ms^{-1}	α = convectivo	1.16	-2.3	0.33
			α = estável	1.09	4.5	0.33
		U > 1ms^{-1}	α = convectivo	1.46	-1.3	0.33
			α = estável	1.3	0.98	0.33
$\alpha = \theta$	**P**	U < 1ms^{-1}	α = convectivo	1.6	0	-0.57
			α = estável	-13	68	-0.3
		U > 1ms^{-1}	α = convectivo	1.35	0	-0.47
			α = estável	-6.23	71.5	-0.2
	TVT	U < 1ms^{-1}	α = convectivo	-1.3	0	-0.58
			α = estável	-10.5	100	-0.24
		U > 1ms^{-1}	α = convectivo	1.10	0	-0.48
			α = estável	-25	78	-0.5
	TTV	U < 1ms^{-1}	α = convectivo	1.7	0	-0.62
			α = estável	15.7	49	-0.38
		U > 1ms^{-1}	α = convectivo	2.3	0	-0.34
			α = estável	-8.5	73	-0.3

4. 2 - Coeficientes de correlação

4.2.1 - Coeficiente de correlação do fluxo de calor sensível

Além dos parâmetros de intensidade da turbulência, foi elaborada uma análise dos coeficientes de correlação dos fluxos de calor e momentum para este sítio de superfície complexa. Segundo Mahrt (1999), em condições estáveis, o comportamento de $\overline{w'\theta'}$ decresce até alcançar um valor mínimo em $z/L \approx 0.1$ e após, aumenta até tornar-se praticamente nulo em condições muito estáveis.

De acordo com Moraes et al. (2004), na camada superficial fracamente estável, o fluxo de calor sensível aumenta com a estabilidade e alcança um máximo que depende do nível de observações. Acevedo e Fitzjarrald (2003) relataram que o aumento do fluxo de calor descendente é devido a ventos fortes que podem misturar o ar que está mais abaixo na camada fracamente estável.

Analisando os gráficos de $\overline{w'\theta'}/\sigma_w \sigma_\theta$ (figura 4.5) para a camada estável em todas as direções e velocidades do vento, verifica-se que a magnitude do fluxo de calor sensível é muito próximo de zero. Contudo, pode-se inferir que $\overline{w'\theta'}/\sigma_w \sigma_\theta$ apresenta uma relação com o parâmetro de estabilidade z/L. Em camada convectiva, na direção paralela e vento fraco, $\overline{w'\theta'}/\sigma_w \sigma_\theta$ é descrito razoavelmente pela TSMO. No entanto, com vento forte ocorre uma grande dispersão dos dados, não permitindo assim uma satisfatória parametrização em termos de z/L. Porém, esta dispersão ocorre na direção transversal ao eixo do vale para as duas condições de velocidade do vento e com isso, não apresenta qualquer relação com o parâmetro de estabilidade de MO. Entretanto, na direção transversal ao eixo da torre, $\overline{w'\theta'}/\sigma_w \sigma_\theta$ mostra um comportamento muito satisfatório segundo z/L para todas as condições de estabilidade e vento.

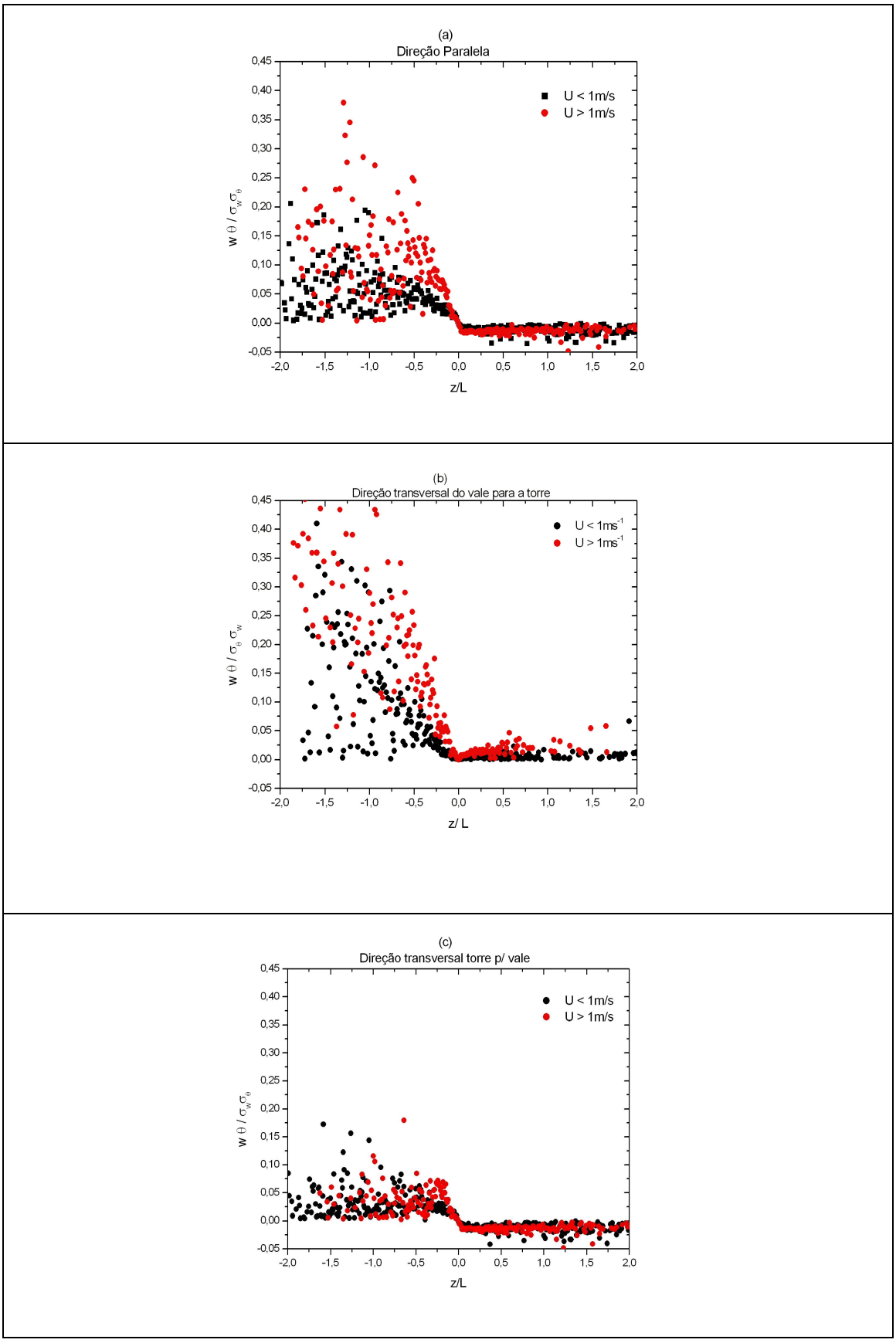

Figura 4.5: Representa $\overline{w'\theta'}/\sigma_w\ \sigma_\theta$ em função de z/L para o sítio de Nova Roma do Sul e para $U < 1m/s$ e $U > 1m/s$ na (a) direção paralela; (b) direção transversal ao vale para torre e (c) direção transversal da torre para o vale.

4.2.2 - Coeficiente de correlação do fluxo de momentum

O fluxo de momentum é mais difícil de ajustar aos efeitos de terreno, pois este depende das flutuações horizontais. O coeficiente de correlação, dado por $\overline{w'u'}/\sigma_u \sigma_w$, no experimento de Kansas, possui uma boa concordância relação de similaridade com Monin- Obukhov (Kaimal e Finnigan, 1994). Em superficies complexas, as observações na camada estável são limitadas a condições de vento fraco (Sharan et al., 2003). Moraes et al. (2004), verificaram que nestas mesmas condições de estabilidade e vento, $\overline{w'u'}/\sigma_u \sigma_w$ não segue TSMO.

A figura 4.6 mostra que $\overline{w'u'}/\sigma_u \sigma_w$, tanto em condições convectivas como em condições estáveis, apresenta uma dependência com z/L em todas as direções do vento. Porém, os valores são muito baixos, principalmente para $U < 1m/s$, o que sugere a existência da turbulência de turbulência não-ativa, conforme discutidos por Högström (1990). Então, $\overline{w'u'}/\sigma_u \sigma_w$ segue a TSMO, concordando com os resultados do experimento de Kansas para superfície plana. Porém, na camada convectiva existe uma grande dispersão de $\overline{w'u'}/\sigma_u \sigma_w$, para a direção paralela e transversal ao eixo do vale, em ambas as condições de vento. Em contraste com a camada convectiva, na camada estável (em todas as séries temporais), o coeficiente de correlação de momentum segue a TSMO, apresentando um bom comportamento.

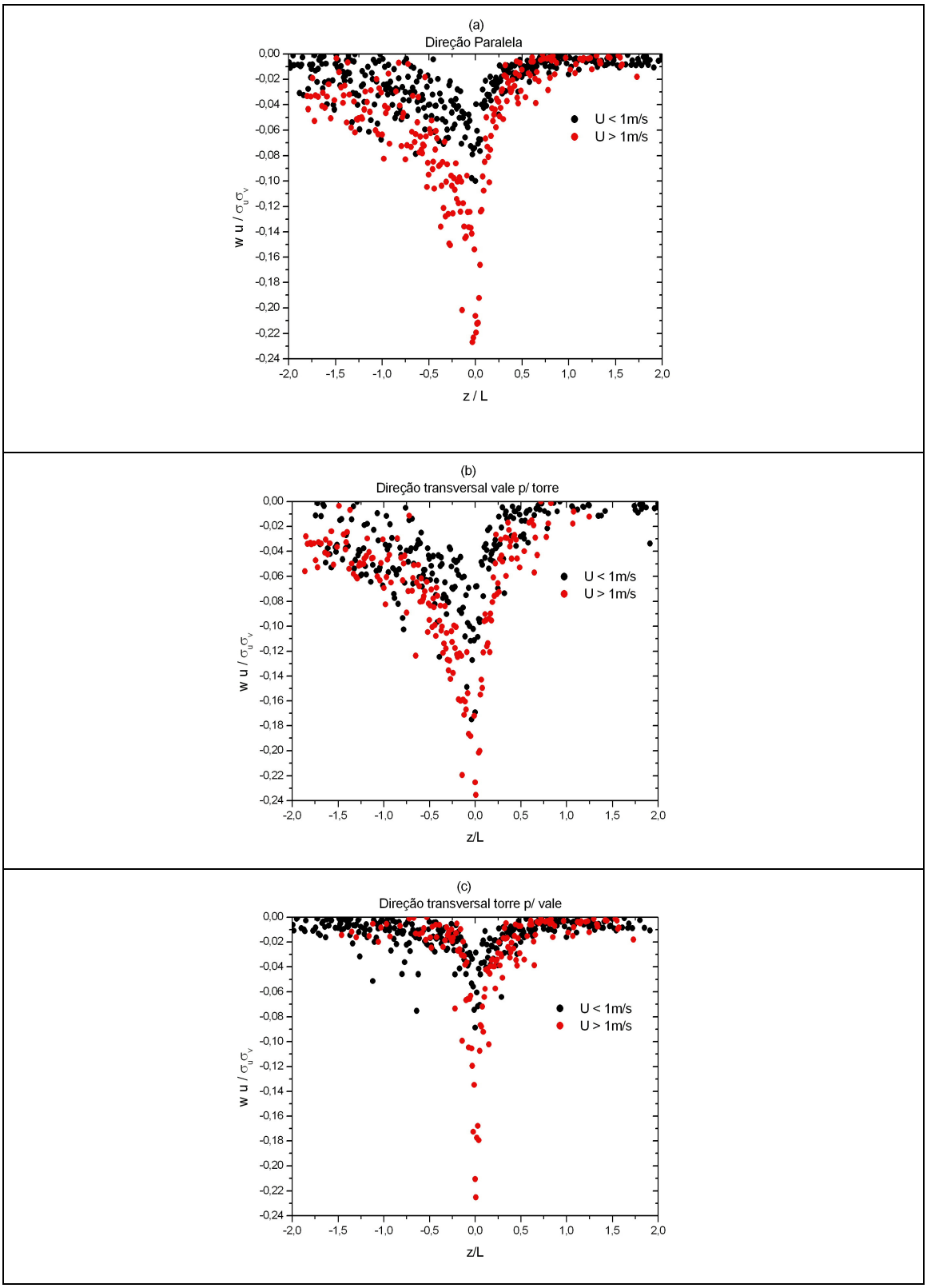

Figura 4.6: Representa $\overline{w'u'}/\sigma_u\,\sigma_w$ sobre z/L para o sítio de Nova Roma do Sul e para $U < 1m/s$ e $U > 1m/s$ na (a) direção paralela; (b) direção transversal do vale para torre e (c) direção transversal da torre para o vale.

4.3 - Espectros de Turbulência

Nesta seção serão apresentados os espectros das componentes horizontal e vertical da velocidade do vento. Os espectros foram determinados a partir de series temporais de 30 minutos, coletadas a uma taxa de amostragem de 10Hz e classificados de acordo com diferentes condições de estabilidade e velocidade do vento. As classes de estabilidade correspondem a 12 conjuntos de dados separados pelo parâmetro de estabilidade z/L: seis convectivos $(-2.0 < z/L < -1.1; -1.1 < z/L < -0.8; -0.8 < z/L < -0.5; -0.5 < z/L < -0.3;$ $-0.3 < z/L < -0.1; -0.1 < z/L < -0)$ e seis sobre condições estáveis $(0 < z/L < 0.1; -0.1 < z/L < 0.3; 0.3 < z/L < 0.5; 0.5 < z/L < 0.8; 0.8 < z/L < 1.1;$ $1.1 < z/L < 2.0)$. Também, estes conjuntos foram subdivididos de acordo com a velocidade média do vento ($U < 1m/s$ e $U > 1m/s$) e direção do vento (direção paralela, direção transversal do vale para a torre e da torre para o vale), totalizando 48 séries temporais de espectros.

Os espectros de velocidade foram adimensionalisados pela taxa de dissipação da Energia Cinética Turbulenta (TKE) e, posteriormente, foi efetuada uma média de bloco para determinação de um espectro médio. Este espectro médio foi, então, suavizado em 44 bandas de freqüências. A figura 4.7 (abaixo) ilustra este procedimento.

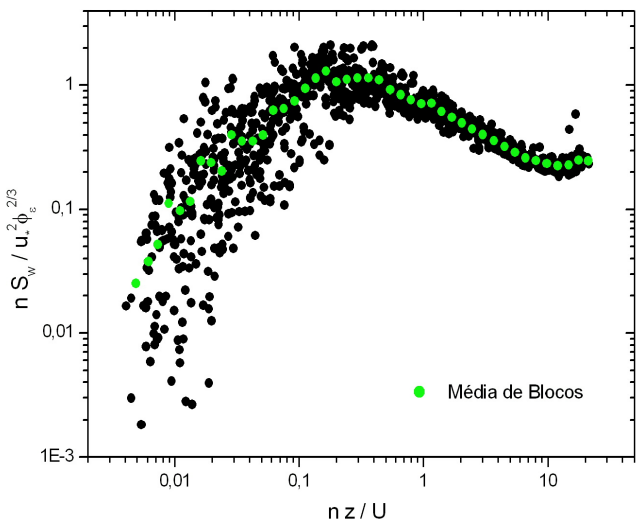

Figura 4.7: Espectro de Turbulência da componente vertical da velocidade vertical representado por pontos em preto. Os pontos em verde representam os espectros médios obtidos através de uma média de blocos.

Antes da apresentação dos resultados deve ser enfatizado que, em algumas condições de velocidade do vento e/ou direção do vento, algumas classes de estabilidade não são apresentadas. Isto se deve ao fato de ocorrência de poucas séries temporais que satisfazem tais condições.

4.3.1 - Espectros da componente vertical (S_w)

A seguir serão apresentados os espectros médios da componente vertical do vento, bem como as curvas de ajuste nas três direções de análise (paralela e transversal do vale para a torre e da torre para o vale) e duas classes de velocidade do vento ($U > 1m/s$ e $U < 1m/s$). Na página 89, a figura 4.8 mostra os espectros médios para a condição de vento fraco e a figura 4.9 para vento forte.

4.3.1.1- Condição de Vento Fraco (U < 1m/s)

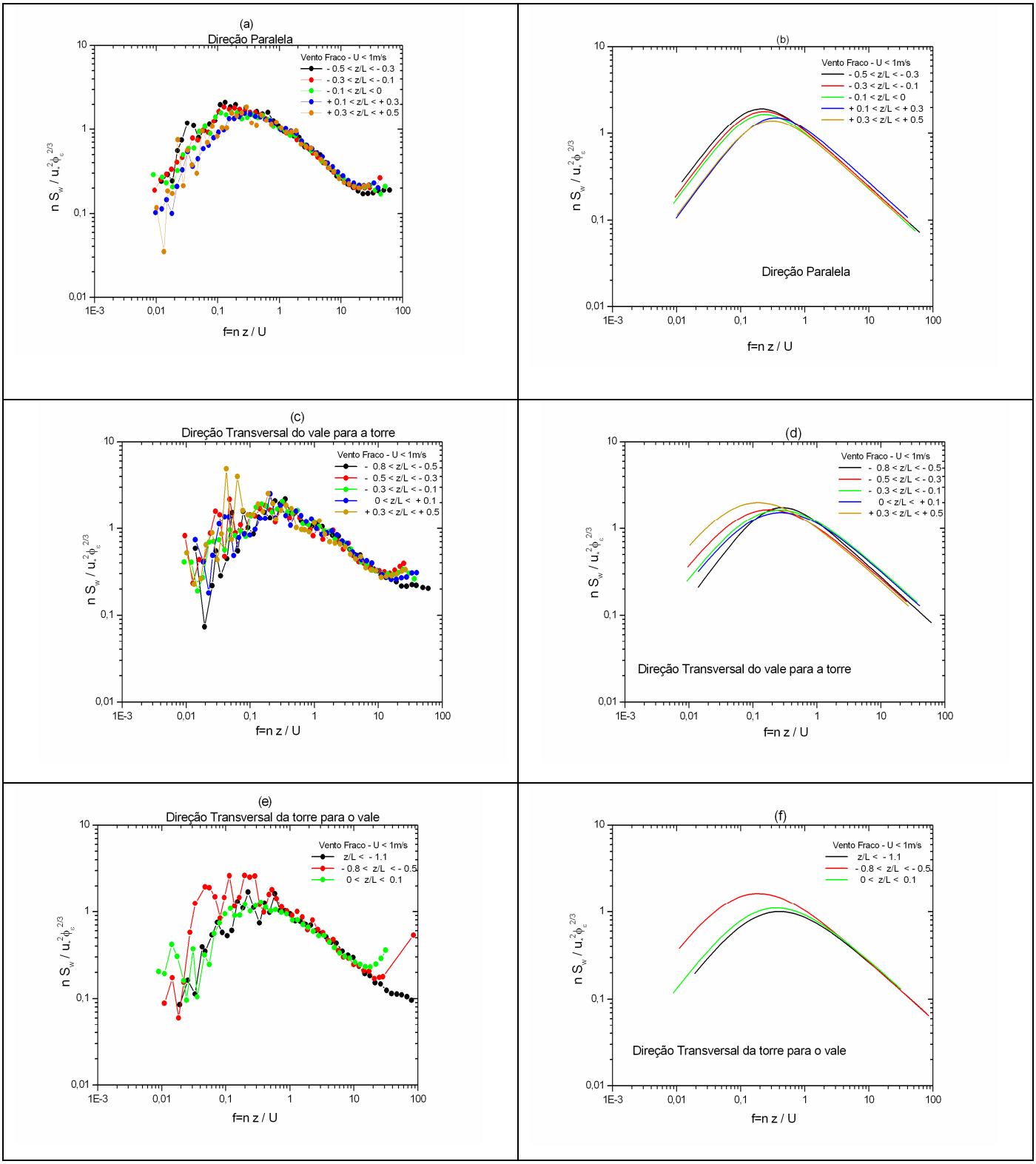

Figura 4.8: Espectros médios de nS_w, normalizados por $u_*^2\ \phi_\varepsilon^{2/3}$ das series temporais do sítio de Nova Roma do Sul para $U < 1m/s$. Os painéis à esquerda são para (a) direção paralela, (c) direção transversal do vale para a torre e (e) direção transversal da torre para o vale. O painel do topo à direita mostra a curva de ajuste para (b) direção paralela do vento, painéis abaixo à direita para as direções transversais (d) do vale para a torre e (f) da torre para o vale.

A figura 4.8(a) apresenta os espectros médios da componente vertical do vento, para a direção paralela e velocidade do vento menor que 1m/s. Estes, no subintervalo inercial, seguem a lei de Kolmogorov, onde a turbulência é considerada isotrópica. Porém, no gráfico das curvas de ajuste, os espectros não coincidem em uma única reta como seria de se esperar. Isto é um problema computacional e não um problema físico. A freqüência em que ocorre o início do subintervalo inercial é $f \approx$ 1.5 em condições de vento fraco. Para este tipo de superfície, Kaimal et al. (1972) encontraram uma freqüência bem maior, $f \approx 4$, para o início do subintervalo inercial.

Além disso, observa-se que S_w apresenta um pico espectral bem definido em todas as classes de estabilidade. No lado de baixas freqüências os espectros se separam ordenadamente com z/L apenas para a direção paralela. Isto é visível nas curvas de ajuste. Então, na direção paralela e em vento fraco, os espectros de w são satisfatoriamente bem ajustados em termos do parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov (z/L). Estas características indicam que o comportamento da componente vertical de velocidade ajusta-se rapidamente as inomogeneidades.

Na direção transversal da torre para o vale, figura 4.8(c) obteve-se apenas três classes de estabilidade, duas convectivas e uma estável. Para estas classes de estabilidade, S_w segue a lei padrão de -5/3 de Kolmogorov para o subintervalo inercial. A freqüência em que ocorre o início do subintervalo inercial na direção transversal da torre para o vale é de $f \approx 2.9$, bem maior que na condição paralela e vento fraco e próximo ao valor encontrado por Magnago (2007). Os resultados de Magnago (2007) foram obtidos para dados coletados no fundo de um vale, enquanto que aqueles aqui apresentados foram coletados no topo de um vale. Assim, parece que o início do subintervalo inercial em topografias complexas são independentes do local de observação.

A presença de um pico espectral é evidente para ambas as direções transversais, sendo mais pronunciado no caso da direção transversal ao eixo do vale. A separação ordenada de S_w com z/L (do mais estável para o mais convectivo), na região de baixas freqüências, também não é observada. Também, nota-se que ocorre uma grande dispersão na região de baixas freqüências, que pode ser o efeito de distorção rápida causado pela heterogeneidade superficial

(Founda et al. 1977; Kaimal e Finnigan, 1994; Naughton e Brunet, 2002). Além disso, essas perturbações, que aparecem nos espectros nas baixas freqüências, podem levar a um erro amostral na construção da curva de ajuste dos espectros, devido a grande dispersão dos pontos.

4.3.1.2 - Condição de vento Forte (U>1m/s)

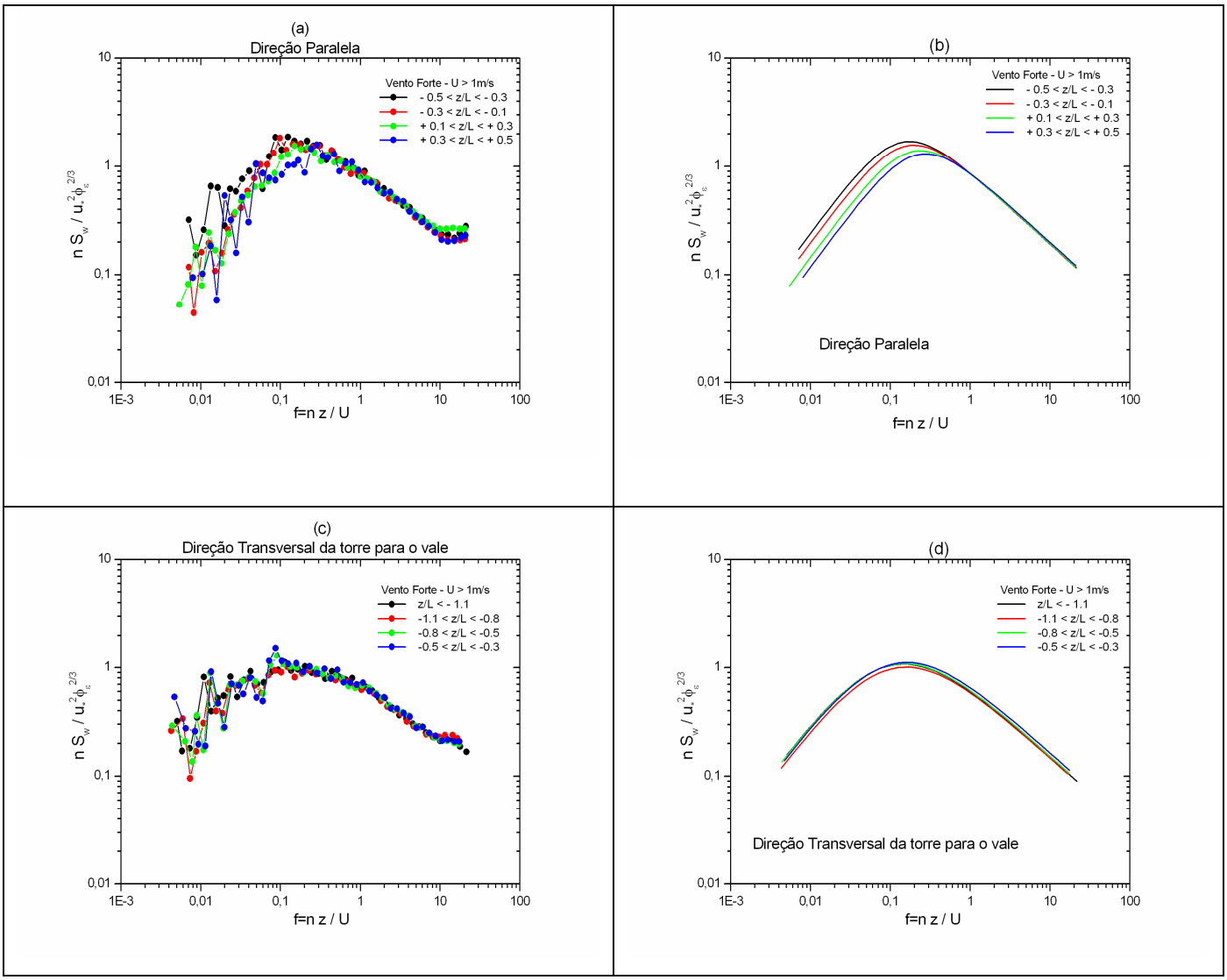

Figura 4.9: Espectros médios de nS_w, normalizados por $u_*^2\,\phi_\varepsilon^{2/3}$ das series temporais do sítio de Nova Roma do Sul para $U > 1m/s$. Os painéis à esquerda são para (a) direção paralela e (c) direção transversal da torre para o vale. O painel do topo à direita mostra a curva de ajuste para a (b) direção paralela do vento, painel abaixo à direita para (d) direção transversal da torre para o vale.

Em condições de vento forte, os espectros da componente vertical foram obtidos somente nas direções paralela e transversal da torre para o vale (figura 4.9 (a e b)). Possuem características semelhantes às observadas em terrenos homogêneos, isto é, obedecem à Lei de Kolmogorov na região de altas freqüências, exibem um pico bem definido e, na região de baixas freqüências, separam-se conforme a estabilidade térmica. A freqüência inicial do subintervalo inercial, nestas condições de vento e direção, foi de ≈ 1.0, sendo menor do que sob vento fraco.

Na direção paralela, os picos espectrais são bem definidos na região de produção da energia cinética turbulenta. Nas freqüências máximas do pico espectral, a energia de S_w é maior, à medida que decresce a estabilidade. Então, o pico espectral é mais pronunciado com o aumento da instabilidade.

Resultado significativo obtido é a independência dos espectros com a condição de estabilidade quando o escoamento é da torre para o vale. Isto é, as isopletas coincidem em todo o intervalo de freqüências. Assim, a distribuição de energia nos diferentes vórtices que compõe o campo de turbulência independe da estabilidade térmica da atmosfera.

Os espectros médios, na direção paralela, apresentam uma considerável perturbação nas baixas freqüências, porém o comportamento de S_w tem uma boa relação com o parâmetro z/L. Entretanto, na direção transversal da torre para o vale, nota-se que os espectros têm o mesmo comportamento quando se deslocam para a região com freqüências mais baixas. Nota-se, também neste caso, que ocorre uma grande dispersão na região de baixas freqüências, que pode ser o efeito de distorção rápida causado pela heterogeneidade superficial (Founda et al. 1997; Kaimal e Finnigan, 1994; Naughton e Brunet, 2002).

4.3.2 - Espectros das componentes laterais de velocidade (S_u e S_v)

Os resultados para os espectros médios das componentes longitudinal e transversal (S_u e S_v) normalizados por $u_*^2\,\phi_\varepsilon^{2/3}$ serão apresentados nas figuras 4.10 a 4.14, separados pela direção e velocidade do vento do vento. A figura 4.10 e 4.11 mostram os espectros médios e a curva de ajuste de S_u e S_v na direção paralela e

condição de vento fraco. As figuras 4.12 e 4.13 têm a mesma direção, porém sob condições de vento forte. A figura 4.14, mostra os espectros de u e v na direção transversal e condição de vento forte.

4.3.2.1- Direção paralela e vento fraco

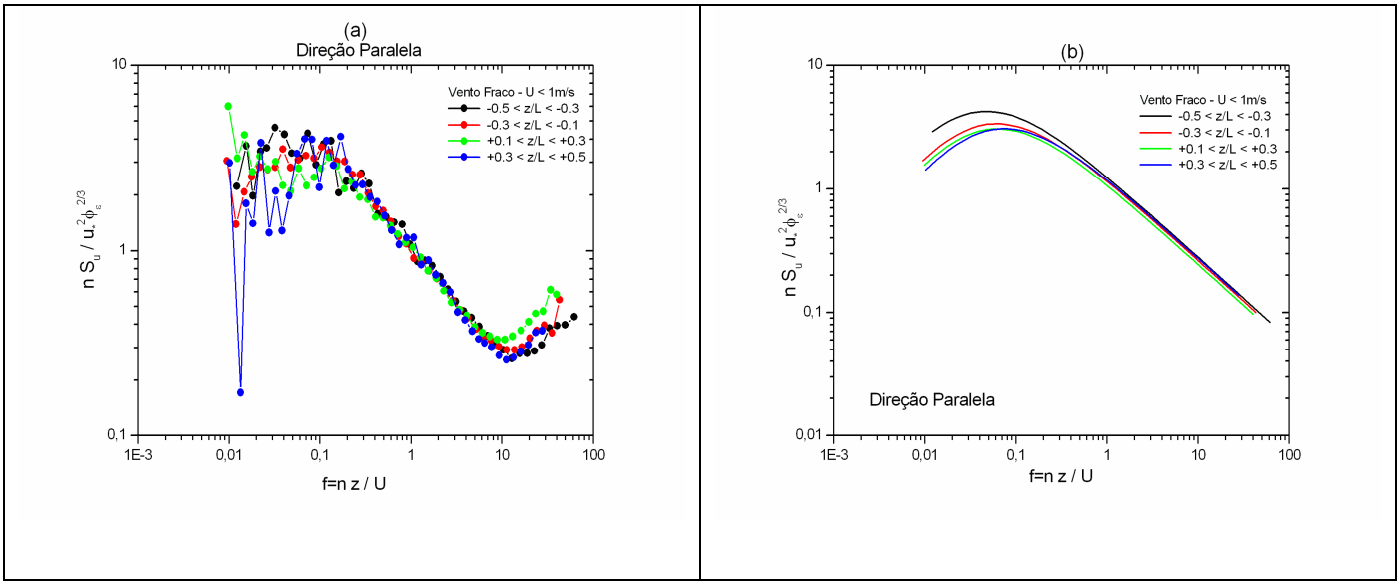

Figura 4.10: Espectros médios de nS_u, normalizados por $u_*^2\ \phi_\varepsilon^{2/3}$ para as series temporais do sítio de Nova Roma do Sul quando a direção é paralela ao eixo do vale para $U < 1m/s$.

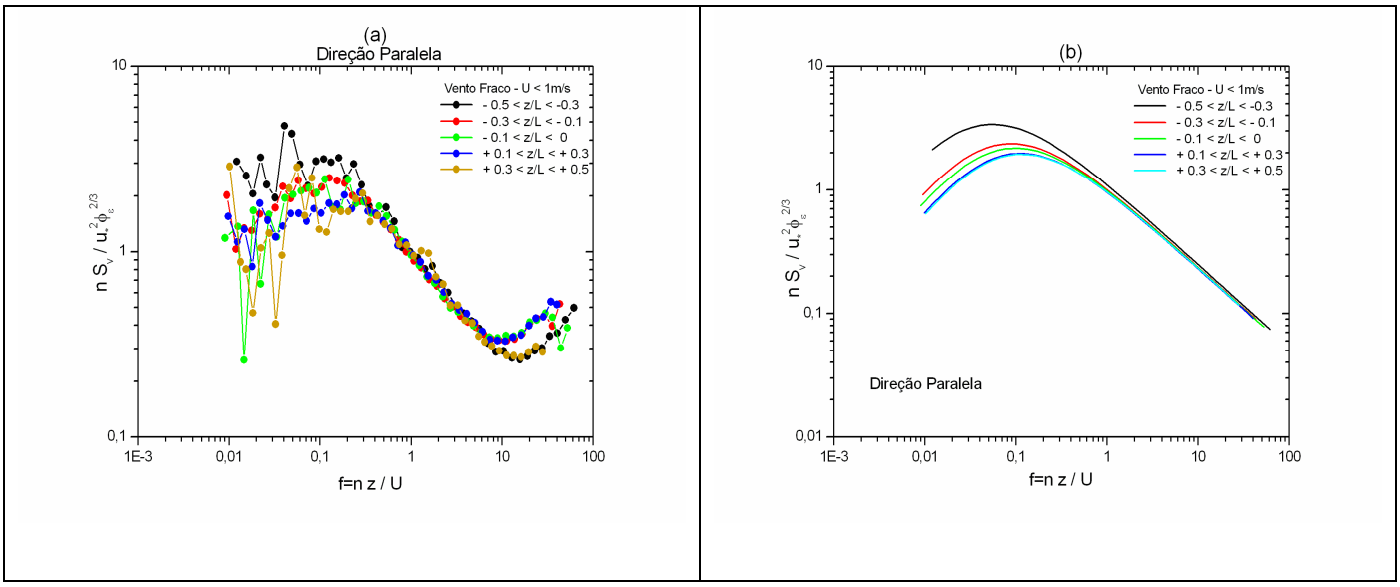

Figure 4.11: Espectros médios de nS_v, normalizados por $u_*^2\ \phi_\varepsilon^{2/3}$ para as series temporais do sítio de Nova Roma do Sul quando a direção é paralela ao eixo do vale para $U < 1m/s$.

Os espectros de S_u e S_v (figuras 4.10 e 4.11) indicam que os espectros obedecem a lei de -5/3 de Kolmogorov. Observa-se também um grande espalhamento nas baixas freqüências tanto em S_u como em S_v para todas as classes de estabilidades analisadas. Nota-se, também, que no caso mais convectivo, S_v, à medida que se desloca para as freqüências mais baixas, cresce mais do que nos outros regimes de estabilidade.

O “aliasing” é muito pronunciado nos espectros das componentes horizontais do vento. O “aliasing” surge quando o sensor capta freqüências maiores do que a taxa de amostragem medida pelo sensor ou quando o sinal verdadeiro tem freqüências maiores do que aquela medida pelo sensor.

Também foi observado que nos espectros das velocidades horizontais para vento fraco, não existe a presença de um pico duplo nas classes convectivas, pois não existe uma separação da contribuição mecânica e térmica do escoamento turbulento, ou seja, os efeitos mecânicos e térmicos tem a mesma magnitude.

4.3.2.2 – Direção paralela e vento forte

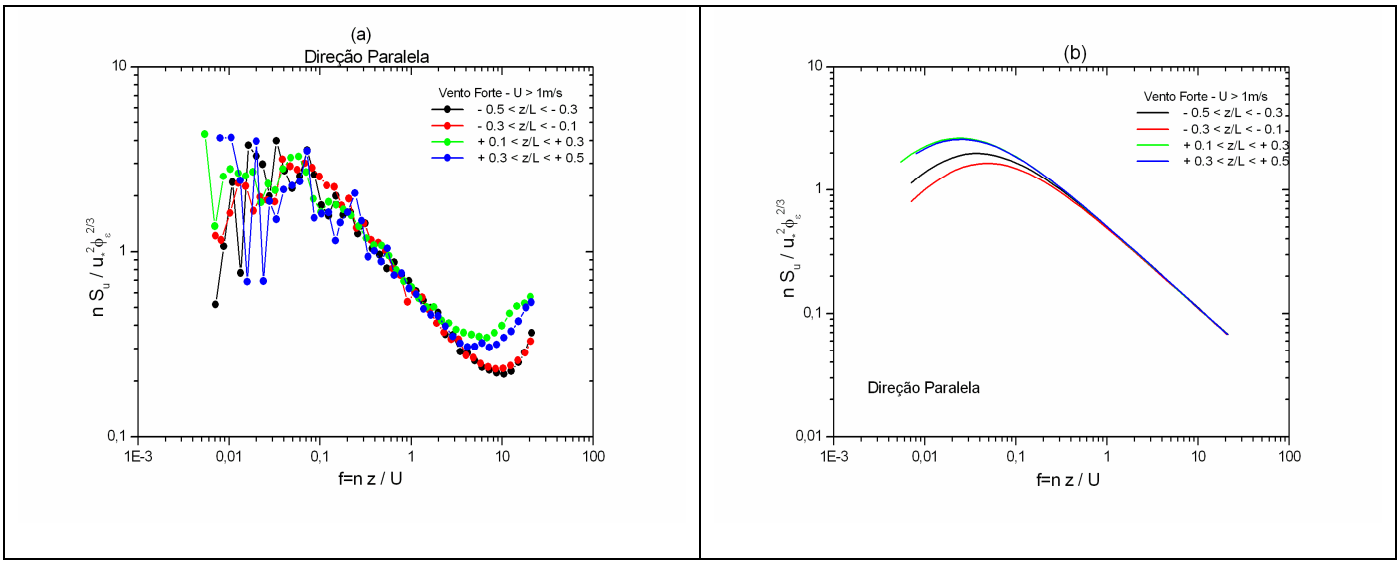

Figura 4.12: Espectros médios de nS_u, normalizados por $u_*^2\ \phi_\varepsilon^{2/3}$ para series temporais do sítio de Nova Roma do Sul quando a direção é paralela ao eixo do vale para $U > 1m/s$.

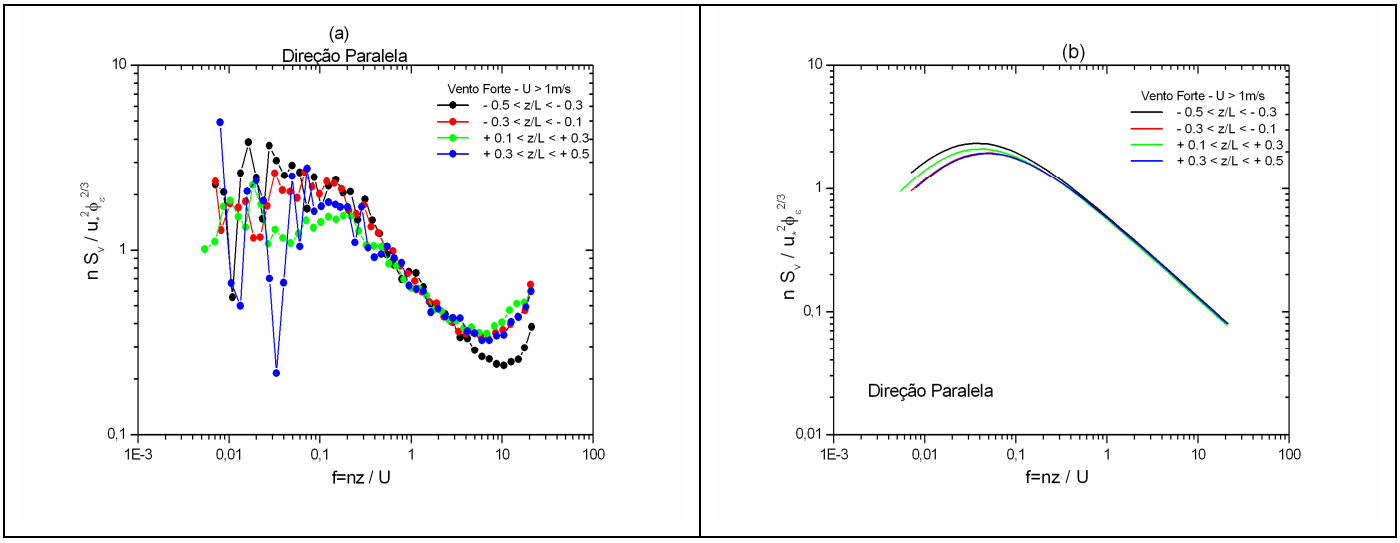

Figura 4.13: Espectros médios de nS_v, normalizados por $u_*^2\ \phi_\varepsilon^{2/3}$ para séries temporais do sítio de Nova Roma do Sul para as series temporais quando a direção é paralela ao eixo do vale para $U > 1m/s$.

As figuras (4.12) e (4.13) representam os espectros médios das componentes u e v do vento na direção paralela ao vale e vento forte. Os resultados obtidos sugerem que S_u e S_v, no subintervalo inercial seguem a lei de Kolmogorov, para vento maior do que 1m/s. Independentemente da classe de estabilidade, S_u e S_v apresenta muita dispersão em baixas freqüências.

Segundo Li et al. (2007), os espectros das velocidades horizontais não decrescem linearmente em escalas logarítmicas no domínio de baixas freqüências, como demonstrado nos espectros de Kansas (kaimal et al., 1972). Entretanto, Tampieri et el. (2003) evidenciaram que os espectros da componente longitudinal são afetados pelos efeitos de distorção rápida nas grandes escalas. O efeito de distorção rápida em S_u foi verificado neste particular sítio, bem como, em S_v para todas as direções e velocidades do vento consideradas.

A presença de um único pico espectral é observada e a posição do mesmo deslocado para regiões de freqüências mais baixas em condições convectivas. Este resultado nos permite inferir que a contribuição do forçante mecânico se equivale ao forçante térmico.

4.3.2.3 – Direção transversal e vento forte

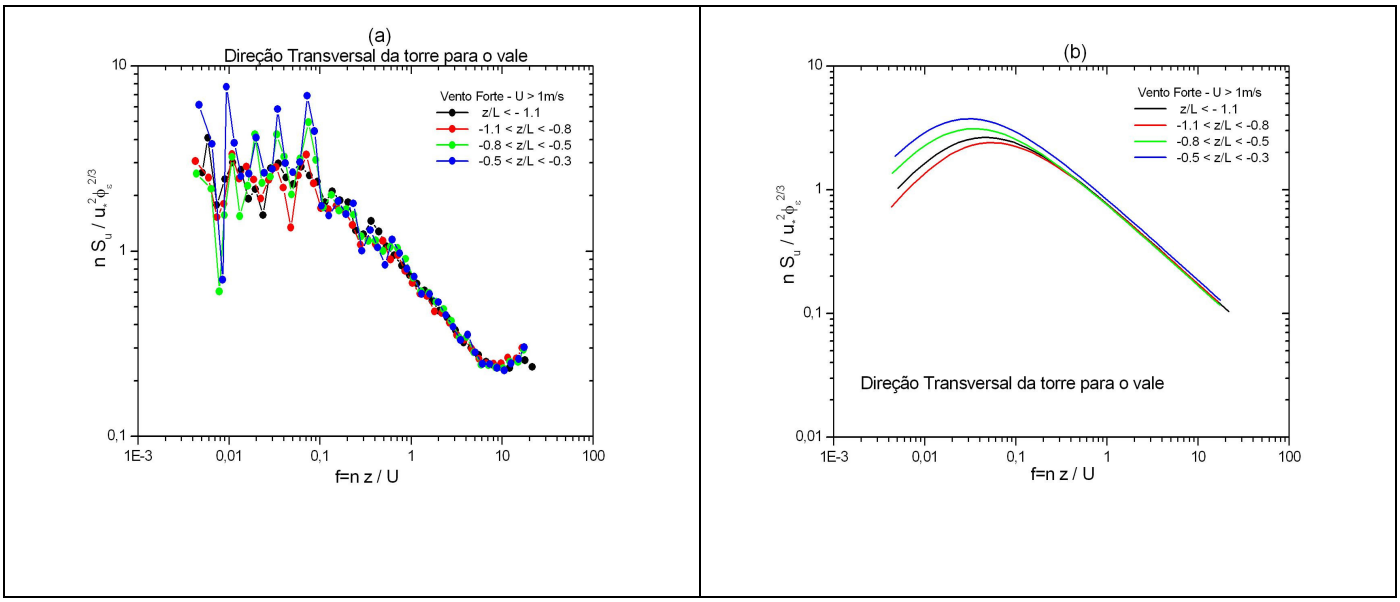

Figura 4.14: Espectros médios de nS_u, normalizados por $u_*^2\ \phi_\varepsilon^{2/3}$ para séries temporais do sítio de Nova Roma do Sul quando a direção é transversal ao eixo da torre para $U > 1m/s$.

A figura 4.14 representa os espectros médios da componente u e v do vento na direção transversal ao eixo da torre e vento forte. Os resultados obtidos sugerem que S_u e S_v possuem uma região na qual a lei de Kolmogorov é obedecida. Diferentemente dos casos anteriores, na região das baixas freqüências, não ocorre uma grande dispersão no conjunto de dados, indicando que não há influência de movimentos de mesoescala.

Na direção transversal da torre para o vale, os espectros da componente longitudinal são afetados pelos efeitos de distorção rápida, nas grandes escalas, para este particular sítio, concordando com Tampieri et al. (2003). Da mesma forma, a presença de um único pico espectral é observada, sendo este deslocado para regiões de baixas freqüências.

4.3.3 - Curvas de Ajuste dos Espectros

Curvas de ajuste para os espectros adimensionais foram feitas com a seguinte expressão:

$$\frac{nS_{u,v}}{u^2\phi_\varepsilon^{2/3}} = \frac{P1f}{(1+P2f)^{5/3}} \tag{4.3}$$

onde os coeficientes (P1,P2), da expressão acima, são apresentados na tabela (4.3) para os casos de vento fraco e (4.4) para vento forte, na direção paralela. As tabela (4.5) para vento fraco e (4.6) para vento forte, na direção transversal.

Tabela 3: Coeficientes P1 e P2 das curvas de ajuste dos espectros das velocidades horizontais e vertical na direção paralela e vento fraco para o sítio de Nova Roma do Sul.

Classe de Estabilidade	Paralela - S_w		Paralela - S_u		Paralela - S_v	
	P1	P2	P1	P1	P1	P2
-0,5 < z/L < -0,3	23.05	6.09	369.33	31.65	281.34	26.89
-0,3 < z/L < -0,1	19.5	5.5	252.67	24.38	125.54	17.22
-0.1< z/L < 0	17.5	5.36	--	--	101.7	15.15
0,1 < z/L < 0,3	10.83	3.62	194.28	21.62	81.28	13.39
0,3 < z/L < 0,5	12.43	4.27	204.0	21.92	76.72	12.83

Tabela 4: Coeficientes P1 e P2 das curvas de ajuste dos espectros das velocidades horizontais e vertical na direção paralela e vento forte para o sítio de Nova Roma do Sul.

Classe de Estabilidade	Paralela - S_w		Paralela - S_u		Paralela - S_v	
	P1	P2	P1	P2	P1	P2
-0.5< z/L < -0.3	24.37	7.28	336.16	39.96	138.07	19.61
-0.3< z/L < -0.1	19.93	6.44	246.34	30.93	191.55	26.54
0,1 < z/L < 0,3	14.66	5.33	332.29	40.77	200.13	36.64
0,3 < z/L < 0.5	11.89	4.62	224.91	28.97	66.42	13.94

Tabela 5: Coeficientes P1 e P2 das curvas de ajuste dos espectros das velocidades horizontais e vertical nas direções transversais e vento fraco para o sítio de Nova Roma do Sul.

Classe de Estabilidade	Transversal - S_w do vale p/ torre		Transversal - S_w da torre p/ vale	
	P1	P2	P1	P2
z/L < -1.1	--	--	7.39	3.40
-0.8< z/L < -0.5	15.31	4.43	29.62	7.00
-0.5< z/L < -0.3	42.61	8.34	--	--
-0.3< z/L < -0.1	28.96	5.74	--	--
0 < z/L < 0.1	25.89	5.48	9.09	3.77
0.3< z/L < 0.5	76.26	12.38	--	--

Tabela 6: Coeficientes P1 e P2 das curvas de ajuste dos espectros das velocidades horizontais e vertical nas direções transversais e vento forte para o sítio de Nova Roma do Sul.

Classe de Estabilidade	Transversal - S_w torre p/ vale		Transversal - S_u torre p/ vale	
	P1	P2	P1	P2
z/L < -1.1	33.76	10.20	125.24	21.62
-1.1 < z/L < -0.8	29.49	9.50	260.36	36.98
-0.8< z/L < -0.5	33.54	10.07	332.29	35.22
-0.5< z/L < -0.3	32.28	9.45	568.34	49.56

Nas tabelas acima, são retirados os coeficientes P1 e P2 das curvas de ajuste na expressão (4.3). A partir desta expressão, podem-se encontrar os valores das freqüências correspondentes aos valores máximos do pico espectral. Nas tabelas (3) e (4) para as duas condições de vento, observa-se que os valores dos coeficientes são maiores em S_u do que em S_v na direção paralela. Porém, a tabela (6) mostra que os valores dos coeficientes em S_u, na direção transversal ao eixo da torre, são

mais elevados do que na direção paralela. Assim, os espectros de u são maiores em energia do que os espectros de v. Entretanto, S_w decai nas baixas freqüências com energia muito menor do que os espectros horizontais. Além disso, os coeficientes P1 em S_w são maiores em energia nas direções transversais do que na direção paralela, principalmente com vento forte.

CAPÍTULO 5

5. RESULTADOS DA ANÁLISE EM ONDELETAS DOS COEFICIENTES DE CORRELAÇÃO ENTRE ESCALARES PARA DIFERENTES ESCALAS

Neste capítulo, serão discutidos os resultados da análise em ondeletas dos coeficientes de correlação por escala entre escalares passivos como temperatura (T), umidade (q) e dióxido de carbono (CO_2), em termos dos elementos teóricos disponíveis, apresentados no capítulo 2. Espera-se poder detectar situações em que os módulos dos coeficientes de correlação por escala se afastam do valor unitário, previsto para situações em que a Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov para a camada limite superficial (CLS) é válida (Hill, 1989) e explicar as razões desta anomalia (Mahrt, 1991; Williams et al., 2007). Também, serão mostrados resultados de gráficos resultantes da aplicação da transformada em ondeletas a séries temporais de sinais turbulentos que permitem uma melhor visualização e identificação das estruturas coerentes presentes nos campos de escalares, bem como, a escala temporal de ocorrência delas (Farge, 1992).

Para apresentar os resultados foram selecionados dados de séries temporais de grandezas turbulentas medidas em Paraíso do Sul, de tal forma a proporcionar informações representativas do período diurno, noturno e de transição tarde-noite, tanto para o período quente (mês de janeiro de 2004), quando o sítio experimental apresentava cultura de arroz irrigado em ambiente alagado (com altura média de 30 cm), quanto para o período frio (mês de maio de 2004), quando o sítio experimental apresentava-se limpo, sem nenhuma cultura agrícola.

Assim, foram selecionados dois dias de verão (DJ09 e DJ30) e dois dias de outono (DJ137 e DJ140). Para cada dia foram obtidos os resultados em quatro horários: dois de períodos convectivos (12:00h – 13:00h e 15:00h – 16:00), um de período de transição tarde-noite (18:00h – 19:00h) e um de período noturno (24:00h – 01:00h).

A seleção dos dias analisados, tanto em janeiro como em maio, foi elaborada utilizando o seguinte procedimento: i) após separar todos os dias (verão e outono) nos períodos acima, foram construídos os escalogramas de ondeleta das correlações entre os escalares e entre w-escalar; ii) foi feita uma análise visual dos escalogramas de ondeleta acima e verificado o aparecimento de variabilidades (queda ou aumento brusco e também skewness) no sinal dos escalares. iii) os dias que mostraram estas variabilidades foram separados e apresentados neste trabalho.

É importante ressaltar neste capítulo que a superfície é considerada plana, mas devido às heterogeneidades que nela ocorrem, pode-se crer que o escoamento próximo da superfície seja influenciado pelos elementos de rugosidade presentes na lavoura de arroz (tanto os mecânicos, quanto àqueles associados à existência de fontes e sumidouros de escalares), eventualmente favorecendo o desenvolvimento de uma subcamada rugosa. Essas discrepâncias nas condições superficiais podem levar a uma dissimilaridade entre o comportamento dos escalares, invalidando a aplicação da TS para este tipo de situação.

5.1 - Coeficientes de Correlação entre escalares (ρ_{Tq}, ρ_{TCO2} e ρ_{qCO2})

5.1.1 - Condição diurna “1” (12:00h até 13:00h)

Na camada convectiva, os fluxos de calor sensível e umidade possuem comportamento semelhante e, em geral, ambos têm o mesmo sinal. Neste caso, a superfície está mais quente e úmida e o processo que envolve o fluxo de CO_2 está estritamente associado à fotossíntese, processo pelo qual os vegetais sintetizam compostos orgânicos via matéria prima inorgânica na presença da luz solar. Na fotossíntese, o processo químico principal consiste na conversão de dióxido de carbono (CO_2) e água em carboidratos e oxigênio. No que concerne à análise das séries temporais de flutuações turbulentas obtidas em Paraíso do Sul, um resultado

interessante, referente às escalas menores investigadas, foi a observação de que nos dias de verão (janeiro), as correlações entre as flutuações por escala associadas aos fluxos turbulentos variaram mais do que nos dias de outono (maio). Sugere-se que essa maior variação nas pequenas escalas seja causada pela influência dos elementos de rugosidade superficial no escoamento acima do sítio experimental, pois, conforme já apresentado, em janeiro havia plantação de arroz no mesmo, diferentemente do mês de maio, ocasião em que não havia mais plantações.

Para explicar tal resultado, a hipótese de que a temperatura e umidade têm mecanismos similares de transferência turbulenta da atmosfera é importante de ser considerada, podendo inclusive ser levada em conta na parametrização de processos de transferência superficiais na CLC, conforme demonstrado por Sempreviva e Hojstrup (1998). Esta hipótese mostrou-se confirmada nos coeficientes de correlação entre os escalares (T-q, T-CO_2 e q-CO_2) para os dois meses deste estudo (verão e outono). Essas observações sobre as correlações entre os escalares foram também verificadas no período das 15hs às 16hs, para os dados de Paraíso do Sul, ainda que os mesmos tenham sido mais contaminados por efeitos de grande escala.

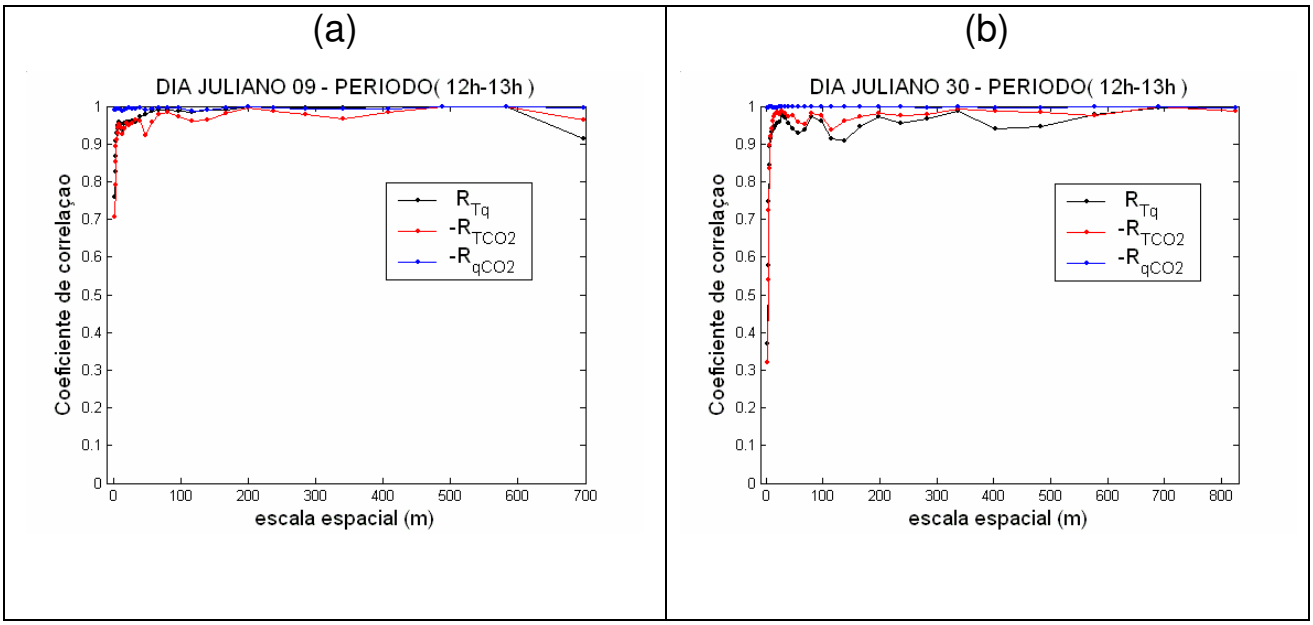

Figura 5.1: Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2 , q-CO2 , para o mês de janeiro (verão), no horário das 12h às 13h: (a) escala espacial para o dia juliano 09 (DJ 09); (b) escala espacial para o dia juliano 30 (DJ 30).

Nesta camada convectiva, os coeficientes de correlação (ρ_{TCO2} e ρ_{qCO2}) são negativos e estão muito próximos da similaridade $(\rho_{TCO2}, \rho_{qCO2} \approx -1)$, para os dias de verão. No caso de ρ_{qCO2}, os escalares q e CO_2 são similares em todas as escalas espaciais de vórtices investigadas. Esta similaridade está associada a fluxos ascendentes de vapor d'água e descendentes de CO_2, em que os processos fisiológicos de transpiração e fotossíntese das plantas devem ter papel preponderante na definição das flutuações desses escalares, que estão vinculadas basicamente a fontes de vapor d'água e sumidouros de CO_2 à superfície.

Para as escalas menores dos vórtices, observa-se uma leve diminuição da anti-correlação de T- CO_2 e da correlação de T-q (figura 5.1 (a e b)), principalmente no DJ 30, em que a queda é mais acentuada. Para investigar a influência do campo de vento nos resultados acima, são apresentados na Figura 5.2 abaixo, dados médios, de três em três minutos, da direção e velocidade do vento nos DJ 09 e DJ 30, período das 12 às 13 horas.

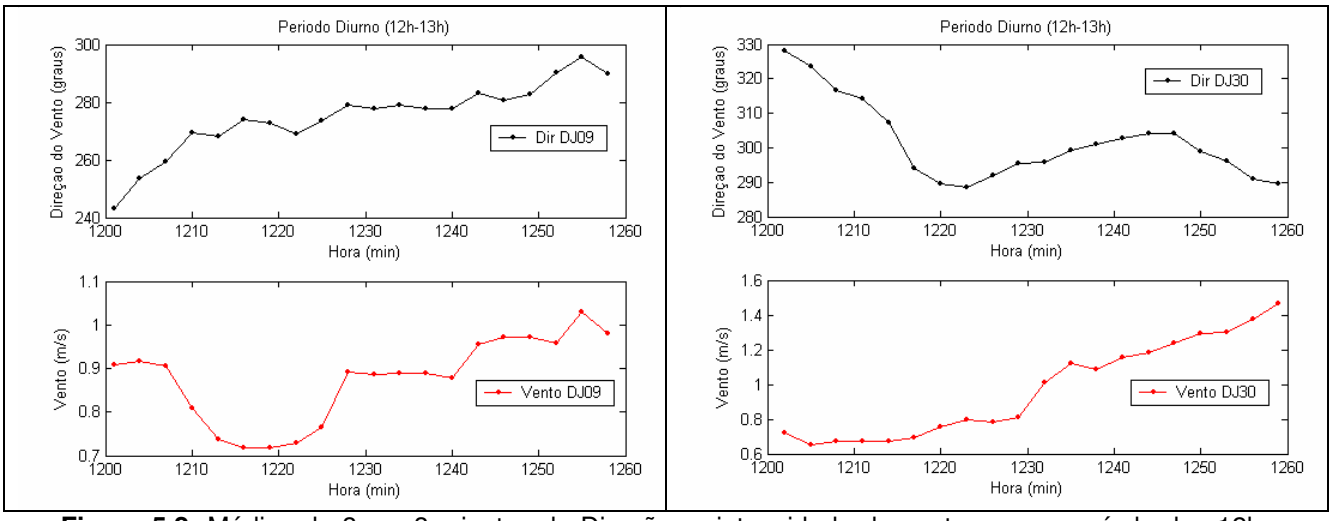

Figura 5.2: Médias de 3 em 3 minutos da Direção e intensidade do vento para o período das 12h-13h, DJ 09 e DJ 30, janeiro de 2004.

Observa-se pouca diferença entre os dados dos dois dias, sendo os ventos do quarto quadrante e suas intensidades, baixas (inferiores a 1,6 m/s), com valores levemente maiores no DJ 30. Assim, deve-se esperar que as diferenças observadas se devam a fatores associados à rugosidade superficial e/ou entranhamento. Este resultado deve ser conseqüência das condições levemente heterogêneas da

superfície, as quais podem afetar, até mesmo, escalas de vórtices correspondentes às do subintervalo inercial.

Verifica-se também que ambos, ρ_{TCO2} e ρ_{Tq}, têm comportamentos similares em todo o alcance das escalas espaciais investigadas. Este comportamento similar também é notado nas grandes escalas, onde os coeficientes de correlação T-q e T-CO_2 mostram uma pequena diminuição a partir da escala de comprimento $r_m = 600m$ (figura 5.1a). É possível que tal discrepância esteja associada ao crescimento da CLC, com entranhamento "top-down" de ar mais quente, mais seco, e com menor concentração de CO_2 para dentro da CLC em processo similar àqueles discutidos por Mahrt (1991) em seu estudo sobre tipos de regimes de umidade na CLC. Este resultado voltará a ser discutido posteriormente, no item especificamente dedicado à análise de escalogramas.

Muitos casos relatados na literatura em que ocorreram discrepâncias da Teoria de Similaridade foram explicados por variâncias não locais importadas para dentro da CLS por processos de grande escala (von Randow et al., 2002) ou causados por heterogeneidades superficiais (Sempreviva e Hojstrup,1998). Essas discrepâncias estão presentes nas figuras 5.1 e 5.3 (a e b), tanto nas escalas menores, associadas com a heterogeneidade superficial, como também, naquelas maiores, associadas aos processos do tipo "top-down", como os discutidos por Mahrt (1991).

Porém, para todos os dias analisados, a correlação T-q é muito próxima de +1 em quase todas as escalas investigadas, com exceção das menores, que apresentam as menores correlações nos dias de verão, em torno de 0.75 (DJ 09) e 0.37 (DJ 30). Isto difere do observado por von Randow et al. (2002) para o escoamento acima da floresta amazônica em que dominam aspectos peculiares da convecção tropical (Garstang e Fitzjarrald, 1999), e cujos resultados mostraram correlações por escala significativamente menores do que as obtidas aqui. De acordo com Sempreviva e Hojstrup (1998), algumas parametrizações dos fluxos superficiais estão baseadas nas suposições de que T e q são transportados pelos mesmos mecanismos quando ρ_{Tq} =1, o que acentua a importância de investigações como as realizadas aqui. Sempreviva e Gryning (1996) verificaram que quando se têm valores altos de ρ_{Tq}, os escalares T e q estão vinculados com a mesma fonte

local, o que parece ser o caso dos exemplos aqui apresentados. No entanto, quando os valores de ρ_{Tq} são muito pequenos e a correlação entre T-q é reduzida consideravelmente.

Com relação ao DJ 30 (figura 5.1 (b)), os valores da correlação T-q têm uma maior variabilidade por escala, sendo mais baixos do que os verificados no DJ 09. A média dos valores da correlação T-q para o DJ 30 é em torno de 0.91 e DJ 09, em torno de 0.95. Assim, quando $\rho_{Tq} \approx +1$, a TSMO está valendo bem e as flutuações dos escalares T e q são similares. No dia juliano 30, devido aos decréscimos na correlação T-q, pode-se concluir que a similaridade dos escalares T e q é menor do que a observada no DJ09. Efetuadas as observações para o período diurno de verão, passar-se-á agora a apresentar os resultados para o período diurno de outono.

As figuras 5.3(a e b) abaixo, para os DJ 137 e 140, período diurno de outono, indicam que os escalares T e CO_2 apresentam uma similaridade com $\rho_{TCO2} \approx -1$,em quase todas as escalas espaciais, principalmente no DJ 140, diferentemente do observado no período de verão.

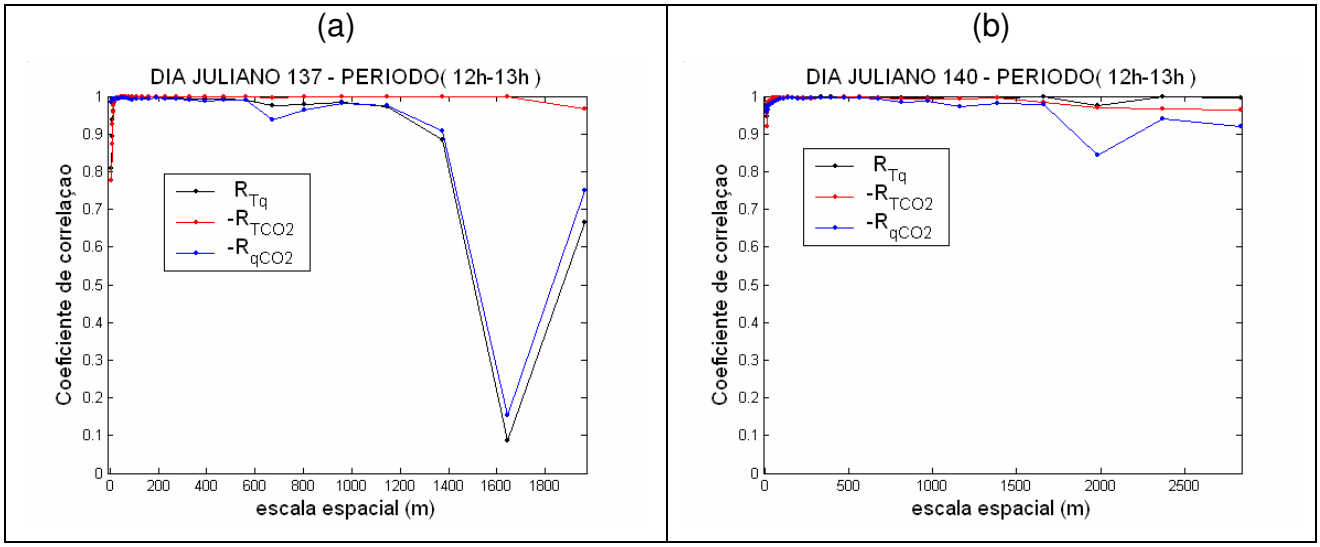

Figura 5.3: Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2, q-CO2, para o mês de maio (outono), no horário das 12h às 13h: (a) escala espacial para o dia juliano 137 (DJ 137); (b) escala espacial para o dia juliano 140 (DJ 140).

Mas, para as correlações por escala envolvendo a umidade, há diferenças significativas com relação aos valores de ρ_{TCO2} por escala. Assim, na figura 5.3 (a) do DJ137, ocorreu uma queda muito acentuada na correlação positiva de T-q e negativa de q-CO_2, próximo da escala espacial $r_m \approx 1600m$. Essa baixa nas correlações poderia ser explicada pela influência dos movimentos de escalas maiores, de maneira similar a casos discutidos na literatura (Mahrt, 1991; von Randow et al., 2002; Moriwaki e Kanda, 2006). Com efeito, na figura 5.3 (b), a correlação T-q está próxima de +1. Considera-se então, que neste caso, a temperatura e umidade têm distribuições coincidentes de fontes e sumidouros. Contudo, na figura 5.3(a), ρ_{Tq} são muito próximos de +1 apenas até a escala espacial $r_m \approx 1200m$, a partir da qual tem uma queda acentuada em sua correlação, o que sugere a intervenção dos movimentos de escalas maiores mencionadas acima.

Nas pequenas escalas dos vórtices, ρ_{Tq} mostra uma pequena queda na correlação, com $\rho_{Tq} = 0{,}8$. O mesmo acontece para ρ_{TCO2}, com a anti-correlação, tendo em vista o valor de $\rho_{TCO2} = -0{,}8$. Pode-se dizer que ρ_{Tq} tem o mesmo comportamento que ρ_{TCO2}, mas com sinais contrários, caracterizando uma forma de simetria.

Nos resultados do DJ 140, é visto que a similaridade entre os escalares está presente nos coeficientes de correlação ρ_{Tq}, ρ_{TCO2} e ρ_{qCO2}, porém a correlação q-CO_2, com valor -1, aparece somente até com vórtice de diâmetro $\approx 1700m$ em quase todas as escalas, salvo naquelas próximas de 2000m, onde a correlação diminuiu levemente.

É importante mencionar que Moriwaki e Kanda (2006) em seu estudo sobre similaridade “global” e “local” para transferência de calor, vapor d’água e gás carbônico na CLC, acima de região suburbana do Japão, observaram que os coeficientes de correlação de vapor d’água e gás carbônico foram geralmente inferiores àqueles de calor. Eles utilizaram a transformada em ondeletas para demonstrar que o calor é sempre transportado com maior eficiência por térmicas e outros movimentos organizados, diferentemente do observado para os demais escalares. Eles explicaram tais discrepâncias como sendo um efeito do papel ativo

da temperatura e da heterogeneidade na distribuição de fontes e sumidouros de escalares.

Neste trabalho foi verificado que ocorrem diferentes distribuições de calor quando se calculam covariâncias entre w e T (fluxo de calor sensível) por escala. No DJ 137, encontra-se fluxo de calor negativo nas grandes escalas, sendo este provocado por intrusão top-down de ar mais quente no topo da CLA por algum evento local, enquanto que no DJ 140, nas maiores escalas o fluxo é positivo. Logo, é possível afirmar que estes resultados estão em concordância com o estudo de Moriwaki e Kanda (2006), conforme relatado acima.

Sobretudo, nas escalas menores e maiores, a falta de correlação entre os escalares, em Paraíso do Sul, também pode estar relacionada com a diferença sazonal nas condições de contorno impostas ao escoamento na CLC, visto que no verão as correlações nas pequenas escalas são afetadas pelas heterogeneidades superficiais e, possivelmente, por um entranhamento mais rápido da CLC. Entretanto, no outono, observa-se que as correlações ρ_{Tq} , ρ_{TCO2} e ρ_{qCO2} são similares praticamente em todas as escalas, salvo nas maiores escalas investigadas, possivelmente como uma conseqüência da existência de forçantes dissimilares associadas a cada escalar estudado nas escalas maiores.

Para compreender uma eventual influência do campo de vento nos resultados, é apresentada a Figura 5.4 abaixo. Ao se compararem os dados dos DJ 137 e DJ 140 observam-se diferenças significativas na direção e na velocidade do vento, esta muito maior no DJ 140. Isto talvez explique algumas das diferenças observadas entre os resultados destes dias nas correlações das escalas maiores no período das 12 às 13 horas com base nos resultados das pesquisas de Kim et al. (2004) baseadas em simulações dos grandes vórtices da camada limite planetária. Eles mostraram que a interação entre os campos de temperatura e velocidade de vento acima de superfície com heterogeneidades térmicas dispostas em direções preferenciais depende fundamentalmente da direção e a intensidade do vento, e que tanto o arrasto superficial quanto o entranhamento são extremamente dependentes do valor daquelas variáveis. Ainda, no que se refere à influência da velocidade do vento no campo térmico, von Randow et al. (2002) mostraram que, à medida que a velocidade do vento aumenta, diminui a contribuição de mesoescala para os fluxos verticais de calor comparativamente às contribuições das escalas turbulentas. Eles

argumentaram que isso poderia ser explicado admitindo que, sob fracas velocidades de vento aumenta a importância relativa do gradiente horizontal de temperatura na indução de movimentos de mesoescala na região em estudo.

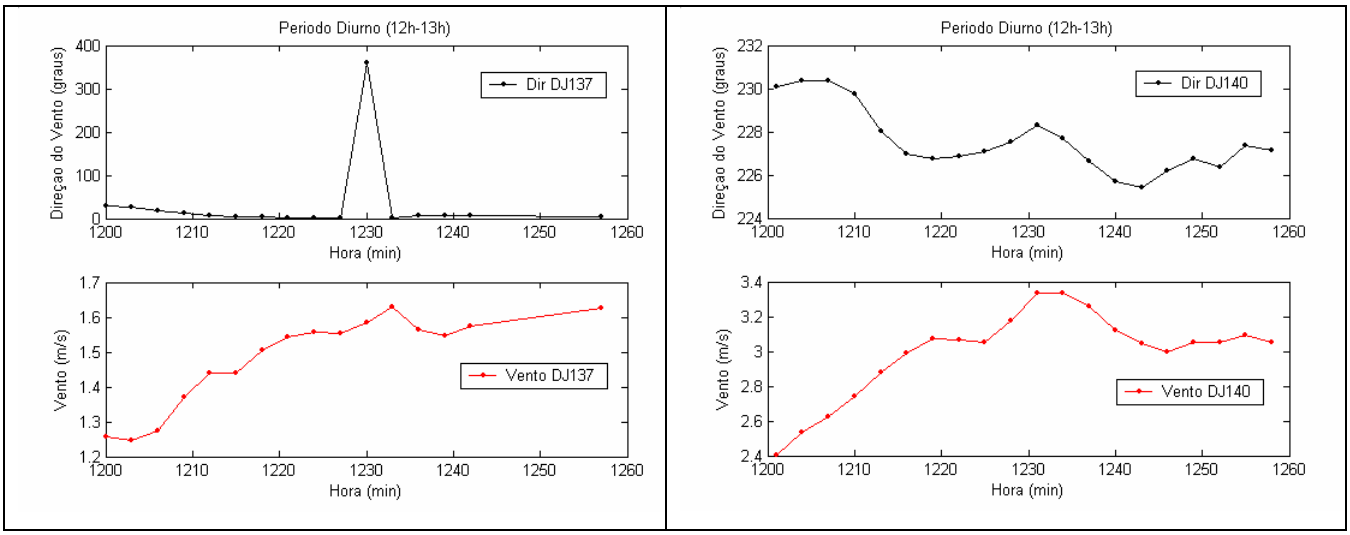

Figura 5.4: Médias de 3 em 3 minutos da direção e intensidade do vento para o período das 12h-3h, DJ 137 e DJ 140, maio de 2004.

5.1.2 - Condição diurna "2" (15:00h até 16:00h)

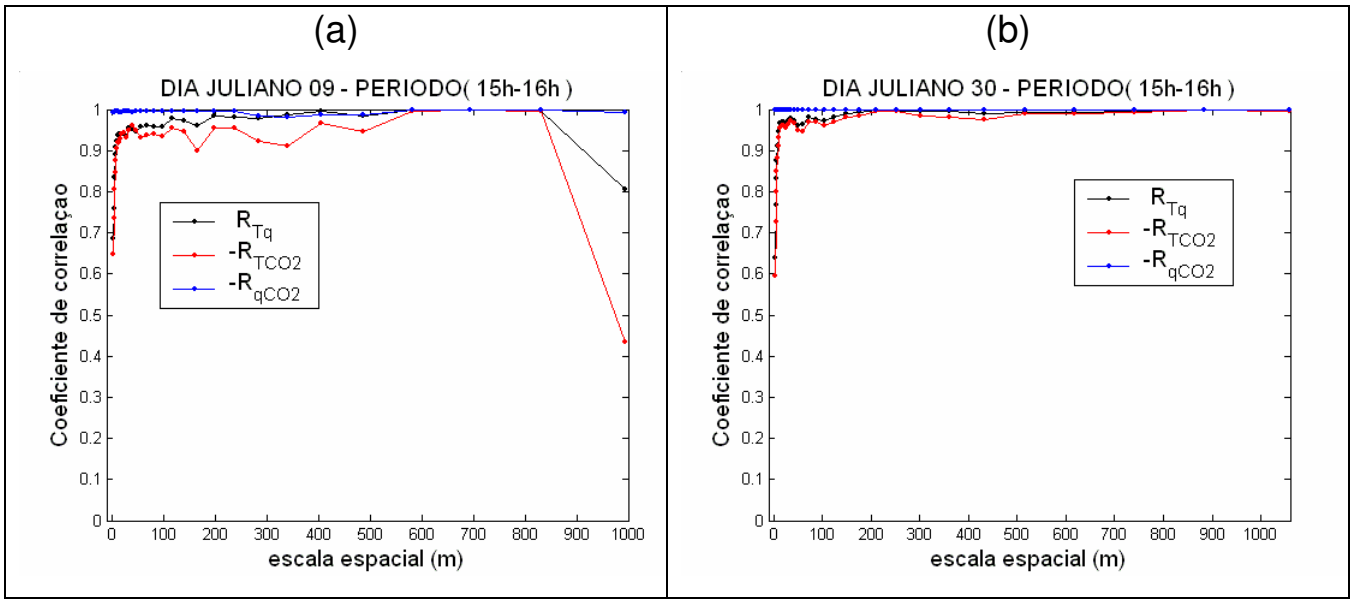

Figura 5.5: Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2, q-CO2, para o mês de janeiro (verão), no horário das 15h às 16h: (a) escala espacial para o dia juliano 09 (DJ 09); (b) escala espacial para o dia juliano 30 (DJ 30).

Estudos relativos ao período de verão serão mostrados a seguir. Na figura 5.5 (a e b), é visto que ρ_{qCO2} é praticamente igual a -1 em quase todas as escalas investigadas. Assim, como no horário das 12h às 13h, os escalares q e CO_2 apresentam variabilidades por escala similares. Como na condição diurna "1", certamente essa similaridade também está relacionada à predominância dos processos fisiológicos das plantas caracterizados pela fotossíntese, que tornam transpiração (q+) e absorção de carbono (CO_2 -), dois fenômenos altamente correlacionados (Albertson et al., 2001).

Entretanto, para as correlações envolvendo as temperaturas, observam-se algumas diminuições na intensidade das correlações nas escalas espaciais e temporais menos elevadas. É o que se verifica no dia 09, nas escalas de comprimento maiores que 800m (figura 5.5 (a)), para ρ_{Tq} e ρ_{TCO2} têm um pico acentuado para os vórtices na escala de comprimento de $\approx 830m$. Isto pode ser conseqüência de perturbações de grande escala, conforme já discutido anteriormente. Abaixo de 600m as correlações T-q e T-CO_2 diminuem levemente até se aproximarem do subintervalo inercial, onde há uma queda mais acentuada das correlações nos dois dias de verão investigados (DJ 09 e DJ 30). Esta diminuição nas menores escalas espaciais deve ser conseqüência da influência dos elementos de rugosidade superficial existentes na lavoura de arroz, já que nesta época o arroz estava bem crescido e a superfície alagada.

Assim como na seção 5.1.1, as correlações positivas de T-q e negativas de T-CO_2 têm uma queda na região das maiores escalas de comprimento (superiores a 800m), particularmente para T-CO2, cujo valor se aproxima de -0,4 próximo a 1.000m, como mostram os gráficos (a e b). Comparando-os, o DJ 09 possui uma maior variabilidade nos valores dos coeficientes ρ_{Tq} e ρ_{TCO2}, comparativamente ao DJ 30, sendo esta variação maior e mais perceptível nas correlações de T-CO_2.

Salvo nas escalas inferiores a 30m, os escalares T e q estão fortemente correlacionados positivamente (acima de 0,9), ou seja, espera-se que as fontes e sumidouros de calor e umidade estejam distribuídos coincidentemente, principalmente acima da escala de 30m. Verifica-se também que a similaridade entre os escalares T e q está mais presente no DJ 30, inclusive nas maiores escalas investigadas. Por outro lado, nas pequenas escalas dos vórtices, a correlação T-q

diminui e é provavelmente afetada pela rugosidade superficial nos dois dias analisados. Neste caso, a correlação de T e q decresce, conforme já discutido anteriormente.

A seguir, as figuras 5.6(a e b) mostram as correlações entre os escalares para um mês de outono (maio de 2004), no período diurno, das 15 às 16 horas.

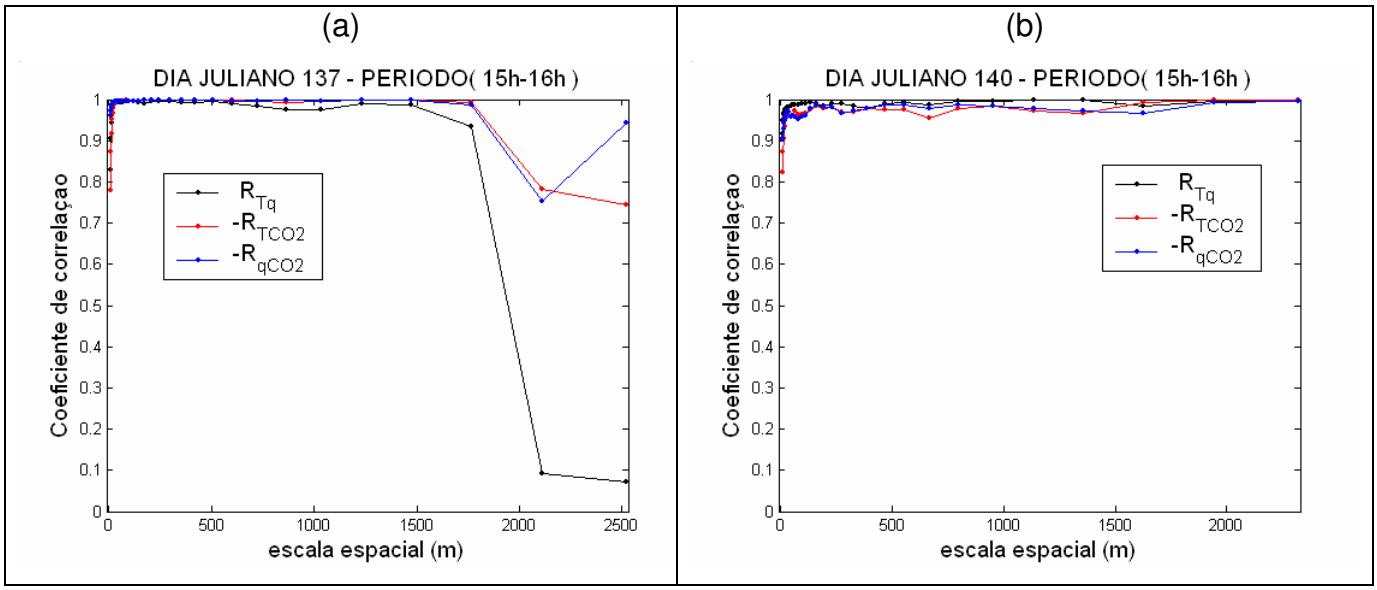

Figura 5.6: Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2, q-CO2, para o mês de maio (outono), no horário das 15h às 16h: (a) escala espacial para o dia juliano 137 (DJ 137); (b) escala espacial para o dia juliano 140 (DJ 140).

Nos gráficos acima, os escalares estão mais próximos da correlação ± 1 até a escala de 1.500m para o DJ 137 e em todas as escalas para o DJ 140. Nas menores escalas as correlações entre os escalares estão muito mais próximas dos valores unitários, comparativamente ao mês de verão investigado (janeiro), provavelmente devido ao fato de já não haver mais cultura de arroz no outono, e a rugosidade superficial associada. Contudo, no DJ 137, ocorrem anomalias nas correlações acima da escala de comprimento de 1500m, apresentando quedas muito acentuadas dos coeficientes ρ_{Tq}, ρ_{TCO2} e ρ_{qCO2} nas maiores escalas. A queda na correlação entre os escalares é maior em ρ_{Tq} e os processos de grande escala afetam mais as correlações entre temperatura e umidade.

No caso, este decréscimo pode estar relacionado a uma dissimilaridade entre os escalares, discutido na literatura por autores como Moeng e Wyngaard (1984).

Mahrt (1991) sugeriu a existência de dois protótipos de CLA acima do continente: (i) entranhamento com secagem, em que há difusão “top-down” de ar mais seco e divergência vertical de fluxos de umidade, e (ii) o protótipo mais “clássico”, associado à evaporação superficial significativa, grande difusão “bottom-up” de ar úmido e convergência vertical de fluxos de umidade. Segundo ele, pode ser obtida alguma informação qualitativa das relações entre diferentes variáveis turbulentas para esses dois protótipos de CLA, considerando-se a equação de evolução do momento estatístico de terceira ordem da flutuação de umidade. No primeiro protótipo deveria haver tendência para skewness negativo da flutuação da umidade específica, enquanto que no segundo protótipo deveria haver tendência positiva para a skewness de q. Neste caso, em uma lavoura de arroz, foi encontrado skewness positivo de q em quase todas as escalas, sendo muito próximo a zero nas menores escalas e nas maiores escalas, apresentou valores mais altos e uma maior variação no skewness de q.

Estas proposições poderiam explicar algumas das características das correlações q-T, entre umidade e temperatura. Ainda, segundo Mahrt (1991), em geral a correlação q-T é negativa na parte superior da CLA por causa do entranhamento de ar seco para esta região, e positiva na parte inferior da CLA por causa dos updrafts de ar quente e úmido predominantes aí. Estas considerações ajudam a entender as diferenças observadas entre as figuras 5.4 (a) e (b).

Assim, ao se observarem os resultados dos DJ 137 e DJ 140, nota-se que o comportamento das correlações negativas de T-CO_2 e q-CO_2 são similares, salvo nas maiores escalas investigadas. Assim, ao contrário do DJ 140, as correlações do DJ 137 sofrem leve influência dos processos de grande escala na camada superficial, sugerindo que neste último dia ocorrem fenômenos como aqueles discutidos por Mahrt (1991), que geram dissimilaridades entre os campos verticais de temperatura e umidade na CLC, devido à intrusão de ar mais quente e mais seco pelo topo da CLC (fluxos do tipo “top-down”).

Por outro lado, nas menores escalas os coeficientes ρ_{TCO2} e ρ_{qCO2} sofrem uma variação muito pequena no comportamento das correlações negativas, possível conseqüência da razoável coincidência da distribuição de fontes-sumidouros de escalares nas mesmas. Também, os escalares T e q estão similarmente correlacionados entre si, com $\rho_{Tq} \approx +1$ em todas as escalas dos vórtices.

Assim, foram verificadas algumas variações sazonais no comportamento das correlações entre escalares.

5.1.3 - Condição de Transição tarde-noite (18:00h até 19:00h)

No período de transição 18-19 horas, serão analisados dois dias típicos do período de verão (DJ 09 e DJ 30) e dois dias típicos do período de outono (DJ 137 e DJ 140). Os fluxos turbulentos nos dias de verão têm características inerentes à camada convectiva, ou seja, os fluxos de calor e umidade são positivos, a superfície está mais quente e úmida. No entanto, nos dias de outono, neste horário, o comportamento dos fluxos já é típico de camada estável, ou seja, o fluxo de calor já é negativo. É importante salientar que no outono anoitece mais cedo, logo, por ser um período do dia caracterizado pela transição tarde-noite, os fluxos têm características diversas das dos dias de verão. Porém, os fluxos de CO_2 e umidade têm comportamentos distintos, e no outono são positivos entre as 18 e 19 horas. Na Figura 5.7, abaixo, os gráficos das correlações entre os escalares confirmam as considerações feitas acima.

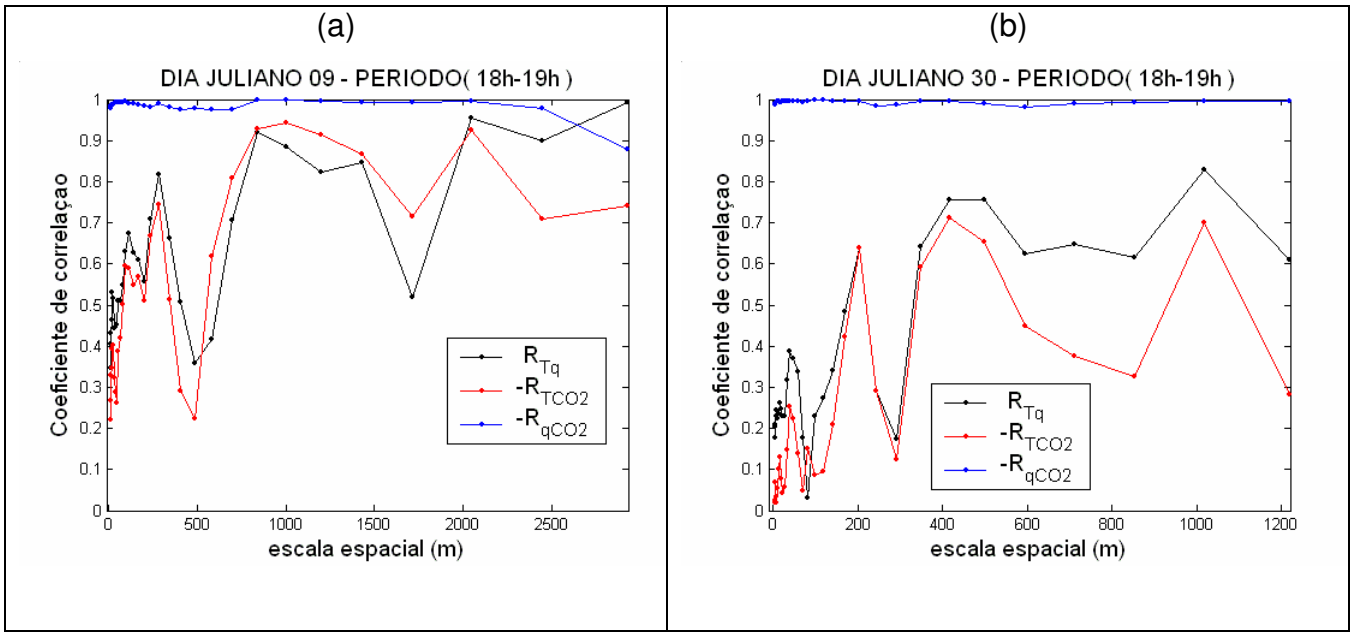

Figura 5.7: Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2, q-CO2, para o mês de janeiro (verão), no horário das 18h às 19h: (a) escala espacial para o dia juliano 09 (DJ 09); (b) escala espacial para o dia juliano 30 (DJ 30).

Os gráficos da figura 5.7 (a e b) mostram claramente que:

i) q e CO_2 estão anti-correlacionados, ambos os escalares têm flutuações muito similares, conseqüência do quê suas correlações estão muito próximos de -1;

ii) as correlações T-q e T-CO_2 indicam claramente uma dissimilaridade entre os escalares em todas as escalas, com os coeficientes de correlação tendendo a zero na medida em que as escalas diminuem. Isto sugere uma importante participação dos fatores térmicos em tais afastamentos das condições ideais para a validade da TS. Isto poderia ser explicado a partir das condições peculiares observadas na estrutura vertical da CLC em processo de decaimento. Garratt (1992, p. 163-164) ressalta que em tal período de transição a CLC torna-se claramente não-estacionária, contrariamente ao que é observado em grande parte do período da tarde. Depois do pôr-do-sol, a turbulência na parte superior da velha CLC diurna continua a decair, enquanto que nos níveis mais baixos da CLS forma-se uma camada de inversão e inicia-se o desenvolvimento de uma CLN rasa. Ainda, segundo Garratt (1992), nessas condições o fluxo de calor sensível decai da superfície para cima, com uma tendência para entranhamento negativo de fluxo se propagando para baixo a partir do topo da camada de inversão.

Em tais condições, pode-se esperar uma diferença considerável das correlações envolvendo flutuações de temperatura em função da escala em que as mesmas são calculadas.

iii) As correlações entre a temperatura e a umidade específica mostraram variabilidade por escala diferente para os dias DJ 09 e DJ 30.

Para discutir tais resultados é importante considerar as informações fornecidas pela teoria (Nai-Ping et al., 1983; Panofsky e Dutton, 1984) no que se refere à presença de ondas de gravidade na CLS e a possibilidade de se detectar a sua ocorrência, a partir da comparação das séries temporais das flutuações turbulentas da temperatura (T) e da umidade específica (q). Espera-se que, quando tais flutuações se deverem puramente à ação da turbulência, elas, ou se encontram plenamente em fase ou em oposição de fase; quando elas se deverem exclusivamente à ação de ondas de gravidade, as flutuações deverão estar “em quadratura” (diferença de fase de 90º). Nos demais casos espera-se que haja interações não lineares entre ondas de gravidade e turbulência. Seria lógico de se esperar que para as situações em que os sinais de T e q estivessem plenamente em

fase, seu coeficiente de correlação deveria se aproximar de 1, quando estivessem em plena oposição de fase, seu coeficiente de correlação deveria tender a -1 e quando estivessem em quadratura, seu coeficiente de correlação deveria tender a zero. Assim, os resultados (p. 113) sugerem a ocorrência de interações não lineares entre ondas de gravidade e turbulência no DJ 30, mas não no DJ 09.

Os coeficientes de correlação entre w e T por escala, encontram-se em quadratura para este estudo, ou seja, os coeficientes de correlação entre w e T são muito próximos a zero, principalmente à medida que diminui a escala espacial do vórtices. Com isso, pode-se dizer que as flutuações estão sob influência exclusivamente das ondas de gravidade.

Neste período, as correlações T-q e T-CO_2 indicam claramente uma dissimilaridade entre os escalares em todas as escalas. As mesmas apresentam variações nas correlações, mas percebe-se um decréscimo delas com a diminuição das escalas espaciais (figura 5.7 (a e b)). Além disso, as correlações T-q e T-CO_2 têm sinais contrários, ainda que mostrem uma concordância entre si nos seus comportamentos.

Williams et al. (2007) explicaram as oscilações existentes nas correlações entre T-CO_2 e T-q como sendo causadas pelos efeitos da sazonalidade, aumentando a heterogeneidade e enfraquecendo a utilidade da aplicação da TS à subcamada rugosa de transição.

Na figura 5.7 (b), as correlações T-q e T- CO_2 se cruzam com valores dos coeficientes de correlação próximos a zero.

Nas pequenas escalas dos vórtices, observa-se que as correlações de T e q e de T e CO_2 se aproximam de zero no dia 30 e no dia 09 ficam em torno de +0.4 para ρ_{Tq} e -0.4 para ρ_{TCO2}. Por outro lado, os escalares T e q não são similares.

Os resultados para o período de transição das 18 às 19 horas para o outono (DJ 137 e DJ 140) são apresentados na Figura 5.8. É importante considerar que, diferentemente do período do verão, é possível que no outono, entre as 18 e 19 horas, a transição da CLC para a CLN já tenha se consolidado e isto explicaria, ao menos em parte, as grandes diferenças observadas entre as Figuras 5.7 (verão) e 5.8 (outono).

Na Figura 5.8, ao contrário do observado nos dias de verão, verificou-se que:

i) os valores de coeficientes de correlação que estão mais próximos daqueles esperados, quando a similaridade é válida na CLS, são os de ρ_{Tq} ;

ii) os coeficientes de ρ_{qCO2} e ρ_{TCO2} apresentam valores claramente anti-simétricos. Porém, há diferenças significativas entre os dias DJ 137 e DJ 140. O DJ 137 apresenta correlações maiores nas menores escalas de comprimento até aquela de aproximadamente 300m. Na escala de 350m, os valores das correlações se anulam e na escala de 400m a 500m, atingem um patamar com o módulo dos valores dos coeficientes de correlação próximos de 0,4. Nas escalas de comprimento maior que 500m, há um aumento gradativo do valor do módulo do coeficiente de correlação com a escala. Já o DJ 140, apresenta um mínimo no valor do módulo dos coeficientes de correlação ρ_{TCO2} e ρ_{qCO2} (ligeiramente inferior a 0,8) na escala de comprimento de 300m. Nesse dia, as correlações em quase todas as escalas, menores e maiores, aproximam-se bastante do valor unitário.

iii) As correlações entre a temperatura e a umidade específica mostraram os valores de $\rho_{Tq} \approx -1$ em todas as escalas espaciais, o que sugere a ocorrência de Turbulência sem a presença de ondas de gravidade nas mesmas, conforme discutido anteriormente.

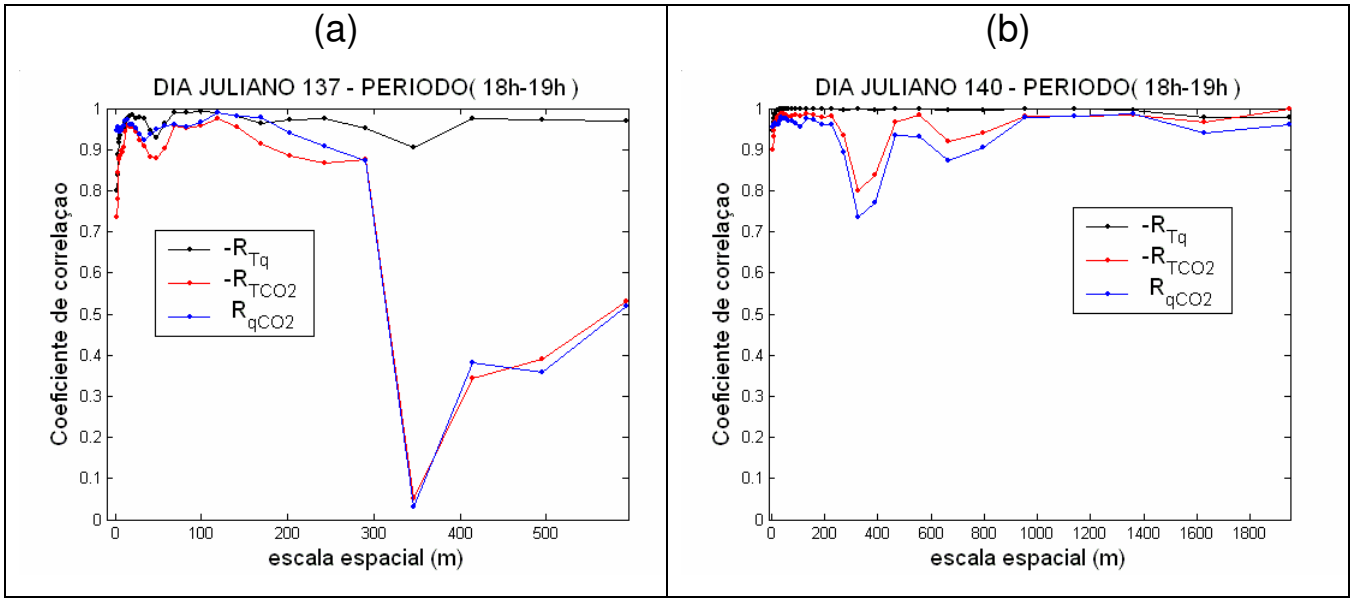

Figura 5.8: Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2, q-CO2, para o mês de maio (outono), no horário das 18h às 19h: (a) escala espacial para o dia juliano 137 (DJ 137); (b) escala espacial para o dia juliano 140 (DJ 140).

.

Os coeficientes ρ_{TCO2} e ρ_{qCO2} poderiam ter sido afetados por processos de grande escala, como por exemplo, entrada de ar quente e seco da atmosfera livre para a CLA, conforme relatado por Sempreviva e Gryning (2000).

Comparando-se os valores dos coeficientes de correlação nas duas estações investigadas, observa-se que, no verão, as correlações de T com q ou com CO_2 não estão próximas de +1 ou -1, ao contrário das correlações entre q e CO_2. Já no outono, as correlações entre os escalares mostram que os escalares estão melhor correlacionados entre eles do que no verão, com exceção do intervalo ($200m < r_m < 900m$). Mas, para ρ_{Tq} a forte correlação está presente em todas as escalas.

Outra observação a ser feita é de que os vórtices com as maiores escalas espaciais encontram-se nos dias Juliano 09 e 140.

5.1.4 - Condição noturna (24:00h até 01:00h)

As figuras 5.9 e 5.10 (a e b) representam os coeficientes de correlação entre os escalares (ρ_{Tq}, ρ_{TCO2} e ρ_{qCO2}) nas escalas espaciais (r_m) dos vórtices turbulentos no período noturno. Considerações sobre o comportamento dos fluxos na camada estável são importantes para entender a dinâmica das correlações entre os escalares, pois nela o fluxo de calor sensível é negativo (fluxo descendente) e a atmosfera subjacente está mais quente que a superfície. Os fluxos de umidade e CO_2 são positivos, a superfície está mais úmida e o CO_2 é injetado na atmosfera como resultado do processo de respiração das plantas. Com isso, pode-se dizer que os escalares q e CO_2 têm comportamentos similares nas transferências dos fluxos de umidade e CO_2 da superfície, mas o mesmo não acontece para a temperatura. Este comportamento similar entre q e CO_2 é observado no verão. Já, no outono, essa similaridade é estendida às flutuações dos escalares T e CO_2.

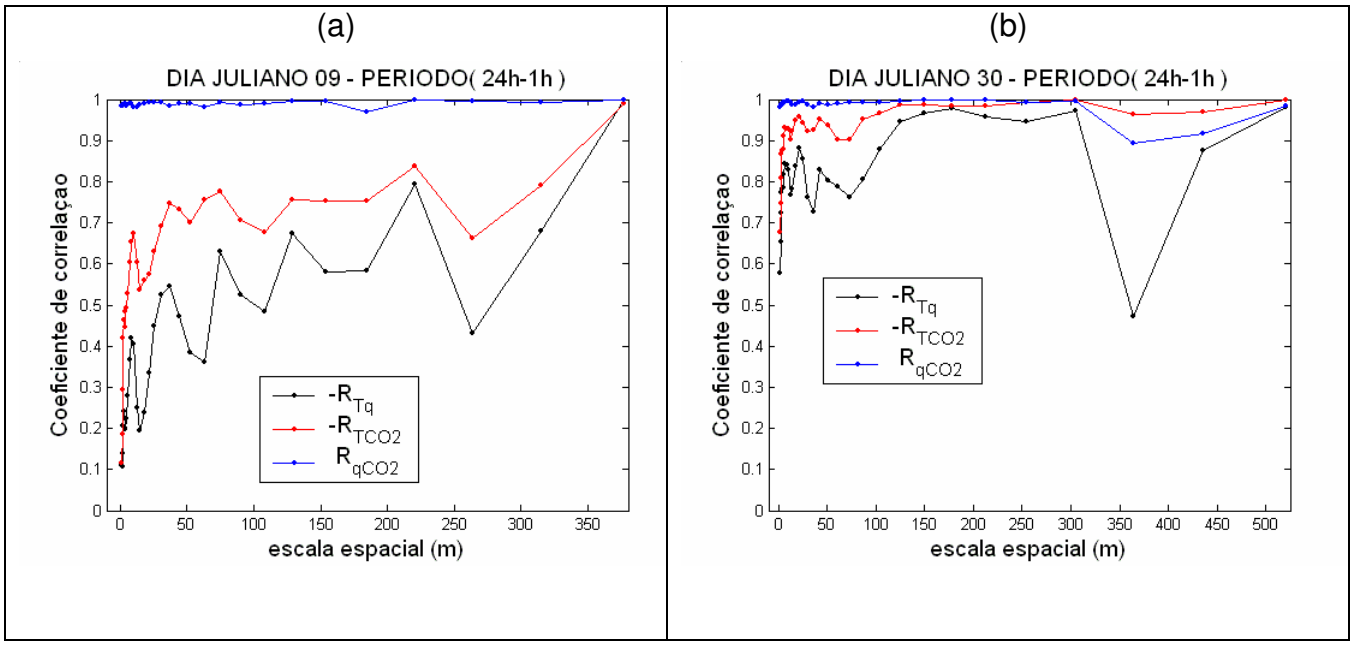

Figura 5.9: Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2, q-CO2, para o mês de janeiro (verão), no horário das 24h à 1h: (a) escala espacial para o dia juliano 09 (DJ 09) (b) escala espacial para o dia juliano 30 (DJ 30).

Os resultados das comparações entre as flutuações por escala dos escalares q e CO_2, mostram que as correlações entre eles se aproximam da igualdade, $\rho_{qCO2} \approx +1$. Nos dias de verão e outono, analisados neste trabalho, os escalares q e CO_2 estão fortemente correlacionados, até mesmo nas escalas maiores, e são transportados da vegetação para a atmosfera pelos mecanismos de evaporação (q+) e respiração (CO_2 +). Resultados semelhantes foram obtidos por Williams et al. (2007) para dados medidos acima de floresta no Estado da Virgínia, EUA, em que os escalares, projetados em escalas, apresentaram flutuações perfeitamente correlacionadas, no período senescente.

Entretanto, no DJ 30 a correlação positiva entre q e CO_2 diminuiu levemente nas grandes escalas, a partir dos vórtices de diâmetro ≈ 300m (figura 5.9 (b)), caindo para valores próximos de 0,9, contrariamente ao ocorrido no DJ 09 (figura 5.9 (a)), em que não houve decréscimo da correlação nas grandes escalas dos vórtices.

Os resultados dos coeficientes de correlação entre T-q e T-CO_2 indicam que os escalares estão anti-correlacionados, sendo ρ_{Tq} e ρ_{TCO2} próximos de -1. Da mesma forma que em ρ_{qCO2}, nas grandes escalas houve uma considerável diminuição na correlação negativa de T e q, ocasionando uma dissimilaridade entre os escalares, sugerindo a ocorrência fenômeno envolvendo as porções superiores

da CLN. Como discutido por Poulos et al. (2002), e Sun et al. (2002; 2004), a CLN é palco de processos extremamente complexos envolvendo ondas de gravidade, turbulência, ventos catabáticos, correntes de densidade, jatos de baixos níveis, etc.

Possíveis hipóteses para explicar o fenômeno podem ser encontradas na literatura. Segundo Mahrt (1991), uma diminuição das correlações nas grandes escalas pode ocorrer em conseqüência da entrada de ar descendente, mais quente e mais seco, entranhado no topo da CLA (processo do tipo "top-down"). Também, de acordo com Sempreviva e Hojstrup (1998), os valores negativos de ρ_{Tq} nas maiores escalas podem estar associados a tais processos de entranhamento. Também, as anti-correlações encontradas entre os escalares, principalmente nas flutuações de T e q nas escalas menores, são explicadas pela presença das diferentes fontes de calor e umidade na superfície (Katul et al., 1995).

No DJ 09, nas pequenas escalas de ≈ 3m, os valores dos coeficientes ρ_{Tq} e ρ_{TCO2} se afastaram de -1 quando se aproximaram da região dos pequenos vórtices. Este comportamento pode ter sido consequência de heterogeneidades superficiais, com a existência de distribuições diferentes de fontes-sumidoros de calor e CO_2 na referida escala (3m), ou nas ainda menores. Comparando os dois dias analisados de janeiro de 2004, o valor da correlação inversa entre T-q e T-CO_2 é maior no dia 30, e ρ_{TCO2} se torna muito próximo a -1, com vórtices de diâmetro acima de 120m, sugerindo que a validade da TS nas escalas menores ou iguais a 120m está sendo prejudicada por alguma dissimilaridade local na distribuição de escalares. O fato da escala de comprimento limiar das dissimilaridades do DJ 30 ser diferente daquela do DJ 09 pode ser atribuída às diferenças nos campos de vento, a qual contribuiu para introduzir diferenças nas distribuições de fontes-sumidouros de umidade e calor, conforme discutido por Kim et al. (2004).

Apresentados os resultados referentes às noites de verão, a seguir serão apresentados resultados referentes às noites de outono de 2004.

Os coeficientes ρ_{Tq} e ρ_{TCO2} estão fortemente anti-correlacionados em torno de -1, praticamente em todas as escalas, com exceção das menores escalas de tamanho dos vórtices. Porém, no DJ137, o decréscimo nas pequenas escalas é mais acentuado. Neste dia, a correlação inversa de T-q é um pouco menor do que a de

T-CO_2 em todas as escalas analisadas, como mostram as figuras 5.10 (a e b) abaixo:

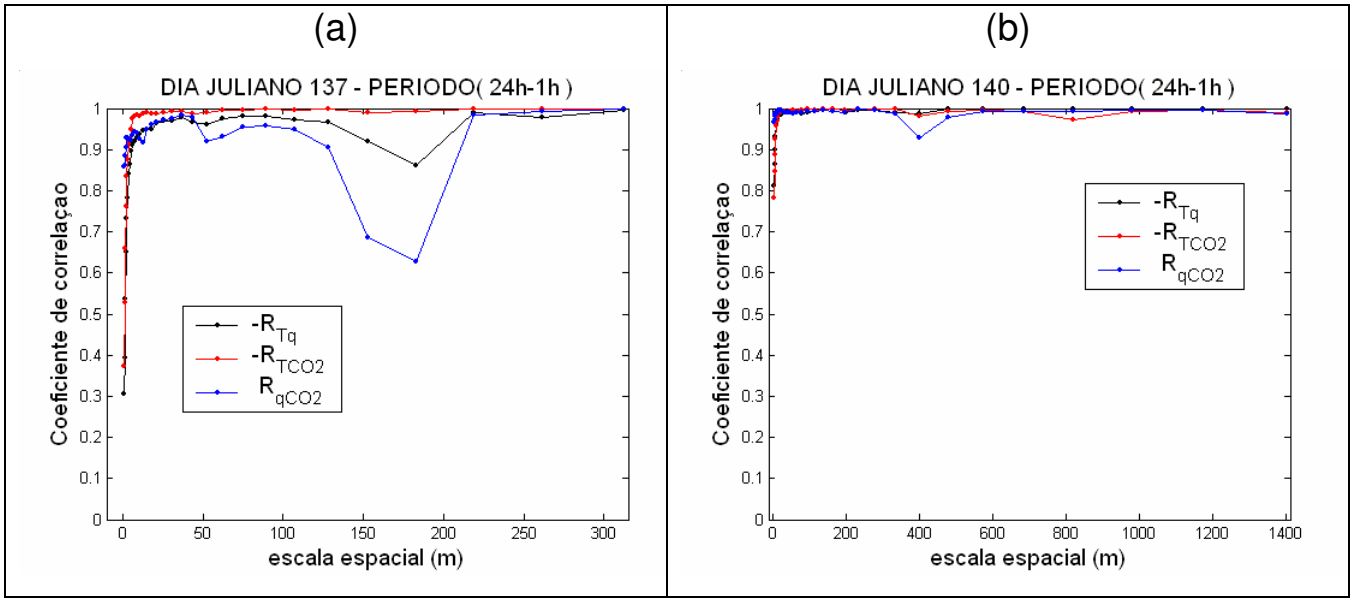

Figura 5.10: Coeficientes de correlação por escala entre os escalares T-q, T-CO2, q-CO2, para o mês de maio (outono), no horário das 24h à 1h: (a) escala espacial para o dia juliano 137 (DJ 137); (b) escala espacial para o dia juliano 140 (DJ 140).

Na figura 5.10 (a) que corresponde ao DJ 137, encontra-se uma maior variabilidade em escala de ρ_{qCO2} e um forte decréscimo da correlação no intervalo de escalas de 127m a 218m. Neste dia, existe uma correlação de q-CO_2 ≈ +1, em todas as escalas de vórtices, exceto próximo de ≈ 400m, onde ρ_{qCO2} sofreu uma pequena queda em seus valores. Além disso, obteve-se valores baixos de vento no período noturno no DJ 137, com valor médio de 0.2m/s. Karipot et al. (2006) ressaltaram que é muito importante analisar cuidadosamente cada caso referente às trocas de CO_2 na CLN, particularmente quando há ventos fracos, o que corresponde a valores pequenos de u_*. Segundo eles, sob tais condições, medidas efetuadas em terrenos planos são altamente influenciáveis por fenômenos noturnos tais como jatos de baixos níveis (JBNs), com variações intermitentes na estabilidade atmosférica, velocidade de fricção e energia cinética turbulenta diretamente vinculada à ação do jato. Eles observaram que durante a reativação do jato, em seguida a um período de relativa calmaria, mesmo valores moderados de u_* estiveram associados a elevados fluxos de CO_2. Estes resultaram de grandes flutuações na concentração de

CO_2 concomitantes à irrupção do CO_2 acumulado nas camadas inferiores da CLS, onde há vegetação, para as camadas superiores da mesma.

Por outro lado, nas escalas de comprimento menores, os gráficos mostram quase sempre um decréscimo nas correlações de T-q e T-CO_2 com relação às de q-CO_2. Segundo Williams et al. (2007), uma separação dos sensores de temperatura (anemômetro-termômetro sônico) e de q e CO_2 (Licor- 3662) pode parcialmente causar uma perda nas correlações T-q e T-CO_2 comparadas com as correlações q-CO_2, nas escalas da ordem de grandeza da distância entre tais instrumentos (von Randow et al., 2002). Também, há indícios que a heterogeneidade local contamine as correlações entre os escalares no subintervalo inercial (Kim et al., 2004).

Comparando-se os meses de verão e outono, conclui-se que as dissimilaridades entre os escalares são afetadas por fatores sazonais devidos às mudanças na cobertura do solo, visto que no verão, período em que a cultura agrícola atingiu cerca de 30 cm de altura, as heterogeneidades estão mais presentes, enfraquecendo as correlações entre os escalares nas menores escalas de comprimento analisadas. Entretanto, no outono, período em que a cultura agrícola já foi removida e em que não há vegetação, observa-se que as correlações ρ_{Tq}, ρ_{TCO2} e ρ_{qCO2} são similares praticamente em todas as escalas. Uma explicação para estes resultados pode ser encontrada em Williams et al. (2007). Eles concluíram que mudanças sazonais na estrutura de uma copa acarretam uma distribuição desigual em fontes e sumidouros para diferentes escalares, ocasionado uma falha na aplicação da TS. Eles também mostraram que mudanças temporais na estrutura da floresta, e o advento do período senescence, enfraquecem a aplicação da similaridade dos escalares na camada superficial rugosa.

Para concluir, deve-se fazer uma ressalva: Williams et al. (2007) aplicaram a metodologia utilizada acima para analisar dados turbulentos medidos acima de uma floresta decídua de coníferas, em que havia claramente uma subcamada rugosa. Já os dados aqui analisados foram coletados em uma cultura de arroz que atingiu média uma altura de 30cm, o que restringiu o potencial de distorção dos campos turbulentos pelos elementos de rugosidade. Seria muito interessante testar esta metodologia acima de culturas agrícolas com elementos de rugosidade superiores àqueles existentes na cultura de arroz.

5.2 - Escalogramas de ondeleta

Para fazer uma interpretação global das escalas temporais de ocorrência dos vórtices turbulentos e sua variabilidade em escala, foram construídos os escalogramas de ondeleta. Estes já foram utilizados por autores tais como Druilhet et al., 1994; Sá et al., 1999; Bolzan, 2000; Galmarini e Athié, 2000; Tarradellas et al. 2001; Zeri, 2002, para analisar sinais turbulentos gerados sob diferentes condições. São constituídos por gráficos tridimensionais que representam, no eixo x, a janela de tempo em que os dados foram medidos, no eixo y, a escala de freqüência (1 a 32), em que os valores da escala de freqüência correspondem às menores escalas e vice-versa e no eixo z, informações sobre a intensidade dos sinais turbulentos associadas às diferentes cores mostradas no escalograma: cores tendendo do verde ao rosa, sendo que os valores menores são da cor verde, e os maiores, da cor rosa.

Nesta seção, os escalogramas serão utilizados para a detecção de estruturas coerentes nos sinais turbulentos e determinação das escalas preferenciais de sua ocorrência. Estes foram elaborados através da decomposição em tempo-escala proporcionada pela Transformada em Ondeletas, usando-se para isto a parte real dos coeficientes resultantes da aplicação da ondeleta complexa de Morlet às séries temporais de dados turbulentos (Farge, 1992). Esta técnica possibilita detectar a variabilidade em escala das grandezas turbulentas e algumas das suas manifestações mais relevantes, como é o caso das estruturas coerentes, particularmente aquelas em forma de “rampas”, associadas aos eventos em que há trocas mais intensas de calor, umidade e CO_2 entre a superfície e a atmosfera.

Paw U et al. (1992), em seu estudo sobre estruturas coerentes acima e dentro de coberturas vegetais agrícolas, ressaltaram a universalidade das estruturas em forma de rampa associadas às estruturas coerentes em campos turbulentos de escalares, tais como temperatura, umidade e CO_2, e observaram que as escalas temporais destes fenômenos variaram de 7s a 60s, acima de dosséis que variaram de 2,5m a 18m de altura.

Katul et al. (2006 a,b), estudaram os dois processos envolvendo a manifestação de uma estrutura em forma de rampa turbulenta, quais sejam: i) a intrusão (sweep) – com um crescimento gradual da flutuação do escalar e duração comparável à escala integral de tempo; ii) a ejeção (ejection) – com uma queda

brusca no valor da flutuação e duração temporal muito menor do que a intrusão, que tem impacto nas extremidades das funções densidade de probabilidade das flutuações dos escalares.

Warhaft (2000), em seu artigo sobre o estado da arte referente a escalares passivos em escoamentos turbulentos, ressalta a importância do cisalhamento do escoamento, além do gradiente vertical do escalar, na geração de estruturas em forma de rampas nos sinais de escalares passivos. Ele considera a falência da hipótese de isotropia das flutuações de escalares nas escalas do subdomínio inercial e de dissipação, uma vez que o comportamento das estruturas nas maiores escalas se reflete diretamente nas escalas menores do escoamento.

Nas tabelas 7 e 8, serão apresentados os valores médios de duração das estruturas coerentes, referentes ao período de verão e outono, em todos os intervalos de hora analisados neste estudo.

Tabela 7- Escalas de tempo de duração das estruturas obtidas a partir da escala de maior variância dos coeficientes da parte real de ondeleta de temperatura, umidade específica e CO_2 para os dias de verão.

Hora	**Esc. temporal (T)**	**Esc. temporal (q)**	**Esc. temporal (CO_2)**
24h-1h	20,5	35,25	24,9
12h-13h	9,46	5,9	5,3
15h-16h	8,37	7,12	4,9
18h-19h	9,8	7,9	9,25

Tabela 8: Escala de tempo de duração das estruturas obtidas a partir da escala de maior variância dos coeficientes da parte real de ondeleta de temperatura, umidade específica e CO_2, para os dias de outono (maio).

Hora	**Esc. temporal (T)**	**Esc. temporal (q)**	**Esc. temporal (CO_2)**
24h-1h	20,5	32,15	32,15
12h-13h	5,47	4,5	7,15
15h-16h	14	22,5	31,18
18h-19h	5,6	7,63	7,38

A figura 5.11 abaixo mostra uma comparação dos valores médios de duração das ECs para os dias de verão e outono. Estes resultados sugerem que pode ter ocorrido um fenômeno de circulação local, tal como uma advecção de ar mais seco na superfície, nos dias 137 e 140 de outono e intervalo de hora das 15h às 16h.

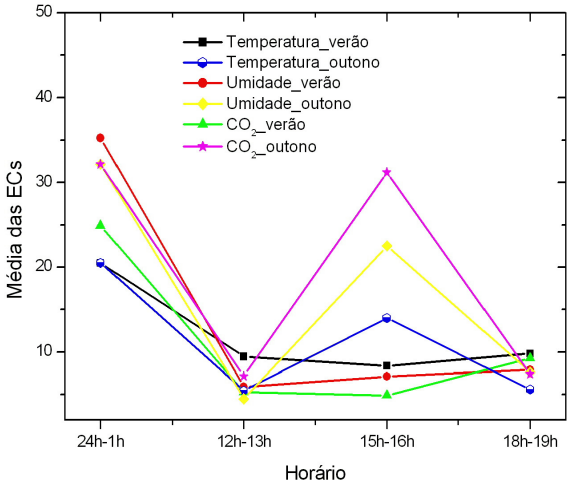

Figura 5.11: valores médios das escalas tempo de duração das estruturas coerentes nos sinais de T, q e CO_2.

5.2.1 Escalogramas para dados turbulentos do mês de janeiro 2004

5.2.1.1 Período Diurno (15h – 16h).

As características de rampas nos sinais de escalares ficam bem claras nas figuras (5.12 e 5.13) apresentadas abaixo, as quais mostram skewness bem definidos (no período diurno, positivas para a temperatura e umidade, e negativas para o CO_2).

Com os escalogramas, e outros procedimentos estatísticos aplicados aos sinais projetados em escalas, foi possível determinar as escalas temporais médias de ocorrência das estruturas coerentes. Em geral, os valores destas estão nos intervalos de tempo obtidos por Paw U et al. (1992). Porém, a série temporal de concentração de CO_2 apresentou algumas vezes estruturas coerentes com durações inferiores a 7s. Isto poderia ser devido: (a) à pouca rugosidade do terreno em que os dados aqui analisados foram medidos, com a conseqüente redução do cisalhamento

vertical do vento, ou (b) a baixos valores do gradiente vertical da concentração de CO_2 no período, comparativamente aos dados analisados por Paw U et al. (1992) e Williams et al. (2007). Também, a pouca atividade fisiológica influenciada pela falta de vegetação neste período, pode ter ocasionado baixo valor na duração das estruturas coerentes.

Nas figuras 5.12 e 5.13, somente os escalogramas do coeficiente da parte real de ondeleta da temperatura e da variância, serão apresentados nesta discussão. Neste período, os escalogramas mostram descontinuidades significativas presentes nas flutuações entre os escalares, durante o intervalo de tempo entre 4000s a 6000s.

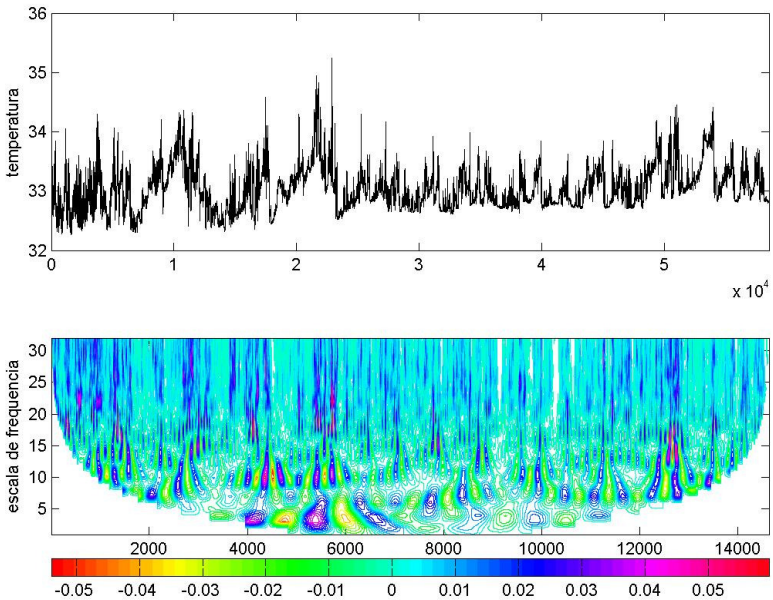

Figura 5.12: Escalograma do coeficiente da parte real de ondeleta de Temperatura para o verão (DJ 09) e horário (15h-16h).

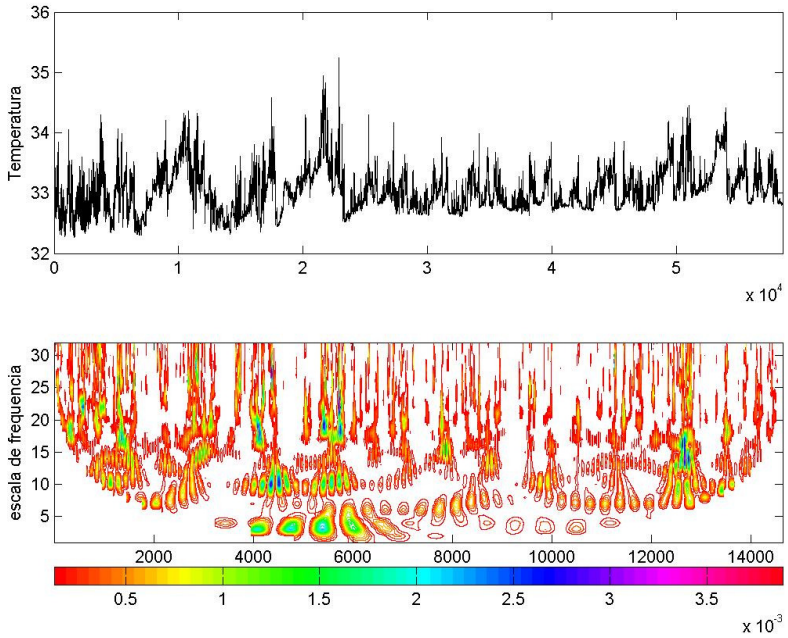

Figura 5.13: Escalograma da variância de Temperatura para o verão (DJ 09) e horário (15h-16h).

5.2.1.2 - Período Noturno (24h – 1h)

Neste período, as figuras (5.14 e 5.15) mostram que nos escalogramas da parte real de ondeleta apresentam claramente a ocorrência de um evento durante o intervalo de tempo de ≈ 8000s a 10000s.

Este evento complexo e de curta duração na CLN, gerou rampas com fluxos de calor positivo, neutro e após negativo nas maiores escalas. Estudos realizados em Caxiuanã, mostram rampas com fluxos positivos na camada noturna (Martins et al., 2005). Zeri (2002) também verificou no Pantanal a ocorrência de ondas de gravidade e turbulência. Sun et al. (2002, 2004) associam estes eventos a corrente de densidade de ondas isoladas.

No dia juliano 30 (figuras 5.16 e 5.17), houve uma queda brusca na temperatura e um aumento na umidade e CO_2, ocasionando um evento no intervalo de ≈ 6000s a 8000s, sendo este com maior duração em q. Estes eventos podem ser caracterizados como fenômenos de escalas maiores que podem ser causados por

jatos de baixos níveis. Além disso, percebe-se que após este evento começa decrescer a temperatura.

Através dos sinais projetados em escalas, juntamente com os escalogramas dos coeficientes de ondeleta e da variância, os valores das escalas médias temporais de ocorrência das estruturas coerentes, são maiores do que no período diurno e correspondem aos intervalos de tempo encontrados por Paw U et al., 1992. No verão, deve-se salientar que a série temporal de umidade apresentou uma maior duração das estruturas coerentes, $\approx$35.25s, comparando com os outros escalares. Este resultado poderá ser devido à existência de uma maior rugosidade da superfície, já que nesta época existia uma lâmina de água sobre o arroz. No entanto, será apresentado os escalogramas dos coeficientes e da variância de temperatura que representam melhor as estruturas coerentes presentes no escoamento.

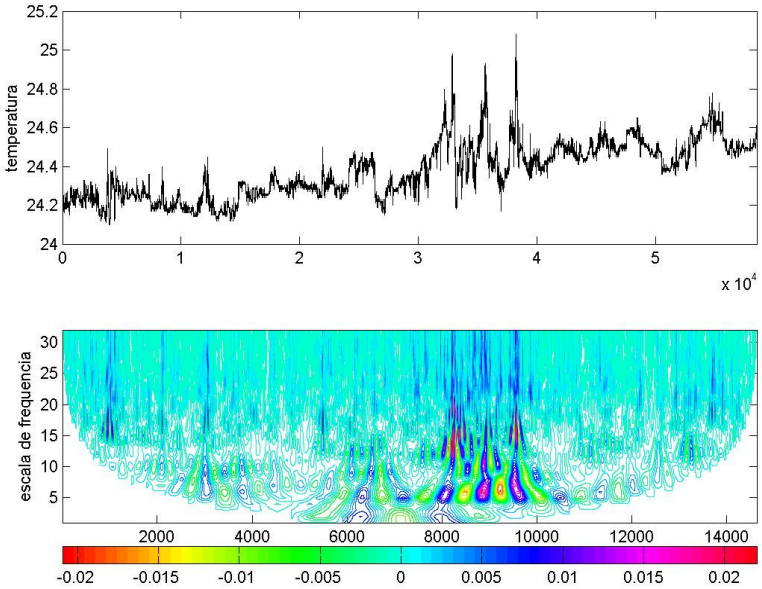

Figura 5.14: Escalograma do coeficiente de parte real de ondeleta da Temperatura para o verão (DJ 09) e horário (24h-1h).

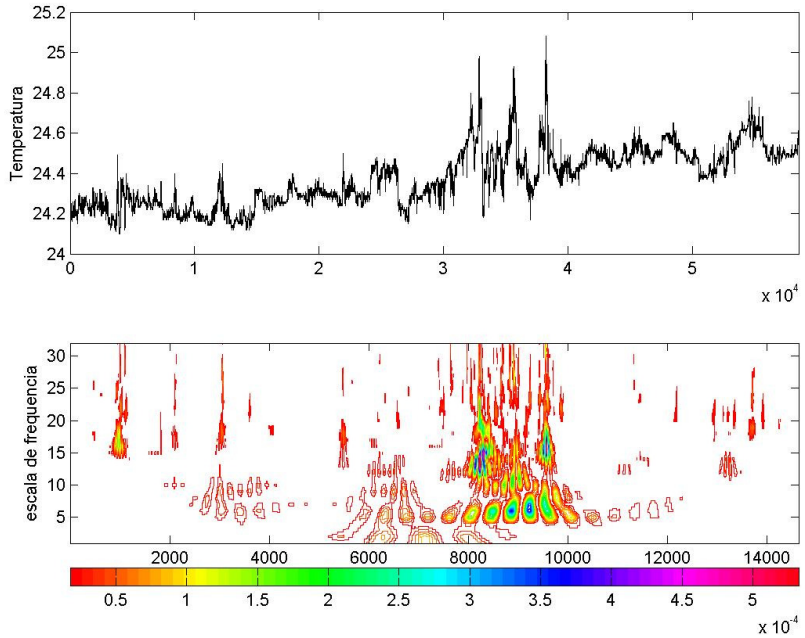

Figura 5.15: Escalograma da variância de Temperatura para o verão (DJ 09) e horário (24h-1h).

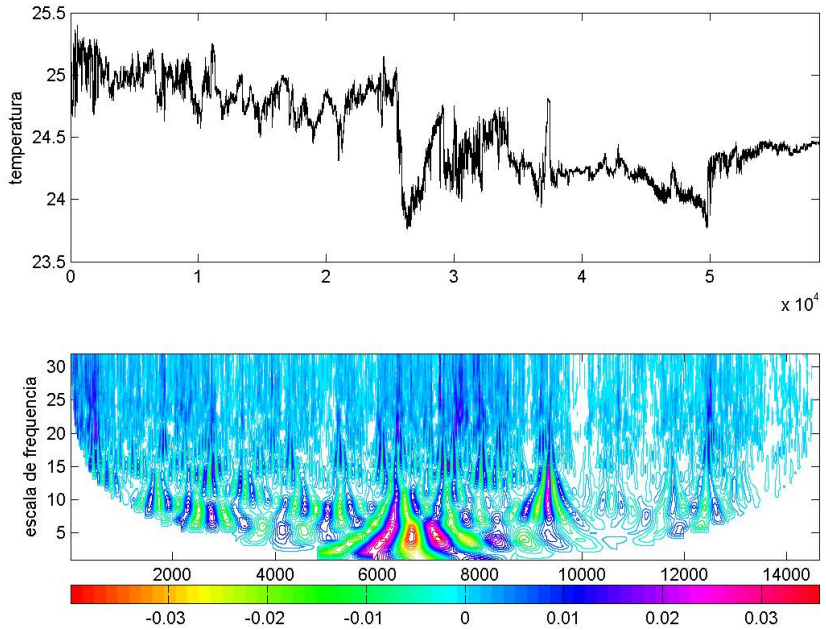

Figura 5.16: Escalograma do coeficiente da parte real de ondeleta da Temperatura para o verão (DJ 30) e horário (24h-1h).

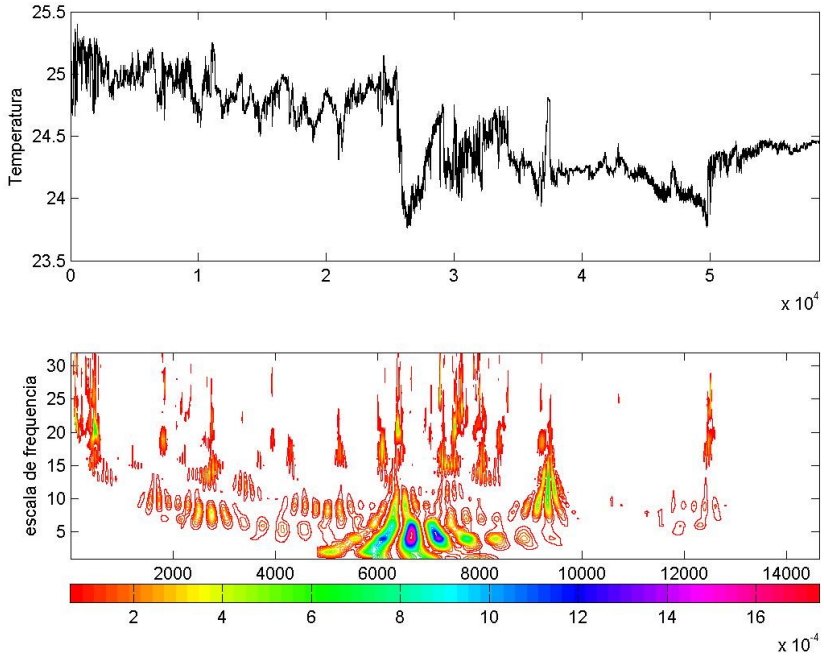

Figura 5.17: Escalograma da variância de Temperatura para o verão (DJ 30) e horário (24h-1h).

5.2.2 - Escalogramas para dados turbulentos do mês de maio

5.2.2.1 - Período Diurno (15h – 16h)

Neste período, os sinais dos escalares T, q e CO_2 também têm características de rampas, apresentando skewness positivos para a temperatura e umidade, e negativos para o CO_2. Nas figuras 5.18 e 5.19 serão mostrados os escalogramas do coeficiente real de ondeleta de umidade e da variância para o dia juliano 140. Para este dia, foram encontradas escalas temporais médias de ocorrência das estruturas coerentes com valores bem maiores do que 7s nas séries de CO_2, umidade e temperatura. Entretanto, neste período, a duração das estruturas em CO_2 apresentou um valor bem maior do que em T e q, como mostra a figura 5.11. Contudo, a escala de tempo média de ocorrência das estruturas coerentes dos escalares continua dentro do intervalo de tempo encontrado por Paw U et al. (1992).

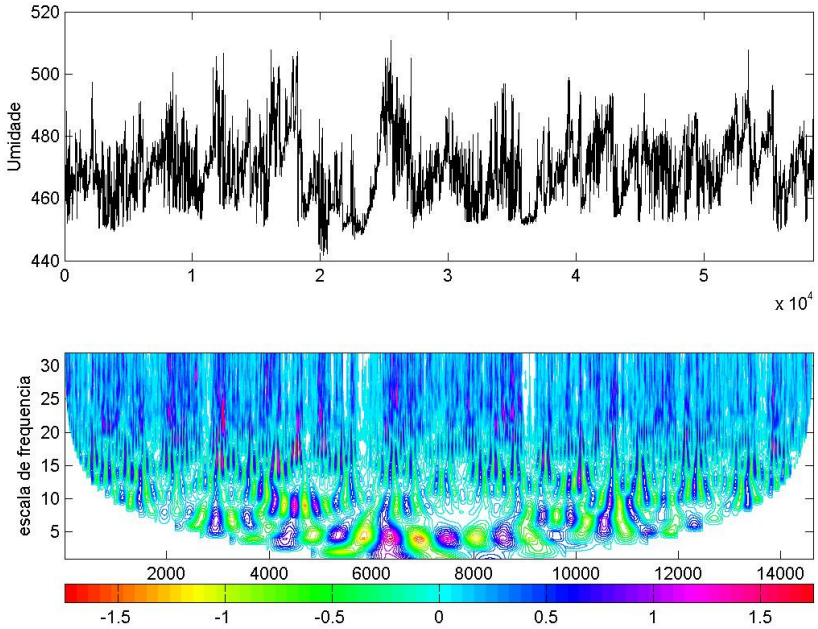

Figura 5.18: Escalograma do coeficiente da parte real de ondeleta de umidade para o DJ 140 e horário (15h-16h).

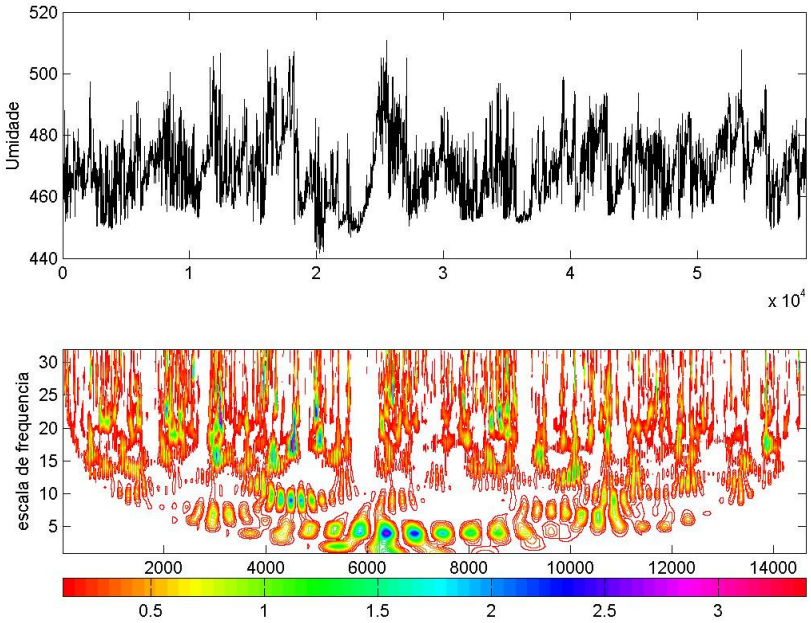

Figura 5.19: Escalograma da variância de umidade para o DJ 140 e horário (15h-16h).

5.2.2.2 - Período Noturno (24h – 1h)

Para os dias analisados do mês de maio, os valores das escalas temporais de ocorrência das estruturas coerentes, na tabela 8, mostram que a duração das EC em T é menor que em q e CO_2. Estes têm iguais valores da escala temporal de ocorrência das EC, porém, o sinal de umidade é mais intenso. Analisando a tabela 8 da figura 5.11, pode-se dizer que, à noite, as escalas temporais das EC são maiores do que nos outros períodos, mas ainda continuam nos intervalos de tempo obtidos por Paw U et al. (1992).

Nas figuras 5.20 e 5.21, também foi verificada a ocorrência de eventos significativos no intervalo entre 8000s a 10000s, como mostra o escalograma dos coeficientes da parte real de temperatura e da variância. Além disso, sugere-se a presença de ondas de gravidade no sinal de temperatura.

Também, observa-se uma queda na temperatura durante o intervalo de tempo entre 6000s-8000s (figuras 5.22 e 5.23). Estes eventos são muito significativos, contribuindo para as correlações negativas de T-q e positivas de q-CO_2, como visto na figura 5.10. Porém, na escala de tempo próximo a 14000s foi verificado um aumento brusco na temperatura, onde se supõe a ocorrência de um fenômeno de escalas maiores como um jato de baixo nível.

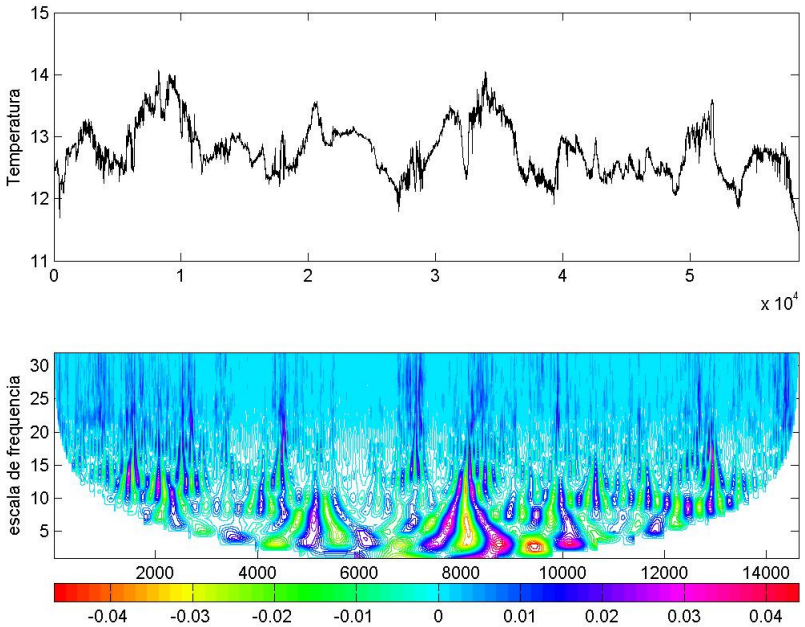

Figura 5.20: Escalograma do coeficiente da parte real de ondeleta de temperatura para **o outono (DJ 137) e horário (24h-1h).**

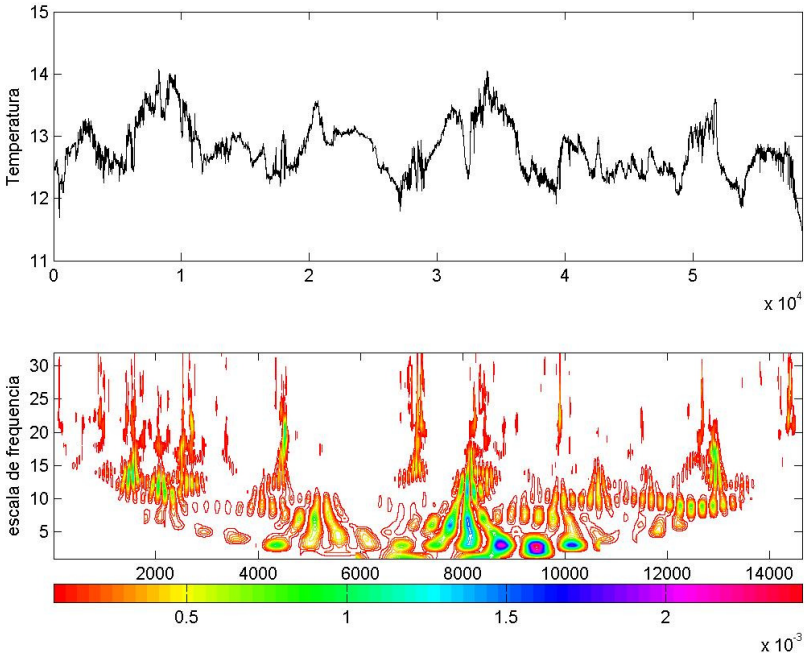

Figura 5.21: Escalograma da variância de temperatura para o para **o outono (**DJ 137) e horário (24h-1h).

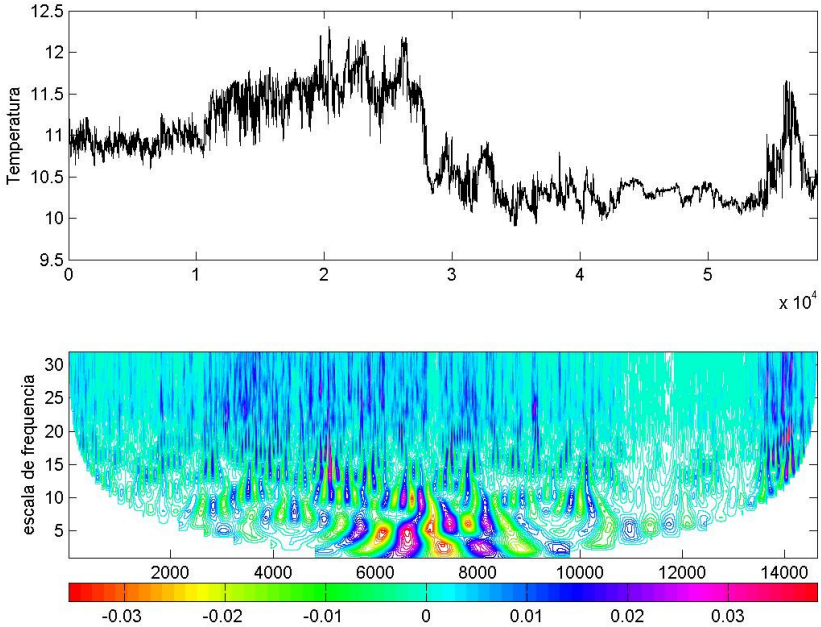

Figura 5.22: Escalograma do coeficiente da parte real de ondeleta de temperatura para **o outono** (DJ 140) e horário (24h-1h).

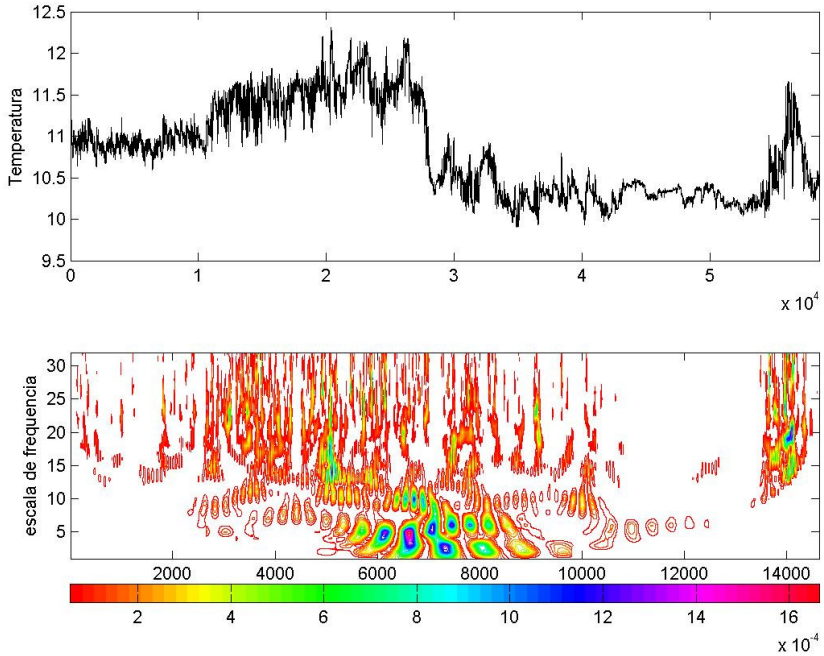

Figura 5.23: Escalograma da variância de temperatura para o outono (DJ 140) e horário (24h-1h).

CAPÍTULO 6

6. CONCLUSÕES

Neste estudo, observações micrometeorológicas conduzidas no topo de um vale, na Serra Geral, nordeste do Rio Grande do Sul, foram realizadas para estudar as características da turbulência atmosféricas e a aplicabilidade da TSMO sobre um terreno complexo. Esta análise foi elaborada através do cálculo dos parâmetros de intensidade da turbulência, coeficientes de correlação dos fluxos turbulentos de calor e momentum, bem como, espectros de Fourier de velocidade, conforme a estabilidade atmosférica, velocidade e direção do vento foi investigada.

Em topografia complexa, os resultados obtidos nos permitem concluir que os parâmetros de intensidade da turbulência de velocidade e temperatura, coeficientes de correlação do fluxo de calor e de momentum, são satisfatoriamente parametrizados em termos de z/L, em todas as direções, velocidades do vento e condições de estabilidade.

As características espectrais da turbulência mecânica foram investigadas através dos espectros de Fourier das componentes de velocidades do vento. Em baixas freqüências, os espectros médios da componente vertical têm picos espectrais bem definidos e sofrem grandes perturbações para todas as séries de velocidade e direção do vento. Também, neste intervalo de freqüências, somente na direção paralela ao eixo da torre, possuem uma boa relação com o parâmetro de estabilidade z/L. Nas altas freqüências, os espectros de w concordam com a lei de -5/3 de Kolmogorov para o subintervalo inercial, em todas as condições de direção e vento.

Os espectros médios da velocidade longitudinal indicam um bom comportamento somente nas direções paralela, para vento fraco e forte, e transversal ao eixo da torre quando o vento é forte. Entretanto, foi possível obter

resultados satisfatórios para o espectro médio da componente lateral do vento, somente na direção paralela nas duas condições de vento. Tanto para S_u quanto em S_v, os picos espectrais são bem definidos, porém não possuem nenhuma relação com z/L. Além disso, S_u e S_v mostram espalhamento dos dados na região de baixas freqüências. Nas altas freqüências, seguem a lei de Kolmogorov no subintervalo inercial e se verifica a presença do *"aliasing"*. Também, o pico duplo não foi observado nos espectros das componentes horizontais, não havendo separação da contribuição dos forçante térmico e mecânico em condições instáveis.

Assim, os espectros de velocidade vertical seguem a Teoria de Similaridade de Monin-Oukhov em todas as séries de dados, enquanto que os espectros das velocidades horizontais obedecem a TSMO somente para determinadas condições de direção e velocidade do vento.

Em topografia homogênea, a validade da Teoria de Similaridade e a influência que a heterogeneidade da superfície exerce sobre a organização dos vórtices de escalares, em diferentes escalas, também foram investigadas através da análise em ondeleta contínua de Morlet, nos dados obtidos de uma área de cultivo de arroz (Paraíso do Sul). O cálculo das correlações entre os escalares foi realizado para detectar dissimilaridades nos campos de escalares. Também, a variância dos coeficientes de ondeleta foi estimada para detectar as possíveis escalas de tempo de ocorrência das ECs, provenientes de distintos padrões de heterogeneidades superficiais existentes na lavoura de arroz.

Com isso, os resultados obtidos, através da análise em ondeleta, nos permitem concluir que:

Nos dois períodos convectivos, das 12h às 13h e das 15h às 16h, existe uma forte similaridade entre q e CO_2 e é muito proeminente no verão, pois neste período a superfície está coberta pela vegetação. As correlações entre q e CO_2 seguem a TSMO e a similaridade entre eles está diretamente relacionada aos processos fisiológicos das plantas de transpiração (q+) e absorção de carbono (CO_2). Além disso, quando T e q estão correlacionados positivamente, considera-se que a temperatura e umidade têm a mesma fonte local. Assim, quando os escalares são similares, pode-se considerar que a TSMO está funcionando bem.

Nos dias de outono, a similaridade entre as flutuações de escalares está presente em quase todas as escalas investigadas, salvo nas escalas maiores, como no caso do dia juliano 137, que apresenta uma queda nos coeficientes ρ_{Tq}, ρ_{TCO2} e ρ_{qCO2} nas grandes escalas no período das 15h ás 16h. Este decréscimo é maior na correlação T-q, devido à intrusão de ar mais quente e mais seco pelo topo da CLC (fluxos do tipo "top-down"). Também, no dia 09 de verão, as correlações de temperatura (ρ_{Tq} e ρ_{TCO2}) apresentam uma queda na região das grandes escalas.

Para as grandes escalas dos vórtices, pode-se dizer que os decréscimos nas correlações foram causados por processos de grande escala, associados ao crescimento da CLC, com entranhamento "top-down", ou, possivelmente, este decréscimo pode estar relacionado à existência de forçantes dissimilares, associadas a cada escalar estudado nas escalas maiores.

Entretanto, nas pequenas escalas dos vórtices investigadas, a análise das séries temporais das flutuações turbulentas mostra que as correlações entre as flutuações por escala, associadas aos fluxos turbulentos, tiveram uma maior variação nos períodos diurnos de verão. Assim, esta variação é causada pela influência dos elementos de rugosidade superficial, oriundos da lavoura de arroz, diferentemente do mês de maio, ocasião em que não havia mais arroz na lavoura. A falta de correlação entre os escalares também pode estar relacionada com a diferença sazonal no comportamento das correlações nas escalas menores, visto que no verão as correlações nas pequenas escalas são mais afetadas pelas heterogeneidades superficiais.

Durante o período de transição tarde-noite (18h-19h), os resultados obtidos nos permitem concluir que os fluxos turbulentos têm características inerentes à camada convectiva, durante o verão. Porém, no outono, o comportamento dos fluxos já é típico de camada estável, ou seja, o fluxo de calor já é negativo.

De acordo com as considerações acima, a TSMO funciona perfeitamente bem somente para as correlações entre q e CO_2, em todas as escalas dos vórtices, enquanto que no outono, a TSMO está presente nas correlações T-q, principalmente no DJ 140. Também, durante o outono, as correlações entre os escalares mostram que os mesmos estão melhores correlacionados entre eles do que no verão.

Comparando os valores dos coeficientes de correlação nas duas estações investigadas, observa-se que, no verão, as correlações entre T-q e T-CO_2

apresentam variabilidade em todas as escala e se aproximam de zero na medida em que as escalas diminuem. Isto sugere que os fatores térmicos são responsáveis pelo enfraquecimento da TSMO à subcamada rugosa de transição, devido aos efeitos da sazonalidade. Também, quando as correlações T-q tendem a zero, podem ocorrer interações entre ondas de gravidade e turbulência.

Entretanto, no outono, as variabilidades são visíveis nas correlações entre T-CO_2 e q-CO_2, com exceção do DJ 140, próximo as menores escalas dos vórtices, que podem ser causadas pela presença de uma camada rugosa ou por movimentos coerentes encontrados na Camada Limite Atmosférica (CLA). O mesmo não acontece no dia Juliano 137, em que as correlações T-CO_2 e q-CO_2 são afetadas por processos de grande escala nas baixas freqüências, ou seja, pela entrada de ar quente e seco da atmosfera, sugerindo a inexistência de ondas de gravidade.

Assim como no período de transição tarde-noite, na camada noturna, as correlações negativas entre T-q e T-CO_2 indicam que as dissimilaridades entre os escalares estão presentes em todas as escalas dos vórtices, nos dois dias de verão. Porém, os valores das correlações inversas entre T-q e T-CO_2 são mais altos no dia juliano 30. Neste dia, em conseqüência dos processos de entranhamento "top-down", observa-se uma considerável redução nas correlações T-q nas grandes escalas. Assim, pode-se dizer que T e q têm diferentes fontes de calor e umidade na superfície.

Entretanto, durante à noite, os escalares q e CO_2 estão fortemente correlacionados e são transportados da vegetação para a atmosfera pelos mecanismos de evaporação (q+) e respiração (CO_2 +). Então, pode-se dizer que a TSMO está presente em ρ_{qCO_2} durante o verão. Diferentemente do DJ 09, no DJ 30 observa-se que a similaridade entre q e CO_2 sofre um decréscimo nas grandes escalas. No outono, particularmente no DJ 137, encontra-se uma maior variabilidade na correlação de q-CO_2, que pode ter sido influenciada por circulações locais associadas à heterogeneidade horizontal ou a outros efeitos de rugosidade superficial.

Comparando os meses de verão e outono, conclui-se que as dissimilaridades entre os escalares são afetadas por fatores sazonais devidos às mudanças na cobertura do solo, visto que no verão, período em que a cultura agrícola atingiu

cerca de 30 cm de altura, as heterogeneidades estão mais presentes, enfraquecendo a validade da TSMO. Entretanto, no outono (dia juliano 140), período em que não há vegetação, observa-se que as correlações ρ_{Tq} , ρ_{TCO2} e ρ_{qCO2} são similares praticamente em todas as escalas. Com isso, a TSMO funciona perfeitamente bem nos dias de maio, período em que as condições de homogeneidade horizontal foram plenas.

- **Resultados dos Escalogramas**

No período diurno, as características de rampas nos sinais de escalares ficam bem claras, apresentando skewness bem definidos (positivos para a temperatura e umidade, e negativos para o CO_2), no verão e outono. Neste intervalo de hora, os grandes vórtices contribuíram significativamente para o transporte das flutuações de temperatura.

Também, foi encontrado escalas temporais médias de ocorrência das estruturas coerentes nos intervalos de tempo obtidos por Paw U et al. (1992) para as duas estações. Porém, a série temporal de concentração de CO_2 apresentou algumas vezes estruturas coerentes com durações inferiores a 7s, no verão, que pode ter sido conseqüência da pouca rugosidade do terreno, dos baixos valores do gradiente vertical da concentração de CO_2 ou devido a pouca atividade fisiológica, influenciada pela falta de vegetação neste período, ocasionando baixo valor de duração das estruturas coerentes. No entanto, foram encontradas escalas temporais médias de ocorrência das estruturas coerentes bem maiores do que 7s, nos escalares para o DJ 140 (outono) e as estruturas em CO_2 apresentaram uma duração bem maior do que em T e q.

No período noturno, os escalogramas mostram claramente um evento complexo e de curta duração na CLN, que gerou rampas com fluxos de calor positivo, neutro e após negativo nas maiores escalas. No DJ 30, houve uma queda brusca na temperatura e um aumento na umidade e CO_2, ocasionando um evento que se supõe serem jatos de baixos níveis. Além disso, no dia 137, foi verificada a ocorrência de eventos, como ondas de gravidade no sinal de temperatura. Estes eventos são muito significativos, contribuindo efetivamente para as correlações negativas de T-q e positivas de q-CO_2.

No verão e outono, resultados indicam que, à noite, a duração das EC são maiores do que nos outros períodos, mas ainda continuam nos intervalos de tempo obtidos por Paw U et al. (1992). Também, a série temporal de umidade apresentou uma maior duração das estruturas coerentes, $\approx$35.25s, que pode ser devido a existência de uma maior rugosidade da superfície, pois época existia uma lâmina de água sobre o arroz.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

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

ACEVEDO, O. C.; MORAES, O. L. L.; DA SILVA, R. Turbulence Observations at the Edge of a Cliff. In: American Meteorological Society. **15th Symposiun on Boundary Layers and Turbulence**, p.592-595, Wageningen, the Netherlands, 2002.

ACEVEDO, O. C.; MORAES, O. L. L.; DA SILVA, R.; ANABOR, V.; BITTENCOURT, D. P.; ZIMMERMANN, H. R.; MAGNAGO, R. O.; DEGRAZIA, G. A. Surface-to-Atmosphere Exchange in a River Valley Environment. **American Meteorological Society**, p.1169-1181,2007.

ALBERTSON, J. D.; KATUL, G. G.; WIBERG, P. Relative importance of local and regional controls on coupled water, carbon, and energy fluxes. **Advances in Water Resources**, v. 14, p.1103-1118, 2001.

AL-JiBOORI, M. H.; YUMAO, X.; YONGFU, Q. Turbulence Characteristics over Complex Terrain in West China. **Boundary- Layer Meteorology**, v.101, p.109-126, 2001.

ANTONIA, R. A.; CHABERS, A. J.; FRIEHE, C. A.; VAN ATTA, C. W. Temperature Ramps in the Atmospheric Surface Layer. **J. Atmos. Sci.**,v.36, p.99-108, 1979.

ARGOUL, F.; GRASSEAU, G.; GAGNE, Y.; HOPTINGER, E. J.; FRISCH, U. Wavelet Analysis of Turbulence reveals the Multifractal Nature of Richardson Cascade. **Nature**, v.338, p.51-53, 1989.

AVISSAR, R., SCHMIDT**,** T. “An Evaluation of the Scale in which Ground-Surface Heat Flux Patchiness Affects the Convective Boundary Layer Using Large-Eddy Simulations”. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v.55, p.2666-2689, 1998.

BERGSTRÖM, H.; HÖGSTROM, U. Turbulent Exchange above a Pine Forest. II: Organised Structures. **Boundary-Layer Meteorology**, v.49, p.231-263,1989.

BLACKWELDER, R. F. **"Coherent structures associated with turbulent transport". In: Transport Phenomena in Turbulent Flows**. M Hirata and N. Kasagi Eds., Hemisphere, New York, p.69-88, 1988.

BOLZAN, M. J. A. **"Estudo da influência das estruturas coerentes e da rugosidade na estimativa de fluxos turbulentos sobre o Pantanal"**, Dissertação de Mestrado, INPE, INPE- 7500 - TDI/715, São José dos Campos, 1998.

BOPPE, R. S.; NEU, W. L.; SHUAI, H. Large-Scale Motions in the Marine Atmospheric Surface Layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v.92, p.165-183, 1999.

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**., v.106, p.101-124, 1980.

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

BRUTSAERT, W. **"Evaporation into the Atmosphere. Theory, History, and Applications"**, Reidel, 299 p., Dordrecht, 1982.

CAVA, D.; GIOSTRA, U.; SIQUEIRA, M.; KATUL, G. Organised Motion and Radioative Perturbations in the Nocturnal Canopy sublayer above an even-aged Pine Florest. **Boundary-Layer Meteorology**, v.112, p.129-157, 2004.

CHEN, H.; CHEN, J.; HU, F.; ZENG, Q. The Coherent Structure of Water Vapour Transfer the Unstable Atmospheric Surface Layer. **Boundary-Layer Meteorology**. v.111, p.543-552, 2004.

COLLINEAU, S.; BRUNET, Y. Detection of Turbulent Coherent Motions in a Forest Canopy. Part I: Wavelet Transform. **Boundary-Layer Meteorology**, v.65, p.357-379, 1993a.

COLLINEAU, S.; BRUNET, Y. Detection of Turbulent Coherent Motions in a Forest Canopy. Part II: Time-Scales and Conditional Average. **Boundary-Layer Meteorology**, v.66, p.49-73, 1993b.

CORREIA, M. E. F.; OLIVEIRA, L. C. M. **"Importância da Fauna de Solo para a Ciclagem de Nutrientes", Em: Processos Biológicos no Sistema Solo-Planta"**. A. M. Aquino e R. L. Assis Eds., 4: 77-99, Embrapa, Brasilia, 2005.

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

DAUBECHIES, I. **Ten Lectures on Wavelets**. Philadelphia: SIAM, 357 pp, 1992.

DE BRUIN, H. A. R.; KOHSIEK, W.; VAN DEN HURK, B. J. J. M. A Verification of Some Methods to Determine the Fluxes of Momentum, Sensible Heat, and Water-

Vapor Using Standard-Deviation and Structure Parameter of Scalar Meteorological Quantities. **Boundary-Layer Meteorology***,* v.63, p.231-257, 1993.

DE BRUIN, H. A. R.; VAN DEN HURK, B. J. J. M.; KROON, L. J. M. "On the Temperature-Humidity Correlation and Similarity". **Boundary-Layer Meteorology**, v.93, p.453-468, 1999.

DE BRUIN, H. A. R.; BINK, N. J.; KROON, L. J. M. **Fluxes in the surface layer under advective conditions**. In: Land Surface Evaporation. Schmugge T. J., André, J. C. (eds), Springer Verlag, NewYork, p.157-171, 1991.

DEARDORFF, J. W. Numerical investigation of neutral and stable planetary boundary layer. **J. atmos. Sci**., v. 29, p. 91-115, 1972.

DEGRAZIA, G. A.; GOULART, A. G. O. **Turbulência e Dispersão de Contaminantes na Camada Limite Planetária.** In: Turbulência- Mecânica dos Fluidos. Viçosa, v.4, p.73-105, 2004.

DOMINGUES, M. O.; MENDES Jr, O.; COSTA, A. M. On wavelet techniques in atmospheric sciences. **Advances in Space Research** , v.35, p. 831-842, 2005.

DRUILHET, A.; ATTIÉ; J.-L.; SÁ, L. D. A.; DURAND, P.; BÉNECH, B. **"Experimental Study of Inhomogeneous Turbulence in the Lower Troposphere by Wavelet Analysis"**, In: Wavelets, Algorithms, and Applications, C. K. ;. M. Chui L.; Puccio, L. Ed., *Academic-Press:* p.543-559, San Diego, 1994.

FARGE, M. Wavelet transform and their applications to turbulence. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v.24, p.395-457, 1992.

FIEDLER, H. E. **"Coherent structures"**. In: Advances in Turbulence, Springer-Verlag, Berlin, p.320-336, 1986.

FINNIGAN, J. J.; CLEMENT, R.; MALHI, Y.; LEUNING, R.; CLEUGH, H. A. A re-evaluation of long-term flux measurement techniques - Part I: Averaging and coordinate rotation. **Boundary-Layer Meteorology**, v.107, p.1-48, 2003.

FLANDRIN, P. **Time-frequency and time-scale. In: 4th Acustic, Speech and signal processing workshop on spectrum estimation modeling.** New York, p.77-80, 1988.

FOUNDA, D.; TOMBROU, M.; LALAS, D.P.; ASIMAKOPOULOS, D. N. Some Measurements of Turbulence Characteristics over Complex Terrain. **Boundary-Layer Meteorology**, v.83, p.221-245, 1997.

GALLAGHER, M. W.; CHOULARTON, T.W.; Hill, M. K. Some observations of the airflow over a large hill of moderate slope. **Boundary-Layer Meteorology,** v.42, p.229-250, 1988.

GALMARINI, S.; ATTIÉ, J.-L. "Turbulent Transport at the Thermal Internal Boundary-Layer Top: Wavelet Analysis of Aircraft Measurements". **Boundary-Layer Meteorology**, v.94, p.175-196, February, 2000.

GAO, W.; Li, B. L. Wavelet Analysis of Coherent Structures at the Atmosphere-Forest Interface. **J. Appl. Meteorol**, v.32, p.1717–1725, 1993.

GAO, W.; SHAW, R. H.; PAW U, K. W. Observation of Organized Structure in Turbulent Flow within and above a Forest Canopy, **Boundary-Layer Meteorology**, v.59, p.35-57, 1989.

GARRAT, J. R., **"The atmospheric boundary layer"**, Cambridge-University-Press, 316 pp., Cambridge, 1992.

GARSTANG, M.; FITZJARRALD, D. R. **"Observations of Surface to Atmosphere Interactions in the Tropics"**, Oxford-University-Press, 405 pp., New York, 1999.

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

GROSSMANN, A.; MORLET J. **Decomposition of Hardy functions into square integrable wavelets of constant shape**. SIAM J. Math. Anal., v.15, p.723-736, 1984.

HAGELBERG, C.; GAMAGE, N. K. K. Structure-Preserving Wavelet Decomposition of Intermittent Turbulence. **Boundary-Layer Meteorology**, v.70, p.217-246, 1994.

HILL, R. J. Implications of Monin-Obukhov similarity theory for scalar quantities. **J. Atmos. Sci.**, v.46, p.2236-2244, 1989.

HINZE, O. **Turbulence**, Mc. Graw Hill, Nova York, 1959.

HÖGSTRÖM, U.; BERGSTRÖM, H. Organized turbulence in the near-neutral atmospheric surface layer, **J. Atmos. Sci.**, v.53, p.2452-2464, 1996.

HÖGSTRÖM, U.; BERGSTRÖM, H.; ALEXANDERSSON, H. Turbulence characteristics in a near neutrally stratified urban atmosphere. **Boundary-Layer Meteorology**, v.23, p.449-472, 1982.

HØJSTRUP, J. ‘A Simple Model for the Adjustment of Velocity Spectra in Unstable Conditions Downstream of an Abrupt Change in Roughness and Heat Flux’. **Boundary-Layer Meteorol.**, v.21, p.341–356, 1981.

HUSSAIN, A. K. M. F. "Coherent structures and turbulence". **J. Fluid. Mech.**, v. 173, p. 303-356, 1986.

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.**, v.16, p.1298- 1305, 1969.

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

KAIMAL, J. C., WYNGAARD, J. C., HAUGEN, D. A., COTÉ, O. R., IZUMI, CAUGHEY, Y. S. J.,and READINGS, C. J. Turbulence Structure In The Convective Boundary Layer. **J. Atmos. Sci.**, v.33, p. 2152-2169,1976.

KARIPOT, A.; LECLERC, M. Y.; ZHANG, G.; MARTIN, T.; STARR, G.; HOLLINGER, G.; MCCAUGHEY, J. H.; HENDREY, G. R. "Nocturnal CO2 exchange over tall forest canopy associated with intermittent low-level jet activity", **Theoretical and Applied Climatology**, v.85, p.243-248, 2006.

KATUL, G.; GOLTZ, S. M.; HSIEH, C-I; CHENG, Y.; MOWRY, F.; SIGMON, J. ‘Estimation of Surface Heat and Momentum Fluxes Using the Flux-Variance Method above Uniform and No-Uniform Terrain’. **Boundary-Layer Meteorol.**, v.74, p.237-260, 1995.

KATUL, G.; HSIEH, C. I.; KUHN, G.; ELLSWORTH, D.; NIE, D. The Ejection-Sweep Character of Scalar Fluxes in the Unstable Surface Layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v.83, p.1-26, 1997.

KATUL, G.; POGGI, D.; CAVA, D.; FINNIGAN, J. "The relative importance of ejections and sweeps to momentum transfer in the atmospheric boundary layer". **Boundary-Layer Meteorology**, v.120, p.367-375, 2006a.

KATUL, G.; PORPORATO, A.; CAVA, D.; SIQUEIRA, M. "An analysis of intermittency, scaling, and surface renewal in atmospheric surface layer turbulence". Physica D, v.215, p.117-126, 2006b.

KEVLAHAN, N. K. R.; VASSILICOS, J. C. "The space and scale dependencies of the self-similar structure of turbulence". **Proceedings of the Royal Society of London A**, v.447, p.341-363, 1994.

KIKUCHI, T.; CHIBA, O. Step-Like Temperature Fluctuations Associated with Inverted Ramps in a Stable Surface Layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v.31, p.51–63, 1985.

KIM, H.-J.; NOH, Y.; RAASCH, S. "Interaction between wind and temperature fields in the planetary boundary layer for spatially heterogeneous surface heat flux". **Boundary-Layer Meteorology**. v.111, p.225-246, 2004.

KOLMOGOROV, A. N. **Dissipation Of Energy In A Locally Isotropic Turbulence**. Doklady Akad. Nauk SSSR, v. 32, p.141, 1941.

KRUIJT, B.; ELBERS, J. A.; VON RANDOW, C.; ARAUJO, A. C.; OLIVEIRA, P. J.; CULF, A.; MANZI, A. O.; NOBRE, A. D.; KABAT, P.; MOORS, E. J. The robustness of eddy correlation fluxes for Amazon rain forest conditions. **Ecological Applications**, 14(4) Supplement, S101-S113, 2004.

KRUSCHE, N. **Estudo de estruturas coerentes na Camada Limite Superficial em Iperó – São Paulo**. São Paulo. 191 pp. Tese (Doutorado em Meteorologia)- Universidade de São Paulo, 1997.

KRUSCHE, N.; OLIVEIRA, A. P. Characterization of Coherent Structures in the Atmospheric Surface Layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v.110, p.191-211, 2004.

LAMAUD, E.; Irvine, M. "Temperature-humidity dissimilarity and heat-to-water-vapour transport efficiency above and within a pine forest canopy. The role of thr Bowen ratio". **Boundary-Layer Meteorology**, v.120, p.87-109, 2006.

LI, W.; HIYAMA, T.; KOBAYASHI, N. Turbulence spectra in the near-neutral surface layer over the Loess Plateau in China. **Boundary-Layer Meteorology**. v.124, p.449-463, doi: 10.1007/s10546-007-9180-y, 2007.

LU, C.-H.; FITZJARRALD, D. R. Seasonal and Diurnal Variations of Coherent Structures over a Deciduous Forest. **Boundary-Layer Meteorol.**, v.69, p.43-69, 1994.

LUMLEY, J. L.; PANOFSKY, H. A. **The Structure of Atmospheric Turbulence**, Wiley, New York, 239 pp, 1964.

MAGNAGO, R. O. **Espectro de Turbulência em Terreno complexo**. 97pp. Tese de Doutorado em Física, Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, 2007.

MAHRT, L. Boundary-layer moisture regimes. **Q. J. R. Meteorol. Soc.**, v.117, p.151-176, 1991.

MAHRT, L. Stratified atmospheric boundary layers and breakdown of models, **Theoretical and Computational Fluid Dynamics**, v.11, p.263-279, 1998.

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

MAHRT, L. "Surface Heterogeneity and Vertical Structure of the Boundary Layer". **Boundary-Layer Meteorology**, v. 96, p. 33-62, August, 2000.

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

MAHRT, L.; VICKERS, D.; NAKAMURA, R.; SOLER, M. R.; SUN, J.; Burns, S.; Lenschow, D. H. ¨Shallow Drainage Flows¨. **Boundary-Layer Meteorology**, v.101, p.243-260, 2001.

MALLAT, S.; HWANG, W. L. **"Singularity Detection and Processing with Wavelets"**. IEEE Transactions on Information Theory, v.38, p.617-643, 1992.

MARQUES FILHO, E. P. **Alguns Aspectos Teóricos e Experimentais da Camada Limite Superficial acima do Pantanal Matogrossense**. 143pp. Dissertação de Mestrado em Meteorologia, INPE, São José dos Campos, 1999.

MARTINS, C. A.; SÁ, L. D. A.; MORAES, O. L. L.; PRASS, T. Transformada em ondeleta aplicada ao estudo de transição vespertina no escoamento acima da floresta de Caxiuanã, PA. In: IV WORKSHOP BRASILEIRO DE MICROMETEOROLOGIA, 2005, SANTA MARIA. **Revista Ciência e Natura**, v.esp., p.105 – 109, 2005.

MC NAUGHTON, K. G.; BRUNET, Y. Townsend's hypothesis, coherent structures and Monin-Obukhov similarity, **Boundary.-Layer. Meteorol.**, v.102, p.161–175, 2002.

MC NAUGHTON, K. G.; LAUBACH, J. Power Spectra and Cospectra for Wind and Scalars in a Disturbed Surface Layer at the Base of an Advective Inversion. **Boundary-Layer Meteorol.**, v.96, p.143-185, 2000.

MENEVEAU, C. "Analysis of turbulence in the orthonormal wavelet representation", **Journal of Fluid Mechanics**, v.232, p.69-520, 1991.

MERRY, M.; PANOFSKY, H. A. Statistics of Vertical Motion over Land and Water. **Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.**, v.102, p.255-260, 1976.

MOENG, C.-H.; WYNGAARD, J. C. "Statistics of conservative scalars in the convective boundary layer". **Journal of the Atmospheric Sciences**, v.41, p. 3161-3169, 1984.

MONIN, A.S. "The definition of coherent structures". **Sov. Phys. Dokl.**, v.36, p.424-426, 1991.

MONIN, A. S.; OBUKHOV, A. M. Basic Laws of Turbulent Mixing in the Ground Layer of the Atmosphere. **Trans. Geophys. Inst. Akad. Nauk.** USSR, v.151, p.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. **Boundary- Layer Meteorology**, v.96, p.317-335, 2000.

MORAES, O. L. L.; ACEVEDO, O. C.; SILVA, R. DA; MAGNAGO R.; SIQUEIRA, A. C. Nocturnal Surface-Layer Characteristics At The Bottom Of A Valley. **Boundary-Layer Meteorology**, v.112, p. 159-177. 2004.

MORAES, O. L. L.; ACEVEDO, O. C.; DEGRAZIA, G. A.; ANFOSSI, D.; SILVA, R. D. A.; ANABOR, V. Surface-Layer Turbulence Parameters Over A Complex Terrain. **Atmospheric Environment**, v.39, p.3101-3112, 2005.

MORAES, O. L. L; Fitzjarrald, D. R.; Acevedo, O. C.; Sakai, R. K.; Czikowsky, M. J.; Degrazia, G. A. Comparing spectra and cospectra of turbulence over different surface boundary conditions. **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications,** v. 387, p. 4927-4939, 2008.

MORIWAKI, R.; KANDA, M. "Local and global similarity in turbulent transfer of heat, water vapour, and CO2, in the dynamic convective sublayer over a suburban area". **Boundary-Layer Meteorology**, v.120, p.163-179, 2006.

NAI-PING, L.; NEFF, W. D.; Kaimal, J. C. "Wave and Turbulence Structure in a Disturbed Nocturnal Inversion", Boundary-Layer Meteorology, v.26, p.141-155, June, 1983.

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

PANOFSKY, H. A. Matching in the Convective Planetary Layer. **American Meteorological society**, v.78, p.272-276, 1978.

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

PANOFSKY, H. A.; LARKO, D.; LIPSCHUTZ, R.; STONE, G.; BRADLEY, E. F.; BOWEN, A. J.; HØJSTRUP, J. 'Spectra of Velocity Component over Complex Terrain'. **Quart. J. Roy. Meteor. Soc.**, v.108, p.215-230, 1982.

PANOFSKY, H. A.; TENNEKES, H.; LENSCHOW, D. H.; WYNGAARD, J. C. The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under convective conditions. **Boundary Layer Meteorology**, v.11, p.355-361, 1977.

PAW U, K. T.; BRUNET, Y.; COLLINEAU, S.; SHAW, R. H.; MAITANI, T.; QIU J.; HIPPS, L. "On coherent structures in turbulence above and within agricultural plant canopies". **Agricultural and Forest Meteorology**, v.61, 1-2: 55-68, September, 1992.

POULOS, G. S.; BLUMEN, W.; FRITTS, D. C.; LUNDQUIST, J. K.; SUN, J.; BURNS, NAPPO, S. P.; BANTA, C. R.; NEWSOM, R.; CUXART, J.; TERRADELLAS, E.; BALSLEY, B.; JENSEN, M. "CASES-99: A comprehensive investigation of the stable nocturnal boundary layer", **Bulletin of the American Meteorological Society**, v.83, p.555-581, 2002.

ROBISON, S. K. 1991. "Coherent Motions in the Turbulent Boundary Layer". **Annu. Rev. Fluid Mech**., v.23, p.601-639.

ROTH, M.; OKE, T. R. Turbulent Transfer Relationships over an Urban Surface. I: Spectra Characteristics. **Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.**, v.119, p.1071-1104, 1993.

SÁ, L. D. A.; SAMBATTI, S. B. M.; GALVÃO, G. P. Ondeleta de Morlet Aplicada ao Estudo da Variabilidade do Nível do Rio Paraguai em Ladário, MS. **Pesquisa Agropecuária Brasileira**, v.33, p.1775-1785, 1998.

SÁ, L. D. A.; BOLZAN, M. J. A.; PRASAD, G. S. S. D.; SOUZA, A. "Percentagem do fluxo turbulento associado à ocorrência de estruturas coerentes e sua variação em função da instabilidade atmosférica acima do Pantanal (estação seca)". **Revista Brasileira de Meteorologia**, v.14, p. 87-96, 1999.

SAKAI, R. K. **Observational study of turbulent exchange between the surface and canopy layer over several forest types**, PhD Thesis, State niversity of New York at Albany, 182 p., 2000.

SEMPREVIVA, A. M.; GRYNING, S.-E. " Humidity Fluctuations in the Marine Boundary Layer Measured at a Coastal Site with a Infrared Humidity Sensor". **Boundary-Layer Meteorology**, v.77, p.331-352, 1996.

SEMPREVIVA, A. M.; GRYNING, S.-E. "Mixing Height over Water and its Role on the Correlation between Temperature and Humidity Fluctuations in the Unstable Surface Layer". **Boundary-Layer Meteorology**, v.97, p.273-291, 2000.

SEMPREVIVA, A. M.; HØJSTRUP, J. 'Transport of Temperature and Humidity Variance and Covariance in the Marine Surface Layer'. **Boundary-Layer Meteorol.**, v.87, p.233-253, 1998.

SHARAN, M.; GOPALAKRISHNAN, S. G. 'Mathematical Modelling of Diffusion and Transport of Polluants in the Atmospheric Boundary Layer'. **Pure Appl. Geophys.**, v. 160, p. 357-394.

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

SOLER, M. R.; INFANTE, C.; BUENESTADO, P.; MAHRT, L. Observations Of Nocturnal Drainage Flow In A Shallow Gully. **Boundary Layer Meteorology.**, v. 105, p. 253-273, 2002.

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

SUN, S.; BURNS, S. P.; LENSCHOW, D. H.; BANTA, R.; NEWSOM, B.; COULTER, R.; FRASIER, S.; INCE, T.; NAPPO, C.; CUXART, J.; BLUMEN, W.; DELANY, A. C.; LEE, X.; HU, X.-Z. "Intermittent Turbulence Associated with a Density Current Passage in the Stable Boundary Layer". **Boundary-Layer Meteorology**, v.105, p.199-219, 2002.

SUN, J.; LENSCHOW, D. H.; BURNS, S. P.; BANTA, R.; NEWSOM, B. K.; COULTER, R.; FRASIER, S.; INCE, T.; NAPPO, C.; BALSLEV, B. B.; JENSEN, M.; MAHRT, L.; MILLER, D.; SKELLY, B. "Atmospheric Disturbances that Generate Intermittent Turbulence in Nocturnal Boundary Layers". **Boundary-Layer Meteorology**, v.110, p.255-279, 2004.

STRUNIN, M. A.; HYAMA, T. ASANUMA, J.; OHATA, T. Aircraft Observations of the Development of Thermal Internal Boundary Layers and Scaling of the Convective Boundary Layer Over Non-Homogeneous Land Surfaces. **Boundary-Layer Meteorology**, v.111, p.491-522, 2004.

STRUNIN, M. A.; HYAMA, T. "Spectral Structure of Small-Scale Turbulent and Mesoscale Fluxes in the Atmospheric Boundary Layer over a Thermally Inhomogeneous Land Surface". **Boundary-Layer Meteorology**, v.117, p.479-510, 2005.

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

SZILAGYI, J.; PARLANGE, M. B.; KATUL, G. G.; ALBERTSON, J. D. An objective method for determining principal time scales of coherent eddy structures using orthonormal wavelets. **Advances in Water Resources**, v.22, p.561-566, 1999.

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

TAYLOR, G. I. **The Spectrum Of Turbulence**. Proc. Roy. Society London., v.A132, p.476-490, 1938.

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

TORRENCE, C.; COMPO, G. P. A practical guide to wavelet analysis. **Bulletin of the American Meteorological Society**, p.65-77,1998.

TURNER, B. J.; LECLERC, M. Y.; GAUTHIER, M.; MOORE, K. E; FITZJARRALD, D. R. Identification of turbulent structures above a forest canopy using a wavelet transform. **Journal of Geophysical Research**, v.99, p.1919-1926, 1994.

TURNER, B. J.; LECLERC, M. Y. Conditional Sampling of Coherent Structures in Atmospheric Turbulence Using the Wavelet Transform. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v.11, p.205-209, 1994.

VON RANDOW, C.; SÁ, L. D. A.; PRASAD, G. S. S. D.; MANZI, A. O.; ARLINO, P. R. A.; KRUIJT, B. Scale variability of atmospheric surface layer fluxes of energy and carbon over a tropical rain forest in southwest Amazônia – I. Diurnal conditions. **J. Geophys. Res.**, v.107(0), 8062, doi: 10.1029/2001JD000379, 2002.

WILLIAMS, C. A.; SCANLON, T. M.; ALBERTSON, J. D. Influence Of Surface Heterogeneity On Scalar Dissimilarity In The Roughness Sublayer. **Boundary-Layer Meteorology**, v.122, p.148-165, 2007.

WILLIS, G. E.; DEARDORFF, J. W. A laboratory model of the unstable boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v.7, p.289-308, 1974.

WYNGAARD, J. C. On surface-layer turbulence. Workshop on Micrometeorology. D.A. Haugen, Ed., **Amer. Meteor. Soc.**, p.101-149, 1973.

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

WYNGAARD, J. C.; PENNEL, W. T.; LENSCHOW, D. H.; LEMONE, M. A. 'The Temperature-Humidity Covariance Budget in the Convective Boundary Layer'. **J. Atmos. Sci.**, v.58, p.35-47, 1978.

ZERI, L. M. M. Z. **Estudo comparativo da estrutura da turbulência atmosférica na camada limite superficial acima do pantanal matogrossense nos períodos úmido e seco**. 116pp. Dissertação de Mestrado em Meteorologia, INPE, (INPE-9910-TDI/877), São José dos Campos, 2002.

YUMAO, XU; CHAOFU, ZHOU; ZHENHUA, LI; ZONGKAI, LI. Microstructure and Spectral Characteristics of Turbulence in the Layer Atmosphere over Guanzhou'. **Scientia Atmospherica Sinica**, v.17, p.338-348, 1993.

ANEXO A – 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*

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

Temperatura: $T_* = -\frac{\left(\overline{w'\theta'}\right)_0}{u_*}$

Umidade: $q_* = -\frac{\left(\overline{w'q'}\right)_0}{u_*}$

Comprimento de Monin-Obukhov: $L = -\frac{kg}{T_*}\frac{u_*^3}{\overline{w'\theta'}}$

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 porquê 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.