

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ

**ANÁLISE DE SIMILARIDADE ENTRE ESCALARES SOBRE
UMA FLORESTA AMAZÔNICA**

CURITIBA

2016

EINARA ZAHN

**ANÁLISE DE SIMILARIDADE ENTRE ESCALARES SOBRE
UMA FLORESTA AMAZÔNICA**

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de mestre em Engenharia Ambiental, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental do Setor de Tecnologia da Universidade Federal do Paraná.

Orientador: Prof. Nelson Luís da Costa
Dias

CURITIBA

2016

Z19a Zahn, Einara
Análise de similaridade entre escalares sobre uma floresta amazônica/
Einara Zahn. – Curitiba, 2016.
90 f. : il. color. ; 30 cm.

Dissertação - Universidade Federal do Paraná, Setor de Tecnologia,
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental, 2016.

Orientador: Nelson Luís da Costa Dias .
Bibliografia: p. 84-90.

1. Similaridade (Física). 2. Camada limite turbulenta. 3. Métodos de
relaxação (Matemática). I. Universidade Federal do Paraná. II. Dias, Nelson
Luís da Costa. III. Título.

CDD: 551.513



MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO
Setor TECNOLOGIA
Programa de Pós Graduação em ENGENHARIA AMBIENTAL
Código CAPES: 40001016075P3

TERMO DE APROVAÇÃO

Os membros da Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em ENGENHARIA AMBIENTAL da Universidade Federal do Paraná foram convocados para realizar a arguição da Dissertação de Mestrado de **EINARA ZAHN**, intitulada: "**Análise de Similaridade entre escalares sobre uma Floresta Amazônica**", após terem inquirido a aluna e realizado a avaliação do trabalho, são de parecer pela sua APROVAÇÃO.

Curitiba, 15 de Março de 2016.

Nelson Luis Dias

Prof NELSON LUÍS DA COSTA DIAS (UFPR)
(Presidente da Banca Examinadora)

p/ Nelson Dias (Defesa à distância)

Prof MARCELO CHAMECKI (UCLA)

Ricardo Carvalho de Almeida

Prof RICARDO CARVALHO DE ALMEIDA (UFPR)

Dedicatória

Em memória de meu pai, que partiu durante a realização desta pesquisa. Tenho certeza que estaria orgulhoso por eu ter concluído mais esta etapa em minha vida.

Agradecimentos

Agradeço primeiramente a Deus por permitir que tudo isso acontecesse ao longo da minha vida.

A todos os amigos e familiares pelo incentivo e apoio constantes.

Gostaria de agradecer ao meu orientador, Prof. Nelson Luís Dias, pelo apoio, incentivo e paciência na realização deste trabalho; agradeço também pelas oportunidades concedidas, como a chance de participar de trabalhos em campo e as viagens a *workshops*.

Aos professores Ricardo Carvalho de Almeida e Marcelo Chamecki por terem aceitado participar da banca e pelas sugestões enriquecedoras. Além disso, um agradecimento especial ao prof. Marcelo Chamecki por permitir que eu participasse do projeto *Green Ocean Amazon*, cuja incrível experiência eu levarei para a vida toda.

Agradeço a Antonio Ocimar Manzi, Leonardo Sá, Marta Sá e Alessandro de Araújo do Instituto Nacional de Pesquisas da Amazônia pela disponibilização dos dados, sem os quais este estudo não teria sido realizado.

Aos colegas e amigos do Laboratório de Estudos em Monitoramento e Modelagem Ambiental, Fernando Armani, Lucas Hoeltgebaum, Tomás Chor, Bianca Crivellaro, prof. Dornelles Vissotto e Diana Cancelli. Agradeço toda a ajuda com os programas computacionais, esclarecimento de dúvidas, parceria nas viagens, e também pelo apoio durante a realização desta pesquisa.

Sumário

Lista de Figuras	viii
Lista de Tabelas	xiii
Lista de Siglas	xiv
Lista de Símbolos	xv
Resumo	xvii
Abstract	xviii
1 Introdução	1
2 Conceitos Fundamentais	5
2.1 Camada Limite Atmosférica.....	5
2.2 Subcamada Rugosa	8
2.3 Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov	9
2.4 Espectros de Energia	14
2.4.1 Faixa de produção	16
2.4.2 Faixa inercial.....	16
2.4.3 Faixa de dissipação	17
2.5 Método das Covariâncias Turbulentas	17
2.6 Método Relaxado de Acumulação de Vórtices.....	21
2.7 Ângulo Solar Zenital	24

3	Revisão Bibliográfica.....	27
3.1	Similaridade na Subcamada Rugosa	27
3.2	Método Relaxado de Acumulação de Vórtices.....	30
4	Processamento dos dados	35
4.1	Sítio experimental e aquisição dos dados	35
4.2	Controle de qualidade	37
4.2.1	Remoção dos picos	38
4.2.2	Análise do desvio-padrão	40
4.2.3	Teste do Arranjo Inverso.....	41
4.2.4	Análise da amplitude das séries temporais.....	43
4.3	Rotação de coordenadas	46
4.4	Extração da tendência linear	48
4.5	Análise Espectral	49
5	Resultados e Discussão.....	52
5.1	Coefficiente de assimetria da velocidade	52
5.2	Desvio-padrão adimensional.....	53
5.2.1	Relação entre TSMO e o ângulo solar zenital	56
5.2.2	Relação entre TSMO e direção da velocidade do vento	60
5.3	Coefficientes de similaridade entre fluxos turbulentos.....	68
5.4	TSMO na faixa inercial do espectro de energia.....	70
5.5	Método Relaxado de Acumulação de Vórtices.....	71
6	Conclusões e Recomendações.....	80
	Referências Bibliográficas	83

Lista de Figuras

figura 2.1	Evolução da camada limite atmosférica. Adaptado de Stull (1988, p. 11)	6
figura 2.2	Subdivisão da Camada Superficial, em que z_* é a altura da Subcamada Rugosa e d é a altura do plano de deslocamento zero. Adaptado de Garratt (1992, p. 2)	7
figura 2.3	Camada Superficial sobre uma floresta. A figura exhibe o perfil logaritmico médio da velocidade do vento em condições de estabilidade neutra.	8
figura 2.4	Séries temporais das flutuações de temperatura (vermelho) e umidade específica (azul). A primeira figura exhibe um caso de similaridade entre os escalares, enquanto a segunda exhibe um caso de dissimilaridade.	10
figura 2.5	Exemplo de aplicação da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov. Os dados foram medidos sobre um campo de soja em Ponta Grossa/PR entre os dias 1 e 8 de Novembro de 2002.	14
figura 2.6	Curva do espectro de energia. Adaptado de Kaimal e Finnigan (1994).	16
figura 2.7	Velocidade vertical do vento medida em alta frequência sobre uma floresta na Amazônia no dia 10 de Abril de 2012 entre 18h30 e 19h00.	18
figura 2.8	Esquema da decomposição de Reynolds mostrando a flutuação de um escalar a' em torno da média \bar{a} .	19

figura 2.9	Desenho esquemático da lacuna espectral. Adaptado de Stull (1988).	.. 20
figura 2.10	Desenho esquemático do ângulo solar zenital. 24
figura 2.11	Variação do ângulo solar zenital ao longo do dia 1° de Abril. 25
figura 2.12	Variação do ângulo solar zenital ao longo do dia 22 de Junho. 26
figura 4.1	Localização da RDS Uatumã no estado do Amazonas. 36
figura 4.2	Torre de medição pertencente ao projeto ATTO. 37
figura 4.3	Diagrama com os níveis de medição na torre e as variáveis analisadas.	. 37
figura 4.4	Série de densidade de vapor d'água contendo um pico. Os limites de detecção do pico aparecem em vermelho. 39
figura 4.5	Série de CO ₂ detectada pelo método de análise do desvio-padrão. 41
figura 4.6	Flutuações da série de CO ₂ detectada pelo método de análise do desvio-padrão. Nos três últimos intervalos da série, $\sigma_{\rho_c} \sim 0.007 \text{ mmol m}^{-3} < \lambda_{\rho_c}$ ($= 0,01 \text{ mmol m}^{-3}$). 42
figura 4.7	Série temporal das flutuações de temperatura detectada pelo Teste do Arranjo Inverso. 43
figura 4.8	série de densidade de vapor d'água não estacionária. A linha contínua é a regressão linear realizada sobre os dados. 44
figura 4.9	Análise das amplitudes sobre as flutuações da série de vapor d'água.	.. 45

figura 4.10 Exemplo de extração da tendência linear de uma série de temperatura (θ). O bloco do exemplo foi medido no dia 11 de Abril entre 17h00 e 17h30.	49
figura 4.11 Espectro de temperatura. A linha contínua representa a regressão linear realizada na faixa inercial. A série deste exemplo foi medida dia 1° de Abril de 2012 entre 10h e 10h30.	50
figura 5.1 Coeficiente de assimetria da velocidade vertical: (a) 39,4 m e (b) 81,6 m.	53
figura 5.2 desvio-padrão adimensional em 39.4 m, sendo em (a) para a velocidade vertical, em (b) para a temperatura, em (c) o dióxido de carbono e em (d) para a umidade.	54
figura 5.3 desvio-padrão adimensional em 81.6 m, sendo em (a) para a velocidade vertical, em (b) para a temperatura, em (c) o dióxido de carbono e em (d) para a umidade.	55
figura 5.4 Classes de ângulo solar zenital. O desvio-padrão adimensional foi separado de acordo com a classe a qual pertence.	56
figura 5.5 desvio-padrão adimensional separado de acordo com ângulo zenital em 39,4 m. A primeira linha exhibe ϕ_w , a segunda ϕ_θ , e a terceira e quarta ϕ_c e ϕ_q , respectivamente. Cada coluna corresponde a uma classe de ângulo zenital.	58
figura 5.6 desvio-padrão adimensional separado de acordo com ângulo zenital em 81,6 m. A primeira linha exhibe ϕ_w , a segunda ϕ_θ , e a terceira e quarta ϕ_c e ϕ_q , respectivamente. Cada coluna corresponde a uma classe de ângulo zenital.	59

figura 5.7 Direções predominantes da velocidade do vento sobre o sítio experimental.	61
figura 5.8 Divisão dos quadrantes de velocidade.	62
figura 5.9 Desvio-padrão adimensional do CO ₂ para o quadrante 1 da velocidade do vento.	64
figura 5.10 Desvio-padrão adimensional do CO ₂ para o quadrante 2 da velocidade do vento.	65
figura 5.11 Desvio-padrão adimensional do CO ₂ para o quadrante 3 da velocidade do vento.	66
figura 5.12 Desvio-padrão adimensional do CO ₂ para o quadrante da velocidade do vento.	67
figura 5.13 Coeficientes de similaridade <i>r_{te}</i> e <i>st_e</i> de acordo com ângulo zenital – $0^\circ < Z \leq 20^\circ$. As figuras (a) e (d) exibem, respectivamente, <i>r_{te}</i> e <i>st_e</i> entre dióxido de carbono e temperatura, (b) e (e) o <i>r_{te}</i> e o <i>st_e</i> entre umidade e temperatura, e (c) e (f) entre dióxido de carbono e umidade.	68
figura 5.14 Coeficientes de similaridade <i>r_{te}</i> e <i>st_e</i> de acordo com ângulo zenital – $20^\circ < Z \leq 60^\circ$. As figuras (a) e (d) exibem, respectivamente, <i>r_{te}</i> e <i>st_e</i> entre dióxido de carbono e temperatura, (b) e (e) o <i>r_{te}</i> e o <i>st_e</i> entre a umidade e a temperatura, e (c) e (f) entre dióxido de carbono e umidade.	69
figura 5.15 Coeficientes de similaridade <i>r_{te}</i> e <i>st_e</i> de acordo com ângulo zenital – $60^\circ < Z \leq 90^\circ$. As figuras (a) e (d) exibem, respectivamente, <i>r_{te}</i> e <i>st_e</i> entre dióxido de carbono e temperatura, (b) e (e) o <i>r_{te}</i> e o <i>st_e</i> entre umidade e temperatura, e (c) e (f) entre dióxido de carbono e umidade.	70

figura 5.16 Função de similaridade espectral para a temperatura: (a) 39,4 m e (b) 81,6 m.	71
figura 5.17 Função de similaridade espectral para o CO ₂	72
figura 5.18 Função de similaridade espectral para o umidade específica.	72
figura 5.19 Coeficientes de relaxamento para a temperatura, figuras (a) e (d), CO ₂ , (b) e (e) e H ₂ O, (c) e (f).	74
figura 5.20 Gráfico dos coeficientes de relaxamento contra a assimetria da velocidade vertical.	76
figura 5.21 Coeficiente de relaxamento separado de acordo com a classe de ângulo zenital $0^\circ < Z \leq 20^\circ$. As figuras (a) e (d) exibem b da temperatura, (b) e (e) para o CO ₂ , e (c) e (f) para H ₂ O.	78
figura 5.22 Coeficiente de relaxamento separado de acordo com a classe de ângulo zenital $20^\circ < Z \leq 60^\circ$. As figuras (a) e (d) exibem b da temperatura, (b) e (e) para o CO ₂ , e (c) e (f) para H ₂ O.	78
figura 5.23 Coeficiente de relaxamento separado de acordo com a classe de ângulo zenital $60^\circ < Z \leq 90^\circ$. As figuras (a) e (d) exibem b da temperatura, (b) e (e) para o CO ₂ , e (c) e (f) para H ₂ O.	79

Lista de Tabelas

Tabela 4.1	Valores limites usados no controle de qualidade. Desvios-padrão inferiores a estes valores foram critério de exclusão do bloco.	40
Tabela 5.1	Coefficientes de relaxamento fora da Subcamada Rugosa.	73
Tabela 5.2	Coefficientes de relaxamento dentro da Subcamada Rugosa encontrados por Gao (1995).	73
Tabela 5.3	Valores do coeficiente b calculados para as alturas de 39,4 e 81,6 m. ...	75
Tabela 5.4	Resultados do Método Relaxado de Acumulação de Vórtices separados por ângulo zenital	77

Lista de Siglas

COVs	Compostos Orgânicos Voláteis
MCT	Método das Covariâncias Turbulentas
<i>H</i>	Fluxo de calor sensível
<i>E</i>	Fluxo de calor latente
TSMO	Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov
CLA	Camada Limite Atmosférica
CLC	Camada Limite Convectiva
ZE	Zona de Entranhamento
CLE	Camada Limite Estável
CR	Camada Residual
CI	Camada de Inversão
CLS	Camada Limite Superficial
SI	Subcamada Inercial
SR	Subcamada Rugosa
<i>ATTO</i>	<i>Amazon Tall Tower Observatory</i>
INPA	Instituto Nacional de Pesquisas da Amazônia
UEA	Universidade Estadual do Amazonas
RDSU	Reserva de Desenvolvimento Sustentável Uatumã

Lista de Símbolos

z_*	Altura da Subcamada Rugosa
d	Altura do plano de deslocamento zero
k	Constante de von Karman
z_0	Comprimento de rugosidade da superfície
u_*	Velocidade de atrito
g	Aceleração da gravidade
Θ	Temperatura potencial
τ	Fluxo de quantidade de movimento
θ_*	Escala característica de temperatura
L	Comprimento de estabilidade de Monin-Obukhov
$\bar{\rho}$	Massa específica média do ar
c_p	Calor específico do ar a pressão constante
ζ	Variável de estabilidade de Monin-Obukhov
z	Altura de medição
ζ	Variável de estabilidade de Monin-Obukhov
ϕ_a	desvio-padrão adimensional da variável a
ϕ_A	Gradiente adimensional da variável a
K_H	Difusividade turbulenta de calor
K_C	Difusividade turbulenta de dióxido de carbono
K_E	Difusividade turbulenta de vapor d'água
l	Comprimento de mistura
\bar{u}	Velocidade média horizontal do vento
κ	Número de onda
$E_{aa}(\kappa)$	Espectro de energia de a

ϵ	Taxa de dissipação de energia cinética
α	Constante de Kolmogorov
N_a	Taxa de dissipação da semi-variância de temperatura
\bar{a}	média de uma variável a
a'	Flutuação turbulenta da variável a
E	Fluxo de vapor d'água
F_c	Fluxo de dióxido de carbono
c_*	Escala característica de dióxido de carbono
q_*	Escala característica de umidade
b	Coefficiente de relaxamento
ϕ_M	Gradiente adimensional de velocidade do vento
ϕ_H	Gradiente adimensional de temperatura
Φ_V	Gradiente adimensional de umidade específica
θ	Temperatura Virtual
u	Componente horizontal da velocidade
v	Componente longitudinal da velocidade
w	Componente vertical da velocidade

Resumo

Uma das ferramentas mais importantes da micrometeorologia é a Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO), cujas funções adimensionais descrevem a relação entre a concentração média dos escalares e os fluxos turbulentos na Camada Superficial da atmosfera. No entanto, a TSMO sofre muitas limitações dentro da Subcamada Rugosa, uma vez que suas funções universais não se aplicam nesta região, dificultando a tarefa de estimar fluxos turbulentos sobre florestas. Neste sentido, o presente estudo teve por objetivo realizar uma análise experimental em escalares (temperatura, dióxido de carbono e vapor d'água) medidos nos níveis de 39,4 e 81,6 m sobre uma floresta Amazônica (altura média de 40 m). Inicialmente o coeficiente de assimetria da velocidade vertical indicou que a Subcamada Rugosa exerce influência no escoamento sobre os dois níveis; na sequência, o desvio-padrão adimensional exibiu maior dispersão para os escalares do que para a velocidade vertical, que se adequou melhor à teoria. Menor grau de dispersão foi verificado para as funções de Monin-Obukhov classificadas de acordo com o ângulo solar zenital (Z), no qual verificou-se boa concordância com a TSMO em ângulos entre 0 e 20°. Conjectura-se que isso esteja relacionado à incidência solar e a “ativação/desativação” conjunta das fontes e sumidouros. Por fim, o Método Relaxado de Acumulação de Vórtices foi empregado, e os coeficientes de relaxamento para os três escalares mantiveram-se dentro da faixa indicada na literatura (0,51 – 0,62); além disso, mostraram-se maiores em 81,6 m do que em 39,4 m. Quando separados por ângulo zenital, novamente os resultados foram melhores na faixa $0^\circ < |Z| < 20^\circ$. De forma geral, a validade do desvio-padrão adimensional em ângulos zenitais pequenos foi o resultado mais proeminente desta análise, pois indica a possibilidade de calcular fluxos turbulentos via funções de Monin-Obukhov sobre florestas pelo menos nestes momentos do dia.

Palavras-chave: Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov, Subcamada Rugosa, Método Relaxado de Acumulação de Vórtices.

Abstract

One of the most important tools in micrometeorology is the Monin-Obukhov Similarity Theory (MOST), whose dimensionless functions describe the relationship between scalars' mean concentration and flux in the atmospheric surface layer. However, these functions are not valid in the canopy roughness sublayer region, making it difficult to estimate scalar fluxes above forests from concentration measurements. In this regard, the main goal of this study is to perform a similarity analysis of scalars (temperature, carbon dioxide and water vapor) measured at 39.4 and 81.6 m above the Amazon forest, in a region with mean canopy height of 40 m. The results of the vertical velocity skewness suggested that both heights are within the roughness sublayer. The nondimensional standard deviation showed more scattering for scalars than for vertical velocity, which follows the theory. Less scatter was found for the Monin-Obukhov functions classified by solar zenith angle (Z), where good accordance between MOST and Z was verified for angles between 0 and 20°. We conjecture that this is related to the low solar incidence and the combined “activation/deactivation” of sources and sinks. Finally, for the Relaxed Eddy Accumulation, the relaxation coefficients were found to be within the range indicated in the literature (0.51 – 0.62), and to be larger for 81.6 m than for 39.4 m. When classified by zenith angle, better results were found in the range $0^\circ < |Z| < 20^\circ$. In general, the nondimensional standard deviation validity for low zenith angles was the most prominent result in this research, because it allows us to calculate turbulent fluxes above forests using the universal functions at least in these moments of the day.

Keywords: Monin-Obukhov Similarity Theory, Roughness Sublayer, Relaxed Eddy Accumulation.

1 Introdução

Uma das grandes motivações em estudar escoamentos turbulentos sobre florestas é compreender os fenômenos que governam as trocas de quantidade de movimento, calor e massa entre a atmosfera e o dossel vegetal biologicamente ativo (RAUPACH; THOM, 1981). Desta forma, um dos processos de grande interesse relacionados à dinâmica da turbulência sobre dosséis vegetais são os fluxos turbulentos de substâncias absorvidas e/ou liberadas pela floresta, uma vez que isso pode trazer influências para todo o globo dependendo das dimensões da vegetação. Neste sentido, a Floresta Amazônica é um bioma em destaque; ela é responsável pela troca de grandes quantidades de dióxido de carbono (CO_2) e vapor d'água (H_2O) com a atmosfera, exercendo um papel global importante no ciclo do carbono e no ciclo da água. Este último também é indiretamente afetado pela emissão de substâncias conhecidas como Compostos Orgânicos Voláteis (COVs), liberados pelo processo fisiológico das plantas, sendo os terpenos e os monoterpenos as espécies mais abundantes. Após emitidos, os COVs são capazes de formar aerossóis e posteriormente núcleos de condensação, que por sua vez atuam significativamente na formação de nuvens. Este fenômeno exerce influência no regime de chuvas da região amazônica, onde se estima que pelo menos 20 a 30% de toda a chuva seja resultante deste processo (TAVARES, 2012). Entretanto, apesar da importância de se conhecer a magnitude da emissão destas substâncias, há ainda muitas dificuldades na obtenção de estimativas confiáveis, o que evidencia a relevância do desenvolvimento e aprimoramento de métodos capazes de estimar fluxos turbulentos em florestas.

A micrometeorologia fornece muitas ferramentas para o cálculo de fluxos, e entre os principais métodos estão o Método das Covariâncias Turbulentas (MCT), o método Fluxo-Gradiente e o método de balanço de energia – Razão de Bowen (BAKER; NORMAN; BLAND, 1992; MOLDER *et al.*, 1999). O método da razão de Bowen é um método indireto que determina os fluxos de calor sensível (H) e latente (E) a partir do balanço de energia (radiação líquida menos o fluxo de calor do solo) e as razões dos gradientes de temperatura e umidade em dois níveis (BAKER; NORMAN; BLAND, 1992). Diferente

deste último, o MCT é um método direto que estima a taxa de troca de várias substâncias entre a atmosfera e o dossel vegetal através da medida da covariância — como o próprio nome sugere — entre as flutuações turbulentas da velocidade vertical, w , e da concentração do escalar de interesse (BALDOCCHI, 2003). Este é um método simples que necessita apenas de sensores capazes de realizar medições em alta frequência (da ordem de 10 Hz ou mais) das variáveis, permitindo a obtenção de séries de dados que serão posteriormente processadas para o cálculo da covariância e conseqüentemente do fluxo do escalar em questão. Entretanto, apesar da praticidade do método, existem muitas substâncias cuja medição em alta frequência não é possível devido à inexistência ou ao alto custo dos sensores. Neste ponto entra em cena a teoria de similaridade entre escalares, que permite calcular fluxos de escalares a partir de métodos empíricos, em que o fluxo de uma substância pode ser inferido a partir de constantes obtidas por meio da análise de um escalar de fácil medição.

Similaridade entre escalares é definida como a semelhança nas séries temporais dos escalares, e requer que eles sejam transportadas com a mesma eficácia pelos vórtices de diferentes tamanhos e formatos (DIAS; BRUTSAERT, 1996; RUPPERT; THOMAS; FOKEN, 2006). Sua descrição teórica é dada pela Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO), com validade em uma região do escoamento próxima à superfície, denominada Camada Superficial. Esta teoria propõe que escoamentos turbulentos estacionários sobre uma superfície homogênea podem ser descritos a partir de funções adimensionalizadas por parâmetros do próprio escoamento, sendo tais funções universais dependentes apenas da estabilidade térmica da atmosfera (WILLIAMS; SCANLON; ALBERTSON, 2007).

Baseada nas funções da TSMO, o método Fluxo-Gradiente é um dos mais utilizados no cálculo de fluxos turbulentos, e propõe que o fluxo é proporcional ao gradiente do escalar e à difusividade turbulenta, definida por analogia com a difusividade molecular. De acordo com Iwata, Harazono e Ueyama (2010), a relação Fluxo-Gradiente é fundamental para a modelagem dos fluxos na superfície, sendo de grande importância para o cálculo de fluxos de gases de difícil medição em alta frequência. Isto porque de acordo com a TSMO, na camada superficial espera-se que as difusividades turbulentas para quaisquer escalares não-reativos sejam iguais (RAUPACH; THOM, 1981; CELLIER, 1986; DIAS; BRUTSAERT, 1996; CANCELLI, 2013; HUO *et al.*, 2015), uma vez que eles estão sendo transportados de forma semelhante pelo escoamento. Note que os escalares reativos, como o ozônio, podem reagir quimicamente enquanto são transportados; nestes casos não é garantido que as difusividades turbulentas sejam iguais, e erros podem ser adicionados ao fluxos quando inferidos por meio dos gradientes médios (BALDOCCHI

et al., 1995). De forma geral, tratando-se de escalares não reativos, quando verificada a validade da teoria de similaridade tem-se que a difusividade de gases facilmente medidos será igual à de qualquer outro escalar, e dessa forma o fluxo desse escalar poderá ser estimado sem que haja a necessidade de medi-lo em alta frequência.

O mesmo princípio é válido para o Método Relaxado de Acumulação de Vórtices, originado com base no MCT e nas estatísticas do escoamento por Businger e Oncley (1989). Neste método o principal parâmetro é o coeficiente de relaxamento, b , igual para qualquer escalar sob a hipótese de similaridade. Sua grande vantagem sobre o método anterior é que necessita da concentração do escalar em apenas um nível (TSAI *et al.*, 2012), enquanto o método Fluxo-Gradiente requer pelo menos dois níveis de medição. Estudos sugerem $b \sim 0,56 - 0,6$ (BUSINGER; ONCLEY, 1989; BAKER; NORMAN; BLAND, 1992; KATUL *et al.*, 1996); no entanto, o valor do coeficiente a ser empregado ainda é alvo de extensa investigação, uma vez que não está claro em que circunstâncias um valor de b constante pode ser adotado.

Uma desvantagem das funções de Monin-Obukhov é que elas são válidas e bem conhecidas apenas na Camada Superficial da atmosfera quando há escoamento em equilíbrio local; entretanto, tal condição não é verificada quando há a influência de elementos de rugosidade na superfície, como as árvores, pois neste caso desenvolve-se a Subcamada Rugosa (KAIMAL; FINNIGAN, 1994). Nesta região os escalares não obedecem às funções universais de Monin-Obukhov, o que impossibilita o cálculo de fluxos turbulentos por meio do método Fluxo-Gradiente sobre florestas; além disso, neste tipo de superfície a Subcamada Rugosa pode alcançar até três vezes a altura média do dossel vegetal, e realizar medições acima deste nível para fugir destes efeitos torna-se impraticável (OKE, 1987; CELLIER; BRUNET, 1992).

Muitos estudos já mostraram que na Subcamada Rugosa o método Fluxo-Gradiente estima uma difusividade turbulenta menor do que o valor real, o que acaba subestimando os fluxos (DENMEAD; BRADLEY, 1985; HILL, 1989; CELLIER; BRUNET, 1992; MOLDER *et al.*, 1999). De acordo com Wilson *et al.* (1982), esse método requer que a escala de comprimento da transferência turbulenta seja menor do que a escala associada com a curvatura do gradiente de concentração do escalar; em outras palavras, os vórtices que afetam a mistura devem ser muito menores do que a escala sobre a qual o gradiente médio muda. No entanto, as trocas turbulentas que ocorrem na Subcamada Rugosa adquirem escalas de comprimento da ordem da altura do dossel.

Todos estes fatores implicam que a TSMO só pode ser empregada quando os perfis forem medidos muito acima do topo do dossel, o que é inviável em florestas muito altas. Dessa forma torna-se clara a importância de compreender os fenômenos existentes na Subcamada Rugosa da atmosfera, principalmente no que diz respeito à Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov e ao cálculo de fluxos turbulentos. Visto isso, o presente estudo visa conduzir uma análise experimental em escalares medidos na floresta Amazônica. De forma geral, o objetivo é estudar o comportamento dos escalares na Subcamada Rugosa sobre uma floresta Amazônica. Os objetivos específicos desta pesquisa são:

- verificar em que grau a rugosidade da superfície afeta o escoamento, sendo que isso será feito com o emprego das estatísticas do escoamento e das funções de Monin-Obukhov;
- investigar possíveis influências da incidência solar, a partir do ângulo solar zenital, e da direção da velocidade do vento na validade da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov;
- empregar o Método Relaxado de Acumulação de Vórtices com o intuito de analisar a influência da Subcamada Rugosa no coeficiente de relaxamento, indicando a aplicabilidade deste método para o cálculo de fluxos turbulentos sobre florestas.

Os dados empregados na análise pertencem ao projeto *Amazon Tall Tower Observatory (ATTO)*, e foram cedidos pelo Instituto Nacional de Pesquisas da Amazônia (INPA). Os escalares temperatura, densidade de dióxido de carbono e vapor d'água, e as três componentes da velocidade do vento, todos medidos no topo (~ 40 m) e acima (~ 82 m) do dossel, foram analisados, tendo sido empregadas funções de Monin-Obukhov por meio de estatísticas e análise espectral.

A seguir, no capítulo 2 são introduzidos os principais conceitos abordados nesta pesquisa. O capítulo 3 apresenta a revisão de alguns trabalhos sobre similaridade e cálculo de fluxos na Subcamada Rugosa; detalhes sobre o Sítio Experimental e o processamento dos dados são discutidos no capítulo 4. Por fim, os resultados e as considerações finais desta análise são apresentados nos capítulos 5 e 6, respectivamente.

2 Conceitos Fundamentais

Neste capítulo são apresentados os principais conceitos abordados no decorrer do texto. Inicialmente será introduzido o conceito de Camada Limite Atmosférica e suas subcamadas, com ênfase na Subcamada Rugosa sobre dosséis vegetais. Na sequência a Teoria de Similaridade e suas funções adimensionais serão detalhadas, seguida dos conceitos de análise espectral. Fechando o capítulo, o Método das Covariâncias Turbulentas, o Método Relaxado de Acumulação de Vórtices e o conceito de ângulo solar zenital serão apresentados.

2.1 Camada Limite Atmosférica

Os gradientes de temperatura existentes na atmosfera terrestre permitem que ela seja subdividida em diferentes camadas. Partindo da superfície e subindo até alcançar o espaço exterior, na sequência passa-se pela troposfera, estratosfera, mesosfera, termosfera e exosfera. A troposfera se estende a até aproximadamente 11 km da superfície do solo, e em sua porção mais baixa, entre 1 e 2 km, desenvolve-se a Camada Limite Atmosférica (CLA). Stull (1988) define a CLA como a região da atmosfera diretamente influenciada pela presença da superfície da terra, mais especificamente pelas trocas de quantidade de movimento e escalares como calor e vapor d'água, sendo que sua resposta a estes forçantes gera movimentos turbulentos na escala de tempo de uma hora ou menos. Acima dela encontra-se a atmosfera livre, região pouco turbulenta (STULL, 2000).

A figura 2.1 exhibe a evolução da estrutura da CLA em um dia de tempo bom durante o verão. A altura da Camada Limite Atmosférica muda drasticamente durante seu ciclo diurno. No início da manhã, a radiação solar incide sobre a superfície e, indiretamente, aquece o ar em contato com ela, tornando-o menos denso e iniciando dessa forma o movimento convectivo. Surge assim uma camada instável denominada Camada de Mistura, conhecida também como Camada Limite Convectiva (CLC). A mistura do ar entre a CLC e a atmosfera livre ocorre em uma camada denominada Zona de Entra-

nhamento (ZE). Nesta região formam-se núvens devido ao transporte vertical de vapor d'água e posterior resfriamento no topo da CLA.

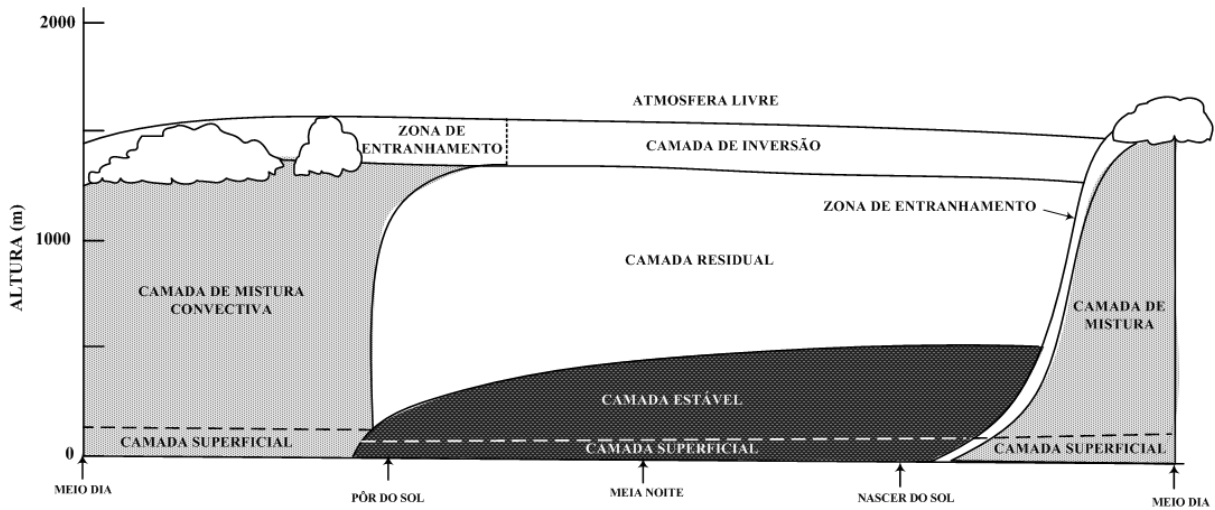


Figura 2.1: Evolução da camada limite atmosférica. Adaptado de Stull (1988, p. 11) .

Próximo ao por do sol, a radiação solar cessa, diminuindo o movimento convectivo. Com o início do esfriamento da superfície, uma Camada Limite Estável (CLE) se forma, sendo tipicamente entre 5 a 10 vezes menor que a CLC. Por ter se formado de baixo para cima, a CLE nem sempre acaba com a turbulência gerada no dia anterior, criando uma camada denominada Camada Residual (CR). A CR é uma camada pouco turbulenta, e mantém as características iniciais da camada convectiva precedente em termos de concentração de escalares (FOCHESATTO *et al.*, 2001). Acima dela forma-se uma camada fortemente estável, a Camada de Inversão (CI). Um novo ciclo se inicia após o nascer do sol, momento em que a radiação solar desencadeia novamente a convecção misturando o ar da camada estável e da camada residual, dando início a evolução da CLC.

De forma geral, a CLA pode ser dividida em uma camada externa e uma camada interna. De acordo com Raupach e Legg (1984), a camada interna, também conhecida como Camada Limite Superficial (CLS), corresponde a aproximadamente 10% da CLA. Na figura 2.1 pode ser verificada a localização da camada superficial dentro da camada limite, existindo independentemente do fato de ser parte da Camada Convectiva ou Estável. Como consequência disso, normalmente a CLS possui estabilidade instável durante o dia e estável nos períodos noturnos.

Na CLS o efeito de Coriolis é desprezível, sendo que esta região se estende a até aproximadamente 200 metros do solo, podendo esta altura ser muito menor. Segundo Stull (1988), nesta camada os fluxos turbulentos variam menos de 10% de sua magnitude,

sendo relativamente uniformes, fazendo com que ela seja conhecida como uma camada de fluxo constante.

A CLS pode ainda ser dividida em Subcamada Inercial (SI) e Subcamada Rugosa (SR) (RAUPACH; LEGG, 1984; GARRATT, 1992; CELLIER; BRUNET, 1992; SAKAI; FITZJARRALD; MOORE, 2001), conforme mostra a figura 2.2, onde z_* é a altura da Subcamada Rugosa e d é a altura do plano de deslocamento zero. A Subcamada Inercial é a porção da CLS cujas características são mais conhecidas, onde os perfis obedecem leis logarítmicas — sob condições de estabilidade neutra — e o escoamento pode ser descrito unidimensionalmente a partir das teorias de similaridade (RAUPACH; THOM, 1981). Diferente desta, a Subcamada Rugosa se desenvolve devido aos elementos rugosos da superfície, sendo mais pronunciada quanto maiores os obstáculos encontrados pelo escoamento. Em superfícies descampadas, por exemplo, essa camada é estreita e geralmente ignorada nas análises. Já as superfícies cobertas por vegetação possuem uma Subcamada Rugosa proporcional à altura do dossel, assim como as áreas contruídas, que dependem também da distribuição espacial das edificações além de sua altura (ARYA, 1998).

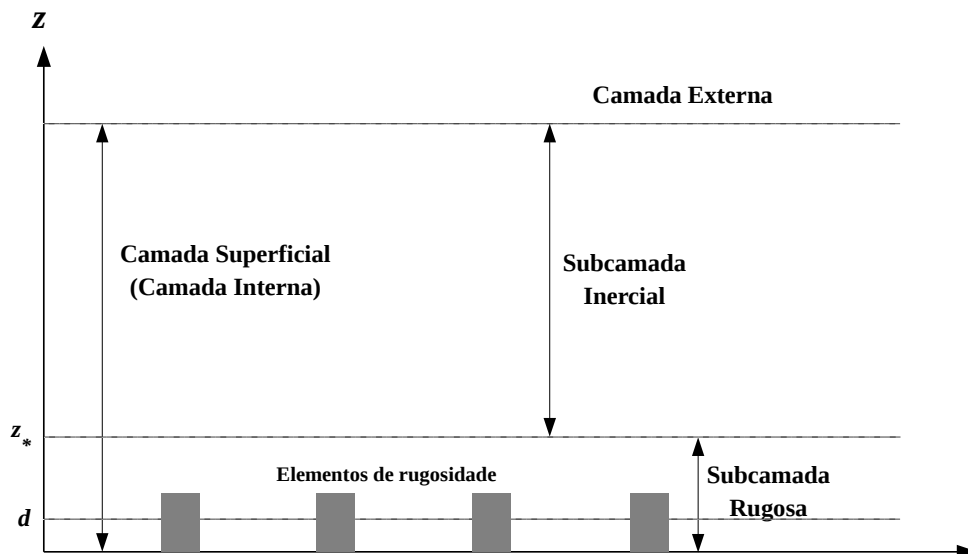


Figura 2.2: Subdivisão da Camada Superficial, em que z_* é a altura da Subcamada Rugosa e d é a altura do plano de deslocamento zero. Adaptado de Garratt (1992, p. 2)

Vale destacar que a subdivisão da camada superficial pode variar de acordo com o autor, no qual diferentes classificações podem ser consideradas de acordo com outras características da turbulência. A divisão aqui apresentada será adotada no presente texto.

2.2 Subcamada Rugosa

Uma vez que a altura da Subcamada Rugosa é proporcional à altura dos elementos de rugosidade, tem-se que sobre altas florestas ela pode ocupar uma porção considerável da Camada Superficial. Na figura 2.3 é exibida novamente a subdivisão da Camada Superficial, mas desta vez sobre uma floresta. Nela pode ser visto o perfil de velocidade do vento — válido apenas em condições de estabilidade neutra — onde \bar{u} é a velocidade média horizontal, k é a constante de von Karman e vale aproximadamente 0,41, z_0 é o comprimento de rugosidade da superfície, u_* é a velocidade de atrito e d , já introduzido anteriormente, é o plano de deslocamento zero. De acordo com esta equação, a velocidade é zero em $z = d + z_0$. A linha pontilhada representa a extrapolação feita para a validade do perfil logarítmico dentro da Subcamada Rugosa (note que nesta região o perfil de velocidade é levemente diferente do perfil logarítmico, sendo que os dois coincidem apenas na Subcamada Inercial) (KAIMAL; FINNIGAN, 1994; LALIC *et al.*, 2003).

Segundo Raupach e Thom (1981), a altura do plano de deslocamento zero é geralmente entendida como o nível no qual a superfície deveria ser elevada a fim de garantir a validade do perfil de velocidade logarítmico, mas também pode ser entendida fisicamente como o nível médio de absorção de quantidade de movimento. Geralmente situa-se entre 70% e 80% da altura média das árvores; no entanto, a posição precisa da altura de deslocamento depende da forma como a força é distribuída através da folhagem, que por sua vez depende da estrutura do vento dentro do dossel vegetal e da própria estrutura do dossel (KAIMAL; FINNIGAN, 1994).

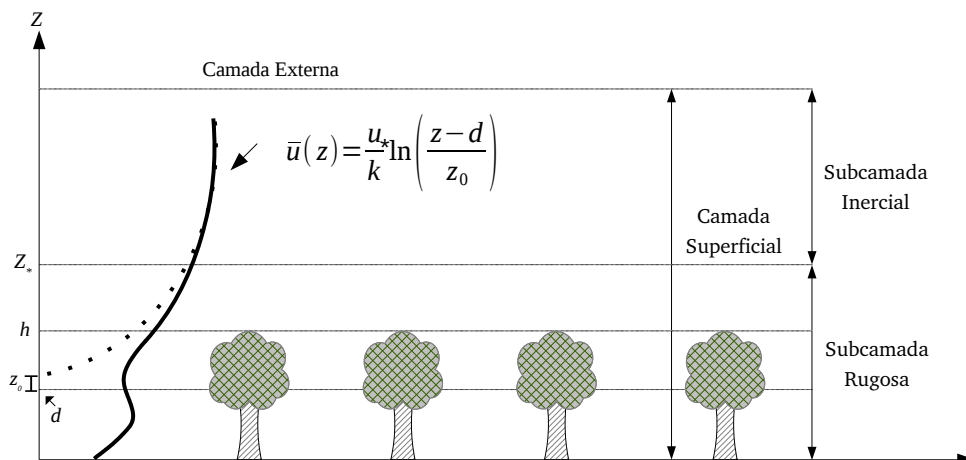


Figura 2.3: Camada Superficial sobre uma floresta. A figura exhibe o perfil logarítmico médio da velocidade do vento em condições de estabilidade neutra.

O dossel vegetal consiste de inúmeros elementos como folhas, galhos e troncos agregados em estruturas complexas. Dessa forma, caracterizar escoamentos nessa região, seja dentro do dossel ou acima dele, é particularmente difícil devido à alta intensidade turbulenta, que excede a intensidade encontrada no restante da CS como resultado da produção de energia cinética turbulenta no topo das plantas. Raupach e Thom (1981) argumentam que quando todos estes componentes interagem com o escoamento entre e acima deles, importantes processos aerodinâmicos ocorrem: quantidade de movimento é absorvida do escoamento pela fricção e arrasto ao longo de todo o dossel vegetal; calor e várias outras propriedades como vapor d'água e dióxido de carbono são trocados entre o escoamento e as plantas; quantidade de movimento e outros escalares são transportados verticalmente por difusão turbulenta; a turbulência gerada pelos elementos do dossel converte a energia cinética média do escoamento em energia cinética turbulenta nas escalas características destes elementos. Além disso, a distribuição quase aleatória dos espaços de ar entre as plantas introduz complexidade espacial e temporal nesta região. Dessa forma, levando-se em conta a complexidade existente na Subcamada Rugosa e o pouco entendimento acerca dela, não surpreende o fato dos conceitos teóricos conhecidos da Camada Inercial não se aplicarem aqui (KAIMAL; FINNIGAN, 1994).

2.3 Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov

A Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov foi proposta em 1954 por Monin e Obukhov tempos após o segundo autor ter encontrado uma escala de comprimento universal relacionada aos processos de troca na camada superficial em 1946. Esta teoria foi o ponto inicial para a micrometeorologia moderna, incluindo o desenvolvimento de novos instrumentos de medição e a execução de vários experimentos importantes (FOKEN, 2006). De acordo com Hill (1989), a TSMO estabeleceu um alicerce para o estudo de toda a Camada Limite, e suas funções empíricas são usadas em muitas aplicações práticas.

Um conceito importante abordado na TSMO é a similaridade entre escalares. Quando verificada sua perfeita validade sobre um conjunto de dados, tem-se que os escalares são bem correlacionados ou anti-correlacionados, e neste caso eles são ditos similares. Quando a teoria falha em descrever o comportamento dos escalares, estes tendem a ser decorrelacionados, e neste caso são chamados dissimilares. A figura 2.4 exhibe os dois casos para as flutuações de temperatura e umidade, onde a primeira figura mostra similaridade entre eles e o segundo mostra dissimilaridade. Vale lembrar que a existência de correlação entre os escalares nem sempre garante a validade da teoria.

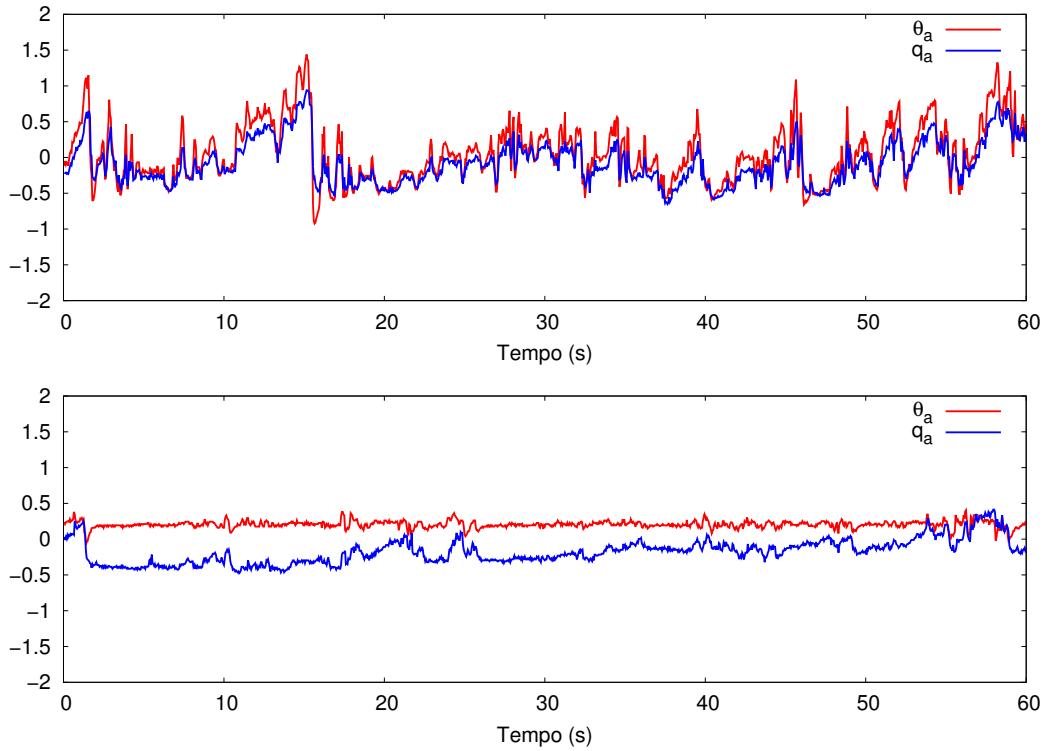


Figura 2.4: Séries temporais das flutuações de temperatura (vermelho) e umidade específica (azul). A primeira figura exibe um caso de similaridade entre os escalares, enquanto a segunda exibe um caso de dissimilaridade.

Neste sentido, uma hipótese fundamental da TSMO é que as flutuações de dois escalares quaisquer possuam comportamento similar na Camada Limite Superficial, decorrendo disso que todas as funções de similaridade de Monin-Obukhov para os dois escalares serão iguais. Dessa forma, tais funções, formuladas com base na análise dimensional e no Teorema Pi de Buckingham (FOKEN, 2006), serão universais diante da validade da teoria. No entanto, para que a TSMO seja válida é necessário que as seguintes condições sejam satisfeitas: o escoamento deve ser estacionário e unidirecional,

$$\frac{\partial \overline{(\cdot)}}{\partial t} = 0, \quad (2.1)$$

$$\overline{\mathbf{u}} = (\overline{u}, 0, 0), \quad \overline{v} = \overline{w} = 0, \quad (2.2)$$

em que $\overline{(\cdot)}$ representa a média de uma variável qualquer; o escoamento deve ser homogêneo em x e y , implicando que a advecção local de qualquer grandeza na direção x é nula, resultando que os fluxos verticais de qualquer variável são constantes ao longo dessa

direção,

$$\frac{\partial(\overline{\cdot})}{\partial x} = \frac{\partial(\overline{\cdot})}{\partial y} = 0, \quad (2.3)$$

$$\overline{u} \frac{\partial(\overline{\cdot})}{\partial x} = 0. \quad (2.4)$$

Feitas essas considerações, os perfis e fluxos na camada superficial estão relacionados pela TSMO, e fazem uso da hipótese de que em um sistema físico as variáveis podem ser arranjadas em equações relacionando quantidades adimensionais umas com as outras de forma a descrever adequadamente o sistema (SCHWEEN *et al.*, 1997).

A TSMO supõe que as variáveis que controlam a dinâmica da turbulência na camada superficial são determinadas por alguns parâmetros-chave: a altura acima da superfície z , o parâmetro de empuxo de Boussinesq g/Θ , onde g é a aceleração da gravidade e Θ a temperatura potencial, o fluxo de quantidade de movimento τ e o fluxo de calor H (KADER; YAGLOM, 1990; WYNGAARD, 1992; MORAES *et al.*, 2008). Combinados, estes parâmetros formam as escalas características da turbulência

$$u_*^2 = \tau / \bar{\rho}, \quad (2.5)$$

$$\theta_* = \frac{-H}{\bar{\rho} c_p u_*}, \quad (2.6)$$

$$L = -\frac{u_*^2 \bar{\theta}}{k g \theta_*}, \quad (2.7)$$

em que θ_* é a escala característica de temperatura, L é o comprimento de estabilidade de Monin-Obukhov, $\bar{\rho}$ é a massa específica média do ar, c_p é o calor específico do ar à pressão constante, k é a constante de von Karman, e $\bar{\theta}$ é a temperatura média. A teoria propõe que as características do escoamento podem ser descritas por funções adimensionalizadas por estas escalas, que serão funções apenas da variável de estabilidade de Monin-Obukhov, ζ , definida por (WYNGAARD; COTÉ; IZUMI, 1971; KADER; YAGLOM, 1990)

$$\zeta = \frac{z - d}{L}, \quad (2.8)$$

em que z é a altura de medição. A coordenada vertical deve ser a distância do nível onde os fluxos se originam; normalmente, quando as variáveis são medidas próximas ao solo, usa-se apenas essa distância do solo ao sensor. No entanto, quando as medições são realizadas acima de uma superfície com alta vegetação, o termo $z - d$ é introduzido de forma a compensar o deslocamento vertical do nível de troca de quantidade de movimento e energia (SCHWEEN *et al.*, 1997). A variável ζ expressa a eficiência do empuxo e do atrito na produção de turbulência (HILL, 1989), e indica o tipo de estabilidade térmica

da atmosfera: $\zeta > 0$ implica em atmosfera estável, $\zeta < 0$ significa instabilidade e $\zeta = 0$ indica estabilidade neutra.

De forma resumida, a TSMO prevê que, devidamente normalizadas, as estatísticas da turbulência são uma função de $\zeta = (z - d)/L$ (DIAS; BRUTSAERT; WESELY, 1995). Algumas destas funções são definidas a seguir, em que a e b são duas variáveis quaisquer (DIAS; BRUTSAERT, 1996),

$$\phi_a(\zeta) = \frac{\sigma_a}{a_*}, \quad (2.9)$$

$$a_* = \frac{\overline{w'a'}}{u_*} \quad (2.10)$$

$$\phi_A(\zeta) = \pm \frac{kz}{a_*} \frac{\partial \bar{a}}{\partial z}, \quad (2.11)$$

$$\phi_{ab}(\zeta) = - \frac{\overline{a'b'}}{a_* b_*}, \quad (2.12)$$

em que σ_a é o desvio-padrão da variável a e a_* a escala característica desta variável, formando a função ϕ_a , conhecida método Fluxo Variância ou desvio-padrão adimensional. a' é a flutuação em torno da média \bar{a} e w' é a flutuação em torno da média \bar{w} . Em (2.11), ϕ_A é o gradiente adimensional de a , em que o sinal positivo vale para a velocidade e o sinal negativo vale para escalares.

A função (2.11) é de grande importância em análises experimentais para o cálculo de fluxos turbulentos por meio do método Fluxo-Gradiente. A partir dela o fluxo de uma variável a pode ser calculado conforme se segue

$$F_A = - \frac{u_* k (z - d)}{\phi_A(\zeta)} \frac{\partial \bar{a}}{\partial z} = -K_A \frac{\partial \bar{a}}{\partial z}, \quad (2.13)$$

em que o parâmetro K_A é denominado difusividade turbulenta.

As formas empíricas dos gradientes adimensionais de um escalar, ϕ_A , e da velocidade, ϕ_M , válidas em condições instáveis, são da seguinte forma (DYER, 1974)

$$\phi_A = (1 - a_1 \zeta)^{-1/2}, \quad (2.14)$$

$$\phi_M = (1 - a_2 \zeta)^{-1/4}. \quad (2.15)$$

As constantes a_1 e a_2 podem variar de acordo com o autor. Molder *et al.* (1999) adotam $a_1 = 12$ e $a_2 = 19,3$.

Diante da similaridade entre escalares, a teoria prevê que eles possuem a mesma difusividade turbulenta; dessa forma, as difusividades de calor K_H , dióxido de carbono

K_C e vapor d'água K_E , por exemplo, serão iguais (IWATA; HARAZONO; UEYAMA, 2010). Outro termo relevante que aparece é $k(z - d)$, conhecido como comprimento de mistura l , imaginado como a distância que um vórtice percorre antes de se misturar com o ambiente (SIMPSON *et al.*, 1998).

Outra quantidade comumente empregada para avaliar a similaridade entre escalares é o coeficiente de correlação entre dois escalares a e b (DIAS; BRUTSAERT, 1996),

$$r_{ab} = \frac{\overline{a'b'}}{\sqrt{\overline{a'a'}\overline{b'b'}}} = \frac{\phi_{ab}}{\sqrt{\phi_{aa}\phi_{bb}}}, \quad (2.16)$$

onde ϕ_{ab} é a função de covariância entre os escalares a e b . Perfeita similaridade implica $|r_{ab}| = 1$. A partir deste coeficiente, define-se também o coeficiente de transferência relativa de escalares, rte ,

$$rte_{ab} = \frac{r_{wa}}{r_{wb}}, \quad (2.17)$$

em que w é a velocidade vertical do vento. Perfeita similaridade implica em $rte_{ab} = 1$; no entanto, este coeficiente não apresenta um valor limite máximo. Para contornar este problema, Cancelli, Dias e Chamecki (2012) propuseram um coeficiente simétrico de eficiência de transferência, ste ,

$$ste_{ab} = 1 - \frac{||r_{wa}| - |r_{wb}||}{|r_{wa}| + |r_{wb}|}. \quad (2.18)$$

O valor máximo do ste é 1, que quando alcançado indica perfeita similaridade. De acordo com Cancelli (2013), o coeficiente de correlação é um indicador de similaridade entre escalares, enquanto que para verificar a similaridade entre os fluxos dos escalares, os coeficientes de eficiência de transferência relativa e o coeficiente simétrico de eficiência de transferência são mais indicados.

A seguir, a figura 2.5 exibe um exemplo em que é verificada a validade da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov, no qual a função (2.9) é empregada para a componente vertical da velocidade. Os dados usados na figura foram medidos durante um experimento sobre um campo de soja no município de Ponta Grossa, Paraná (CHAMECKI; DIAS, 2004), durante os dias 1 a 8 de Novembro de 2002. Outras análises de similaridade com este conjunto de dados podem ser verificadas em Bernardes e Dias (2009). Na figura, a função é comparada com a curva empírica para a velocidade, dada na forma:

$$f(\zeta) = C_1(C_2 - C_3\zeta)^{1/3}.$$

Aqui foram adotados os coeficientes $C_1 = 1,25$, $C_2 = 1$ e $C_3 = 3$ (KATUL *et al.*, 1995). Pode-se notar que os pontos seguem a função de similaridade, e há pouca dispersão ao redor da mesma, configurando um caso em que as flutuações de velocidade obedecem à TSMO.

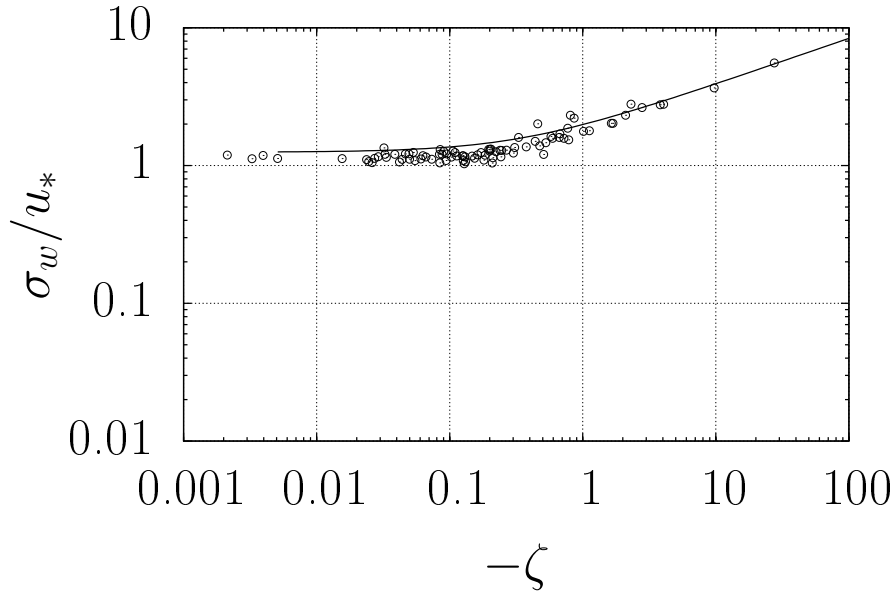


Figura 2.5: Exemplo de aplicação da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov. Os dados foram medidos sobre um campo de soja em Ponta Grossa/PR entre os dias 1 e 8 de Novembro de 2002.

Apesar da teoria bem definida, na prática podem ocorrer casos em que a TSMO sofre algumas limitações. É o que ocorre, por exemplo, quando as condições de estabilidade são fortemente estáveis devido à turbulência fraca e intermitente (KUMAR; SHARAN, 2012; OPTIS; MONAHAN; BOSVELD, 2014); além disso, conforme será visto adiante, na Subcamada Rugosa da atmosfera a teoria não é diretamente aplicável devido às diferentes características encontradas nesta região. No entanto, mesmo sobre superfícies lisas, cuja rugosidade exerce pouca influência, os resultados podem sofrer alguns desvios da teoria. Muitos autores atribuem esta falha a uma ou mais violações das hipóteses da TSMO, como a falta de estacionariedade e a presença de advecção local (SALESKY; CHAMECKI, 2012; CANCELLI; CHAMECKI; DIAS, 2014; BOER *et al.*, 2014). Outros fatores que podem ser responsáveis pela falha da teoria são o entranhamento de fluxos no topo da atmosfera (CANCELLI; CHAMECKI; DIAS, 2014) e erros aleatórios introduzidos nas medições (SALESKY; CHAMECKI, 2012).

2.4 Espectros de Energia

Escoamentos turbulentos como os encontrados na camada limite podem ser entendidos como uma superposição de vórtices com padrões coerentes de velocidade, vorticidade e pressão ao longo de uma ampla gama de escalas. Estes vórtices por sua vez interagem continuamente entre si e com o escoamento médio, de onde extraem sua energia cinética (KAIMAL; FINNIGAN, 1994). Isso permite que eles sejam analisados através de espectros de energia, que mostram a distribuição da energia de acordo com a frequência, ou número de onda, dos vórtices turbulentos (FOKEN, 2008). Seu cálculo envolve a transformada de Fourier da função de covariância da variável a , conforme

$$\hat{a}(n) = \int_0^T a(t) e^{-2\pi i n t} dt, \quad (2.19)$$

em que $a(t)$ é a série temporal da variável que se deseja analisar, $\hat{a}(n)$ é a transformada de Fourier, sendo n a frequência, $i = \sqrt{-1}$ e T é o comprimento (ou duração) do bloco que contém a série temporal. Definida a série de Fourier, o espectro de a , ou ainda o espectro cruzado entre a e b , sendo b também uma variável qualquer, é calculado conforme definido a seguir

$$S_{aa}(n) = \frac{2}{T} \overline{\hat{a}^*(n) \hat{a}(n)}, \quad (2.20)$$

$$S_{ab}(n) = \frac{2}{T} \overline{\hat{a}^*(n) \hat{b}(n)}, \quad (2.21)$$

em que $\hat{a}^*(n)$ é o conjugado complexo de $\hat{a}(n)$. O espectro de uma variável é formado por valores reais, mas o espectro cruzado é constituído de valores reais, o coespectro $Co(n)_{ab}$, e valores imaginários, a quadratura $Qu_{ab}(n)$,

$$S_{ab}(n) = Co_{ab}(n) - iQu_{ab}(n). \quad (2.22)$$

A teoria da turbulência geralmente envolve espectros em termos do número de onda. Entretanto, na prática as medidas de correlações espaciais e espectro no domínio espacial são difíceis de se obter. Neste sentido, emprega-se a Hipótese de Taylor, também conhecida como Hipótese da Turbulência Congelada, a fim de converter espectros obtidos no domínio da frequência para o domínio do tempo. A Hipótese de Taylor descreve que quando a turbulência é aproximadamente estacionária e homogênea, os vórtices não mudam quando advectados pela velocidade média do vento \bar{u} (GARRATT, 1992; KAIMAL;

FINNIGAN, 1994), e a conversão é feita da seguinte forma, com $\kappa = 2\pi n/\bar{u}$,

$$E_{aa}(\kappa) = S_{aa}(n) \frac{\bar{u}}{2\pi}, \quad (2.23)$$

sendo κ o número de onda e $E_{aa}(\kappa)$ o espectro da variável a no novo domínio.

Espectros de energia possuem três faixas distintas, conforme ilustra a figura 2.6, onde são também exibidos os comprimentos característicos da primeira (ℓ) e última faixas (η). A primeira, denominada faixa de produção, contém os maiores e mais energéticos vórtices, produzidos no escoamento a partir do atrito e empuxo. Na sequência, a faixa inercial é a região onde a energia cinética turbulenta não é produzida e nem dissipada, sendo apenas transportada para as menores escalas. Por fim, na faixa de dissipação a energia cinética turbulenta é dissipada em energia interna.

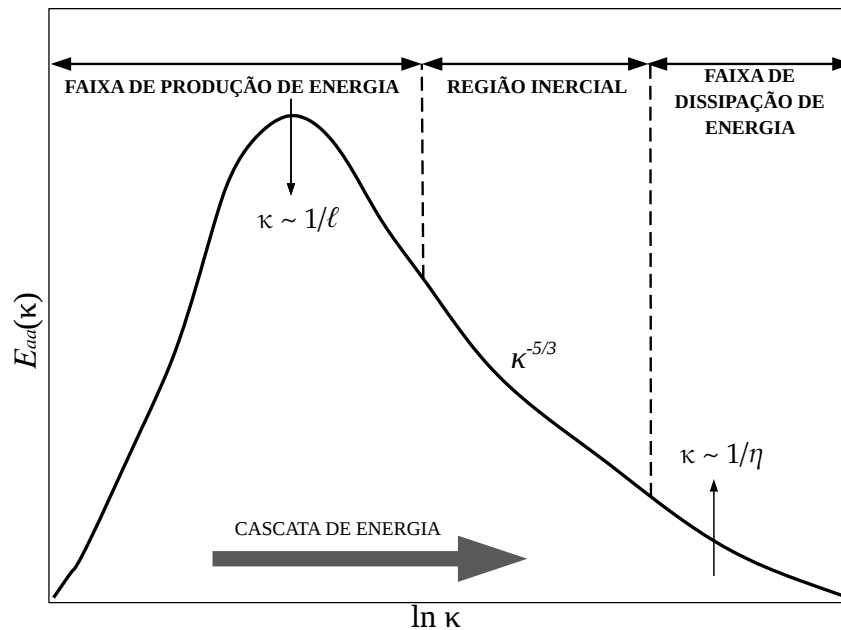


Figura 2.6: Curva do espectro de energia. Adaptado de Kaimal e Finnigan (1994).

2.4.1 Faixa de produção

Na faixa de produção de energia encontra-se o pico espectral, onde estão os maiores vórtices, com escala de comprimento característica ℓ , denominada escala integral Euleriana, e velocidade u_ℓ . Sendo assim, o pico do espectro de energia encontra-se aproximadamente em $\kappa \sim 1/\ell$. Em períodos diurnos sobre uma superfície plana, a escala de comprimento é da ordem da altura da camada limite, aproximadamente $\ell = 10^3$ m, e a escala de velocidade encontra-se tipicamente próxima de $u_\ell = 1 \text{ ms}^{-1}$ (WYNGAARD, 1992). Uma vez que turbulência ocorre em escoamentos com grandes números de Reynolds,

$Re = UL/\nu$, sendo U e L as velocidade e comprimento característicos do escoamento e ν a viscosidade cinemática, o número de Reynolds turbulento Re_T é $u_\ell \ell/\nu \approx 1 \times 10^3/10^{-5} \gg 1$. Assim, uma boa aproximação na faixa de produção de energia mostra que os vórtices nessa região não são influenciados pela viscosidade (WYNGAARD, 2010).

2.4.2 Faixa inercial

Na faixa inercial a energia não é produzida nem dissipada, sendo apenas transferida da região de produção para a região de dissipação. Argumentos teóricos sugerem que a turbulência é isotrópica nesta região. Isotropia implica que o campo de velocidades é independente de rotação e reflexão ao longo dos eixos espaciais (KAIMAL; FINNIGAN, 1994), em que o termo espacial aqui se refere ao número de onda, e não ao espaço físico. Kolmogorov (1941), primeiro a apresentar a ideia de uma faixa inercial separando a região de produção e dissipação de energia, propôs que a forma do espectro para essa faixa pode ser deduzida a partir de análise dimensional, e os parâmetros relevantes são a taxa de dissipação de energia cinética, ϵ , e o número de onda, κ . O espectro torna-se a conhecida lei dos $-5/3$ para a faixa inercial, sendo definido o espectro de velocidade,

$$E_{uu}(\kappa) = \alpha \epsilon^{2/3} \kappa^{-5/3}, \quad (2.24)$$

em que α é a constante de Kolmogorov, e possui valor estimado entre 0,5 e 0,6. Posteriormente, Corrsin (1951) propôs a forma do espectro de temperatura na faixa inercial, válido também para outros escalares,

$$E_{\theta\theta}(\kappa) = \psi \epsilon^{-1/3} N_a \kappa^{-5/3}, \quad (2.25)$$

sendo N_a a taxa de dissipação da semi-variância de temperatura e ψ uma constante, que vale entre 0,75 – 0,85 para a temperatura e 0,8–1,0 para a umidade (FOKEN, 2008).

2.4.3 Faixa de dissipação

Na faixa de dissipação de energia os vórtices dissipativos são fracos e menores comparados com os grandes vórtices da região de produção. A escala de comprimento η e velocidade v_η dependem apenas da taxa de dissipação de energia viscosa ϵ e da viscosidade

cinemática do fluido, sendo definidas as escalas de Kolmogorov

$$v_\eta = (\nu\epsilon)^{1/4}, \quad (2.26)$$

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4}. \quad (2.27)$$

Segundo Arya (1998), em condições de estacionariedade do escoamento ϵ é exatamente igual à taxa com que a energia é extraída do escoamento médio pelos grandes vórtices.

2.5 Método das Covariâncias Turbulentas

O Método das Covariâncias Turbulentas é uma técnica para o cálculo de fluxos turbulentos na Camada Superficial. É um método direto no sentido de que não precisa da aplicação de constantes empíricas, sendo suas condições necessárias para utilização a homogeneidade horizontal e a estacionariedade (FOKEN, 2008).

O MCT necessita inicialmente de medições realizadas em alta frequência da velocidade e dos escalares desejados, gerando assim uma série de dados que representa a variação dessas variáveis num determinado intervalo de tempo. Na figura 2.7 pode ser visto um gráfico da velocidade vertical do vento medida por um anemometro sônico 3D a uma altura de 39,4 m acima da superfície em uma floresta na Amazônia. A frequência de aquisição foi de 10 Hz durante um intervalo de 30 minutos, o que resultou em um total de 18000 medições.

Cada ponto medido em uma série pode ser decomposto em duas partes, a média \bar{a} e sua flutuação a' , de acordo com a decomposição de Reynolds, conforme figura 2.8,

$$a = \bar{a} + a', \quad (2.28)$$

$$\bar{a} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N a_i, \quad (2.29)$$

em que \bar{a} é a média de bloco. Partindo deste princípio, pode-se agora definir as flutuações de temperatura, θ' , umidade específica, q' , dióxido de carbono, c' , componente vertical da velocidade, w' , e componente horizontal da velocidade, u' .

Neste sentido, a média da variável representa os efeitos do escoamento médio, enquanto as flutuações, caracterizadas pela rápida variação ao redor do escoamento médio, representam os efeitos da turbulência. Esta separação é possível devido à existência de uma lacuna espectral, conforme mostra a figura 2.9. Nesta região central ocorre pouca

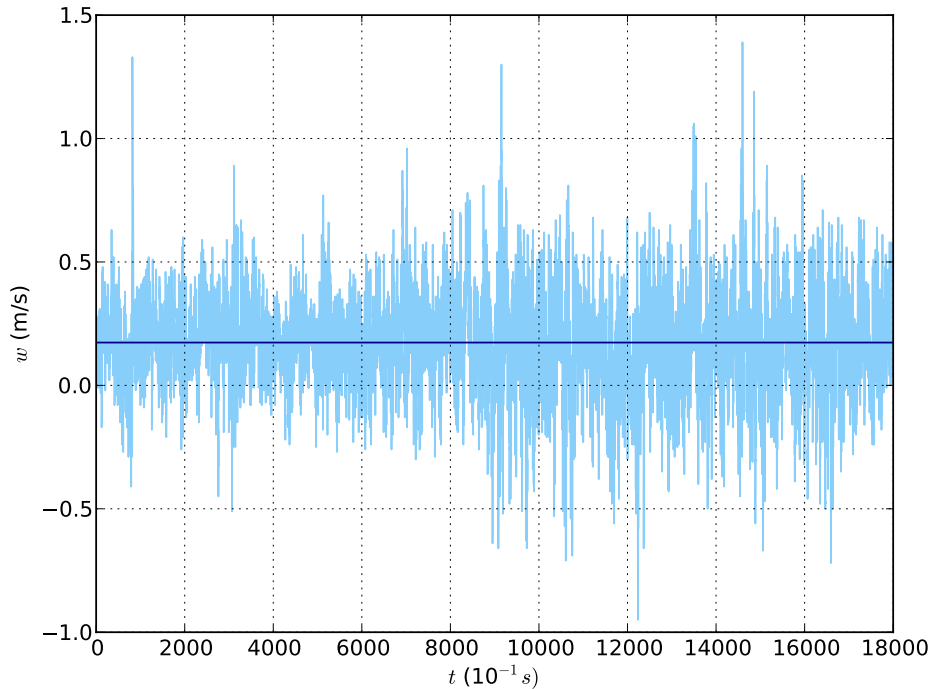


Figura 2.7: Velocidade vertical do vento medida em alta frequência sobre uma floresta na Amazônia no dia 10 de Abril de 2012 entre 18h30 e 19h00.

variabilidade da velocidade, sendo que as circulações localizadas à direita da lacuna espectral correspondem às escalas da turbulência e às circulações à esquerda correspondem à mesoescala e às escalas sinóticas (STULL, 1988) (note que o gráfico da densidade espectral apresentado na figura 2.6 da seção 2.4 exibe apenas a variabilidade nas escalas turbulentas). Neste sentido, a' é caracterizada por possuir uma escala de tempo muito inferior à escala de tempo de \bar{a} .

A aplicação da decomposição de Reynolds precisa seguir algumas regras, que são conhecidas como os postulados de Reynolds (FOKEN, 2008):

$$\overline{a'} = 0, \quad (2.30)$$

$$\overline{a + b} = \bar{a} + \bar{b}, \quad (2.31)$$

$$\overline{ab} = \bar{a}\bar{b} + \overline{a'b'}, \quad (2.32)$$

$$\overline{db} = d\bar{b}, \quad (2.33)$$

em que a e b são duas variáveis quaisquer e d é uma constante.

Tratando-se do MCT, a covariância é uma estatística fundamental do escoamento, uma vez que os fluxos turbulentos são calculados a partir da covariância entre as flutuações

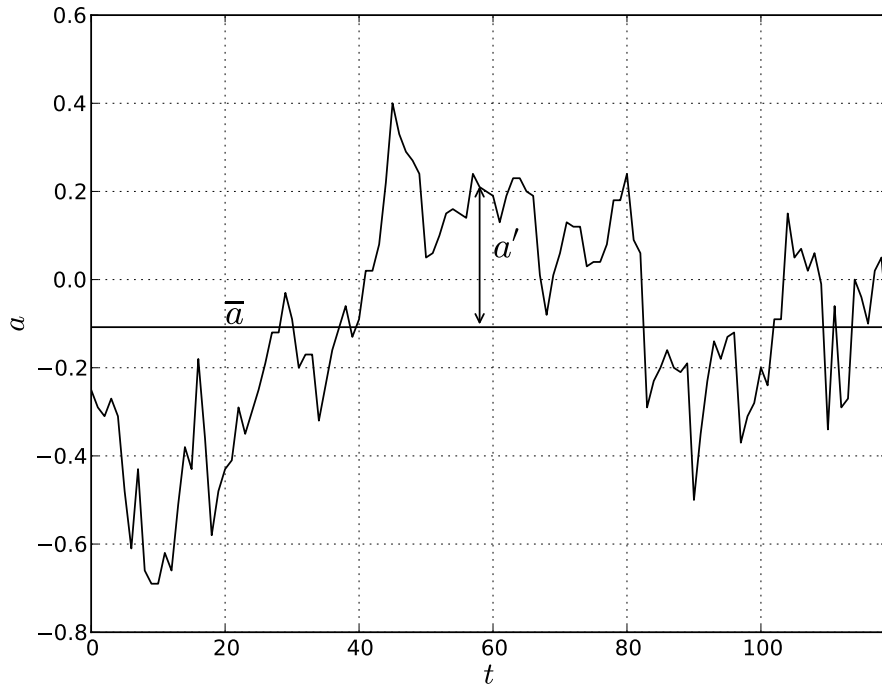


Figura 2.8: Esquema da decomposição de Reynolds mostrando a flutuação de um escalar a' em torno da média \bar{a} .

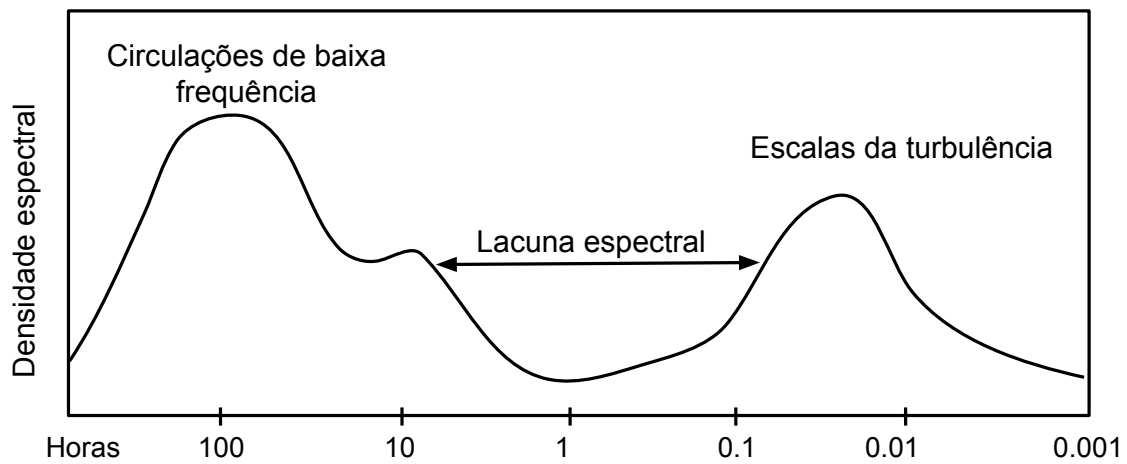


Figura 2.9: Desenho esquemático da lacuna espectral. Adaptado de Stull (1988).

de um escalar, a' , e das flutuações da velocidade que o transporta, no caso a velocidade vertical, w' (STULL, 2000). Neste sentido, a definição do MCT é dada pela equação a seguir

$$\text{covar}(w, a) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (w_k - \bar{w})(a_k - \bar{a}) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (w'_k)(a'_k) = \overline{w'a'}. \quad (2.34)$$

Partindo disso, os fluxos de calor (H) e quantidade de movimento (τ) (já introduzidos na seção 2.3), e os fluxos de vapor d'água (E) e dióxido de carbono (F_c), podem ser

calculados conforme se segue,

$$H = \bar{\rho} c_p \overline{w' \theta'}, \quad (2.35)$$

$$\tau = \bar{\rho} \overline{w' u'}, \quad (2.36)$$

$$E = \bar{\rho} \overline{w' q'}, \quad (2.37)$$

$$F_c = \bar{\rho} \overline{w' c'}, \quad (2.38)$$

em que $\bar{\rho}$ é a massa específica média do ar e c_p é o calor específico do ar à pressão constante. Voltando às escalas turbulentas da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov, elas agora podem ser calculadas em termos de covariâncias

$$u_*^2 = \tau / \bar{\rho} = -\overline{w' u'}, \quad (2.39)$$

$$\theta_* = \frac{-H}{\bar{\rho} c_p u_*} = \frac{\overline{w' \theta'}}{u_*}, \quad (2.40)$$

$$c_* = \frac{F}{u_* \bar{\rho}} = \frac{\overline{w' c'}}{u_*}, \quad (2.41)$$

$$q_* = \frac{E}{u_* \bar{\rho}} = \frac{\overline{w' q'}}{u_*}, \quad (2.42)$$

sendo agora também definidas c_* , a escala característica de dióxido de carbono, e q_* , a escala característica de umidade.

Conforme dito anteriormente, uma grande vantagem do MCT é que ele é capaz de calcular fluxos turbulentos de forma direta, e também é o único método disponível para a medição de fluxos turbulentos dentro de dosséis vegetais, entre outras superfícies heterogêneas. No entanto, possui algumas desvantagens, como a necessidade de instrumentos de alto custo, que além disso devem ser bem calibrados e nivelados para que as medidas sejam acuradas (ARYA, 1998). Outro ponto desfavorável é que quando expostos ao meio, os sensores podem ser influenciados por fatores externos, como chuva, umidade, galhos de árvores e presença de insetos, o que pode comprometer as medições. Além destes, Salesky, Chamecki e Dias (2012) apontam para outros possíveis erros, como erros devido à subamostragem sistemática das maiores escalas que contribuem para os fluxos, erros devido à não estacionariedade das séries temporais e erros aleatórios. Este último resulta do fato das amostragens terem sido realizadas em um período de tempo insuficiente para que a média temporal convirja para a média probabilística.

2.6 Método Relaxado de Acumulação de Vórtices

O método denominado Acumulação de Vórtices, em inglês *Eddy Accumulation*, conhecido também como método de Amostragem Condicional, foi proposto em 1972 por Desjardins (1972) para o cálculo de fluxos de componentes químicos entre a superfície e a atmosfera. Neste método, uma amostragem condicional do ar é realizada dependendo da magnitude e direção da velocidade vertical do vento, w , sendo o ar amostrado em diferentes reservatórios quando $w < 0$ (amostrado em um reservatório negativo), representado por w^- , e $w > 0$ (amostrado em um reservatório positivo), representado por w^+ (REN *et al.*, 2011). As válvulas de abertura desses reservatórios são ajustadas de forma que a quantidade de ar amostrado seja proporcional à magnitude da velocidade. Após um longo período, os reservatórios positivo e negativo conterão ar cuja concentração do escalar c será proporcional a $\overline{w^+c}$ e $\overline{w^-c}$ (BUSINGER; ONCLEY, 1989)

$$\overline{w^+c} + \overline{w^-c} = (\overline{w^+} + \overline{w^-})\bar{c} + \overline{w^+c'} + \overline{w^-c'} = \overline{w'c'}, \quad (2.43)$$

pois $\overline{w^+} + \overline{w^-} = \bar{w} = 0$.

Baseado neste método e no método Fluxo-Variância, equação (2.9), Businger e Oncley (1989) propuseram o Método Relaxado de Acumulação de Vórtices, *Relaxed Eddy Accumulation* em inglês, em que o fluxo do gás em questão é determinado pela diferença entre as concentrações médias do escalar transportado pela velocidade positiva ($w > 0$), \bar{c}^+ , e negativa ($w < 0$), \bar{c}^- . Na camada superficial, o fluxo é então obtido da seguinte forma

$$\overline{w'c'} = b(\zeta)\sigma_w(\bar{c}^+ - \bar{c}^-), \quad (2.44)$$

em que σ_w é o desvio-padrão da velocidade vertical do vento e b é um coeficiente empírico, denominado coeficiente de relaxamento. Inicialmente Businger e Oncley (1989) estipularam que b seria uma função de ζ ; entretanto, muitos estudos apontaram que em condições instáveis b é independente de ζ e assume um valor constante próximo de 0,6 (BUSINGER; ONCLEY, 1989; BAKER; NORMAN; BLAND, 1992; KATUL *et al.*, 1996).

Uma das formas de utilizar o Método Relaxado de Acumulação de Vórtices é empregar um *wind deadband*, em português “zona morta de vento”, que é uma técnica que estipula um intervalo ao redor de zero no qual os valores serão desconsiderados. Sendo assim, amostras são incluídas na análise apenas quando $w > w_D$ e $w < -w_D$ (BOWLING *et al.*, 1998), em que w_D é o valor limite da velocidade. O *wind deadband* também pode ser estipulado a partir do desvio-padrão (σ_w) e da flutuação da velocidade vertical w'

(TSAI *et al.*, 2012), definindo assim o parâmetro H_w ,

$$\left| \frac{w'}{\sigma_w} \right| \leq H_w. \quad (2.45)$$

Neste caso amostras serão consideradas apenas quando a razão w'/σ_w for menor que $-H_w$ ou maior que $+H_w$. A vantagem desta técnica é que ela aumenta a diferença de concentração entre os escalares, sendo uma técnica interessante para estimar fluxos quando os analisadores químicos empregados possuem precisão de amostragem limitada (BOWLING *et al.*, 1998). No entanto, ao aumentar a diferença na concentração faz-se com que o coeficiente de relaxamento diminua, conforme foi verificado por Businger e Oncley (1989), que mostraram um decaimento exponencial no coeficiente b com o aumento do *wind deadband*. Além disso, este procedimento pode reduzir o tamanho da amostra, aumentando o erro na estimativa do fluxo.

Segundo Ruppert, Thomas e Foken (2006), o Método Relaxado de Acumulação de Vórtices permite medidas de fluxo para muitos escalares que não são medidos em alta frequência, geralmente devido à inexistência de tais sensores para algumas substâncias ou ao alto custo envolvido. Alguns exemplos são aerossóis e gases-traço, como os Compostos Orgânicos Voláteis (REN *et al.*, 2011). Para que possa ser empregada, Ruppert, Thomas e Foken (2006) destacam que esta parametrização requer similaridade e uma quantidade escalar alternativa para os quais o fluxo possa ser determinado por um método independente, como o Método das Covariâncias Turbulentas. Assim, de forma resumida, após amostrar um escalar de referência, cujos sensores permitam medição em alta frequência, e a velocidade vertical, calcula-se o coeficiente de relaxamento isolando-se b na equação (2.44),

$$b = \frac{\overline{w'c'}}{\sigma_w(\overline{c^+} - \overline{c^-})}. \quad (2.46)$$

Diante da validade da teoria de similaridade, pode-se supor que o coeficiente de relaxamento é universal entre outros escalares, e o fluxos destes podem ser computados a partir de suas concentrações médias. Como exemplo, pode-se calcular o fluxo de algum COV, como o do isopreno (F_I), da seguinte forma

$$F_I = b\sigma_w(\overline{I^+} - \overline{I^-}), \quad (2.47)$$

em que $\overline{I^+}$ e $\overline{I^-}$ são as concentrações médias do isopreno transportado pela velocidade positiva e negativa, respectivamente, e b é o coeficiente de relaxamento estimado em (2.46).

Vale destacar novamente que escalares reativos, como é o caso do isopreno, reagem enquanto são transportados, e neste caso o valor de b pode ser diferente dos valores encontrados para os escalares não reativos. Katul *et al.* (1996) destaca que se a escala de tempo da reação química for comparável à escala de tempo da amostragem da velocidade vertical, então o Método Relaxado de Acumulação de Vórtices pode não ser apropriado. No entanto, apesar desta limitação alguns autores já empregaram a técnica para estimar o fluxo de escalares não reativos (VELENTINI *et al.*, 1997; BOWLING *et al.*, 1998; MOCHIZUKI *et al.*, 2014), o que não exclui a necessidade de estudos nessa área a fim de compreender quando o método pode ser empregado de forma confiável.

A grande desvantagem deste método, entretanto, é que a medição das concentrações médias positiva e negativa muitas vezes requer instrumentos de alto custo, pois necessita de um sistema acoplado capaz de realizar amostragens com base no sinal da velocidade.

2.7 Ângulo Solar Zenital

A incidência da radiação solar sobre a vegetação está diretamente relacionada com a intensidade de fluxos turbulentos, uma vez que podem influenciar os processos fisiológicos das plantas. Uma forma de avaliar a interação entre os raios solares e a floresta é a partir do ângulo solar zenital (Z), que é o ângulo formado entre a normal da superfície (zênite) e a linha de visada, sendo esta última a linha que liga um ponto da superfície com o centro do sol, conforme figura 2.10.

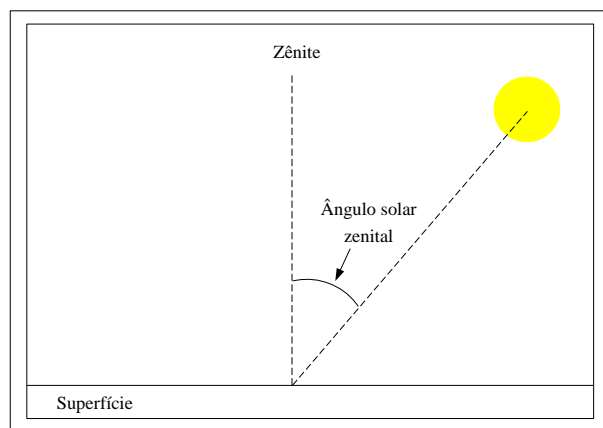


Figura 2.10: Desenho esquemático do ângulo solar zenital.

O ângulo zenital é calculado por (SANDERSON, 2002)

$$Z = \arccos(\sin\varphi\sin\delta + \cos\varphi\cos\delta\cosh), \quad (2.48)$$

em que φ é a latitude do local, δ e h são a declinação solar e o ângulo horário do sol, ambos em radianos, dados por,

$$\delta = 0,409\cos\left(2\pi\frac{d-d_r}{d_a}\right), \quad (2.49)$$

$$h = \frac{2\pi}{24}(H_{sv} - 12). \quad (2.50)$$

d é o dia juliano (1 a 365 ou 366), d_r é o dia correspondente ao solstício de inverno (22 de Junho no hemisfério sul), d_a é o número de dias do ano e H_{sv} é a hora solar verdadeira. H_{sv} é calculado por

$$H_{sv} = H_0 + \frac{\lambda_r - \lambda_0}{15} + E_t, \quad (2.51)$$

sendo H_0 a hora oficial, λ_r a longitude real, λ_0 a longitude do meridiano central do fuso horário no qual o local pertence e E_t é a chamada equação do tempo (SANDERSON, 2002),

$$E_t = \frac{1}{60}\{229,18(0,000075 + 0,001868\cos\Gamma - 0,032077\sin\Gamma - 0,014615\cos2\Gamma - 0,04089\sin2\Gamma)\}, \quad (2.52)$$

$$\Gamma = \frac{2\pi}{365}(d - 1), \quad (2.53)$$

em que Γ é o ângulo diário.

A figura 2.10 exibe a variação do ângulo solar zenital durante o dia 1° de Abril sobre um ponto na Amazônia. Pode-se notar que próximo ao meio dia, quando a linha de visada está passando sobre o zenite, os ângulos são menores, chegando a aproximadamente 10°; já nos períodos do início da manhã e final da tarde/começo da noite os ângulos aumentam, conforme esperado. Na figura 2.12 também é exibida a variação do ângulo solar zenital, mas agora para o dia 22 de Junho, que corresponde ao solstício de inverno no hemisfério sul. Neste caso pode-se notar que os ângulos são maiores do que 20°, mesmo ao meio dia, resultado da inclinação do eixo norte-sul em relação ao plano da eclíptica

Neste estudo foram empregados dados medidos durante o mês de Abril, cujos menores ângulos chegam próximo aos 10°, conforme visto anteriormente. Nas próximas

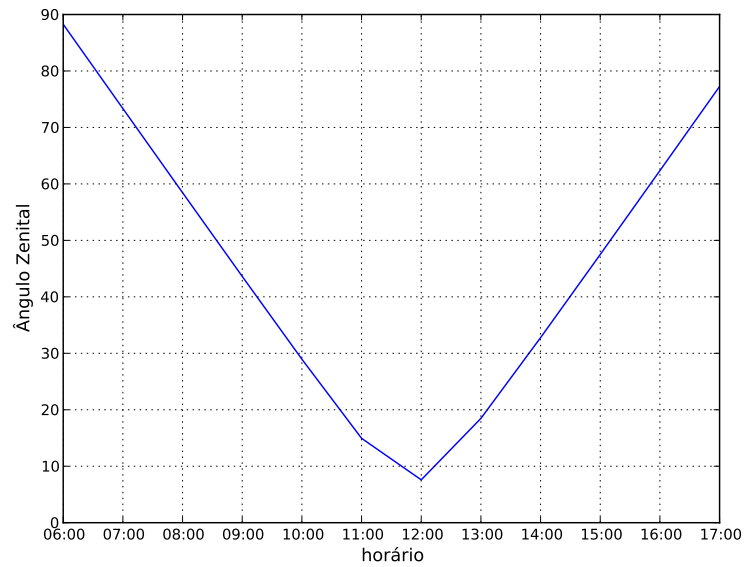


Figura 2.11: Variação do ângulo solar zenital ao longo do dia 1º de Abril.

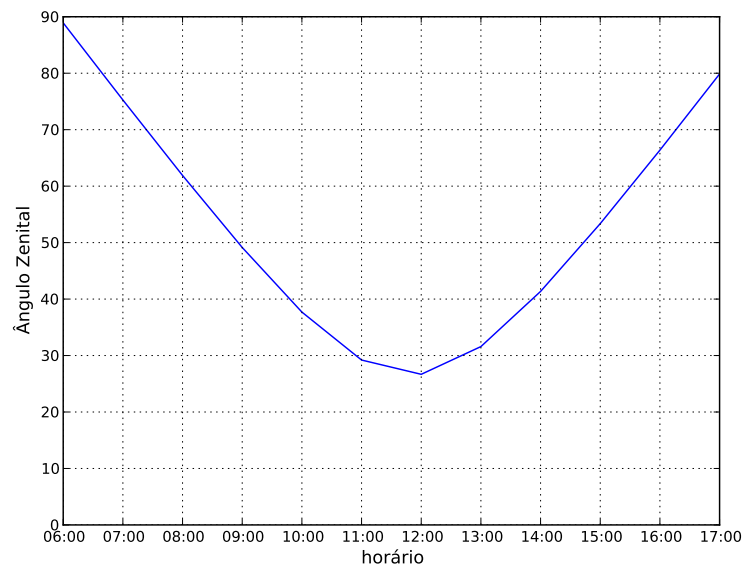


Figura 2.12: Variação do ângulo solar zenital ao longo do dia 22 de Junho.

seções o ângulo zenital será empregado como um parâmetro a fim de analisar se a incidência solar sobre a superfície tem alguma relação com a validade da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov.

3 Revisão Bibliográfica

Este capítulo apresenta uma breve revisão de alguns estudos realizados nos últimos 40 anos, a maioria envolvendo componentes experimentais, sobre a validade da TSMO dentro da Subcamada Rugosa da atmosfera. São revisadas também análises envolvendo o emprego do Método Relaxado de Acumulação de Vórtices para cálculo de fluxos.

3.1 Similaridade na Subcamada Rugosa

Um dos primeiros trabalhos relatando a falha da teoria de similaridade de Monin-Obukhov na Subcamada Rugosa foi publicado por Thom *et al.* (1975), que comparou os métodos Fluxo-Gradiente e balanço de energia para o cálculo de fluxos turbulentos sobre a Floresta *Thetford*, Inglaterra. O autor mostrou que os gradientes adimensionais de velocidade e temperatura, ϕ_M e ϕ_H , respectivamente, são menores que os previstos pela teoria quando as medições são realizadas muito próximo aos elementos de rugosidade. Thom concluiu que este método fornece bons resultados apenas se as medições são realizadas em níveis muito acima da floresta, o que acaba sendo limitado sobre florestas muito altas. Confirmando os resultados de Thom *et al.* (1975), Garratt (1978) encontrou que os gradientes adimensionais, e conseqüentemente as difusividades turbulentas, afastam-se dos valores preditos pela teoria de similaridade quando a razão z/z_0 , em que z_0 é a altura de rugosidade, é muito pequena. A partir dos perfis logarítmicos, válidos sob condições de estabilidade neutra, Garratt estimou a altura mínima da Subcamada Rugosa — acima de onde as relações de similaridade são válidas —, igual a $z_* = 4,5h$ para a transferência de quantidade de movimento e $z_* = 3h$ para a transferência de calor, em que h é a altura média dos elementos de rugosidade, representada neste caso pela altura média do dossel vegetal.

Denmead e Bradley (1985) também analisaram o comportamento do método Fluxo-Gradiente em florestas. Os autores notaram que sobre a floresta, cuja altura média variava entre 16–20 m (e cujas medições foram realizadas entre 22 e 27 m), o gradiente

da velocidade do vento, Φ_M , foi o mesmo predito pela teoria em condições instáveis. No entanto, Φ_H e Φ_V , gradientes adimensionais de temperatura e umidade específica, respectivamente, exibiram um comportamento distinto do valor esperado em condições de similaridade. Em geral, para estes dois escalares foram observados valores menores do que os encontrados sobre superfícies lisas, onde efeitos da rugosidade são desprezíveis. Ainda assim, apesar dos valores calculados serem diferentes dos preditos pela teoria, os gradientes adimensionais de temperatura e umidade mostraram-se semelhantes. De acordo com Denmead e Bradley (1985), o método Fluxo-Gradiente não poderia ser aplicado neste caso, uma vez que ele requer o conhecimento exato de Φ_H e Φ_V e que elas obedecem à TSMO. No entanto, em casos como este, os autores sugerem que o fluxo pode ser estimado pelo método da Razão de Bowen, que requer apenas que estes gradientes adimensionais sejam iguais.

De acordo com Cellier e Brunet (1992), na Subcamada Rugosa os perfis frequentemente distanciam-se de suas formas da subcamada inercial a um alcance que depende dos elementos rugosos considerados, do tipo de superfície e da altura de observação. Além disso, os gradientes encontrados são mais fracos, o que conduz a altos valores da difusividade turbulenta, principalmente próximo ao topo do dossel. Nesta região, em condições neutras, a difusividade de quantidade de movimento, K_M , e a difusividade turbulenta de calor, K_H , aumentam por um fator entre 1,1–1,5 e 2–3, respectivamente. Para cada escalar, os autores sugerem que este aumento pode ser quantificado por um fator adimensional γ , sendo este a razão entre a difusividade real do escalar na Subcamada Rugosa e a difusividade calculada através das equações de similaridade. Sobre um campo de milho, os autores verificaram que o fluxo calculado por meio do método Fluxo-Gradiente é subestimado, sendo maior o erro quanto mais próximo ao topo do dossel; no entanto, confirmando resultados anteriores, apesar de diferirem da TSMO, verificou-se similaridade entre os perfis de calor e umidade, permitindo o cálculo do fluxo via razão de Bowen.

Seguindo a ideia de Cellier e Brunet (1992), Schween *et al.* (1997) aplicaram o método Fluxo-Gradiente em uma floresta de pinheiros e carvalhos, com uma altura média de 12 m. As relações para a velocidade do vento não distanciam-se das preditas pela teoria. Já com relação à difusividade turbulenta do calor, os autores encontraram $\gamma_\theta = 2,2$, considerado dentro da faixa encontrada por outros estudos (1,7–2,5), o que indica que as trocas entre escalares aumentam por um fator médio de 2,2 comparado ao valor que ocorreria se não houvesse a influência da Subcamada Rugosa. Segundo os autores, a TSMO propõe a altura de deslocamento do plano zero como sendo a principal fonte do fluxo de calor sensível e o principal sumidouro para o fluxo de quantidade de

movimento. Sendo assim, se o ar originado abaixo deste plano é misturado na atmosfera acima do dossel, a suposição de Monin-Obukhov de que esta troca se origina no plano zero é violada. Isto ocorre porque as características do ar dentro do dossel podem diferir significativamente das características do ar acima, e a mistura deles leva a novos perfis dos escalares que a teoria não consegue descrever.

Hill (1989) argumenta que na Camada Superficial a formulação das funções de Monin-Obukhov surge da identificação dos parâmetros importantes nas equações de velocidade e temperatura. No entanto, a TSMO precisa de uma reformulação em casos de superfícies dinâmicas, como dosséis vegetais, uma vez que elas devem depender de outros parâmetros adimensionais além da estabilidade. O precursor dessa ideia foi Garratt (1980), que propôs que em alturas $z < z_*$ os gradientes verticais dependem de um comprimento adicional z_s , sendo esta escala, segundo o autor, imposta ao escoamento através da ação de esteiras turbulentas geradas ao redor dos elementos de rugosidade. Garratt analisou as relações Fluxo-Gradiente em regiões dentro da faixa $5 < z/z_0 < 85$, sendo z_0 o comprimento de rugosidade, e corrigiu os gradientes adimensionais multiplicando as equações originais por uma função de z/z_* . Ao investigar algumas das características físicas dos dosséis, como a altura média das árvores, h , o espaçamento entre elas, δ , e a escala lateral de comprimento, l_h , o autor concluiu que o parâmetro relevante para o problema foi o espaçamento entre as árvores, em que estimou-se $z_* = 3\delta$. Entretanto, apesar da hipótese levantada por Garratt, hoje sabe-se que embora a produção de esteiras turbulentas seja mais intensa no topo das árvores, ela é dissipada rapidamente e não causa efeitos no escoamento acima delas, não sendo a grande responsável pela dissimilaridade encontrada (MOLDER *et al.*, 1999).

Na sequência outros trabalhos tentaram encontrar um fator de correção que representasse os efeitos da Subcamada Rugosa. Cellier (1986) investigou a validade da relação Fluxo-Gradiente de Monin-Obukhov em um canal de altura média de 3 m, e verificou similaridade apenas a 5 m acima do plano de deslocamento zero. Usando $z_* = 5$ m, o autor incluiu os efeitos da rugosidade no gradiente adimensional, com um fator de correção na forma z/z_* , e verificou uma boa concordância com os perfis reais dentro da Subcamada Rugosa. Molder *et al.* (1999) incluíram um termo $(z/z_*)^n$ ($n = 1$ para escalares), proposto por Cellier e Brunet (1992), em que foi verificado um fator $n = 0,6$ para quantidade de movimento. Para uma floresta com 24,5 m de altura máxima, os autores estimaram $z_* = 45$ m a partir do perfil de velocidade e $z_* = 57$ m a partir do perfil de temperatura e umidade. De acordo com os autores, as relações de quantidade de movimento foram menos influenciadas pelo dossel, conseqüentemente o gradiente adimen-

sional da velocidade mostrou melhores resultados e sua camada rugosa mostrou-se menor quando comparada com os escalares. Por fim, os fluxos calculados através do método Fluxo-Gradiente foram comparados com os fluxos calculados pelo Método das Covariâncias Turbulentas, e apesar da grande dispersão encontrada nos resultados, os autores relatam que o erro é da mesma ordem de grandeza do erro encontrado quando diferentes sistemas do MCT são comparados, ou seja, quando dois ou mais fluxos cujas séries foram medidas por diferentes sensores são comparados; entretanto, os autores não calculam a ordem de grandeza do erro nas estimativas, de forma que a afirmação anterior pode ter sido realizada de forma precipitada.

Uma das justificativas mais comuns para a dissimilaridade entre escalares sobre florestas é a grande heterogeneidade de fontes e sumidouros distribuídos ao longo do dossel. Neste sentido, o estudo de Huo *et al.* (2015) investigou os efeitos desta variabilidade no método Fluxo-Gradiente. Inicialmente, os gradientes adimensionais de velocidade, temperatura e umidade foram multiplicados por uma constante α_s , a fim de adicionar uma correção aos perfis. Observou-se $\alpha_s = 1$ para a velocidade do vento, indicando que esta variável pode ser prescrita pelas funções universais de Monin-Obukhov, sem a necessidade de correções. Já os gradientes de temperatura e umidade foram corrigidos por fatores de $\alpha_s = 0,73$ e $\alpha_s = 0,83$, respectivamente. Para verificar a relação deste fator de correção com a variabilidade das fontes/sumidouros, os autores empregaram um modelo que estima a divergência do fluxo vertical de umidade. Como resultado verificou-se que quanto maior a divergência do fluxo, menor o coeficiente α_s . Em outras palavras, o método Fluxo-Gradiente sobre uma superfície heterogênea se afastará de sua forma clássica quanto maior for o aumento no grau de heterogeneidade na superfície.

3.2 Método Relaxado de Acumulação de Vórtices

Quando estimam os fluxos de gases traço usando o Método Relaxado de Acumulação de Vórtices, alguns estudos costumam adotar um coeficiente de relaxamento b constante e prescrito; no entanto, muitos autores preferem usar valores obtidos a partir de escalares de referência, medidos simultaneamente no experimento, como a temperatura e dióxido de carbono (TSAI *et al.*, 2012). Neste sentido, ainda há grande discussão a respeito do valor de b a ser adotado, e muitos estudos foram e têm sido realizados a fim de avaliar sua variabilidade de acordo com o tipo de superfície, rugosidade, altura de medição, dependência do coeficiente com a estabilidade atmosférica, entre outros fatores.

Após proporem o método, Businger e Oncley (1989) foram os primeiros a conduzir uma análise experimental investigando seu desempenho. O coeficiente de relaxamento foi estimado a partir de séries temporais da velocidade vertical do vento e dos escalares temperatura e vapor d'água, todos medidos a 4 m da superfície de uma área de cultivo. Apesar da hipótese inicial de que b é uma função da variável de estabilidade ζ , os resultados indicaram uma fraca dependência entre as duas variáveis. O coeficiente de relaxamento apresentou um valor aproximadamente constante em torno de 0,6 para ambos os escalares analisados.

Na sequência, muitos autores encontraram b próximo do valor determinado por Businger e Oncley (1989), como Baker, Norman e Bland (1992), que encontraram b_θ e b_q (coeficientes para temperatura e vapor d'água, respectivamente) variando entre 0,58–0,6 sobre um campo de soja. Para o dióxido de carbono, Pattey, Desjardins e Rochette (1993) observaram $b_c = 0,57$ também sobre um campo de soja; Wyngaard e Moeng (1992) propuseram que o coeficiente de relaxamento pode ser determinado unicamente pela função densidade de probabilidade conjunta (dpc). Usando simulação de grandes escalas, os autores geraram a dpc de um escalar difundindo-se através da camada limite em condições de difusão *bottom-up* e *top-down*. O primeiro forneceu $b \sim 0,6$ (próximo do resultado encontrado por Businger e Oncley (1989) e do valor resultante de uma distribuição conjuntamente Gaussiana, $b = 0,627$, enquanto no segundo caso $b \sim 0,47$.

O trabalho de Andreas *et al.* (1998) é um dos poucos que analisam o coeficiente de relaxamento da componente horizontal da velocidade, b_u . De acordo com os autores, isto permitiria calcular fluxos de quantidade de movimento usando apenas sensores de resposta lenta. Dessa forma, o fluxo poderia ser obtido a partir de medições realizadas com um anemômetro sônico de eixo-único e um anemômetro de copo (ou hélice), dispensando o uso de um anemômetro sônico tridimensional. Após as análises, foi verificado que, em condições de estratificação neutra, $b_u \sim 0,63$, próximo ao valor de 0,627 sugerido por Wyngaard e Moeng (1992) a partir de uma densidade de probabilidade conjunta; segundo o autor, este resultado sugere que w e u estão mais próximas de uma distribuição conjuntamente Gaussiana. Além disso, os autores verificaram que com o aumento da instabilidade ou estabilidade, há um afastamento da distribuição Gaussiana; nestes casos foi verificado que o coeficiente tende a depender da estabilidade atmosférica, deixando de ser constante. No entanto, não foram realizadas outras análises a fim de comprovar a relação entre a dependência da estabilidade atmosférica com a distribuição Gaussiana.

O estudo de Gao (1995) é um dos poucos que focam na variação do coeficiente de relaxamento dentro da subcamada rugosa da atmosfera. A análise foi realizada sobre uma floresta com altura média aproximada de 18 m. Perfis de temperatura e velocidade do vento foram medidos em duas torres, contabilizando sete pontos de medição variando entre 5,9 e 43,1 m da superfície. A densidade de vapor d'água também foi medida a 14,2, 17,6 e 34,2 m do solo. No total foram analisados 32 blocos para a temperatura e 14 para a densidade de vapor d'água, cada um cobrindo um intervalo de 30 min. Os dados foram medidos entre o verão e o outono a fim de acompanhar a queda de folhas das árvores; dessa forma, pôde-se analisar dosséis com diferentes densidades de folhagem. Quanto às condições de estabilidade, elas variaram de moderadamente instáveis à quase neutralidade. O coeficiente calculado para a temperatura, b_θ , não demonstrou grande variação com relação à diferença de densidade de folhas no dossel, e além disso o autor verificou não haver dependência entre o coeficiente e a estabilidade atmosférica. Porém, verificou-se grande variação vertical, tendo sido encontrado $b_\theta = 0,58$ a 43,1 m da superfície, $0,55$ a 34,2 m, $0,51$ no topo do dossel, $0,61$ a 10,5 m e $b_\theta = 0,62$ a 5,9 m. O coeficiente da densidade de vapor b_q também apresentou variação vertical, sendo menor no topo do dossel ($z = 18$ m e $b_q = 0,51$ m) do que dentro ($z = 14,4$ m e $b_q = 0,61$) e acima dele ($z = 34,2$ m e $b_q = 0,55$). Entretanto, os valores são próximos dos calculados para a temperatura nas respectivas alturas, o que pode ser atribuído ao alto coeficiente de correlação entre estes escalares, variando entre 0,79 e 0,90. Estimou-se, ainda, que o uso de um valor constante de $b = 0,6$ para calcular o fluxo nessa situação poderia resultar em erros entre 9 a 18% do fluxo, dependendo do nível acima da floresta.

Katul *et al.* (1996) empregaram o Método Relaxado de Acumulação de Vórtices com o objetivo de estudar o comportamento do coeficiente b entre diferentes escalares, diferentes condições de estabilidade e rugosidade da superfície. Os dados foram medidos sobre dois diferentes tipos de cobertura do solo, sendo o primeiro em um milharal com altura média de 2,4 m e deslocamento do plano zero de 1,3 m. As medidas foram realizadas a 5,0 m da superfície entre os meses de Agosto a Outubro. O segundo local era uma superfície plana coberta por grama de aproximadamente 10 cm de altura, e as medições foram realizadas entre os meses de Junho e Julho, também a 5 m de altura. De acordo com os autores, os dois locais analisados possuem uma diferente distribuição de fontes e sumidouros de escalares. Os fluxos de calor e vapor d'água são provenientes principalmente da vegetação, enquanto as fontes de CO_2 são a superfície do solo e a atmosfera, sendo o dossel vegetal um sumidouro. No caso do O_3 não há fontes dentro da camada limite, sendo o mesmo absorvido pela vegetação. Devido a esta diferença entre fontes e sumidouros,

Katul *et al.* (1996) analisaram estes quatro escalares (temperatura, vapor d'água, ozônio e dióxido de carbono) a fim de verificar a diferença entre os coeficientes encontrados. Foram utilizados no total 36 blocos de 30 min, incluindo os dois locais de estudo, sendo a frequência de amostragem de 10 Hz. A média e o desvio-padrão de b para cada escalar foram $b_\theta = 0,58 \pm 0,11$, $b_{H_2O} = 0,58 \pm 0,14$, $b_{O_3} = 0,56 \pm 0,06$ e $b_{CO_2} = 0,56 \pm 0,06$, estando dentro do intervalo de valores encontrado em outros estudos (0,51–0,62). Os autores concluíram que o valor do coeficiente é indiferente ao escalar analisado, e também da rugosidade da superfície. Além disso, verificou-se que o coeficiente é independente das condições de estabilidade, corroborando outros estudos já apresentados.

Ruppert, Thomas e Foken (2006) avaliaram a similaridade do coeficiente de relaxamento dos escalares dióxido de carbono, temperatura e vapor d'água. Levou-se em consideração a variação conforme o ciclo diurno sobre três superfícies: gramado ($h = 0,12$ m e $z = 2,25$ m), plantação de algodão ($h = 0,9$ m e $z = 4,7$ m) e floresta ($h = 19$ m e $z = 33$ m). Para testar a similaridade entre os três escalares, os autores calcularam o coeficiente de correlação, encontrando uma grande variação de $r_{CO_2,\theta}$ e r_{CO_2,H_2O} ao longo do ciclo diurno sobre as três superfícies. Os autores sugerem que mesmo sobre regiões de baixa vegetação, como no gramado, a similaridade pode estar ligada à distribuição de fontes e sumidouros. Usando um *wind deadband* $H_w = w'/\sigma_w = 0,6$, o coeficiente de relaxamento manteve-se dentro dos valores encontrados por outros autores, em torno de 0,39 para este valor do *wind deadband*. No entanto, sobre o campo de algodão b variou entre 0,36 a 0,41, de acordo com o ciclo diurno, sendo os valores mais altos próximo ao meio dia. Apesar disso, a variação foi igual para os três escalares, mostrando a importância de usar um escalar base para o cálculo de fluxos ao invés de adotar um valor constante. Isso foi verificado ao calcular os fluxos, em que encontrou-se um erro na estimativa de apenas 10%.

Tsai *et al.* (2012) analisaram a variação do coeficiente de relaxamento sobre três superfícies, sendo elas uma área de cultivo de arroz, um pântano e um lago. Para os três locais, foram calculados b_θ , b_q e b_c . Em condições instáveis a neutras, e sem usar *wind deadband*, as medianas ficaram em torno de $0,55 \pm 0,01$ (cultura de arroz), $0,57 \pm 0,01$ (pântano) e $0,56 \pm 0,01$ (lagoa). No entanto, em condições estáveis o coeficiente mostrou aumento com o aumento da variável de estabilidade ζ , chegando a 0,65. Quando adotado um *wind deadband* de 0,8, houve menor variabilidade do coeficiente, sendo a mediana de b igual a 0,35. Com relação à variação diurna do coeficiente, os maiores valores ocorreram próximo ao meio dia e os menores foram observados no início da manhã e final da tarde. Os autores avaliaram a relação entre b e a rugosidade da superfície, onde foram

avaliados dados medidos ao longo do crescimento da plantação de arroz (de 0,15 a 0,61 m), não tendo sido verificada relação entre os dois. Por fim, o fluxo de CO₂ calculado via Método Relaxado de Acumulação de Vórtices foi comparado com o fluxo obtido pelo MCT, resultando em uma alta correlação entre eles.

Sakabe *et al.* (2014) também estudaram a variação do coeficiente de relaxamento sobre três florestas, sendo as razões entre a altura de medição e a altura do dossel (z/h) de 1,68, 1,59 e 1,80. O escalar empregado nas análises foi a temperatura, e apenas foram considerados os casos em que a função de similaridade σ_w/u_* ou σ_θ/θ_* diferiam menos de 30% de suas formas empíricas. Os autores observaram que tanto a média quanto a mediana de b_θ variaram entre 0,54 e 0,58, em condições instáveis, independente do tipo de floresta e altura de medição. No entanto, grande variação foi encontrada quando analisada em condições estáveis (entre 0,55 e 0,65). Quando o método foi empregado para todos os casos, sem excluir os que desviavam mais de 30% da função de similaridade, Sakabe *et al.* (2014) concluem que os resultados não são alterados, em que b apresenta pouca variação.

Inicialmente, o Método Relaxado de Acumulação de Vórtices foi desenvolvido a fim de medir fluxos de dióxido de carbono, vapor d'água e de calor (BASH; MILLER, 2007). No entanto, seu uso foi estendido a outros escalares. Baldocchi *et al.* (1995) o empregaram para calcular fluxos de isopreno sobre uma floresta; para o metano, CH₄, Beverland *et al.* (1996) calcularam $b = 0,56$, sendo o coeficiente indiferente a mudanças na intensidade da turbulência e estabilidade atmosférica; Velentini *et al.* (1997) empregaram o método para calcular os fluxos de compostos orgânicos voláteis biogênicos (α -pineno, β -pineno, limoneno e mirceno) e antropogênicos (benzeno, tolueno e tetra cloreto de carbono – CCl₄); o fluxo de amônia foi estimado por Zhu, Pattey e Desjardins (2000), sendo o coeficiente de relaxamento estimado a partir do fluxo de vapor d'água. Bowling *et al.* (1998) discutem o potencial das aplicações do método por ecologistas, e analisam sua aplicabilidade para o cálculo de fluxos de isopreno comparado-o com o Método das Covariâncias Turbulentas. Usando a temperatura como escalar de referência, os autores encontraram um ótimo acordo entre as duas técnicas ($r^2 = 0,974$, $n = 62$); outros autores também mostram preferência em usar a temperatura como escalar de referência, como Bash e Miller (2007) e Sommar *et al.* (2013), que empregaram o método para calcular fluxo de mercúrio; Mochizuki *et al.* (2014) analisaram a variação sazonal do fluxo de isoprenos e monoterpenos sobre uma floresta usando o vapor d'água como referência para estimar b ; também usando a temperatura como escalar base, Matsuda *et al.* (2015) estimaram a deposição de sulfato MP_{2,5} sobre uma floresta.

Dentro do escopo apresentado, a análise aqui realizada teve por finalidade estudar o comportamento das flutuações turbulentas dos escalares na Subcamada Rugosa e seu afastamento da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov. Neste sentido, as principais funções universais foram testadas; no entanto, o método Fluxo-Gradiente não pôde ser aplicado devido ao fato de nem todos os dados necessários estarem disponíveis. Apesar disso, o Método Relaxado de Acumulação de vórtices pôde ser implementado, e os resultados foram discutidos com base na literatura existente.

4 Processamento dos dados

Este capítulo apresenta uma descrição dos procedimentos adotados no processamento dos dados, sendo detalhadas as etapas do controle de qualidade e a preparação das séries temporais antes das análises.

4.1 Sítio experimental e aquisição dos dados

Este estudo é um dos resultados das pesquisas realizadas pelo projeto *Amazon Tall Tower Observatory – ATTO*, ou Observatório de Torre Alta da Amazônia, em português. O *ATTO* é um projeto germano-brasileiro implementado por meio de uma parceria entre o Instituto *Max Planck* de química na Alemanha, o Instituto Nacional de Pesquisas da Amazônia (INPA), a Universidade Estadual do Amazonas (UEA), entre outras instituições brasileiras. O principal objetivo desse projeto é entender o papel do ecossistema amazônico no contexto das mudanças climáticas globais, e uma grande questão abordada é tentar compreender e modelar as trocas gasosas que ocorrem entre a floresta e a atmosfera.

O sítio experimental do projeto localiza-se na Reserva de Desenvolvimento Sustentável Uatumã (RDSU), situada nos municípios de São Sebastião Uatumã e Itapiranga, nordeste do Estado do Amazonas, a 150 km ao nordeste da capital Manaus, entre as coordenadas 59° 10' a 58° 4' Oeste e 2° 27' a 2° 4' Sul. A figura 4.1 mostra a localização da reserva no estado do Amazonas.

Nesta região, a floresta contém aproximadamente 200–250 espécies de árvores por ha, onde a altura média é de 40 m, com algumas chegando a atingir mais de 50 m, sendo uma área de floresta firme, em um platô com cerca de 130 m de altitude. Mais informações sobre o sítio experimental podem ser encontradas em Andreae *et al.* (2015).

Os dados usados nesta análise foram medidos em uma torre situada neste local, nas coordenadas 2° 8'40" Sul e 59° 00'10" Oeste, tendo a torre uma seção de 2,5 x 1,0 m e aproximadamente 82 m de altura, a qual foi equipada com um conjunto de instrumentos

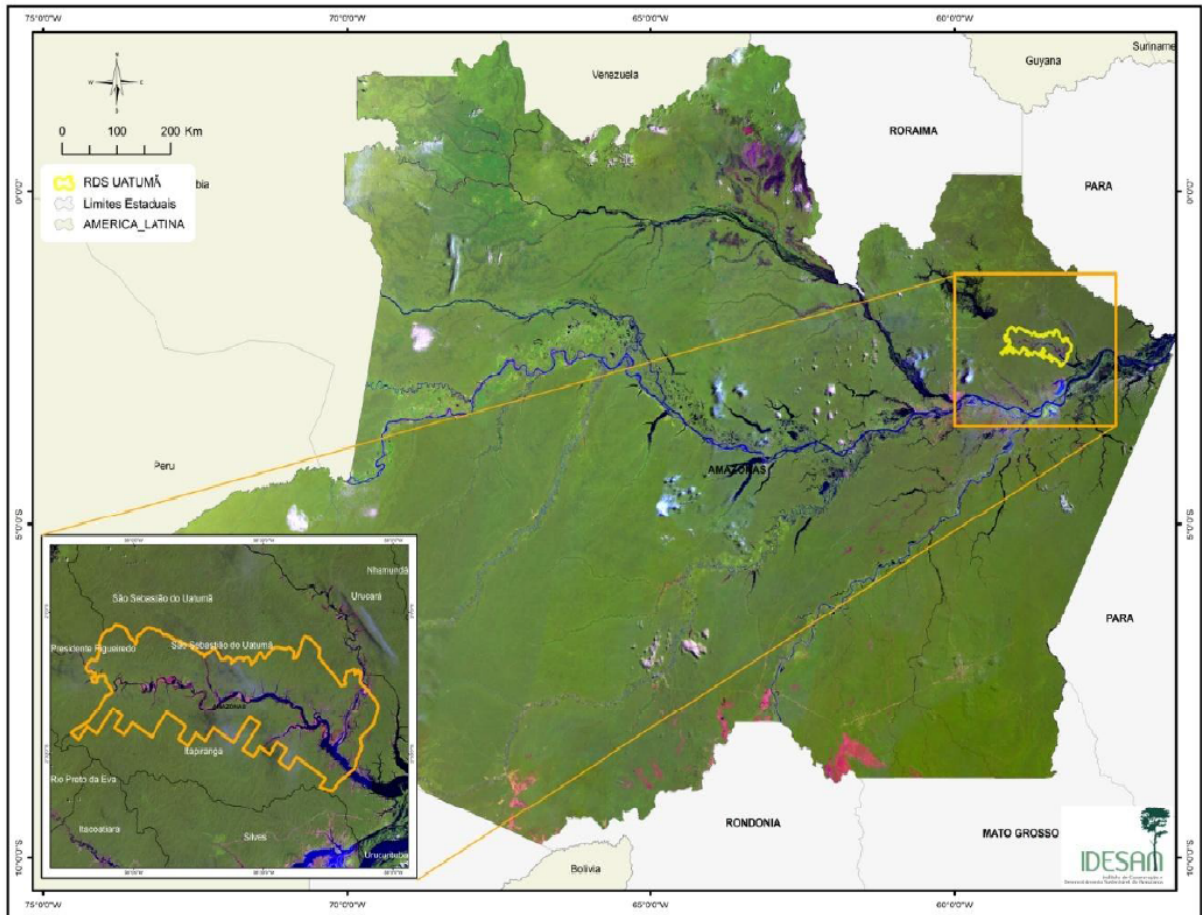


Figura 4.1: Localização da RDS Uatumã no estado do Amazonas.

micrometeorológicos nos níveis de 23, 39,4 e 81,6 m. No local há ainda outra torre de aproximadamente 80 m e uma recém construída de 325 m (construção finalizada no início do ano de 2015 e passando por instrumentação até a data de finalização desta pesquisa). A figura 4.2 exhibe a torre de monitoramento dentro da reserva.

Na presente análise foram utilizados dados piloto pertencentes à primeira campanha do projeto ATTO, medidos nas alturas 39,4 m e 81,6 m entre os dias 1º e 30 do mês de Abril de 2012. Os dados foram amostrados em uma frequência de 10 Hz, e posteriormente separados em blocos de 30 min cada, gerando, assim, blocos de 18000 medições. Os parâmetros empregados foram as três componentes da velocidade do vento u , v e w , medidos por um anemômetro sônico 3D (CSAT3, Campbell Scientific Inc. (39,4 m); R3, Gill Instruments Ltd. (81,6m)), a temperatura virtual do ar θ , também medida pelo anemômetro sônico, e as densidades mássicas de dióxido de carbono, ρ_c , e vapor d'água, ρ_q , medidas por um IRGA (modelo LI-7500A, LI-COR Inc). A figura 4.3 exhibe um diagrama com um resumo das variáveis utilizadas no presente estudo.



Figura 4.2: Torre de medição pertencente ao projeto ATTO.

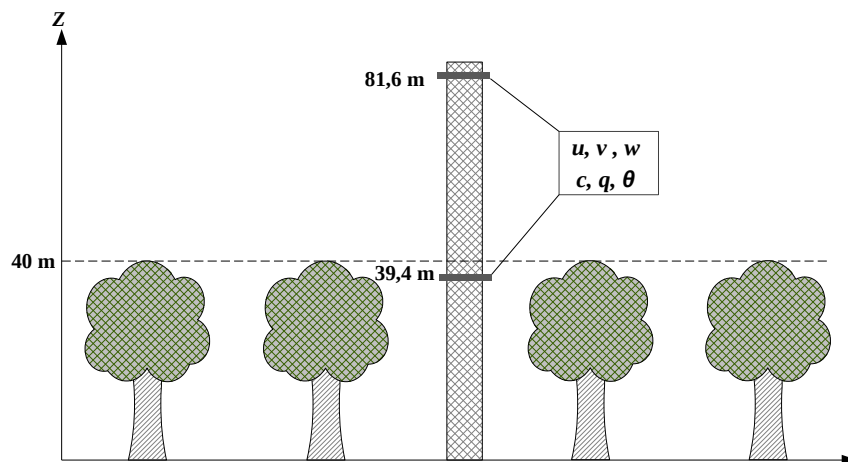


Figura 4.3: Diagrama com os níveis de medição na torre e as variáveis analisadas.

4.2 Controle de qualidade

Em micrometeorologia, um bom controle de qualidade dos dados de turbulência é uma etapa fundamental antes de se iniciar qualquer forma de análise. Quando este procedimento não é realizado de forma adequada, eventuais falhas nas séries temporais que não tenham sido detectadas e/ou corrigidas podem ser repassadas para as análises, contaminando os resultados e posteriormente prejudicando sua interpretação. Além disso, o controle de qualidade é essencial para assegurar que as hipóteses das teorias envolvidas

sejam satisfeitas. Exemplos são o Método das Covariâncias Turbulentas (MCT) e a Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO); ambos pressupõem que o escoamento é estacionário na média, de forma que para obter um bom desempenho dos dois métodos faz-se necessário adotar critérios capazes de investigar casos em que esta hipótese não é seguida.

Apesar de sua importância, não existe um critério padrão a ser adotado no controle de qualidade. Neste sentido, fica a cargo de cada pesquisador escolher os testes aplicados durante esta etapa do processamento dos dados. Na presente análise, o primeiro passo foi excluir blocos que apresentavam menos de 30 minutos de medição. Na sequência, foi realizada uma análise visual das séries temporais, o que permitiu constatar a existência de muitas séries não estacionárias, principalmente aquelas medidas acima do dossel. A seguir, os métodos adotados no controle de qualidade são descritos em detalhes.

4.2.1 Remoção dos picos

Para remoção dos picos, adotou-se um método similar ao proposto por Vickers e Mahrt (1997): inicialmente as séries temporais de cada variável são separadas em janelas de dois minutos, com 1200 pontos cada; posteriormente, a média e o desvio-padrão de cada janela são calculados. Na sequência, ao percorrer cada ponto da série, tal ponto é considerado um pico quando seu valor absoluto é maior do que 3,5 vezes o desvio-padrão a partir da média da janela à qual pertence, ou seja, um pico é caracterizado por

$$a_i > \bar{a}_n + 3,5\sigma_n, \text{ ou}$$

$$a_i < \bar{a}_n - 3,5\sigma_n,$$

em que \bar{a}_n e σ_n são a média e o desvio-padrão de cada janela ($n = 1, \dots, 15$), e a_i , com $i = 1, \dots, 1200$, são os valores de cada janela.

Uma vez detectado, o pico é substituído: neste caso um ajuste linear é realizado em cada janela de 2 minutos, e o novo ponto é encontrado a partir desta reta. No entanto, quando quatro ou mais pontos consecutivos são detectados, eles não são considerados picos, não sendo substituídos. Além disso, quando o número de picos é superior a 1% do total de dados da série, o bloco é descartado. Na figura 4.4(a) pode ser visualizada uma série temporal de densidade de vapor em que um pico foi detectado; nela, o limite de detecção aparece em vermelho. Em 4.4(b) o pico foi corrigido.

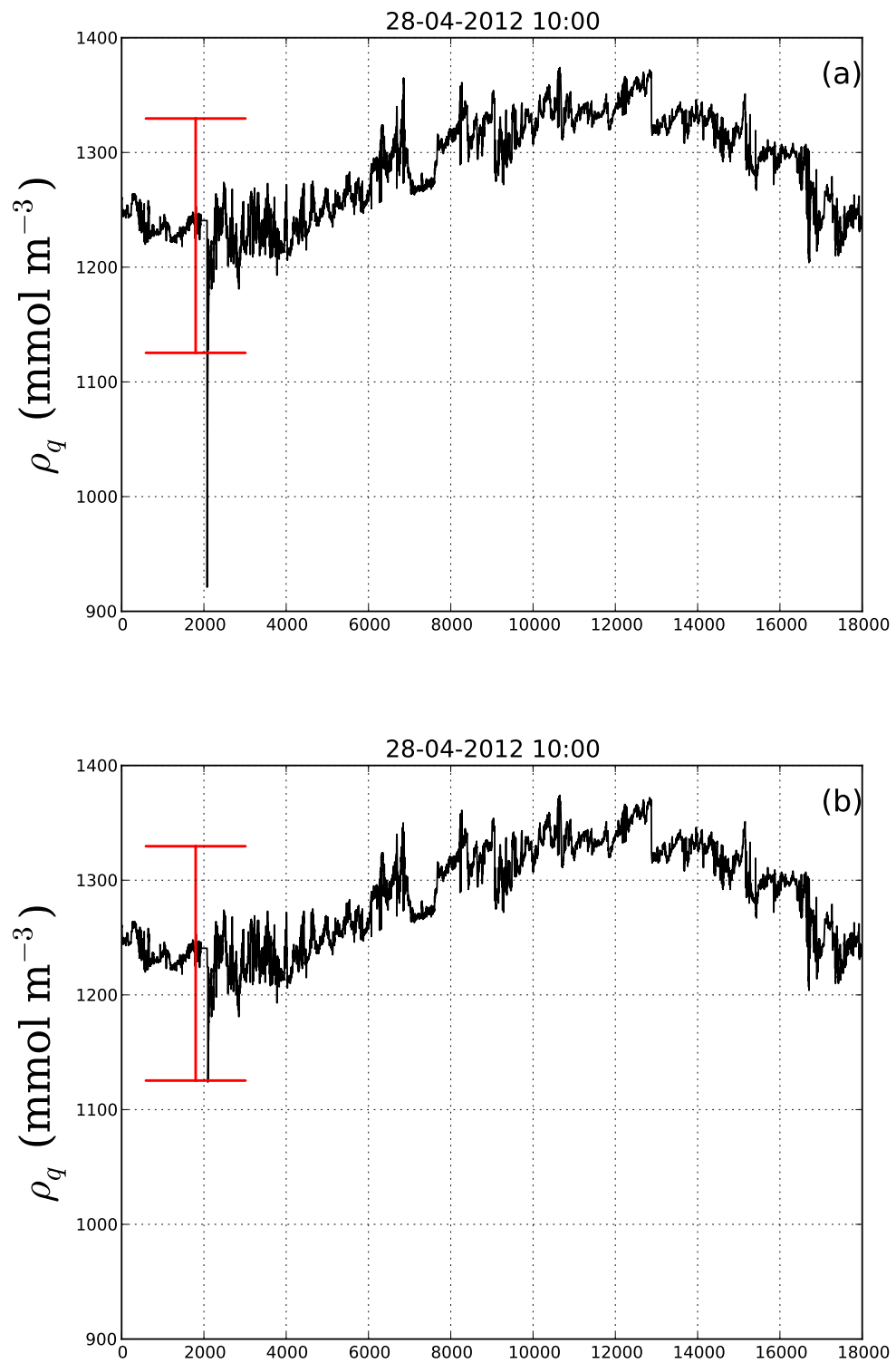


Figura 4.4: Série de densidade de vapor d'água contendo um pico. Os limites de detecção do pico aparecem em vermelho.

4.2.2 Análise do desvio-padrão

Este critério foi adotado devido à existência de falha instrumental nas medições, que em muitos casos gerou séries nas quais o sensor deixou de funcionar, registrando em alguns intervalos o mesmo valor de forma consecutiva; além disso, em outros casos as séries possuem intervalos cujos desvios-padrão estão muito próximos dos limites de precisão de amostragem dos sensores, sendo que neste caso tais medições não são confiáveis.

De forma resumida este método do controle de qualidade consistiu em verificar o desvio-padrão a cada dois minutos (1200 pontos) ao longo das séries. Inicialmente, cada série teve a média móvel calculada (com janela de 900 pontos); posteriormente foram subtraídas as séries originais das médias móveis, resultando em uma nova série, agora composta por flutuações. Usando a temperatura como exemplo, sua série original, $\theta(t)$, menos a média móvel da série, $\theta_{mov}(t)$, resulta em $\theta'(t) = \theta(t) - \theta_{mov}(t)$. Vale lembrar que, uma vez que a janela adotada para a média móvel foi de 900 pontos, a série de flutuações possui 17101 pontos ($=18000 - 899$). Na sequência, cada série temporal resultante foi separada em intervalos de 1200 pontos, resultando em 14 intervalos de 2 minutos (o último intervalo possui apenas 301 pontos e não é incluído na análise).

Com base na precisão de amostragem do sensor de cada variável, e após a realização de testes, valores-limite foram estipulados para o desvio-padrão. Dessa forma, sempre que o desvio-padrão de uma janela mostrou-se inferior ao respectivo valor-limite para uma determinada variável, o bloco ao qual tal série pertence foi descartado. A Tabela 4.1 exhibe os valores-limite (λ) adotados para as seguintes variáveis: velocidade vertical, λ_w , velocidade longitudinal e transversal, λ_u e λ_v , respectivamente, temperatura, λ_θ , densidade de dióxido de carbono, λ_{ρ_c} , e densidade de vapor d'água, λ_{ρ_q} .

Tabela 4.1: Valores limites usados no controle de qualidade. Desvios-padrão inferiores a estes valores foram critério de exclusão do bloco.

λ_w	λ_u	λ_v	λ_θ	λ_c	λ_q
$0,005 \text{ ms}^{-1}$	$0,008 \text{ ms}^{-1}$	$0,008 \text{ ms}^{-1}$	$0,04 \text{ }^\circ\text{C}$	$0,01 \text{ mmol m}^{-3}$	1 mmol m^{-3}

A figura 4.5 exhibe uma série temporal de densidade de CO_2 detectada pelo método de análise do desvio-padrão, em que a mesma série é exibida na figura 4.6, agora com as flutuações separadas em janelas. Neste exemplo, $\sigma_{\rho_c} \sim 0,007 \text{ mmol m}^{-3}$ nos três últimos intervalos, menor que o valor-limite λ_{ρ_c} ($= 0,01 \text{ mmol m}^{-3}$).

Nesta etapa do controle de qualidade muitos dados foram descartados, principalmente aqueles medidos em 81,6 m, o que já era esperado uma vez que a análise visual dos

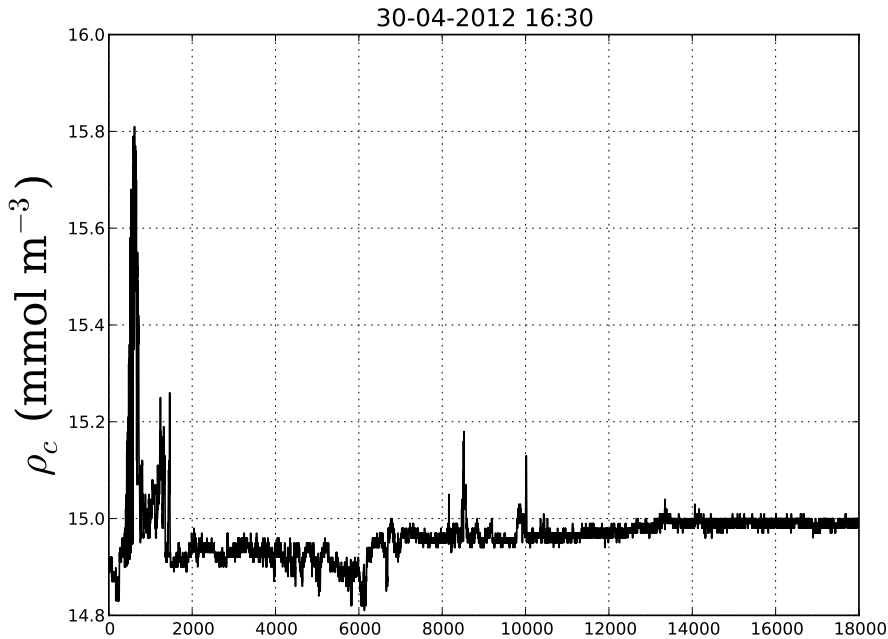


Figura 4.5: Série de CO₂ detectada pelo método de análise do desvio-padrão.

gráficos indicou a existência de muitos blocos de baixa qualidade neste nível. Após esta fase, apenas 21,5% dos blocos medidos em 81,6 m e 50,2% dos blocos medidos em 39,4 m permaneceram.

Entretanto, mesmo após esta etapa do controle verificou-se ainda a existência de muitos blocos que exibiam comportamentos fortemente não estacionários, mesmo após a remoção da tendência linear. Tais blocos geravam resultados muito discrepantes, tendo sido adotados ainda outros dois métodos no controle de qualidade. Um deles foi o Teste do Arranjo Inverso, um método bastante adotado para detectar tendências (BENDAT; PIERSOL, 1986, p. 96), detalhado na sequência.

4.2.3 Teste do Arranjo Inverso

Seja uma sequência de N observações de uma variável aleatória x , onde as observações são denotadas por x_i , $i = 1, 2, 3, \dots, N$. Agora, contando o número de vezes em que $x_i > x_j$ para $i < j$, cada desigualdade é chamada um arranjo inverso, e o número total de arranjos é denotado por A . Da série temporal, x_1, x_2, \dots, x_N , define-se

$$h_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{se } x_i > x_j, \\ 0 & \text{caso contrário.} \end{cases} \quad (4.1)$$

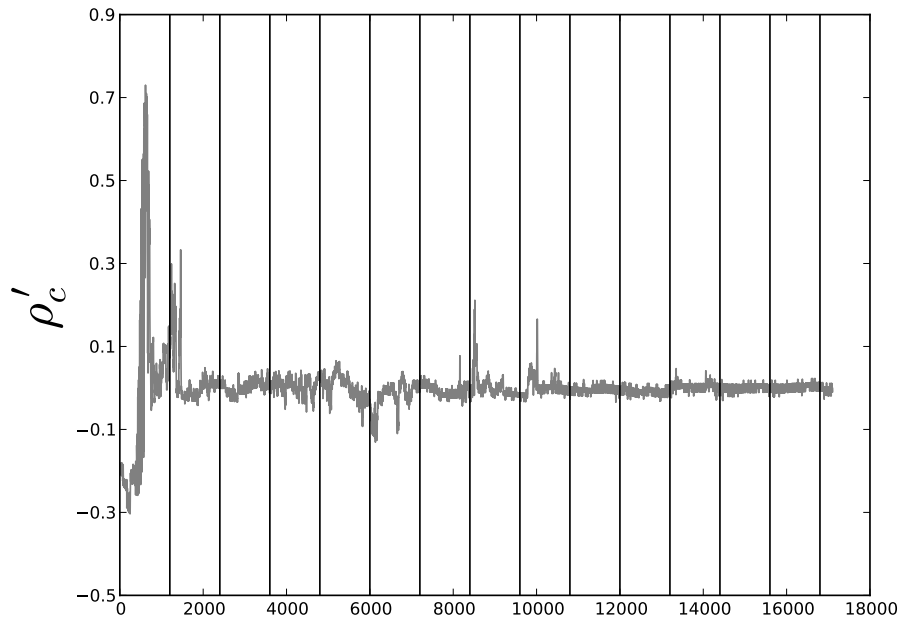


Figura 4.6: Flutuações da série de CO₂ detectada pelo método de análise do desvio-padrão. Nos três últimos intervalos da série, $\sigma_{\rho_c} \sim 0.007 \text{ mmol m}^{-3} < \lambda_{\rho_c}$ ($= 0,01 \text{ mmol m}^{-3}$).

Então,

$$A = \sum_{i=1}^{N-1} A_i, \quad (4.2)$$

$$A_i = \sum_{j=i+1}^N h_{ij}. \quad (4.3)$$

Após calculados estes índices, e dado um nível de significância α , a região de aceitação para esta hipótese será $[A_{N;1-\alpha/2} < A \leq A_{N;\alpha/2}]$, cujos valores são tabelados (BENDAT; PIERSOL, 1986, p. 97). De forma geral, séries em que ocorre uma tendência crescente apresentam $A < A_{N;1-\alpha/2}$, enquanto séries cujas tendências são decrescentes exibem $A > A_{N;1-\alpha/2}$.

Na presente análise, os parâmetros adotados foram $N = 50$ janelas (neste caso, a série é dividida em 50 janelas e a média de cada uma delas é usada na análise) e $\alpha = 0,05$ como nível de significância. Com estes parâmetros o limite torna-se $[495 < A \leq 729]$. Vale destacar que esta escolha, que resulta em 50 janelas de 36 segundos, é suficiente para remover a possível autocorrelação existente entre os dados. Este problema — também verificado no método Mann-Kendal (BLAIN, 2014) — surge devido à hipótese inicial de tais método estatísticos, que supõem independência entre as variáveis, o que não é válido

para amostras meteorológicas. No presente caso, as médias são realizadas em janelas de 36 segundos, que por sua vez são muito maiores do que a escala integral da turbulência (entre 1 e 10 s) (CRIVELLARO, 2014), garantindo que elas sejam independentes entre si.

A figura 4.7 exhibe uma série temporal de flutuação de temperatura que foi sinalizada, com $A = 442$, e excluída das análises pelo Teste do Arranjo Inverso. Vale lembrar que este teste foi realizado após a remoção da tendência linear, conforme será detalhado na seção 4.4.

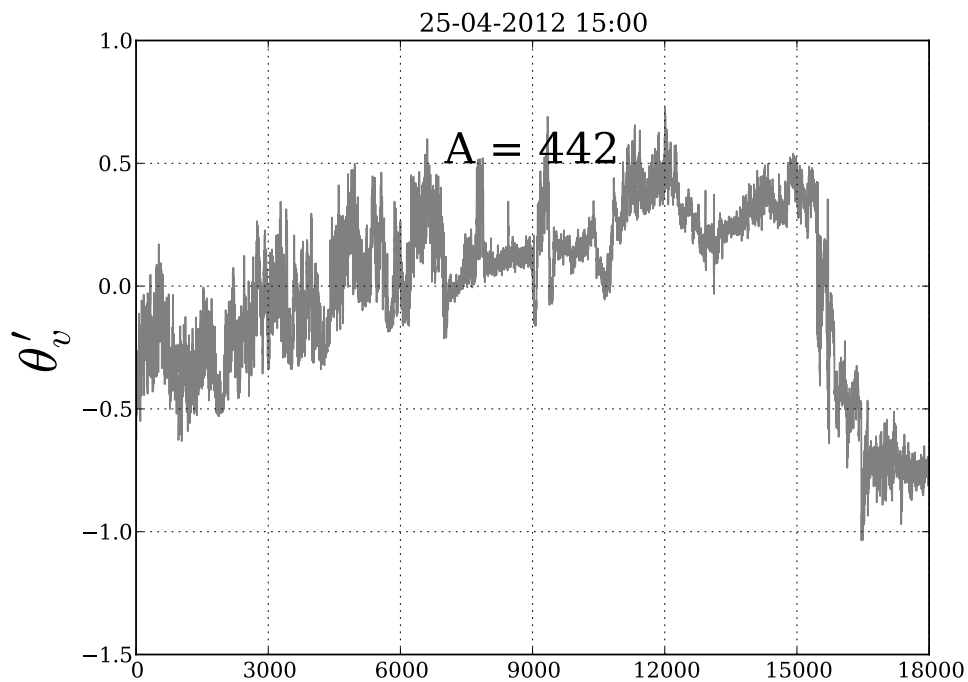


Figura 4.7: Série temporal das flutuações de temperatura detectada pelo Teste do Arranjo Inverso.

4.2.4 Análise da amplitude das séries temporais

O último método adotado foi de cunho subjetivo, e foi incluído a fim de detectar séries de escalares fortemente não estacionários que permaneceram após o último teste. Isso ocorreu porque o Teste do Arranjo Inverso detecta séries quando as mesmas apresentam uma tendência crescente ou decrescente dominante; em alguns casos a série apresenta as duas tendências, e o método acaba não funcionando.

Para este último teste obteve-se a diferença entre o maior e o menor valor da média móvel de cada série temporal, tendo sido tal série descartada quando esta diferença era maior que um valor pré-estabelecido para o escalar em questão. Estes valores foram es-



Figura 4.8: série de densidade de vapor d'água não estacionária. A linha contínua é a regressão linear realizada sobre os dados.

colhidos com base na inspeção visual dos gráficos, em que definiu-se: $\Delta\rho_c = 3 \text{ mmol m}^{-3}$, $\Delta\theta = 1,7^\circ\text{C}$ e $\Delta\rho_q = 200 \text{ mmol m}^{-3}$.

A figura 4.8 exibe uma série de densidade de vapor d'água fortemente não estacionária, em que pode-se ver também a reta da regressão linear realizada sobre os dados. Já a figura 4.9 apresenta a mesma série; no entanto, agora são exibidas as flutuações extraídas a partir da remoção da tendência linear (método que será detalhado na seção). Nota-se que mesmo após este procedimento, a série demonstra ser fortemente não estacionária, cuja amplitude neste caso está em torno de $\Delta\rho_q = 606 \text{ mmol m}^{-3}$.

Nesta última etapa detectou-se muitas séries de densidade de vapor d'água, ρ_q , tendo sido encontradas variações (diferença entre o maior e o menor valor da média móvel) de mais de 1000 mmol m^{-3} (sendo o limite de 200 mmol m^{-3}). Séries de dióxido de carbono, ρ_c , também exibiram grande variabilidade, chegando a $\Delta\rho_c = 34 \text{ mmol m}^{-3}$. Estas grandes diferenças aparentam ser algum tipo de influência externa, que não as condições meteorológicas, ou ainda erro dos sensores, uma vez que ambos os escalares são medidos pelo mesmo equipamento; isso se evidencia quando verificadas as séries de temperatura, que nos poucos casos detectados pelo teste, não ultrapassou diferenças de $3,5^\circ\text{C}$. No entanto, estes fatores não foram analisados neste estudo; dessa forma uma explicação plausível para estas variações não pôde ser obtida.

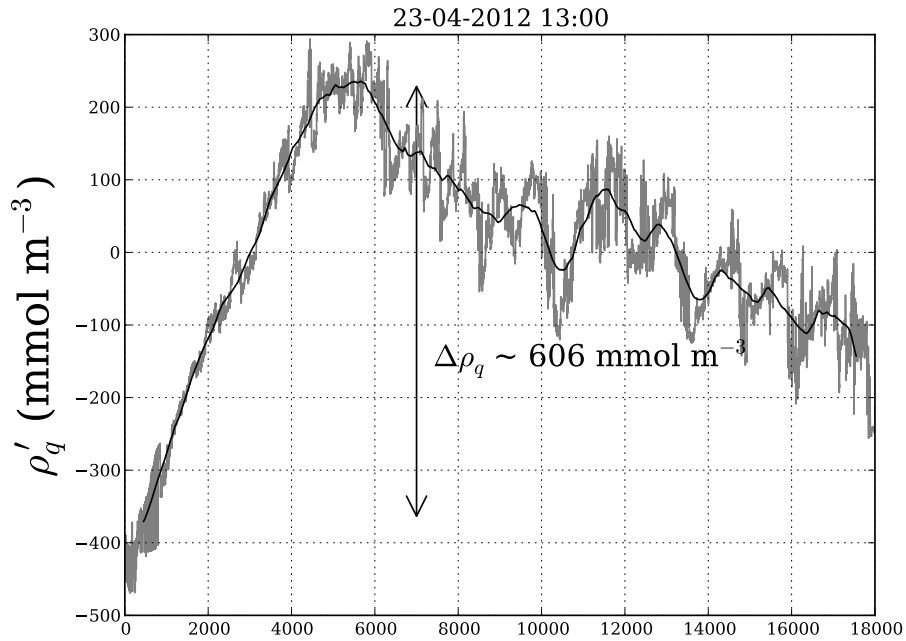
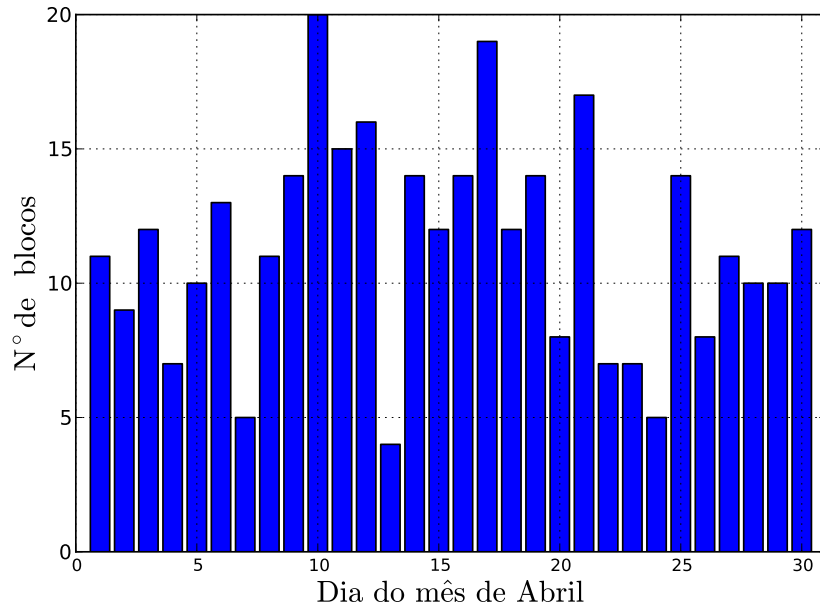


Figura 4.9: Análise das amplitudes sobre as flutuações da série de vapor d'água.

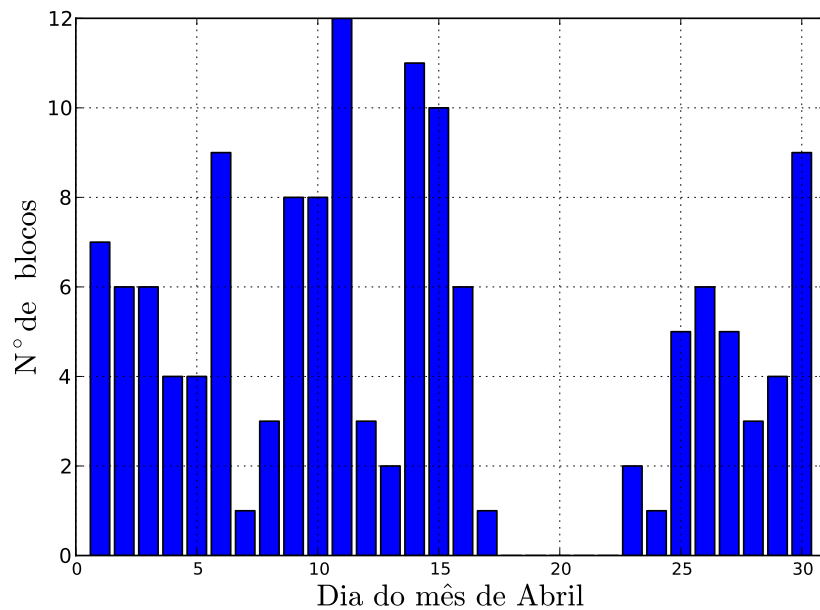
Após esta fase final do controle, restaram 16,8% dos blocos medidos em 81,6 m e 41,5% dos blocos medidos em 39,4 m, o que destaca o grande número de séries temporais inconsistentes medidas acima do dossel vegetal em relação às medidas no topo.

Nas análises do presente estudo foram consideradas apenas condições de estabilidade instável ($\zeta < 0$), e neste caso o número de blocos reduziu-se a 9,41% em 81,6 m e a 24,1% em 39,4 m. As figuras 4.10a (39,4 m) e 4.10b (81,6 m) exibem os histogramas da distribuição de blocos instáveis para cada dia do mês de Abril; nas figuras 4.10c e 4.10d são exibidas as distribuições dos blocos de acordo com o horário em que foram medidos. Note que uma vez que apenas condições instáveis estão sendo consideradas, os blocos noturnos — que tendem a ser estáveis —, foram descartados.

Além disso, antes de realizadas as análises, a velocidade do vento foi rotacionada, e as densidades mássicas (massa do escalar/volume) ρ_c e ρ_q foram convertidas em concentrações mássicas (massa do escalar/massa total), c e q , respectivamente. Por fim, as flutuações foram removidas a partir da separação de Reynolds e da eliminação da tendência linear.



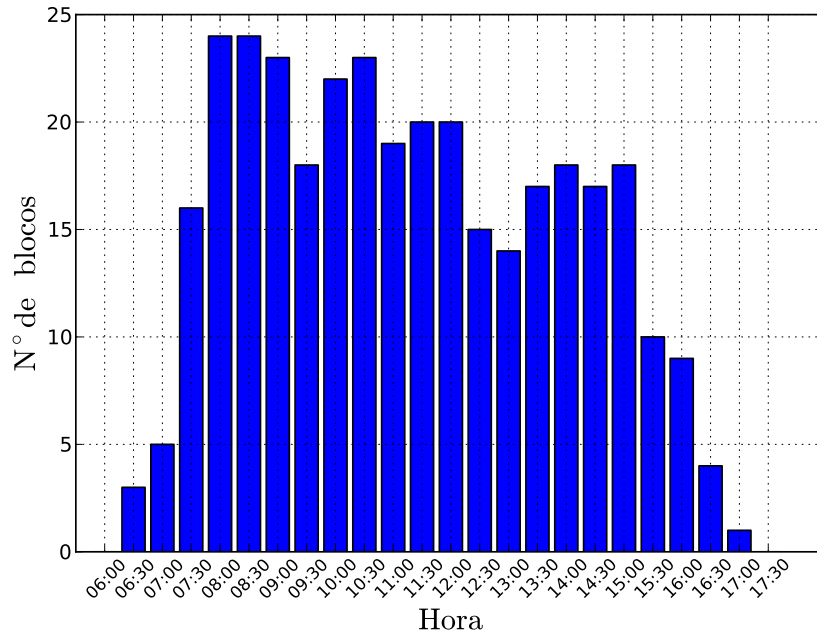
(a) Histograma da frequência de blocos instáveis para cada dia em 39,4 m.



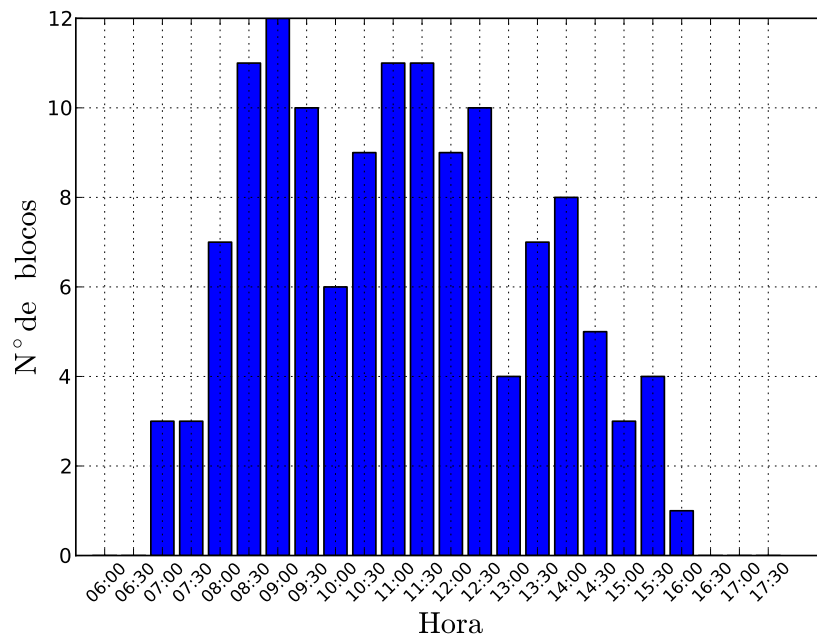
(b) Histograma da frequência de blocos instáveis para cada dia em 81,6 m.

4.3 Rotação de coordenadas

Quando a série de dados é medida sobre uma superfície inclinada, uma rotação de coordenadas torna-se necessária para alinhar o novo eixo x com a direção do vento médio (paralelo à superfície), e o novo eixo z com a direção normal. Sejam u_0 , v_0 e w_0 as



(c) Histograma da frequência de blocos instáveis em cada horário em 39,4 m.



(d) Histograma da frequência de blocos instáveis em cada horário em 81,6 m.

componentes da velocidade no sistema de coordenadas original. As coordenadas no novo

sistema, u , v e w , são calculadas por

$$u = \cos \alpha_x \cos \alpha_z u_0 + \operatorname{sen} \alpha_x \cos \alpha_z v_0 + \operatorname{sen} \alpha_z w_0, \quad (4.4)$$

$$v = -\operatorname{sen} \alpha_x u_0 + \cos \alpha_x v_0, \quad (4.5)$$

$$w = -\cos \alpha_x \operatorname{sen} \alpha_z u_0 - \operatorname{sen} \alpha_x \operatorname{sen} \alpha_z v_0 + \cos \alpha_z w_0. \quad (4.6)$$

Os ângulos α_x e α_z podem ser vistos como a longitude e a latitude do eixo x em relação às novas coordenadas, e são calculados da seguinte forma

$$\alpha_z = \operatorname{arctg}2(\bar{v}_0, \bar{u}_0), \quad (4.7)$$

$$\alpha_x = \operatorname{arctg}2(\bar{w}_0, \sqrt{\bar{u}_0^2 + \bar{v}_0^2}), \quad (4.8)$$

em que $\operatorname{arctg}2$ é uma função especial que analisa os sinais de seus argumentos e determina o quadrante do ângulo, retornando um arco entre $-\pi$ e $+\pi$. No novo sistema de coordenadas, são válidas as seguintes igualdades

$$\bar{u} = \sqrt{\bar{u}_0^2 + \bar{v}_0^2 + \bar{w}_0^2}, \quad (4.9)$$

$$\bar{v} = 0, \quad (4.10)$$

$$\bar{w} = 0, \quad (4.11)$$

Destaca-se que a rotação de coordenadas é um passo importante para a análise dos dados, uma vez que o escoamento unidirecional é uma das premissas para a Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov.

4.4 Extração da tendência linear

O método de extração da tendência linear é um procedimento adotado a fim de eliminar a não estacionariedade de séries temporais. Após realizada a decomposição de Reynolds, tem-se a média e as flutuações turbulentas da série original. Para que seja eliminada a tendência, ajusta-se uma função do tipo $y(m) = c_1 + c_2 m$ à série de flutuações turbulentas, em que $0 \leq m \leq N$, sendo N o número de pontos (MONCRIEFF *et al.*, 2004). O próximo passo é a obtenção de uma nova série de flutuações turbulentas,

$$a'_{\text{novo}}(m) = a'(m) - (c_1 + c_2 m), \quad (4.12)$$

em que $a'(m)$ representa a série de flutuações iniciais e $a'_{\text{novo}}(m)$ é a nova série de flutuações após a eliminação da tendência linear. A figura 4.10 exibe um exemplo onde foi retirada

a não estacionariedade de uma série de flutuações de temperatura. O primeiro gráfico da figura exhibe a série de flutuações originais, e o segundo a nova série de flutuações de temperatura. Nota-se que as médias de ambas as séries são iguais e obedecem à propriedade (2.30) da decomposição de Reynolds, em que $\overline{a'} = \overline{a'_{novo}} = 0$. No presente texto, o índice *novo* será omitido.

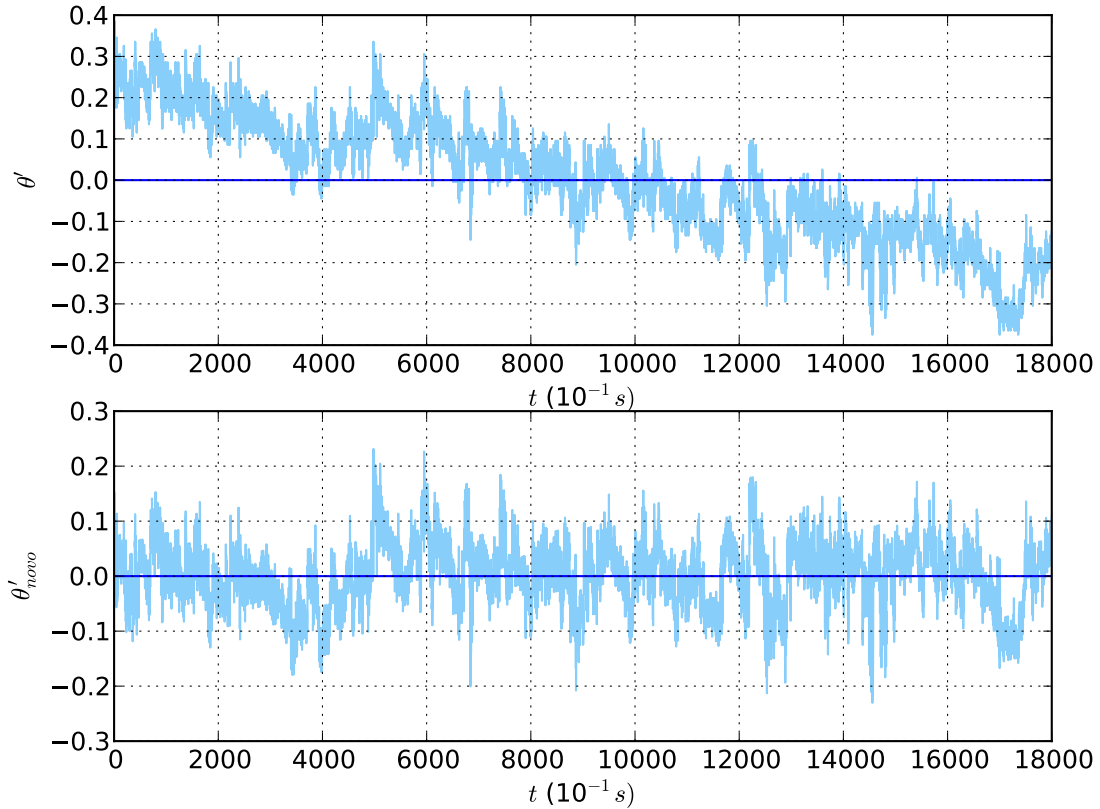


Figura 4.10: Exemplo de extração da tendência linear de uma série de temperatura (θ). O bloco do exemplo foi medido no dia 11 de Abril entre 17h00 e 17h30.

4.5 Análise Espectral

A seguir é detalhada a dedução de uma das funções adimensionais de Monin-Obukhov empregadas a fim de verificar a validade da teoria na Subcamada Rugosa.

A partir das escalas turbulentas, dos espectros de temperatura e da análise dimensional, pode-se definir a seguinte função de similaridade

$$g_{\theta}(\zeta) = \frac{\kappa^{5/3} (z-d)^{2/3} E_{\theta\theta}(\kappa)}{\theta_*^2}, \quad (4.13)$$

em que κ é o número de onda, z é a altura de medição, d a altura do plano de deslocamento zero, $E_{\theta\theta}(\kappa)$ é o espectro de temperatura em função do número de onda e θ_* é a escala característica de temperatura. A forma da faixa inercial do espectro de temperatura é conhecida e dada pela conhecida lei dos $-5/3$, também válida para outros escalares,

$$E_{\theta\theta}(k) = \psi \epsilon^{-1/3} N \kappa^{-5/3}, \quad (4.14)$$

onde ψ é uma constante que vale aproximadamente 0,8, ϵ é a taxa de dissipação de energia cinética e N é a taxa de dissipação de semi-variância da temperatura (KAIMAL; FINNIGAN, 1994, p. 37). Substituindo (4.14) em (4.13), e fazendo $\beta = \psi \epsilon^{-1/3} N$, chega-se a seguinte equação válida para a faixa inercial

$$g_{\theta}(\zeta) = \frac{\beta(z-d)^{2/3}}{\theta_*^2}. \quad (4.15)$$

Dessa forma, cada série de 30 min. de temperatura teve o coeficiente β encontrado através da regressão linear de $\log(E_{\theta\theta})$ contra $\log(\kappa)$, com inclinação de $-5/3$, realizada na faixa inercial do espectro de energia conforme mostra a figura 4.11. A faixa inercial foi delimitada entre as frequências 0,02 a aproximadamente 0,87 Hz.

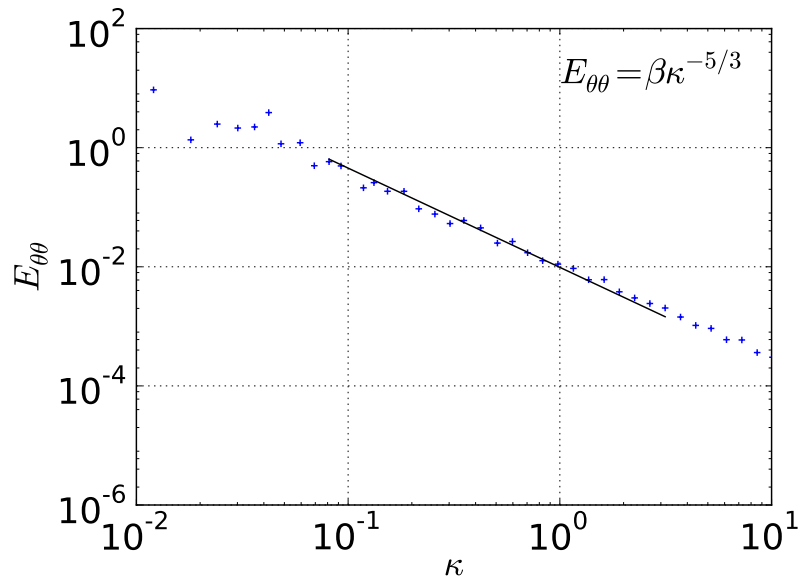


Figura 4.11: Espectro de temperatura. A linha contínua representa a regressão linear realizada na faixa inercial. A série deste exemplo foi medida dia 1º de Abril de 2012 entre 10h e 10h30.

O objetivo de (4.15) é determinar em que grau g_{θ} calculado com dados da Subcamada Rugosa obedece à TSMO. Ela é válida apenas na faixa inercial do espectro, o que

limita a análise de similaridade apenas em uma faixa de frequência onde a turbulência tende a ser isotrópica, de acordo com a teoria de Kolmogorov (1941).

5 Resultados e Discussão

5.1 Coeficiente de assimetria da velocidade

Uma propriedade característica da turbulência, sua intermitência, surge quando são considerados momentos estatísticos de velocidade de ordens maiores. Na Camada Superficial, as assimetrias de u e w são medidas desta intermitência, e são dados por (KAIMAL; FINNIGAN, 1994),

$$\text{Sk}_w = \frac{\overline{w'^3}}{\sigma_w^3}, \quad (5.1)$$

$$\text{Sk}_u = \frac{\overline{u'^3}}{\sigma_u^3}. \quad (5.2)$$

Em condições convectivas (instáveis) ou aproximadamente neutras, observa-se que Sk_w é tipicamente negativo na Subcamada Rugosa e positivo na Subcamada Inercial (RAUPACH; THOM, 1981; KAIMAL; FINNIGAN, 1994; FITZJARRALD *et al.*, 1990), e Sk_u tende a ser positivo em ambas as situações. Dessa forma, em algum nível acima do dossel Sk_w muda de sinal, e parece razoável supor este nível como sendo uma medida da altura da Subcamada Rugosa. Kruijt *et al.* (2000) aplicaram esta ideia em uma floresta na Amazônia, e encontraram Sk_w variando de -1 no topo do dossel a $\text{Sk}_w \sim 0$ em um nível de $1,5h$; em uma floresta similar, também na Amazônia, Randow, Kruijt e Holtslag (2006) verificaram $\text{Sk}_w \sim 0,1$ durante o dia na altura de $1,8h$, o que levou os autores a concluírem que a altura da Subcamada Rugosa estava entre $1,5h$ e $1,8h$.

Partindo desta ideia, o coeficiente de assimetria da velocidade vertical foi aqui calculado a fim de avaliar a influência da Subcamada Rugosa sobre a floresta, assim como analisar se em 81,6 m existem indícios de transição para a Subcamada Inercial. Nas figuras 5.1(a) e 5.1(b) são exibidos os gráficos da assimetria nos níveis de 39,4 m e 81,6 m, respectivamente, apenas para os casos de atmosfera instável.

Observando o comportamento de Sk_w , nota-se uma grande oscilação entre valores positivos e negativos, mesmo em 81,6 m, que varia aproximadamente entre $-0,5$ e $+0,8$. Isso indica que a Subcamada Rugosa exerce influência no escoamento até pelo menos 82 m acima da superfície. Essa grande oscilação também leva a acreditar que a altura da Subcamada Rugosa não é constante, variando ao longo do dia. É evidente também que em 39,4 m o efeito da rugosidade mostra-se mais acentuado, o que já era esperado uma vez que este nível está mais próximo dos elementos de rugosidade, sendo que Sk_w chega próximo de $-0,8$. No entanto, a presença de assimetria positiva neste nível indica um cenário complicado, uma vez que, de acordo com a teoria acima citada, seria um indício de que este nível situa-se fora da Subcamada Rugosa em alguns períodos do dia. Por outro lado, estes resultados em 39,4 m podem estar indicando que este método, sozinho, não é capaz de identificar com precisão a altura da Subcamada Rugosa; além disso, os valores do coeficiente podem ter sido contaminados por erros aleatórios no cálculo, o que seria suficiente para mudar o sinal dos mesmos. Neste sentido, para que estes resultados possam ser interpretados de forma mais precisa, faz-se necessário calcular o erro aleatório de cada estimativa de Sk_w com o uso de métodos como o desenvolvido por Salesky, Chamecki e Dias (2012), também abordado em Crivellaro (2014). No entanto, esta análise é mais complexa e não será abordada no presente estudo.

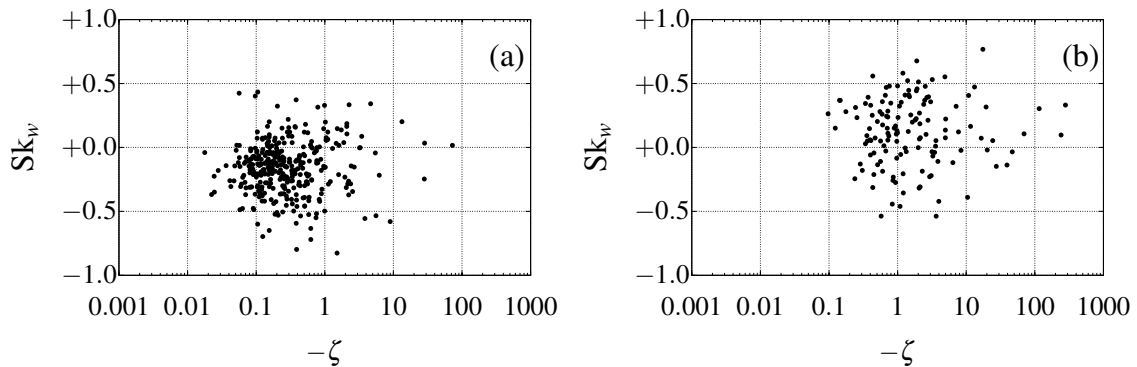


Figura 5.1: Coeficiente de assimetria da velocidade vertical: (a) 39,4 m e (b) 81,6 m.

5.2 Desvio-padrão adimensional

Nesta seção foram avaliadas as funções de Monin-Obukhov do tipo $\phi_a = \sigma_a/a_*$, em que σ_a é o desvio-padrão e a_* é a escala característica turbulenta desta variável. Esta função, também conhecida como Método Fluxo Variância, pode ser empregada em procedimentos de controle de qualidade (FOKEN; WICHURA, 1996; THOMAS; FOKEN, 2002; LEE; MASSMAN; LAW, 2004), para o cálculo de fluxos (HONG; DIAS; LECLERC,

2008), e mais comumente para avaliar similaridade (RANDOW; KRUIJT; HOLTSLAG, 2006; HUO *et al.*, 2015; BERNARDES; DIAS, 2009; CANCELLI; CHAMECKI; DIAS, 2014).

As figuras 5.2 e 5.3 exibem as funções para os escalares θ , c e q e para a componente w da velocidade do vento medidos a 39,4 e 81,6 m da superfície, respectivamente. Com o objetivo de estudar os fluxos diurnos, foram considerados apenas fluxos negativos de CO₂, o que corresponde a $c_* < 0$, positivos de umidade e temperatura, $q_* > 0$ e $\theta_* > 0$, e casos instáveis ($\zeta < 0$). De acordo com a TSMO, as escalas turbulentas devem representar os fluxos superficiais; neste sentido seria conveniente adimensionalizar os desvios-padrão em ambos os níveis pelas escalas calculadas em 39,4 m. No entanto, este procedimento não foi aqui adotado devido ao grande número de blocos excluídos das análises, o que fez com que em muitos casos não existissem blocos medidos no mesmo horário.

As linhas contínuas são as funções empíricas para escalar e velocidade ajustadas a partir de experimentos e universais diante de similaridade (KATUL *et al.*, 1995), sendo suas formas para a velocidade e para um escalar, respectivamente,

$$\phi_w(\zeta) = 1,25(1 - 3\zeta)^{1/3}, \quad (5.3)$$

$$\phi_a(\zeta) = 2(1 + 9,5|\zeta|)^{-1/3}. \quad (5.4)$$

Nota-se um alto grau de dispersão nas figuras como consequência da influência da Subcamada Rugosa, tendo o mesmo resultado sido verificado por outros autores diante do desvio de similaridade (PADRO, 1993; KATUL; HSIEH, 1999; WILLIAMS; SCANLON; ALBERTSON, 2007; DIAS *et al.*, 2009; RANDOW; KRUIJT; HOLTSLAG, 2006). Em ambos os níveis a dispersão ocorre de forma mais acentuada entre os escalares, principalmente com relação ao CO₂, sendo a velocidade vertical a que se comporta melhor em ambos os níveis. Muitos autores sugerem que o desvio da TSMO pode estar ligado à heterogeneidade das fontes e sumidouros dos escalares dentro do dossel vegetal, o que pode contribuir para a elevação dos desvios-padrão calculados em relação às escalas turbulentas (DENMEAD; BRADLEY, 1985; RUPPERT; THOMAS; FOKEN, 2006; FOKEN, 2006; WILLIAMS; SCANLON; ALBERTSON, 2007; HUO *et al.*, 2015). De acordo com Williams, Scanlon e Albertson (2007), isso é consequência da interação das parcelas de ar amostradas com fontes e sumidouros heterogêneos ao longo da superfície, que podem adicionar uma variação temporal que não está necessariamente associada ao fluxo médio que ocorre naquela região. Este aumento de σ_a em relação ao a_* também faz com que a dispersão concentre-se acima da curva da TSMO, formando um “pacote” superior.

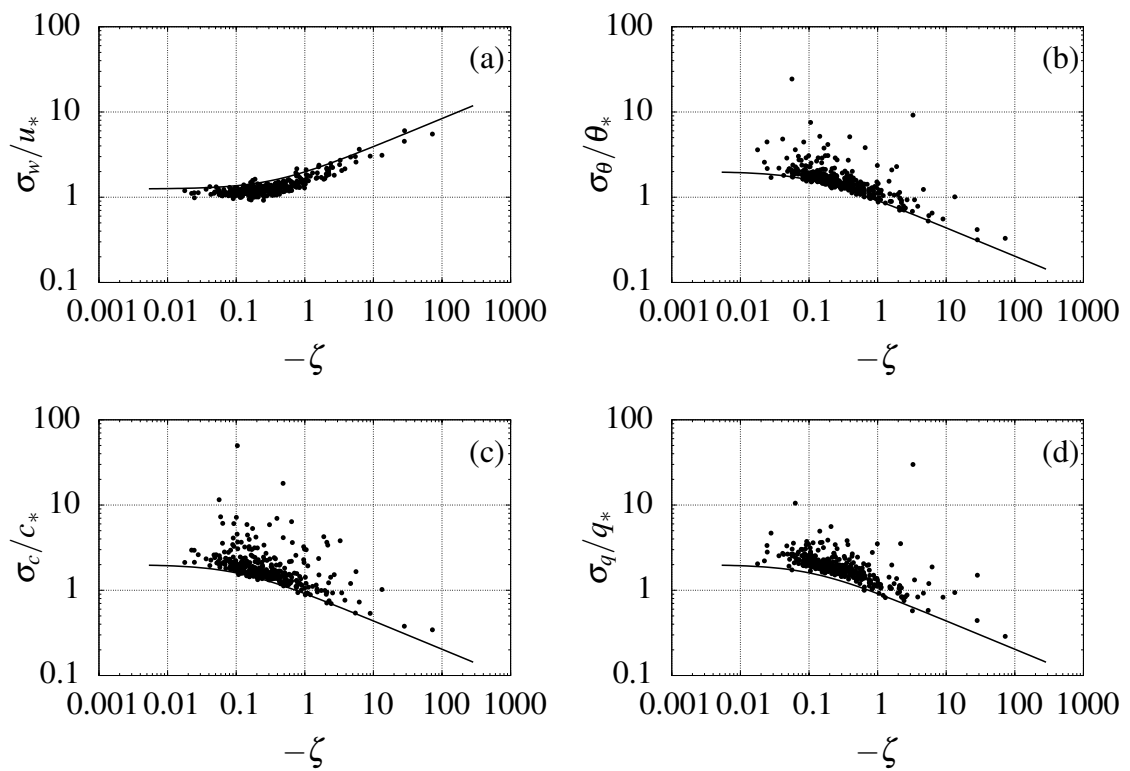


Figura 5.2: desvio-padrão adimensional em 39.4 m, sendo em (a) para a velocidade vertical, em (b) para a temperatura, em (c) o dióxido de carbono e em (d) para a umidade.

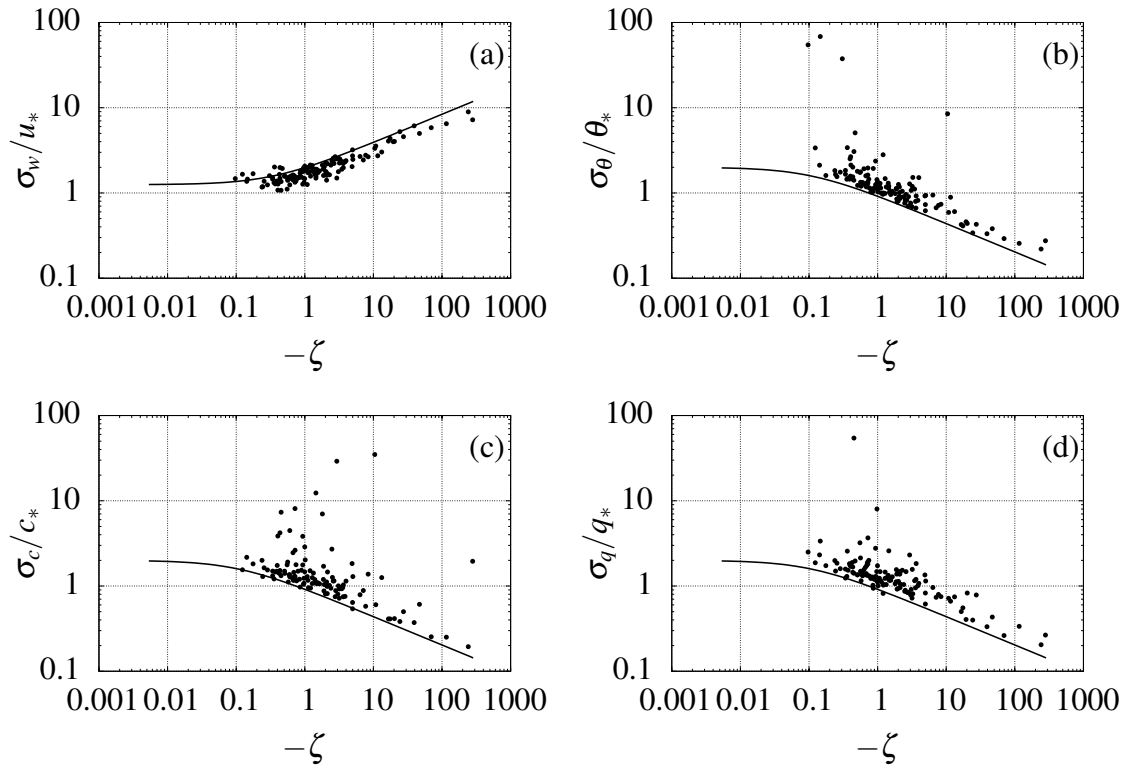


Figura 5.3: desvio-padrão adimensional em 81.6 m, sendo em (a) para a velocidade vertical, em (b) para a temperatura, em (c) o dióxido de carbono e em (d) para a umidade.

Além da influência da Subcamada Rugosa, outros fatores externos podem estar causando desvio da TSMO, como o entranhamento de fluxos no topo da atmosfera (CANCELLI, 2013; CANCELLI; CHAMECKI; DIAS, 2014). Este efeito do entranhamento na TSMO foi verificado por Boer *et al.* (2014), cujo experimento realizado sobre uma superfície homogênea mostrou que nos dias de maior desvio da teoria ocorreu influência dos fluxos de entranhamento. Os autores verificaram que as contribuições para a variância de vapor d'água correspondiam a uma escala de tempo proporcional à altura da camada limite atmosférica z_i e à escala de velocidade vertical w_* , sendo definida por $z_i/w_* \sim 20$ min.

A seguir, serão analisadas possíveis influências sobre a validade da TSMO. Inicialmente será avaliado se há relação entre o desvio-padrão adimensional e o ângulo solar zenital; na sequência, a partir da direção da velocidade do vento será realizada uma breve análise acerca de possíveis influências de circulações de baixas frequências na similaridade, como as circulações de mesoescala.

5.2.1 Relação entre TSMO e o ângulo solar zenital

De acordo com Iwata, Harazono e Ueyama (2010), sobre alta vegetação as fontes e sumidouros dos escalares são verticalmente distribuídos dentro do dossel e variam sazonalmente dependendo da fenologia da vegetação e também do ângulo solar zenital, ângulo este que determina quão profundamente a radiação solar penetra entre as árvores. Sendo assim, o ângulo zenital torna-se um bom candidato a ser capaz de influenciar nos fluxos de escalares na floresta. Portanto, com o objetivo de verificar se ocorre similaridade em algum momento ao longo do dia, os desvios-padrão adimensionais foram separados de acordo com a variação do ângulo zenital. Uma vez que próximo ao meio dia os ângulos zenitais são menores, três intervalos de ângulos foram escolhidos: $0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$, $20^\circ < |Z| \leq 60^\circ$ e $60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$, conforme ilustra a figura 5.4. Os três intervalos foram escolhidos por terem demonstrado o melhor resultado após outras opções terem sido testadas.

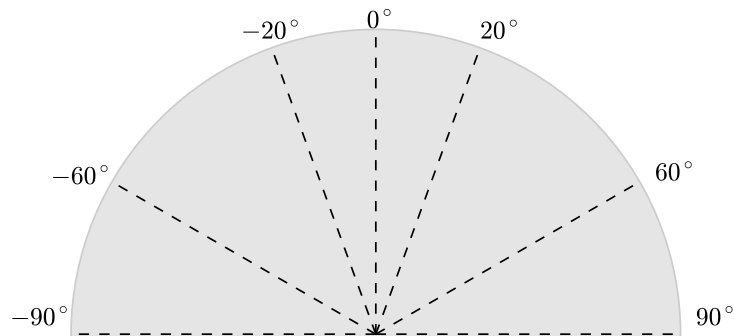


Figura 5.4: Classes de ângulo solar zenital. O desvio-padrão adimensional foi separado de acordo com a classe a qual pertence.

Os resultados podem ser observados nas figuras 5.5 e 5.6 para 39,4 m e 81,6, respectivamente. No intervalo $60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$ em 81,6 m restaram poucos pontos, e apesar das figuras terem sido mantidas, os resultados são pouco representativos.

Nota-se uma grande melhoria na questão da similaridade próximo ao meio dia. Entre os escalares, a temperatura é o que apresenta menor dispersão, principalmente no intervalo $0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$ medidos a 39,4 m. Esta diferença entre a temperatura com relação aos escalares dióxido de carbono e vapor d'água pode também ser atribuída, segundo Tsai *et al.* (2012), ao fato de ocorrer um menor nível de ruído afetando as medidas de temperatura comparadas às medidas de densidade de vapor d'água, as quais frequentemente mostram interferência quando o espelho do sensor é coberto por poeira ou condensação

de vapor d'água. Além disso, a separação dos sensores do MCT, que influencia na correlação cruzada da velocidade vertical com o H_2O e o CO_2 , também pode causar ruído, resultando em maior dispersão nos desvios-padrão adimensionais de ambos os escalares.

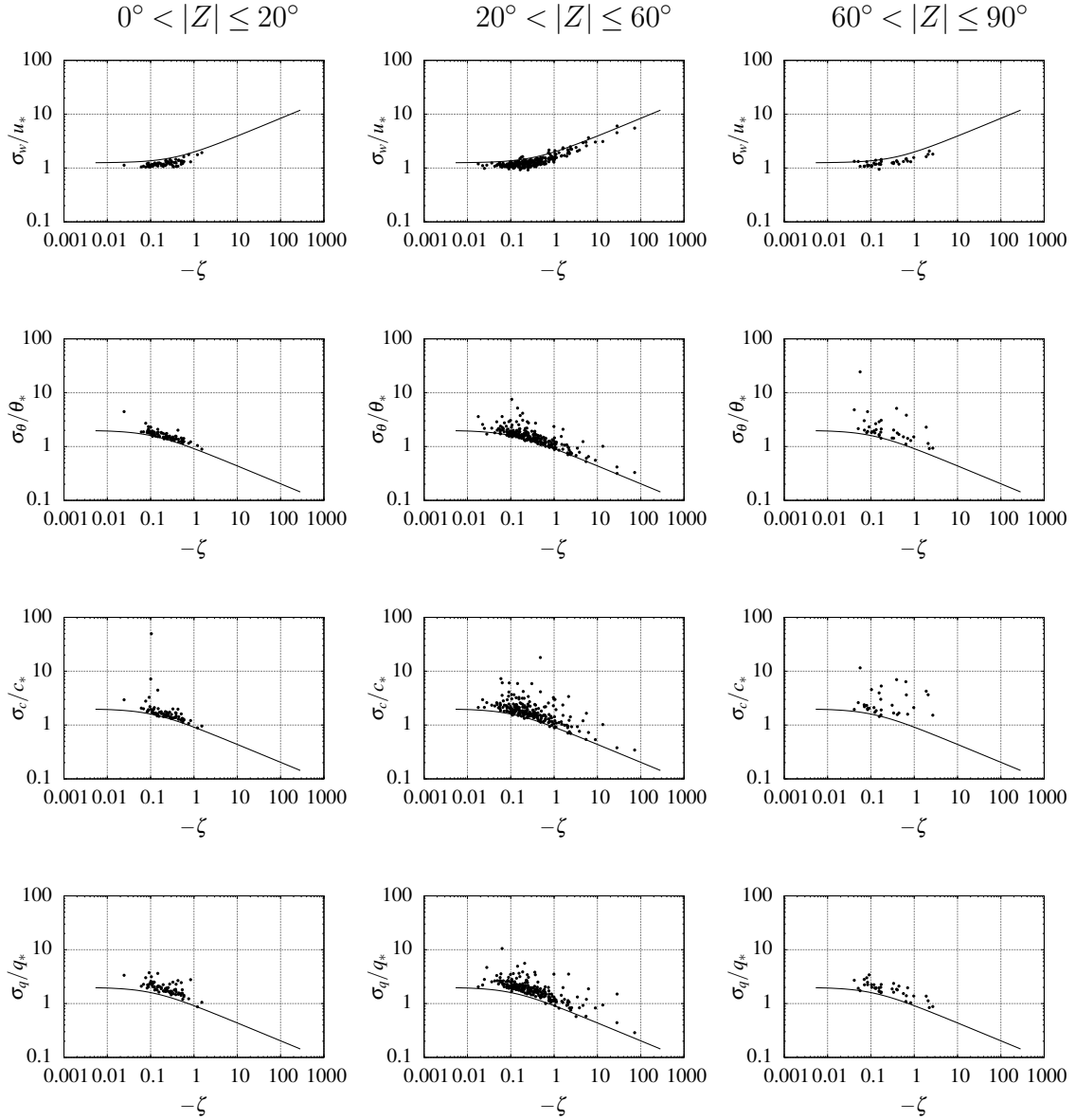


Figura 5.5: desvio-padrão adimensional separado de acordo com ângulo zenital em 39,4 m. A primeira linha exibe ϕ_w , a segunda ϕ_θ , e a terceira e quarta ϕ_c e ϕ_q , respectivamente. Cada coluna corresponde a uma classe de ângulo zenital.

No intervalo $20^\circ < |Z| \leq 60^\circ$, dos três escalares novamente a temperatura é a que possui os melhores resultados próximo ao topo do dossel. Entre $60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$ (em 39,4 m) há grande dispersão, indicando que neste caso há outros fatores influenciando as fontes e sumidouros além da intensidade da radiação incidente sobre a vegetação. Além disso, este intervalo corresponde ao começo da manhã e ao final da tarde, períodos em

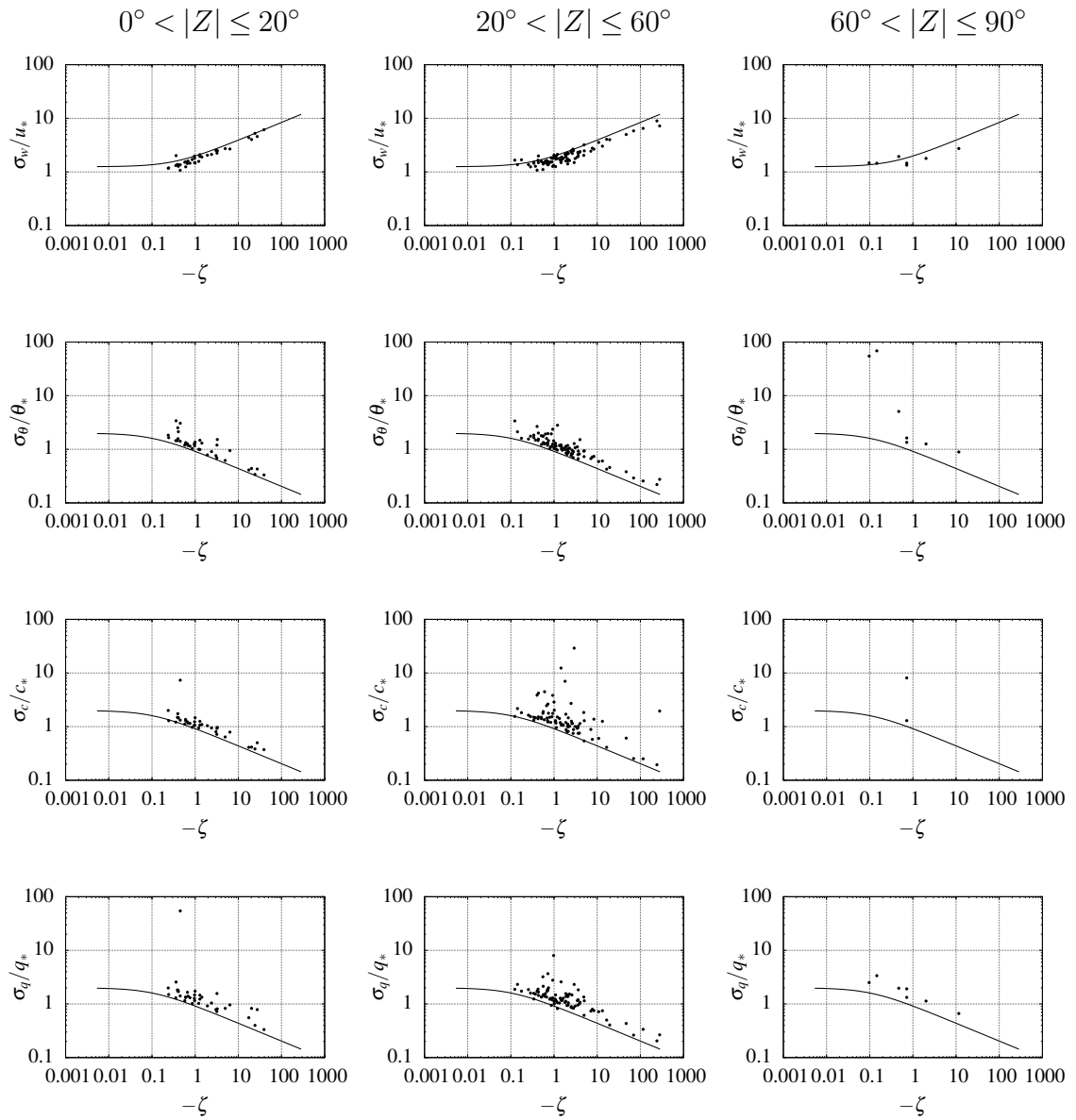


Figura 5.6: desvio-padrão adimensional separado de acordo com ângulo zenital em 81,6 m. A primeira linha exibe ϕ_w , a segunda ϕ_θ , e a terceira e quarta ϕ_c e ϕ_q , respectivamente. Cada coluna corresponde a uma classe de ângulo zenital.

que o sol está muito inclinado em relação ao zênite. Consequentemente nestes momentos ocorrem muitas áreas de sombra nos pontos monitorados, uma vez que a floresta é bastante heterogênea e a altura das árvores ao redor da torre varia. Este fato provavelmente faz com que ocorram momentos de “ativação” e “desativação” das fontes de calor, dióxido de carbono e vapor d’água, produzindo uma superfície horizontal não homogênea com efeitos de advecção locais que podem ser muito difíceis de identificar.

No entanto, os bons resultados encontrados em pequenos ângulos são encorajadores uma vez que abrem uma porta para o cálculo de fluxos turbulentos por meio de uma variedade de métodos advindos da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov. Separando-se o fluxo total em cada intervalo, verifica-se que no intervalo central, em 39,4 m, ocorre cerca de 29% do fluxo de dióxido de carbono, 31% do fluxo de calor e aproximadamente 31% do fluxo de vapor d’água. Já em 81,4 m contabilizou-se 40% dos fluxos de CO_2 , 36% de fluxo de calor e 39% de H_2O . Isso indica que a partir do emprego do ângulo zenital pode-se estimar pelo menos entre 30 a 40% dos fluxos diários. Apesar disso, deve-se levar em conta que os pequenos ângulos zenitais sobre a floresta Amazônica não acontecem o ano inteiro, pois dependem da inclinação do eixo norte-sul em relação ao plano eclíptico; além disso, em regiões de grandes latitudes o ângulo zenital nunca se aproxima de zero. Desta forma é preciso realizar testes nestes casos a fim de verificar se o ângulo zenital ainda possui alguma relação com a validade da TSMO.

5.2.2 Relação entre TSMO e direção da velocidade do vento

Os resultados anteriores indicaram que há relação entre o ângulo solar zenital e a validade da TSMO. No entanto, é importante também analisar outros parâmetros atuando neste sentido. Conforme verificado, os desvios da teoria foram mais pronunciados em maiores ângulos, correspondendo aos períodos do início da manhã e final da tarde. Uma das possíveis causas é o entranhamento de escalares no topo da atmosfera; no entanto, esta análise é mais complexa e necessita de outros dados não disponíveis para este estudo.

Outra causa possível pode ser a influência de fenômenos de escalas de tempo maiores do que uma hora, como as circulações de mesoescala. Tais circulações de baixa frequência não obedecem à TSMO, e sua inclusão na variância das escalas da turbulência acaba degradando o desempenho da teoria de similaridade (SMEDMAN, 1988). Segundo Mahrt *et al.* (2000), a falha em separar as escalas turbulentas da circulação de mesoescala pode contribuir para desvios da TSMO, sendo que muitos estudos mostraram este comportamento para o desvio da velocidade do vento em condições estáveis. No entanto,

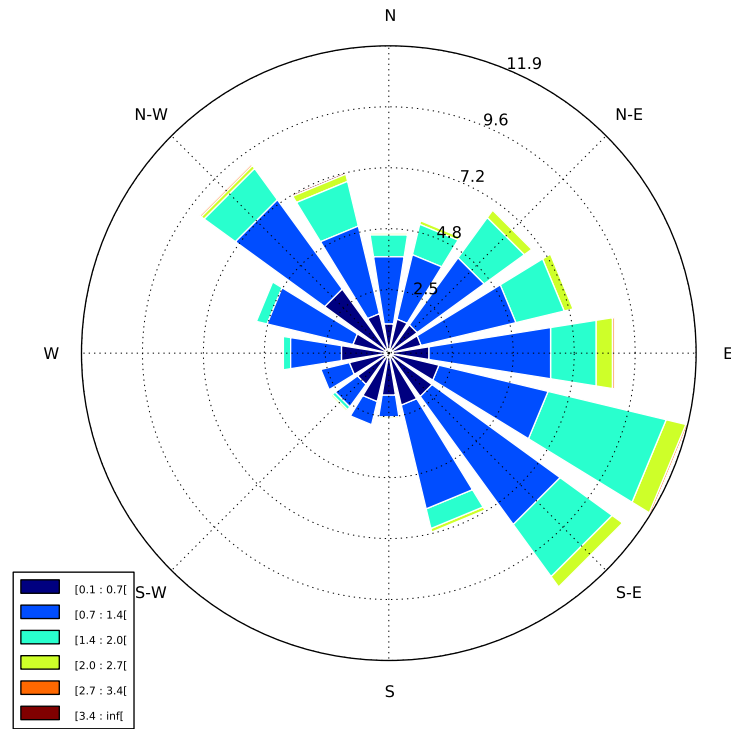
estes resultados já foram verificados também em condições instáveis, como no estudo de Randow, Kruijt e Holtslag (2006). Em sua análise de similaridade conduzida na floresta Amazônica, os autores verificaram a validade do desvio-padrão adimensional da temperatura apenas para os casos em que a correlação entre a temperatura e a velocidade vertical (r_{wT}) era maior do que 0,5, sendo que a baixa correlação entre eles era influenciada principalmente pelas circulações de baixas frequências.

Para estudar esta hipótese, o comportamento da função desvio-padrão adimensional do CO₂, $\phi_c = \sigma_c/c_*$, foi analisado de acordo com a direção da velocidade do vento. Conforme pode ser visto nas figuras 5.7a e 5.7b, que exibem os gráficos do tipo rosa dos ventos para os níveis de 39,4 m e 81,6 m, nesta região da Amazônia os ventos originam-se predominantemente das direções leste e sudeste.

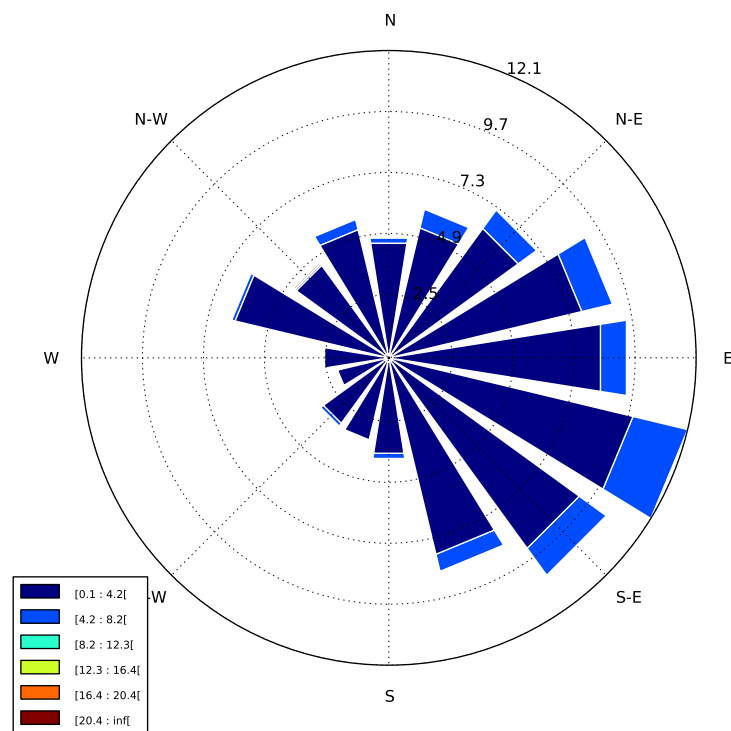
Neste sentido, a função ϕ_c foi separada de acordo com os quatro quadrantes da velocidade do vento, conforme mostra a figura 5.8. Além disso, foi considerado o período entre os dias 1° e 30 de Abril, cuja distribuição de blocos pode ser verificado nas figuras (4.10a)—(4.10d). Desta forma, analisando-se o comportamento de ϕ_c de acordo com a direção do vento é possível inferir se a origem dos ventos tem alguma relação com a validade da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov. Se isto for verificado, uma investigação mais detalhada pode ser feita para averiguar se tais ventos estão associados a algum tipo de circulação local.

Na sequência, os resultados para os quadrantes 1, 2, 3 e 4 para ambos os níveis, que foram separados pelo ângulo zenital, podem ser conferidos nas figuras 5.9, 5.10, 5.11 e 5.12. Note que no nível de 81,6 m não são exibidos os gráficos na classe $60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$ devido à inexistência de pontos, e no quadrante 3 é exibido apenas para $20^\circ < |Z| < 60^\circ$. Além disso, devido à existência de poucos blocos em algumas classes do ângulo zenital, em muitos gráficos são exibidos poucos pontos, diminuindo a representatividade dos resultados.

Como já era conhecido, ϕ_c nos menores ângulos exhibe os melhores resultados em todos os quadrantes. No intervalo $20^\circ < |Z| < 60^\circ$ o resultado é bastante parecido para todos os quadrantes da velocidade e em ambos os níveis, onde nota-se a existência de muitos pontos próximos à função empírica, muito embora a dispersão seja bastante acentuada. O mesmo comportamento é verificado para o intervalo $60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$. A mesma análise foi também realizada sobre os escalares temperatura e vapor d'água, ϕ_θ e ϕ_q , e os resultados foram essencialmente os mesmos (para estes escalares as figuras não são exibidas).



(a) Rosa dos ventos em 39,4 m.



(b) Rosa dos ventos em 81,6 m.

Figura 5.7: Direções predominantes da velocidade do vento sobre o sítio experimental.

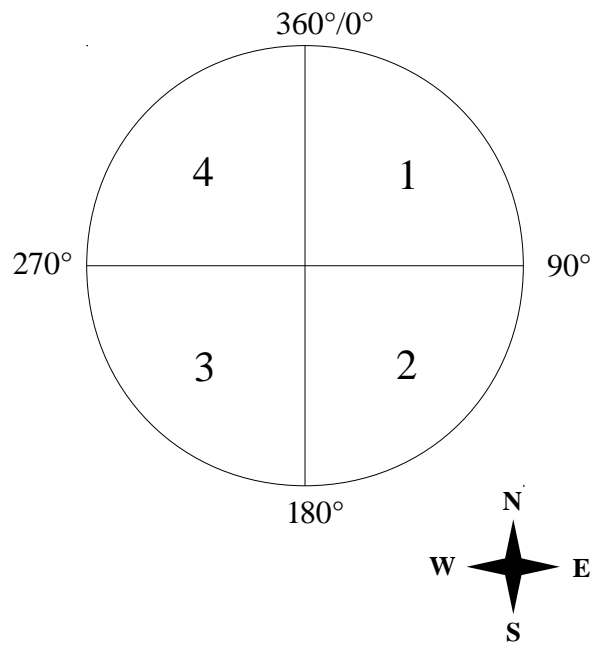
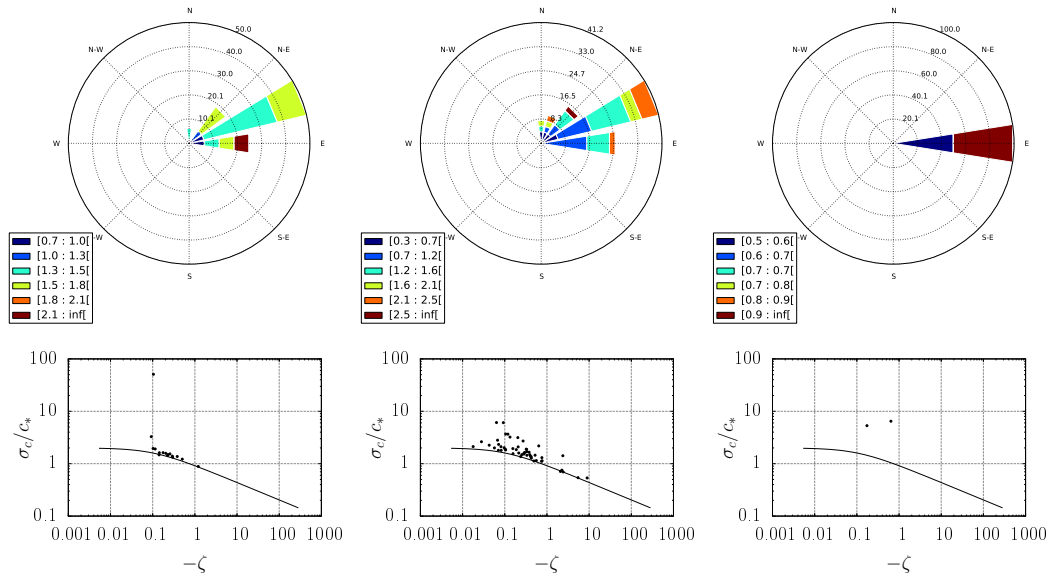
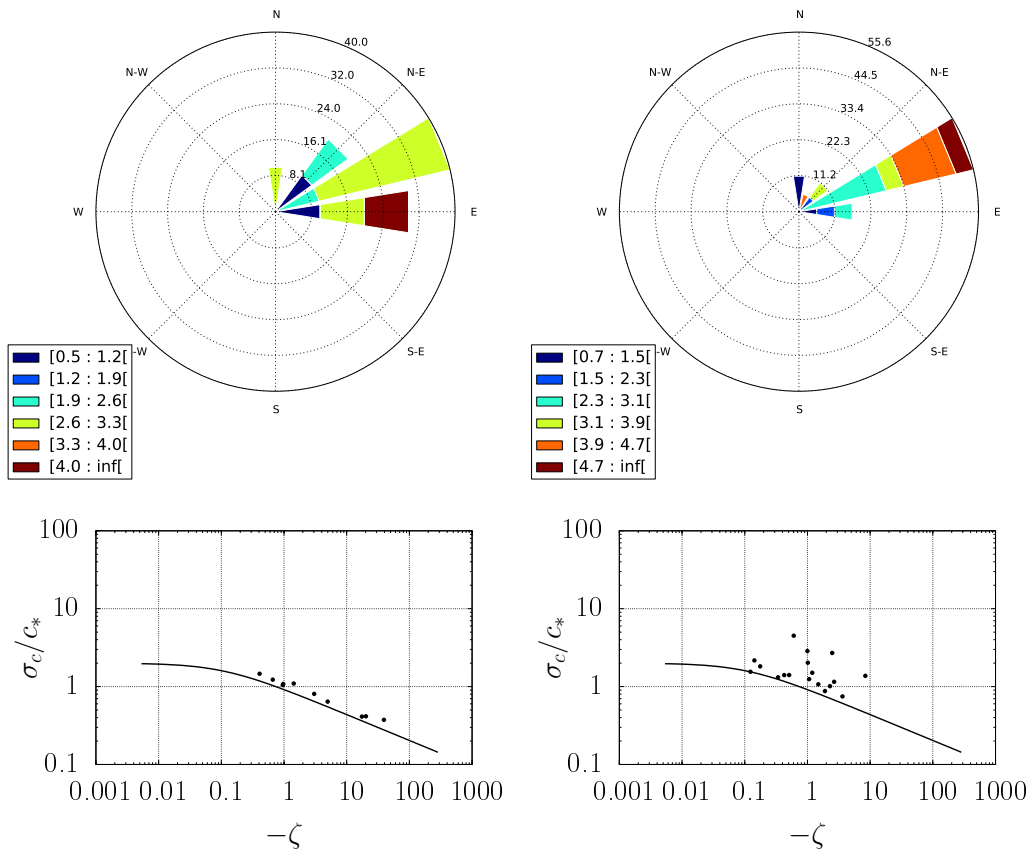


Figura 5.8: Divisão dos quadrantes de velocidade.

Um ponto negativo nesta análise foi que entre os dias 1° e 30 de Abril ocorreram muitas falhas, principalmente em 81,6 m, em que pelo menos quatro dias não possuíam nenhum bloco. Para verificar se tal condição afetou estes resultados, para ambos os níveis foi escolhido um período menor, em que houve ocorrência regular de blocos. Com base nas figuras 4.10a e 4.10b, para o nível de 39,4 m foi escolhido o período entre os dias 1° a 6 de Abril, e para o nível de 81,6 m entre os dias 14 a 20. Os resultados foram similares aos resultados anteriores (estas figuras também não são exibidas aqui), sendo que em algumas combinações de direção do vento e ângulo zenital não restaram dados suficientes para fazer a análise. Entretanto, de forma geral não houve indício de alteração nos resultados ao mudar o período de dias analisado. Sendo assim, esta análise indicou que as circulações de baixas frequências não possuem relação com a falha na validade da teoria nos horários de transição, sendo que provavelmente há outros parâmetros exercendo influência que ainda não foram descobertos.

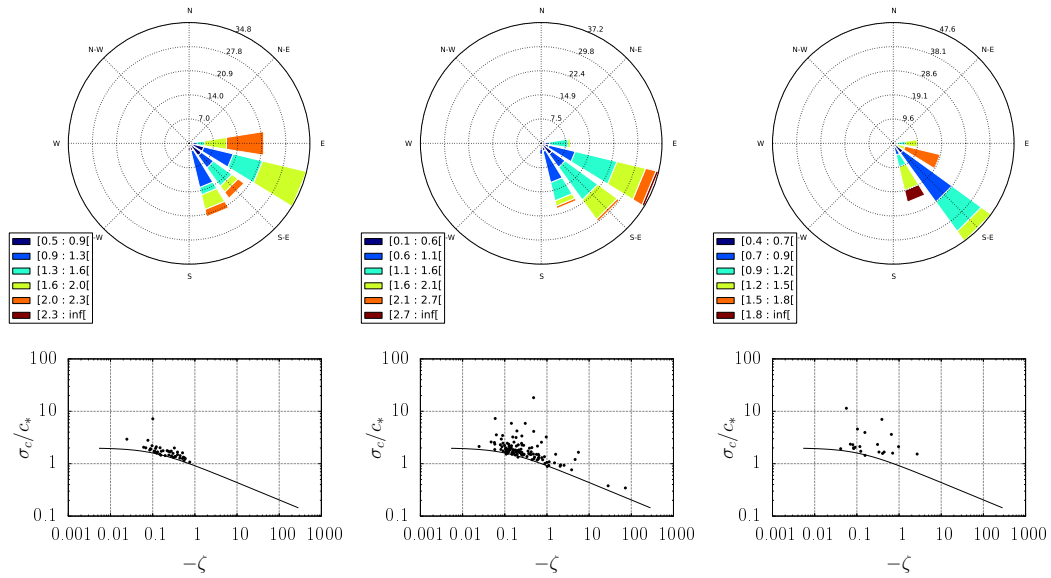


(a) ϕ_c em 39,4 m. Na sequência, são exibidos os intervalos de ângulo zenital $0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$, $20^\circ < |Z| \leq 60^\circ$ e $60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$.

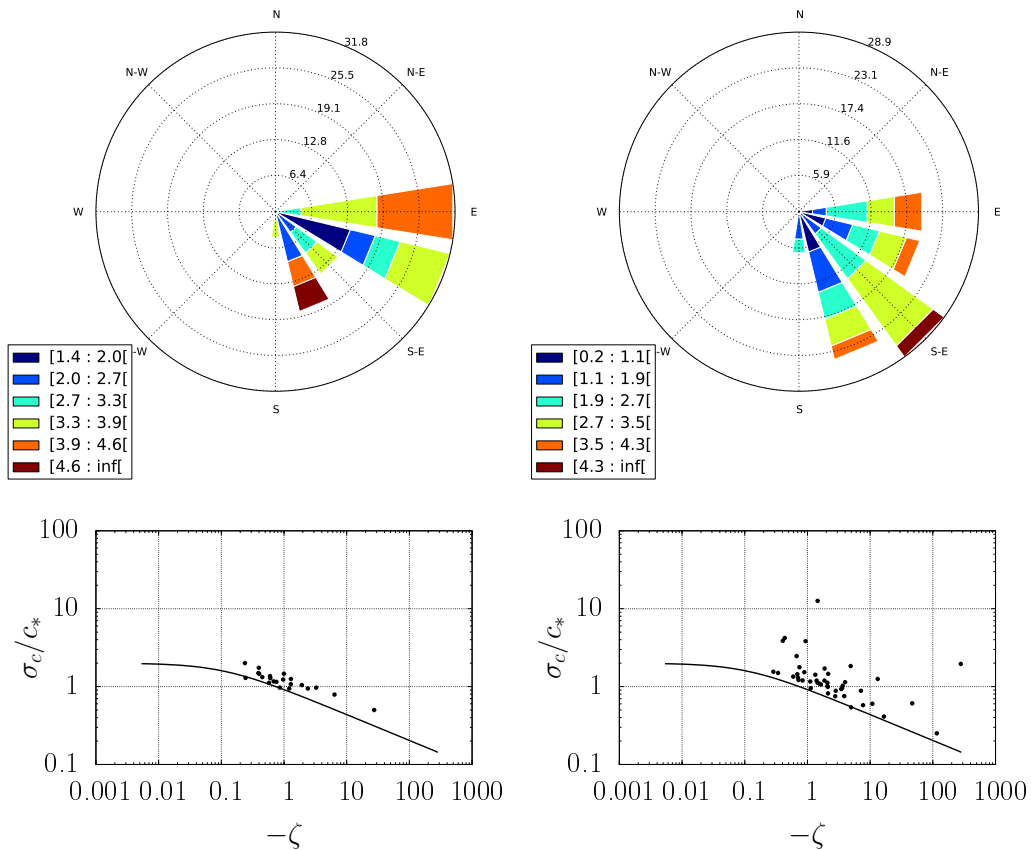


(b) ϕ_c em 81,6 m. Na sequência, são exibidos os intervalos de ângulo zenital $0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$ e $20^\circ < |Z| \leq 60^\circ$.

Figura 5.9: Desvio-padrão adimensional do CO_2 para o quadrante 1 da velocidade do vento.

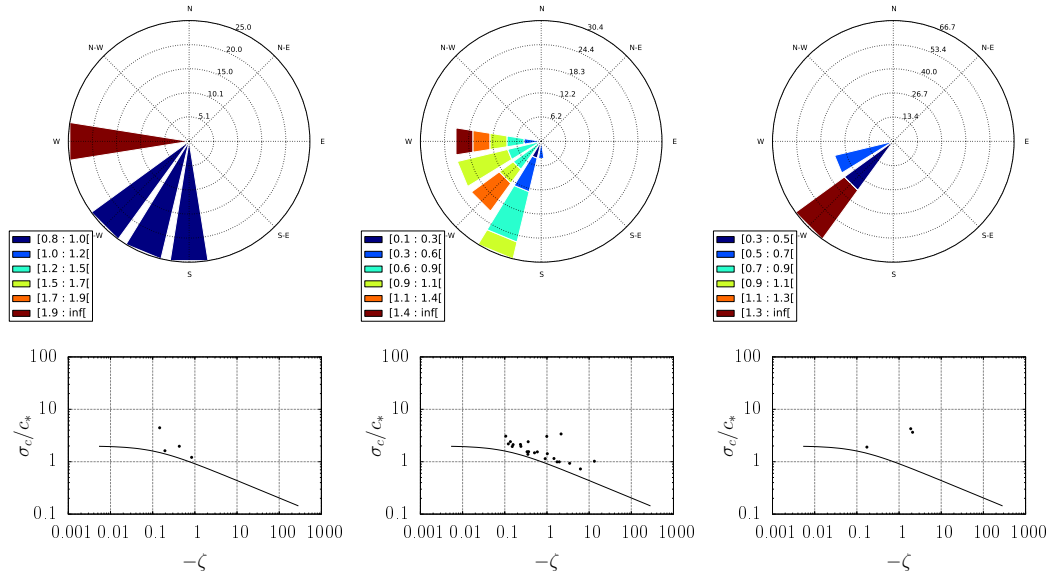


(a) ϕ_c em 39,4 m. Na sequência, são exibidos os intervalos de ângulo zenital $0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$, $20^\circ < |Z| \leq 60^\circ$ e $60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$.

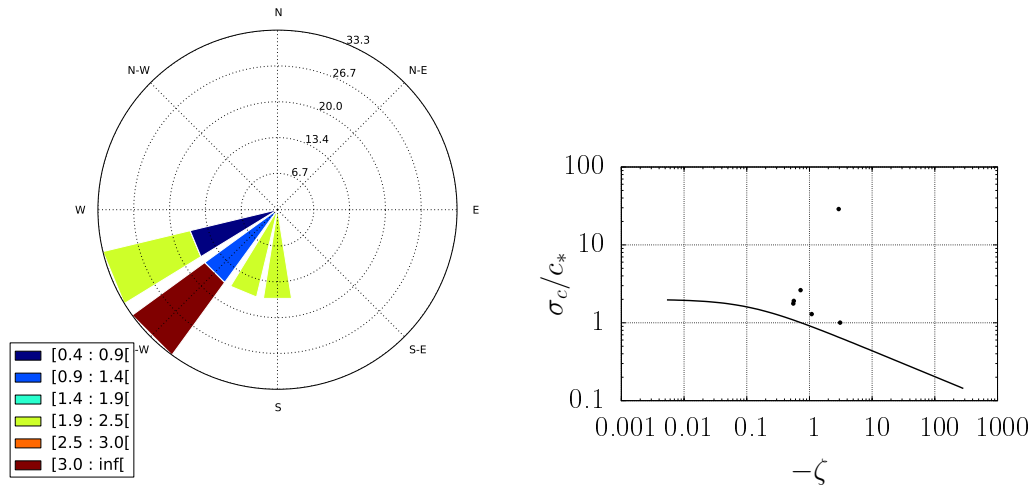


(b) ϕ_c em 81,6 m. Na sequência, são exibidos os intervalos de ângulo zenital $0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$ e $20^\circ < |Z| \leq 60^\circ$.

Figura 5.10: Desvio-padrão adimensional do CO₂ para o quadrante 2 da velocidade do vento.

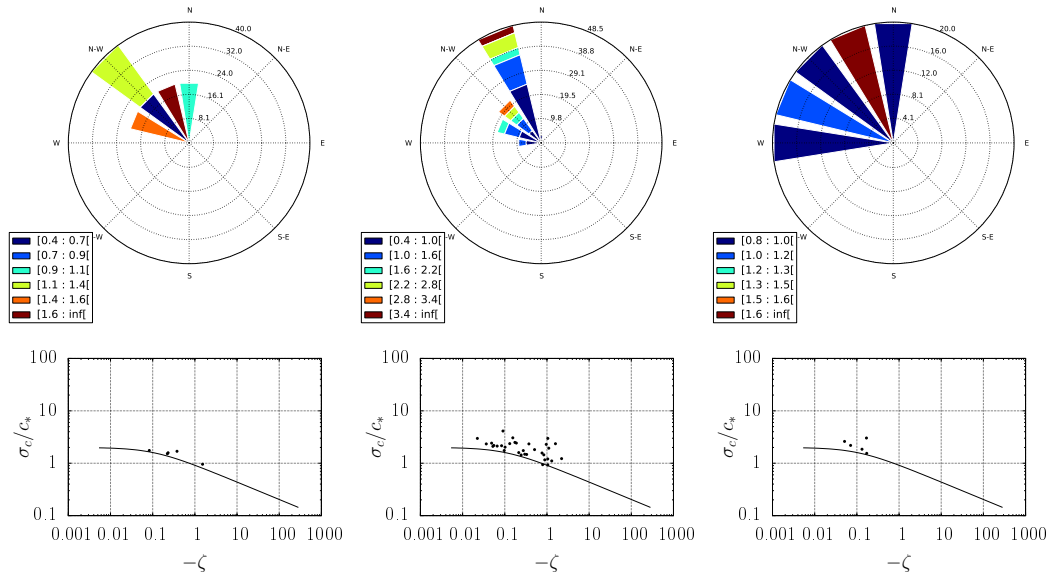


(a) ϕ_c em 39,4 m. Na seqüência, são exibidos os intervalos de ângulo zenital $0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$, $20^\circ < |Z| \leq 60^\circ$ e $60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$.

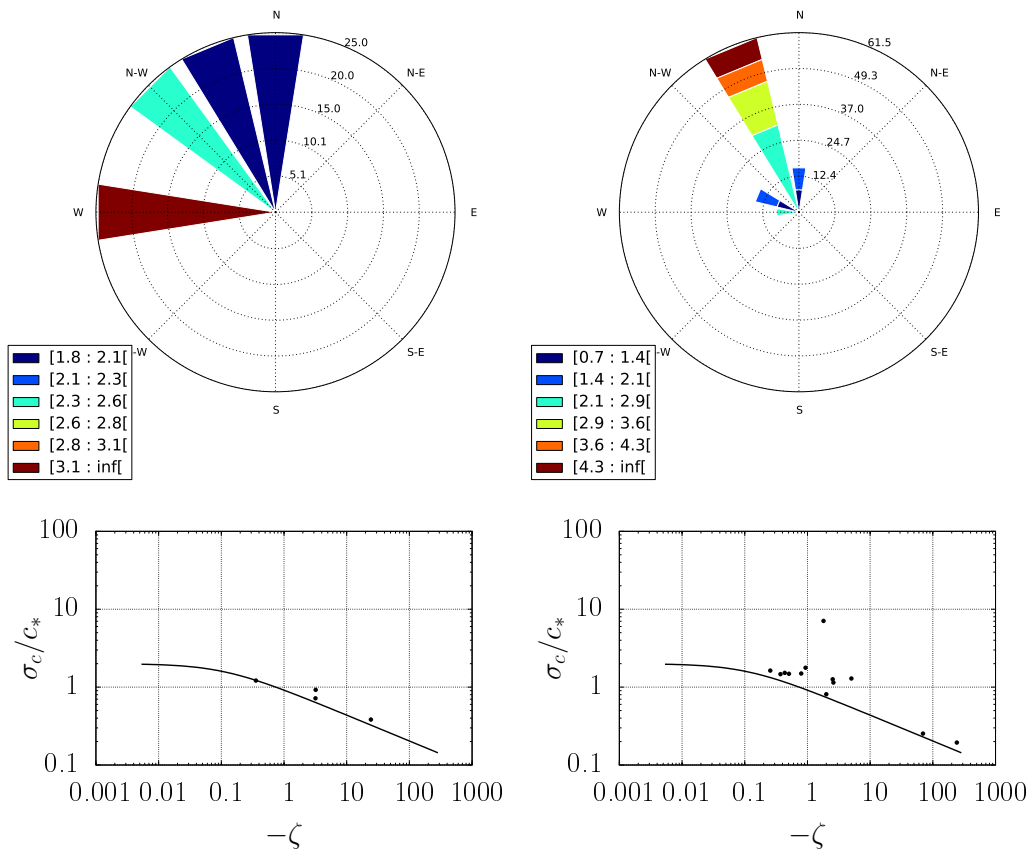


(b) ϕ_c em 81,6 m. O gráfico pertence ao intervalo $20^\circ < |Z| \leq 60^\circ$.

Figura 5.11: Desvio-padrão adimensional do CO_2 para o quadrante 3 da velocidade do vento.



(a) ϕ_c em 39,4 m. Na seqüência, são exibidos os intervalos de ângulo zenital $0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$, $20^\circ < |Z| \leq 60^\circ$ e $60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$.



(b) ϕ_c em 81,6 m. Na seqüência, são exibidos os intervalos de ângulo zenital $0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$ e $20^\circ < |Z| \leq 60^\circ$.

Figura 5.12: Desvio-padrão adimensional do CO_2 para o quadrante da velocidade do vento.

5.3 Coeficientes de similaridade entre fluxos turbulentos

Até este ponto descobriu-se que separando as funções de similaridade em classes do ângulo zenital obtém-se maior acordo com a teoria no intervalo $0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$, principalmente para a temperatura. Foi argumentado que este resultado está relacionado com a “ativação” conjunta das fontes de escalares quando o sol está em seu ponto mais alto, causando uma maior correlação entre os fluxos dos mesmos. Para comprovar isso, calculou-se o Coeficiente de Eficiência de Transferência Relativa entre escalares (rte) e o Coeficiente Simétrico de Eficiência de Transferência Relativa (ste), introduzidos na seção 2.3.

Os dois coeficientes foram calculados para os três escalares (figuras 5.13, 5.14 e 5.15), e a seguir são discutidos os resultados em 39,4 m, uma vez que padrões semelhantes foram encontrados em 81,6 m.

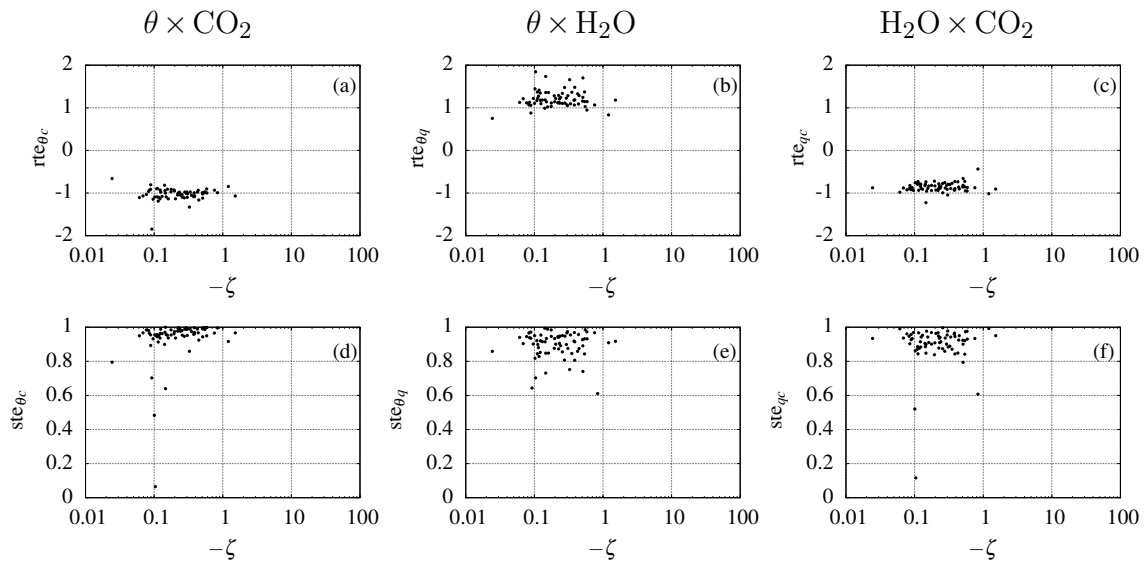


Figura 5.13: Coeficientes de similaridade rte e ste de acordo com ângulo zenital – $0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$. As figuras (a) e (d) exibem, respectivamente, rte e ste entre dióxido de carbono e temperatura, (b) e (e) o rte e o ste entre umidade e temperatura, e (c) e (f) entre dióxido de carbono e umidade.

Como esperado, o melhor resultado foi encontrado entre $0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$. Neste intervalo, o ste encontra-se entre 0,8 e 1,0 na maioria dos pontos. Além disso, os escalares cujos fluxos são mais similares são o CO_2 e a temperatura (figuras 5.13a e 5.13d). Uma suposição que pode ser feita está relacionada ao fato de os sinais serem opostos tanto na superfície (fluxo de calor positivo e fluxo de CO_2 negativo) quanto no topo da CLA

(fluxo de calor negativo e fluxo de CO₂ positivo). Segundo as simulações de grandes escalas realizadas por Cancelli, Chamecki e Dias (2014), quando isto ocorre tem-se que os fluxos são anticorrelacionados em toda a CLA. O oposto ocorre para os fluxos de calor e umidade: na superfície, ambos os fluxos são positivos e correlacionados; já o fluxo de entranhamento da umidade é positivo, sendo anticorrelacionado com o fluxo de calor. Neste caso, o coeficiente de correlação varia de +1 na superfície a -1 no entranhamento, e a correlação torna-se pequena entre os dois extremos.

Os demais intervalos do ângulo zenital são apresentados na figura 5.14 e 5.15. Entre $20^\circ < |Z| \leq 60^\circ$ nota-se ainda a presença de correlação entre os fluxos, mas a dispersão é mais acentuada do que no intervalo anterior. Já entre $60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$ a correlação é menor devido à falta de similaridade entre os fluxos nesta faixa, correspondendo ao início da manhã e final da tarde, ou seja, quando ocorre a “desativação” de fontes. Além disso, de forma geral, em alguns destes casos a falta de similaridade pode estar relacionada à presença de processos não estomáticos, como a respiração e a evaporação a partir do solo, o que faz com que existam várias fontes e sumidouros diferentes para o mesmo escalar, conforme afirmam Scanlon e Kustas (2010).

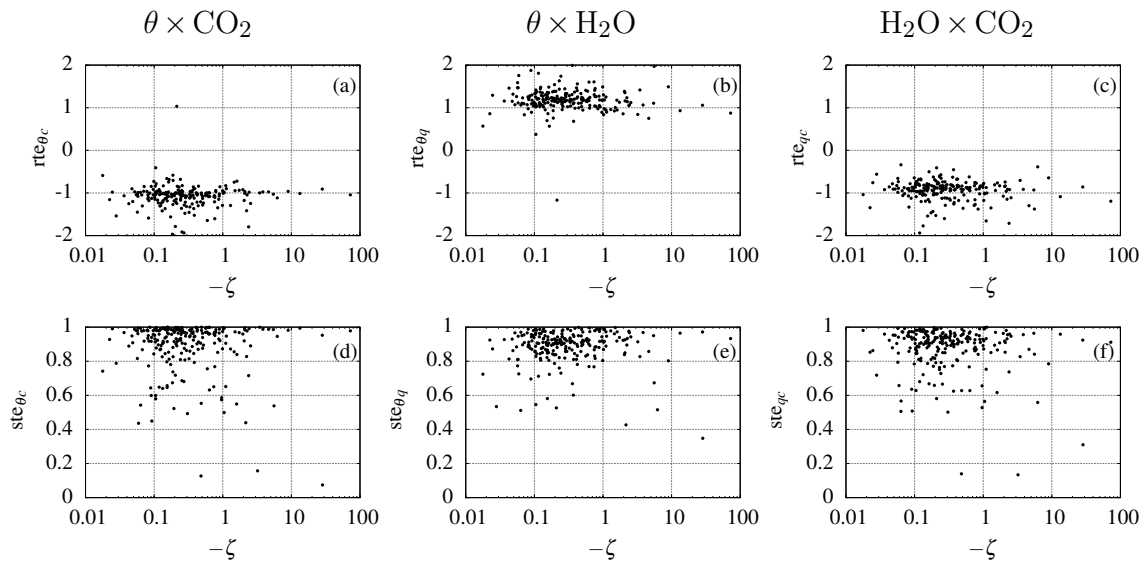


Figura 5.14: Coeficientes de similaridade rte e ste de acordo com ângulo zenital – $20^\circ < |Z| \leq 60^\circ$. As figuras (a) e (d) exibem, respectivamente, rte e ste entre dióxido de carbono e temperatura, (b) e (e) o rte e o ste entre a umidade e a temperatura, e (c) e (f) entre dióxido de carbono e umidade.

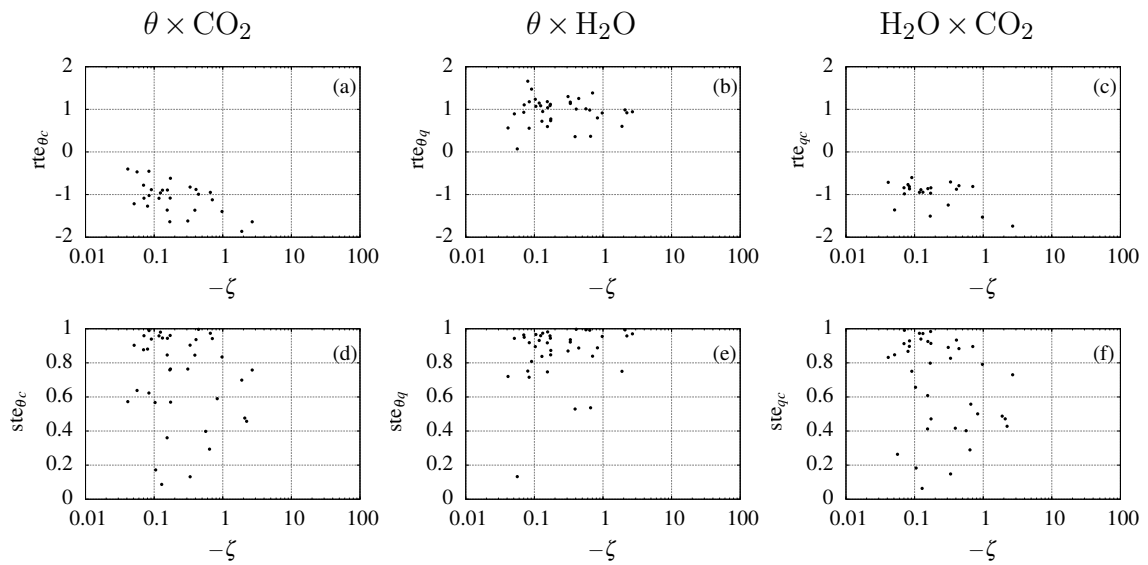


Figura 5.15: Coeficientes de similaridade rte e ste de acordo com ângulo zenital $-60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$. As figuras (a) e (d) exibem, respectivamente, rte e ste entre dióxido de carbono e temperatura, (b) e (e) o rte e o ste entre umidade e temperatura, e (c) e (f) entre dióxido de carbono e umidade.

5.4 TSMO na faixa inercial do espectro de energia

Um dos conceitos fundamentais da turbulência é a descrição da transferência de energia entre diferentes escalas. Esta descrição pode ser feita através de espectros de energia, sendo tais espectros divididos em três regiões distintas: a faixa de produção, a faixa inercial e a faixa de dissipação. A faixa inercial, conforme citado na seção 2.4.2, possui uma teoria de isotropia local postulada por Kolmogorov. Segundo esta teoria, nesta faixa do espectro estão presentes vórtices de escalas menores do que as da faixa de produção, e estes vórtices menores tendem a se tornar homogêneos e isotrópicos, pois estão longe das fontes originais que causam a não homogeneidade no escoamento, não possuindo memória dos processos de larga escala (ARYA, 1998).

Neste sentido, a expectativa que a teoria nos proporciona ao empregar uma função apenas para faixa inercial do espectro — e dessa forma apenas para as escalas isotrópicas do escoamento — é que ela seja válida e universal, mesmo dentro da Subcamada Rugosa; isso significa que a função deve apresentar o mesmo comportamento para qualquer outro escalar medido sobre esta floresta ou qualquer outra superfície, de forma que uma curva empírica possa ser ajustada aos pontos. Com base neste princípio, na seção 4.5 foi exibida

a dedução da equação (4.15), que pode ser generalizada para qualquer escalar a

$$g_a(\zeta) = \frac{\beta(z-d)^{2/3}}{a_*^2}. \quad (5.5)$$

Na sequência, os resultados para a função de similaridade espectral da temperatura são exibidos nas figuras 5.16(a) e 5.16(b) para os níveis 39,4 m e 81,6 m, respectivamente. Pode-se notar grande dispersão em ambos os níveis, e apesar da função demonstrar relação com a estabilidade atmosférica (valores decrescem com aumento de $|\zeta|$), fica claro que a função não é válida na Subcamada Rugosa da atmosfera, e que possivelmente outros parâmetros exercem influência sobre o escoamento nesta região.

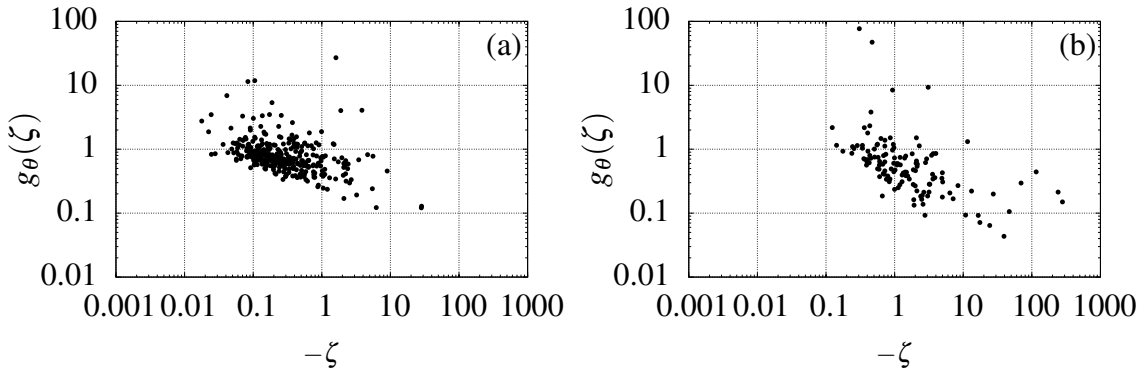


Figura 5.16: Função de similaridade espectral para a temperatura: (a) 39,4 m e (b) 81,6 m.

Seguindo os mesmos procedimentos para a análise dos espectros de temperatura, a função de similaridade foi também aplicada para o dióxido de carbono (figura 5.17) e para a umidade específica (figura 5.18); no entanto, nota-se que o comportamento da função é semelhante para estes escalares, no qual ocorre grande dispersão dos pontos, mostrando que a função não foi capaz de descrever o comportamento das escalas da faixa inercial.

5.5 Método Relaxado de Acumulação de Vórtices

Nesta seção o Método Relaxado de Acumulação de Vórtices é empregado a fim de analisar o comportamento do coeficiente de relaxamento b na Subcamada Rugosa. Este método implicitamente requer um alto grau de similaridade entre os escalares, no entanto, conforme discutido na seção 2.6, ainda restam muitas dúvidas sobre o real valor do coeficiente de relaxamento b . A seguir, a Tabela 5.1 apresenta alguns resultados do mé-

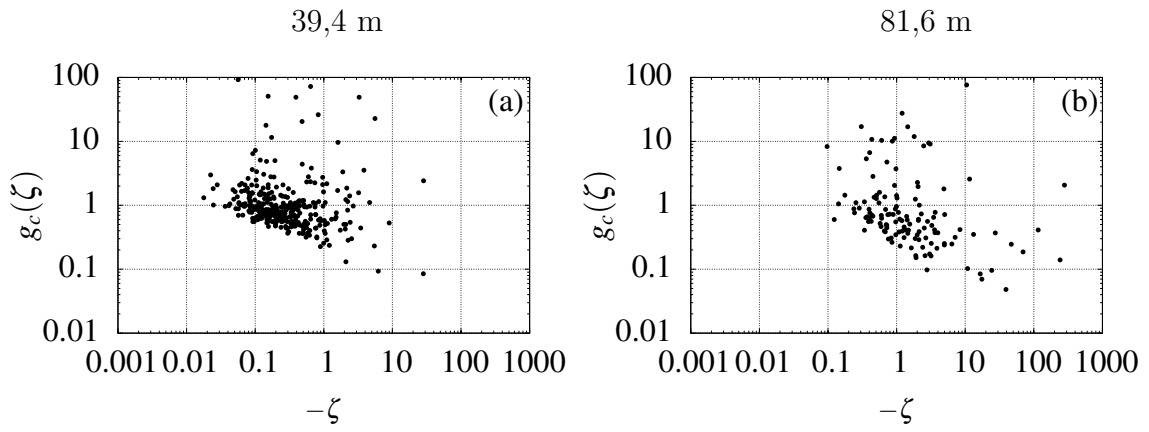


Figura 5.17: Função de similaridade espectral para o CO_2 .

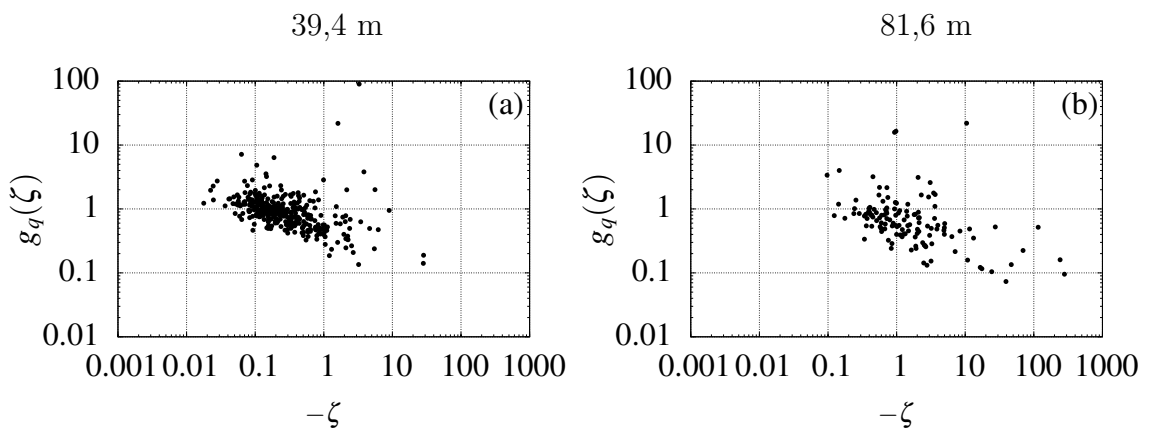


Figura 5.18: Função de similaridade espectral para o umidade específica.

todo encontrados por outros autores, já discutidos no capítulo 3. A Tabela 5.2 apresenta resultados na Subcamada Rugosa verificados por Gao (1995).

Tabela 5.1: Coeficientes de relaxamento fora da Subcamada Rugosa.

Autor	Businger e Oncley (1989)	Katul <i>et al.</i> (1996)	Baker, Norman e Bland (1992)
z(m)	4	5	-
Cobertura	Área de cultivo	Milharal (2,4 m) Gramado (0,10 m)	Campo de soja
b_θ	0,6	$0,58 \pm 0,11$	-
b_q	0,6	$0,58 \pm 0,15$	0,56
b_c	-	$0,56 \pm 0,06$	0,56
b_{O_3}	-	$0,56 \pm 0,06$	-

Tabela 5.2: Coeficientes de relaxamento dentro da Subcamada Rugosa encontrados por Gao (1995).

z (m)	43,1	34,2	18	14,4	10,5	5,9
b_θ	0,58 (0,04)	0,55 (0,04)	0,51 (0,03)	-	0,61 (0,06)	0,62 (0,09)
b_q	-	0,55 (0,02)	0,51 (0,05)	0,61 (0,05)	-	-

Quando usado em campo, o método requer dois reservatórios ligados a um anemômetro para amostrar em tempo real as concentrações positivas, quando $w > 0$, e negativas, $w < 0$. No entanto, uma vez que a torre do projeto ATTO não conta com este sistema, o método foi simulado a partir da separação da temperatura e das concentrações de CO_2 e H_2O em um “compartimento” positivo quando $w > 0$, e um “compartimento” negativo quando $w < 0$; esta forma de simulação já foi empregada por outros autores (ANDREAS *et al.*, 1998; BOWLING *et al.*, 1999; RUPPERT; THOMAS; FOKEN, 2006; TSAI *et al.*, 2012). Além disso, não foi adotado um limiar para a velocidade vertical. Por fim, calculou-se a média de cada escalar em cada um dos dois compartimentos, obtendo-se para os três escalares de cada bloco a diferença entre as concentrações positivas ($\overline{\theta^+}$, $\overline{c^+}$, $\overline{q^+}$) e negativas ($\overline{\theta^-}$, $\overline{c^-}$, $\overline{q^-}$). Com essa informação, mais o desvio-padrão da velocidade e o fluxo de cada escalar obtido via MCT, os coeficientes de relaxamento para temperatura, b_θ , dióxido de carbono, b_c , e umidade, b_q , foram obtidos.

A seguir, os coeficientes são exibidos na figura 5.19 apenas para casos de atmosfera instável. É exibido também o ajuste linear do tipo $b_{\theta,c,q} = c_1\zeta + c_2$ sobre as variáveis (note que devido à escala logarítmica a reta é distorcida para altos valores de ζ). Foram descartados eventuais valores negativos, uma vez que $b < 0$ não possui sentido físico, semelhante à difusividade turbulenta.

De forma geral, os coeficientes angulares próximos de zero indicam que o coeficiente de relaxamento não é dependente da variável de estabilidade, corroborando resultados encontrados por Katul *et al.* (1996) e Businger e Oncley (1989) em condições instáveis. Em condições estáveis, alguns autores relatam haver uma fraca dependência entre b e ζ (HELD *et al.*, 2008; TSAI *et al.*, 2012); no entanto, conforme dito anteriormente, este regime de estabilidade não foi aqui analisado.

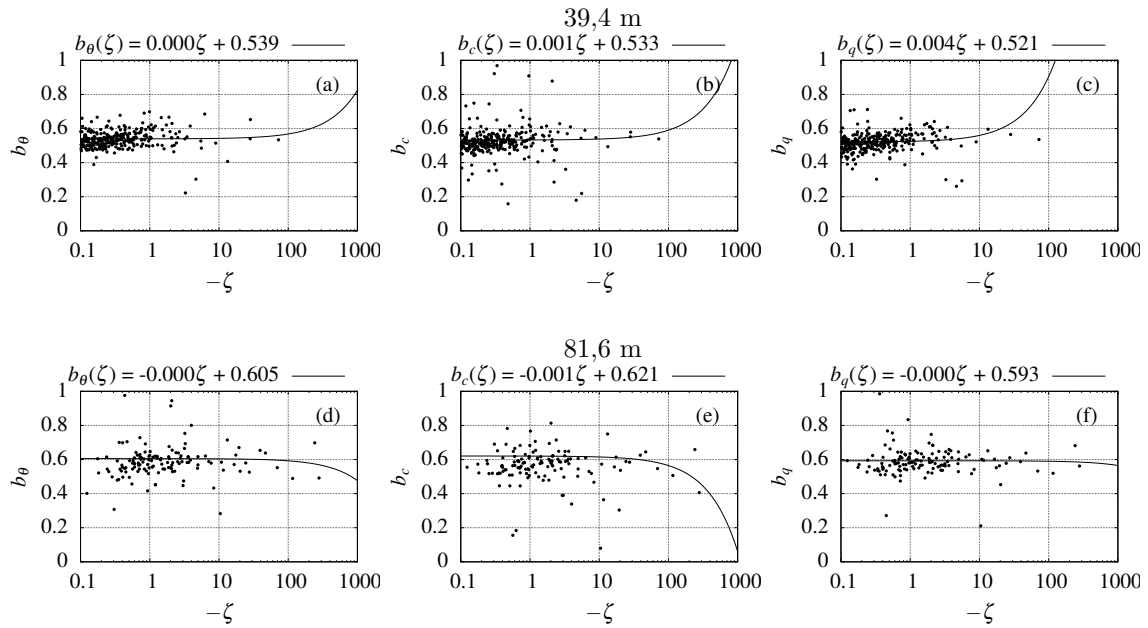


Figura 5.19: Coeficientes de relaxamento para a temperatura, figuras (a) e (d), CO_2 , (b) e (e) e H_2O , (c) e (f).

Na Tabela 5.3 são apresentadas as médias, as medianas, os desvios-padrão (σ) e os erros-padrão (definido como σ/\sqrt{n} , em que n é o número de amostras) dos coeficientes de relaxamento de cada um dos escalares. Todas as médias estão dentro do intervalo encontrado por outros autores (0,51 – 0,62) (KATUL *et al.*, 1996). As medianas mantiveram-se próximas às médias, e os desvios-padrão apresentaram baixos valores, com exceção do b_c em 81,6 m. Investigando as séries temporais usadas no cálculo de b_c neste nível, foi verificado que o desvio-padrão, e conseqüentemente o erro-padrão, são “contaminados” por alguns casos em que b_c assume valores muito grandes (alcançando até 6,95), resultado principalmente de baixos valores do gradiente de CO_2 . Uma possível solução para a eliminação destes altos valores de b é o uso de um limiar para a velocidade, uma vez que tal procedimento acaba aumentando a diferença de concentração do escalar, o que é desejável principalmente quando gases traço são amostrados.

Nota-se que b_θ , b_c e b_q tendem a ser menores em 39,4 m, onde a mediana varia entre 0,517 e 0,534, do que em 81,6 m, que varia entre 0,573 e 0,583. Comparando com a análise de Gao (1995), presente na tabela 5.2, entre todos os níveis b_θ variou entre 0,51 e 0,62, assumindo o menor valor no topo do dossel (0,51). Em 43,1 m (um pouco mais de duas vezes a altura média da floresta), b_θ é igual a 0,58, similar aos resultados aqui encontrados no topo e acima do dossel. Este resultado pode estar indicando que em 81,6 m os efeitos da rugosidade, por serem menores, não afetam tanto o parâmetro, que tende a ser próximo do 0,6 estipulado para a Subcamada Inercial. Além disso, confirma-se que na RSL o coeficiente é menor, e adotar valores de b prescritos da literatura podem incluir erros de estimativa.

Tabela 5.3: Valores do coeficiente b calculados para as alturas de 39,4 e 81,6 m.

	39,4 m			81,6 m		
	b_θ	b_c	b_q	b_θ	b_c	b_q
Média	0.541	0.534	0.522	0.603	0.615	0.592
Mediana	0.534	0.520	0.517	0.580	0.573	0.583
Desvião-padrão	0.078	0.128	0.083	0.201	0.569	0.099
Erro-padrão	0.004	0.007	0.005	0.018	0.050	0.009

Conforme verificado, o coeficiente de relaxamento mostrou não ser dependente da variável de estabilidade de Monin-Obukhov. Entretanto, outra variável aqui investigada é o coeficiente de assimetria da velocidade vertical, já apresentado na seção 5.1. Segundo a teoria introduzida anteriormente, Sk_w tende a mudar de sinal conforme se aproxima da Subcamada Inercial; além disso, dentro do dossel Sk_w também pode variar dependendo das contribuições dominantes de vórtices com componentes positivas ($w' > 0$) ou negativas ($w' < 0$). Kruijt *et al.* (2000) calcularam o perfil vertical da assimetria nas florestas pertencentes às reservas Cuieiras e Jaru, ambas na Amazônia, verificando que o menor valor de Sk_w ocorreu próximo ao topo da floresta, enquanto os maiores valores ocorreram dentro do dossel; estes resultados estão de acordo com os valores de b encontrados por Gao (1995), cujos maiores valores foram verificados dentro do dossel e os menores no topo.

Neste sentido, a fim de verificar se há relação entre o coeficiente de relaxamento e a assimetria da velocidade vertical, a figura 5.20 exibe b como função de Sk_w , em que são apresentadas também as retas do ajuste linear. De forma geral, os escalares temperatura e CO_2 são os que apresentam maior relação com Sk_w , no qual o maior coeficiente angular é 0,121 para b_θ em 81,6 m. Por outro lado, b_q parece ser muito pouco afetado pela assimetria em ambos os níveis. Além do mais, a grande dispersão verificada na maioria dos casos, junto com a incerteza no cálculo de Sk_w mencionada anteriormente, faz com que tais

resultados sejam também imprecisos. No entanto, esta relação merece ser explorada com mais cuidado em outros estudos, e se possível avaliando um perfil vertical, uma vez que valores mais precisos da assimetria podem gerar resultados mais confiáveis.

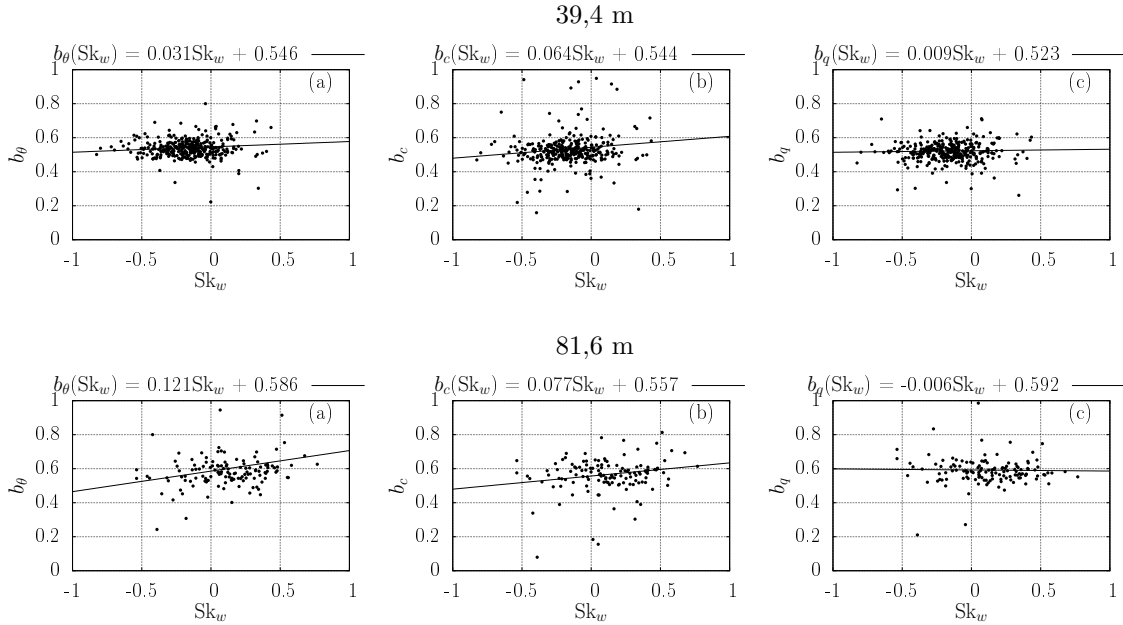


Figura 5.20: Gráfico dos coeficientes de relaxamento contra a assimetria da velocidade vertical.

Explorando mais uma vez a relação dos fluxos turbulentos com a inclinação do sol sobre a superfície, os coeficientes foram separados de acordo com o ângulo zenital, e exibidos na tabela 5.4 e nas figuras 5.21, 5.22 e 5.23. Note que em 81,6 m, no intervalo entre $60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$, restaram poucos pontos, e apesar de ser pouco representativo na análise, a figuras e as estatísticas foram mantidas.

De forma similar às outras funções classificadas pelo ângulo zenital, nota-se uma considerável melhora nas estatísticas entre $0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$, em que os desvios-padrão e os erros-padrão são bastante reduzidos em comparação com os valores quando não houve classificação. Já entre $20^\circ < |Z| \leq 60^\circ$ a dispersão é mais acentuada, principalmente para o CO_2 , que provavelmente deve ter sido contaminado pelos altos valores de b_c na amostra, conforme explicado anteriormente. Para os maiores ângulos ($60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$), os desvios-padrão e o erros-padrão mostraram-se ainda maiores, exibindo a maior variabilidade do coeficiente nos períodos de transição; no entanto, tais erros podem ter resultado devido às pequenas amostras remanescentes para este intervalo.

Analisando o quadro geral é possível notar que o coeficiente é sempre menor em 39,4 m do que em 81,6 m. Com relação à variação com o ângulo zenital, e levando-se

em consideração a mediana, não há grandes diferenças em 39,4 m, cujas médias das três medianas de cada classe estão em torno de 0,52. No nível de 81,6 m, b exibe médias e medianas superiores para ângulos maiores que 60° ; no entanto, neste caso o pequeno número de pontos e o alto erro-padrão indicam que os resultados são menos precisos. Com relação à variável de estabilidade, excluindo-se o intervalo $60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$, a maioria dos casos demonstra independência de ζ . Os casos mais afetados são os coeficientes medidos em 39,4 m em ângulos menores do que 20° , cujo maior coeficiente angular é para a temperatura (0,049). Neste sentido, b sofreria grandes alterações apenas em condições muito instáveis, sendo que para ζ próximos da neutralidade há pouca alteração no valor de b . Entretanto, não há uma explicação plausível para este comportamento, uma vez que em 81,6 m a maioria dos coeficientes angulares está próximo de zero.

Dos métodos empregados nesta análise, é notável que o Método Relaxado de Acumulação de Vórtices na Subcamada Rugosa foi o que apresentou o menor desvio com relação aos resultados para a Subcamada Inercial, uma vez que ambos os níveis apresentaram valores dentro da faixa indicada na literatura (0,51 — 0,62), muito embora os valores tenham diferido e sido menores em 39,4 m do que em 81,6 m. Infelizmente, devido à ausência de dados este método não pôde ser validado para o cálculo de fluxos de outras substâncias. Este é um passo importante que indicará com mais exatidão quais as limitações do Método Relaxado de Acumulação de Vórtices para o cálculo de fluxos na Subcamada Rugosa.

Tabela 5.4: Resultados do Método Relaxado de Acumulação de Vórtices separados por ângulo zenital

	39,4 m			81,6 m		
$0^\circ < Z \leq 20^\circ$	b_θ	b_c	b_q	b_θ	b_c	b_q
Média	0.537	0.515	0.503	0.588	0.585	0.587
Mediana	0.531	0.513	0.516	0.598	0.594	0.589
Desvio-padrão	0.034	0.050	0.049	0.065	0.058	0.093
Erro-padrão	0.004	0.006	0.006	0.010	0.009	0.015
$20^\circ < Z \leq 60^\circ$	b_θ	b_c	b_q	b_θ	b_c	b_q
Média	0.540	0.539	0.526	0.612	0.634	0.596
Mediana	0.535	0.524	0.516	0.578	0.561	0.581
Desvio-padrão	0.051	0.128	0.093	0.236	0.696	0.093
Erro-padrão	0.003	0.008	0.006	0.025	0.075	0.010
$60^\circ < Z \leq 90^\circ$	b_θ	b_c	b_q	b_θ	b_c	b_q
Média	0.564	0.537	0.538	0.690	0.591	0.652
Mediana	0.522	0.497	0.531	0.704	0.551	0.617
Desvio-padrão	0.184	0.201	0.043	0.134	0.179	0.090
Erro-padrão	0.030	0.033	0.007	0.060	0.080	0.040

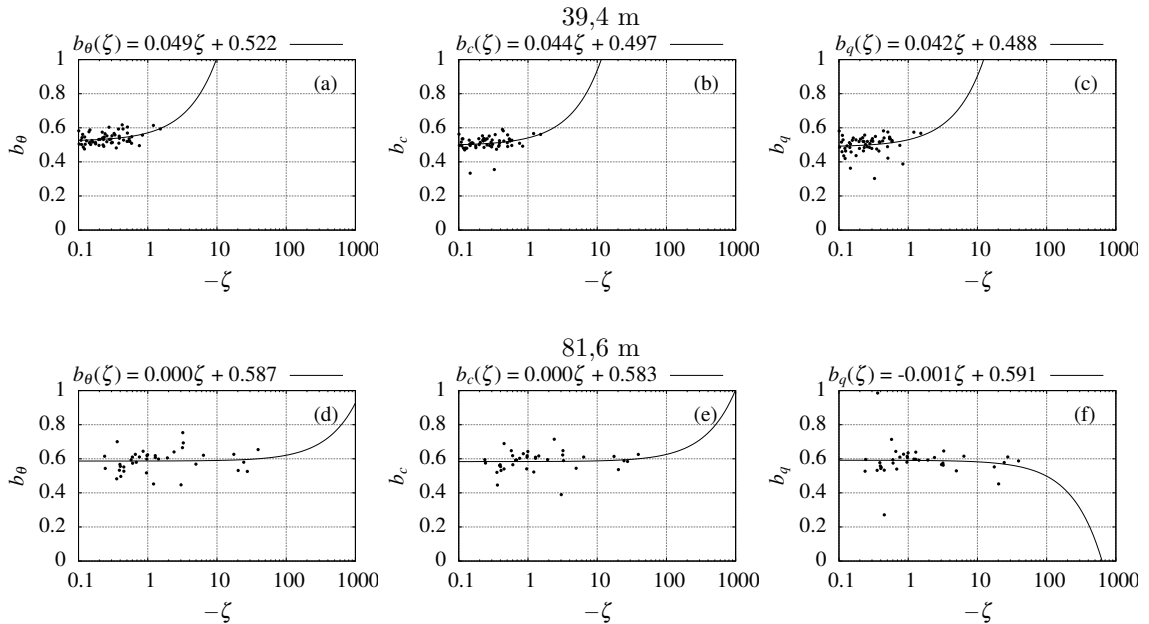


Figura 5.21: Coeficiente de relaxamento separado de acordo com a classe de ângulo zenital $0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$. As figuras (a) e (d) exibem b da temperatura, (b) e (e) para o CO_2 , e (c) e (f) para H_2O .

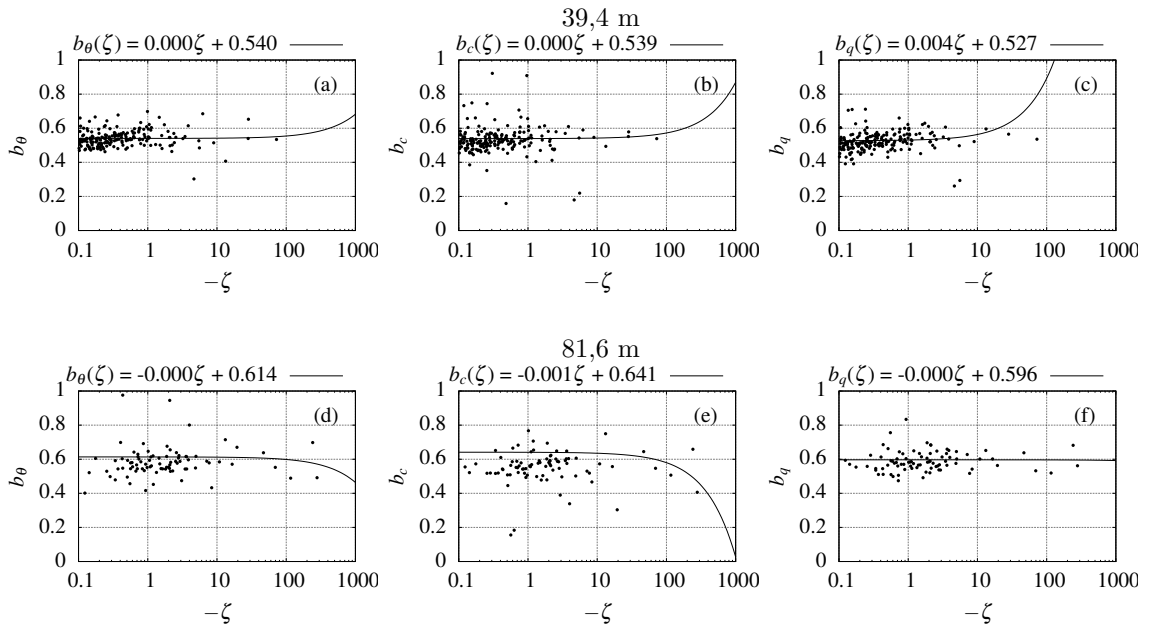


Figura 5.22: Coeficiente de relaxamento separado de acordo com a classe de ângulo zenital $20^\circ < |Z| \leq 60^\circ$. As figuras (a) e (d) exibem b da temperatura, (b) e (e) para o CO_2 , e (c) e (f) para H_2O .

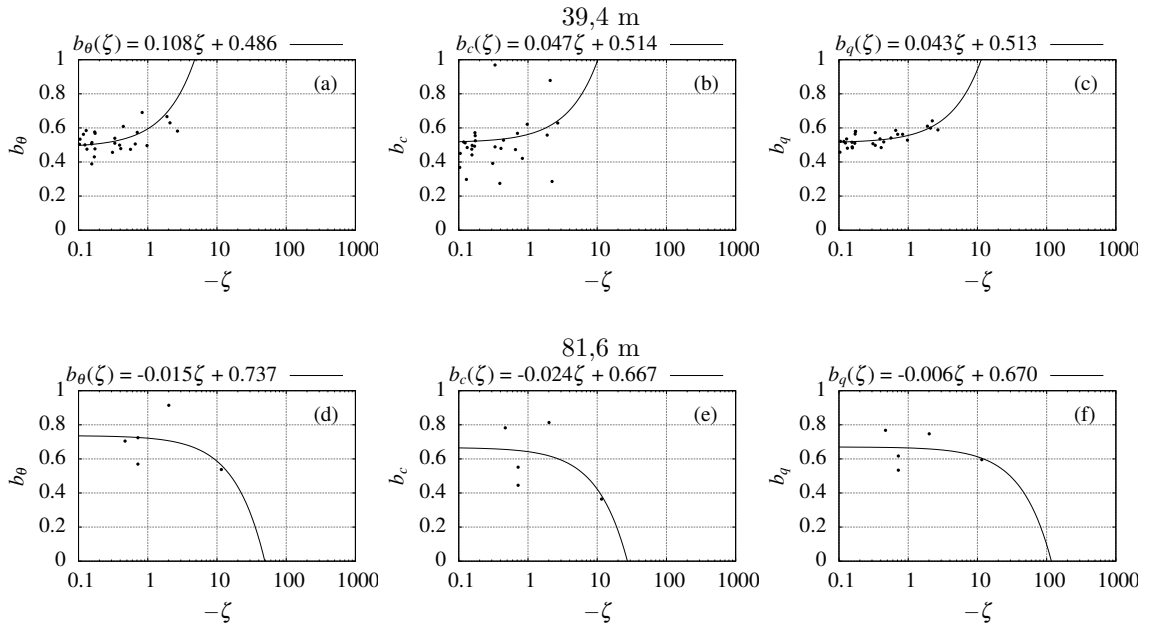


Figura 5.23: Coeficiente de relaxamento separado de acordo com a classe de ângulo zenital $60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$. As figuras (a) e (d) exibem b da temperatura, (b) e (e) para o CO_2 , e (c) e (f) para H_2O .

6 Conclusões e Recomendações

No presente estudo foi realizada uma análise experimental em escalares medidos sobre a floresta Amazônica. Os principais objetivos foram analisar a influência da rugosidade da floresta na validade da teoria de similaridade entre os escalares e suas implicações para o cálculo de fluxos turbulentos.

Inicialmente foi calculada a assimetria da velocidade vertical em 39,4 m (aproximadamente topo do dossel) e em 81,6 m. De acordo com a literatura, o nível em que ocorre a transição de Sk_w de valores negativos para positivos corresponde à altura da Subcamada Rugosa. Os resultados indicaram uma grande oscilação entre valores negativos e positivos de Sk_w em ambos os níveis, mostrando que os efeitos da Subcamada Rugosa estendem-se até pelo menos 82 m. Por outro lado, indica que z_* varia ao longo do dia, e que mesmo o nível de 39,4 m pode estar fora da SR em alguns momentos. Estes resultados levam a acreditar que este método, sozinho, não é suficiente para estimar a altura da Subcamada Rugosa. Resultados mais precisos e confiáveis podem ser obtidos calculando-se os erros em cada estimativa de Sk_w , uma vez que tais erros são capazes de mudar o sinal do coeficiente, levando a interpretações errôneas.

A função desvio-padrão adimensional de Monin-Obukhov novamente mostrou a influência da Subcamada Rugosa sobre os escalares, uma vez que os gráficos de ϕ_θ , ϕ_c e ϕ_q exibiram um grande grau de dispersão. Apenas a função para a velocidade vertical, ϕ_w , esteve próxima dos valores preditos pela teoria. Muitos autores atribuem a grande variância dos escalares à heterogeneidade das fontes e sumidouros dentro do dossel; outra influência possível são os fluxos de entranhamento no topo da Camada Limite Atmosférica.

Na sequência foi investigada a relação entre o ângulo solar zenital e a validade da TSMO. Grande melhoria foi encontrada quando as funções foram separadas em três classes de ângulo zenital, variando entre 0° e 90° . Em pequenos ângulos ($0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$), os resultados foram semelhantes aos da Subcamada Inercial, principalmente para a temperatura. Esta relação entre os fluxos turbulentos e o ângulo zenital pode estar relacionada

à “ativação/desativação” conjunta de fontes e sumidouros, uma vez que nos horários em que $|Z|$ é maior (começo da manhã e final da tarde) ocorre maior heterogeneidade nos mesmos, resultando em maior dispersão nas figuras para ângulos entre $20^\circ < |Z| \leq 60^\circ$ e $60^\circ < |Z| \leq 90^\circ$. Os coeficientes de similaridade entre fluxos (rte e ste) comprovaram que entre $0^\circ < |Z| \leq 20^\circ$ os fluxos são mais similares, em que o rte variou entre 0,8 e 1,0. Foi verificado que os fluxos mais similares são os dos escalares CO₂ e temperatura.

Outra investigação ocorreu acerca da possível influência das circulações de frequências mais baixas que as frequências das escala turbulentas sobre o desvio da teoria de similaridade. Esta verificação foi realizada analisando-se o comportamento de $\phi_c = \sigma_c/c_*$ de acordo com a direção da velocidade do vento. Os resultados indicaram que para ângulos zenitais maiores do que 20° ocorre grande dispersão, independente da origem do vento. Isto implica que é improvável que as circulações de baixas frequências exerçam alguma influência sobre a teoria de similaridade.

Com base na teoria de isotropia local postulada por Kolmogorov, uma função adimensional de Monin-Obukhov foi empregada para a faixa inercial do espectro. A expectativa era de que ela descrevesse o comportamento das escalas desta região de forma que fosse universal; no entanto, para os três escalares analisados verificou-se grande dispersão, indicando que mesmo as escalas isotrópicas do escoamento na SR não obedecem à TSMO.

Por fim, o Método Relaxado de Acumulação de Vórtices foi empregado com a finalidade de avaliar a influência da Subcamada Rugosa no coeficiente de relaxamento. Para os três escalares, b_c , b_q e b_θ mantiveram-se dentro da faixa encontrada por outros autores fora da Subcamada Rugosa (0,51 – 0,62) e mostraram-se independentes da estabilidade atmosférica; entretanto, quando separados por classes de ângulo zenital, apenas em 39,4 m verificou-se dependência entre $b_{c,q,\theta}$ e ζ em ângulos entre 0 e 20° , sendo que a causa deste comportamento não pôde ser identificada. Além disso, quando avaliada a possível dependência entre os coeficientes e a assimetria da velocidade vertical, b_θ e b_c exibiram uma fraca dependência; entretanto, mais análises são necessárias para que resultados mais confiáveis sejam obtidos.

Corroborando os resultados de Gao (1995), verificou-se que os coeficientes de relaxamento dos três escalares são menores em 39,4 m do que em 81,6 m. Infelizmente o método não pôde ser empregado para calcular o fluxo de substâncias medidas em baixas frequências; todavia é importante ressaltar que esta é uma análise importante e que deve

ser realizada no futuro, uma vez que validará a capacidade do método em estimar fluxos dentro da Subcamada Rugosa.

De forma geral, os resultados mais proeminentes nesta análise foram as relações entre a validade da TSMO e o ângulo solar zenital, uma vez que os bons resultados verificados em pequenos ângulos podem permitir que pelo menos durante estes momentos do dia os fluxos sejam estimados por meio de funções adimensionais, como o método Fluxo-Gradiente. No entanto, é evidente que outros parâmetros exercem influência nas funções dentro da Subcamada Rugosa, e mais pesquisa é necessária no sentido de encontrar tais relações. Além disso, deve-se levar em conta que em outras épocas do ano o ângulo zenital não se aproxima de zero sobre a Amazônia; o mesmo ocorre em regiões de altas latitudes. Desta forma, tais limitações fazem com que seja necessário que estes casos também sejam testados com o objetivo de verificar se ainda há relação entre $|Z|$ e a TSMO, indicando se a teoria pode ser estendida para estas situações.

Referências Bibliográficas

- ANDREAE, M. O. *et al.* The amazon tall tower observatory (atto) in the remote amazon basin: overview of first results from ecosystem ecology, meteorology, trace gas, and aerosol measurements. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, v. 15, n. 8, p. 11599–11726, 2015. Disponível em: <<http://www.atmos-chem-phys-discuss.net/15-11599/2015/>>.
- ANDREAS, E. *et al.* Stability dependence of the eddy-accumulation coefficients for momentum and scalars. *Boundary-Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, v. 86, n. 3, p. 409–420, 1998. ISSN 0006-8314. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1023/A:1000625502550>>.
- ARYA, S. P. *Introduction to Micrometeorology*. 2. ed. [S.l.]: Academic Press, 1998.
- BAKER, J. M.; NORMAN, J. M.; BLAND, W. L. Field-scale application of flux measurement by conditional sampling. *Agricultural and Forest Meteorology*, v. 62, p. 31–52, 1992.
- BALDOCCHI, D. Assessing the eddy covariance technique for evaluating carbon dioxide exchange rates of ecosystems: past, present and future. *Global Change Biology*, v. 9, p. 1–14, 2003.
- BALDOCCHI, D. *et al.* The fluxes and air chemistry of isoprene above a deciduous hardwood forest. *Philosophical Transactions: Physical Sciences and Engineering*, The Royal Society, v. 351, n. 1696, p. pp. 279–296, 1995. ISSN 09628428.
- BASH, J. O.; MILLER, D. R. A relaxed eddy accumulation system for measuring surface fluxes of total gaseous mercury. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, v. 25, p. 244–257, 2007.
- BENDAT, J. S.; PIERSOL, A. G. *Random Data*. 2. ed. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1986. 97 p.
- BERNARDES, M.; DIAS, N. L. The alignment of the mean wind and stress vectors in the unstable surface layer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 134, n. 1, p. 41–59, 2009. ISSN 1573-1472. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/s10546-009-9429-8>>.
- BEVERLAND, I. J. *et al.* Measurement of methane and carbon dioxide fluxes from peatland ecosystems by the conditional-sampling technique. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, John Wiley & Sons, Ltd, v. 122, n. 532, p. 819–838, 1996. ISSN 1477-870X.
- BLAIN, G. C. Removing the influence of the serial correlation on the mann-kendall test. *Revista Brasileira de Meteorologia*, sciELO, v. 29, p. 161 – 170, 06 2014. ISSN 0102-7786. Disponível em: <http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0102-77862014000200002&nrm=iso>.

- BOER, A. *et al.* Detection of entrainment influences on surface-layer measurements and extension of monin–obukhov similarity theory. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 152, n. 1, p. 19–44, 2014. ISSN 1573-1472. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/s10546-014-9920-8>>.
- BOWLING, D. R. *et al.* Modification of the relaxed eddy accumulation technique to maximize measured scalar mixing ratio differences in updrafts and downdrafts. *Journal of Geophysical Research*, v. 104, p. 9121–9133, 1999.
- BOWLING, D. R. *et al.* The use of relaxed eddy accumulation to measure biosphere-atmosphere exchange of isoprene and other biological trace gases. *Oecologia*, Springer-Verlag, v. 116, n. 3, p. 306–315, 1998. ISSN 0029-8549.
- BUSINGER, J. A.; ONCLEY, S. P. Flux measurement with conditional sampling. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, v. 7, p. 349–352, 1989.
- CANCELLI, D. M. *Análise experimental e numérica das causas de dissimilaridade entre escalares na camada limite atmosférica*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal do Paraná — UFPR, 2013.
- CANCELLI, D. M.; CHAMECKI, M.; DIAS, N. L. A large-eddy simulation study of scalar dissimilarity in the convective atmospheric boundary layer. *Journal of Atmospheric Sciences*, v. 71, p. 3–15, 2014.
- CANCELLI, D. M.; DIAS, N. L.; CHAMECKI, M. Dimensionless criteria for the production-dissipation equilibrium of scalar fluctuations and their implications for scalar similarity. *Water Resources Research*, v. 48, 2012.
- CELLIER, P. On the validity of flux-gradient relationships above very rough surfaces. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 36, p. 417–419, 1986.
- CELLIER, P.; BRUNET, Y. Flux-gradient relationships above tall plant canopies. *Agricultural and Forest Meteorology*, v. 58, p. 93–117, 1992.
- CHAMECKI, M.; DIAS, N. L. The local isotropy hypothesis and the turbulent kinetic energy dissipation rate in the atmospheric surface layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, John Wiley & Sons, Ltd., v. 130, n. 603, p. 2733–2752, 2004. ISSN 1477-870X. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1256/qj.03.155>>.
- CORRSIN, S. On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence. *Journal of Applied Physics*, v. 22, p. 469–473, 1951.
- CRIVELLARO, B. L. *O Fenômeno De Hurst Em Turbulência Atmosférica: Uma aplicação à estimativa de erros*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal do Paraná — UFPR, 2014.
- DENMEAD, O.; BRADLEY, E. Flux-gradient relationships in a forest canopy. In: HUTCHISON, B.; HICKS, B. (Ed.). *The Forest-Atmosphere Interaction*. [S.l.]: Springer Netherlands, 1985. p. 421–442. ISBN 978-94-010-8843-5.
- DESJARDINS, R. L. *A study of carbon-dioxide and sensible heat fluxes using the eddy correlation technique*. Tese (Doutorado) — Cornell University, 1972.

- DIAS, N. L.; BRUTSAERT, W. Similarity of scalars under stable conditions. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 80, p. 355–373, 1996.
- DIAS, N. L.; BRUTSAERT, W.; WESELY, M. L. Z-less stratification under stable conditions. *Bou*, v. 75, p. 175–187, 1995.
- DIAS, N. L. *et al.* A simple method of estimating scalar fluxes over forests. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 132, p. 401–414, 2009.
- DYER, A. J. A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorology*, p. 363–372, 1974.
- FITZJARRALD, D. R. *et al.* Daytime turbulent exchange between the amazon forest and the atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, v. 95, p. 16,825–16,838, 1990.
- FOCHESATTO, G. J. *et al.* Evidence of dynamical coupling between the residual layer and the developing convective boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 99, p. 451–464, 2001.
- FOKEN, T. 50 years of the monin-obukhov similarity theory. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 119, p. 431–447, 2006.
- FOKEN, T. *Micrometeorology*. 1. ed. [S.l.]: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008.
- FOKEN, T.; WICHURA, B. Tools for quality assessment of surface based flux measurement. *Agricultural and Forest Meteorology*, v. 78, p. 83–105, 1996.
- GAO, W. The vertical change of coefficient b, used in the relaxed eddy accumulation method for flux measurement above and within a forest canopy. *Atmospheric Environment*, v. 29, n. 17, p. 2339–2347, 1995.
- GARRATT, J. R. Flux profile relationships above tall vegetation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, v. 104, p. 199–211, 1978.
- GARRATT, J. R. Surface influence upon vertical profiles in the atmospheric near-surface layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, v. 106, p. 803–819, 1980.
- GARRATT, J. R. *The atmospheric Boundary Layer*. [S.l.]: Cambridge University Press, 1992.
- HELD, A. *et al.* Relaxed eddy accumulation simulations of aerosol number fluxes and potential proxy scalars. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 129, p. 451–468, 2008.
- HILL, R. J. Implications of monin-obukhov similarity theory for scalar quantities. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 46, n. 14, p. 2236–2244, 1989.
- HONG, J.; DIAS, N. L.; LECLERC, M. Surface-layer scaling for nocturnal turbulence with an evolving low-level jet. In: AMERICAN METEOROLOGICAL SOCIETY. *28th Conference on Agric For Meteorol*. Orlando, FL, 2008.
- HUO, Q. *et al.* Effects of surface source/sink distributions on the flux-gradient similarity in the unstable surface layer. *Theoretical and Applied Climatology*, Springer Vienna, v. 119, n. 1-2, p. 313–322, 2015. ISSN 0177-798X.

- IWATA, H.; HARAZONO, Y.; UEYAMA, M. Influence of source/sink distributions on flux gradient relationships in the roughness sublayer over an open forest canopy under unstable conditions. *Boundary-Layer Meteorology*, p. 391–405, 2010.
- KADER, B. A.; YAGLOM, A. M. Mean fields and fluctuation moments in unstably stratified turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 212, p. 637–662, 3 1990. ISSN 1469-7645. Disponível em: <http://journals.cambridge.org/article_S0022112090002129>.
- KAIMAL, J. C.; FINNIGAN, J. J. *Atmospheric Boundary Layer Flow*. [S.l.]: Oxford University Press, 1994.
- KATUL, G. G. *et al.* An investigation of the conditional sampling method used to estimate fluxes of active, reactive, and passive scalars. *Journal of Applied Meteorology*, v. 35, p. 1835 – 1845, 1996.
- KATUL, G. G. *et al.* Estimation of surface heat and momentum fluxes using the flux-variance method above uniform and non-uniform terrain. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 74, p. 237–260, 1995.
- KATUL, G. G.; HSIEH, C.-I. A note on the flux-variance similarity relationships for heat and water vapour in the unstable atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 90, p. 327–338, 1999.
- KOLMOGOROV, A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *Doklady Akademii Nauk*, v. 30, 1941.
- KRUIJT, B. *et al.* Turbulence statistics above and within two amazon rain forest canopies. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 94, n. 2, p. 297–331, 2000. ISSN 1573-1472. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1023/A:1002401829007>>.
- KUMAR, P.; SHARAN, M. An analysis for the applicability of monin-obukhov similarity theory in stable conditions. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 69, n. 6, p. 1910 – 1915, 2012. ISSN 00224928. Disponível em: <<http://search-ebshost-com.ez22-periodicos.capes.gov.br/login.aspx?direct=true&db=iih&AN=76349705&lang=pt-br&site=ehost-live>>.
- LALIC, B. *et al.* Wind profile within the forest canopy and in the transition layer above it. *Environmental Modelling & Software*, v. 18, n. 10, p. 943–950, 2003. ISSN 1364-8152. Integrating Environmental Modelling and GI-Technology.
- LEE, X.; MASSMAN, W.; LAW, B. *Handbook of Micrometeorology*. [S.l.]: Kluwer Academic Publishers, 2004.
- MAHRT, L. *et al.* Dependence of turbulent and mesoscale velocity variances on scale and stability. *Journal of Applied Meteorology*, v. 40, p. 628–641, 2000.
- MATSUDA, K. *et al.* Dry deposition of pm2.5 sulfate above a hilly forest using relaxed eddy accumulation. *Atmospheric Environment*, v. 107, n. 0, p. 255 – 261, 2015. ISSN 1352-2310.

- MOCHIZUKI, T. *et al.* Long-term measurement of terpenoid flux above a larix kaempferi forest using a relaxed eddy accumulation method. *Atmospheric Environment*, v. 83, n. 0, p. 53 – 61, 2014. ISSN 1352-2310.
- MOLDER, M. *et al.* Flux-profile relationships over a boreal forest – roughness sublayer corrections. *Agricultural and Forest Meteorology*, v. 98–98, p. 645–658, 1999.
- MONCRIEFF, J. *et al.* Averaging, detrending, and filtering of eddy covariance time series. In: LEE, X.; MASSMAN, W.; LAW, B. (Ed.). *Handbook of Micrometeorology*. [S.l.]: Kluwer Academic Publishers, 2004.
- MORAES, O. L. L. *et al.* Comparing spectra and cospectra of turbulence over different surface boundary conditions. *Physica A*, v. 387, 2008.
- OKE, T. R. *Boundary Layer Climate*. 2. ed. [S.l.]: Routledge, 1987.
- OPTIS, M.; MONAHAN, A.; BOSVELD, F. C. Moving beyond monin–obukhov similarity theory in modelling wind-speed profiles in the lower atmospheric boundary layer under stable stratification. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 153, n. 3, p. 497–514, 2014. ISSN 1573-1472. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/s10546-014-9953-z>>.
- PADRO, J. An investigation of flux-variance methods and universal functions applied to three land-use types in unstable conditions. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 66, p. 413–425, 1993.
- PATTEY, E.; DESJARDINS, R.; ROCHETTE, P. Accuracy of the relaxed eddy-accumulation technique, evaluated using co2 flux measurements. *Boundary-Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, v. 66, n. 4, p. 341–355, 1993. ISSN 0006-8314.
- RANDOW, C. von; KRUIJT, B.; HOLTSLAG, A. A. M. Low-frequency modulation of the atmospheric surface layer over amazonian rain forest and its implication for similarity relationships. *Agricultural and Forest Meteorology*, v. 141, p. 192–207, 2006.
- RAUPACH, M. R.; LEGG, B. J. The uses and limitations of flux-gradient relationships in micrometeorology. *Agricultural Water Management*, v. 8, p. 119–131, 1984.
- RAUPACH, M. R.; THOM, A. S. Turbulence in and above plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 13, p. 97–129, 1981.
- REN, X. *et al.* A relaxed eddy accumulation system for measuring vertical fluxes of nitrous acid. *Atmospheric M*, v. 4, p. 2093–2103, 2011.
- RUPPERT, J.; THOMAS, C.; FOKEN, T. Scalar similarity for relaxed eddy accumulation methods. *Boundary-Layer Meteorology*, Springer Netherlands, v. 120, n. 1, p. 39–63, 2006. ISSN 0006-8314.
- SAKABE, A. *et al.* Is the empirical coefficient b for the relaxed eddy accumulation method constant? *Journal of Atmospheric Chemistry*, Springer Netherlands, v. 71, n. 1, p. 79–94, 2014. ISSN 0167-7764.
- SAKAI, R. K.; FITZJARRALD, D. R.; MOORE, K. E. Importance of low-frequency contributions to eddy fluxes observed over rough surfaces. *Journal of Applied Meteorology*, v. 40, p. 2178—2192, 2001.

- SALESKY, S. T.; CHAMECKI, M. Random errors in turbulence measurements in the atmospheric surface layer: Implications for monin-obukhov similarity theory. *Journal of Atmospheric Sciences*, v. 69, p. 3700–3714, 2012.
- SALESKY, S. T.; CHAMECKI, M.; DIAS, N. L. Estimating the random error in eddy-covariance based fluxes and other turbulence statistics: The filtering method. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 144, n. 1, p. 113–135, 2012. ISSN 1573-1472. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/s10546-012-9710-0>>.
- SANDERSON, D. M. G. *Emission of Isoprene, Monoterpenes, Ethene and Propene by Vegetation: Description and Implementation in the STOCHEM Model*. [S.l.], Setembro 2002.
- SCANLON, T. M.; KUSTAS, W. P. Partitioning carbon dioxide and water vapor fluxes using correlation analysis. *Agricultural and Forest Meteorology*, p. 89–99, 2010.
- SCHWEEN, J. H. *et al.* Profiles and fluxes of micrometeorological parameters above and within the mediterranean forest at castelporziano. *Atmospheric Environment*, v. 31, p. 185–198, 1997. ISSN 1352-2310. BEMA: A European Commission Project on Biogenic Emissions in the Mediterranean Area.
- SIMPSON, I. J. *et al.* The validity of similarity theory in the roughness sublayer above forests. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 87, p. 69–99, 1998.
- SMEDMAN, A.-S. Observations of a multi-level turbulence structure in a very stable atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 44, n. 3, p. 231–253, 1988. ISSN 1573-1472. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/BF00116064>>.
- SOMMAR, J. *et al.* A whole-air relaxed eddy accumulation measurement system for sampling vertical vapour exchange of elemental mercury. *Tellus B*, v. 65, n. 0, 2013. ISSN 1600-0889.
- STULL, R. *An Introduction to Boundary-Layer Meteorology*. [S.l.]: Kluwer Academic Publishers, 1988.
- STULL, R. *Meteorology for Scientists and Engineers*. 2. ed. [S.l.]: Gary Garlson, 2000.
- TAVARES, J. P. N. Interaction between vegetation and the atmosphere in cloud and rain formation in the amazon: A review. *Estudos Avançados*, v. 26, p. 219–227, 2012.
- THOM, A. S. *et al.* Comparison of aerodynamic and energy budget estimates of fluxes over a pine forest. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, v. 101, p. 93–105, 1975.
- THOMAS, C.; FOKEN, T. Re-evaluation of integral turbulence characteristics and their parameterizations. In: *15th conference on turbulence and Boundary Layers*. [S.l.]: American Meteorological Society, 2002.
- TSAI, J. L. *et al.* Evaluation of the relaxed eddy accumulation coefficient at various wetland ecosystems. *Atmospheric Environment*, v. 60, p. 336–347, 2012.

- VELENTINI, R. *et al.* Fluxes of biogenic {VOC} from mediterranean vegetation by trap enrichment relaxed eddy accumulation. *Atmospheric Environment*, v. 31, Supplement 1, n. 0, p. 229 – 238, 1997. ISSN 1352-2310. BEMA: A European Commission Project on Biogenic Emissions in the Mediterranean Area.
- VICKERS, D.; MAHRT, L. Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, v. 14, p. 512–526, 1997.
- WILLIAMS, C. A.; SCANLON, T. M.; ALBERTSON, J. D. Influence of surface heterogeneity on scalar dissimilarity in the roughness sublayer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 122, p. 149–165, 2007.
- WILSON, J. D. *et al.* Statistics of atmospheric turbulence within and above a corn canopy. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 24, p. 495–519, 1982.
- WYNGAARD, J.; MOENG, C.-H. Parameterizing turbulent diffusion through the joint probability density. *Boundary-Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, v. 60, n. 1-2, p. 1–13, 1992. ISSN 0006-8314.
- WYNGAARD, J. C. Atmospheric turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 24, p. 205–233, 1992.
- WYNGAARD, J. C. *Turbulence in the Atmosphere*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2010.
- WYNGAARD, J. C.; COTÉ, O. R.; IZUMI, Y. Local free convection, similarity, and the budgets of shear stress and heat flux. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 28, p. 1171–1182., 1971.
- ZHU, T.; PATTEY, E.; DESJARDINS, R. Relaxed eddy-accumulation technique for measuring ammonia volatilization. *Environmental Science Technology*, v. 34, p. 199–203, 2000.