

**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS DA AMAZÔNIA
UNIVERSIDADE DO ESTADO DO AMAZONAS**

CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CLIMA E AMBIENTE

***RELAÇÕES DE SIMILARIDADE ASSOCIADAS AO CAMPO DE
VELOCIDADE DO VENTO ACIMA E DENTRO DO DOSSEL DA
FLORESTA AMAZÔNICA SOB A INFLUÊNCIA DE INSTABILIDADE DO
PONTO DE INFLEXÃO.***

Cledenilson Mendonça de Souza

Manaus, Amazonas

Outubro, 2009

CLEDENILSON MENDONÇA DE SOUZA

***RELAÇÕES DE SIMILARIDADE ASSOCIADAS AO CAMPO DE
VELOCIDADE DO VENTO ACIMA E DENTRO DO DOSSEL DA
FLORESTA AMAZÔNICA SOB A INFLUÊNCIA DE INSTABILIDADE DO
PONTO DE INFLEXÃO.***

Pesq. Leonardo Deane de Abreu Sá - Orientador
Doutor em Física da Atmosfera
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE)

Dissertação apresentada ao Instituto Nacional de Pesquisas da Amazônia e Universidade do Estado do Amazonas para obtenção do título de Mestre em Clima e Ambiente área de concentração Física do Clima.

Manaus, Amazonas

Outubro, 2009

S729 Souza, Cledenilson Mendonça de
Relações de similaridades associadas ao campo de velocidade do
vento acima e dentro do dossel da floresta amazônica sob a influência
de instabilidade do ponto de inflexão / Cledenilson Mendonça de
Souza.--- Manaus : [s.n.], 2010.
xii, 126f. : il. color.

Dissertação (mestrado)-- INPA, Manaus, 2010

Orientador: Dr. Leonardo Deane de Abreu Sá

Área de concentração: Interações Clima-Biosfera na Amazônia

1. Ventos (meteorologia) – Floresta – Amazônia. 2. Turbulência
atmosférica. 3. Rugosidade da superfície. 4. Transferência de
momentum. I. Título.

CDD 19. ed. 551.5

Sinopse:

Foram estudados os processos de transferência de momentum do escoamento acima e dentro do dossel da floresta de terra firme na Amazônia Ocidental. São estudados aspectos da filtragem seletiva de vórtices pelo dossel bem como são propostas formulações para explicar as características do perfil da velocidade média do vento acima e dentro do dossel.

Palavras-chave: transferência de momentum, rugosidade, subcamada rugosa, modelo matemático.

*Para minha esposa, Geise
Lopes dos Reis e meus
passarinhos: Felipe Reis de
Souza e Yasmin Reis de Souza.
Com muito amor e carinho.*

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Leonardo Deane de Abreu Sá pela orientação, ensinamentos e discussões sobre turbulência que serviram de base e direcionamento para a realização deste trabalho.

Ao Dr. Júlio Tóta da Silva pelo incentivo, ensinamentos, paciente auxílio nas técnicas computacionais e companheirismo nas horas difíceis.

Ao Instituto Nacional de Pesquisas da Amazônia (INPA) e Universidade do Estado do Amazonas (UEA) através do Programa de Pós-Graduação em Clima e Ambiente (CLIAMB) coordenado pelo Prof. Dr. Antônio O. Manzi que nos deu a oportunidade de participar do Mestrado em Clima e Ambiente em Manaus/AM, ampliando nosso conhecimento nessa área, como também pela amizade e confiança para com todos os alunos durante todo o período de curso.

Agradeço a CAPES e à FAPEAM pela bolsa. Ao IBAMA/Ji-Paraná e ao Projeto LBA e a todos que contribuíram, direta ou indiretamente, na realização deste trabalho.

Aos amigos William Lima dos Anjos, Maria dos Remédios Gomes da Silva, Jesus Ferreira da Silva e todos os demais alunos do curso de Mestrado e Doutorado em Clima e Ambiente pelo grande apoio concedido.

A minha família pelo apoio, incentivo e paciência.

A todos, meu muito Obrigado.

“A política é para o momento, mas uma
equação é para a eternidade”
(Albert Einstein)

RESUMO

Procura-se aprofundar a investigação da subcamada rugosa de transição acima da Floresta Amazônica de terra firme. Foram analisados dados turbulentos de perfis verticais de velocidade do vento, coletados em torre de 60 metros de altura, na Reserva Biológica Jarú (Rebio Jarú) no Município de Ji-Paraná-RO. Esta era caracterizada por área de vegetação nativa de floresta tropical com altura média de 33 metros com algumas espécies atingindo até 45 metros de altura. Foi explorado o potencial de análise oferecido pela Transformada em Ondeletas, com o qual procuraram-se explicar as modificações introduzidas por escala no campo de vento pelo dossel florestal, sob condições instáveis e estáveis, com ventos fortes, intermediários e fracos.

Com a aplicação da Transformada em Ondeletas aos dados foi possível investigar quais as escalas temporais são mais afetadas por processo de filtragem da energia cinética turbulenta pelo dossel da floresta. Observou-se que a filtragem de energia foi mais efetiva para situações de ventos fracos, nas maiores escalas temporais estudadas. Além disso, buscam-se aperfeiçoar formulações já existentes para o perfil vertical da velocidade média do vento acima e dentro do dossel como, por exemplo, a função Tangente Hiperbólica. Foi pesquisada com sucesso função matemática para obtenção de ajustes mais realistas dos perfis verticais do vento médio disponíveis, através da utilização de variante da função tangente hiperbólica, de tal forma a poder incorporar situações caracterizadas pela ocorrência de máximos relativos de velocidade do vento bem próximos da superfície. Tais resultados sugerem que foi possível obter uma boa função de ajuste para grande parte dos dados analisados.

ABSTRACT

The aim of this study is to further investigate the transitional roughness sublayer above the Amazon *terra firme* rainforest. Turbulent vertical profiles of wind speed collected at a 60-meters-high tower in the Biological Reserve of Jarú (Rebio Jarú), Ji-Paraná-RO, are analyzed. The experimental site is characterized by the native tropical forest with an average height of 33 meters, with some species reaching up to 45 meters height. The Wavelet Transform analysis has provided a useful tool to project the wind field by scale, and so, to explain the filtering effect of the atmospheric flow by the forest canopy, under unstable and stable conditions, with strong, moderate and weak wind situations. So, it has been possible to investigate which scale are most affected by the filtering process of the turbulent kinetic energy by the forest canopy. It has been observed that the energy filtering was more effective in situations of weak winds in the largest time scales studied. Furthermore, we seek to improve existing formulations for the vertical profile of average wind speed above and within the canopy using, for example, the hyperbolic tangent function. More realistic fitted functions of the vertical profiles of the mean wind available have been obtained through the use of several improvements of the hyperbolic tangent function, so that it permits to explain situations characterized by the occurrence of relative maximum wind speed near the surface. These results have suggested that it is possible to obtain good fitted functions for much of the analyzed data.

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1	20
INTRODUÇÃO	20
CAPÍTULO 2	24
ELEMENTOS TEÓRICOS	24
2.1 Elementos Teóricos para superfícies lisas.....	25
2.1.1 Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov.....	25
2.1.2 Parâmetros de Estabilidade.....	27
2.1.3 Energia Cinética Turbulenta.....	29
2.1.4 O Método das Covariâncias.....	30
2.1.5 Parâmetros de Rugosidade Aerodinâmicos.....	32
2.1.6 Perfil Adimensional apresentado por Paulson (1970).....	34
2.2 Elementos Teóricos para superfícies rugosas levando em conta a existência de uma subcamada de transição.....	38
2.2.1 Perfil de Cionco para velocidade do vento dentro da copa.....	41
2.2.2 Perfil de Deacon.....	43
2.2.3 Perfil de Raupach.....	45
2.2.4 Perfil de velocidade adimensional proposto por Pachêco (2001).....	46
2.2.5 Perfil proposto por Yi (2008).....	49
2.3 Espectros Turbulentos na Camada Limite Superficial.....	58
2.4 Transformada de Fourier.....	60
2.5 Espectro Turbulento próximo do dossel: produção de esteiras e curtos-circuitos espectrais.....	61
2.6 Decomposição dos sinais turbulentos em tempo - escala: A Transformada em Ondeletas.....	63
CAPÍTULO 3	64
MATERIAL E MÉTODOS	64
3.1 Sítio Experimental.....	64
3.1.1 Reserva Biológica Jarú (Rebio Jarú).....	65
3.1.2 Instrumentação Rebio-Jarú.....	65
3.2 Metodologia.....	70
CAPÍTULO 4	71
RESULTADOS E DISCUSSÕES	71
4.1 Filtragem dos vórtices.....	71
4.1.1 Correlação entre flutuações por escala.....	72
4.1.2 Escalogramas da energia cinética turbulenta nos dez níveis por escala.....	77
4.1.3 Observações dos gráficos de perfis verticais da energia associadas às flutuações mecânicas nas escalas 5, 10, 15, 20, 25 e 30.....	85
4.1.4 Flutuação da energia por escala para vento forte (diurno e noturno) e vento fraco (diurno e noturno).....	100
4.2 Outros aspectos da interação floresta-atmosfera.....	102
4.2.1 Distribuição estatística diurna e noturna dos perfis de vento para um campo de vento máximo, médio e mínimo.....	102
4.2.2 Relação entre a variação diária do comprimento de rugosidade z_0 , velocidade de fricção u^* e a variação da altura do ponto de inflexão z_i e do parâmetro L_h	105

4.3 Abordagens para ajuste de funções matemáticas a perfis verticais de velocidade do vento: Polinômio de 3 ^o grau, Tangente Hiperbólica, Método de Yi (2008).....	110
4.3.1 Modelo empírico-analítico para o perfil de velocidade média do vento acima e abaixo do dossel de uma floresta de terra firme na Amazônia: Rebio Jarú-Ro.....	111
5. Conclusões e Sugestões.....	118
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	119

Lista de Figuras

Figura 1.1 Esquema mostrando o ponto de inflexão no perfil vertical da velocidade média do vento e conseqüentemente a geração de Estruturas Coerentes na forma de “rolos” acima de vegetação alta com eixo de rotação perpendicular à direção do escoamento. Fonte: Robinson, 1991, p.22.

Figura 1.2 Esquema mostrando diferentes características das estruturas coerentes: (a) “rolos” e “filamentos”; (b) forma de “dente de serra”; (c) estruturas em forma de “rolos” e “rampas”; (d) comprimento das estruturas. Fonte: Finnigan, 2000, p.22.

Figura 2.1 Perfis verticais adimensionais de velocidade média do vento para dias de céu claro para vários horários ao longo do dia: (a) todos os horários; (b) madrugada; (c) diurno; (d) noturno. Fonte: Pachêco (2001), p.48.

Figura 2.2 Padrões de velocidade de vento e da tensão de Reynolds dentro e acima do dossel e as respectivas equações governantes. Fonte: Yi (2008), p.50.

Figura 2.3 Normalização da distribuição universal da tensão de Reynolds [eq.(2.54)] para todo dossel uniforme. O eixo horizontal é a normalização da tensão de Reynolds e o eixo vertical é a normalização da altura. Fonte: Yi (2008), p.55.

Figura 2.4 Relação entre a razão da tensão de Reynolds, da “base” ao topo do dossel, e o LAI. Fonte: Yi (2008), p.57.

Figura 2.5 Curto-circuito espectral da cascata de energia. Fonte: Cava e Katul (2008), p.63.

Figura- 3.1 Mostra a posição dos instrumentos na torre da Rebio Jarú. Fonte: Sá et al., 2001, p.67.

Figura 3.2 Foto mostrando a torre de 60 m de altura construída na Rebio Jarú, em Rondônia. Fonte: Dias Júnior, 2008, p.68.

Figura 4.1 Correlação entre medidas do vento em 40,25m versus 42,90m, 37,80m e 25,65m; para as escalas de freqüência 06, 12, 18, 24, para classes de ventos fortes, p.74.

Figura 4.2 Correlação entre medidas do vento em 40,25m versus 42,90m, 37,80m e 25,65m; para as escalas de freqüência 06, 12, 18, 24, para classes de ventos fracos, p.75.

Figura 4.3 (a, b, c, d, e, f) Escalogramas da energia cinética turbulenta para diversas alturas ao longo do tempo. Dia Juliano 44, ano 1999, condições de vento forte, horário de 13:00HL às 16:00HL, p.79.

Figura 4.4 (a, b, c, d, e, f) Escalogramas da energia cinética turbulenta para diversas alturas ao longo do tempo. Dia Juliano 50, ano 1999, condições de vento fraco, horário de 21:00HL às 00:00HL do dia juliano 51, p.82.

Figuras 4.5 (a, b, c, d, e, f) Gráficos dos perfis verticais da energia associadas às flutuações mecânicas nas escalas de frequência 5, 10, 15, 20, 25 e 30. Vento forte (dia Juliano 44, 13:00HL às 16:00HL), p.86.

Figuras 4.6 (a, b, c, d, e, f) Gráficos dos perfis verticais da energia associadas às flutuações mecânicas nas escalas 5, 10, 15, 20, 25 e 30. Vento forte (dia Juliano 46, 18:00HL às 21:00HL), p.90.

Figuras 4.7 (a, b, c, d, e, f) Gráficos dos perfis verticais da energia associadas às flutuações mecânicas nas escalas 5, 10, 15, 20, 25 e 30. Vento fraco (dia Juliano 46, 6:00HL às 9:00HL), p.93.

Figuras 4.8 (a, b, c, d, e, f) Gráficos dos perfis verticais da energia associadas às flutuações mecânicas nas escalas 5, 10, 15, 20, 25 e 30. Vento fraco (dia Juliano 50, 21:00HL às 24:00HL), p.97.

Figura 4.9 Flutuação da energia por escala para vento forte em 5 alturas de medidas (dia juliano 44 – 13:00HL às 16HL), p.101.

Figura 4.10 - Flutuação da energia por escala para vento forte em 5 alturas de medidas (dia juliano 43 – 18:00HL às 21HL),p.101.

Figura 4.11 (a), (b) e (c) Distribuição diurna e noturna dos perfis de vento para um campo de vento máximo, mediano e mínimo e os desvios-padrões associados. Os níveis 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 e 9 correspondem a 14,30m; 25,65m; 32,85m; 37,80m; 40,25m; 42,90m, 47,70m; 50,55m; 55,00m, respectivamente, p.104.

Figura 4.11 (d), (e) e (f) - A distribuição diurna e noturna dos perfis de vento para um campo de vento máximo, mediano e mínimo, e os desvios-padrões associados. Os níveis 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 e 9 correspondem a 14,30m; 25,65m; 32,85m; 37,80m; 40,25m; 42,90m, 47,70m; 50,55m; 55,00m, respectivamente, p.104.

Figura 4.12 Ciclo diário do comprimento de rugosidade z_0 médio horário, com respectivos desvios-padrões, p.106.

Figura 4.13 Mostra o ciclo diário da velocidade de fricção calculada com dados de resposta rápida, p.107.

A figura 4.14 Mostra perfis experimentais de velocidade média do vento, com e sem chuva, confrontados com o modelo. As barras horizontais referem-se ao desvio-padrão dos dados experimentais (dias Juliano: 49 com chuva, dia 44 sem chuva), p.113.

Figura 4.15 Esboço do gráfico da função Tangente Hiperbólica. Fonte: V. G. Shervatov, 1963, p.115.

Figura 4.16 Primeira versão do modelo da Tangente Hiperbólica modificada confrontada ao perfil do vento médio diurno observado na Rebio Jarú, no dia Juliano 44 – 13:00h - ano de 1999, p.116.

Figura 4.17 Função Tangente Hiperbólica teórica sem o termo exponencial multiplicador em várias de suas expressões confrontadas com dados experimentais e seus respectivos desvios-padrões (dia Juliano 44- 13:00h - 1999), p.117.

Figura 4.18 Função Tangente Hiperbólica com a incorporação do termo multiplicador confrontados com dados experimentais e seus respectivos desvios padrões (dia Juliano 44 – 13:00h - 1999), p.117.

LISTA DE SÍMBOLOS

a	parâmetro de escala
$a(z)$	densidade da área foliar
a_0	coeficiente do último termo do polinômio de terceiro grau três
a_1	coeficiente do terceiro termo do polinômio de terceiro grau três
a_2	coeficiente do segundo termo do polinômio de terceiro grau
a_3	coeficiente do primeiro termo do polinômio de terceiro grau três
b	parâmetro de posição temporal
C_h	coeficiente de transferência de calor sensível
C_m	coeficiente de arraste
C_p	calor específico do ar a pressão constante
C_q	coeficiente de transferência de vapor d'água
d	altura de deslocamento do plano-zero
E	fluxo de calor latente
$E(n)$	energia
$f(t)$	função temporal
g	aceleração da gravidade
h	altura média da copa
H	fluxo de calor sensível
IAF	índice da área foliar (ou LAI)
k	constante de von Kármán
K_h	coeficiente de difusividade turbulenta de calor sensível

K_m	coeficiente de difusividade turbulenta de momentum
K_q	coeficiente de difusividade turbulenta de vapor d'água
L	comprimento de Monin-Obukhov
l_c	comprimento de mistura no dossel
L_i	escala característica de comprimento
L_s	escala de comprimento associada ao cisalhamento vertical do vento
q^*	escala turbulenta de umidade específica
\bar{q}	umidade específica média
\bar{q}_0	valor da umidade específica em uma altura $z = (d + z_0)$
R^2	coeficiente de determinação
Ri	número de Richardson de gradiente
S	fator de atenuação de arraste da vegetação
T	temperatura média
t	tempo
t_i	escala temporal
u^*	velocidade de fricção
u_h	velocidade do vento no topo do dossel
u_i	velocidade média do vento no ponto de inflexão
\bar{u}	velocidade média vento
z	altura em certo nível dentro da copa
z^*	altura da subcamada de transição
z_0	comprimento de rugosidade

z_1	altura em um nível 1
z_2	altura em um nível 2
z_c	altura em certo nível dentro da copa
z_i	altura do ponto de inflexão
Re	número de Reynolds
δ	altura da camada do escoamento
ν	viscosidade cinemática do fluido
$\bar{\theta}_v$	temperatura potencial virtual média
$\Delta \bar{u}$	variação da velocidade do vento
$\Delta \bar{\theta}_v$	variação da temperatura potencial virtual
Δz	variação da altura
$\sigma_{w,out}$	desvio padrão acima do dossel da componente vertical do vento
$\sigma_{w,in}$	desvio padrão dentro do dossel da componente vertical do vento
$\bar{\theta}_{v_0}$	valor da temperatura potencial virtual em uma altura $z = (d + z_0)$
θ_{v_*}	escala característica de flutuação turbulenta de temperatura potencial virtual
ψ_m	função diabática para momentum
ψ_h	função diabática para temperatura potencial virtual
ψ_q	função diabática para umidade específica
ϕ_m	gradiente adimensional para momentum

ϕ_h gradiente adimensional para temperatura potencial virtual

ϕ_q gradiente adimensional para umidade específica

$\overline{\partial u} / \partial z$ cisalhamento da velocidade média do vento

K_{m_h} viscosidade de vórtice no topo do dossel

$\psi(t)$ função ondeleta

ρ densidade do ar

ξ parâmetro de estabilidade

α coeficiente de extinção

θ_h temperatura potencial no topo da copa

θ_i temperatura do ar em um nível i no interior da copa

$\psi(t)$ ondeleta-mãe

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

IBAMA	Instituto Brasileiro do Meio Ambiente
LBA	Large Scale Biosphere-Atmosphere Experiment in Amazonia
REBIO	Reserva Biológica
RO	Rondônia
TO	Transformada em Ondeleta
HL	Hora Local
ECT	Energia Cinética Turbulenta
TSMO	Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov
SRT	Subcamada rugosa de transição
CAPES	Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior
FAPEAM	Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Amazonas
INPA	Instituto Nacional de Pesquisas da Amazônia
UEA	Universidade do Estado do Amazonas

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

As transferências de momentum e variáveis escalares entre vegetação e atmosfera (calor, água, vapor, CO₂) podem influenciar (aumento, ou diminuição) no balanço de energia, água na superfície e outros inúmeros processos como microclima de dossel, na fisiologia vegetal e temperatura da superfície, na presença de aerossóis e outras partículas, interferência do vento na vegetação e dispersão de sementes (Raupach et al., 1996), bem como interferência do movimento do dossel na estrutura dos vórtices acima do mesmo (Py, 2004).

Justificado por tais aplicações, o conhecimento de turbulência próximo a florestas avançou continuamente durante as últimas três décadas (Shuttleworth, 1989; Raupach et al., 1996; Finnigan, 2000; Py, 2004; Cava e Katul, 2008).

Dentre os primeiros estudos realizados em florestas destacam-se aqueles efetuados pelo grupo do Instituto de Hidrologia de Wallingford, Reino Unido, na floresta de Thetford, na Inglaterra. Estes foram os primeiros a chamar atenção para aspectos específicos das trocas turbulentas próximo a florestas (Thom, 1971; Thom, 1972; Thom et al., 1975). Eles geraram grande interesse entre os pesquisadores no sentido de formular modelos que descrevessem as situações de escoamento próximo a superfícies rugosas (Garratt, 1980) como a de floresta (Raupach, 1979; Raupach e Thom, 1981) e outras superfícies vegetadas (Garratt, 1983; Cellier e Brunet, 1992). Isto constituía uma investigação distinta daquela representada pelos primeiros estudos experimentais da camada limite superficial atmosférica que foram realizados em condições “ideais”, acima de superfícies “lisas”, horizontalmente homogêneas e escoamentos estacionários como foi o caso do clássico Experimento de Kansas (Businger et al., 1971; Kaimal et al., 1972; Kaimal e Wyngaard, 1990; Foken, 2007).

Os processos dinâmicos de troca são controlados basicamente pela condição de estabilidade atmosférica e pelas características da turbulência na região dentro e

acima do dossel, que são determinadas por fatores associados a sua geração: mecânicos (cisalhamento vertical do vento), de fluatibilidade (produção ou destruição de energia cinética turbulenta, dependendo das condições de estabilidade), elementos de rugosidade do contorno inferior do escoamento, declividade da superfície em adição a fatores geográficos locais, dentre outros (Kaimal e Finnigan, 1994). Um grande número de estudos teóricos e observacionais tem mostrado que os transportes turbulentos nessas regiões são qualitativamente diferentes dos que ocorrem em camadas superficiais atmosféricas acima de vegetações baixas ou de superfícies planas, particularmente no que se refere à organização da turbulência (Raupach et al., 1996; Finnigan, 2000; Pachêco, 2001; Marshall et al., 2002; Cava e Katul, 2008).

Segundo Finnigan (2000), a radiação solar é mais absorvida por 30% da parte superior de dossel fechado, e é esta parte do dossel que participa ativamente do balanço de radiação. Como resultado, durante o dia a parte mais baixa do espaço aéreo do dossel é freqüentemente estável, enquanto a parte superior do dossel e as camadas de fluido logo acima são instáveis (Thom, 1975; Shuttleworth et al., 1985). Nesta região, de forte cisalhamento vertical do vento e com a existência de um nítido ponto de inflexão no perfil da velocidade média do vento, como esquematizado na figura 1.1, muitas vezes predominam estruturas coerentes na forma de “rolos” para o campo de velocidade do vento, com menor capacidade de dissipar energia cinética turbulenta (ECT) comparativamente às superfícies “lisas” e com escala de tempo de duração significativamente longa (da ordem de 80s) (Hogstron e Bergstron, 1989; Dias Júnior, 2008). Segue que novas instabilidades hidrodinâmicas são acrescentadas ao escoamento turbulento dificultando sua caracterização na região próxima à cobertura vegetal em termos da Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov (Thom et al., 1975; Raupach, 1979; Raupach et al., 1996; Brunet e Irvine, 2000; Py, 2006).

Raupach et al. (1996), investigando o escoamento sobre uma cobertura vegetal extensa e uniforme, sob condições de quase neutralidade, associaram os padrões de vórtices coerentes existentes aos processos gerados por instabilidades hidrodinâmicas do tipo das que são encontradas em uma camada de mistura gerada por dois escoamentos paralelos adjacentes com velocidades diferentes e existência de um ponto de inflexão no perfil vertical da velocidade média do vento.

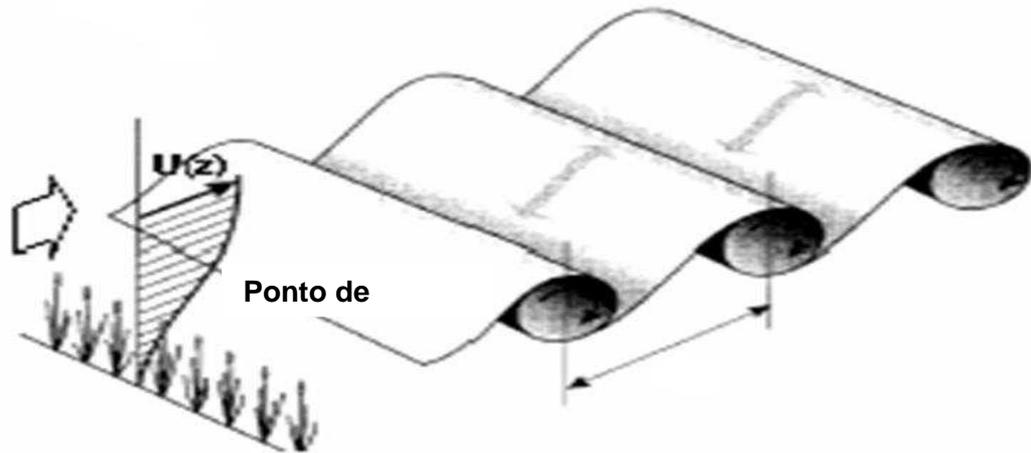
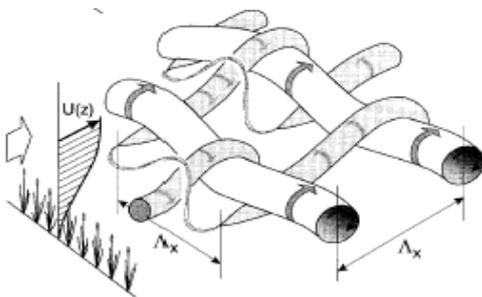
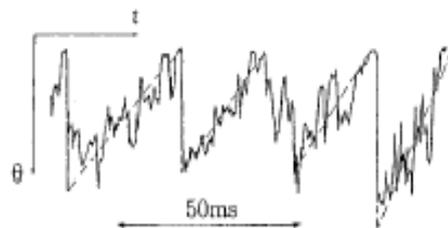


Figura 1.1 Esquema mostrando o ponto de inflexão no perfil vertical da velocidade média do vento e conseqüentemente a geração de Estruturas Coerentes na forma de “rolos” acima de vegetação alta com eixo de rotação perpendicular à direção do escoamento. Fonte: Robinson, 1991.

Podem existir diferentes tipos de estruturas coerentes (ECs) no escoamento turbulento e que, dependem das características de rugosidade da superfície, da estacionaridade do escoamento, da escala de análise e da grandeza analisada (Bolzan,1998; Sá et al., 1998). As ECs apresentam características bastante distintas (figura 1.2; a, b, c e d) manifestando-se como “rolos”, “rampas” e “filamentos” conforme discutido por Bolzan (1998) e Dias Júnior (2008) em seu estudo dos escoamentos acima do Pantanal Matogrossense e da Amazônia, respectivamente.



a) rolos e filamentos



b) característica de “dente de serra”



c) estruturas em forma de rolos e rampas

d) comprimento das estruturas

Figura 1.2 Esquema mostrando diferentes características das estruturas coerentes: (a) “rolos” e “filamentos”; (b) forma de “dente de serra”; (c) estruturas em forma de “rolos” e “rampas”; (d) comprimento das estruturas. Fonte: Finnigan, 2000.

Este estudo contribui para aprofundar a investigação da subcamada rugosa de transição acima de floresta. Procurar-se-á aperfeiçoar formulações já existentes para o perfil vertical da velocidade média do vento acima e dentro do dossel, explorando-se o potencial de análise oferecido pela Transformada em Ondeletras e procurando-se explicar as modificações introduzidas no campo de vento pelo dossel florestal sob condições de ventos fortes, intermediários e fracos.

CAPÍTULO 2

ELEMENTOS TEÓRICOS

Poder-se-ia dizer que no início dos anos 70 do século XX havia grande otimismo no que se referem à possibilidade de se explicar os principais fenômenos da camada limite superficial através da Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO) (Monin e Yaglom, 1971). Isto porque, formulada em 1954 (Monin, 1954), ela passou pelo seu grande teste experimental através das análises do grande Experimento de Kansas (1968), cujos resultados, de um modo geral, pareciam corroborar a TSMO (Businger et al., 1971; Kaimal et al., 1972; Wyngaard e Coté, 1973; Wyngaard et al., 1990).

Ressalta-se, porém, que a TSMO tem condições experimentais bem restritivas para a sua validade (homogeneidade horizontal, estacionaridade, etc.), o que é muito bem ressaltado na introdução do livro de Monin e Yaglom (1971).

No que se refere à rugosidade superficial e suas conseqüências para a validade da TSMO, os primeiros resultados interessantes podem ser encontrados nos primeiros estudos realizados em micrometeorologia de florestas pelo grupo de A. S. Thom, no Instituto de Hidrologia em Wallingford, Reino Unido, através de resultados oriundos do campo experimental na floresta de Thetford, Inglaterra (Thom, 1971; Thom, 1972; Thom et al., 1975).

Uma questão muito interessante resultante das investigações do grupo de Wallingford, foi a da constatação que as relações universais previstas para a Camada Limite Superficial (CLS) em Kansas não poderiam ser aplicadas mecanicamente para os resultados da Floresta de Thetford. Isto se deve a existência de uma subcamada rugosa de transição em campos apresentando vegetação

elevada (Garrat, 1980; Raupach, 1981). Até hoje a perspectiva de obtenção de relações gerais na Subcamada Rugosa de Transição (SRT) desafia os pesquisadores (Finningan, 2000; Pachêco, 2001; Marshall et al., 2002; Py, 2004; Cava e Katul, 2008) e o presente estudo pretende continuar tal investigação.

Para fins didáticos, nestes elementos teóricos, serão apresentados inicialmente resultados referentes às condições encontradas no Experimento de Kansas, ou seja, condições horizontalmente homogêneas e estacionárias acima de superfície lisa. Posteriormente serão apresentados elementos teóricos referentes às condições encontradas no Sítio de Thetford e nos sítios da floresta Amazônica, dentre outros.

2.1 ELEMENTOS TEÓRICOS PARA SUPERFÍCIES LISAS.

2.1.1 TEORIA DE SIMILARIDADE DE MONIN-OBUKHOV (TSMO).

A Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO) tem sido uma das mais bem sucedidas tentativas de representar os fenômenos da CLS mediante relações universais. As hipóteses de similaridade assumem que o escoamento é horizontalmente homogêneo, quase estacionário, e que os fluxos turbulentos de calor e momentum são constantes com a altura na CLS.

De acordo com esta teoria, determinadas características da turbulência na CLS dependem apenas de g/T_0 , u_* , $H/\rho C_p$ e z (as quais têm papel determinante na equação do balanço de ECT). Onde g é a aceleração da gravidade, T_0 é a temperatura absoluta média do ar na altura z , u_* é a velocidade de fricção, H é o fluxo turbulento médio de calor sensível, ρ é a densidade do ar e C_p é o calor específico do ar a pressão constante.

De acordo com o Teorema Π de Buckingham (Arya, 1988) pode-se formular somente uma combinação adimensional independente delas. A combinação tradicionalmente escolhida na Teoria da Similaridade de M-O é a do parâmetro de estabilidade

$$\xi = \frac{z}{L} \quad 2.1$$

Definido pela Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov: o parâmetro de estabilidade (ξ) contém o comprimento de Obukhov L e z é a altura de medição.

Fisicamente a grandeza L dá informações sobre até que altura os mecanismos de geração mecânica de turbulência desempenham papel importante, comparativamente aos térmicos. Assim, quando $z > L$, L negativo, pode-se dizer que a convecção está sendo mantida termicamente (livre), enquanto que para $z < L$, a convecção está sendo forçada principalmente por processos mecânicos.

Segundo Thom et al. (1975), para superfícies com elementos de rugosidade com altura considerável, como o caso de florestas, o parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov deve assumir a seguinte forma:

$$\xi = \frac{(z-d)}{L} \quad 2.2$$

onde,

$$L = -\frac{\overline{\theta_v} u_*^3}{kg \overline{(w'\theta'_v)}} \quad 2.3$$

Onde d é a altura de deslocamento do plano-zero, z é a altura de medição, u_* é a velocidade de fricção. Considerando-se desprezível a contribuição $\overline{v'w'}$ para u_* , então:

$$u_* = [(-\overline{u'w'})]^{1/2} \quad 2.4$$

e $k \cong 0,4$ é a constante de von-Kármán, $(\overline{w'\theta'_v})$, $(\overline{u'w'})$ são os fluxos cinemáticos de calor sensível e momentum, respectivamente.

Tomando por referência Sorbjan (1989), os diferentes regimes de estabilidade ficam, em primeira aproximação, definidos como:

Instável, para: $\xi < -0.02$;

Neutro, para: $-0.02 < \xi < 0.02$;

Estável, para: $\xi > 0.02$.

2.1.2 PARÂMETROS DE ESTABILIDADE.

As condições de estabilidade atmosférica determinam a estrutura da turbulência na camada limite atmosférica (CLA), representadas pela flutuabilidade associada a gradientes verticais de densidade e às características da interação entre o campo de velocidade e a superfície. Um indicador dessas condições de estabilidade na CLS é o número de Richardson (Stull, 1988). Ele é um parâmetro adimensional definido como a razão entre as forças de flutuabilidade e as forças de cisalhamento, estando rigorosamente associado com os termos de produção na equação do balanço de \bar{e} . O número de Richardson de gradiente é dado por (Stull, 1988):

$$Ri = \frac{\frac{g}{\bar{\theta}_v} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2} \quad 2.5$$

Onde z é a altura de um nível acima da copa, g é a aceleração da gravidade, $\bar{\theta}_v$ é a temperatura potencial virtual média e \bar{u} é a velocidade média do vento.

O número de Richardson R_i é negativo para condições instáveis. Em condições estáveis R_i é positivo. Para situações próximas da neutralidade, o termo de cisalhamento passa a exercer maior influência se comparado ao termo de flutuabilidade, e R_i assume valores entre -0.003 e 0.003 (Sá, 1981).

Além dos parâmetros descritos acima, vale ressaltar, devido sua importância, que o número de Reynolds é também um indicador de intensidade de turbulência. Ele é determinado pela relação: $Re = \frac{V\delta}{\nu}$; em que Re é o número de Reynolds (adimensional); V é a velocidade média do escoamento ($m s^{-1}$); δ é a altura da camada do escoamento (m); ν é a viscosidade cinemática do fluido ($m^2 s^{-1}$) (Stull, 1988).

O que define ocorrência de turbulência ou não é a competição entre duas tendências do movimento: a tendência inercial (no caso, de que o fluido se misture mais e mais) *versus* a tendência dissipativa (determinada pela viscosidade, de que seu movimento cesse). Velocidades grandes e/ou vórtices grandes e viscosidades pequenas favorecem a mistura e, portanto a turbulência; viscosidades grandes e velocidades e/ou escalas de comprimento pequenas dificultam o aparecimento da turbulência. A competição entre inércia e a difusão viscosa pode ser quantificada por

um 'índice', o número de Reynolds, que indica o nível de turbulência (Moriconi, 2008).

2.1.3 ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA.

A energia cinética turbulenta (ECT) é uma das mais importantes grandezas da micrometeorologia, pois proporciona uma medida da intensidade da turbulência. Está diretamente associada ao transporte de momentum, calor e umidade na camada limite atmosférica (CLA). A ECT também pode ser usada como referência para aproximações de difusão turbulenta na CLA. O balanço de energia cinética turbulenta dentro do dossel é dado pela equação (Kaimal e Finnigan, 1994, p. 86):

$$\frac{D}{Dt} \langle \bar{e} \rangle = 0 = - \underbrace{\langle \overline{u'w'} \rangle}_{\text{I}} \frac{\partial}{\partial z} \langle \bar{u} \rangle - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \langle \overline{w'e} \rangle}_{\text{II}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \langle \overline{w'p'} \rangle}_{\text{III}} + \underbrace{\frac{g}{\theta_{v0}} \langle \overline{w'\theta'_v} \rangle}_{\text{IV}} - \underbrace{\langle \epsilon \rangle}_{\text{V}}$$

$$- \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \langle \overline{e'w''} \rangle}_{\text{VI}} - \underbrace{\langle (\overline{u'_i u'_j})'' \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}_i'' \rangle}_{\text{VII}} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \langle \overline{v'_i d'_i} \rangle}_{\text{VIII}} \quad 2.6$$

(I) Produção mecânica de e devido à interação da tensão de Reynolds com o gradiente vertical do vento médio.

(II) Transporte turbulento.

(III) Termo de correlação de pressão: Exprime a transferência de energia de um ponto a outro do espaço devido às flutuações de pressão.

(IV) Produção/Destruição por flutuabilidade: Expressa o trabalho efetuado pelas forças de flutuabilidade.

(V) Dissipação viscosa: É a taxa de conversão de energia turbulenta em calor.

(VI) Transporte dispersivo.

(VII) Termo de produção por esteira turbulenta.

(VIII) Termo de produção ondulatória.

onde d'_i é a flutuação do arrasto na folhagem e v'_i a componente de velocidade da folhagem. Quando o copa não está se movendo $v'_i = 0$.

Nas formulações anteriores surgiram várias covariâncias, como $\overline{u'w'}$ e $\overline{w'\theta'_v}$. Constitui domínio aberto de pesquisa estimar tais covariâncias com o menor erro possível (Vickers e Mahrt, 2003). A seguir será descrito o método das covariâncias que é um procedimento direto para medir fluxos turbulentos na cama limite atmosférica.

2.1.4 O MÉTODO DAS COVARIÂNCIAS (MC).

Existem vários métodos para a obtenção dos fluxos turbulentos verticais, dentre os quais vale ressaltar o Método das Covariâncias (MC) e o Método Dissipativo Inercial (MDI), Fluxo-Perfil (Webb e Leuning, 1980; Moore, 1986; Massman e Lee, 2002; Fuehrer e Friehe, 2002; Baldocchi, 2003), etc . O método das covariâncias é um procedimento direto de medir fluxos turbulentos na cama limite superficial. O método

é geralmente aplicado logo acima da interface vegetação/atmosfera, mas um número crescente de estudos está mostrando que pode ser aplicado dentro de vegetação, também, apesar da forte intermitência que aí predomina (Baldocchi, 2003). Consiste em calcular as covariâncias entre as flutuações de velocidade vertical, w' , e as flutuações de uma grandeza turbulenta qualquer, s' , a qual pode ser u' para o fluxo vertical de quantidade de movimento ou θ' para o fluxo vertical de calor sensível. Em termos absolutos, este método necessitaria da determinação das flutuações sobre uma superfície S , para calcular o fluxo através desta:

$$\overline{(w's')} = \frac{1}{S} \oint w's' dS \quad 2.7$$

Na prática, as medidas são efetuadas em um ponto fixo (em função do tempo). Então, utiliza-se a seguinte aproximação, sob a hipótese de que a covariância assim calculada seja estatisticamente representativa do fluxo através de uma superfície horizontal (McBean, 1972):

$$\overline{(w's')} = \frac{1}{T} \int_0^T w's' dS = \int_0^\infty Co_{ws}(f) df \quad 2.8$$

onde f é a frequência, T é o período sobre o qual a média é efetuada e Co_{ws} é o coespectro de w' e s' . É considerado que densidades de fluxo são positivos para fluxos da superfície para a atmosfera (a atmosfera ganha material ou energia), o contrário considera-se negativo. Ressalte-se que o MC tem sua aplicação às vezes dificultada pela não estacionaridade do sinal ou pela dificuldade em se definir uma frequência de corte adequada para a filtragem passa - alta para remoção de oscilações de mesoescala (Vickers e Mahrt, 2003).

Além do cálculo de parâmetros importantes para que se possa ter um melhor entendimento da turbulência na CLS, outras informações importantes sobre a eficiência da turbulência na transferência de momentum e de calor sensível serão descritos, bem como elementos teóricos da micrometeorologia associados à determinação de grandezas médias do escoamento serão mencionados a seguir, assim como a metodologia adequada à realização deste trabalho.

2.1.5 PARÂMETROS DE RUGOSIDADE AERODINÂMICOS.

Em escoamentos turbulentos próximos a superfícies sólidas as características dos elementos de rugosidade do solo impõem escalas dimensionais que vão influir no tipo de interação entre o fluido e o chão.

Para a parametrização dos processos de transporte turbulento de momentum, calor e massa na camada de ar imediatamente acima de vegetações é fundamental conhecer a influência da rugosidade aerodinâmica da superfície.

A grandeza z_0 , que em princípio é independente de z , é uma característica da interação dinâmica do escoamento com a superfície. É chamada de parâmetro de rugosidade aerodinâmica, comprimento de rugosidade, e depende das irregularidades da superfície. A rugosidade é descrita pelo comprimento de rugosidade (z_0) e deslocamento do plano zero (d). Estes parâmetros são essenciais em modelos baseados no método aerodinâmico (fluxo-gradiente) e em correções de medidas obtidas por correlação de vórtices turbulentos (De Bruin e Verhoef, 1997).

Algebricamente, z_0 e d são constantes de integração do perfil vertical da velocidade horizontal do vento acima de uma superfície com obstáculos de porte alto e sob condições adiabáticas. Assim, z_0 é o limite inferior de validade do perfil médio, ou seja, a altura na qual a velocidade horizontal do vento tende a zero; e d é um escalar empírico para compensar o deslocamento vertical da dissipação de momentum pela

superfície com obstáculos. Segundo Thom (1971), fisicamente d representa o nível médio de absorção de momentum por uma superfície rugosa.

A teoria da similaridade de Monin e Obukhov (1954) utiliza d para expressar os coeficientes de transporte turbulento e para caracterizar as condições de estabilidade atmosférica (Monteith e Unsworth, 1990).

Fisicamente, z_0 pode ser interpretado como sendo inversamente proporcional à resistência da superfície à transferência de momentum. Assim, superfícies muito lisas, como os espelhos, teriam z_0 muito pequeno e grande resistência à transferência de momentum, contrariamente ao que ocorrem com florestas e outras superfícies consideravelmente heterogêneas (Monin e Yaglom, 1971).

Os parâmetros d e z_0 são influenciados, entre outros fatores, pela estrutura física da vegetação (altura, forma e flexibilidade das plantas; tamanho e arranjo dos ramos e folhas) e por sua distribuição espacial (Shaw e Pereira, 1982). Algumas equações analíticas, baseadas nas interpretações físicas dos parâmetros de rugosidade, e outras empíricas, relacionam essas características e a transferência de momentum com a rugosidade da superfície (Lettau, 1969; Raupach, 1992, 1994; MacDonald et al., 1998).

São diversos os métodos para determinação de z_0 e d (veja Lyra e Pereira, 2007). Uma abordagem prática para o cálculo de z_0 e u^* (velocidade de fricção) é o método gráfico onde esses parâmetros são determinados a partir do perfil de vento com medidas em pelo menos quatro níveis acima da superfície. Isso pode ser visto quando se plota u contra $\ln(z)$ onde u^* é inversamente proporcional a inclinação da reta gerada, isto é, quanto maior a inclinação, menor u^* . Por extrapolação, determina-se z_0 na interceptação da reta com a ordenada y do gráfico. Contudo, existem algumas condições que são difíceis de serem satisfeitas sobre vegetação esparsa e de porte alto, como arbusto e floresta, causando muitas variações nos

valores obtidos pelos diferentes métodos (Molion e Moore , 1983; De Bruin e Moore, 1985; Lloyd et al., 1992).

Esses parâmetros são utilizados em formulações que buscam expressar os processos de transporte na camada de ar imediatamente acima de vegetação. Assim esta investigação é destinada a pesquisa de formulações para o perfil vertical da velocidade do vento acima de floresta. A seguir são apresentados alguns perfis teóricos conhecidos da literatura.

2.1.6 PERFIL ADIMENSIONAL APRESENTADO POR PAULSON (1970).

A interação aerodinâmica de florestas com a atmosfera envolve, além de z^* , altura da subcamada rugosa de transição (SRT), os parâmetros de rugosidade aerodinâmicos, z_0 e a altura do deslocamento do plano-zero, d , que foram discutidos anteriormente. Assim, fora da SRT, a descrição do escoamento acima da copa normalmente utiliza a Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov. Segue-se que as relações para os perfis diabáticos de velocidade média do vento (\bar{u}), temperatura potencial virtual ($\bar{\theta}_v$) e umidade específica (\bar{q}) determinadas por Paulson (1970) podem ser representadas (Arya, 1988) por:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) - \psi_m(\xi) \right] \quad 2.9$$

$$\bar{\theta}_v - \bar{\theta}_{v_0} = \frac{\theta_{v*}}{k} \left[\ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) - \psi_h(\xi) \right] \quad 2.10$$

$$\bar{q}(z) - \bar{q}_0 = \frac{q_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) - \psi_q(\xi) \right] \quad 2.11$$

Onde \bar{q}_0 e $\bar{\theta}_{v_0}$ são os valores da umidade específica e temperatura potencial virtual em uma altura $z = (d + z_0)$, respectivamente, q_* é uma escala característica de flutuação turbulenta de umidade específica e θ_{v_*} é uma escala característica de flutuação turbulenta de temperatura potencial virtual:

$$\theta_{v_*} = \frac{-\overline{(w'\theta'_v)}}{u_*} \quad 2.12$$

$$q_* = -\frac{\overline{w'q'}}{u_*} \quad 2.13$$

na qual, $\overline{(w'q')}$ é o fluxo cinemático de umidade específica e ψ_m , ψ_h e ψ_q são funções diabáticas universais para momentum, temperatura potencial virtual e umidade específica. As funções diabáticas ψ_m e $\psi_h = \psi_q$ são dadas por:

$$\psi_m = \psi_h = \psi_q = -4.7\xi, \text{ para } \xi \geq 0 \quad \text{estáveis e neutra} \quad 2.14$$

$$\psi_m = \ln \left[\left(\frac{1+x^2}{2} \right) \left(\frac{1+x}{2} \right)^2 \right] - 2 \tan^{-1}(x) + \frac{\pi}{2}, \text{ para } \xi < 0 \text{ instável} \quad 2.15$$

$$\psi_h = \psi_q = 2 \ln \left(\frac{1+x^2}{2} \right), \text{ para } \xi < 0 \quad \text{instável} \quad 2.16$$

onde $x = (1 - 15\xi)^{1/4}$.

Estas funções foram obtidas a partir da integração das funções gradientes adimensionais, ϕ .

De acordo com a Teoria da Similaridade, para a camada limite superficial, na camada de fluxo constante (Monin e Yaglom, 1977) acima da SRT, os gradientes adimensionais para momentum (ϕ_m), temperatura potencial virtual (ϕ_h) e umidade específica (ϕ_q) acima da copa podem ser escritos como (Shuttleworth, 1989):

$$\phi_m = \frac{k(z-d)}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad 2.17$$

$$\phi_h = \frac{k(z-d)}{\theta_{v*}} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \quad 2.18$$

$$\phi_q = \frac{k(z-d)}{q_*} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad 2.19$$

A forma de expressar as funções ϕ_m , ϕ_h e ϕ_q é obtida empiricamente a partir de dados experimentais em termos de condições de estabilidade para momentum, temperatura potencial virtual e umidade específica, respectivamente, ou seja, conforme Arya (1988):

$$\phi_h = \phi_m^2 = (1 - 15\xi)^{-1/2} \text{ para } \xi < 0 \quad \text{instável} \quad 2.20$$

$$\phi_h = \phi_m = 1 + 4.7\xi \text{ para } \xi \geq 0 \quad \text{estável e neutra} \quad 2.21$$

$$\phi_q = \phi_h \quad 2.22$$

As expressões do fluxo-gradiente são:

$$\frac{\tau}{\rho} = u_*^2 = [k(z-d)u_*\phi_m^{-1}] \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad 2.23$$

$$\frac{H}{\rho c_p} = -u_*\theta_{v_*} = -[k(z-d)u_*\phi_h^{-1}] \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} = -K_h \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \quad 2.24$$

$$\frac{\lambda E}{\rho} = u_*q_* = -[k(z-d)u_*\phi_q^{-1}] \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = -K_q \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad 2.25$$

onde K_m , K_h e K_q são os coeficientes de difusividade turbulenta de momentum, calor sensível e vapor d'água, respectivamente todos em m^2/s e τ é o fluxo de turbulento de momentum (N/m^2), H é fluxo de calor sensível (W/m^2) e λE é o fluxo de calor latente (W/m^2), sendo λ o calor latente de vaporização da água. Segundo Arya (1988):

$$K_m = \frac{ku_*(z-d)}{\phi_m(\xi)} \quad 2.26$$

$$K_h = \frac{ku_*(z-d)}{\phi_h(\xi)} \quad 2.27$$

$$K_q = \frac{ku_*(z-d)}{\phi_q(\xi)} \quad 2.28$$

Em condições neutras $K_m = K_h = K_q = k(z-d) u_*$.

2.2 ELEMENTOS TEÓRICOS PARA SUPERFÍCIES RUGOSAS LEVANDO EM CONTA A EXISTÊNCIA DE UMA SUBCAMADA RUGOSA DE TRANSIÇÃO (SRT).

Estudos mostram que em escoamentos próximos a superfícies rugosas há uma SRT. Ocorrem particularmente acima de florestas tropicais altas, os processos gerados por instabilidades hidrodinâmicas do tipo das que são encontradas em uma camada de mistura gerada por dois escoamentos paralelos adjacentes com velocidades diferentes (Raupach et al., 1996). Nesta região, caracterizada por grande instabilidade e processos físicos complexos, é notado a falência das propriedades normalmente associadas à Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov para descrever o escoamento acima da copa. A compreensão de como os processos turbulentos ocorrem na camada limite superficial (CLS) é de vital importância para o entendimento dos processos de troca entre a superfície terrestre e a atmosfera.

Recentemente Thomas e Foken (2007) procuraram definir uma “altura aerodinâmica do dossel” e consideraram-na como sendo z_i , a altura do ponto de inflexão no perfil vertical da velocidade média de vento. Para determinar z_i , eles ajustaram aos dados dos perfis verticais de vento disponíveis um polinômio de terceira ordem. Usaram medidas de sete alturas e seus resultados indicaram que os pontos estão em bom acordo com uma estimativa visual para a altura de dossel, corroborando as conclusões da Pachêco (2001) e de Marshall et al. (2002). Este método foi sugerido originalmente por Raupach et al. (1996), parece razoável, e consistente com a idéia que o perfil de vento logarítmico sobre o dossel (convexo descendente) e o perfil de vento exponencial dentro do dossel (convexo para cima) podem ser considerados verdadeiros desde que se considere a existência de uma região intermediária dentro da subcamada de transição na qual os perfis de velocidade média do vento apresentam características especiais muito diferentes daquelas previstas pela Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov. Nesta camada cujas propriedades denunciam depender fortemente da existência do ponto de inflexão no perfil da velocidade do vento, é possível, ainda, obter bons ajustes de funções aos dados experimentais (Pachêco, 2001; Marshall et al. 2002, etc).

A partir da admissão dessa camada de transição, deve-se esperar que a Similaridade de Monin-Obukhov ainda seja válida acima dela, podendo haver região de casamento (matching), o mesmo acontecendo para a região abaixo da camada de transição, onde deve valer a existência de outra região de casamento junto à parte superior de um perfil exponencial, como o proposto por (Cionco 1965; Cionco 1985).

Segundo Blackadar e Tennekes, 1968; Raupach et al., 1996; Thomas e Foken, 2007 e Nakai et al., 2008 a existência de um ponto de inflexão no perfil vertical da velocidade do vento em tais escoamentos tem um papel decisivo na geração de instabilidades específicas qualitativamente diferentes daquelas observadas acima de superfícies lisas, o que torna ainda mais complexo o escoamento em tais regiões.

Pontos de inflexão no perfil de vento acima da floresta Amazônica em Rondônia foram investigados por Pachêco (2001) que constatou que a altura do ponto de inflexão varia durante o dia e que esta constitui um parâmetro de escala importante na obtenção de relações gerais para o perfil do vento acima e dentro do dossel (pelo menos nas partes superiores da região abaixo do dossel nas quais há efetiva interação entre os escoamentos acima e dentro do dossel). Dias Júnior (2008) sugeriu que a variação da altura do ponto de inflexão, pode trazer como consequência a variação da escala temporal de ocorrência de estruturas coerentes no campo térmico, fenômeno extremamente concernente aos fluxos turbulentos de calor sensível (Paw U et al., 1992).

Ressalte-se que Raupach et al. (1996) sugeriram que um bom ajuste para perfil vertical de velocidade do vento seria aquele obtido através da função Tangente Hiperbólica com variável dependente representada por uma altura adimensional, ou seja:

$$u(z)/u_s = 1 + \tanh(z/L_s)$$

Onde, L_s é uma escala característica de comprimento definida por $L_s = \delta_u/2$; u_s

é uma escala característica de velocidade definida através da relação $u_s = \Delta\bar{u}/2$; $\Delta\bar{u}$ é a diferença entre velocidades médias medidas em duas alturas diferentes nas quais o escoamento pode ser concebido como se fosse formado por duas correntes de vento autônomas (por exemplo, a velocidade em um nível acima da copa e outro, dentro desta); $\delta_\omega = \Delta\bar{u}/(d\bar{u}/dz)_{max}$ corresponde à profundidade da camada de mistura gerada pelo cisalhamento do vento, $u(z)$ é a velocidade média do vento na altura z (maiores discussões sobre tais parâmetros podem ser encontradas em Py (2004).

Certamente, através da compreensão de como eventos micrometeorológicos individuais associados às estruturas coerentes atuam no escoamento é que será possível oferecer explicação para: a variabilidade dos perfis dentro da copa; o papel exercido pela existência de ponto de inflexão no perfil de velocidade média do vento no que diz respeito à geração de instabilidades específicas; a provável existência de máximos relativos nos perfis; variação dos diversos momentos estatísticos com a altura, etc. (Pachêco, 2001) e interação entre o escoamento e o movimento dos componentes do dossel (Py, 2004).

Ressalta-se que nas três últimas décadas, o conhecimento de turbulência de dossel avançou continuamente através de Raupach e Thom (1981), Gao (1988), Raupach et al. (1996), Brunet e Irvine (1999), Finnigan (2000), Sá (2000), Nakamura e Mahrt (2001), Pachêco (2001), Yi (2008) Dias Júnior (2008), por exemplo. Um dos desenvolvimentos principais foi o reconhecimento de que turbulência mecânica é dominada por grandes estruturas coerentes com escalas da ordem da altura do dossel (Py, 2004; Langre e Mouliá, 2005; Dias Júnior, 2008), mas verifica-se a inexistência de uma teoria geral, válida para todos os tipos de superfícies rugosas horizontais.

O presente trabalho busca compreender alguns dos processos turbulentos de troca entre a floresta e a atmosfera e a influência do ponto de inflexão nesses processos, através de estudos comparativos baseados no aprofundamento da metodologia utilizada em trabalhos anteriores envolvendo ajustes de funções aos perfis, em abordagens tais como: perfil de Cionco (1965) para velocidade do vento dentro da copa; a dos perfis proporcionados pela Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov (Paulson, 1970); perfil de Deacon (Viswanadham et al., 1989), e a de Raupach referente à função Tangente Hiperbólica (Raupach et al., 1996; Brunet e Irvine, 2000); as de Pachêco (2001) e perfil proposto por Yi (2008).

A seguir será apresentada uma breve descrição de cada um desses ajustes.

2.2.1 PERFIL DE CIONCO PARA VELOCIDADE DO VENTO DENTRO DA COPA.

O escoamento dentro da copa tem sido definido por um perfil exponencial de velocidade do vento, estabelecido por autores tais como Cionco (1965; 1985):

$$\frac{\bar{u}}{u_h} = e^{-\alpha(1-z/h)} \quad 2.29$$

onde h é a altura da copa, u_h é a velocidade do vento no topo do dossel, z é a altura em certo nível dentro da copa e α é o coeficiente de extinção, dado por

$$\alpha = h \left[\frac{S}{2l_c^2} \right]^{1/3} \quad 2.30$$

onde S é o fator de atenuação de arraste da vegetação:

$$S = \frac{1}{2} C_m a(z) \quad 2.31$$

em que C_m é o coeficiente de arrasto, e $a(z)$ é a densidade da área foliar, e l_c é o comprimento de mistura no dossel:

$$l_c = \frac{\overline{uw}}{(\partial\overline{u}/\partial z)^2} \quad 2.32$$

A densidade da área foliar $a(z)$ é a área da superfície da planta por unidade de volume (m^2/m^3). A integral de $a(z)$ através de toda profundidade do dossel é chamada de índice da área foliar (IAF).

$$\text{IAF} = \int_0^h a(z) dz \quad 2.33$$

Uma escala alternativa para representar o escoamento da copa, utiliza a chamada escala de comprimento de cisalhamento. Essa escala de comprimento foi utilizada com relativo sucesso por Raupach et al. (1996), Brunet e Irvine (2000) e Pachêco (2001) para representar características universais do escoamento dentro de diversos tipos de copas, dada por:

$$L_h = \frac{\overline{u}_h}{(d\overline{u}/dz)|_h} \quad 2.34$$

onde \overline{u}_h é a velocidade média do escoamento na altura h correspondente ao topo da copa e $(d\overline{u}/dz)|_h$ é o gradiente vertical de velocidade média do vento nesta mesma altura (Pachêco, 2001).

2.2.2 PERFIL DE DEACON.

Segundo Viswanadham et al. (1989), quando a cobertura vegetal acima da superfície é alta o bastante, tal que o escoamento turbulento significativo pode ser verificado abaixo do topo do dossel, o perfil vertical do vento de Deacon em condições diabáticas pode ser representado como:

$$\frac{du}{dz} = a(z - d)^{-\beta}, \text{ para } z \geq d \quad 2.35$$

Pela diferenciação logarítmica do perfil de vento (derivou de eq. (2.35)) o número de Deacon do vento (β_u) e temperatura (β_θ) são

$$\beta_u \equiv \frac{\partial \ln u'}{\partial \ln z} = -\frac{(z-d)u''}{u'}, \text{ e} \quad 2.36$$

$$\beta_\theta \equiv \frac{\partial \ln \theta'}{\partial \ln z} = -\frac{(z-d)\theta''}{\theta'} \quad 2.37$$

O número de Richardson de gradiente (Ri) é

$$Ri = \frac{g}{\theta} \frac{\theta'}{(u')^2} \quad 2.38$$

Aqui $a = u_*/kz_0^{1-\beta}$, u_* é a velocidade de fricção, u é velocidade horizontal do vento, θ é a temperatura potencial, z é a altura, k é constante de von-Kármán (= 0.40), $D = d + z_0$ (aqui d é a altura de deslocamento do plano-zero e z_0 o

comprimento de rugosidade), $\bar{\theta}$ é a temperatura média da camada e g é a aceleração gravidade, u' é a deriva parcial da velocidade horizontal do vento, u'' é a derivada parcial de segunda ordem da velocidade horizontal do vento, θ' e θ'' são as derivadas parciais de primeira e segunda ordem da temperatura potencial, respectivamente. As equações iniciais denotam diferenciações com respeito à z ou $z - d$. Segue-se diretamente da eqs. (2.36 -2.38) que

$$\frac{\partial \ln Ri}{\partial \ln z} \equiv \frac{(z-d)(Ri)'}{Ri} = 2\beta_u - \beta_\theta \quad 2.39$$

Usando-se as relações de fluxo turbulento de calor e de momentum e as eqs. (2.36-2.38), a expressão seguinte pode ser obtida:

$$\frac{\partial \ln F}{\partial \ln Ri} = -\frac{(\beta_u - \beta_\theta)}{(2\beta_u - \beta_\theta)} = -\frac{\delta}{\Delta} \quad 2.40$$

Onde $F = K_H/K_M$ (K_H , K_M são os coeficientes de difusividade turbulenta para calor e momentum, respectivamente).

Vários casos especiais de Eq. (2.39) são de interesse. Eles são:

- (i) $2\beta_u - \beta_\theta = 1$ (i.e. Ri é linear em z);
- (ii) $2\beta_u = \beta_\theta$ (i.e. Ri é independente de z);
- (iii) $\beta_u = \beta_\theta$ (i.e. Ri é inversamente relacionado a u)

O terceiro caso envolve uma suposição de similaridade que é especialmente importante e freqüentemente usado em micrometeorologia.

2.2.3 PERFIL DE RAUPACH.

Tipicamente, o perfil de velocidade média do vento tem um ponto de inflexão perto do topo do dossel que fica até mais nítido durante eventos de rajada (Finningan, 1979 a, b) onde $U'(z) = dU/dz$ é máximo. Este ponto descreve a escala de comprimento $U(h) / U'(h) = L_s$. Segundo Raupach et al. (1996) alguns parâmetros característicos da geração de turbulência próximo do dossel são, por exemplo: h (altura da copa), LAI (índice de área foliar), $\sigma_u(z) = (\overline{u^2})^{1/2}$ (desvio padrão de u , na altura z), $\sigma_w(z) = (\overline{w^2})^{1/2}$ (desvio padrão de w), $r_{uw} = \overline{u'w'} / \sigma_u \sigma_w$ (coeficiente de correlação de uw), velocidade média U_h no dossel e a velocidade de fricção u_* , definido de forma que $u_* = -(\overline{u'w'})^{1/2}$ na região de tensão constante sobre o dossel e u , v e w são as componentes da velocidade na direção do escoamento (x), transversal a ele (y) e vertical (z). Em média o vetor velocidade do vento é $(U(z), 0, 0)$ (Raupach, 1996).

Efetivamente, Raupach et al. (1996) ressaltam que um bom ajuste para perfil vertical de velocidade do vento seria aquele obtido através da função Tangente Hiperbólica com variável independente representada por uma altura adimensional, ou seja:

$$u(z)/u_s = 1 + \tanh(z/L_s)$$

Onde, conforme já mencionado, L_s é uma escala característica de comprimento definida por $L_s = \delta_u/2$; u_s é uma escala característica de velocidade definida através da relação $u_s = \Delta\bar{u}/2$; $\Delta\bar{u}$ é a diferença entre velocidades médias medidas em duas alturas diferentes nas quais o escoamento pode ser concebido como se fosse formado por duas correntes de vento autônomas (por exemplo, a velocidade em um nível acima do dossel e outro dentro desta); $\delta_\omega = \Delta\bar{u} / (d\bar{u}/dz)_{max}$ corresponde à

profundidade da camada de mistura gerada pelo cisalhamento do vento, $u(z)$ é a velocidade média do vento na altura z .

A função $y = \tanh(x)$ é escrita matematicamente como:

$$y = \tanh(x) = \frac{\sinh(x)}{\cosh(x)} = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}} = \frac{e^{2x} - 1}{e^{2x} + 1} = \frac{1 - e^{-2x}}{1 + e^{-2x}}$$

Observa-se que:

$$\tanh(0) = 0$$

- $\tanh(-x) = \frac{\sinh(-x)}{\cosh(-x)} = \frac{-\sinh(x)}{\cosh(x)} = -\tanh(x)$, ou seja, é uma função ímpar.
- $e^x - e^{-x} < e^x + e^{-x}$ para todo x . Logo $-1 < \tanh(x) < 1$.
- $\frac{d}{dx}(\tanh(x)) = \frac{1}{\cosh^2(x)} > 0$, ou seja, $y = \tanh(x)$ é estritamente crescente.
- $\lim_{x \rightarrow \infty} \tanh(x) = 1$ e $\lim_{x \rightarrow -\infty} \tanh(x) = -1$.

2.2.4 PERFIL DE VELOCIDADE ADIMENSIONAL PROPOSTO POR PACHÊCO (2001).

Com a finalidade de contribuir para uma melhor compreensão das trocas de momentum entre o escoamento acima e dentro da copa da Floresta Amazônica foi proposta uma formulação de velocidade característica e de comprimento característico que leva em conta a informação contida na altura do ponto de inflexão do perfil vertical de velocidade média do vento, além daquela contida na altura h , do topo da copa. Assim, a escala característica de velocidade proposta é a velocidade média do vento no ponto de inflexão do perfil (u_i) e as escalas de comprimento (L_h e z_i). Desta forma, espera-se que formulações como da equação (2.35) apresentem validade universal nas regiões acima e dentro da copa em que a velocidade média do vento não for nula. Assim F seriam funções de validade geral acima e dentro da copa, z_i é a altura do ponto de inflexão, \bar{u} é a velocidade média do vento na altura de medida z e L_h é uma escala de comprimento obtida como na equação 2.34. Procedendo desta forma

pretende-se incorporar informação referente a duas alturas cruciais para o entendimento das trocas de momentum acima e dentro da copa (Pachêco, 2001). Na formulação proposta

$$\frac{z-z_i}{L_h} = F\left(\frac{u}{u_i}\right) \quad 2.41$$

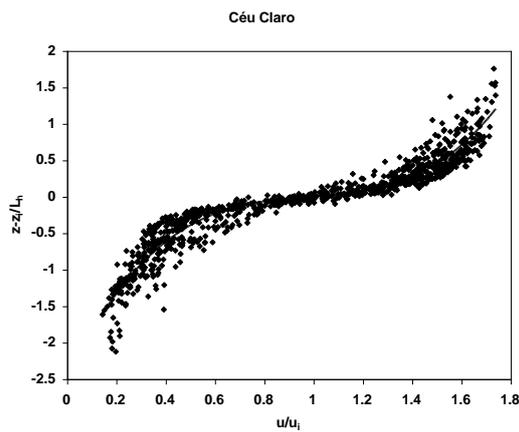
F é uma função a ser determinada. Pachêco (2001) considerou F um polinômio de 3ª ordem, mas eventualmente poderia ser também a função Tangente Hiperbólica.

I) Ajuste polinomial dos perfis de velocidade média horária adimensional.

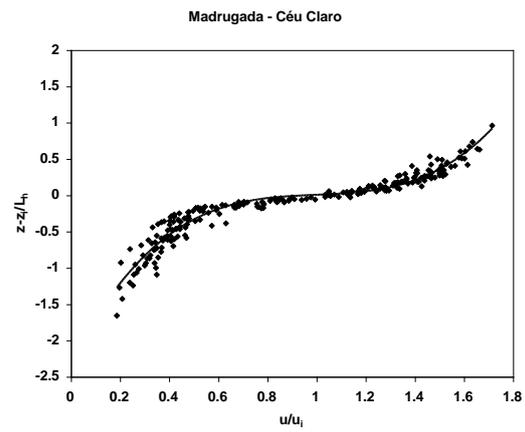
Com a finalidade de estudar a possibilidade de estender as relações de similaridade obtidas anteriormente para perfis de velocidade média do vento dentro da copa, Pachêco (2001) considerou 453 perfis correspondentes a vinte e quatro dias de dados (de um total inicial de 576 perfis, foram eliminados 123 perfis por não satisfazerem às condições impostas para controle de qualidade do ajuste). Com estes, foram obtidas relações adimensionais tanto dentro como acima da copa da floresta Amazônica envolvendo ajustes de polinômios do terceiro grau. Foram analisadas três classes de situações com relação à cobertura do céu, conforme proposto por Moura et al. (2000): perfis para dias de céu claro, perfis para dias com céu parcialmente nublado e perfis para dias de céu nublado.

As figuras 2.1, mostram perfis verticais adimensionais de velocidade média do vento para os dias de céu claro, parcialmente nublado e nublado para todos os horários do dia, madrugada, diurno e noturno. O ajuste foi obtido da seguinte maneira:

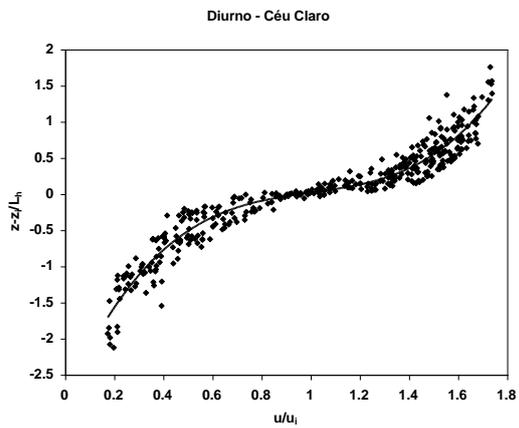
$$\frac{z - z_i}{L_h} = a_3 \left(\frac{u}{u_i} \right)^3 + a_2 \left(\frac{u}{u_i} \right)^2 + a_1 \left(\frac{u}{u_i} \right) + a_0$$



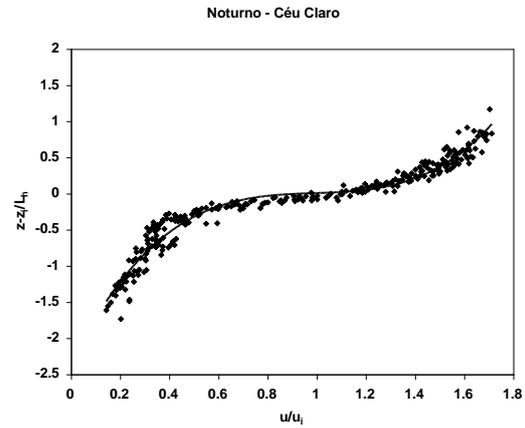
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura. 2.1 Perfis verticais adimensionais de velocidade média do vento para dias de céu claro para vários horários ao longo do dia: (a) todos os horários; (b) madrugada; (c) diurno; (d) noturno. Fonte: Pachêco (2001).

Estes resultados indicam que a qualidade dos ajustes varia muito pouco para cada uma das classes em que os dados foram divididos, e os coeficientes do ajuste variam

muito pouco de uma situação para outra. O melhor ajuste foi obtido para os dias de céu claro, no horário noturno (com $R^2 = 0,96$) e o ajuste mais fraco foi obtido no horário madrugada, para céu parcialmente nublado (com $R^2 = 0,92$). Para os casos de céu claro e nublado, os ajustes mais fracos estão nos horários diurnos e noturnos, com $R^2 = 0,93$ e $R^2 = 0,94$, respectivamente.

2.2.5 PERFIL PROPOSTO POR Yi (2008).

Segundo Yi (2008) escoamentos turbulentos com presença de floresta também pode ser caracterizado através de duas modalidades de perfis (Figura 2.3): o perfil de vento na forma de S e o perfil exponencial de Reynolds. Os perfis de vento na forma de S foram observados amplamente dentro de dosséis de floresta (Meyers e Paw U, 1986; Fischenich, 1996 ; Lalic e Mihailovic, 2002; Turnipseed et al., 2003; Yi et al., 2005). O perfil na forma de S apresenta um máximo de vento secundário que é observado freqüentemente dentro do espaço dos troncos da floresta e uma velocidade de vento mínima secundária na região de maior densidade de folhagem. Para culturas agrícolas ou outros dosséis de plantas mais uniformes, o máximo de vento secundário é muito fraco e observou-se que as velocidades de vento são quase constantes na parte mais baixa do dossel (Uchijima e Wright, 1964; Allen, 1968; Legg e Long, 1975;), como mostrado pela linha sólida na figura 2.2.

Para um melhor entendimento das características básicas do perfil de vento na forma de S observado e o perfil de fluxo exponencial (sendo a designação de Yi (2008)) dentro de dosséis de floresta, são postuladas três hipóteses. i) A relação entre estes perfis fundamentais é bem estabelecida, combinando as hipóteses postuladas com equações de momentum. ii) O perfil exponencial de tensão de Reynolds é modelado com sucesso pelo índice de área foliar (LAI). iii) As características do perfil de vento na forma de S são explicadas teoricamente pela morfologia da planta e o coeficiente de arrasto.

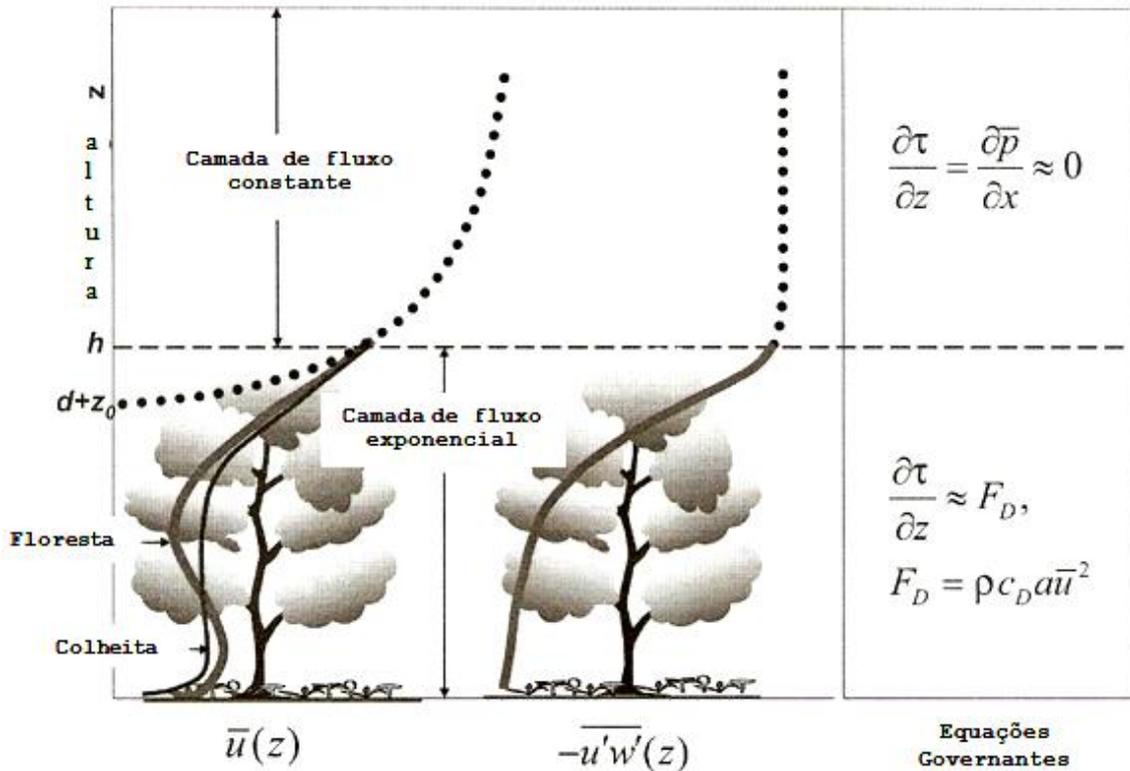


Figura 2.2 Padrões de velocidade de vento e da tensão de Reynolds dentro e acima do dossel e as respectivas equações governantes. Fonte: Yi (2008).

As novas formulações acima serão usadas para obtenção de uma aproximação de fechamento para as equações de momentum. Com as hipóteses apresentadas a seguir, podem-se modelar as características básicas de fluxos dentro do dossel.

Para isto devem ser respeitadas condições tais como: escoamento médio permanente bidimensional, onde $\bar{u}(z)$ denota a velocidade média do vento na direção do eixo de x , $\tau = -\rho \overline{u'w'}$ (z) é a tensão Reynolds na altura z , ρ é densidade de ar, e z a altura no eixo normal ao chão. Assumindo-se que os elementos do dossel são horizontalmente homogêneos com uma distribuição vertical contínua de densidade de área foliar, $a(z)$, e que h denota a altura média do topo da vegetação.

As hipóteses são as seguintes:

a) Hipótese 1

Dentro do dossel, o transporte de momentum horizontal é contínuo e descendente. Portanto o momentum horizontal é continuamente absorvido através de elementos do dossel, onde acaba sendo dissipado.

b) Hipótese 2

Existe um equilíbrio local entre a taxa de transferência de momentum horizontal e sua taxa de perda. Com escalas médias de tempo e espaço apropriadas, a relação de equilíbrio local ao nível z é

$$-\overline{\rho u'w'}(z) = \rho c_D(z) \overline{u}^2(z) \quad 2.42$$

onde $c_D(z)$ é o coeficiente arrasto. Para entender o significado físico do coeficiente de arrasto na Eq. (2.42), considere-se um caso extremo onde o fluido é uniformemente desacelerado de velocidade \overline{u} . Se o momentum inicial por unidade volume do fluido for $\rho \overline{u}$ e a velocidade média de vento calculada durante a desaceleração for $\overline{u}/2$, a taxa pela qual o momentum está sendo perdido pelo fluido é $\rho \overline{u} \times \overline{u}/2 = \rho \overline{u}^2$. Na prática, o fluido tende a deslizar ao redor dos elementos de arrasto, de forma que as perdas de momentum são menores que $\rho \overline{u}^2/2$ (Monteith e Unsworth, 1990).

c) Hipótese 3

O $c_D(z)$ pode ser determinado empiricamente, e diretamente, de perfis observados de velocidade de vento e tensão de Reynolds; $c_D(z)$ pode ser deduzido de considerações teóricas como a eq. (2.42) e substituído na equação de momentum.

A equação (2.42) é consistente com a análise dimensional que usa o teorema π de Buckingham (Sttull, 1988). As variáveis pertinentes e suas dimensões físicas são dadas a seguir como:

$$\left\{ \begin{array}{cccccc} \tau & \rho & \bar{u} & \mu & h & a \\ ml^{-1}t^{-2} & ml^{-3} & lt^{-1} & ml^{-1}t^{-1} & l & l^{-1} \end{array} \right\} \quad 2.43$$

onde μ é a viscosidade dinâmica. Assuma-se que a tensão de Reynolds τ é função das cinco variáveis em eq.(2.43).

$$\tau = f(\rho, \bar{u}, \mu, h, a) \quad 2.44$$

A equação 2.44 pode ser escrita como

$$g(\tau, \rho, \bar{u}, \mu, h, a) = 0 \quad 2.45$$

De acordo com o teorema π de Buckingham, três variáveis adimensionais são necessárias na eq.(2.45), e depois de manipulações simples, a eq. (2.45) torna-se

$$g\left(\frac{\tau}{\rho\bar{u}^2}, \frac{\rho\bar{u}h}{\mu}, ah\right) = 0, \quad 2.46$$

ou

$$\tau = f_1(\mathbf{Re}, \mathbf{LAI})\rho\bar{u}^2. \quad 2.47$$

Onde $\mathbf{Re} = \rho\bar{u}h/\mu$ é o número de Reynolds e ah é área de folha cumulada, aqui substituída pelo índice de área foliar (LAI). Combinando-se as eq.(2.47) e (2.42), tem-se:

$$c_D = f_1(\mathbf{Re}, \mathbf{LAI}). \quad 2.48$$

Em condições atmosféricas “tranqüilas” (baixa velocidade de vento), é possível que c_D seja uma função do número de Reynolds (Thom, 1971, Grant, 1983; Maheshwari, 1992; Mahrt et al., 2001). Ressalta-se que na maioria das condições meteorológicas, c_D é independente do número de Reynolds (Yi, 2008). Porém, o coeficiente de arrasto sempre depende do LAI (Yi, 2008).

Inoue (1963) assume que a vegetação possui uma distribuição vertical uniforme de densidade de área foliar [$a(z) = a = \text{constante}$]. A equação para velocidade média do vento

$$\frac{d[c_D(z)\bar{u}^2(z)]}{dz} = a(z)c_D(z)\bar{u}^2(z) \quad 2.49$$

torna-se

$$\frac{d\vartheta(z)}{dz} = a\vartheta(z) \quad 2.50$$

onde $\vartheta(z) = c_D\bar{u}^2(z)$. Integrando eq.(3.50), de z ao topo do dossel, tem-se:

$$\vartheta(z) = \vartheta(h) \exp[a(z - h)] = \vartheta(h) \exp[\text{LAI}(z/h - 1)] \quad 2.51$$

onde $\vartheta(h) = c_D\bar{u}_h^2$, $\text{LAI} = ah$, e \bar{u}_h é a velocidade média do vento no topo do dossel. Usando $\vartheta(z) = c_D\bar{u}^2(z)$, a solução da eq.(2.51) pode ser escrita

$$\bar{u}(z) = \bar{u}_h \exp\left[\frac{\text{LAI}}{2}\left(\frac{z}{h} - 1\right)\right], \quad 2.52$$

O modelo de Inoue (1963) define o coeficiente de atenuação α como

$$\alpha = \frac{\beta h}{l} = \frac{\beta h}{2\beta^3 L_c} = \frac{hc_D a}{2\beta^2} = \frac{ah}{2} = \frac{\text{LAI}}{2} \quad 2.53$$

onde considera-se $c_D = \beta^2 = (u_*/u_h)^2$.

O modelo de Inoue (1963) foi derivado sem usar a teoria do comprimento de mistura e o coeficiente de atenuação. Ele foi derivado por meio do índice de área foliar (LAI). Estudos mostram que o coeficiente de atenuação α é relacionado ao LAI (Cionco, 1972; Jackson, 1981; Macdonald, 2000). Combinando-se as eqs.(2.42) e (2.51), a tensão de Reynolds pode ser escrita como:

$$\tau(z) = \tau_h \exp [\text{LAI}(z/h - 1)], \quad 2.54$$

onde τ_h é a tensão de Reynolds no topo do dossel. A dependência da tensão de Reynolds $\tau(z)$ com relação ao LAI é consistente com a conclusão da [eq.(2.47)], da análise dimensional. A forma normalizada da eq.(2.54) é

$$\tilde{\tau} = e^{\text{LAI}(\zeta-1)} \quad 2.55$$

onde $\tilde{\tau} = \tau(z)/\tau_h$ e $\zeta = z/h$. Este resultado indica que a normalização do perfil da tensão de Reynolds para dosséis verticalmente uniformes apresenta uma única curva que depende apenas do LAI (fig. 2.3).

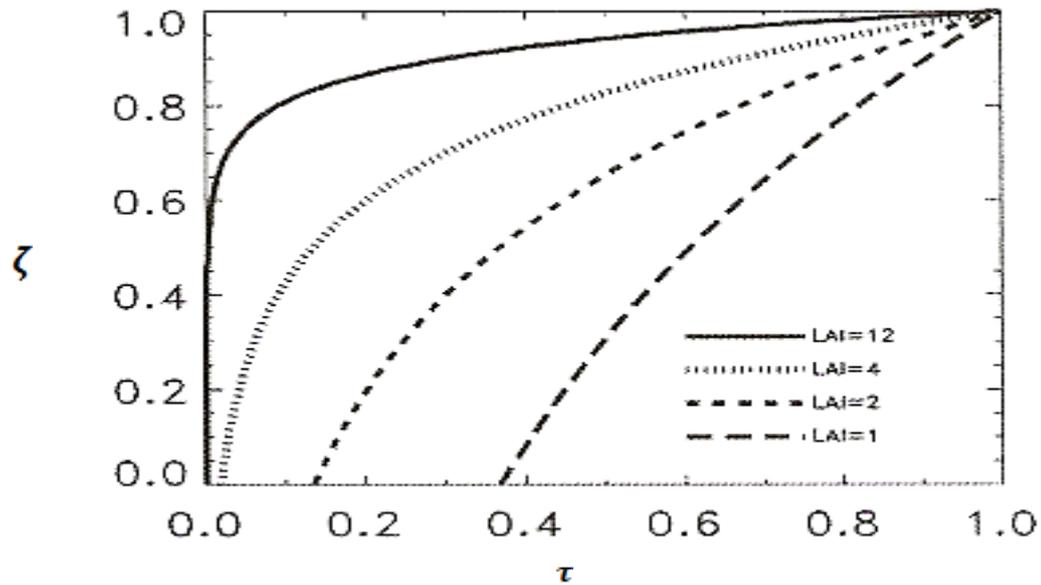


Figura 2.3 Normalização da distribuição universal da tensão de Reynolds [eq.(2.54)] para todo dossel uniforme. O eixo horizontal é a normalização da tensão de Reynolds e o eixo vertical é a normalização da altura. Fonte: Yi (2008).

Para a maioria de vegetação com dosséis, particularmente dosséis de floresta, a variação na distribuição de área de folha vertical é grande (Yi, 2008). A propósito, convém mostrar a importância do LAI nas trocas de momentum no dossel. E na busca do scaling dos processos aerodinâmicos no dossel, o LAI é um parâmetro fundamental.

a) Perfil exponencial da tensão de Reynolds.

Se o acumulativo de área foliar por unidade de área a baixo da altura z é definida como

$$\hat{L}(z) = \int_0^z a(z') dz' \quad 2.56$$

a solução da equação de tensão de Reynolds

$$-\frac{d\overline{u'w'}(z)}{dz} + a(z)\overline{u'w'}(z) = 0 \quad 2.57$$

é dada como:

$$-\overline{u'w'}(z)/u_*^2(h) = \exp\{-[LAI - \acute{L}(z)]\} \quad 2.58$$

como condição de limite o topo, onde $LAI = \acute{L}(h)$, e $u_*^2(h) = -\overline{u'w'}(h)$ é a tensão de Reynolds no topo do dossel, ou

$$-\overline{u'w'}(z) = -\overline{u'w'}(0)e^{L(z)} \quad 2.59$$

onde $-\overline{u'w'}(0)$ é a tensão de Reynolds na “base” do dossel. A condição de limite para a tensão de Reynolds do “fundo” até o topo do dossel é relacionada da seguinte maneira:

$$-\overline{u'w'}(h) = -\overline{u'w'}(0)e^{LAI}, \quad 2.60a$$

ou

$$\tau_0/\tau_h = e^{-LAI} \quad 2.60b$$

onde $\tau_0 = -\overline{u'w'}(0)$ e $\tau_h = -\overline{u'w'}(h)$. Segundo Yi (2008) esta relação simples seria universal a todos os dosséis. O significado físico desta curva eventualmente universal (fig. 2.4) é que o LAI determina que porcentagem de momentum horizontal que é absorvido até o topo do dossel. Yi (2008) admite um valor limiar de LAI, igual a

5, o qual corresponderia a absorção total de momentum pela parte superior do dossel.

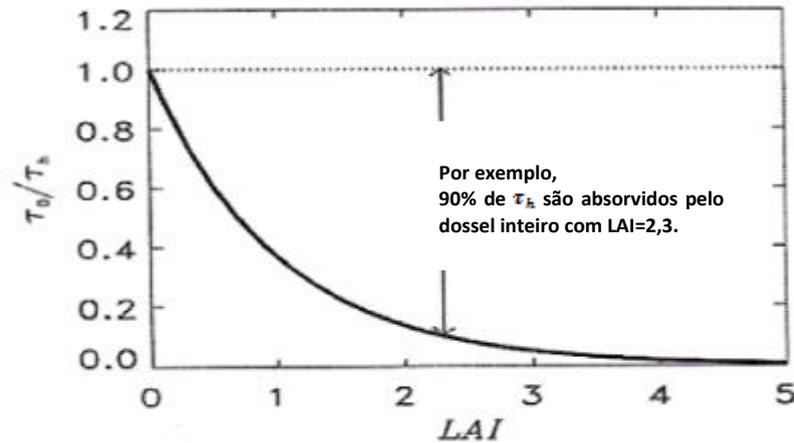


Figura 2.4 Relação entre a razão da tensão de Reynolds, da “base” ao topo do dossel, e o LAI. Fonte: Yi (2008).

b) O perfil de vento na forma de S.

A velocidade média de vento pode ser obtida integrando-se diretamente a eq. (2.48), ou substituindo-se a eq. (2.42) em (2.58); assim,

$$\bar{u}(z) = \bar{u}_h [c_D^h / c_D(z)]^{1/2} \exp\{-0.5[\text{LAI} - L(z)]\}, \quad 2.61$$

onde c_D^h é o coeficiente de arrasto no topo do dossel.

A eq. (2.61) explica por que o máximo de velocidade de vento secundário é observado freqüentemente no espaço dos troncos, dentro floresta, enquanto a velocidade mínima de vento fica situada ao redor do nível de máximo arrasto no dossel (Yi, 2008).

2.3 ESPECTROS TURBULENTOS NA CLS.

Uma vez introduzidos os elementos teóricos sobre as distinções observadas entre escoamentos acima de superfícies lisas e muito rugosas, como as florestas, passar-se-á a apresentar um instrumental teórico referente à decomposição espectral. Ele torna-se particularmente importante para o estudo do escoamento turbulento, pois este é composto por vórtices, abarcando uma gama de escalas que vão desde aquela correspondente à altura da Camada Limite Atmosférica (CLA) até a microescala de comprimento de Kolmogorov (Stull, 1988). Muitas vezes é importante para a compreensão dos processos físicos em estudo e determina a energia associada a cada intervalo de frequência permitido pelas condições de amostragem do sinal turbulento: a Transformada de Fourier (TF) para processos estacionários e a Transformada em Ondeletas (TO) para não necessariamente estacionários.

Sob o ponto de vista da TSMO são feitas as devidas adimensionalizações utilizando-se as escalas características apropriadas para os espectros turbulentos na CLS, como fizeram Kaimal et al. (1972). Tomando-se a taxa de dissipação adimensional dada por $\phi_\varepsilon(\xi) = k_a z \varepsilon / u_*^3$ e empregando-se a escala de frequência adimensional, $n = fz/u$, o espectro adimensional da componente u no subintervalo inercial é dado por:

$$\frac{f S_u(f)}{u_*^2} = \frac{\alpha_1}{(2\pi k_a)^{2/3}} \phi_\varepsilon^{2/3} n^{-2/3} \quad 2.62$$

Usando-se $\alpha_1 = 0.55$ para a constante de Kolmogorov, e $k_a = 0,4$ para a constante de Von- Kármán (Kaimal e Finnigan, 1994), vem:

$$\frac{fS_u(f)}{u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}} = 0,3n^{-2/3} \quad 2.63$$

De acordo com a TSMO na CLS, ϕ_ε é função apenas do parâmetro de estabilidade, $\xi = z - d/L$.

Similarmente ao caso da componente u (considerar eq. 2.62), os espectros de v , w e T podem ser escritos como:

$$\frac{fS_v(f)}{u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}} = 0,4n^{-2/3} \quad 2.64$$

$$\frac{fS_w(f)}{u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}} = 0,4n^{-2/3} \quad 2.65$$

$$\frac{fS_T(f)}{T_*^2 \phi_h \phi_\varepsilon^{-1/3}} \approx 0,43n^{-2/3} \quad 2.66$$

2.4 A TRANSFORMADA DE FOURIER.

A transformada de Fourier de um sinal $f(t)$ pode ser definida como:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{-i\omega t} dt, \quad \omega = \text{frequência angular} \quad 2.67$$

sendo muito apropriada ao estudo do espectro de variância de séries temporais estacionárias. Mais explicitamente, diz-se tratar de uma transformada global, ou seja, se o sinal sofrer uma alteração em um pequeno intervalo de tempo, todo o espectro pode ser afetado.

(Stull,1988), as estimativas espectrais a partir de dados observacionais discretamente amostrados, costuma-se empregar a forma discretizada da Transformada de Fourier (TF). Para uma série temporal $A(l)$, com N pontos amostrados (indexados de $l = 0$ até $l = N - 1$), os coeficientes de Fourier são dados por :

$$F_A(\tilde{n}) = \sum_{l=0}^{N-1} \frac{A(l)}{N} e^{-i(2\pi\tilde{n}l/N)} \quad 2.68$$

correspondendo \tilde{n} à frequência, em oscilações por período total de amostragem (dos N pontos), que assume valores: $\tilde{n} = 0; 1; \dots; N - 1$. Com isso, a cada coeficiente, $F_A(\tilde{n})$, está associada à contribuição relativa do \tilde{n} –ésimo harmônico. O primeiro valor, $F_A(0)$, nada mais é que o valor médio da série original, \bar{A} . A série $A(l)$ pode ainda ser escrita em função dos coeficientes de Fourier, $F_A(\tilde{n})$, resultando na Transformada Inversa, dada por:

$$A(l) = \sum_{\tilde{n}=0}^{N-1} F_A(\tilde{n}) e^{i(2\pi\tilde{n}l/N)} \quad 2.69$$

As duas expressões anteriores (2.68e 2.69) formam o par de transformadas de Fourier. Enquanto, a primeira (2.68) dá a representação do sinal no espaço de fase, a segunda (2.69) o faz no espaço físico.

Os valores quadráticos das normas dos coeficientes de Fourier, $|F_A(\tilde{n})|^2$, são diretamente empregados no cálculo da densidade espectral. Isto porque a soma destes valores para todas as freqüências ($\tilde{n} = 0; 1; \dots; N - 1$), resulta na variância total (σ_A^2) da série temporal original:

$$\sigma_A^2 = \frac{1}{N} \sum_{l=0}^{N-1} (A(l) - \bar{A})^2 = \sum_{\tilde{n}=1}^{N-1} |F_A(\tilde{n})|^2 \quad 2.70$$

Ou seja, $|F_A(\tilde{n})|^2$, pode ser interpretado como a porção da variância explicada pelas ondas de freqüência \tilde{n} (Stull, 1988).

2.5 ESPECTROS TURBULENTOS PRÓXIMO DO DOSSEL: PRODUÇÃO DE ESTEIRAS E CURTO-CIRCUITOS ESPECTRAIS.

As propriedades espectrais da turbulência, na subcamada rugosa de transição próxima ao dossel e dentro do espaço dos troncos de florestas vêm recebendo recentemente significativa atenção devido ao grande número de aplicações dessas propriedades em diversos processos dinâmicos próximo à superfície (Cava e Katul, 2008).

Um aspecto importante da dinâmica da turbulência atmosférica em tais regiões é a distorção que ocorre no padrão das densidades espectrais em função da freqüência, escala temporal dos vórtices e/ou número de onda comparativamente ao que é estabelecido pela lei espectral da declividade em $-5/3$ no subdomínio inercial da

turbulência desenvolvida, conforme o modelo de Kolmogorov (Cava e Katul, 2008). Isto é uma consequência da existência, nessa região, da instabilidade do ponto de inflexão (Raupach et al., 1996) e conseqüentemente, de estruturas turbulentas em forma de “rolos” (Robinson, 1991; Dias Júnior, 2008), esteiras turbulentas resultantes do impacto do escoamento sobre elementos de rugosidade proeminentes (Thom et al., 1975), que acabam criando fenômenos de curto-circuito espectral (Finnigan, 2000), além de outros (Py, 2004).

Escalas de energia, determinadas a partir da instabilidade do ponto de inflexão, na interface entre o dossel e a atmosfera, persistem no espaço entre os troncos e mantêm uma relação inversamente proporcional à absorção de momentum pelo topo do dossel (Cava e Katul, 2008).

A região dentro do dossel e abaixo dele (camada dinamicamente influenciada pela estrutura do dossel e por escalas de comprimento características) é dominada por vórtices produzidos por processos de instabilidade hidrodinâmica, consequência da existência do ponto de inflexão no perfil vertical da velocidade média do vento. Estes vórtices têm escala integral de comprimento da ordem da altura do dossel e possuem energia que corresponde ao principal pico espectral.

Assim, observam-se na camada limite superficial atmosférica dois processos adicionais para modificar o espectro da energia cinética turbulenta na subcamada do dossel: (1) o trabalho médio exercido pelo escoamento sobre a folhagem (arrasto), produzindo energia cinética turbulenta por esteiras. (2) o curto-circuito espectral da cascata de energia que representa alguns dos processos que mais atuam, tanto nos vórtices turbulentos como no escoamento médio. Estes dois efeitos modificam a cascata da energia cinética turbulenta no chamado subdomínio inercial exibindo a tão celebrada relação de escala $K^{-5/3}$ conforme mostrado na (fig. 2.5) abaixo.

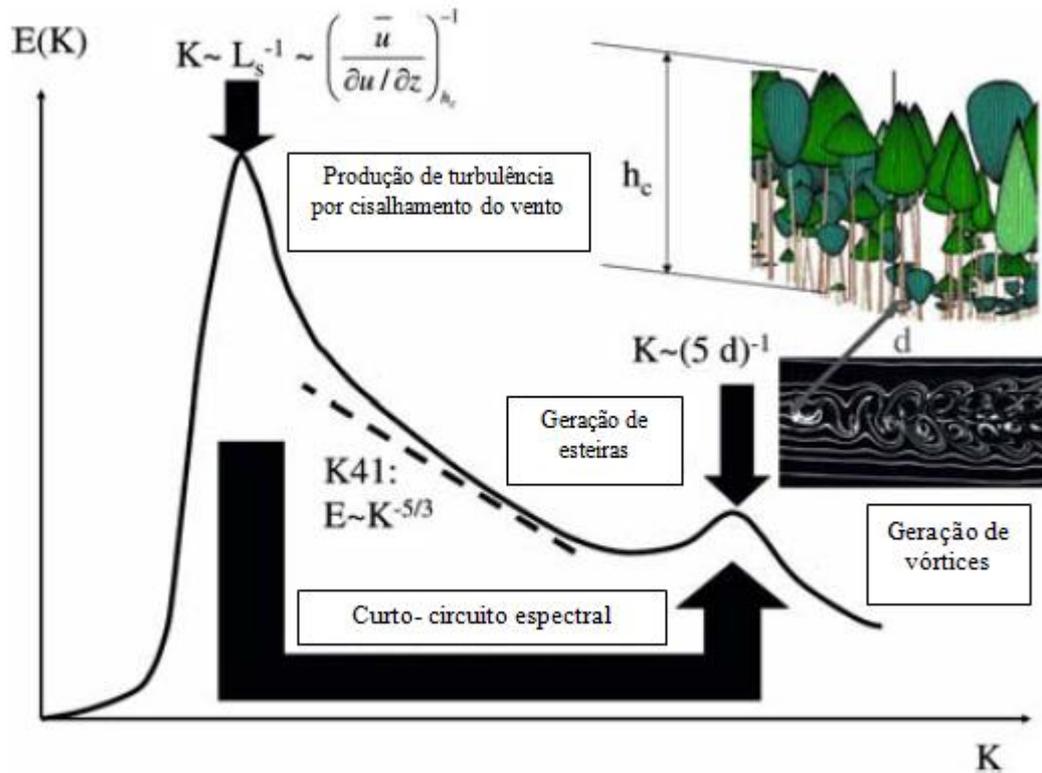


Figura 2.5 - Curto-circuito espectral da cascata de energia. Fonte: Cava e Katul (2008).

2.6 DECOMPOSIÇÃO DOS SINAIS TURBULENTOS EM TEMPO-ESCALA: A TRANSFORMADA EM ONDELETAS.

A Transformada em Ondeletas é um método de análise desenvolvido a partir dos anos 80 do século XX, como uma forma de projetar funções temporais (espaciais) em tempo (ou espaço) - escala. Baseia-se na Teoria de Grupos e nas funções quadraticamente integráveis (energia finita), permitindo decompor um sinal dependente do tempo em ambos, tempo e escala. A Transformada em Ondeletas da função $f(t) \in L^2(\mathfrak{R})$ é definida pela expressão (Farge, 1992):

$$W_{\psi}f(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) dt \quad 2.71$$

onde $a \neq 0 \in \mathfrak{R}^+$ e $b \in \mathfrak{R}$.

Os coeficientes da Transformada em Ondeletas, $W_{\psi}f(a, b)$, são obtidos por translações e dilatações da função $\psi(t)$ que é denominada de ondeleta-mãe. O parâmetro adimensional de escala a afeta o tamanho e a amplitude das ondeletas, mas não a sua forma. E o parâmetro b permite a sua localização temporal.

Existem dois tipos de ondeletas: a ondeleta contínua e a ondeleta discreta. Dentre as ondeletas discretas mais conhecidas estão, a de Haar, a de Meyer e a biortogonal (Farge, 1992). Quanto às contínuas destaca-se a ondeleta complexa de Morlet (Daubechies, 1992).

CAPÍTULO 3

MATERIAL E MÉTODOS

3.1 SÍTIO EXPERIMENTAL

O sítio experimental e os dados utilizados aqui foram obtidos no escopo do Projeto LBA (Experimento de Grande Escala da Biosfera-Atmosfera na Amazônia - Large Scale Biosphere-Atmosphere Experiment in Amazonia), cuja meta principal foi a de gerar novos conhecimentos para entendimento dos funcionamentos climatológicos, ecológicos, biogeoquímicos e hidrológicos da Amazônia, o impacto das mudanças

no uso da terra nesses funcionamentos e a interação entre a Amazônia e o sistema biogeofísico global da Terra (Silva Dias et al., 2002).

3.1.1 RESERVA BIOLÓGICA JARÚ (REBIO JARÚ).

O estado de Rondônia, que integra a Amazônia Legal, possui uma área de aproximadamente 243.000 km². Neste estado, localizada cerca de 105 Km ao norte de Ji-Paraná, a sudoeste da Amazônia, encontra-se a Reserva Biológica Jarú (Rebio Jarú) no Município de Ji-Paraná. Aí se encontrava uma floresta tropical compreendendo uma área de aproximadamente 268.150 hectares localizada entre 10°05'S e 10°19'S e 61°35'W e 61°57'W, com altitude variando de 100 a 150 metros acima do nível do mar, propriedade do Instituto Brasileiro do Meio Ambiente (IBAMA). Era caracterizada por área de vegetação nativa de floresta tropical com uma altura média de 33 metros com algumas espécies atingindo até 45 metros de altura. Aí foi instalada uma torre micrometeorológica de alumínio (10°4,706'S e 61°56,027'W) de 60 m de altura a qual foi provida de instrumentos micrometeorológicos (Andreae et al., 2002) cuja descrição será efetuada a seguir. A área em que se localizava a torre micrometeorológica teve sua floresta queimada e destruída por invasores no final de 2002. A região de Ji-Paraná-RO é caracterizada por um período chuvoso nos meses de novembro a abril e uma estação menos chuvosa que se estende de maio a outubro. Na época chuvosa, nos meses de fim de janeiro a início de março de 1999, foi realizada, nesta reserva biológica a campanha intensiva de medidas do experimento.

3.1.2 INSTRUMENTAÇÃO (REBIO JARÚ).

Na torre foram instalados instrumentos para medida do balanço de radiação, fluxos turbulentos de momentum, calor sensível, fluxo de calor no solo, perfis de vento e precipitação. Para entender o papel da copa da floresta para troca de fluxos de energia e momentum com a atmosfera, foram também efetuadas medidas acima e

abaixo da copa de perfis verticais de temperatura, umidade específica e velocidade do vento, radiação líquida e PAR.

Os instrumentos de resposta rápida foram posicionados em três diferentes alturas, em 21 m (dentro da copa), em 45 m (justamente acima da copa) e em 66 m (acima da copa) e os anemômetros de copo e os termo-higrômetros foram distribuídos em dez níveis diferentes, acima, dentro e abaixo da cobertura vegetal. Na preparação do experimento houve especial atenção em colocar os instrumentos que propiciariam as medidas dos perfis verticais de tal forma a fornecerem informação sobre as diversas subcamadas que caracterizam o escoamento dentro e acima da floresta e sobre a região do ponto de inflexão do perfil do vento (Sá et al., 2000). Assim, alguns instrumentos foram concentrados logo acima do topo da floresta (tanto o considerado topo aerodinâmico quanto o termodinâmico) e próxima as alturas onde ocorrem os pontos de inflexão nos perfis verticais das grandezas micrometeorológicas. A taxa de amostragem de 0,1 Hz para os instrumentos de resposta "lenta" constitui importante inovação possibilitando novos estudos sobre a estrutura da turbulência dentro da copa. A figura 3.1 mostra a posição dos instrumentos na torre. Na maior parte da campanha intensiva os dados de resposta rápida foram medidos a 16 Hz, enquanto os de resposta lenta foram medidos a 0,1 Hz. A figura 3.2 traz uma foto da torre instrumentada.

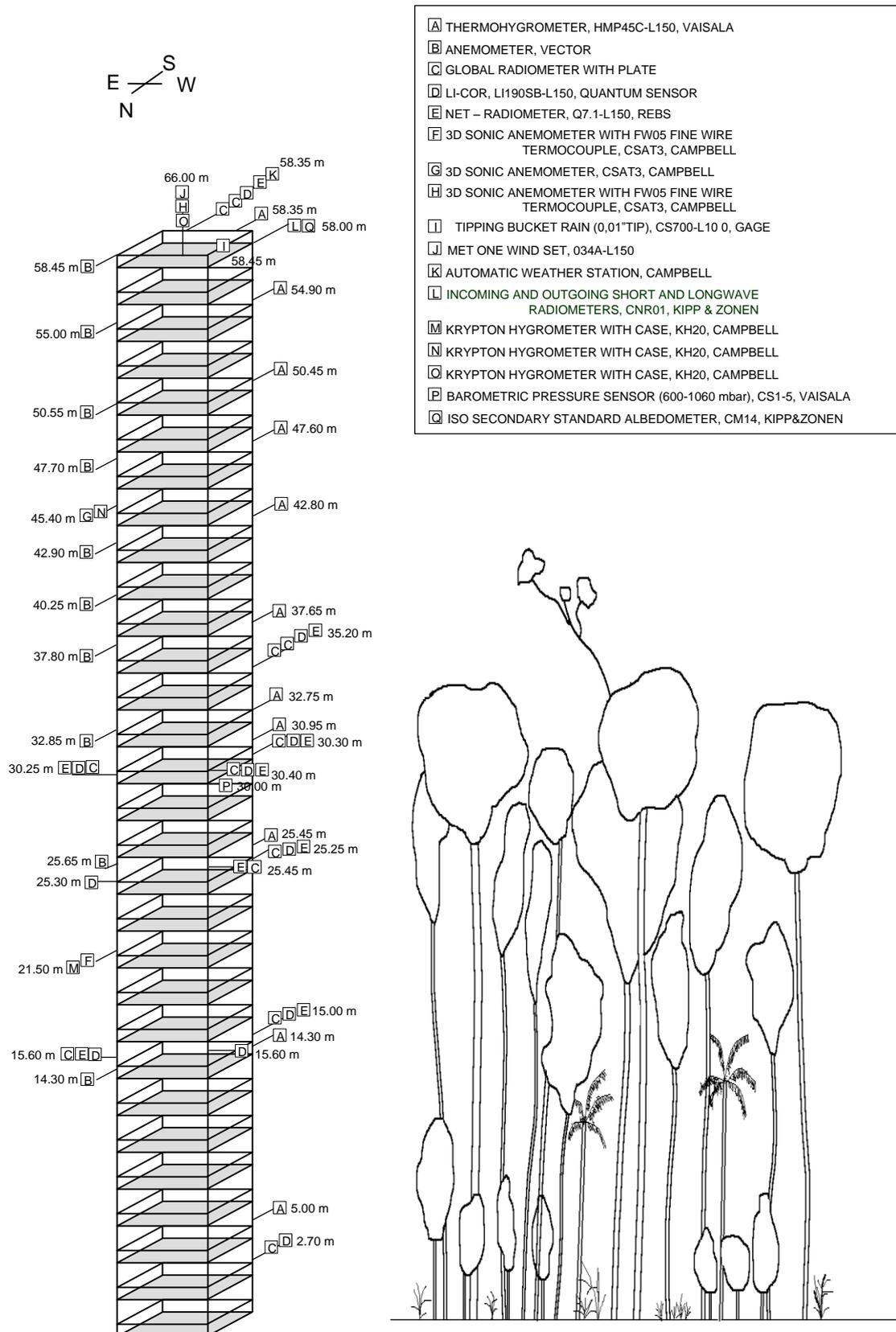


Figura- 3.1 Mostra a posição dos instrumentos na torre da Rebio Jarú. Fonte: Sá et al., 2001.



Figura - 3.2 Foto mostrando a torre de 60 m de altura construída na Rebio Jarú, em Rondônia. Fonte: Dias Júnior, 2008.

Os tipos de instrumentos, suas respectivas marcas e uma breve descrição deles são mostrados na tabela 3.1.

Tabela 3.1 – Modelo e descrição dos equipamentos que foram instalados na Torre da Rebio Jarú.
 Fonte: Pachêco, 2001.

MODELO	DESCRIÇÃO	QNT
	1 - Sistema der Aquisição de Dados para Eddy Correlation e Perfil na Torre	
CR10X-2M	Datalogger CR10X – Measurement & Control Module, marca Campbell Scientific Inc	03
CR10KD	Terminal portátil com visor LCD, mod CR10KD, com cabo de comunicação SC12, marca Campbell Scientific Inc	02
CR1TCR	Termoresistencia de Referencia para Termopares	03
PS12LA	Bateria Recarregável de 12VDC-7Ah, com regarregador de Baterias, regulador de voltagem, carregador de baterias AC e suporte, marca Campbell Scientific Inc	03
EC1618	Caixa ambientalmente selada de 16”X18”, para instalação do datalogger e acessórios, marca Vinkers	01
C90	Monitor Serial de 9 pinos para módulo de memória SM716	03
SM716	Módulo Externo de Memória de 716 Kb (358000 datapoints)	02
SC532	Interface serial para módulo de memória SM716	02
7026	Cabo serial padrão RS232	02
SC32A	Interface Serial padrão RS232, opticamente isolada	02
AM416	Multiplexador p/ canais analógicos de 16 canais X 4 linhas (32 in)	02
SDM-INT8	Multiplexador p/ canais de frequência	02
	2 - Sensores para Perfil na Torre	
MP45C	Sensor de Temperatura (-35 a +50 oC) e Umidade Relativa do Ar	10
L150	(0 a 100%), mod HMP45C-L150 Vaisala, com cabo de 50 m	
43408	Abrigo Meteorológico Aspirado, marca RMYoung, para instalação do sensor de temp/umid rel, com “blower” de 12 VDC	10
HFT3-L150	Placas de Fluxo de calor no Solo, marca REBS, com cabo de 50 metros	05
107-L150	Sensor de Temperatura do Solo (-35°C a +50°C), marca Campbell Scientific Inc, com cabo de 50 metros	20
CS105	Sensor de Pressão Barométrica Vaisala, range 600 a 1060 mB	01
1305904	CM14 ISO Secondary Standard Albedometer, com cabo de 50 m	01
Q71-L150	REBS Net radiometer, com cabo de 50 m	01
034-L150	Sensor de Velocidade e Direção do Vento, marca RMYoung, com cabo de 50 metros	01
Xxxxxxx	Anemômetro, marca Vector, com cabo de 50 metros	10
	3 - Sensores para Eddy Correlation	
CSAT3-L60	Anemômetro Sônico 3-D marca Campbell Scientific Inc, com cabo de 20 metros	02
10080	Suporte / Cobertura para instalação do termopar do CSAT3	01
FWC-L60	Cabo conector para termopar de fio fino, com 20 metros de cabo	01
FW05	Termopar de fio fino tipo “E”	04
127	Termopar de fio fino para anemômetro sônico modelo CA27	06
127/ENC	Caixa de transporte para termopar modelo 127	03
KH20	Higrômetro de Khripton, marca Campbell Scientific Inc	02

3.2 METODOLOGIA

Foram analisados efeitos de filtragem por escala dos vórtices turbulentos para ventos fortes e ventos fracos e procurou-se ajustar funções matemáticas aos perfis de velocidade média do vento medido acima da Reserva Biológica do Jarú. São abordadas três questões gerais no capítulo 4.

Em 4.1 procura-se investigar o papel de filtragem do dossel e a partir daí, caracterizando-se as interações entre diversas alturas, por escala. Foi elaborada uma análise de padrões de vento (vento forte e vento fraco), por escala temporal e ou frequência, através da aplicação da Transformada em Ondeletas de Morlet (Farge, 1992) às séries de velocidade de vento amostradas a 0,1 Hz para os dados medidos em cada uma das dez alturas pelos anemômetros de copo. A partir daí foi possível calcular os coeficientes de correlação entre flutuações de velocidade medidas em pares de alturas diferentes, para cada uma das 32 escalas específicas em que foram projetadas as flutuações de velocidade do vento, acima e dentro do dossel. Foram utilizados dados medidos nas alturas de 42,90m; 40,25m; 37,80m; 25,65m, e em escalas de frequência 06, 12, 18, 24 (valores menores correspondem a escalas temporais maiores). Sendo a altura de 40,25m tomado como referência e correlacionada com as demais alturas. Também foi calculada a energia associada aos coeficientes da ondeletas por escala como sendo a parte real ao quadrado mais a parte imaginária ao quadrado, obtida em dada escala e em dado intervalo de tempo e os resultados são apresentados sob a forma de escalogramas; isto para escalas específicas (escala de frequência 5, escala de frequência 10, escala de frequência 15, escala de frequência 20, escala de frequência 25 e escala de frequência 30). São analisados aproximadamente 3 horas de dados.

Em 4.2 serão discutidos outros aspectos da interação floresta-atmosfera, como por exemplo, variabilidade diurna do comprimento de rugosidade, da velocidade de fricção, do ponto de inflexão no perfil do vento, padrões de perfis de vento máximo, médio e mínimo, etc.

Foi elaborada uma distribuição estatística (campo de vento máximo alcançando velocidade acima de 10m/s, mediano alcançando velocidade até 4m/s e mínimo não mais que 1m/s) dos perfis verticais de vento através dos recursos do MatLab 7.5, tanto para o período diurno como para o noturno nas alturas 14,30m; 25,65m; 32,85m; 37,80m; 40,25m; 42,90m, 47,70m; 50,55m; 55,00m. O comprimento de rugosidade (z_0) foi calculado por método gráfico (Pereira, 2002) em intervalos de 30 em 30 minutos, para cada dia inteiro disponível. A velocidade fricção foi calculada em três alturas diferentes (66,5m; 45,4m e 21,5m) com dados de resposta rápida utilizando os recursos do programa MatLab 7.5.

Em 4.3 serão discutidas duas abordagens para ajuste de funções matemáticas a perfis verticais de velocidade de vento: Polinômio de terceiro grau (Pachêco, 2001), os métodos da tangente hiperbólica e de Yi (2008). Aqui foi elaborada uma composição entre a função tangente hiperbólica e uma função exponencial sendo esta segunda inserida como argumento da primeira. Além disso, foi inserido um termo multiplicador exponencial à tangente hiperbólica.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1 FILTRAGEM DOS VÓRTICES.

Estudos mostram que em escoamentos próximos a superfícies rugosas, como florestas tropicais altas, os processos gerados por instabilidades hidrodinâmicas (do tipo das que são encontradas em uma camada de mistura gerada por dois escoamentos paralelos adjacentes com velocidades diferentes) acusam a existência de uma subcamada rugosa de transição (Raupach et al., 1996). Para um melhor

entendimento dessa problemática e sua influência nas trocas entre atmosfera-vegetação foi elaborada uma análise de padrões de vento (vento forte e vento fraco), por escala temporal e ou frequência, através da aplicação da Transformada em Ondeletas de Morlet (Farge, 1992).

Ressalte-se que a Transformada em Ondeletas (TO) é útil para detectar as escalas de ocorrência de estruturas coerentes (Bolzan, 1998), inclusive quando há um ponto de inflexão no perfil vertical da velocidade do vento (Dias Júnior, 2008), situação em que se espera que ocorra a falência das parametrizações convencionais da CLS como aquelas fornecidas pela TSMO (Raupach et al., 1996; Py, 2004). Deve-se considerar que, em floresta tropical densa, a transferência vertical de momentum apresenta características importantes ainda pouco estudadas. A perspectiva de que escoamentos com duas camadas de mistura justapostas possam apresentar características distintas de blindagem e ou de filtragem de transferência para baixo de quantidade de movimento cria condições oportunas para aplicação de análise espectral às séries temporais de dados de velocidade de vento disponíveis.

4.1.1 CORRELAÇÕES ENTRE FLUTUAÇÕES POR ESCALA.

Para investigar o efeito de filtragem de quantidade de movimento pelo dossel florestal, foram utilizados dados dos dias Juliano de 41 a 62 de 1999, os quais foram classificados conforme o valor da intensidade do vento médio na altura de 40,25m (próximo ao ponto de inflexão) ante a perspectiva de que escoamentos com velocidades diferentes possam apresentar características distintas de blindagem de transferência para baixo de quantidade de movimento, dependendo da escala dos vórtices turbulentos.

A Classe I é composta por velocidades de vento muito fortes (acima de 4 m/s), e a Classe II, por ventos fracos (abaixo de 1 m/s). Foi utilizada a ondeleta complexa de Morlet (Farge, 1992) às séries de velocidade de vento amostradas a 0,1 Hz para os

dados medidos em cada uma das dez alturas pelos anemômetros de copo. A partir daí foi possível calcular:

i) coeficientes de correlação entre flutuações de velocidade medidas em pares de alturas diferentes, para cada uma das 32 escalas específicas em que foram projetadas as flutuações de velocidade do vento, acima e dentro do dossel.

ii) calcular a energia associada aos coeficientes de ondeletas elevado ao quadrado e apresentar os resultados sob a forma de escalogramas; isto para escalas específicas.

iii) calcular os perfis médios de energia associados aos coeficientes elevados ao quadrado para diferentes escalas.

Em relação ao item (i) têm-se os seguintes resultados que são mostrados nas tabelas 4.1 e 4.2, que apresentam os valores dos coeficientes de determinação " R^2 " entre pares de séries temporais das flutuações de velocidade do vento, amostradas a 0,1 Hz e projetadas em escala através da utilização da ondeleta complexa de Morlet (foram utilizados dados medidos nas alturas de: 42,90m; 40,25m; 37,80m; 25,65m, e em escalas de frequência 06, 12, 18, 24: valores menores correspondem a escalas temporais maiores).

Para ventos fracos, observa-se na tabela 4.2 uma queda acentuada nos valores de " R^2 ", nas escalas menores, diferentemente do que ocorre com ventos fortes. Isto sugere que a filtragem da transferência vertical de momentum não dependente só da estrutura vertical do dossel (Yi, 2008), mas de outros fatores que precisam ser investigados, como efeitos de blindagem ou de curto-circuito por escala dos vórtices turbulentos (Finnigan, 2000; Cava e Katul, 2008), além dos efeitos devidos à flutuabilidade tanto acima quanto dentro do dossel (Thom, 1975).

Tabela 4.1 Correlação entre medidas do vento em 40,25m versus 42,90m, 37,80m e 25,65m; para as escalas de freqüência 06, 12, 18, 24, para classes de ventos fortes.

Valor do R² P/ vento forte			
Dia 44 / 13 às 16 horas			
Escala de freqüência	40,25m X 42,90m	40,25m X 37,80m	40,25m X 25,65m
06	0,9447	0,9675	0,6956
12	0,9668	0,9589	0,7357
18	0,8880	0,8981	0,5032
24	0,8441	0,8661	0,4358
Dia 51 / 11 às 14 horas			
Escala de freqüência	40,25m X 42,90m	40,25m X 37,80m	40,25m X 25,65m
06	0,9657	0,9502	0,9228
12	0,9310	0,8664	0,6186
18	0,9391	0,9593	0,8072
24	0,8446	0,9154	0,5701
Dia 43 / 18 às 21 horas			
Escala de freqüência	40,25m X 42,90m	40,25m X 37,80m	40,25m X 25,65m
06	0,9534	0,9616	0,5647
12	0,8707	0,9156	0,7242
18	0,8530	0,8945	0,6266
24	0,6955	0,7730	0,1811
Dia 43 / 11 às 14 horas			
Escala de freqüência	40,25m X 42,90m	40,25m X 37,80m	40,25m X 25,65m
06	0,9295	0,9209	0,6945
12	0,9440	0,9327	0,4625
18	0,9030	0,9258	0,5279
24	0,8340	0,8302	0,3491

Dia 46 / 9:30 às 12:30 horas			
Escala de frequência	40,25m X 42,90m	40,25m X 37,80m	40,25m X 25,65m
06	0,9153	0,8675	0,0016
12	0,9295	0,7922	0,0125
18	0,8684	0,8260	0,4763
24	0,7530	0,7489	0,3332

Tabela 4.2 Correlação entre medidas do vento em 40,25m versus 42,90m, 37,80m e 25,65m; para as escalas de frequência 06, 12, 18, 24, para classes de ventos fracos.

Valor do R ² P/ vento fraco			
Dia 50 / 21 às 24 horas			
Escala de frequência	40,25m X 42,90m	40,25m X 37,80m	40,25m X 25,65m
06	0,8014	0,7429	0,5099
12	0,7763	0,6633	0,0010
18	0,1283	0,2407	0,0167
24	0,0039	0,0720	0,0053
Dia 61 / 3 às 6 horas			
Escala de frequência	40,25m X 42,90m	40,25m X 37,80m	40,25m X 25,65m
06	0,6649	0,6421	0,1938
12	0,7619	0,3686	0,2243
18	0,1683	0,1590	0,0642
24	0,0091	0,2556	0,00005
Dia 58 / 7 às 10 horas			
Escala de frequência	40,25m X 42,90m	40,25m X 37,80m	40,25m X 25,65m
06	0,7739	0,9367	0,1755
12	0,8074	0,8325	0,0003
18	0,8411	0,8351	0,0616

24	0,5092	0,6026	0,0259
Dia 52 / 2 às 5 horas			
Escala de freqüência	40,25m X 42,90m	40,25m X 37,80m	40,25m X 25,65m
06	0,7355	0,9683	0,4393
12	0,4035	0,7756	0,0265
18	0,3289	0,6569	0,0004
24	0,1135	0,0682	0,0116
Dia 46 / 6 às 9 horas			
Escala de freqüência	40,25m X 42,90m	40,25m X 37,80m	40,25m X 25,65m
06	0,5329	0,8432	0,4313
12	0,6637	0,8837	0,2557
18	0,6027	0,7205	0,0002
24	0,5222	0,6728	0,0085

Como principais conclusões referentes aos resultados das tabelas 4.1 e 4.2, deve-se considerar que, em floresta tropical densa, a transferência vertical de momentum apresenta características tais como: i) Com ventos fortes há transferência em todas as escalas estudadas, embora o acoplamento entre o vento acima e dentro do dossel diminua com a redução da escala temporal, ou aumento da freqüência; ii) Com ventos fracos (a baixo de 2m/s), os resultados mostram que não há mais transferência em todas as escalas, sugerindo efeito de blindagem, ou filtragem passa-baixa pelo dossel; iii) Os resultados sugerem que, além de depender dinamicamente da estrutura da vegetação, a transferência de momentum depende das características do campo de velocidade do vento, as quais precisam ser melhor investigadas tendo em vista os resultados de Pachêco (2001) , Marshall et al. (2002), Py et al. (2005), além de outros, e têm sido omitidas em parametrizações formuladas para escoamentos turbulentos com presença de floresta (Yi, 2008).

4.1.2 ESCALOGRAMAS DAS ENERGIAS CINÉTICAS TURBULENTAS NOS DEZ NÍVEIS DE ALTURAS PARA ESCALAS 5, 10, 15, 20, 25 E 30 PARA VENTO FORTE E VENTO FRACO.

Para visualizar melhor os resultados obtidos no item 4.1.1, foram elaborados os escalogramas mostrados na fig. 4.3 (a, b, c, d, e, f) e fig. 4.4 (a, b, c, d, e, f). Nestes gráficos, o eixo horizontal corresponde ao tempo (aproximadamente 3 horas de duração), o eixo vertical corresponde às dez alturas em que foram medidos os dados de vento e as cores associadas ao gráfico, representa diversos valores da energia cinética turbulenta do vórtice em função do tempo e a altura de medida para uma determinada escala específica n , das 32 em que o sinal foi decomposto pela Transformada em Ondeletas (em n maiores, as freqüências são maiores). Nestas figuras são apresentadas as seguintes escalas temporais em ordem decrescente (crescente com relação à freqüência): (a) escala de freqüência 5, (b) escala de freqüência 10, (c) escala de freqüência 15, (d) escala de freqüência 20, (e) escala de freqüência 25 e (f) escala de freqüência 30.

Deve-se chamar a atenção para o fato de os escalogramas das figuras terem sido elaborados pelo programa MatLab 7.5, de tal forma que as cores no gráfico são escolhidas em função dos valores máximos e mínimos para cada situação particular. Portanto, os valores dos intervalos nos eixos verticais em relação à energia variam de gráfico para gráfico. Posto isso passar-se-á a destacar alguns aspectos interessantes das figuras 4.3 e 4.4.

Observa-se que no período de 3 horas na escala de freqüência 5 (vórtices maiores) há forte pico de ECT no início do período, o que será visto também nas escalas de freqüência 10, 15 e 20 para vento forte. Isto também é observado para vento fraco nas escalas 10 e 15, com máximos relativos sempre acima de 30m de altura. Na escala 15, para vento forte, observa-se uma distribuição quase periódica de energia nas alturas superiores a 35m, e em algumas vezes nas alturas de 30m a 35m.

Nas escalas 20 e 25 há episódios localizados de intermitência acima de 30m de altura. Sendo que nas menores escalas de comprimento correspondente a escala de frequência 5, percebe-se manifestações de intermitência chegando a altura de 28m.

No que se refere aos escalogramas de vento fraco, estes apresentam consideráveis diferenças com relação àqueles de vento forte. Enquanto há pouca energia nas frequências 5, 10 e 15, nas frequências 20, 25 e 30 observam-se muitos máximos de energia localizados, que se estendem muitas vezes para dentro do dossel (até 20m de altura) e apresentam padrões aproximadamente periódicos.

Ressalta-se que a abordagem por escalogramas é muito interessante por fornecer uma visão global dos vórtices ao longo do tempo, manifestando-se em diversas alturas. Contudo, a questão da escolha das cores para realçar o que o gráfico tem de mais interessante, exige destreza e treinamento, até mesmo a escolha de regiões dos gráficos para serem copiadas.

Como conclusão final, ressalta-se que os maiores valores de ECT sempre estiveram localizados acima da altura média do dossel (32m), quase sempre não são estacionários, embora isso possa ocorrer em escalas de comprimento menores e específicas, talvez como manifestações de estruturas coerentes (Dias Junior, 2008).

Agora serão apresentados na figura 4.3 (a, b, c, d, e, f) escalogramas da energia cinética turbulenta para diversas alturas ao longo do tempo. Dia Juliano 44, ano 1999, condições de vento forte, horário de 13:00HL às 16:00HL .

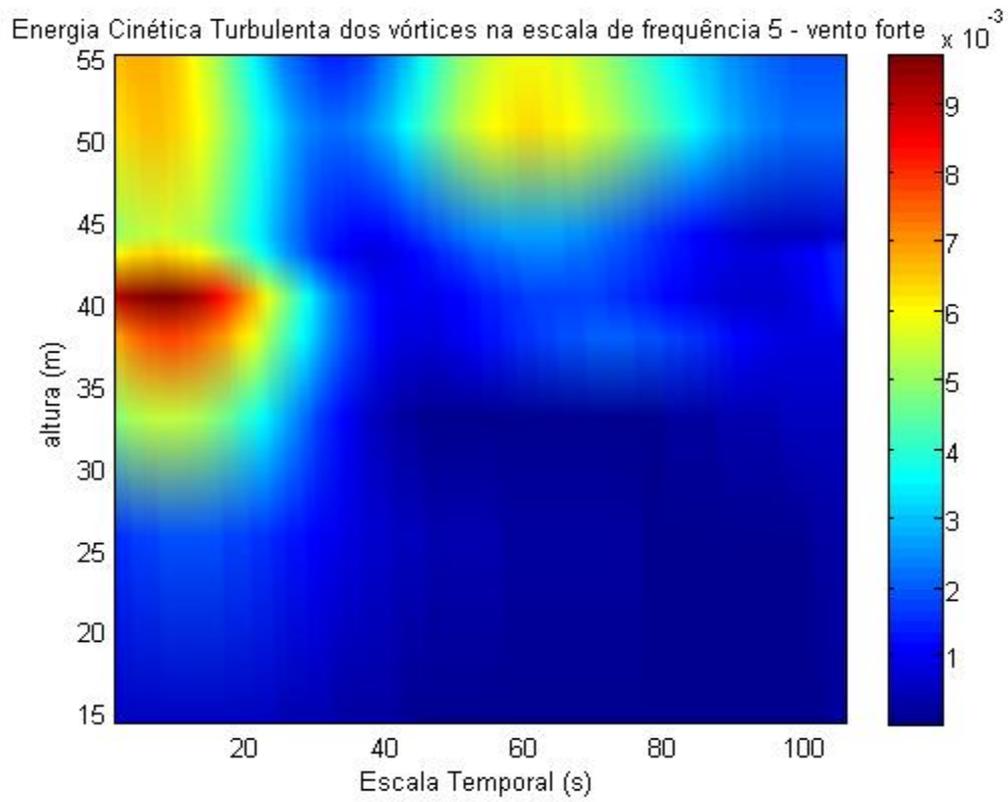


Figura 4.3 a - dia Juliano 44 – 13:00HL às 16:00HL.

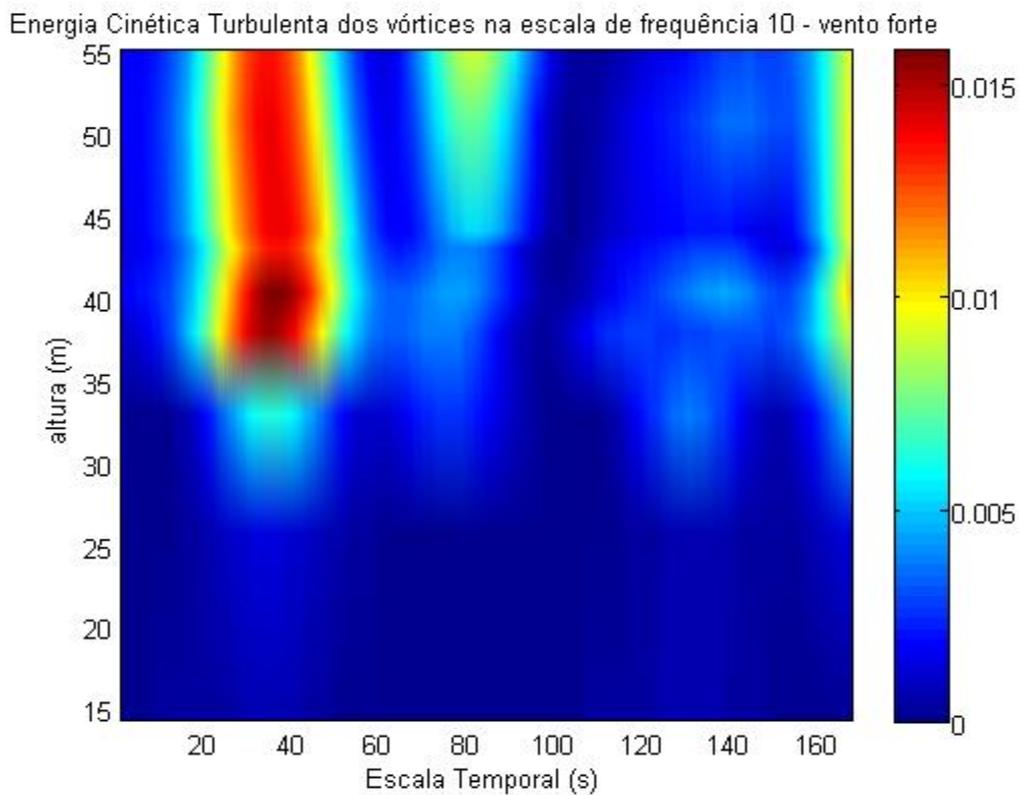


Figura4.3 b - dia Juliano 44 – 13:00HL às 16:00HL.

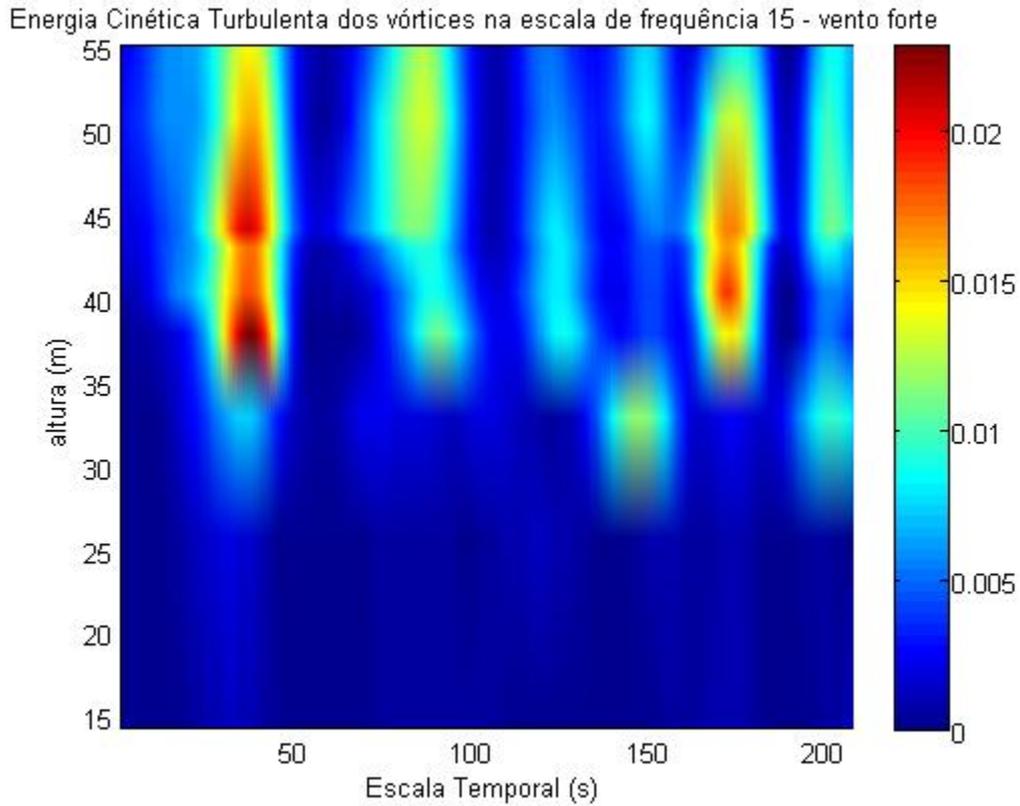


Figura 4.3 c - dia Juliano 44 – 13:00HL às 16:00HL.

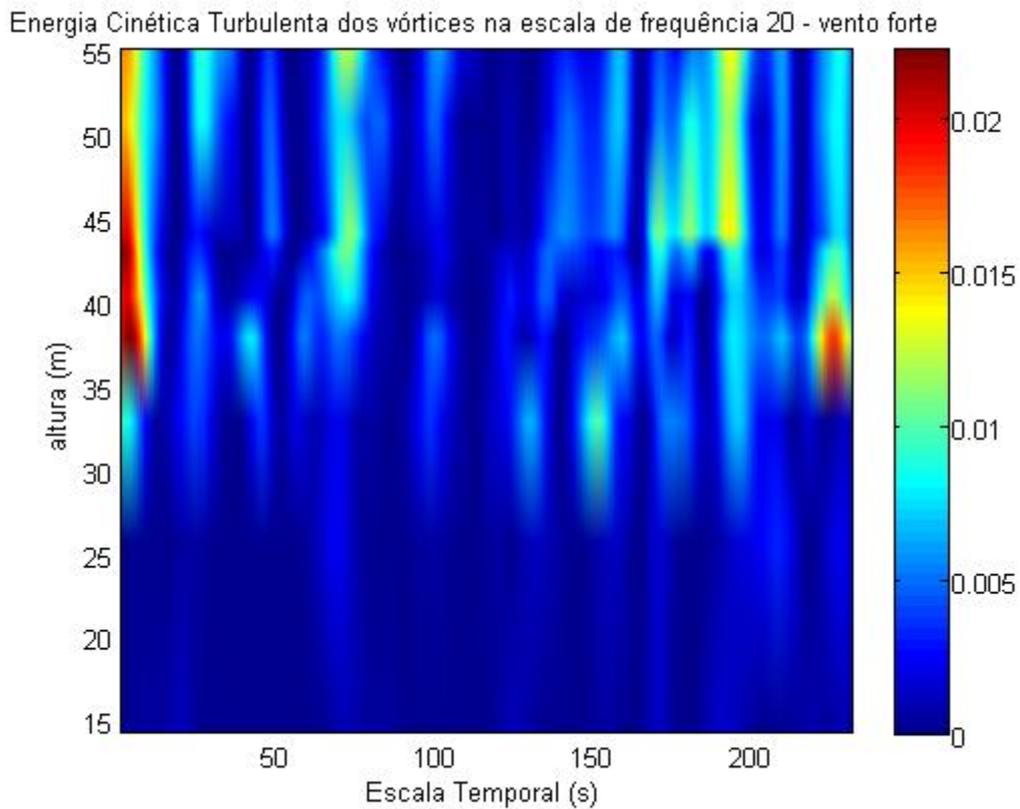


Figura 4.3 d - dia Juliano 44 – 13:00HL às 16:00HL.

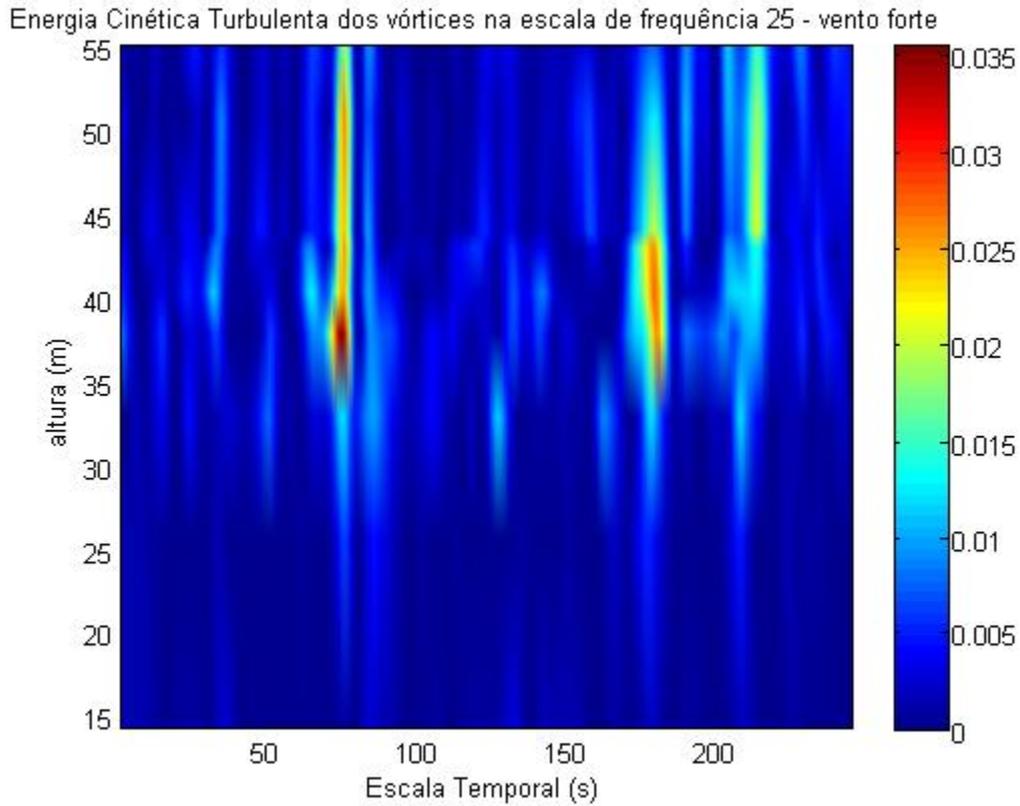


Figura 4.3 e - dia Juliano 44 – 13:00HL às 16:00HL.

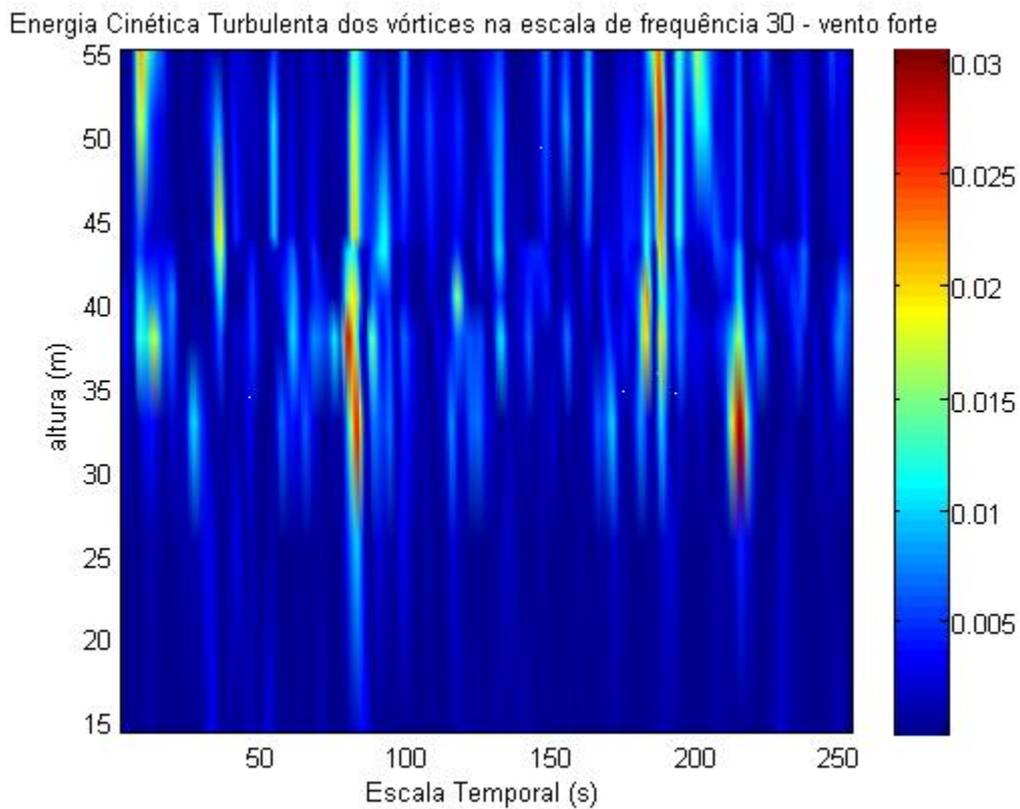


Figura 4.3 f - dia Juliano 44 – 13:00HL às 16:00HL.

Agora serão apresentados na figura 4.4 (a, b, c, d, e, f) escalogramas da energia cinética turbulenta para diversas alturas ao longo do tempo. Dia Juliano 50, ano 1999, condições de vento fraco, horário de 21:00HL às 00:00HL do dia juliano 51.

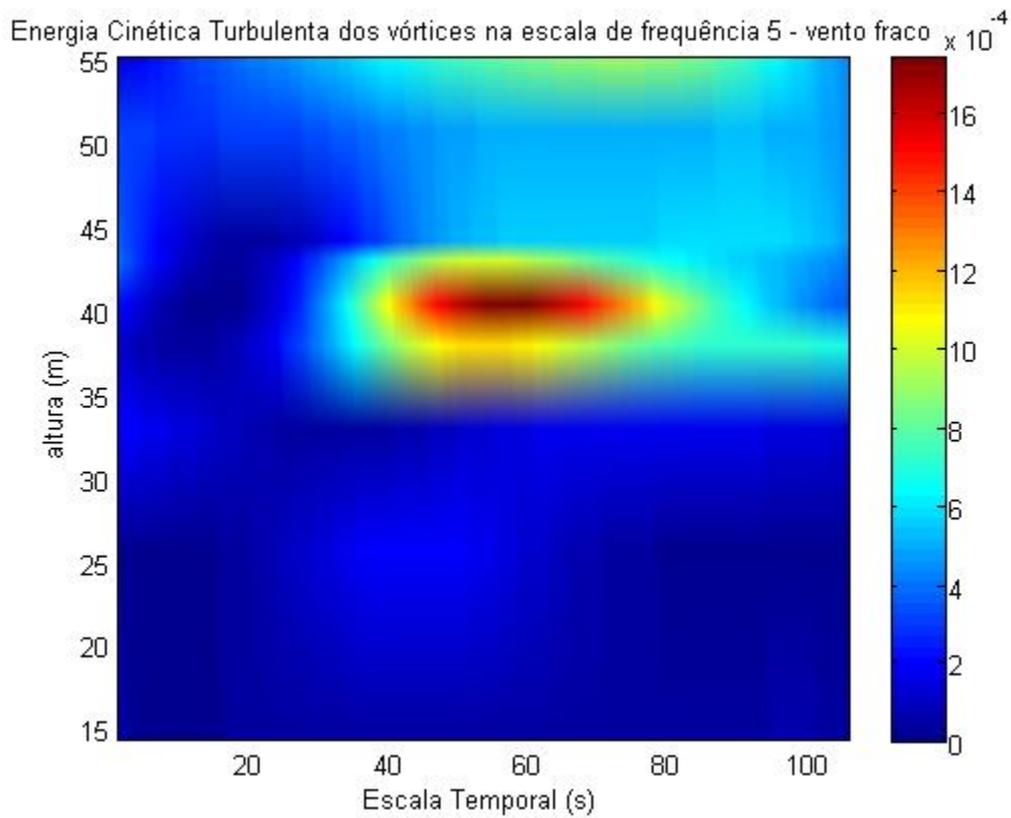


Figura 4.4 a - dia Juliano 50 – 21:00HL às 00:00HL do dia juliano 51.

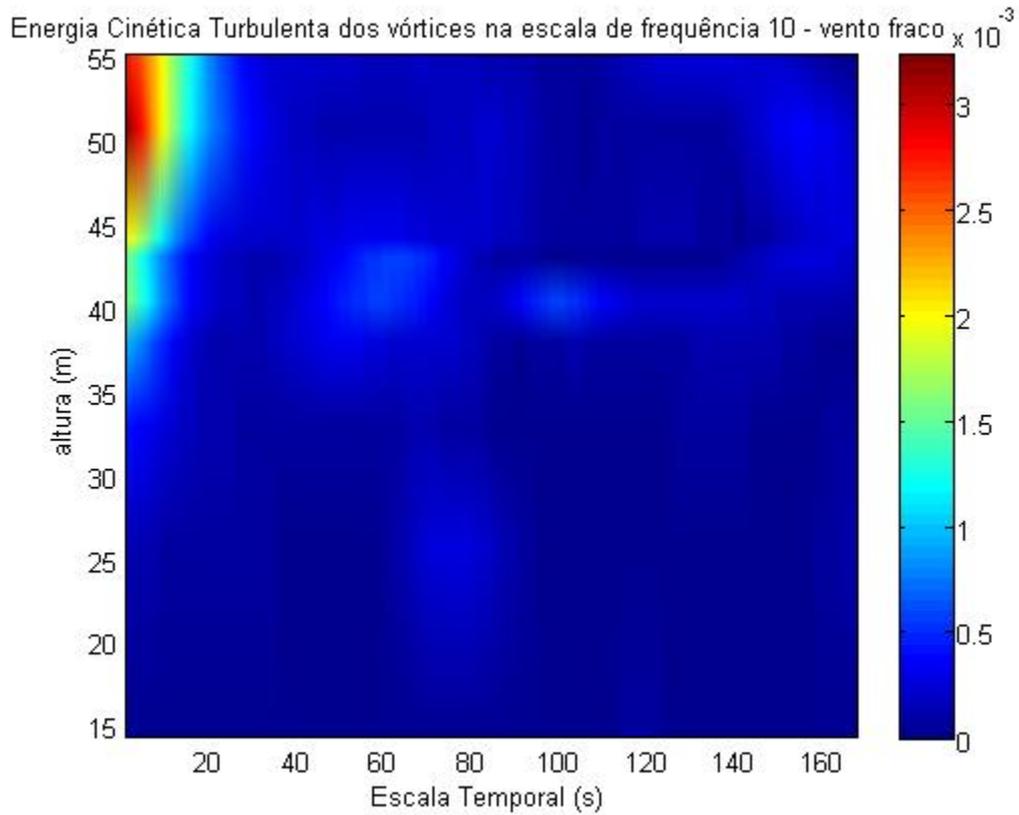


Figura 4.4 b - dia Juliano 50 – 21:00HL às 00:00HL do dia Juliano 51.

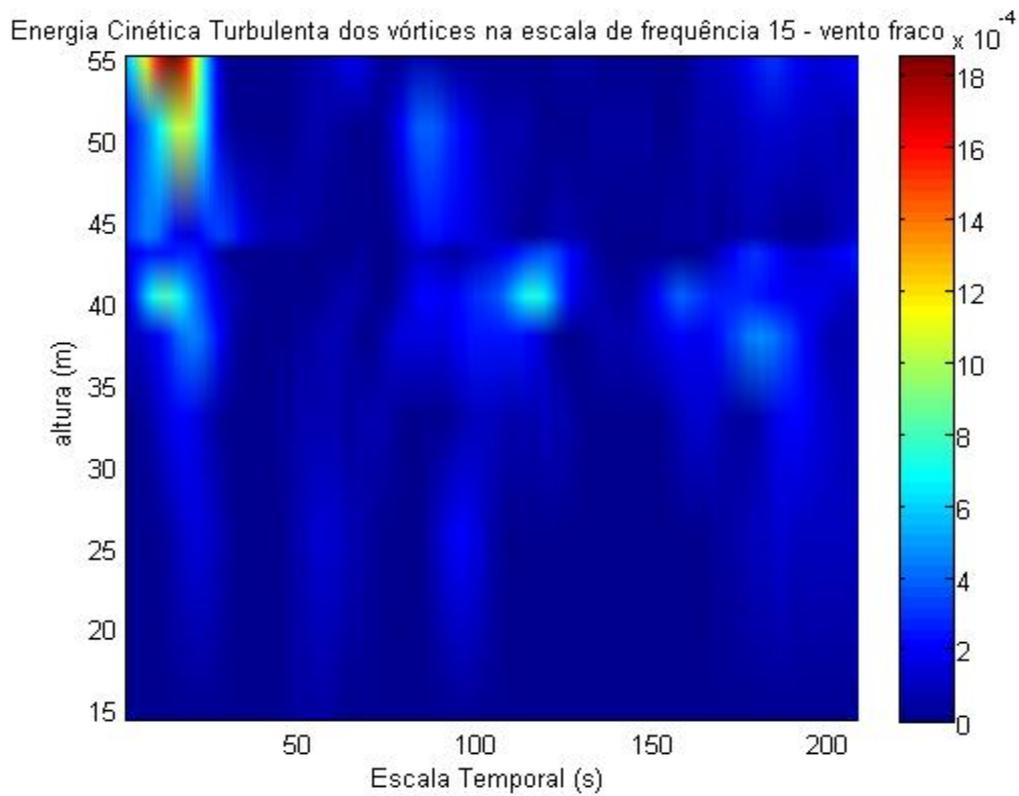


Figura 4.4 c - dia Juliano 50 – 21:00HL às 00:00HL do dia Juliano 51.

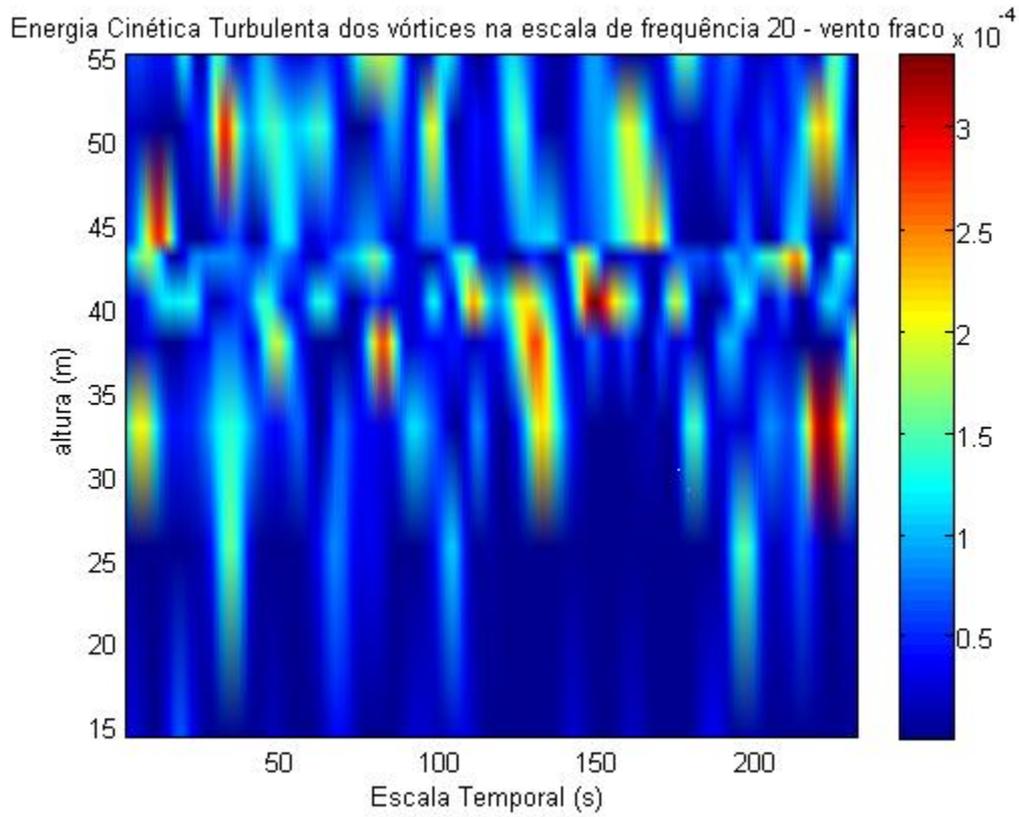


Figura 4.4 d - dia Juliano 50 – 21:00HL às 00:00HL do dia juliano 51.

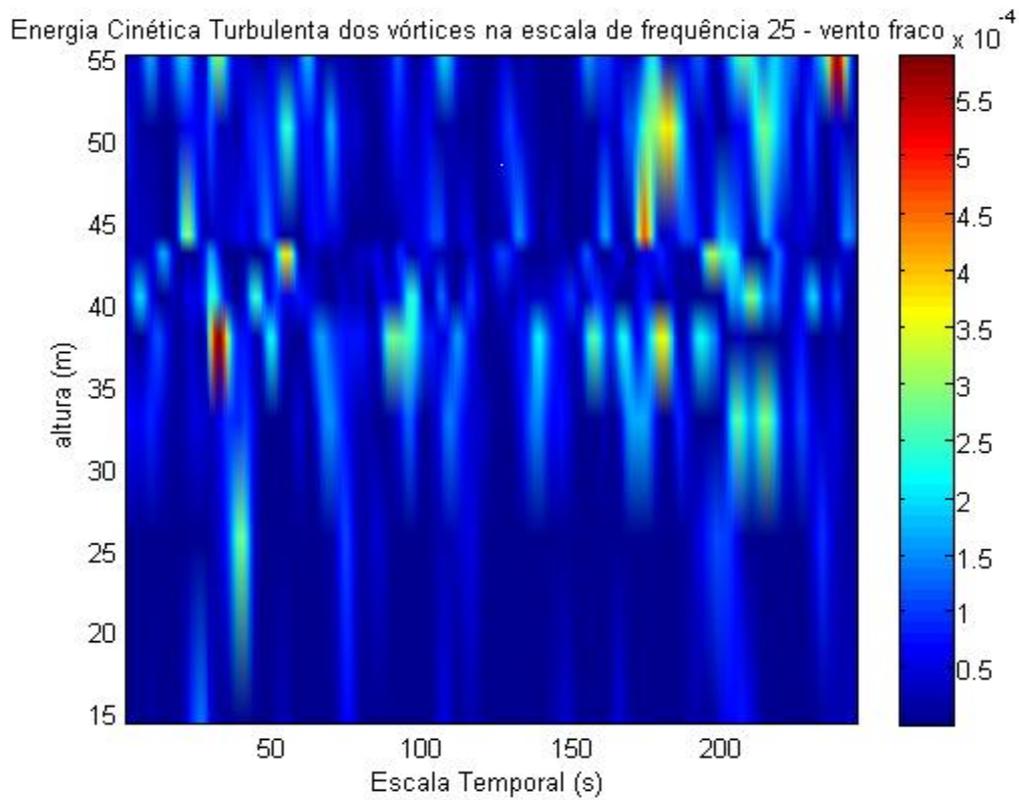


Figura 4.4 e - dia Juliano 50 – 21:00HL às 00:00HL do dia juliano 51.

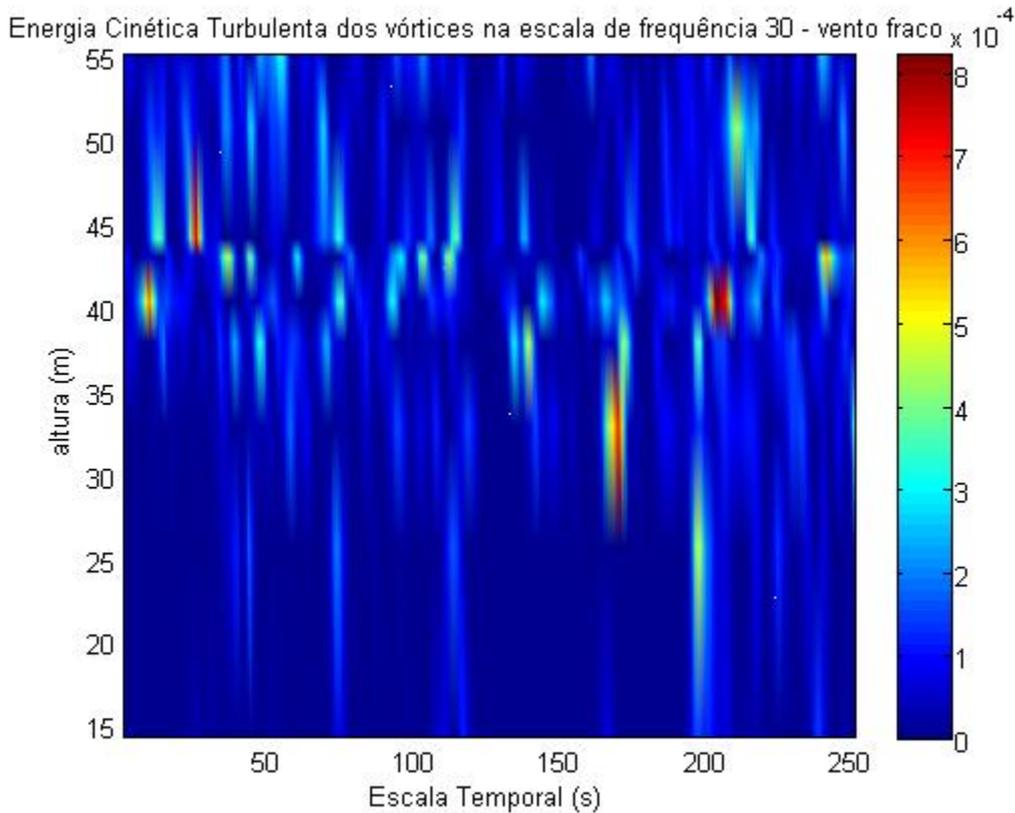


Figura 4.4 f - dia Juliano 50 – 21:00HL às 00:00HL do dia juliano 51.

4.1.3 OBSERVAÇÕES DOS GRÁFICOS DE PERFIS VERTICAIS DA ENERGIA ASSOCIADAS ÀS FLUTUAÇÕES MECÂNICAS NAS ESCALAS 5, 10, 15, 20, 25 E 30.

Os gráficos abaixo também resultam da aplicação da ondeleta de Morlet às séries temporais (3 horas de dados amostrados de 10 em 10 s) dos dados de velocidade de vento (anemômetros de copo) em nove alturas (acima e dentro do dossel) obtidos na torre de 60 m de altura da Rebio-Jarú, no início de 1999. Todavia agora são apresentados gráficos simples da energia em uma determinada escala em uma determinada altura.

Foi calculada a energia por escala como sendo a parte real ao quadrado mais a parte imaginária ao quadrado do coeficiente da ondeleta, obtida em dada escala e em dado intervalo de tempo. Foram analisados exemplos de dados de ventos fortes

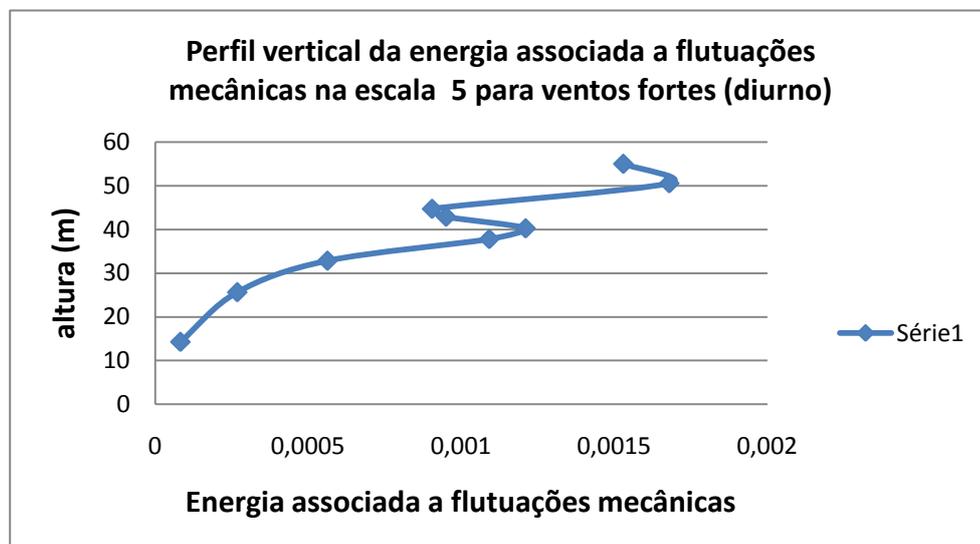
diurnos (fig. 4.5 a, b, c, d, e, f), ventos fortes noturnos (fig. 4.6 a, b, c, d, e, f), ventos fracos diurnos (fig. 4.7 a, b, c, d, e, f) e ventos fracos noturnos (fig. 4.8 a, b, c, d, e, f).

Quanto às figuras (4.5), podem ser comprovadas as seguintes características:

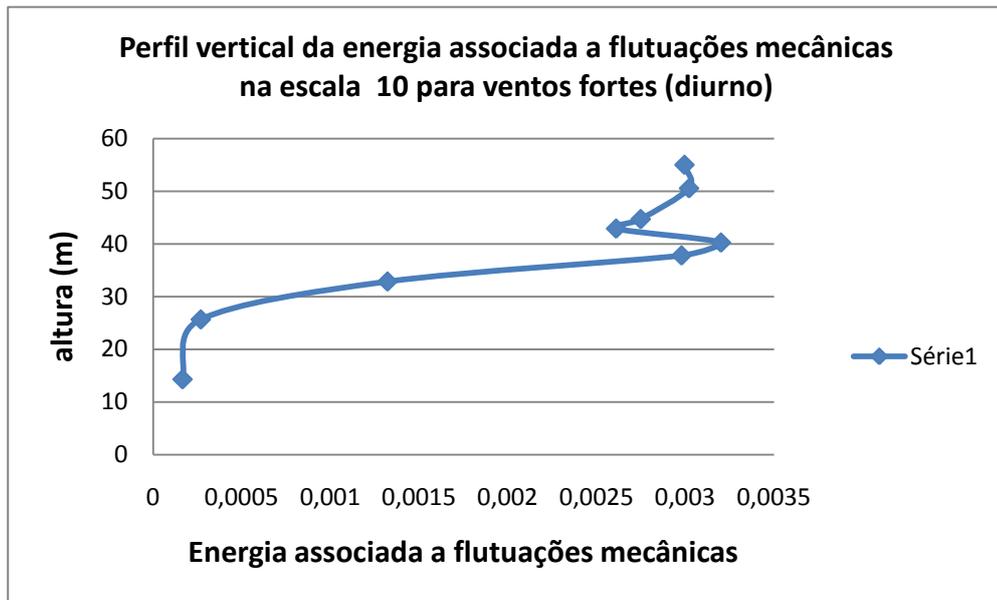
i) há um forte decaimento da energia por escala $E(n)$, com a diminuição da altura a partir de alturas pouco inferiores a 40 m.

ii) há pontos de mínimos relativos e pontos de máximos em alturas acima do dossel. Os pontos de máximos são verificados para todas as escalas analisadas, mas não os pontos de mínimos.

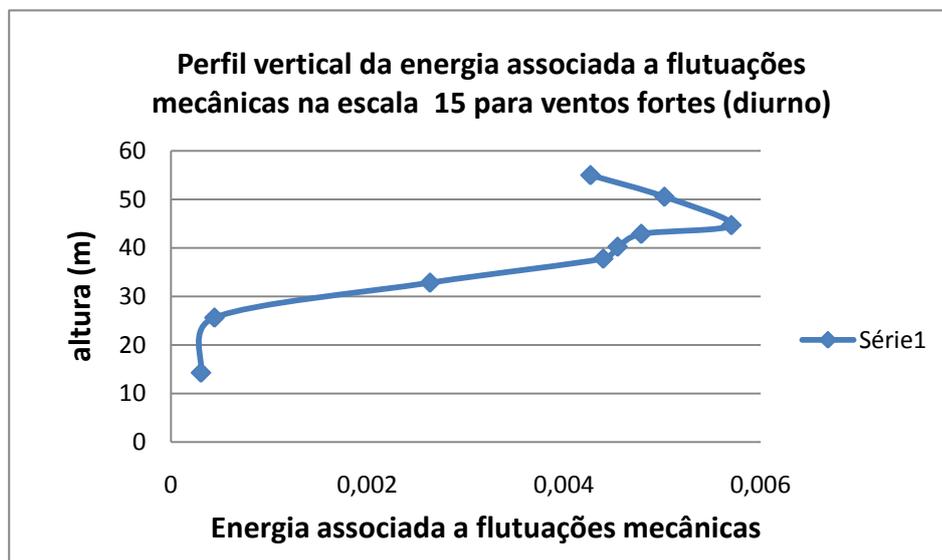
iii) os pontos de máximos relativos próximo de 40m estão em região de ocorrência do ponto de inflexão no perfil vertical de velocidade do vento, é possível que as variações de declividade no perfil aí observada, sejam uma consequência da manifestação de vórtices em forma de rolos, conforme mencionado por Robinson (1991) e Raupach et al. (1996).



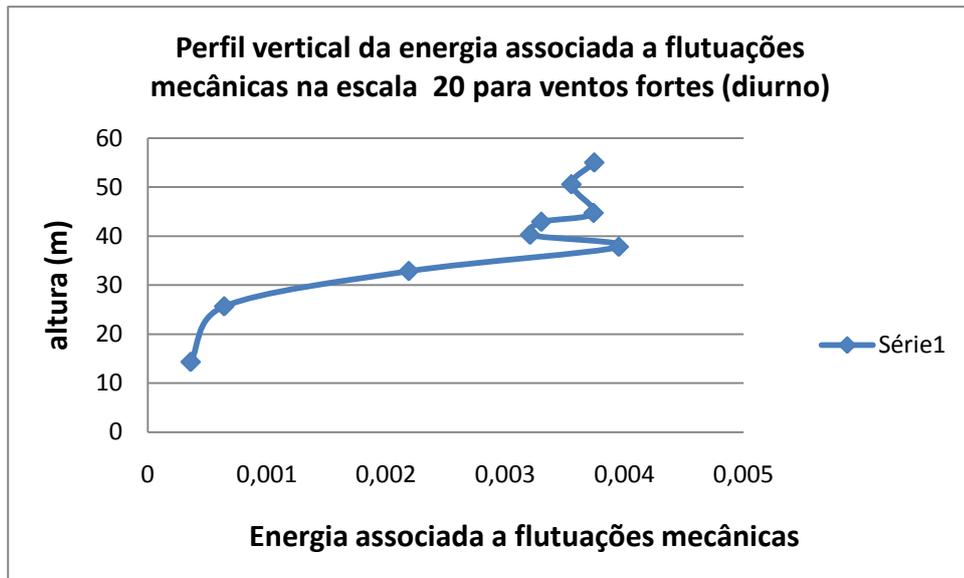
(a)



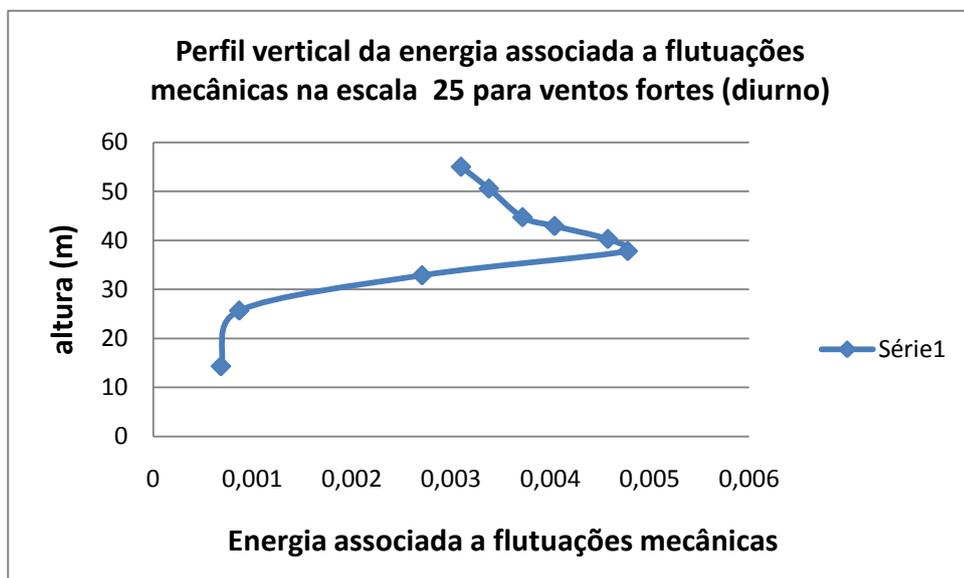
(b)



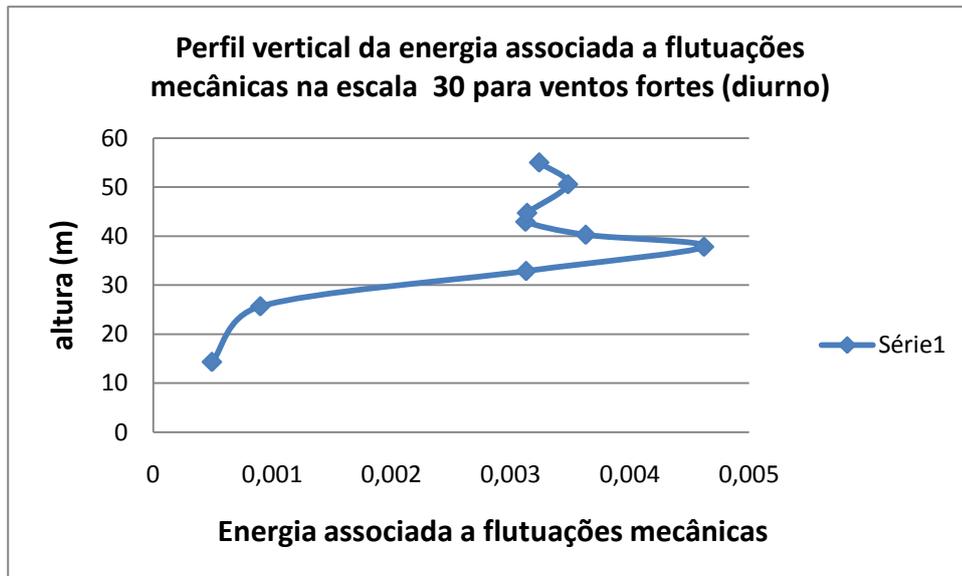
(c)



(d)



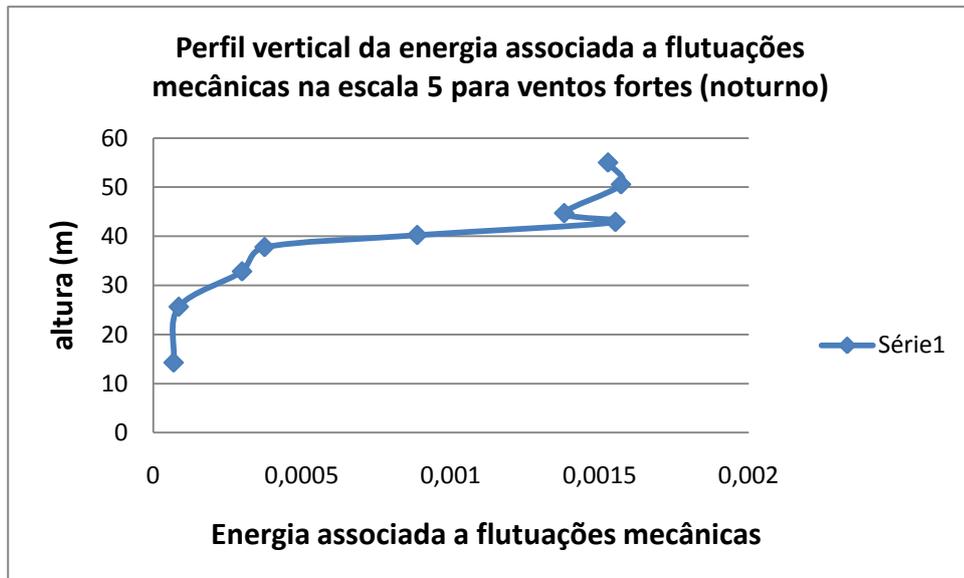
(e)



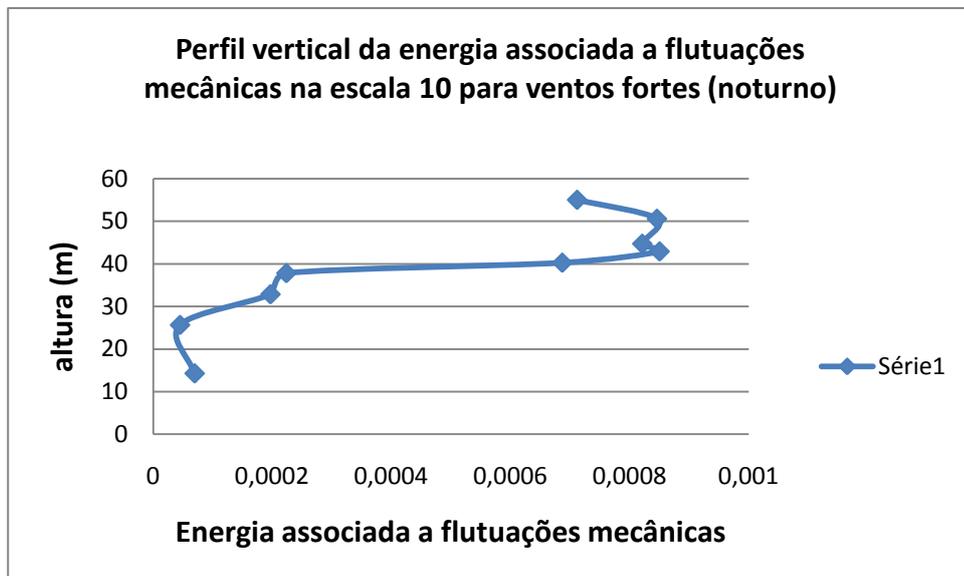
(f)

Figuras 4.5 - (a, b, c, d, e, f) - Gráficos dos perfis verticais da energia associadas às flutuações mecânicas nas escalas de freqüência 5, 10, 15, 20, 25 e 30. Vento forte (dia Juliano 44, 13:00HL às 16:00HL).

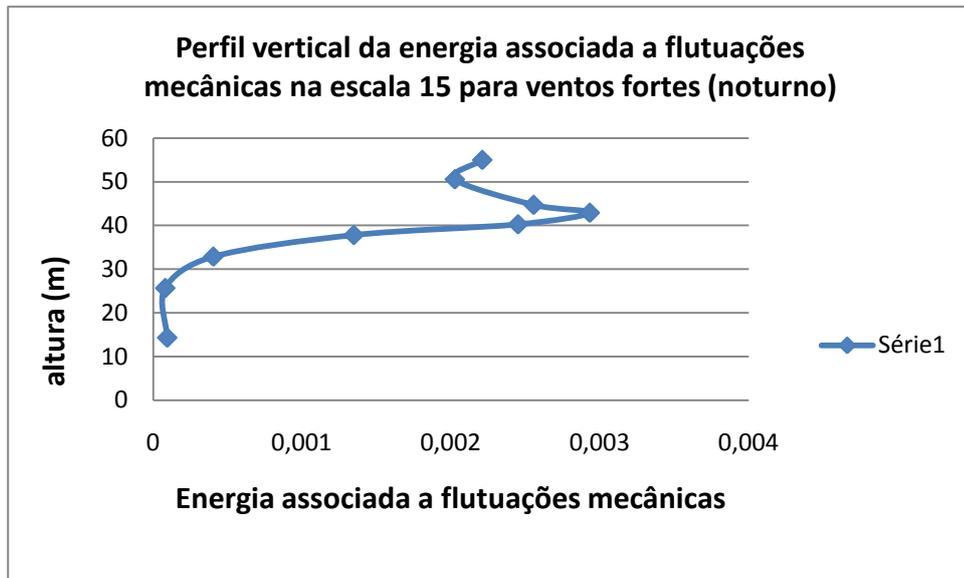
Quanto às figuras (4.6) de vento forte noturno, é observado um decaimento por escala da $E(n)$, com a diminuição da altura a partir de níveis pouco inferiores a 40m. É notada também a existência de máximos e mínimos relativos principalmente acima de 40m de altura. No entanto, em algumas situações como na figura (4.6 a, b, d, e) observam-se dois máximos relativos. Os pontos de máximos são verificados para todas as escalas analisadas, mas não os pontos de mínimos. A ocorrência, em alguns casos, de dois máximos relativos, não apenas um, pode ser uma consequência da não estacionaridade da turbulência no período analisado, conforme mostrado nas figuras 4.3 e 4.4. Assim, em certos intervalos de tempo diferentes, os máximos estariam localizados em alturas distintas e daí, na media resultante, apresentarem-se dois máximos relativos.



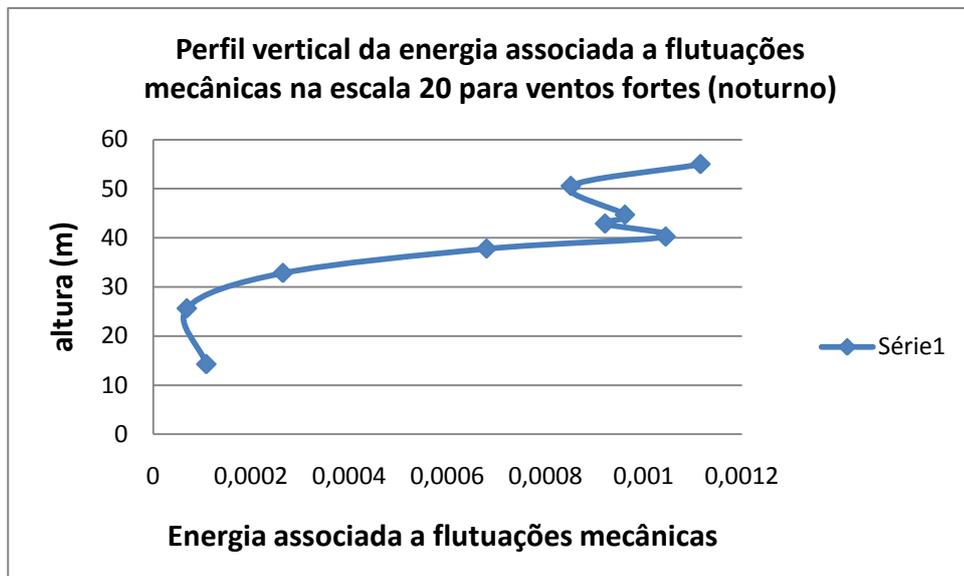
(a)



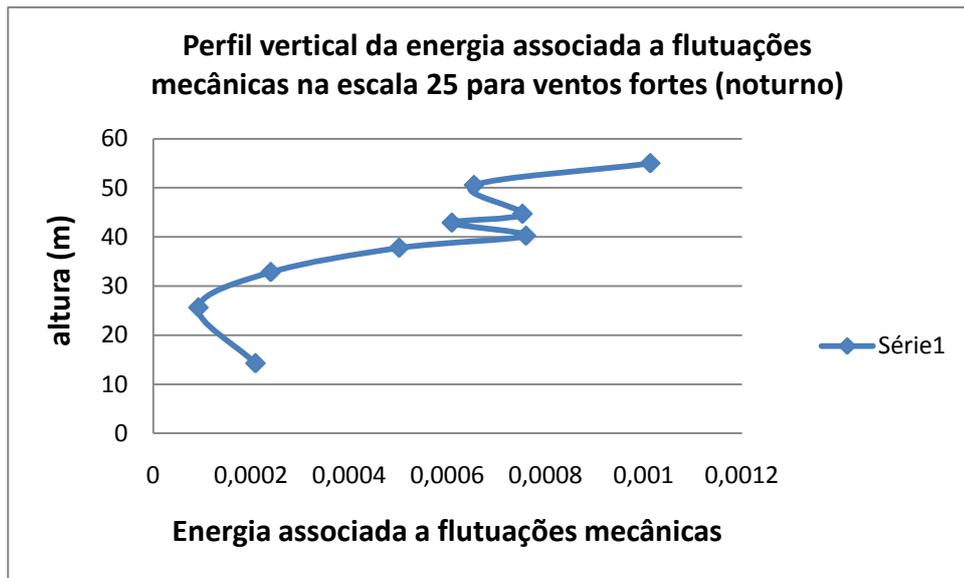
(b)



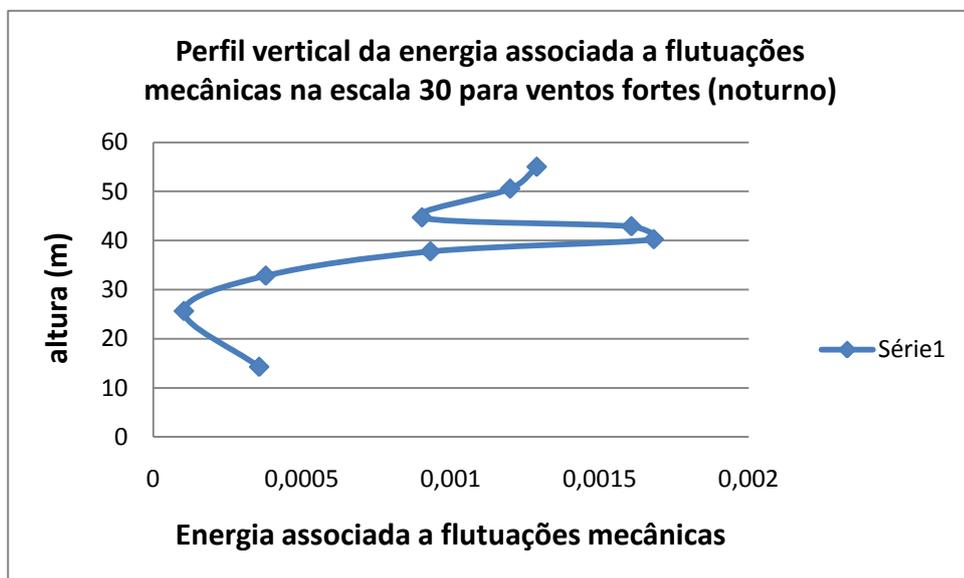
(c)



(d)



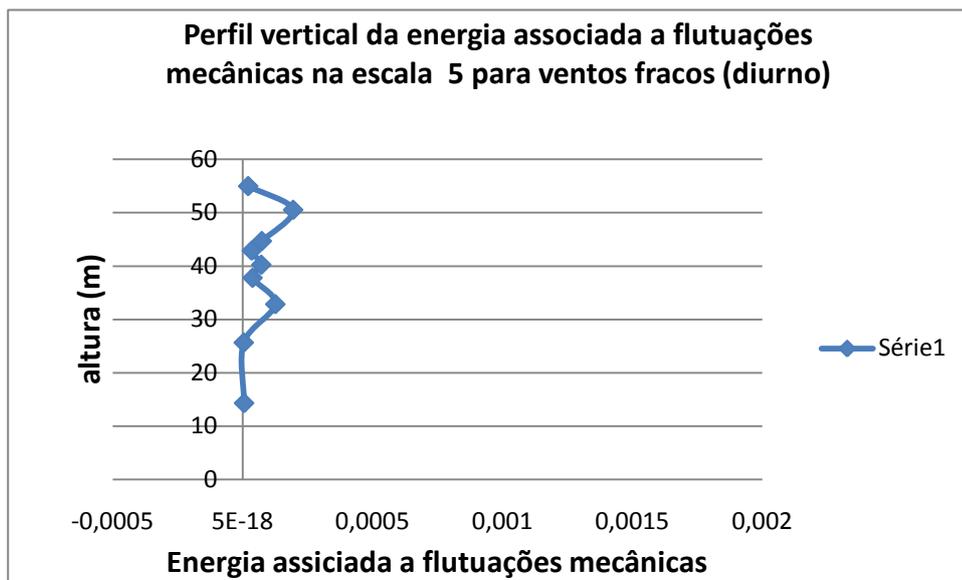
(e)



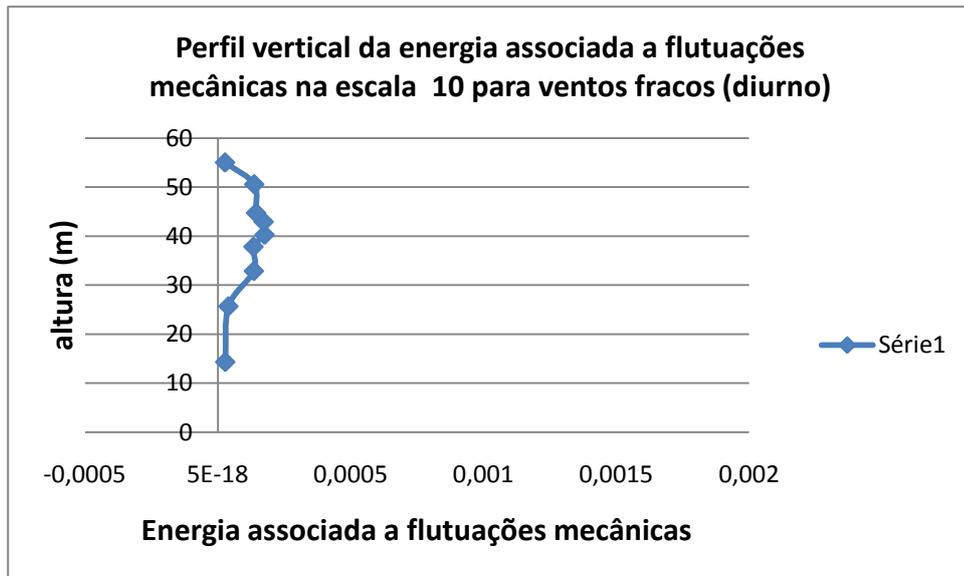
(f)

Figuras 4.6 - (a, b, c, d, e, f) - Gráficos dos perfis verticais da energia associadas às flutuações mecânicas nas escalas 5, 10, 15, 20, 25 e 30. Vento forte (dia Juliano 46, 18:00HL às 21:00HL).

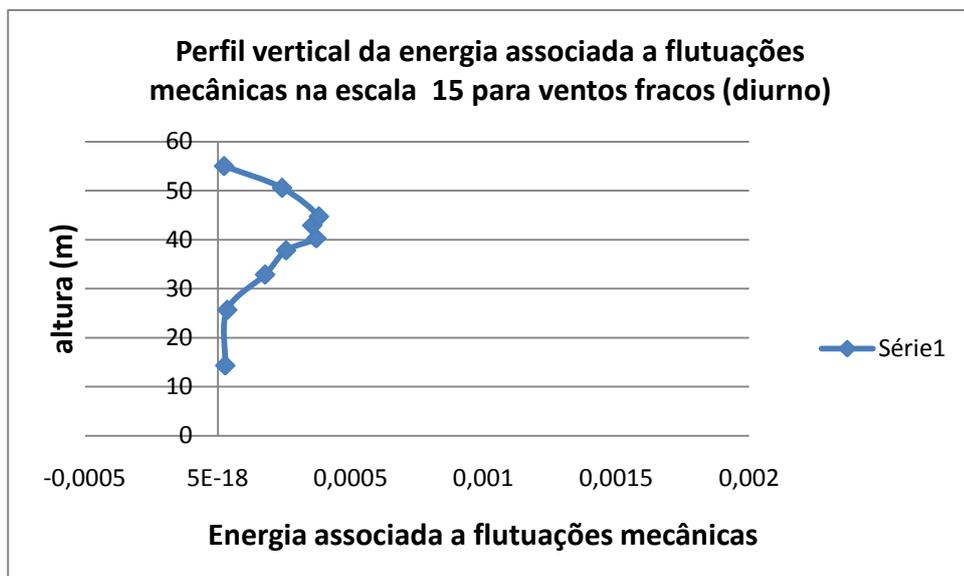
As figuras (4.7) trazem ventos diurnos fracos. Seus valores são muito pequenos e devem estar influenciados por efeitos locais. Observa-se das figuras que: i) há máximos relativos quase sempre próximos da altura de 40 m, exceto para a escala 5 (dois máximos relativos acima do dossel). ii) não há praticamente vento abaixo do dossel, exceto possivelmente para a escala 20, com eventual máximo relativo abaixo de 10m. Nestas condições, é possível que efeitos locais acabem predominando e até o aquecimento diferencial do dossel próximo da torre, bem como eventuais assimetrias na constituição geométrica do dossel, teriam papéis decisivos na formação dos perfis de vento.



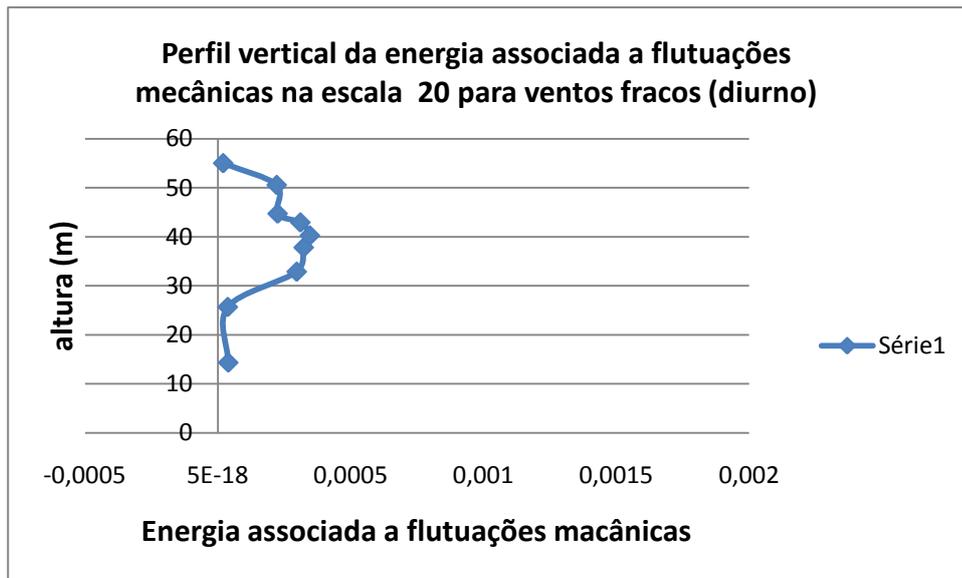
(a)



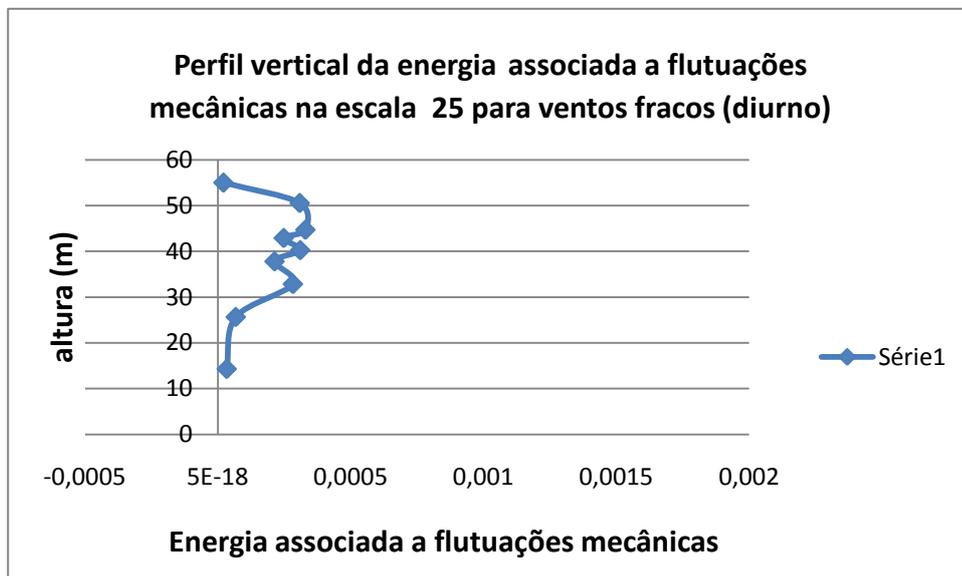
(b)



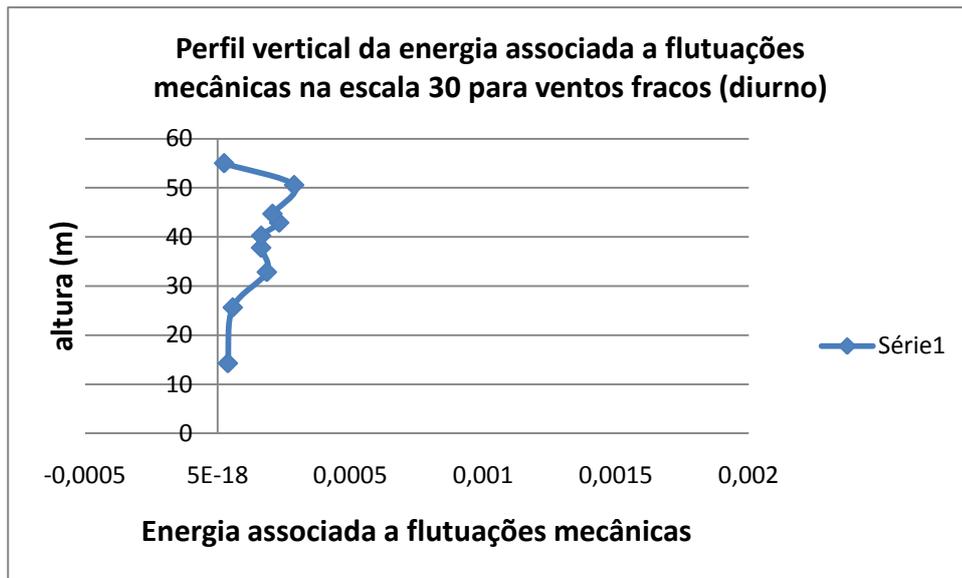
(c)



(d)



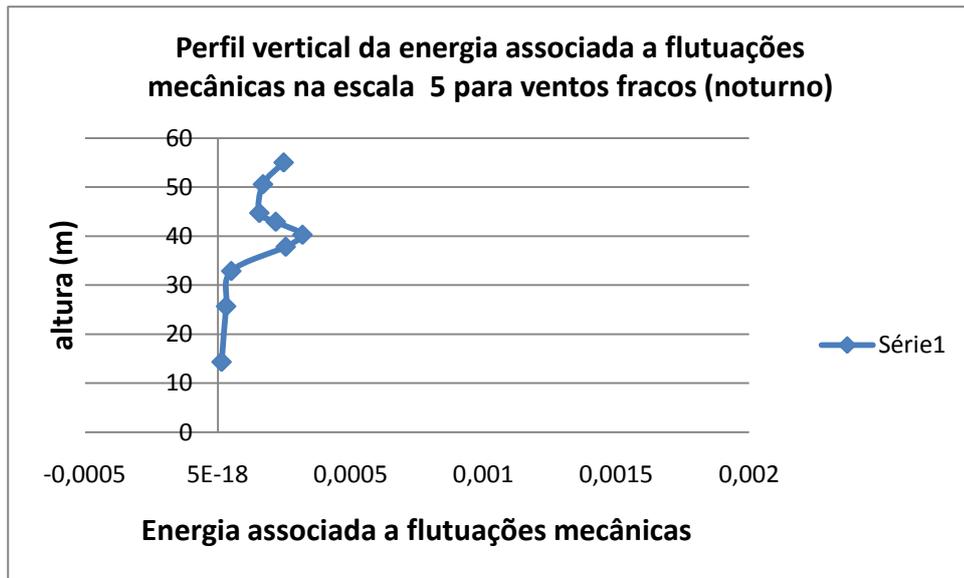
(e)



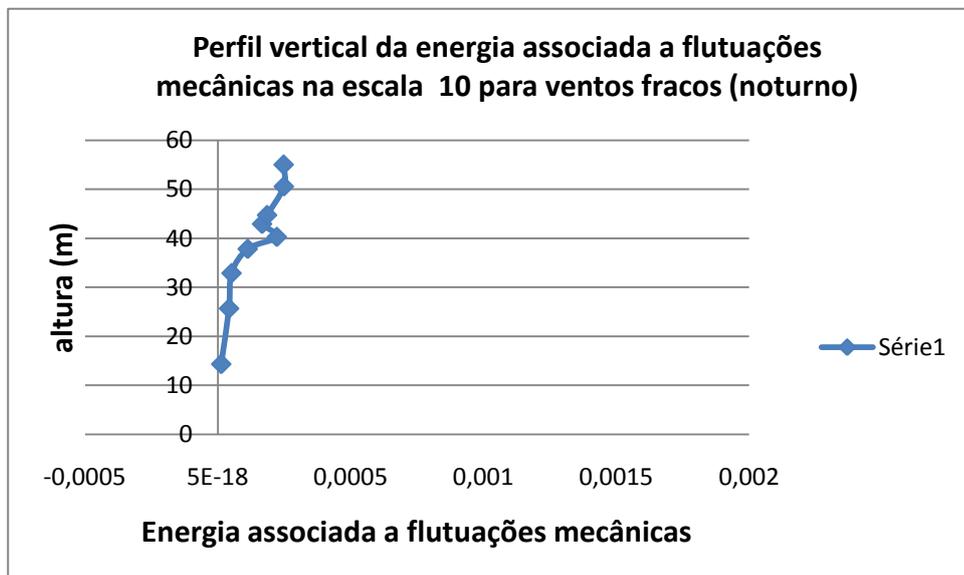
(f)

Figuras 4.7 - (a, b, c, d, e, f) - Gráficos dos perfis verticais da energia associadas às flutuações mecânicas nas escalas 5, 10, 15, 20, 25 e 30. Vento fraco (dia Juliano 46, 6:00HL às 9:00HL).

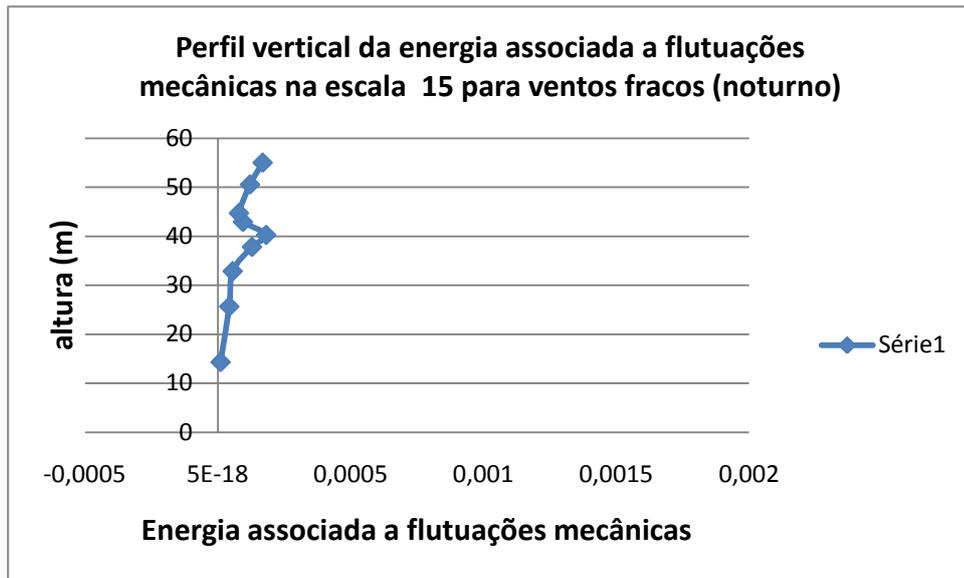
A figura (4.8) (ventos fracos noturnos) mostra um máximo próximo da altura de 40m. O vento cai praticamente para zero dentro do dossel (abaixo de 28m) em todas as escalas analisadas. Acima do dossel, observa-se um aumento de E(energia) acima de 40m apenas nas escalas maiores (5, 10, 15). Nas demais, a energia E decai com a altura. Estes resultados devem estar associados à existência de forte estabilidade térmica e a possível existência de um jato logo acima do dossel (stull, 1988).



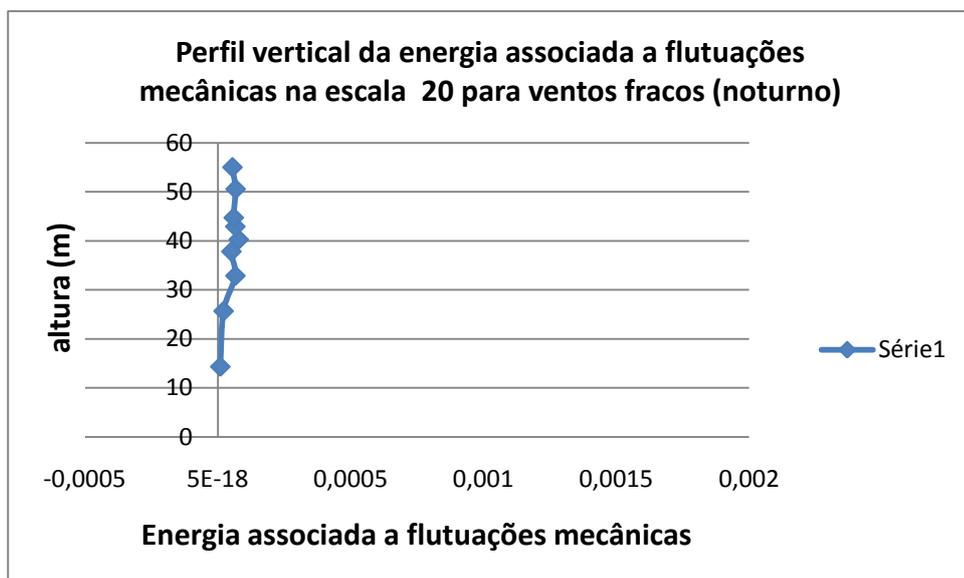
(a)



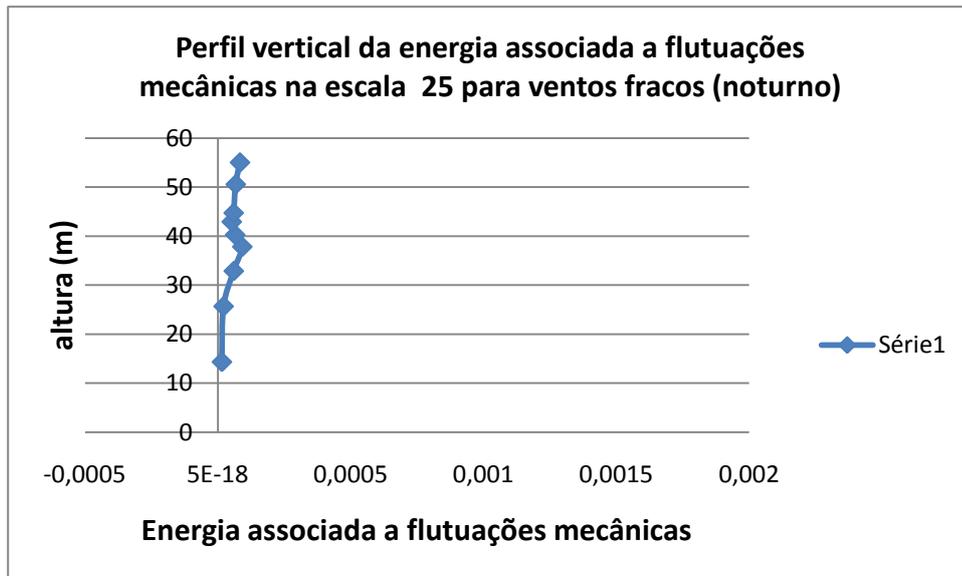
(b)



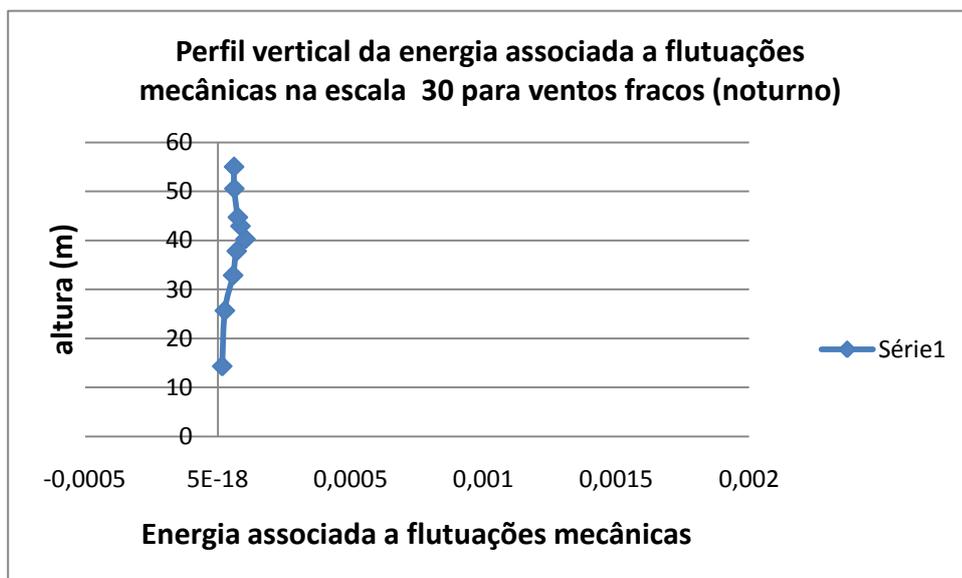
(c)



(d)



(e)



(f)

Figuras 4.8 - (a, b, c, d, e, f) - Gráficos dos perfis verticais da energia associadas às flutuações mecânicas nas escalas 5, 10, 15, 20, 25 e 30. Vento fraco (dia Juliano 50, 21:00HL às 24:00HL).

4.1.4 FLUTUAÇÃO DA ENERGIA POR ESCALA PARA VENTO FORTE (DIURNO E NOTURNO) E VENTO FRACO (DIURNO E NOTURNO).

Aqui, mais uma vez, utilizam-se informações a partir das projeções em escala das séries temporais de vento de 3 horas de duração, com a aplicação da Ondeleta de Morlet aos dados. A diferença dos gráficos abaixo, com relação aos anteriores, é que eles apresentam uma média da energia cinética ao longo das 3 horas de dados por escala, para diferentes alturas. Ao se observarem as figuras 4.9 e 4.10, que apresentam flutuações de energia por escala, para as alturas de 14,30m, 32,85m, 40,25m, 44,70m, 55,00m para situações de vento forte de dia e de noite respectivamente, observam-se algumas características interessantes:

i) de um modo geral, no período diurno as variações de energia ao longo das escalas apresentam máximos e mínimos relativos coincidentes em escalas, para as diversas alturas. Contudo, uma exceção notável é aquela da altura de 14,30m, onde há pouca energia nas escalas maiores, com o aumento dela nas menores escalas. A interpretação que isso sugere, para explicar esse resultado e que durante o dia, nas alturas mais baixas há forte estabilidade, o que impede a troca de energia com as alturas mais altas nas escalas grandes. Porém, nas escalas pequenas em que há maior intermitência, essa ECT aumenta.

ii) na altura de 32,85m, correspondente a altura do dossel vegetal, há também uma pequena discrepância nas escalas maiores, pois há um mínimo relativo nesta altura para as escalas maiores, diferentemente que todas as outras. Uma possível explicação é a existência de algum processo amortecedor de ECT nessa altura, provocada pelo forte cisalhamento de vento na interface floresta – atmosfera, do tipo curto – circuito, conforme sugerido por Cava e Katul (2008).

iii) diferentemente do período diurno, o período noturno com ventos fortes apresenta condições estáveis de 32,85m para cima e condições possivelmente instáveis a 14,30m, conforme relatado por Pachêco (2001). Neste caso, observam-se discrepâncias na localização em escalas dos máximos relativos de ECT, sobretudo nas alturas, mais elevadas.

iv) a grande diferença entre as flutuações de energia para ventos, fortes e fracos, está na ECT menor para estes últimos além do seu comportamento peculiar na altura de 32,85m (gráfico não apresentado).

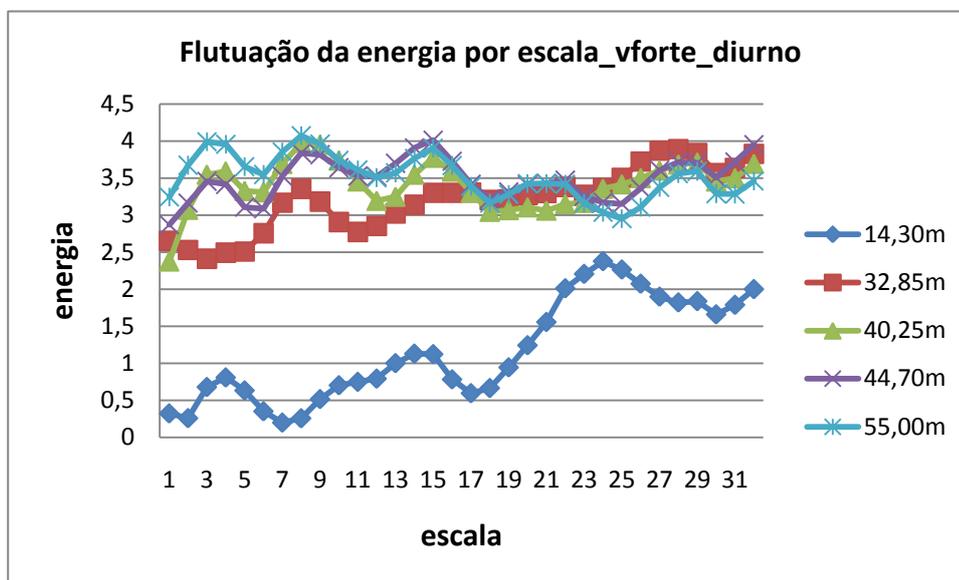


Figura 4.9 - Flutuação da energia por escala para vento forte em 5 alturas de medidas (dia juliano 44 – 13:00HL às 16HL).

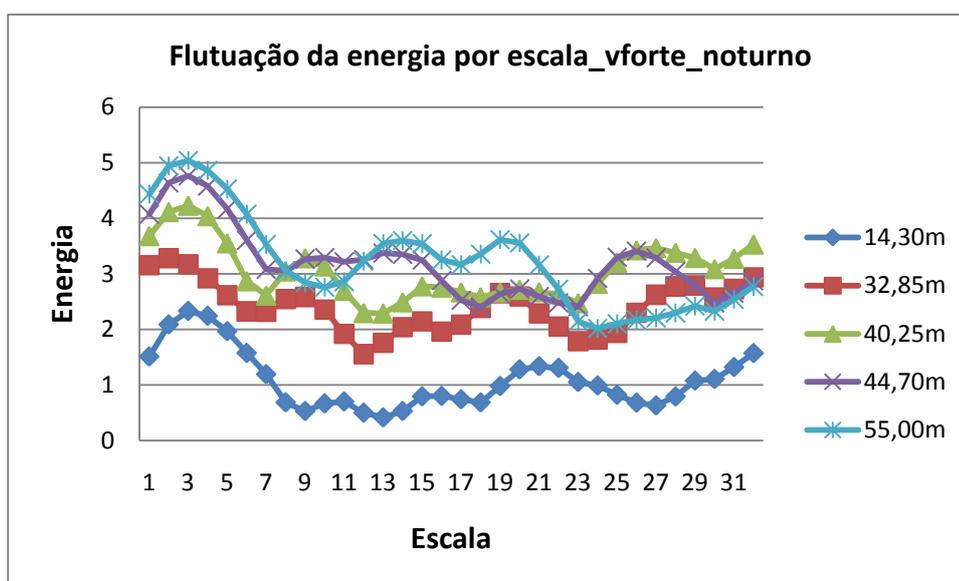


Figura 4.10 - Flutuação da energia por escala para vento forte em 5 alturas de medidas (dia juliano 43 – 18:00HL às 21HL).

4.2 OUTROS ASPECTOS DA INTERAÇÃO FLORESTA-ATMOSFERA.

4.2.1 DISTRIBUIÇÃO ESTATÍSTICA DIURNA E NOTURNA DOS PERFIS DE VENTO PARA UM CAMPO DE VENTO MÁXIMO, MÉDIO E MÍNIMO.

As distribuições estatísticas dos perfis verticais de vento, tanto para o período diurno como para o noturno, podem apresentar padrões bastante distintos entre si, que aparentemente dependem do campo de vento, se é muito forte (máximo), médio ou fraco (mínimo). A figura 4.11 (a, b, c, d, e, f) mostra a distribuição diurna e noturna dos perfis de vento para um campo de vento máximo, médio e mínimo. Os níveis 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 e 9 correspondem a 14,30m; 25,65m; 32,85m; 37,80m; 40,25m; 42,90m, 47,70m; 50,55m; 55,00m respectivamente.

As hipóteses de similaridade Monin-Obukhov assumem que o escoamento deve ser horizontalmente homogêneo, quase estacionário, e que os fluxos turbulentos de calor e momentum são constantes com a altura na CLS. Tendo em vista essas propriedades, e fazendo uma descrição detalhada do gráfico apresentado na figura 4.11, é possível observar que há diversas modalidades de perfis correspondentes a diferentes condições experimentais: I) situações em que o ponto de inflexão é perceptível (fig. 4.11 a, b, e), ou não (fig. 4.11 d); II) situações em que a presença do dossel e sua interação com o escoamento, são perceptíveis (fig. 4.11 a, b, e), ou não (fig. 4.11 d); III) situações em que parece haver blindagem da presença do dossel (fig. 4.6 a), ou não (fig. 4.11 b, e); IV) situações em que se espera que valha a TSMO, pelo menos em algum intervalo de alturas (fig. 4.11 b, d, e), ou não (fig. 4.11 a, c, f); V) situações em que só predominam efeitos locais (fig. 4.11 c, f), ou não (as demais) (Monin e Yaglom, 1977; Stull, 1988).

Com relação a cada uma das situações expostas acima, poder-se-ia acrescentar que: na situação (I), caso de vento muito forte (da ordem de 9 m/s), com ponto de inflexão em altura muito baixa (no nível 3), há a notável característica de não haver cisalhamento acima de 40,25m, o que sugere blindagem do sumidouro de

quantidade de movimento acima desta altura. Portanto, não se deve esperar que nesta situação valha o perfil de Paulson, ou seja, válida a TSMO; II) É um caso de vento razoavelmente forte (da ordem de 4 m/s), em que o ponto de inflexão se encontra razoavelmente elevado (37,80m) e em que espera-se que a TSMO e o perfil de Paulson possam valer nos níveis de medidas mais altos; III) Situação típica de vento fraco (da ordem de 1 m/s) em que predominam efeitos locais da região que envolve a torre de medidas. Ainda assim, percebe-se que há uma queda acentuada de velocidade entre 37,80m e 40,25m, abaixo do que a velocidade não passa de 0,3 m/s; IV) Situação noturna de vento razoavelmente forte (da ordem de 6 m/s) em que não há indicação aparente de que o dossel interfira no perfil de vento, não havendo ponto de inflexão perceptível; V) Situação noturna muito similar àquela de (II) para período diurno; VI) Situação noturna muito similar àquela apresentada em (III) para o período diurno, mas com a notável diferença de apresentar um máximo relativo de vento no nível 1.

O que é apresentado acima reforça a convicção de que o problema do escoamento atmosférico próximo do dossel é muito complexo, com situações em que seria possível encontrar regiões com casamento entre as formulações de Paulson (1970) e de Pachêco (2001), mas outras em que isto dificilmente poderia ser admitido, como é caso apresentado na figura (4.11 a), que mostra que a partir de 40,80m o perfil do vento tende a ser constante e não se observa o cisalhamento vertical do vento. Isto significa que nessa região possivelmente não há mais fluxos turbulentos significativos, pois os gradientes verticais são praticamente inexistentes. Isso sugere que o escoamento praticamente ignora a presença da floresta a partir desse ponto, o que pode determinar a falência das propriedades normalmente contidas na TSMO, para descrever o escoamento acima do dossel da floresta.

Campos de vento fracos apresentam características únicas, difíceis de modelar e principalmente demonstram a possível existência de fenômenos físicos ainda pouco compreendidos que causam eventuais efeitos de blindagem, máximos relativos de velocidade em determinadas regiões do perfil, etc.

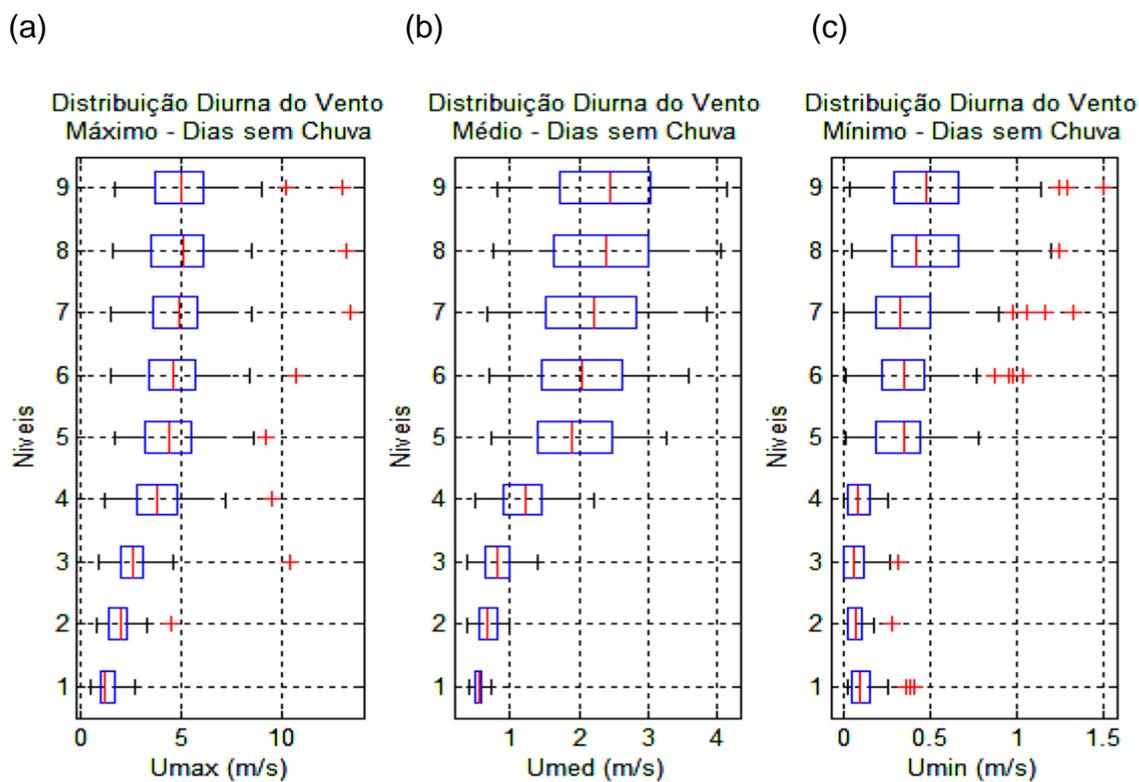


Figura 4.11 (a), (b) e (c) Distribuição diurna dos perfis de vento para um campo de vento máximo, mediano e mínimo e os desvios-padrões associados. Os níveis 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 e 9 correspondem a 14,30m; 25,65m; 32,85m; 37,80m; 40,25m; 42,90m; 47,70m; 50,55m; 55,00m, respectivamente.

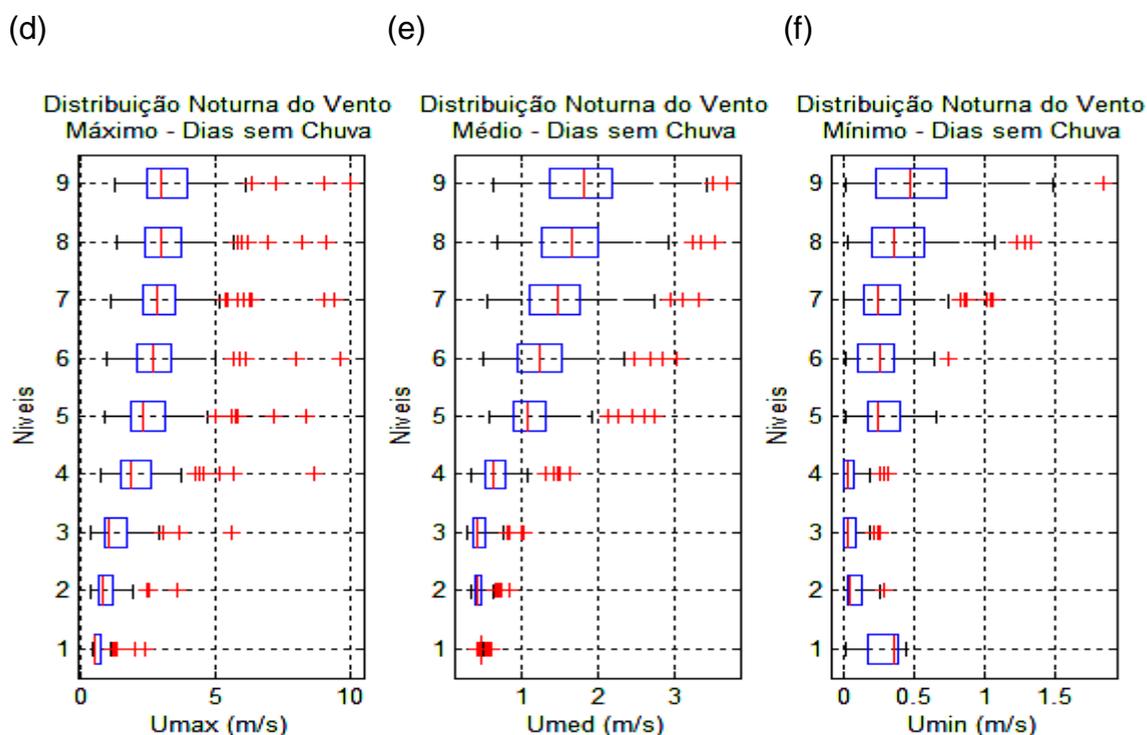


Figura 4.11 (d), (e) e (f) - A distribuição noturna dos perfis de vento para um campo de vento máximo, mediano e mínimo, e os desvios-padrões associados. Os níveis 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 e 9 correspondem a 14,30m; 25,65m; 32,85m; 37,80m; 40,25m; 42,90m; 47,70m; 50,55m; 55,00m, respectivamente.

Em eventos em que é considerado o perfil do vento intermediário entre forte e fraco (figura 4.11 b, e) observa-se uma maior concordância com o que se costuma encontrar na literatura, referente à forma do perfil, propriedades exigidas por formulações, como as de Paulson, que se baseiam nas relações fluxos-gradiente acima da subcamada rugosa de transição, etc.

O perfil médio apresenta um ponto de inflexão bem definido aproximadamente 40,25m e mantém uma forma exponencial abaixo de 40,25m e possivelmente logarítmica acima dessa altura. Esse resultado sugere que as propriedades determinadas pela Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov são satisfeitas. No entanto, a análise dos campos de vento forte e campo de vento fraco levam a acreditar que muitos eventos e fenômenos físicos importantes acabam sendo mascarados ou perdidos ao considerarem somente as médias, como é comumente contido nas formulações encontradas na literatura.

4.2.2 RELAÇÃO ENTRE A VARIAÇÃO DIÁRIA DO COMPRIMENTO DE RUGOSIDADE z_0 , VELOCIDADE DE FRICÇÃO u^* E A VARIAÇÃO DA ALTURA DO PONTO DE INFLEXÃO z_i E DO PARÂMETRO L_h .

O comprimento de rugosidade (z_0) foi calculado por método gráfico (Pereira, 2002) em intervalos de 30 em 30 minutos, para cada dia inteiro disponível. Na figura 4.12, os resultados mostram que, acima da Floresta Amazônica na Rebio-Jarú, o comprimento de rugosidade (z_0) apresenta um ciclo diário bem característico, variando entre 2m a 3,5m. Isso mostra que z_0 não pode ser considerado constante nas parametrizações dos processos de transporte turbulento de momentum, calor e massa na camada de ar imediatamente acima de vegetações. Além disso, esse resultado se mostra bastante coerente quando comparado com aqueles mostrados na figura 4.13, em que são apresentadas variabilidades diurnas de u^* , visto que, z_0 e u^* são duas grandezas cujos significados físicos podem ser considerados como sendo inversamente proporcionais e os resultados aqui expostos mostram exatamente esse comportamento inverso.

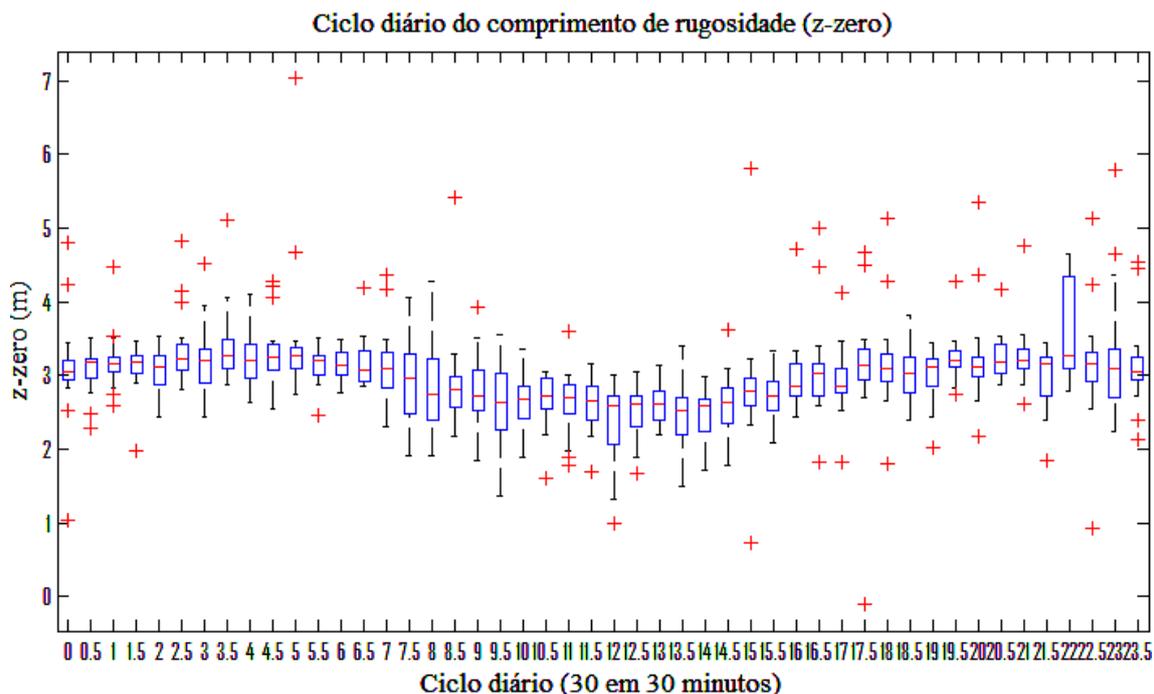


Figura 4.12 - Ciclo diário do comprimento de rugosidade z_0 médio horário, com respectivos desvios-padrões.

A figura 4.13 mostra claramente uma variação no ciclo diurno da velocidade de fricção, que durante todo período, apresenta um padrão característico que segue aproximadamente o mesmo comportamento nas três alturas estudadas (66,5m; 45,4m e 21,5m). Observa-se um máximo relativo em u^* que corresponde às situações em que z_0 apresenta seus valores mínimos. Por outro lado, durante o período noturno, entre 18:00 às 06:00 HL, os valores de u^* diminuem. Os intervalos de transição entre o padrão diurno e noturno acontecem entre 06:00 e às 08:00 HL, quando há um aumento no valor de u^* e entre 17:00 às 19:00 HL, quando o valor de u^* volta a diminuir, mantendo-se quase constante até as primeiras horas do período diurno do dia seguinte.

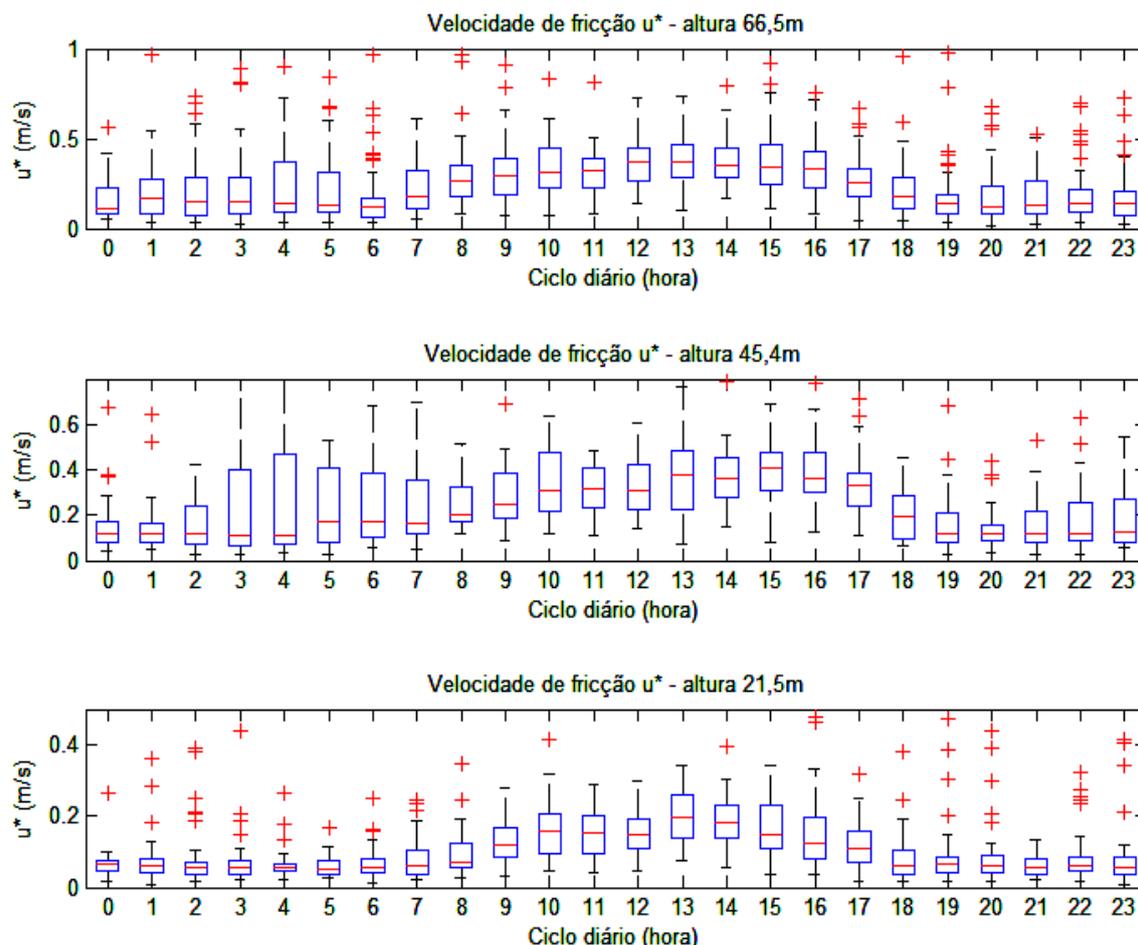


Figura 4.13 - Mostra o ciclo diário da velocidade de fricção calculada com dados de resposta rápida.

Vale ressaltar que os resultados mostrados anteriormente apresentam similaridades interessantes com aqueles obtidos por Pachêco (2001), o que reforça a convicção de que existe relação profunda entre o significado físico dessas grandezas e a variação diurna da altura do ponto de inflexão z_i , variação do valor médio da velocidade do vento na altura do ponto de inflexão, escala de comprimento L_h (comprimento associado à profundidade de penetração do escoamento dentro da copa), acima do dossel da Floresta Amazônica.

A altura média horária do ponto de inflexão mostra claramente uma variação com o ciclo diurno semelhante àquela apresentada pelo comprimento de rugosidade z_0 , observado na figura 4.12. No entanto, a relação entre z_i e a velocidade de fricção (u^*)

é inversa. Durante a noite e a madrugada, os valores de z_i crescem lentamente e se situam principalmente entre 42 m e 44 m. Por outro lado, durante o período diurno, entre 09:00 às 15:00 HL, os valores de z_i diminuem levemente e se mantêm entre 37 e 39 m de altura, sempre acima da altura média do dossel (cerca de 32 m). Os intervalos de transição entre estes dois padrões situam-se entre 06:00 e às 09:00 HL, quando há uma drástica queda no valor de z_i , e entre 15:00 às 20:00 HL, quando o valor de z_i cresce constantemente até atingir um patamar em que vai crescer mais lentamente (Pachêco 2001).

Os resultados de Pachêco (2001) mostram como a variação do parâmetro L_h está associada com a variação do comprimento de rugosidade, pois as duas escalas de comprimento, z_0 e L_h , diminuem de valor nos horários em que há maior atividade convectiva e em que u_* é maior.

A variação da velocidade média do vento medida na altura do ponto de inflexão acompanha o comportamento da variação da velocidade de fricção, que no período diurno pode alcançar seus maiores valores, os quais diminuem lentamente no período da noite.

Como em Pachêco (2001) pode-se observar em seus ajustes, que a escala de comprimento L_h funciona adequadamente como um parâmetro que permite adimensionalizar uma escala de comprimento no escoamento associada a vórtices turbulentos no escoamento próximo da copa ou dentro desta (Raupach et al., 1996). Isto sugere uma comparação da formulação representada por $(z - z_i / L_h)$ com aquela proposta pela Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov para adimensionalizar alturas próximo a coberturas vegetais, qual seja $(z - d / z_0)$. Segundo Monin e Yaglom (1977) em sua obra sobre escoamentos estacionários na camada limite superficial da atmosfera, z_0 é um parâmetro de comprimento, associado às características geométricas da superfície, o qual é inversamente proporcional à resistência à transferência de momentum do escoamento para a superfície rugosa que representa

um sumidouro de momentum no contorno inferior do escoamento. Ou seja, quanto mais "lisa" a superfície, maior a sua resistência à transferência de momentum e menor o seu comprimento de rugosidade. Assim, é nas ocasiões com maior turbulência, maior instabilidade acima do dossel, com o ponto de inflexão do perfil de velocidade descendo até altura mais baixa, que a resistência à transferência de momentum aumenta, com a conseqüente diminuição de z_0 . Este, também corresponde a período de grande estabilidade dentro do dossel (Thom, 1975; Pachêco, 2001).

Conforme discutido por Pachêco (2001) há mais atributos físicos comuns entre z_0 e L_h do que aqueles decorrentes de uma mera similaridade formal entre eles, o que é observável ao se compararem os denominadores das duas expressões, $(z - z_i / L_h)$ e $(z - d / z_0)$. Como se pode depreender das informações anteriores, nos períodos em que z_0 apresenta valor mínimo, o topo do dossel apresenta condições instáveis e esta logo acima de camada fortemente estável, a altura do ponto de inflexão desce vários metros e isto sugere a seguinte interpretação para a variação nos valores de L_h : uma estrutura de vórtices do tipo "rolo", que se organiza de modo perpendicular ao escoamento, tem a sua localização associada à altura em que ocorre o ponto de inflexão do perfil vertical da velocidade média do vento, conforme sugerido por Robinson (1991) e Raupach et al. (1996). Esta estrutura estaria superposta ao escoamento básico e teria o seu centro de simetria no nível z_i . Sua existência determinaria características específicas para a tensão de cisalhamento do vento no nível h , correspondente à altura média da copa florestal. Esta tensão teria uma escala de comprimento L_h associada a si, fortemente associada à ação mecânica do vórtice no topo da copa. Quando z_i diminui, deve-se esperar que a estrutura de vórtices se aproxime da copa e influa na penetração do escoamento em seu interior.

Efetivamente, Dias Júnior (2008), estudando estruturas coerentes térmicas, em forma de rampa, acima da Rebio-Jarú, chamou atenção para uma possível relação existente entre o período de tempo associado às estruturas coerentes e a altura do ponto de inflexão do perfil vertical da velocidade média do vento. Portanto, o valor

de L_h deve estar correlacionado com esta capacidade de penetração do escoamento dentro da copa. Quando o valor de L_h aumenta, associa-se à capacidade de penetração do escoamento em região diferente daquela representada por um valor menor de L_h . Não se deve esperar que as características de rugosidade da copa se mantenham constantes quando se penetra cada vez mais no seu interior. Esta é uma especificidade do significado físico de L_h , comparado ao significado de z_0 , freqüentemente considerado fixo (Pachêco, 2001).

4.3 ABORDAGENS PARA AJUSTE DE FUNÇÕES MATEMÁTICAS A PERFIS VERTICAIS DE VELOCIDADE DO VENTO: POLINÔMIO DE TERCEIRO GRAU (Pachêco, 2001), TANGENTE HIPERBÓLICA (Raupach et al., 1996; Ghisalberti e Nepf, 2002) E MÉTODO DE Yi (2008).

A seguir são apresentadas abordagens para ajuste de funções matemáticas a perfis verticais de velocidade do vento obtidos na Rebio Jarú. São discutidas algumas das características distintas observadas em diferentes perfis, sob distintos ajustes.

Na literatura há varias formulações que tentam encontrar funções adimensionais que se ajustem ao perfil vertical da velocidade do vento médio, seja usando funções logarítmicas, polinômios de terceiro grau, funções exponenciais e função tangente hiperbólica como de Raupach et al. (1996) para vegetação alta, Pachêco (2001) para a Floresta Amazônica, Ghisalberti e Nepf (2002) para vegetação aquática e Yi (2008) para vários tipos de floresta. No entanto, a maioria das formulações existentes geralmente privilegia uma região específica do perfil vertical do vento, o que não corresponde ao perfil vertical inteiro do vento. Todavia, esses ajustes, embora às vezes representem bem o escoamento na região próximo ao ponto de inflexão (duas camadas de fluidos superpostos, com criação de camada de mistura) (Raupach et al., 1996), não conseguem explicar situações em que há um máximo relativo de velocidade de vento logo acima da superfície (altura de alguns metros) (Yi, 2008).

O modelo aqui apresentado segue uma composição entre função tangente hiperbólica e a função exponencial, através de parâmetros de ajuste associados à estrutura vertical e aspectos aerodinâmicos da vegetação, o que será descrito detalhadamente a seguir.

4.3.1 MODELO EMPÍRICO-ANALÍTICO PARA O PERFIL DE VELOCIDADE MÉDIA DO VENTO ACIMA E ABAIXO DO DOSSEL DE UMA FLORESTA DE TERRA FIRME NA AMAZÔNIA: REBIO JARÚ-RO.

São usadas funções matemáticas adimensionalizadas que possam reproduzir características gerais do perfil do vento adimensionalizado na SRT, como é o caso da função Tangente Hiperbólica (Ghisalberti e Nepf, 2002). Entretanto, este tipo de modelo ainda não foi implementado e/ou testado sobre áreas de floresta densa como é o caso da floresta Amazônica de terra firme. O modelo aqui apresentado resulta de uma composição entre a função Tangente Hiperbólica e a função exponencial baseado nas proposições de Raupach et al.,(1996) e de Ghisalberti e Nepf, (2002), através de parâmetros de ajuste associados à estrutura vertical e aspectos aerodinâmicos da vegetação. Sendo H a altura do último nível de medida (considerado 55m, ou topo da subcamada rugosa), \bar{u}_H é a velocidade média do vento na altura H , $\mu = 0,5$; $\alpha = 1$; $\beta = 0,22$; $\gamma = 0,35$; $\lambda = 1$; $\omega = 1$, $LAI_{total} = 6$ é o índice de área de foliar (Moura, 2001), z_i é a altura do ponto de inflexão do perfil do vento médio, z é a altura de medição e $u(z)$ é a velocidade média do vento à altura z .

O modelo aqui desenvolvido busca aproveitar as principais propriedades existentes em outras formulações como as de Raupach et al. (1996), Pachêco (2001), Ghisalberti e Nepf (2002), tais como: i) modelo contínuo na vertical e que preserva a propriedade de possuir em seu perfil um ponto de inflexão ajustável ao perfil vertical do vento na região da SRT (Pachêco, 2001; Raupach et al, 1996; Ghisalberti e Nepf 2002); ii) modelo capaz de ajustar-se ao perfil vertical do vento na região próxima ao chão, com a existência de máximos relativos no perfil como aqueles estudados por Yi (2008), iii) flexibilidade da função, de forma a ajustar-se aos perfis observados,

sendo essa última propriedade não satisfeita pela função Tangente Hiperbólica pura como proposto em outras formulações (Raupach et al.,1996; Ghisalberti e Nepf, 2002).

Aqui os parâmetros mencionados anteriormente foram ajustados para perfis verticais médios do vento, com dados obtidos em torre de 60 m durante o Experimento AMC-LBA 1999 na Rebio Jarú (Pachêco, 2001), em dias com e sem chuva. O modelo é dado por:

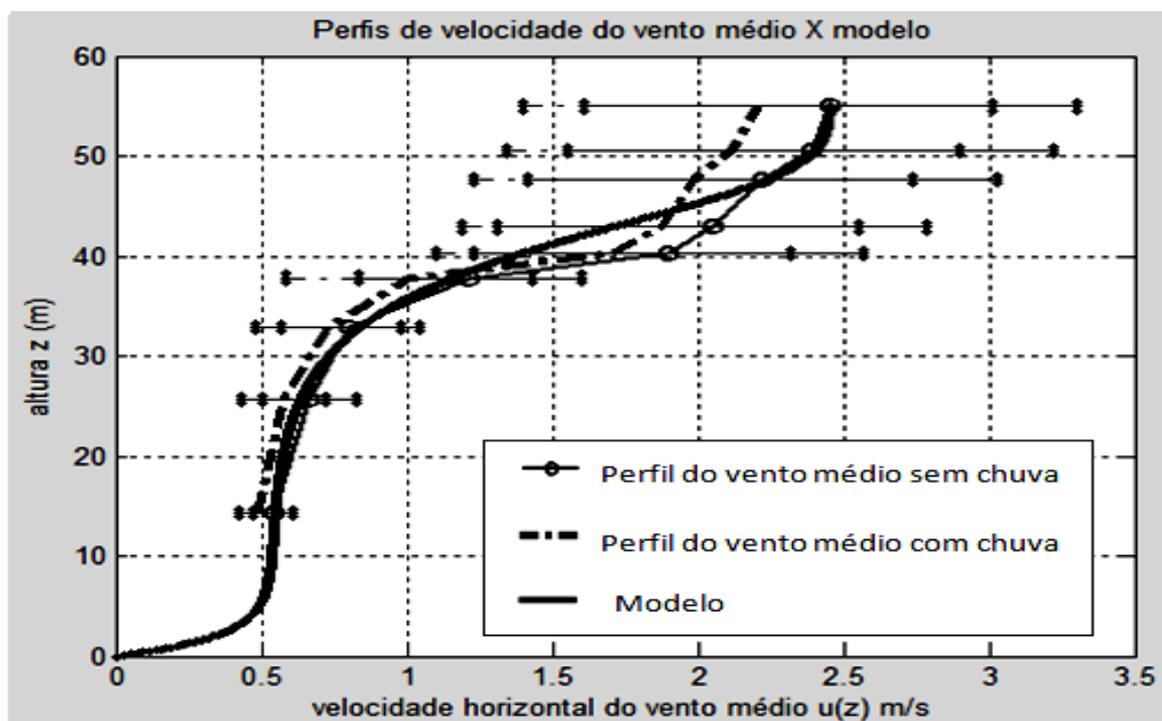
$$u(z) = u_H \left\{ \left[\frac{-1 + \exp(\mu z)}{\exp(\omega z)} \right] \alpha \tanh \left[\beta + \gamma \exp \left(-\lambda LAI_{total} \left(1 - \frac{z}{z_i} \right) \right) \right] \right\}$$

Os parâmetros μ , ω , contribuem para intensificar ou diminuir a região do máximo relativo do perfil vertical sem interferir no perfil acima dela ou acima do ponto de inflexão. Assim, esses parâmetros podem estar ligados a efeitos mecânicos devidos à vegetação e também a efeitos térmicos.

O parâmetro α intensifica ou aumenta a magnitude de todo perfil, ou seja, o módulo da velocidade do vento. Por outro lado os parâmetros β , γ ; λ , LAI_{total} , z_i que compõem o argumento da função tangente hiperbólica estão interligados com relação à região que envolve o ponto de inflexão e a região acima dele. São parâmetros que possivelmente estão associados à estrutura da vegetação, fenômenos físicos relacionados com a subcamada rugosa, estabilidade atmosférica, etc.

Comparando-se os perfis na figura 4.14, é visto que o perfil de vento sugerido pode descrever os perfis do vento médio observados durante períodos de ventos fortes com, e sem chuva na área estudada. A discrepância é pequena entre eles acima do dossel, bem como também dentro da floresta. Todavia, um aspecto do modelo supramencionado deve ser ressaltado: como ele usa uma altura fixa do ponto de inflexão (39m), precisa ser aperfeiçoado nesse aspecto para que possa reproduzir com precisão as partes dos perfis de vento localizadas imediatamente

acima do dossel, na região onde se espera que ocorram vórtices na forma de “rolo”. Outro fato é que o modelo consegue representar bem a região próxima ao chão, onde a magnitude do campo de vento horizontal varia de 0,1 a 0,5 m/s (Tóta et al., 2008).



A figura 4.14 Mostra perfis experimentais de velocidade média do vento, com e sem chuva, confrontados com o modelo. As barras horizontais referem-se ao desvio-padrão dos dados experimentais (dias Juliano: 49 com chuva, dia 44 sem chuva).

Parametrizações como as de Pachêco (2001) que levam em conta as informações contidas na altura do ponto de inflexão do perfil vertical de velocidade média do vento, além daquela contida na altura h do topo do dossel, (velocidade média do vento no ponto de inflexão do perfil (u_i) e as escalas de comprimento L_h e z_i), privilegiam a região em torno do ponto de inflexão ou subcamada rugosa de transição. Os resultados obtidos por Pachêco (2001) mostram que os perfis verticais adimensionais se ajustam bem ao polinômio adimensional de terceiro grau em todos os horários estudados. Porém há dispersão no ajuste da velocidade do vento nas alturas medidas dentro do dossel e principalmente nas alturas mais elevadas, o que reforça a existência de uma região cujas parametrizações poderiam ser aperfeiçoadas.

Sem dúvida o ajuste polinomial proposto por Pachêco (2001) para região acima de floresta e por Marshall et al. (2002), em túnel de vento simulando rugosidade de vegetação, representam um avanço na busca de formulações simples que possam descrever o perfil vertical do vento na interface floresta atmosfera.

Na região situada dentro de vegetação alta, são observados perfis de vento em forma de S, conforme mostrados por Yi (2008) que podem apresentar máximos relativos no perfil vertical do vento próximo da superfície. O perfil na forma de S apresenta um máximo de vento secundário que é observado freqüentemente dentro do espaço dos troncos da floresta e uma velocidade de vento mínima secundária na região de maior densidade de folhagem. Embora a formulação apresentada por Yi (2008) busque descrever o perfil do vento ajustando-o aos máximos relativos existentes nos perfis em forma de S, suas parametrizações são obtidas através de elaborações difíceis de serem implementadas na prática, o que torna esse tipo de parametrização complexa em comparação com aquelas mais simples, como as de Pachêco (2001) ou de Marshall et al. (2002), que precisam de poucos parâmetros de entrada para serem validados, os quais são de fácil obtenção.

As abordagens de Raupach et al. (1996) e Ghisalberti e Nepf (2002) conseguiram ajustes muito bons ao perfil vertical na região próxima do ponto de inflexão e na parte acima do mesmo, porém não tiveram êxito ao ajustarem-se ao perfil do vento próximo ao chão, principalmente quando o perfil apresenta forma de S, como Yi (2008) sugeriu para perfis de vento dentro de florestas.

O fato dessas parametrizações não conseguirem ajustar-se aos perfis em forma de S é explicado através de propriedades da função tangente hiperbólica, na qual comumente elas se baseiam, e que são as seguintes:

a) simetria – o perfil apresentado pela função tem a mesma forma abaixo e acima do ponto de inflexão, porém invertido como pode visto na figura 4.15, o que muitas vezes, não corresponde à verdade experimental.

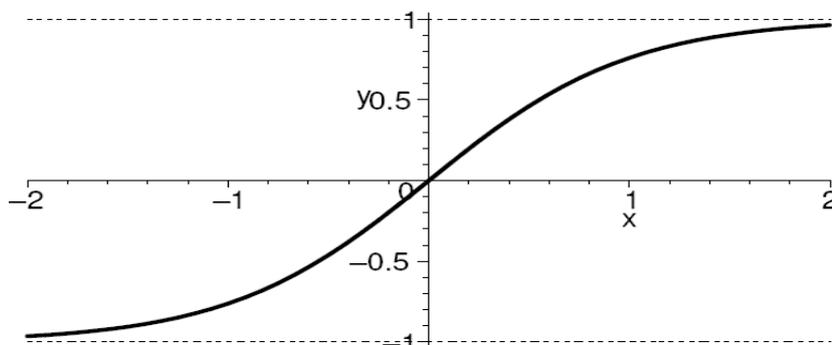


Figura 4.15 - Esboço do gráfico da função Tangente Hiperbólica. Fonte: V. G. Shervatov, 1963.

b) inflexibilidade - a tangente hiperbólica apresenta rigidez na sua forma. Essa sua particularidade torna difícil a obtenção de parametrizações que rompam com esta simetria, a fim de ajustar de forma realista essa função aos perfis verticais de vento próximo ao chão na presença de floresta densa.

A partir dessas questões levantadas e com base em abordagens como as de Raupach et al. (1996), Pachêco (2001), Ghisalberti e Nepf (2002), Marshall et al. (2002), Yi (2008), procurou-se aperfeiçoar as funções propostas por eles, tornando a função tangente hiperbólica mais maleável ao ajuste, ou seja, tentou-se eliminar a rigidez (ou simetria) na forma do perfil, mantendo algumas de suas propriedades mais importantes, como existência de ponto de inflexão e existência de continuidade, mas incorporando uma função exponencial para permitir o ajuste do máximos relativos próximo do chão.

A primeira iniciativa tomada com relação à função tangente hiperbólica foi a de conseguir torná-la maleável, para que fosse possível ajustá-la a certos perfis observados na Rebio-Jarú. A figura 4.16 mostra que isto foi possível, através da manipulação dos parâmetros do modelo, de maneira que a curva teórica pode ajustar-se a um perfil médio observado na Rebio- Jarú. No entanto, na região

próxima ao chão, a curva não apresenta a forma de S no seu perfil, contrariamente ao mencionado por Yi (2008) no que tange à existência de máximos relativos nos perfis de vento em florestas, como na Rebio- Jarú.

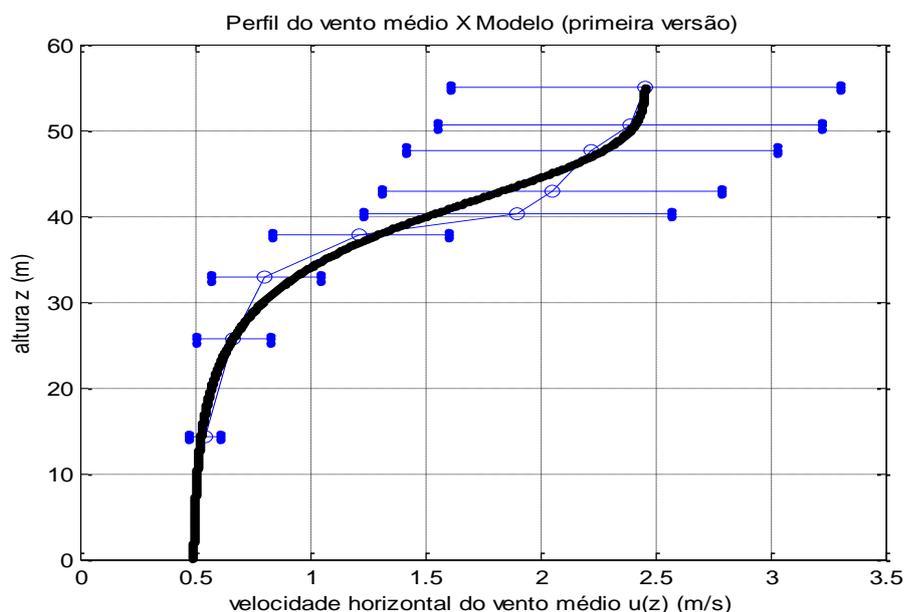


Figura 4.16 - Primeira versão do modelo da Tangente Hiperbólica modificada confrontada ao perfil do vento médio diurno observado na Rebio Jarú, no dia Juliano 44 – 13:00h - ano de 1999.

Vale à pena ressaltar que a curva gerada pelo modelo não é mais simétrica com relação ao ponto de inflexão, nem rígida na parte inferior e/ou superior, isto é, a parte acima do ponto de inflexão da curva é bastante distinta da região abaixo do mesmo. Ela pode apresentar diferentes formas flexíveis, que dependem dos valores atribuídos aos parâmetros de ajuste do modelo aqui proposto. Isso pode ser visto nas figuras 4.17 e 4.18. Assim foi possível melhorar o modelo, incorporando uma função exponencial com um termo multiplicador (esse termo não está no argumento da função Tangente Hiperbólica e sim multiplicando toda a função) e também um termo exponencial dentro do argumento da função Tangente Hiperbólica. Com esta mudança no modelo, foi possível introduzir a forma de S na região mais inferior da curva gerada pelo modelo, a qual poderá se ajustar mais adequadamente a máximos relativos de vento próximo do chão, quando eles ocorrerem como pode ser observado na figura 4.18.

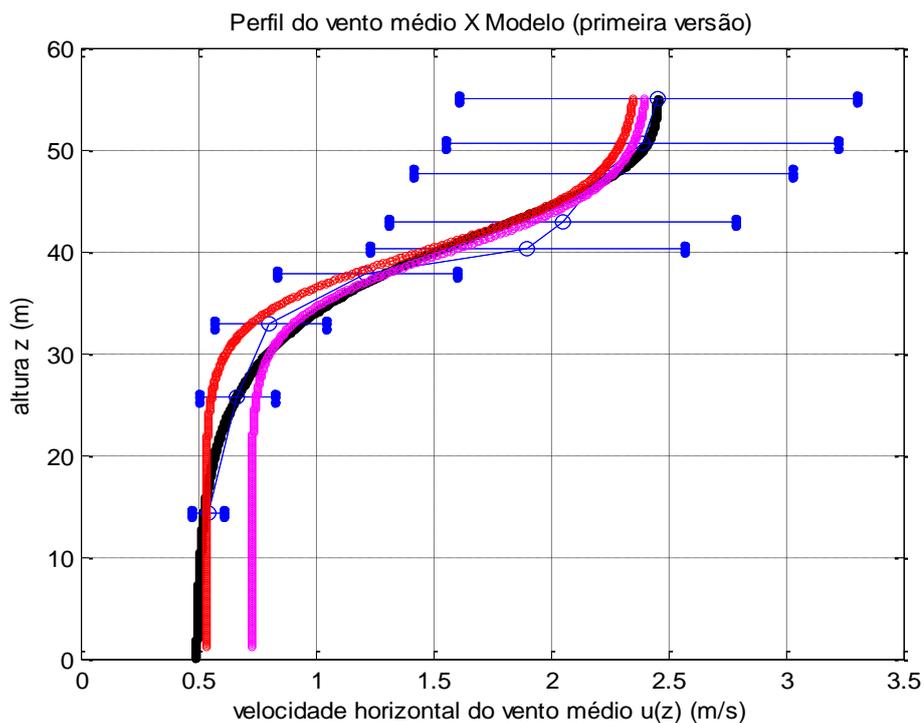


Figura 4.17 – Função Tangente Hiperbólica teórica sem o termo exponencial multiplicador em várias de suas expressões confrontadas com dados experimentais e seus respectivos desvios-padrões (dia Juliano 44- 13:00h - 1999).

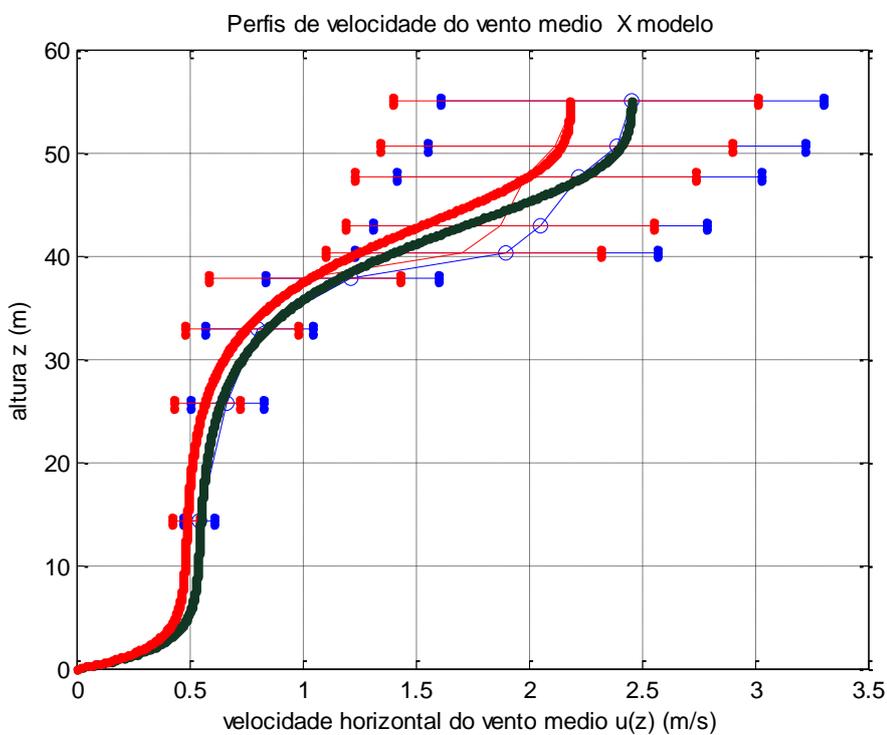


Figura 4.18 – Função Tangente Hiperbólica com a incorporação do termo multiplicador confrontados com dados experimentais e seus respectivos desvios padrões (dia Juliano 44 – 13:00h - 1999).

Assim, mostra-se que é possível conseguir relações para o perfil vertical da velocidade média do vento usando-se ajuste com modelo proposto. No entanto é preciso que estudos sejam feitos para outros sítios experimentais da Amazônia a fim de testar as limitações do modelo proposta e melhoramento dos seus parâmetros com a finalidade de obter relações mais gerais, bem como para escoamento próximo do dossel da floresta Amazônica.

5. CONCLUSÕES E SUGESTÕES.

Foram estudados perfis verticais de vento medidos em subcamada rugosa de transição, acima e dentro do dossel, em torre construída em floresta de terra firme na Rebio-Jarú, Rondônia.

Verificaram-se diferenças importantes nos perfis, para ventos muito fortes e muito fracos, nos períodos diurnos e noturnos.

Foi possível investigar quais as escalas temporais afetadas por processo de filtragem de energia cinética do escoamento médio e turbulenta pelo dossel da floresta, tanto acima da vegetação (acima e abaixo do ponto de inflexão), quanto dentro e abaixo dele.

Observou-se que a filtragem de energia foi mais efetiva para situações de ventos fracos, mas mesmo nestas, há considerável transferência de momentum nas escalas menores, possivelmente através de processos com muita intermitência local.

Também foram pesquisadas funções matemáticas para obtenção de ajustes mais realistas dos perfis verticais do vento médio através da utilização de variantes da função tangente hiperbólica, de tal forma a poderem incorporar situações

caracterizadas pela ocorrência de máximos relativos de velocidade do vento bem próximos da superfície.

Sugere-se que em experimentos futuros sejam realizadas: i) medidas mais elevadas que a altura de 60m; ii) medidas mais precisas de velocidade do vento nas alturas inferiores, entre 0 e 10m de altura, de tal forma a permitirem uma investigação mais consistente do campo de vento nesta região.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Allen, L. H., Jr. 1968. Turbulence and wind speed spectra within a Japanese larch plantation. *J. Appl. Meteor.*, 7, 73-78.

Arya, S. P. 1988. Introduction to micrometeorology. *San Diego: Academic-Press.*

Baldocchi, D.D. 2003. Assessing the eddy covariance technique for evaluating carbon dioxide exchange rates of ecosystems: past, present and future. *Global Change Biol*, 9: 479-492.

Baldocchi, D. D., and T. P. Meyers, 1988. Turbulence structure in a deciduous forest. *Bound.-Layer Meteor.*, 43, 345-364.

Bergen, J. D., 1971. Vertical profiles of windspeed in a pine stand. *For. Sci.*, 17, 314-322.

Blackadar, A. K.; Tennekes, H. 1968. Asymptotic Similarity in Neutral Barotropic Planetary Layers, *Journal of the Atmospheric Sciences*, v.25, n.6, p.1015-1020.

Bolzan, M. J. A. 2000. Estudo da influência das estruturas coerentes e da rugosidade na estimativa de fluxos turbulentos sobre o Pantanal. São José dos Campos. (INPE-7500-TDI/715). *Dissertação (Mestrado em Meteorologia) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais.* 138 p.

Brunet, Y. and Irvine M. R. 2000. The control of coherent eddies in vegetation canopies: streamwise structure spacing, canopy shear scale and atmospheric stability. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 94, n. 1, p. 139-163.

Businger, J. A.; Wyngaard, J. C.; Izumi, Y.; Bradley, E. F. 1971. Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 28, n. 2, p.181-189.

Cava, D.; Katul, G.G., 2008, Spectral Short-circuiting and Wake Production within the Canopy Trunk Space of an Alpine Hardwood Forest., *Boundary-Layer Meteorol.* 126:415–431.

Cellier, P.; Brunet, Y. 1992. Flux-gradient relationships above tall plant canopies. *Agricultural and Forest Meteorology*, v. 58, n. 1-2, p. 93-117.

Cionco, R. M. 1965. A Mathematical model for air flow in a vegetative canopy. *Journal of Applied Meteorology*, v. 4, n. 4, p. 517-522.

Cionco, R. M. 1972. "Intensity of Turbulence within Canopies with Simple and Complex Roughness Elements". *Boundary-Layer Meteorology*, v.2, p.453-465.

Cionco, R. M. 1978. "Analysis of Canopy Index Values for various Canopy Densities". *Boundary-Layer Meteorology*, v.15, p.81-93.

Cionco, R. M. 1983. "On the Coupling of Canopy Flow to Ambient Flow for a Variety of Vegetation Types and Densities". *Boundary-Layer Meteorology*, v.26, n.4, p.325-335.

Cionco, R. M. 1985. Modeling windfields and surface layer wind profiles over complex terrain and within vegetative canopies, *In: Hutchison, B. A.; Hicks, B. B. The forest-atmosphere interaction. Reidel*, p. 501-520.

Costa, M. L.; Moraes, E. L.; Behling, H.; Melo, J. C. V.; Sequeira, N. V. M.; Kern, D. C. 1997. Os sedimentos de fundo da Baía de Caxiuana. *In: LISBOA, P. L. B. (Org.) Caxiuana. Belém: MPEG*, 446 p., cap. III – O ambiente físico, p. 121-137.

Daubechies, I. 1992. Tem Lectures on Wavelet. *Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, Pennsylvania*, 357p.

De Bruin, H. A. R.; Moore, C. J. 1985. Zero-plane displacement and roughness length for tall vegetation, derived from a simple mass conservation hypothesis. *Boundary-Layer meteorology*, v. 31, n. 1, p. 39-49.

De Bruin, H. A. R.; Verhoef, A. 1997. A new method to determine the zero-plane displacement. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 82, n. 1, p. 159-164.

Deacon, E. L. 1949. Vertical diffusion in the lowest layers of the atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 75, 89-103.

Dias Júnior, C. Q. 2008. Estudo Comparativo da Estrutura da Turbulência Atmosférica na Camada Limite Superficial Acima da Floresta Primária e Região Desmatada da Amazônia: análise de ondeletas aplicada à detecção de estruturas coerentes, *Universidade Federal do Pará – UFPA, Museu Paraense Emílio Goeldi, Embrapa Amazônia Oriental, Instituto de Geociências, Programa de Pós-Graduação em Ciências Ambientais – PPGCA, Dissertação de Mestrado.*

Farge, M. 1992. The wavelet transform and its applications to turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 24, p. 395-457.

Finnigan, J. J. 1979a. "Turbulence in Waving Wheat. I. Mean Statistics and Honami", *Boundary-Layer Meteorology*, 16, 2: 181-211.

Finnigan, J. J. 1979b. "Turbulence in Waving Wheat. II. Structure of Momentum Transfer", *Boundary-Layer Meteorology*, 16, 2: 213-236, March.

Finnigan, J. J., 2000. "Turbulence in plant canopies", *Annual Review of Fluid Mechanics*, 32, 519-571.

Fischenich, J. C., 1996. Velocity and resistance in densely vegetated floodways. *Ph.D. thesis, Colorado State University*, 203pp.

Fitzjarrald, D. R., K. E. Moore 1990. "Mechanisms of Nocturnal Exchange Between the Rain Forest and the Atmosphere", *Journal of Geophysical Research*, 95, D10: 16839-16850.

Fitzjarrald, D. R., K. E. Moore 1992. "Turbulent Transports Over Tundra", *Journal of Geophysical Research*, 97, D15: 16717-16729.

Fons, R. G., 1940. Influence of forest cover on wind velocity. *J. For.*, 38, 481-486.

Gao, W., R. H. Shaw, and K. T. Paw U., 1989. Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy. *Boundary-Layer Meteorology* 47: 349-377.

Garratt, J. R. 1980. Surface influence upon vertical profiles in the atmospheric nearsurface layer, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, v.106, n. 450: p. 803-819.

Grant, R.H., 1983. The scaling of flow in vegetative structures. *Bound.-Layer Meteor.*, 27, 171-184.

Högström, U., and H. Bergstrom 1989. "Organized Turbulence Structures in the Near-Neutral Atmospheric Surface Layer", *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53, 17: 2452-2464.

Inoue, E., 1963: On the turbulent structure of air flow within crop canopies. *J. Meteor. Soc. Japan*, 41, 317–326.

- Jackson, P. S., 1981. On the displacement height in the logarithmic velocity profile. *J. Fluid Mech.*, 111, 15-25.
- Kaimal, J. C.; Finnigan, J. J. 1994. Atmospheric boundary layer flows their structure and measurement. *New York: Oxford-University-Press*, 289p.
- Kaimal, J. C.; Wyngaard, J. C. 1990. The Kansas and Minnesota experiments. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 50, n. 1-4, p. 31-47.
- Kaimal, J.C., Wyngaard, J.C., Izumi, Y., Cote, O.R.1972. Spectral characteristics of surface layer turbulence. *Quart. J. R. Meteorol.Soc.* 98, 563–589.
- Katul, G. Hsieh,G.-I. Kuhn G; Ellsworth, D. 1997. Turbulent eddy motion at the forest-atmosphere interface, *Journal of Geophysical Research*, v. 102, n. 12: p.13409-13421.
- Katul,G. Kuhn,G. Schieldge J; Hsieh, C.I. 1997. The ejection-sweep character of scalar fluxes in the unstable surface layer, *Boundary-Layer Meteorology*, v. 83, n.1: p. 1-26.
- Lalic, B., and D. T. Mihailovic, 2002. A new approach in parameterization of momentum transport inside and above forest canopy under neutral conditions. *Integrated Assessment and Decision Support: Proc. First Biennial Meeting of the Int. Environmental Modelling and Software Society*, Vol. 2, Lugano, Switzerland, IEMSS, 139-154.
- Landsberg, J. J., and G.B. James, 1971. Wind profiles in plant canopies: Studies on an analytical model. *J. Appl. Ecol.*, 8, 729-741.
- Legg, B.J., and I.F. Long, 1975. Turbulent diffusion within a wheat canopy: II. Results and interpretation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 101, 611-628.
- Lemon, E., L. H. Allen, and L. Muller, 1970. Carbon dioxide exchange of a tropical rain forest. 2. *BioScience*, 20, 1054-1059.
- Lisboa, P. L. B. and M. d. G. Ferraz, 1999. Estação Científica Ferreira Penna, CNPq/Museu Paraense Emílio Goeldi,151pp.
- Logan, J. D. 1987. "Applied Mathematics", *Wiley, N. York*, 572 p.
- Lyra, G. B. e Pereira, A. R. 2007. Parâmetros de rugosidade aerodinâmica sobre vegetação esparsa em região semi-árida, *Revista Brasileira de Meteorologia*, v.22, n.2, 262-272.
- Macdonald, R. W., 2000. Modelling the mean velocity profile in the urban canopy layer. *Bound.-Layer Meteor.*, 97, 25-45.
- Maheshwari, B. L., 1992. Suitability of different flow equations and hydraulic resistance parameters for flows in surface irrigation: A review. *Water Resour. Res.*, 28, 2059-2066.

- Mahrt, L., D. Vickers, R. Nakamura, M. R. Soler, J. Sun, S. Burns and D. H. Lenschow, 2001. "Shallow Drainage Flows", *Boundary-Layer Meteorology*, 101, 243-260.
- Massman, W. J., and J. C. Weil. 1999. An analytical one-dimensional second-order closure model of turbulence statistics and the Lagrangian time scale within and above plant canopies of arbitrary structure, *Boundary Layer Meteorol.*, 91, 81-107.
- Massman, W. J. 1997. An analytical one-dimensional model of momentum transfer by vegetation of arbitrary structure, *Boundary Layer Meteorol.*, 83, 407-421.
- Massman, W.J. and Lee, X. 2002. Eddy covariance flux corrections and uncertainties in long-term studies of carbon and energy exchanges. *Agricultural and Forest Meteorology*, 113(1-4): 121-144.
- McBean, G. A. 1972. Instruments Requirements for Eddy Correlation Measurements. *Journal of Applied Meteorology*, v.11, p.1078-1084.
- Meyers, T., and K. T. Paw U. 1986. Testing of a higher-order closure model for modeling airflow within and above plant canopies. *Bound-Layer Meteor.*, 37, 297-311.
- Monin, A. S.; Yaglom, A. M. 1977. *Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of turbulence*. Cambridge, Massachusetts: MIT-Press. 769 p.
- Monteith, J.L., Unsworth, M. 1990. *Principles of environmental physics. 2nd edn. Edward Arnold, London*, 291 pp.
- Moore, C. 1986. Frequency response corrections for eddy covariance systems. *Boundary Layer Meteorology*. 37, 17-35.
- Moriconi, L. 2008. Desafios da turbulência, *Ciência Hoje*, v.43, n.253, p.38-44.
- Moriconi, L. 2008. Desafios da Turbulência. In "*Ciência Hoje*", n. 253, vol.43, p. 38-44
- Moura, R.G., 2001. Estudo das radiações solar e terrestre acima e dentro de uma floresta tropical úmida. Curso de Pós-graduação em meteorologia, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE-14015-TDI/1194), Dissertação de Mestrado.
- Nakai T., A. Sumida, K. Daikoku, K. Matsumoto, M. K. van der Molen, Y. Kodama, A. V. Kononov, T. C. Maximov, A. J. Dolman, H. Yabuki, T. Hara and T. Ohta 2008. "Parameterisation of aerodynamic roughness over boreal, cool- and warm-temperate forests", *Agricultural and Forest Meteorology*, *accepted*, 10 pp.
- Nakai T., A. Sumida, K. Matsumoto, K. Daikoku, S. Iida, H. Park, M. Miyahara, Y. Kodama, A. V. Kononov, T. C. Maximov, H. Yabuki, T. Hara and T. Ohta, 2008. "Aerodynamic Scaling for Estimating the Mean Height of Dense Canopies", *Boundary-Layer Meteorology*, 128, 3: 423-443.

Nakamura, R., L. Mahrt, 2001. Similarity theory for local and spatially averaged momentum fluxes. *Agricultural and Forest Meteorology*, 108, 265-279.

Oliver, H. R. 1971. Wind profiles in and above a forest canopy. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 97, 548

Pachêco, V. B. 2001. Algumas Características do Acoplamento entre o Escoamento Acima e Abaixo da Copa da Floresta Amazônica em Rondônia, *INPE, São José dos Campos, Dissertação de Mestrado*.

Paulson, C. A. 1970. "The Mathematical Representation of Wind Speed and Temperature Profiles in the Unstable Atmospheric Surface Layer", *Journal of Applied Meteorology*, 9, 857-861.

Paulson, C. A. 1970. "The Mathematical Representation of Wind Speed and Temperature Profiles in the Unstable Atmospheric Surface Layer", *Journal of Applied Meteorology*, 9, 857-861.

Pereira, A. R. 2002. Introdução a micrometeorologia. Piracicaba: ESALQ, Departamento de Ciências Exatas, p. 74.

Prandtl, L., 1925. Über die ausgebildete turbulenz. *Z. Angew. Math. Mech.*, 5, 136-139.

Py, C., E. Langre, and B. Mouliat, 2005. The mixing layer instability of wind over a flexible crop canopy, *Laboratoire d'Hydrodynamique (LadHyX), CNRS, École Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France Unité d'Ecophysiologie des Plantes Fourragères, INRA, 86600 Lusignan, France*.

Cionco, R. M., 1972. "Intensity of Turbulence within Canopies with Simple and Complex Roughness Elements", *Boundary-Layer Meteorology*, 2, 453-465.

Raupach, M. R. 1979 Anomalies in flux-gradient relationships over forests. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 16, n. 4, p. 467-486.

Raupach, M. R.; Finnigan, J. J.; Brunet, Y. 1996. Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing-layer analogy. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 78, n. 3-4, p. 351-382.

Raupach, M. R.; Thom A. S. 1981. Turbulence in and above plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 13, p. 97-129.

Robinson, S. K. 1991. Coherent motions in the turbulent boundary layer, *Annual Rev. of Fluid Mechanics*, 23, 601-639.

Sá, L.D.A.; Pachêco, V.B.; Von Randow, C.; Manzi, A.O; Prasad, G.S.S.D.; Sambatti, S.B.M. 2000. An Investigation about Wind Velocity and Potential. Temperature

Profiles Above and Below the Amazonian Forest in Rondonia. Submitted to *Agricultural and Forest Meteorology*.

Schimel, D. S., and Coauthors, 2001. Recent patterns and mechanisms of carbon exchange by terrestrial ecosystems. *Nature*, 414, 169-172.

Shaw, R. H., 1977. Secondary wind speed maxima inside plant canopies. *J. Appl. Meteor.*, 16, 514-521.

Shervatov, V. G. 1963. Hyperbolic Functions, *D.C. Heath, Boston*.

Shuttleworth, W. J. 1989. 'Micrometeorology of Temperate and Tropical Forest', *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. B* 324, 299-334.

Shuttleworth, J. W. Gash, J. H. C. Lloyd, C. R. Moore, C. J. Roberts, J. Marques Filho, A. O. Fisch, G. F. Silva Filho, V. P. M. Ribeiro, N. G. L. Molion, C. B. Sá, L. D. A. Nobre, C. A. O. Cabral, M. R. Patel S. R; Moraes, J. C. 1985. Daily variations of temperature and humidity within and above Amazonian Forest, *Weather*, v. 40, n.4 p. 102-108.

Silva Dias M. A. F., Nobre C. A; Marengo, J. A. 2001. The interaction of clouds and rain with the biosphere, *Global Change News Letter*, v. 45, p. 8-11.

Sorbjan, Z., 1989. Structure of the Atmospheric Boundary Layer, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 317 pp.

Stull, R. B. 1988. An Introduction to Boundary Layer Meteorology. *Kluwer Academic*, 670 p.

Tennekes, H. 1973. "The Logarithmic Wind Profile", *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30, 2: 234-238.

Thom, A. S. 1972. Momentum, mass and heat exchange of vegetation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, v.98, n. 415, p.124-134.

Thom, A. S. 1975. Momentum, Mass and Heat Exchange of Plant Communities. In; *Vegetation and the Atmosphere*, vol 1. J.L Monteith, ed. Academic Press.

Thom, A. S., 1971. Momentum absorption by vegetation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 97, 414.

Thomas, C., and T. Foken, 2007. Organised motion in a tall spruce canopy: temporal scales, structure spacing and terrain effects. *Boundary-Layer Meteorol.*, 122:123-147.

Turnipseed, A. A., D. E. Anderson, P. D. Blanken, W. M. Baugh, and R. K. Monson, 2003. Airflows and turbulent flux measurements in mountainous terrain. Part 1: Canopy and local effects. *Agric. For. Meteorol.*, 119, 1-21.

Uchijima, Z., and J. Wright, 1964. An experimental study of air flow in a corn plant-air layer. *Bull. Natl. Inst. Agric. Sci. Ser. A*, 11, 19-66.

Vickers, D., and L. Mahrt, 2003. The Cospectral Gap and Turbulent Flux Calculations. *American Meteor. Society-Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, v.20, p. 660-672.

Viswanadham, Y.; Silva Filho, V. P; Manzi, A. O.; Sá, L. D. A.1989. Effect of acid deposition on forest and canopy/analysis of diabatic wind and temperature profiles over the Amazonian forest. In: *Delleur, J. W. eds. Atmospheric deposition; redbook, nº 179 of the International Association of Hydrological Sciences (IAHS)*. IAHS Press, Oxfordshire Oxio, v. 8BB, p. 281-288.

Vitousek, P. M., J. D. Aber, R. W. Howarth, G. E. Likens, P. A. Matson, D. W. Schindler, W. H. Schlesinger, and D. G. Tilman, 1997. human alteration of the global nitrogen cycle: Sources and consequences. *Ecol. Appl.*, 7, 737-750

Webb E.K., Pearman G.I., Leuning R. 1980. Correction of flux measurements for density effects due to heat and water-vapor transfer. *Quart J Roy Meteorol. Soc.* 106(447):85–100.

Wofsy, S. C. 2001. Where has all the carbon gone? *Science*, 292, 2261-2263.

Yi, C. 2008. Momentum Transfer within Canopies. *J. Applied Meteor. Climatology*, v. 47, DOI: 10.1175/2007JAMC1667.1, p. 262-275.

Yi, C., R. K. Monson, Z. Zhai, D. E. Anderson, B. Lamb, G. Allwine, A. A. Turnipseed, and S. P. Burns, 2005. Modeling and measuring the nocturnal drainage flow in a high-elevation, subalpine forest with complex terrain. *J. Geophys. Res.*, 110, D22303, doi: 10.1029/2005JD006282.

Zeri, L. M. M. 2002. "Estudo comparativo da estrutura da turbulência atmosférica na camada limite superficial acima do Pantanal Matogrossense nos períodos úmido e seco", *INPE, Dissertação de Mestrado em Meteorologia*, p. 120.