

Universidade Federal de Itajubá
Instituto de Recursos Naturais
Mestrado em Meio Ambiente e Recursos Hídricos

**ANÁLISE DA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA NA INTERFACE ÁGUA-TERRA
EM RESERVATÓRIOS HIDROELÉTRICOS**

Vanessa Almeida de Siqueira

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Meio Ambiente e Recursos Hídricos como parte dos requisitos para obtenção do Título de Mestre em Meio Ambiente e Recursos Hídricos.

Orientador: Prof. Dr. Arcilan Trevenzoli Assireu

Co-orientador: Prof Dr. Felipe Mendonça Pimenta

Itajubá

2017

FOLHA DE APROVAÇÃO

Autor: **Vanessa Almeida de Siqueira.**

Título: **Análise da camada limite planetária na interface água-terra em reservatórios hidroelétricos.**

Dissertação aprovada por banca examinadora em 11 de agosto de 2017, conferindo ao autor o título de **Mestre em Meio Ambiente e Recursos Hídricos.**

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Arcilan Trevenzoli Assireu (orientador)
Unifei – Universidade Federal de Itajubá
Presidente

Prof. Dr. Felipe Mendonça Pimenta (co-orientador)
UFSC – Universidade Federal de Santa Catarina
Membro

Dr. Ramon Moraes de Freitas
Camargo-Schubert Engenharia Eólica
Membro

Dra. Vanessa Silveira Barreto Carvalho
UNIFEI – Universidade Federal de Itajubá
Membro

Itajubá
2017

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, pelo dom da minha vida e por sempre estar ao meu lado e iluminar os meus caminhos. Aos meus amados pais Rosimeire e Laércio, por todo amor que me deram ao longo da vida e que me tornou na pessoa que sou, bem como pelo incentivo constante ao meu desenvolvimento pessoal e acadêmico, além de todos os familiares que me apoiaram. Ao meu companheiro e amigo Ricardo Lamoglia pela compreensão nos momentos de ausência, pelo amor e pela força.

Aos professores Dr. Arcilan T. Assireu e Dr. Felipe M. Pimenta pela orientação e auxílio para desenvolvimento deste trabalho e aos membros da banca examinadora, Dr. Ramon M. Freitas e Dra. Vanessa S. B. Carvalho pela disponibilidade de participar e pelas contribuições.

A todos os professores da graduação em Ciências Atmosféricas e mestrado em Meio Ambiente e Recursos Hídricos, que direta ou indiretamente contribuíram para a aquisição de conhecimento e consequente bom desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço às amigas Carolina, Cássia, Tatiana e Ana Caroline que pela amizade, incentivo constante e força, muito ajudaram a ultrapassar com sucesso esta fase da minha vida.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo auxílio financeiro e à Universidade Federal de Itajubá (UNIFEI), o meu agradecimento.

RESUMO

Universidade Federal de Itajubá
Instituto de Recursos Naturais
Mestrado em Meio Ambiente e Recursos Hídricos

ANÁLISE DA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA NA INTERFACE ÁGUA-TERRA EM RESERVATÓRIOS HIDROELÉTRICOS

AUTORA: VANESSA ALMEIDA DE SIQUEIRA
ORIENTADOR: DR. ARCILAN TREVENZOLI ASSIREU
CO-ORIENTADOR: DR. FELIPE MENDONÇA PIMENTA

Local e Data da Defesa: Itajubá, 11 de agosto de 2017.

A energia eólica apresenta grande variabilidade temporal e espacial, sendo que um dos grandes desafios consiste em prever a variabilidade da potência eólica disponível de modo a aperfeiçoar o seu aproveitamento. Neste sentido, estudos sobre os perfis verticais de vento podem ter uma grande contribuição a este setor, dada a carência de dados observacionais desta variável em níveis próximos da altura típica de instalação dos aerogeradores. Assim, é de grande importância uma análise da Camada Limite Planetária, pois a estrutura da turbulência nesta camada depende das condições de estabilidade atmosférica. A partir de medições em 10 m, o vento foi extrapolado para o nível de 80 m pela Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov, por três diferentes métodos de derivação do Comprimento de Monin-Obukhov (L): Método Sônico, Método Richardson Bulk e Richardson Gradiente. Foi investigado ainda qual método de obtenção da velocidade de fricção ajusta melhor o modelo de estimativa do vento no Reservatório de Furnas. Tendo em vista implementar e validar a rotina do cálculo de Richardson, dados de uma torre mantida pelo National Wind Technology Center (NWTC) foram utilizados. A partir de dados obtidos em uma torre anemométrica, um anemômetro sônico 3D, um balão cativo instrumentado com sensores de temperatura e umidade e pelo perfil do vento medido por um LIDAR instalado sobre uma plataforma flutuante no Reservatório de Furnas, foi possível determinar as condições atmosféricas locais. A teoria de Monin-Obukhov, embora desenvolvida a partir de medidas sobre a terra, foi considerada geralmente aplicável ao longo do mar aberto. Entretanto, ainda existem incertezas a respeito do emprego da mesma em locais onde o fluxo é influenciado pela proximidade da terra. Os modelos Sônico e Richardson Bulk evidenciaram maior porcentagem de condições instáveis sobre o Reservatório de Furnas, resultado confirmado por estudos anteriores, enquanto o modelo a partir do Número de Richardson Gradiente verificou predomínio de estabilidade. Os três métodos de derivação do comprimento de Monin-Obukhov apresentaram um baixo ajuste em condições de atmosfera estável. Os melhores resultados foram a partir dos métodos Sônico e Richardson Bulk. O método a partir do Número de Richardson Gradiente não apresentou boa aplicabilidade na região de estudo. Os melhores resultados foram observados com a aplicação da equação de estimativa do vento independente da velocidade de fricção.

Palavras-chave: Camada Limite Planetária, Energia Eólica, Estabilidade Atmosférica.

ABSTRACT

The wind energy is highly variable in space and time resulting in great challenges to predict the variability of available wind power in order to improve its utilization. In this sense, studies on vertical wind profiles can bring relevant contributions to this sector, mainly because of the lack of observational data of this variable in levels close to the typical height of wind turbines installation. Thus, an analysis of the Planetary Boundary Layer is extremely important as the turbulence structure depends on the atmospheric stability. The wind speed measured at 10m height was extrapolated to 80m height by Monin-Obukhov Similarity Theory through three different methods of Monin-Obukhov Length (L) derivation: Sonic, Richardson Bulk, and Richardson Gradient. Besides, the best method to calculate friction velocity it was also investigated. Data, maintained by the National Wind Technology Center (NWTC) in one of their towers, were used in order to implement and validate the calculation of a Gradient Richardson Number. The local atmospheric conditions were investigated using data from an anemometric tower, a captive balloon instrumented with temperature and humidity sensors, and a 3D sonic anemometer. In addition, the wind profile was measured using a LIDAR, which has been installed on a floating platform at Furnas Reservoir. Although developed from measurements over land, the theory has been found to be applicable over the open sea. However, there are uncertainties about its application, especially in the transition between water and land. As noted for all methods, the agreement is not good for stable stratification. Sonic and Richardson Bulk methods were able to represent the wind speed perfectly well, whereas the Richardson Gradient Number method presented discrepancies. Also, the Sonic and Richardson Bulk models have shown a higher percentage of unstable conditions at the Furnas Reservoir as confirmed by previous studies results, while Richardson Gradient Number model has verified a predominance of stability. Finally, for this project, the best results were observed with an application of vertical wind speed profile equation, which is independent of friction velocity.

Keywords: Planetary Boundary Layer, Wind Energy, Atmospheric Stability

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 Curva de Potência de uma turbina eólica em função da velocidade do vento (V). Fonte: Modificado de Pallabazzer (2003).....	20
Figura 2 Matriz elétrica nacional ano base 2013 e 2014. Fonte: Adaptado do MINISTÉRIO DE MINAS E ENERGIA (2015).....	21
Figura 3 Influência da estabilidade atmosférica no fluxo sobre uma colina. Fonte: Schroeder e Buck (1970).....	24
Figura 4 Perfil vertical do vento: efeitos da rugosidade e estabilidade térmica vertical da atmosfera. Fonte: Amarante, Silva e Andrade (2010).....	25
Figura 5 Ciclo diurno da variação da espessura da Camada Limite. Fonte: Amarante, Silva e Andrade (2010). Fonte: Adaptado de Stull (1991).....	27
Figura 6 Velocidade do vento em diferentes níveis sob condição de atmosfera instável, neutra e estável. Fonte: Oke (1988) apud Haid (2013).....	29
Figura 7 Evolução do Comprimento de Monin-Obukhov ao longo do dia. Fonte: Adaptado de Stull (1988).....	32
Figura 8 Diferenças de temperatura do ar e água, durante o mês de Janeiro, típicas para reservatórios em regiões tropicais. Fonte: Assireu et al. (2011).....	35
Figura 9 (a) Torre M2 (JAGER e ANDREAS, 1996). (b) Topografia local e direção predominante. A imagem no topo superior direito mostra a seção transversal da topografia ao longo da direção predominante do vento (linha pontilhada) na região do NWTC (KELLEY, 2011).....	40
Figura 10 (a) Torre anemométrica. (b) Reservatório de Furnas com localização da torre anemométrica de 42 m (P2).....	41
Figura 11 (a) Lidar e anemômetro sônico 3D instalados sobre plataforma com compensação da oscilação da superfície livre, fundeado no reservatório de Furnas. (b) Balão cativo instrumentado com 6 sensores de temperatura e umidade do tipo ibutton. (c) Ibutton.....	42

Figura 12 (a) Represa de Furnas. (b) Local de medições. (c) Vista horizontal da região de estudo.....	43
Figura 13 Comparação entre o Número de Richardson calculado e o Número de Richardson obtido da plataforma do NREL.....	50
Figura 14 Frequência relativa ao longo das horas do dia, com intervalos de 30 minutos, considerando $-0,1 \leq Ri < 0,1$ e $-0,01 < Ri < 0,01$, durante o outono, inverno, primavera e verão, a partir dos dados da torre M2.....	51
Figura 15 Porcentagem de casos de atmosfera neutra, estável e instável, entre os níveis de 2 m e 80 m durante o período de janeiro de 2010 a dezembro de 2015, a partir dos dados da torre M2.....	52
Figura 16 Porcentagem de casos de atmosfera neutra, estável e instável, entre os níveis de 2 m e 80 m durante o período de janeiro de 2010 a dezembro de 2015, durante o outono, inverno, primavera e verão, a partir dos dados da torre M2... ..	52
Figura 17 Distribuição da condição atmosférica entre os níveis de 2 m e 80 m em relação à direção dos ventos em 2 m, a partir dos dados da torre M2.....	53
Figura 18 Distribuição do Número de Richardson ao longo das horas do dia, a partir dos dados da torre M2. As linhas vermelhas correspondem aos horários aproximados de amanhecer (pontilhadas) e pôr do sol, durante as datas de início e fim da respectiva estação do ano (contínuas).....	54
Figura 19 Frequência relativa de condições de neutralidade, instabilidade e estabilidade em relação às horas, a partir dos dados da torre M2. As linhas pretas correspondem aos horários aproximados de amanhecer (pontilhadas) e pôr do sol (contínuas), durante as datas de início e fim da respectiva estação do ano.....	55
Figura 20 Azul: Velocidade modelada pela Equação 2 (sob condição de atmosfera neutra); Verde: Velocidade modelada a partir da equação com adição do parâmetro de estabilidade universal (Equação 4); Preto: intensidade do vento observada em 80 m. (a) Intervalo escolhido aleatoriamente entre todo o período de dados: entre os dias 09 de junho e 23 de julho de 2010 (b) zoom entre 04 e 13 de julho de 2010. Os pontos ao longo do eixo x são referentes à condição atmosférica instantânea obtida por Ri, de acordo com Clifton et al.	

(2013) (Tabela 2), em que os pontos vermelhos caracterizam instabilidade, azuis indicam estabilidade e verdes neutralidade. Resultados obtidos a partir dos dados da torre M2.....	56
Figura 21 Médias horárias da temperatura do ar, intensidade do vento e umidade relativa do ar nos níveis de 3 m (linha contínua preta), 20 m (linha contínua verde) e 40 m (linha contínua rosa), no período de 10 de maio a 24 de junho de 2014, a partir dos dados da torre anemométrica de 42 m localizada no Reservatório de Furnas.....	58
Figura 22 Séries temporais do número de Richardson Gradiente (Ri), direção, intensidade e cisalhamento do vento, além da temperatura do ar entre 04 e 13 de julho de 2014, a partir dos dados da torre anemométrica de 42 m localizada no Reservatório de Furnas.....	59
Figura 23 Porcentagem de casos de atmosfera neutra, estável e instável, entre os níveis de 3 m e 40 m de 10 de maio a 24 de junho de 2014 no Reservatório de Furnas.....	60
Figura 24 Distribuição das condições atmosféricas entre os níveis de 2 m e 80 m em relação à direção dos ventos em 3 m no Reservatório de Furnas.....	61
Figura 25 Frequência relativa de condições de neutralidade, instabilidade e estabilidade em relação às horas do dia.....	62
Figura 26 – Azul: Velocidade modelada pela Equação 2 (sob condição de atmosfera neutra); Verde: Velocidade modelada a partir da equação com adição do parâmetro de estabilidade universal (Equação 4); Preto: intensidade do vento observada em 40 m. (a) Entre os dias 09 de junho e 23 de julho de 2014 (b) zoom entre 04 e 13 de julho de 2014. Os pontos ao longo do eixo x são referentes à condição atmosférica instantânea obtida por Ri, de acordo com Clifton et al. (2013) (Tabela 2), em que os pontos vermelhos caracterizam instabilidade, azuis indicam estabilidade e verdes neutralidade.....	63
Figura 27 Séries temporais da temperatura, direção, intensidade e cisalhamento do vento, além da umidade relativa do ar entre as 16:30 h do dia 20 de setembro e as 18:30 h do dia 21 de setembro de 2016.....	65
Figura 28 (a) Séries temporais de Ri e Rb. (b) Perfis verticais da temperatura potencial virtual e (c) intensidade do vento nos horários: 16:30 h, 20:50 h 01:10 h, 05:30 h, 09:50 h e 14:10 h. (d) Séries temporais de temperatura potencial virtual no nível da superfície da água, 10 m e 80 m, em que as áreas em vermelho (azul) correspondem à períodos em que a atmosfera	

encontra-se instável de acordo com Ri, com $T_{10m} > T_{80m}$ ($T_{10m} < T_{80m}$) e barras em vermelho (azul) correspondem à períodos em que a atmosfera encontra-se instável de acordo com Rb, com $T_{\text{água}} > T_{10m}$ ($T_{\text{água}} < T_{10m}$). (e) Fluxo de calor sensível (H) e latente (E). As séries temporais correspondem ao período entre as 16:30 h do dia 20 de setembro e as 18:30 h do dia 21 de setembro de 2016..... 68

Figura 29 Porcentagem de atmosfera neutra, estável e instável, entre as 18:30 h do dia 20 de setembro de 2017 e o mesmo horário do dia 21 de setembro de 2017, no Reservatório de Furnas, de acordo com: (a) Comprimento de Monin-Obukhov calculado pelo método sônico, (b) Número de Richardson Bulk e (c) Número de Richardson Gradiente. L classificado de acordo com Gryning et al. (2007) (Tabela 1, coluna central) e Rb e Ri de acordo com Clifton et al. (2013) (Tabela 2), quanto à estabilidade, instabilidade e neutralidade.... 70

Figura 30 Distribuição das condições atmosféricas em relação à direção dos ventos no Reservatório de Furnas, de acordo com os métodos: (a) Sônico (direção em 3 m), (b) a partir de Rb (direção em 3 m) e (c) a partir de Ri (direção em 10 m). O período de dados se inicia às 16:30 h do dia 20 de setembro e finaliza às 18:30 h do dia 21 de setembro de 2017. L classificado de acordo com Gryning et al. (2007) (Tabela 1, coluna central) e Rb e Ri de acordo com Clifton et al. (2013) (Tabela 2), quanto à estabilidade, instabilidade e neutralidade..... 71

Figura 31 Comparação entre as séries temporais da velocidade de fricção (u_*), entre as 16:30 h do dia 20 de setembro e as 18:30 h do dia 21 de setembro de 2016, calculadas pelos métodos descritos por: Large e Pond (1981), Weber (1999) pelas componentes do vento (u, v, w), Weber (1999) pelo desvio vertical do vento, Weber (1999) pelo desvio horizontal, Pons (2007) e Bagherimiyab e Lemnin (2013)..... 72

Figura 32 Velocidade de fricção (u_*) em função de $1/L$. (+) vermelho: L calculado a partir do método sônico com u_* por Large e Pond (1981); (+) azul: L calculado a partir do método sônico com u_* pelo desvio vertical, descrito por Weber (1999); (o) verde: L calculado a partir do método Rb; (x) cinza: L calculado a partir do método Ri.... 73

Figura 33 Séries temporais da intensidade do vento observada (linha preta) e estimadas pelo (a) método sônico (em que L foi calculado com u_* descrito por Weber (1999), pelo desvio vertical do vento), (b) método sônico (em que L foi calculado com u_* obtido pela metodologia descrita por Large e Pond (1981)), (c) método Richardson Bulk e (d) método Richardson

Gradiente. As linhas contínuas (tracejadas) mostram o vento estimado pelas Equações 3 e 4 (Equações 1 e 2), ou seja, com (sem) adição do parâmetro de correção Ψ . As linhas verdes são referentes às estimativas por meio das equações independentes de u_* (Equações 2 e 4), enquanto as linhas vermelhas e azuis são relativas ao vento modelado pelas equações dependentes de u_* (Equações 1 e 3), com u_* calculado pelo desvio vertical do vento e pelo método descrito por Large e Pond (1981), respectivamente. O período de modelagem se inicia às 16:30 h do dia 20 de setembro e finaliza às 18:30 h do dia 21 de setembro de 2017. Os pontos ao longo do eixo x são referentes à condição atmosférica instantânea obtida pelo respectivo método de cálculo: L classificado de acordo com Gryning et al. (2007) (Tabela 1, coluna central) e Rb e Ri de acordo com Clifton et al. (2013) (Tabela 2), em que os pontos vermelhos caracterizam instabilidade, azuis estabilidade e verde neutralidade..... 75

Figura 34 Razão entre as velocidades do vento modelado e observado em 80 m em relação ao parâmetro de estabilidade $10m/L$. L derivado com o método: (a) Sônico com $u_* = 0,63\sigma_w$, (b) Sônico com u_* calculado como descrito por Large e Pond (1981), (c) Bulk e (d) Gradiente. A primeira coluna é relativa à estimativa do vento pelas equações com parâmetro de correção (Ψ) e a coluna a direita sem Ψ 77

Figura 35 Rosa dos ventos do nível de 3 m associada às condições de instabilidade (esquerda) estabilidade atmosférica (direita), de acordo com a classificação de Rb. O período de dados da direção e intensidade dos ventos se inicia às 16:30 h do dia 20 de setembro e finaliza às 18:30 h do dia 21 de setembro de 2017..... 78

Figura 36 Diagramas de Taylor para as estimativas da intensidade do vento em 80 m para os modelos: (a) Método Sônico, (b) Rb, (c) Ri e (d) desprezando-se os efeitos da estabilidade, relativos ao período de 16:30 h do dia 20 de setembro a 18:30 h do dia 21 de setembro de 2017. As observações são indicadas como ponto azul (Obs) na abscissa..... 82

Figura 37 Perfil vertical médio observado para o vento proveniente do setor norte (água), sul (terra) e total..... 83

Figura 38 Perfis verticais médios do vento medido, modelados pela equação do perfil logarítmico (Equação 2) e pelos métodos Sônico. As médias foram calculadas de acordo com o setor de onde o vento sopra. (a) Vento proveniente do setor norte (água-terra) e (b) proveniente do setor sul (terra-água)..... 84

Figura 39 Perfis verticais médios do vento medido, modelados pela equação do perfil logarítmico (Equação 2) e pelos métodos Richardson Bulk. As médias foram calculadas de acordo com o setor de onde o vento sopra. (a) Vento proveniente do setor norte (água-terra) e (b) proveniente do setor sul (terra-água).....	85
Figura 40 Perfis verticais médios do vento medido, modelados pela equação do perfil logarítmico (Equação 2) e pelo método Richardson Gradiente. As médias foram calculadas de acordo com o setor de onde o vento sopra. (a) Vento proveniente do setor norte (água-terra) e (b) proveniente do setor sul (terra-água).....	86
Figura 41 Série temporal da direção do vento entre as 12:00 h do dia 19 de setembro e as 00:00 h do dia 22 de setembro de 2016 no Reservatório de Furnas....	96
Figura 42 Fluxograma com dados etapas da pesquisa correspondentes a cada amostra de dados (Nacional Wind Technology Center, torre anemométrica localizada a borda do reservatório e campanha realizada com Lidar, anemômetro sônico, balão cativo instrumentado com sensores de temperatura e umidade e sensor de medição da temperatura da água, instalados no interior do reservatório).....	97

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 Classificação da condição atmosférica de acordo com Ri	32
Tabela 2 Classificação da condição atmosférica de acordo com L	37
Tabela 3 RMSE, COE e r entre a velocidade observada em 40m e a velocidade estimada para o mesmo nível, aplicando Ψ_m (Equação 3) e sem o emprego de Ψ_m (Equação 1)....	56
Tabela 4 RMSE, COE e r entre a velocidade observada em 40m e a velocidade estimada para o mesmo nível pela Equação 2 (que utiliza u^*) com a aplicação do Ψ_m e pela aplicação da mesma equação com Ψ_m nulo.....	56
Tabela 5 RMSE, COE e r entre a velocidade observada em 40m e a velocidade estimada para o mesmo nível, com a aplicação do Ψ_m (Equação 4) e sem Ψ_m (Equação 2).....	62
Tabela 6 RMSE, COE e r calculados entre a velocidade observada em 80m e a velocidade estimada pelas equações 3 e 4, desprezando-se os efeitos da estabilidade....	80
Tabela 7 RMSE, COE e r calculados entre a velocidade observada em 80m e a velocidade estimada pelo método sônico (com L calculado a partir de u^* descrito por Weber (1999) pelo desvio vertical do vento) para o mesmo nível, com adição do parâmetro de estabilidade Ψ_m (Equações 3 e 4). Na equação 4 u^* foi aplicado apenas no cálculo de L	80
Tabela 8 RMSE, COE e r calculados entre a velocidade observada em 80m e a velocidade estimada pelo método sônico (com L calculado a partir de u^* descrito por Large e Pond (1981)) para o mesmo nível, com adição do parâmetro de estabilidade Ψ_m (Equações 3 e 4). Na equação 4 u^* foi aplicado apenas no cálculo de L	80
Tabela 9 –RMSE, COE e r calculados entre a velocidade observada em 80m e a velocidade estimada pelo método Richardson Bulk para o mesmo nível, com adição do parâmetro de estabilidade Ψ_m (Equações 3 e 4).....	81
Tabela 10 RMSE, COE e r calculados entre a velocidade observada em 80m e a velocidade estimada pelo método Richardson Gradiente para o mesmo nível, com adição do parâmetro de estabilidade Ψ_m (Equações 3 e 4).....	81

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AL – Atmosfera Livre

C_a – Calor específico do ar

C_{DN} – Coeficiente de arrasto para condições de atmosfera neutra

C_E – Coeficiente de transferência de calor latente

C_{EN} – Coeficiente de transferência de calor latente sob condições de atmosfera neutra

C_H – Coeficiente de transferência de calor sensível

C_{HN} – Coeficiente de transferência de calor latente sob condições de atmosfera neutra

CLA – Camada Limite Atmosférica

CLC – Camada Limite Convectiva

CLE – Camada Limite Estável

CLN – Camada Limite Neutra

CLP – Camada Limite Planetária

CLS – Camada Limite Superficial

CM – Camada de Mistura

COE – Coeficiente de Eficiência de Nash Sutcliffe

C_p – Calor específico

CR – Camada Residual

E – Fluxo de calor latente

e – Pressão de vapor

e_s – Pressão de vapor de saturação

g – Aceleração da gravidade

H – Fluxo de calor sensível

k – Constante de Von Karman

L – Comprimento de Monin-Obukhov

L_v – Calor latente de vaporização

P – Pressão atmosférica

q – Umidade específica

q_s – Umidade específica do ar saturado

r - Coeficiente de Correlação de Pearson

Ra – Constante dos gases para o ar úmido

Re – Número de Reynolds

Ri – Número de Richardson Gradiente
Rb – Número de Richardson Bulk
RMSE – Raiz Quadrada do Erro Médio Quadrático
TKE – Energia Cinética Turbulenta
T – Temperatura do ar
 $T_{\text{água}}$ – Temperatura da superfície da água
 T_v – Temperatura virtual
u – Velocidade do vento
 u' – Flutuação da componente zonal do vento
UR – Umidade Relativa
 u_* – Velocidade de atrito
 v' – Flutuação da componente meridional do vento
z – Altura
 z' – Altura em que o Número de Richardson é válido
 z_0 – Comprimento de rugosidade aerodinâmico
 z_1 – Nível mais elevado de medição
 z_2 – Nível de medição inferior
ZE – Zona de Entranhamento
 z_E – comprimento de rugosidade para transferência de calor latente
w – Razão de mistura
 w' – Flutuação da componente vertical do vento

LISTA DE SÍMBOLOS

β – Parâmetro utilizado na equação da função de estabilidade universal para atmosfera estável

γ – Parâmetro utilizado na equação da função de estabilidade universal para atmosfera instável

ζ – Parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov

θ_v – Temperatura Potencial Virtual

μ – viscosidade dinâmica do ar

ν – viscosidade cinemática do ar

ρ – Densidade do ar

Ψ_m – Função da estabilidade universal

SUMÁRIO

Pág.

1 - INTRODUÇÃO	17
1.1 Objetivos.....	18
2 - REFERENCIAL TEÓRICO	19
2.1 Energia Eólica.....	19
2.1.1 Energia Eólica no Brasil	20
2.2 Energia eólica na interface água-terra	21
2.3 Camada limite planetária	25
2.4 Condições atmosféricas na Camada Limite Planetária	28
2.5 Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov	29
2.5.1 Método Sônico	33
2.5.2 Número de Richardson Bulk.....	34
2.5.3 Número de Richardson Gradiente.....	35
3 - MATERIAIS E MÉTODOS.....	39
3.1 Dados.....	39
3.1.1 1ª Etapa (Implementação e validação do cálculo de Ri)	39
3.1.2 2ª Etapa (Aplicação de Ri e demais métodos)	40
3.2 Metodologia	44
3.2.1 Equações	44
3.2.2 Velocidade de fricção	47
3.2.3 Análises estatísticas.....	48
4 - RESULTADOS.....	50
4.1 1ª Etapa.....	50
4.2 2ª Etapa.....	57
5 - CONCLUSÃO.....	87
REFERÊNCIAS.....	89
ANEXO	96

1. INTRODUÇÃO

A questão energética é um dos tópicos de maior importância na atualidade. A qualidade de vida de uma sociedade está intimamente ligada ao seu consumo de energia (MARTINS et al., 2007). Diante do cenário mundial de mudanças climáticas e possíveis esgotamentos de recursos naturais, diversos setores da sociedade brasileira constataram a real e iminente necessidade de diversificação das fontes de geração de energia elétrica e de seu uso racional. Diante disso, iniciou-se uma busca por novas fontes, entre as quais a eólica se destaca por se tratar de uma alternativa nova e promissora (CAMPOS, 2004). Esta é produzida a partir da força dos ventos e, além de abundante, renovável e limpa, está disponível em muitos lugares ao longo do país.

A avaliação técnica do potencial eólico exige um conhecimento detalhado do comportamento dos ventos. Os dados relativos a esse comportamento, que auxiliam na determinação do potencial eólico de uma região, são relativos a sua intensidade e direção. Além disso, é necessário também analisar os fatores que influenciam o regime dos ventos na localidade do empreendimento.

Estudos sobre a estrutura vertical da Camada Limite Planetária (CLP) em regiões de transição entre terra e água ainda são escassos no Brasil. Nesta área de transição existem acentuados contrastes de topografia, rugosidade da superfície e temperatura, que resultam em um menor ajuste entre os perfis de vento observados e modelados. Tal conhecimento é fundamental para o planejamento de futuros parques eólicos em regiões costeiras e adjacentes a extensos corpos de água.

A estabilidade atmosférica nesta camada exerce papel importante sobre o perfil vertical do vento e, conseqüentemente, sobre as estimativas dos recursos eólicos em diferentes alturas (GARVINE; KEMPTON, 2008). Uma maneira de analisar a variação da estabilidade com a altura na atmosfera é por meio da escala de comprimento de Monin-Obukhov (L), que representa um importante parâmetro para a determinação das condições de estabilidade/instabilidade da CLS (STULL, 1988).

Neste contexto, um assunto pouco investigado é referente ao potencial de aproveitamento eólico ao longo de reservatórios hidrelétricos. De acordo com Assireu (2001), existem diversas vantagens na implantação de parques eólicos nestes locais. Condições orográficas são favoráveis ao aproveitamento eólico, pois, geralmente, os lagos apresentam forma alongada e o relevo é disposto ao longo do eixo principal, o que pode favorecer a canalização do vento sobre o reservatório. Além disso, devido a já existente interligação ao

sistema nacional de distribuição de energia elétrica, há um favorecimento do aproveitamento energético e usinas hidrelétricas e parques eólicos são altamente complementares ao longo das estações do ano. Durante as estações secas, os ventos intensos em reservatórios tropicais possibilitam que, com a geração de energia eólica, haja uma redução da atividade de geração da usina hidrelétrica (PIMENTA; ASSIREU, 2015).

Devido à grande variabilidade temporal e espacial dos ventos, um dos grandes desafios consiste na previsão da variabilidade da potência eólica disponível. Neste sentido, estudos sobre o perfil vertical do vento podem contribuir fortemente para avanços neste setor, devido à escassez de dados observacionais desta variável atmosférica em níveis próximos a aerogeradores.

1.1 Objetivos

O objetivo do presente estudo é analisar a variabilidade da CLP na interface água-terra, quanto às condições de estabilidade, neutralidade ou instabilidade, por meio do comprimento de Monin-Obukhov. Dentre os objetivos específicos cita-se:

- Implementar e validar a rotina do cálculo do Número de Richardson Gradiente;
- Verificar a dependência do perfil do vento em relação às condições de estabilidade atmosféricas;
- Verificar, por meio de estatísticas, qual o melhor método de estimativa do perfil do vento a ser aplicado na interface terra-água: Sônico, Richardson Gradiente ou Richardson Bulk.

2. REVISÃO DA LITERATURA

2.1 Energia eólica

As variações na velocidade do vento são causadas pelo aquecimento não uniforme da superfície da Terra. A distribuição de radiação solar sobre a superfície terrestre ocorre de forma não uniforme, criando diferentes zonas térmicas e regiões de alta e baixa pressão atmosférica. Este gradiente de pressão é responsável pelo movimento das massas de ar, ou seja, pelo vento.

Segundo Javier e Rodriguez (2012), a energia eólica é produzida pelo vento, o qual é captado por hélices ligadas a uma turbina que aciona um gerador elétrico.

As características operativas de uma usina eólica são fortemente dependentes do regime local dos ventos. A potência fornecida pelo vento sobre as hélices é função da sua velocidade, da densidade do ar e da área coberta pela rotação das pás (MARTINS; GUARNIERI; PEREIRA, 2008). Por isso, a viabilização da instalação de usinas de energia eólica deve ser estudada levando em consideração a variação das condições de vento locais (LEITE et al., 2006).

Para tanto, é necessária a obtenção de informações detalhadas sobre a velocidade e direção do vento locais, além da importância de especialistas para a modelagem dos recursos eólicos e aquisição de dados de estações meteorológicas.

Dada a grande variabilidade temporal e espacial da geração de energia eólica, para uma otimização do seu aproveitamento, um dos maiores desafios é a previsão da variabilidade da potência eólica disponível.

Devido à carência de dados observacionais de vento em níveis próximos aos aerogeradores, estudos sobre os perfis verticais de vento podem ter uma grande contribuição a este setor (BURTON et al., 2001).

Quanto às informações relacionadas ao vento na região de implantação do parque eólico, conforme Silva (2006) e Sousa (2010) verificaram que ventos abaixo de $2,5$ a 4 m.s^{-1} não justificam o aproveitamento para a geração de energia elétrica, pois este é o intervalo em que o gerador começa a operar. Os autores também apontaram que o aumento da velocidade do vento representa o aumento da geração elétrica até se aproximar do intervalo de 12 a 15 m.s^{-1} , quando a potência se torna constante. Em casos de intensidade acima de 25 m.s^{-1} , o sistema automático de proteção é ativado e a máquina é desligada (Figura 1).

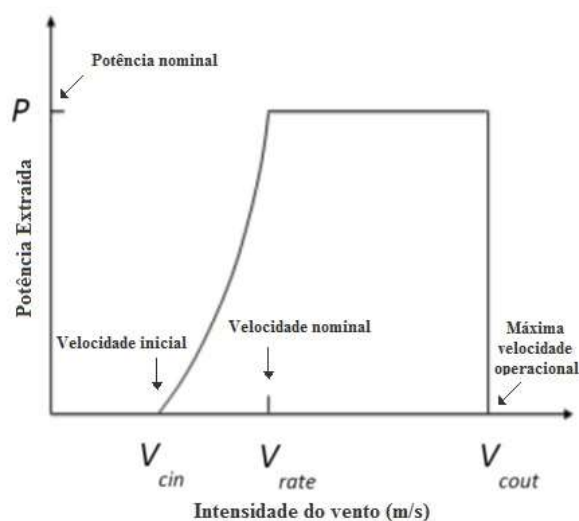


Figura 1 – Curva de Potência de uma turbina eólica em função da velocidade do vento (V)

Fonte: Modificado de Pallabazzer (2003).

De acordo com o Centro de Referência para Energia Solar e Eólica Sérgio de Salvo Brito (2016), a disponibilidade de energia eólica não é constante ao longo do ano, apresentando variações temporais com oscilações: de curta duração (associadas a pequenas flutuações, turbulências, e rajadas de vento), horárias (brisa terrestre e marítima e aquecimento radiativo, por exemplo), diárias (causadas pelo microclima local), sazonais (o aquecimento desigual da Terra durante as estações do ano provoca variações significativas na velocidade média dos ventos ao longo de um mês e ao longo de um ano) e interanuais (em função de alterações climáticas, como por ocorrência de episódios de El Niño, que altera a circulação global).

Nas alturas de interesse ao aproveitamento eólico, o vento é afetado de forma acentuada pelas condições de relevo e de rugosidade aerodinâmica do terreno, presença de obstáculos e estabilidade térmica vertical (AMARANTE; SILVA; ANDRADE, 2010). Considerando um fluido em movimento, sua velocidade aumenta na medida em que este se afasta das superfícies que o delimitam, ou seja, a velocidade do vento aumenta com a altura em relação à superfície terrestre. Em regiões com baixa rugosidade esta variação é menos significativa do que em terrenos com alta rugosidade.

Em regiões de transição água-terra, devido ao fato da água apresentar menor rugosidade superficial em relação à terra, as turbinas eólicas não necessitam de grandes alturas (comparando-as com o solo).

2.1.1 Energia eólica no Brasil

No Brasil, de acordo com a Associação Brasileira de Energia Eólica, existem atualmente mais de 379 usinas eólicas instaladas e de acordo com o Ministério de Minas e Energia (2015), a produção de eletricidade a partir da fonte eólica no Brasil alcançou 12.210 GWh em 2014, equivalente a um aumento de 85,6% em relação ao ano anterior, quando se atingiu 6.578 GWh (Figura 2). A maior parte dos parques eólicos se concentram nas regiões Nordeste e Sul (ANEEL, 2014).

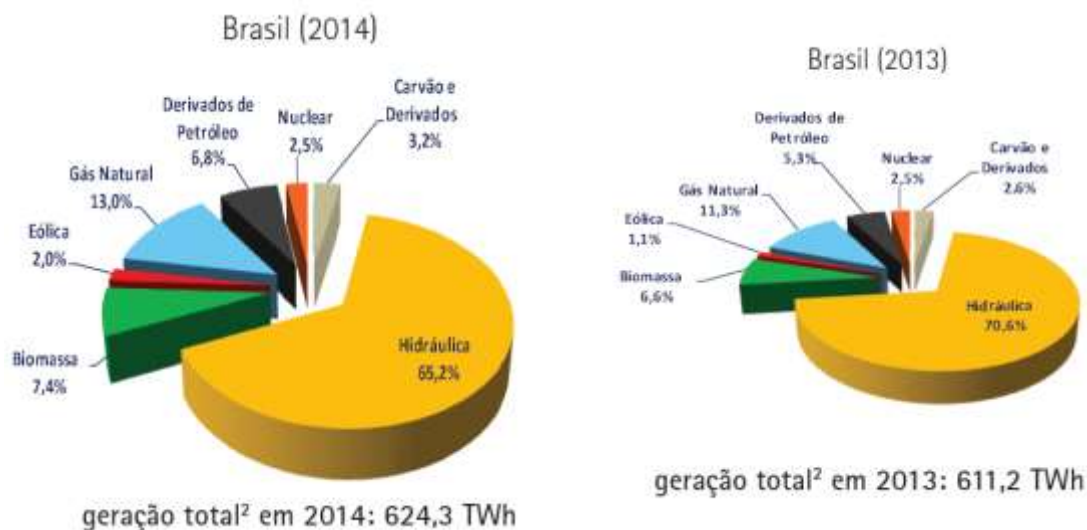


Figura 2 - Matriz elétrica nacional ano base 2013 e 2014.
Fonte: Adaptado do MINISTÉRIO DE MINAS E ENERGIA (2015).

Se comparada as demais fontes de energia elétrica no país, a gerada pela força dos ventos tem um percentual pequeno. Porém, devido ao crescente investimento em novas fontes de energia, houve um considerável aumento da participação da energia eólica na matriz elétrica nacional (Figura 2), principalmente devido às regiões costeiras do país serem apropriadas para instalação de pequenos geradores de energia e grande parques eólicos, pois a velocidade média dos ventos é considerada suficiente.

Além disso, a utilização de fontes de energia limpa tem sido cada dia mais difundida pelo mundo e o Brasil tem acompanhado esta tendência de desenvolvimento energético, buscando tecnologias que possibilitem o melhor aproveitamento da energia cinética dos ventos, por meio de estudos cada vez mais precisos, que otimizem a geração de energia elétrica (HORN, 2010).

2.2 Energia eólica na interface água-terra

Parques eólicos situados a certa distância da costa são conhecidos como parques eólicos offshore.

O mais importante benefício deste tipo de empreendimento é a exposição a ventos intensos e constantes. Ventos próximos à superfície terrestre são geralmente mais rápidos e estáveis ao longo de grandes massas de água, pois não encontram barreiras naturais, a rugosidade é inferior e não há relevante restrição de área. Devido a estes baixos valores de rugosidade, a variação da velocidade do vento com a altura é baixa e, portanto, as torres não necessitam ser instaladas em alturas elevadas. Além disso, em virtude dos ventos offshore serem menos turbulentos, a vida útil das turbinas é maior. As velocidades do vento mais elevadas e ventos mais constantes atuam como o principal motor de desenvolvimento da energia eólica offshore (CASTRO, 2005).

Conforme Lange et al. (2004), a viabilidade econômica de tais projetos depende das condições de vento favoráveis no mar, uma vez que um maior rendimento energético deve compensar o custo de instalação e manutenção adicional. Além disso, é necessária a modelagem da estrutura vertical do fluxo da camada de superfície, especialmente o perfil da velocidade vertical do vento.

Estudos realizados por Pimenta et al. (2008) indicam um grande potencial energético no campo de ventos offshore nas margens das regiões sul e sudeste brasileira.

Em terrenos complexos, como em regiões de transição terra-água, a descontinuidade dos parâmetros em superfície tem grande influência na camada limite interna (CLI), o que pode limitar a aplicação da teoria da Similaridade de Monin-Obukhov (LANGE et al., 2004).

Nesse sentido, para maior conhecimento do potencial de aproveitamento eólico em sistemas aquáticos, torna-se necessária uma investigação a respeito da rugosidade do terreno e condições na CLP. Para tanto, são necessários instrumentos de medição das variáveis atmosféricas em diferentes alturas.

A análise da CLP geralmente é realizada com base nos perfis térmicos obtidos por meio de radiossondagens, porém estas medições são realizadas apenas duas vezes ao dia em aeroportos de grandes cidades. Para se obter informações mais precisas em relação à evolução da CLP, é indispensável um conhecimento mais detalhado do comportamento temporal e espacial da temperatura, sendo necessária uma maior frequência no levantamento destes perfis térmicos.

Além disso, a aplicação da radiossondagem para coleta de dados em determinadas regiões é dificultada pelo alto custo e a necessidade do transporte de equipamentos pesados.

Outras maneiras de se realizar medições atmosféricas são, por exemplo, por meio de torres meteorológicas ou anemométricas e Veículos Aéreos não Tripulados (VANTs).

Entretanto, vale ressaltar que as torres anemométricas não necessariamente possuem sensores de temperatura e umidade em diferentes níveis de altura, além de serem raras ou inexistentes em determinados locais, como em Reservatórios Hidroelétricos e os VANTs são uma alternativa para obtenção de dados apenas por curtos intervalos de tempo.

O uso de Lidar como uma forma de medida remota do perfil vertical do vento vem sendo amplamente utilizado. Porém, o Lidar fornece apenas informações sobre o vento, e em várias aplicações meteorológicas são necessários também os perfis de temperatura e umidade. O uso de balões cativos adequadamente instrumentados atua como um complemento a estas medidas.

Em relação ao estudo do potencial eólico em reservatórios hidroelétricos, além da presença de um corpo d'água, que favorece a produção de energia eólica, a influência do relevo também se mostra determinante. Os reservatórios são normalmente localizados em regiões de planalto e geralmente apresentam forma alongada com o relevo disposto ao longo do seu eixo principal, o que pode favorecer uma canalização do vento sobre o lago, aumentando sua velocidade média e reduzindo a variabilidade de sua direção (FERREIRA; ASSIREU, 2013).

Além disso, o relevo combinado com a condição atmosférica influencia significativamente no comportamento dos ventos. Quando o vento próximo à superfície encontra uma colina, por exemplo, ele se desloca paralelo à mesma até atingir seu topo e então, caso a atmosfera esteja instável, ele ascende. Já em caso de atmosfera neutra, o mesmo, ao atingir o pico da colina, tende a fluir no mesmo nível do topo e, em caso de estabilidade, o fluxo de ar contorna o obstáculo e desce à base da montanha no lado sotavento, como mostra a Figura 3 (SCHROEDER; BUCK, 1970).

Dessa forma, caso haja predomínio de atmosfera instável ou neutra, há desfavorecimento para o aproveitamento eólico em uma região de vale a sotavento. Isso se deve ao fato de que, devido à instabilidade atmosférica, o ar é forçado a subir ao atingir a montanha, fazendo com que haja uma diminuição do vento a sotavento, e em atmosfera predominantemente neutra, o fluxo de ar a sotavento tem alturas mais elevadas em relação a uma turbina eólica, que tem em média até 100 m de altura. Já sob condições de atmosfera estável, o vento contorna a montanha e se mantém adjacente à superfície, próximo ao nível da turbina eólica (Figura 3), favorecendo a produção de energia.

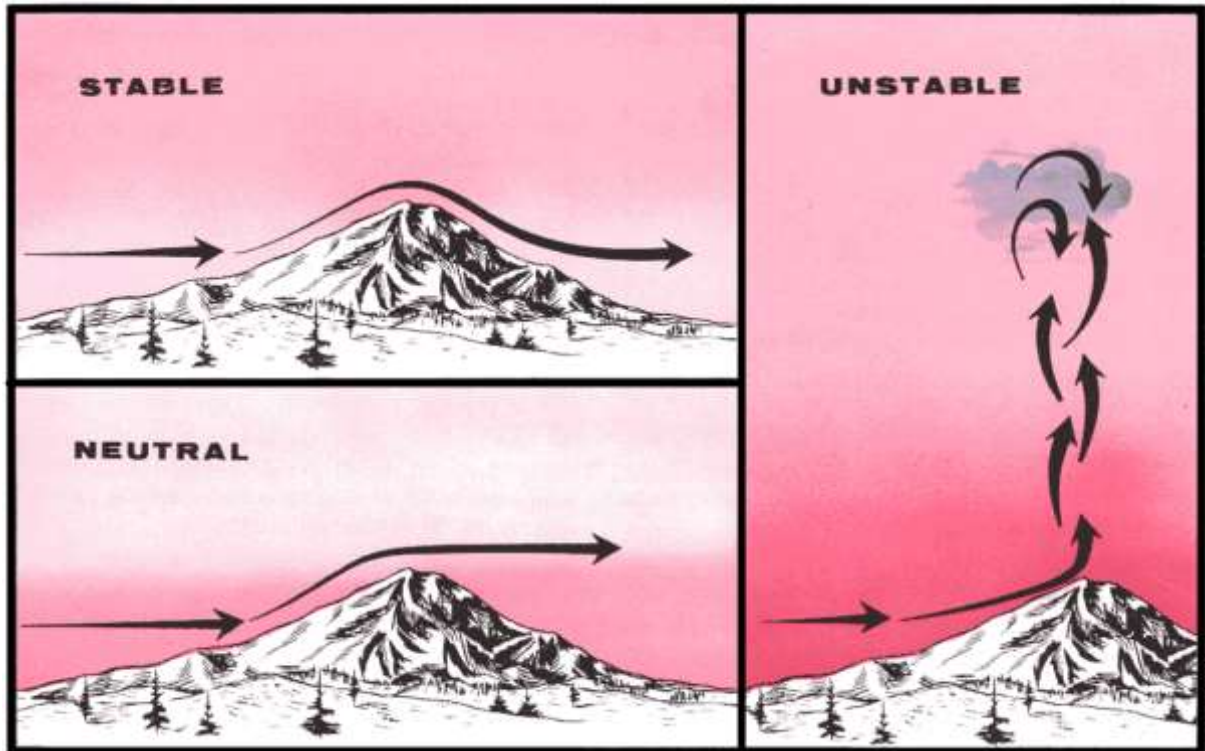


Figura 3 - Influência da estabilidade atmosférica no fluxo sobre uma colina.

Fonte: Schroeder e Buck (1970).

Em regimes em que o fluxo sinótico é fraco, condições de atmosfera neutra normalmente ocorrem na presença de cobertura de nuvens, enquanto o fluxo associado à atmosfera estável ocorre principalmente durante a noite e atmosfera instável é predominante em dias de sol muito quente. Condições de neutralidade são menos comuns e geralmente estão associadas à transição entre as condições estáveis e instáveis.

Além disso, a baixa atmosfera tende a ser mais instável em dias claros e mais estável em noites claras. Com relação aos ventos, quando estes são mais intensos tendem a diminuir ou eliminar grandes variações diurnas na estabilidade perto da superfície terrestre e quando são leves ou ausentes, há grande instabilidade durante dia e estabilidade durante a noite (SCHROEDER; BUCK, 1970).

De acordo com Amarante, Silva e Andrade (2010), outro fator que influencia diretamente a condição atmosférica em reservatórios hidrelétricos, assim como em parques eólicos offshore, é a rugosidade aerodinâmica do terreno, que varia consideravelmente entre terra e água. Como exemplo desta variação em relação ao tipo de superfície, tem-se ilustrado na Figura 4 as velocidades do vento na CLP em dois locais planos, restinga e areia, respectivamente. Percebe-se a grande dependência do perfil vertical de velocidade do vento

com a altura, a rugosidade do terreno e a estabilidade térmica vertical da atmosfera (se estável, neutra ou instável).

Em geral, caso haja predominância de condições de instabilidade, nota-se uma menor variação do vento com a altura, o que possibilita a instalação de uma turbina eólica de menor altura, favorecendo a minimização dos custos de implantação da turbina eólica. Entretanto, caso a condição atmosférica seja predominantemente estável, é necessário que a turbina esteja em uma altura mais elevada, pois há um considerável aumento da intensidade do vento em relação à altura, como mostra a Figura 4.

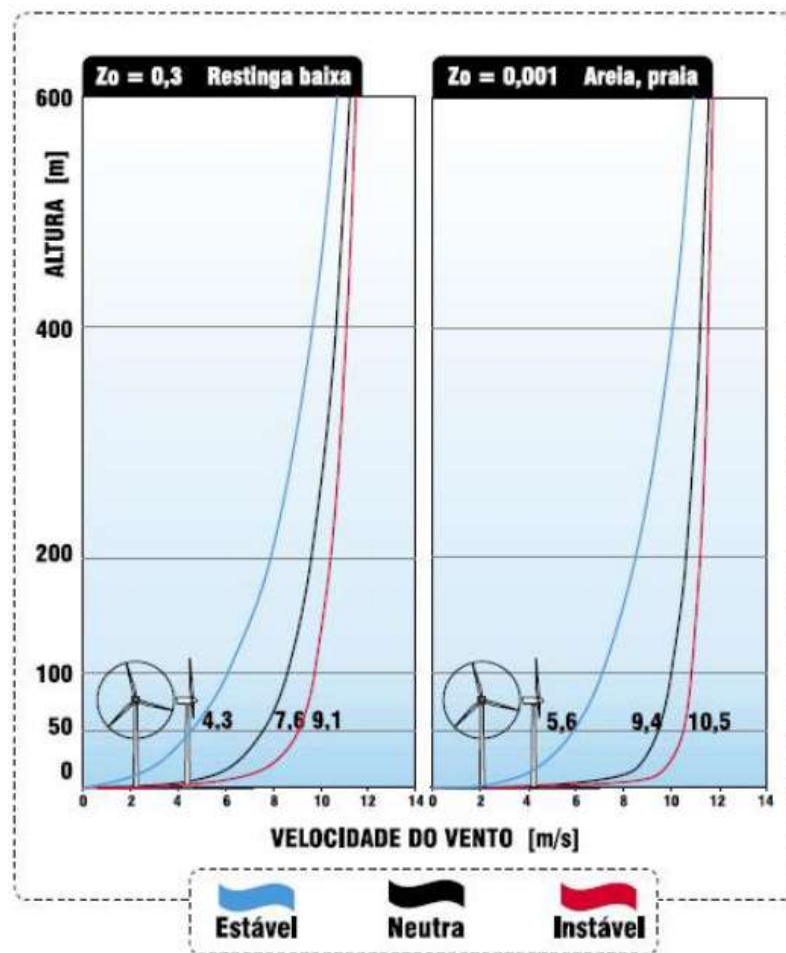


Figura 4 - Perfil vertical do vento: efeitos da rugosidade e estabilidade térmica vertical da atmosfera.

Fonte: Amarante, Silva e Andrade (2010).

2.3 Camada Limite Planetária

A CLP ou também chamada Camada Limite Atmosférica (CLA) corresponde à região da atmosfera adjacente à superfície terrestre e responde à forçantes superficiais em uma escala temporal menor ou igual a uma hora. Acima desta camada está a Atmosfera Livre

(AL), que apresenta, em geral, escoamento laminar, enquanto na CLP o escoamento é turbulento.

Devido à trocas de momentum, calor e vapor d'água que ocorrem entre superfície e atmosfera, a CLP é grandemente influenciada pela superfície e o fenômeno da turbulência é altamente presente. Diversas forçantes podem perturbar a CLP, como, por exemplo, o arrasto friccional, emissão de poluentes, transferência de calor, evaporação e transpiração, além da modificação do escoamento induzido pela superfície. Dependendo dessas forçantes, a profundidade da CLP pode variar de centenas de metros a alguns quilômetros (STULL, 1988).

Além disso, a altura e estrutura da CLP podem variar com as estações do ano, no qual as máximas oscilações ocorrem em meses de verão (devido às mudanças de temperatura, umidade e estabilidade). Variações também são verificadas ao longo das horas do dia (em virtude das mudanças no fluxo de calor) e de acordo com a latitude (GRANADOS-MUÑOZ, 2012).

Segundo Nunes (2008), a turbulência na CLP é função do fluxo de calor sensível. Quando a superfície está mais aquecida do que a atmosfera, ela aquece a camada de ar imediatamente adjacente por condução e esta aquece as camadas acima dela, por convecção. Neste caso, o solo atua como fonte de energia e há um fluxo positivo de calor. Porém, quando a temperatura superficial é inferior em relação à atmosfera, este age como sumidouro de calor e o fluxo se torna negativo.

Ainda de acordo com o autor, apesar de não serem raras as exceções desta relação entre o fluxo de calor e o horário do dia, uma CLP típica, ou seja, com céu claro, apresenta condições de uma Camada Limite Convectiva (CLC), ou Camada de Mistura (CM), durante o período diurno (fluxo de calor positivo), características da Camada Limite Estável (CLE) durante a noite (fluxo de calor negativo) e, características de Camada Limite Neutra (CLN) durante as transições entre CLC e CLE (valores de fluxo aproximadamente nulos).

De acordo com Stull (1991), a evolução da CLP típica ao longo de um dia quente e sem muitas nuvens é ilustrada na Figura 5. Durante o dia, a superfície terrestre é aquecida e, como explicado anteriormente, aquece as camadas superiores, sendo que a temperatura decresce até a porção média da CM. Sob estas condições ideais, uma CLC fica bem definida.

Na Camada Limite Superficial (CLS), parte mais baixa da CLP, com aproximadamente um décimo da sua altura, o perfil do vento médio é aproximadamente logarítmico e, acima desta, é aproximadamente constante. As elevadas variações de temperatura, umidade e cisalhamento do vento em relação à altura nesta camada são responsáveis por trocas turbulentas mais intensas de momentum, calor e umidade (ARYA,

2001). Esta variação na velocidade ao longo da altura gera cisalhamento que, em conjunto com as térmicas ascendentes, é responsável pela forte presença de turbulência na CM.

No topo da CM, se localiza a denominada Zona de Entranhamento (ZE), que atua como uma interface entre a CLP e a AL e apresenta uma inversão do perfil de temperatura.

Um pouco antes do pôr-do-sol, o movimento convectivo das térmicas cessa, pois o fluxo vertical positivo de calor que ocorria na camada instável de mistura se torna negativo e, assim, o perfil vertical de temperatura se inverte e há um aumento desta variável com a altura. Assim, começa a se formar uma camada de altura inferior em relação à CLC com características estáveis e pouca turbulência (gerada principalmente pelos jatos de vento noturnos), a chamada Camada Limite Estável Noturna. Durante este horário de transição, as variáveis na região acima desta CLE ainda apresentam características convectivas remanescentes do período diurno, esta é a chamada Camada Residual (CR) (BERNARDES, 2008). De acordo com Stull (1991), na camada noturna, as ondas de gravidade são presentes e a turbulência é intermitente, sendo que durante os períodos em que esta é ausente, o escoamento torna-se praticamente independente do atrito superficial.

Durante todo esse ciclo diurno, uma fina camada permanece adjacente à superfície do solo, apresentando pouca variação de altura. É a chamada Camada Limite Superficial (CLS). Esta compreende os primeiros 50-100 m da atmosfera, e nela há um elevado gradiente de temperatura, umidade e velocidade do vento ao longo de todo o dia, devido ao seu contato direto com o solo (KAIMAL; FINNIGAN, 1994). Segundo Stull (1991), nesta região os fluxos e tensões turbulentos variam menos de 10% em sua magnitude e as variações dos fluxos verticais podem ser ignorados. Portanto, os fluxos de quantidade de movimento, de calor e de umidade são considerados constantes no interior desta camada.

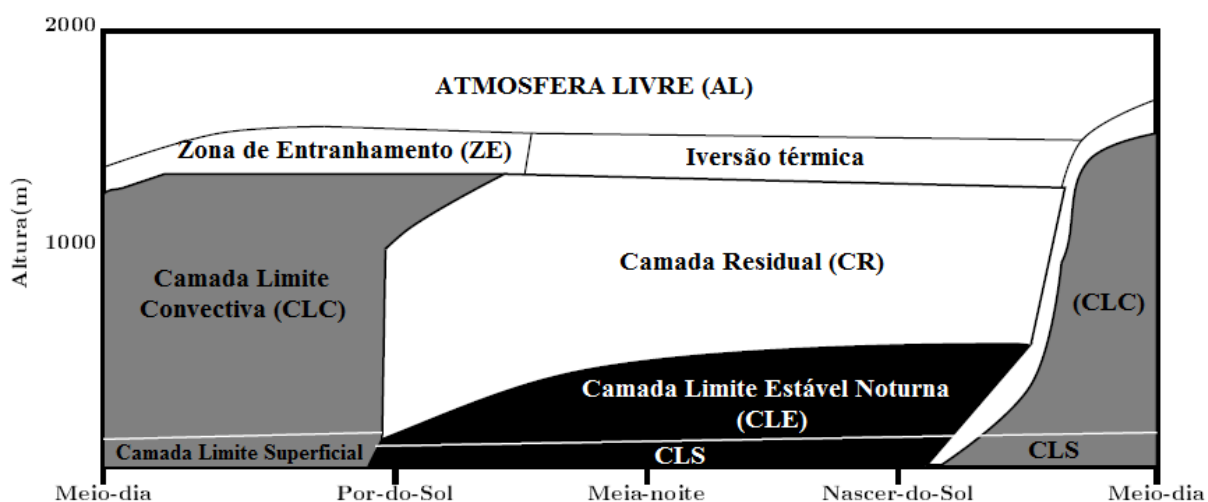


Figura 5 – Ciclo diurno da variação da espessura da Camada Limite.

Fonte: Adaptado de Stull (1991).

Quando comparadas às variações de altura da CLP que ocorrem em superfície terrestre, as variações de altura sobre oceanos e extensos corpos d'água são mais lentas. Isso advém da alta capacidade calorífica da água, que faz com que haja pouca variação da temperatura de superfície da água ao longo do dia e faz com que a velocidade das trocas de calor entre superfície e atmosfera seja reduzida. Neste caso, há uma variação de aproximadamente apenas 10% na profundidade da CLP, diferentemente do que acontece sobre o continente (ARYA, 2001).

De acordo com Garrat (1994) e Marques Filho (2000), o estudo da estrutura e desenvolvimento da CLP, além de questões relacionadas ao aproveitamento de energia eólica, é essencial em diversas áreas da meteorologia, como na poluição atmosférica, pois a dispersão e diluição de poluentes do ar dependem das condições determinadas pela estrutura da turbulência; na agrometeorologia, devido à estimativa da evapotranspiração, que auxilia na quantificação da necessidade de água das plantas; na meteorologia aeronáutica, pois o conhecimento da turbulência na CLS viabiliza a realização de pousos e decolagens em segurança; assim como na hidrologia, meteorologia de mesoescala, biometeorologia, estudo da propagação de ondas eletromagnéticas e até em modelos de previsão de tempo e clima.

2.4 Condições atmosféricas na Camada Limite Planetária

Em condições de atmosfera estável, se uma parcela de ar é forçada a subir, ela tem a tendência de retornar a sua posição inicial. Já em atmosfera instável, a parcela deslocada na vertical tende a continuar a se afastar da sua posição anterior e, por fim, em atmosfera neutra, a partícula tende a flutuar na sua nova posição (BARRY; CHORLEY, 2012).

A condição atmosférica na qual há inibição ou ausência de movimentos atmosféricos ascendentes é chamada estabilidade. Já o estado atmosférico no qual prevalecem os movimentos verticais ascendentes é denominado instabilidade (STULL, 1988).

Como consequência, tem-se que sob condições de estabilidade, as misturas e trocas de *momentum* ficam restritas a camadas próximas à superfície e, acima desta região, a velocidade do vento aumenta rapidamente. Por outro lado, em atmosfera instável, o *momentum* é espalhado por misturas convectivas ao longo de uma camada limite mais espessa, o que provoca um aumento na intensidade do vento em níveis mais adjacentes à superfície e redução nas camadas mais elevadas (GARRATT, 1994).

Em relação a esta influência das condições de estabilidade atmosférica sobre a produção de energia, Wharton e Lundquist (2012) mostraram que, em 80 m de altura, a

energia gerada a uma dada velocidade do vento é maior em condições estáveis e menor sob condições fortemente convectivas.

Essas condições de estabilidade, instabilidade ou neutralidade podem ser detectadas por meio do Número de Richardson Gradiente (Ri), Número de Richardson Bulk (R_b) e pelo comprimento de Monin-Obukhov (L).

2.5 Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov

Devido à escassez de torres anemométricas com medidas em níveis próximos aos aerogeradores, tem-se como alternativa a utilização de modelos teóricos para estimativas do perfil vertical do vento a partir de medições realizadas por estações meteorológicas convencionais próximas a superfície.

Devido aos elevados custos de instalação e de manutenção de uma turbina eólica, é importante uma boa avaliação do perfil de velocidade do vento. Um estudo da velocidade do vento ao nível da turbina é essencial para avaliação do rendimento de energia. Além disso, o conhecimento do cisalhamento do vento é altamente relevante, pois este pode influenciar a integridade estrutural do sistema eólico, devido à fadiga que pode ocorrer, principalmente nas pás da turbina (VENORA, 2009; HOLTSLAG; BIERBOOMS; BUSSEL, 2014).

Segundo Holtslag, Bierbooms e Bussel (2014), o perfil vertical do vento na CLP é normalmente bem descrito por um perfil logarítmico, como mostra a Figura 6.

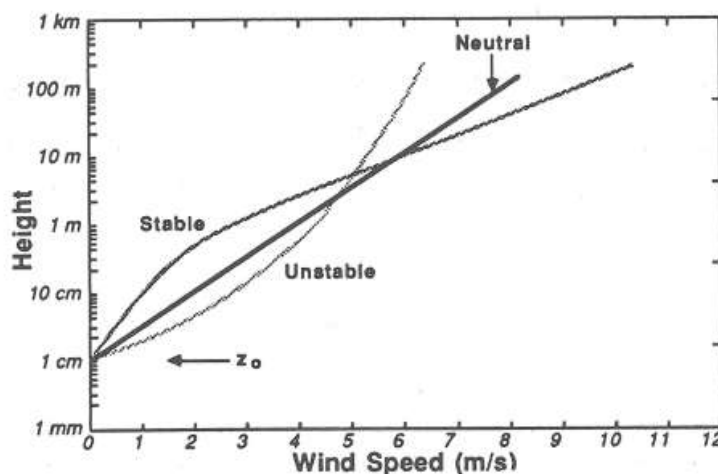


Figura 6 – Velocidade do vento em diferentes níveis sob condição de atmosfera instável, neutra e estável.

Fonte: Oke (1988) apud Haid (2013).

Desprezando-se os efeitos da estabilidade, o perfil do vento logarítmico válido apenas para condições de atmosfera neutra pode ser obtido pelas equações 1 e 2:

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \cdot \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \right] \quad (1)$$

em que:

k denota a constante de von Karman (tomada como 0,4), z é o nível do vento estimado, z_0 é o comprimento de rugosidade aerodinâmico e u_* é a velocidade de fricção (m.s^{-1}).

$$u(z_1) = u(z_2) \frac{\ln \left(\frac{z_1}{z_0} \right)}{\ln \left(\frac{z_2}{z_0} \right)} \quad (2)$$

com z_1 referente ao nível mais elevado, z_2 ao nível mais baixo ($z_1 > z_2$) e $u(z_2)$ a velocidade do vento na altura z_2 .

No entanto, para se incluir os efeitos da estabilidade, o perfil de velocidade do vento na CLS para alturas de até cerca de 100m, é comumente descrito pela Teoria de Monin–Obukhov (HOLTSLAG, 1984; LANGE et al., 2004).

A partir da Teoria da Similaridade de Monin–Obukhov (1954), é possível se prever o perfil logarítmico do vento em condições de fluxo homogêneo e estacionário, por meio da equação (LANGE et al., 2004):

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \cdot \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \Psi_m \left(\frac{z}{L} \right) \right] \quad (3)$$

em que Ψ_m é uma função da estabilidade universal, que depende do Comprimento de Monin-Obukhov (L). Portanto, é possível se obter o perfil de velocidade vertical do vento sob qualquer condição atmosférica, através de dois parâmetros que descrevem os efeitos do atrito e da flutuabilidade nos escoamentos turbulentos: z_0 e L .

De acordo com os mesmos autores, a relação entre as velocidades do vento nos níveis z_1 e z_2 considerando-se os efeitos da estabilidade, obtida a partir da equação 2, é calculada por:

$$u(z_1) = u(z_2) \cdot \left[\frac{\ln \left(\frac{z_1}{z_0} \right) - \Psi_m \left(\frac{z_1}{L} \right)}{\ln \left(\frac{z_2}{z_0} \right) - \Psi_m \left(\frac{z_2}{L} \right)} \right] \quad (4)$$

Quanto à função da estabilidade universal contida nas equações 3 e 4, na literatura existem diversas fórmulas que buscam defini-la. Um dos métodos frequentemente empregados para condições de atmosfera instável e estável, respectivamente, é o proposto por Businger et al. (1971) e Dyer (1974), definido como:

$$\Psi_m = 2 \ln \left(\frac{1+x}{2} \right) + \ln \left(\frac{1+x^2}{2} \right) - 2 \arctan(x) + \frac{\pi}{2} \quad \frac{z}{L} < 0 \quad (5)$$

em que $x = \left[1 - \gamma \left(\frac{z}{L} \right) \right]^{\frac{1}{4}}$.

$$\Psi_m = -\beta \frac{z}{L} \quad \frac{z}{L} > 0 \quad (6)$$

Diversos valores são encontrados para os parâmetros β e γ . Inicialmente, Businger et al. (1971) os determinaram como 4.7 e 15, respectivamente. Posteriormente, outros autores adotaram valores distintos: $\beta=6$ e $\gamma=19.3$ (HOGSTROM, 1988), $\beta=4.8$ e $\gamma=19.3$ (LANGE et al., 2004) e $\beta=5$ e $\gamma=16$ (LANGE; FOCKEN, 2005, apud CAPPS; ZENDER, 2009), entretanto, Lange e Focken (2005), aplicaram a equação 7 apenas para o intervalo $0 < \frac{z}{L} < 0.5$.

Holtslag e Bruin (1988), em busca da Ψ_m para condições de atmosfera estável, aplicaram a equação 7 considerando $\beta=5$ quando $0 < \frac{z}{L} < 0.5$ e, para valores superiores, estabeleceram o uso da equação 9, a partir de resultados de Carson e Richards (1978).

$$\Psi_m = -0.7 \frac{z}{L} - \left(0.75 \frac{z}{L} - 10.72\right) \exp\left(-0.35 \frac{z}{L}\right) - 10.72 \quad \frac{z}{L} \geq 0.5 \quad (7)$$

Já condições de atmosfera neutra, a função da estabilidade universal é nula.

Além da aplicação de L para obtenção da Ψ_m , seu valor absoluto apresenta a variação da estabilidade atmosférica com a altura, pois informa a estabilidade para uma altura fixa L (STULL, 1988; KAIMAL, 1994).

Segundo Lyra (2008), o módulo de L corresponde à espessura da camada onde os efeitos de fricção e cisalhamento são de grande importância na CLS. De acordo com Marques Filho (2000), o parâmetro L informa a altura em que os mecanismos de geração mecânica de turbulência desempenham um papel importante, comparando-se a efeitos térmicos. Deste modo, caso $|z| > L$, a convecção é mantida termicamente e, se $|z| < L$, significa que a convecção está sendo mantida também por processos mecânicos.

Para valores positivos do comprimento de Monin-Obukhov, a camada limite apresenta condicionamento estável. Para valores negativos desse parâmetro, a camada limite apresenta condicionamento instável. Já valores muito altos do comprimento de Monin-Obukhov indicam que a camada limite encontra-se sobre condições neutras (LANGE et al., 2004). A variação diurna de L pode ser visualizada na Figura 7:

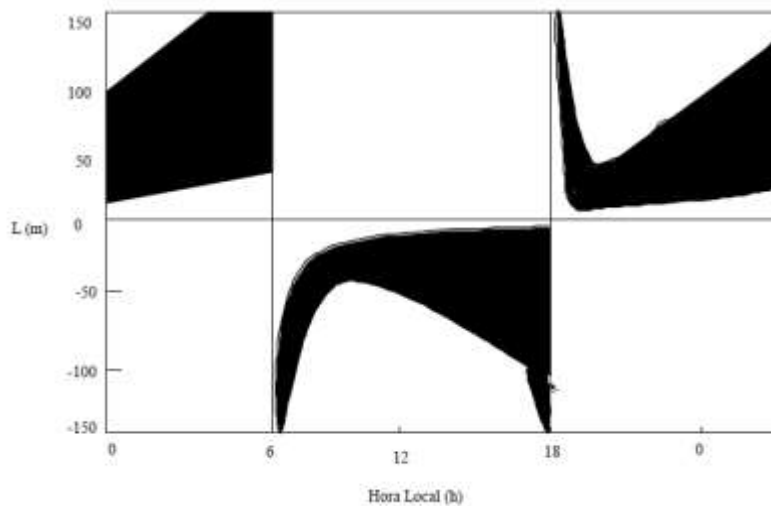


Figura 7 – Evolução do Comprimento de Monin-Obukhov ao longo do dia.
Fonte: Adaptado de Stull (1988).

Gryning et al. (2007) determinaram intervalos de classificação das condições atmosféricas a partir de L e, recentemente, Holtslag, Bierbooms e Van Bussel (2014) implementaram a classificação, definindo as classes mostradas na Tabela 1, coluna central.

Na Tabela 1, terceira coluna, é possível se observar outros intervalos de classificação, utilizados em diferentes estudos (MOTTA et al., 2005; MUÑOZ-ESPARZA et al., 2012; ARGYLE; WATSON, 2012; ARGYLE; WATSON, 2014)

Tabela 1 – Classificação da condição atmosférica de acordo os intervalos de L descritos por Holtslag, Bierbooms e Van Bussel (2014) (L_1) e empregados por outros autores (MOTTA et al., 2005; MUÑOZ-ESPARZA et al., 2012; ARGYLE; WATSON, 2014) (L_2).

Condição atmosférica	L_1	L_2
Forte Instabilidade	$-200 \leq L < 0$	$-200 < L < 0$
Instabilidade	$-500 \leq L < -200$	$-1000 < L < -200$
Neutralidade	$ L > 500$	$ L > 1000$
Estabilidade	$200 < L \leq 500$	$200 < L < 1000$
Forte estabilidade	$0 < L \leq 200$	$0 < L < 200$

Além do Número de Richardson e o comprimento de Monin-Obukhov (L), o parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov ($\zeta = z \cdot L^{-1}$) é considerado um importante parâmetro para caracterização do regime de estabilidade na CLS (MONIN; YAGLOM, 1971).

O comprimento L tem que ser derivado a partir de medições no local, e, para isso, diferentes métodos estão disponíveis, utilizando diferentes tipos de dados de entrada (LANGE et al., 2004; SATHE; GRYNING; PEÑA, 2011). Alguns destes métodos de obtenção são, por

exemplo, por meio do Método Sônico (HOLTSLAG; BRUIN, 1988; CAPPS; ZENDER, 2009; VERBURG; ANTENUCCI, 2010; LORENZZETTI; ARAÚJO; CURTARELLI, 2015) a partir do Número de Richardson Gradiente (LANGE et al., 2004; ARGYLE; WATSON, 2014) e pelo Número de Richardson Bulk (GRACHEV; FAIRALL, 1997; VENORA, 2009; SHIMADA et al, 2014).

A diferença entre a temperatura do ar e da superfície da água pode ser utilizada em modelos como um indicador da estabilidade atmosférica, sendo que condições de instabilidade estão associadas à temperatura da água superior à temperatura do ar (VERBURG; ANTENUCCI, 2010, ASSIREU; PIMENTA; SOUZA, 2011). De acordo com Rouse et al. (2003), condições de instabilidade podem persistir por longos períodos sobre superfícies lacustres. Ao contrário de oceanos, os lagos geralmente experimentam maiores variações na estratificação das camadas limites atmosféricas devido ao elevado aquecimento e resfriamento na superfície terrestre adjacente e à velocidade do vento inferior, se comparada à velocidade sobre oceanos (KATSAROS, 1998).

Os modelos para obtenção de L a partir do Método Sônico e do número de Richardson Bulk são gerados levando em consideração esta variação ar-água, enquanto o modelo a partir do número de Richardson Gradiente é obtido a partir de dados da atmosfera superficial e o nível a ser estimado.

2.5.1 Modelo Sônico

Neste método, L é obtido diretamente por meio de fluxos turbulentos de calor latente e sensível e da velocidade de atrito, a qual pode ser calculada a partir do anemômetro sônico (CAPPS; ZENDER, 2009; VERBURG; ANTENUCCI, 2010; LORENZZETTI; ARAÚJO; CURTARELLI, 2015):

$$L = \frac{-\rho u_*^3 T_v}{\text{kg} \left(\frac{H}{C_a} + 0.61 \frac{(T+273.16)E}{L_v} \right)} \quad (8)$$

em que:

C_a é o calor específico do ar ($1005 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$), k é a constante de Von Karman (0.4), u_* é a velocidade de cisalhamento do vento (m.s^{-1}), T é a temperatura do ar, g é a aceleração da gravidade ($9,81 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$), ρ é a densidade do ar, T_v é a temperatura virtual do ar, H é o fluxo de calor sensível e E é o fluxo de calor latente.

A importância do cálculo de L a partir do método sônico se dá pela sua dependência em relação aos fluxos de calor. De acordo com Henderson-Sellers (1986), o fluxo de calor é

um dos maiores responsáveis pelos processos de controle tanto da temperatura da água quanto da estratificação vertical.

Em condições de atmosfera instável, há um aquecimento da atmosfera pelas camadas mais próximas ao oceano. Neste caso o fluxo de calor ocorre do oceano para a atmosfera (positivo por convenção). Já em casos de atmosfera estável, há um resfriamento da atmosfera pelo oceano, ou seja, o fluxo de calor é da atmosfera em direção ao oceano (negativo por convenção).

Segundo Brutsaert (1982), em um lago, a perda de calor por transferência de calor sensível e latente é reforçada quando a atmosfera é instável, enquanto há uma redução quando a mesma se apresenta estável.

2.5.2 Modelo a partir do Número de Richardson Bulk

Neste método, as medições da temperatura do ar e da água são usadas em conjunto com a intensidade do vento a uma determinada altura (ZHANG; ANTHES, 1982; GRACHEV; FAIRALL, 1997):

$$R_b = -\frac{g}{T} \frac{z \Delta\theta_v}{U^2} \quad (9)$$

em que U é a velocidade do vento, T é a temperatura do ar absoluta no nível de referência e $\Delta\theta_v$ indica a variação da temperatura potencial virtual entre o ar e a água ($\theta_{v(\text{ar})} - \theta_{v(\text{água})}$).

A partir de R_b , estima-se o parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov por meio da relação descrita por Shimada et al. (2014). Entretanto, devido aos melhores resultados obtidos em comparação a esta metodologia, aplicou-se (LANGE et al., 2004):

$$L = \begin{cases} \left(\frac{z'}{R_b} \right) & Ri < 0.01 \\ \frac{z'(1 - 5R_b)}{R_b} & 0.01 < Ri < 0.2 \end{cases} \quad (10)$$

Isto significa que para R_b superior a 0.2, o modelo perde a validade e tais valores são excluídos do cálculo.

A altura z' em que o número de Richardson é válido, é obtida por:

$$z' = \frac{(z_1 - z_2)}{\ln\left(\frac{z_1}{z_2}\right)} \quad (11)$$

com z_1 referente ao nível mais elevado e z_2 ao nível mais baixo ($z_1 > z_2$).

Assim como o método Sônico, a obtenção do parâmetro de estabilidade por meio do número de Richardson Bulk tem grande valia em regiões de transição terra-água, pois leva em consideração não só a temperatura do ar, mas também a temperatura superficial da água.

Em reservatórios tropicais, a pequena variação da temperatura da água, causada por sua elevada capacidade térmica, faz com que a mesma se aqueça mais lentamente em relação à superfície terrestre adjacente. Como consequência, durante o dia a atmosfera próxima à superfície se apresenta mais fria em relação à níveis mais elevados da atmosfera, favorecendo condições de estabilidade e, durante a noite, esta região superficial se mantém mais aquecida, o que favorece a instabilidade (ASSIREU et al., 2011). Esta variação diurna da diferença entre a temperatura do ar e da água em Reservatórios Tropicais pode ser observada na Figura 8.

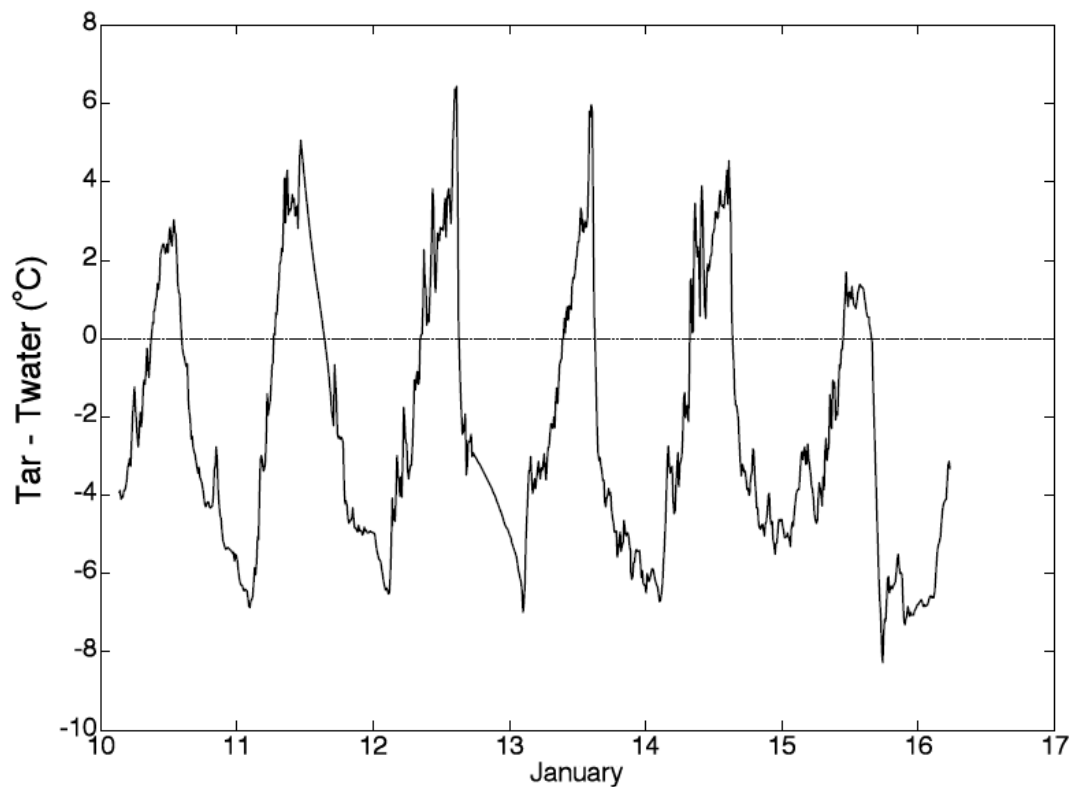


Figura 8 - Diferenças de temperatura do ar e água, durante o mês de Janeiro, típicas para reservatórios em regiões tropicais. Fonte: Assireu et al. (2011).

2.5.3 Modelo a partir do Número de Richardson Gradiente

A turbulência na CLP depende das condições de estabilidade atmosférica conduzidas pelo aquecimento ou resfriamento da superfície terrestre e das características da interação entre o campo de velocidade e a superfície. Um indicador dessas condições de estabilidade é o número de Richardson (MARQUES FILHO, 2000).

Ri é um parâmetro adimensional obtido pela razão entre as forças de fluatibilidade e as forças de cisalhamento. O sinal de Ri é definido pelo gradiente vertical de temperatura potencial virtual, sendo positivo, nulo ou negativo caso a atmosfera esteja estável, neutra ou instável, respectivamente (VAREJÃO-SILVA, 2000).

Neste método, temperatura potencial virtual e velocidade do vento em duas alturas diferentes são usadas para estimar o número de Richardson Gradiente (STULL, 1991):

$$Ri = \frac{g}{\theta_v} \frac{(\Delta\theta_v/\Delta z)}{(\Delta u/\Delta z)^2} \quad (12)$$

em que:

g corresponde à aceleração da gravidade (9.80169 m.s^{-2}), Δu (m/s) é a variação da velocidade do vento, θ_v (k) é a média da temperatura potencial virtual entre os dois níveis e o termo $\Delta\theta_v.\Delta z^{-1}$ é a diferença da temperatura potencial virtual ao longo da vertical.

A variação das alturas de medida da torre ao longo da vertical, Δz (m), é expressa como:

$$\Delta z = z_1 - z_2 \quad (13)$$

com z_1 referente ao nível mais elevado e z_2 ao nível mais baixo ($z_1 > z_2$).

A altura z' em que Ri é válido, é obtida pela Equação 11 e o comprimento de Monin-Obukhov pela Equação 10.

Assim como pelo método Rb, o modelo não se aplica para valores de Ri superiores a 0,2.

Diferentes intervalos de Ri são utilizados por vários autores para definição dos limiares correspondentes a cada condição atmosférica. Uma vasta quantidade de estudos realizados nesta área associa atmosfera neutra a Ri nulo. No entanto, deve-se observar o número de casas decimais utilizadas nos cálculos, fator que pode superestimar ou subestimar a frequência de ocorrência da condição atmosférica.

Os autores Mauritsen e Svensson (2007) analisaram a turbulência em condições de estabilidade, por meio do Número de Richardson Gradiente. Os resultados confirmam a presença de três regimes: fraca estabilidade, transição e forte estabilidade, com valores compreendidos nos intervalos entre 0 e 0.01, 0.01 e 1 e superiores a 1, respectivamente. No regime de fraca estabilidade, os autores ainda observaram a presença de movimentos turbulentos.

Mais tarde, Clifton et al. (2013) definiram, a partir de trabalhos anteriores, intervalos e classificação por Ri (Tabela 2). Para tanto, os autores utilizaram como base o parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov (ζ), que será descrito na próxima seção.

Tabela 2 – Classificação da condição atmosférica de acordo com Ri.

Condição atmosférica	Ri
Instabilidade	$Ri < -0.01$
Neutralidade	$-0.01 < Ri < 0.01$
Fraca estabilidade	$0.01 < Ri < 0.05$
Estabilidade	$0.05 < Ri < 0.25$
Forte estabilidade	$0.25 < Ri$

Fonte: Adaptado de Clifton et al. (2013).

Com base no estudo de Mauritsen e Svensson (2007), Newman e Klein (2014) utilizaram parte da subdivisão criada por eles, considerando $Ri < -0.2$ como atmosfera fortemente instável, $-0.2 \leq Ri < -0.1$, instável, $-0.1 \leq Ri < 0.1$, atmosfera neutra, $0.1 \leq Ri < 0.25$, estável e, valores superiores a 0.25, fortemente estável. Foi observado que, em Roger Mills, a oeste de Oklahoma, 50% do vento durante o período de estudo ocorreu em condições de regime de atmosfera neutra, 20% instável e 30% durante regime de estabilidade.

Atualmente, um dos problemas fundamentais com relação ao Número de Richardson é em relação ao limiar para além do qual a turbulência é suprimida (GALPERIN et al., 2007). Desde Richardson (1920), tem sido assumido que, quando o número de Richardson Gradiente excede um valor crítico, Ri_c , o fluxo turbulento se torna laminar. Richardson (1920) previu que para Ri maior que $Ri_c=1$, nenhuma turbulência iria sobreviver. De acordo com Miles (1961) e Howard (1961), para $Ri > 0,25$, o fluxo se mantém estável com pequenas perturbações. Mais tarde, Okamoto e Webb (1970) e Busch (1973) descobriram um valor de $Ri_c=0,2$, baseados, principalmente, na análise dos espectros de turbulência. Scotti e Corcos (1972) definiram experimentalmente que $Ri_c = 0,22$.

Observações na Camada Limite Estável realizadas por Kondo et al. (1978) mostraram que o fluxo é totalmente turbulento quando $Ri < 0,24$, embora a turbulência intermitente possa persistir para valores até $Ri = 1$ e para superiores a $Ri = 2$, a turbulência quase cessa.

No entanto, estes resultados não implicam que, necessariamente, a turbulência existente desapareça com o aumento de Ri acima de Ri_c . Observações realizadas em laboratório por Rohr et al. (1988), mostraram que a turbulência sobrevive para valores de $Ri > Ri_c=0,25$, mas o crescimento da turbulência é suprimido. Rohr et al. (1988) mostram que para Ri superior a $Ri_c=0,21$, ocorreu um decaimento da turbulência.

Baumert e Peters (2004) e Peters e Baumert (2007) concluíram que a transição do escoamento turbulento para laminar ocorre quando $Ri = 0,25$, havendo total dissipação da turbulência em $Ri = 0,5$. Van de Wiel et al. (2007) estudaram analiticamente e numericamente o colapso da turbulência e chegaram ao valor de $Ri_c=0,2$. Posteriormente, medições feitas por Ohya et al. (2008) em túnel de vento no laboratório mostraram que $Ri_c=0,25$ descreve a transição de eventos turbulência para escoamento laminar.

Clifton et al. (2013) identificaram que o regime fortemente estável está associando a $Ri > 0,25$, quando a turbulência é rapidamente amortecida pela estabilidade.

Embora todas as observações atmosféricas mostrem que, com o aumento da estabilidade há uma diminuição da turbulência, seguida por sua intermitência e, finalmente, desaparecimento, diferentes limiares para além do qual a turbulência cessa têm sido relatados. Quando o número de Richardson se aproxima de seu "valor crítico", entre 0,20 ou 0,25, a turbulência e fluxos verticais tornam-se pequenos.

Em contraste, Zilitinkevich et al. (2007) mostraram que pode existir persistência da turbulência para além do Número de Richardson crítico e concluíram a inexistência deste número crítico. Canuto et al. (2008) modificaram o modelo utilizado por Zilitinkevich et al. (2007) e obtiveram mesmo resultado, isto é, a turbulência pode existir para qualquer Ri . Mais tarde, Ferrero et al. (2011) também observaram a persistência de turbulência para além do Número de Richardson crítico.

Assim como Galperin et al. (2007), Grachev et al. (2012) também concluíram que não existe um número específico de Richardson crítico que correspondente à total finalização da turbulência. Segundo os mesmos autores, pode-se afirmar apenas que existe uma faixa em que há uma diminuição da turbulência e aumento do fluxo laminar.

Em relação à obtenção de L a partir de Ri , Barthelmie et al. (2015) afirmam que a única desvantagem é referente ao fato do mesmo ser fortemente impactado pelo cisalhamento do vento, sendo sensível a erros de medição desta variável.

3. MATERIAIS E MÉTODOS

3.1 Dados

3.1.1 – 1ª Etapa (Implementação e validação do cálculo de Ri)

Para validação do método de cálculo do Número de Richardson Gradiente a ser aplicado a partir dos dados obtidos na Represa de Furnas, uma rotina descrita no manual confeccionado por Johnson e Kelley (2000) foi tomada como base para realização das estimativas do vento provenientes do National Wind Technology Center (NWTC).

Os dados analisados nesta etapa do estudo são provenientes de uma torre meteorológica de 82 m de altura (M2 Tower), localizada sob a coordenada 39° 54' 38.34" N e 105° 14' 5.28" W, aproximadamente 11 km a oeste de Broomfield e 8 km ao sul de Boulder, Colorado (JAGER; ANDREAS, 1996). Sua base encontra-se a uma altitude de 1855 metros acima do nível do mar.

Esta torre é mantida pelo National Wind Technology Center (NWTC) e os sensores de vento são calibrados anualmente (JOHNSON; KELLEY, 2000).

Os dados utilizados estão disponíveis na plataforma do NREL, correspondem ao período entre 01 de Janeiro de 2010 e 31 de Dezembro de 2015 e são medidos a cada minuto. Estão disponíveis medições de temperatura do ar (°C) em três alturas diferentes: 2m, 50m e 80m. Além disso, há seis anemômetros de copo que obtêm dados de velocidade ($m.s^{-1}$) e direção do vento nos níveis de 2m, 5m, 10m, 20m, 50m, 80m.

A temperatura do ponto de orvalho (°C) e pressão barométrica (hPa) são medidas a uma altura de 2 metros. Além disso, estão disponíveis dados correspondentes ao Número de Richardson (Ri), velocidade de fricção (u_*), comprimento de rugosidade (z_0), além de um fator de correção de z_0 , calculados a partir de uma rotina computacional escrita em Fortran, disponível em Johnson e Kelley (2000).

A torre M2 se localiza no extremo oeste do NWTC e está em operação desde 1996, com dados disponíveis online. O relevo na região de localização da mesma exerce grande influência sobre o comportamento dos ventos, principalmente pela existência de um Canyon nas proximidades, visível no quadrante superior direito da Figura 9c.

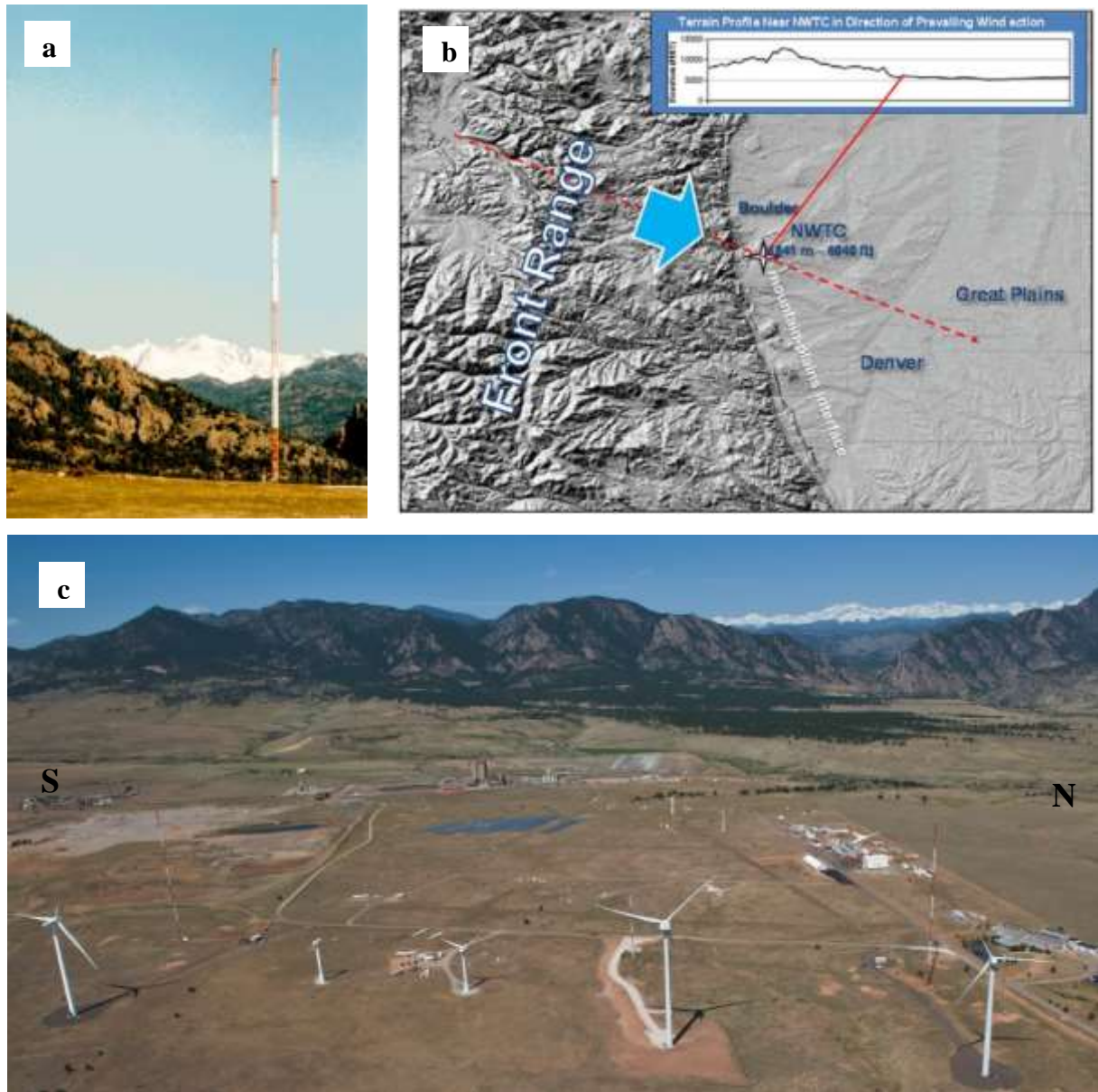


Figura 9 – (a) Torre M2 (JAGER e ANDREAS, 1996). (b) Topografia local e direção predominante. A imagem no topo superior direito mostra a seção transversal da topografia ao longo da direção predominante do vento (linha pontilhada) na região do NWTC. (c) Vista através do NWTC em maio de 2011. (KELLEY, 2011).

Os horários do amanhecer e pôr do sol na cidade de Boulder, Colorado, esboçados nas Figuras 18 e 19 estão disponíveis em <http://www.esrl.noaa.gov/gmd/grad/solcalc/sunrise.html>. Estes dados foram obtidos para as datas correspondentes aos solstícios e equinócios (20 de março, 20 de junho, 22 de setembro e 21 de dezembro), as quais determinam o início e fim das estações do ano.

3.1.2 – 2ª Etapa (Aplicação das equações de Ri e demais métodos)

A fim de se aplicar o método Richardson Gradiente validado na etapa anterior, foram utilizados dados provenientes de uma torre anemométrica localizada na borda do

Reservatório de Furnas (Figura 10), com altura de 42 m, instrumentada em três níveis de altura: 3m, 20m e 40m. Este arranjo amostral, inédito em sistemas aquáticos, propicia dados para investigações do perfil vertical do vento e a influência da camada limite planetária para este.

Tais dados são referentes à umidade relativa do ar em 3m, além de temperatura do ar e velocidade do vento nos níveis de 3 m, 20 m e 40 m e são medidos a cada 10 minutos, durante o período de 10 de maio a 24 de junho de 2014. Uma falha do dimensionamento dos painéis solares para alimentação dos sensores é responsável pela inexistência de dados no período compreendido entre 22 h e 07 h da manhã.

Este problema é minimizado pelo fato de que o período de intensificação dos ventos no local de instalação da torre ocorre após o nascer do sol.

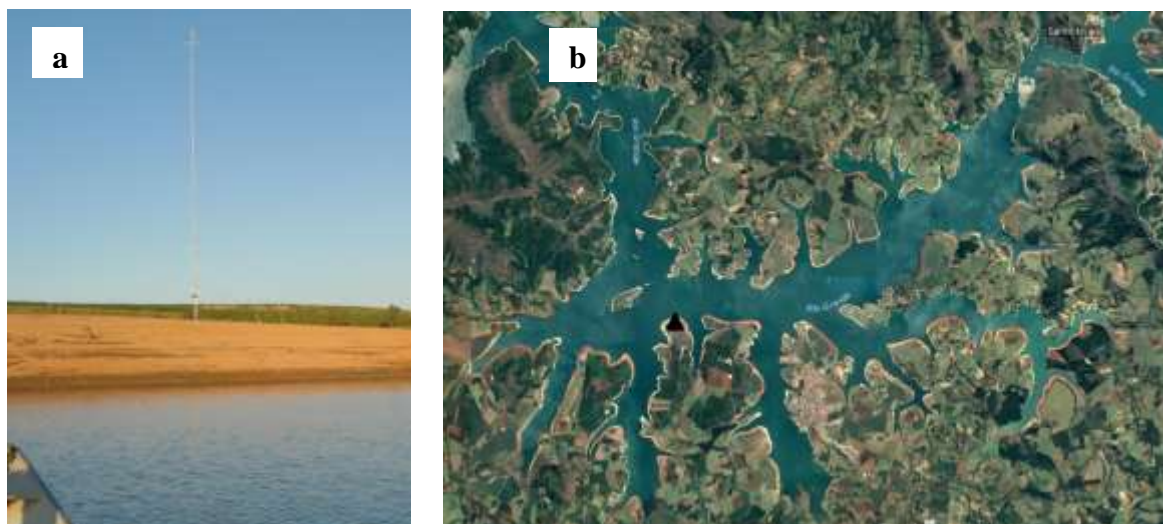


Figura 10 – (a) Torre anemométrica. (b) Reservatório de Furnas com localização da torre anemométrica de 42m (triângulo preto).

Em torres anemométricas, os sensores de temperatura possuem tempo de vida útil limitado e existe uma certa dificuldade de acesso aos níveis de instalação destes em torres de altura elevada. Diante disso, como alternativa para obtenção de dados em níveis mais altos, foi utilizado um balão cativo instrumentado com sensores de temperatura e umidade (ibutton, Figura 11c), nos níveis de 2 m, 5 m, 10 m, 20 m, 50 m e 80 m, em complemento aos dados de vento obtidos por um LIDAR instalado sobre uma plataforma flutuante e projetado para a perfilagem dos ventos na Camada Limite Planetária até 200 m de altura sobre corpos de água e um anemômetro sônico 3D posicionado próximo ao mesmo a uma altura de 3 m da superfície da água (Figura 11a). O balão cativo permaneceu fixado em superfície durante o período de medições.

Uma desvantagem na utilização de balões cativos para obtenção de dados é que o mesmo é empurrado quando o vento encontra-se intenso, o que inclina o eixo de medições e faz com que a altura de obtenção dos dados seja alterada. A fim de se verificar a influência da intensidade do vento em 80 m na estimativa do vento, os resultados aqui apresentados foram refeitos desconsiderando os períodos em que o vento foi superior a 3 m.s^{-1} . No entanto, não foi observada melhora significativa no ajuste dos modelos.

Além dos instrumentos já citados, foi instalado um sensor de temperatura a 0,2 m de profundidade da superfície da água.

Os dados empregados nas análises foram os mesmos cinco níveis de monitoramento dos obtidos pelos ibuttons e compreendem o período entre as 16:30 h do dia 20 de setembro de 2016 e as 18:30 h do dia 21 de setembro do mesmo ano.

Os dados do anemômetro sônico e dos ibuttons foram obtidos a cada segundo, entretanto as análises foram realizadas com médias em intervalos de 10 minutos.

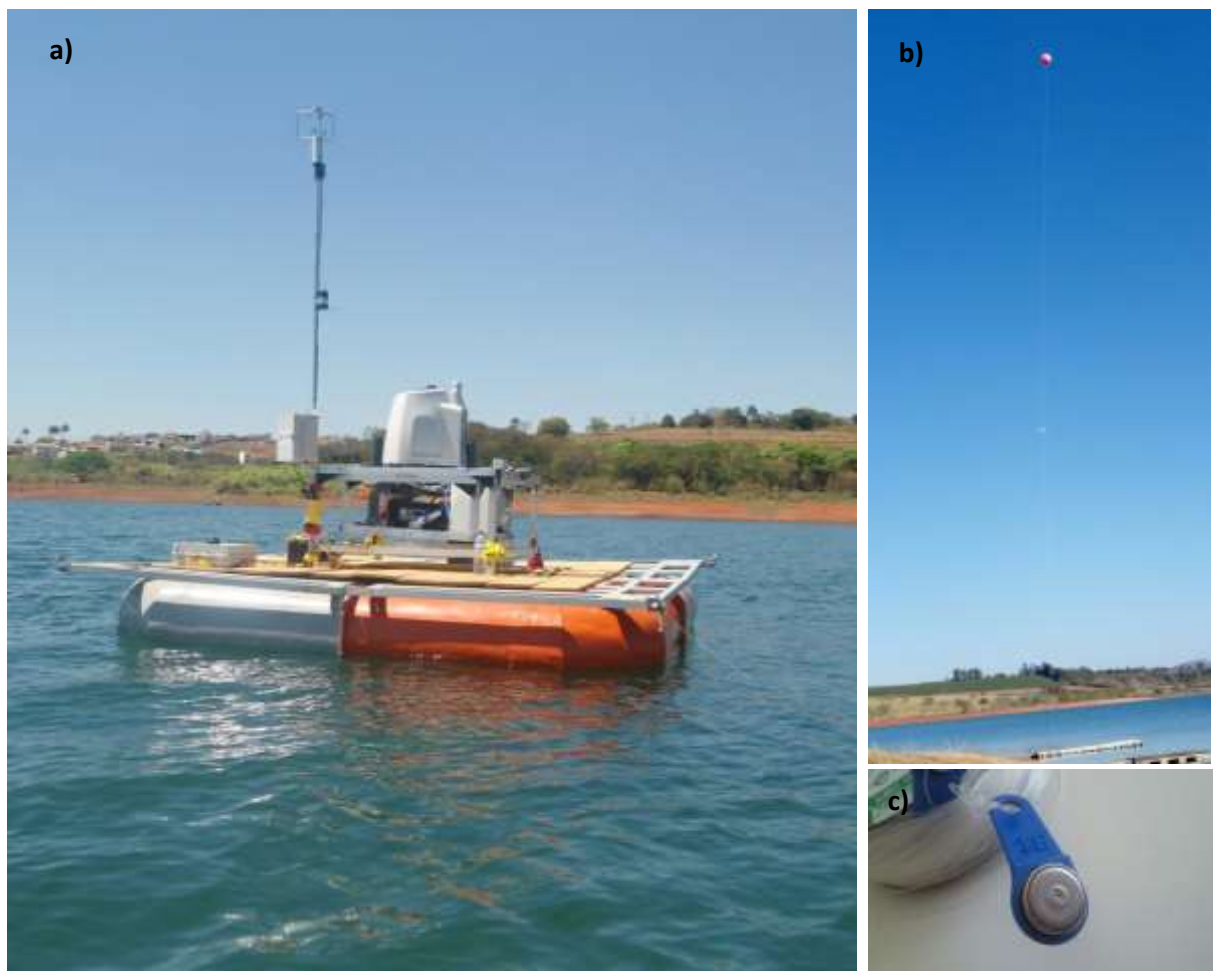


Figura 11 – (a) Lidar e anemômetro sônico 3D instalados sobre plataforma com compensação da oscilação da superfície livre, fundeado no reservatório de Furnas. (b) Balão cativo instrumentado com 6 sensores de temperatura e umidade do tipo ibutton. (c) Ibutton.

Estes instrumentos foram posicionados no interior da Represa e a sudeste da região onde se localiza a torre de 42m (Figura 12).

O relevo no local de instalação dos equipamentos pode exercer grande influência sobre o comportamento dos ventos ali existentes. Ao sul da região observa-se uma região de montanhas, visível no quadrante inferior direito da Figura 12c.



Figura 12 – (a) Represa de Furnas. (b) Local de medições. (c) Vista horizontal da região de estudo.

Os dados foram processados em função da direção dos ventos. Ventos provenientes do setor norte entre 270° e 90° foram considerados ventos lacustres (soprando da água para terra). Já ventos provenientes do setor sul (entre 90° e 270°) foram considerados ventos continentais (soprando da terra para água).

3.2 Metodologia

3.2.1 Equações

A Figura 42 (Anexo B), mostra um fluxograma com as etapas da pesquisa correspondentes a cada amostra de dados. No período em que os dados foram medidos na borda do Reservatório (torre 42 m), devido à ausência de dados da superfície da água necessários para os métodos Sônico e Rb, o vento foi modelado apenas com L estimado a partir de Ri.

Já em relação aos dados obtidos no interior do lago, o Comprimento de Monin-Obukhov foi calculado a partir dos três diferentes métodos: Sônico, a partir do Número de Richardson Bulk e do Número de Richardson Gradiente, descritos nas seções 2.5.1, 2.5.2 e 2.5.3, respectivamente.

Posteriormente, aplicou-se o resultado nas equações da função da estabilidade universal definidas pelas equações 6, 7 e 9. Em relação aos parâmetros β e γ utilizados, todos os valores citados foram aplicados e, diante da sutil melhora nos resultados, $\beta=5$ (LANGE; FOCKEN, 2005 apud CAPPS; ZENDER, 2009) e $\gamma=19.3$ (LANGE et al., 2004) foram empregados.

A partir de então, com o objetivo de se estimar a velocidade do vento no nível de 80 m a partir dos dados medidos em 10 m, Ψ foi aplicado nas equações 1, 2, 3 e 4. Além disso, devido às incertezas relacionadas à velocidade de fricção contida em 1 e 3, a mesma foi calculada por métodos distintos, com a finalidade de se avaliar qual a forma mais viável para se obter u_* para a região de estudo. Métodos estes que serão descritos adiante (Seção 3.2.2).

O comprimento de rugosidade aerodinâmico (z_0) utilizado foi de 10^{-2} m para os dados NREL, apontado por Aitken et al. (2014) como o que melhor descreve o terreno no local onde a torre se encontra, e $2 \cdot 10^{-4}$ m para a região da Represa de Furnas (ASSIREU; MENDONÇA; FREITAS, 2016). Conforme a tabela de classificação proposta por Manwell (2002), estes valores de z_0 correspondem, respectivamente, a pasto rugoso e mar aberto em condição de calmaria.

Em relação às variáveis contidas nas equações de L, Rb e Rg, os cálculos foram realizados pela aplicação de equações descritas por Verburg e Antenucci (2010) e serão descritas a seguir. Este método aplicado é semelhante ao empregado na etapa da validação de Ri por meio da aplicação dos dados do NREL. As variáveis medidas utilizadas para estas estimativas foram: dados de Temperatura do ar no nível de 10 m (T , °C), Temperatura da superfície da água ($T_{\text{água}}$, °C), Umidade Relativa (UR, %), intensidade do vento (U_z , $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) e pressão atmosférica (p , mbar).

A densidade do ar (kg.m^{-3}) foi obtida pela seguinte equação:

$$\rho = 100p/R_a(T + 273.16) \quad (14)$$

em que:

R_a é a constante dos gases para o ar úmido ($\text{J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$) e pode ser estimada por:

$$R_a = 287(1 + 0.608q) \quad (15)$$

A pressão de vapor do ar foi calculada pela seguinte equação:

$$e = (UR * e_s)/100 \text{ pressão de vapor (mbar)} \quad (16)$$

em que:

UR é a umidade relativa do ar (%) e e_s é a pressão de vapor de saturação (mbar), estimada ao nível da água e do ar por meio das equações:

$$e_s = 6.11 * 10^{\left(\frac{7.5 * T}{T + 237.3}\right)} \quad (17)$$

$$e_{s(\text{água})} = 6.11 * 10^{\left(\frac{7.5 * T_{\text{água}}}{T_{\text{água}} + 237.3}\right)} \quad (18)$$

A partir da pressão barométrica em 2m, calculou-se a pressão para o nível de estimativa do vento, por meio da equação (JOHNSON; KELLEY, 2000).

$$P(z) = P(z_0) + c * (z - z_0) \quad (19)$$

com c dado por $c = -0.0341416 * \frac{P(z_0)}{T_{v0}}$, $P(z_0)$ a pressão barométrica (hPa) e T_{v0} a temperatura virtual (K) em superfície. Quando a umidade do ar é importante, surge o conceito de T_v , definida em termos de T e da umidade específica (q). Esta é a temperatura a qual o ar seco deve ser aquecido para que possua a mesma densidade do ar úmido, sob mesma pressão. O ar úmido é menos denso que o ar seco, portanto, a temperatura virtual é superior em relação à temperatura real. T_v pode ser obtida pela equação:

$$T_v(z) = (T(z) + 273.16)(1 + 0.61q) \quad (20)$$

em que:

q é a umidade específica (kg.kg^{-1}), que é função da pressão de vapor e da pressão atmosférica:

$$q = 0.622e/p \quad (21)$$

Quando calculada a T_v do ar, T é assumida como a temperatura no nível de 10 m (Equação 20) e, quando da água, aplica-se o valor da temperatura da superfície da água e a umidade específica para o ar saturado (kg.kg^{-1}):

$$T_{v(\text{água})} = (T_{\text{água}} + 273.16)(1 + 0.61q_s) \quad (22)$$

$$q_s = \frac{0.622e_s}{p} \quad (23)$$

L_v é o calor latente de vaporização (J.kg^{-1}):

$$L_v = 2.501 * 10^6 - 2370T_0 \quad (24)$$

E é o fluxo de calor latente ($W.m^{-2}$) obtido por:

$$E = \rho L_v C_E U_z (q_s - q) \quad (25)$$

em que:

C_E é o coeficiente de transferência de calor latente e U_z é a intensidade do vento na altura padrão de 10 metros acima do nível da água ($m.s^{-1}$).

A viscosidade cinemática do ar ($m^2.s^{-1}$) pode ser obtida por meio da seguinte equação:

$$\nu = \mu/\rho \quad (26)$$

em que:

μ é a viscosidade dinâmica do ar ($kg.m^{-1}.s^{-1}$):

$$\mu = (4.94 * 10^{-8}T) + (1.7184 * 10^{-5}) \quad (27)$$

O comprimento de rugosidade para transferência de calor latente (Z_E , m), foi estimado pela equação:

$$z_E = z_0 \exp\left(-2.67Re^{\frac{1}{4}} + 2.57\right) \quad (28)$$

em que:

Re é o número de Reynolds para determinação da rugosidade, estimado por:

$$Re = (u_* * z_0)/\nu \quad (29)$$

H é o fluxo de calor sensível ($W.m^{-2}$):

$$H = \rho C_a C_H U_z (T_{\text{água}} - T) \quad (30)$$

em que:

C_H é o coeficiente de transferência de calor sensível e, de acordo com Zeng et al. (1998), pode ser assumido como equivalente ao coeficiente de transferência de calor latente sob condições de atmosfera neutra ($C_{HN} = C_{EN}$).

Devido aos coeficientes C_E e C_H empregados na estimativa de E e H serem dependentes da estabilidade atmosférica, que é função de L, aplicou-se apenas os coeficientes relativos à atmosfera neutra, obtidos por:

$$C_{HN} = C_{EN} = kC_{DN}^{1/2}/(\ln(z/z_E)) \quad (31)$$

em que:

O coeficiente de arrasto para condições de atmosfera neutra pode ser calculado por:

$$C_{DN} = (u_*/U_z)^2 \quad (32)$$

Em relação ao cálculo de Ri, o cisalhamento do vento total ($\Delta u \cdot \Delta z^{-1}$) foi obtido pela média dos cisalhamentos entre cada um dos intervalos verticais de medição.

Valores nulos de cisalhamento foram aproximados para $0.0001 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ e valores de velocidade do vento inferiores a $0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, ocorridos devido a erros de medição, foram excluídos.

A temperatura potencial (θ) é a temperatura que uma parcela de ar (cuja temperatura é T) passaria a ter se expandida ou comprimida adiabaticamente de seu estado real de pressão e temperatura para uma pressão padrão. E, considerando-se a umidade, a temperatura potencial virtual (θ_v , K), na altura z é obtida por:

$$\theta_{v(z)} = (T_{(z)} + 273.16) * \left(\frac{1000}{P(z)}\right)^{0.286} * (1 + 0.61 * q) \quad (33)$$

em que:

p(z) e q foram calculados pelas equações descritas na seção anterior e $T_{(z)}$ ($^{\circ}\text{C}$) é referente à temperatura do ar no nível z.

Para melhor visualização, os valores de Ri e Rb foram limitados ao intervalo entre -10 e 10, entretanto, seus valores absolutos foram aplicados no cálculo de L.

No cálculo de Rb, $\Delta\theta_v$ indica a variação da temperatura potencial virtual entre o ar e a água ($\theta_{v(\text{ar})} - \theta_{v(\text{água})}$), obtida pela Equação 33, sendo que para $\theta_{v(\text{água})}$, o valor de T é substituído por $T_{\text{água}}$ e q por q_s (Equação 23).

3.2.2 – Velocidade de fricção

O principal parâmetro para a caracterização da turbulência quando esta é dominada por tensão de cisalhamento é a velocidade de atrito ou fricção (u_*).

Segundo Weber (1999), é possível se estimar a velocidade de fricção u_* a partir das componentes do vento obtidas em alta frequência por anemômetros sônicos 3D, aplicadas na seguinte equação:

$$u_* = \left(\overline{u'w'}^2 + \overline{v'w'}^2 \right)^{1/4} \quad (34)$$

em que:

u é a componente zonal, v é a componente meridional, w é a componente vertical do vento e $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$ são as covariâncias das flutuações dessas componentes do vento.

Uma equação alternativa a esta descrita por Weber (1999) foi apresentada por Pons (2007):

$$u_* = \sqrt{\sqrt{\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2}}} \quad (35)$$

Na ausência destes dados, é amplamente aceita a formulação baseada em parâmetros de turbulência, possíveis de ser obtidos a partir de medidas de anemômetros 2D. A velocidade de fricção pode ser estimada a partir da turbulência horizontal do vento (σ_h) e da turbulência vertical do vento (σ_w) para médias realizadas a cada 10 min, por meio das equações 36 e 37, respectivamente (WEBER, 1999):

$$u_* = 0.31\sigma_h \quad (36)$$

$$u_* = 0.68\sigma_w \quad (37)$$

Além destes métodos, u_* pode ser estimada pela Energia Cinética Turbulenta (TKE), como descrito por Bagherimiyab e Lemmin (2013):

$$|u_*| = \sqrt{0,2TKE} \quad (38)$$

em que:

$$TKE = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (39)$$

Por fim, u_* foi calculada de acordo com Large e Pond (1981), por meio da equação:

$$u_* = \sqrt{\tau/\rho} \quad (40)$$

em que τ é a tensão do vento.

3.2.3 – Análises estatísticas

Como critérios estatísticos na validação do modelo de estimativa do perfil vertical do vento, com o objetivo de avaliar o grau de ajuste entre os valores observados e estimados, foram calculados o Coeficiente de Eficiência de Nash Sutcliffe (COE) e da Raiz Quadrada do Erro Médio (RMSE) e o Coeficiente de Correlação de Pearson (r).

Para Machado e Vettorazzi (2003), um dos mais importantes critérios estatísticos para avaliar o ajuste de modelos hidrológicos é o COE, calculado por meio da equação:

$$COE = 1 - \frac{\sum_{i=1}^n (X_{obs,i} - X_{model,i})^2}{\sum_{i=1}^n (X_{obs,i} - \overline{X_{obs}})^2} \quad (40)$$

em que X_{obs} e X_{model} são as velocidades observadas e modeladas, respectivamente, $\overline{X_{obs}}$ é a média das velocidades observadas e n é o número de amostras. O valor de COE pode variar entre negativo infinito a 1, sendo este máximo um indicativo de perfeito ajuste (ASCE, 1993).

De acordo com Silva et al. (2008), quando esse coeficiente for superior a 0,75, o desempenho do modelo é considerado bom. Entre o intervalo 0,36 e 0,75, o desempenho é julgado aceitável, enquanto valores de COE inferiores a 0,36 invalidam o modelo.

Já para o RMSE, quanto menor o valor obtido, melhor o ajuste do modelo. Portanto, caso o valor RMSE obtido seja baixo, o modelo estará validado (MATHER, 1999). O cálculo de RMSE é dado pela equação:

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (X_{\text{obs},i} - X_{\text{model},i})^2}{n}} \quad (41)$$

Além disso, foi calculado o coeficiente de correlação de Pearson (Equação 42), que indica a magnitude e a direção do relacionamento linear entre duas variáveis. Seus valores situam-se no intervalo entre -1 e 1, em que -1 indica correlação linear inversa perfeita, +1 corresponde a correlação linear direta perfeita e 0 inexistência de correlação linear.

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n (X_{\text{obs},i} - \overline{X_{\text{obs}}})(X_{\text{model},i} - \overline{X_{\text{model}}})}{(n-1)S_{\text{obs}}S_{\text{model}}} \quad (42)$$

com $\overline{X_{\text{model}}}$ referente à média das velocidades modeladas, enquanto S_{obs} e S_{model} são os desvios padrão de X_{obs} e X_{model} , respectivamente.

Adicionalmente, para uma melhor visualização do desempenho dos modelos em representar a intensidade do vento, foram confeccionados diagramas de Taylor. Estes sintetizam os parâmetros estatísticos, raiz quadrada do erro médio, desvio padrão e correlação relativos aos dados modelados e observados em um único ponto do diagrama, possibilitando uma comparação entre estes conjuntos de dados. Cada conjunto de dados corresponde a um ponto e, quanto menor a distância entre pontos, maior o grau de similaridade entre os dados. Portanto, o resultado de modelo cujo ponto estiver mais próximo ao ponto referência é considerado o mais próximo dos dados observados (TAYLOR, 2001).

4. RESULTADOS

4.1 – 1ª Etapa

Com a finalidade de se validar o método de obtenção de Ri a ser aplicado na 2ª etapa do estudo foi calculado o Número de Richardson a partir dos dados da torre M2. A Figura 13 mostra uma comparação entre o Ri obtido por Johnson e Kelley (2000) e o Ri calculado com base em parte da rotina computacional utilizada pelos mesmos.

Observa-se uma grande aproximação entre os resultados, entretanto, variações são observadas. Essas diferenças são consequência, possivelmente, da diferença entre o número de casas decimais disponíveis para cada variável, pois após a confecção do manual de processamento dos dados, no ano de 2000, os mesmos sofreram alterações.

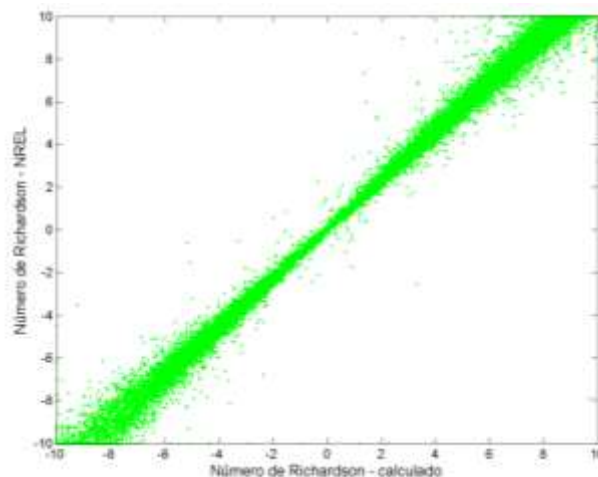


Figura 13 – Comparação entre o Número de Richardson calculado e o Número de Richardson obtido da plataforma do NREL.

Para se determinar o intervalo de Ri correspondente à atmosfera neutra, comparou-se a distribuição de ocorrência de Ri nos intervalos utilizados por Mauritsen e Svensson (2007) e Clifton et al. (2013), $-0,1 \leq Ri < 0,1$ e $-0,01 < Ri < 0,01$, respectivamente. Como mostra a Figura 14, durante os horários de transição, amanhecer e pôr do sol, há um pico em ambos intervalos de Ri, em todas as estações. No entanto, nos horários fora destes intervalos de transição, a frequência relativa de atmosfera neutra quando $-0,1 \leq Ri < 0,1$ ainda é elevada, o que não se observa para $Ri < |0,01|$. Portanto, como condições de neutralidade geralmente estão associadas à transição entre as condições estáveis e instáveis

(SCHROEDER; BUCK, 1970), determinou-se que o melhor intervalo a ser utilizado é o estabelecido por Clifton et al. (2013).

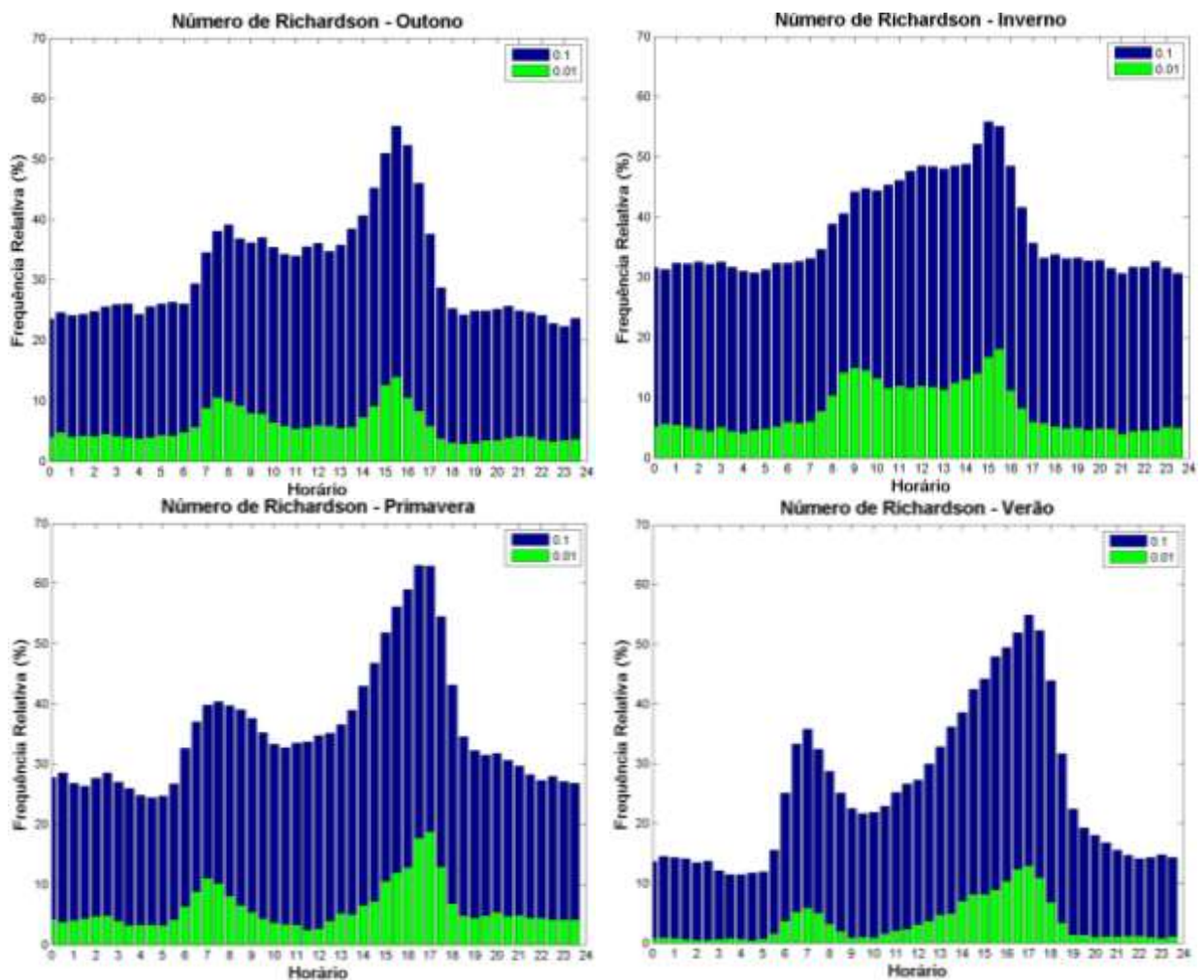


Figura 14 – Frequência relativa ao longo das horas do dia, com intervalos de 30 minutos, considerando $-0,1 \leq Ri < 0,1$ e $-0,01 < Ri < 0,01$, durante o outono, inverno, primavera e verão, a partir dos dados da torre M2.

As frequências de ocorrência de atmosfera instável, estável e neutra, são ilustradas nas Figuras 15 e 16, conforme os intervalos de classificação estabelecidos por Clifton et al. (2013).

Enquanto a Figura 15 mostra a distribuição ao longo de todo o período de estudo, a Figura 16 é relacionada às estações do ano. Verifica-se que, no período total (Figura 15), em 66% dos casos a atmosfera se encontra estável, enquanto em 28% do tempo a atmosfera é instável e em 6% a atmosfera se encontra próxima à neutralidade.

Já em relação às estações do ano (Figura 16), durante o inverno há um aumento de 10% na frequência de estabilidade e 8% de condições neutras, enquanto há uma redução na instabilidade para 16%. Isso ocorre, pois a superfície se encontra mais fria em relação a altos níveis, o que favorece condições estáveis. Em oposição, durante o verão a superfície está mais

aquecida e a instabilidade é maior (35%), consequentemente há uma diminuição de condições neutras e estáveis. É importante lembrar que esta análise foi realizada a partir da amostra total de dados, sendo que diferentes condições sinóticas podem influenciar o resultado.

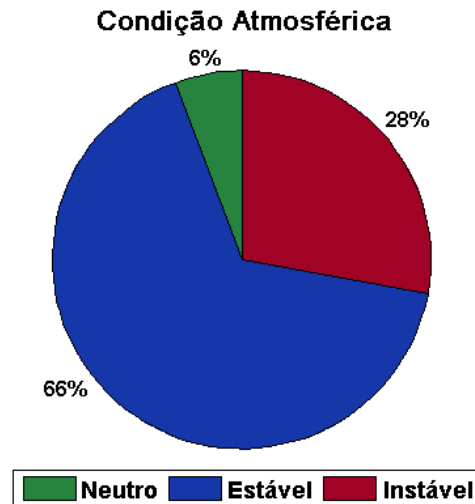


Figura 15 – Porcentagem de casos de atmosfera neutra, estável e instável, entre os níveis de 2 m e 80 m durante o período de janeiro de 2010 a dezembro de 2015, a partir dos dados da torre M2.

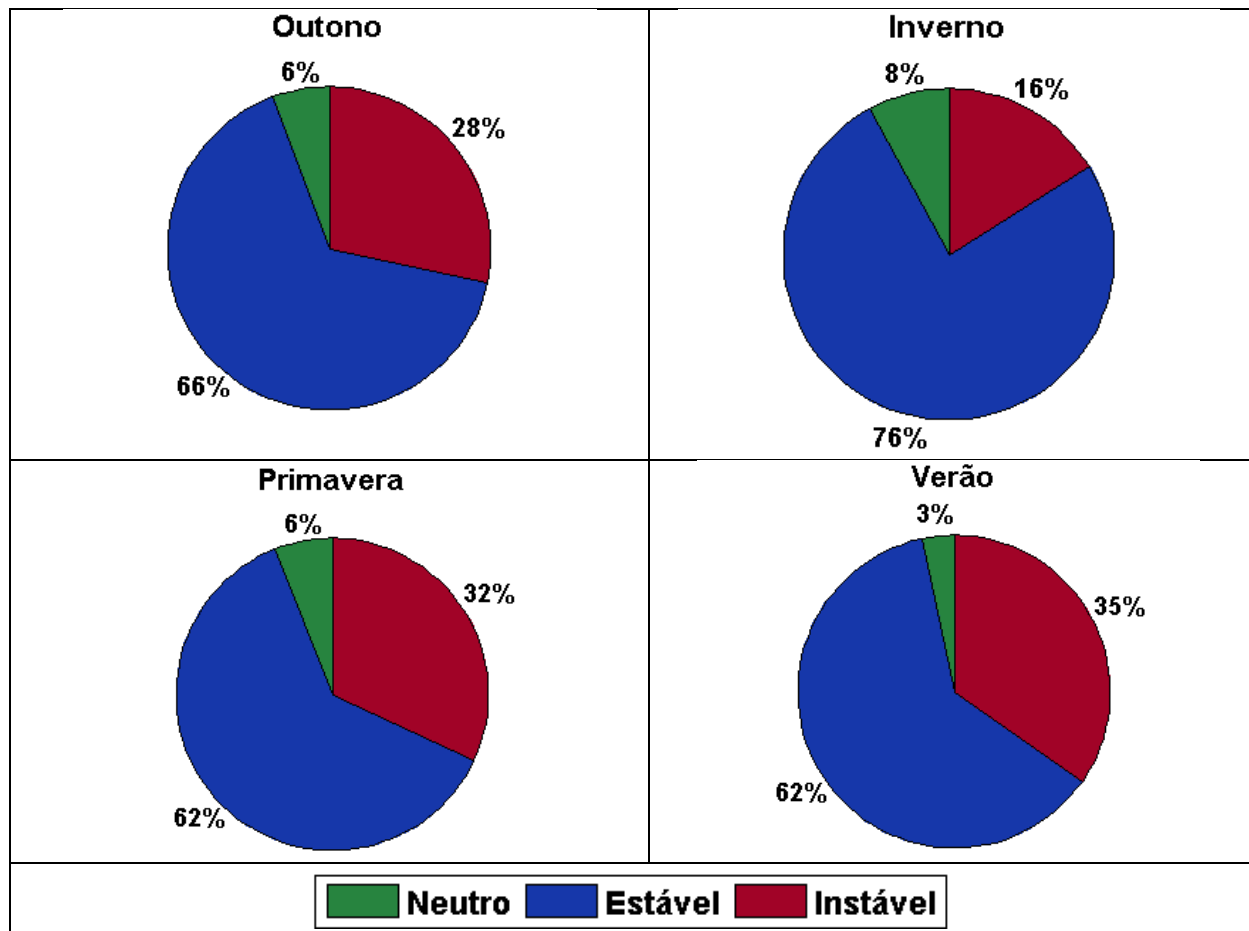


Figura 16 – Porcentagem de casos de atmosfera neutra, estável e instável, entre os níveis de 2 m e 80 m durante o período de janeiro de 2010 a dezembro de 2015, durante o outono, inverno, primavera e verão, a partir dos dados da torre M2.

A Figura 17 ilustra a distribuição de frequência das condições de estabilidade atmosféricas associada à direção dos ventos em 2m. Verifica-se uma predominância de ventos de oeste ao longo de todo o ano, no entanto, esta maior frequência é acentuada durante o período do inverno.

Este resultado é confirmado por Kelley (2011) e Clifton et al. (2013). Segundo os mesmos, o fluxo do vento neste local é frequentemente canalizado pelo Canyon Eldorado, proporcionando ventos predominantes de oeste, principalmente durante a primavera e o inverno (AITKEN et al., 2014).

Devido a esta persistência do vento de oeste ao longo de todo o ano, o cisalhamento do vento é fraco, favorecendo maior estabilidade atmosférica.

Em relação ao fluxo de leste, há um aumento durante o verão, em consequência, a frequência de condições de instabilidade se eleva em comparação às demais estações, devido às altas temperaturas presenciadas durante esta estação e à maior mistura entre as camadas, causada por este aumento na intensidade do vento.

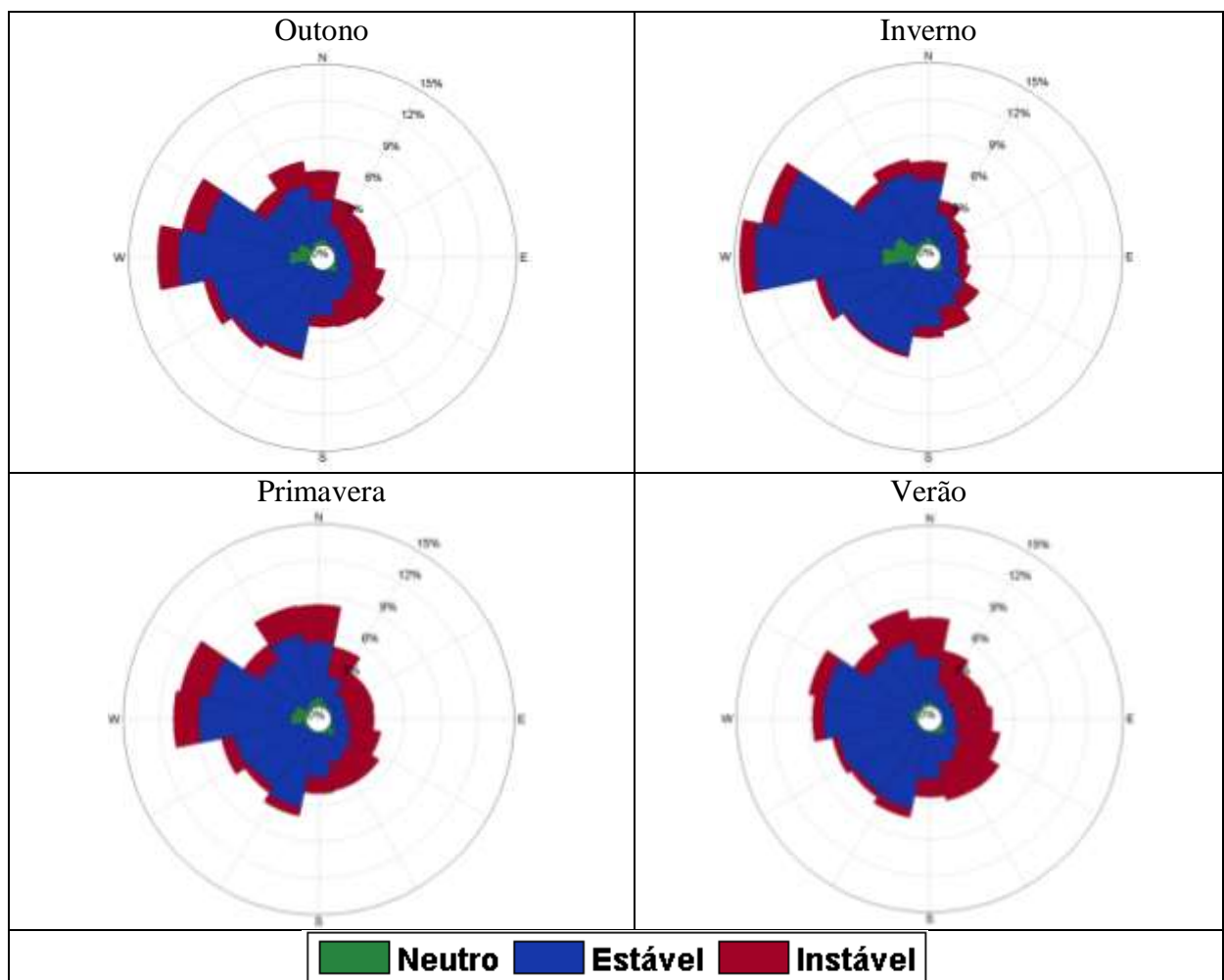


Figura 17 – Distribuição da condição atmosférica entre os níveis de 2 m e 80 m em relação à direção dos ventos em 2 m, a partir dos dados da torre M2.

Em relação à distribuição de Ri ao longo do dia, observa-se na Figura 18, que durante a manhã e noite há predomínio de valores positivos (estabilidade), enquanto durante a tarde, há um aumento de $Ri < 0,01$ (instabilidade). Isto acontece, pois durante a tarde a superfície se aquece, o que favorece a instabilidade. Em oposição, durante a noite há um resfriamento, que resulta em maior estabilidade da camada.

Percebe-se, ainda, que, um pouco após o nascer do sol (linha tracejada), a concentração de valores de Ri negativos começa a aumentar, devido ao início deste aquecimento superficial, enquanto nos horários correspondentes ao pôr do sol (linha contínua), a inversão do sinal é precipitada, pois, antes deste horário, o sol está mais oblíquo, o que diminui o processo de aquecimento superficial, aumentando a estabilidade atmosférica.

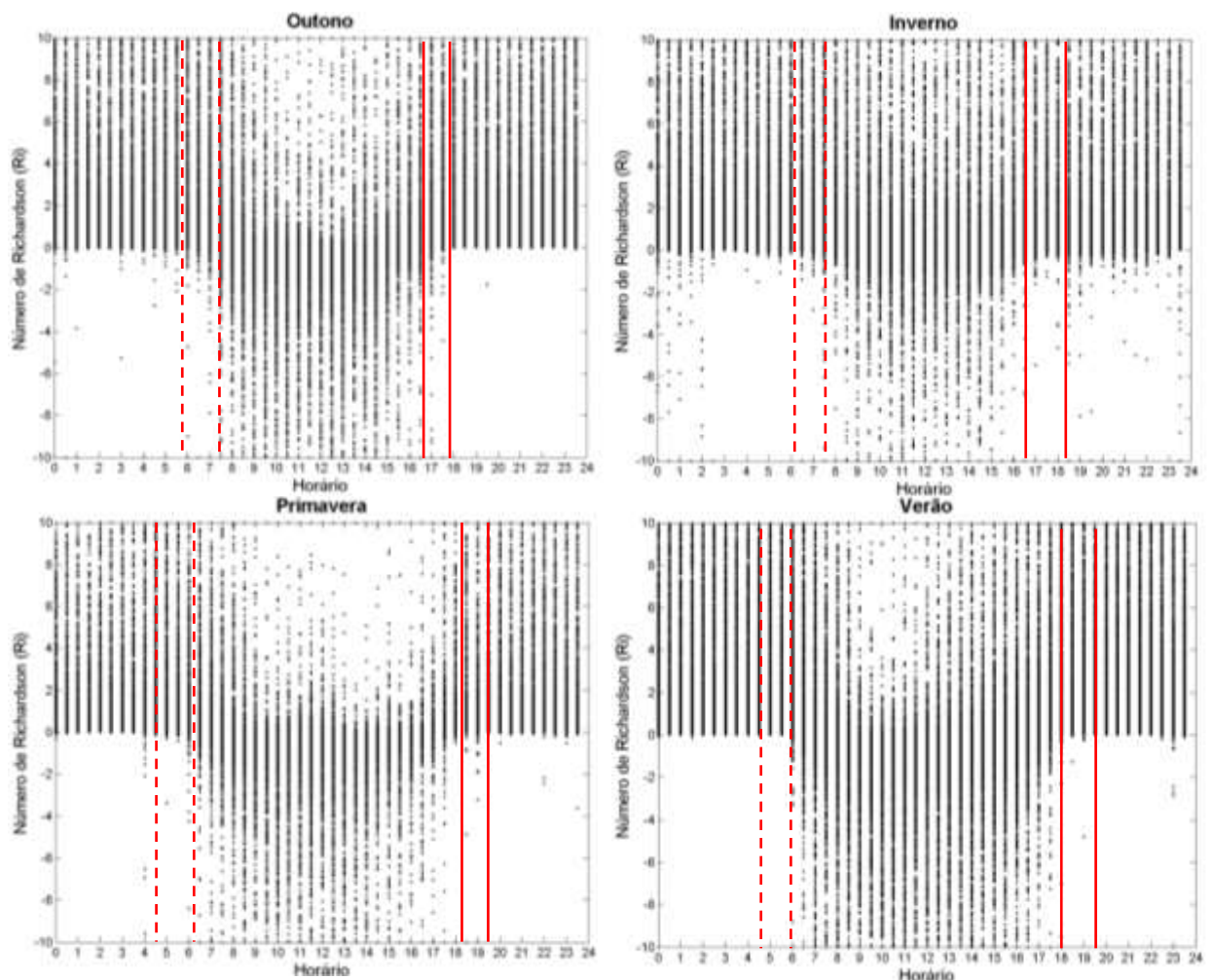


Figura 18 – Distribuição do Número de Richardson ao longo das horas do dia, a partir dos dados da torre M2. As linhas vermelhas correspondem aos horários aproximados de amanhecer (pontilhadas) e pôr do sol, durante as datas de início e fim da respectiva estação do ano (contínuas).

A Figura 19 apresenta a frequência relativa do número de casos de atmosfera estável, instável e neutra, ao longo das horas do dia. Assim como na figura 15, observa-se um

aumento da instabilidade (decréscimo da estabilidade) após o nascer do sol, atingindo seu máximo (mínimo) valor no horário de maior aquecimento da superfície e diminuindo (aumentando) sua frequência novamente um pouco antes do pôr do sol. Os picos de neutralidade ocorrem nos intervalos de transição entre estas duas condições atmosféricas.

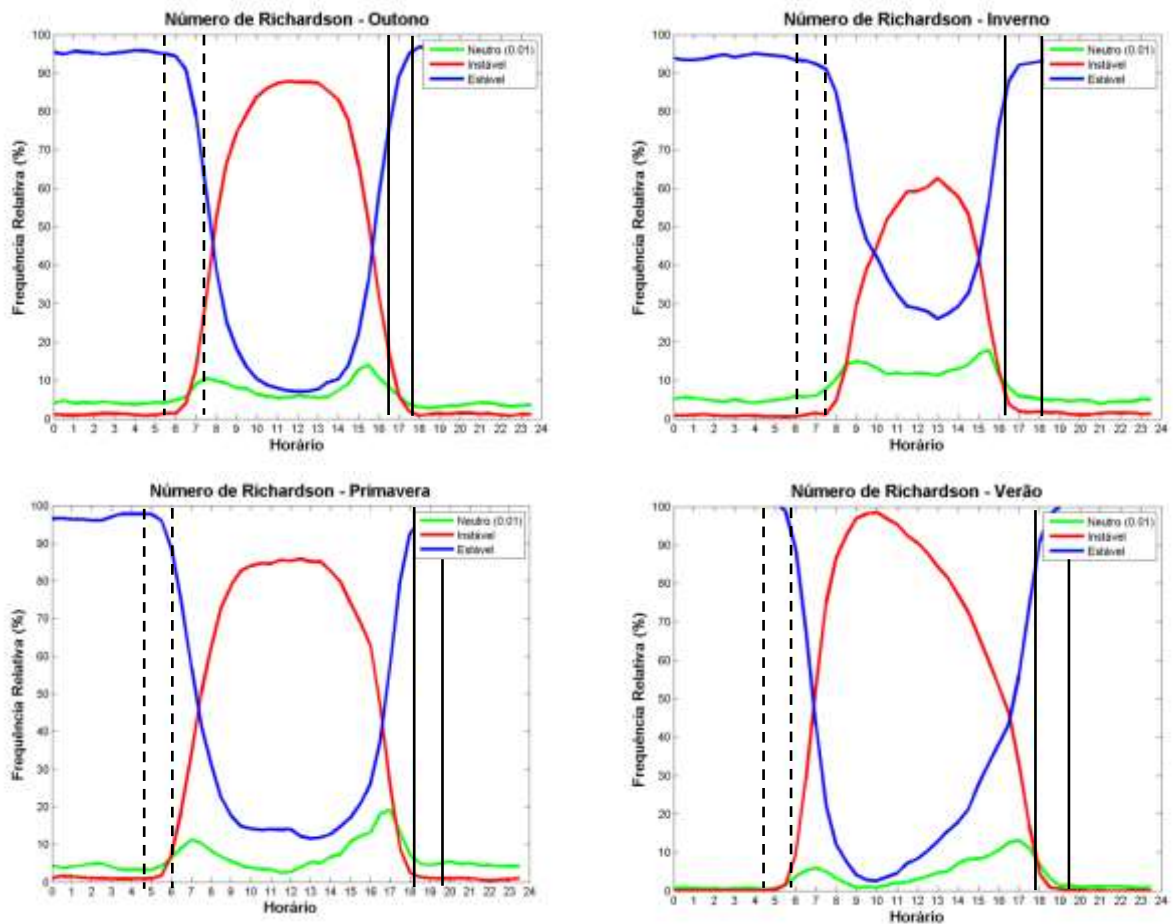


Figura 19 – Frequência relativa de condições de neutralidade, instabilidade e estabilidade em relação às horas, a partir dos dados da torre M2. As linhas pretas correspondem aos horários aproximados de amanhecer (pontilhadas) e pôr do sol (contínuas), durante as datas de início e fim da respectiva estação do ano.

O desempenho dos modelos na calibração foi aferido através do coeficiente de Nash e Sutcliffe (COE), da raiz do erro quadrático médio (RMSE) e do coeficiente de correlação linear de Pearson (r).

Os resultados mostram que, aplicando a função da estabilidade universal sob regime de instabilidade em ambas equações de estimativa do perfil do vento (Equações 3 e 4) foram obtidos os melhores ajustes (Tabelas 3 e 4).

O valor do coeficiente de COE encontrado para o modelo aplicado com correção em casos de instabilidade (0,83) foi superior ao obtido sem o parâmetro de ajuste (0,72), o mesmo acontece com o coeficiente de correlação linear entre as velocidades do vento

modeladas pela equação 3 e observadas (aumento de 0,2). Já com o emprego da equação que utiliza a velocidade de fricção (Equações 1 e 3), r foi semelhante em ambos os casos, com e sem correção.

Com relação ao RMSE, quanto menor seu valor, menor será o erro obtido pelo modelo utilizado para realizar a previsão. Exceto sob condições de instabilidade, houve um aumento ao se aplicar o ajuste.

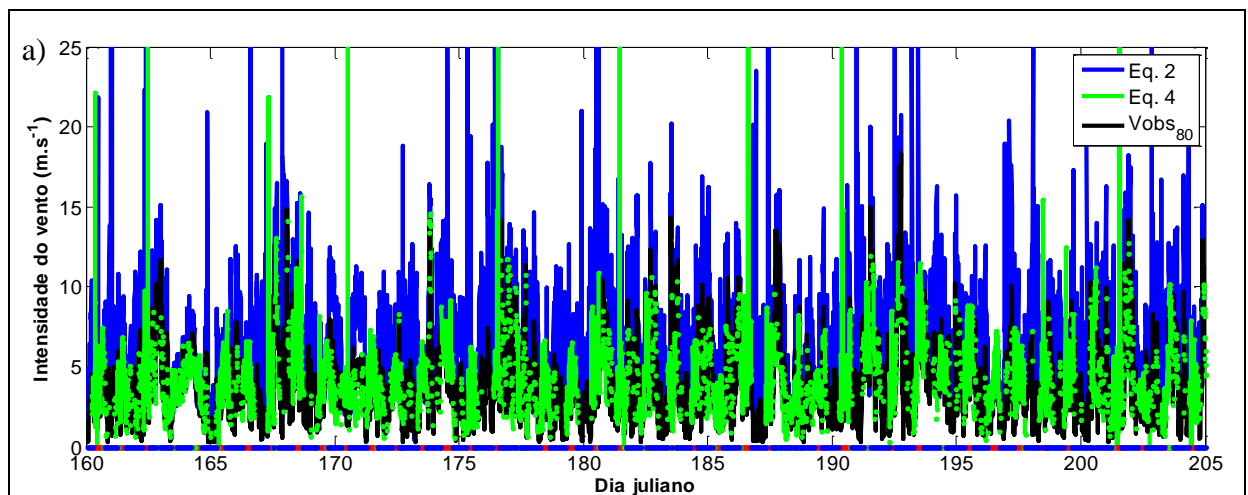
Tabela 3 –RMSE, COE e r entre a velocidade observada em 40m e a velocidade estimada para o mesmo nível pelas equações independentes de u_* , com a aplicação do Ψ_m (Equação 4) e sem Ψ_m (Equação 2).

Condição atmosférica		RMSE	COE	R
Instável	Com	1,13	0,83	0,93
Estável	Correção	3,41	0,10	0,77
Sem correção		1,47	0,72	0,91

Tabela 4 –RMSE, COE e r entre a velocidade observada em 40m e a velocidade estimada para o mesmo nível pelas equações dependentes de u_* , com a aplicação do Ψ_m (Equação 3) e sem Ψ_m (Equação 1).

Condição atmosférica		RMSE	COE	R
Instável	Com	1,91	0,54	0,80
Estável	Correção	21,87	-36,48	0,08
Sem correção		3,10	0,34	0,80

Em geral, observa-se pelas análises estatísticas que o modelo aplicado em condições instáveis foi o que apresentou melhor desempenho. Visualmente (Figura 20), verifica-se um melhor ajuste quando adicionado o parâmetro de estabilidade Ψ_m às equações de estimativa do vento, porém em alguns momentos há uma superestimativa do vento, apresentando piores resultados em relação aos obtidos sem Ψ_m .



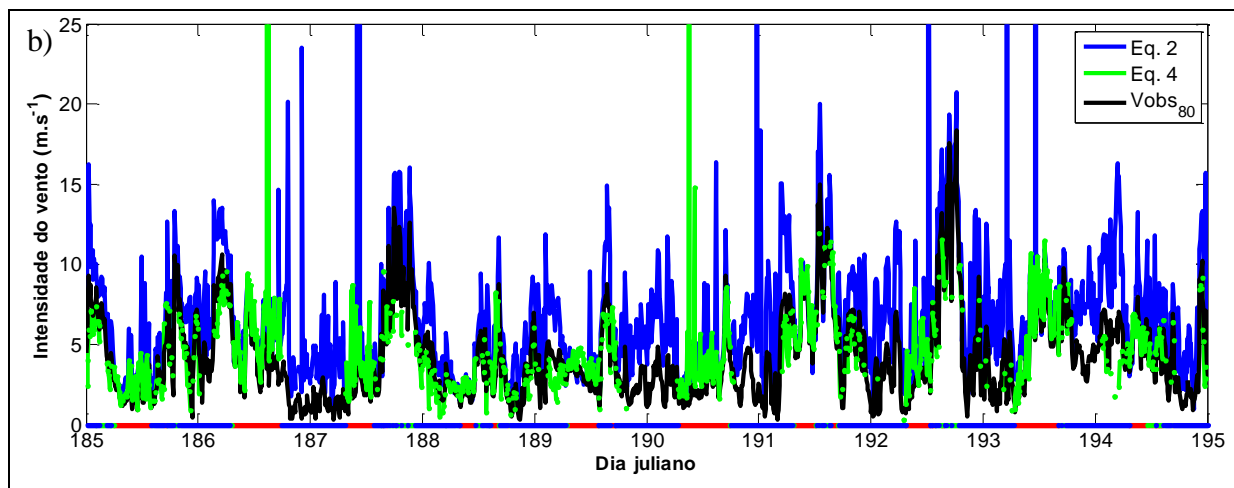


Figura 20 – Azul: Velocidade modelada pela Equação 2 (sob condição de atmosfera neutra); Verde: Velocidade modelada a partir da equação com adição do parâmetro de estabilidade universal (Equação 4); Preto: intensidade do vento observada em 80 m. (a) Intervalo escolhido aleatoriamente entre todo o período de dados: entre os dias 09 de junho e 23 de julho de 2010 (b) zoom entre 04 e 13 de julho de 2010. Os pontos ao longo do eixo x são referentes à condição atmosférica instantânea obtida por R_i , de acordo com Clifton et al. (2013) (Tabela 2), em que os pontos vermelhos caracterizam instabilidade, azuis indicam estabilidade e verdes neutralidade. Resultados obtidos a partir dos dados da torre M2.

4.2 – 2ª Etapa

A Figura 21 ilustra as médias horárias da temperatura do ar, intensidade do vento e umidade relativa do ar nos níveis de 3 m, 20 m e 40 m, no período de 10 de maio a 24 de junho de 2014, a partir dos dados da torre anemométrica de 42 m localizada no Reservatório de Furnas.

Como já citado anteriormente, por falha do dimensionamento dos painéis solares para alimentação dos sensores, os dados analisados aqui não cobrem o período entre 22:00 h e 07:00 h. Entretanto, este problema é minimizado pelo fato de que o período de ventos mais intensos ocorre entre 07:00h e 19:00h (Figura 21b).

A partir do início do período de dados, às 07 h, já se verifica uma elevação da temperatura do ar, com a temperatura da superfície superior ao nível de 40 m (Figura 21a). As 17 h, a superfície se resfria mais rapidamente. A umidade relativa é altamente dependente da temperatura (inversamente proporcional) e apresenta ciclo diurno bem definido, atingindo seu mínimo durante a tarde (Figura 21c) e máximo ao amanhecer.

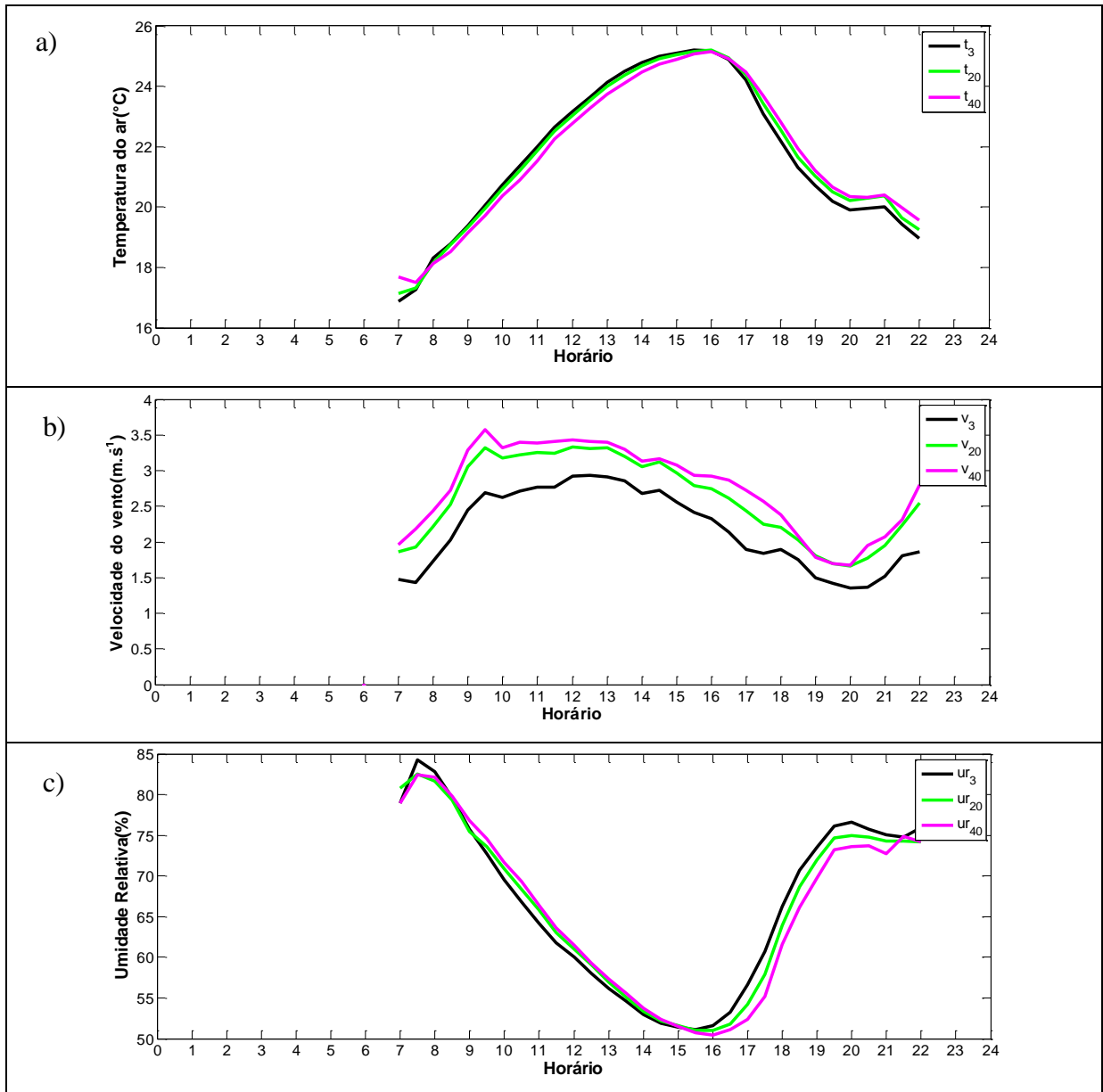


Figura 21 – Médias horárias da temperatura do ar, intensidade do vento e umidade relativa do ar nos níveis de 3 m (linha contínua preta), 20 m (linha contínua verde) e 40 m (linha contínua rosa), no período de 10 de maio a 24 de junho de 2014, a partir dos dados da torre anemométrica de 42 m localizada no Reservatório de Furnas.

A Figura 22 ilustra as séries temporais do número de Richardson Gradiente (Ri), direção, intensidade, cisalhamento do vento e temperatura do ar entre 04 e 13 de julho de 2014, a partir dos dados da torre anemométrica de 42 m localizada no Reservatório de Furnas.

Quando há um elevado cisalhamento do vento, verifica-se que Ri se torna mais próximo a zero (Figura 22a e 22c). De acordo com a equação de Ri, este é inversamente proporcional à variação da intensidade do vento com a altura. Portanto, quanto maior o cisalhamento, maior a estabilidade/instabilidade térmica atmosférica. Neste caso, os turbilhões são modulados pelo instabilidade mecânica.

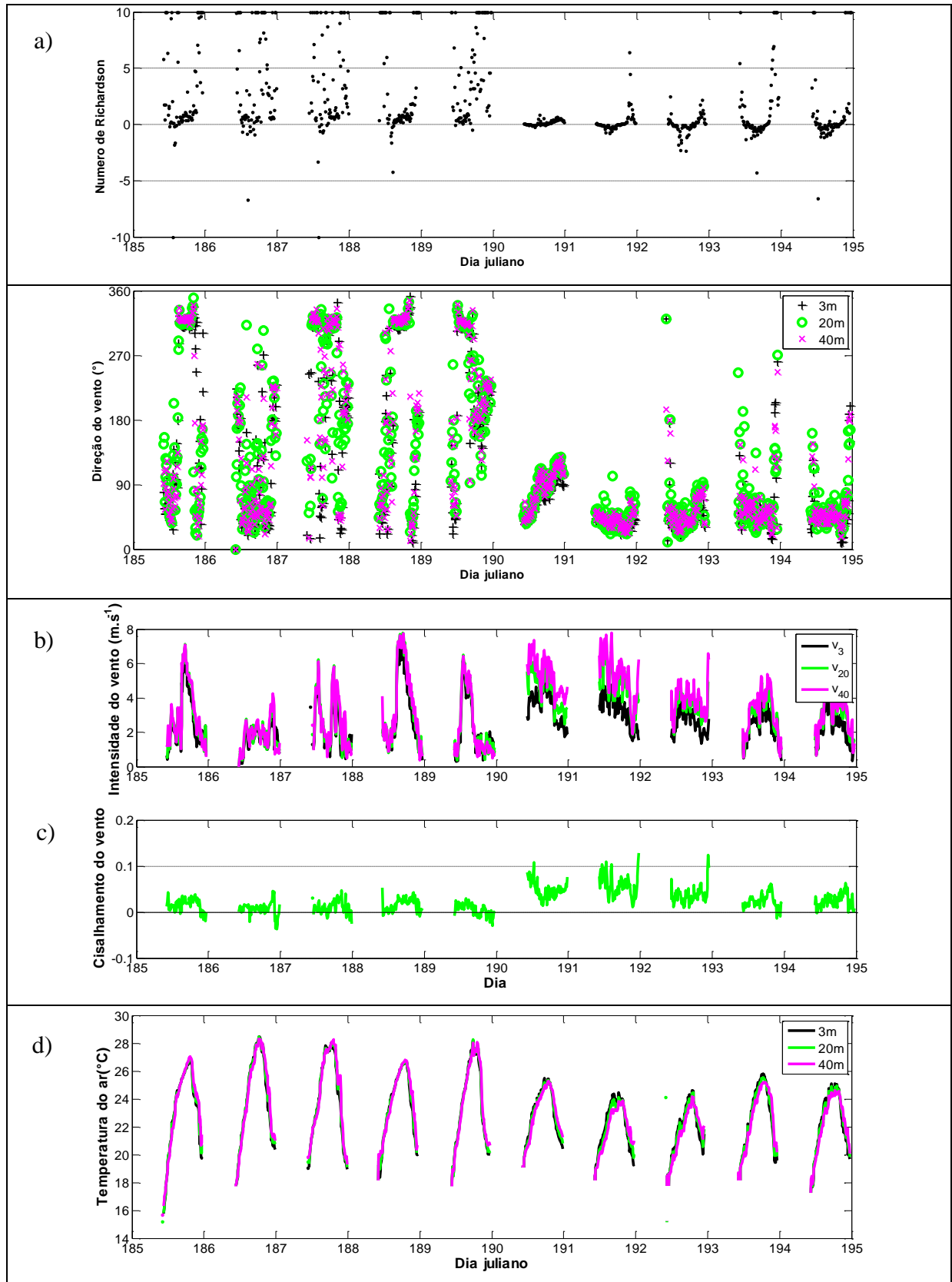


Figura 22 - Séries temporais do número de Richardson Gradiente (Ri), direção, intensidade e cisalhamento do vento, além da temperatura do ar entre entre 04 e 13 de julho de 2014, a partir dos dados da torre anemométrica de 42 m localizada no Reservatório de Furnas.

Em relação aos dados da torre anemométrica localizada na borda do reservatório de Furnas, apesar da ausência de dados no intervalo entre 22h e 07h da manhã, período em que a atmosfera apresenta predominância de estabilidade e início do aumento de condições instáveis, ainda há predomínio da condição de estabilidade, de acordo com Ri, ao se analisar o período total de dados (Figura 23). Enquanto na 1ª Etapa deste estudo obteve-se que em 66% o escoamento é laminar e 28% é turbulento, no reservatório houve um aumento da estabilidade para 76% e diminuição da instabilidade e neutralidade para 23% e 2%, respectivamente.

A falta de dados foi responsável por esta baixa frequência de condições de neutralidade, que estão associadas à transição entre as condições estáveis e instáveis e ocorrem normalmente durante o amanhecer e pôr do sol.

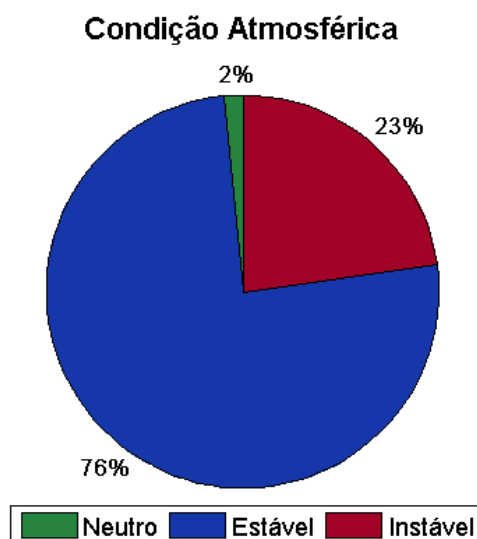


Figura 23 – Porcentagem de casos de atmosfera neutra, estável e instável, entre os níveis de 3 m e 40 m durante o período de 10 de maio a 24 de junho de 2014 no Reservatório de Furnas.

A Figura 24 mostra a distribuição de frequência das condições de estabilidade atmosféricas associada à direção dos ventos no nível de 3 m. Observa-se predominância de ventos entre 300 e 70 graus, provenientes do setor água (que sopram da água para a terra), enquanto os ventos provenientes do setor terra, entre 70 e 300 graus, são parte minoritária.

A maior frequência de condições instáveis está relacionada ao fluxo de ar na direção água-terra. O vento proveniente deste setor é intensificado devido a sua canalização, o que provoca maior mistura entre as camadas de ar.

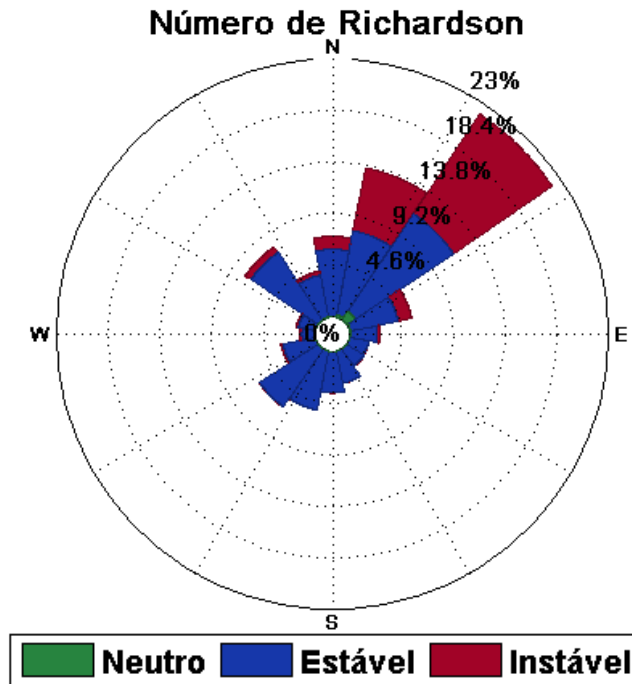


Figura 24 – Distribuição das condições atmosféricas entre os níveis de 2 m e 80 m em relação à direção dos ventos em 3 m no Reservatório de Furnas.

Em reservatórios tropicais a temperatura da superfície da água é, normalmente, superior em relação à temperatura do ar durante a noite, enquanto ao longo do dia sua temperatura é inferior. Portanto, em períodos noturnos a atmosfera é, normalmente, instável, e durante o dia é estável.

A Figura 25, que mostra a variação diurna das condições de estabilidade atmosféricas, apresenta resultado contrário. Isso se deve ao fato da torre estar localizada próxima ao reservatório, mas sobre a superfície da terra, sofrendo a influência de ambos. Na mesma figura, observa-se que os efeitos gerados pela terra são mais dominantes em relação aos gerados pelo reservatório. Entretanto, mesmo que não se verifique o aumento da instabilidade durante a noite, comparando-se aos resultados obtidos pelos dados da torre M2 (Figura 19), há um aumento menos significativo da instabilidade atmosférica no período da tarde, provavelmente devido a presença do reservatório.

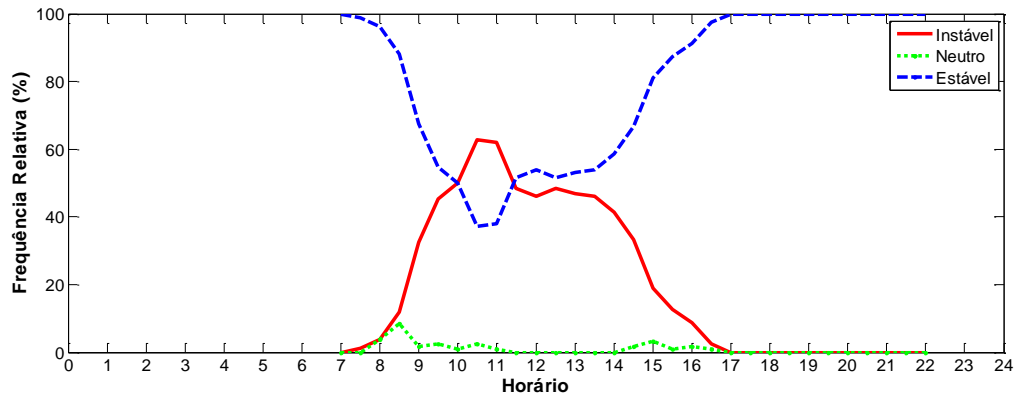


Figura 25 – Frequência relativa de condições de neutralidade, instabilidade e estabilidade em relação às horas do dia.

Os resultados estatísticos para os dados de Furnas (Tabela 5) mostram que, assim como resultado obtido por Lange et al. (2004), as estimativas da velocidade em 40m são melhores em condições de atmosfera instável. Analisando os valores de RMSE, a equação utilizada para a modelagem neste tipo de condição atmosférica foi melhor ajustada, pois o valor encontrado (1,0117) foi inferior ao obtido com o uso da equação do perfil logarítmico sem o ajuste (1,2871). A modelagem para esta condição atmosférica também apresentou melhores resultados para os índices COE (0,6181) e r (0,7953), os quais correspondem a maior eficiência quanto mais próximos a 1.

Tabela 5 –RMSE, COE e r entre a velocidade observada em 40m e a velocidade estimada para o mesmo nível, com a aplicação do Ψ_m (Equação 4) e sem Ψ_m (Equação 2).

Condição atmosférica		RMSE	COE	R
Instável	Com	1,0117	0,6181	0,7953
Estável	Correção	3,0251	-1,9516	0,5623
Sem correção		1,2871	0,4143	0,7315

Portanto, observou-se que o modelo aplicado em condições instáveis apresenta melhor ajuste em relação ao modelo em condições estáveis, tanto na interface água-terra (Figura 26), como em local afastado de corpos aquíferos (Figura 20).

Para esta condição atmosférica, ambos modelos superestimaram a velocidade observada no nível de 40 m, entretanto a superestimação da velocidade modelada sob condições de atmosfera neutra foi maior, se comparada à modelagem sob condições de atmosfera instável.

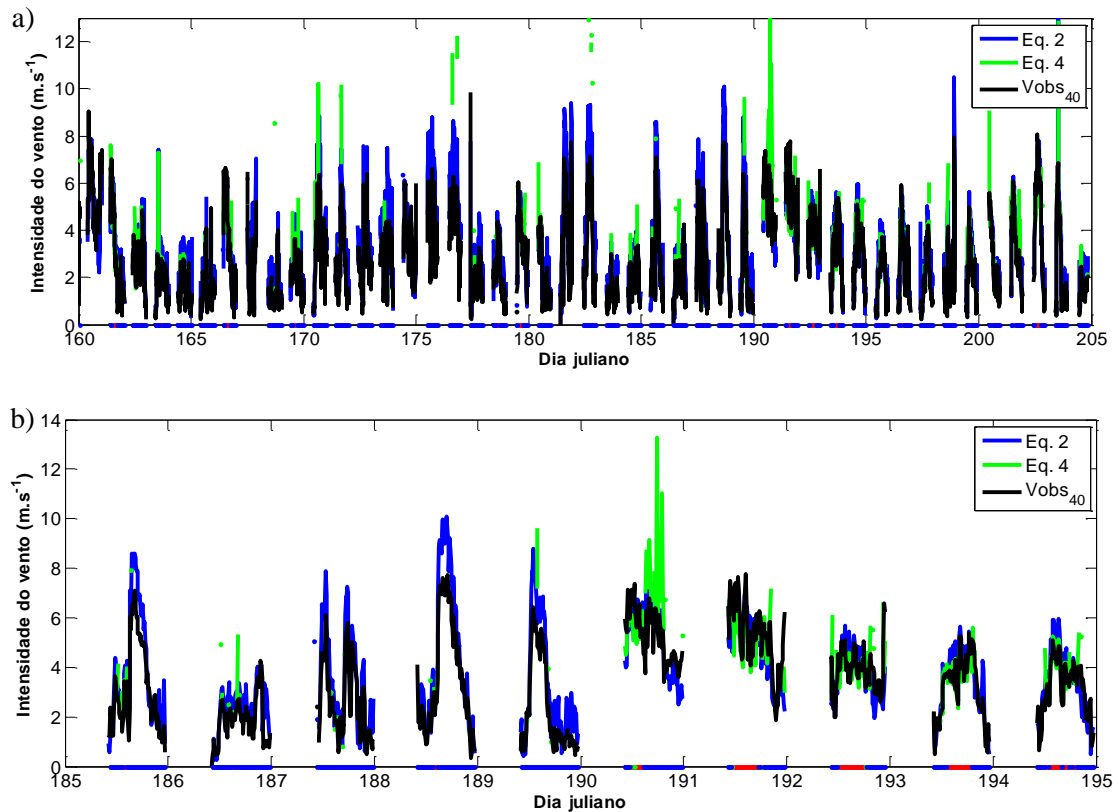


Figura 26 – Azul: Velocidade modelada pela Equação 2 (sob condição de atmosfera neutra); Verde: Velocidade modelada a partir da equação com adição do parâmetro de estabilidade universal (Equação 4); Preto: intensidade do vento observada em 40 m. (a) Entre os dias 09 de junho e 23 de julho de 2014 (b) zoom entre 04 e 13 de julho de 2014. Os pontos ao longo do eixo x são referentes à condição atmosférica instantânea obtida por R_i , de acordo com Clifton et al. (2013) (Tabela 2), em que os pontos vermelhos caracterizam instabilidade, azuis indicam estabilidade e verdes neutralidade.

Em relação à condição de estabilidade, verifica-se a necessidade de um melhor ajuste da função de estabilidade universal.

Em complemento às análises realizadas a partir dos dados da torre anemométrica de 42 m, a Figura 27 ilustra as séries temporais da temperatura, direção, intensidade e cisalhamento do vento, além da umidade relativa do ar obtidas a partir do balão cativo, anemômetro 3D e Lidar entre as 16:30 h do dia 20 e as 18:30 h do dia 21 de setembro de 2016.

Durante o fim de tarde e a noite do dia 20 de setembro, a direção do vento foi variável, mas em grande parte do tempo soprou no sentido água-terra (ventos entre 270° e 90°). Já a partir da madrugada do dia 21 até o entardecer do mesmo dia, houve uma inversão na direção e o mesmo soprou da terra para a água (ventos entre 90° e 270°). Em superfície (3 m), houveram momentos ao longo do dia 21, principalmente durante a tarde, em que o vento foi no sentido água-terra.

Uma das possíveis responsáveis por esta variação da direção do vento é a circulação de mesoescala denominada brisa lacustre, a qual é desenvolvida devido ao aquecimento diferencial entre a água e a terra. Durante o dia, a superfície recebe calor do sol e a terra se aquece mais rapidamente, desenvolvendo então uma zona de baixa pressão sobre a mesma e alta pressão sobre a represa. Logo, o vento sopra na direção água-terra em superfície (brisa lacustre). Já durante a noite ocorre o inverso e se dá origem à brisa terrestre.

Em adição, ao sul do local de instalação dos equipamentos de medição existe uma região montanhosa (Figura 12), que pode ter contribuído para esta variação diurna da direção do vento pelo efeito da brisa vale-montanha.

Durante a noite, o topo da montanha se arrefece mais rapidamente que o vale, tornando o ar mais denso e gerando uma corrente de ar frio da montanha para o vale em superfície, já durante o dia forma-se uma circulação no sentido inverso (brisa de vale), pois o ar próximo à superfície da montanha se aquece mais rapidamente e se torna menos denso.

Estas circulações locais de mesoescala podem ter sido responsáveis pelo predomínio do vento ao nível de 3 m no sentido terra-água durante a madrugada (brisa de montanha em adição à brisa terrestre) e a inversão do vento em superfície após as 11 h do dia 21. No período em que esta inversão é verificada, observa-se que o vento é mais intenso em superfície, enquanto o cisalhamento tende a zero e em alguns momentos é negativo. Em relação à direção, em oposição ao escoamento superficial, em níveis mais elevados o vento é no sentido terra-água (Figuras 27b e 27c).

Analisando-se um período maior de dados, pode-se verificar melhor esta predominância do vento de norte durante o dia e de sul em superfície ao longo do período noturno (Figura 41, Anexo A).

Em relação à intensidade do vento (Figura 27c), pronunciada variação diurna foi observada, com ventos intensos principalmente entre o final de noite do dia 20 de setembro e toda a madrugada do dia 21. O cisalhamento do vento associado ao período de maior variabilidade na direção do vento foi um pouco maior, se comparado ao período restante (entre 18:30 h e 22 h do dia 20).

No período em que o vento passa a soprar mais persistentemente da terra para a água, a temperatura do ar se encontra inferior em relação à temperatura superficial da água, devido ao resfriamento noturno, e a umidade relativa se apresenta elevada (Figura 27d), o que influencia no cálculo da temperatura potencial virtual e, conseqüentemente, no cálculo do número de Richardson a partir desta variável.

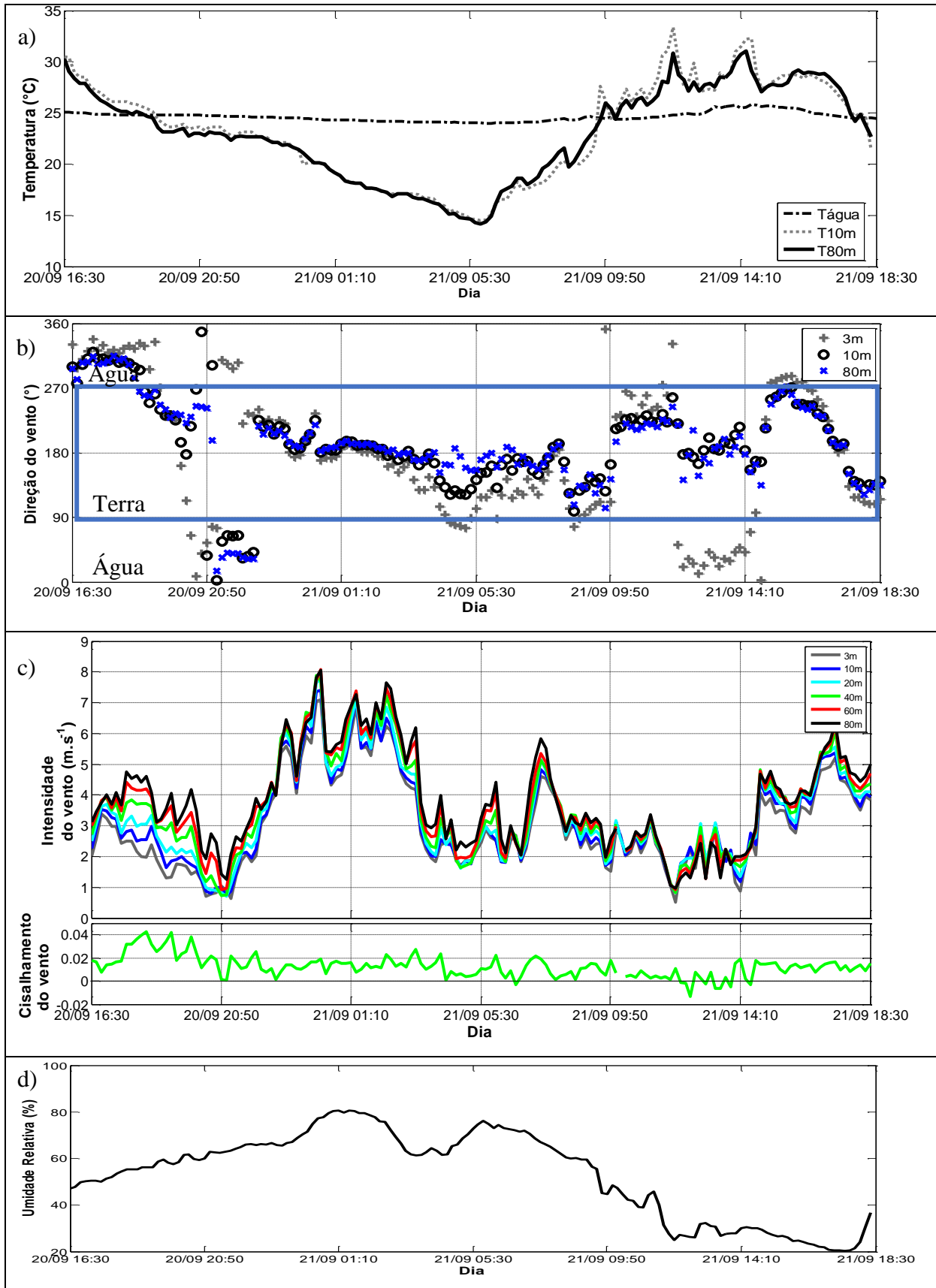


Figura 27 - Séries temporais da temperatura, direção, intensidade e cisalhamento do vento, além da umidade relativa do ar entre as 16:30 h do dia 20 de setembro e as 18:30 h do dia 21 de setembro de 2016.

A Figura 28a ilustra os valores de R_i e R_b ao longo das horas. Para melhor visualização, os dados foram limitados ao intervalo entre -10 e 10. Neste gráfico, é possível observar que, em geral, nos horários em que R_i para a camada entre 10 m e 80 m caracteriza a atmosfera como estável, R_b calculado entre a superfície da água e o nível de 10 m indica instabilidade.

Diante disso, com o propósito de se verificar o perfil vertical da atmosfera, nas Figura 28b e 28c foram plotados o perfil vertical das temperaturas potenciais virtuais e intensidade do vento nos horários sinalizados com ▲ na Figura 28a. As áreas em vermelho (azul) são referentes às camadas em que θ_v do nível é maior (menor) que no nível acima, caracterizando instabilidade (estabilidade). As barras à direita de cada gráfico apontam $\Delta\theta$ entre os níveis de 80 m e 10 m, em que a barra azul (vermelha) indica $\theta_{v10} < \theta_{v80}$ ($\theta_{v10} > \theta_{v80}$).

No início do experimento, às 16:30 h do dia 20 de setembro, verifica-se estabilidade atmosférica de acordo com R_i e R_b . Analisando a condição atmosférica apenas em relação à temperatura potencial virtual, é interessante observar que a atmosfera não apresenta determinada condição ao longo de toda sua extensão, no horário citado toda coluna vertical encontra-se estável, exceto entre os níveis de 10 m e 20 m, em que o nível mais baixo apresenta uma temperatura mais elevada (Figura 28b). Em relação à intensidade do vento, a mesma aumenta com a altura (Figura 28c).

Com o passar do tempo, R_i se torna mais próximo a zero, devido ao maior cisalhamento do vento (Figura 28c). Como observa-se na equação de R_i , o mesmo é inversamente proporcional à variação da intensidade do vento com a altura. Portanto, neste caso, quanto maior o cisalhamento, maior a estabilidade atmosférica.

Já às 20:50 h do mesmo dia, o fluxo se apresenta laminar segundo R_i , e turbulento de acordo com R_b . Na vertical, em relação ao gradiente de temperatura potencial virtual, a atmosfera encontra-se estável na camada entre 10 m e 80 m (barra lateral azul, Figura 28b), entretanto há instabilidade entre 50 m e 80 m (área em vermelho).

Ao longo da madrugada há uma queda na temperatura do ar (Figura 28d), porém o perfil geral de θ_v na vertical se assemelha entre as observações de 20:50 h, 01:10 h e 05:30 h.

Entre a superfície da água e 10 m esta semelhança durante os três horários também é verificada, no entanto há um pico negativo de R_b às 20:50 h do dia 20 e às 05:30 h do dia 21. Isto se deve à baixa intensidade do vento no nível de 10 m ($0,72 \text{ m.s}^{-1}$ e $2,75 \text{ m.s}^{-1}$, respectivamente), enquanto o vento medido 01:10 h tem velocidade superior ($6,77 \text{ m.s}^{-1}$), portanto R_b é menor, pois este é inversamente proporcional ao quadrado de U .

Ao amanhecer, o ar começa a ser aquecido pela radiação solar (Figura 28d). As 09:50 h, assim como nos horários anteriores, é observada estabilidade na camada entre 10 m e 80 m, entretanto, o aquecimento da camada de 10 m faz com que sua temperatura se torne superior a da água, favorecendo a estabilidade (Figuras 28a, 28b e 28d).

A partir de então, com o aquecimento da atmosfera em 10 m, θ_v nesta camada se torna maior em relação ao nível de 80 m e Ri começa a apresentar valores negativos em alguns momentos, caracterizando instabilidade.

Esta instabilidade é observada pela variação de θ_v com a altura em 28b, no gráfico referente às 14:10 h. Entretanto verifica-se também que, em oposição, entre as camadas 10-20 m e 50-80 m há estabilidade atmosférica.

Frequentemente, a diferença da temperatura do ar e da água é utilizada como como um indicador de estabilidade (DERECKI, 1981; ROUSE et. al, 2003), porém esta diferença tende a superestimar a ocorrência de condições estáveis (VERBURG; ANTENUCCI, 2010). Portanto, uma melhor caracterização é obtida pela utilização de θ_v .

As fontes de convecção na CLP incluem o fluxo de calor sensível da superfície (fluxo positivo), quando aquecida pelas radiações solares, e o resfriamento radiativo no topo da CLP, que pode gerar um fluxo de calor para o interior da camada (fluxo negativo). Condições de instabilidade estão associadas à fluxo de calor positivo, enquanto a estabilidade ocorre quando o mesmo é negativo.

Estes fluxos de calor sensível e latente são ilustrados na Figura 28e. Valores positivos (negativos) indicam perda de calor do reservatório para atmosfera (fluxo da atmosfera para o reservatório). Em conjunto com a Figura 28^a, é possível verificar esta relação entre o fluxo de calor e as condições atmosféricas.

O fluxo de calor latente (E), que representa a perda de água da superfície sob forma de vapor, é predominantemente positivo (entre 0 e 580 W.m⁻²), enquanto o fluxo de calor sensível (H) varia entre -30 e 100. Nos momentos em que há perda de calor sensível para a atmosfera ($H < 0$ no início das medições e após às 9 h do dia 21), R_b indica que a atmosfera encontra-se estável (água mais aquecida em relação à atmosfera), enquanto que no período compreendido entre o anoitecer do dia 20 e o início da manhã do dia 21, o fluxo é positivo e, conseqüentemente, R_b é negativo (instabilidade).

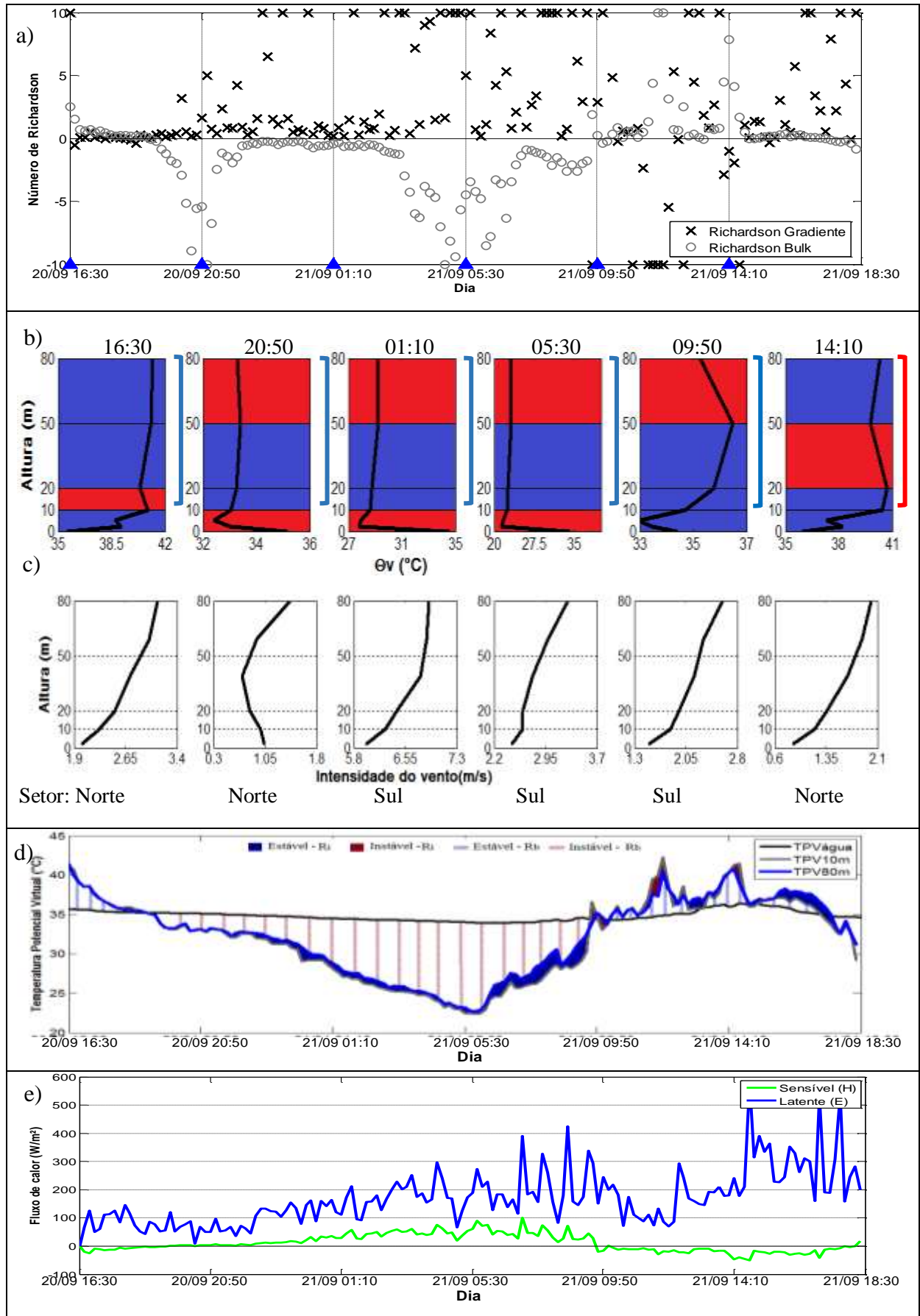


Figura 28 – (a) Séries temporais de Ri e Rb. (b) Perfis verticais da temperatura potencial virtual e (c) intensidade do vento nos horários: 16:30 h, 20:50 h, 01:10 h, 05:30 h, 09:50 h e 14:10 h. (d) Séries

temporais de temperatura potencial virtual no nível da superfície da água, 10 m e 80 m, em que as áreas em vermelho (azul) correspondem à períodos em que a atmosfera encontra-se instável de acordo com Ri, com $T_{10m} > T_{80m}$ ($T_{10m} < T_{80m}$) e barras em vermelho (azul) correspondem à períodos em que a atmosfera encontra-se instável de acordo com Rb, com $T_{\text{água}} > T_{10m}$ ($T_{\text{água}} < T_{10m}$). (e) Fluxo de calor sensível (H) e latente (E). As séries temporais correspondem ao período entre as 16:30 h do dia 20 de setembro e as 18:30 h do dia 21 de setembro de 2016.

A Figura 29 mostra o percentual de condições atmosféricas estáveis, instáveis e neutras, a partir dos dados medidos sobre a superfície da água no Reservatório de Furnas. De acordo com o número de Richardson Gradiente, assim como as análises em relação aos dados da torre anemométrica, há predomínio de condições estáveis (81%), seguido de instáveis (17%) e neutras (2%). Como mostra a Figura 28d, durante um longo período de tempo, a temperatura em 80 m permaneceu superior à temperatura em 10 m, favorecendo o escoamento laminar. Entretanto, é importante se observar que, caso fosse aplicada a temperatura da superfície da água ao invés da temperatura em 10 m na equação de Ri, o escoamento turbulento prevaleceria sobre o laminar.

Já quando considerada esta temperatura superficial da água, como nas equações de Rb e L pelo método sônico, o escoamento foi predominantemente turbulento, pois, em virtude da sua maior capacidade térmica, a temperatura da água se manteve mais aquecida em relação ao nível de 10 m ao longo de todo período noturno e grande parte da manhã, quando o ar adjacente é aquecido pelo sol.

Em regiões de clima temperado, estudos realizados nos Grandes Lagos da América do Norte (localizados entre o Canadá e os Estados Unidos), apontam que durante a primavera e o verão, a atmosfera apresenta-se mais estável, enquanto no outono e inverno, a mesma se encontra mais instável (Derecki, 1981).

Ainda em latitudes mais elevadas, resultado semelhante em relação às estações do ano foi observado por Kettle (2014) em uma plataforma de coleta de dados sobre o oceano, no Hemisfério Norte. Algo a se considerar é que a estação chuvosa varia de acordo com cada região, influenciando assim as condições atmosféricas sazonalmente.

Kamal (2009) observou apenas pelo gradiente de temperatura ar-água, que na região dos mares adjacentes à Ásia Oriental, as condições instáveis e estáveis representam, respectivamente, 61% e 38% dos dados observados.

Já em regiões lacustres, segundo Rouse et al. (2003) as condições de atmosfera instável podem persistir por longos períodos.

A coleta de dados referente a presente análise foi realizada entre o final do inverno e início da primavera (21 e 22 de setembro). Em confirmação aos resultados obtidos

pelos métodos Rb e Sônico, Verburg e Antenucci (2010) verificaram em estudo realizado no Lago Tanganyika (localizado na região leste da África), que a atmosfera em reservatórios tropicais é predominantemente instável (neste caso, 99%) durante todo o ano, em virtude da maior temperatura superficial da água em relação ao ar.

De acordo com estes autores, a temperatura do ar em lagos localizados em altas latitudes é muito maior do que a temperatura superficial da água durante a primavera e o oposto ocorre no outono. Em contraste, em reservatórios tropicais não há pronunciada variação da temperatura do ar em relação à água.

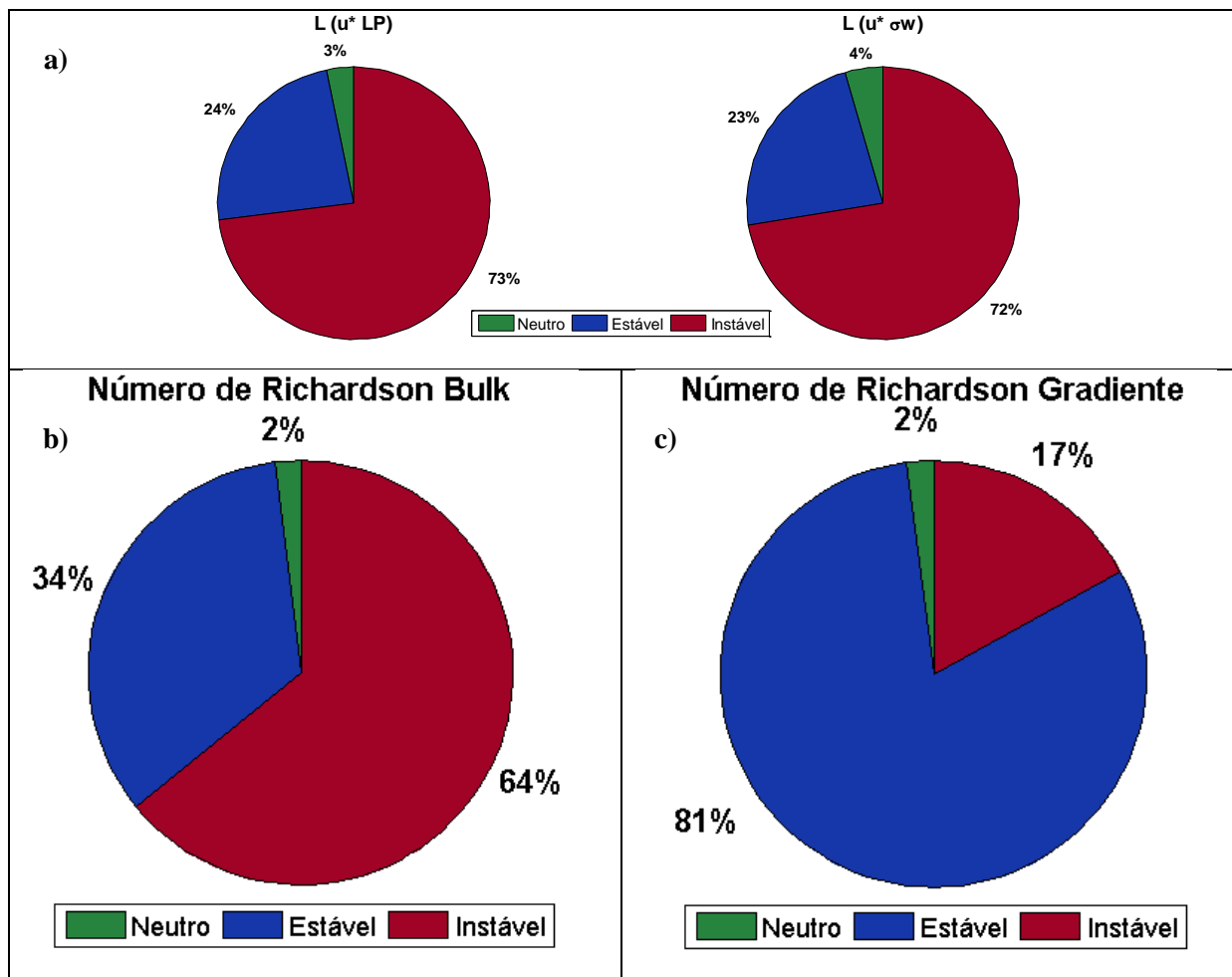


Figura 29 – Porcentagem de atmosfera neutra, estável e instável, entre as 18:30 h do dia 20 de setembro de 2017 e o mesmo horário do dia 21 de setembro de 2017, no Reservatório de Furnas, de acordo com: (a) Comprimento de Monin-Obukhov calculado pelo método sônico, (b) Número de Richardson Bulk e (c) Número de Richardson Gradiente. L classificado de acordo com Gryning et al. (2007) (Tabela 1, coluna central) e Rb e Ri de acordo com Clifton et al. (2013) (Tabela 2), quanto à estabilidade, instabilidade e neutralidade.

A Figura 30 ilustra a distribuição de frequência das condições atmosféricas associada à direção dos ventos em 3 m (10 m) a partir do método sônico e Rb (Ri).

Em relação às condições de estabilidade atmosféricas, observa-se que tanto na rosa construída a partir de L sônico, quanto de R_b , o vento proveniente do setor norte (entre 270° e 90° , lacustre) é mais laminar, enquanto há maior turbulência no escoamento de sul (entre 90° e 270° , vento continental).

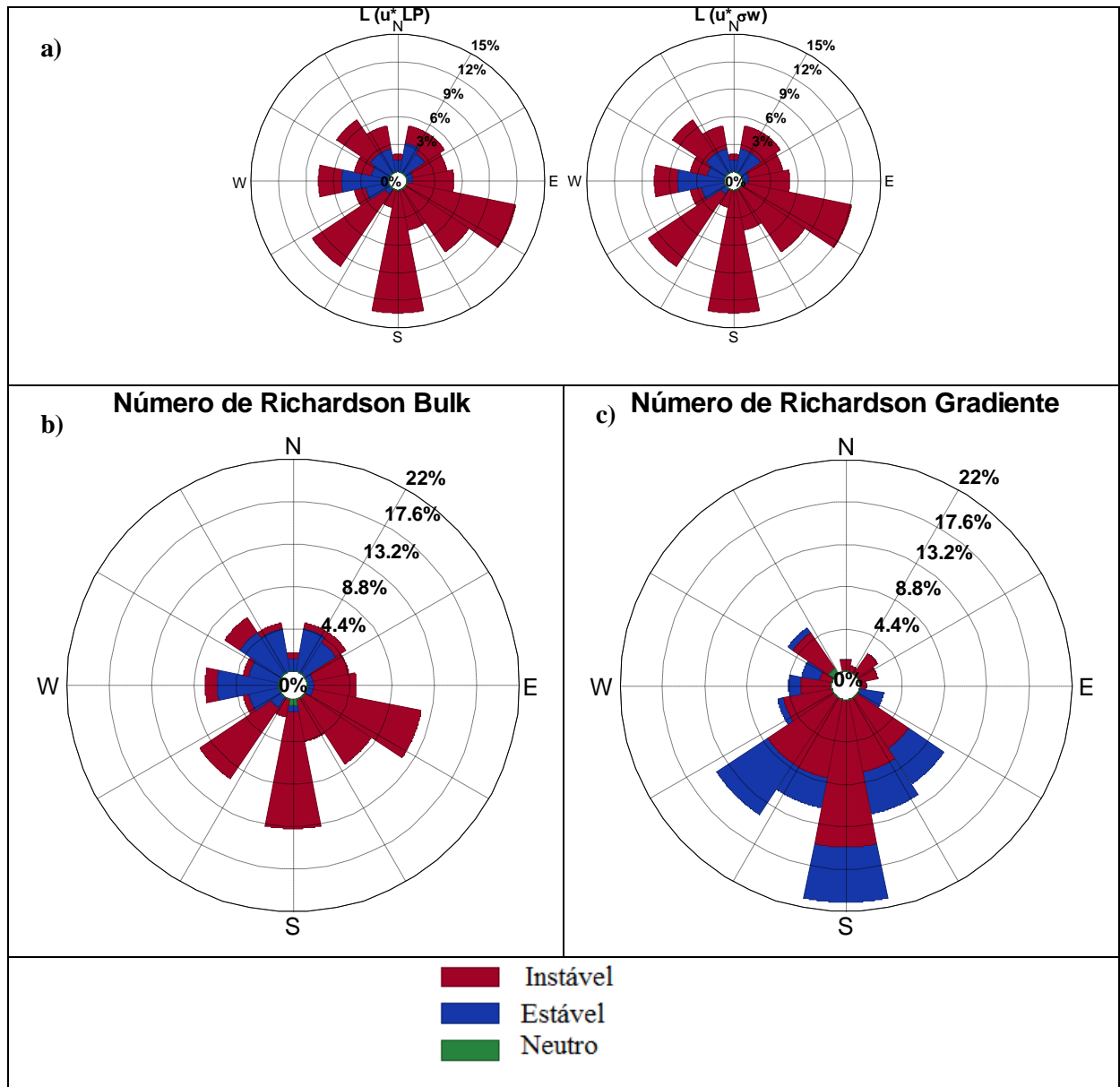


Figura 30 – Distribuição das condições de estabilidade atmosféricas em relação à direção dos ventos no Reservatório de Furnas, de acordo com os métodos: (a) Sônico (direção em 3 m), (b) a partir de R_b (direção em 3 m) e (c) a partir de R_i (direção em 10 m). O período de dados se inicia às 16:30 h do dia 20 de setembro e finaliza às 18:30 h do dia 21 de setembro de 2017. L classificado de acordo com Gryning et al. (2007) (Tabela 1, coluna central) e R_b e R_i de acordo com Clifton et al. (2013) (Tabela 2), quanto à estabilidade, instabilidade e neutralidade.

As velocidades do vento medidas no nível de 10 m foram extrapoladas para 80 m de altura por meio da teoria de Monin-Obukhov, com diferentes métodos para obtenção de L .

As equações de estimativa do vento 1 e 3 são função da velocidade de fricção e , em virtude da existência de muitas incertezas no cálculo desta variável, realizou-se uma investigação de quais métodos de obtenção de u_* ajustam melhor o modelo para a região de estudo (metodologia descritas na Seção 3.2.2).

A Figura 31 mostra as séries temporais da velocidade de fricção (u_*) obtida por cinco métodos distintos de cálculo: Large e Pond (1981), Weber (1999) a partir de medidas obtidas em alta frequência por anemômetro sônico 3D, Weber (1999) pelo desvio vertical do vento (σ_w), Weber (1999) pelo desvio horizontal (σ_h), Pons (2007) e Bagherimiyab e Lemnin (2013). A extrapolação do vento em 80 m a partir de 10 m foi feita por todos os métodos, no entanto os melhores resultados de estimativa do vento por meio das equações 1 e 3 foram observados aplicando-se u_* a partir da média do desvio vertical do vento (a partir daqui $u_{*\sigma_w}$) e pelo método descrito por Large e Pond (1981) (u_{*LP}) e serão mostradas adiante.

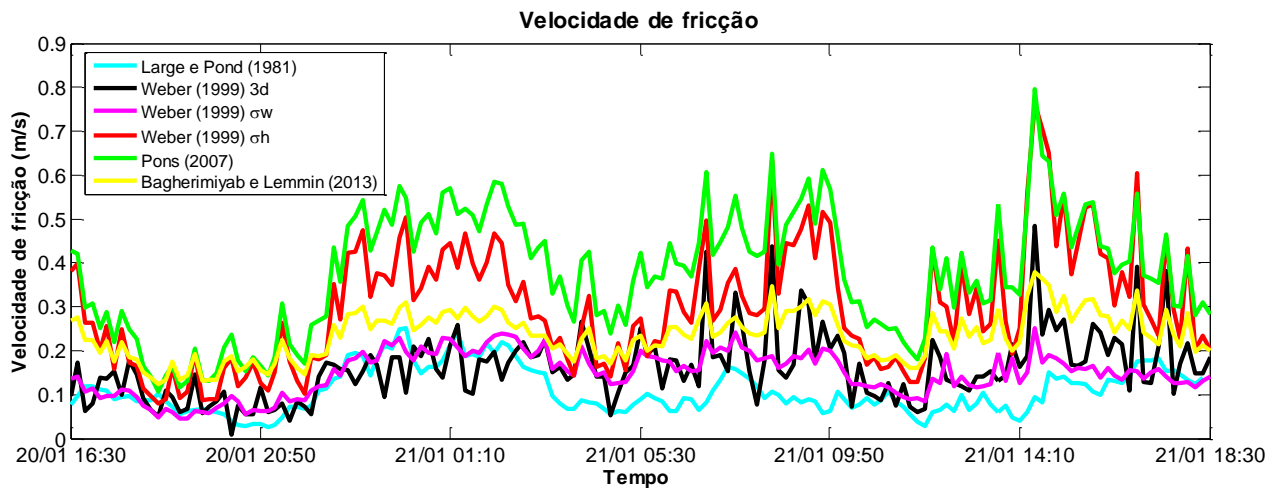


Figura 31 – Comparação entre as séries temporais da velocidade de fricção (u_*), entre as 16:30 h do dia 20 de setembro e as 18:30 h do dia 21 de setembro de 2016, calculadas pelos métodos descritos por: Large e Pond (1981), Weber (1999) pelas componentes do vento (u, v, w), Weber (1999) pelo desvio vertical do vento, Weber (1999) pelo desvio horizontal, Pons (2007) e Bagherimiyab e Lemnin (2013).

A Figura 32 mostra u_* como função da estabilidade ($1/L$), determinada pelos métodos descritos no presente estudo. Verifica-se uma diminuição significativa de u_* com o aumento de $|1/L|$ (menor $|L|$, maior estabilidade/instabilidade). No limite menos estável/instável ($|L|$ maior), u_* é aproximadamente cinco vezes maior em relação ao valor obtido no limite mais estável ($|L|$ menor). Relação semelhante foi verificada por Argáin, Miranda e Teixeira (2009).

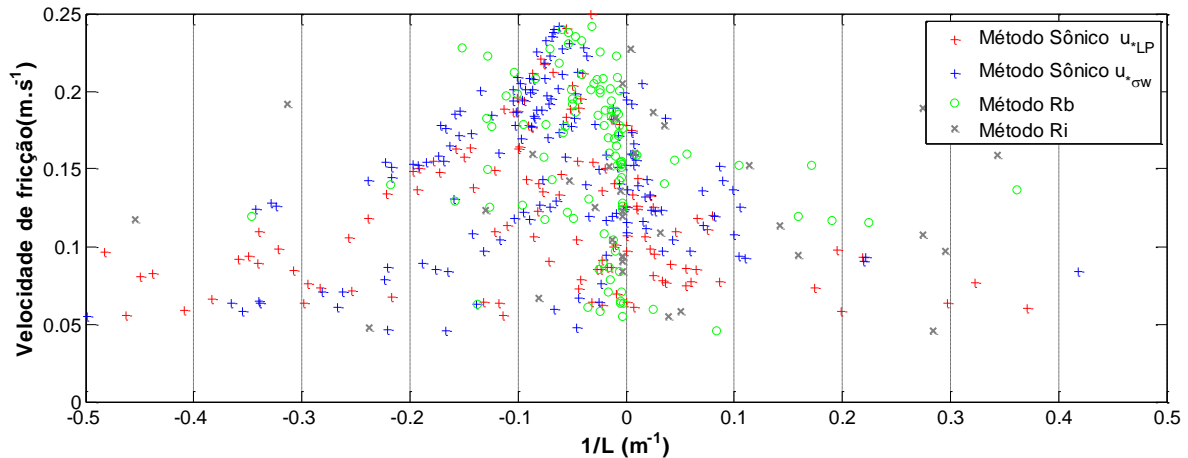


Figura 32 – Velocidade de fricção (u_*) em função de $1/L$. (+) vermelho: L calculado a partir do método sônico com u_* por Large e Pond (1981); (+) azul: L calculado a partir do método sônico com u_* pelo desvio vertical, descrito por Weber (1999); (o) verde: L calculado a partir do método Rb; (x) cinza: L calculado a partir do método Ri.

A Figura 33 ilustra as séries temporais da intensidade do vento observada (linha preta) e modeladas. A primeira figura mostra as velocidades estimadas pelo método sônico, aplicando-se u_* descrito por Weber (1999) (pelo desvio horizontal do vento) tanto na equação de L (Eq. 8), quanto para extrapolação do vento pelas equações 1 e 3. A Figura 33b é a estimativa pelo mesmo método, entretanto, u_* foi obtido pela metodologia descrita por Large e Pond (1981).

O vento estimado pelo método Richardson Bulk é apresentado na Figura 33c, enquanto os resultados obtidos pelo método Richardson Gradiente estão dispostos na Figura 33d. Em ambos foram plotadas as extrapolações calculadas com as duas velocidades de fricção. As linhas contínuas (tracejadas) mostram o vento estimado pelas Equações 3 e 4 (Equações 1 e 2), ou seja, com (sem) adição do parâmetro de correção Ψ . As linhas verdes são referentes às estimativas por meio das equações independentes de u_* (Equações 2 e 4), enquanto as linhas vermelhas e azuis são relativas ao vento modelado pelas equações dependentes de u_* (Equações 1 e 3), com u_* calculado por σ_w e pelo método descrito por Large e Pond (1981), respectivamente. Os pontos ao longo do eixo x são referentes à condição atmosférica instantânea.

Em geral, as equações independentes de u_* (2 e 4, representadas pelas linhas de cor verde) estimam com maior acurácia a intensidade do vento em 80 m por todos os métodos, principalmente em condições de instabilidade. Além disso, quando o parâmetro de correção Ψ é adicionado às equações (Eq. 3 e 4), há uma superestimativa do vento em condições de estabilidade.

Pelo método sônico, com $u_{*\sigma_w}$ e a atmosfera está instável (Figura 33a), há momentos em que a velocidade modelada é mais próxima à observada quando Ψ é adicionado à equação (entre as 04:30 h e as 09h do dia 21), mas em outros há uma subestimativa do vento maior do que se aplicando a equação sem correção (Equação 1).

Já quando se aplica u_{*LP} no método sônico (Figura 33b), há uma subestimativa ainda maior do vento ao longo de quase todo o período de instabilidade quando o parâmetro de correção Ψ é adicionado à equação.

Em relação ao método Richardson Bulk (Figura 33c), o melhor ajuste é observado pelas equações independentes de u_* quando a atmosfera se encontra instável.

Tanto em R_b , quanto em R_i , sob condições de estabilidade, o cálculo do comprimento de Monin-Obukhov (L) é feito apenas no intervalo entre 0,01 e 0,2, pois os modelos não se aplicam para valores superiores a 0,2 (Equação 14). Esta limitação faz com que, principalmente no caso de R_i , haja um grande intervalo de tempo em que o modelo não possibilita o cálculo do parâmetro de correção Ψ , que é função de L . De acordo com R_i , a atmosfera apresentou fluxo laminar em 81% dos casos (Figura 29), fazendo com que, em grande parte do tempo, as equações não pudessem ser ajustadas por Ψ .

Em relação às estimativas pelas equações 1 e 2 (sem Ψ) no método Richardson Gradiente (Figura 33d), a pior estimativa foi feita pelo modelo que utiliza $u_{*\sigma_w}$, enquanto o modelo com maior acurácia foi pela equação independente de u_* (Equação 2).

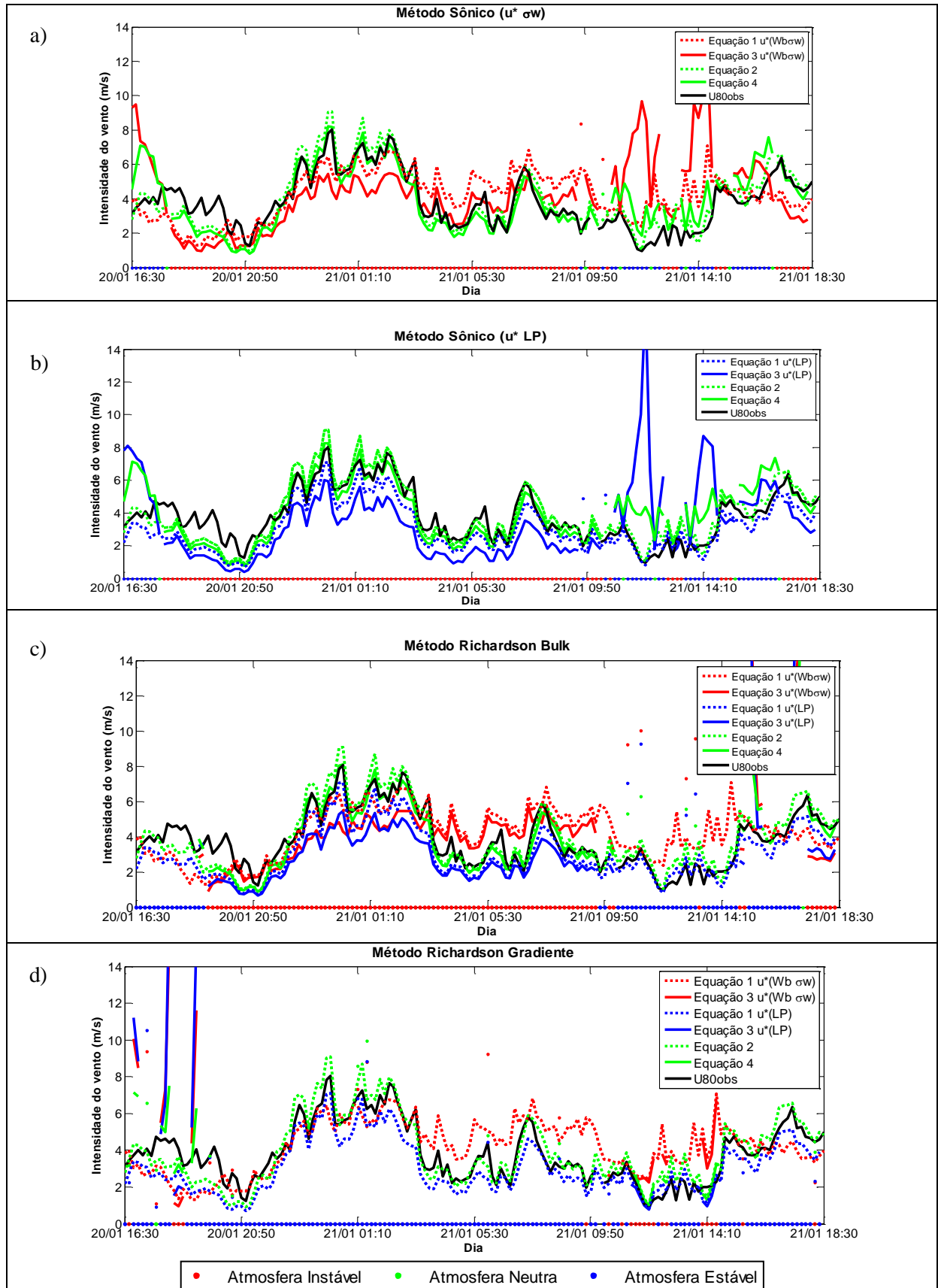


Figura 33 - Séries temporais da intensidade do vento observada (linha preta) e estimadas pelo (a) método sônico (em que L foi calculado com u_* descrito por Weber (1999), pelo desvio vertical do vento), (b) método sônico (em que L foi calculado com u_* obtido pela metodologia descrita por Large e Pond (1981)), (c) método Richardson Bulk e (d) método Richardson Gradiente. As linhas contínuas

(tracejadas) mostram o vento estimado pelas Equações 3 e 4 (Equações 1 e 2), ou seja, com (sem) adição do parâmetro de correção Ψ . As linhas verdes são referentes às estimativas por meio das equações independentes de u_* (Equações 2 e 4), enquanto as linhas vermelhas e azuis são relativas ao vento modelado pelas equações dependentes de u_* (Equações 1 e 3), com u_* calculado pelo desvio vertical do vento e pelo método descrito por Large e Pond (1981), respectivamente. O período de modelagem se inicia às 16:30 h do dia 20 de setembro e finaliza às 18:30 h do dia 21 de setembro de 2017. Os pontos ao longo do eixo x são referentes à condição atmosférica instantânea obtida pelo respectivo método de cálculo: L classificado de acordo com Gryning et al. (2007) (Tabela 1, coluna central) e Rb e Ri de acordo com Clifton et al. (2013) (Tabela 2), em que os pontos vermelhos caracterizam instabilidade, azuis estabilidade e verde neutralidade.

A Figura 34 mostra a razão entre as velocidades do vento modeladas e observadas em 80 m em relação ao parâmetro de estabilidade $10m/L$. A coluna a esquerda é relativa à estimativa do vento pelas equações com parâmetro de correção (Ψ) e a coluna a direita, sem Ψ .

Como verificado anteriormente, a extrapolação do vento está sendo melhor realizada por meio das equações independentes de u_* e em condições de instabilidade há um melhor ajuste dos modelos.

Pela Figura 34a, verifica-se que ao se estimar o vento pelo método sônico (com $u_{*\sigma_w}$), quando adicionado o parâmetro de correção (gráfico à esquerda), o vento é mais superestimado. O mesmo se verifica quando u_{*LP} aplicado (Figura 34b). Em ambos os casos, as Equações 2 e 4 aproximam mais o vento modelado do vento real (cor verde).

Pelo método Richardson Bulk, a intensidade do vento é subestimada com u_{*LPe} e superestimada com $u_{*\sigma_w}$. Quando Ψ é adicionado, a razão entre as velocidades modelada e observada empregando $u_{*\sigma_w}$ se aproxima de 1, enquanto as demais passam a subestimar ainda mais o vento.

Já em relação ao método Richardson Gradiente, existem poucos dados sob condições de instabilidade, portanto são visualizados poucos pontos (Figura 34d).

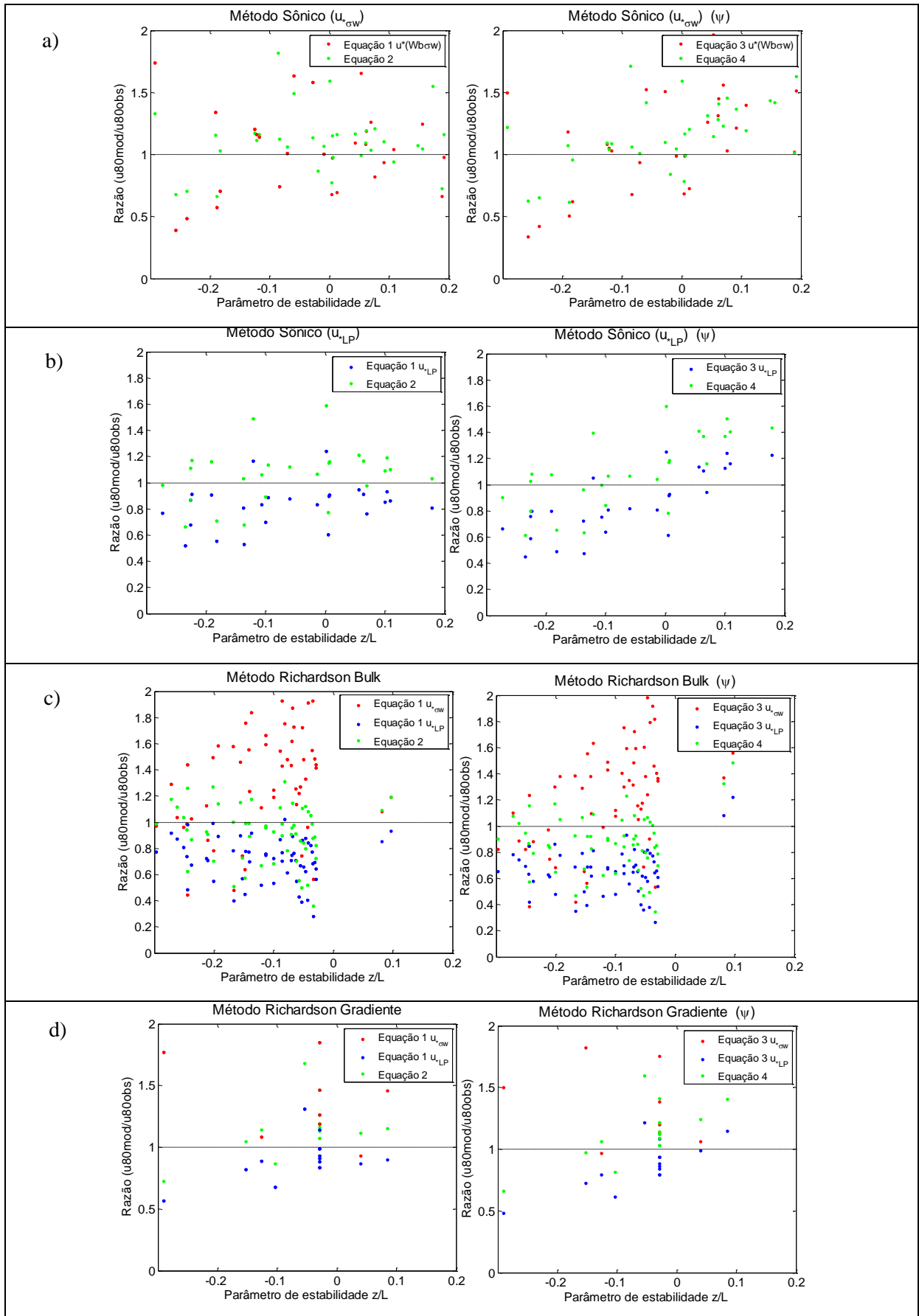


Figura 34 – Razão entre as velocidades do vento modelado e observado em 80 m em relação ao parâmetro de estabilidade 10m/L. L derivado com o método: (a) Sônico com $u_* = 0,63u_{*sw}$, (b) Sônico

com u_* calculado como descrito por Large e Pond (1981), (c) Bulk e (d) Gradiente. A primeira coluna é relativa à estimativa do vento pelas equações com parâmetro de correção (Ψ) e a coluna a direita sem Ψ .

Em virtude da baixa concordância dos resultados do cálculo de Ri à classificação das condições de estabilidade atmosféricas obtidas em estudos preliminares realizados em regiões lacustres e aos resultados obtidos por L calculado pelo método sônico, foram confeccionadas rosas dos ventos associadas às condições de instabilidade e estabilidade atmosférica obtidas apenas por meio de Rb (Figura 35).

Como já observado na Figura 30, sob condições de atmosfera instável o escoamento é em sua maioria provindo da região continental (terra-água), enquanto o escoamento é laminar quando os ventos são oriundos do setor norte (água-terra).

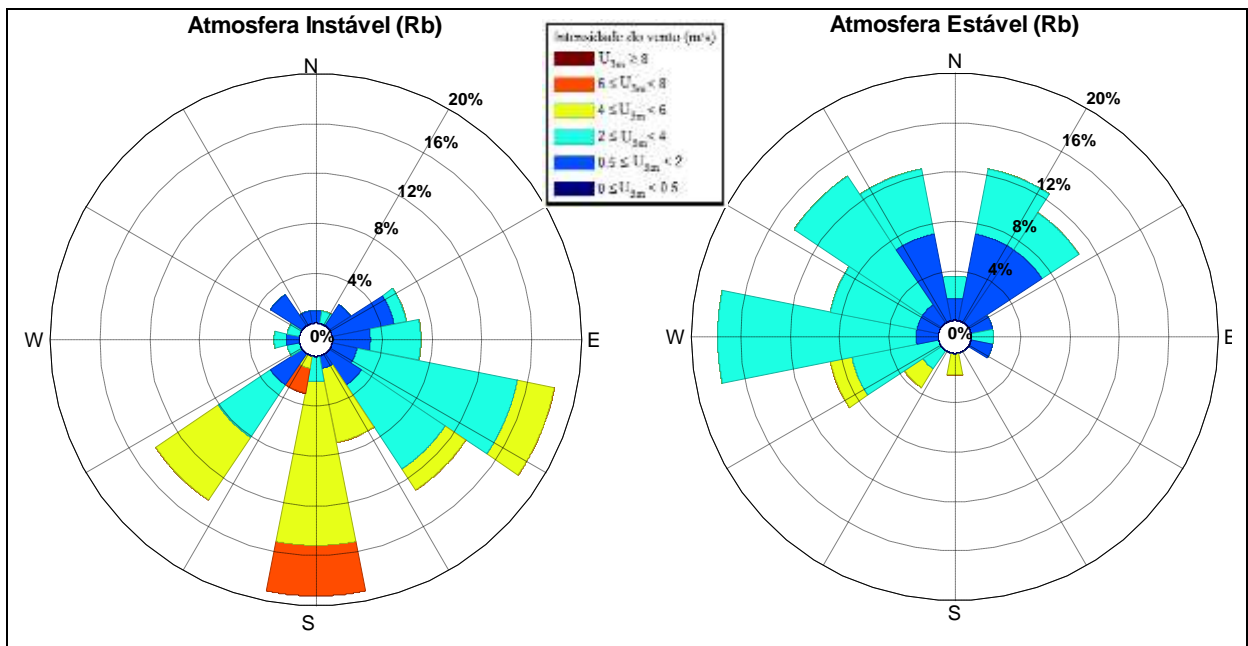


Figura 35 – Rosa dos ventos do nível de 3 m associada às condições de instabilidade (esquerda) e estabilidade atmosférica (direita), de acordo com a classificação de Rb. O período de dados da direção e intensidade do vento se inicia às 16:30 h do dia 20 de setembro e finaliza às 18:30 h do dia 21 de setembro de 2017.

Diante disso, as direções do vento foram divididas em setores a partir dos quais o vento provém. Ventos entre 270 e 90 graus são aqueles do setor água (que sopram da água para a terra), enquanto entre 90 e 270 graus são do setor terra (que sopram da superfície coberta predominantemente por terra em direção à água).

Até aqui a rugosidade (z_0) foi considerada igual a $2 \cdot 10^{-4}$ m considerando o total de dados. No entanto, com a divisão em setores, os valores de z_0 foram $2 \cdot 10^{-4}$ m para ventos soprando no sentido água→terra e $1 \cdot 10^{-2}$ m para os terra→água.

Com o objetivo de avaliar o grau de ajuste entre os valores observados e estimados, os critérios estatísticos utilizados na validação do modelo de estimativa do perfil vertical do vento estão dispostos nas Tabelas 6 a 9. Nelas constam o Coeficiente de Eficiência de Nash Sutcliffe (COE), a Raiz Quadrada do Erro Médio (RMSE) e o Coeficiente de Correlação de Pearson (r).

Como já verificado nas figuras anteriores, a equação que melhor ajusta os valores estimados aos observados é a Equação 2, a qual é independente de u_* e sem a adição do parâmetro de correção (Ψ), desprezando-se os efeitos da estabilidade (Tabela 6).

A teoria de Monin-Obukhov, embora desenvolvida a partir de medidas sobre a terra, foi considerada geralmente aplicável ao longo do mar aberto (EDISON; FAIRALL, 1998). Entretanto, ainda existem incertezas a respeito do emprego da mesma em locais onde o fluxo é influenciado pela proximidade da terra. Neste caso, verifica-se uma grande interferência do relevo e da rugosidade do terreno adjacente (10^{-2} m), 50 vezes maior que a rugosidade da superfície da água ($2 \cdot 10^{-4}$ m).

Esta complexidade do terreno e a mudança abrupta de rugosidade por conta da mudança água terra são alguns dos fatores responsáveis pela quebra no perfil do vento, ou seja, o percentual de amostras de vento que apresentam perfil logarítmico na região do reservatório de Furnas é inferior em relação ao observado na região onde se localiza a torre do NWTC. Souza (2017) verificou esta condição em 23% dos casos analisados na região do Colorado, enquanto apenas 9,56% foi observado em Furnas. Esta maior quantidade de perfis logarítmicos do vento é responsável pelo maior ajuste das equações relativas à Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov a partir dos dados empregados na etapa de validação do número de Richardson Gradiente, provenientes da região do Colorado.

Os resultados obtidos a partir do Método Sônico mostram que, aplicando a função da estabilidade universal sob regime de instabilidade (Equação 5), há uma melhora do modelo utilizando u_{*sw} : o coeficiente de correlação passa de 0.51 para 0.60, RMSE de 1.84 para 1.38 e COE de -0.35 para 0.26 (Tabelas 6 e 7). O mesmo não se verifica quando se emprega u_{*LP} (Tabelas 6 e 8). Em relação às equações independentes de u_* , observa-se uma piora no ajuste quando o parâmetro de correção é adicionado.

Em relação ao método do Número de Richardson Bulk, verifica-se uma melhora das estatísticas quando o parâmetro de correção é adicionado em condições de instabilidade (Tabelas 6 e 9), enquanto o modelo Ri não apresenta um bom ajuste.

Considerando-se os efeitos da estabilidade e sem a aplicação de u_* (Equação 4), observa-se um melhor ajuste dos modelos sônico e Rb em casos de vento terra-água e atmosfera instável.

Tabela 6 –RMSE, COE e r calculados entre a velocidade observada em 80m e a velocidade estimada pelas equações 3 e 4, desprezando-se os efeitos da estabilidade.

Condição atmosférica	Total			Água-Terra			Terra-Água		
	RMSE	COE	r	RMSE	COE	r	RMSE	COE	r
Eq. 1 $u_* = 0.68\sigma_w$	1,84	-0,35	0,51	2,00	-2,56	-0,08	1,48	0,13	0,51
Eq. 1 $u_* = LP$	0,72	0,79	0,92	0,86	0,34	0,71	1,55	0,05	0,92
Eq. 2	0,70	0,80	0,92	0,80	0,43	0,71	0,87	0,7	0,92

Tabela 7 –RMSE, COE e r calculados entre a velocidade observada em 80m e a velocidade estimada pelo método sônico (com L calculado a partir de u_* descrito por Weber (1999) pelo desvio vertical do vento) para o mesmo nível, com adição do parâmetro de estabilidade Ψ_m (Equações 3 e 4). Na equação 4 u_* foi aplicado apenas no cálculo de L.

Método Sônico com $u_* = 0,68\sigma_w$										
Condição atmosférica		Total			Água-Terra			Terra-Água		
		RMSE	COE	R	RMSE	COE	R	RMSE	COE	r
Instável	Eq. 3	1,38	0,26	0,60	1,47	-1,37	0,13	1,97	-0,53	0,61
Estável		4,95	-15,74	-0,45	5,24	-19,49	-0,42	3,73	-8,51	-0,47
Instável	Eq. 4	0,79	0,76	0,93	1,01	-0,11	0,67	0,75	0,78	0,93
Estável		1,57	-0,68	0,80	1,53	-0,73	0,74	2,24	-2,43	0,78

Tabela 8 –RMSE, COE e r calculados entre a velocidade observada em 80m e a velocidade estimada pelo método sônico (com L calculado a partir de u_* descrito por Large e Pond (1981)) para o mesmo nível, com adição do parâmetro de estabilidade Ψ_m (Equações 3 e 4). Na equação 4 u_* foi aplicado apenas no cálculo de L.

Método Sônico com u_* [Large e Pond (1981)]										
Condição atmosférica		Total			Água-Terra			Terra-Água		
		RMSE	COE	r	RMSE	COE	r	RMSE	COE	r
Instável	Eq. 3	1,30	0,34	0,92	1,31	-0,86	0,70	2,37	-1,21	0,91
Estável		4,34	-11,90	-0,22	4,83	-16,42	-0,24	3,97	-9,79	-0,34
Instável	Eq. 4	0,80	0,75	0,93	1,00	-0,10	0,68	0,76	0,77	0,93
Estável		1,90	-1,47	0,74	1,91	-1,72	0,65	2,59	-3,59	0,72

Tabela 9 –RMSE, COE e r calculados entre a velocidade observada em 80m e a velocidade estimada pelo método Richardson Bulk para o mesmo nível, com adição do parâmetro de estabilidade Ψ_m (Equações 3 e 4).

Método Richardson Bulk (Rb)										
Condição atmosférica		Total			Água-Terra			Terra-Água		
		RMSE	COE	r	RMSE	COE	r	RMSE	COE	r

Condição atmosférica		RMSE	COE	R	RMSE	COE	r	RMSE	COE	r
Instável	$u_* = 0.68\sigma_w$ Eq. 3	1,54	0,12	0,51	1,44	-3,19	0,09	2,01	-0,51	0,43
Estável		20,77	-412,60	0,56	8,91	-125,97	0,51	20,04	-384,06	0,56
Instável	$u_* = LP$ Eq. 3	1,14	0,51	0,94	1,08	-1,34	0,55	2,33	-1,03	0,93
Estável		24,02	-552,33	0,59	6,65	-69,78	0,59	23,33	-520,97	0,58
Instável	Eq. 4	0,70	0,81	0,94	0,88	-0,56	0,64	0,65	0,84	0,94
Estável		5,72	-30,41	0,73	2,53	-9,21	0,66	6,63	-41,11	0,74

Tabela 10 –RMSE, COE e r calculados entre a velocidade observada em 80m e a velocidade estimada pelo método Richardson Gradiente para o mesmo nível, com adição do parâmetro de estabilidade Ψ_m (Equações 3 e 4).

Método Richardson Gradiente (Ri)										
		Total			Água-Terra			Terra-Água		
Condição atmosférica		RMSE	COE	r	RMSE	COE	r	RMSE	COE	r
Instável	$u_* = 0.68\sigma_w$ Eq. 3	2,46	-3,55	-0,34	2,47	-2,92	-0,51	1,96	-1,91	-0,48
Estável		6,71	-45,45	0,22	6,66	-149,59	0,41	5,76	-33,22	0,14
Instável	$u_* = LP$ Eq. 3	1,15	0,00	0,51	1,27	-0,04	0,51	1,73	-1,26	0,26
Estável		6,40	-41,28	0,22	6,98	-164,52	0,49	5,66	-32,11	0,14
Instável	Eq. 4	0,74	0,59	0,78	0,82	0,56	0,79	0,72	0,61	0,78
Estável		2,21	-4,06	0,71	2,17	-15,02	0,62	2,99	-8,24	0,73

Por fim, os diagramas de Taylor apresentados na Figura 36 resumiram algumas estatísticas bastante relevantes às avaliações das simulações de intensidade do vento em 80 m apresentadas anteriormente.

Em virtude do melhor desempenho dos modelos, apenas os resultados correspondentes à condição de instabilidade estão dispostos nos diagramas. São distintos os desvios padrões da amostra de dados observados (Obs) correspondente à cada método de estimativa do vento. Portanto foram confeccionados gráficos correspondentes aos resultados de cada método, separadamente.

Em geral, como observado anteriormente, as extrapolações mais próximas às observações são às obtidas pelas equações independente de u_* (Equações 3 e 4, pontos 3 em 36b, 36c e 36d). Esta melhora é perceptível pelos menores valores de RMSE das estimativas e coeficientes de correlação mais próximos a 1. Os resultados variam de modelo a modelo, mas as correlações positivas predominam, apenas o modelo Ri apresenta correlação negativa. Aplicando-se as equações 1 e 3, verifica-se que os modelos em que $u_{*\sigma_w}$ é empregado são deficientes e contêm os piores resultados.

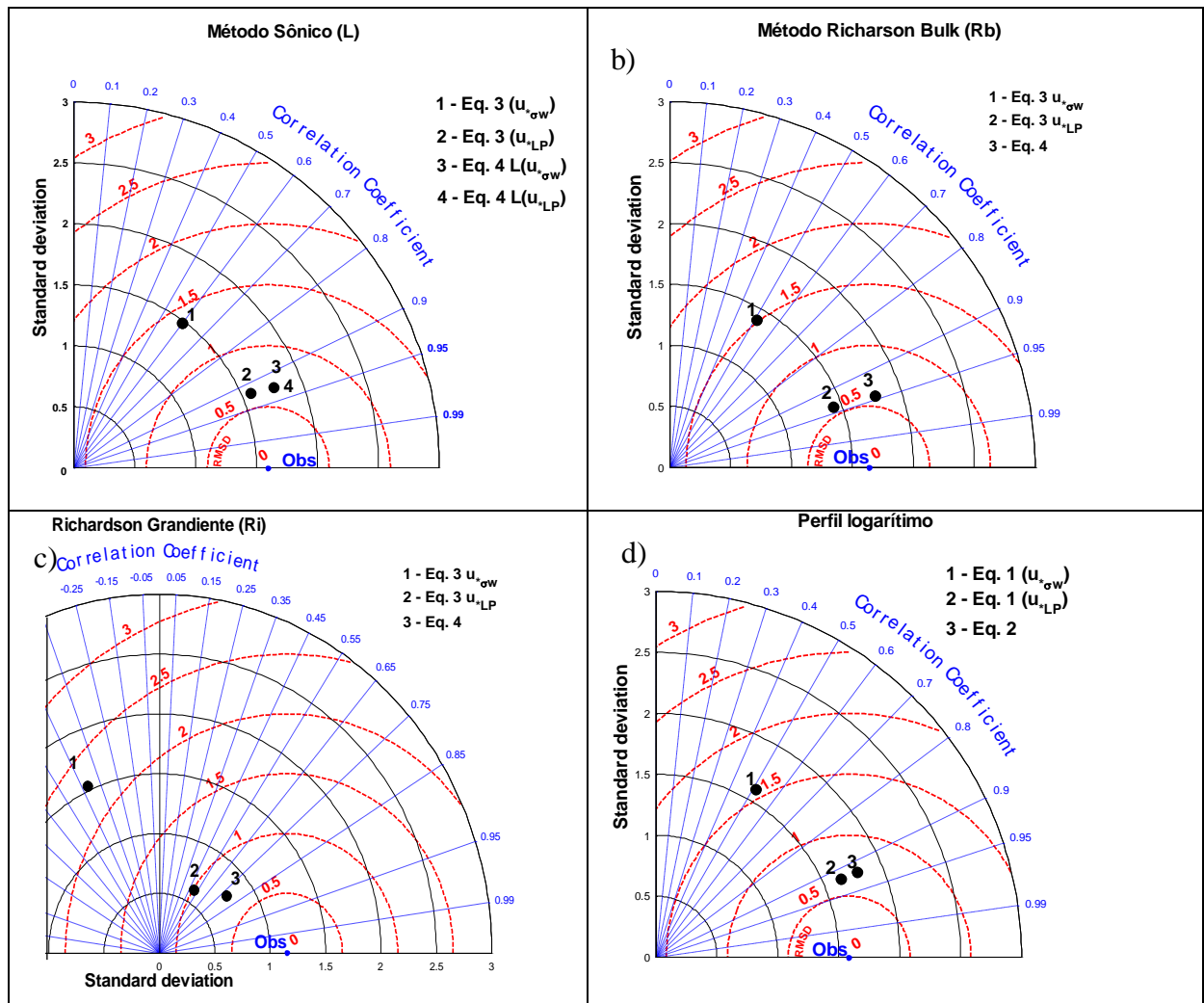


Figura 36 - Diagramas de Taylor para as estimativas da intensidade do vento em 80 m para os modelos: (a) Método Sônico, (b) Rb, (c) Ri e (d) desprezando-se os efeitos da estabilidade, relativos ao período de 16:30 h do dia 20 de setembro a 18:30 h do dia 21 de setembro de 2017. As observações são indicadas como ponto azuis (Obs) na abcissa. Parâmetros estatísticos: raiz quadrada do erro médio (vermelho), desvio padrão (preto) e correlação (azul) relativos aos dados modelados e observados.

A Figura 37 mostra as comparações dos perfis médios obtidos a partir das medidas, para o vento proveniente do setor norte (água), sul (terra) e total de dados.

Verifica-se que o perfil vertical médio do vento para o período amostrado apresenta pronunciada diferença quando o vento sopra da água para a terra ou da terra para a água. A intensidade dos ventos é maior para ventos do setor terrestre. No setor terra, a média do vento em 10 m é 3.98 m.s^{-1} e 4.48 m.s^{-1} em 80 m, enquanto no vento de norte (água), o cisalhamento vertical é superior, com v_{10} igual a 2.24 m.s^{-1} e v_{80} 2.85 m.s^{-1} .

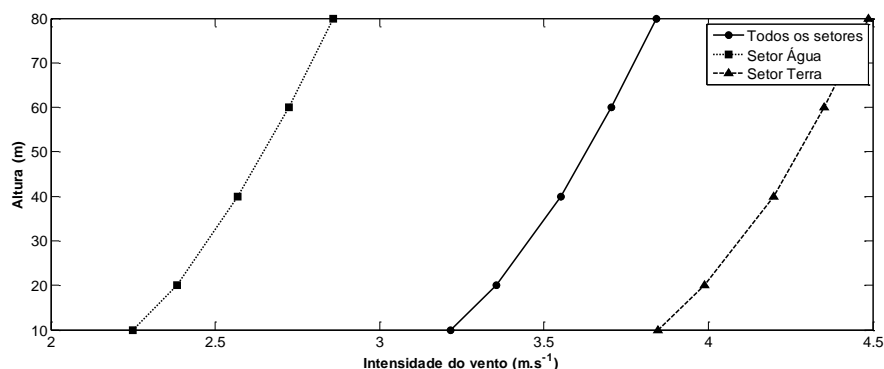


Figura 37 – Perfil vertical médio observado para o vento proveniente do setor norte (água), sul (terra) e total.

As Figuras 38, 39 e 40 ilustram as comparações dos perfis parametrizados a partir da teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (SMO) e com L obtido pelo método Sônico, a partir de R_b e R_i , respectivamente, em conjunto com os perfis médios obtidos a partir dos dados observados e a partir do modelo logarítmico. Os perfis médios foram separados de acordo com os setores a partir dos quais o vento é proveniente. Os valores da intensidade do vento medidos a 10 m foram utilizados como valor inicial.

No setor norte (ventos que sopram da água para terra), o perfil logarítmico médio apresentou valores menores que o observado e a diferença entre os dois aumentou com a altura (Figuras 38a, 39a e 40a). Em contraste, no setor terra, a intensidade do vento foi superestimada (Figuras 38b, 39b e 40b).

Como já verificado anteriormente, sob condições de atmosfera instável, o escoamento é, em sua maioria, provindo da região continental (terra-água), enquanto o escoamento é laminar quando os ventos são oriundos do setor norte (água-terra). Em geral, em condições de atmosfera instável, observa-se um perfil vertical mais suave (linear), quando comparado à atmosfera neutra, o que é assumido quando do perfil logarítmico (SHIMADA et. al, 2015), como mostra as Figuras 38b, 39b e 40b.

A partir da Equação 3, com L obtido por meio do Método Sônico e u_{*sw} , a intensidade média do vento em níveis mais elevados (60 m e 80 m) foi melhor simulada, entretanto, o perfil logarítmico teve um melhor ajuste em níveis mais próximos à superfície (Figura 38a).

O modelo a partir da Equação 3 com u_{*LP} apresentou pior desempenho, subestimando o vento tanto do setor água quanto da terra.

No setor terra, o perfil obtido a partir Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov pela equação de estimativa do vento independente de u_* e considerando os efeitos da

estabilidade atmosférica apresentou melhor ajuste se comparada ao perfil logarítmico, representando mais adequadamente a intensidade do vento média observada ao longo da vertical. Uma ligeira melhora é observada quando u_{*LP} é empregado na equação de cálculo de L (Figura 38b).

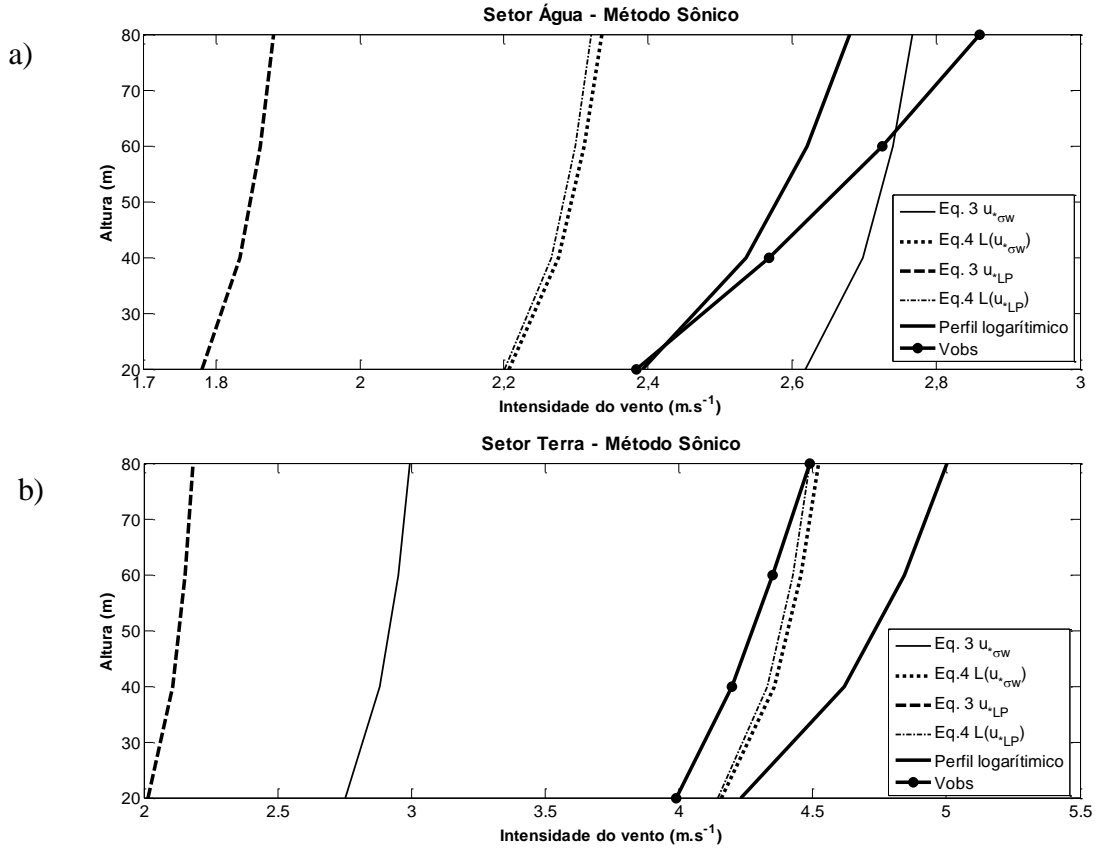


Figura 38 – Perfis verticais médios do vento medido, modelados pela equação do perfil logarítmico (Equação 2) e pelos métodos Sônico. As médias foram calculadas de acordo com o setor de onde o vento sopra. (a) Vento proveniente do setor norte (água-terra) e (b) proveniente do setor sul (terra-água).

Em relação ao perfil médio do vento a partir do método Richardson Bulk, no caso em que o vento sopra da água para a terra, o modelo baseado no perfil logarítmico subestima o cisalhamento e, conseqüentemente, o vento estimado na altura de turbinas para fins de aproveitamento dos recursos eólicos, entretanto, é o que apresenta melhor desempenho (Figura 39a). Já no setor terra, o perfil que mais se aproxima do medido é o calculado pela equação 4, independente de u_* .

Assim como verificado pelo Método Sônico, o modelo a partir da Equação 3 com u_{*LP} foi o que mais subestimou a intensidade do vento ao longo da vertical em ambos setores.

O modelo que pior representou o perfil vertical médio do vento foi a partir do número de Richardson Gradiente (Figura 40). Em ambos setores, o vento estimado em altos

níveis apresentou intensidade média do vento mais elevada em superfície, quando adicionado o parâmetro de estabilidade (Equações 3 e 4).

O vento estimado no setor sul (terra) foi subestimado quando os efeitos da estabilidade são considerados na estimativa do vento (Figura 40b).

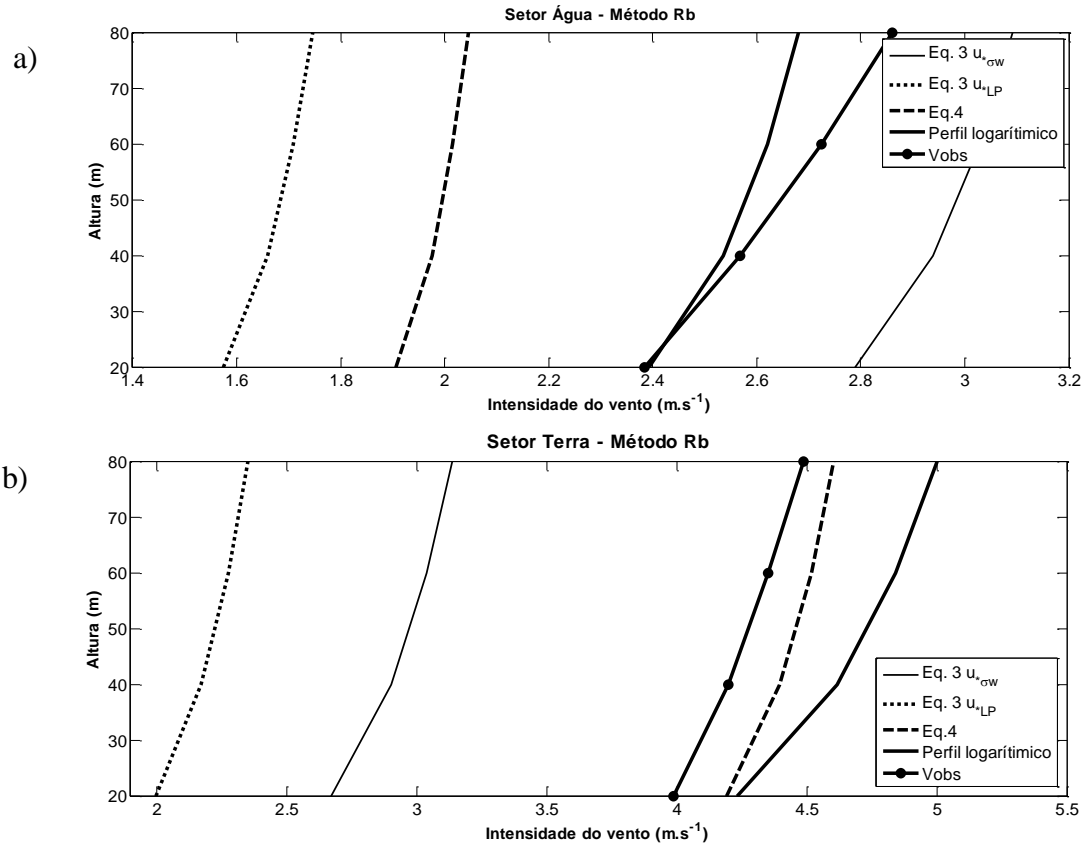
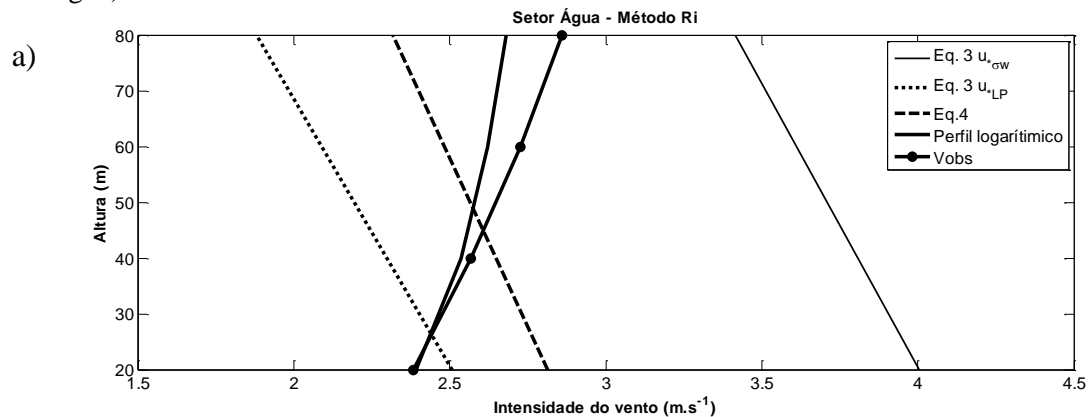


Figura 39 – Perfis verticais médios do vento medido, modelados pela equação do perfil logarítmico (Equação 2) e pelos métodos Richardson Bulk. As médias foram calculadas de acordo com o setor de onde o vento sopra. (a) Vento proveniente do setor norte (água-terra) e (b) proveniente do setor sul (terra-água).



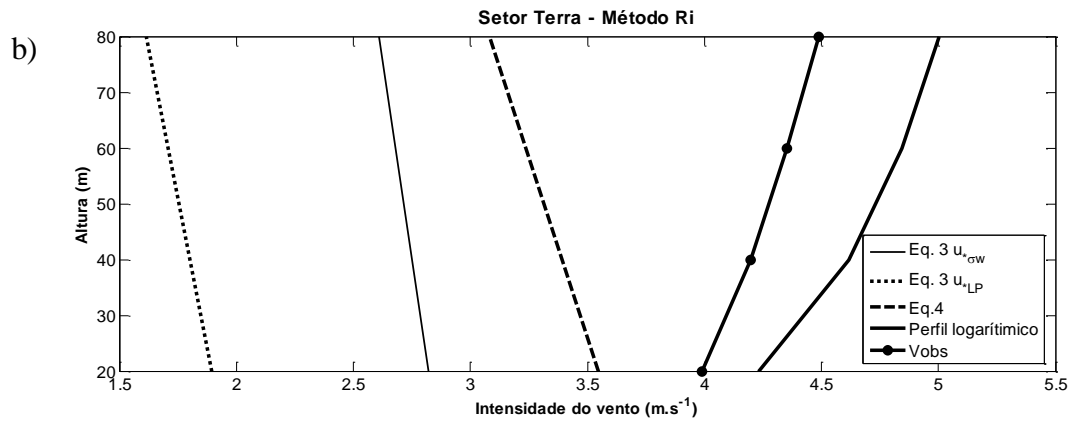


Figura 40 – Perfis verticais médios do vento medido, modelados pela equação do perfil logarítmico (Equação 2) e pelo método Richardson Gradiente. As médias foram calculadas de acordo com o setor de onde o vento sopra. (a) Vento proveniente do setor norte (água-terra) e (b) proveniente do setor sul (terra-água).

5. CONCLUSÃO

O perfil vertical do vento foi descrito pela Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov por meio da aplicação de três modelos: Método Sônico, a partir do Número de Richardson Bulk e do Número de Richardson Gradiente. Além disso, devido às incertezas no cálculo da velocidade de fricção, investigou-se quais os melhores modelos a serem aplicados na interface terra-água em Reservatórios Tropicais.

Para se verificar os três métodos citados, a intensidade do vento em 80 m foi estimada a partir de medidas no nível de 10 m de altura.

Assim como resultados apresentados em estudos anteriores, os três métodos de derivação do comprimento de Monin-Obukhov apresentaram um baixo ajuste em condições de atmosfera estável, com altos desvios do vento estimado em relação ao medido. Portanto, a Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov não é aplicável nestes casos.

Os métodos Sônico e Richardson Bulk apresentaram menor desvio do vento estimado em relação ao observado, pois levam em consideração o valor absoluto da intensidade do vento, enquanto o método Richardson Gradiente é obtido pela diferença entre a velocidade do vento em dois níveis.

O método a partir do Número de Richardson Gradiente não apresentou boa aplicabilidade na região de estudo, pois, além da desvantagem de serem necessários dados no nível a ser estimado, para fluxo laminar o comprimento de Monin-Obukhov é válido apenas entre o intervalo de $0.01 < R_i < 0.2$. Entretanto, ao longo de um grande período de tempo a atmosfera apresenta condições de fraca estabilidade ($R_i > 0.2$), impossibilitando a obtenção do parâmetro de estabilidade (Ψ) e, conseqüentemente, a estimativa do vento.

A respeito da caracterização atmosférica sobre o Reservatório de Furnas, os modelos Sônico e Richardson Bulk evidenciaram maior porcentagem de condições instáveis, resultado confirmado por estudos anteriores, enquanto o modelo a partir do Número de Richardson Gradiente verificou predomínio de estabilidade.

As velocidades de fricção obtidas pelo desvio vertical do vento e pelo módulo da intensidade do vento foram as que mais contribuíram para uma boa extrapolação do vento. Entretanto, os melhores resultados foram observados com a aplicação da equação de estimativa do vento independente de u_* , possivelmente em virtude da descontinuidade superficial na transição terra-água.

Em geral, o presente estudo obteve resultado semelhante ao verificado por Lange et al. (2004) em região de alto mar, o qual observou um melhor ajuste do modelos sob regime

instável e baixo ajuste em condições de estabilidade atmosférica. Entretanto, diferentemente do resultado por eles relatado, as melhoras em regiões de transição terra-água são discretas.

Portanto, a Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov, a qual foi construída e testada em condições de mar aberto, necessita de um aperfeiçoamento para melhor aplicabilidade em regiões de transição terra-água.

Além disso, os resultados mostram a influência do sistema aquático para o microclima local. A brisa lacustre foi constatada de forma evidente, indicando que a presença do Reservatório Hidroelétrico exerce influencia sobre o regime de ventos na região.

REFERÊNCIAS

- ABREEÓLICA - Associação Brasileira de Energia Eólica. Disponível em: www.portalabeeolica.org.br. Acesso em: 02 jun. 2016.
- AITKEN, M. L.; LUNDQUIST, J. K.; BANTA, R. M.; PICHUGINA, Y. L. Quantifying wind turbine wake characteristics from scanning remote sensor data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 31, 765–787, 2014.
- ANEEL. Capacidade de Geração do Brasil. Agência Nacional de Energia Elétrica (ANEEL), <<http://www.aneel.gov.br/aplicacoes/capacidadebrasil/capacidadebrasil.cfm>>.2014.
- AMARANTE, O. A. C.; SILVA, F. J. L.; ANDRADE, P. E. P. Atlas Eólico: Minas Gerais. Cemig, Belo Horizonte, 2010.
- ARYA, S. P. **Introduction to micrometeorology**. 2. ed., Academic Press, 415 p., 2001.
- ARGAÍN, J. L.; MIRANDA, P. M. A; TEIXEIRA, M. A. C. Estimation of the friction velocity in stably stratified boundary-layer flows over hills. **Boundary-layer meteorology**, v. 130, n. 1, p. 15-28, 2009.
- ARGYLE, P. AND WATSON, S. A study of surface layer atmospheric stability at two UK offshore sites, In: Scientific Proceedings of the 2012 European Wind Energy Association Conference & Exhibition, EWEA'12, Copenhagen, Denmark, 2012.
- ARGYLE, P.; WATSON, S. J. Assessing the dependence of surface layer atmospheric stability on measurement height at offshore locations. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 131, p. 88-99, 2014.
- ASCE. Task Committee on Definition of Criteria for Evaluation of Watershed Models of the Watershed Management. Committee Irrigation and Drainage Division. Criteria for evaluation of watershed models. **Journal of Irrigation and Drainage Engineering**, 119:429-442, 1993.
- ASSIREU, A.T., PIMENTA, F.M., SOUZA, V. Assessment of the Wind Power Potential of Hydroelectric Reservoirs. In: Alcantara, E. (Ed.). **Energy Resources: Development, Distribution and Exploitation**. Nova York: Nova Publishers, p. 1-28. 2011.
- ASSIREU, A. T; PIMENTA, F. M.; DE FREITAS, R. M. Observações e modelagem da camada limite interna no entorno de extensos sistemas aquáticos. **Ciência e Natura**, v. 38, 2016.
- BAGHERIMIYAB, Fereshteh; LEMMIN, Ulrich. Shear velocity estimates in rough-bed open-channel flow. **Earth surface processes and landforms**, v. 38, n. 14, p. 1714-1724, 2013.
- BANTA, R. M.; OLIVIER, L. D.; NEFF, W. D. Levinson, D. H.; Ruffieux, D.. Influence of canyon-induced flows on flow and dispersion over adjacent plains. **Theoretical and Applied Climatology**, 52, 27–42, 1995.
- BANTA, R. M.; PICHUGINA, Y. L.; BREWER, W. A.; LUNDQUIST, J. K.; KELLEY, N. D.; SANDBERG, S. P.; ALVAREZ, R. J.; HARDESTY, R. M.; WEICKMANN, A. M. 3D volumetric analysis of wind turbine wake properties in the atmosphere using high-resolution Doppler lidar. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, 32(5), 904-914, 2015.

BARRY, R. G.; CHORLEY, J. R. **Atmosfera, tempo e clima**. 9. ed. Porto Alegre: Bookman, 528p. 2012.

BARTHELMIE, R. J.; CHURCHFIELD, M. J.; MORIARTY, P. J.; LUNDQUIST, J. K.; OXLEY, G. S.; HAHN, S.; PRYOR, S. C. The role of atmospheric stability/turbulence on wakes at the Egmond aan Zee offshore wind farm. **Journal of Physics: Conference Series**. IOP Publishing, p. 012002, 2015.

BAUMERT, H.; PETERS, H. Turbulence closure, steady state, and collapse into waves. **Journal of Physical Oceanography**. 34(2): 505–512, 2004.

BERNARDES, M. **Uma análise da variabilidade do fluxo de momentum na camada superficial atmosférica em condições instáveis**. 191 f. Tese de Doutorado. Tese (Doutorado) - Universidade Federal do Paraná, Curitiba. 2008.

BRUTSAERT, P. D. **Evaporation into the Atmosphere: Theory, History, and Applications**. D. Reidel, Dordrecht, Netherlands, 1982.

BURTON, T.; SHARPE, D.; JENKINS, N.; BOSSANYI, E. **Wind Energy Handbook**, John Willey & Sons, 2001.

BUSCH, N.E. The surface boundary layer (Part I). **Boundary-Layer Meteorology**. 4: 213-240. 1973.

BUSINGER, J. A.; WYNGAARD, J. C.; IZUMI, Y.; BRADLEY, E. F. Flux-pro_ le relationships in the atmospheric boundary layer. **Journal of the atmospheric sciences**. 28 181-9, 1971.

CAMPOS, F. G. R. **Geração de energia a partir de fonte eólica com gerador assíncrono conectado a conversor estático duplo**. 2004. Tese de Doutorado. Universidade de São Paulo.

CANUTO, V.; CHENG, Y.; HOWARD, A.; ESAU, I. Stably stratified flows: a model with no Ri(cr). **Journal of the Atmospheric Sciences**. 65(7): 2437–2447, 2008.

CAPPS, S. B.; ZENDER, C. S. Global ocean wind power sensitivity to surface layer stability. **Geophysical Research Letters**, v. 36, n. 9, 2009.

CASTRO, R. M. G. **Introdução à energia eólica**. Lisboa: Portugal: Universidade Técnica de Lisboa, 2004.

CLIFTON, A.; SCHRECK, S.; SCOTT, G., KELLEY, N.; LUNDQUIST, J. K. Turbine Inflow Characterization at the National Wind Technology Center. **Journal of Solar Energy Engineering**, v. 135, n. 3, p. 031017, 2013.

CRESESB - Centro de Referência para Energia Solar e Eólica Sérgio de Salvo Brito. Energia Solar - Princípios e Aplicações. Rio de Janeiro. Disponível em: http://paje.fe.usp.br/~mef-pietro/mef2/app.upload/7/_mefmi_003-05.pdf. Acesso em: 03 dez. 2015.

DERECKI, J. A. Stability effects on Great Lakes evaporation, **Journal Great Lakes Res.**, 7, p. 357–362, 1981.

DYER, A. J. **A review of flux-pro_ le relationships** **Boundary-Layer Meteorology** 7 363-72, 1974.

FERREIRA, R. C.; ASSIREU, T. A. AVALIAÇÃO DA INFLUÊNCIA DOS EFEITOS OROGRÁFICOS E DA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA PARA O APROVEITAMENTO EÓLICO EM RESERVATÓRIOS HIDRELÉTRICOS. **Revista Ciência e Natura**, Santa Maria, ISSN: 2179-460X Edição Esp. p. 464 – 466, 2013.

FERRERO, E.; QUAN, L.; MASSONE, D. Turbulence in the stable boundary layer at higher Richardson numbers. *Boundary-Layer Meteorol.* 139(2): 225-240, 2011.

GALPERIN, B.; SUKORIANSKY, S.; ANDERSON, P.S. On the critical Richardson number in stably stratified turbulence. *Atmos. Science Letters Journal.* 8: 65–69, 2007.

GARRATT, J.R. **The atmospheric Boundary Layer.** London. Cambridge University Press, 1994.

GARVINE R.; KEMPTON W. Assessing the wind field over the continental shelf as a resource for electric power. *Journal of Marine Research*, 66 (6), 751-773, 2008.

GRACHEV, A. A.; FAIRALL, C. W. Dependence of the Monin–Obukhov stability parameter on the bulk Richardson number over the ocean. *Journal of Applied Meteorology*, v. 36, n. 4, p. 406-414, 1996.

GRACHEV, A. A.; ANDREAS, E. L.; FAIRALL, C. W.; GUEST, P. S.; PERSSON, P. O. G. The critical Richardson number and limits of applicability of local similarity theory in the stable boundary layer. *Boundary-layer meteorology*, v. 147, n. 1, p. 51-82, 2012.

GRANADOS-MUÑOZ, M. J.; NAVAS-GUZMÁN, F.; BRAVO-ARANDA, J. A.; GUERRERO-RASCADO, J. L.; LYAMANI, H.; FERNÁNDEZ-GÁLVEZ, J.; AND ARBOLEDAS, L. A. Automatic determination of the planetary boundary layer height using lidar: One-year analysis over southeastern Spain. *Journal of Geophysical Research* 117, 2012.

GRYNING, S.; BATCHVAROVA, E.; BRUMMER, B.; JORGENSEN H.; LARSEN, S. **On the extension of the wind profile over homogeneous terrain beyond the surface boundary layer.** *Boundary-Layer Meteorology* 124 251-68, 2007.

HAID, M. **Experimental analysis of the Monin-Obukhov similarity theory in the lower surface layer.** Bachelor thesis, 2013. Disponível em: http://bllast.sedoo.fr/documents/Maid_MOST_ssh_master-report.pdf

HENDERSON-SELLERS, B. Calculating the surface energy balance for lake and reservoir modeling: a review. *Reviews of Geophysics.* 24 (3), 625–649, 1986.

HOGSTROM, U. **Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric boundary layer:** a re-evaluation *Boundary-Layer Meteorology* 42 55-78, 1988.

HOLTSLAG, A. A. M. Estimates of diabatic wind speed profiles from near-surface weather observations. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 29, n. 3, p. 225-250, 1984.

HOLTSLAG, A. A. M.; DE BRUIN, H. A. R. Applied modeling of the nighttime surface energy balance over land. *Journal of Applied Meteorology*, v. 27, n. 6, p. 689-704, 1988.

HOLTSLAG, M. C.; BIERBOOMS, W. A. A. M.; VAN BUSSEL, G. J. W. Estimating atmospheric stability from observations and correcting wind shear models accordingly. *Journal of Physics: Conference Series.* IOP Publishing, p. 012052, 2014.

HORN, D. A. **Análise numérica da esteira aerodinâmica formada por uma turbina eólica com dimensionamento ótimo de Beltz.** Trabalho de conclusão do mestrado em Engenharia– UFRGS, Porto Alegre, 2010.

HOWARD, L. N. Note on a paper of John W. Miles. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 10, n. 4, p. 509-512, 1961.

JAGER, D.; ANDREAS, A. NREL National Wind Technology Center (NWTTC): M2 Tower; Boulder, Colorado (Data); NREL Report No. DA-5500-56489. 1996.

JAVIER, M.M.M.; RODRIGUEZ, L.M.R. Energia Eólica. Montevideu: Curtón, 2012.

JOHNSON, W.; KELLEY, N. **Design specifications for the development of the initial validation Software (Version 3.0) for processing of NWTTC 80-meter meteorological tower data.** National Renewable Energy Lab., Golden, CO (US), 2000.

KATSAROS, K. B. **Physical Processes in Lakes and Oceans : Turbulent flux of water vapor in relation to the wave field and atmospheric stratification,** Coastal Estuarine Studies, vol. 54, p. 42 , AGU, Washington, D. C. 1998.

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

KELLEY, N. D. Turbine-turbulence interaction: The basis for the development of the TurbSim stochastic simulator. NREL Tech. Rep. NREL/TP-5000-52353, 299 pp, 2011. Disponível em: <http://www.nrel.gov/docs/fy12osti/52353.pdf>.

KETTLE, A. J. A Diagnostic diagram to understand atmosphere-ocean dynamics in the southern North Sea at high wind speeds. **Energy Procedia**, v. 59, p. 1-8, 2014.

KONDO, J.; KANECHIKA, O.; YASUDA, N. Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**. 35(6): 1012–1021, 1978.

KUMAR, R. Rajesh et al. Effect of varied atmospheric stability on sea surface drag in shallow seas and its impact on wind-wave growth. **Natural hazards**, v. 49, n. 2, p. 213-224, 2009.

LANGE, B. S.; LARSEN, J.; HOJSTRUP, R.; BARTHELMIE, R.: Importance of thermal effects and the sea surface roughness for offshore wind resource assessment. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**. 92, 959–988, 2004.

LARGE, W. G.; POND, S. Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds. **Journal of physical oceanography**, v. 11, n. 3, p. 324-336, 1981.

LEITE, A. P.; FALCÃO, D. M.; BORGES, C. L. T. Modelagem de usinas eólicas para estudos de confiabilidade. Controle & Automação. **Sociedade Brasileira de Automatica**, v. 17, n. 2, p. 177-188, 2006.

LORENZZETTI, J. A.; ARAÚJO, C. A. S.; CURTARELLI, M. P. Mean diel variability of surface energy fluxes over Manso Reservoir. **Inland Waters**, v. 5, n. 2, p. 155-172, 2015.

LYRA, A. de A. **Testes de sensibilidade e avaliação das previsões de vento do modelo ETA para Região Nordeste.** 2008. 106p. Dissertação (Mestrado em Meteorologia)-Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos (SP), 2008. Disponível em: <http://mtc-m16b.sid.inpe.br/col/sid.inpe.br/mtc-m17@80/2007/11.21.15.31/doc/publicacao.pdf>

MACHADO, R.E.; VETTORAZZI, C.A. Simulação da produção de sedimentos para a microbacia hidrográfica do Ribeirão dos Marins, SP. **Revista Brasileira de Ciência do Solo**, 27:735-741, 2003.

MANWELL JF, MCGOWAN JG, ROGERS AL. **Wind energy explained: theory, design and application.** West Sussex, UK, 2002.

MARQUES FILHO, E. P. Alguns aspectos teóricos e experimentais da Camada Limite Superficial acima do Pantanal Matogrossense. São José dos Campos, v. 109, 2000.

MARTINS, F.R.; GUARNIERI, R.A.; PEREIRA, E.B. O aproveitamento da energia eólica. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 30, n. 1, 2008.

MATHER, P.M. **Computer processing of remotely-sensed Images: an introduction**. 2. ed. Londres. John Wiley & Sons, 292 p., 1999.

MAURITSEN, T.; SVENSSON, G. Observations of stably stratified shear-driven atmospheric turbulence at low and high Richardson numbers. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 64, n. 2, p. 645-655, 2007.

MEDEIROS, L.E., MAGNAGO, R.O., FISCH, G., MARCIOTTO, E.R. Observational study of the surface layer at an ocean-land transition region. **Journal of Aerospace Technology and Management**, 5, 449-458, 2013.

MILES, J. W. On the stability of heterogeneous shear flows. **Journal of Fluid Mechanics**. 10: 496–508, 1961.

MINISTÉRIO DE MINAS E ENERGIA. **Balço energético nacional 2015 – Ano base 2014: Síntese do relatório final**. Rio de Janeiro: EPE, 2015.

MOLLY, J. P. Perspectivas da Energia Eólica no Mundo e no Brasil Questões técnicas, econômicas e políticas. DEWI, Instituto Alemão de Energia Eólica Ltda. Seminário Internacional de Energias Renováveis, Brasília, Brasil, 2006.

MONIN, A. S.; OBUKHOV, A. M. F. **Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere**. Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR, v. 151, n. 163, p. e187, 1954.

MONIN A. S.; YAGLOM, A. M. **Statistical fluid mechanics: Mechanics of Turbulence**, Cambridge, Massachussets, MIT-Press, 769 p., 1971.

MOTTA, M.; BARTHELMIE, R.; VØLUND, P. The influence of non-logarithmic wind speed profiles on potential power output at Danish offshore sites. **Wind Energy**, 8, pp. 219–236, 2005.

MUÑOZ-ESPARZA, D.; CAÑADILLAS, B.; NEUMANN, T.; VAN BEECK, J. Turbulent fluxes, stability and shear in the offshore environment: mesoscale modelling and field observations at FINO1 J. **Renewable & Sustainable Energy Reviews**, 4, pp. 063136–063152, 2012.

NEWMAN, J. F.; KLEIN, P. M. The impacts of atmospheric stability on the accuracy of wind speed extrapolation methods. **Resources**, v. 3, n. 1, p. 81-105, 2014.

NUNES, A. B. Crescimento da Camada Limite Convectiva: Estudo Analítico e Numérico. PhD thesis, INPE, 2008.

OKAMOTO, M.; WEBB, E.K. The temperature fluctuations in stable stratification. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**. 96(410): 591–600, 1970.

PALLABAZZER, R. 2003. Provisional estimation of the energy output of wind generators. **Renewable Energy**, 29, 413-420. [http://dx.doi.org/10.1016/S0960-1481\(03\)00197-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0960-1481(03)00197-6).

PETERS, H.; BAUMERT, H.Z. Validating a turbulence closure against estuarine microstructure measurements. **Ocean Modelling**. 19(3-4): 183–203, 2007.

- PIMENTA, F. M.; KEMPTON, W.; GARVINE, R. Combining meteorological stations and satellite data to evaluate the offshore wind power resource of Southeastern Brazil. **Renewable Energy**, v. 33, p. 2375-2387, 2008.
- PIMENTA, F. M.; ASSIREU, A. T. Simulating reservoir storage for a wind-hydro hybrid system. **Renewable Energy**, v. 76, p. 757-767, 2015.
- PONS, A. **Comparing different methods of shear velocity estimates under field conditions**. Master internship report, university of Guelph, p. 1-26, 2007.
- RICHARDSON, L.F. The supply of energy from and to atmospheric eddies. **Proceedings of the Royal Society**. London. **A97**: 354–373, 1920.
- ROHR J.J.; ITSWEIRE E.C.; HELLAND K.N.; VAN ATTA C.W. Growth and decay of turbulence in a stably stratified shear flow. **Journal of Fluid Mechanics**. 195: 77–111, 1988.
- ROUSE, W. R.; OSWALD, C. M.; BINYAMIN, J.; BLANKEN, P. D.; SCHERTZER, W. M.; SPENCE, C. Interannual and seasonal variability of the surface energy balance and temperature of central Great Slave Lake, **Journal of Hydrometeorology**, 4, 720–730, 2003.
- SATHE, A.; GRYNING, S.; PEÑA, A. Comparison of the atmospheric stability and wind profiles at two Wind farm sites over a long marine fetch in the north sea. **Wind Energy**. 14 767-80, 2011.
- SCHROEDER, M. J.; BUCK, C. C. **Fire Weather: a guide for application of meteorological information to forest fire control operations**. Chapter 4. Washington. D. C. U. S. Department of Agriculture, Forest Service. Agriculture Handbook 360. 1970.
- SCOTTI, R.S.; CORCOS, G.M. An experiment on the stability of small disturbances in a stratified free shear layer. **Journal of Fluid Mechanics**. 52: 499–528, 1972.
- SHIMADA, S.; OHSAWA, T.; OHGISHI, T.; KIKUSHIMA, Y.; KOGAKI, T.; KAWAGUCHI, K.; NAKAMURA, S. Offshore wind profile measurements using a Doppler LIDAR at the Hazaki Oceanographical Research Station. In: International Conference on Optical Particle Characterization (OPC 2014). International Society for Optics and Photonics. p. 92320R-92320R-6. 2014.
- SILVA, K. F. **Controle e Integração de Centrais Eólicas à Rede Elétrica com Geradores de Indução Duplamente Alimentados**. 2006. 270p. Tese (Escola Politécnica) – Universidade de São Paulo, São Paulo, 2006.
- SILVA, P.M.O.; MELLO, C.R.; SILVA, A.M.; COELHO, G. Modelagem da hidrografia de cheia em uma bacia hidrográfica da região Alto Rio Grande. **Revista Brasileira de Engenharia Agrícola e Ambiental**, 12:258-265, 2008.
- SOUZA, A. D. **Avaliação da Energia Eólica para o Desenvolvimento Sustentável Diante das Mudanças Climáticas no Nordeste do Brasil**. 2010. 168p. Dissertação (Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil) – Universidade Federal de Pernambuco. Recife, 2010.
- SOUZA, V. C. O. **Análise computacional de padrões estruturais não-lineares a partir de imagens digitais com estudos de caso em ciências ambientais e espaciais**. Tese de doutorado. Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 2017.
- STULL, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. Dordrecht: Kluwer Publishers, 1988.

STULL, R. B. **An Introduction to Boundary Layer Meteorology**. [S.l.]: Kluwer Academic Publishers, 177 p. 1991.

TAYLOR, K. E. Summarizing multiple aspects of model performance in a single diagram. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 106, p. 7183-7192, 2001.

VAN DE WIEL, B.J.H.; MOENE, A.F.; STEENEVELD, G.J.; HARTOGENSIS, O.K.; HOLTSLAG, A.A.M. Predicting the collapse of turbulence in stably stratified boundary layers. *Flow Turbulence Combust.* 79:251–274, 2007.

VAREJÃO-SILVA, M. A. **Meteorologia e climatologia**. INMET, 2000.

VENORA, A. Monin-Obukhov similarity theory applied to offshore wind data-validation of models to estimate the offshore wind speed profile in the north sea. **Trabalho de conclusão do mestrado**. Delft, 2009. Disponível em : http://www.lr.tudelft.nl/fileadmin/Faculteit/LR/Organisatie/Afdelingen_en_Leerstoelen/Afdeling_AEWE/Wind_Energy/Education/Masters_Projects/Finished_Master_projects/doc/Andrea_Venora_r.pdf

VERBURG, P.; ANTENUCCI J.P. Persistent unstable atmospheric boundary layer enhances sensible and latent heat loss in a tropical great lake: Lake Tanganyika. **Journal of Geophysical Research**. 115, D11109, 2010.

ZENG, X.; ZHAO, M.; DICKINSON, R. E. Intercomparison of bulk aerodynamic algorithms for computation of sea surface flux using TOGA COARE and TAO data. **Journal of Climate**, Boston, n. 10, v. 11, p. 2628-2644, 1998.

ZHANG, D.; ANTHES, R. A. A high-resolution model of the planetary boundary layer—Sensitivity tests and comparisons with SESAME-79 data. **Journal of Applied Meteorology**, v. 21, n. 11, p. 1594-1609, 1982.

ZILITINKEVICH, S.S.; ELPERIN, T.; KLEEORIN, N.; ROGACHEVSKII, I. Energy- and flux-budget (EFB) turbulence closure model for stably stratified flows. Part I: steady-state, homogeneous regimes. **Boundary-Layer Meteorology**. 125(2): 167–191, 2007.

WEBER, R. O. Remarks on the definition and estimation of friction velocity. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 93, n. 2, p. 197-209, 1999.

WHARTON, S.; LUNDQUIST, J. K. Assessing atmospheric stability and its impacts on rotor-disk wind characteristics at an onshore wind farm. **Wind Energy**, v. 15, n. 4, p. 525-546, 2012.

ANEXO A

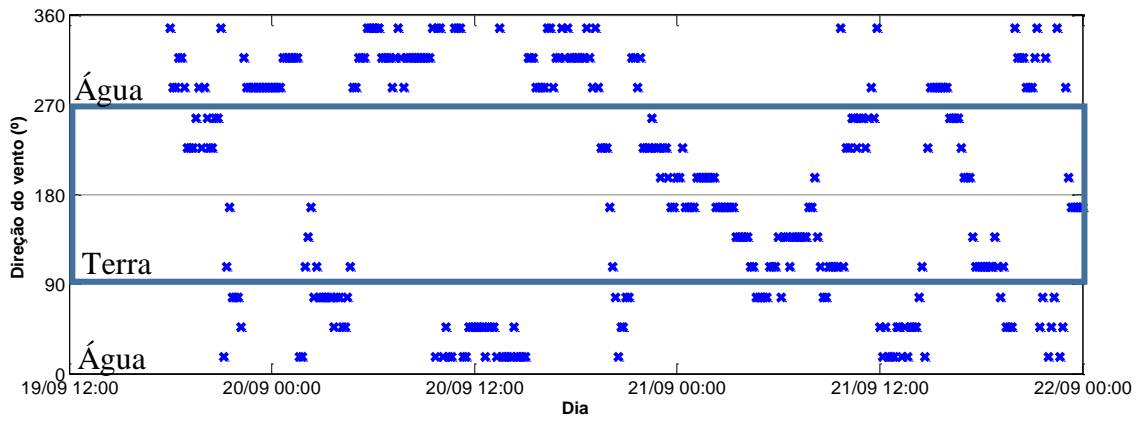


Figura 41 - Série temporal da direção do vento entre as 12:00 h do dia 19 de setembro e as 00:00 h do dia 22 de setembro de 2016 no Reservatório de Furnas.

ANEXO B

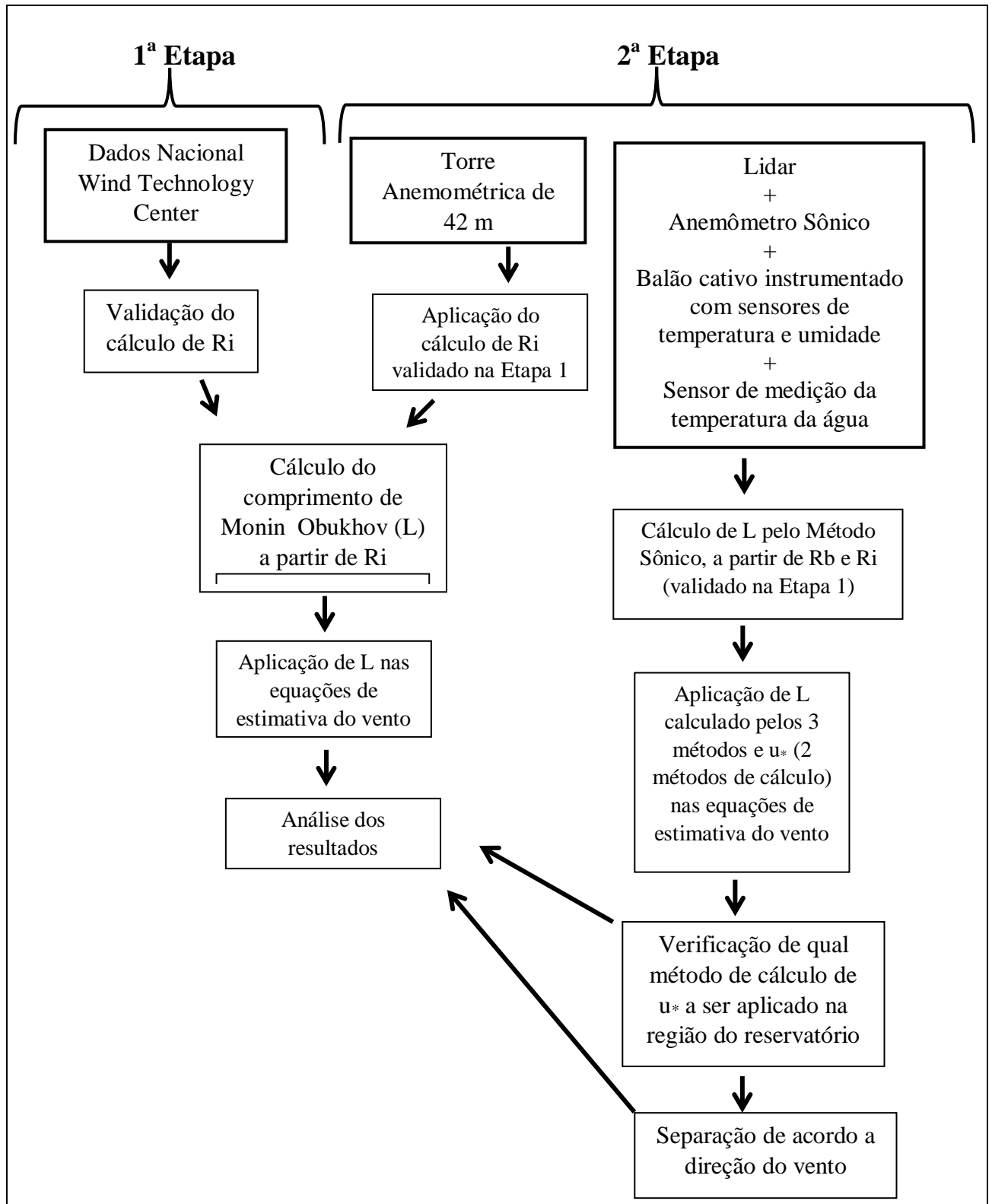


Figura 42 – Fluxograma com dados etapas da pesquisa correspondentes a cada amostra de dados (Nacional Wind Technology Center, torre anemométrica localizada a borda do reservatório e campanha realizada com Lidar, anemômetro sônico, balão cativo instrumentado com sensores de temperatura e umidade e sensor de medição da temperatura da água, instalados no interior do reservatório).