



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-10394-TDI/920

**UM ESTUDO SOBRE CARACTERÍSTICAS DO SUBDOMÍNIO
INERCIAL DA TURBULÊNCIA DESENVOLVIDA EM
ESCOAMENTO ACIMA E DENTRO DA COPA DA FLORESTA
AMAZÔNICA DE TERRA FIRME E ACIMA DO
PANTANAL MATOGROSSENSE**

Maurício José Alves Bolzan

Tese de Doutorado do Curso da Pós-Graduação em Meteorologia, orientada pelos Drs.
Leonardo Deane de Abreu Sá e Fernando Manuel Ramos, aprovada em
17 de junho de 2002.

551.511.61 (811.1) (817.1)

BOLZAN, M. J. A.

Um estudo sobre características do subdomínio inercial da turbulência desenvolvida em escoamento acima e dentro da copa da floresta amazônica de terra firme e acima do pantanal matogrossense / M. J. A. Bolzan. – São José dos Campos: INPE, 2002.

164p. – (INPE-10394-TDI/920).

1.Turbulência. 2.Entropia. 3.Mecânica Estatística.
4.Transformada em ondeletas. 5.Amazônia (região).
6.Pantanal (região). I.Título

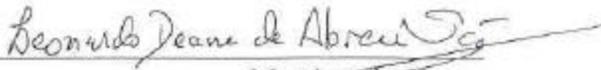
Aprovado pela Banca Examinadora em cumprimento a requisito exigido para a obtenção do Título de **Doutor** em **Meteorologia**.

Dr. Ralf Gielow



Presidente/INPE/SJCampos-SP

Dr. Leonardo Deane de Abreu Sá



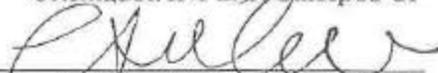
Membro da Banca
Orientador/INPE/SJCampos-SP

Dr. Fernando Manuel Ramos



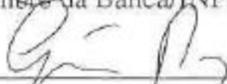
Membro da Banca
Orientador/INPE/SJCampos-SP

Dr. Carlos Afonso Nobre



Membro da Banca/INPE/CPaulista-SP

Dr. Gervásio Annes Degrazia



Membro da Banca
Convidado UFSM, Santa Maria-RS

Dr. Constantino Tsallis



Membro da Banca
Convidado CBPF, Rio de Janeiro-RJ

Candidato (a): Maurício José Alves Bolzan

São José dos Campos, 17 de junho de 2002.

Natura non facit saltus

AGRADECIMENTOS

Este trabalho só foi possível devido à ajuda de muitas pessoas que colaboraram direta e indiretamente.

Dentre estas eu gostaria de destacar os dois orientadores, Leonardo e Fernando, que propiciaram a elaboração desse, que é o primeiro do gênero que faz uma abordagem entre a Teoria Termoestatística de Tsallis e a turbulência de uma atmosfera real, propiciada pelos experimentos LBA (Experimento Científico de Grande Escala da Atmosfera-Biosfera na Amazônia) e IPE-2 (Experimento Interdisciplinar do Pantanal).

Agradecimento especial devo à banca examinadora pelas sugestões e comentários para a sua melhora.

Também agradeço à CAPES pelo apoio recebido nestes quatro anos através de bolsa de estudo.

RESUMO

Neste trabalho foram utilizados dados turbulentos medidos em duas regiões micrometeorologicamente distintas, amostrados a uma frequência de 60 Hz. O primeiro conjunto de dados refere-se à torre da Reserva Rebio-Jaru, quando da realização da campanha intensiva do Experimento Científico de Grande Escala da Biosfera-Atmosfera na Amazônia - (LBA) em 1999. O segundo conjunto de dados provém do Pantanal Matogrossense, Experimento Interdisciplinar do Pantanal - IPE-2. Foram analisadas características estatísticas da estrutura da turbulência desenvolvida utilizando-se dados medidos acima e dentro da Floresta Amazônica e acima do Pantanal Matogrossense. Para tanto foram analisadas funções de distribuição de probabilidade (PDFs) dos incrementos de velocidade e temperatura. Mostrou-se que nas pequenas escalas do escoamento, as PDFs afastam-se consideravelmente da distribuição Gaussiana. Isto é atribuído à ação da intermitência, associada à ocorrência de estruturas coerentes no escoamento. Demonstrou-se que a copa da floresta desempenha um papel de filtro passa-alto das flutuações turbulentas de tal forma a atenuar consideravelmente as flutuações de baixa frequência existentes acima da copa quando o escoamento penetra na cobertura vegetal. Utilizou-se a Termoestatística Não Extensiva de Tsallis para modelar as flutuações turbulentas no subdomínio inercial do espectro turbulento. Os resultados, bastante satisfatórios, ressaltaram a importância de se entender o significado físico do parâmetro q inerente à formulação entrópica da teoria de Tsallis. Também, demonstrou-se que o comportamento do parâmetro entrópico foi diferente para os dados de temperatura comparativamente àqueles de velocidade do vento. Verificou-se que o valor do parâmetro q aumenta com a diminuição da escala, o que deixa patente a relação entre este parâmetro e a intermitência do campo turbulento.

AN STUDY ABOUT STATISTICAL CHARACTERISTICS OF INERTIAL SUBRANGE OF DEVELOPED TURBULENCE IN FLOWS ABOVE AND BELOW OF AMAZONIA FOREST CANOPY AND ABOVE PANTANAL MATOGROSSENSE

ABSTRACT

In this work turbulent data measured in two micrometeorologically different regions, sampled at 60 Hz, were used. The first data set was obtained at a tower in the Rebio-Jaru Reserve, during an intensive campaign of the Large Scale Biosphere Atmosphere Experiment in Amazonia - (LBA) in 1999. The second set was obtained in the Pantanal Matogrossense, Interdisciplinary Pantanal Experiment - IPE-2 in 1999. Statistical characteristics of the structure of the developed turbulence, using data measured above and below the Amazonian Forest and above the Pantanal, were analysed. For this, the Probability Density Functions (PDFs) of the increments of velocity and of temperature were utilized, resulting that for small scales of flow, the PDFs are far from the Gaussian distribution. This behavior is caused by the action of the intermittency, associated with the occurrence of coherent structures in the flow. Also, the forest canopy acts like a high-pass filter for the turbulent fluctuations, thus diminishing considerably the above canopy low frequency fluctuations when the flow penetrates into the canopy. The Tsallis' Non-Extensive Thermostatistics was used to model the turbulent fluctuations in the inertial subrange of turbulent spectrum. The very satisfactory results show the importance of the understanding of the physical meaning of the entropic parameter q from the entropic formulation of Tsallis' theory. Furthermore, there was a difference of behavior between the entropy parameter determined with temperature and with velocity data. The value of the parameter increased with the diminishing of the scale, a result that shows that there is a relation between the parameter and the intermittency of turbulent field.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	
LISTA DE TABELAS	
LISTA DE SÍMBOLOS	
LISTA DE SIGLAS	
CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO	27
CAPÍTULO 2 – DESCRIÇÃO ESTATÍSTICA DA TURBULÊNCIA	35
2.1 – Hipóteses de Kolmogorov	36
2.2 – Estruturas coerentes e turbulência	41
2.3 – Sobre a intermitência nos escoamentos turbulentos	41
CAPÍTULO 3 – SÍTIOS EXPERIMENTAIS E DADOS	45
3.1 – INTRODUÇÃO	45
3.2 – A Amazônia	45
3.3 – O Pantanal	48
3.4 – Consistência de dados	49
3.5 – A hipótese de Taylor	50
3.5.1 – Hipótese de Taylor aplicada aos dados experimentais	52
CAPÍTULO 4 – RESULTADOS EXPERIMENTAIS	55
4.1 – Determinação da região de existência do subdomínio inercial	55
4.2 – As funções de densidade de probabilidade (PDFs)	59

4.2.1 – PDFs da velocidade	59
4.2.2 – PDFs de Temperatura	69
4.3 – Influência da grande escala na pequena escala em escoamentos turbulentos . . .	77
4.4 – Expoente de intermitência	82
4.5 – Taxa de semidestruição da variância de temperatura	88
CAPÍTULO 5 – MODELAGEM ESTATÍSTICA DA TURBULÊNCIA DESENVOLVIDA NO SUDOMÍNIO INERCIAL	99
5.1 – Introdução	99
5.2 – A Termodinâmica Não Extensiva	99
5.3 – O Modelo Termodinâmico Não Extensivo para as flutuações turbulentas de velocidade e de temperatura	102
5.3.1 – Validação do Modelo	104
5.4 – A analogia de Reynolds e o parâmetro q	121
5.4.1 – Comparação entre o parâmetro q para flutuações de velocidade e temperatura	122
5.5 – Relação entre existência de estruturas coerentes e não-gaussianidade do sinal turbulento	126
5.5.1 – Filtragem passa-alto da copa da floresta Amazônica	135
CAPÍTULO 6 – CONCLUSÕES E SUGESTÕES	143
6.1 – Conclusões	143
6.2 – Sugestões	144

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	145
APÊNDICE – A TRANSFORMADA EM ONDELETAS	160
A.1 – A Transformada em Ondeleta Discreta	161
A.2 – A Transformada em Ondeleta Contínua	162

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Desenho esquemático da torre micrometeorológica construída na Reserva Biológica do Jaru (Rebio-Jaru), em Rondônia. FONTE: Sá et al. (2000). . . .	46
3.2 Anemômetro Sônico tridimensional instalado na torre micrometeorológica da Reserva Biológica do Jaru (Rebio-Jaru).	46
3.3 Foto da torre micrometeorológica construída no Pantanal.	48
3.4 Foto da condição de pista próxima à torre micrometeorológica construída no Pantanal. (Vista sul).	49
4.1 Coeficientes de isotropia e respectivos desvios padrões em função da frequência, para dados de velocidade do vento medidos no nível de 65 metros, acima da copa da floresta na Rebio Jaru.	56
4.2 Coeficientes de isotropia e respectivos desvios padrões em função da frequência, para dados de velocidade medidos no nível de 28 metros, abaixo da copa da floresta na Rebio Jaru.	57
4.3 Densidade espectral de energia (DEE) da componente longitudinal da velocidade do vento (u) para as três alturas de medição na floresta Amazônica. A linha tracejada indica o subdomínio inercial, em que a declividade é de $-5/3$	57
4.4 Coeficientes de isotropia em função da escala de comprimento, para dados medidos em diferentes horários.	58
4.5 Exemplo de sinais temporais, durante 30 minutos, da velocidade longitudinal do vento (u) para acima da copa florestal (gráfico superior), dentro da copa florestal (gráfico do meio), e para o Pantanal Matogrossense (gráfico inferior). Todos para as 12:00 horas.	61
4.6 PDFs das diferenças de velocidade longitudinal para o período diurno, dentro da copa da floresta Amazônica, para diferentes valores de Δr . Os valores no eixo horizontal estão normalizados pelo desvio padrão.	62

4.7	PDFs das diferenças de velocidade longitudinal para o período diurno, acima da copa da floresta Amazônica, para diferentes valores de Δr . Os valores no eixo horizontal foram normalizados pelo desvio padrão.	63
4.8	O mesmo que na figura (4.6), mas, para dados do período diurno no Pantanal Matogrossense.	64
4.9	Valores médios da curtose da velocidade (e seus respectivos desvios padrões) calculados para cada Δr : dentro da copa florestal (\diamond); acima da copa (\star) e para o Pantanal Matogrossense (\circ), período diurno.	66
4.10	Valores médios da curtose da velocidade (e seus respectivos desvios padrões) calculados para cada Δr : dentro da copa florestal (\diamond); acima da copa (\star) e para o Pantanal Matogrossense (\circ), período noturno.	67
4.11	Sinais temporais de temperatura (T) acima da copa florestal (gráfico superior), dentro da copa florestal (gráfico do meio), e acima do Pantanal Matogrossense (gráfico inferior), amostrados a 60 Hz.	70
4.12	PDFs de temperatura acima da copa da floresta Amazônica, para o período diurno, para diferentes valores de Δr . O eixo x está normalizado pelo desvio padrão.	71
4.13	PDFs de temperatura para dentro da copa da floresta Amazônica, período diurno, para diferentes valores de Δr . O eixo x está normalizado pelo desvio padrão.	73
4.14	PDFs para o dados da temperatura para o Pantanal, para o período diurno, para diferentes valores de Δr . O eixo x está normalizado pelo desvio padrão.	74
4.15	Valores médios da curtose para dados de temperatura (e seus respectivos desvios padrões) calculados para valores diferentes de Δr : dentro da copa florestal (\diamond); acima da copa (\star); e para o Pantanal Matogrossense (\circ), durante o período diurno.	75
4.16	Valores médios da curtose para dados de temperatura (e seus respectivos desvios padrões) calculados para valores diferentes de Δr : dentro da copa florestal (\diamond); acima da copa (\star); e para o Pantanal Matogrossense (\circ), período noturno.	76

4.17	Coeficiente de correlação entre as escalas maiores do escoamento e escalas maiores (r) para campos da componente longitudinal da velocidade do vento na Rebio Jaru: (a) período diurno e (b) período noturno.	79
4.18	Coeficiente de correlação entre as escalas maiores do escoamento e escalas maiores (r) para campos da componente longitudinal da velocidade do vento no Pantanal: (a) período diurno e (b) período noturno.	80
4.19	Taxa de dissipação de ECT em função da frequência: a) nível inferior às 12:00 hs e b) nível inferior às 23:00 hs. Ambos para os dados da floresta da Rebio Jaru.	92
4.20	Taxa de dissipação de ECT em função da frequência: a) nível superior às 12:00 hs, b) nível superior às 23:00 hs. Ambos para os dados da floresta da Rebio Jaru.	93
4.21	Taxa de dissipação de ECT em função da frequência: a) às 14:22 hs, b) às 03:22 hs. Ambos para dados do Pantanal.	94
4.22	Taxa de semidestruição de variância de temperatura em função da frequência para os dados de dentro da copa da floresta da Rebio Jaru: a) período diurno e b) período noturno.	95
4.23	Taxa de semidestruição de variância de temperatura em função da frequência para os dados acima da copa da floresta da Rebio Jaru: a) período diurno, b) período noturno.	96
4.24	Taxa de semidestruição de variância de temperatura em função da frequência para os dados do Pantanal: a) período diurno, b) período noturno.	97
5.1	Dados acima da copa da floresta da Rebio Jaru em período diurno: Distribuição de Probabilidade $p_q(u_r)$ das diferenças de velocidade longitudinal $u_r = \Delta u_r = u(x) - u(x + r)$ para quatro escalas espaciais indicadas no gráfico, durante o dia juliano 068.	106
5.2	O mesmo da figura anterior, mas para o nível abaixo da copa da floresta da Rebio Jaru.	107

5.3	Dados acima da copa da Rebio Jaru em período diurno: Distribuição de Probabilidade $p_q(u_r)$ das diferenças de temperatura $T_r = \Delta T_r = T(x) - T(x + r)$ para quatro escalas espaciais, durante o dia juliano 068.	108
5.4	O mesmo da figura anterior, mas para o nível abaixo da copa da floresta Rebio Jaru.	109
5.5	Comparação com demais distribuições. Acima são dados para o nível superior e abaixo para o nível inferior da Rebio Jaru. Distribuição exponencial (+), distribuição de Cauchy (-.), modelo de Katul et al. (1997a) (..), Gaussiana (- -), modelo Termostático Não Extensivo () e dados observados (*). . .	111
5.6	Variação do parâmetro entrópico q com a escala r : para dois níveis de medição junto à floresta Amazônica, sob condições diurnas: gráfico acima representa o parâmetro q para os dados de cima da copa florestal; gráfico abaixo representa o parâmetro q para os dados sob a copa da Rebio Jaru.	112
5.7	Variação com a frequência do parâmetro entrópico q . Nível dentro da copa (Rebio Jaru) (\diamond); Nível acima da copa (Rebio Jaru) (*); Pantanal (\square).	113
5.8	Variação do parâmetro entrópico q com a escala Δr para as velocidades vertical (w) e longitudinal (u), medidas acima e abaixo da copa da Rebio Jaru. Acima: condições diurnas; Abaixo: condições noturnas. NS indica nível superior (altura de 66 m) e NI, nível inferior (altura de 28 m).	116
5.9	Variação do parâmetro entrópico q com a escala Δr para a velocidade longitudinal (u) e temperatura (T), medidas acima e abaixo da copa da Rebio Jaru. Acima: condições diurnas; Abaixo: condições noturnas. NS indica nível superior (altura de 66 m) e NI, nível inferior (altura de 28 m).	117
5.10	Variação do parâmetro entrópico q com a escala Δr para a velocidade longitudinal do vento medida acima da copa da Rebio Jaru sob condições diurnas e valores teóricos computados seguindo o procedimento descrito no texto.	118
5.11	Gráfico de um sinal de temperatura do ar medido acima da copa da floresta da Rebio Jaru mostrando estruturas do tipo "rampas".	119

5.13	Relação entre os parâmetros q_T e q_w , obtidos dentro da copa da floresta da Rebio Jaru. Símbolos em círculo denotam período noturno, e símbolos em quadrado denotam período diurno. A linha contínua denota a reta 1 x 1 e as barras verticais, desvios-padrões.	123
5.14	Diferença δ_S (razão q_T/q_w entre o nível 66m e 42m) no gráfico acima e δ_I (o mesmo entre o nível 42m e 28m) no gráfico abaixo. No eixo horizontal está a frequência em Hertz em escala logarítmica. Rebio Jaru.	125
5.15	Diagrama em tempo-escala das flutuações: (a) da componente longitudinal do vento no nível superior; (b) da componente longitudinal do vento no nível inferior; (c) da temperatura no nível superior; (d) da temperatura no nível inferior. Condição de estabilidade atmosférica: situação próxima da neutralidade. Experimento IPE-0. Dia 278, 16:00 HL.	127
5.16	Diagrama em tempo-escala das flutuações: (a) da componente longitudinal do vento no nível superior; (b) da componente longitudinal do vento no nível inferior; (c) da temperatura no nível superior; (d) da temperatura no nível inferior. Condição de estabilidade atmosférica: situação moderadamente instável. Experimento IPE-0. Dia 277, 09:00 HL.	128
5.17	Diagrama em tempo-escala das flutuações: (a) da componente longitudinal do vento no nível superior; (b) da componente longitudinal do vento no nível inferior; (c) da temperatura no nível superior; (d) da temperatura no nível inferior. Condição de estabilidade atmosférica: situação de converção livre. Experimento IPE-0. Dia 276, 15:00 HL.	129
5.18	Decomposição de sinal da componente horizontal da velocidade do vento, u , medido durante o período diurno: sinal original (acima); sinal representando a parte intermitente (no meio); sinal residual (abaixo). IPE-2, 22 de setembro.	131
5.19	Sinal bruto original de u : PDFs para cada incremento da componente u , com dados medidos durante 60 minutos, sob condições convectivas. Dados observados (símbolos) e curvas teóricas (linhas). IPE-2, 22 de setembro	132
5.20	Parte residual do sinal de u : PDFs de diferenças de velocidade, para diversos incrementos Δv . Os dados observados são representados por símbolos e as curvas teóricas por linhas. IPE-2, 22 de setembro	134

5.21	PDFs das diferenças de velocidade de dentro da copa florestal da Rebio Jaru obtidas para 4 escalas mostradas na legenda.	136
5.22	PDFs das diferenças de velocidade acima da copa florestal da Rebio Jaru obtidas para 4 escalas mostradas na legenda.	137
5.23	PDFs das diferenças de velocidade acima da copa florestal da Rebio Jaru filtrado passa-alto.	139
5.24	Curvas do parâmetro q em função da frequência (Hz) para o sinal filtrado passa-alto (\diamond), não filtrado (\square) e sinal dentro da copa (\circ).	141
6.1	Forma da função ondeleta de Haar.	162
6.2	Forma da função ondeleta de Morlet.	163

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Valores médios de algumas variáveis micrometeorológicas obtidas na Rebio Jaru, dias 65 a 69 de 1999 com seus respectivos desvios padrões.	47
3.2 Valores médios da Intensidade turbulenta e da velocidade longitudinal dentro da copa florestal na Amazônia.	52
3.3 Valores médios da Intensidade turbulenta e da velocidade longitudinal acima da copa florestal na Amazônia.	53
3.4 Valores da Intensidade turbulenta total (I) e somente no subdomínio inercial (I_{SI}) para os arquivos de dados de dentro e acima da copa da Rebio Jaru (velocidade longitudinal)	54
4.1 Valores médios da curtose da componente longitudinal da velocidade do vento e seus respectivos desvios padrões para dados da floresta Amazônica (dentro e acima da copa) e do Pantanal Matogrossense, para quatro valores de Δr , no período diurno.	65
4.2 Valores médios da curtose da componente longitudinal da velocidade do vento e seus respectivos desvios padrões para dados da floresta Amazônica (dentro e acima da copa) e do Pantanal Matogrossense, para quatro escalas de Δr , no período noturno.	68
4.3 Valores médios da curtose da temperatura e seus respectivos desvios padrões para dados da floresta Amazônica (dentro e acima da copa) e do Pantanal Matogrossense, para quatro valores de Δr , durante o período diurno.	72
4.4 Valores médios da curtose e seus respectivos desvios padrões da temperatura para dados da floresta Amazônica (dentro e acima da copa) e do Pantanal Matogrossense para quatro valores de Δr e para o período noturno.	72
4.5 Valores médios do expoente de intermitência associada a ϵ para dentro e acima da copa da Amazônia e para o Pantanal.	84

4.6	Valores da frequência de separação entre regiões com declividades diferentes no espectro de ϵ e horários de obtenção, para dados de dentro da copa da floresta Amazônica.	87
4.7	Valores médios de μ_θ para os dados de temperatura da floresta Amazônica e do Pantanal, com seus respectivos desvios padrões.	89
5.1	Valores da curtose obtidos com o mesmo sinal de u apresentado na figura 1, calculados para diferentes escalas Δr	133
5.2	Valores da curtose em cada escala para o sinal acima da copa filtrado e não filtrado.	140

LISTA DE SÍMBOLOS

a	Fator de dilatação da Transformada em Ondeletas
b	Fator de translação da Transformada em Ondeletas
d	Deslocamento do Plano-zero [m]
e	Energia Cinética Turbulenta [$m^2 s^{-2}$]
f	Frequência [Hz]
k	Número de onda [m^{-1}]
k_b	Constante de Boltzmann
L	Comprimento de Monin-Obukhov [m]
N_θ	Taxa de semidestruição de temperatura
p_q	Distribuição de probabilidade de Tsallis
q_T	Parâmetro q de Tsallis obtido para a temperatura
q_w	Parâmetro q de Tsallis obtido para a velocidade vertical do vento
T	Temperatura [$^{\circ}C$]
u	Velocidade longitudinal do vento [$m s^{-1}$]
U_q	Energia Interna Generalizada
Var_u	Variância da velocidade longitudinal do vento
Var_v	Variância da velocidade transversal do vento
Var_w	Variância da velocidade vertical do vento
w	Velocidade vertical do vento [$m s^{-1}$]
z	Altura de uma medida qualquer [m]

Z_q	Fator de normalização da PDF
Δr	Espaçamento entre pontos
Φ	Ondeleta-mãe na Transformada em Ondeletas
ν	Difusividade térmica molecular do ar [$m^2 s^{-1}$]
σ	Desvio padrão de uma variável x do escoamento
ζ	Parâmetro de estabilidade

LISTA DE SIGLAS

CLA	Camada Limite Superficial
DEE	Densidade Espectral de Energia
ECT	Energia Cinética Turbulenta por unidade de massa
ECs	Estruturas Coerentes
ETA	Modelo Regional da Atmosfera
ENOS	El Niño - Oscilação Sul
FF	Fator Curtose
I	Intensidade Turbulenta
I_{SI}	Intensidade Turbulenta no subdomínio inercial
IPE	Experimento Interdisciplinar do Pantanal
K41	Hipóteses de Kolmogorov de 1941
K62	Hipóteses de Kolmogorov de 1962
LBA	Experimento de Grande Escala da Atmosfera-Biosfera da Amazônia
LES	Modelo de Simulação dos Grandes Vórtices
MCG	Modelo de Circulação Geral da Atmosfera
NI	Nível Inferior
NS	Nível Superior
PDF	Função de Densidade de Probabilidade
SI	Subdomínio Inercial
ZCAS	Zona de Convergência do Atlântico Sul

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Compreender o papel da Floresta Amazônica na conformação do clima da Amazônia e de outras regiões constitui um dos grandes desafios científicos da atualidade. Para isto, nas últimas duas décadas, vários experimentos micrometeorológicos foram realizados na região Amazônica, com o objetivo de aumentar os conhecimentos relativos à interação entre floresta tropical e a atmosfera. Muitos destes estudos foram efetuados por pesquisadores do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), Instituto Nacional de Pesquisas da Amazônia (INPA), Universidades Federais (entre outras) e instituições estrangeiras. O primeiro deles, o experimento Amazonian Research Micrometeorological Experiment (**ARME**), realizado entre 1983 e 1985, teve como objetivo a coleta de dados micrometeorológicos da partição de energia pela floresta amazônica e estimativas de evapotranspiração (Shuttleworth et al., 1989). Posteriormente, o experimento internacional Amazonian Boundary Layer Experiment (**ABLE**), foi realizado em 1986 e 1987 com o intuito de coletar dados sobre a circulação atmosférica acima da região Amazônica e estudar o processo da liberação de CO_2 e os ciclos de geração de alguns gases-traços e aerossóis Garstang e Fitzjarrald (1999). Este mesmo assunto foi objeto de um outro experimento científico realizado em novembro e dezembro de 1989 e denominado Fluxo de Umidade na região Amazônica (**FLUAMAZON**). O objetivo deste foi o de coletar dados de ar superior (radiossondagens) para investigar o balanço de umidade na Amazônia, juntamente com medidas do vapor d'água da Rocha (1991). Com o intuito de coletar dados dos fluxos de energia e obter elementos de uma climatologia da atmosfera acima da floresta tropical e de pastagem em três localidades distintas da Amazônia, iniciou-se o experimento Anglo Brazilian Amazonian Climate Observational Study (**ABRACOS**), que teve a realização de missões de coleta de dados em épocas secas e úmidas, durante os anos de 1991-1995, em três pontos diferentes da Amazônia e procurou estabelecer comparações entre a climatologia da floresta e de regiões desmatadas. Vários resultados científicos importantes foram alcançados, os quais estão compilados no livro *Amazonian Climate and Deforestation*, editado por Gash et al. (1996). Os conhecimentos científicos sobre a influência do desmatamento no clima, particularmente na estrutura da camada limite atmosférica foram ampliados com a realização do experimento Rondônia Boundary Layer Experiment (**RBLE**). Este contou com a realização de três campanhas de coleta de dados durante época seca, em regiões de floresta e pastagem em Ji-Paraná (RO). As campanhas foram efetuadas em simultâneo

com medidas do Projeto ABRACOS. Os principais resultados estão compilados em Fisch (1996). O papel da vegetação de floresta tropical na liberação/absorção de CO_2 atmosférico foi estudado com a realização de uma campanha de coleta de dados do experimento Manaus Atmospheric CO_2 Experiment (**MACOE**), em novembro de 1995, na região de Manaus (AM). O objetivo deste experimento foi o de coletar dados do perfil de CO_2 na camada limite noturna em regiões de floresta tropical. Finalmente, em janeiro de 1999 ocorreu a primeira campanha intensiva do experimento internacional Large Scale Biosphere Atmosphere Experiment in Amazonia (**LBA**) na região Amazônica, uma iniciativa internacional de pesquisa liderada pelo Brasil que visa integrar os resultados já obtidos, além de tentar entender como a Amazônia funciona considerada como uma entidade regional Silva Dias et al. (2002). Isto permitirá melhorar o entendimento de como as mudanças nos usos da terra e conseqüentemente, do clima, poderão afetar o equilíbrio biológico, químico e físico da Amazônia, incluindo a sustentabilidade do desenvolvimento na região.

O LBA deverá gerar novos conhecimentos, necessários à compreensão do funcionamento climatológico, ecológico, biogeoquímico e hidrológico da Amazônia, do impacto das mudanças dos usos da terra nesse funcionamento, das interações entre a Amazônia e o sistema biogeofísico global da Terra e suas conseqüências econômicas e sociais. O LBA está centrado em torno de duas questões principais que serão abordadas através de pesquisa multidisciplinar, integrando estudos de Ciências Físicas, Químicas, Biológicas e Humanas:

. De que modo a Amazônia funciona, realmente, como uma entidade regional?

. De que modo as mudanças do uso da terra e as alterações do clima afetarão o funcionamento biológico, químico e físico da Amazônia, incluindo sua sustentabilidade e sua influência no clima global?

No LBA, são enfatizadas observações e análises que ampliarão a base de conhecimentos sobre a Amazônia em seis áreas: Física do Clima, Armazenamento e Trocas de Carbono, Biogeoquímica, Química da Atmosfera, Hidrologia, e Usos da Terra e Cobertura Vegetal. No componente de Física do Clima, estudos meteorológicos e hidrológicos são realizados para escalas espaciais aninhadas, desde pequenas áreas experimentais até toda a Bacia

Amazônica, com ênfase na determinação e compreensão das variações espaciais e temporais dos fluxos de energia e água. Variações do clima e a resposta do sistema Amazônico a essas variações, são determinados em escalas de tempo diárias e sazonais. Os campos gerados por um modelo de previsão numérica de tempo são armazenados e utilizados em uma rotina de assimilação de dados tetra-dimensional (4DDA) como uma ferramenta básica na análise de observações. Ao longo de sua execução o LBA está considerando observações diretas de variações climáticas interanuais, incluindo os efeitos do ciclo do El Niño-Oscilação Sul (ENOS) sobre a circulação geral da atmosfera acima da Amazônia. Dados coletados no campo serão utilizados para melhorar a representação dos processos dinâmicos mais importantes em modelos meteorológicos. Os resultados auxiliarão no aperfeiçoamento dos Modelos de Circulação Geral usados no exame das interações entre o clima e mudanças de cobertura vegetal na Amazônia.

Como ferramenta de análise da problemática do desmatamento, vários estudos de simulação numérica do clima em situações de floresta e desmatamento (troca de superfícies vegetadas de floresta por pastagens) já foram realizados (por exemplo Nobre et al. (2000); Henderson-Sellers et al. (1993); Manzi (1993); Lean et al. (1996); Fisch (1996); dentre outros). De modo geral, os resultados obtidos convergem em que ocorrerá um aumento de temperatura do ar próximo à superfície, uma redução nos totais de precipitação e evaporação e uma estação seca mais prolongada, dentre outras conclusões importantes. Estas modificações certamente apresentam implicações ecológicas gravíssimas, não somente para a região Amazônica, mas para outras regiões do planeta, razão pela qual a intensificação das pesquisas na Amazônia é plenamente justificável.

Deste modo, constitui um tema de grande interesse científico estudar e compreender melhor tais problemas fazendo-se uso de modelos de circulação geral (MCGAs) e também de modelos regionais ou locais como o modelo ETA para melhorar a previsão numérica de tempo. Para isto, há uma necessidade de melhorar as parametrizações embutidas na subgrade, como por exemplo na modelagem de grandes vórtices (LES) (Smagorinsky (1993)). Isto porque até quatro décadas atrás, a última palavra da previsão numérica de tempo era constituída pelos modelos quasi-geostróficos, quasi-bidimensionais da dinâmica atmosférica de grande escala (Smagorinsky (1993)) e somente há pouco tempo, tem sido dada a devida importância à incorporação da informação contida na pequena

escala nos modelos (Meneveau e Katz (2000)). Diversos trabalhos têm-se concentrado na tentativa de incluir fenômenos antes difíceis de serem incorporados devido aos precários recursos computacionais e devido às dificuldades então existentes de realizar medidas das grandezas meteorológicas em frequências suficientemente elevadas. A partir disso, iniciou-se em 1960 um grande esforço na tentativa de racionalizar a derivação de uma viscosidade não linear baseada em princípios da moderna teoria da turbulência, particularmente aquela relacionada à similaridade de Heisenberg-Kolmogorov no subdomínio inercial da turbulência tridimensional isotrópica. A noção de um subdomínio inercial na modelagem atmosférica foi dada através da imposição de um limiar criado pelo tamanho de grade na integração numérica das equações do movimento. No entanto, ainda hoje o problema dos modelos locais está centrado na escolha dos coeficientes de viscosidade baseados nos argumentos de similaridade de Heisenberg para o subdomínio inercial. Este problema é devido principalmente ao pouco conhecimento sobre as trocas turbulentas entre a superfície e a atmosfera, necessitando assim de maiores estudos que visem caracterizar melhor qual a rugosidade da superfície, determinar quais são os fatores que provocam a incerteza na determinação dos coeficientes de viscosidade turbulenta, além da parametrização dos fenômenos envolvendo escalares (Warhaft (2000)).

A turbulência constitui um dos grandes problemas não totalmente resolvidos da física clássica (Monin e Yaglom (1971); Antonia e Sreenivasan (1977); Lumley (1992); Nelkin (1992); Farge (1992); Frisch (1995)). Diversos autores estudaram-na através de experimentos numéricos ou teóricos na tentativa de buscar alguma formulação geral. Mas tais tentativas ainda não permitiram que fosse formulada uma teoria geral da turbulência, plenamente capaz de explicar todas as suas manifestações essenciais Frisch (1995). No caso da turbulência atmosférica, um aspecto das interações vegetação-atmosfera ainda não completamente resolvido se refere às trocas turbulentas de momentum e escalares na Camada Limite Superficial (CLA). Isto é devido, ao menos em parte, ao fato da turbulência ser um fenômeno de *alta dimensão* (Lumley (1992); Frisch (1995)). Como mencionado por Speziale (1991), enquanto que muitos pesquisadores concordam que os aspectos físicos básicos da turbulência gerada mecanicamente podem ser descritos pelas equações de Navier-Stokes, limitações computacionais tornam muito difícil resolvê-las numericamente para números de Reynolds elevados (turbulência desenvolvida). A modelagem da turbulência pode ser realizada por uma variedade de modalidades: modelos de tensão de Reynolds; modelagem de subgrade para simulações de grandes vórtices (LES); modelos espectrais; e os modelos de Funções de Densidade

de Probabilidade (PDFs). Os modelos de PDFs são de grande utilidade para representar os campos de flutuações turbulentas (Frisch (1995)), investigar as propriedades de similaridade por escala da turbulência (Tchéo et al. (1999)) e efetuar a representação na subgrade do comportamento das grandezas turbulentas nos esquemas de modelagem LES (Meneveau (1994)).

Um tema central tem sido o das flutuações propriamente ditas, particularmente em sistemas termodinâmicos longe do equilíbrio. Nestes, as flutuações podem se amplificar via processos dissipativos e conduzir ao surgimento de novas estruturas espaço-temporais, denominadas por Ilya Prigogine de *estruturas dissipativas* para estabelecer distinção com relação a estruturas de equilíbrio (Prigogine e Kondepudi, 1999). Um traço comum nas situações de não equilíbrio é o aparecimento de uma coerência supramolecular, como é o caso das estruturas coerentes ou estruturas dissipativas dos fenômenos turbulentos. Por outro lado, nas situações de equilíbrio, o alcance das correlações é determinado por forças intermoleculares (Prigogine e Kondepudi, 1999, p. 9-10). A teoria termodinâmica da estabilidade e das flutuações, a Mecânica Estatística inaugurada por Boltzmann-Gibbs, se baseou em potenciais termodinâmicos e foi erigida para explicar interações de curto alcance. Em tais condições espera-se que valha o princípio da aditividade da entropia do sistema, ou seja, da extensividade da entropia. Todavia, na presença de interações de longo alcance, alguns dos postulados da termodinâmica do equilíbrio não são mais válidos, dentre eles, o da extensividade da entropia Tsallis (2002). Isto coloca o problema da generalização da Mecânica Estatística formulada por Boltzmann e Gibbs.

É ante a constatação de que tais pesquisas são necessárias que se definiu o objetivo deste trabalho. Ele visa aprimorar o conhecimento sobre a turbulência desenvolvida no subdomínio inercial tanto acima de superfícies suaves, como é o caso do Pantanal, quanto complexas, como é o caso da floresta Amazônica. Este problema é abordado neste estudo através da modelagem estatística das flutuações no subdomínio inercial da turbulência desenvolvida, tanto para a velocidade do vento quanto para a temperatura. Investigou-se o chamado **problema PDF** (determinação da forma das funções de distribuição de probabilidade das flutuações turbulentas). Isto se justificou devido à pouca concordância existente entre modelos de distribuição de probabilidade teóricos e experimentais, como será discutido posteriormente. Esta pesquisa permitiu também que outros aspectos ainda mal compreendidos da turbulência fossem estudados, tais como as manifestações da

similaridade em escala, os fenômenos intermitentes, tanto para a velocidade do vento quanto para escalares, à partir de dados obtidos na atmosfera real e inclusive, acima e dentro de coberturas vegetais, sob diferentes condições de estabilidade atmosférica.

Para atingir o objetivo proposto acima, este trabalho investigou características estatísticas de flutuações turbulentas medidos em duas regiões micrometeorologicamente distintas. O primeiro conjunto de dados refere-se à torre da Reserva Rebio-Jaru, quando da realização da campanha intensiva do Experimento Científico de Grande Escala da Biosfera-Atmosfera na Amazônia - (LBA) em 1999. Refere-se a um sistema com maior complexidade, onde a turbulência apresenta características particulares devido à proximidade da copa da floresta amazônica. Esta apresenta acentuada heterogeneidade, ou seja, existem falhas na cobertura vegetal, árvores mais altas sobressaindo acima das demais, etc. O segundo conjunto de dados provém do Pantanal Matogrossense, Experimento Interdisciplinar do Pantanal - IPE-2. Este conjunto de dados é tomado como referência de uma condição de contorno inferior suave em que a turbulência tem um comportamento descrito pela Teoria da Similaridade e apresenta características estatísticas mais próximas das sugeridas por Kolmogorov em 1941 Filho (1997). Deste modo, o objetivo de se terem tomado estes dois conjuntos de dados bem distintos em suas características estatísticas foi o de verificar até que ponto as características estatísticas da turbulência próxima à copa da floresta amazônica podem ser generalizadas através da utilização da modelagem estatística das chamadas Funções de Distribuição de Probabilidade (PDFs).

Este trabalho está organizado da seguinte maneira. No capítulo 2, após uma introdução histórica, serão apresentados as teorias de Kolmogorov, que constituem uma das primeiras tentativas de descrever a turbulência num sentido estatístico suficientemente geral. Logo em seguida, serão abordados os problemas encontrados na formulação de Kolmogorov mediante uma revisão de diversos trabalhos que procuraram estabelecer uma solução mais abrangente para os problemas da turbulência desenvolvida. No capítulo 3 é realizada uma descrição detalhada dos sítios experimentais da Floresta Amazônica e Pantanal, bem como uma descrição dos dados utilizados e o seu controle de qualidade. O capítulo 4 é dedicado ao estudo observacional das Funções de Distribuição de Probabilidade das flutuações turbulentas de velocidade do vento e temperatura, além de outras características estatísticas obtidas destes dados. O capítulo 5 contém a modelagem estatística das

PDFs de velocidade do vento e temperatura através do formalismo da Termodinâmica Generalizada (TEG) e de estudos de algumas características estatísticas do escoamento na copa da Floresta Amazônica, dentro do formalismo da TEG. O capítulo 6 refere-se finalmente às conclusões deste trabalho, bem como sugestões finais.

CAPÍTULO 2

DESCRIÇÃO ESTATÍSTICA DA TURBULÊNCIA

Dada a impossibilidade de uma abordagem totalmente analítica da turbulência, uma parte considerável de seu estudo tem-se dado com auxílio de métodos estatísticos Monin e Yaglom (1971). O primeiro método estatístico para tratar o escoamento turbulento foi proposto por Reynolds em 1894 Rott (1990) o qual supôs que tais escoamentos podem ser descritos por médias de ensemble sem considerar cada realização particular do mesmo. Assim, ele decompôs o campo de velocidade U em contribuições médias $\langle u_i \rangle$ mais flutuações u'_i e reescreveu a equação de Navier-Stokes para obter a evolução de $\langle u_i \rangle$.

Para resolver as equações de Reynolds deve-se calcular o momento de segunda ordem das flutuações de velocidade, $\langle u'_i u'_j \rangle$, chamado de tensor tensão de Reynolds, o qual depende efetivamente de momentos de terceira ordem. Este, por sua vez, depende do momento de quarta ordem, e assim por diante *ad infinitum*. Este é o problema do fechamento da turbulência: se se trancar este sistema de equações haverá mais incógnitas que equações para descrevê-las. Para resolver a hierarquia de equações de Reynolds, a estratégia tradicional de solução do problema tem sido a de introduzir uma outra equação, ou sistema de equações, escolhido à partir de algumas hipóteses fenomenológicas a priori para que se possa fechar o problema Monin e Yaglom (1971).

Para fechar a hierarquia de equações de Reynolds, Prandtl, inspirado na Teoria Cinética dos Gases, propôs a introdução de uma escala característica para flutuações de velocidade, o assim chamado comprimento de mistura, o que o levou a reescrever o tensor tensão de Reynolds como um termo de difusão turbulenta Monin e Yaglom (1971). Seguindo a hipótese proposta por Boussinesq (1877) e em analogia com o movimento de difusão molecular o qual suaviza os gradientes de velocidade em escalas menores do que a do livre caminho médio molecular, Prandtl Schlichting (1960) propôs que existe uma difusão turbulenta a qual regulariza os gradientes de velocidade média para escalas menores do que aquelas definidas pelo comprimento de mistura. Infelizmente, esta hipótese não é correta pois, contrariamente à difusão molecular, a qual pode ser modelada por um operador linear (Laplaciano) com um coeficiente de transporte adequado (viscosidade), os movimentos turbulentos interagem de maneira não-linear em todas as escalas. Nessas condições, não se observa claramente nenhuma falha no espectro de potência das

flutuações turbulentas, o que torna difícil estabelecer um critério para a definição da frequência de corte que separa a região do escoamento médio da região das flutuações Farge et al. (2001).

Taylor (1921) e Taylor (1935), sob a influência de Norbert Wiener, propôs caracterizar os campos turbulentos através de suas funções-correlação, em particular, pela transformada de Fourier da função correlação da mesma variável obtida entre dois pontos afastados um do outro no espaço ou no tempo (função autocorrelação), a qual fornece seu espectro de energia. Einstein (1914) formulou o mesmo método 20 anos antes, para caracterizar flutuações de grandezas físicas, mas isto não despertou muita atenção na época (Yaglom (1986)). Para simplificar os cálculos das funções-autocorrelação, Taylor formulou as hipóteses de homogeneidade estatística e de isotropia dos escoamentos turbulentos, ou seja, que as médias de "ensemble" são invariantes sob translação e rotação, respectivamente. Na mesma época, Gobelein propôs a aplicação da recém formulada teoria da probabilidade de Kolmogorov à hidrodinâmica, um método posteriormente desenvolvido pelo próprio Kolmogorov e seu aluno Obukhov (Yaglom (1994)). Kolmogorov estudou a maneira pela qual a equação de Navier-Stokes em três dimensões distribui energia entre os graus de liberdade do escoamento. Propôs as suas duas hipóteses em 1941 e acrescentou uma terceira em 1962. Tais hipóteses ficaram conhecidas como a teoria K41 e K62, respectivamente (Frisch (1995)). Para uma melhor compreensão das hipóteses de Kolmogorov (K41 e K62), far-se-á aqui uma breve discussão delas.

2.1 Hipóteses de Kolmogorov

Em 1941, Kolmogorov supôs que as forças externas de geração de energia cinética turbulenta (ECT) atuam apenas nas escalas maiores do escoamento enquanto as forças de fricção viscosa atuam apenas nas menores escalas, o que, no limite de grandes números de Reynolds (Re), conduz à existência de um intervalo intermediário de escalas, o subdomínio inercial. Neste, a energia seria conservada, sendo apenas transferida das escalas maiores para as menores segundo uma taxa constante (ϵ). Esta cascata de energia, foi concebida à partir de raciocínio baseado exclusivamente em análise dimensional, embora existam muitos modelos que procuraram generalizá-la (Tennekes e Lumley (1972); Frisch (1995)). Kolmogorov também propôs que os escoamentos turbulentos são estatisticamente homogêneos e isotrópicos no subdomínio inercial, além de apresentarem

momento de terceira ordem constante. Nas palavras de Frisch (1989), as hipóteses de Kolmogorov de 1941 (K-41) equivalem a postular: No limite quando $Re \rightarrow \infty$ todas as propriedades de invariância das equações de Navier-Stokes tais como translações, rotações, transformações de Galileu, leis de similaridade em escala, etc., provavelmente violadas nas escalas maiores pelos mecanismos de geração da turbulência, são em senso estatístico, recuperadas nas escalas pequenas.

A hipótese da Homogeneidade citada anteriormente, implica que as características do escoamento não variam em todas as direções horizontais (Warhaft (2000)). No entanto, o escoamento turbulento na atmosfera não é homogêneo e nem isotrópico por causa da presença de um contorno inferior imposto pela superfície da Terra. Porém, o escoamento pode ser considerado localmente homogêneo e isotrópico em pequenas subregiões da atmosfera. Poder-se-ia esperar que no subdomínio inercial da turbulência desenvolvida, tal hipótese valesse. Efetivamente, medidas meteorológicas em alta frequência (superior a 1 Hz) na Camada Limite Superficial (CLA) têm mostrado que isto pode ser satisfeito, pois as pequenas amplitudes das flutuações não devem ser influenciadas pela superfície e teriam as mesmas propriedades em todas as direções (Lumley e Panosfsky (1964)). Assim, Kolmogorov foi o primeiro a propor homogeneidade local e isotropia do escoamento turbulento atmosférico. A idéia de cascata de energia concebe três regiões distintas no espectro turbulento e admite um sentido para o fluxo espectral: das escalas maiores para as menores. A primeira região, denominada de Região de Produção (de energia cinética turbulenta), é aquela em que se encontram os maiores vórtices da turbulência e onde toda a energia cinética turbulenta é produzida a partir do cisalhamento vertical do escoamento médio. É uma região anisotrópica devido à existência de taxa de deformação do escoamento médio que gera a ECT injetada no mesmo (Tennekes e Lumley (1972)). Uma outra região do espectro turbulento é o já mencionado Subdomínio Inercial. É a parte central da cascata de energia, em que a ECT é conservada. Kolmogorov definiu-a como sendo a região onde o espectro de energia possui inclinação de $-5/3$ em gráfico do tipo loglog, através de uma relação do tipo:

$$E(k) \sim \epsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (2.1)$$

obtida via análise dimensional, em que ϵ é a taxa de dissipação média de energia cinética

turbulenta por unidade de massa e k é um número de onda. Por último, o espectro turbulento possui a Região de Dissipação, onde a energia cinética é convertida em calor através da dissipação viscosa.

Matematicamente, segundo uma versão proposta por Frisch (1995), a primeira hipótese de Kolmogorov assume a seguinte forma:

H1: *As distribuições dos incrementos de velocidade Δu são funções isotrópicas e homogêneas:*

$$\Delta u(x, r) = u(x + r) - u(x) \equiv u_r, \quad (2.2)$$

Já a segunda hipótese é formulada como:

H2: *Dentro das mesmas considerações de H1, o escoamento turbulento tem uma taxa média de dissipação finita, ϵ , por unidade de massa.*

Com essa lei, Kolmogorov afirmou que todas as propriedades estatísticas de pequena escala são única e universalmente determinadas pela escala r e por ϵ .

Uma consequência disso é que, no subdomínio inercial, as funções de densidade de probabilidade (PDFs) dos incrementos de velocidades, normalizadas adequadamente, $(\Delta u_r / (r\epsilon)^{1/3})$, obedecem à relação:

$$\langle u_r^n \rangle = C_n \epsilon^{n/3} r^{n/3}, \quad (2.3)$$

onde $\Delta u_r = u(x + r) - u(x)$, u é a velocidade característica na direção x , C_n é uma constante universal dimensional, n um inteiro arbitrário e r é qualquer deslocamento cuja escala corresponda àquelas do subdomínio inercial. Tais incrementos normalizados seriam universais, isto é, independentes do escoamento, da separação r e do número de Reynolds para a turbulência desenvolvida (Sreenivasan e Antonia (1997)). A equação

(2.3) exprime os momentos de ordem n dos incrementos de velocidades e define as chamadas funções estrutura para um campo turbulento.

Em 1949, Landau fez uma objeção à universalidade das proposições de Kolmogorov referentes à constância de ϵ . Segundo ele, em um campo turbulento, os gradientes intensos de velocidades deveriam estar confinados em regiões bastante limitadas do escoamento, o que seria refletido no fenômeno da intermitência, uma característica da turbulência desenvolvida em suas menores escalas. Landau tentou mostrar que os coeficientes C_n da equação (2.3), para $n \neq 3$, não podem ser universais pois devem depender de alguma forma, de uma geometria detalhada da produção de turbulência (Frisch (1995)). Como consequência dessas críticas, Kolmogorov (1962) modificou suas hipóteses iniciais, propondo que $u(x+r, t) - u(x, t)$ seria função universal desde que x e $x+r$ estivessem dentro de uma região de dimensão r e que $\eta \ll r \ll L$, em que L é a escala integral do escoamento turbulento e η é a microescala de comprimento da turbulência. Disso resultou uma terceira hipótese, na qual Kolmogorov supôs que $\epsilon_r(x, t)$ teria uma PDF cujo o comportamento obedeceria a uma distribuição lognormal para $\eta \ll r \ll L$. Esta hipótese mereceu forte crítica de Kraichnan (1974) que questionou o empirismo da sua formulação, indagando se se chegara à hipótese de lognormalidade exclusivamente à partir de um simples ajuste desta distribuição aos dados. Desde então, numerosos pesquisadores tentaram comprovar a validade deste refinamento. Mas, este continua sendo um problema aberto da mecânica dos fluidos (Lumley (1992); Nelkin (1992); Frisch (1995); Warhaft (2000)).

Na prática, muitos trabalhos indicaram que os modelos baseados nas distribuições lognormais, aplicados a dados turbulentos, não mostraram uma adequação satisfatória às situações reais. Castaing et al. (1990), Frisch (1995), Sreenivasan e Antonia (1997) e Warhaft (2000) notaram que as PDFs dos incrementos de velocidade no subdomínio inercial mudam continuamente com a escala r . Além do mais, embora esteja implícito na teoria K41 que os momentos de terceira e quarta ordem devem ser constantes e independentes do número de Reynolds, na prática isto tem sido contestado por trabalhos como o de Antonia et al. (1981), dentre outros. Segundo Sreenivasan e Antonia (1997), a razão disso seria a forte variabilidade de ϵ , ou seja, a intermitência no escoamento. Um caminho para analisar o comportamento da intermitência nas flutuações turbulentas tem sido o de estudar suas PDFs. O fato destas mudarem de comportamento com a escala r é

de grande relevância para a caracterização da turbulência e sua modelagem em simulações de grandes vórtices (Meneveau e Katz (2000)). Isto porque as PDFs são muitas vezes consideradas como Gaussianas para as flutuações de velocidade e são aplicadas com satisfatória aproximação na caracterização estatística das grandezas turbulentas, como indica a teoria K41 (Heinz e Schaller (1996)). Para o caso da atmosfera, as PDFs Gaussianas, associadas às flutuações de velocidade, ocorrem com frequência nas escalas maiores do escoamento na Camada Limite Superficial (CLS) numa estratificação neutra. Todavia, o mesmo não ocorre nas escalas menores. Muitos trabalhos tentaram explicar os desvios da Gaussianidade nessas escalas. Dentre as hipóteses formuladas para explicar este comportamento, podem-se citar: a influência do transporte espacial da energia cinética turbulenta (Heinz e Schaller (1996)); a influência de fenômenos associados às chamadas *estruturas coerentes* (Robinson (1991)) com suas fases de intrusão e ejeção próximo a superfícies rígidas (Baerentsen e Berkowicz (1984)) e à própria intermitência (Frisch (1995)). Certamente, o fato de não ocorrer Gaussianidade deve ter origem física (West (1987); Kevlahan e Vassilicos (1994)) provavelmente associada à fenomenologia do processo da dissipação. Para grandezas escalares, Jaber et al. (1996) identificaram dois fatores predominantes para o desvio da Gaussianidade: 1) uma ação não uniforme da advecção em escalas grandes e pequenas sobre o campo escalar; e 2) interação não-linear nas escalas menores entre as flutuações de velocidade e as de escalares. Mais recentemente, Bounoua et al. (1998) desenvolveram um modelo estatístico de baixa ordem para estudar a evolução das PDFs dos incrementos de temperatura através das escalas r da turbulência. Todavia, este assunto é ainda hoje exaustivamente estudado e modelado, não havendo um consenso sobre quais sejam os fatores que provocam a não Gaussianidade das PDFs. Castaing et al. (1990), Katul et al. (1994), Vassilicos (1995), dentre outros, têm discutido a função do fenômeno da intermitência na questão da não concordância entre modelos de distribuição de probabilidade (PDFs) teóricas e experimentais e denominaram-no de *o problema PDF* na turbulência.

As leis de similaridade em escala da equação (2.3) têm sido confirmadas por muitos experimentos, para $n = 2$, o que corresponde à lei do espectro de potência em $-5/3$ (como proposto originalmente pela teoria K41). Entretanto, estas leis de similaridade não têm tido boa concordância com resultados experimentais para $n > 2$ (Anselmet et al. (1984)). Também é possível que estas discrepâncias nas leis da similaridade possam estar associadas à existência das chamadas estruturas coerentes no escoamento turbulento (Hussain (1983)), as quais parecem constituir ilhas de ordem em um meio desordenado.

Elas merecerão atenção a seguir.

2.2 Estruturas coerentes e turbulência

Fluxos turbulentos de momentum, calor e massa, encontram-se possivelmente concentrados nas regiões onde existem as chamadas Estruturas Coerentes (ECs) (Farge (1992)). Ainda não há uma definição precisa do que sejam estas estruturas, embora vários trabalhos tais como os de Hussain (1983), Hussain (1986) e Robinson (1991), dentre outros, tenham procurado determinar suas características mais gerais, muitas vezes relacionadas aos fenômenos de intrusão e ejeção no escoamento turbulento próximo a um contorno rígido. Hussain (1983) definiu as estruturas coerentes de grande escala como sendo uma região do fluido turbulento que possui vorticidade coerente sobre uma significativa extensão espacial. Robinson (1991) definiu as ECs como sendo uma região tridimensional onde pelo menos uma das variáveis fundamentais do escoamento (componente da velocidade, massa específica, temperatura, etc.) apresenta uma significativa correlação com ela mesmo ou com outra variável num intervalo temporal que é significativamente maior do que as menores escalas locais do escoamento. As ECs estão associadas fortemente à dissipação de energia cinética turbulenta nos campos de velocidade e à destruição da variância em escalares. Isto inspirou Prigogine (mencionado por Tennekes (1985); Prigogine e Kondepudi, 1999), a sugerir que tais sistemas dinâmicos dissipativos agiriam como fontes de ordem, ou de criação de informação. As estruturas coerentes parecem constituir fonte de instabilidade para o sinal turbulento, pelo menos em algumas de suas escalas. Elas também constituem um mecanismo importante nas trocas turbulentas entre a superfície e a atmosfera (Antonia et al. (1982); Schools (1984); Kevlahan e Vassilicos (1994); Farge et al. (1996); Högström e Bergström (1996); Raupach et al. (1996); Bolzan et al. (2000)).

2.3 Sobre a intermitência nos escoamentos turbulentos

Uma vez caracterizadas as Hipóteses de Kolmogorov e discutidos aspectos gerais das estruturas coerentes, passar-se-á a apresentar o problema da intermitência juntamente com alguns modelos existentes na literatura para representá-lo. Esta ênfase na intermitência é justificada pelo fato de esta ser possivelmente a responsável pela turbulência não apresentar distribuição Gaussiana em suas escalas menores (Mahrt (1989); Katul et al. (1994); Sreenivasan e Antonia (1997)), inclusive no caso da taxa de semi-destruição da

variância de escalares (Warhaft (2000)).

Fisicamente, a intermitência está relacionada com a presença de raros mas fortes gradientes de velocidade ou de escalares com acentuada localização no espaço ou no tempo, que são gerados por estruturas altamente coerentes (Camussi e Guj (1997)) quase sempre não estacionárias, que não preenchem todo o espaço do escoamento, (Meneveau e Sreenivasan (1991)) e aumentam fortemente a taxa de dissipação local de energia cinética turbulenta (Stull (1988)) ou a taxa de semi-destruição da variância de escalares (Warhaft (2000)).

Após a divulgação das hipóteses de similaridade refinada de Kolmogorov em 1962 (teoria K62), a análise da intermitência de pequena escala e o estudo de suas características estatísticas tornou-se uma questão essencial associada à validade da hipótese da turbulência isotrópica. Segundo (Frisch (1995)), a intermitência pode ser quantificada quando o campo turbulento pode ser representado por uma função aleatória e estacionária. Aqui, uma função aleatória é intermitente nas pequenas escalas se a curtose, definida da seguinte maneira:

$$K_r = \frac{\langle u_r^4 \rangle}{\langle u_r^2 \rangle^2}, \quad (2.4)$$

crescer sem limite com $r \rightarrow 0$.

A existência da intermitência coloca sérios problemas estatísticos para a estimação correta dos parâmetros turbulentos, tendo em vista as dificuldades de amostragem inerentes a tais processos, o que foi discutido por Chen (1971), Baker e Gibson (1987), Hagelberg e Gamage (1994), Mahrt e Howell (1994), Katul et al. (1994), dentre outros. Recentemente, Zhou e Antonia (2000) encontraram resultados que indicam que os expoentes de similaridade em escala para a temperatura (associados a uma lei de potência em escala) se desviam daqueles previstos pelas hipóteses de similaridade refinada de Kolmogorov. Tais desvios têm importantes aplicações práticas, inclusive na modelagem da mistura turbulenta em dispositivos de combustão (Warhaft (2000)).

Outra abordagem para estudar a intermitência foi adotada por autores tais como Anselmet et al. (1984) e Antonia et al. (1984) que tentaram representar a evolução dos expoentes da lei de potência dos momentos de ordem elevada dos incrementos de velocidade ou de escalares como uma função de ordem p e comparar esta evolução com as formulações teóricas. Muitas destas formulações estão baseadas nas idéias fenomenológicas sobre a turbulência baseadas no conceito de cascata de energia que admitem que os vórtices maiores se quebram em vórtices menores e procuram quantificar a distribuição de energia em cada etapa deste processo. Entre estes modelos, os mais realísticos são aqueles que utilizam ajustes baseados em distribuições com cauda, como é o caso da lognormal (Kolmogorov (1962); Monin e Yaglom (1971)), ou se baseiam nas propriedades da fractalidade ou multifractalidade (Parisi e Frisch (1993)). Podem ser citadas aqui, estatísticas mais refinadas baseadas na distribuição log-Poisson (She e Leveque (1994) e She e Waymire (1995)), modelos baseados nas propriedades da distribuição de Lévy (Painter (1996)) e ainda modelos baseados em propriedades termoestatísticas não-extensivas (Ramos et al. (1999), Ramos et al. (2001a); Beck (2000); Tsallis (2002)). Portanto, a compreensão do comportamento das PDFs passa necessariamente pelo estudo mais detalhado dos fenômenos que as influenciam, como os da intermitência e das chamadas estruturas coerentes, particularmente na camada limite superficial. Aí, sob certas situações, os gradientes de pequena escala mais intensos se localizam de tal modo que eles se apresentam como sendo contornos escarpados dos vórtices principais do escoamento. Estas zonas de cisalhamento muito forte, são algumas vezes chamadas de "microfrentes". Elas parecem contribuir significativamente para o transporte turbulento global, como foi discutido por Schools (1984), Schools e Wartena (1986), Hunt et al. (1988), Mahrt (1989), Mahrt e Gibson (1992), dentre outros.

A existência de forte intermitência coloca também sérios problemas para a aplicação da análise de Fourier aos sinais turbulentos (Lenschow (1970); Mahrt (1989); Fitzjarrald et al. (1990); Farge (1992)). Efetivamente, as estruturas com contornos abruptos complicam as estimativas dos espectros e coespectros das grandezas turbulentas, introduzindo nestas, distorções fisicamente falsas (Chimonas (1985); Farge (1992); Farge et al. (2001)). Portanto, a compreensão das propriedades estatísticas da intermitência, particularmente a explicação física para os valores dos momentos turbulentos, constitui um problema ainda aberto da turbulência desenvolvida (Lumley (1992); Nelkin (1992); Warhaft (2000)).

CAPÍTULO 3

SÍTIOS EXPERIMENTAIS E DADOS

3.1 INTRODUÇÃO

Foram utilizados neste trabalho dados turbulentos de resposta rápida, amostrados a 60 Hz, oriundos da floresta Amazônica e do Pantanal Matogrossense. Apresenta-se a seguir uma breve discussão do sítio experimental da Amazônia, referente ao projeto LBA, e do sítio do Pantanal, referente ao Experimento IPE-2. Posteriormente, serão apresentados testes de consistência dos dados utilizados, mediante o uso de uma metodologia baseada em Vickers e Mahrt (1997). A validade da conhecida Hipótese de Taylor também será discutida.

3.2 A Amazônia

Utilizaram-se dados da floresta Amazônica obtidos durante uma campanha micrometeorológica intensiva do Projeto LBA (Large Scale Biosphere Atmosphere Experiment in Amazonia), realizada na estação úmida. O experimento ocorreu durante os meses de janeiro a março de 1999. Foram feitas medidas simultâneas em três diferentes alturas de uma torre de 60 metros de altura localizada na Reserva Biológica do Jaru (Rebio Jaru: $10^{\circ}04' S 61^{\circ}56' W$) (figura 3.1). As medidas de resposta rápida amostradas a 60 Hz foram: a) velocidade do vento através de anemômetros sônicos tridimensionais (Campbell Scientific Inc, modelo CSAT-3-L60) como mostrado na figura (3.2); b) temperatura através de termômetros sônicos (Campbell Scientific Inc, modelo CA27); c) umidade específica através de higrômetro Krypton; d) gás carbônico (CO_2). Corresponderam a um conjunto de cinco dias do mês de março de 1999, do dia 6 ao dia 10 (no período restante, os dados de resposta rápida foram amostrados a 16 Hz). Neste trabalho estes dias serão mencionados seguindo o calendário Juliano, onde assumirão os valores de 65 a 69. Este calendário assume que o dia primeiro do mês de janeiro corresponde ao dia 1, e o dia 31 de dezembro corresponde ao dia 365 juliano.

O sítio experimental foi caracterizado pela existência de razoáveis condições de pista ("fetch"). A área onde a torre foi contruída está rodeada pela floresta Amazônica de terra firme em um raio de pelo menos 800 metros ao redor da torre. A topografia da área não é totalmente homogênea, uma vez que nos lados leste e sul da torre há pequenas

elevações ou morros com alturas da ordem de dezenas de metros. Além disso, a própria copa florestal não se apresenta disposta em altura uniforme, onde é possível observar falhas na cobertura vegetal. Isto sem levar em conta o fato de que, superpostas ao grosso da copa, existem árvores individuais (principalmente castanheiras) cuja altura (cerca de 40 m) é consideravelmente mais elevada do que a das árvores circundantes (cerca de 32 m). Maiores informações sobre a Reserva Biológica do Jaru podem ser encontradas em Culf e Esteves (1996).

No aspecto climatológico, durante o experimento, o estado da atmosfera foi caracterizado pela existência de forte atividade convectiva no período diurno, com eventos de chuvas isolados de dia e à noite. Também, durante o período do experimento, a ZCAS (Zona de Convergência do Atlântico Sul) estava ativo acima do Estado de Rondônia. Maiores informações sobre a variabilidade das grandezas meteorológicas na Reserva Biológica do Jaru durante o experimento, podem ser encontradas em Pachêco (2001).

A tabela 3.1 mostra valores médios de algumas variáveis micrometeorológicas com seus respectivos desvios padrões obtidos para os dias juliano de 65 a 69.

TABELA 3.1 – VALORES MÉDIOS DE ALGUMAS VARIÁVEIS MICROMETEOROLÓGICAS OBTIDAS NA REBIO JARU, DIAS 65 A 69 DE 1999 COM SEUS RESPECTIVOS DESVIOS PADRÕES.

Variável	Período	Nível	Valor Médio
Temperatura	diurno	acima da copa	$28,2 \pm 0,1$ ($^{\circ}\text{C}$)
Temperatura	diurno	dentro da copa	$28,6 \pm 0,1$ ($^{\circ}\text{C}$)
Temperatura	noturno	acima da copa	$26,4 \pm 0,1$ ($^{\circ}\text{C}$)
Temperatura	noturno	dentro da copa	$25,5 \pm 0,1$ ($^{\circ}\text{C}$)
Velocidade u	diurno	acima da copa	$1,9 \pm 0,3$ (m/s)
Velocidade u	diurno	dentro da copa	$0,3 \pm 0,1$ (m/s)
Velocidade u	noturno	acima da copa	$1,7 \pm 0,2$ (m/s)
Velocidade u	noturno	dentro da copa	$0,2 \pm 0,1$ (m/s)

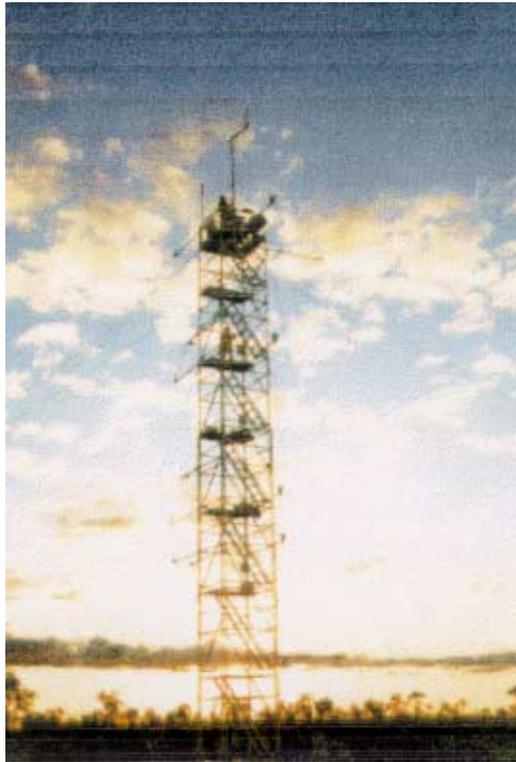


Fig. 3.3 – Foto da torre micrometeorológica construída no Pantanal.

3.3 O Pantanal

A região do experimento situou-se na Fazenda São Bento, distante cerca de 1,5 km da Base de Estudos do Pantanal, da Universidade Federal do Mato Grosso do Sul ($19^{\circ}34'S$; $57^{\circ}01'W$), em Passo do Lontra. Esta fica cerca de 315 km a oeste de Campo Grande e cerca de 100 km a leste da sede do município de Corumbá, MS. Possui as condições mínimas de infraestrutura para o desenvolvimento das atividades propostas, incluindo uma torre de alumínio, com 21 m de altura contruída em terreno plano, com condições de pista satisfatórias (?)). Nesta foram instalados os sensores e instrumentos necessários para o experimento, apresentado na figura (3.3). A região, que se constitui em amostra típica do Pantanal, caracteriza-se por vegetação de cerrado, cuja classificação estrutural corresponde à savana arbórea aberta, a qual regionalmente é conhecida como paratidal, sendo formada por um tipo de ipê, o *paratudo Tabebuia aurea* (de Magalhães (1992)). A figura (3.4) fornece uma visão da área do Pantanal a partir da torre micrometeorológica.

O Experimento IPE-2 realizou-se em setembro de 1999, durante a estação seca.



Fig. 3.4 – Foto da condição de pista próxima à torre micrometeorológica construída no Pantanal. (Vista sul).

Foi consideravelmente abrangente, pois, além de contar com uma instrumentação micrometeorológica de torre e de superfície, também apresentou sondagens sistemáticas da camada limite atmosférica com radiossondas e com sodar. Também contou com os experimentos de medida da concentração do metano e com medidas da eletricidade atmosférica, de detecção de raios e de caracterização do céu. As medidas de resposta rápida amostradas a 60 Hz foram: a) velocidade do vento através de anemômetros sônicos tridimensionais (Campbell Scientific Inc, modelo CSAT-3-L60) idêntico ao utilizado no LBA; b) temperatura através de termômetros sônicos (Campbell Scientific Inc, modelo CA27), também idêntico ao utilizado no LBA. Durante o período experimental houve incêndios em toda região do Pantanal, inclusive próximo da torre, o que permitiu que fossem obtidos dados de balanço de radiação do Pantanal característicos do período de queimadas.

3.4 Consistência de dados

Realizou-se um controle de qualidade nos dados para evitar que medidas incorretas comprometessem os resultados finais deste trabalho. Vários problemas podem ser verificados em dados experimentais, dentre os quais mencionam-se os gerados por medidas deficientes, por ruídos nos dados, pela não estacionaridade do campo turbulento em estudo, pela impossibilidade da aplicação da Hipótese de Taylor sob certas condições, dentre outras. Diversos autores se preocuparam com estes problemas e buscaram procedimentos sistemáticos para realizar esta consistência de dados (Vickers e Mahrt (1997); Mahrt (1998)).

Vickers e Mahrt (1997) desenvolveram um algoritmo de análise da qualidade dos dados como uma primeira etapa do processo de controle de qualidade de dados. Este procedimento foi desenvolvido tomando como base os principais problemas de ordem instrumental que ocorreram em experimentos científicos tais como o **BOREAS** e o **RASEX**.

O primeiro problema, denominado de *picos* espúrios, consiste no aparecimento de três ou mais valores de dados na série temporal que possuam pelo menos amplitude 3.5 vezes maior do que o desvio-padrão da série analisada. A causa para o surgimento deste problema está muitas vezes associada a um pico de tensão gerado no sistema eletrônico de medição por descargas elétricas de um relâmpago, por exemplo. Os *vales* também são comuns nas séries temporais, sendo caracterizados por uma queda abrupta dos valores dos dados em um segmento limitado da série, tendo a mesma origem dos *picos*. Outros problemas que podem ser identificados pelo algoritmo de análise estão descritos no trabalho de Vickers e Mahrt (1997).

Uma outra etapa da análise do controle de qualidade, sugerido por Vickers e Mahrt (1997) é a inspeção visual da série temporal. Esta etapa faz-se necessária porque, infelizmente, não há um método sistemático para distinguir categoricamente entre problemas instrumentais e comportamento físico plausível. Por exemplo, ruído eletrônico pode produzir picos de baixa amplitude que têm uma amplitude similar a alguma escala fina das flutuações turbulentas.

Neste trabalho, houve também uma etapa adicional de controle de qualidade dos dados. Esta consiste em verificar se os dados turbulentos obedecem à chamada *Hipótese de Taylor*.

3.5 A hipótese de Taylor

Quando se dispõe exclusivamente de dados temporais, análises espaciais só são possíveis se houver validade da *Hipótese de Taylor*, discutida a seguir.

Considere-se um regime de turbulência em túnel de vento, para o qual a velocidade de

advecção média seja U e a velocidade turbulenta seja u' . A hipótese de Taylor (Taylor, 1938) sustenta que se a razão u'/U for pequena, as funções de covariância da turbulência em uma localização fixa no tempo e no espaço na direção longitudinal são, em uma boa aproximação, as mesmas funções e podem ser escritas transformando-se os incrementos temporais em deslocamentos espaciais da seguinte maneira:

$$\Delta r = U\Delta t, \quad (3.1)$$

onde Δt é o incremento no tempo e Δr é o deslocamento no espaço.

Um problema real é o de se generalizar o resultado obtido em túnel de vento a uma situação atmosférica real, em que o escoamento sofre forte cisalhamento vertical, em que as escalas da turbulência são maiores e os números de Reynolds associados, também. De acordo com Lin (1953), não há nenhuma justificativa geral para se estender a hipótese de Taylor a um escoamento com cisalhamento, tal como é encontrado na camada limite atmosférica. Deste modo, constantemente encontram-se diversos autores discutindo até que ponto é válida a hipótese de Taylor, quando aplicada a dados atmosféricos turbulentos (Powell e Elderkin (1974)). Neste trabalho, a equação (3.1) foi largamente utilizada na obtenção das funções de densidade de probabilidade (PDFs), dentre outras aplicações. Portanto, a validade dessa Hipótese tornou-se fundamental. Isto exige a realização de testes de validade da Hipótese de Taylor. Adotou-se o procedimento proposto por Frisch (1995), um aperfeiçoamento do método de Wyngaard e Clifford (1977).

Segundo Frisch (1995), a raiz quadrática média das flutuações da velocidade deve representar aproximadamente 7% do escoamento médio em um túnel de vento. Esta razão, relativamente pequena, é denominada de Intensidade Turbulenta (I), sendo utilizada para justificar o uso da Hipótese de Taylor:

$$I = \frac{\sqrt{\langle (u')^2 \rangle}}{U} \ll 1, \quad (3.2)$$

Satisfeita esta condição, pode-se utilizar com segurança a Hipótese de Taylor para

reinterpretar a variação temporal de u em uma localização espacial fixa como sendo uma variação de u^l espacial através da equação (3.1).

3.5.1 Hipótese de Taylor aplicada aos dados experimentais

Foi calculada a intensidade turbulenta (I) para várias séries de velocidade longitudinal, u , na Rebio Jaru (Amazônia), utilizando-se a equação (3.2). Os resultados estão organizados nas tabelas (3.2) e (3.3) juntamente com o valor da velocidade média do escoamento. São mostrados resultados referentes aos dados acima da copa florestal (medidos a 60 metros de altura) e de dentro da copa (medidos a 21 metros de altura).

TABELA 3.2 – VALORES MÉDIOS DA INTENSIDADE TURBULENTA E DA VELOCIDADE LONGITUDINAL DENTRO DA COPA FLORESTAL NA AMAZÔNIA.

Arquivo	Intensidade Turbulenta	U (m/s)
duI0651341	0,8340	0,5870
duI0670312	0,7695	0,1577
duI0671116	0,9996	0,3896
duI0680316	1,3412	0,1626
duI0681200	0,7246	0,3294
duI0682300	1,6968	0,0879
duI0690418	1,1712	0,1044
duI0691447	0,7575	0,1620
duI0691547	0,9258	0,1075

Para os dados de dentro da copa, todos os valores de I foram superiores a 0,3. A principal causa disso são os baixos valores da velocidade média do escoamento, em média, de 0,20 m/s. Estes valores em si, inviabilizariam o uso da Hipótese de Taylor para calcular as funções de distribuição de probabilidade (PDFs). No entanto, esta pesquisa está voltada para a estrutura do subdomínio inercial, que possui escalas características de velocidade muito inferiores às do escoamento médio (Lenschow e Stankov (1986)). Assim, para os casos em que o valor de I superou o valor de 0,3, foi utilizada a Transformada em Ondeletas de Haar para decompor o sinal em todas as suas frequências possíveis e reconstruí-lo somente com as frequências do subdomínio inercial que, neste trabalho, vão de 0,23 até 3,75 Hz, aproximadamente.

TABELA 3.3 – VALORES MÉDIOS DA INTENSIDADE TURBULENTA E DA VELOCIDADE LONGITUDINAL ACIMA DA COPA FLORESTAL NA AMAZÔNIA.

Arquivo	Intensidade Turbulenta	U (m/s)
duS0651242	0,5315	2,0912
duS0651342	0,2990	3,3916
duS0670321	0,3412	2,7478
duS0671135	0,4580	2,7433
duS0671235	0,8735	1,0305
duS0680335	0,2755	2,2514
duS0681200	0,4648	1,9743
duS0682300	0,4686	1,7853
duS0690329	0,9538	0,4622
duS0691440	0,3885	1,3483
duS0691540	0,3311	1,3225

Após obter o sinal referente ao subdomínio inercial, foram calculadas as flutuações nesta região mediante o uso da seguinte relação:

$$u_{SI}^l = u_{SI} - \langle u_{SI} \rangle, \quad (3.3)$$

onde o subscrito SI denota o subdomínio inercial e $\langle u_{SI} \rangle$ é a velocidade média no subdomínio inercial.

Então, a intensidade turbulenta no SI é dada por:

$$I_{SI} = \frac{\sqrt{\langle (u_{SI}^l)^2 \rangle}}{U}, \quad (3.4)$$

em que U continua sendo a velocidade média do escoamento.

Os resultados foram satisfatórios porque, em todos os horários aqui estudados, I_{SI} foi

TABELA 3.4 – VALORES DA INTENSIDADE TURBULENTA TOTAL (I) E SOMENTE NO SUBDOMÍNIO INERCIAL (I_{SI}) PARA OS ARQUIVOS DE DADOS DE DENTRO E ACIMA DA COPA DA REBIO JARU (VELOCIDADE LONGITUDINAL).

Nível	I	I_{SI}
INFERIOR	0,8340	0,2976
	0,7695	0,1858
	1,3412	0,2264
	0,7246	0,2204
	1,6968	0,2541
	1,1712	0,1965
	0,7575	0,2354
	0,9258	0,2919
SUPERIOR	0,5315	0,1126
	0,2990	
	0,3412	0,0556
	0,4580	0,1048
	0,8735	0,1769
	0,2755	
	0,4648	0,0694
	0,4686	0,0288
	0,9538	0,0474
	0,3885	0,0880
	0,3311	0,0734

menor que 0,3. A tabela (3.4) mostra os valores da intensidade turbulenta para todo o sinal e para o subdomínio inercial.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Este capítulo estuda as características estatísticas dos dados turbulentos no subdomínio inercial, tais como as Funções de Densidade de Probabilidade (PDFs) das diferenças de velocidade do vento e de temperatura e seus respectivos expoentes de intermitência. O capítulo se inicia com a determinação do intervalo de existência do subdomínio inercial, informação essencial para os cálculos posteriores.

4.1 Determinação da região de existência do subdomínio inercial

No estudo e na modelagem da turbulência desenvolvida em um fluido é importante compreender melhor as características estatísticas do seu subdomínio (SI) inercial (Kolmogorov (1962)). Para isso é necessário determinar os limites superior e inferior do mesmo. Há trabalhos que propõem diversos métodos para quantificar o início e o fim do subdomínio inercial para uma dada série temporal. Dentre estes, podem-se citar Henjes (1999), que faz uso do cálculo da função autocorrelação e Kulkarni et al. (1999), que utilizam o conceito do coeficiente de isotropia na determinação do intervalo de existência do SI. No presente trabalho foi utilizado este último método por razões de facilidade de implementação e robustez na estimativa, uma vez que não há necessidade de se encontrar uma escala integral associada às flutuações da variável em estudo.

O método do coeficiente de isotropia (CI) está baseado no cálculo direto da variância das três componentes da velocidade do vento, a longitudinal (u), a transversal (v) e a vertical (w), por banda de frequência. Este coeficiente é determinado através da seguinte equação:

$$CI = \frac{2Var_w}{Var_u + Var_v}, \quad (4.1)$$

onde Var_u , Var_v e Var_w são as variâncias da velocidade longitudinal, transversal e vertical do vento, respectivamente.

Segundo Kulkarni et al. (1999), as frequências em que o CI possuir valor próximo

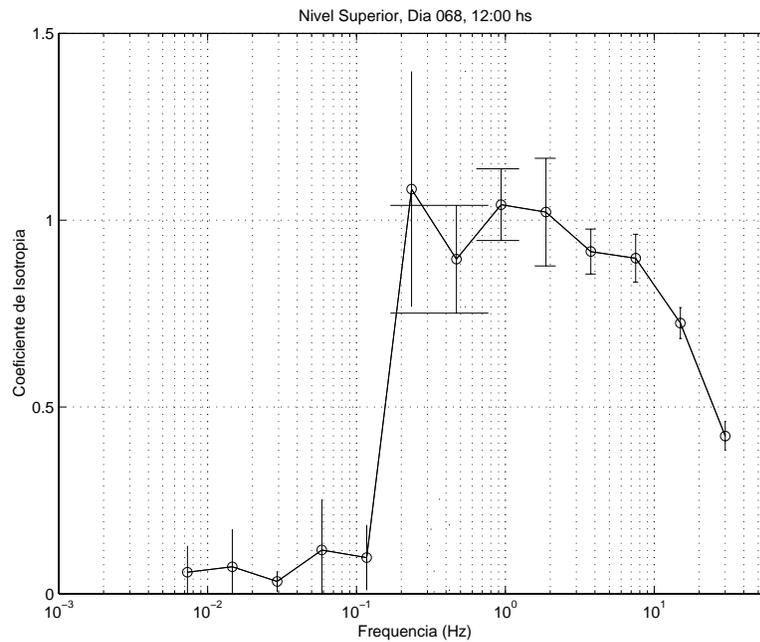


Fig. 4.1 – Coeficientes de isotropia e respectivos desvios padrões em função da frequência, para dados de velocidade do vento medidos no nível de 65 metros, acima da copa da floresta na Rebio Jaru.

da unidade são consideradas regiões do subdomínio inercial. O significado físico é imediato, pois presume-se que o SI seja uma região isotrópica, ou seja, espera-se que as três componentes da velocidade do vento devem possuir a mesma energia (Tennekes e Lumley (1972)). Deste modo, foi efetuado o cálculo dos CIs para dados medidos entre as 12:00 e 12:30 horas do dia 068 na Rebio Jaru, para cada altura de medida disponível. Cada arquivo, composto de 30 minutos de duração, foi dividido em 6 intervalos de 5 minutos cada. Calculou-se a seguir o coeficiente de isotropia médio para as frequências permitidas pelas condições de amostragem, em cada um dos seis intervalos definidos, e o respectivo desvio padrão.

Os resultados indicaram que acima da copa (figura 4.1) existe uma boa definição do subdomínio inercial, na faixa de frequências que vai de 0,2 a 2 Hz (e possivelmente além até 10 Hz). Já dentro da copa, os valores do CI nem sempre mostraram valor médio igual a 1 (figura 4.2). Isto pode ser uma consequência da estreiteza do SI dentro da copa, conforme ilustrado pelo espectro obtido neste nível (figura 4.3).

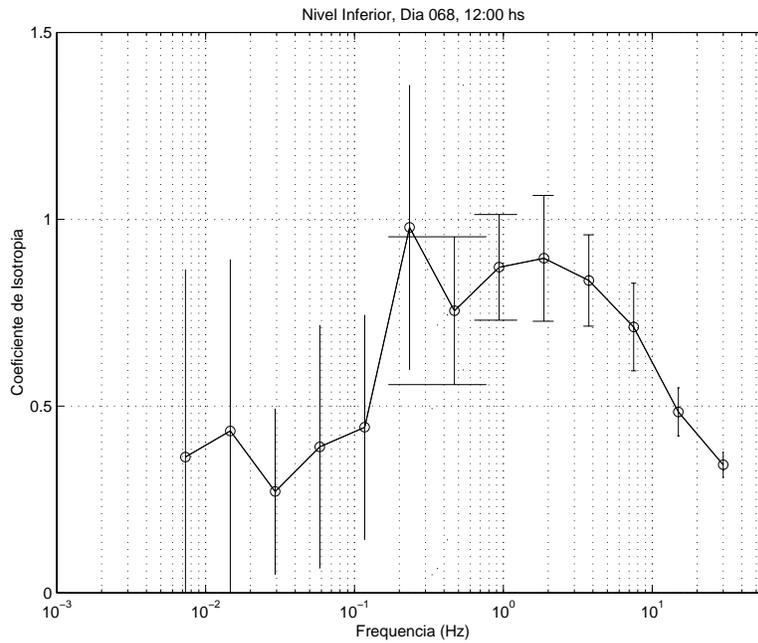


Fig. 4.2 – Coeficientes de isotropia e respectivos desvios padrões em função da frequência, para dados de velocidade medidos no nível de 28 metros, abaixo da copa da floresta na Rebio Jaru.

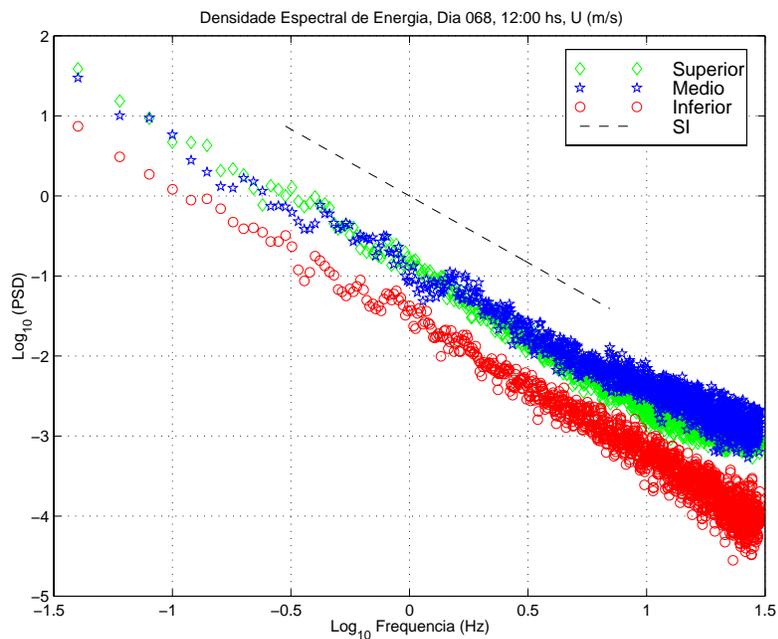


Fig. 4.3 – Densidade espectral de energia (DEE) da componente longitudinal da velocidade do vento (u) para as três alturas de medição na floresta Amazônica. A linha tracejada indica o subdomínio inercial, em que a declividade é de $-5/3$.

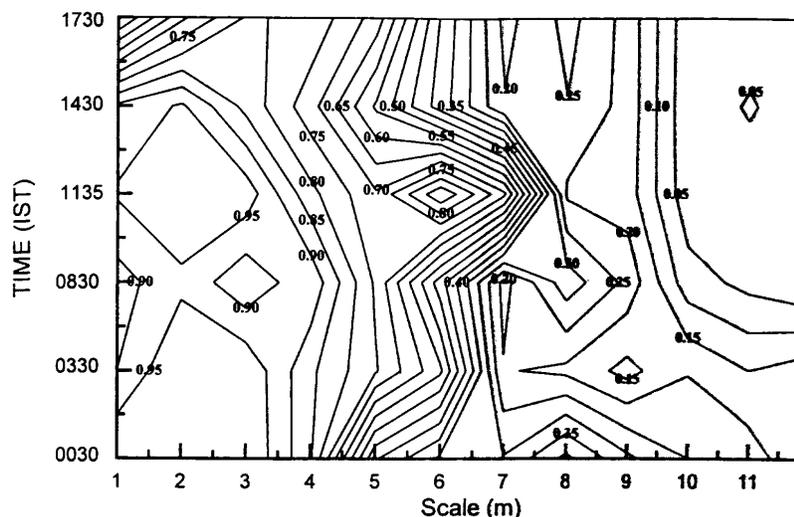


Fig. 4.4 – Coeficientes de isotropia em função da escala de comprimento, para dados medidos em diferentes horários.

Uma outra característica notada foi a forte queda nos valores de CI ocorrida no intervalo de frequências de 0, 1 a 0, 3 Hz nos gráficos apresentados. Queda similar foi mencionada em Kulkarni et al. (1999) (ver a forte variação em CI em torno das escalas de 6 e 7 metros da figura 4.4). Estes autores afirmaram haver uma nítida separação entre os domínios correspondentes ao subdomínio inercial e à região de produção de Energia Cinética Turbulenta (ECT), o que sugere uma mudança física qualitativa marcando a transição de um regime de produção de grandes vórtices para outro em que há um regime de vórtices menores e possivelmente isotrópicos.

É importante salientar que os altos valores do desvio padrão do CI observados na região de baixas frequências dentro da copa podem estar associados a um processo de perda de energia dos vórtices devido à ação dos obstáculos representados por elementos da copa florestal que o escoamento encontra pelo caminho. Tal fato foi notado abaixo da copa por Kulkarni et al. (1999), em medidas realizadas na Reserva Biológica de Cuieiras, sob condições muito estáveis. Estes autores mostraram que os espectros possuem um déficit de energia nas frequências médias e um excesso em altas frequências. Este excesso de energia notado nas altas frequências pode ser um indicativo de que a copa florestal age como um filtro que permitiria a passagem principalmente de vórtices de alta frequência para o interior da copa. Este processo é menos provável acima da copa pois o escoamento nesta região não impacta com obstáculos físicos. Isto se refletiria nos menores valores

obtidos para o desvio padrão acima da copa.

Em resumo, conclui-se que o intervalo de frequência entre 0,1 e 0,3 Hz é o mais adequado para representar o início do SI (extremidade de baixa-frequência deste). Este resultado está relativamente próximo ao obtido por Henjes (1999), que foi de 0,5 Hz para o início do SI (com dados medidos sobre oceano e amostrados a 20 Hz). Verifica-se, também, que o SI estende-se aproximadamente até 10 Hz.

Uma vez definido um SI para os dados obtidos na floresta Amazônica, passar-se-á à discussão das características estatísticas da turbulência desenvolvida nesta região.

4.2 As funções de densidade de probabilidade (PDFs)

4.2.1 PDFs da velocidade

Um dos aspectos da interação vegetação-atmosfera ainda não completamente resolvido é a troca turbulenta de momentum e escalares na interface copa-floresta. Um caminho para compreender aspectos destes processos de transporte é o de analisar características estatísticas das distribuições de variáveis meteorologicamente relevantes nessa interface. Uma alternativa ainda pouco explorada nos estudos realizados na floresta Amazônica é a utilização de funções do tipo PDF para analisar características dos campos turbulentos. Os modelos de PDFs são de grande utilidade para representar os campos de flutuações turbulentas (Frisch (1995)), e investigar as propriedades de similaridade em escala da turbulência (Tchéo et al. (1999)), dentre outras aplicações.

Tradicionalmente, as propriedades do escoamento turbulento são estudadas a partir das PDFs das diferenças das grandezas turbulentas (velocidade ou temperatura, por exemplo), em várias escalas. No caso das velocidades, as PDFs são obtidas pela determinação da distribuição estatística das diferenças $\Delta u_r = u(x + \Delta r) - u(x)$. Como na prática as medidas são realizadas por um sensor fixo no espaço, recorre-se à hipótese Taylor para obter $\Delta r = U\Delta t$ a partir de dados temporais. Este procedimento, testado e validado no capítulo 2, foi usado com sucesso por autores como Katul et al. (1994) para analisar as flutuações turbulentas do subdomínio inercial das grandezas atmosféricas da Camada Limite Superficial (CLS) acima de vegetação.

No presente trabalho, foram utilizados quatro valores para Δr : 4; 40; 400 e 4000 (pontos de separação), que para dados amostrados a 60 Hz correspondem a Δt de 0,06; 0,66; 6,66; 66,66 segundos, respectivamente. Em geral, os dois primeiros valores de Δr correspondem a escalas situadas dentro da região do subdomínio inercial e os dois restantes já estão fora desta região. Note-se que em todos os gráficos a seguir, as PDFs serão apresentadas deslocadas nos eixos verticais, afim de facilitar a visualização dos resultados. Os arquivos de dados utilizados foram duas séries temporais de velocidade longitudinal do vento (u), acima e abaixo da copa, para o dia 067 na Rebio Jaru e uma série temporal da velocidade longitudinal do vento para o Pantanal Matogrossense no dia 22 de setembro. A figura (4.5) mostra estes três sinais temporais com duração de trinta minutos cada. O horário escolhido foi o de período próximo das 12 horas, representativo do período em que a convecção é mais intensa.

Observa-se que, nas menores escalas dentro da copa, as PDFs são fortemente não Gaussianas, com asas mais abertas, o que as caracteriza como bem mais próximas de uma função de Cauchy, conforme mostrado na figura (4.6). As PDFs acima da copa também apresentam esta característica nas escalas menores, como pode ser visto na figura (4.7), se bem que de maneira bem menos acentuada. Este resultado interessante só pode ser explicado se se levar em conta que os eventos intermitentes de alta frequência nos dados de velocidade de dentro da copa florestal são muito mais presentes nesta região, comparativamente àquela acima da copa. Eventos intermitentes de alta frequência são provocados pela presença da copa florestal, o que já foi objeto de estudo tais como os de Fitzjarrald et al. (1990) e Kruijt et al. (2000). As PDFs obtidas para os dados do Pantanal (experimento IPE-2) comportam-se de maneira semelhante àsquelas obtidas para os dados de cima da copa da Amazônia, como mostrado na figura (4.8), fato já esperado, dadas as características superficiais do sítio experimental e a altura em que as medidas foram efetuadas no Pantanal.

Para melhor compreender a forma das curvas das PDFs, procurou-se determinar a curtose de cada série de dados analisados. Segundo Frisch (1995), a curtose é uma grandeza estatística que quantifica a presença de fenômenos intermitentes no escoamento turbulento, sendo um parâmetro que mede o achatamento das PDFs. Deste modo, foram calculadas as curtoses para quantificar a presença de intermitência nos dados utilizados.

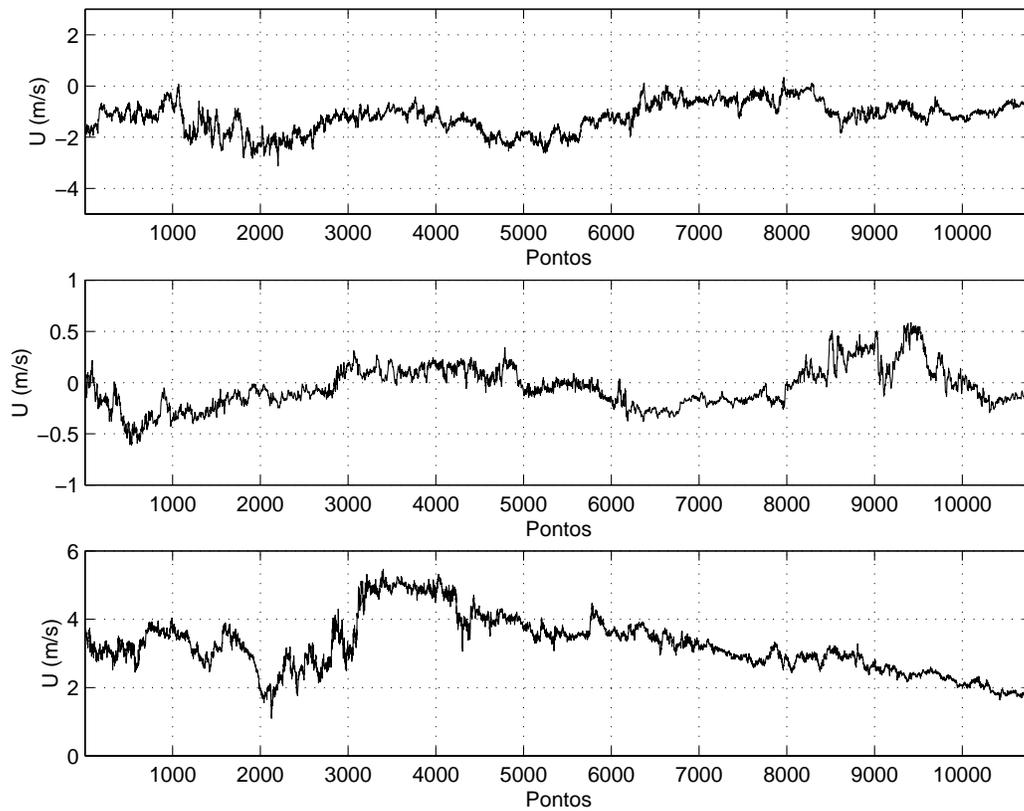


Fig. 4.5 – Exemplo de sinais temporais, durante 30 minutos, da velocidade longitudinal do vento (u) para acima da copa florestal (gráfico superior), dentro da copa florestal (gráfico do meio), e para o Pantanal Matogrossense (gráfico inferior). Todos para as 12:00 horas.

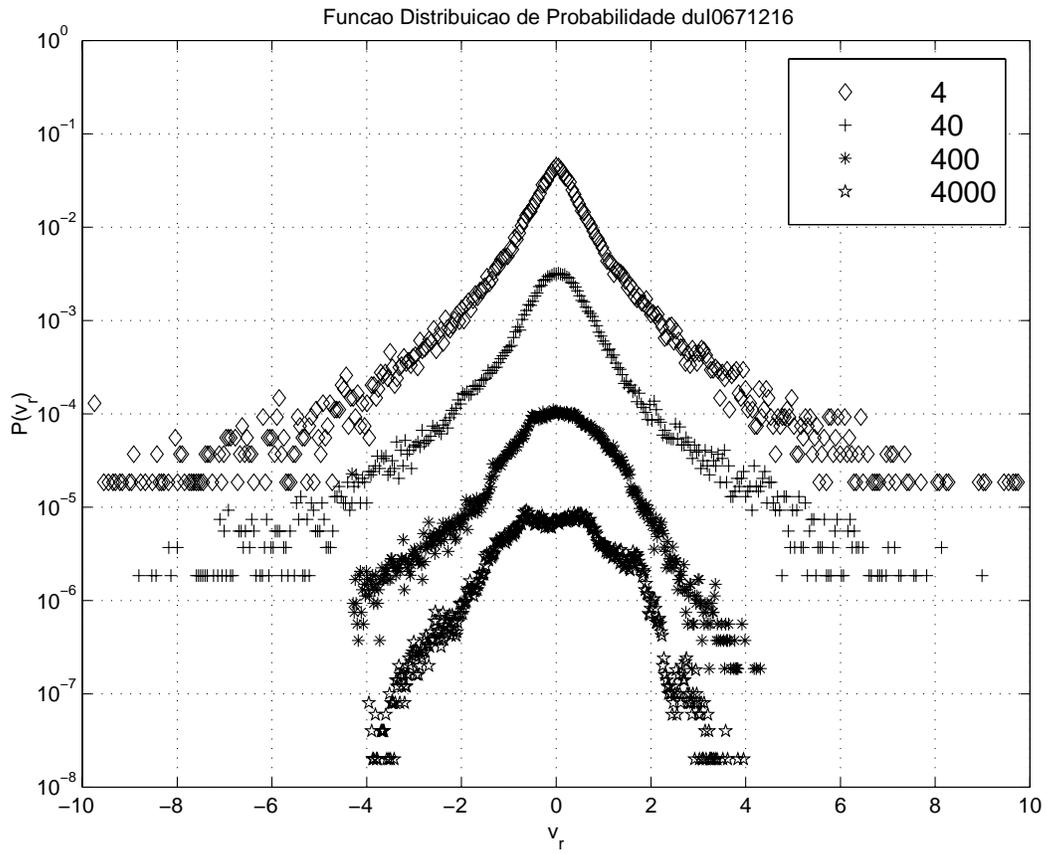


Fig. 4.6 – PDFs das diferenças de velocidade longitudinal para o período diurno, dentro da copa da floresta Amazônica, para diferentes valores de Δr . Os valores no eixo horizontal estão normalizados pelo desvio padrão.

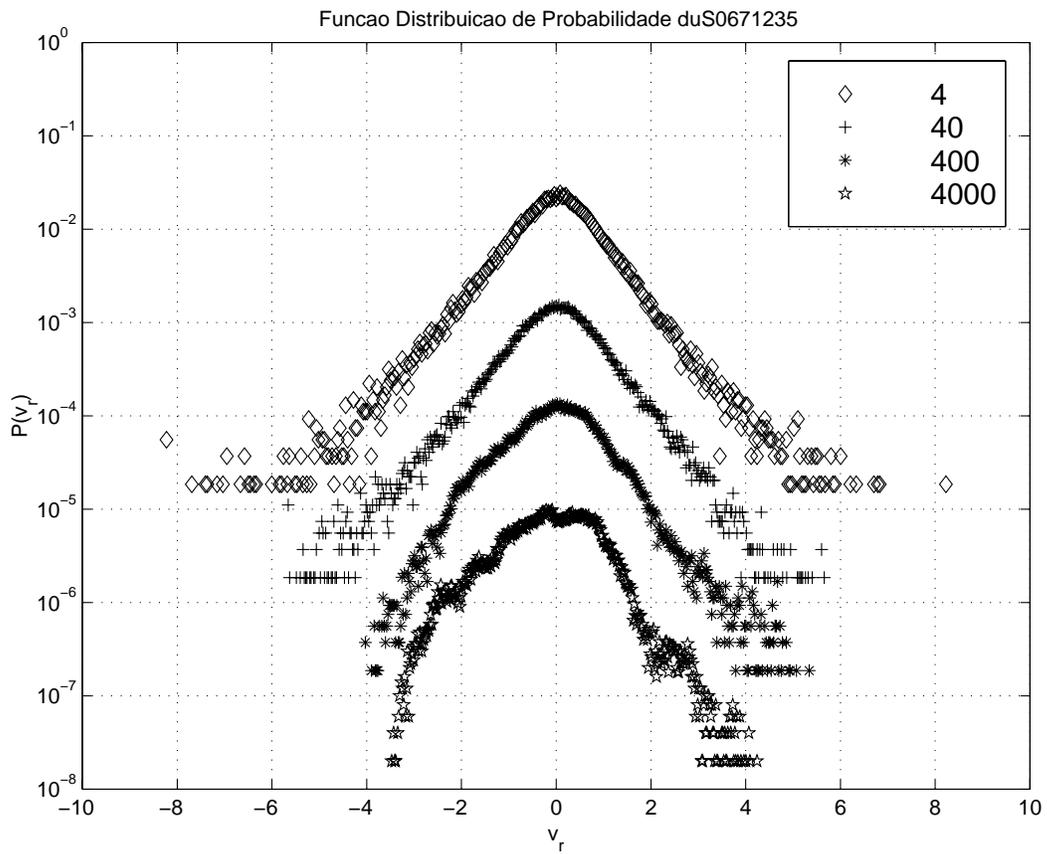


Fig. 4.7 – PDFs das diferenças de velocidade longitudinal para o período diurno, acima da copa da floresta Amazônica, para diferentes valores de Δr . Os valores no eixo horizontal foram normalizados pelo desvio padrão.

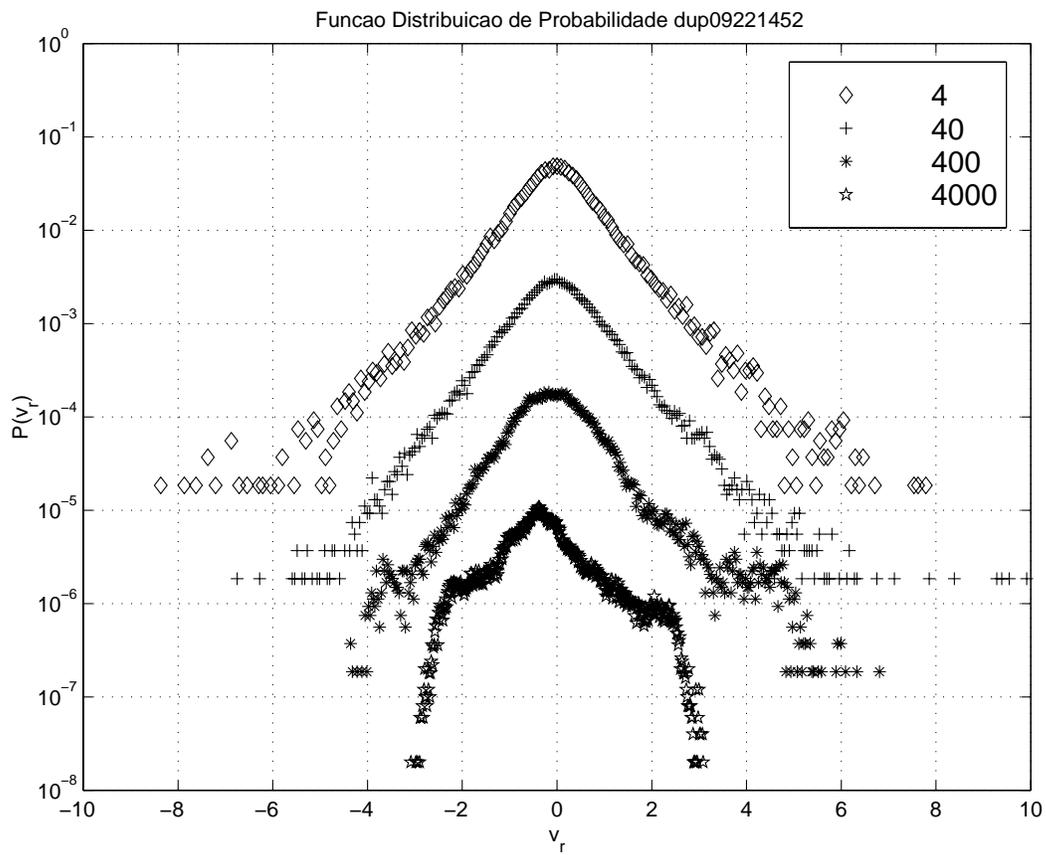


Fig. 4.8 – O mesmo que na figura (4.6), mas, para dados do período diurno no Pantanal Matogrossense.

Estes foram calculados para cada Δr disponível e para sete séries temporais da velocidade do vento longitudinal. Na tabela 4.1 estão sumarizados os valores médios obtidos para os dados de dentro e de cima da copa florestal do experimento LBA e de um único nível para o experimento IPE-2 para o período diurno.

TABELA 4.1 – VALORES MÉDIO DA CURTOSE DA COMPONENTE LONGITUDINAL DA VELOCIDADE DO VENTO E SEUS RESPECTIVOS DESVIOS PADRÕES PARA DADOS DA FLORESTA AMAZÔNICA (DENTRO E ACIMA DA COPA) E DO PANTANAL MATOGROSSENSE, PARA QUATRO VALORES DE Δr , NO PERÍODO DIURNO.

Δr	Dentro da Copa (LBA)	Acima da Copa (LBA)	Pantanal (IPE-2)
4	16,28 ± 2,42	7,06 ± 1,32	6,93 ± 1,31
40	9,35 ± 2,70	5,53 ± 0,82	5,19 ± 0,97
400	5,74 ± 1,76	3,88 ± 0,65	4,22 ± 1,16
4000	3,30 ± 0,45	3,05 ± 0,65	2,92 ± 0,36

Como discutido por vários autores (Chu et al. (1996); Högström e Bergström (1996)), nas grandes escalas da turbulência desenvolvida as PDFs são usualmente distribuídas com curtose próxima do valor 3, que corresponde à distribuição normal. Mas, distante deste domínio, nas menores escalas, elas são fortemente não Gaussianas e possuem asas mais abertas do que para processos normais (Kevlahan e Vassilicos (1994); Högström e Bergström (1996)). Isto é uma assinatura do fenômeno de intermitência (Frisch (1995); Sreenivasan e Antonia (1997)). Este comportamento é notado nos valores das curtoses mostrados na tabela 4.1, em que valores maiores de curtoses estão associados a valores menores de Δr . Note-se que este comportamento contraria a hipótese K41, em que a curtose não depende de Δr , pois os momentos de u_r obedeceriam a uma lei de potência linear em n (veja a equação 2.3). Dentre as hipóteses formuladas para explicar este comportamento, podem-se citar a influência do transporte espacial da energia cinética turbulenta (Heinz e Schaller (1996)), a influência de fenômenos associados às chamadas *estruturas coerentes* (Robinson (1991)) com suas fases de intrusão e ejeção próximo a superfícies rígidas (Baerentsen e Berkowicz (1984)) e a própria intermitência. Na realidade, o fato de não ocorrer Gaussianidade deve ter origem física (West (1987); Kevlahan e Vassilicos (1994)), provavelmente associada à especificidade do fenômeno de dissipação de ECT (Frisch (1995)).

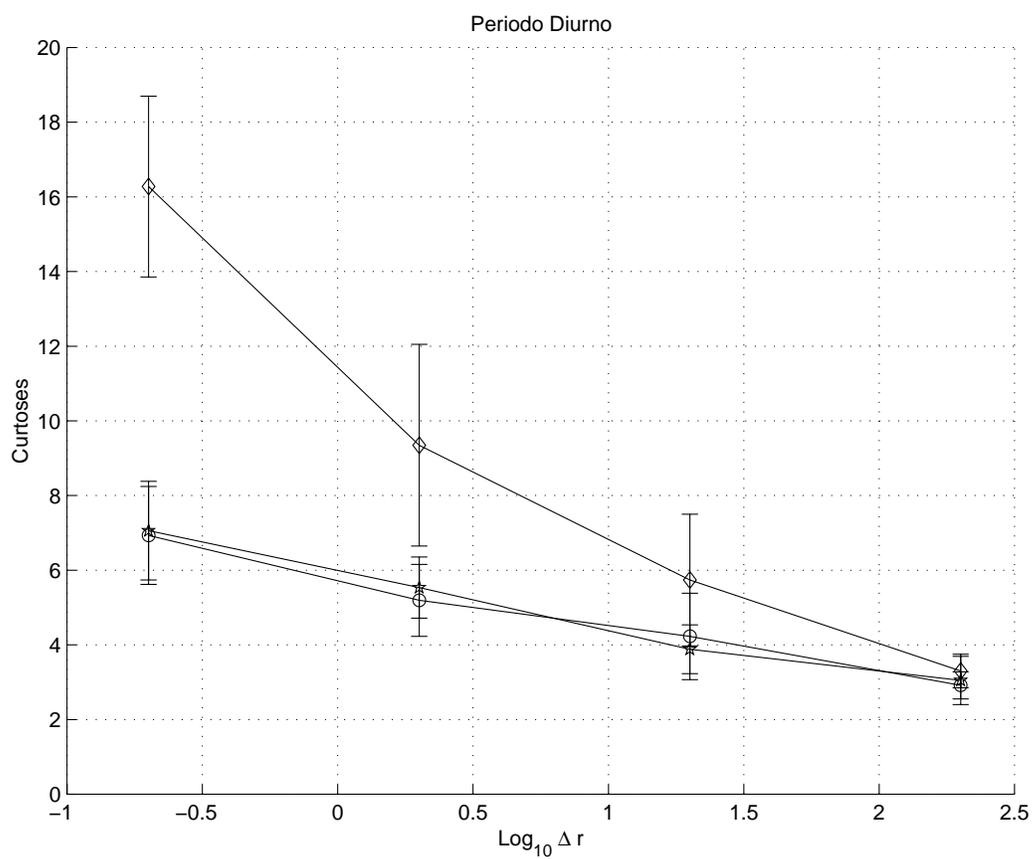


Fig. 4.9 – Valores médios da curtose da velocidade (e seus respectivos desvios padrões) calculados para cada Δr : dentro da copa florestal (\diamond); acima da copa (\star) e para o Pantanal Matogrossense (\circ), período diurno.

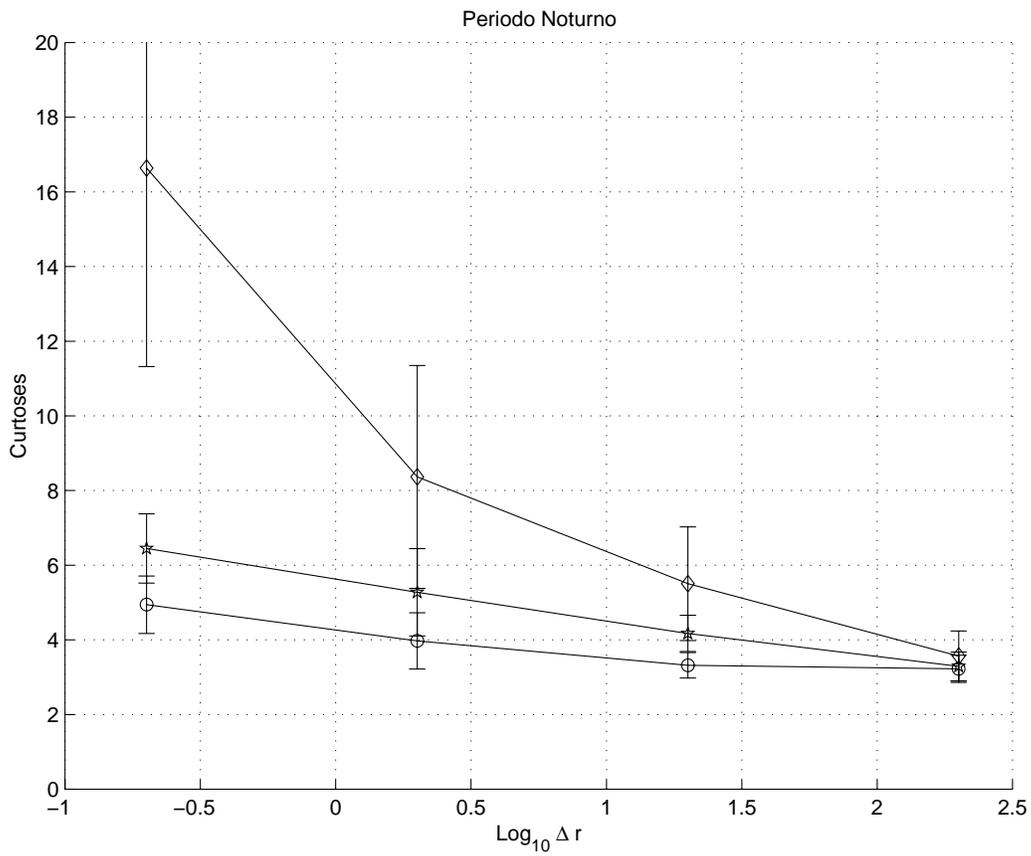


Fig. 4.10 – Valores médios da curtose da velocidade (e seus respectivos desvios padrões) calculados para cada Δr : dentro da copa florestal (\diamond); acima da copa (\star) e para o Pantanal Matogrossense (\circ), período noturno.

Calculando-se as curtoses para as mesmas escalas Δr , referentes a um conjunto de cinco séries temporais de dados de dentro e de cima da copa florestal e cinco séries de dados do Pantanal, todos para o período noturno, verifica-se que o resultado é similar ao do período diurno, como é mostrado na tabela (4.2). As figuras (4.9) e (4.10) mostram a curtose associada a cada valor de Δr para ambos os períodos, diurno e noturno, respectivamente. Nota-se que há pouca diferença para a curtose em cada escala entre os dados de dentro da copa em ambos os períodos. Este resultado pode ser interpretado se se considerar que abaixo da copa florestal há, qualitativamente, a mesma condição de estabilidade em ambos os períodos. A influência da estabilidade só parece influir nos dados de cima da copa e do Pantanal e isto de uma maneira sutil. Em ambas as figuras, também nota-se que a curtose em cada escala para o nível acima da copa é semelhante à do Pantanal, principalmente para o período diurno, em que há muita mistura convectiva e em que os efeitos locais são menos importantes, diferentemente do que ocorre no período noturno, em que domina a condição estável. Enfim, o fato da curtose para dentro da copa florestal ser pouco sensível à condição de estabilidade da atmosfera, parece mostrar que a existência física da copa, impactando o escoamento e apresentando características específicas de armazenamento térmico, é o fator predominante para determinar este comportamento das PDFs.

TABELA 4.2 – VALORES MÉDIO DA CURTOSE DA COMPONENTE LONGITUDINAL DA VELOCIDADE DO VENTO E SEUS RESPECTIVOS DESVIOS PADRÕES PARA DADOS DA FLORESTA AMAZÔNICA (DENTRO E ACIMA DA COPA) E DO PANTANAL MATOGROSSENSE, PARA QUATRO VALORES DE Δr , NO PERÍODO NOTURNO.

Δr	Dentro da Copa (LBA)	Acima da Copa (LBA)	Pantanal (IPE-2)
4	16,63 ± 5,31	6,44 ± 0,92	4,94 ± 0,77
40	8,36 ± 2,98	5,27 ± 1,16	3,97 ± 0,75
400	5,50 ± 1,52	4,17 ± 0,48	3,31 ± 0,33
4000	3,56 ± 0,67	3,28 ± 0,38	3,22 ± 0,36

A explicação da diferença entre as PDFs da componente longitudinal da velocidade do vento u para dentro e acima da copa florestal tem sido pouco explorada na literatura. Procurando compreender o papel desempenhado pelas estruturas coerentes na geração de PDFs não Gaussianas, (Sá et al. (2001)) , baseando-se em metodologia proposta por Katul et al. (1994), utilizaram a transformada em Ondeletas para separar por escala sinais

turbulentos em partes com e sem estruturas coerentes. Eles mostraram que as PDFs dos sinais sem estruturas coerentes eram Gaussianas. Isto sugere efetivamente uma relação entre afastamento da Gaussianidade, estruturas coerentes, maior dissipação turbulenta e também, maior intermitência. Este resultado, obtido para a turbulência acima do Pantanal, reforça a conclusão de que um mecanismo de filtragem pode estar ocorrendo na copa da floresta Amazônica. Esta agiria como um filtro passa-alto para os vórtices turbulentos que passam para dentro da copa.

4.2.2 PDFs de Temperatura

A troca turbulenta de escalares na camada limite atmosférica também ainda um assunto pouco compreendido (Sreenivasan (1991); Warhaft (2000)). Deste modo, o estudo estatístico das flutuações turbulentas de temperatura, através das Funções de Densidade de Probabilidade (PDFs), constitui uma abordagem oportuna para compreender os processos físicos que caracterizam as flutuações deste escalar.

Utilizou-se o mesmo procedimento aplicado aos sinais da velocidade do vento u , apresentado na seção anterior. Foram utilizados quatro valores de Δr : 4; 40; 400 e 4000. Os arquivos de dados utilizados foram séries temporais de temperatura (T), acima e dentro da copa da floresta Amazônica e, também, acima do Pantanal Matogrossense. A figura (4.11) mostra três séries temporais de temperatura para o período diurno que foram utilizadas para calcular as PDFs. Note-se que no gráfico de baixo desta figura há a presença de estruturas do tipo rampas ocorrendo no sinal do Pantanal. Os horários escolhidos foram os que caracterizam o período diurno e noturno, evitando-se qualquer horário que estivesse próximo de períodos de transição entre o dia e a noite.

As curtoses calculadas para cada valor de Δr , referentes a cada série temporal de temperatura, estão sumarizados na tabela (4.3), para o período diurno, e na tabela (4.4), para o período noturno.

Novamente o resultado dos valores de curtose correspondente ao período diurno apresentaram valores elevados nas escalas menores, dentro da copa florestal. Nestas escalas menores, para a Amazônia e Pantanal, os valores

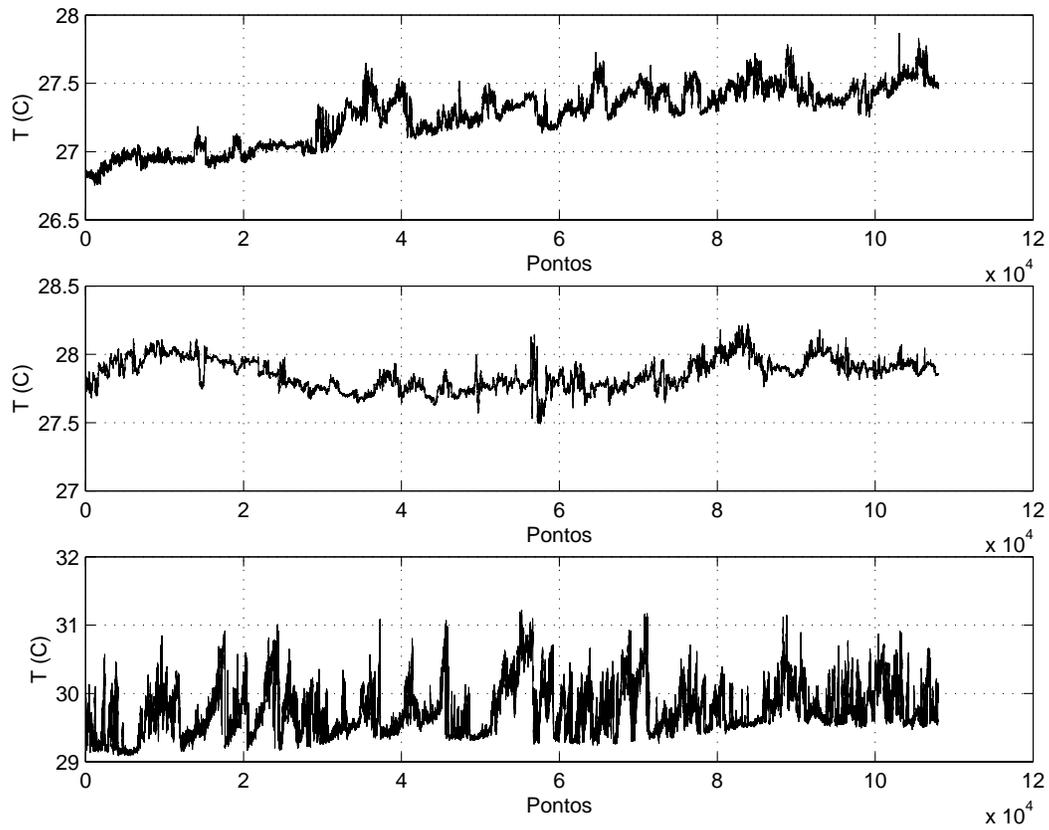


Fig. 4.11 – Sinais temporais de temperatura (T) acima da copa florestal (gráfico superior), dentro da copa florestal (gráfico do meio), e acima do Pantanal Matogrossense (gráfico inferior), amostrados a 60 Hz.

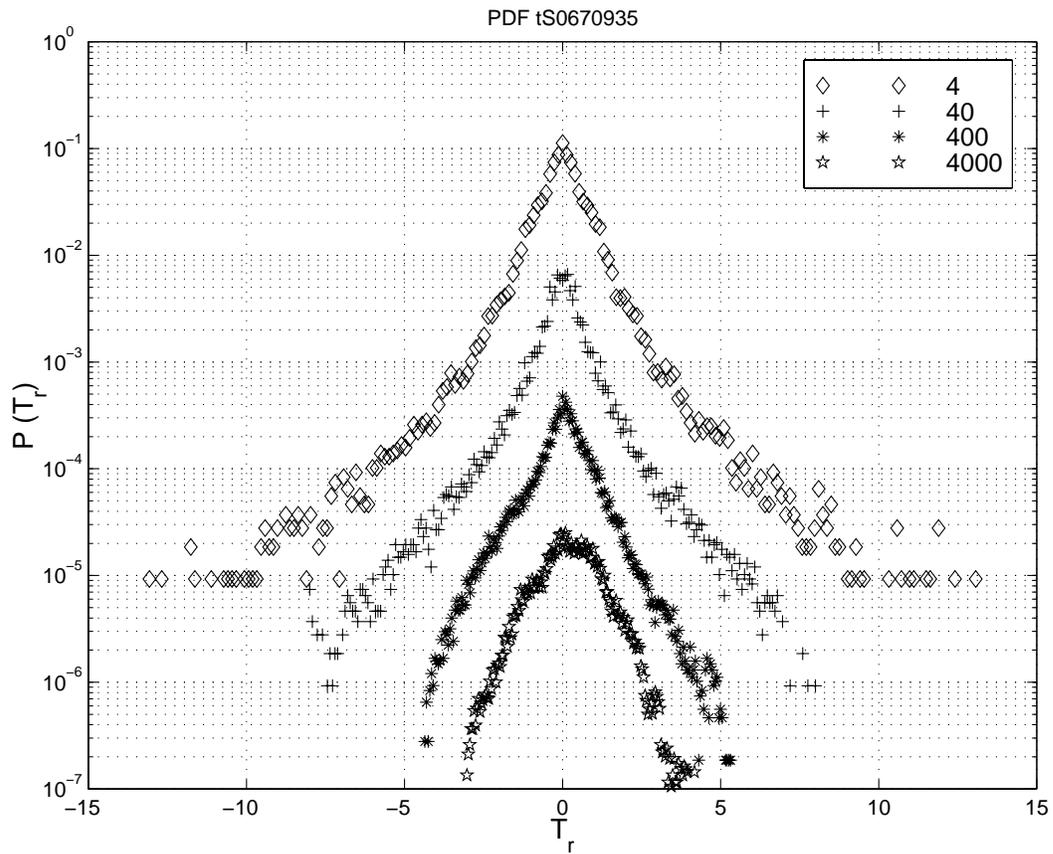


Figure 4.12: PDFs de temperatura acima da copa da floresta Amazônica, para o período diurno, para diferentes valores de Δr . O eixo x está normalizado pelo desvio padrão.

TABELA 4.3 – VALORES MÉDIOS DA CURTOSE DA TEMPERATURA E SEUS RESPECTIVOS DESVIOS PADRÕES PARA DADOS DA FLORESTA AMAZÔNICA (DENTRO E ACIMA DA COPA) E DO PANTANAL MATOGROSSENSE, PARA QUATRO VALORES DE Δr , DURANTE O PERÍODO DIURNO.

Δr	Dentro da Copa (LBA)	Acima da Copa (LBA)	Pantanal (IPE-2)
4	27,79 \pm 17,51	20,19 \pm 4,96	28,14 \pm 6,21
40	11,48 \pm 2,85	13,47 \pm 3,84	11,11 \pm 3,94
400	5,59 \pm 1,23	6,67 \pm 1,65	5,41 \pm 1,12
4000	3,62 \pm 0,70	3,30 \pm 0,90	3,57 \pm 0,51

Table 4.4: VALORES MÉDIOS DA CURTOSE DA TEMPERATURA E SEUS RESPECTIVOS DESVIOS PADRÕES PARA DADOS DA FLORESTA AMAZÔNICA (DENTRO E ACIMA DA COPA) E DO PANTANAL MATOGROSSENSE, PARA QUATRO VALORES DE Δr , DURANTE O PERÍODO NOTURNO.

Δr	Dentro da Copa (LBA)	Acima da Copa (LBA)	Pantanal (IPE-2)
4	33,71 \pm 10,19	23,21 \pm 8,11	11,42 \pm 2,44
40	18,61 \pm 8,26	11,72 \pm 5,22	6,93 \pm 2,01
400	7,30 \pm 2,66	4,62 \pm 1,04	3,37 \pm 0,58
4000	3,82 \pm 1,87	2,95 \pm 0,63	2,96 \pm 0,20

das curtoses foram consideravelmente maiores do que aqueles obtidos para a velocidade do vento. A consequência do aumento nos valores das curtoses em cada escala de Δr refletiu diretamente na forma das PDFs. Nas escalas menores, as PDFs dentro da copa possuem asas mais abertas, comportando-se como uma função exponencial, conforme mostrado na figura (4.13). As PDFs de acima da copa possuem um comportamento próximo daquele observado dentro da copa (figura 4.12), ou seja, possuem um formato mais agudo para Δr menores. O comportamento mais agudo, exponencial, obtido para as PDFs na Amazônia, também foi obtido para os dados de temperatura do Pantanal, conforme mostrado na figura (4.14).

O período noturno também apresentou valores elevados na curtose para os menores valores de Δr , nos três casos estudados, acima e dentro da copa florestal e no Pantanal. De modo geral, a estabilidade atmosférica não influi nos valores da curtose para a Amazônia, mas tem um papel importante para

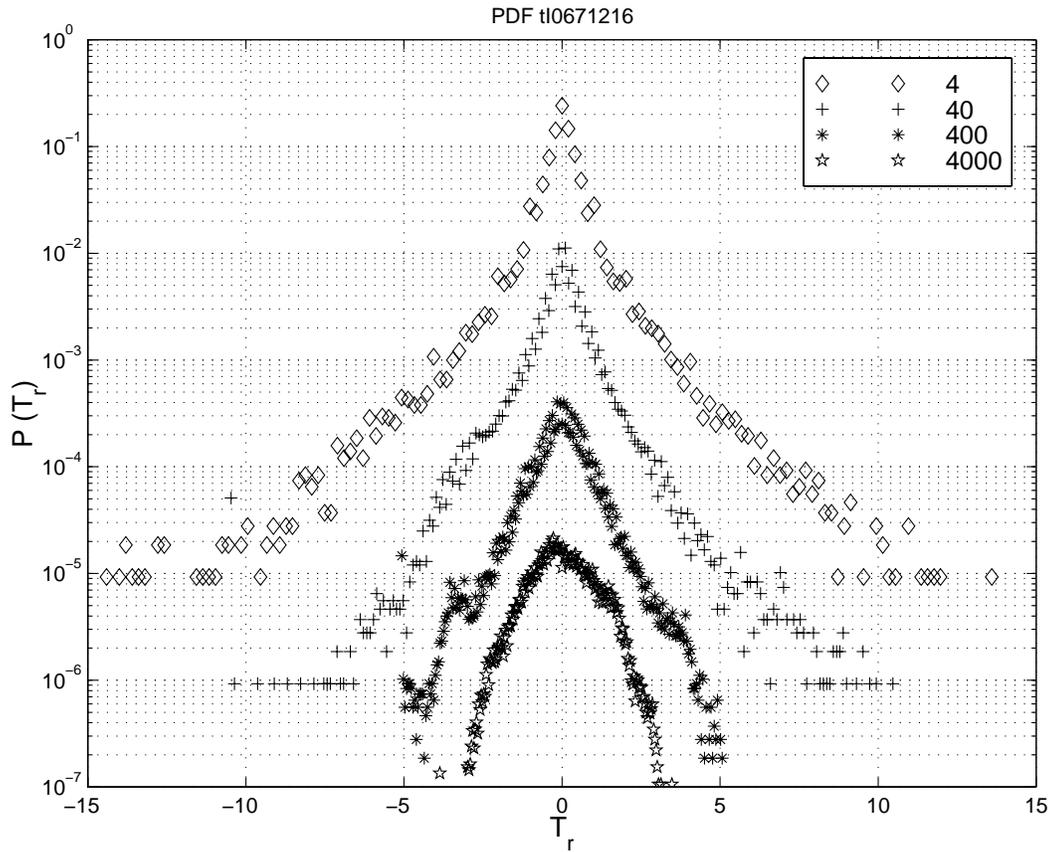


Figure 4.13: PDFs de temperatura para dentro da copa da floresta Amazônica, período diurno, para diferentes valores de Δr . O eixo x está normalizado pelo desvio padrão.

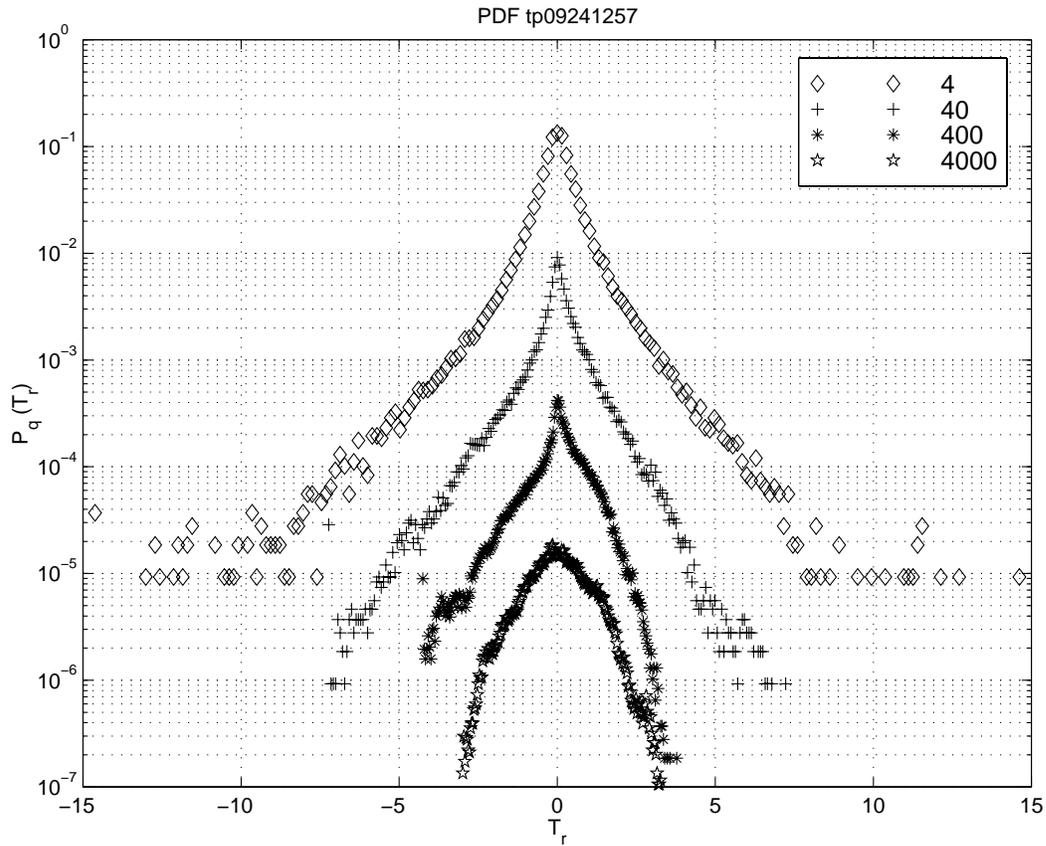


Figure 4.14: PDFs para o dados da temperatura para o Pantanal, para o período diurno, para diferentes valores de Δr . O eixo x está normalizado pelo desvio padrão.

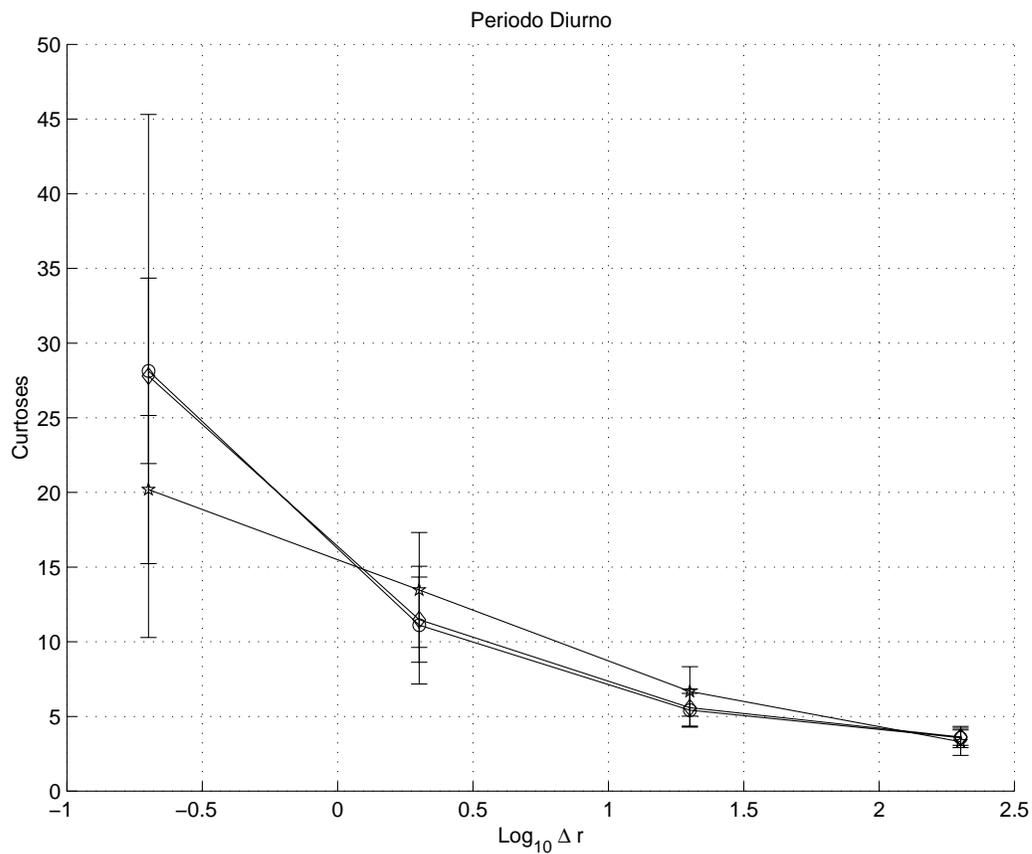


Figure 4.15: Valores médios da curtose para dados de temperatura (e seus respectivos desvios padrões) calculados para valores diferentes de Δr : dentro da copa florestal (◇); acima da copa (★); e para o Pantanal Matogrossense (○), durante o período diurno.

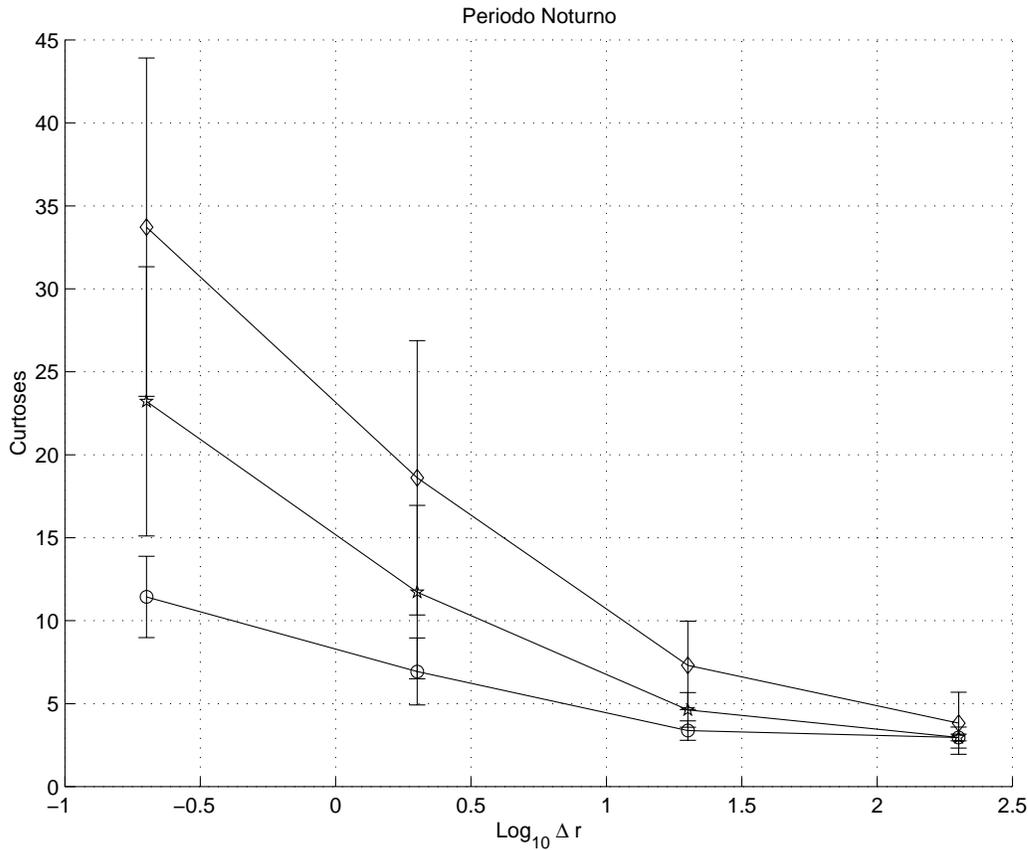


Figure 4.16: Valores médios da curtose para dados de temperatura (e seus respectivos desvios padrões) calculados para valores diferentes de Δr : dentro da copa florestal (\diamond); acima da copa (\star); e para o Pantanal Matogrossense (\circ), período noturno.

o caso do Pantanal, onde seus valores para a curtose foram diferentes para ambos os períodos. Isto se deve possivelmente aos valores mais elevados do parâmetro de estabilidade $\zeta = (z - d)/L$ (onde z é a altura de medida, d a altura de deslocamento do plano-zero e L o comprimento de Obukhov) sob condições diurnas. Os gráficos (4.15) e (4.16), contruídos a partir de ambas as tabelas, mostram os resultados acima. Nota-se, através da comparação de ambos os gráficos que o Pantanal apresentou diferença distinta entre período diurno e noturno. Tal comportamento não ocorre com os dados da Amazônia.

Um padrão exponencial nas asas das distribuições de escalares foi obtido por Pumir et al. (1991). Eles desenvolveram um modelo fenomenológico para um campo médio e mostraram que, se estiver presente um gradiente

médio de um escalar passivo, então a respectiva PDF vai apresentar asas exponenciais, o que foi demonstrado mais rigorosamente por Shraiman e Siggia (1994). Para isto, usaram representação Lagrangiana do escoamento. Segundo Warhaft (2000) tais características da PDF de escalares passivos originam-se de processos anômalos de mistura: surgem como manifestação de eventos pouco prováveis nos quais uma parcela de fluido se move uma distância muito maior do que a escala integral de comprimento, em situação de não-equilíbrio. Além disso, há o problema de os escalares apresentarem estruturas em formas de **rampas**, conforme se pôde observar na figura (4.11).

O comportamento das PDFs de temperatura obtido aqui é diferente do encontrado para as PDFs de velocidade do vento, u , com valores de curtoses mais distantes da Gaussianidade para a temperatura do que para a velocidade. Para grandezas escalares, Jaber et al. (1996) identificaram dois fatores predominantes para o desvio da Gaussianidade: 1) uma ação não uniforme da advecção em escalas grandes e pequenas; e 2) interação não-linear, nas escalas menores do escoamento, entre as flutuações de velocidade e escalares. O segundo fator mencionado foi estudado por Katul et al. (1995) para explicar o afastamento da isotropia local. Estes problemas serão discutidos mais detidamente a seguir.

4.3 Influência da grande escala na pequena escala em escoamentos turbulentos

Com foco na eventualidade de um afastamento da isotropia nas pequenas escalas, estudaram-se as possíveis interações entre grandes e pequenas escalas do escoamento. É interessante lembrar que a hipótese de isotropia local requer a ausência de qualquer interação entre as escalas grandes e pequenas no campo de velocidade (Katul et al. (1995)). Se tais interações existirem, então a anisotropia dos movimentos dos vórtices das escalas grandes influi diretamente nos movimentos de vórtices das escalas pequenas, tornando-os anisotrópicos.

Para estudar estas interações, foi utilizada a metodologia de Katul et al. (1995), que está baseada no argumento segundo o qual em qualquer posição x , a escala de velocidade dos movimentos dos vórtices de pequena escala (de tamanho r), dentro do subdomínio inercial, é caracterizada pela diferença de velocidade $\Delta u = u(x + \Delta r) - u(x)$. Deste modo, uma medida da interação entre os movimentos de grandes escalas e pequenas escalas do escoamento é dado pelo coeficiente de correlação $\rho_{u,\Delta u}$, definido por:

$$\rho_{u,\Delta u}(r) = \frac{\langle (u(x) - \langle u(x) \rangle)(\Delta u(x, r) - \langle \Delta u(x, r) \rangle) \rangle}{\sigma_u \sigma_{\Delta u}}, \quad (4.2)$$

onde σ_x é o desvio padrão de uma variável do escoamento x , e é dado por

$$\sigma_x = \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle^{1/2}. \quad (4.3)$$

em que $\langle . \rangle$ indica operador valor esperado.

A ausência de interação entre os movimentos de vórtices de grande e pequena escala requer que a quantidade $\rho_{u,\Delta u}$ seja nula. A figura (4.17) mostra um exemplo de $\rho_{u,\Delta u}$ em função de r para a velocidade longitudinal acima da copa da *Rebio Jarú* para ambos os períodos de estabilidade atmosférica. Note-se que $\rho_{u,\Delta u}$ não é nulo nas escalas do subdomínio inercial, mesmo para o período noturno, em que a grandeza $\rho_{u,\Delta u}$ é bem menor do que aquela para o período diurno. O mesmo ocorre para os dados da velocidade longitudinal medidos no Pantanal, conforme mostrado na figura (4.18). Ao contrário da Amazônia, no Pantanal a grandeza $\rho_{u,\Delta u}$ está mais próxima para ambos os períodos de estabilidade atmosférica. Este comportamento mostra diferenças significativas entre a estrutura da turbulência acima da floresta e acima de uma região plana, com vegetação baixa, como é o caso do Pantanal Matogrossense.

Para discutir essas diferenças, mencione-se que recentemente Sakai et al.

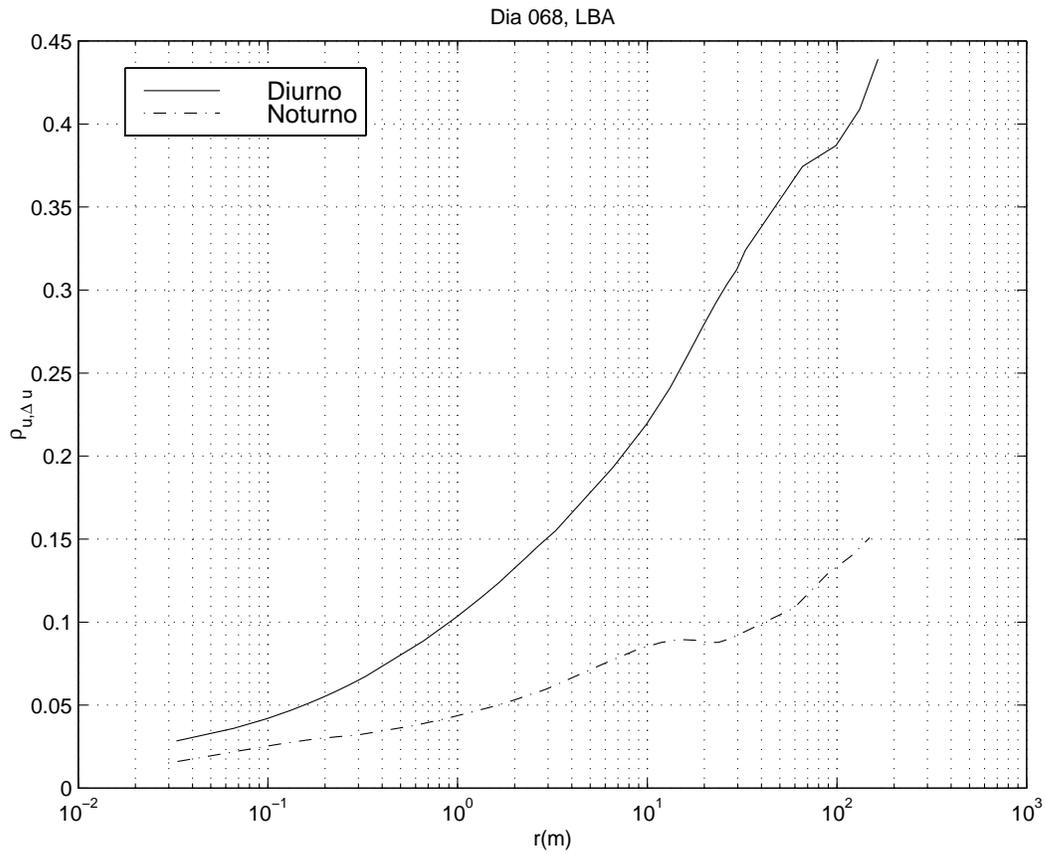


Figure 4.17: Coeficiente de correlação entre as escalas maiores do escoamento e escalas maiores (r) para campos da componente longitudinal da velocidade do vento na Rebio Jarú: (a) período diurno e (b) período noturno.

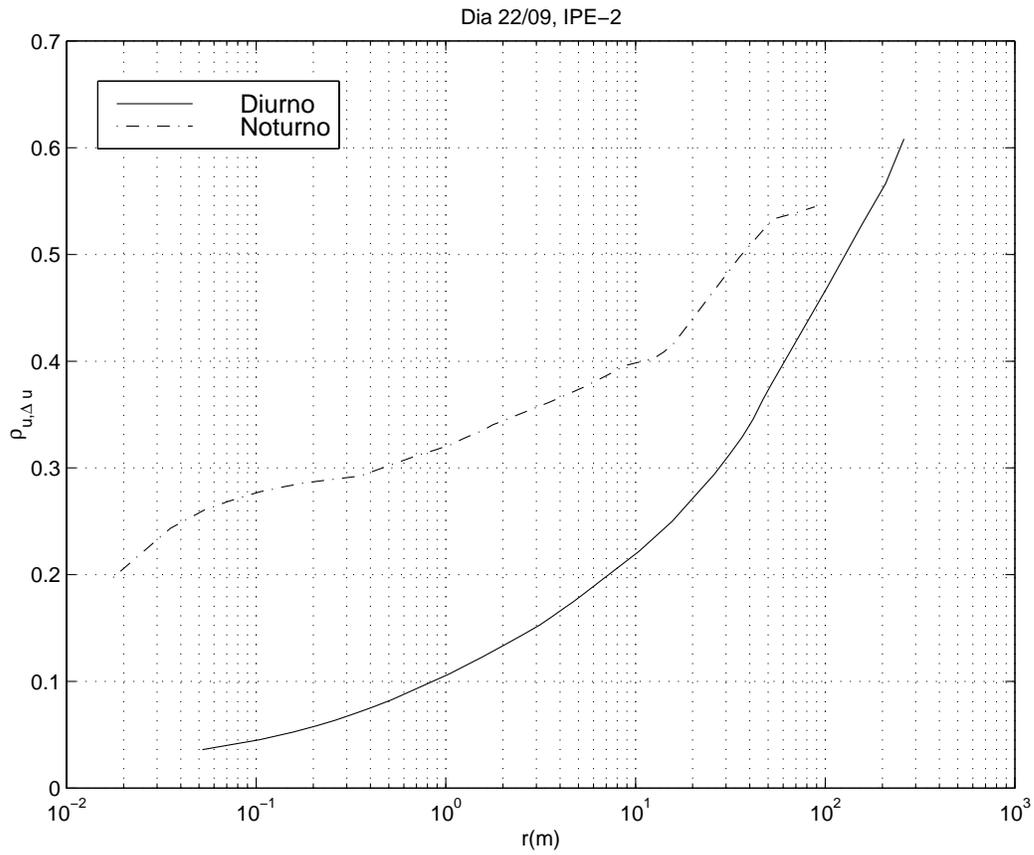


Figure 4.18: Coeficiente de correlação entre as escalas maiores do escoamento e escalas maiores (r) para campos da componente longitudinal da velocidade do vento no Pantanal: (a) período diurno e (b) período noturno.

(2001) demonstraram que o escoamento em subcamadas rugosas acima de superfícies complexas, como é o caso de florestas, apresenta características peculiares com vórtices grandes em escalas de tempo que chegam a atingir o valor de 30 minutos. Isto difere do que é comumente encontrado acima de superfícies planas em que as escalas de tempo associadas aos maiores vórtices são consideravelmente menores que 30 minutos e parece indicar diferenças qualitativas na estrutura da turbulência acima desses dois tipos de superfícies. Por outro lado, Garstang e Fitzjarrald (1999) chamaram atenção para as diferenças existentes entre a estrutura vertical da atmosfera nas estações seca e úmida na Amazônia. Segundo eles, nesta última estação, há um estado perturbado na atmosfera úmida da Amazônia no qual as nuvens cúmulos que precipitam têm um papel central no acoplamento entre diversas camadas da atmosfera, o que determina a falência do conceito clássico de camada limite planetária em tais situações. Constitui objeto de pesquisas futuras determinar se essas diferenças provêm principalmente da rugosidade do contorno inferior da atmosfera na Amazônia, representada pela floresta, ou provêm da própria estrutura da atmosfera tropical úmida, ou ainda, se possuem causa diversa.

Os resultados obtidos para $\rho_{u,\Delta u}(r)$ parecem suportar a conclusão de Sreenivasan (1991) de que a anisotropia ocorre nas pequenas escalas, mesmo se existir um extenso subdomínio inercial para a turbulência desenvolvida em campos escalares.

Este estudo sugere que uma possível explicação para a fonte de anisotropia, tanto para a Amazônia como para o Pantanal, reside na interação direta entre as escalas maiores e menores do movimento turbulento. Este resultado é similar aos obtidos por Katul et al. (1995) para dados medidos em áreas desérticas. No entanto, para ambos os casos aqui estudados (Amazônia e Pantanal), a segunda possibilidade de fonte de anisotropia pode estar associada aos efeitos térmicos dos vórtices da escala grande sobre os movimentos dos vórtices de pequena escala. Katul et al. (1995) sugeriram que os movimentos térmicos de pequena escala na camada limite superficial são afetadas pelas estruturas coerentes de grande escala do tipo *rampas*,

que estão associadas com o gradiente térmico vertical da atmosfera (Paw U et al. (1992)). Tal gradiente térmico para a Amazônia não pode ser desconsiderado, pois a copa florestal é um importante mecanismo absorvedor de calor durante o dia e emissor de calor durante a noite. Isto foi mostrado anteriormente: $\rho_{u,\Delta u}$ para a Amazônia apresentaram valores bem distintos de acordo com a estabilidade atmosférica. A influência dos movimentos de grande escalas nos de pequena escala provoca, assim, o surgimento de anisotropia através das manifestações de fenômenos intermitentes.

A seguir, serão investigadas outras características do fenômeno da intermitência, associadas ao processo de dissipação de ECT e, também, à destruição da semi-variância da temperatura.

4.4 Expoente de intermitência

Kolmogorov (1962) introduziu o conceito de intermitência no escoamento de pequena escala para explicar o fato de a turbulência apresenta períodos de flutuações intensas seguidas de outros em que o escoamento fica muito mais calmo. Desde então, a existência da intermitência coloca sérios problemas para a estimativa estatisticamente correta de vários parâmetros da mecânica dos fluidos de pequena escala. Uma medida desta intermitência é dada pelo expoente μ , obtido a partir da função autocorrelação de ϵ , a taxa de dissipação de energia cinética por unidade de massa, como será visto abaixo. Assim, muitos pesquisadores obtiveram valores numéricos deste expoente a partir de experimentos. Os resultados das estimativas têm variado de valores baixos, em torno de 0,09 (Shafi et al. (1996)), até valores altos como 0,7 (Monin e Yaglom (1971); Anselmet et al. (1984)). Uma das possíveis causas desta variabilidade de μ é devida a diferenças nas diversas definições deste expoente (Sreenivasan e Kailasnath (1993)).

Gagne et al. (1994), utilizando as hipótese de homogeneidade e isotropia local nas pequenas escalas, propuseram a seguinte definição para a taxa de

dissipação de energia cinética turbulenta para um dado ponto fixo x do escoamento:

$$\epsilon(x, t) = 15\nu \left(\frac{du}{dt} \right)^2 \quad (4.4)$$

em que ν é a viscosidade cinemática do fluido.

Tomando a média local da taxa de dissipação de ECT $\epsilon_l(x, t)$ em uma esfera de raio l centrado em x , a equação (4.4) torna-se:

$$\epsilon(x, t) \sim \frac{1}{l^3} \int_{|x'-x|<l} \epsilon(x', t) d^3x' \quad (4.5)$$

Se l estiver dentro do subdomínio inercial, a equação (4.5) pode ser colocada da seguinte maneira:

$$\epsilon_l(x, t) \simeq 15\nu \left[\frac{1}{l} \int_x^{x+l} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 dx - \left(\frac{\Delta u(l)}{l} \right)^2 \right] \quad (4.6)$$

onde o termo $\left(\frac{\Delta u(l)}{l} \right)^2$ refere-se à dissipação que ocorre na própria escala l .

Numericamente, a equação (4.6) foi implementada com a seguinte discretização:

$$\epsilon_l = 15\nu \left[\sum_{j=1}^{j=m} \left(\frac{u_{i+j} - u_{i+j-1}}{\Delta x} \right)^2 \right] - \left(\frac{u_{i+m} - u_i}{m\Delta x} \right)^2 \quad (4.7)$$

onde $l = m\Delta x$.

A formulação acima foi utilizada para caracterizar a taxa de ECT, no Pantanal e na Amazônia. Foram calculadas ϵ para 30 valores de Δr (variando de 4 a 4000, espaçados logaritmicamente). Foram utilizados vários arquivos de dados da velocidade longitudinal do vento (u) organizados da seguinte maneira: i) período diurno: seis séries temporais de dentro da copa, seis séries temporais de acima da copa e quatro séries temporais para o experimento IPE-2 no Pantanal; ii) período noturno: cinco séries temporais para dentro e acima da copa e quatro séries para o Pantanal. Feito isso, os resultados são apresentados em função da frequência em um gráfico loglog, em que a inclinação da reta interpolada por mínimos quadrados fornece o valor do expoente de intermitência μ . A tabela (4.5) mostra o resultado dos valores médios de μ com os respectivos desvios padrões.

Table 4.5: VALORES MÉDIOS DO EXPOENTE DE INTERMITÊNCIA ASSOCIADA A ϵ PARA DENTRO E ACIMA DA COPA DA AMAZÔNIA E PARA O PANTANAL

Nível	Dia	Noite
Acima da copa	$0,30 \pm 0,05$	$0,19 \pm 0,06$
Dentro da copa	$0,35 \pm 0,03$	$0,26 \pm 0,06$
Pantanal	$0,38 \pm 0,09$	$0,42 \pm 0,10$

Pela análise dos resultados da tabela (4.5), dados referentes ao período diurno dentro da copa indicam um valor médio de μ em torno de 0,35. Este valor está acima do intervalo de valores de μ citado por Sreenivasan e Kailasnath (1993), que é de $0,25 \pm 0,05$, mas está dentro dos intervalos mencionados por Anselmet et al. (1984). O valor de μ acima da copa apresentou um valor médio em torno de 0.30, inferior ao valor encontrado dentro da copa. O expoente μ para os dados do Pantanal apresentou valor ligeiramente superior aos da Amazônia, em torno de 0,38.

O que chama atenção nestes resultados é o baixo valor de μ acima da floresta Amazônica, comparativamente aos demais resultados. É possível que isto seja uma consequência da estrutura peculiar da turbulência encontrada

imediatamente acima da floresta Amazônica onde parece existir um tipo peculiar de estrutura coerente pouco dissipativa, possivelmente assumindo a forma de **rolos** organizados de forma transversal à direção do escoamento (Pachêco (2001)). Tal tipo de estrutura já foi discutido por Robinson (1991) e é possível que esteja associado à instabilidade do ponto de inflexão (Raupach et al. (1996)) que ocorre próximo à região do escoamento em que seu perfil vertical de velocidade média apresenta ponto de inflexão. Tal problema voltará a ser discutido posteriormente.

Outro resultado interessante obtido aqui é mostrado na figura (4.19). Trata-se de gráfico contendo ϵ em função da frequência dentro da copa da floresta Amazônica. Para dentro da copa é nítida a presença de duas retas que melhor se ajustaram aos dados experimentais, dependendo do intervalo de frequência analisado: uma reta para os dados de baixa frequência (linha tracejada) e outra para as altas frequências (linha contínua). Ressalte-se que no período diurno, quando a intensidade da turbulência é comparativamente muito maior que no período noturno, a diferença de declividade das retas de ajuste é muito maior. Já no período noturno, quando predomina a condição estável acima da copa, o transporte vertical de ECT deve ser muito menor e as características das flutuações dentro da copa devem ser dominadas por efeitos internos à copa como células termicamente induzidas e ondas de gravidade. Daí a forma diferente da curva de ϵ em função da frequência, para valores menores desta. Para cima da copa, tal modificação não é evidente, mas há ainda a presença de duas retas de melhor ajuste aos dados, com aproximadamente o mesmo coeficiente angular mas coeficientes lineares diferentes como mostrado na figura (4.20). O mesmo comportamento também ocorre para os dados do Pantanal, onde não há influência de uma copa vegetal, como é mostrado na figura (4.21).

Katul et al. (1994) em seu estudo sobre a estrutura da intermitência em rajadas ("burstings") do fluxo de calor sensível acima de deserto, utilizaram PDFs de T (em uma escala de tempo associada à duração de um único evento de rajada) para caracterizar a existência de dois regimes, cada um dos quais, com uma lei de potência diferente. Segundo eles, a possível

existência de duas leis de potências diferentes pode ser um indicador do mecanismo gerador de rajada. Um mecanismo representa rajadas de curta duração, mas frequentes. O outro mecanismo representa rajadas de duração maior, mas menos frequentes. Para eles um por cento do mecanismo pode ser devido à estrutura de vórtices de alta frequência, menos organizada, enquanto que dois por cento do mecanismo parece ser devido à estrutura dos vórtices mais organizada e coerente nas frequências baixas. A separação entre os dois regimes se deu na escala de 0,3 s, embora os autores mencionem outros estudos em que a escala de separação entre os dois regimes foi de cerca de 1,0 s. É certo que Katul et al. (1994) realizaram estudo para caracterizar sinais fisicamente diferentes dos aqui estudados. Entretanto, como a estrutura dos vórtices pode ter um papel maior ou menor na dissipação de ECT dependendo de eles serem coerentes ou não, é possível que suas conclusões indiquem um caminho para a interpretação física dos resultados aqui obtidos. Deve-se acrescentar ser um fato bem estabelecido que o decaimento dos espectros e coespectros no SI apresentam diferenças inclusive no que se refere à sua declividade (Wyngaard e Coté (1972)). Certamente, as características discutidas aqui referentes a duas retas diferentes de melhor ajuste se referem a características físicas que marcam o início do SI. Todavia, as relações estabelecidas por Kolmogorov (K41) baseiam-se em procedimento de análise dimensional. Embora questões importantes sobre a redistribuição dos termos de pressão nesta região já tenham sido objeto de hipóteses relevantes como a do Retorno à Isotropia de Rotta (Stull (1988); Lumley (1992)), aspectos importantes referentes à fenomenologia da turbulência nesta região de transição, particularmente no que se refere às características das organizações dos vórtices, isotropia, intermitência, etc. ainda são objetos de intensas pesquisas (Frisch (1995); Sreenivasan e Antonia (1997); Warhaft (2000)). Finalmente, é preciso mencionar que muitas contradições encontradas nos resultados relatados na literatura referentes às características da turbulência na pequena escala podem resultar do fato de que alguns dos dados analisados terem sido gerados artificialmente em túneis de vento (com escoamento passando por grades) e outros resultaram de medidas na atmosfera real. Warhaft (2000) em sua revisão sobre características de escalares, mostra que as declividades das retas de ajuste aos espectros de energia na região do SI não coincidem para os dois casos especificados acima.

Tomando um conjunto maior de dados de dentro da copa florestal, foi estimado o valor da frequência de separação que marca o limite entre os dois domínios com retas de melhor ajuste com declividades diferentes. Os valores destas frequências de separação são mostrados na tabela (4.6). A justificativa de se ter considerado este conjunto de dados (somente referente aos dados de dentro da copa) refere-se ao fato dele mostrar a presença destas duas regiões de maneira muito clara, facilitando a determinação da frequência em que ocorre a separação delas.

Table 4.6: VALORES DA FREQUÊNCIA DE SEPARAÇÃO ENTRE REGIÕES COM DECLIVIDADES DIFERENTES NO ESPECTRO DE ϵ E HORÁRIOS DE OBTENÇÃO, PARA DADOS DE DENTRO DA COPA DA FLORESTA AMAZÔNICA

Dia	Hora	Frequência (Hz)
065	12:41	0,079
065	13:41	0,099
067	03:12	0,099
067	11:16	0,125
067	12:16	0,125
068	03:16	0,125
069	14:47	0,158
069	15:47	0,158

A média obtida das frequências de separação foi de $0,12 \pm 0,03 Hz$, portanto, próximo do limite inferior do intervalo de frequências em que existe o SI, conforme discutido anteriormente (que fica entre 0,1 e 0,3 Hz).

Farge et al. (2001) em simulação de campo turbulento tridimensional demonstraram que há dois regimes de vórtices em escoamentos turbulentos. Segundo os autores, o primeiro regime consiste em vórtices que estão fora do equilíbrio estatístico, pois têm correlações de longo alcance e há estruturas coerentes; o segundo regime consiste em uma parte incoerente, onde os vórtices estão em equilíbrio estatístico, não há estrutura e suas

PDFs são Gaussianas. Estes dois cenários também poderiam explicar a presença de duas inclinações nas retas de melhor ajuste a regiões do espectro e, conseqüentemente, no expoente de intermitência determinado nesta seção.

4.5 Taxa de semidestruição da variância de temperatura

Um estudo similar ao do balanço de ECT pode ser efetuados com a relação à turbulência em campos de escalares. O ponto de partida é considerar a equação do balanço da semi-variância de escalares (Stull (1988)). Esta explica como é gerada a energia associada às flutuações turbulentas de escalares nas escalas maiores do escoamento (região de produção de turbulência) e como esta energia é destruída nas escalas menores (microescalas de Kolmogorov que caracterizam a região de dissipação). Desde que exista turbulência desenvolvida, também é identificado um subdomínio inercial no espectro da variância de escalares, que também deve apresentar uma declividade em $-5/3$ nesta região (Stull (1988)).

A grandeza-chave que exprime como as flutuações de escalares são suprimidas na microescala é a chamada taxa de semidestruição da variância do escalar x , N_x . Para o caso particular da temperatura, ela é definida como:

$$N_\theta = 2\nu_\theta \left(\frac{\partial \theta'}{\partial x_\alpha} \right)^2, \quad (4.8)$$

onde ν_θ é a difusividade térmica molecular do ar, cujo valor é de $2,09 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (Garratt, 1992).

A equação (4.8), similar à equação (4.4), mas para a temperatura, foi numericamente implementada da mesma maneira que a equação (4.7), tomando-se apenas o cuidado de substituir a constante 15ν por $2\nu_\theta$. Novamente, assume-se que a derivação no espaço pode ser aproximada pela

derivação no tempo, de acordo com a hipótese de Taylor, pois acredita-se que esta aproximação não seja crítica para a determinação do expoente de intermitência (Sreenivasan e Kailasnath (1993)).

Foram calculados os valores de N_θ para 30 valores de Δr disponíveis (variando de 4 a 4000, espaçados logaritmicamente). Foram utilizados vários arquivos de dados de temperatura (T) organizados da seguinte maneira: i) período diurno: cinco séries temporais para dentro da copa, cinco para acima da copa da floresta da Rebio Jaru e cinco séries com dados do Pantanal; ii) período noturno: cinco séries temporais para acima da copa, cinco para dados medidos dentro da copa, e cinco séries para o Pantanal (figura 4.24). Os resultados são apresentados em um gráfico loglog em função da frequência. A inclinação da reta interpolada por mínimos quadrados fornece o valor do μ_θ . A tabela (4.7) mostra o resultado dos valores médios de μ_θ .

Table 4.7: VALORES MÉDIOS DE μ_θ PARA OS DADOS DE TEMPERATURA DA FLORESTA AMAZÔNICA E DO PANTANAL, COM SEUS RESPECTIVOS DESVIOS PADRÕES

Nível	Dia	Noite
Acima da copa	$0,30 \pm 0,11$	$0,39 \pm 0,07$
Dentro da copa	$0,39 \pm 0,02$	$0,41 \pm 0,04$
Pantanal	$0,44 \pm 0,06$	$0,48 \pm 0,15$

Analisando os valores médios da tabela (4.7), nota-se que estes estão próximos dos valores encontrados na literatura, em torno de $\mu_\theta = 0,35$ (Andrews e Shivamoggi (1990)). Para o período diurno, o resultado de dentro da copa indica um valor do μ_θ em torno de 0,39. O menor valor encontrado foi acima da copa, 0,30. Para os dados do Pantanal, o valor do μ_θ está muito próximo do valor obtido para dentro da copa.

Para o período noturno, os μ_θ assumiram valores acima dos obtidos para o período diurno. Dentro da copa apresentaram um valor médio em

torno de 0, 41. Acima da copa apresentou um valor médio maior, do que 0, 39.

A diferença entre as condições diurnas e noturnas está provavelmente associada ao fato de que, durante o dia, o termo de fluutuabilidade na equação do balanço de ECT serve para aumentar a produção de ECT, contrariamente do que acontece à noite. Neste último período, outros fenômenos complexos não turbulentos também contribuem para gerar flutuações de T , particularmente quando foi atingido o número de Richardson crítico. A propósito, Fitzjarrald et al. (1990) analisando dados de flutuações das grandezas micrometeorológicas na copa da floresta Amazônica (Reserva Duke, Manaus), mostraram a importância de considerar complexos fenômenos não-lineares (inclusive ressonância) envolvendo turbulência e ondas de gravidade, os quais parecem contribuir para acentuada sensibilidade as condições iniciais na evolução da CLS naquela região. A diferença verificada no período diurno entre a situação acima da copa, e aquelas abaixo dela, e no Pantanal, também merece atenção especial. Como já foi citado anteriormente, os dados do Pantanal foram medidos acima da subcamada rugosa de transição, enquanto os da Amazônia foram medidos dentro da mesma. Nos dados diurnos do Pantanal (figura 4.11) são nítidas as estruturas em forma de rampas ascendentes, o que é menos patente nos dados da Amazônia. Isto parece indicar que, no Pantanal, as flutuações térmicas são controladas pela fluutuabilidade térmica diferentemente da Amazônia, em que os efeitos da turbulência mecânica ainda são marcantes. A questão das características das estruturas coerentes acima do Pantanal e Amazônia ainda será discutida. Efetivamente, os vórtices na subcamada de transição podem ter características peculiares (Sakai et al. (2001)). O que convém ressaltar aqui, é que elas devem ser determinantes nas diferenças dos valores de μ_θ mostrados na tabela (4.7).

Como também observado na seção anterior, o resultado interessante é a nítida presença de duas regiões que melhor se ajustam aos dados experimentais: uma reta para os dados de baixa frequência (linha tracejada) e outra para as altas frequências (linha contínua). Este comportamento ocorre para os três casos aqui analisados, embora de maneira mais discreta para os dados acima

da copa, conforme mostrado nas figuras (4.22), (4.23) e (4.24). Na análise destas figuras nota-se, de uma maneira geral, que a presença de duas regiões não é afetada pelas condições de estabilidade atmosférica. Esta influência ocorre nos valores de μ_θ , como já foi comentado anteriormente e mostrado na tabela (4.7).

A análise dos valores de μ_θ leva à conclusão de que a intermitência térmica é bem maior dentro da copa do que acima da mesma. Este resultado concorda com a seção precedente no que se refere à intermitência de origem mecânica maior no nível inferior, o que já foi estudado por diversos autores considerando a curtose dentro da copa (Gao et al. (1989)). Katul et al. (1994) afirmaram que valores de μ_θ experimentais elevados em relação aos obtidos em laboratórios podem estar refletindo uma ação de fenômenos externos ao subdomínio inercial. Estruturas coerentes do tipo *rampas*, são responsáveis pela geração de fenômenos intermitentes (como ejeção e intrusão) no escoamento dentro da copa florestal, assim ocasionando o valor elevado para μ_θ nesta região.

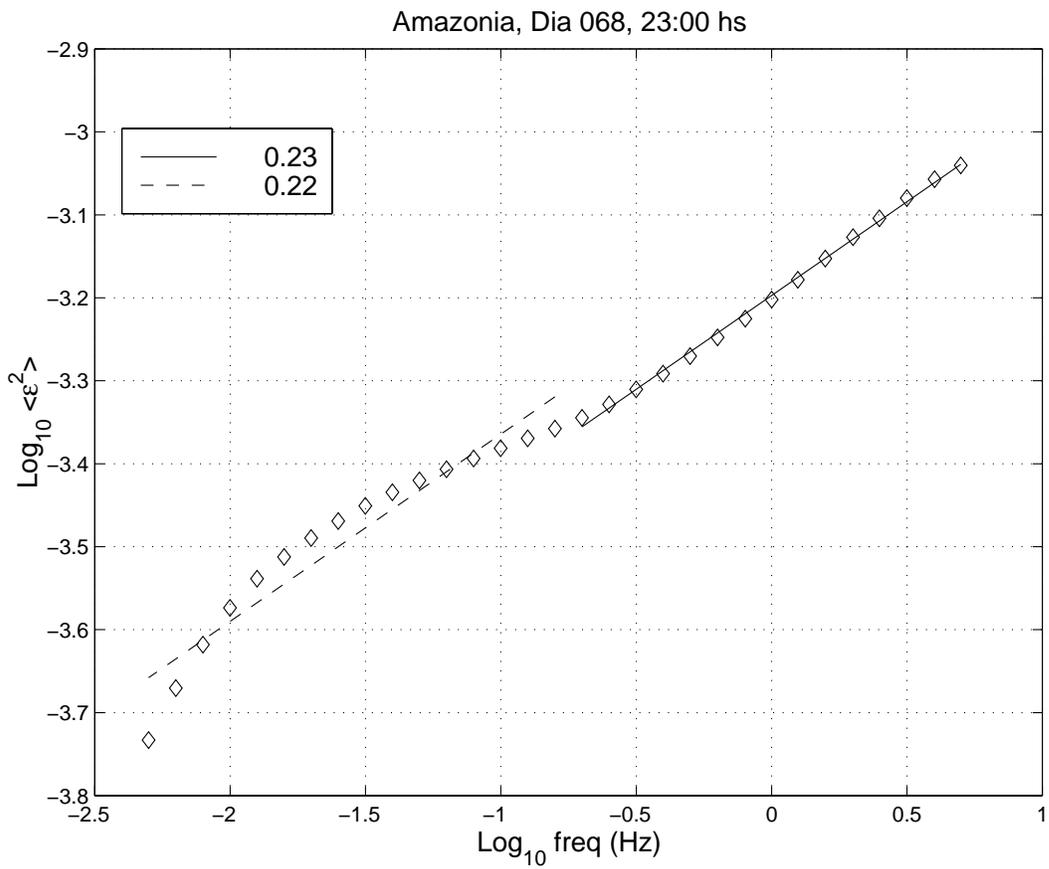
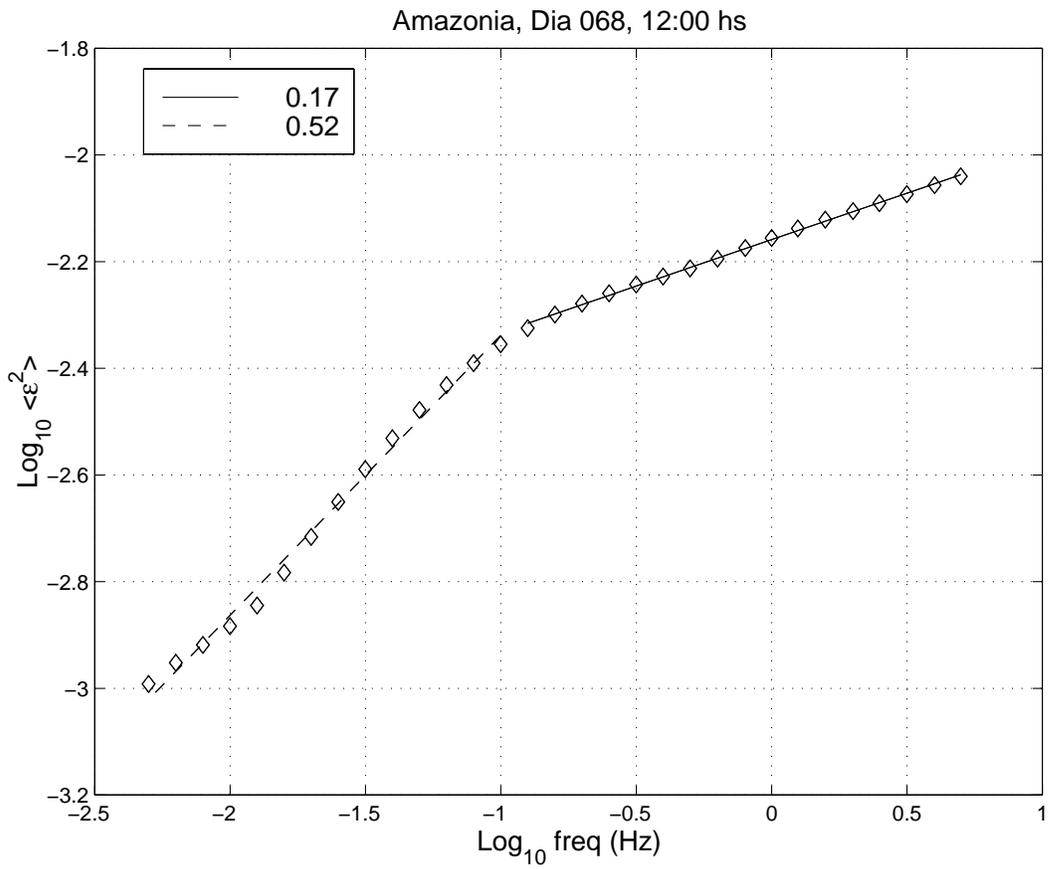


Figure 4.19: Taxa de dissipação de ECT em função da frequência: a) nível inferior às 12:00 hs e b) nível inferior às 23:00 hs. Ambos para os dados da floresta da Rebio Jaru.

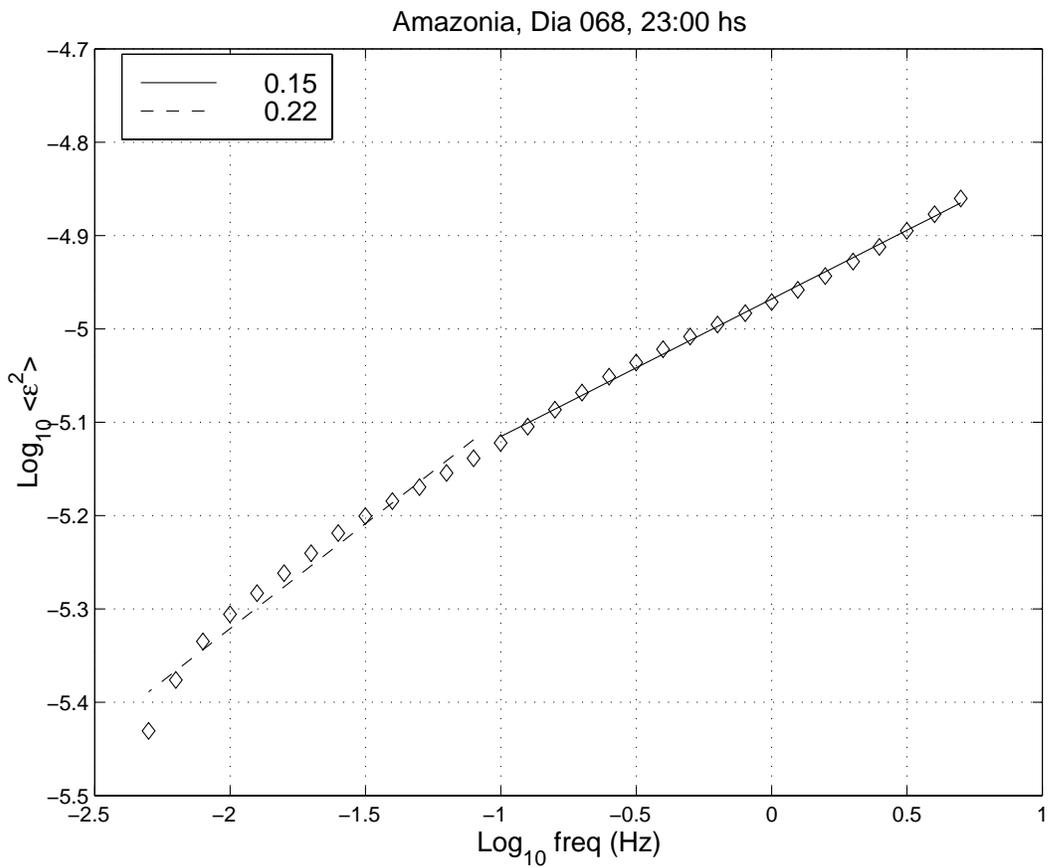
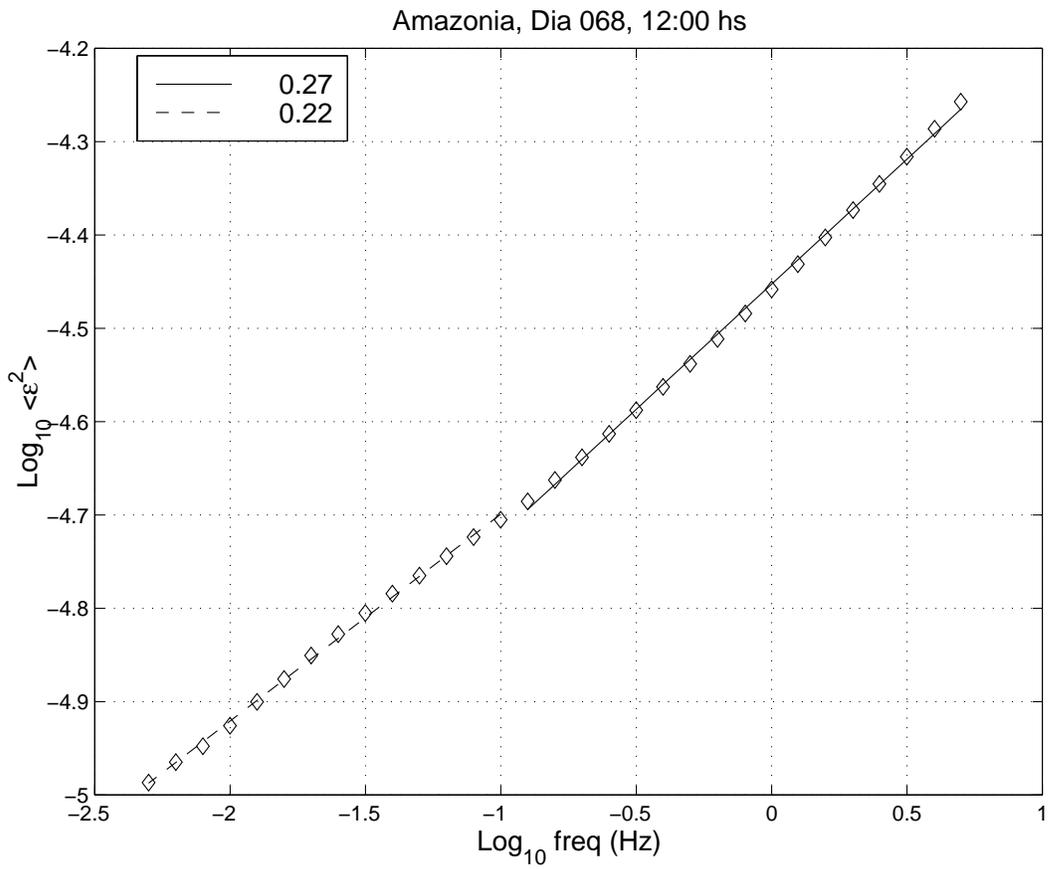


Figure 4.20: Taxa de dissipação de ECT em função da frequência: a) nível superior às 12:00 hs, b) nível superior às 23:00 hs. Ambos para os dados da floresta da Rebio Jaru.

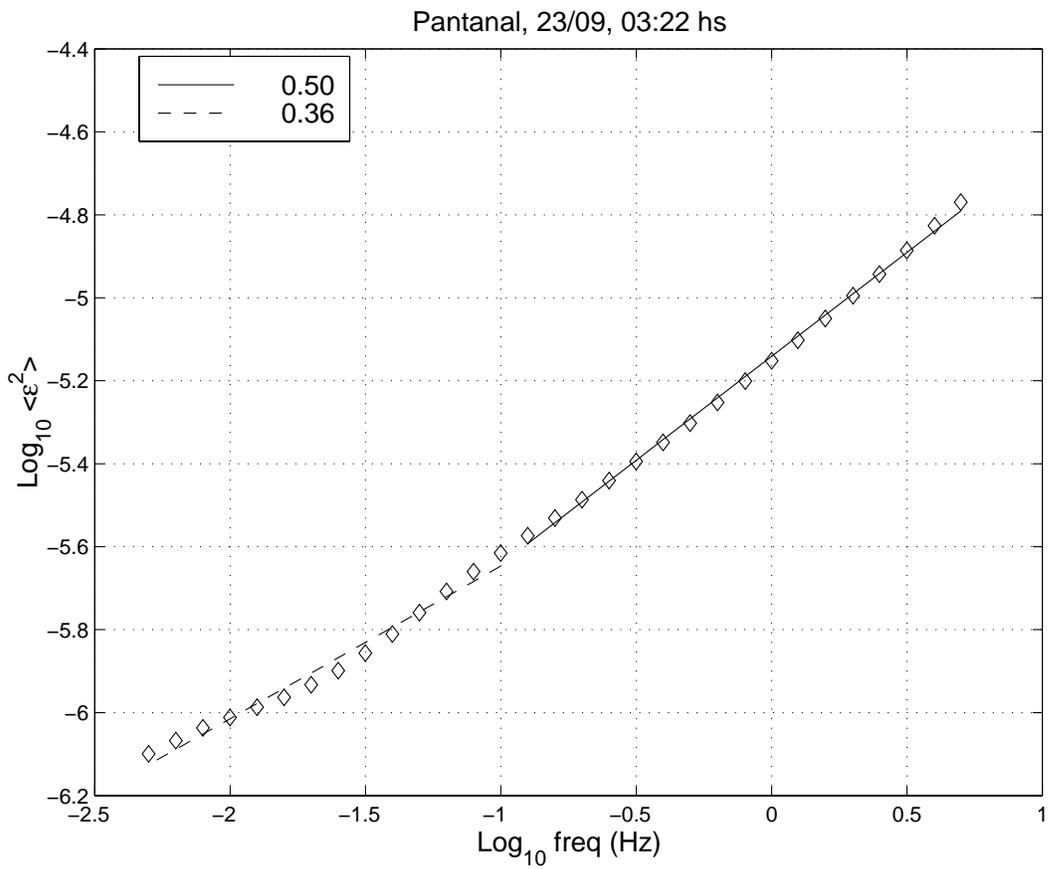
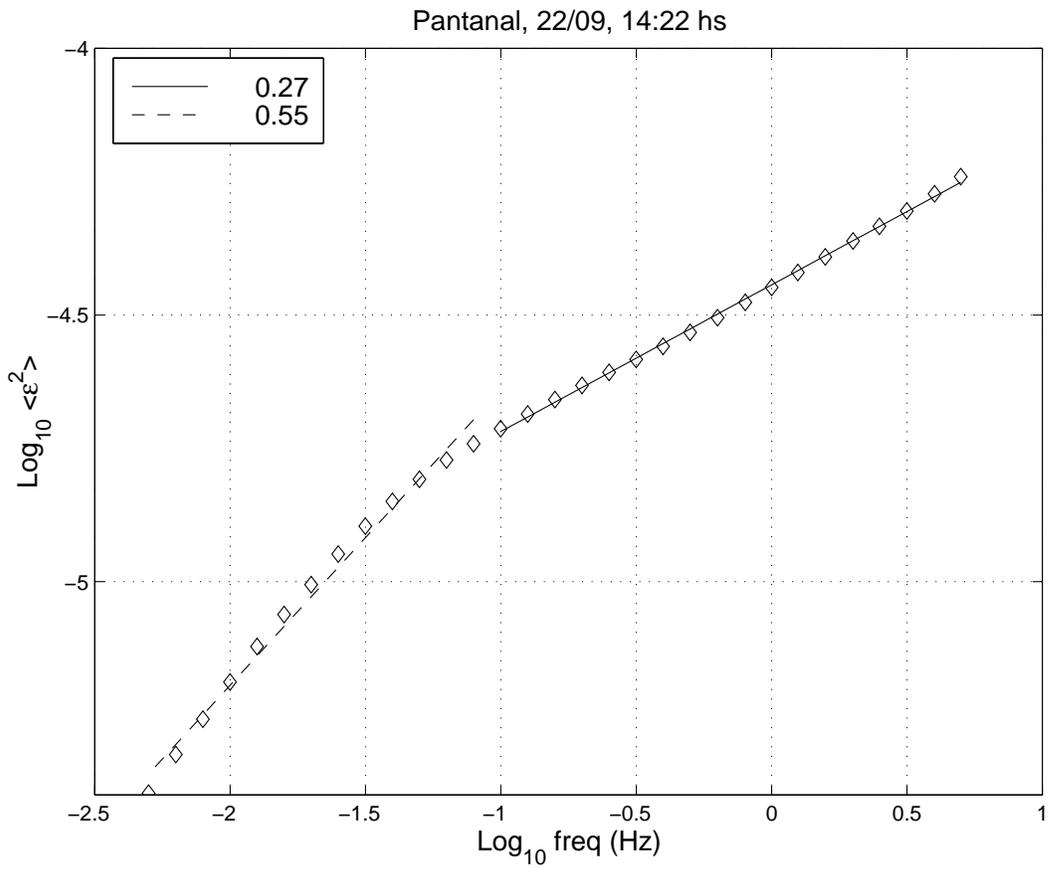


Figure 4.21: Taxa de dissipação de ECT em função da frequência: a) às 14:22 hs, b) às 03:22 hs. Ambos para dados do Pantanal.

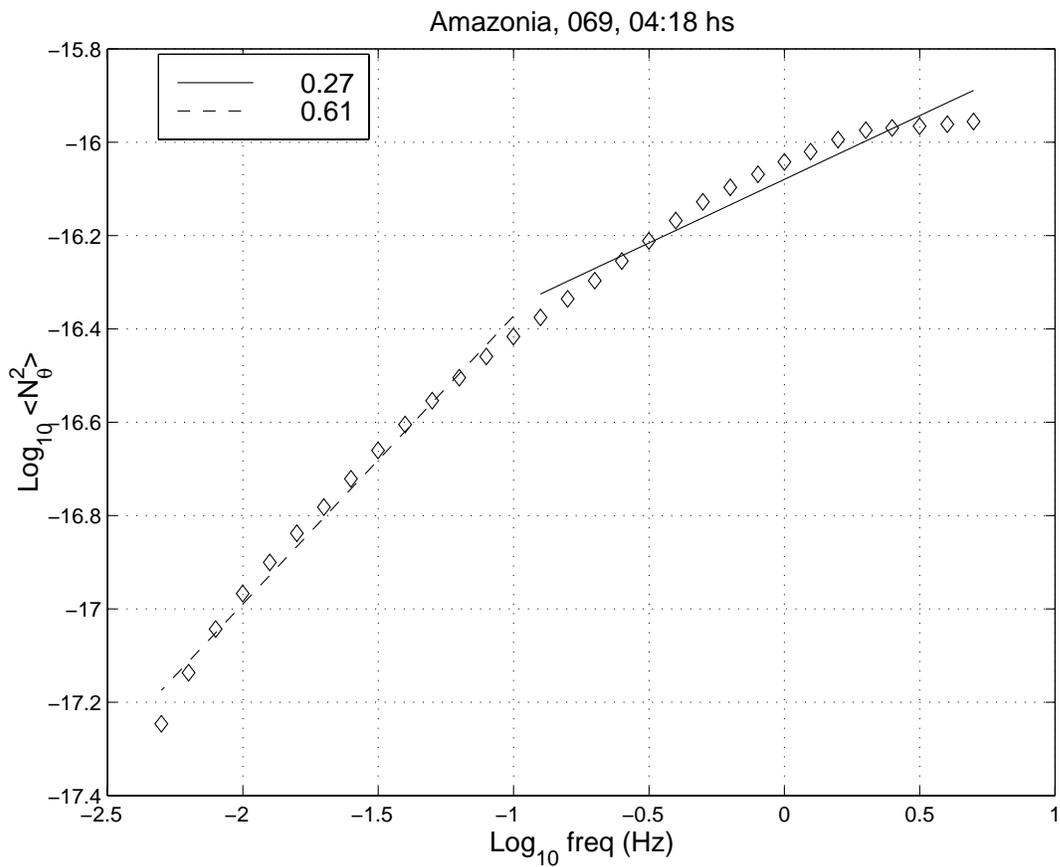
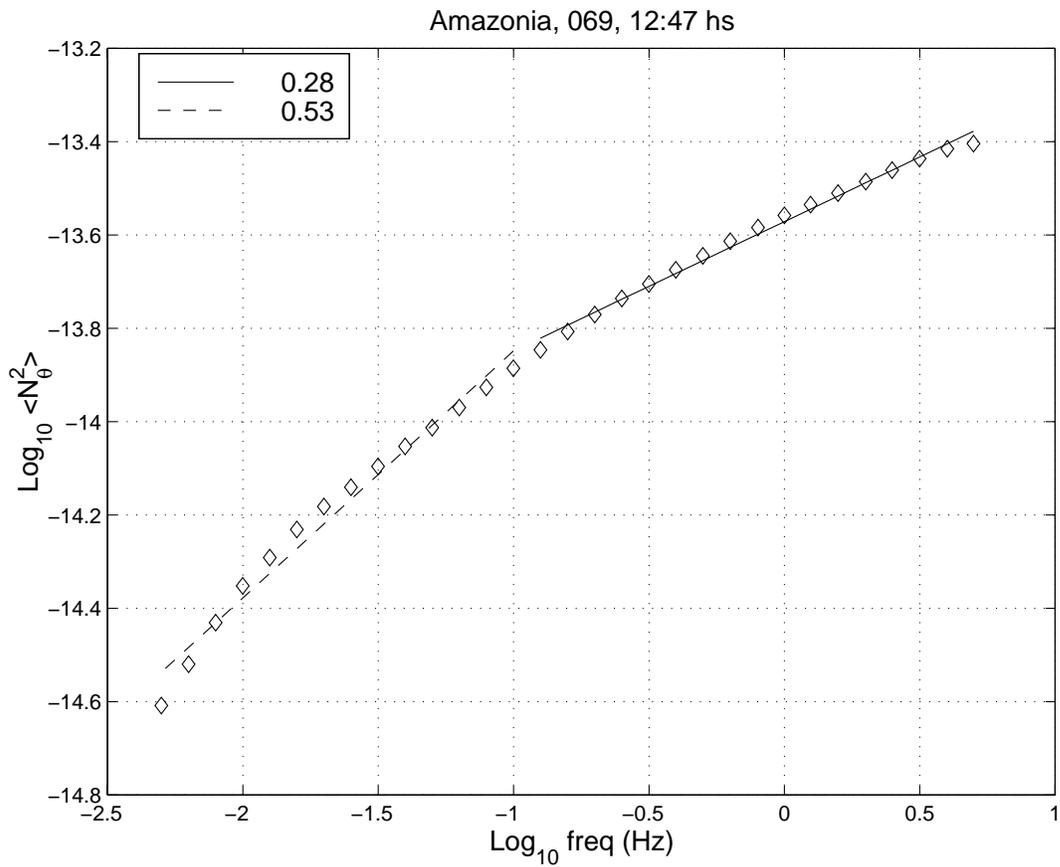


Figure 4.22: Taxa de semidestruição de variância de temperatura em função da frequência para os dados de dentro da copa da floresta da Rebio Jaru: a) período diurno e b) período noturno.

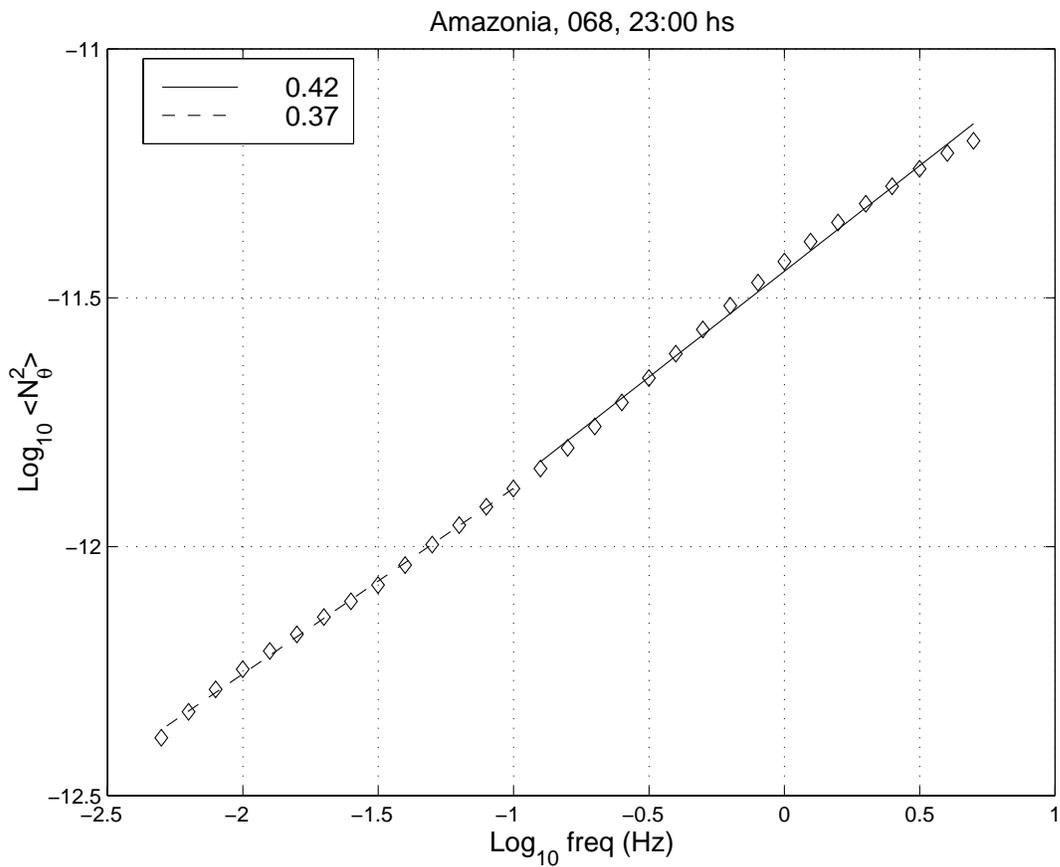
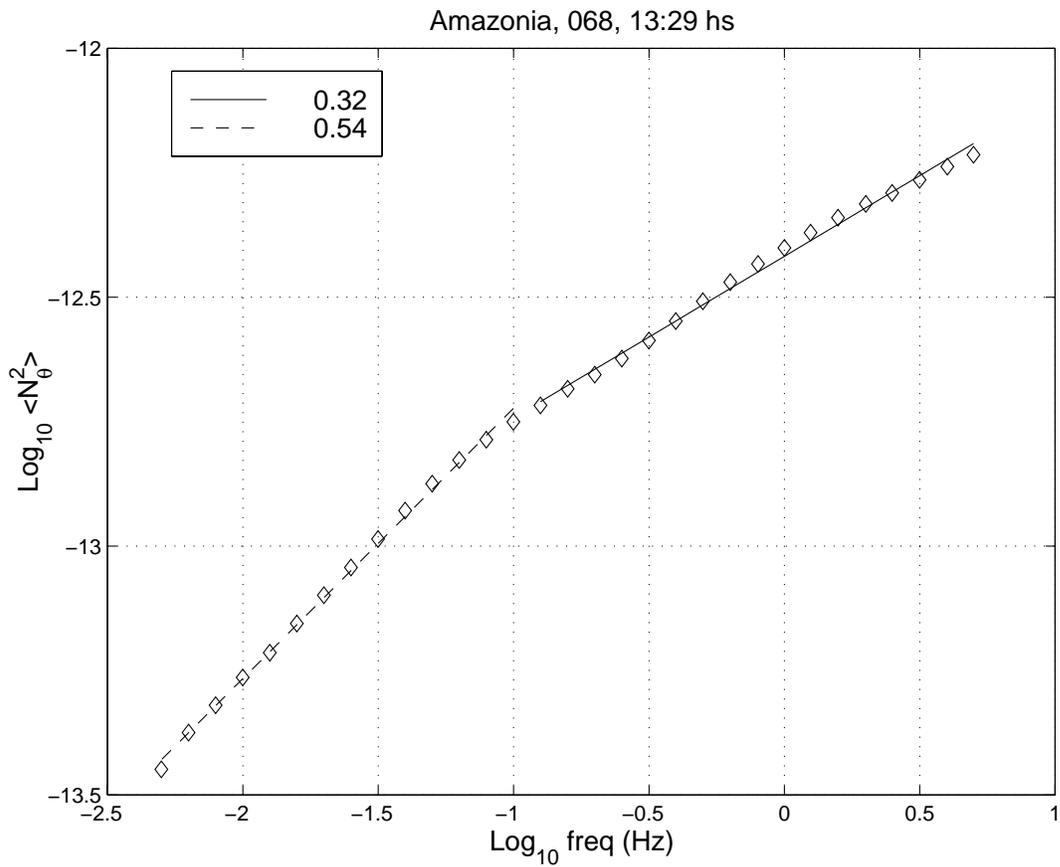


Figure 4.23: Taxa de semidestruição de variância de temperatura em função da frequência para os dados acima da copa da floresta da Rebio Jaru: a) período diurno, b) período noturno.

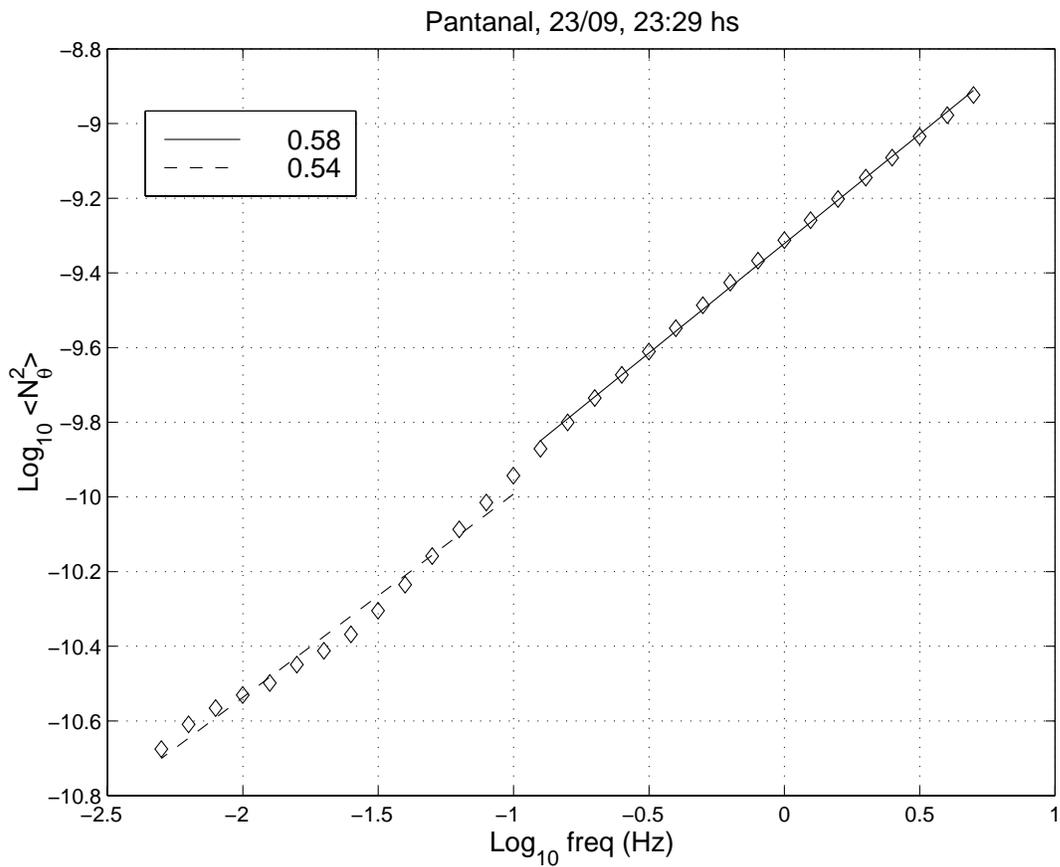
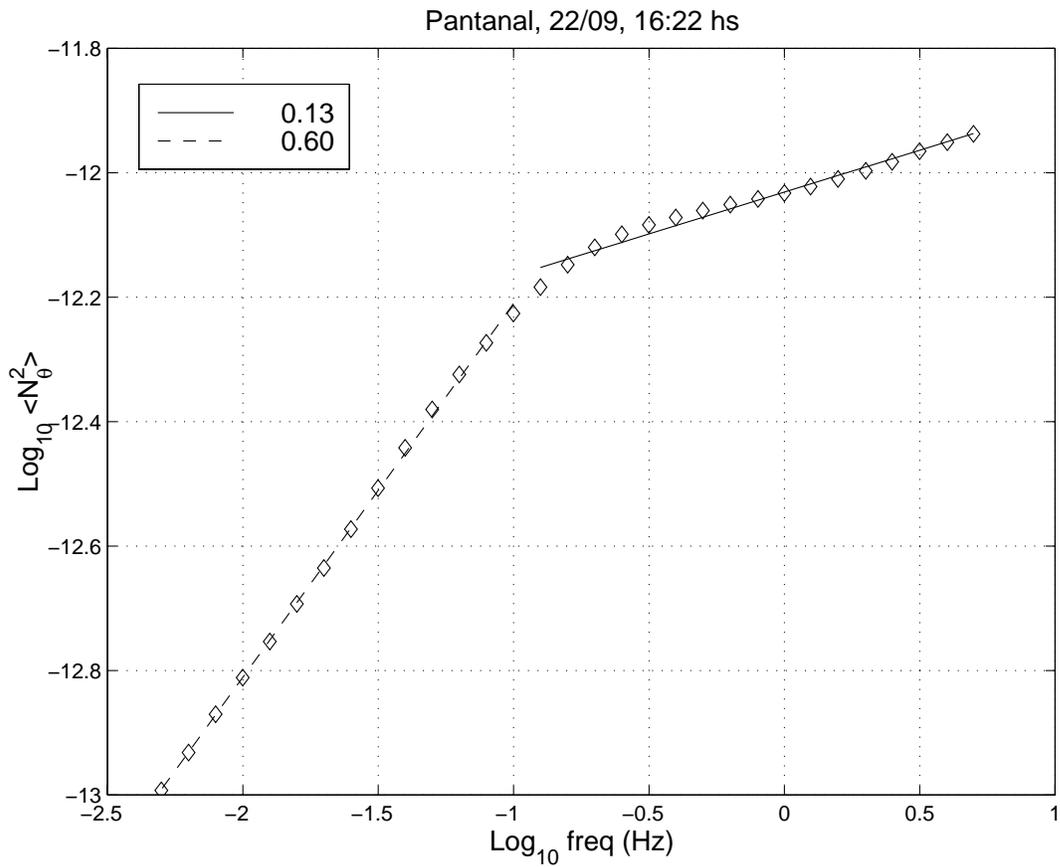


Figure 4.24: Taxa de semidestruição de variância de temperatura em função da frequência para os dados do Pantanal: a) período diurno, b) período noturno.

CHAPTER 5

MODELAGEM ESTATÍSTICA DA TURBULÊNCIA DESENVOLVIDA NO SUDOMÍNIO INERCIAL

5.1 Introdução

Este capítulo é dedicado à modelagem estatística das flutuações de variáveis meteorológicas no subdomínio inercial da turbulência, desenvolvida com base na Termodinâmica Não Extensiva. Ele está organizado da seguinte maneira: inicialmente é feita uma breve descrição desta teoria e, posteriormente, esta é aplicada à modelagem dos dados turbulentos experimentais de velocidade e temperatura.

5.2 A Termodinâmica Não Extensiva

Em 1988, Tsallis propôs uma generalização da Termodinâmica e da Física Estatística para descrever sistemas que possuem interações de longo alcance, memória persistente e/ou geometria (multi)fractal (Boghosian (1996)). Para explicá-la, seja um sistema com W microestados com probabilidade $p_i \geq 0$:

$$\sum_i^W p_i = 1, \quad (5.1)$$

Nesse contexto, a entropia não-extensiva do sistema é dada por

$$S_q = k_b \frac{1 - \sum_{i=1}^W p_i^q}{q - 1} = \frac{k}{q - 1} \sum_i^W (p_i - p_i^q), \quad (5.2)$$

onde k_b é a constante de Boltzmann e q é um parâmetro da teoria.

É importante notar que no limite de $q \rightarrow 1$, obtêm-se as expressões familiares de

$$S_1 = -k_b \sum_{i=1}^W p_i \ln p_i, \quad (5.3)$$

Supondo agora que o sistema tenha a restrição de que a energia interna seja finita e fixa, dada pela equação (5.4):

$$\langle\langle \epsilon_i \rangle\rangle_q \equiv \frac{\sum_{i=1}^W p_i^q \epsilon_i}{\sum_{i=1}^W p_i^q} = U_q \quad (5.4)$$

onde o símbolo $\langle\langle \dots \rangle\rangle_q$ refere-se ao valor esperado de um observável em função de q e, U_q é a energia interna generalizada. É claro que no limite de $q \rightarrow 1$ as quantidades acima retornam para valor médio e energia interna padrão, respectivamente. Verifica-se que para qualquer observável

$$\langle\langle \dots \rangle\rangle_q = \frac{\langle \dots \rangle_q}{\langle 1 \rangle_q} \quad (5.5)$$

Utilizando ambas as restrições, dadas pelas equações (5.1) e (5.4), e realizando procedimento de otimização (Tsallis (2002)), obtém-se a seguinte função de distribuição:

$$p_i = \frac{1}{\bar{Z}_q} \left[1 - (1-q)\beta(e_i - U_q) / \sum_{j=1}^W (p_j)^q \right]^{1/(1-q)}, \quad (5.6)$$

onde $\beta = 1/T$ e \bar{Z}_q é a função de partição generalizada dada por

$$\bar{Z}_q = \sum_{i=1}^W \left[1 - (1-q)\beta(e_i - U_q) / \sum_{j=1}^W (p_j)^q \right]^{1/(1-q)}. \quad (5.7)$$

Retirando-se a quantidade $[1 + (1-q)\beta(e_i - U_q) / \sum_{j=1}^W (p_j)^q]$ do denominador

e numerador da equação (5.6), e simplificando apropriadamente obtém-se a expressão para a distribuição de probabilidade

$$p_i = \frac{1}{Z'_q} [1 - (1 - q)\beta' e_i]^{1/(1-q)}, \quad (5.8)$$

onde $\beta' = \frac{\beta}{\sum_{j=1}^W (p_j)^q + (1-q)\beta U_q}$, $T' \equiv 1/(k\beta')$ e a função de partição generalizada dada por

$$Z'_q = \sum_i^W [1 - (1 - q)\beta' e_i]^{1/(1-q)}. \quad (5.9)$$

O sucesso da Termodinâmica e da Física Estatística dependem de certas propriedades da entropia e da energia. Assim, muitos esforços têm sido dirigidos para mostrar que muitas destas propriedades são válidas para um valor de q arbitrário. Deste modo, Tsallis (1988) apresentou algumas propriedades da sua entropia não extensiva, das quais as mais importantes são (Boghosian (1996)):

Propriedade 1: A entropia não extensiva é positiva, isto é, $S_q \geq 0$;

Propriedade 2: A entropia é côncava para $q > 0$ e convexa para $q < 0$. Isto implica que a entropia não extensiva é maximizada para $q > 0$ e minimizada para $q < 0$. Além disso, pode-se maximizar S_q sob a condição de que a energia seja conservada. Assim, surge a terceira propriedade;

Propriedade 3: A distribuição de probabilidade de um ensemble canônico é dada pela equação (5.8);

Propriedade 4: A entropia não extensiva obedece à seguinte regra de aditividade:

$$S_q(A \cup B) = S_q(A) + S_q(B) + (1 - q)S_q(A)S_q(B). \quad (5.10)$$

A Termoestatística Não Extensiva tem sido aplicada com sucesso em diversas áreas do conhecimento científico. Para uma revisão mais detalhada, ver Tsallis (1999); Johal (1999) e Tsallis (2002).

5.3 O Modelo Termoestatístico Não Extensivo para as flutuações turbulentas de velocidade e de temperatura

Como mostrado na seção anterior, a termoestatística de Boltzmann-Gibbs é generalizada através da introdução de uma família de funções entrópicas não-extensivas $S_q(p)$, com o parâmetro q . Estes funcionais se reduzem à forma clássica extensiva de Boltzmann-Gibbs quando $q \rightarrow 1$. Otimizando $S_q(p)$, sujeito a apropriadas restrições (Tsallis et al. (1995)), obtém-se a distribuição:

$$p_q(x) = [1 - \beta(1 - q)x^2]^{1/(1-q)} / Z_q \quad (5.11)$$

onde Z_q é um fator de normalização. No limite de $q \rightarrow 1$, obtém-se a distribuição Gaussiana. Ramos et al. (1999), Ramos et al. (2001a), Beck (2000) e Arimitsu e Arimitsu (2000) mostraram que, assumindo-se $x \equiv u_r$ na equação (5.11) para as flutuações de velocidade e, $x \equiv T_r$ para as flutuações de temperatura, com modificações menores, é possível obter um modelo simples e preciso para modelar as PDFs dos campos turbulentos de velocidade e de temperatura.

Neste trabalho, adotou-se uma generalização do modelo de PDF usado em trabalhos anteriores (Sá et al. (1999); Ramos et al. (1999) e Ramos et al. (2001a)) e assumiu-se que $p_q(u_r)$ é dado por (Beck et al. (2001)):

$$p_q(u_r) = \left[1 - \beta(1-q) \left(|u_r|^{2\alpha} - C \operatorname{sign}(u_r) \left(|u_r|^\alpha - \frac{1}{3} |u_r|^{3\alpha} \right) \right) \right]^{1/(1-q)} / Z_q \quad (5.12)$$

onde o fator de normalização, Z_q , é dado por:

$$Z_q = \frac{a^{m_0+1}}{\alpha} B(\phi_0, \chi_0) \quad (5.13)$$

onde $B(\phi_0, \chi_0) = \Gamma(\phi_0)\Gamma(\chi_0)/\Gamma(\phi_0 + \chi_0)$, $\phi_0 = (1 + m_0)/2$, $\chi_0 = l - \phi_0$, $l = 1/(q - 1)$, $m_0 = (1 - \alpha)/\alpha$, e $a = \sqrt{r/\beta}$.

Desprezando-se o termo da correção da assimetria, obtém-se o enésimo momento da PDF:

$$\langle |u_r|^n \rangle = \left(a^{m_n - m_0} \frac{B(\phi_n, \chi_n)}{B(\phi_0, \chi_0)} \right) \quad (5.14)$$

onde $\phi_n = (1 + m_n)/2$, $\chi_n = l - \phi_n$ e $m_n = \frac{n+1-\alpha}{\alpha}$.

Note-se que as equações descritas acima para os campos de velocidade turbulentos são as mesmas para os campos de temperatura, bastando substituir nestas u_r por T_r .

Os parâmetros q e β , que determinam a forma das PDFs, podem ser calculados com o auxílio da equação (5.14), a partir dos valores da variância, $\langle |u_r|^2 \rangle$, e da curtose, $K_r = \langle |u_r|^4 \rangle / \langle |u_r|^2 \rangle^2$, medidos em cada escala. O parâmetro q depende de K_r através da equação:

$$K_r = \frac{B(\phi_4, \chi_4)B(\phi_0, \chi_0)}{B(\phi_2, \chi_2)^2} \quad (5.15)$$

Particularmente, para $\langle |u_r|^2 \rangle = 1$, β é dado por

$$\beta = l \left[\frac{B(\phi_2, \chi_2)}{B(\phi_0, \chi_0)} \right]^{2/(m_2 - m_0)} \quad (5.16)$$

É importante lembrar que o parâmetro entrópico q depende somente de K_r (enquanto a variância é uma função de q e β). Sabe-se que valores elevados de K_r correspondem à presença de fortes variações ("bursts") na taxa de dissipação de energia cinética por unidade de massa (ϵ) e constituem uma assinatura da intermitência (Sreenivasan e Antonia (1997)). Portanto, q pode ser usado como uma medida objetiva da intermitência em escoamentos turbulentos. Nota-se que se se assumir uma similaridade em escala ("scaling") de momentos $\langle |u_r|^n \rangle$ de u_r em função de r^n (que é válida somente dentro do subdomínio inercial, para números de Reynolds suficientemente elevados) a variação de q e β com r pode ser determinada através de (5.14) e (5.15), extrapolando-se os valores experimentais de $\langle |u_r|^2 \rangle$ e de K_r para uma dada escala de referência (a microescala de Kolmogorov, η , por exemplo). Além disso, este procedimento de extrapolação pode ser estendido a escalas muito além daquelas do subdomínio inercial, usando-se o conceito de auto-similaridade proposto por Benzi et al. (1995). Esta abordagem requer que a equação de Kolmogorov seja resolvida numericamente. Como condição inicial, pode-se utilizar o valor observado de $\langle |u_r|^3 \rangle$ em uma escala de referência.

5.3.1 Validação do Modelo

É importante dizer que o modelo de PDF proposto foi validado com dados medidos em uma camada limite superficial rugosa, próxima a uma superfície muito complexa como é a floresta Amazônica na Rebio Jarú. Segundo Frisch (1995), a formulação probabilística exata de uma PDF requer medidas boas nas menores escalas do escoamento, e isto é ainda muito difícil de se obter

com os instrumentos disponíveis para medida tanto da velocidade do vento, como da temperatura, em sítios meteorológicos experimentais. De fato, há uma crescente evidência da existência de estruturas com geometrias não triviais nas escalas mais finas, que podem ser da ordem da microescala de Kolmogorov.

Muitos fatores contribuem para tornar a questão acima muito difícil de responder. Primeiro, a estrutura do escoamento turbulento próximo à copa florestal apresenta um ponto de inflexão no perfil vertical da velocidade média. Em tais situações, o campo turbulento possui algumas características muito peculiares (Raupach et al. (1996)), causados pelas *instabilidades do ponto de inflexão*. Estas geram estruturas do tipo **rolo** que dissipam menos energia cinética por unidade de tempo comparativamente às estruturas dissipativas normais (Robinson (1991)). Segundo, a camada limite tropical perturbada da estação úmida tem algumas similaridades com a camada limite tropical marinha (Garstang e Fitzjarrald (1999)) e apresenta estruturas características peculiares na forma de ejeção (updrafts) e intrusão (downdrafts) rápidos de ar (Wyngaard e Moeng (1992); Garstang e Fitzjarrald (1999)), muitas vezes associadas à ação de vórtices individuais (Sun et al. (1996)). Os processos de dissipação que ocorrem nos vórtices individuais apresentam características muito complexas e particulares, como mostraram Shaw e Businger (1985) e Katul et al. (1997). Em tais situações, seria difícil admitir um padrão geral para todas as flutuações intermitentes na atmosfera real. Além disso, muitos destes eventos intermitentes são raros, de tal forma que suas assinaturas apareceriam somente como ruído nas asas dos histogramas da velocidade do vento.

Para validar o modelo descrito na seção anterior, foi comparada a distribuição das diferenças da componente longitudinal da velocidade do vento, u , e temperatura, T , com as PDFs teóricas obtidas pela equação (5.12). Isto para dados obtidos no Pantanal Matogrossense (acima da subcamada rugosa), e para dados obtidos na floresta Amazônica (dentro da subcamada de transição), acima e dentro da copa. Para cada conjunto de dados, foram estimadas a variância e a curtose. Isto permitiu calcular q e β por meio das

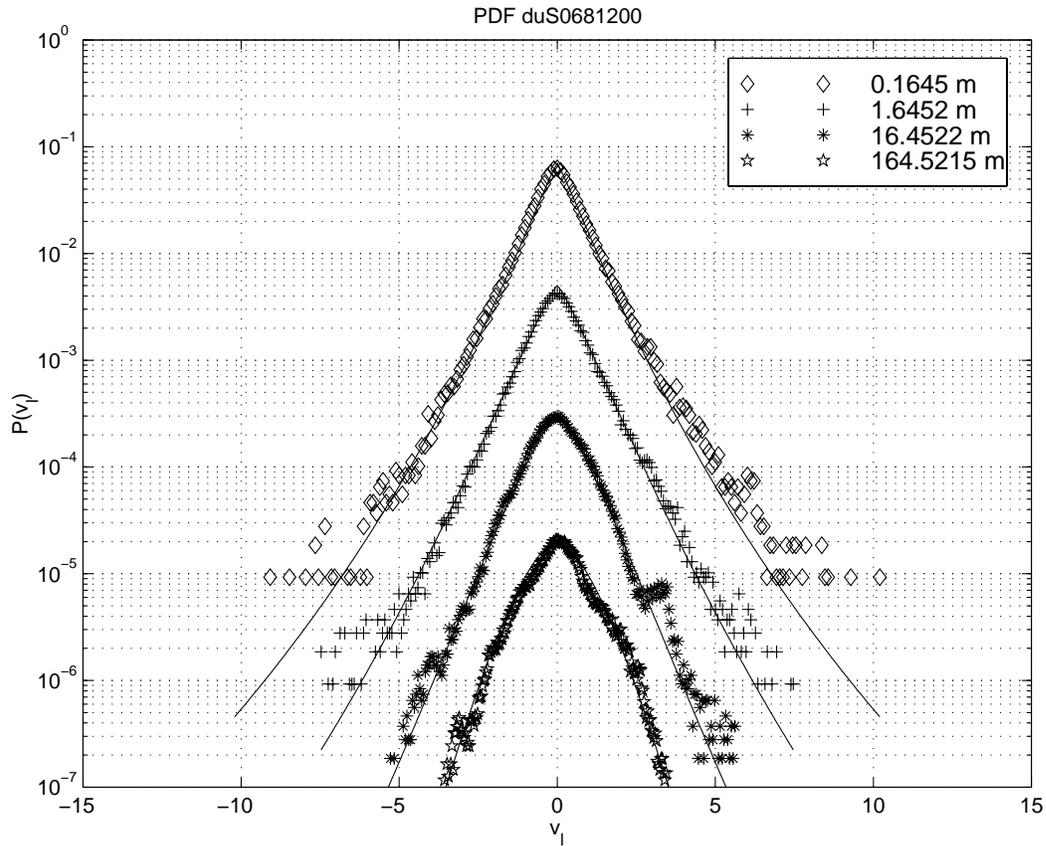


Figure 5.1: Dados acima da copa da floresta da Rebio Jaru em período diurno: Distribuição de Probabilidade $p_q(u_r)$ das diferenças de velocidade longitudinal $u_r = \Delta u_r = u(x) - u(x+r)$ para quatro escalas espaciais indicadas no gráfico, durante o dia juliano 068.

expressões correspondentes obtidas em (5.14). O parâmetro α foi escolhido de acordo com a fórmula empírica $\alpha = 6 - 5q$, similar à expressão ($\alpha = 2 - q$) proposta por Beck et al. (2001).

Primeiramente, os resultados para o campo de velocidade são apresentados nas figuras (5.1) e (5.2). Nestas, apresentam-se gráficos semilogarítmicos, observado e teórico, de $p_q(u_r)$ versus u_r , para quatro valores diferentes de Δr . Cada curva foi horizontalmente reescalada de modo a ter $\langle u_r^2 \rangle = 1$, e verticalmente deslocada para melhor visualização da comparação entre as mesmas.

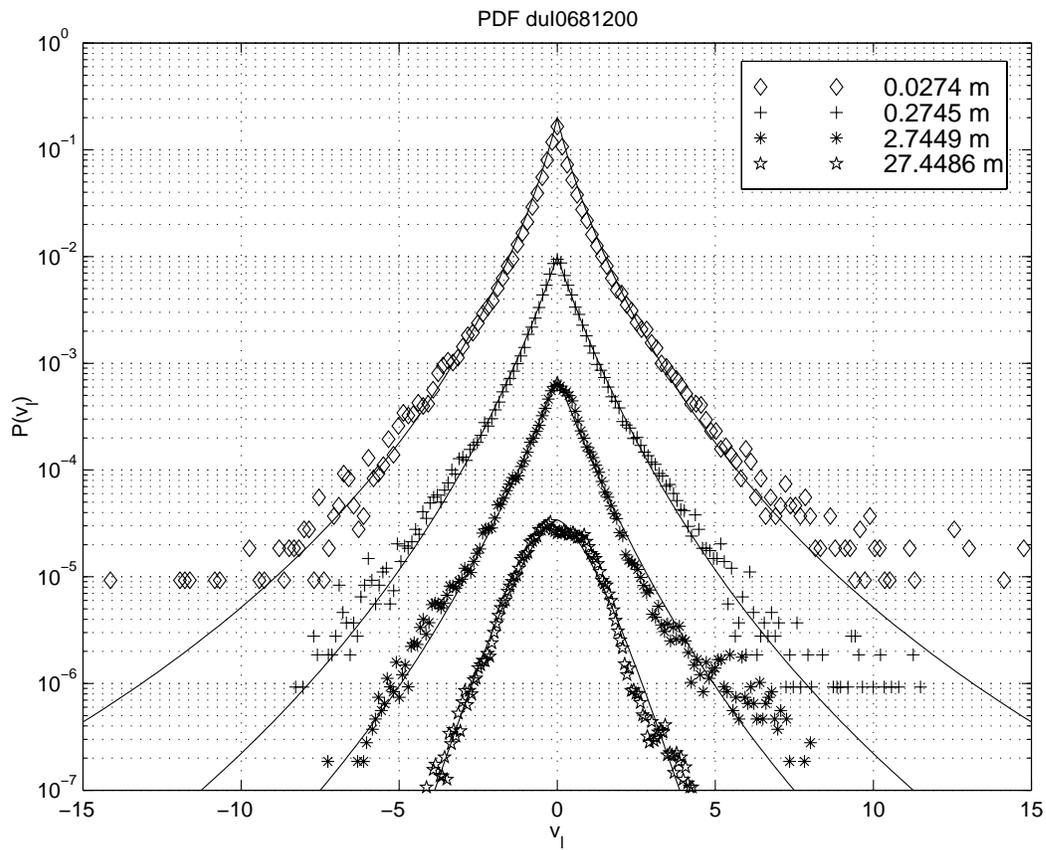


Figure 5.2: O mesmo da figura anterior, mas para o nível abaixo da copa da floresta da Rebio Jaru.

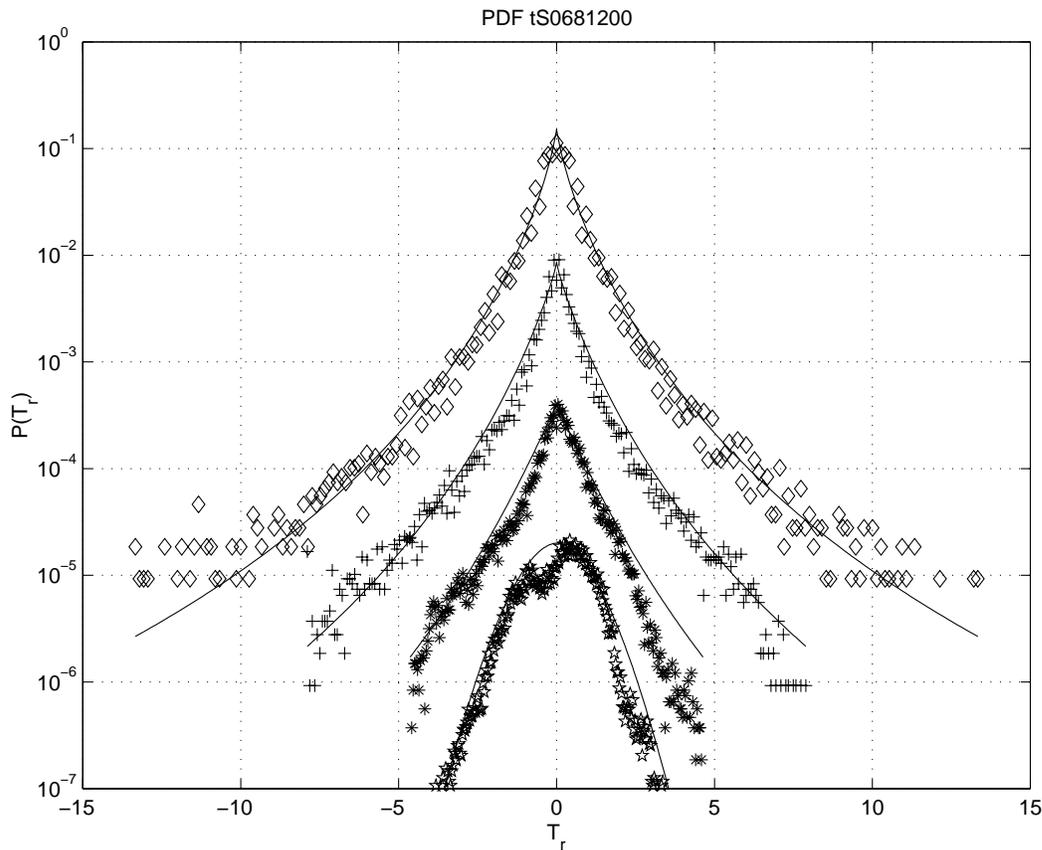


Figure 5.3: Dados acima da copa da Rebio Jaru em período diurno: Distribuição de Probabilidade $p_q(u_r)$ das diferenças de temperatura $T_r = \Delta T_r = T(x) - T(x + r)$ para quatro escalas espaciais, durante o dia juliano 068.

Da mesma maneira, os resultados para o campo de temperatura estão apresentados nas figuras (5.3) e (5.4). Também apresentam-se gráficos semilogarítmicos, experimental e teórico, de $p_q(T_r)$ versus T_r , para quatro valores diferentes de Δr .

As figuras (5.1) e (5.3) foram obtidas com dados acima da copa da floresta Amazônica. Já as figuras (5.2) e (5.4) foram obtidas com dados medidos aproximadamente 15 metros abaixo do topo da copa, a 28 metros acima da superfície. Observa-se que os resultados teóricos (linhas contínuas) estão em excelente concordância com os resultados experimentais, tanto para os campos de velocidade como para da temperatura, cobrindo escalas maiores que três ordens de magnitude, e para uma faixa de abcissas acima de 10

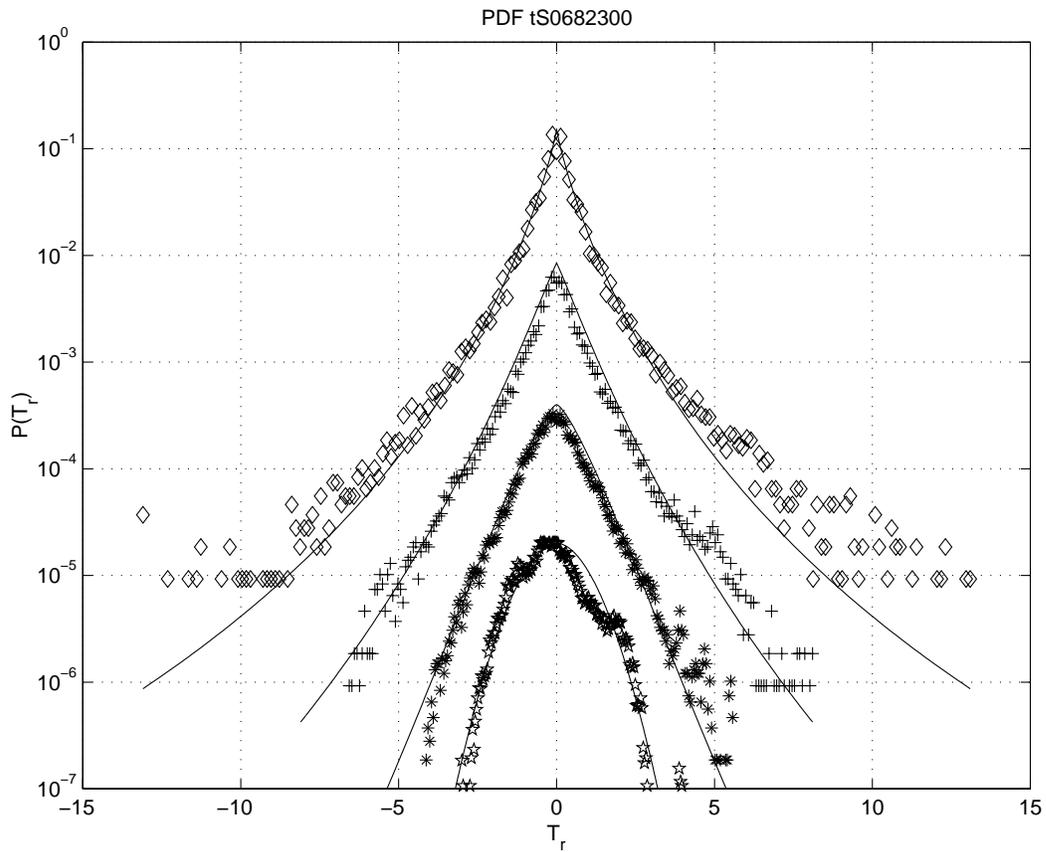


Figure 5.4: O mesmo da figura anterior, mas para o nível abaixo da copa da floresta Rebio Jaru.

desvios padrões, incorporando flutuações raras nas asas das distribuições. A transição do comportamento Gaussiano de grande escala, para uma forma de lei de potência nas escalas menores, é evidente e bem reproduzida pela distribuição de Tsallis. Nas pequenas escalas, as distribuições têm asas maiores do que o esperado para processos normais. Este excesso das grandes flutuações, comparado com o existente na distribuição Gaussiana, é uma assinatura bem conhecida da intermitência.

Para a velocidade, a forma mais escarpada próxima à origem é, também, indicativo da intermitência (Sreenivasan e Antonia (1997)). É importante notar que outros modelos de distribuição de flutuações de velocidade baseados em distribuições do tipo Cauchy, exponencial, dentre outros, não conseguem reproduzir os resultados experimentais obtidos como mostrado na figura (5.5). Note-se que o modelo cuja distribuição possui uma forma de Cauchy, concorda com os resultados experimentais das PDFs para valores de $|u_r| < 2$. Todavia, esta concordância é perdida para resultados associados às asas da distribuição experimental.

Comparando os histogramas das figuras (5.1) e (5.2), nota-se que sob condições diurnas, a curtose é consistentemente maior abaixo da copa florestal do que acima da mesma. Isto e também outras características estatísticas da turbulência estão bem mostradas nos gráficos da figura (5.6), que apresentam a variação em escala do parâmetro q , para a velocidade vertical (w), velocidade longitudinal (u) e temperatura (T), acima e abaixo da copa da floresta Amazônica, sob condições diurnas e noturnas.

Outra maneira de apresentar a variação de q com a escala é através de gráficos de q em função da frequência. Isto pode ser observado na figura (5.7), que mostra valores médios de q por escala e os seus respectivos desvios padrões para um conjunto de dados de velocidade do vento longitudinal, medidos acima e dentro da copa da floresta Amazônica, bem como um conjunto de dados do Pantanal. Note-se que o parâmetro q , possui valores mais elevados para os dados da velocidade dentro da copa, comparativamente aos dados acima da copa e àqueles do Pantanal. Para melhor interpretar

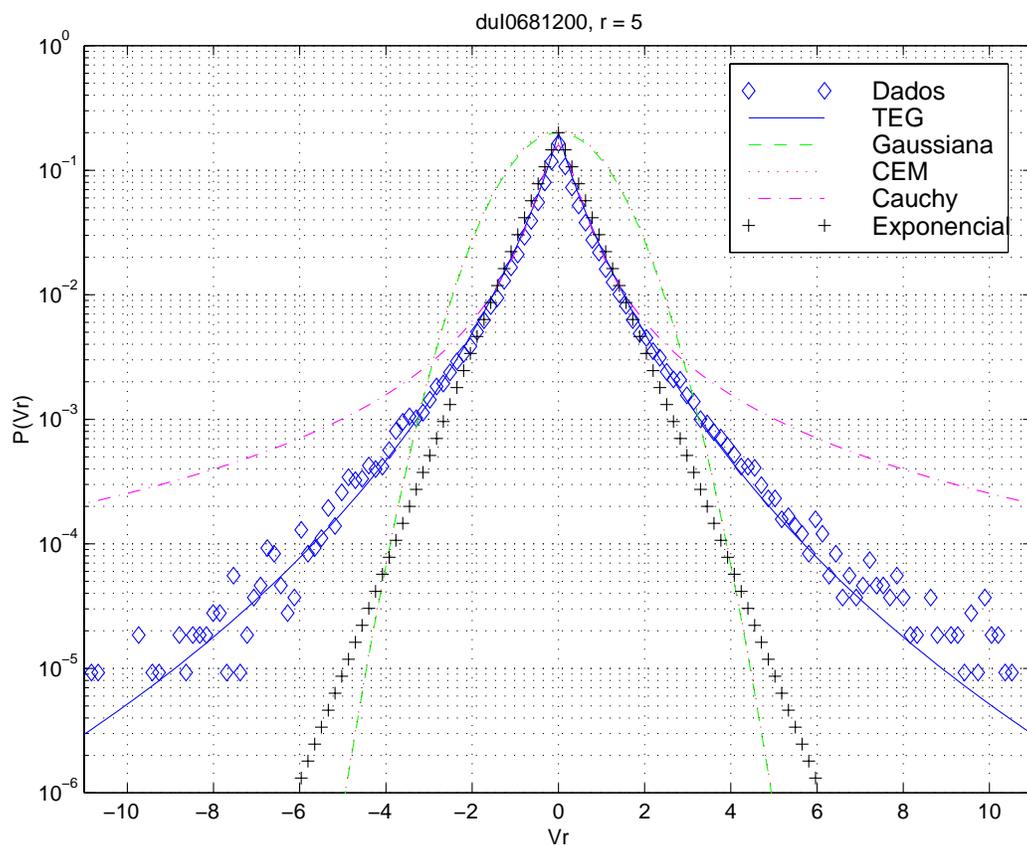
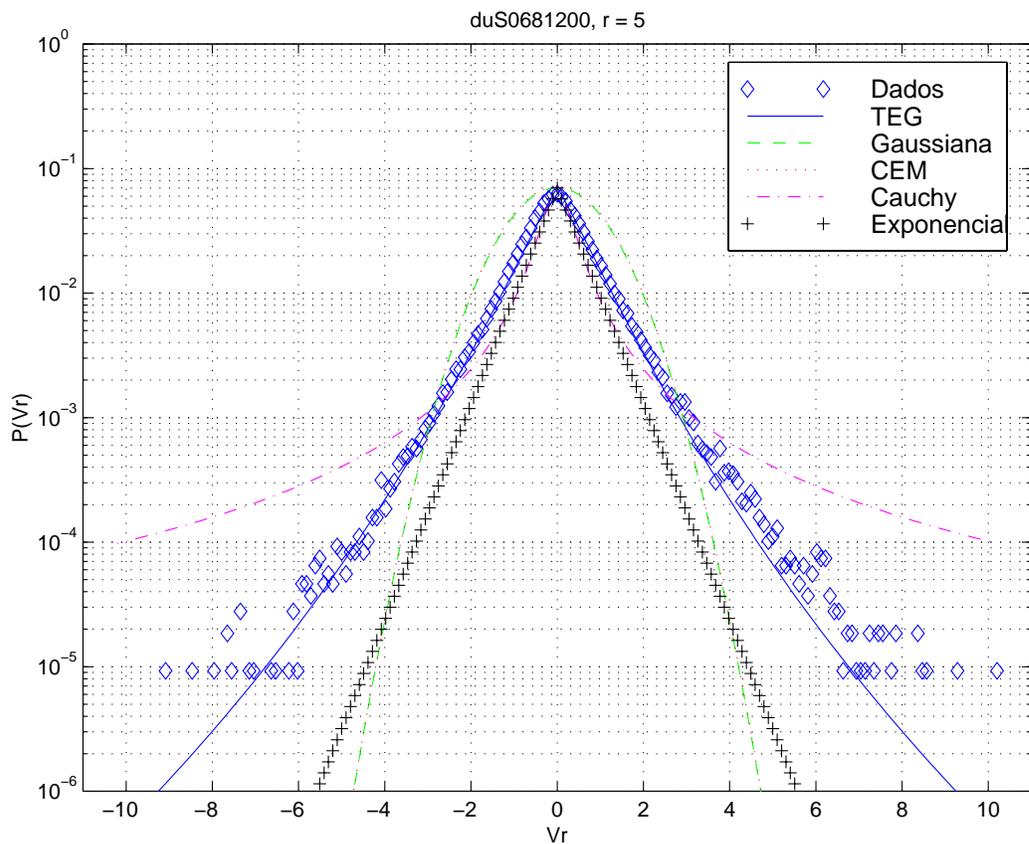


Figure 5.5: Comparação com demais distribuições. Acima são dados para o nível superior e abaixo para o nível inferior da Rebio Jaru. Distribuição exponencial (+), distribuição de Cauchy (-.), modelo de Katul et al. (1997a) (...), Gaussiana (---), modelo Termoestatístico Não Extensivo

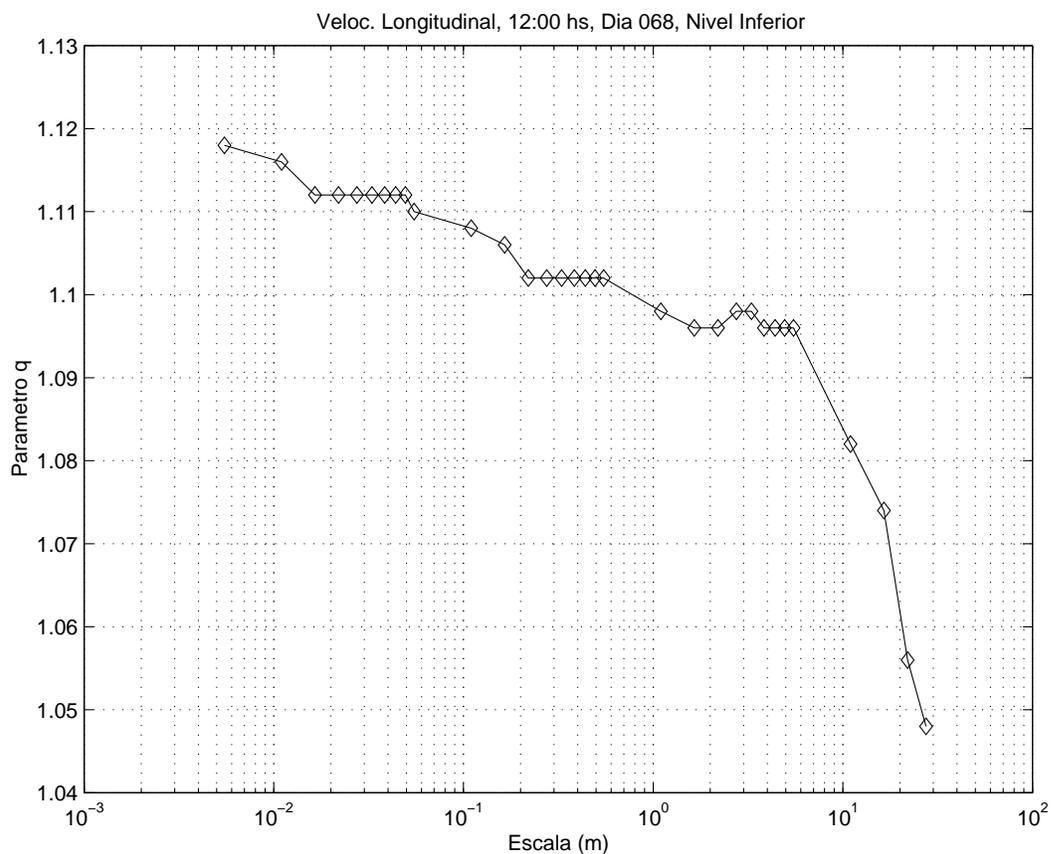
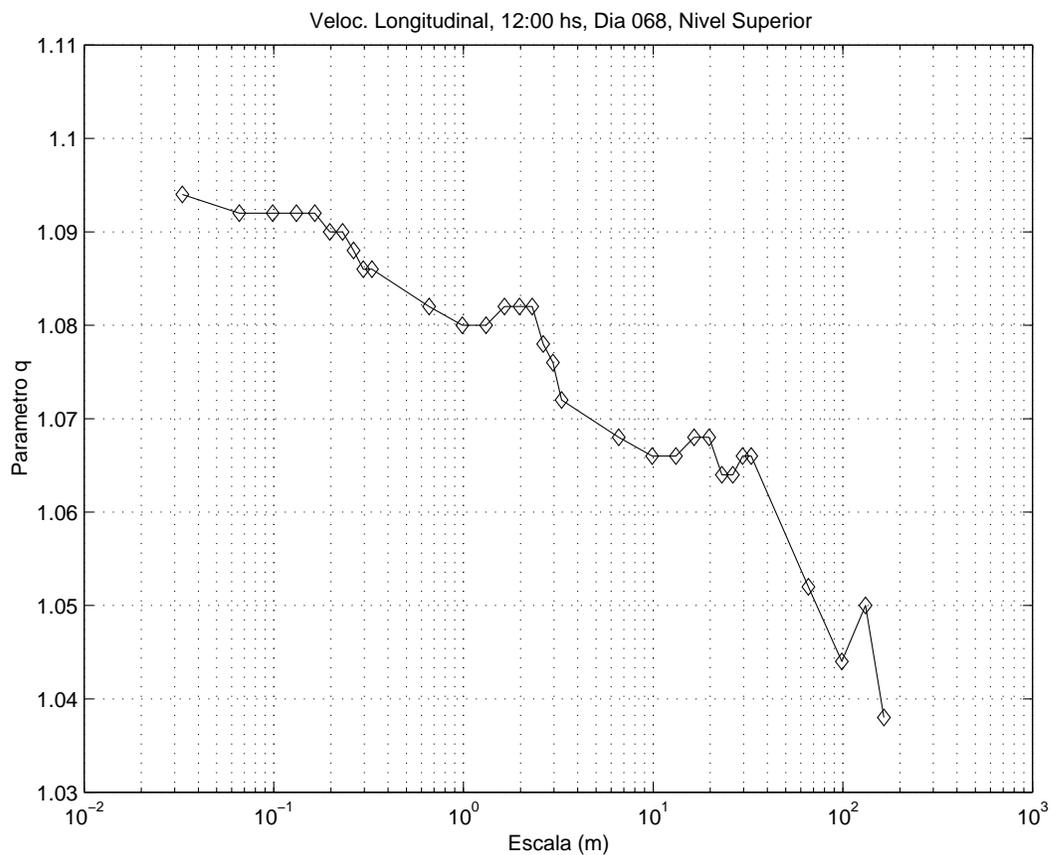


Figure 5.6: Variação do parâmetro entrópico q com a escala r : para dois níveis de medição junto à floresta Amazônica, sob condições diurnas: gráfico acima representa o parâmetro q para os dados de cima da copa florestal; gráfico abaixo representa o parâmetro q para os dados sob

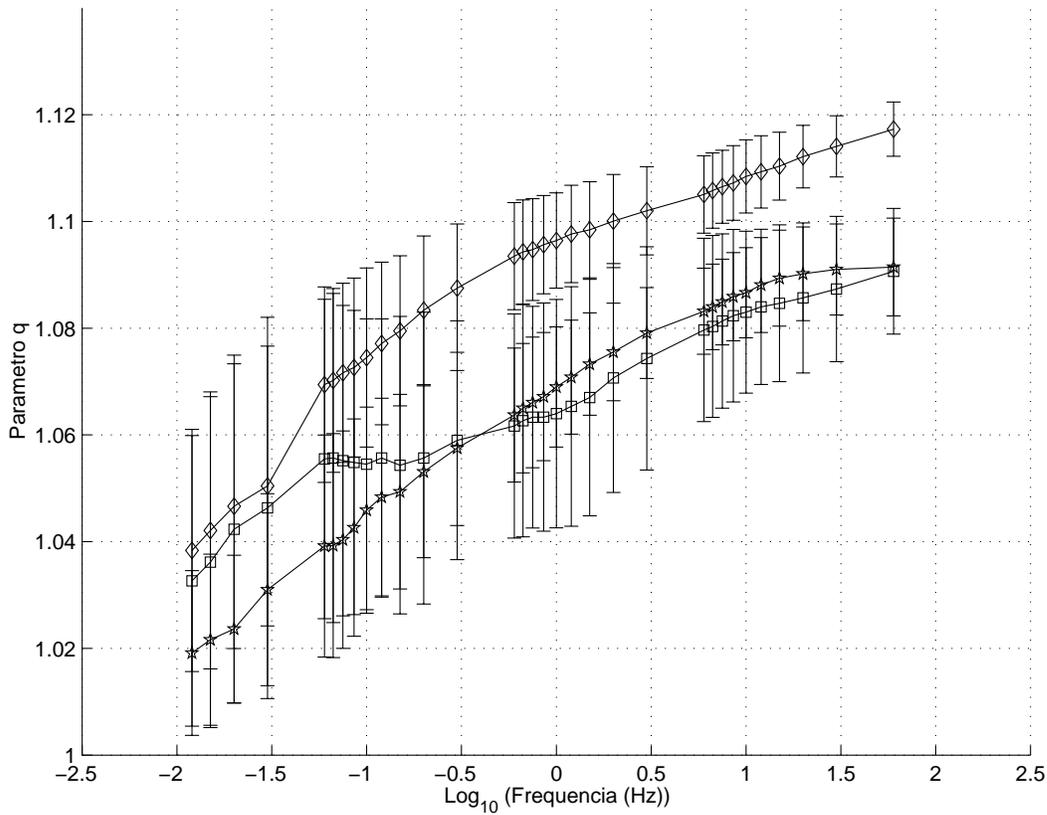


Figure 5.7: Variação com a frequência do parâmetro entrópico q . Nível dentro da copa (Rebio Jarú) (\diamond); Nível acima da copa (Rebio Jarú) (\star); Pantanal (\square).

estes resultados é interessante recorrer a estudos já realizados sobre o papel da copa da floresta Amazônica. Assim, Kruijt et al. (2000) notaram que dentro da copa da Reserva Biológica de Cuieiras próxima de Manaus (Amazônia central), sob condições muito estáveis, os espectros da variância de velocidade do vento mostraram uma deficiência de energia nas frequências médias e um excesso de energia nas altas frequências. Este excesso de energia nas altas frequências poderia ser um indicativo de que a copa florestal age como um filtro que selecionaria preferencialmente vórtices energéticos de alta frequência para penetrarem em seu interior.

Três tendências emergem destes resultados: Primeiro, os parâmetros entrópicos para u, w e T (q_u, q_w, q_T , respectivamente) decrescem com o aumento de Δr , mostrando um padrão já observado em Ramos et al.

(2001b) e Beck et al. (2001) e discutido no capítulo 4. Katul et al. (1994), usando um parâmetro relacionado com a curtose em escala (FF - Flatness Factor), mostraram que nas escalas do subdomínio inercial, quanto maior for a separação r , menor serão os valores de FF. Eles mostraram que esta tendência dos valores de FF é causada pelo aumento da intermitência nas menores escalas do subdomínio inercial. Seus resultados são similares aos apresentados nos gráficos da figura (5.6), em que há um claro padrão de aumento de q com o decréscimo de r .

Segundo, sob condições diurnas, q_w e q_u têm consistentemente valores mais altos abaixo do que acima da copa, e o oposto é verdadeiro sob as condições noturnas. Concentrando-se na variação da intermitência com a altura no ambiente da copa florestal, autores como Amiro (1990) e Kruijt et al. (2000) observaram que a curtose da componente w da velocidade do vento (K_w) aumenta quando a altura de medição diminui, tendência que não é observada para a curtose da componente u da velocidade do vento (K_u). É interessante notar que os valores de q_u caem mais suavemente com o aumento de Δr do que valores correspondentes de q_w . Estes resultados confirmam que algumas das características estatísticas das componentes u e w da velocidade do vento não são as mesmas. Isto é particularmente verdadeiro para grandes escalas. De acordo com Maitani (1978), este fato está associado com as características intermitentes do fluxo de ECT para baixo próximo às copas. Nestes resultados, fica evidente que a floresta filtra algumas escalas de velocidade do escoamento, enquanto permite que outras penetrem na copa. Tal característica de filtragem de vórtices pela copa florestal Amazônica também tem sido observada por outros autores (Shuttleworth et al. (1985); Fitzjarrald et al. (1990); Kruijt et al. (2000)).

Aspectos importantes das pesquisas já realizadas que devem ser ressaltadas são:

i) Os processos de troca de momentum entre o escoamento atmosférico acima e abaixo da copa não são contínuos no tempo, mas caracterizados por fortes transferências intermitentes, associadas à ação das chamadas estruturas

coerentes. Duas das principais etapas que caracterizam estes processos são: uma fase de intrusão do escoamento para dentro da copa e uma outra de ejeção para fora da mesma (Gao et al. (1989)).

ii) As simulações de Grandes Vórtices (LES), proporcionaram a uma melhor compreensão do complexo processo de transporte de momentum no interior das copas e indicaram que há forças de pressão em cada nível das copas que desempenham papel importante nas trocas de momentum e menos importante nas trocas de calor (Shen e Leclerc (1997)).

iii) A estrutura da turbulência próxima da floresta é claramente diferente daquela observável acima de superfícies suaves, inclusive no que se refere ao caráter dissipativo dos vórtices (Raupach et al. (1996)) e às propriedades da subcamada de transição rugosa (Sakai et al. (2001)). Na estrutura física das copas, há uma variação de densidade foliar e uma distribuição de fontes e sumidouros de momentum e de calor de tal forma a introduzirem distorções no escoamento. Também, a natureza peculiar do regime de estabilidade térmica no ambiente florestal influencia os processos de troca nesta (Shaw et al. (1988); Kaimal e Finnigan (1994)).

Note-se que a diferença entre os altos níveis de intermitência encontrados durante o dia, abaixo da copa, desaparecem em condições noturnas, como mostrado na figura (5.8). Isto é devido à influência da variação cíclica dos regimes de estabilidade térmica acima e abaixo da copa nos processos de interação turbulenta copa-atmosfera. Esquemáticamente, a partir do ponto de vista do saldo de transferência radiativa, durante o dia a copa florestal densa armazena calor em suas partes mais altas devido à incidência de radiação de onda curta oriunda do Sol. À noite, a copa florestal perde calor porque o fluxo radiativo emitido em ondas longas é maior do que aquele recebido da atmosfera. Assim, durante o dia, a região acima da copa é instável e abaixo da copa é estável e à noite, o perfil de estabilidade é o oposto ao observados durante o dia. As condições de estabilidade predominam acima da copa e o regime torna-se menos estável, mesmo instável, abaixo da copa (Pachêco (2001)). Este processo cíclico determina as

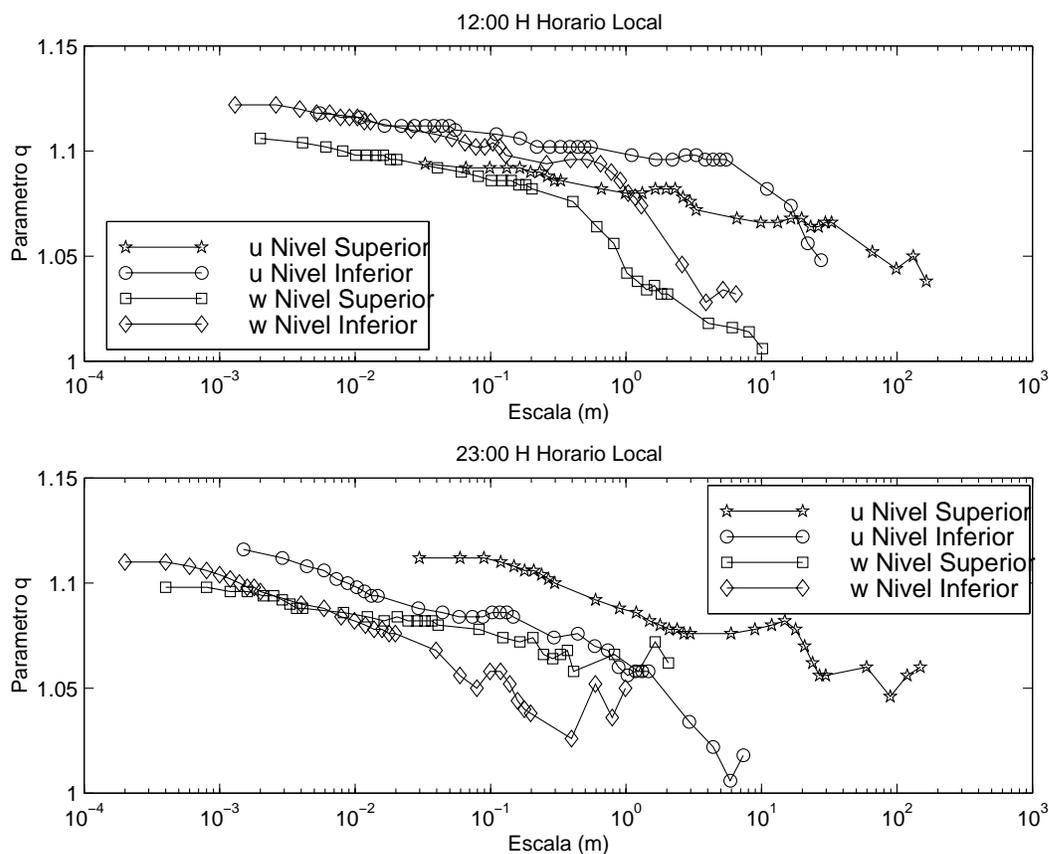


Figure 5.8: Variação do parâmetro entrópico q com a escala Δr para as velocidades vertical (w) e longitudinal (u), medidas acima e abaixo da copa da Rebio Jarú. Acima: condições diurnas; Abaixo: condições noturnas. NS indica nível superior (altura de 66 m) e NI, nível inferior (altura de 28 m).

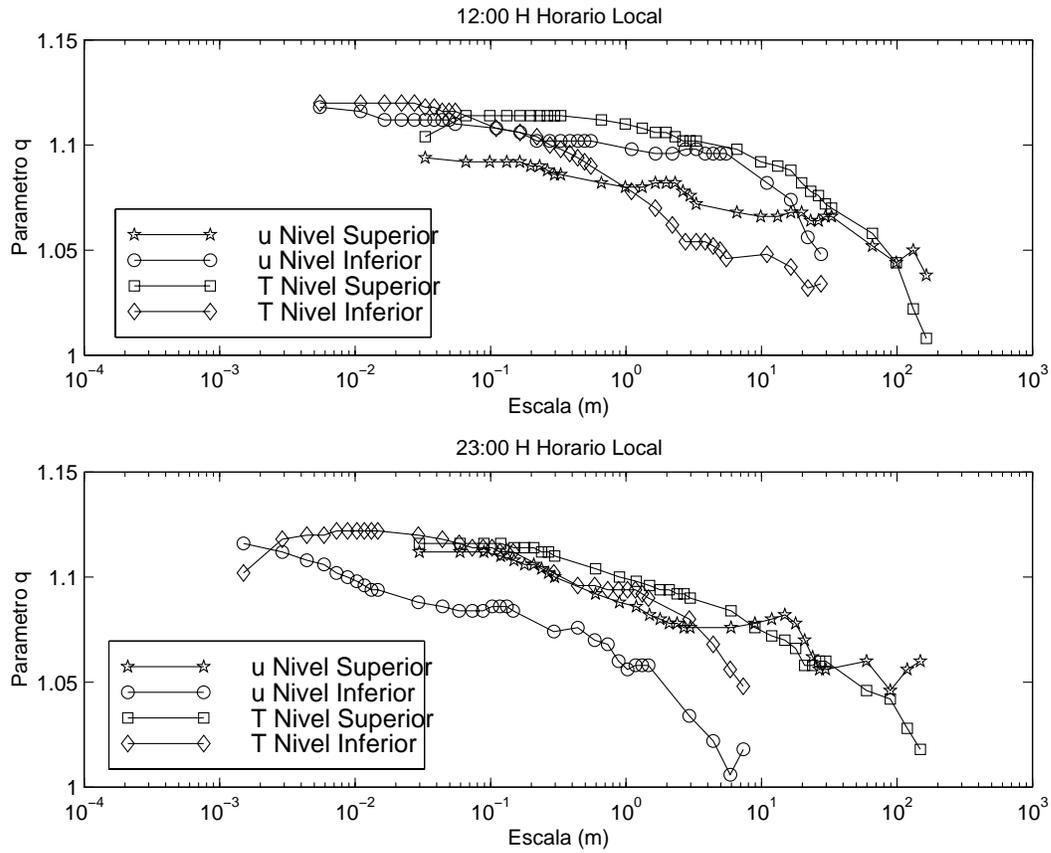


Figure 5.9: Variação do parâmetro entrópico q com a escala Δr para a velocidade longitudinal (u) e temperatura (T), medidas acima e abaixo da copa da Rebio Jarú. Acima: condições diurnas; Abaixo: condições noturnas. NS indica nível superior (altura de 66 m) e NI, nível inferior (altura de 28 m).

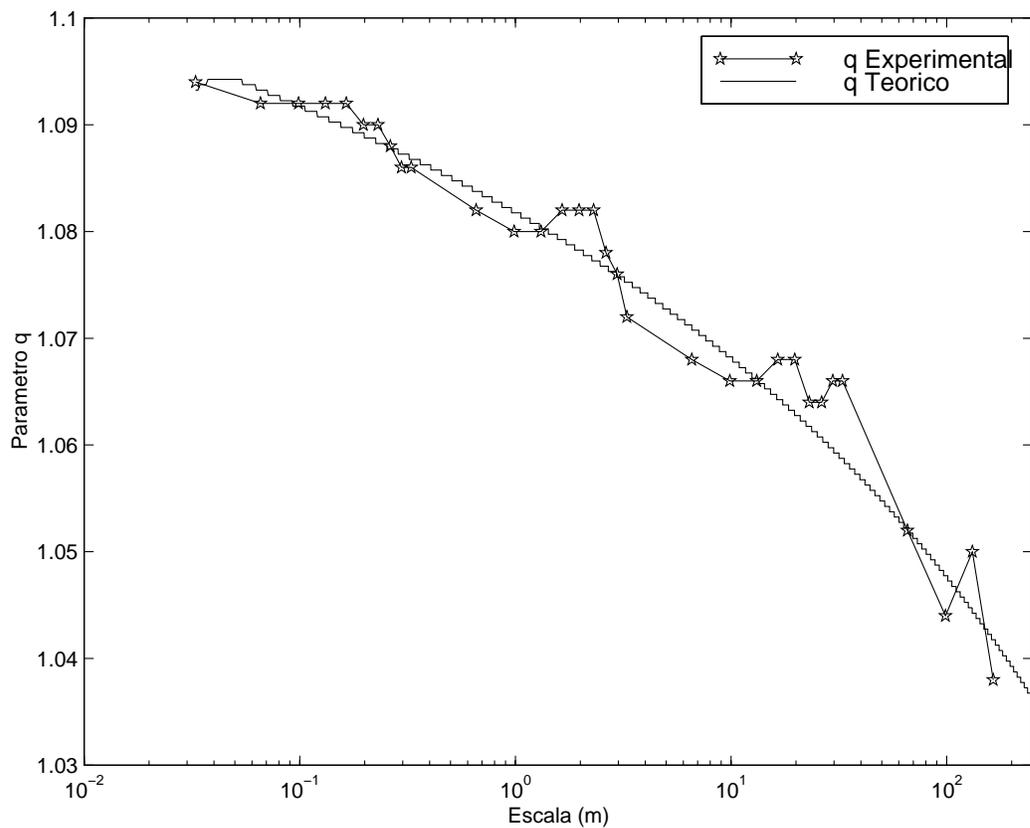


Figure 5.10: Variação do parâmetro entrópico q com a escala Δr para a velocidade longitudinal do vento medida acima da copa da Rebio Jaru sob condições diurnas e valores teóricos computados seguindo o procedimento descrito no texto.

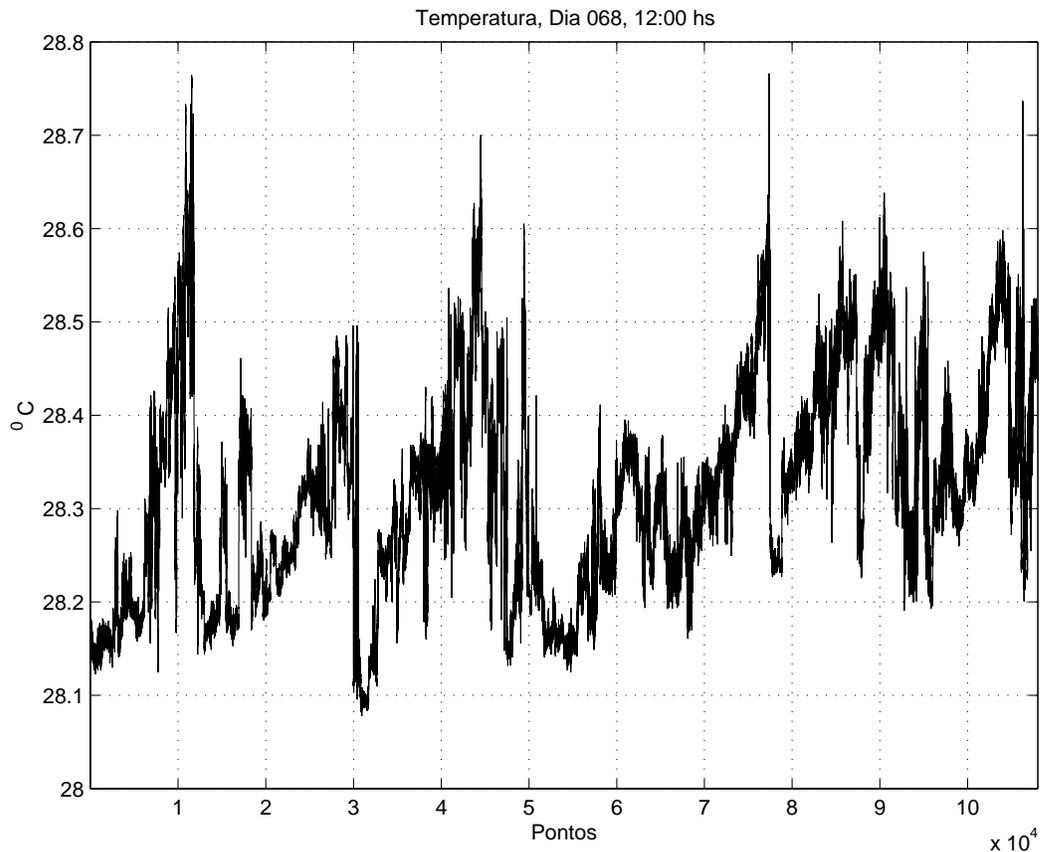


Figure 5.11: Gráfico de um sinal de temperatura do ar medido acima da copa da floresta da Rebio Jaru mostrando estruturas do tipo "rampas".

variações na estrutura termodinâmica das copas, que por sua vez influencia os processos de transferência turbulenta neste ambiente (Shuttleworth et al. (1985); Fitzjarrald et al. (1990); Leclerc et al. (1991)). Conseqüentemente, podem existir condições noturnas tais que a produção mecânica de ECT, comparando ao termo de produção de ECT via flutuabilidade (da equação do balanço de ECT) seja de tal forma a não ser suficiente para superar a destruição de ECT acima da copa. Assim, as flutuações turbulentas do vento podem ser suprimidas ou tornarem-se intermitentes (Fitzjarrald et al. (1990)). Entretanto, abaixo da copa, condições instáveis podem existir e gerar algumas circulações locais termicamente induzidas devido a características do armazenamento térmico pela copa (Bosveld et al. (1999)).

Terceiro, note-se que tanto nas condições diurnas quanto noturnas, q_T tem

valores elevados acima da copa. Isto poderia ser atribuído à existência de estruturas coerentes do tipo *rampas* no campo de temperatura (Gao et al. (1989)), cujo exemplo é mostrado na figura (5.11). Como foi observado por muitos autores, tais estruturas são dirigidas pelo cisalhamento do escoamento (Raupach et al. (1996)), e provavelmente apresentam uma característica universal após adimensionalização adequada (Högström e Bergström (1996); Chen et al. (1997)). Estas estruturas também estão associadas com um gradiente térmico vertical (Paw U et al. (1992)). Como o cisalhamento forte e os gradientes verticais de temperatura estão localizados próximo à parte superior da copa, espera-se que as estruturas do tipo *rampas* estejam mais presentes acima da copa do que dentro desta (Paw U et al. (1992)). Katul et al. (1995) e Katul et al. (1997) sugeriram que os movimentos térmicos de pequena escala na camada limite superficial são afetados pelas estruturas organizadas do tipo *rampa*, que podem contribuir para a anisotropia nos campos de temperatura nessas escalas. Estas considerações poderiam explicar os resultados de q_T acima e abaixo da copa, conforme mostrado na figura (5.9).

Finalmente, foi investigado a validade da chamada Similaridade Auto-Estendida (Benzi et al. (1995)), se os resultados das figuras (5.8) e (5.9) são sensíveis ao subdomínio inercial real. Para isto, recorreu-se à estimativa de funções-estrutura. Estas são definidas genericamente como (Benzi et al. (1995)):

$$D^n(r) = \langle |\Delta u(r)|^n \rangle = \langle u_r^n \rangle \quad (5.17)$$

onde $\Delta u(r) = u(x + \Delta r) - u(x)$, $D^n(r)$ é a função estrutura de n -ésima ordem de u e $\langle . \rangle$ é o operador valor esperado.

Foi resolvida numericamente a equação de Kolmogorov para $D^3(r) = \langle |u_r^3| \rangle$, e então foram usados as relações de similaridade em escala (scaling) apropriadas para computar $D^2(r)$ e $D^4(r)$ (Benzi et al. (1995)). Isto permitiu calcular a curtose da velocidade e, através da equação (5.15), o

valor do parâmetro entrópico. Estes valores teóricos de q são apresentados na figura (5.10) em comparação com os valores observados (estimados para cada escala do correspondente histograma observado), para dados de u medidos acima da copa florestal, sob condições diurnas. Observa-se uma excelente concordância entre o que é previsto pela teoria e os resultados experimentais, o que se estende para escalas maiores e menores do que aquelas do subdomínio inercial.

5.4 A analogia de Reynolds e o parâmetro q

A questão de o parâmetro q para a temperatura não apresentar comportamento similar àquele para a velocidade do vento deve merecer atenção especial e associa-se a problema fundamental da turbulência, qual seja o da violação da Similaridade de Reynolds. Em outras palavras, as características estatísticas da turbulência para campo de velocidade diferem daquelas para a temperatura. Dada a importância do problema, ele merecerá atenção especial a seguir.

Constitui ponto de partida clássico para a comparação entre aspectos mecânicos e térmicos do transporte turbulento, a suposição de Reynolds em 1874 segundo a qual eles são idênticos em escoamento turbulento (Monin e Yaglom (1971), p. 340). Isto leva à suposição da igualdade entre a difusividade turbulenta de momentum e de calor (Monin e Yaglom (1971)). Todavia, tal suposição tem encontrado restrições (Monin e Yaglom (1971), pg. 631), particularmente ao se compararem os valores de K_m (coeficiente de troca turbulenta de momentum) e de K_H (coeficiente de troca turbulenta de calor sensível) sob condições diabáticas na camada limite superficial (Arya (1988)). Constitui, assim, um problema extremamente interessante, o de comparar os parâmetros entrópicos q para momentum e calor com a perspectiva de ampliar o âmbito da discussão sobre os domínios de validade da Analogia de Reynolds.

5.4.1 Comparação entre o parâmetro q para flutuações de velocidade e temperatura

Foram considerados arquivos horários da componente vertical da velocidade do vento (w) e da temperatura (T), representativos dos períodos diurno e noturno do Pantanal e da Amazônia (um total de 5 arquivos para cada situação). Houve o cuidado de não utilizar arquivos nos horários de transição, das 5:30 hs até às 8:30 hs e das 17:30 hs às 20:30 hs, devido à instacionaridade imperante nestes períodos. Em seguida, foi calculado o parâmetro q para todos estes arquivos em 31 incrementos de pontos (Δr), utilizando-se o procedimento descrito anteriormente.

Os resultados da comparação entre o parâmetro q_T , calculado com dados de T , e q_w , calculado com dados de w , para medidas simultâneas de w e T , são estudados para diversas situações: (a) acima da copa da floresta Amazônica, para os períodos diurno e noturno e; (b) abaixo da copa da floresta Amazônica, para os períodos diurno e noturno.

No resultado para cima da copa, mostrado na figura (??), observa-se que o crescimento dos valores de q_w é plenamente acompanhado pelos valores de q_T , sugerindo a existência de um coeficiente de correlação linear bastante elevado entre q_w e q_T . Durante o período diurno q_T é sempre maior do que q_w . Já no período noturno $q_T < q_w$ para pequenos valores de q_w e q_T ($q_w < 1.5$), o contrário acontecendo para valores maiores de q_w . O resultado para dentro da copa, mostrado na figura (5.13), revela a mesma tendência no comportamento dos dados de q_T e q_w . Isto é particularmente evidente para os dados do período noturno, dentro da copa que mostram um padrão de variação $q_T \propto q_w$ muito similar ao do período noturno acima da copa. Porém, para o período diurno, as diferenças são bem mais nítidas: $q_T < q_w$ dentro da floresta até valores de q_w próximos a 1,09 quando q_T ultrapassa q_w . Isto difere consideravelmente da relação $q_T \propto q_w$ acima da copa, em que sempre $q_T > q_w$.

Uma tendência que se verifica em todos os gráficos é a de que as curvas

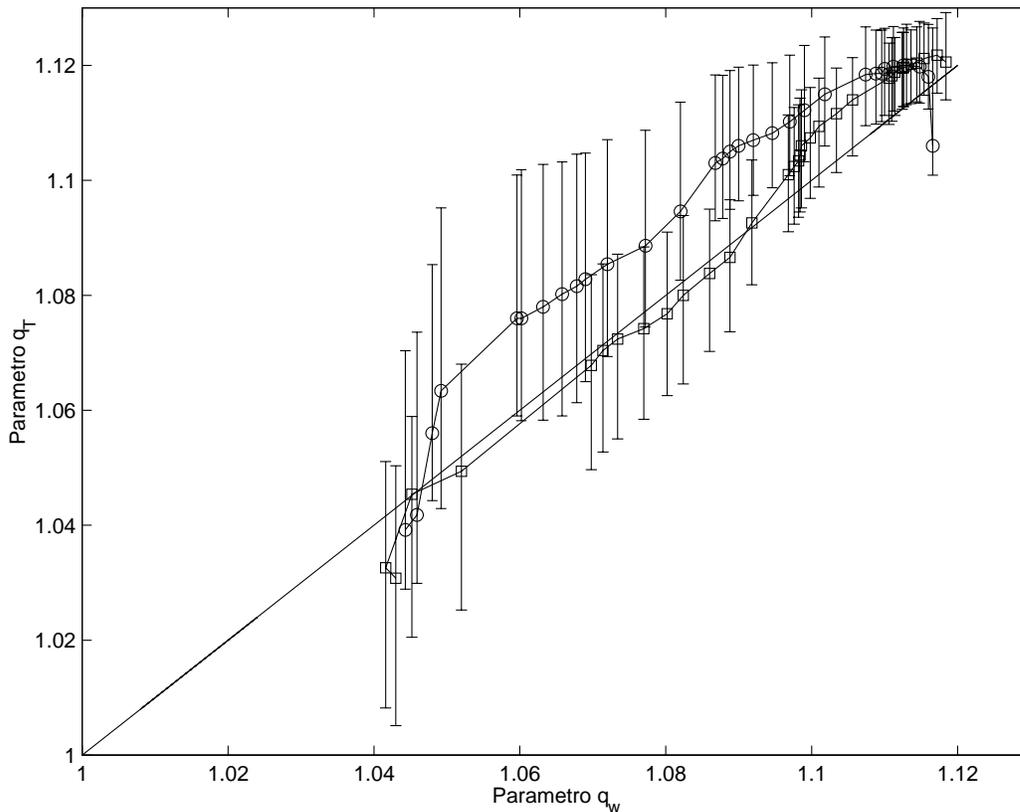


Figure 5.13: Relação entre os parâmetros q_T e q_w , obtidos dentro da copa da floresta da Rebio Jaru. Símbolos em círculo denotam período noturno, e símbolos em quadrado denotam período diurno. A linha contínua denota a reta 1 x 1 e as barras verticais, desvios-padrões.

para os períodos diurno e noturno convergem para um valor comum quando os valores de q_w são muito elevados. Acima da copa isto ocorre para valores de $q_w > 1,09$ e dentro da copa, para valores de $q_w > 1,115$. Isto indica que no subdomínio inercial, os valores de q_T/q_w acima e abaixo da copa parecem ser controlados por um mecanismo físico que independe da altura de medida, sugerindo que a intermitência acima da copa é transmitida para baixo da mesma, o que não acontece com os dados das frequências menores. Isto parece ser mais um indício do papel de filtro passa-alto representado pela copa na sua interação com os vórtices turbulentos.

Outro caminho para identificar as causas das diferenças encontradas entre período diurno e noturno, acima e dentro da copa, foi através do cálculo da diferença entre o valor da razão q_T/q_w acima da copa (entre os níveis

de 66 e 42 m) e o valor da mesma grandeza entre o topo e dentro da copa (entre 42 m e 28 m). A razão $\delta = q_T/q_w$ é justificável porque é comum encontrar na literatura números adimensionais que quantificam a relação entre grandezas térmicas e grandezas mecânicas em função da estabilidade atmosférica. Ou seja, medidas da violação da similaridade de Reynolds em função do número de Richardson (Ri), ou parâmetros similares. Estes parâmetros de estabilidade se exprimem através da razão adimensional entre forçantes térmicas (como o fluxo de calor sensível $\langle w'T' \rangle$) sobre forçantes mecânicas (como o fluxo de momentum $\langle u'w' \rangle$).

Para investigar tal problemática, foi construída a figura (5.14) em que são mostrados valores de δ para a região entre 66 metros e 42 metros (δ_S) e δ para a região entre 42 metros e 28 metros (δ_I) em função da frequência. Note-se no gráfico inferior da figura (5.14) referente à diferença entre a razão q_T/q_w do nível médio e inferior, que não há diferenças significativa entre os períodos diurno e noturno. Observe-se que só foram mostrados os pontos referentes ao subdomínio inercial. Isto indica que as condições de estabilidade neste intervalo de alturas pouco se modificam ao longo de um dia. Efetivamente, Pachêco (2001), utilizando dados do experimento LBA, mostrou que a condição de estabilidade atmosférica dentro da copa pode chegar a ser levemente instável também durante o período noturno, mantendo, todavia, pouca variabilidade ao longo do dia. Isto explica o porque a diferença entre a razão q_T/q_w do nível médio e inferior da copa é muito pequena para ambos os períodos. No gráfico superior da figura (5.14) já há uma distinção bem clara da diferença da razão q_T/q_w entre acima e topo da copa florestal, em relação aos períodos diurno e noturno. A existência destas duas condições de estabilidade acima da copa, caracterizando o período diurno e noturno, pode ser o fator principal para explicar os resultados da figura (5.14).

O resultado da diferença entre o topo e dentro da copa, quanto a sua insensibilidade aos períodos diurno e noturno, mostra que existe predominância dos fatores mecânicos, no que se refere à região acima da copa, sobre os térmicos, minimizando a influência da flutuabilidade aí de tal forma que a difusividade térmica seria dirigida por processos mecânicos.

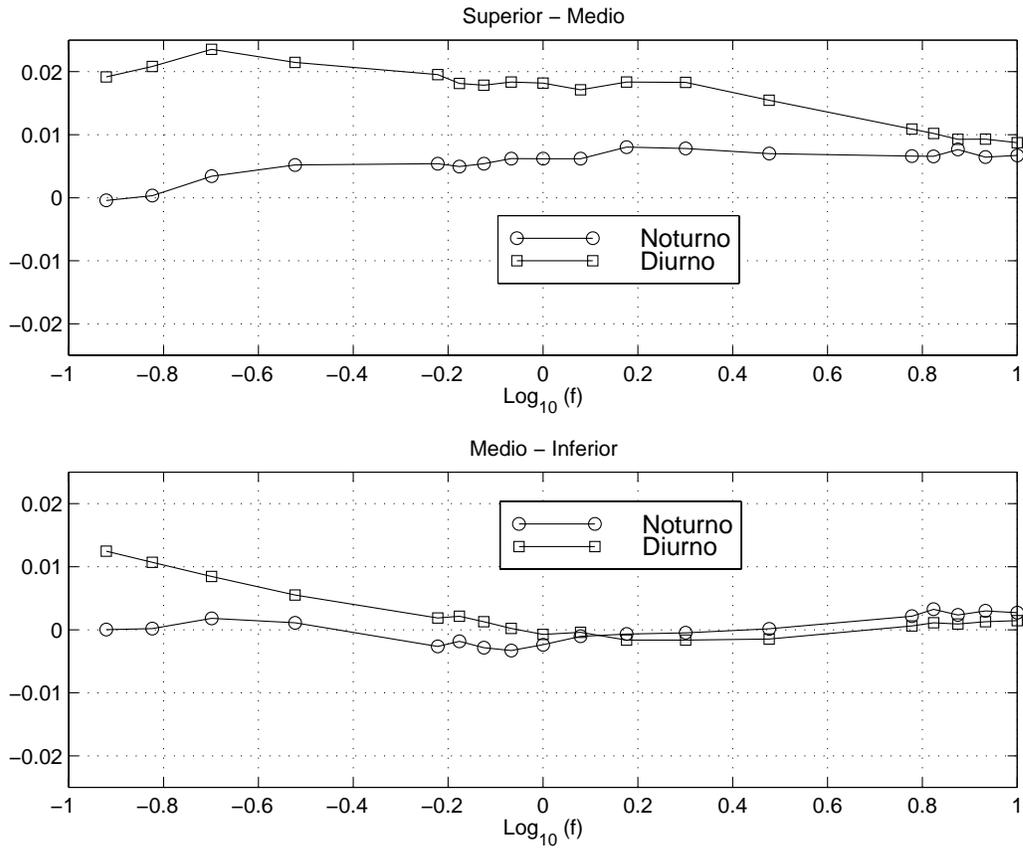


Figure 5.14: Diferença δ_S (razão q_T/q_w entre o nível 66m e 42m) no gráfico acima e δ_I (o mesmo entre o nível 42m e 28m) no gráfico abaixo. No eixo horizontal está a frequência em Hertz em escala logarítmica. Rebio Jaru.

Tal comportamento pode ser explicado se se considerar que a copa florestal agiria como uma fonte de calor para o período noturno e um armazenador de calor para o período diurno.

Acima da copa, o resultado para a diferença entre a razão q_T/q_w do nível superior e médio, mostra que a sensibilidade aos períodos diurno e noturno está associada à importância da fluabilidade na organização dos processos de troca floresta-atmosfera aí. Embora os fatores determinantes do acoplamento entre a copa e o escoamento acima desta durante o período noturno sejam ainda pouco compreendidos (Mahrt et al. (2000)), vários fatores podem estar contribuindo para que a razão q_T/q_w entre o nível superior e médio seja diferente de zero. Todavia, em se tratando de processos turbulentos, as estruturas coerentes devem ter um papel importante na definição deste resultado. Mencione-se que Bolzan (2000) utilizando dados do Pantanal, mostrou através da decomposição por escala dos sinais turbulentos de resposta rápida, que as estruturas coerentes associadas aos processos mecânicos e térmicos mudam de caráter, dependendo das condições de estabilidade atmosférica. Se a condição de estabilidade dominante for a neutra, ele mostrou que as estruturas coerentes dominantes são lentas, estacionárias e provavelmente do tipo rolos, como mostrado nas figuras (5.15), (5.16) e (5.17), obtidas com dados oriundos do Experimento IPE-0, no Pantanal (Bolzan (2000)). Mas, para condições muito instáveis, as estruturas passam a ser mais rápidas, menos estacionárias e provavelmente mais dissipativas. Então, estas diferenças qualitativas verificadas na organização das estruturas coerentes, dependentes das condições de estabilidade, poderiam explicar, ao menos em parte, os comportamentos diferentes observados para q_T e q_w . A seguir, procurar-se-á mostrar que efetivamente as estruturas coerentes desempenham um papel na definição do parâmetro q .

5.5 Relação entre existência de estruturas coerentes e não-gaussianidade do sinal turbulento

Através da separação do sinal turbulento entre parte coerente e não-coerente, será investigada a influência das estruturas coerentes no valor do parâmetro q .

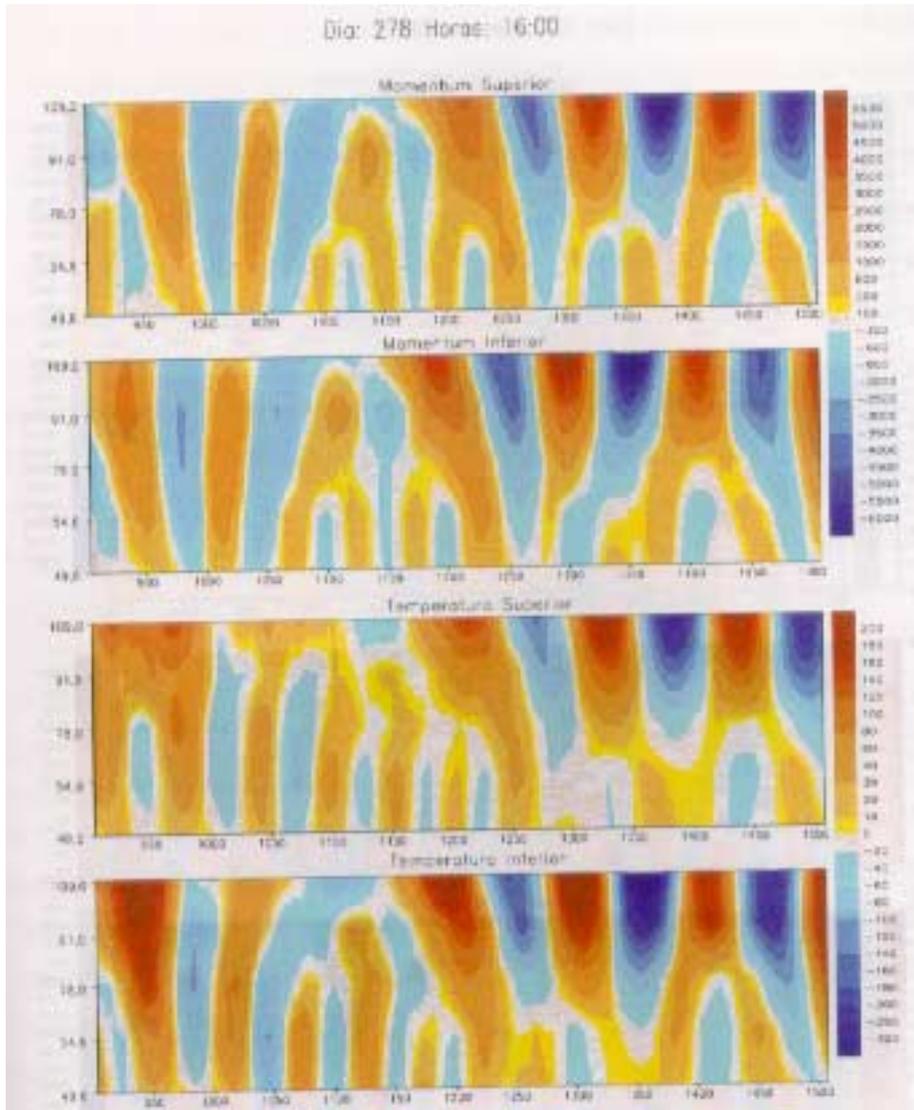


Figure 5.15: Diagrama em tempo-escala das flutuações: (a) da componente longitudinal do vento no nível superior; (b) da componente longitudinal do vento no nível inferior; (c) da temperatura no nível superior; (d) da temperatura no nível inferior. Condição de estabilidade atmosférica: situação próxima da neutralidade. Experimento IPE-0. Dia 278, 16:00 HL.

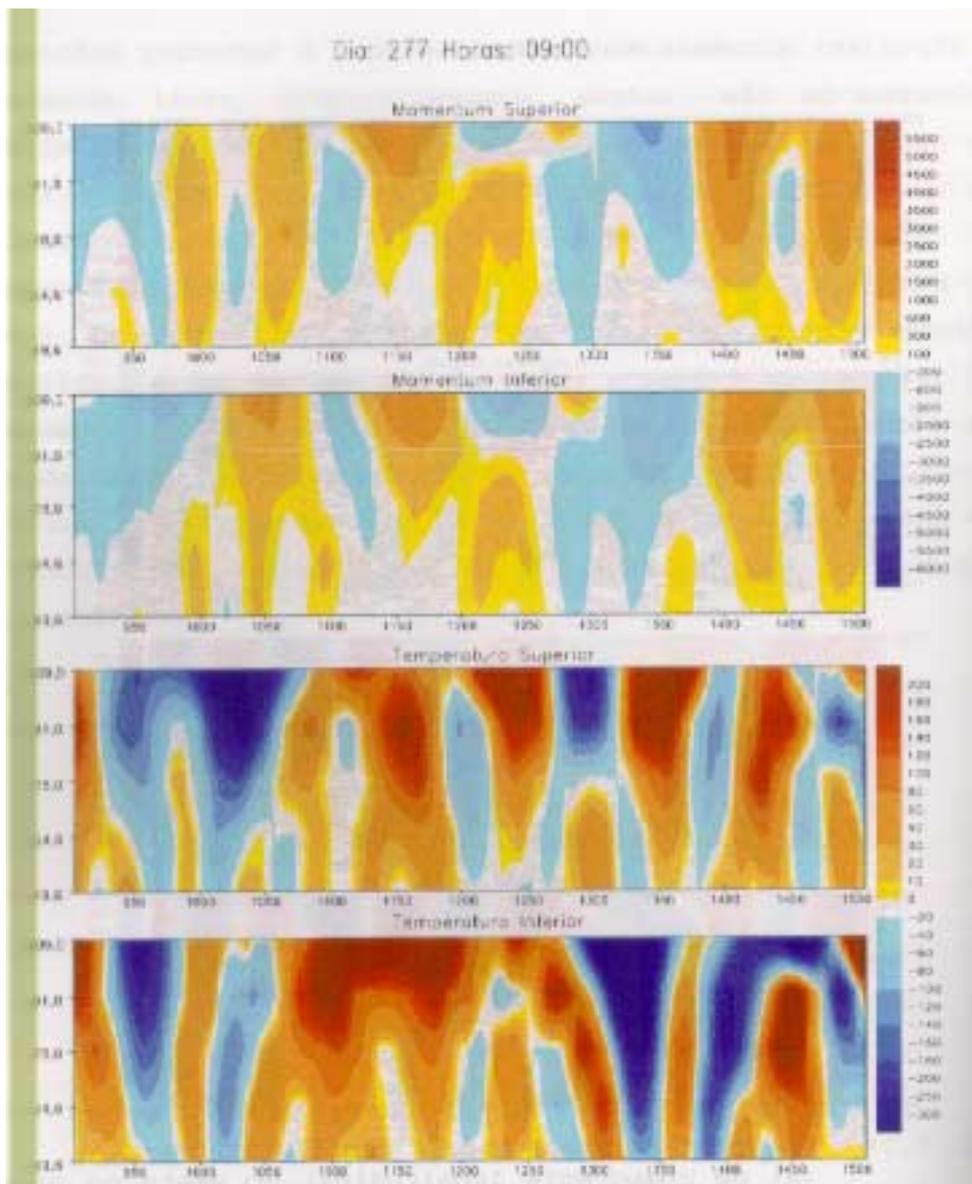


Figure 5.16: Diagrama em tempo-escala das flutuações: (a) da componente longitudinal do vento no nível superior; (b) da componente longitudinal do vento no nível inferior; (c) da temperatura no nível superior; (d) da temperatura no nível inferior. Condição de estabilidade atmosférica: situação moderadamente instável. Experimento IPE-0. Dia 277, 09:00 HL.

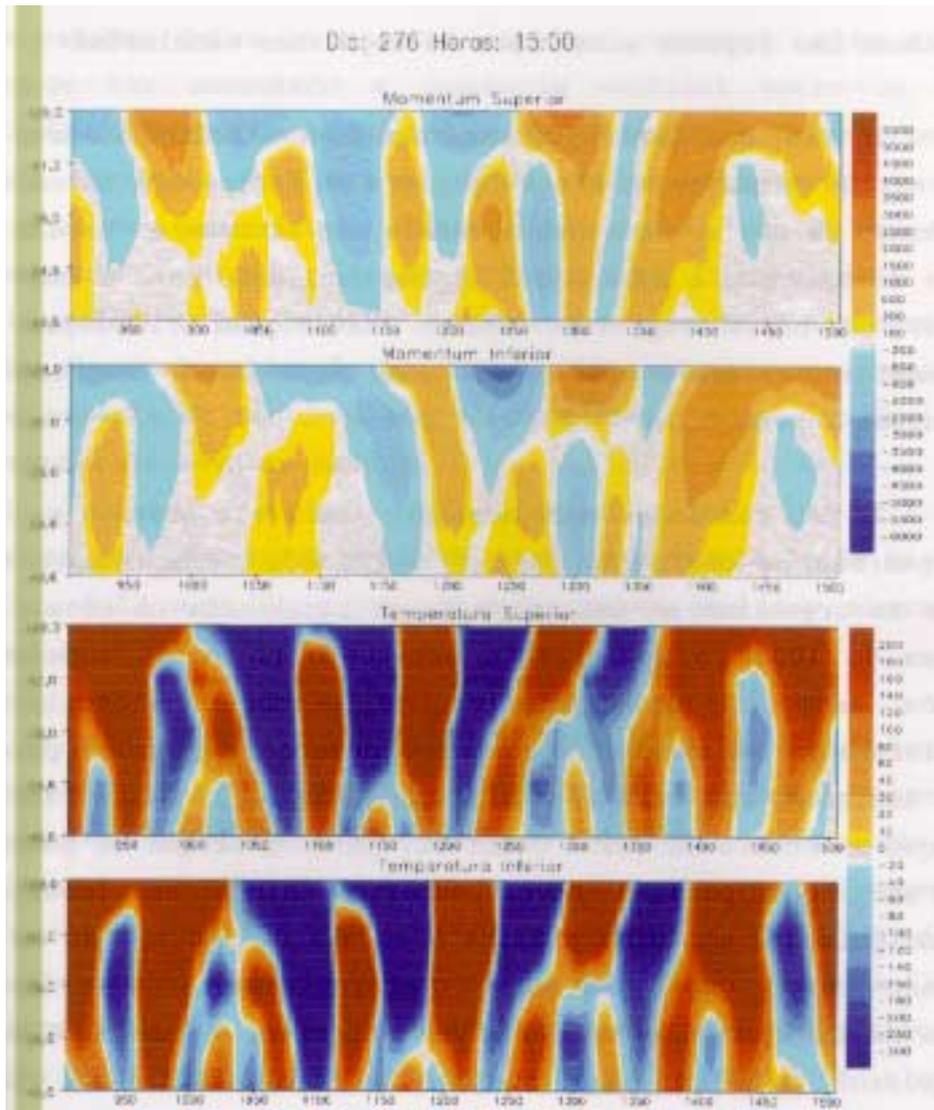


Figure 5.17: Diagrama em tempo-escala das flutuações: (a) da componente longitudinal do vento no nível superior; (b) da componente longitudinal do vento no nível inferior; (c) da temperatura no nível superior; (d) da temperatura no nível inferior. Condição de estabilidade atmosférica: situação de convercção livre. Experimento IPE-0. Dia 276, 15:00 HL.

Para projetar os dados em escalas e separar aquelas em que existam as estruturas coerentes, utilizou-se a Transformada em Ondeletas (TO). Foi escolhida a ondeleta de Haar por ser mais apropriada para a análise de dados apresentando intermitência e flutuações bruscas, ver Apêndice A. A utilização da TO neste contexto se justifica pelo fato de ela ser mais adequada para projetar em escalas sinais que apresentam características de não-estacionaridade como frequentemente ocorre nos campos turbulentos atmosféricos (Farge (1992)). O uso do modelo proposto neste capítulo, baseado na Termostatística Não Extensiva será utilizado agora para quantificar a influência da copa florestal, através da análise do comportamento do parâmetro q .

Foi aplicado o método de separação dos fenômenos intermitentes daqueles do sinal de fundo ao conjunto de dados. O resultado, ou seja, os dois sinais separados, são apresentados na figura (5.18). Uma vez realizada esta separação, é possível examinar cada parte do sinal independentemente. Foi adotado o seguinte procedimento: foram obtidas as PDFs e também, a curtose da componente horizontal da velocidade do vento, u , para o sinal original e suas partes intermitente e residual. Os valores da curtose para os três sinais são mostrados na tabela (5.1).

Na figura (5.19) são apresentadas as PDFs para os resultados experimentais e os do modelo Termostatístico Não Extensivo para o sinal original. Observa-se uma boa concordância entre os resultados experimentais e os do modelo, particularmente, para os menores valores de Δr , o que não é verdade para a curva Gaussiana. O ajuste sempre apresenta melhores resultados para valores pequenos de Δr , ou seja, quando aumenta a resolução no cálculo das diferenças de velocidade.

Para a parte residual, espera-se que haja uma melhor concordância com relação ao modelo Termostatístico Não Extensivo. O problema PDF foi estudado por Katul et al. (1994), que utilizaram dados amostrados

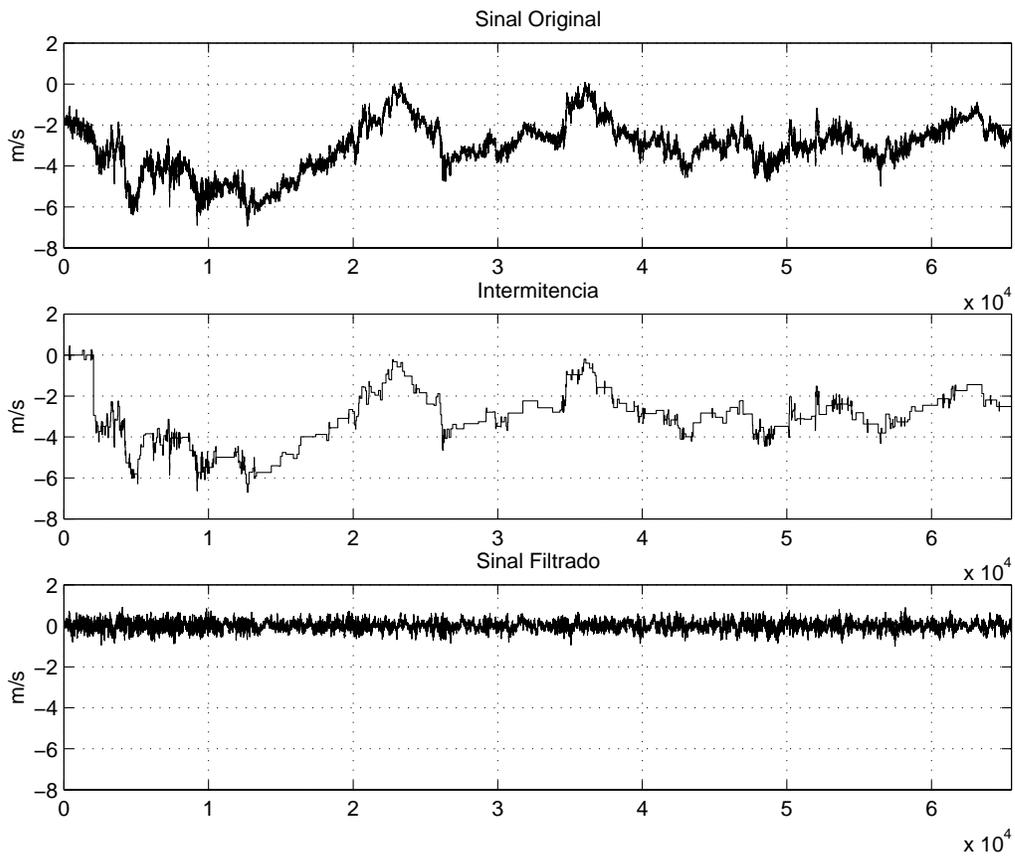


Figure 5.18: Decomposição de sinal da componente horizontal da velocidade do vento, u , medido durante o período diurno: sinal original (acima); sinal representando a parte intermitente (no meio); sinal residual (abaixo). IPE-2, 22 de setembro.

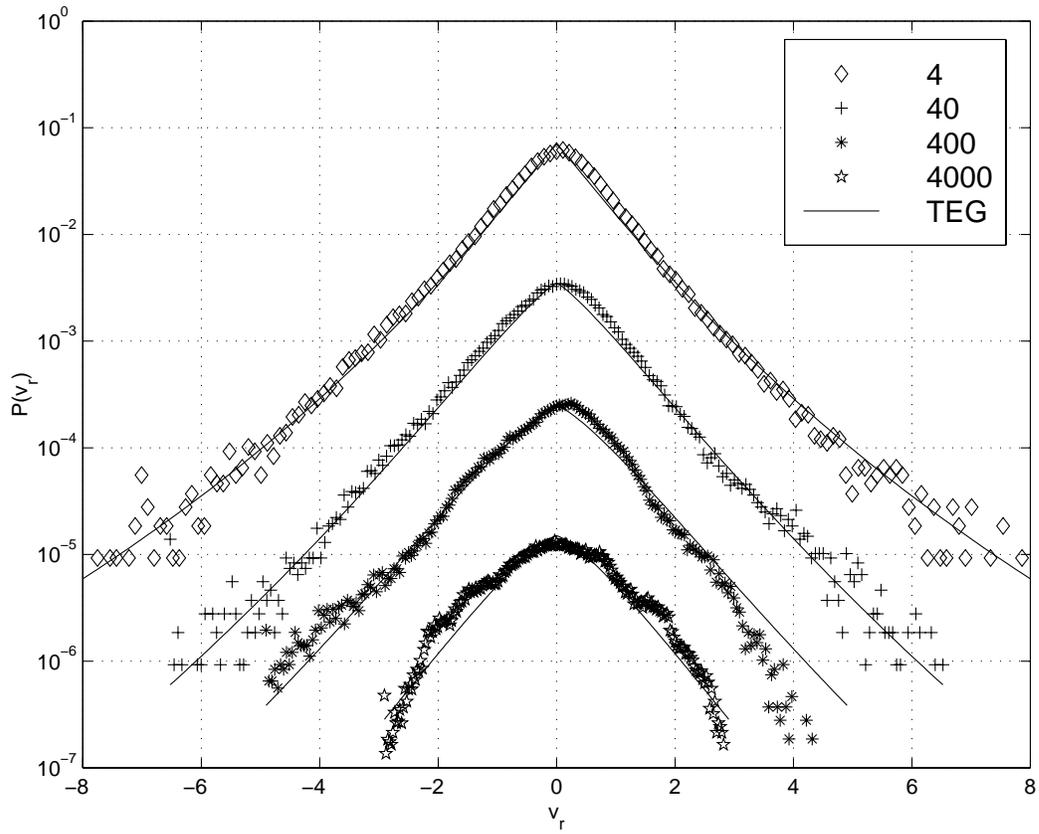


Figure 5.19: Sinal bruto original de u : PDFs para cada incremento da componente u , com dados medidos durante 60 minutos, sob condições convectivas. Dados observados (símbolos) e curvas teóricas (linhas). IPE-2, 22 de setembro

Table 5.1: VALORES DA CURTOSE OBTIDOS COM O MESMO SINAL u APRESENTADO NA FIGURA 1, CALCULADOS PARA DIFERENTES ESCALAS Δr

Δr	4	40	400	4000
Sinal Original	8,17	5,45	4,95	3,22
Sinal Residual	4,39	3,05	3,11	2,99
Sinal Intermitente	39,69	14,52	12,92	4,52

a 21 Hz, medidos acima de vegetação e encontraram discrepâncias entre os valores das curtoses previstos pela teoria, e os resultantes de seus dados experimentais, quando analisaram a parte intermitente dos sinais. Eles pesquisaram a influência de eventos intermitentes contendo energia fortemente localizada em sinais turbulentos, e mostraram que estes efeitos podem ser responsáveis pela não-Gaussianidade verificada nas distribuições das variáveis meteorológicas no subdomínio inercial do espectro turbulento.

Na figura (5.20), as PDFs baseadas na aplicação do modelo Termoestatístico Não Extensivo ao sinal residual, livre de fenômenos coerentes, concordaram melhor com os resultados experimentais. Este comportamento é exibido na figura (5.20) comparativamente ao sinal original. Também concordam melhor com os dados experimentais do que o modelo K-41. Para tentar explicar fisicamente estes resultados, será necessário compreender os mecanismos que geram a intermitência e que distorcem as distribuições estatísticas. Assim, para o sinal residual, como tais estruturas coerentes foram retiradas pela amostragem condicional, espera-se maior concordância com os modelos clássicos mencionados por Frisch (1995). No que se refere à parte intermitente, como existem vários padrões de estruturas coerentes (Robinson (1991)), e como sua intensidade depende ao menos indiretamente das condições de estabilidade atmosférica (Sá et al. (1999); Bolzan (2000)), é possível sugerir que dificilmente exista um padrão universal de intermitência, particularmente acima de superfícies complexas.

Outro resultado interessante a mencionar é aquele relacionado à diferença verificada no valor da curtose nas escalas temporais (Tabela 5.1) tanto para o sinal original como para o sinal intermitente e residual. O valor da curtose

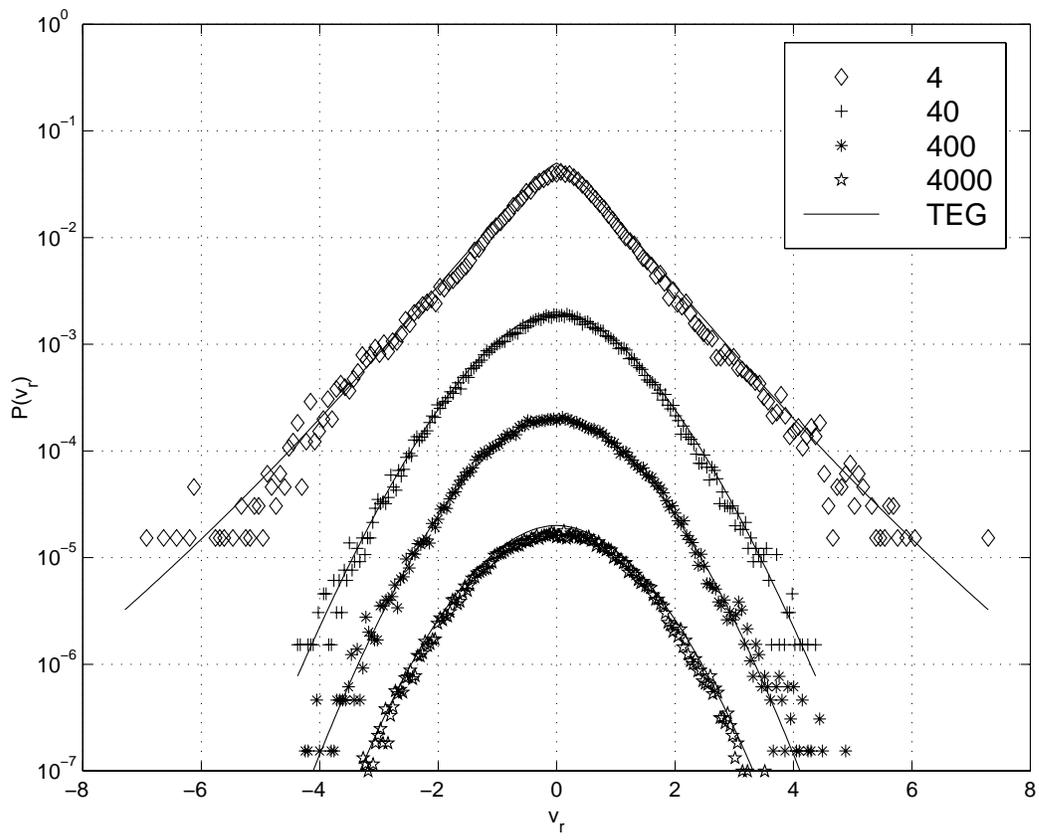


Figure 5.20: Parte residual do sinal de u : PDFs de diferenças de velocidade, para diversos incrementos Δr . Os dados observados são representados por símbolos e as curvas teóricas por linhas. IPE-2, 22 de setembro

do sinal residual está muito próximo daquele previsto para a Gaussianidade, indicando que a presente metodologia de amostragem condicional funcionou muito bem, retirando do sinal original a parte intermitente (curtosos mais elevada). Enfim, este processo de filtragem por escala dos fenômenos intermitentes mostrou que o sinal de velocidade do vento sem os fenômenos intermitentes presentes em todas as escalas mostra uma PDF Gaussiana. Isto sugere que estes fenômenos intermitentes são responsáveis pelo afastamento da Gaussianidade.

Uma questão interessante é a do porquê a natureza mostraria PDFs não Gaussianas? Alguns autores (West e Deering (1994); Viswanathan et al. (1996)) tentaram explicar não somente como, mas porque distribuições como as de Lévy existem em certos fenômenos biológicos. Segundo estes autores, isto seria uma manifestação de um mecanismo altamente eficiente para a estratégia de procura de alimentos de que os seres vivos se valeriam para sobreviver. Dentro do contexto da turbulência desenvolvida poder-se-ia pensar que as PDFs encontradas nas escalas mais finas dentro das copas, refletiriam um mecanismo mais eficiente de dissipar energia, e também, de trocar ou advectar partículas de um nível abaixo da copa para outro acima e vice-versa. Este resultado tem uma implicação ambiental interessante, na qual toda a problemática do balanço de CO_2 na floresta Amazônica está centrada: a questão da sua estimativa robusta.

5.5.1 Filtragem passa-alto da copa da floresta Amazônica

Nesta seção será investigado o papel da copa da floresta Amazônica como um meio capaz de influir nas características estatísticas das PDFs abaixo da copa, conforme resultados apresentados no capítulo 4. Para isto, são estudadas distribuições dentro da copa e comparando-as com PDFs de sinais provenientes de cima da copa, filtrado passa-alto. Para filtrar os dados é utilizada a TO de Haar, apropriada para a análise de dados com flutuações bruscas.

Utilizaram-se dados de velocidade do vento medidos acima e dentro da copa

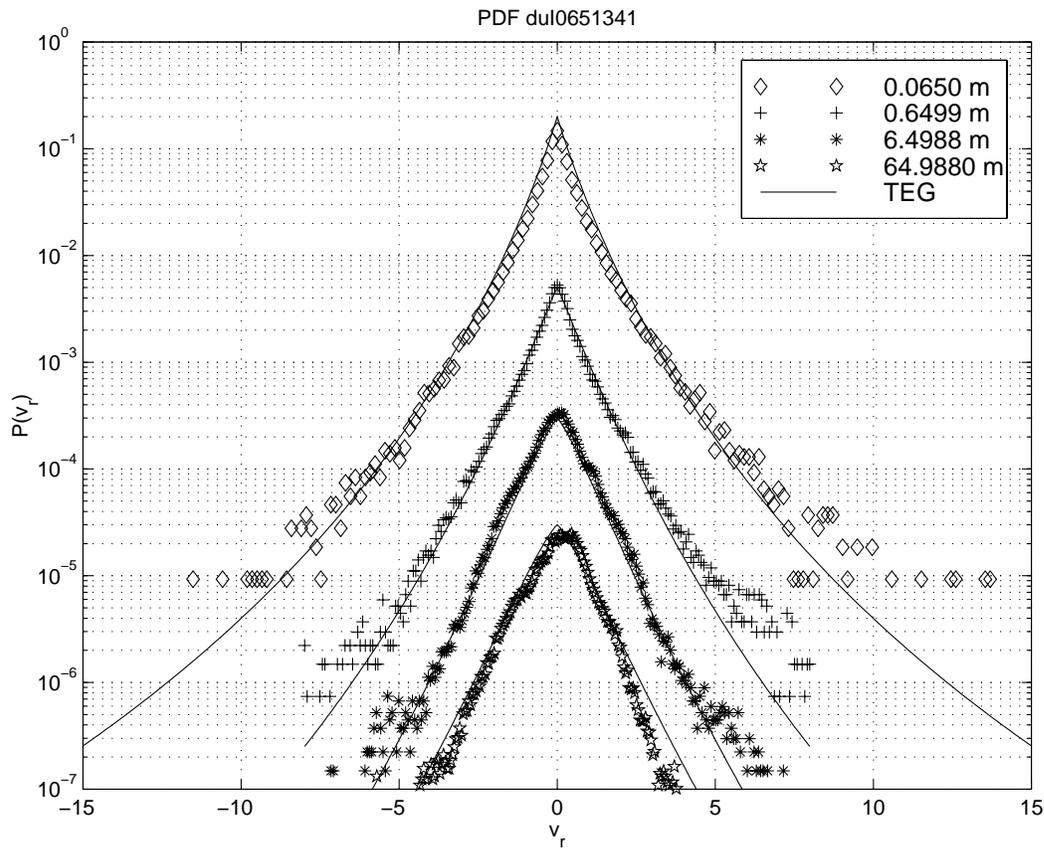


Figure 5.21: PDFs das diferenças de velocidade de dentro da copa florestal da Rebio Jaru obtidas para 4 escalas mostradas na legenda.

florestal. As PDFs foram calculadas em quatro escalas Δr de 5, 50, 500, 5000. Nos gráficos das figuras (5.21) e (5.22) apresentam-se as PDFs de velocidade obtidas para dentro e acima da copa, respectivamente. O comportamento das PDFs para os dados medidos dentro da copa florestal mostra claramente que há uma transição das PDFs próximas à Gaussianidade (que corresponde às escalas 500 e 5000) para PDFs que se aproximam de uma distribuição de Lévy.

A forma escarpada da PDF observada dentro da copa nas escalas de 0,065 m a 0,650 m foi reportada por Castaing et al. (1990). A explicação física deste comportamento é que há um processo de filtragem passa-alto. Castaing et al. (1990) obtiveram este resultado analisando séries temporais de temperatura sob convecção térmica em um regime que eles denominaram de turbulência

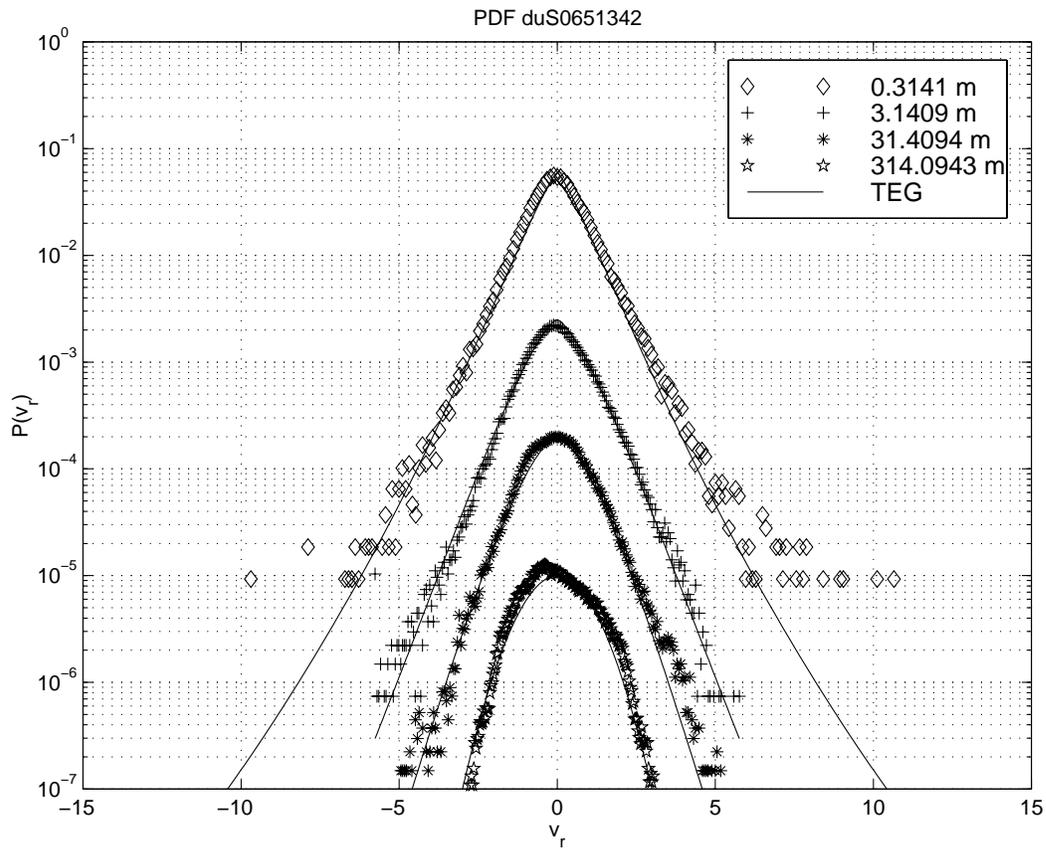


Figure 5.22: PDFs das diferenças de velocidade acima da copa florestal da Rebio Jaru obtidas para 4 escalas mostradas na legenda.

pesada ("*hard-turbulence*"). Ainda abordando este tipo de problema, Pope e Ching (1993), analisando séries temporais de temperatura, concluíram que em um regime de turbulência leve ("*soft-turbulence*") as PDFs são próximas de uma distribuição Gaussiana, enquanto que em um regime de turbulência pesada as PDFs mostram concordância com modelos baseados na distribuição de Lévy truncada.

Considerando a afirmação de Castaing et al. (1990) de que a forma escarpada das PDFs seria ocasionada por um processo de filtragem passa-alto, procurou-se então testar esta hipótese com dados disponíveis da floresta Amazônica. Para isto, foi tomada uma série temporal de velocidade do vento medido acima da torre micrometeorológica e efetuada a filtragem passa-alto. O objetivo deste procedimento é o de verificar que, através da filtragem passa-alto, os dados medidos acima da floresta e filtrados, passam a ter distribuição estatisticamente semelhantes às dos dados medidos dentro da copa. A filtragem consistiu na remoção de todas as frequências menores que 0,23 Hz. A figura (5.23) mostra o resultado da filtragem passa-alto no sinal turbulento medido acima da copa. A escolha desta frequência de corte refere-se àquela que marca o início do subdomínio inercial. O resultado da filtragem passa-alto é notado no comportamento das PDF para a menor escala ($\Delta r = 0,31$ m). Para esta, foi obtido valor mais elevado para a curtose, em comparação com aquele obtido para o sinal antes da filtragem.

Este resultado sugere que, a copa florestal age como um filtro passa-alto para os dados medidos dentro da copa. Note-se que as asas da PDF na escala $\Delta r = 0.31$ metros da figura (5.23) ficaram mais "abertas" do que as da PDF mostrada na figura (5.22), para a mesma escala. A tabela 5.2 mostra a comparação entre os valores das curtoses para o sinal filtrado e não filtrado, tanto acima da copa, quanto dentro desta. Note-se que na tabela 5.2 estão indicados incrementos em escalas (Δr) para poder comparar os valores das curtoses dos diferentes sinais. Em primeira análise, os valores da curtose em cada escala para o dado filtrado foram superiores aos do sinal original. Este resultado concorda com aqueles obtidos por Castaing et al. (1990).

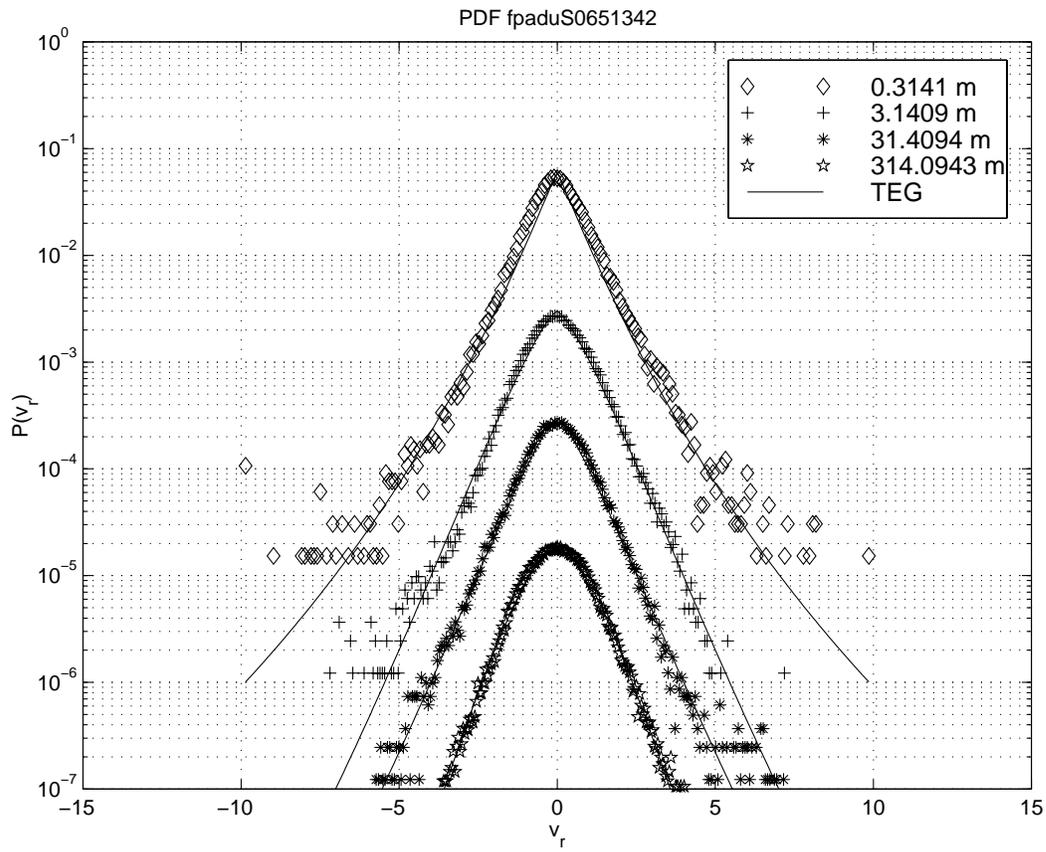


Figure 5.23: PDFs das diferenças de velocidade acima da copa florestal da Rebio Jaru filtrado passa-alto.

Table 5.2: VALORES DA CURTOSE EM CADA ESCALA PARA O SINAL ACIMA DA COPA FILTRADO E NÃO FILTRADO

Escala	Filtrado	Não Filtrado
$\Delta r = 5$	8,69	6,28
$\Delta r = 50$	4,84	4,55
$\Delta r = 500$	5,15	4,01
$\Delta r = 5000$	4,02	2,70

Foi também calculado o parâmetro q em 31 escalas, para as mesmas séries temporais utilizadas anteriormente. O resultado é mostrado na figura (5.24). Verifica-se efetivamente que a copa florestal age como um filtro passa-alto para a velocidade do vento medida dentro da copa. Uma análise dos valores da curtose em cada escala para o sinal filtrado indica que houve uma tendência de aumento dos mesmos em comparação com os do sinal não filtrado. Além disso, a figura (5.24) mostra de maneira mais clara esta tendência através do uso do parâmetro q em função da frequência. Observe-se que, na medida em que a frequência aumenta, o sinal filtrado para dados acima da copa apresenta valor de q tendendo àquele para os dados não filtrados, medidos abaixo da copa. No entanto, a forma mais escarpada nas PDFs do sinal filtrado não foi tão evidente quanto aquela da experiência realizada por Castaing et al. (1990), pela qual as PDFs dos sinais de cima da copa, filtrados, se tornariam similares às PDFs de dentro da copa. Tal fato poderia ser explicado pela ação de outros tipos de fatores, além da filtragem passa-alto, agindo fisicamente no escoamento dentro das copas. Dentre estes fatores poder-se-ia sugerir a influência amortecedora da força de flutuabilidade devida à estabilidade dentro da copa e também a natureza das estruturas coerentes agindo no processo, como discutido anteriormente. É importante salientar que o sucesso obtido por Castaing et al. (1990) pode ter sido proporcionado pela origem laboratorial dos seus dados, obtidos sem a existência de gradientes térmicos, enquanto que os utilizados aqui são oriundos de uma atmosfera real, com diversos fenômenos adicionais agindo conjuntamente na interface atmosfera-biosfera.

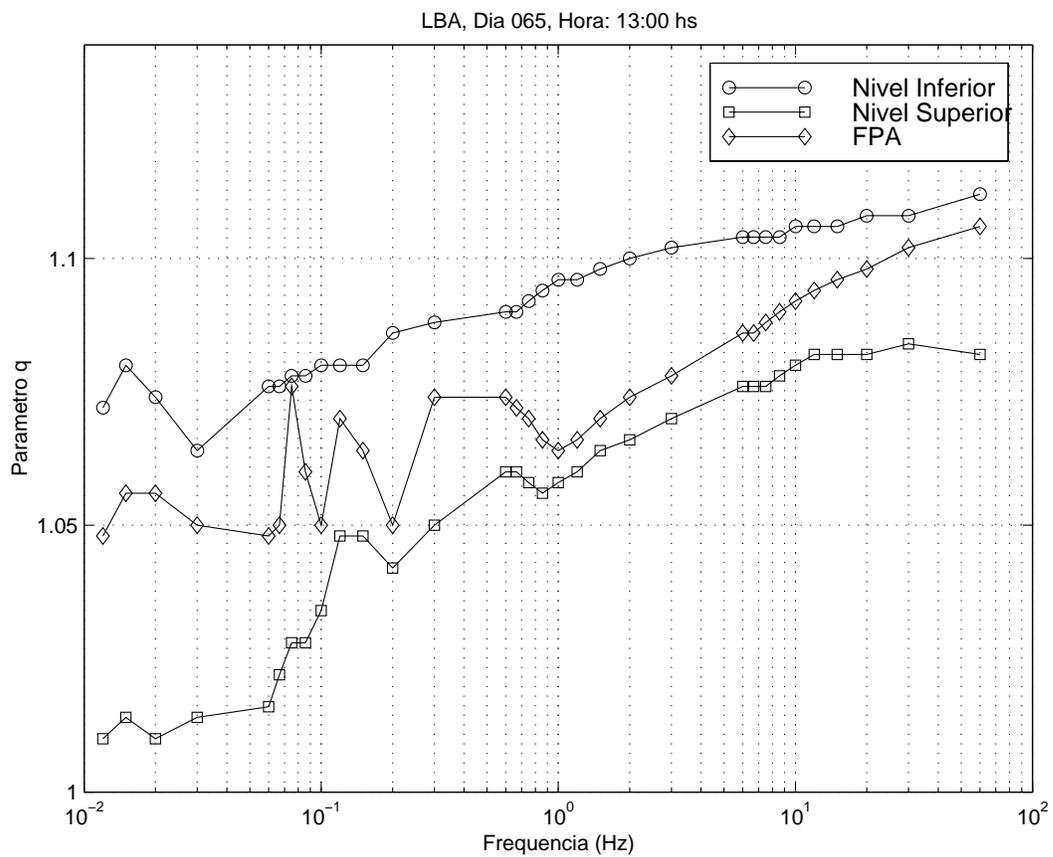


Figure 5.24: Curvas do parâmetro q em função da frequência (Hz) para o sinal filtrado passa-alto (◇), não filtrado (□) e sinal dentro da copa (○).

CHAPTER 6

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

6.1 Conclusões

Foram analisadas características estatísticas da estrutura da turbulência desenvolvida utilizando-se dados medidos acima e dentro da Floresta Amazônica e acima do Pantanal Matogrossense. Para tanto foram analisadas funções de distribuição de probabilidade (PDFs) dos incrementos de velocidade e temperatura. Mostrou-se que nas pequenas escalas do escoamento, as PDFs afastam-se consideravelmente da distribuição Gaussiana. Isto é atribuído à ação da intermitência, associada à ocorrência de estruturas coerentes no escoamento.

Demonstra-se que a copa da floresta desempenha um papel de filtro passa-alto das flutuações turbulentas, de tal forma a atenuar consideravelmente as flutuações de baixa frequência existentes acima da copa, quando o escoamento penetra na cobertura vegetal.

Utilizou-se a Termoestatística Generalizada de Tsallis para modelar as flutuações turbulentas no subdomínio inercial do espectro turbulento. Os resultados, bastante satisfatórios, ressaltaram a importância de se entender o significado físico do parâmetro entrópico q inerente à formulação entrópica da teoria de Tsallis.

Demonstra-se que o comportamento do parâmetro entrópico é diferente para os dados de temperatura comparativamente àqueles de velocidade do vento. Verifica-se que o valor do parâmetro q aumenta com a diminuição da escala, o que deixa patente a relação entre este parâmetro e a intermitência do campo turbulento.

6.2 Sugestões

Tendo como objetivo futuro, ampliar e aprofundar os conhecimentos obtidos neste trabalho, sugerem-se os seguintes tópicos de abordagem para os próximos trabalhos:

- * Realizar as funções de distribuição de probabilidades conjuntas ou bidimensionais. Nesta abordagem pode-se generalizar o modelo Termoestatístico Não Extensivo proposto nesta tese para duas dimensões;
- * Com vista em aprimorar os conhecimentos das trocas turbulentas entre a copa florestal da Amazônia e a atmosfera, faz-se necessário abordar este mesmo estudo realizado nesta tese para o nível de medidas de 42 metros de altura;
- * Realizar a mesma abordagem feita nesta tese para outros escalares, dentre os quais pode-se citar a umidade;
- * Aumentar a taxa de amostragem da turbulência em experimentos futuros.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Amiro, B. D. Comparison of turbulence statistics within three boreal forest canopies. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 5, n. 1-2, p. 99–121, 1990.
- Andrews, L. C.; Shivamoggi, B. K. The gamma distribution as a model for temperature dissipation in intermittent turbulence. **Physics of Fluids A**, v. 2, p. 105–110, 1990.
- Anselmet, F.; Gagne, Y.; Hopfinger, E. J.; Antonia, R. A. High-order velocity structure functions in turbulent shear flows. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 140, p. 63–89, 1984.
- Antonia, R. A.; Chambers, A. J.; Bradley, E. F. Temperature structure in the atmospheric surface layer. i. the budget of mean cube fluctuations. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 20, n. 3, p. 293–307, 1981.
- . Relationships between structure functions and temperature ramps in the atmospheric surface layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 23, n. 3, p. 395–403, 1982.
- Antonia, R. A.; Hopfinger, E. J.; Gagne, Y.; Anselmet, F. Temperature structure functions in turbulent shear flows. **Physical Review A**, v. 30, n. 5, p. 2704–2707, 1984.
- Antonia, R. A.; Sreenivasan, K. R. Log-normality of temperature dissipation in a turbulent boundary layer. **Physics of Fluids**, v. 20, p. 1800–1804, 1977.
- Arimitsu, T.; Arimitsu, N. Tsallis statistics and fully developed turbulence. **Journal of Physic A: Math. Gen.**, v. 33, p. L235–L241, 2000.
- Arya, S. P. **Introduction to Micrometeorology**. San Diego: Academic-Press, 1988. 307 pp.
- Baerentsen, J. H.; Berkowicz, R. Monte carlo simulation of plume dispersion in the convective boundary layer. **Atmospheric Environment**, v. 18, n. 4, p. 701–712, 1984.

- Baker, A.; Gibson, C. H. Sampling turbulence in the stratified ocean: Statistical consequences of strong intermittency. **Journal of Physical Oceanography**, v. 17, p. 1817–1836, 1987.
- Beck, C. Application of generalized thermostatics to fully developed turbulence. **Physica A**, v. 277, n. 1–2, p. 115–123, 2000.
- Beck, C.; Lewis, G. S.; Swinney, H. L. Measuring nonextensivity parameters in a turbulent couette-taylor flow - art. no. 035303. **Physical Review E**, v. 6303, n. 3, p. 5303, 2001.
- Benzi, R.; Ciliberto, S.; Baudet, C.; Chavarria, G. R. On the scaling of three-dimensional homogeneous and isotropic turbulence. **Physica D**, v. 80, p. 385–398, 1995.
- Boghossian, B. M. Thermodynamic description of the relaxation of two-dimensional euler turbulence using tsallis statistics. **Physical Review E**, v. 53, 1996.
- Bolzan, M. J. A. **Estudo da influência das Estruturas Coerentes e da rugosidade na estimativa de fluxos turbulentos sobre o Pantanal**. São José dos Campos. 71p. (INPE-7500-TDI/715). Dissertação (Mestrado em Meteorologia) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2000.
- Bolzan, M. J. A.; Sá, L. D. A.; Ramos, F. M.; Neto, C. R.; Rosa, R. R. Nonextensivity in atmospheric surface layer turbulence. In: **Conference on Hydrology, 80th Annual Meeting of the AMS**,. 15th, 2000, Long Beach: Proceedings: AMS, 2000. , p. 379–382, 2000.
- Bosveld, F.; Holtslag, A. A. M.; Hurk, B. J. J. M. V. D. Nighttime convection in the interior of a dense douglas fir forest. **Boundary Layer Meteorology**, v. 93, p. 171–195, 1999.
- Bounoua, S.; Ould-Rouis, M.; Gal, P. L.; Anselmet, F. Modelling low order statistics of temperature increments in fully developed turbulence. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 41, n. 13, p. 2049–2057, 1998.
- Boussinesq, J. Essai sur la théorie des eaux courantes. **Mémoire de l'Academie de Sciences de Paris**, v. 23, n. 1, p. 1–680,

1877.

- Camussi, R.; Guj, G. Orthonormal wavelet decomposition of turbulent flows: Intermittency and coherent structures. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 348, p. 177–199, 1997.
- Castaing, B.; Gagne, Y.; Hopfinger, E. J. Velocity probability density functions of high reynolds number turbulence. **Physica D**, v. 46, p. 177–200, 1990.
- Chen, W.; Novak, M. D.; Black, A. Coherent eddies and temperature structure functions for three contrasting surfaces, part i, ramp model with finite microfront time. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 84, p. 99–123, 1997.
- Chen, W. Y. Lognormality of small-scale structure of turbulence. **Physics of Fluids**, v. 14, n. 8, p. 1639–1642, 1971.
- Chimonas, G. Apparent counter-gradient heat fluxes generated by atmospheric waves. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 31, n. 1, p. 1–12, 1985.
- Chu, C. R.; Parlange, M. B.; Katul, G. G.; Albertson, J. D. Probability density functions of turbulent velocity and temperature in the atmospheric surface layer. **Water Resources Research**, v. 32, p. 1681–1688, 1996.
- Culf, A. D.; Esteves, J. L. Radiation, temperature e humidity over forest and pasture in Amazonia. In: J. H. C Gash; C. A. Nobre; J. M. Roberts; R. L. Victoria eds. **Amazonian deforestation and climate**. Chichester, UK: John Wiley, 1996. p. 175-190.
- Daubechies, I. **Ten lectures on wavelets**. Philadelphia: SIAM, 1992. 357 pp.
- Einstein, A. Méthode pour la détermination de valeurs statistiques d'observations concernant des grandeurs soumises à desfluctuations irrégulières. **Archive des Sciences Physiques et Naturelles**, v. 37, p. 254–255, 1914.
- Farge, M. The wavelet transform and its applications to turbulence. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 24, p. 395–457, 1992.

- Farge, M.; Kevlahan, N.; Perrier, V.; Goirand, E. Wavelets and turbulence. **Proceedings of IEEE**, v. 84, n. 4, p. 639–669, Apr. 1996.
- Farge, M.; Pellegrino, G.; Schneider, K. Coherent vortex extraction in 3D turbulent flows using orthogonal wavelets. **Physical Review Letters**, v. 87, n. 5, July 2001.
- Filho, A. O. M. Regime de radiação solar e características da vegetação - modelos de inversão. **Acta Amazônica**, v. 27, n. 2, p. 119–134, 1997.
- Fisch, G. **Camada Limite Amazônica: aspectos observacionais e de modelagem**. São José dos Campos. 171pp. (INPE-). Dissertação (Doutorado em Meteorologia) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1996.
- Fitzjarrald, D. R.; Moore, K. E.; Cabral, O. M. R.; Sclar, J.; Manzi, A. O.; Sá, L. D. A. Daytime turbulent exchange between the amazon forest and the atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 95, n. D10, p. 16825–16838, Sep. 1990.
- Frisch, U. Lattice gas automata for the navier-stokes equations - a new approach to hydrodynamics and turbulence. **Phys. Scripta**, v. 40, n. 3, p. 423–423, 1989.
- . **Turbulence**. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 296 pp.
- Gagne, Y.; Marchand, M.; Castaing, B. Conditional velocity pdf in 3-d turbulence. **Journal of Physics II France**, , n. 4, p. 1–8, 1994.
- Gao, W.; Li, B. L. Wavelet analysis of coherent structures at the atmosphere-forest interface. **Journal of Applied Meteorology**, v. 32, n. 11, p. 1717–1725, 1993.
- Gao, W.; Shaw, R. H.; U, K. T. P. Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 47, p. 349–377, 1989.
- Garstang, M.; Fitzjarrald, D. **Observations of surface to atmosphere interactions in the tropics**. New York: Oxford University Press, 1999. 405 pp.

- Gash, J. H. C.; Nobre, C. A.; Roberts, J. M.; Victoria, R. L.
Amazonian Deforestation and Climate. Chichester, UK:
 John Wiley, 1996. 611 pp.
- Hagelberg, C. R.; Gamage, N. K. K. Structure-preserving wavelet decompositions of intermittent turbulence. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 70, n. 3, p. 217–246, 1994.
- Heinz, S.; Schaller, E. On the influence of non-gaussianity on turbulent transport. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 81, p. 147–166, 1996.
- Henderson-Sellers, A.; Dickinson, R. E.; Durbidge, T. B.; Kennedy, P. J.; McGuffie, K.; Pitman, A. J. Tropical deforestation modelling local to regional scale climate change. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. D4, p. 7289–7315, 1993.
- Henjes, K. On probing the inertial subrange. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 91, p. 367–384, 1999.
- Högström, U.; Bergström, H. Organized turbulence in the near-neutral Atmospheric Surface Layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 53, n. 17, p. 2452–2464, Sep. 1996.
- Hunt, J. C. R.; Kaimal, J. C.; Gaynor, J. E. Eddy structure in the convective boundary layer - new measurements and new concepts. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 114, n. 482, p. 827–858, 1988.
- Hussain, A. K. M. F. Coherent structures - reality and myth. **Physics of Fluids**, v. 26, n. 10, p. 303–356, 1983.
- . Coherent structures and turbulence. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 173, p. 303–356, 1986.
- Jaberi, F. A.; Miller, R. S.; Madnia, C. K.; Givi, P. Non-gaussian scalar statistics in homogeneous turbulence. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 313, p. 241–282, 1996.
- Johal, R. Tsallis entropy and q-analogue of information. **Physics Letters A**, v. 253, p. 47–49, 1999.
- Kaimal, J. C.; Finnigan, J. J. **Atmospheric boundary layer flows - Their structure and measurement.** Oxford University Press, 1994.

p. 289.

- Katul, G.; Kuhn, G.; Shieldge, J.; Chang, I. The ejection–sweep character of scalar fluxes in the unstable surface layer. **Boundary Layer Meteorology**, v. 83, p. 1–26, 1997.
- Katul, G. G.; Albertson, J. D.; Chu, C. R.; Parlange, M. B. Intermittency in atmospheric surface layer turbulence: The orthonormal Wavelet representation. In: Efi Foufoula-Georgiou; Praveen Kumar eds. **Wavelets in geophysics**. Academic Press, 1994. p. 81–105.
- Katul, G. G.; Parlange, M. B.; Albertson, J. D.; Chu, C. R. Local isotropy and anisotropy in the sheared and heated atmospheric surface layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 72, n. 1–2, p. 123–148, 1995.
- 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.
- Kolmogorov, A. N. A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high reynolds number. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 13, n. 1, p. 82–85, 1962.
- Kraichnan, R. H. Kolmogorovs inertial-range theories. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 62, n. 1, p. 305–330, 1974.
- Kruijt, B.; Malhi, Y.; Lloyd, J.; Nobre, A. D.; Miranda, A. C.; Pereira, M. G. P.; Culf, A.; Grace, J. Turbulence statistics above and within two amazon rain forest canopies. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 94, n. 1, p. 297–331, 2000.
- Kulkarni, J. R.; Sadani, L. K.; Murthy, B. S. Wavelet analysis of intermittent turbulent transport in the atmospheric surface layer over monsoon trough region. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 90, p. 217–239, 1999.
- Lean, J.; Button, C. B.; Nobre, C. A.; Rowtree, P. R. The simulated impact of Amazonian deforestation on climate using measured ABRACOS vegetation characteristics. In: J. H. C. Gash; C. A. Nobre;

- J. M. Roberts; R. L. Victoria, eds. **Amazonian deforestation and climat.** Chichester, UK: John Wiley e Sons, 1996. p.
- Leclerc, M. Y.; Beissner, K. C.; Shaw, R. H.; Hartog, G. D.; Neumann, H. H. The influence of buoyancy on third-order turbulent velocity statistics within a deciduous forest. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 55, p. 109–123, 1991.
- Lenschow, D. D. Airplane measurements of planetary boundary layer structure. **Journal of Applied Meteorology**, v. 9, p. 874–884, 1970.
- Lenschow, D. H.; Stankov, B. B. Length scales in the convective boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 43, n. 12, p. 1198–1209, 1986.
- Lin, C. C. On Taylor's hypothesis and the acceleration terms in the Navier-Stokes equation. **Quarterly Appl. Math.**, v. 10, p. 294–306, 1953.
- Lumley, J. L. Some comments on turbulence. **Physics of Fluids**, v. A4, n. 2, p. 203–211, Feb. 1992.
- Lumley, J. L.; Panofsky, H. A. **The structure of atmospheric turbulence.** New York: John Wiley & Sons, 1964. 239 pp.
- de Magalhães, N. W. **Conheça o pantanal.** São Paulo: Terragraph Artes e Informática, 1992.
- Mahrt, L. Intermittency of atmospheric turbulence. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 46, n. 1, p. 79–95, 1989.
- . Flux sampling errors for aircraft and towers. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 15, p. 416–429, Apr. 1998.
- Mahrt, L.; Gibson, W. Flux decomposition into coherent structures. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 60, n. 1–2, p. 143–168, 1992.
- Mahrt, L.; Howell, J. F. The influence of coherent structures and microfronts on scaling laws using global and local transforms. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 260, p. 247–270, 1994.
- Mahrt, L.; Lee, X.; Neumann, A. B. H.; Staebler, R. M. Nocturnal mixing in a forest subcanopy. **Agricultural and Forest**

- Meteorology**, v. 101, p. 67–78, 2000.
- Maitani, T. On the downward transport of turbulent kinetic energy in the surface layer over plant canopies. **Boundary Layer Meteorology**, v. 14, n. 4, p. 571–584, 1978.
- Manzi, A. O. **Introduction d'un schéma des transferts sol-vegetation-atmosphère dans un modèle de circulation générale et application a la simulation de la deforestation Amazonienne**. Toulouse, França. 293pp. · Dissertação (Doutorado em Meteorologia) – Universidade Paul Sabatier, 1993.
- Meneveau, C. Statistics of turbulence subgrid-scale stresses - necessary conditions and experimental tests. **Physics of Fluids**, v. 6, n. 2, p. 815–833, 1994.
- Meneveau, C.; Katz, J. Scale-invariance and turbulence models for large-eddy simulation. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 32, p. 1–32, 2000.
- Meneveau, C.; Sreenivasan, K. R. The multifractal nature of turbulent energy-dissipation. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 224, p. 429–484, 1991.
- Monin, A. S.; Yaglom, A. M. **Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence**. Cambridge, Massachussets: MIT Press, 1971. 769 pp.
- Nelkin, M. In what sense is turbulence an unsolved problem? **Science**, v. 255, p. 566–570, 1992.
- Neto, C. R.; Zanandrea, A.; Ramos, F. M.; Rosa, R. R.; Bolzan, M. J. A.; de A. Sá, L. D. Multiscale analysis from turbulent time series with wavelet transform. **Physica A**, v. 295, p. 215–218, 2001.
- Nobre, C. A.; Sellers, P. J.; Shukla, J. Amazonian deforestation and regional climate change. **Journal of Climate**, v. 4, n. 10, p. 957–988, 2000.
- Pachêco, V. B. **Algumas características do acoplamentos entre o escoamento acima e abaixo da copa da floresta amazônica em Rondônia**. São José dos Campos. 109pp.

- (INPE). Dissertação (Mestrado em Meteorologia) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2001.
- Painter, S. Evidence for non-gaussian scaling behavior in heterogeneous sedimentary formations. **Water Resources Research**, v. 32, n. 5, p. 1183–1195, May 1996.
- Parisi, G.; Frisch, U. On the singularity structure of fully developed turbulence, in predictability in Geophysical Fluid Dynamics. In: **Predictability in Geophysical Fluid Dynamics**,. 1993, Varenna: Proceedings International School of Physics "E. Fermi", 1993. , p. 84-88, 1993.
- Paw U, K. T.; Brunet, Y.; Collineau, S.; Shaw, R. H.; Maitani, T.; Qiu, J.; Hippias, L. On coherent structures in turbulence above and within agricultural plant canopies. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 61, n. 1-2, p. 55–68, Sep. 1992.
- Pope, S. B.; Ching, E. S. C. Stationary probability density functions - an exact result. **Physics of Fluids A**, v. 5, n. 7, p. 1529–1531, 1993.
- Powell, D. C.; Elderkin, C. E. An investigation of the Taylor's hypothesis to atmospheric boundary layer turbulence. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 31, p. 990–1002, 1974.
- Pumir, A.; Shraiman, B.; Siggia, E. D. Exponential tails and random advection. **Physical Review Letters**, v. 66, n. 23, p. 2984–2987, 1991.
- Ramos, F. M.; Neto, C. R.; Rosa, R. R. Intermittency and non-extensivity in turbulence and financial markets. Disponível em: <http://www.lanl.gov/abs/cond-mat/9907348>, 1999.
- Ramos, F. M.; Rosa, R. R.; Neto, C. R.; Bolzan, M. J. A.; Sá, L. D. A. Nonextensive statistics and three-dimensional fully developed turbulence. **Physica A**, v. 295, p. 250–253, 2001a.
- . Nonextensive thermostatistics description of intermittency in turbulence and financial markets. **Nonlinear Analysis**, v. 47, p. 3521–3530, 2001b.
- Raupach, M. R.; Finnigan, J. J.; Brunet, Y. Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing-layer analogy.

- Boundary-Layer Meteorology**, v. 78, n. 3-4, p. 351-382, Mar. 1996.
- Robinson, S. K. Coherent motions in the turbulent boundary layer. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 23, p. 601-639, Sep. 1991.
- da Rocha, E. J. P. **Balanco de Umidade na Amazônia durante o Fluamazon**. São Paulo. 121pp. (USP).
Dissertação (Mestrado em Meteorologia) – Universidade de São Paulo, 1991.
- Rott, N. Note on the history of the reynolds-number. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 22, n. 1-11, 1990.
- 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, n. 1, p. 87-96, 1999.
- Sá, L. D. A.; Bolzan, M. J. A.; Ramos, F. M.; Neto, C. R.; Rosa, R. R. Turbulent velocity and temperature probability density functions in the amazonian surface boundary layer. **Workshop on Physics of the Planetary Boundary Layer and Dispersion**, 1999.
- . Análise da intermitência no subdomínio inercial da turbulência desenvolvida acima do pantanal mato-grossense (experimento ipe-2). **Revista Brasileira de Meteorologia**, v. 16, n. 1, p. 41-49, 2001.
- Sakai, R. K.; Fitzjarrald, D. R.; Moore, K. E. Importance of low-frequency contributions to eddy fluxes observed over rough surfaces. **Journal of Applied Meteorology**, v. 40, p. 2178-2192, Dec. 2001.
- Schlichting, H. **Boundary-layer theory**. New York: McGraw-Hill, 1960. 747 pp.
- Schools, J. L. J. The detection and measurement of turbulent structures in the atmospheric surface layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 29, p. 39-58, 1984.

- Schools, J. L. J.; Wartena, L. A dynamic description of turbulent structures in the near neutral atmospheric surface-layer - the role of static pressure-fluctuations. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 34, n. 1-2, p. 1-15, 1986.
- Shafi, H. S.; Zhu, Y.; Antonia, R. A. Intermittency of vorticity in a turbulent shear flow. **Physics of Fluids**, v. 8, n. 8, p. 2245-2247, 1996.
- Shaw, R. H.; Hartog, G. D.; Neumann, H. H. Influence of foliar density and thermal stability on profiles of reynolds stress and turbulence intensity in a deciduous forest. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 45, n. 4, p. 391-409, 1988.
- Shaw, W. J.; Businger, J. A. Intermittency and the organization of turbulence in the near-neutral marine atmospheric boundary layer. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 42, n. 23, p. 2563-2584, 1985.
- She, Z.-S.; Leveque, E. Universal scaling laws in fully developed turbulence. **Physical Review Letters**, v. 72, n. 3, p. 336-339, 1994.
- She, Z.-S.; Waymire, E. C. Quantized energy cascade and log-poisson statistics in fullydeveloped turbulence. **Physical Review Letters**, v. 74, n. 2, p. 262-339, 1995.
- Shen, S.; Leclerc, M. Y. Modelling the turbulence structure in the canopy layer. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 87, n. 1, p. 3-25, 1997.
- Shraiman, B. I.; Siggia, E. D. Lagrangian path-integrals and fluctuations in randow flow. **Physical Review E**, v. 49, n. 4, p. 2912-2927, 1994.
- Shuttleworth, W. J.; Gash, J. H. C.; Lloyd, C. R.; Moore, C. J.; Roberts, J. M.; Filho, A. J.; Fisch, G.; Filho, V.; Ribeiro, M.; Molion, L. C. B.; de A. Sá, L. D.; Nobre, J.; Cabral, O. M. R.; Patel, S.; de Moraes, C. Daily variations of temperature and humidity within and above amazonian forest. **Weather**, v. 40, p. 102-108, 1985.

- Silva Dias, M. A. F. S.; Rutledge, S.; Kabat, P.; Dias, P. S.; Nobre, C.; Fisch, G.; Dolman, H.; Zipser, E.; Garstang, M.; Manzi, A.; Fuentes, J.; Rocha, H.; Marengo, J.; Plana-Fattori, A.; Sá, L. D. A.; Andreae, R. C. S. A. M.; Artaxo, P.; Gielow, R.; Gatti, L. Clouds and rain processes in a biosphere atmosphere interaction context in the amazon region. **Journal of Geophysical Research**, v. (accepted), p. –, 2002.
- Smagorinsky, J. Some Historical remarks on the use of nonlinear viscosities. In: B. Galperin; S. A. Orszag eds. **large eddy simulation of complex engineering and geophysical flows**. New York: Cambridge University Press, 1993. p. 3–36.
- Speziale, C. G. Analytical methods for the development of reynolds-stress closures in turbulence. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 23, p. 107–157, 1991.
- Sreenivasan, K. R. On local isotropy of passive scalars in turbulent shear flows. In: J. C. R. Hunt; O. M. Phillips; D. Willians eds. **turbulence and stochastic processes: Kolmogorov's ideas 50 years on**. Proceedings of the Royal Society of London A, 1991. p. 165–182.
- Sreenivasan, K. R.; Antonia, R. A. The phenomenology of small-scale turbulence. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 29, p. 435–472, 1997.
- Sreenivasan, K. R.; Kailasnath, P. The phenomenology of small-scale turbulence. **Physics of Fluids A: Fluid Dynamics**, v. 5, n. 2, p. 512–514, Feb. 1993.
- Stull, R. B. **An Introduction to Boundary Layer Meteorology**. Dordrecht: Kluwer, 1988. 666 pp.
- Sun, J.; Howell, J. F.; Esbensen, S. K.; Mahrt, L.; Greb, C. M.; Grossman, R.; LeMone, M. A. Scale dependence of air-sea fluxes over the Western Equatorial Pacific. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 53, n. 21, p. 2997–3012, Nov. 1996.
- Taylor, G. I. Diffusion by continuous movements. **Proceedings of London Math. Soc. Ser.**, v. 20, n. 2, p. 196–211, 1921.

- . Statistical theory of turbulence. **Proceedings of London Math. Soc. Ser.**, v. 151, p. 421–478, 1935.
- Tchéo, J. M.; Brachet, F. B.; Tabeling, P.; Willaime, H.
Multifractal asymptotic modeling of the probability density function of velocity increments in turbulence. **Physica D**, v. 129, p. 93–114, 1999.
- Tennekes, H. A comparative pathology of atmospheric turbulence in two and three dimensions. In: M. Ghil; R. Benzi; G. Parisi. eds. **turbolenza e predicibilita nella fluidodinamica geofisica e la dinamica del clima**. North-Holland Physics Publishing, 1985. p. 45–70.
- Tennekes, H.; Lumley, J. L. **A First Course in Turbulence**. Cambridge: MIT Press, 1972. 300 pp.
- Tsallis, C. Possible generalization of boltzmann-gibbs statistics. **Journal of Statistical Physics**, v. 52, n. 1–2, 1988.
- . Nonextensive statistics: Theoretical, experimental and computational evidences and connections. **Brazilian Journal of Physics**, v. 29, n. 1, p. 1–35, Mar. 1999.
- . Entropic nonextensivity: a possible measure of complexity. **Chaos, Solitons and Fractals**, v. 13, p. 371–391, 2002.
- Tsallis, C.; Levy, S. V. F.; Souza, A. M. C.; Maynard, R.
Statistical-mechanical foundation of the ubiquity of lévy distributions in nature. **Physical Review Letters**, v. 75, n. 20, Nov. 1995.
- 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, n. 1, p. 205–209, 1994.
- Turner, B. J.; Leclerc, M. Y.; Gauthier, M.; Moore, K. E.
Identification of turbulence structures above a forest canopy using a wavelet transform. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, p. 1919–1926, 1994.
- Vassilicos, J. C. Fluid-dynamics - turbulence and intermittency. **Nature**, v. 374, n. 6521, p. 408–409, 1995.

- Vergassola, M.; Benzi, R.; Biferale, L.; Pisarenko, D. Wavelet analysis of a gaussian kolmogorov signal. **J. Phys. A: Math. Gen.**, v. 26, p. 6093–6099, 1993.
- Vickers, D.; Mahrt, L. Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 14, n. 3, p. 512–526, June 1997.
- Viswanathan, G. M.; Afanasyev, V.; Buldyrev, S. V.; Murphy, E. J.; Prince, P. A.; Stanley, H. E. Levy flight search patterns of wandering albatrosses. **Nature**, v. 381, p. 413–415, 1996.
- Warhaft, Z. Passive scalars in turbulent flows. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 32, p. 203–240, 2000.
- West, B. J. Measurement, information and uncertainty. **Mathematics and Computers in Simulation**, v. 29, n. 1–4, p. 169–189, 1987.
- West, B. J.; Deering, W. Fractal physiology for physicists: Lévy statistics. **Physics Reports**, v. 246, n. 1–2, p. 1–100, 1994.
- Wyngaard, J. C.; Clifford, S. F. Taylor’s hypothesis and high-frequency turbulence spectra. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 34, p. 922–929, 1977.
- Wyngaard, J. C.; Côté, O. R. Cospectral similarity in the atmospheric surface layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 98, n. 417, p. 590–603, 1972.
- Wyngaard, J. C.; Moeng, C. H. Parameterizing turbulent diffusion through the joint probability density. **Boundary–Layer Meteorology**, v. 60, n. 1–2, p. 1–13, July 1992.
- Yaglom, A. M. The work by einstein, a. on methods of treatment of fluctuating series of observations and the role of these methods in meteorology. **Izv. An. Sssr. Fiz. Atm.**, v. 22, n. 1, p. 101–107, 1986.
- . Fluctuation spectra and variances in convective turbulent boundary-layers - a reevaluation of old models. **Physics of Fluids**, v. 6, n. 2, p. 962–972, 1994.

Zhou, T.; Antonia, R. A. Reynolds number dependence of the small-scale structure of grid turbulence. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 406, p. 81–107, 2000.

APÊNDICE A

A TRANSFORMADA EM ONDELETAS

Existem dois tipos de funções ondeletas, a ondeleta contínua e a ondeleta discreta. Dentre as ondeletas discretas mais conhecidas estão a de Haar, Meyer e biortogonal, dentre outras. A ondeleta contínua mais conhecida é a de Morlet, a qual sendo complexa, permite também a análise da fase e do módulo do sinal. A ondeleta do chapéu-mexicano também é muito mencionada na literatura, mas geralmente é utilizada sem parte complexa. Deste modo, cabe aqui fazer uma pequena introdução da teoria da Transformada em Ondeletas para poder entender as características de cada um dos tipos.

A.1 A Transformada em Ondeleta Discreta

A transformada em Ondeletas de Haar utilizada neste trabalho é classificada na categoria de Transformada em Ondeletas Discretas que possui excelente característica para decomposição do sinal em escalas. Nesta categoria, dilatações e translações da *função mãe* $\Phi(x)$, definem uma base ortogonal; nossa ondeleta base é:

$$\Phi_{(s,l)}(x) = 2^{-s/2}\Phi(2^{-s}x - l) \quad (\text{A.1})$$

As variáveis s e l são inteiros que transladam e dilatam a função mãe Φ para gerar as ondeletas, tais como a família de ondeletas de Daubechies (1992). O índice de escala s indica a espessura da ondeleta, e o índice de localização l mostra a posição. Note-se que as funções mães são reescaladas, ou dilatadas pela potência de dois (2), e transladadas por inteiros, o que faz destas bases ondeletas especialmente interessantes justamente para aplicações de filtragem de sinais geofísicos.

Para cobrir todo o domínio dos dados em diferentes resoluções é utilizada a

seguinte equação:

$$W(x) = \sum_{k=-1}^{N-2} (-1)^k c_{k+1} \Phi(2x + k) \quad (\text{A.2})$$

onde $W(x)$ é a função de escala para a função mãe Φ de Haar (veja a figura 6.1), e c_k são os *coeficientes de ondeletas*. Os coeficientes de ondeletas precisam satisfazer as restrições de linearidade e quadrática da forma:

$$\sum_{k=0}^{N-1} c_k = 2, \quad \sum_{k=0}^{N-1} c_k c_l = 2\delta_{l,0} \quad (\text{A.3})$$

onde δ é a função delta e l é o índice de localização.

Uma das características de grande utilidade destas ondeletas é justamente a facilidade de poder escolher os coeficientes para um sistema de ondeletas a ser adaptado para um dado problema. Daubechies (1992) desenvolveu uma família específica de sistemas de ondeletas que representa um comportamento polinomial muito bom. Esta ferramenta já foi utilizada para estes dados obtidos no projeto LBA com sucesso (Neto et al. (2001)).

A.2 A Transformada em Ondeleta Contínua

A Transformada em Ondeleta é uma ferramenta matemática de grande utilidade para estudar sinais geofísicos que possuem característica altamente não estacionária, ou seja, sinais cujos os momentos estatísticos variam com a escala temporal; daí, a vantagem do uso desta ferramenta sobre a tradicional abordagem dada pela análise de Fourier. Vários pesquisadores já demonstraram a utilidade da Transformada em Ondeleta no estudo com sinais geofísicos (Vergassola et al. (1993); Gao e Li (1993); Turner e Leclerc (1994); Turner et al. (1994); dentre outros). Nesta seção, a Transformada utilizada foi a contínua. Dentre as Transformadas em Ondeletas Contínuas que existem, a utilizada neste trabalho foi a de Morlet. A função Morlet

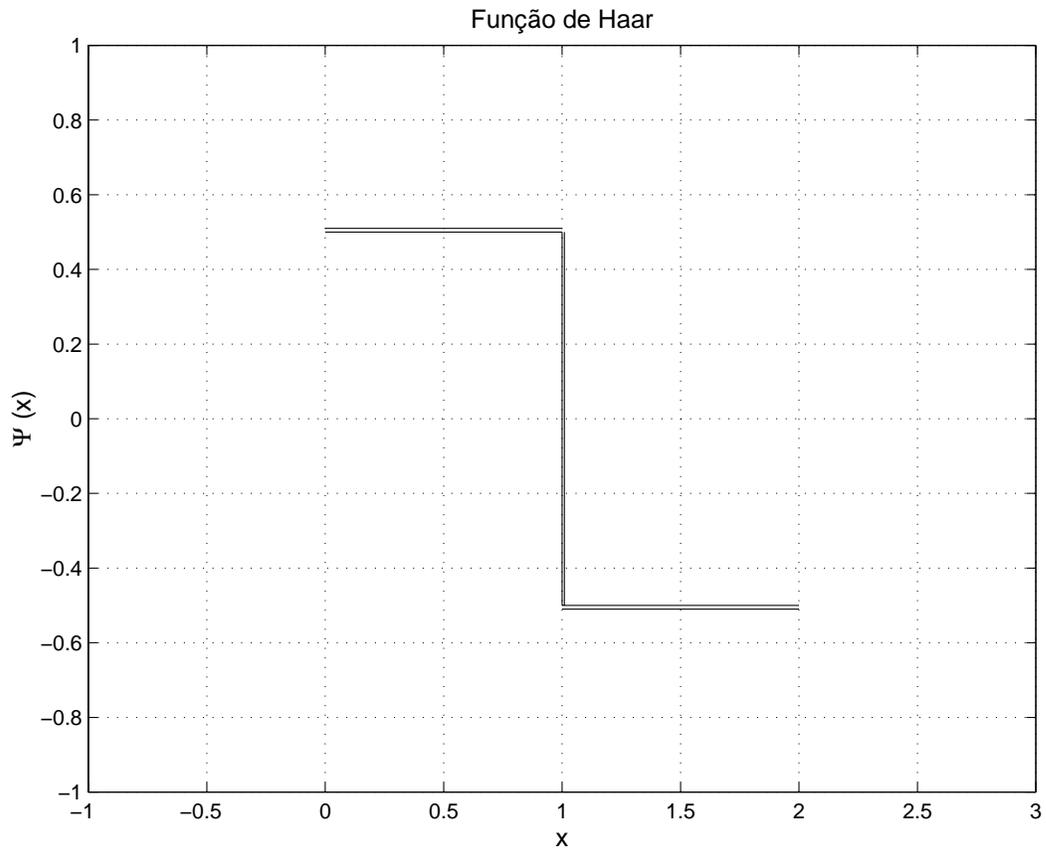


Figure A.1: Forma da função ondeleta de Haar.

é uma ondeleta que possui características contínuas, complexa e simétrica, dentre outras. Neste trabalho só foi utilizada a parte real desta ondeleta, cuja a forma é dada por (Daubechies (1992)):

$$\psi(x) = e^{-\frac{x^2}{2}} \cos(5x) \quad (\text{A.4})$$

A figura (6.2) exibe a forma desta função.

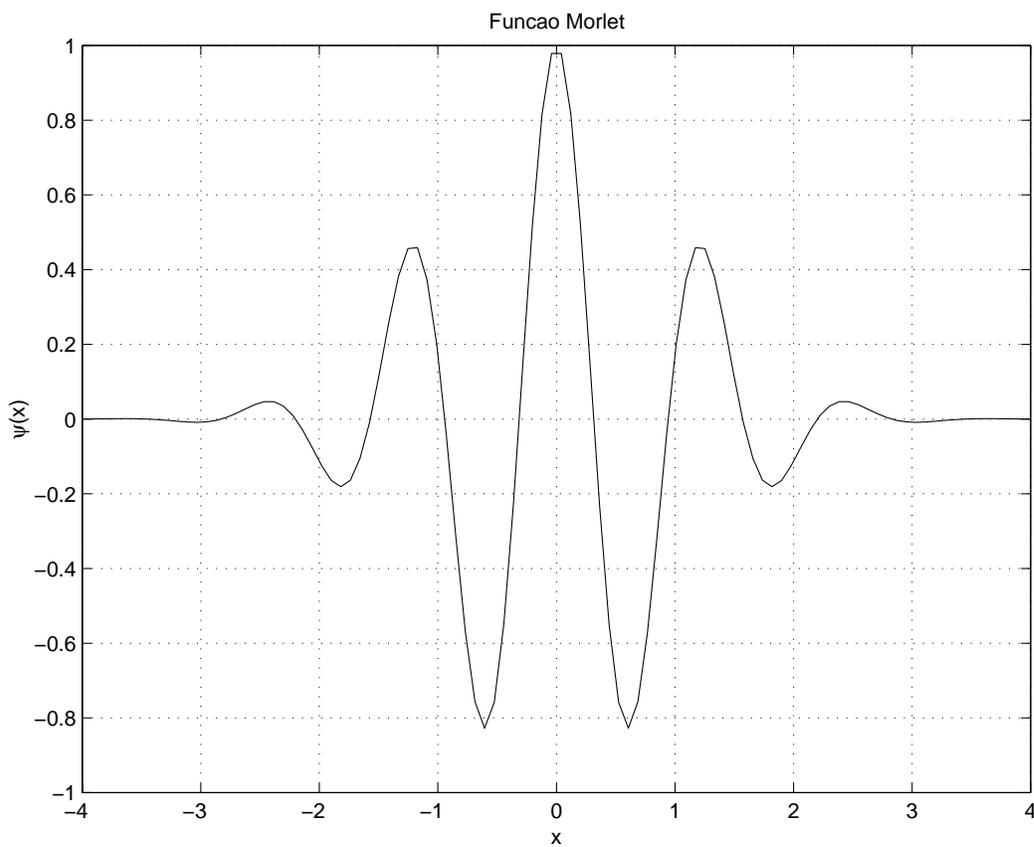


Figure A.2: Forma da função ondeleta de Morlet.