

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO PAMPA**

**CRISTIANO HENRIQUE SCHUSTER**

**ESTUDO DA DEPENDÊNCIA DOS PARÂMETROS DE IDENTIFICAÇÃO DO MEANDRO  
DO VENTO COM O ACOPLAMENTO NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA NOTURNA**

**Alegrete**

**2018**

**CRISTIANO HENRIQUE SCHUSTER**

**ESTUDO DA DEPENDÊNCIA DOS PARÂMETROS DE IDENTIFICAÇÃO DO MEANDRO  
DO VENTO COM O ACOPLAMENTO NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA NOTURNA**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós Graduação Stricto sensu em Engenharia da Universidade Federal do Pampa (UNIPAMPA, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Engenharia.

Orientador: Prof. Felipe Denardin Costa  
Co-orientador: Prof. Luis Gustavo Nogueira Martins

**Alegrete**

**2018**

Ficha catalográfica elaborada automaticamente com os dados fornecidos  
pelo(a) autor(a) através do Módulo de Biblioteca do  
Sistema GURI (Gestão Unificada de Recursos Institucionais) .

S395e Schuster, Cristiano Henrique

Estudo da dependência dos parâmetros de identificação do  
meandro do vento com o acoplamento na camada limite  
atmosférica noturna / Cristiano Henrique Schuster.

73 p.

Dissertação(Mestrado)-- Universidade Federal do Pampa,  
MESTRADO EM ENGENHARIAS, 2018.

"Orientação: Felipe Denardin Costa".

1. Dependência do meandro do vento com o acoplamento na  
camada limite atmosférica noturna. 2. Identificação de meandro  
do vento. 3. Parâmetros de meandro do vento na camada limite  
atmosférica noturna. I. Título.

**CRISTIANO HENRIQUE SCHUSTER**

**ESTUDO DA DEPENDÊNCIA DOS PARÂMETROS DE IDENTIFICAÇÃO DO MEANDRO DO VENTO COM O ACOPLAMENTO NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA NOTURNA**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós Graduação Stricto sensu em Engenharia da Universidade Federal do Pampa (UNIPAMPA, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Engenharia.

Área de concentração: Fenômenos de Transporte

Dissertação de Mestrado defendida e aprovada em: 23 de fevereiro de 2018.

Banca examinadora:



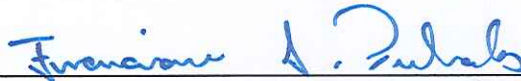
---

Prof. Dr. Felipe Denardin Costa  
Orientador  
(UNIPAMPA)



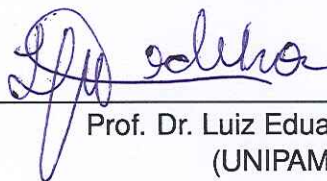
---

Prof. Dr. Luis Gustavo Nogueira Martins,  
Co-orientador  
(UFSM)



---

Prof. Dr. Franciano Scremin Puhales  
(UFSM)



---

Prof. Dr. Luiz Eduardo Medeiros  
(UNIPAMPA)

## RESUMO

A camada limite estável (CLE) começa a se desenvolver logo após o ocaso, quando a radiação de onda curta proveniente do Sol cessa e a superfície terrestre para de aquecer, nessas condições, devido a grande perda radiativa da superfície terrestre, a turbulência pode ter sua intensidade reduzida em várias ordens de grandeza, em um regime com estas características os níveis verticais estão energeticamente desacoplados. Durante uma mesma noite, pode ocorrer alternância entre intervalos em que os níveis verticais estão energeticamente desacoplados e momentos em que existe grande mistura turbulenta, a transição entre esses dois estados ocorre em um valor específico da velocidade média do vento, conhecida como velocidade de conexão. Em regimes de baixas turbulência, que é uma característica de um estado de desacoplamento energético vertical, o escoamento próximo à superfície passa a ser governado por fenômenos de maiores escalas, como por exemplo escalas de submeso, dentre os quais pode-se citar o fenômeno de meandro das componentes horizontais do vento, que é caracterizado pela oscilação da direção horizontal do vento. O meandro dos ventos exerce papel fundamental na difusão de escalares, além disso, a maioria dos modelos de dispersão falham em representar a influência do meandro, principalmente pelo fato de que o meandro dos ventos ainda não é totalmente entendido e caracterizado, destacando assim a relevância deste trabalho, cujo tema de relaciona a dependência dos parâmetros de identificação do meandro do vento com o acoplamento do escoamento na camada limite atmosférica noturna e tem objetivo relacionar o estado de acoplamento atmosférico com a ocorrência de meandro dos ventos, utilizando a velocidade necessária para o acoplamento (velocidade de conexão) como critério inicial para a identificação do meandro dos ventos. Para tal, dados do experimento *Fluxes Over Snow-covered Surfaces II* (FLOSSII) serão submetidos a dois métodos para a identificação de parâmetros característicos de meandro, sendo o primeiro o ajuste da autocorrelação dos dados à Função de Autocorrelação (ACF) através do parâmetro de *loop* ( $m$ ) e o período do meandro ( $T_*$ ) e o segundo a Transformada de Hilbert-Huang (HHT) utilizando o espectro marginal para determinação do período do meandro ( $T_*$ ). Com os parâmetros característicos de meandro será realizada uma análise estatística utilizando-se o critério clássico de vento fraco ( $\bar{U} > 1,5 \text{ m s}^{-1}$ ) e a velocidade de conexão ( $\bar{U}_{coup}$ ) para encontrar intervalos de um hora em que existe a possibilidade de ocorrência de meandro. Comparando os dois critérios, as análises realizadas mostram que o critério de  $\bar{U}_{coup}$  encontrou aproximadamente 4 vezes mais intervalos, mantendo a mesma porcentagem de casos em que o parâmetro de *loop* é maior que um, mostrando-se um critério mais adequado para encontrar casos de possível meandro, principalmente para os níveis de medições mais altos. Em sítios que possuem torres de medição com níveis altos o critério de  $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$  pode restringir a maioria dos casos, enquanto que a velocidade de conexão faz a separação natural dos regimes de escoamento. Permitindo assim, que todos os possíveis casos sejam analisados.

Palavras-chave: Meandro. Velocidade de conexão. Acoplamento atmosférico. Direção horizontal do vento

## ABSTRACT

The stable boundary layer (CLE) begins to develop after the sunset, when short-wave radiation from the Sun ceases and the Earth's surface ceases to heat, in these conditions, due to the great radioactive loss of the earth's surface, turbulence intensity is reduced by several orders of magnitude, in a regime with these characteristics the vertical levels are energetically decoupled. During one night, alternations can occur between intervals in which vertical levels are energetically decoupled and times when there is a large turbulent mixture, the transition between these two states occurs at a specific value of wind speed. In low turbulence regimes, which is a characteristic of a state of vertical energy decoupling, the flow near the surface is governed by phenomena of larger scales, such as submeso scales, among which we can mention the phenomenon of meander of the horizontal components of the wind, which is characterized by oscillation of the horizontal direction of the wind. The meander of the winds plays a fundamental role in the diffusion of scalars cite anfossi2005, in addition, most dispersion models fail to represent the influence of the meander, mainly because the meander of the winds is not yet fully understood and characterized, highlighting the relevance of this work, whose research theme is "Study of the dependence of the wind meander identification parameters with the coupling in the atmospheric nocturnal boundary layer" and has as objective to relate the state of atmospheric coupling with the occurrence of winds meander, using the velocity required for the coupling as the initial criterion for wind meander identification. For this, data from the experiment Fluxes Over Snow-covered Surfaces II (FLOSSII) will be submitted to two methods for the identification of meander characteristic parameters, the first being the adjustment of the autocorrelation of the data to the Autocorrelation Function (ACF) through of the loop parameter ( $m$ ) and the meander period ( $T_*$ ) and the second the Hilbert-Huang Transform (HHT) using the marginal spectrum for meander period determination ( $T_*$ ). With the characteristic meander parameters, a statistical analysis will be performed using the classical criterion of weak wind ( $\bar{U} > m \text{ s}^{-1}$ ) and the coupling speed ( $\bar{U}_{coup}$ ) to find one hour intervals in which there is the possibility of meander occurrence. Comparing the two criteria, the analyzes performed show that the  $\bar{U}_{coup}$  criterion found approximately 4 times more intervals, maintaining the same percentage of cases where the loop parameter is greater than one, being a more adequate criterion to find cases of possible meander, especially for the higher measurement levels. In sites that have high-level measurement towers, the criterion of  $\bar{U} > m \text{ s}^{-1}$  may restrict most cases, while the coupling speed causes the natural separation of flow regimes. Thus allowing all possible cases to be analyzed.

Keywords: Meander. Coupling speed. Coupling state. Wind direction

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Ciclo da CLP ao decorrer do dia. ....	16
Figura 2 – Perfis velocidade, temperatura potencial e $Ri$ característicos para CLE muito estável. ....	17
Figura 3 – Dependência $r_{wT}$ , $\overline{w'\theta'}$ e $\sigma_w$ com $z/L$ . ....	18
Figura 4 – Perfis velocidade do vento, temperatura potencial e $Ri$ característicos durante um Jato de baixo nível. ....	20
Figura 5 – Oito níveis de velocidade vertical na torre de 60 m do experimento CASES99 na noite de 18 de outubro de 1999. Onde: em (a) tem-se uma instabilidade térmica; em (b) instabilidade de cisalhamento; em (c) instabilidade de cisalhamento causada pela mudança de direção do vento e em (d) instabilidade de cisalhamento causada pela perturbação da pressão. ....	21
Figura 6 – Perturbação na temperatura em diferentes alturas causada pela passagem de um <i>soliton</i> . ....	21
Figura 7 – Autocorrelação da componente zonal do vento ( $R_u(\tau)$ , linha cinza) e ajuste a função de autocorrelação (do inglês, “autocorrelation function” (ACF)) proposta por Moor et al. (2015) (linha preta). ....	22
Figura 8 – Exemplo do método de decomposição em modos empíricos. Em (a) tem-se um sinal não linear e não estacionário, em (b), observa-se o sinal na linha preta, os envelopes nas linhas tracejadas e a média dos envelopes na linha em negrito, em (c) observa-se a primeira IMF que é representada pelo sinal subtraído da média dos envelopes. ....	26
Figura 9 – Direção meteorológica dos ventos. Onde: $u$ componente zonal do vento; $v$ componente meridional do vento; $U$ velocidade horizontal do vento; $W_{dir}$ ângulo meteorológico do vento ou direção do vento. ....	32
Figura 10 – Histograma das componentes de velocidade zonal ( $\bar{u}$ ), meridional ( $\bar{v}$ ) e velocidade do vento ( $\bar{U}$ ) para cada nível. Onde a cor preta representa a altura de 1 m, vermelha 2 m, verde 5 m, azul 10 m, turquesa 15 m, magenta 20 m e amarela 30 m. ....	37
Figura 11 – Rosa da direção do vento para cada nível e todos os níveis. ....	39
Figura 12 – Histograma da distribuição de frequências do parâmetro $m$ (Fig. 12a) e período do meandro (Fig. 12b) para $\bar{u}, \bar{v}$ e $\bar{\theta}$ , em cada cada nível. A cor preta representa a altura de 1 m, vermelha 2 m, verde 5 m, azul 10 m, turquesa 15 m, magenta 20 m e amarela 30 m. ....	40
Figura 13 – Autocorrelação dos dados das componentes de velocidades $\bar{u}$ (em preto) e $\bar{v}$ (em vermelho) e temperatura (em azul) para o intervalo compreendido entre 1 h local e 2 h local do dia 16 de fevereiro, no nível de 15 metros.	

- As linhas cheias se referem a autocorrelação dos dados, já as linhas tracejadas representam o ajuste a função de autocorrelação, Equação 2. O valor da correlação, valor do parâmetro  $m$  da função de autocorrelação e o período ( $T_*$ ) calculado conforme Equação 3, para as componentes de velocidade e temperatura aparecem na legenda da figura. .... 41
- Figura 14 – Autocorrelação dos dados das componentes de velocidades  $\bar{u}$  (em preto) e  $\bar{v}$  (em vermelho) e temperatura (em azul) para o intervalo compreendido entre 22 h e 23 h local do dia 15 de fevereiro, para os níveis de 30 m, 15 m, 10 m, 5 m, 2 m e 1 m. Na legenda pode-se observar os valores dos parâmetros  $m_{u,v,\theta}$  e  $T_{* u,v,\theta}$  segundo ajuste à função de autocorrelação (linhas tracejadas), bem como a correlação do ajusto aos dados. .... 42
- Figura 15 – IMF's da componente zonal de velocidade para o intervalo de 1 h local às 2 h local da madrugada do dia 16 de fevereiro para o nível de quinze metros. .... 44
- Figura 16 – Espectro de energia de Hilbert-Huang da componente zonal de velocidade para o intervalo de 1 h local às 2 h local da madrugada do dia 16 de fevereiro para o nível de quinze metros. .... 45
- Figura 17 – Espectro marginal de Hilbert-Huang da componente zonal de velocidade para o intervalo de 1 h às 2 h local, da madrugada do dia 16 de fevereiro, para o nível de quinze metros. O ponto vermelho indica o pico de energia e o período de maior energia aparece na legenda. .... 46
- Figura 18 – Histograma da distribuição de frequências do período de oscilação obtido através do pico de energia para a componente zonal de velocidade ( $\bar{u}$ ) em cada nível. A cor preta representa a altura de 1 m, vermelha 2 m, verde 5 m, azul 10 m, turquesa 15 m, magenta 20 m, amarela 30 m e cinza todos os níveis. .... 47
- Figura 19 – Comparativo entre as médias dos períodos encontrados através da função de autocorrelação, em preto, e HHT, em vermelho. Os dados foram filtrados para remover dados inconsistentes causados pelo não ajuste à função autocorrelação, foram utilizados somente os intervalos em que o parâmetro  $m$  da ACF apresentou valor maior que 1 e intervalos em que  $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$ . .... 48
- Figura 20 – Espectro de energia de Hilbert-Huang para os dados do dia 15 de fevereiro no intervalo compreendido entre 22 h e 23 h local para os níveis de 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 15 m e 30 m. .... 50
- Figura 21 – Espectro marginal de Hilbert-Huang para os dados do dia 15 de fevereiro no intervalo compreendido entre 22 h e 23 h local para os níveis de 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 15 m e 30 m. .... 51
- Figura 22 – Média dos períodos obtidos para cada nível de medição. Foram consi-



derados todos os intervalos encontrados nos quais $m > 0$ e excluídos intervalos em que o período encontrados foram maior que a janela de tempo observada (3600 segundos). . . . .	52
Figura 23 – Média dos períodos obtidos para cada nível de medição para os casos em que o parâmetro de <i>loop</i> da ACF é maior que 1 ( $m > 1$ ), em comparativo com a Figura 22. . . . .	53
Figura 24 – Variação do período da oscilação com a altura e tempo para a componente de velocidade zonal. As isolinhas representam a velocidade do vento $\bar{U}$ . . . . .	54
Figura 25 – Desvio padrão da variação da direção do vento ( $\sigma_{\delta W_{dir}}$ ) (MAHRT, 2011) em função da velocidade do vento ( $\bar{U}$ ) para cada nível. As setas indicam a velocidade para a conexão da Tabela 2, em cada nível. Os dados foram ordenados de acordo com a direção do vento com posterior média de blocos onde cada ponto representa 1000 dados. . . . .	58
Figura 26 – Direção do vento ( $W_{dir}$ ) por velocidade ( $\bar{U}$ ) Local com rotação dupla das componentes, as setas indicam a velocidade para a conexão para cada nível. Os dados foram ordenados de acordo com a direção do vento com posterior média de blocos onde cada ponto representa 1000 dados. . . . .	59
Figura 27 – Direção do vento ( $W_{dir}$ ) por velocidade ( $\bar{U}$ ) no nível de 1 metro Figura 27a e 30 metros Figura 27b com rotação dupla das componentes, a flecha indica a velocidade para a conexão para o nível. Os dados foram ordenados de acordo com a direção do vento com posterior média de blocos onde cada ponto representa 1000 dados. . . . .	60
Figura 28 – Variação do período da oscilação com a altura e tempo para a componente de velocidade zonal. As isolinhas representam a velocidade do vento $\bar{U}$ . . . . .	63
Figura 29 – Autocorrelação dos dados das componentes de velocidades $\bar{u}$ (em preto) e $\bar{v}$ (em vermelho) e temperatura (em azul) para o intervalo compreendido entre 22 h e 23 h local do dia 18 de janeiro, no nível de 1 metro. As linhas cheias se referem a autocorrelação dos dados, já as linhas tracejadas representam o ajuste a função de autocorrelação, Equação 2. O valor mínimo ( $R_{min}$ ) da autocorrelação, valor do parâmetro $m$ da função de autocorrelação e o período ( $T_*$ ) calculado conforme Equação 3, para as componentes de velocidade e temperatura aparecem na legenda da figura. . . . .	64

## LISTA DE TABELAS

- Tabela 1 – Número de intervalos, média do parâmetro  $m$  da função de autocorrelação e médio período do meandro encontrados para diferentes critérios e níveis. Os números entre parênteses correspondem a percentagem dos intervalos que apresentaram  $m > 1$  e os subscritos  $\bar{u}$  e  $\bar{v}$  representam os valores para as componentes zonal e meridional, respectivamente. . . . . 56
- Tabela 2 – Velocidade para a conexão do escoamento para os dados do experimento FLOSS II segundo Acevedo et al. (2016) . . . . . 57
- Tabela 3 – Parâmetro  $m$  da função de autocorrelação para intervalos de uma hora segundo os critérios de vento fraco e velocidade para a conexão. Os números entre parênteses correspondem a percentagem dos intervalos que apresentaram  $m > 1$  e os subscritos  $\bar{u}$  e  $\bar{v}$  representam os valores para as componentes zonal e meridional do vento, respectivamente. . . . . 62

## LISTA DE ABREVIATURAS

<i>CLP</i>	Camada limite planetária
<i>CLC</i>	Camada limite convectiva
<i>CR</i>	Camada residual
<i>CLE</i>	Camada limite estável
<i>LLJ</i>	Jato de baixo nível (do inglês, <i>low-level jets</i> )
<i>ACF</i>	Função de autocorrelação (do inglês, <i>Autocorrelation Function</i> )
<i>EMD</i>	Método de decomposição em modos empíricos (do inglês, <i>Empirical mode decomposition</i> )
<i>EEMD</i>	Método de decomposição em modos empíricos conjuntos (do inglês, <i>Ensemble empirical mode decomposition</i> )
<i>CEEMD</i>	Método de decomposição em modos empíricos conjuntos completos (do inglês, <i>Complete ensemble empirical mode decomposition</i> )
<i>IMF</i>	Função de modo intrínseco (do inglês, <i>intrinsic mode function</i> )
<i>HHT</i>	Transformada de Hilbert-Huang (do inglês, <i>Hilbert-Huang transform</i> )
<i>ECT</i>	Energia cinética turbulenta
<i>FLOSSII</i>	Fluxes Over Snow-covered Surface II

## LISTA DE SÍMBOLOS

$Ri$	Número de Richardson gradiente
$r_{wT}$	Correlação entre a velocidade vertical e temperatura
$\overline{w'\theta'}$	Fluxo turbulento de calor sensível
$\sigma_w$	Desvio padrão da componente de velocidade vertical
$\overline{U}$	Velocidade do vento horizontal média
$R_i(\tau)$	Autocorrelação no instante $\tau$
$\overline{u}$	Componente zonal de velocidade do vento
$\overline{v}$	Componente meridional de velocidade do vento
$\overline{w}$	Componente vertical de velocidade do vento
$\overline{\theta}$	Temperatura
$m$	parâmetro de <i>loop</i> da função de Autocorrelação de Frenkiel (1953)
$T_*$	Período do meandro
$s$	parâmetro de estabilidade estática
$\overline{\Theta}_v$	Temperatura potencial virtual média
$z$	Altura
$g$	Aceleração da gravidade
$L$	Comprimento de Obukhov
$\Theta$	Temperatura de referência
$W_{dir}$	Direção ou ângulo meteorológico do vento
$\delta W_{dir}$	Variabilidade da direção do vento
$\sigma_{\delta W_{dir}}$	Desvio padrão da variabilidade da direção do vento

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>12</b>
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b>	<b>14</b>
<b>2.1</b>	<b>Camada limite estável</b>	<b>16</b>
<b>2.1.1</b>	<b>Fenômenos de Submeso na Camada Limite Estável</b>	<b>18</b>
<b>2.1.1.1</b>	<b>Movimentos de meandro</b>	<b>22</b>
<b>2.2</b>	<b>Funções de autocorrelação</b>	<b>23</b>
<b>2.3</b>	<b>Método de Decomposição em modos empíricos</b>	<b>24</b>
<b>2.3.1</b>	<b>Problema de mistura de modos e aperfeiçoamentos do método de EMD</b>	<b>27</b>
<b>2.4</b>	<b>Espectro de energia e espectro marginal de energia de Hilbert-Huang</b>	<b>28</b>
<b>2.5</b>	<b>Parâmetros de estabilidade atmosférica</b>	<b>29</b>
<b>3</b>	<b>METODOLOGIA</b>	<b>31</b>
<b>3.0.1</b>	<b>Metodologia para determinação da direção meteorológica do vento e variação da direção do vento</b>	<b>32</b>
<b>3.0.2</b>	<b>Metodologia para a rotação das componentes de velocidade</b>	<b>34</b>
<b>3.1</b>	<b>Descrição dos dados FLOSS II</b>	<b>34</b>
<b>4</b>	<b>RESULTADOS</b>	<b>36</b>
<b>4.1</b>	<b>Caracterização do regime de escoamento do sítio</b>	<b>36</b>
<b>4.2</b>	<b>Método da autocorrelação para a detecção e determinação de parâmetros do meandro</b>	<b>40</b>
<b>4.3</b>	<b>Determinação do período do meandro utilizando o espectro marginal de Hilbert-Huang</b>	<b>42</b>
<b>4.3.1</b>	<b>Estudo de caso de meandro das componentes horizontais do vento uti- lizando o espectro de energia de Hilbert-Huang</b>	<b>48</b>
<b>4.4</b>	<b>Evolução do período do meandro no tempo e sua relação com a altura</b>	<b>52</b>
<b>4.5</b>	<b>Relação dos parâmetros de meandro com a estabilidade atmosférica</b>	<b>55</b>
<b>4.6</b>	<b>Relação entre velocidade do vento, altura e mudança na direção do vento na CLE</b>	<b>56</b>
<b>4.7</b>	<b>Análises utilizando a velocidade pra acoplamento do escoamento como cri- tério de separação dos intervalos</b>	<b>61</b>
<b>5</b>	<b>CONCLUSÃO</b>	<b>65</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	<b>67</b>

## 1 INTRODUÇÃO

O estudo do escoamento na camada limite planetária (CLP) pode atingir um grande nível de complexidade, principalmente no período noturno, quando essa se encontra em um regime muito estável, que ocorre em noites frias de ventos fracos e céu claro. Nessas condições, quando existe grande perda radiativa da superfície terrestre, a turbulência pode ter sua intensidade reduzida em vários ordens de grandeza (MAHRT; VICKERS, 2006).

Em uma mesma noite, o regime de escoamento na camada limite estável (CLE) pode alternar várias entre um estado caracterizado por fraca intensidade turbulenta, nos quais nos níveis verticais estão energeticamente desacoplados e um estado caracterizado por intensa mistura turbulenta, típico de noites com vento forte e, ou com nebulosidade (DERBYSHIRE, 1999; ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012).

A transição entre os regimes ocorre em um valor específico da velocidade média do vento, conhecida como limite de cruzamento (neste trabalho chamada de velocidade de conexão), que é a velocidade mínima do escoamento para que o cisalhamento do vento produza turbulência suficiente para manter o escoamento turbulento, e dessa forma “conectado” com os demais níveis verticais da atmosfera (ACEVEDO et al., 2016).

Caso a velocidade do escoamento seja menor que a velocidade para a conexão, o escoamento próximo à superfície se desacopla energeticamente dos demais níveis verticais atmosféricos (DERBYSHIRE, 1999; ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003) e passa a ser governado por fenômenos de maior escala quando comparados com escalas de turbulência (MAHRT et al., 1998; MAHRT, 2010b; ACEVEDO et al., 2014).

Dentre os fenômenos de maior escalas citados, estão o fenômenos de escala de submeso, como por exemplo: jatos de baixo nível; movimentos de meandro; ondas de gravidade; correntes de densidade (MAHRT et al., 1998; MAHRT, 1998; SUN et al., 2002, 2004; NAPPO, 1991; FINNIGAN; EINAUDI; FUA, 1984; DORAN; HORST, 1981; BANTA et al., 2002; BANTA, 2008; ACEVEDO et al., 2014).

Neste contexto, o fenômeno de meandro das componentes horizontais do vento é particularmente interessante, principalmente em condições de vento fraco, onde a difusão de momentum ocorrerá basicamente por fenômenos oscilatórios, e não pela presença da turbulência no escoamento (ZILITINKEVICH et al., 2013).

Anfossi et al. (2005) encontraram o fenômeno do meandro em condições de regime ligeiramente instáveis, mostrando que o mesmo aparentemente não depende das condições de estabilidade do escoamento. Por outro lado, van Hooijdonk et al. (2015) mostraram que parâmetros de estabilidade clássicos tais como Número de Richardson e a razão entre a altura e o comprimento local de Obukhov ( $z/\Lambda$ ), não são capazes de separar de forma adequada os regimes de escoamento na CLE, de acordo com os mesmos, um parâmetro baseado na velocidade mínima para o acoplamento do escoamento é mais adequado

nesta condição.

O fenômeno de meandro das componentes de velocidade horizontais do vento tem implicação direta sobre atividades humanas, por exemplo na dispersão de poluentes, onde o meandro exerce papel fundamental na difusão de escalares (ANFOSSI et al., 2005). A maioria dos modelos de dispersão falham em representar a influência do meandro, Belušić e Güttler (2010) mostram que impondo algumas condições modelos de mesoescala conseguem reproduzir esta influência, todavia, ainda existe grande dificuldade para modelagem de dispersão nessas condições, principalmente pelo fato de que o meandro dos ventos ainda não é totalmente entendido e caracterizado, destacando assim a relevância deste trabalho, cujo tema de relaciona a dependência dos parâmetros de identificação do meandro do vento com o acoplamento do escoamento na camada limite atmosférica noturna.

O presente estudo tem como objetivo principal relacionar o estado de acoplamento atmosférico com a ocorrência de meandro dos ventos utilizando a velocidade necessária para o acoplamento como critério inicial para a identificação do fenômeno. Os objetivos específicos são: 1) Verificar a eficiência do método da autocorrelação, o qual é o método tradicional para detecção do meandro do vento (ANFOSSI et al., 2005; MORTARINI et al., 2013; MORTARINI; ANFOSSI, 2015; MOOR et al., 2015; MARTINS et al., 2016); 2) Analisar como se comporta o fenômeno em diferentes níveis de medição; 3) Buscar diferentes métodos e critérios para melhor caracterizar o período do meandro.

A fim de alcançar os objetivos supracitados, esse trabalho estrutura-se em capítulos, os quais abordam os seguintes tópicos: o capítulo 2 traz uma revisão da literatura sobre assuntos afins ao estudo; o capítulo 3 apresenta a abordagem utilizada para a obtenção dos objetivos, bem como, os dados experimentais utilizados; o capítulo 4 traz uma discussão dos resultados obtidos; o capítulo 5 traz as conclusões das análises realizadas no capítulo anterior.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O conceito de camada limite surgiu no início do século XX. Os resultados encontrados através de experimentos, principalmente nas áreas de engenharia, apresentavam grandes discrepâncias, pois até o século XIX a hidrodinâmica clássica ignorava os efeitos viscosos dos fluidos. Como solução a esse problema, Ludwig Prandtl, em seu trabalho “*Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung*” (em português, Sobre o movimento de um fluido com atrito muito baixo) mostrou que um escoamento por uma superfície pode ser dividido em duas regiões (SCHLICHTING; GERSTEN, 2003):

- Uma fina camada próxima a superfície (camada limite), onde os efeitos viscosos tem grande importância;
- O resto do escoamento, onde as forças viscosas podem ser desconsideradas já que são pequenas em relação as demais forças envolvidas (gravitacional e pressão por exemplo).

Seguindo o conceito de camada limite descrito por Prandtl, Stull (1988) define camada limite planetária (CLP) como “a região da troposfera que é diretamente influenciada pela presença da superfície da Terra e responde aos forçantes superficiais em uma escala de tempo da ordem de uma hora ou menos”.

Na CLP, a turbulência é responsável pelo transporte e difusão de quantidades escalares e vetoriais na camada limite. Os dois principais forçantes que atuam na produção e ou destruição de turbulência durante o ciclo diurno são o forçante mecânico (devido ao cisalhamento do vento, o qual sempre atua na produção de turbulência) e o forçante térmico (devido às forças de empuxo, que pode atuar tanto na produção quanto na destruição, dependendo do sinal do fluxo de calor sensível em superfície) (STULL, 1988).

Em regiões de alta pressão o ciclo da CLP é bem definido, com diferentes características conforme a hora do dia e também de acordo com os forçantes térmicos e mecânicos, que controlam a produção ou destruição de turbulência na camada limite, as três principais subdivisões da CLP durante o ciclo de um dia são (STULL, 1988):

- Camada limite convectiva (CLC): Na CLC a turbulência é gerada predominantemente devido às forças de empuxo, que atuam na convecção. A CLC começa a se desenvolver em torno de meia hora após o nascer do sol, em dias de céu claro, atinge sua profundidade máxima logo após ao meio dia se mantendo até o final da tarde, podendo chegar até 3 km de profundidade. A camada limite convectiva é caracterizada pela presença de turbulência homogênea, isotrópica e bem desenvolvida.
- Camada Residual (CR): Em torno de meia hora antes do por do sol a intensidade das correntes de convecção diminui e nos níveis mais altos da CLC começa a se formar uma camada residual, com turbulência remanescente da CLC. É caracterizada por



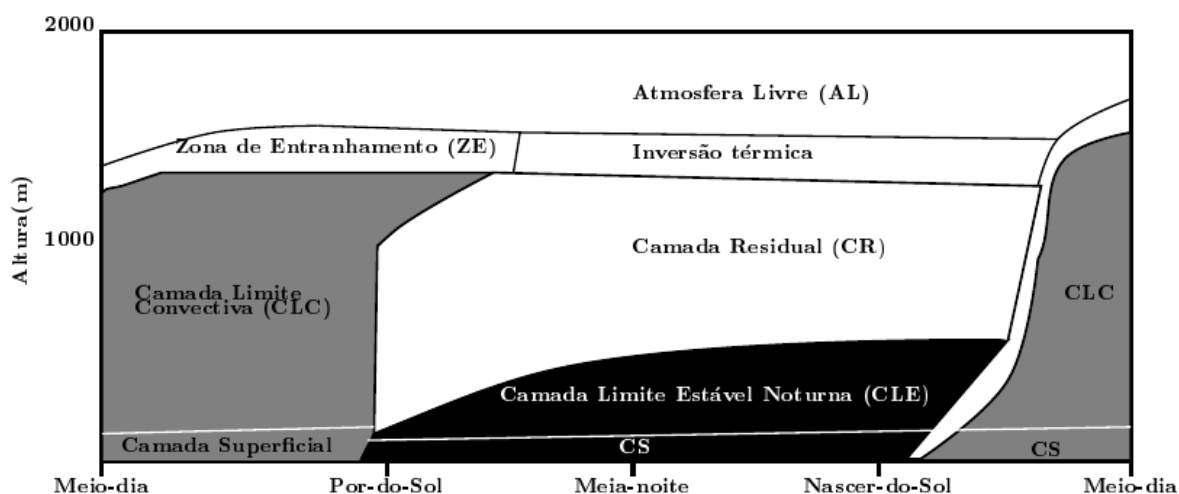
uma estratificação térmica neutra, que resulta em uma turbulência aproximadamente de mesma intensidade em todas as direções. É importante destacar que a CR nunca entra em contato com o solo, devido a existência da camada limite estável, e assim portanto, não se enquadrando na definição formal de camada limite (STULL, 1988).

- Camada limite estável (CLE): Logo após o ocaso, a radiação de onda curta proveniente do Sol cessa e a superfície terrestre para de aquecer. Então, a superfície passa a ser resfriada pela emissão de radiação de onda longa, como consequência, o ar em contato com mesma também é resfriado. Esse processo dá origem a uma estratificação termicamente estável, onde as forças de empuxo atuam destruindo turbulência, e o único forçante que atua na produção de turbulência é o cisalhamento do vento, dando origem à CLE. A profundidade da CLE pode variar de alguns metros até algumas centenas de metros, esta geralmente aumenta ao longo da noite. É importante destacar que camadas limite estáveis também podem se formar durante o dia, devido a advecção de ar quente sobre uma superfície fria (STULL, 1988). Na CLE, em condições muito estáveis, as escalas do escoamento turbulento são reduzidas em muitas ordens de magnitude e alguns fenômenos de maior escala, conhecidos como fenômenos de submeso (MAHRT; THOMAS; PRUEGER, 2009; MAHRT; MILLS, 2009; MAHRT, 2010b; ACEVEDO et al., 2014, entre outros) passam a ter importante influência sobre o escoamento médio na camada limite e como esse é descrito. Dentre esses fenômenos pode-se destacar: ondas de gravidade, micro-frentes, jatos de baixos níveis, meandro do vento, entre outros.

Nesse contexto, a Figura 1 traz um esquema idealizado do ciclo diurno da CLP, onde é possível observar a formação e o período das condições acima descritas.

Como o foco deste trabalho é a caracterização das variações da direção do vento em condições de estratificação estável, uma atenção especial será destinada para a CLE. Dessa forma, o tópico a seguir apresenta mais detalhadamente aspectos característicos desta parte do ciclo da CLP.

Figura 1 – Ciclo da CLP ao decorrer do dia.



Fonte: adaptado de Stull (1988).

## 2.1 Camada limite estável

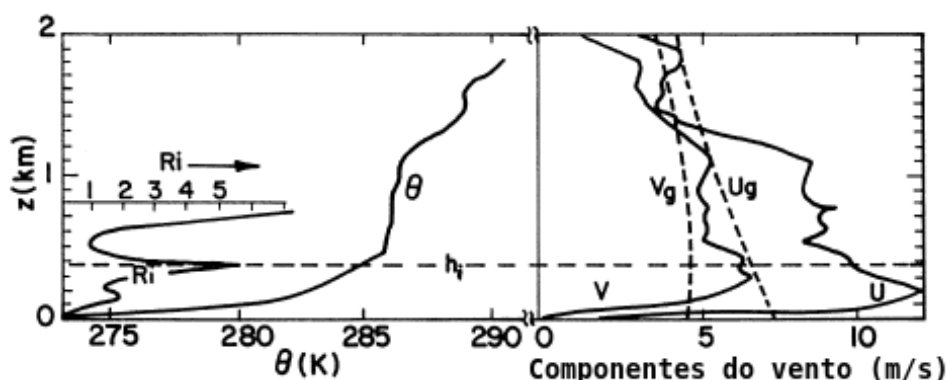
Em noites com grande perda radiativa da superfície, geralmente noites de céu claro e que concomitantemente a intensidade do vento é fraca, a turbulência pode ter sua intensidade reduzida em várias escalas (MAHRT; VICKERS, 2006) e o escoamento turbulento na baixa atmosfera pode passar a ser controlado por muitos fenômenos de maior escala (MAHRT et al., 1998; MAHRT, 2010a; ACEVEDO et al., 2014).

Para as condições a cima descritas, a Figura 2 mostra perfis de velocidade, temperatura potencial e número de Richardson ( $Ri$ ), traçados por Deardorff (1978) a partir de dados experimentais. A mesma mostra claramente a presença de um jato noturno, comumente chamado de jato de baixo nível, próximo ao topo da CLE. Ademais, é possível observar a presença de forte estratificação na camada através da grande curvatura do perfil de temperatura e também pelos altos valores de  $Ri$  nas regiões mais afastadas da superfície.

Ainda na Figura 2, observa-se que a presença de turbulência é restrita à região mais próxima a superfície, pois nessa região o valor do Número de Richardson é menor do que 0,2 ( $Ri < 0,2$ ), valor este que geralmente é assumido como crítico, a cima do qual a turbulência será completamente suprimida (ARYA, 2001).

A camada limite estável pode ser classificada em dois regimes: um regime fracamente estável, que é caracterizado pela presença de turbulência contínua e geralmente ocorre em condições de vento forte e céu com nuvens; e outro fortemente estável, que é caracterizado pela presença de turbulência de fraca intensidade e pela alternância desta condição, com períodos de intensa mistura turbulenta (MAHRT, 1998, 1999). É importante destacar que essa alternância pode ocorrer durante várias vezes ao longo de uma mesma noite (ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003; MAHRT, 1999).

Figura 2 – Perfis velocidade, temperatura potencial e  $Ri$  característicos para CLE muito estável.



Fonte: adaptado de Arya (2001).

Em geral, a camada limite fracamente estável apresenta escoamento continuamente turbulento, podendo ser descrita através de relações de similaridade (MONIN; OBUKHOV, 1954; NIEUWSTADT, 1984; MAHRT, 1998). Já na camada limite muito estável, a intensidade da turbulência é reduzida, além disto, nessa condição é comum a ocorrência de intermitência global (MAHRT, 1999; van de Wiel, 2002; COSTA, 2011).

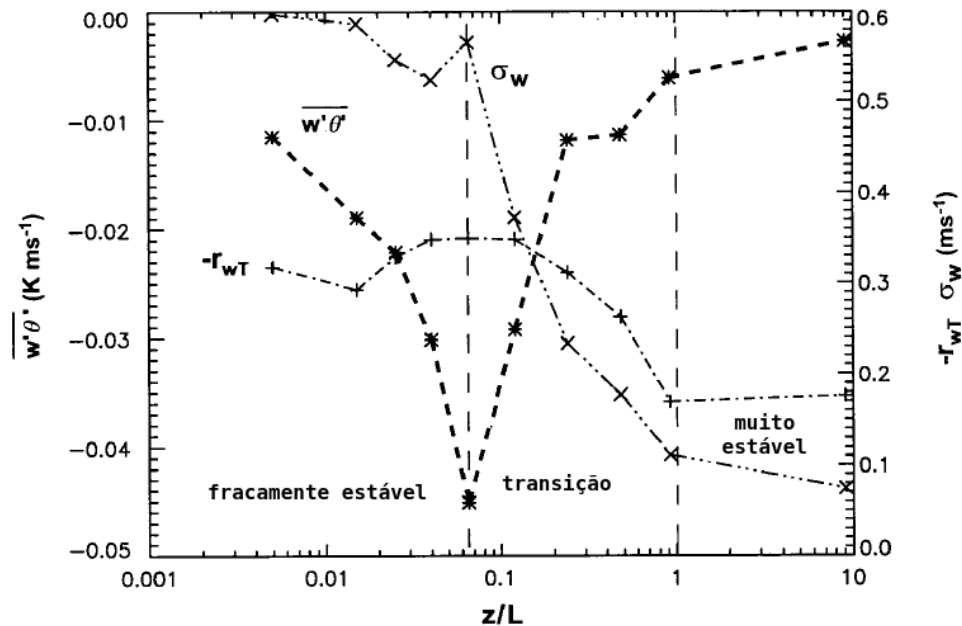
Para a melhor compreensão dos regimes da camada limite estável, a Figura 3 traz um estudo de caso realizado por Mahrt et al. (1998), este sugere três regimes, mostrando a dependência de variáveis que são utilizadas na descrição do escoamento turbulento, com o parâmetro de estabilidade  $z/L$  (onde  $L$  é o comprimento de Obukhov), com a correlação entre a velocidade vertical e temperatura ( $r_{wT}$ ), o fluxo turbulento de calor sensível ( $\overline{w'\theta'}$ ) e o desvio padrão da velocidade vertical ( $\sigma_w$ ).

Na Figura 3, pode-se observar que no regime fracamente estável, conforme aumenta o parâmetro de estabilidade, aumenta também o fluxo turbulento de calor sensível, isso se deve ao fato das amplitudes das flutuações de temperatura aumentarem com a estabilidade devido ao aumento do gradiente temperatura entre os níveis verticais da atmosfera, para o caso citado, isto acontece quando  $0 < z/L < 0,06$ . Já no regime muito estável, quando  $z/L > 1$ , o fluxo turbulento de calor sensível é pequeno, diminuindo gradativamente com o aumento da estabilidade.

Ainda na Figura 3, entre as regiões de regime fracamente estável e muito estável, quando  $0,06 < z/L < 1$ , Mahrt et al. (1998) definem um região de transição, esta é caracterizada por um decaimento rápido do fluxo turbulento de calor sensível com o aumento da estabilidade, esse decaimento acontece pois a amplitude da flutuação da velocidade vertical diminui.

Além da classificação da CLE em fracamente estável e muito estável utilizando variáveis do escoamento que meçam a estabilidade, é comum também classificar a CLE pelo estado de acoplamento ou desacoplamento energético da atmosfera com a superfície (DERBYSHIRE, 1999; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012).

Figura 3 – Dependência  $r_{wT}$ ,  $\overline{w'\theta'}$  e  $\sigma_w$  com  $z/L$ .



Fonte: adaptado de Mahrt et al. (1998).

Em um estado energeticamente acoplado existe pouca variação de temperatura, escalares de concentração e outras propriedades do escoamento, indicando um escoamento turbulento, classificação esta, análoga a um regime fracamente estável. Já em um estado energeticamente desacoplado, as propriedades do escoamento variam consideravelmente com a altura, ou seja, existe uma forte estratificação que é característica de um escoamento muito estável (ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012).

### 2.1.1 Fenômenos de Submeso na Camada Limite Estável

A turbulência é um fenômeno físico não-linear caracterizado por flutuações aparentemente caóticas na pressão e nas componentes de velocidade do escoamento. As escalas de tempo do escoamento turbulento podem variar de poucos segundos, na CLE (ACEVEDO et al., 2014), até aproximadamente 25 min na CLC convectiva (NIEUWSTADT; BROST, 1986).

O estudo da CLE é particularmente interessante, pois além da escala de tempo dos fenômenos turbulentos ser reduzida em várias ordens de grandeza, em condições muito estáveis, podem coexistir com a turbulência fenômenos de natureza complexa conhecidos como fenômenos de submeso (ACEVEDO et al., 2014; MAHRT; VICKERS, 2006).

O termo submeso foi introduzido por Mahrt, Thomas e Prueger (2009) para diferenciar da tradicional "mesoescala", pois são fenômenos com escala de tempo que pode variar de segundos até aproximadamente uma hora. Dentre os principais fenômenos que causam movimentos de submeso encontram-se (MAHRT; THOMAS; PRUEGER, 2009; MAHRT, 2007; BELUŠIĆ; GÜTTLER, 2010; ACEVEDO et al., 2014; CAVA et al., 2017;

MORTARINI et al., 2018, entre outros):

- Jatos de baixo nível;
- movimentos de meandro;
- ondas gravitacionais;
- correntes de densidade.

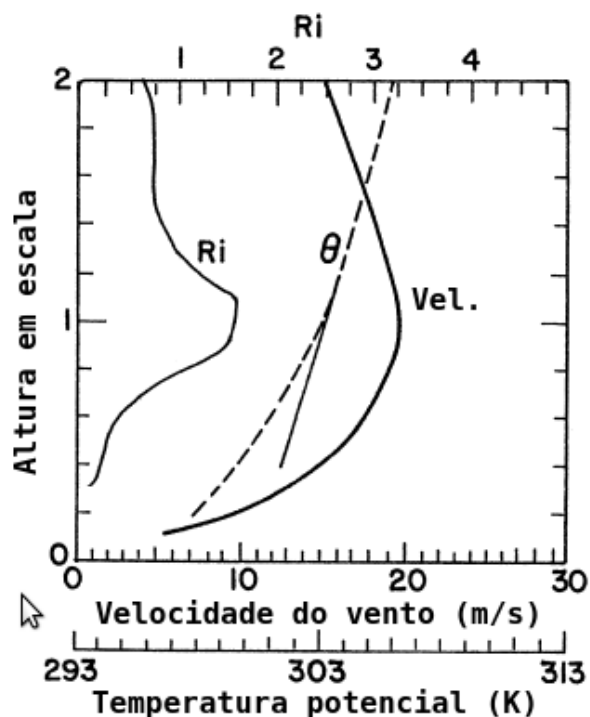
Muitos estudos associam os fenômenos supracitados com a intermitência de turbulência que ocorre em condições de camada limite muito estável (DORAN; HORST, 1981; FINNIGAN; EINAUDI; FUA, 1984; NAPPO, 1991). Essa intermitência é caracterizada por eventos de turbulência seguidos por períodos de flutuações fracas ou imensuráveis, posteriormente as flutuações voltam a crescer em novos eventos intermitentes (MAHRT, 1999).

Já os jatos de baixo nível (LLJ, do inglês *low-level jets*), são definidos por Banta (2008) como um máximo de velocidade de vento na baixa troposfera, a uma altura característica de 1 a 1,5 km de altura da superfície terrestre. De acordo com o mesmo, a definição de jato de baixo nível varia conforme os dados disponíveis e sua finalidade, em alguns casos uma velocidade mínima pode ser definida para caracterizar-lo.

Em alguns casos um LLJ noturno, pode ser causado pelo desacoplamento do escoamento, logo acima da superfície, como resultado do resfriamento do solo (BANTA et al., 2002). Devido ao desacoplamento o balanço de forças horizontais causa uma aceleração, onde a força de gradiente de pressão se sobressai à força de atrito, e dessa forma causa um aumento local na velocidade do vento que produz um "nariz" no perfil vertical do vento (Fig. 4), o qual é chamado de LLJ (BANTA et al., 2002).

Ademais, Banta et al. (2002) levantam a hipótese de que a maneira com que os LLJs afetam a CLE está relacionada a aceleração dos mesmos, pois levam a um aumento do cisalhamento local, que por sua vez aumenta a turbulência próximo a superfície. Isso pode ser observado claramente na Figura 4, que traz os perfis velocidade do vento, temperatura potencial e  $Ri$  característicos durante um jato de baixo nível.

Figura 4 – Perfis velocidade do vento, temperatura potencial e  $Ri$  característicos durante um Jato de baixo nível.

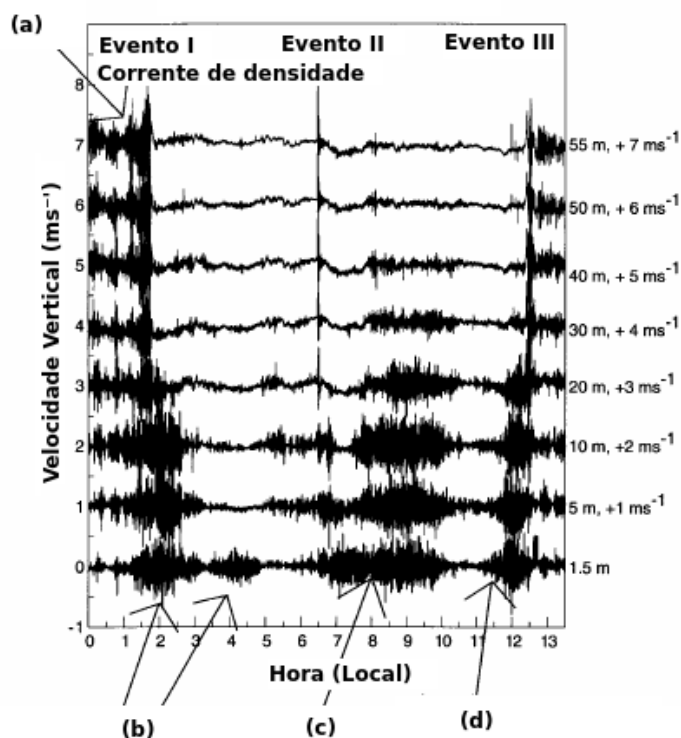


Fonte: adaptado de Arya (2001) (p. 105).

Mesmo com os estudos que relacionam a intermitência com os fenômenos físicos citados em diferentes condições, Sun et al. (2004) relatam que antes de 1999, com o *Atmosphere-Surface Exchange Study (CASES-99)*, essa relação não era profundamente estudada devido a falta de observações que fornecessem dados de diferentes escalas de movimentos verticais e horizontais simultaneamente.

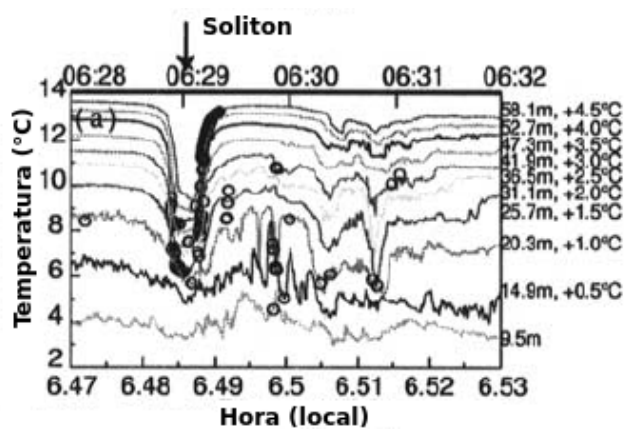
Em seus estudos Sun et al. (2002) e Sun et al. (2004) analisam dados em que ocorreram três eventos de intermitência, demonstrando que o primeiro ocorreu devido a uma corrente de densidade, o segundo devido a um *soliton* e o terceiro devido ondas de gravidade, como mostram as Figs. 5 e 6.

Figura 5 – Oito níveis de velocidade vertical na torre de 60 m do experimento CASES99 na noite de 18 de outubro de 1999. Onde: em (a) tem-se uma instabilidade térmica; em (b) instabilidade de cisalhamento; em (c) instabilidade de cisalhamento causada pela mudança de direção do vento e em (d) instabilidade de cisalhamento causada pela perturbação da pressão.



Fonte: adaptado de Sun et al. (2002)(p. 204).

Figura 6 – Perturbação na temperatura em diferentes alturas causada pela passagem de um *soliton*.



Fonte: adaptado de Sun et al. (2004) (p. 259).

### 2.1.1.1 Movimentos de meandro

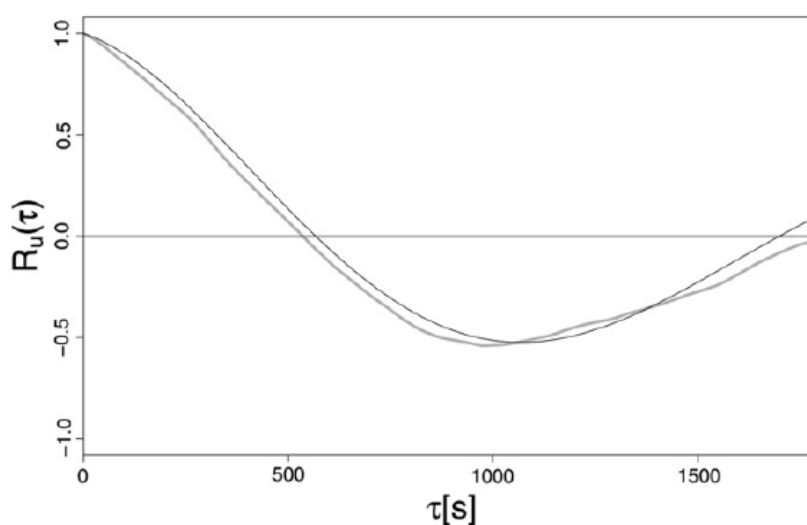
Todos os fenômenos citados na Seção 2.1.1 podem influenciar na mudança da direção horizontal das componentes do vento, podendo inclusive levar a oscilações das mesmas.

O meandro é caracterizado como uma oscilação na direção das componentes horizontais da velocidade do vento, que acontece com um período menor que uma hora (ANFOSSI et al., 2005; OETTL et al., 2005; MAHRT, 2007; BELUŠIĆ; GÜTTLER, 2010). Esse fenômeno pode ser observado em diferentes condições atmosféricas, no entanto, se torna mais evidente em condições de forte estratificação térmica e ventos de baixa velocidade (HANNA, 1981; ANFOSSI et al., 2005; MAHRT, 2007).

A maneira mais usual de identificar o fenômeno e suas características de intensidade e período, partindo de dados experimentais, é através da análise da autocorrelação das componentes horizontais de velocidade do vento e temperatura (ANFOSSI et al., 2005; MORTARINI et al., 2013; MOOR et al., 2015).

Neste contexto, a Figura 7 traz a autocorrelação da componente zonal do vento de dados analisados por Moor et al. (2015), onde é possível notar que a autocorrelação da variável não segue um comportamento padrão de uma variável que se autocorrelaciona, em que um decaimento exponencial é esperado, essa apresenta um comportamento oscilatório, apresentando *lobes* negativos, esse comportamento é característico do meandro dos ventos.

Figura 7 – Autocorrelação da componente zonal do vento ( $R_u(\tau)$ , linha cinza) e ajuste a função de autocorrelação (do inglês, “autocorrelation function” (ACF)) proposta por Moor et al. (2015) (linha preta).



Fonte: adaptado de Moor et al. (2015).

Ainda na Figura 7, observa-se também que uma curva pode ser ajustada a autocorrelação dos dados, de modo a prever o comportamento da mesma. A esses ajustes dá-se



o nome de função de autocorrelação (ACF, do inglês *autocorrelation function*), neste trabalho será abordada a funções de autocorrelação proposta pro Frenkiel (1953), que será discutidas com maiores detalhes na Seção 2.2.

Estudos relativamente recentes buscaram caracterizar o meandro, bem como, identificar em que condições pode ser observado, sendo a maioria desses realizados com experimentos em condições de ventos fracos (ANFOSSI et al., 2005; MORTARINI et al., 2013; MOOR et al., 2015).

O estudo do meandro dos ventos é particularmente interessante em condições de vento fraco, que é definido por Anfossi et al. (2005) como  $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$ , pois, nessa condição a dispersão de poluente é governada predominantemente pelo meandro, quando os modelos de dispersão existentes não são válidos.

Outro motivo para a maioria dos dados analisados serem em condições de baixa turbulência se deve ao fato de que, segundo Mahrt (2007), nessas condições o meandro dos ventos é mais facilmente observado. Entretanto, é importante ressaltar que ambas as condições, seja de  $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$  ou de fraca intensidade turbulenta ocorrem, geralmente, no estado desacoplado do escoamento da CLE.

## 2.2 Funções de autocorrelação

Tomando o valor de uma das componentes horizontais do vento de uma série temporal em um instante, pode-se verificar que essa provavelmente possuirá algum grau de relação com o valor dessa mesma componente em um instante posterior (BRETT; TULLER, 1991). Esse grau de relação pode ser mensurado utilizando-se a função de autocorrelação, expressa pela Equação 1 (POPE, 2001).

$$R_i(\tau) = \frac{\overline{u_i(t)u_i(t + \tau)}}{\overline{u_i^2}}. \quad (1)$$

Onde:

- $R_i(\tau)$  → autocorrelação no instante  $\tau$ ;
- $u_i(t)$  → velocidade no instante  $t$ ;
- $u_i(t + \tau)$  → velocidade no instante  $(t + \tau)$ ;
- $i$  assume  $\bar{u}$  para componente zonal,  $\bar{v}$  para componente meridional do vento e  $\theta$  para temperatura;
- $\overline{u_i^2}$  variância.

Em condições normais, uma variável que se autocorrelaciona apresenta um decaimento exponencial, como visto pela Equação 1, quando  $t = 0$  tem-se  $R_i(\tau) = 1$ , esse valor vai diminuindo conforme  $\tau$  é incrementado. Mas as componentes horizontais do vento nem

sempre seguem esse comportamento, em condições de fraca turbulência sua autocorrelação apresenta um comportamento oscilatório, com *lobes* negativos, que caracterizam o fenômeno de meandro das componentes horizontais do vento (OETTL et al., 2005; MORTARINI et al., 2013).

A fim de descrever o comportamento da autocorrelação que apresenta *lobes* negativos, Frenkiel (1953) desenvolveu um ajuste que é função de um coeficiente  $m$  (parâmetro de *loop*) relacionado com a amplitude do *lobe* negativo da autocorrelação e um coeficiente  $T$ , que por sua vez está relacionado ao período das oscilações (DEGRAZIA et al., 2014). O ajuste proposto por Frenkiel (1953) é dado pela Equação 2:

$$R_i(\tau) = e^{\frac{-\tau}{(m^2+1)T}} \cos\left(\frac{m\tau}{(m^2+1)T}\right). \quad (2)$$

Como citado a cima, os coeficientes  $m$  e  $T$  estão relacionados com o período do meandro ( $T_*$ ), essa relação é descrita pela Equação 3 (ANFOSSI et al., 2005).

$$T_* = \frac{2\pi T(m^2+1)}{m} \quad (3)$$

A partir do parâmetro  $m$  da função de autocorrelação para a componente zonal do vento ( $m_u$ ), componente meridional do vento ( $m_v$ ) e temperatura ( $m_\theta$ ), Mortarini et al. (2016) classifica casos de meandro, quase meandro e não meandro para intervalos de tempo de uma hora como segue:

- $m_{u,v,\theta} > 1 \Rightarrow$  caso de meandro;
- $m_{u,v} > 1 \Rightarrow$  caso de quase meandro;
- $m_{u,v,\theta} \leq 1 \Rightarrow$  não meandro.

### 2.3 Método de Decomposição em modos empíricos

O método de Decomposição em Modos Empíricos (EMD, do inglês *Empirical mode decomposition*) consiste em decompor um sinal de acordo com a frequência de oscilação local de maneira adaptativa, para tal, a série temporal deve satisfazer as três condições abaixo listadas (HUANG et al., 1998):

1. A série temporal (ou qualquer outro sinal) deve conter pelo menos dois extremos, sendo um ponto de máximo e outro de mínimo;
2. a escala de tempo característica é o tempo decorrido entre os pontos de extremo;
3. em caso dos dados não possuírem extremos, mas serem formados por pontos de inflexão, esses podem ser derivados uma ou mais vezes a fim de encontrar-se os pontos de extremos, então, os resultados finais podem ser obtidos por meio de integrações das componentes.

O método EMD está ligado ao conceito de frequência de oscilação local (ou frequência instantânea), que é a frequência de oscilação do fenômeno estudado em cada instante, ou seja, existe uma frequência diferente para cada intervalo de extremos. Para que esse conceito possua significado físico duas considerações no que diz respeito ao sinal devem ser observadas (HUANG et al., 1998):

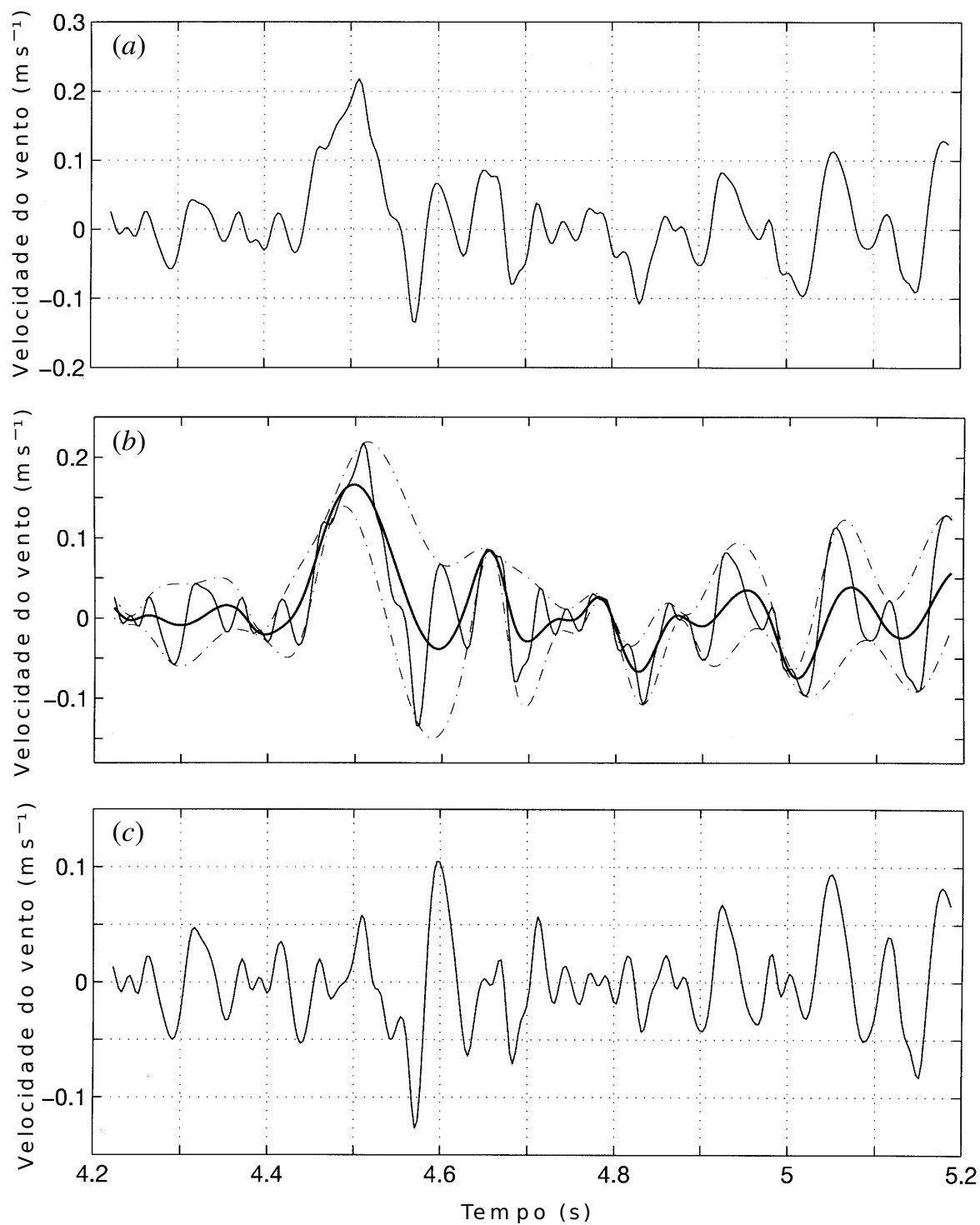
1. Em todo o conjunto de dados o número de pontos extremos e o número de vezes em que esses cruzam o eixo zero devem ser o mesmo ou diferir no máximo em um;
2. em todo o conjunto de dados o valor médio entre o ponto de máximo e mínimo deve ser zero.

Um conjunto de dados que atende aos dois pontos a cima destacados recebe o nome de função de modo intrínseco (IMF, do inglês *intrinsic mode function*). Um conjunto de dados que possui mais de uma frequência de oscilação, possui também mais de uma IMF e é a este tipo de sinal que o método de EMD é de grande valia, já que tem por objetivo separar as várias IMF's de um sinal (FLANDRIN; RILLING; GONCALVES, 2004).

Uma vez que o sinal obtido atende as condições supracitadas, o método EMD é relativamente simples e direto, não sendo necessário o uso de nenhuma ferramenta complexa. Rilling et al. (2003) descreve a obtenção das IMF's de um sinal não linear e não estacionário como um algoritmo.

O primeiro passo para separar as IMF's de um sinal consiste na identificação dos pontos extremos (máximos e mínimos) de todo intervalo de dados, em seguida aproxima-se funções que envolvam estes pontos (geralmente através de *splines* cúbicos), posteriormente faz-se a média aritmética entre os valores do envelope, subtraindo-se essa média do sinal obtém-se a IMF, por fim, repete-se a operação com o resíduo, completando as interações até o critério de parada, obtendo-se assim as várias IMF's da série de dados (HUANG et al., 1998). Esse processo é demonstrado graficamente pela Figura 8.

Figura 8 – Exemplo do método de decomposição em modos empíricos. Em (a) tem-se um sinal não linear e não estacionário, em (b), observa-se o sinal na linha preta, os envelopes nas linhas tracejadas e a média dos envelopes na linha em negrito, em (c) observa-se a primeira IMF que é representada pelo sinal subtraído da média dos envelopes.



Fonte: adaptado de Huang et al. (1998) (p. 918).

### 2.3.1 Problema de mistura de modos e aperfeiçoamentos do método de EMD

Como descrito anteriormente, teoricamente as IMF's extraídas utilizando o EMD devem atender apenas duas condições para possuir algum significado físico, mas na prática, mesmo garantindo estas condições, a IMF pode perder seu significado devido ao problema de mistura de modos (XU; YANG; WANG, 2016).

O problema de mistura de modos acontece como consequência da intermitência do sinal e é caracterizado pela presença de escalas de frequências muito distintas em uma IMF ou a presença de escalas de frequências similares em diferentes IMF's (WU; HUANG, 2009).

Com objetivo de solucionar o problema da mistura de modos sem alterar as características adaptativas do método de EMD, Wu e Huang (2009) propuseram o método da Decomposição em Modos Empíricos Conjuntos (EEMD, do inglês *Ensemble Empirical Mode Decomposition*), que consiste em adicionar um ruído branco de amplitude finita ao sinal original. A adição do um ruído branco, que por característica possui amplitude uniforme em diferentes frequências, eleva todas as escalas de frequência do sinal para a escala de referência estabelecida pelo ruído (WU; HUANG, 2009).

A decomposição deste sinal composto pelo sinal original somado ao ruído branco vai resultar em um sinal com muito ruído, por isto o método proposto prevê várias interações para a decomposição de cada IMF e toma como a “verdadeira” IMF a média de todas as interações, pois o ruído em cada interação é diferente, assim com um número de interações suficiente, na média, a única parte que não será “diluída” pela decomposição será o próprio sinal (WU; HUANG, 2009).

Wu e Huang (2009) basearam-se nas seguintes características estatísticas do ruído:

1. O ruído branco se cancela no conjunto de médias no tempo e espaço;
2. para garantir que todas as soluções possíveis sejam abordadas, é necessário um ruído branco de amplitude finita e não infinitesimal;
3. o resultado verdadeiro e com significado físico da EMD não é aquele em que não tem ruído, e sim o conjunto de médias de um grande número de integrações do sinal em que o ruído foi adicionado.

Segundo Torres et al. (2011) o aperfeiçoamento proposto por Wu e Huang (2009) supera o problema de mistura de modos, mas por outro lado, gera outros problemas, como por exemplo a reconstrução do sinal, que apresenta resíduo do ruído adicionado, assim como o fato de que diferentes combinações de ruído e sinal podem produzir um número diferente de modos.

Para superar as limitações do método EEMD, Torres et al. (2011) propõem uma variação no algoritmo de extração das IMF's, esta é capaz de gerar uma reconstrução exata do sinal original, melhor separação espectral dos modos e custo computacional mais baixo.

Este algoritmo é chamado de Decomposição em Modos Empíricos em Conjuntos Complexos (CEEMD, do inglês *Complete Ensemble Empirical Mode Decomposition*).

A seguir é apresentado o algoritmo para a extração das IMF's pelo método CEEMD (TORRES et al., 2011):

1. Calcula-se o primeiro resíduo ( $r_1[n]$ ) como:

$$r_1[n] = x[n] - \widetilde{IMF}_1[n] \quad (4)$$

Onde:

- $x[n]$  = sinal;
  - $\widetilde{IMF}_1$  = primeira decomposição, obtida utilizando o método EEMD;
2. Calcula-se o primeiro modo do EMD sobre um conjunto de  $r_1[n]$  somado ao ruído, obtendo-se assim a  $\widetilde{IMF}_2$  tomando-se a média;
  3. Define-se o próximo resíduo como  $r_2[n] = x[n] - \widetilde{IMF}_2[n]$ .
  4. Os passos anteriores são repetidos até que o critério de parada seja atingido. De acordo com Wu e Huang (2009) o critério de parada é quando o resíduo se torna uma função monotônica ou constante, de onde segundo a própria definição de IMF nenhuma IMF pode ser extraída.

## 2.4 Espectro de energia e espectro marginal de energia de Hilbert-Huang

Partindo das IMF's obtidas pelo método de EMD (ou alguma de suas variações mostradas na Seção 2.3.1), Huang et al. (1998) demonstra que é possível calcular a transformada de Hilbert para cada uma das IMF's resultantes, para posteriormente se obter o sinal original como a parte real da soma das transformadas. Tomando as "i's" IMF's como  $c_i(t)$ , matematicamente tem-se (YU; CHENG; YANG, 2005):

$$H [c_i(t)] = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{c_i(\tau)}{t - \tau} d\tau \quad (5)$$

De onde pode-se definir um sinal analítico como:

$$z_i(t) = c_i(t) + jH[c_i(t)] = a_i(t)e^{j\phi_i(t)} \quad (6)$$

Onde a amplitude  $a_i(t)$  e fase  $\phi_i(t)$  são definidas como:

$$a_i(t) = \sqrt{c_i^2(t) + H^2[c_i(t)]} \quad (7)$$

$$\phi_i(t) = \arctan \frac{H[c_i(t)]}{c_i(t)} \quad (8)$$

Assim, a frequência instantânea é definida a partir da Equação 8 como:

$$\omega_i(t) = \frac{d\phi_i(t)}{dt} \quad (9)$$

Desta maneira define-se o espectro de Hilbert-Huang em função da frequência e tempo como a parte real (Re) da Equação 10.

$$H(\omega, t) = \text{Re} \sum_{i=1}^n a_i(t) e^{j \int \omega_i(t) dt} \quad (10)$$

Já que o resíduo do processo de EMD é uma função monotônica ou constante, este não é incluído na transformada de Hilbert, pois, esta poderia tratá-lo como parte de um oscilação de baixa frequência, superestimando assim a sua energia (HUANG et al., 1998). Como o interesse está focado em oscilações cujo período é menor do que a janela de tempo analisada, justifica-se a exclusão do resíduo da análise.

A partir do espectro de Hilbert-Huang, dado pela Equação 10, pode-se calcular a contribuição de energia total (ou amplitude total) para cada valor de frequência, ou seja, o espectro marginal de energia, de acordo com a Equação 11.

$$h(\omega) = \int_0^T H(\omega, t) dt \quad (11)$$

## 2.5 Parâmetros de estabilidade atmosférica

Como um dos objetivos do trabalho é relacionar o meandro com a estabilidade atmosférica, alguns critério de estabilidade devem ser utilizados. A maioria dos parâmetros utilizados são números adimensionais que relacionam termos que causam turbulência com termos que tendem a suprimir turbulência, esses são geralmente termos da equação da energia cinética turbulenta (ECT) (STULL, 1988).

Na CLP, quando há ar mais denso sobre ar menos denso, diz-se que o escoamento é estaticamente instável, esse tipo de instabilidade não depende dos ventos e é suprimida por efeitos convectivos (STULL, 1988). Para medir essa estabilidade atmosférica pode-se utilizar a Equação 12, que determina se o escoamento é ou não estaticamente estável (ARYA, 2001).

$$s = \left( \frac{g}{\bar{\Theta}_v} \right) \left( \frac{\partial \theta_v}{\partial z} \right) \quad (12)$$

Onde:

- $s$  → parâmetro de estabilidade estática;
- $\bar{\Theta}_v$  → temperatura de referência;
- $g$  → = aceleração gravidade;

- $\bar{\theta}_v \rightarrow$  temperatura potencial virtual média;
- $z \rightarrow$  altura.

Na Equação 12, tem-se as seguintes condições:

- Para  $s < 0$ , escoamento atmosférico estaticamente instável;
- para  $s > 0$ , escoamento atmosférico estaticamente estável.

Mesmo com um escoamento atmosférico estatisticamente estável, pode existir turbulência devido ao cisalhamento do vento, este tipo de instabilidade é dita dinâmica.

Uma maneira de determinar quando o escoamento se tornará dinamicamente instável é por meio da comparação entre os termos de produção de turbulência por cisalhamento com o consumo de turbulência devido ao empuxo, através da equação da ECT (STULL, 1988).

Assim, quando há presença de cisalhamento do vento a Equação 12 não é um parâmetro adequado para determinar a estabilidade atmosférica, nesse caso, segundo Arya (2001), um parâmetro dinâmico como o número de Richardson gradiente ( $Ri$ ), dado de forma discretizada pela Equação 13, é mais adequado.

$$Ri = \left( \frac{g}{\bar{\Theta}} \right) \frac{\Delta\bar{\theta}\Delta z}{[(\bar{u}_2 - \bar{u}_1)^2 + (\bar{v}_2 - \bar{v}_1)^2]}. \quad (13)$$

Onde:

- $\Delta\bar{\theta} = \bar{\theta}_2 - \bar{\theta}_1 \rightarrow$  diferença de temperatura;
- $\Delta z = z_2 - z_1 \rightarrow$  diferença de altura;
- $\bar{\Theta} \rightarrow$  temperatura de referência;

De acordo com Stull (1988), o valor crítico de  $Ri$  a partir do qual o escoamento se torna laminar varia de 0,21 a 0,25. Entretanto, trabalhos recentes (SUN et al., 2012; Van de Wiel et al., 2012; ACEVEDO et al., 2014, entre outros) têm mostrado que  $Ri = 0,2$  é o valor para o qual ocorre uma transição de regimes de escoamentos na CLE, não necessariamente ocorrendo a laminarização do escoamento.



### 3 METODOLOGIA

Com as séries temporais obtidas do experimento *Fluxes Over Snow-covered Surfaces II* (FLOSSII), descritos na Seção 3.1 será realizada uma análise da CLE, buscando-se primeiramente caracterizar o escoamento do vento no sítio.

Após a caracterização do sítio, para a detecção de intervalos de tempo em que o fenômeno do meandro tem maior probabilidade de ocorrer, conforme revisão bibliográfica, serão utilizados os seguintes critérios:

- $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$  em pelo menos três dos sete níveis analisados: estudos anteriores como, Hanna (1981), Anfossi et al. (2005) e Mahrt (2007), mostram que o meandro é mais facilmente observado em condições de vento fraco e Anfossi et al. (2005) determinam esta velocidade como de referência para o escoamento atmosférico deixar de ter uma direção média precisa;
- Percorrendo toda a série temporal, para cada noite, foram separados intervalos de tempo de uma hora que atendessem a condição anterior em pelo menos três dos sete níveis de medição do experimento. Estudos anteriores indicam um período de meandro entre 1500 a 2000 segundos, garantindo assim que o fenômeno pode ser observado em uma janela de tempo de uma hora (MORTARINI et al., 2013; ANFOSSI et al., 2005).

Após a separação das série temporais em intervalos de uma hora seguindo os critérios a cima citados, serão construídos gráficos da autocorrelação das componentes zonal e meridional do vento, bem como da temperatura para cada intervalo e realizado o ajuste conforme a Equação 2, com os parâmetros  $m$  e  $T$  da Equação 2, serão calculados os períodos do meandro ( $T_*$ ) através da Equação 3 e verificada a eficiência deste método na identificação do fenômeno.

Posteriormente à análise da Função de Autocorrelação, se tentará determinar o período do meandro utilizando a transformada de Hilbert-Huang, para a obtenção do espectro marginal de Hilbert-Huang e posterior determinação do período do meandro, para tal será utilizado o método descrito por Huang et al. (1998):

1. Serão separadas as IMF's da série temporal utilizando o método do CEEMD, conforme descrito nas Seções 2.3 e 2.3.1;
2. será aplicada a transformada de Hilbert, conforme descrito na Seção 2.4;
3. a partir do espectro de energia de Hilbert-Huang será calculada a contribuição de energia total para cada frequência, como indicado pela Equação 11;
4. a frequência com maior energia será considerada para o cálculo do período do meandro.

Como um dos objetivos do trabalho é verificar o desenvolvimento do meandro conforme os níveis de medição, a metodologia descrita acima será replicada para todos os níveis de medição do sítio, realizando-se uma análise do desenvolvimento do período encontrado com a altura e tempo.

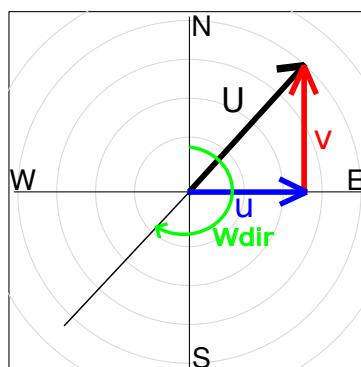
Após a análise da relação do meandro com o nível de medição, a variabilidade da direção do vento horizontal, através do desvio padrão da direção do vento (obtida conforme Seção 3.0.1), será relacionado com o estado de acoplamento do escoamento, a fim de obter-se uma velocidade limite em que o fenômeno do meandro pode ser observado mais branda, principalmente para níveis mais altos, onde os ventos são mais fortes.

Por fim, para validar esta nova condição, todos os procedimentos supracitados serão repetidos para as velocidades de conexão do escoamento para cada nível.

### 3.0.1 Metodologia para determinação da direção meteorológica do vento e variação da direção do vento

Por convenção, a direção meteorológica do vento é aquela da qual o vento sopra e é medida em sentido horário a partir do norte, por exemplo, um vento soprando do oeste para o leste, possui um direção meteorológica de  $270^\circ$ . Um dos motivos para este convenção é que a direção meteorológica determina também a direção de transporte de um poluente emitido (SPELLMAN, 2012). Neste contexto, a Figura 9 ilustra a direção meteorológica do vento de acordo com a rosa dos ventos.

Figura 9 – Direção meteorológica dos ventos. Onde:  $u$  componente zonal do vento;  $v$  componente meridional do vento;  $U$  velocidade horizontal do vento;  $W_{dir}$  ângulo meteorológico do vento ou direção do vento.



Fonte: adaptado de Hooper (2002).

Da Figura 9, tomando-se as componentes  $\bar{u}$  e  $\bar{v}$  como as componentes zonal e meridional do vento, respectivamente, a direção meteorológica do vento ( $W_{dir}$ ) é determinada, em graus, seguindo os seguintes passos.

1. Se  $\bar{u}$  diferente de 0:

$$W_{dir} = \frac{180}{\pi} \arctg \left( \frac{-\bar{u}}{-\bar{v}} \right) \quad (14)$$

2. Se  $\bar{u}$  igual a 0 e  $\bar{v}$  maior que 0:

$$Wdir = 180^\circ \quad (15)$$

3. Se  $Wdir < 0$ :

$$Wdir = Wdir + 360^\circ \quad (16)$$

A partir da Equação 16, pode-se obter a componente zonal ( $\bar{u}$ ), componente meridional ( $\bar{v}$ ) e velocidade horizontal do vento ( $U$ ) conforme Equações 17, 18 e 19, respectivamente.

$$u = -U \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{180} Wdir(\text{Graus})\right) \quad (17)$$

$$v = -U \operatorname{cos}\left(\frac{\pi}{180} Wdir(\text{Graus})\right) \quad (18)$$

$$|U| = \sqrt{u^2 + v^2} \quad (19)$$

O tratamento da variável direção do vento deve observar algumas particularidades de uma variável circular, pois estas são periódicas e apresentam um ponto em que uma grande variação em seu valor é observado, mesmo que as componentes zonal e meridional do vento não apresentem grande variação, por exemplo, quando tem-se ventos soprando para direção norte, uma variação pequena da direção do vento pode levar a uma mudança da direção do vento de quase  $360^\circ$  (FARRUGIA; BORG; MICALLEF, 2009; MAHRT, 2011).

Levando em consideração as particularidades de uma variável circular Mahrt (2011), define a variação da direção do vento em intervalos subsequentes, utilizando a seguinte metodologia:

- A direção do vento ( $Wdir$ ) deve ser calculada utilizando a média das componentes zonal e meridional do vento (nunca deve-se tomar a média da direção do vento diretamente);
- A partir da direção do vento, calcula-se uma mudança ou variabilidade da direção do vento ( $\delta Wdir$ ) como a diferença entre dois períodos adjacentes do intervalo, esta mudança de direção do vento passa por um filtro com as seguintes condições:
  - Se a mudança da direção do vento é maior que  $180^\circ$  esta é diminuída em  $360^\circ$ ;
  - Se a mudança da direção do vento é menor que  $-180^\circ$  esta é acrescida em  $360^\circ$ ;
- Posteriormente é calculado o desvio padrão da mudança da direção do vento ( $\sigma_{\delta Wdir}$ ) para um intervalo de tempo de 1 minuto.

### 3.0.2 Metodologia para a rotação das componentes de velocidade

Para alinhar o sistema de coordenadas com a direção da velocidade do vento médio, foram realizadas duas rotações nas componentes de velocidade, que matematicamente seguem os seguintes procedimentos (KAIMAL; FINNIGAN, 1994):

1. A primeira rotação gira os eixos  $x$  e  $y$  entorno do eixo  $z$  para as direções  $x_1$  e  $y_1$ , representados pelas componentes  $(u, v, w)$ :

$$\theta = \arctg\left(\frac{\bar{v}}{\bar{u}}\right) \quad (20)$$

$$u_1 = \bar{u}\cos\theta + \bar{v}\sen\theta \quad (21)$$

$$v_1 = -\bar{u}\sen\theta + \bar{v}\cos\theta \quad (22)$$

$$w_1 = \bar{w} \quad (23)$$

2. A segunda rotação parte da primeira e gira os novos eixos  $x_1$  e  $z_1$  entorno do eixo  $y_1$  para a direção  $x_2$  e  $z_2$ , essa rotação alinha a componente  $u_2$  com a direção do vento médio:

$$\phi = \arctg\left(\frac{w_1}{u_1}\right) \quad (24)$$

$$u_2 = u_1\cos\phi + w_1\sen\phi \quad (25)$$

$$v_2 = v_1 \quad (26)$$

$$w_2 = -u_1\sen\phi + w_1\cos\phi \quad (27)$$

### 3.1 Descrição dos dados FLOSS II

O conjunto de dados utilizados foi coletado durante o experimento *Fluxes Over Snow-covered Surfaces II* (FLOSSII). O banco de dados consiste em medições das componentes de velocidade do vento e temperatura na camada limite estável (CLE), no período compreendido entre 20 de novembro de 2002 e 2 de abril de 2003 em North Park Basin, noroeste do Colorado próximo a cidade a Walden, Estados Unidos. O relevo consiste em terreno plano, que parte do tempo da duração do experimento estava coberta de neve (MAHRT, 2007; ACEVEDO et al., 2014).

Os dados são compostos por séries temporais de 75 noites com medição de 10 horas consecutivas com início às 20 horas e término às 6 horas, no horário local (MAHRT; VICKERS, 2005). As três componentes do vento e a temperatura foram medidas em 7 níveis, fixos em 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 15 m, 20 m e 30 m de altura, com uma taxa de amostragem de 60 Hz.

É importante destacar, que nesse trabalho, para o cálculo das variáveis médias, das variâncias e dos fluxos turbulentos foram utilizadas médias de 10 segundos. Essa janela foi escolhida para que a influência de fenômenos de submeso fosse minimizada durante o cálculo das variáveis turbulentas (ACEVEDO et al., 2014). Para a autocorrelação e EMD foram utilizados dados em 1 Hz e para o cálculo das demais variáveis foram utilizadas médias de 1 minuto.

## 4 RESULTADOS

Neste capítulo será inicialmente apresentada a caracterização do regime de escoamento na CLE no sítio. A partir de então serão apresentados os resultados obtidos a partir do método da autocorrelação para a detecção e determinação de parâmetros do meandro e os espectros de energia de Hilbert-Huang, e então a determinação do período do meandro utilizando o espectro marginal de Hilbert-Huang. Finalmente, na última seção desse capítulo busca-se encontrar uma relação entre o estado de desacoplamento atmosférico com a mudança na direção do vento na CLE e como essas variáveis favorecem a ocorrência do meandro do vento.

### 4.1 Caracterização do regime de escoamento do sítio

Como uma das condições impostas como facilitador para a detecção do meandro, através da função de autocorrelação, é de que a velocidade do vento deve ser menor ou igual a  $1,5 \text{ m s}^{-1}$ , a Figura 10 mostra o histograma com a distribuição de velocidade para as componentes zonal ( $\bar{u}$ ), meridional ( $\bar{v}$ ) e velocidade do vento ( $\bar{U}$ ) para cada nível.

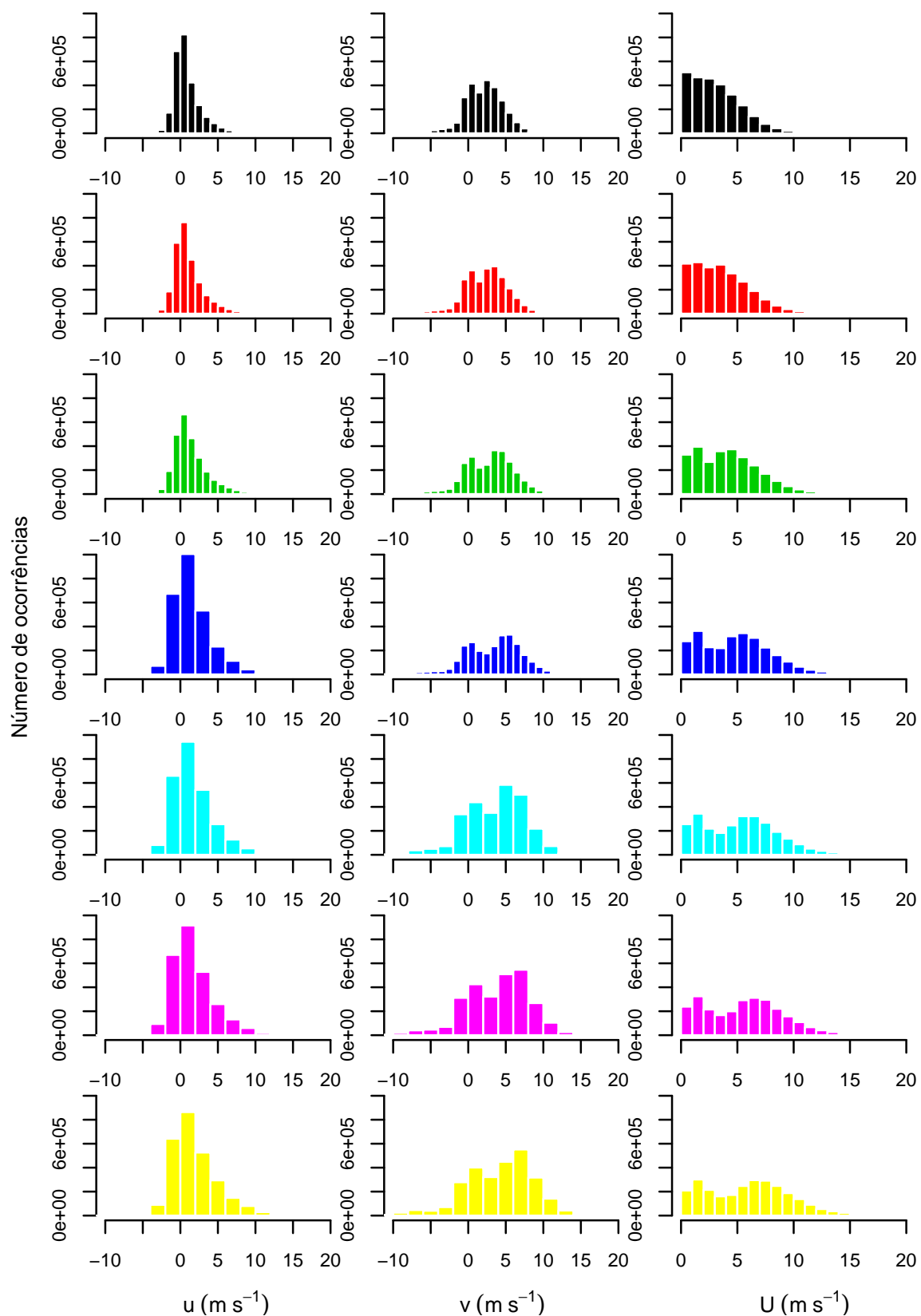
A distribuição de velocidades mostra que para a componente zonal (Fig. 10, painéis da esquerda), as maiores frequências de eventos estão concentrada para valores de velocidade entre 0 e  $1 \text{ m s}^{-1}$ . Já para a componente meridional da velocidade do vento (Fig. 10, painéis centrais) o espalhamento na distribuição é maior. Todavia, a maior parte da distribuição está concentrada para valores positivos da velocidade. Esse comportamento indica que a direção preferencial do vento no sítio é de sudoeste, como pode ser observado na Figura 11.

Analisando a velocidade média do vento (Fig. 10, painéis da direita), como era esperado, a intensidade do vento aumenta a medida que são analisados os níveis mais elevados. Assim, o critério descrito na Seção 3 ( $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$ ) para separar os intervalos de análise, torna-se um critério pouco eficiente a medida que o interesse é analisar o escoamento em níveis mais afastados da superfície, isto fica evidente pois nas 75 noites com medições contínuas de 10 horas, foram encontrados apenas 169 intervalos de 1 hora com tal característica.

Outro fato que corrobora com esse argumento são os resultados de Sun et al. (2012) e Acevedo et al. (2016), que mostram que a velocidade necessária para o escoamento na CLE passar do estado desacoplado para o estado acoplado aumenta a medida que se afasta da superfície.

Nesse momento, essa discussão está fora de contexto, porém, na Seção 4.6, uma análise, juntamente de uma discussão detalhada sobre como a velocidade necessária para a conexão pode ser um parâmetro utilizado na detecção do meandro do vento será apresentada.

Figura 10 – Histograma das componentes de velocidade zonal ( $\bar{u}$ ), meridional ( $\bar{v}$ ) e velocidade do vento ( $\bar{U}$ ) para cada nível. Onde a cor preta representa a altura de 1 m, vermelha 2 m, verde 5 m, azul 10 m, turquesa 15 m, magenta 20 m e amarela 30 m.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Como o meandro é caracterizado pela na mudança da direção horizontal do vento, a variável direção do vento é de suma importância e ainda pouco explorada para a detecção e caracterização do mesmo, neste sentido, a Figura 11 mostra a rosa da direção do vento e distribuição de frequências de velocidades para cada nível de medição.

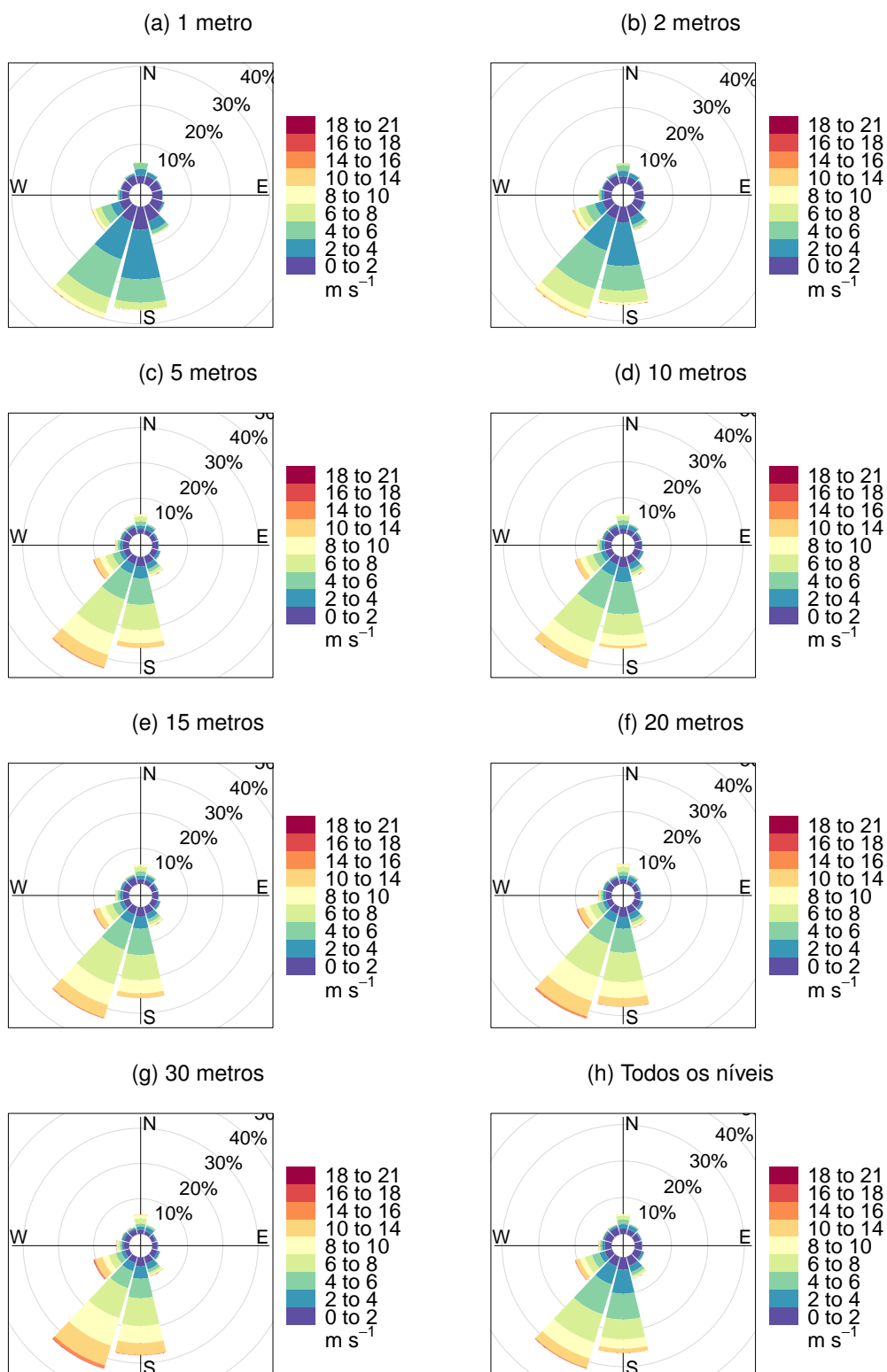
Analisando Figura 11, verifica-se que a direção da qual o vento sopra preferencialmente, no sítio experimental FLOSS II, está entre  $160^\circ$  a  $260^\circ$  (direção meteorológica) em todos os níveis, ou seja, o vento sopra preferencialmente para a direção nordeste, conforme discutido anteriormente.

Na Figura 11 (h), observa-se que em condições de vento forte, acima de  $7 \text{ m s}^{-1}$ , a mudança da direção dos ventos possui menor amplitude (entre  $160^\circ$  a  $260^\circ$ ) e segue a direção preferencial do vento, pois, como visto anteriormente, ventos fracos não são comuns neste sítio. Já para velocidades menores que  $4 \text{ m s}^{-1}$  a amplitude da mudança direções aumenta, nesta área pode-se encontrar ventos em praticamente todas as direções para todos os níveis, esta característica se intensifica a medida que a velocidade do vento diminui, o que pode indicar que a premissa sugerida por Hanna (1981), Anfossi et al. (2005), Mahrt (2007) de que o fenômeno do meandro só existe ou pelo menos é mais facilmente observado em condições de vento fraco é coerente.

Além disso, é importante destacar que a medida que níveis elevados são observados (Fig. 11 (d), (e), (f), (g) e (h)) o espalhamento também é observado, porém, velocidades mais altas em todas as direções são registradas. Isso se deve, devido a variabilidade na direção do vento no estado desacoplado e ao escoamento acoplar com uma velocidade maior nos níveis mais altos, como já foi dito anteriormente.



Figura 11 – Rosa da direção do vento para cada nível e todos os níveis.



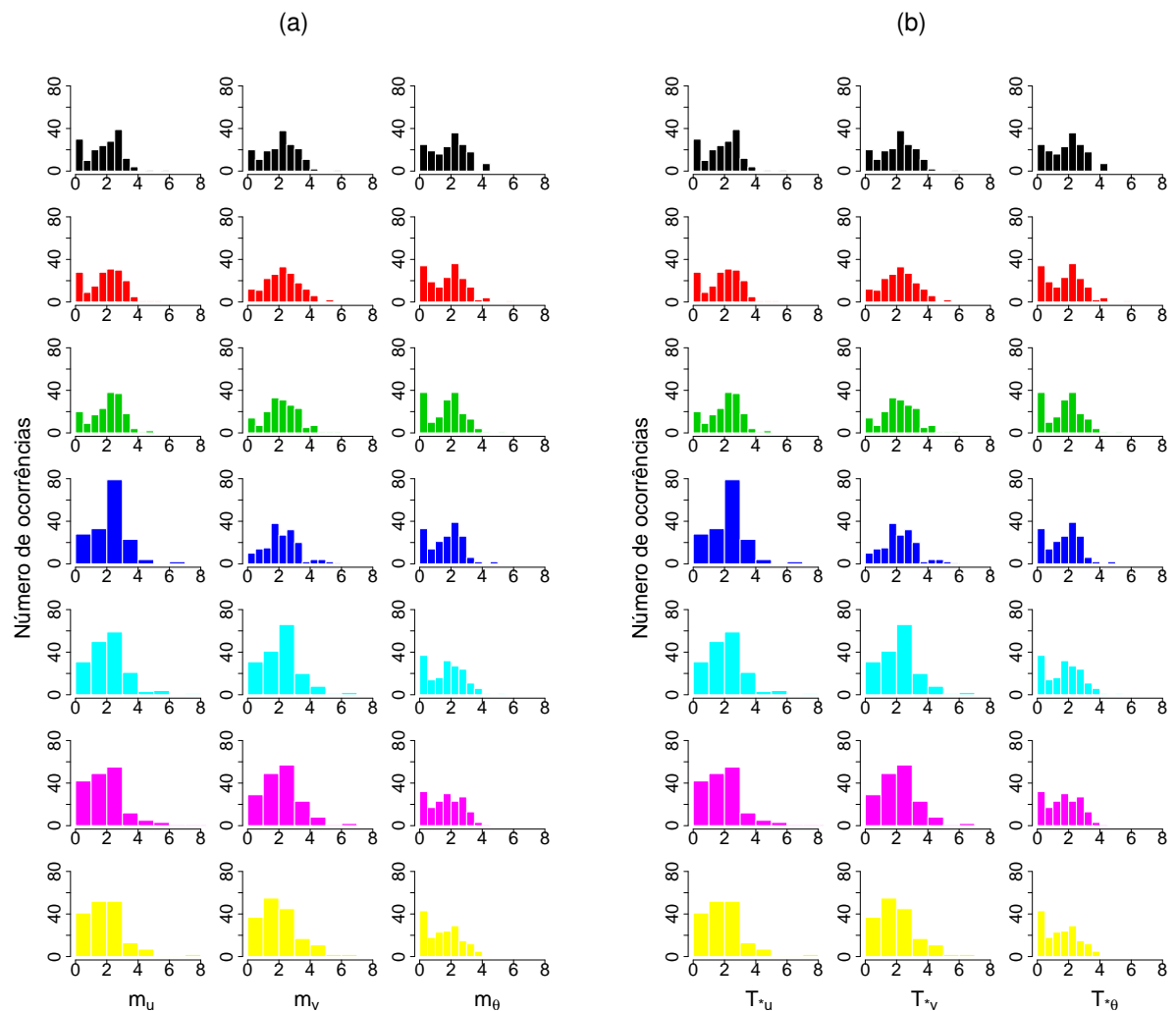
Fonte: Elaborado pelo autor.

## 4.2 Método da autocorrelação para a detecção e determinação de parâmetros do meandro

Conforme descrito na Seção 3, as 75 noites com medição de 10 horas contínuas foram separadas em intervalos de uma hora atendendo a condição de  $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$ , em pelo menos três dos sete níveis de medição. Foram encontrados 169 intervalos nestas condições.

Em (a) a Figura 12 apresenta os histogramas da distribuição do parâmetro de *loop* ( $m$ ), determinado através da Eq. 2, e em (b) os histogramas para o período do meandro ( $T_*$ ), determinado através da Eq. 3. Para  $T_*$  foram considerados apenas os períodos menores ou iguais ao intervalo analisado, ou seja, 3600 s.

Figura 12 – Histograma da distribuição de frequências do parâmetro  $m$  (Fig. 12a) e período do meandro (Fig. 12b) para  $\bar{u}, \bar{v}$  e  $\bar{\theta}$ , em cada cada nível. A cor preta representa a altura de 1 m, vermelha 2 m, verde 5 m, azul 10 m, turquesa 15 m, magenta 20 m e amarela 30 m.



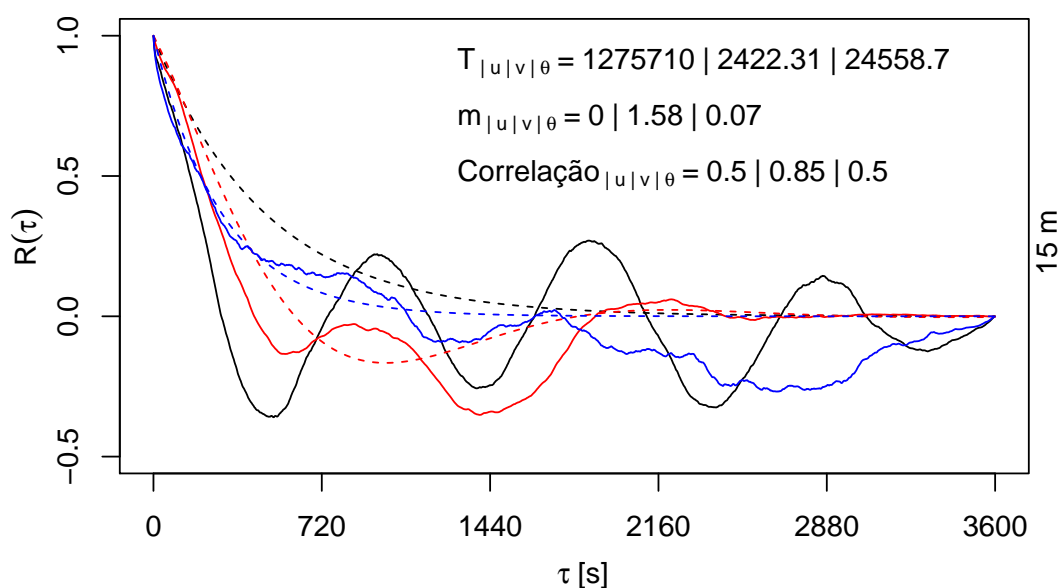
Fonte: Elaborado pelo autor.

É importante destacar que, ao plotar o histograma da frequência dos períodos (Fig. 12b), muitos dados tiveram que ser desconsiderados, pois apresentavam um período muito

maior que o intervalo analisado (1 hora), este valor inconsistente de período tem duas justificativas: 1ª) autocorrelação dos dados não apresenta o *lobe* negativo característico da autocorrelação de dados com meandro do vento (ver Figura 7); 2ª) não foi possível obter um bom ajuste de curva dos dados conforme a Equação 2.

Nesse contexto, a Figura 13 mostra a função de autocorrelação, juntamente com o ajuste, dado pela a Eq. 2, para as séries temporais de  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$  e  $\bar{\theta}$  no dia 16 de fevereiro no intervalo com início às 1 h local e termino às 2 h local para o nível de 15 metros. Verifica-se que as curvas de autocorrelação dos dados para as componentes de velocidades  $\bar{u}$  e  $\bar{v}$  apresentam características de meandro, pois, apresentam um *lobe* negativo. Mas o ajuste de curva falhou em representar esta característica para a componente  $\bar{u}$  (Fig. 13), como pode ser verificado pela correlação mostrada na legenda da figura.

Figura 13 – Autocorrelação dos dados das componentes de velocidades  $\bar{u}$  (em preto) e  $\bar{v}$  (em vermelho) e temperatura (em azul) para o intervalo compreendido entre 1 h local e 2 h local do dia 16 de fevereiro, no nível de 15 metros. As linhas cheias se referem a autocorrelação dos dados, já as linhas tracejadas representam o ajuste a função de autocorrelação, Equação 2. O valor da correlação, valor do parâmetro  $m$  da função de autocorrelação e o período ( $T_*$ ) calculado conforme Equação 3, para as componentes de velocidade e temperatura aparecem na legenda da figura.



Fonte: Elaborado pelo autor.

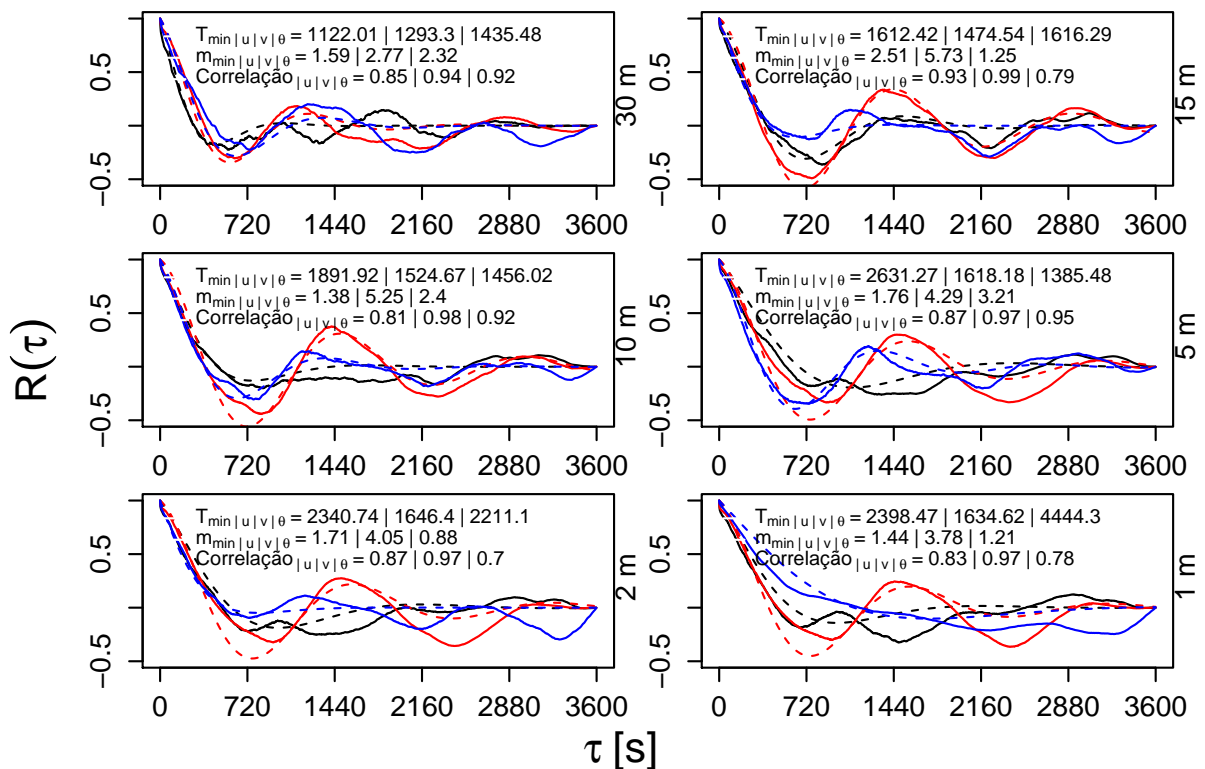
Para os casos em que existe um bom ajuste da função de autocorrelação, esse método, através do parâmetro de *loop* ( $m$ ), representa um bom ponto de partida para o estudo de caso em que acontece o fenômeno de meandro das componentes horizontais do vento.

Neste contexto, a Figura 14 apresenta a autocorrelação das componentes horizontais do vento e temperatura para o dia 15 de fevereiro no intervalo compreendido entre as 22 h e 23 h local, onde existe a ocorrência de meandro em seis dos sete níveis verticais

analisados (Fig. 14).

Ainda na Figura 14, é importante notar que o período do meandro entre os diferentes níveis de medição são muito próximos, tanto para as componentes horizontais do vento, quanto para a temperatura no seis níveis de medições analisados.

Figura 14 – Autocorrelação dos dados das componentes de velocidades  $\bar{u}$  (em preto) e  $\bar{v}$  (em vermelho) e temperatura (em azul) para o intervalo compreendido entre 22 h e 23 h local do dia 15 de fevereiro, para os níveis de 30 m, 15 m, 10 m, 5 m, 2 m e 1 m. Na legenda pode-se observar os valores dos parâmetros  $m_{u,v,\theta}$  e  $T_{*u,v,\theta}$  segundo ajuste à função de autocorrelação (linhas tracejadas), bem como a correlação do ajuste aos dados.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A partir dos resultados apresentados na Figura 14, se decidiu fazer uma análise da evolução temporal espacial, em uma dimensão (vertical), do período do meandro, a qual será apresentada na seção 4.4. Entretanto, como para alguns casos o método do ajuste da função da autocorrelação não encontra o período do meandro, para tal análise será utilizado o período do meandro encontrado utilizando o espectro marginal de Hilbert-Huang.

### 4.3 Determinação do período do meandro utilizando o espectro marginal de Hilbert-Huang

Como demonstrado na Seção 4.2 (Figura 13), em alguns casos o ajuste da função de autocorrelação falha ao reproduzir o *lobe* negativo característico da autocorrelação para casos de meandro. Isso impossibilita a determinação do período do meandro por este

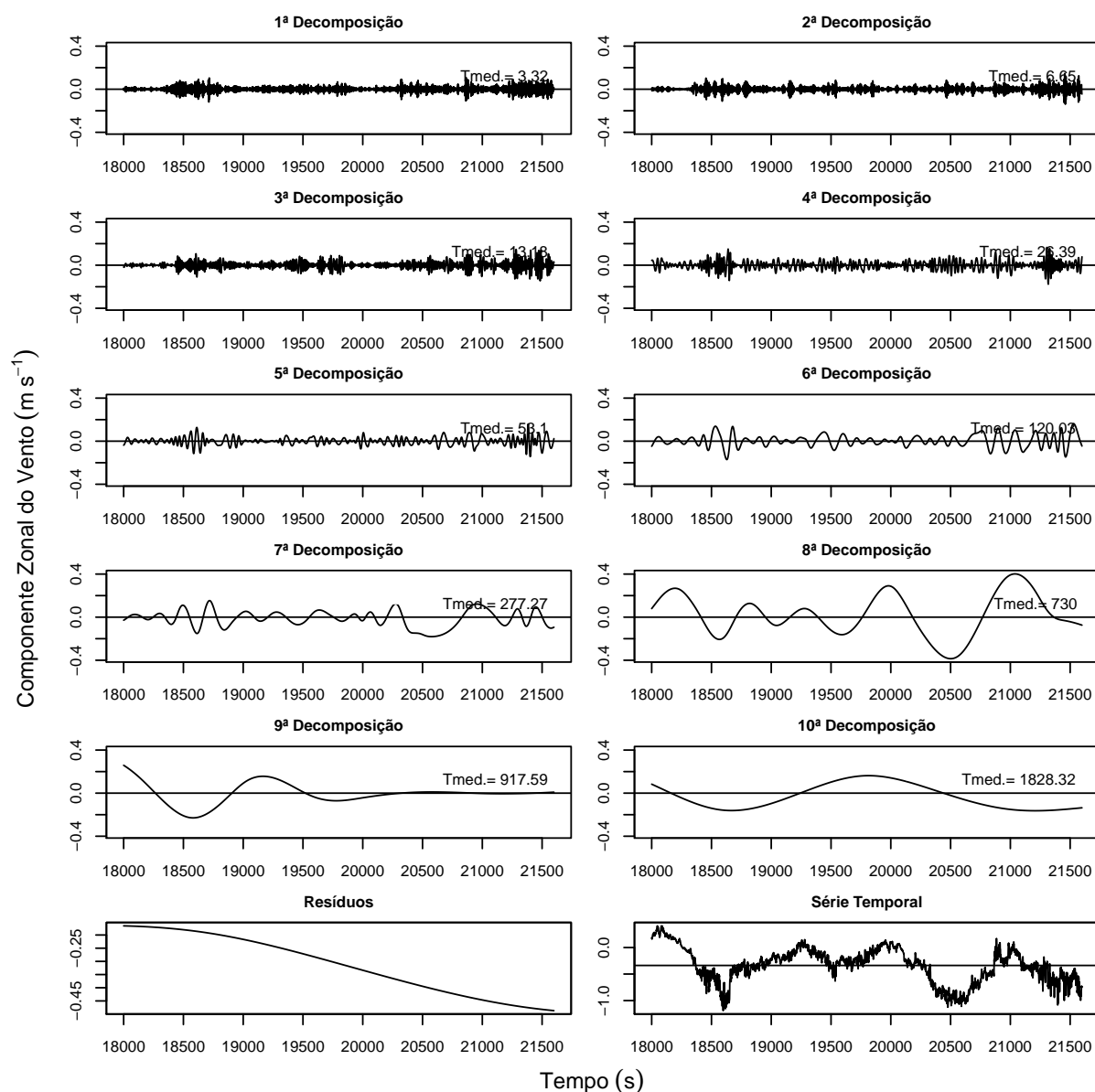
método. Segundo Mortarini e Anfossi (2015) e Martins et al. (2016) o *lobe* negativo apresentado na autocorrelação de séries temporais que possuem característica de meandro está relacionado a um pico de energia na baixa frequência no espectro.

Devido as vantagens apresentadas pelo método da Transformada de Hilbert-Huang (HHT, do inglês *Hilbert-Huang Transform*) (descritas por Huang et al. (1998)), principalmente ao se tratar de dados não estacionários e não lineares, o método de EMD e transformada de Hilbert-Huang será utilizado para determinar a frequência, e conseqüentemente o período, em que acontece o pico de energia no espectro marginal. Para tanto, se realiza um estudo de caso para o dia 16 de fevereiro, no intervalo compreendido entre 1 h e 2 h local para o nível de 15 metros, cujo autocorrelação é mostrada na Figura 13. A análise será feita apenas para a componente zonal do vento, já que esta não apresentou bom ajuste à função de autocorreção.

Primeiramente foi realizada a decomposição da série temporal da componente de velocidade zonal em modos empíricos, as IMF's resultantes, o resíduo e a reconstrução do sinal são mostrados na Figura 15.

Como visto na Figura 15, foram encontrados 10 funções de modos intrínscos, com a média das frequências instantâneas variando entre aproximadamente 0,30 Hz a 0,00055 Hz. A partir das IMF's obteve-se o espectro de energia de Hilbert-Huang, mostrando na Figura 16, para facilitar a visualização da energia nas baixas frequências, optou-se por mostrar o espectro de energia apenas para frequências entre 0 e 0,01 Hz, que para este caso é onde se encontra a maior parte da energia, além de englobar os fenômenos de escala de submeso.

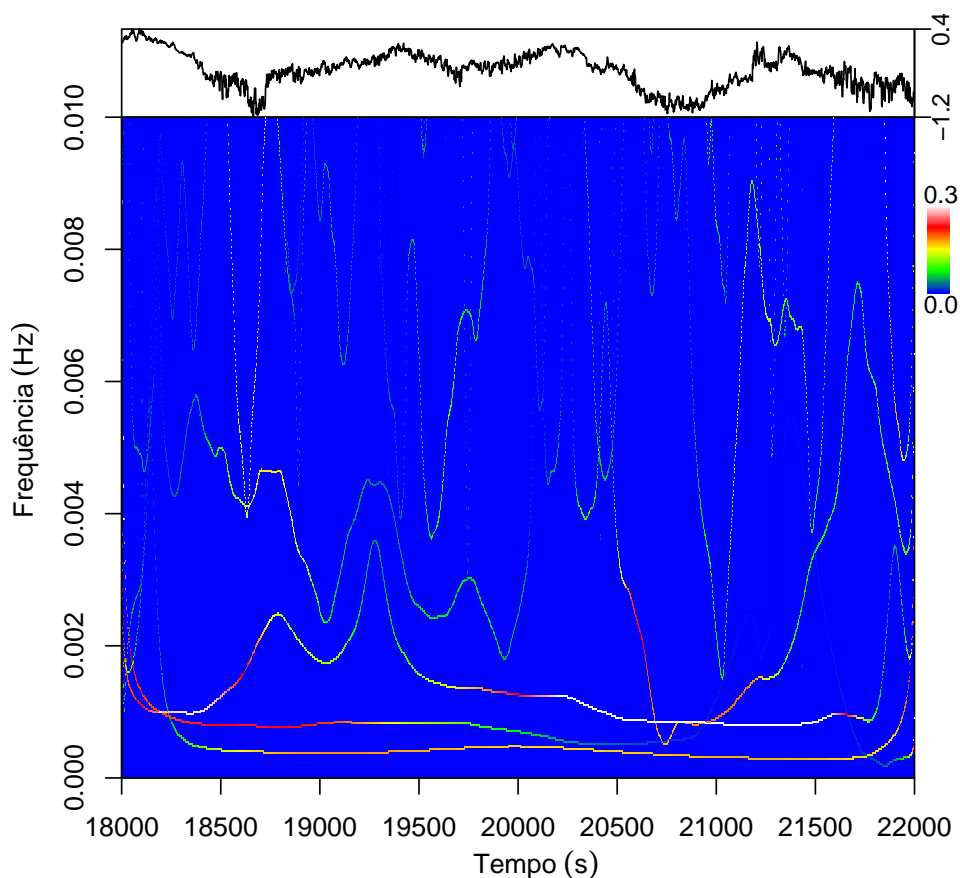
Figura 15 – IMF's da componente zonal de velocidade para o intervalo de 1 h local às 2 h local da madrugada do dia 16 de fevereiro para o nível de quinze metros.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 16 mostra que grande parte da energia encontra-se nas IMF's de baixa frequência, abaixo de 0,002 Hz. Nota-se, também, que a oitava IMF possui a maior energia. Para definir qual é a frequência de maior energia e por consequência o período da oscilação, toma-se a integral da área da Figura 16, conforme Equação 11, obtendo-se assim espectro marginal de Hilbert-Huang, mostrado para o estudo de caso na Figura 17.

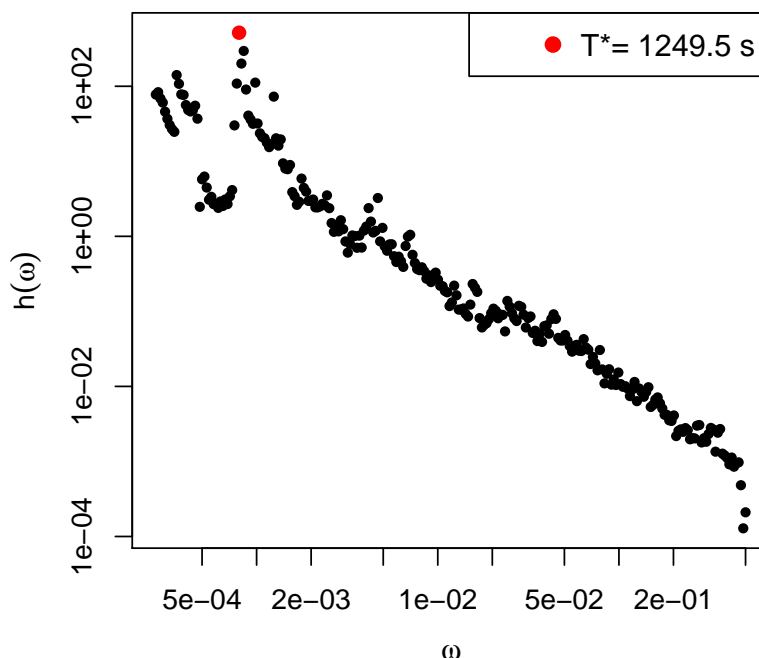
Figura 16 – Espectro de energia de Hilbert-Huang da componente zonal de velocidade para o intervalo de 1 h local às 2 h local da madrugada do dia 16 de fevereiro para o nível de quinze metros.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Martins et al. (2016) reforçam a hipótese de Mortarini e Anfossi (2015) de que o *lobe* negativo apresentado na autocorrelação de séries temporais que com característica de meandro está relacionado a um pico de energia no espectro. A partir da Figura 17, seguindo esse critério, tem-se que o período da oscilação que corresponde ao pico de energia é de aproximadamente 1250 segundos, que esta conforme aos períodos de meandro indicados na literatura (HANNA, 1981; ANFOSSI et al., 2005; MAHRT, 2007).

Figura 17 – Espectro marginal de Hilbert-Huang da componente zonal de velocidade para o intervalo de 1 h às 2 h local, da madrugada do dia 16 de fevereiro, para o nível de quinze metros. O ponto vermelho indica o pico de energia e o período de maior energia aparece na legenda.



Fonte: Elaborado pelo autor.

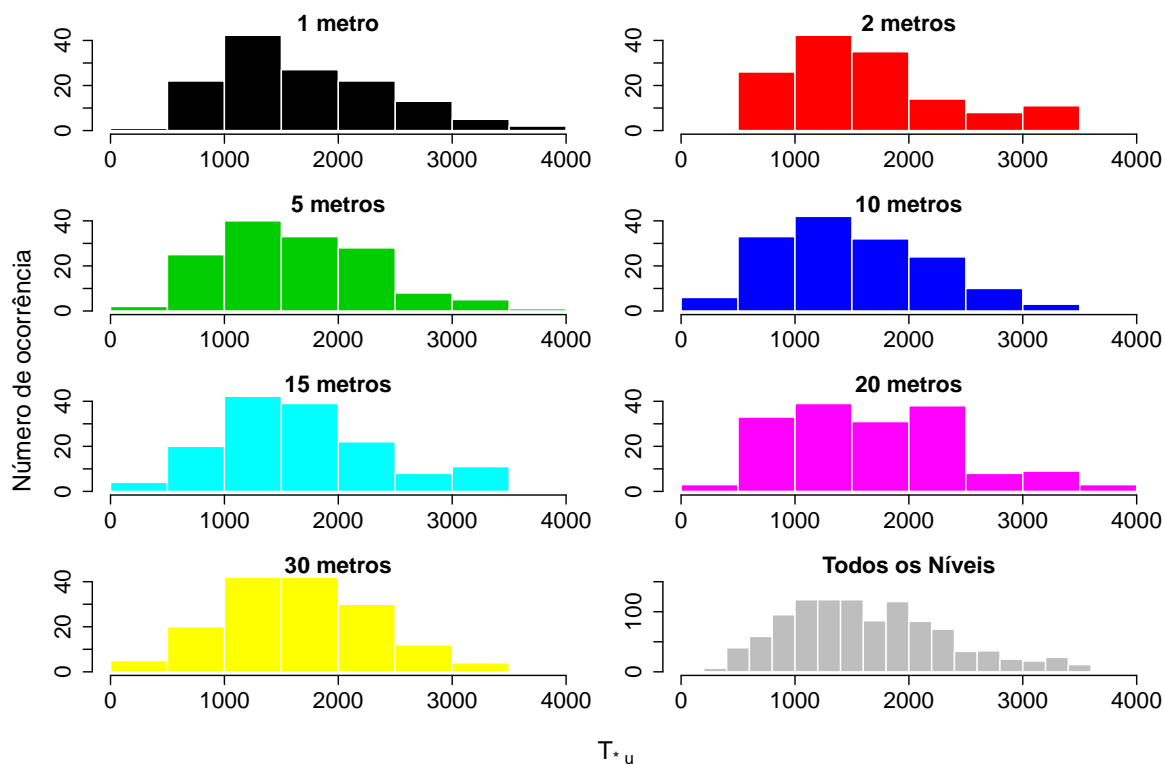
Utilizando a mesma metodologia do estudo de caso, calculou-se o pico de energia do espectro marginal de Hilbert-Huang para os intervalos de uma hora em que a média da velocidade do vento é menor do que  $1,5 \text{ m s}^{-1}$  em pelo menos três dos sete níveis. Ou seja, foi utilizado o mesmo critério para separar os intervalos utilizados para determinar o período da oscilação utilizado o ajuste à função de autocorrelação na Seção 4.2. A Figura 18 traz os histogramas da distribuição dos períodos de oscilação encontrados para cada nível.

Comparando as Figuras 18 e 12 (b) primeira coluna, observa-se que as amplitudes dos períodos encontrados é a mesma. Além disso, o método da HHT se mostrou mais confiável, pois, não apresentou nenhum intervalo de análise no qual o período do meandro foi superior a 3600 s.

Através da comparação das Figuras 18 e 12, verifica-se que os valores de períodos encontrados são próximos, o que pode confirmar a hipótese de Mortarini e Anfossi (2015) e Martins et al. (2016) de que o período da oscilação encontrado pelo método que utiliza a função de autocorrelação (ACF, do inglês, *Autocorrelation Function*) está relacionado com um pico de energia no espectro.



Figura 18 – Histograma da distribuição de frequências do período de oscilação obtido através do pico de energia para a componente zonal de velocidade ( $\bar{u}$ ) em cada nível. A cor preta representa a altura de 1 m, vermelha 2 m, verde 5 m, azul 10 m, turquesa 15 m, magenta 20 m, amarela 30 m e cinza todos os níveis.

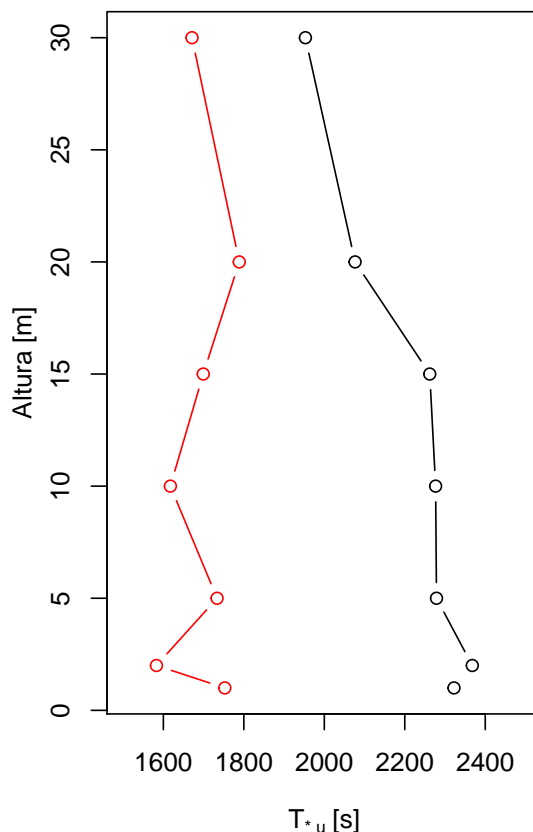


Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 19 apresenta média dos períodos encontrados pelo método da ACF (em preto) e pelo método da HHT (em vermelho). Em ambos os casos, foram utilizados apenas os intervalos que apresentaram em que  $m > 1$  e  $T_* < 3600$  s.

Considerando-se apenas os intervalos de dados que atendem as condições em que o fenômeno do meandro é mais facilmente observado, ou seja, velocidade média do vento menor que  $1,5 \text{ m s}^{-1}$ , parâmetro  $m$  da ACF maior que 1, e ainda excluindo-se os intervalos que o período calculado através do método da ACF apresenta valor inconsistente ( $T_* > 3600$  s), as médias dos períodos de oscilação encontrados pelos dois métodos apresentou valores próximos em todos níveis.

Figura 19 – Comparativo entre as médias dos períodos encontrados através da função de autocorrelação, em preto, e HHT, em vermelho. Os dados foram filtrados para remover dados inconsistentes causados pelo não ajuste à função autocorrelação, foram utilizados somente os intervalos em que o parâmetro  $m$  da ACF apresentou valor maior que 1 e intervalos em que  $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$ .



Fonte: Elaborado pelo autor.

A proximidade de valores dos períodos encontrada pelos dois métodos, mesmo sabendo que o ajuste da autocorrelação dos dados à função de autocorrelação não é perfeito, vai ao encontro da hipótese de que o *lobe* negativo apresentado pela autocorrelação dos dados com características de meandro se relaciona com um pico de energia no espectro de frequências. Além disso, esta pequena falta de ajuste pode justificar a diferença entre os valores, em que aparentemente, o período da oscilação obtido pelo método da autocorrelação tende a ser superestimado.

#### 4.3.1 Estudo de caso de meandro das componentes horizontais do vento utilizando o espectro de energia de Hilbert-Huang

Ampliando a análise apresentada anteriormente para ambas as componentes do vento, é apresentado um estudo de caso para o dia 15 de fevereiro, no intervalo compreendido entre as 22 h e 23 h local, cujo autocorrelações das componentes horizontais do vento e temperatura são mostradas na Figura 14. Este intervalo foi selecionado para uma análise mais profunda pois apresenta o parâmetro de *loop* ( $m$ ) maior que um para todos

os ajustes à função de autocorrelação.

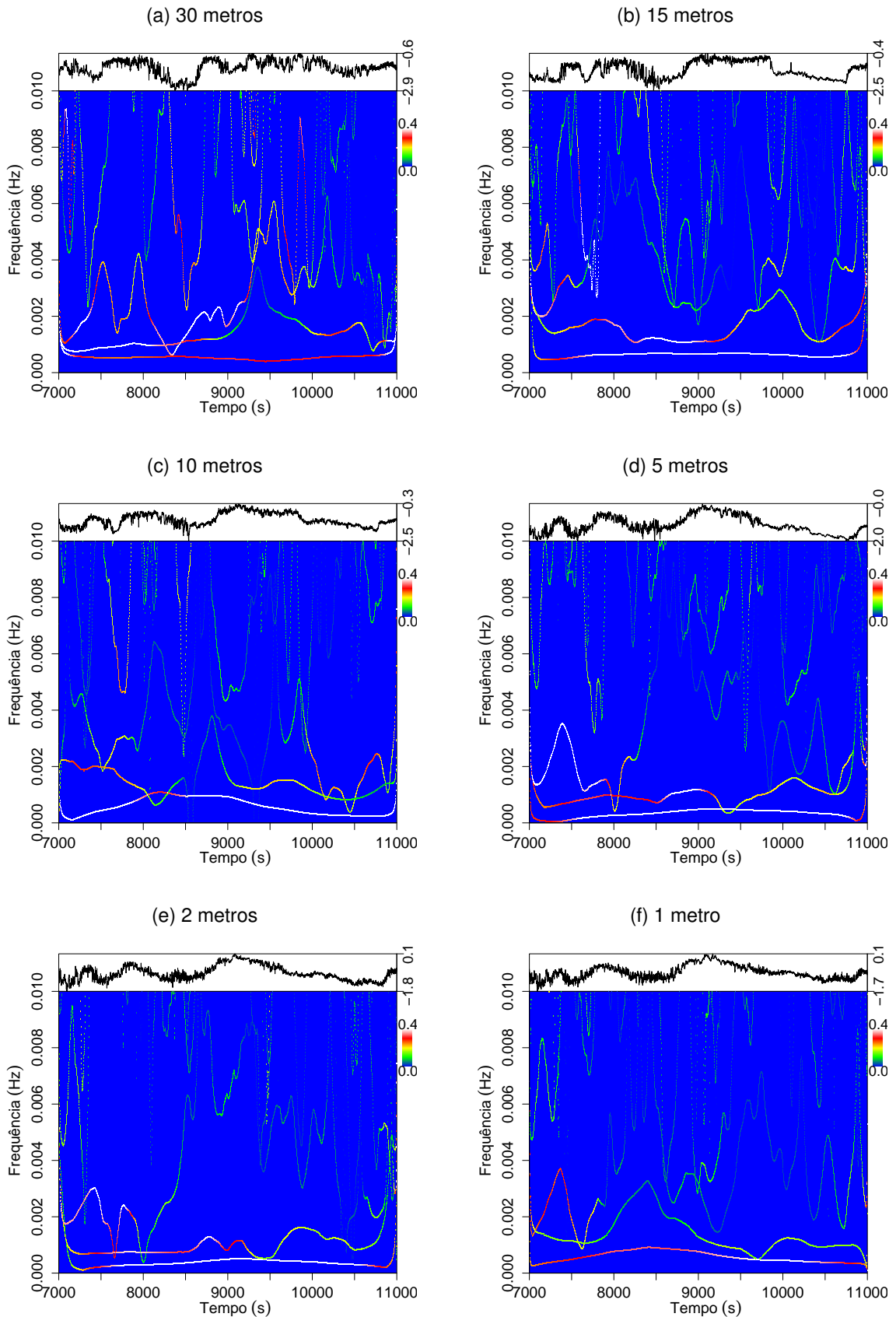
Utilizando a decomposição da componente zonal do vento em modos empíricos, conforme descrito na Seção 2.3, foram obtidas as IMF's do sinal, a partir destas, foram calculados o espectros de energia de Hilbert-Huang para os seis níveis conforme mostrado na Figura 20.

Na Figura 20, observa-se que grande parte da energia está concentrada principalmente nas três últimas IMF's, com frequências de oscilação menor do que 0,002 Hz, sendo que os níveis abaixo de 30 metros apresentam uma amplitude quase constante na baixa frequência para todo intervalo de tempo analisado. A Figura 21 mostra o espectro marginal de Hilbert-Huang obtido a partir do espectro de energia de Hilbert-Huang mostrado na Figura 20.

Partindo da premissa para selecionar casos nos quais o fenômeno de meandro é mais facilmente observado ( $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$  e  $m > 1$ ), a Figura 21 mostra que o período da oscilação é condizente com um caso de meandro, e o espectro de energia apresentam um pico na baixa frequência. Porém, quando cada nível é analisado separadamente, é difícil de estabelecer uma relação aparente entre os período de oscilação e a altura de das medições, devido à discrepância entre os períodos encontrados. Por exemplo, no nível de 1 m a oscilação tem período de aproximadamente 2250 s, enquanto que no nível de 2 m o período de oscilação é maior e o pico de energia coincide com a menor frequência encontrada no espectro. Nos níveis a cima de dois metros o espectro de energia volta a apresentar um pico de energia na baixa frequência, característico de meandro.

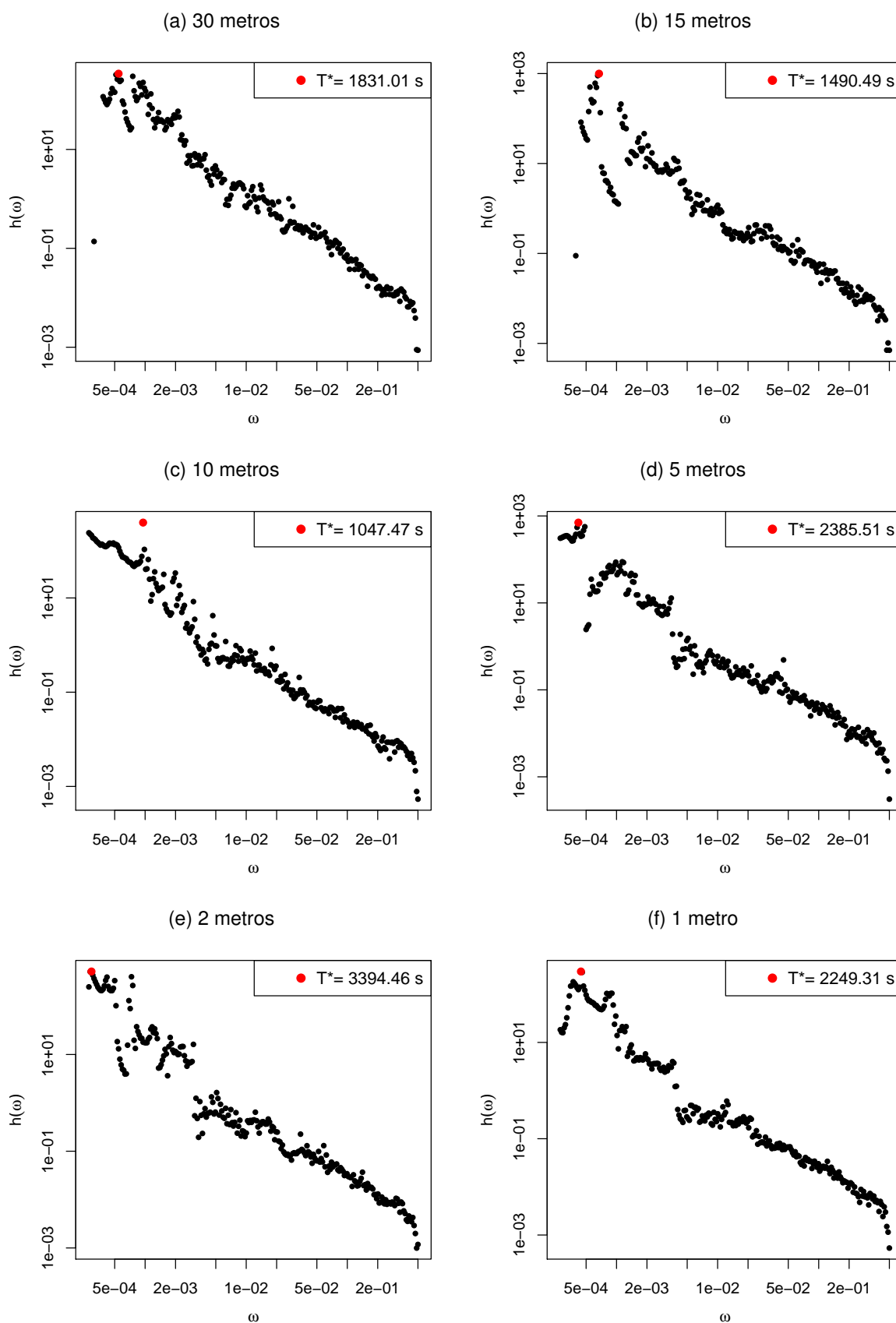
Apesar dos períodos encontrados nos diferentes níveis não serem idênticos, as Figuras 21 e 14 mostram que existe relação entre a ocorrência de meandro entre as diferentes alturas de medição. Todavia, um estudo mais aprofundado faz-se necessária para confirmar esta hipótese e definir como está oscilação se propaga verticalmente. Além disso, se faz necessária a utilização de outras técnicas, tais como a utilização do cálculo do espectro de energia por Wavelets, para identificação dos fenômenos de submeso que podem estar presentes no escoamento, influenciando na mudança da direção do vento (CAVA et al., 2017). Porém, essa análise está fora do escopo do presente trabalho.

Figura 20 – Espectro de energia de Hilbert-Huang para os dados do dia 15 de fevereiro no intervalo compreendido entre 22 h e 23 h local para os níveis de 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 15 m e 30 m.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 21 – Espectro marginal de Hilbert-Huang para os dados do dia 15 de fevereiro no intervalo compreendido entre 22 h e 23 h local para os níveis de 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 15 m e 30 m.



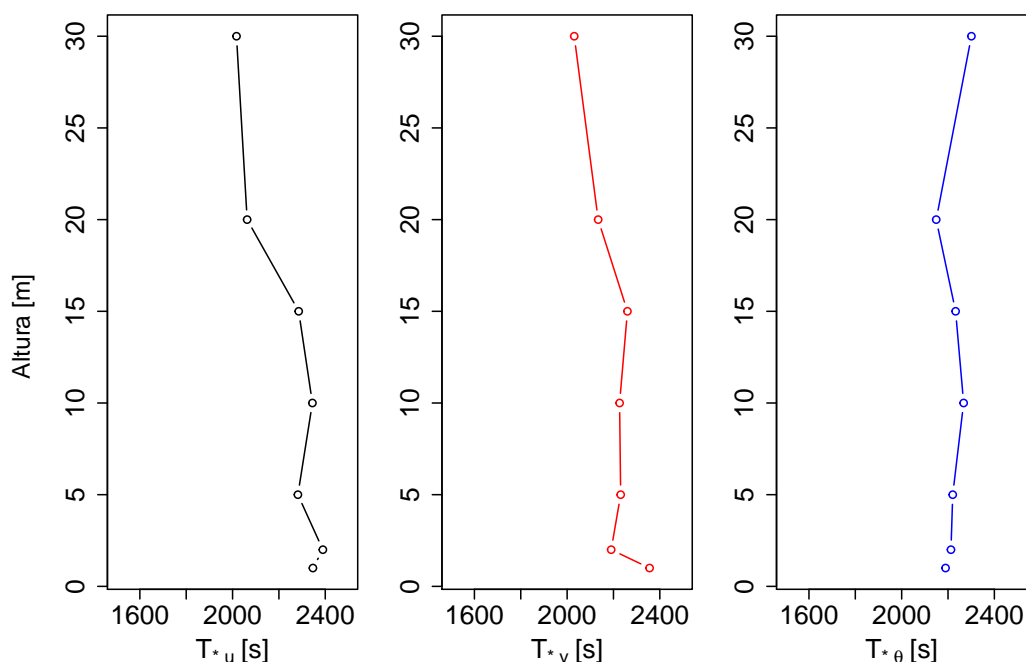
Fonte: Elaborado pelo autor.

#### 4.4 Evolução do período do meandro no tempo e sua relação com a altura

Conforme observado nas Figuras 14 e 21, existe pequena variação no período do meandro nos diferentes níveis verticais, aqui analisados. Isso pode indicar que se trata do mesmo fenômeno ondulatório em análise. Além disso, apesar dos grandes avanços nos últimos anos, o meandro, assim como outros fenômenos de submeso e suas consequências sobre o escoamento na CLE, ainda não estão totalmente caracterizados. Sendo muito importante o conhecimento de sua evolução durante longos períodos de tempo e relação com a altura. A partir disso, nesta seção será apresentada uma análise contemplando a evolução temporal e vertical do período do meandro, calculado a partir do método apresentado na Seção 2.2.

Desconsiderado-se os casos nos quais o período é superior à janela de análise, a Figura 22 mostra a média dos períodos da Figura 12b para a componente velocidade zonal ( $\bar{u}$ ), componente meridional ( $\bar{v}$ ) e temperatura ( $\bar{\theta}$ ) em cada nível. Verifica-se que os períodos encontrados divergem da faixa de 1500 a 2000 segundos que sugere a literatura (HANNA, 1981; ANFOSSI et al., 2005; MAHRT, 2007).

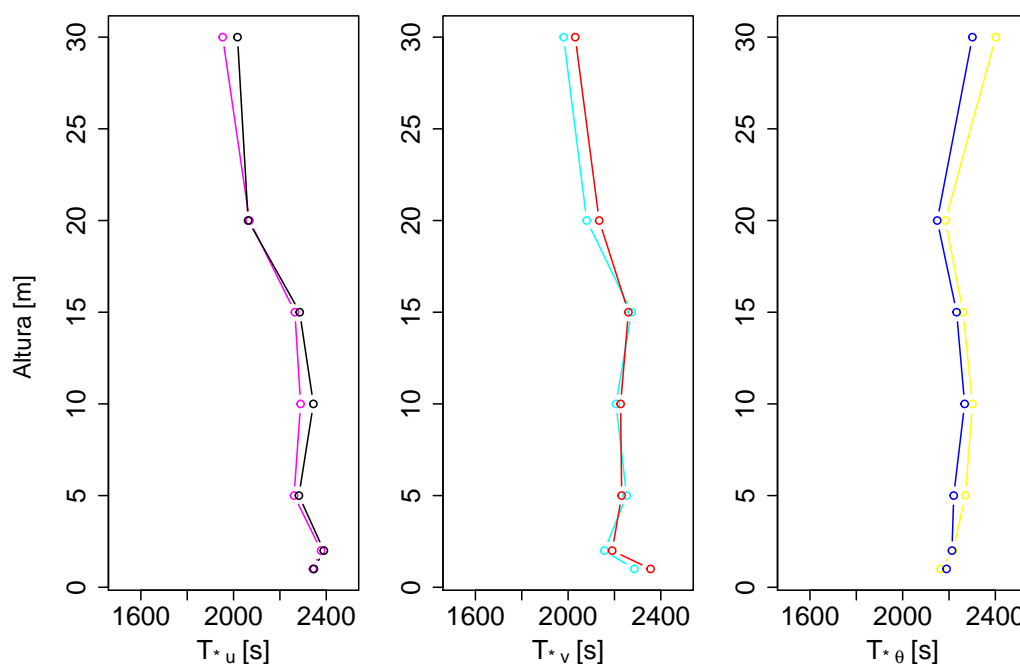
Figura 22 – Média dos períodos obtidos para cada nível de medição. Foram considerados todos os intervalos encontrados nos quais  $m > 0$  e excluídos intervalos em que o período encontrados foram maior que a janela de tempo observada (3600 segundos).



Fonte: Elaborado pelo autor.

Como Mortarini et al. (2013) indicam que o fenômeno do meandro é mais facilmente observado em condições de ventos fracos e que a função de autocorrelação de dados característicos de meandro apresentam o parâmetro de *loop* ( $m$ ) maior que 1, o gráfico mostrado na Figura 23 traz um comparativo com a Figura 22 impondo esta nova condição.

Figura 23 – Média dos períodos obtidos para cada nível de medição para os casos em que o parâmetro de *loop* da ACF é maior que 1 ( $m > 1$ ), em comparativo com a Figura 22.



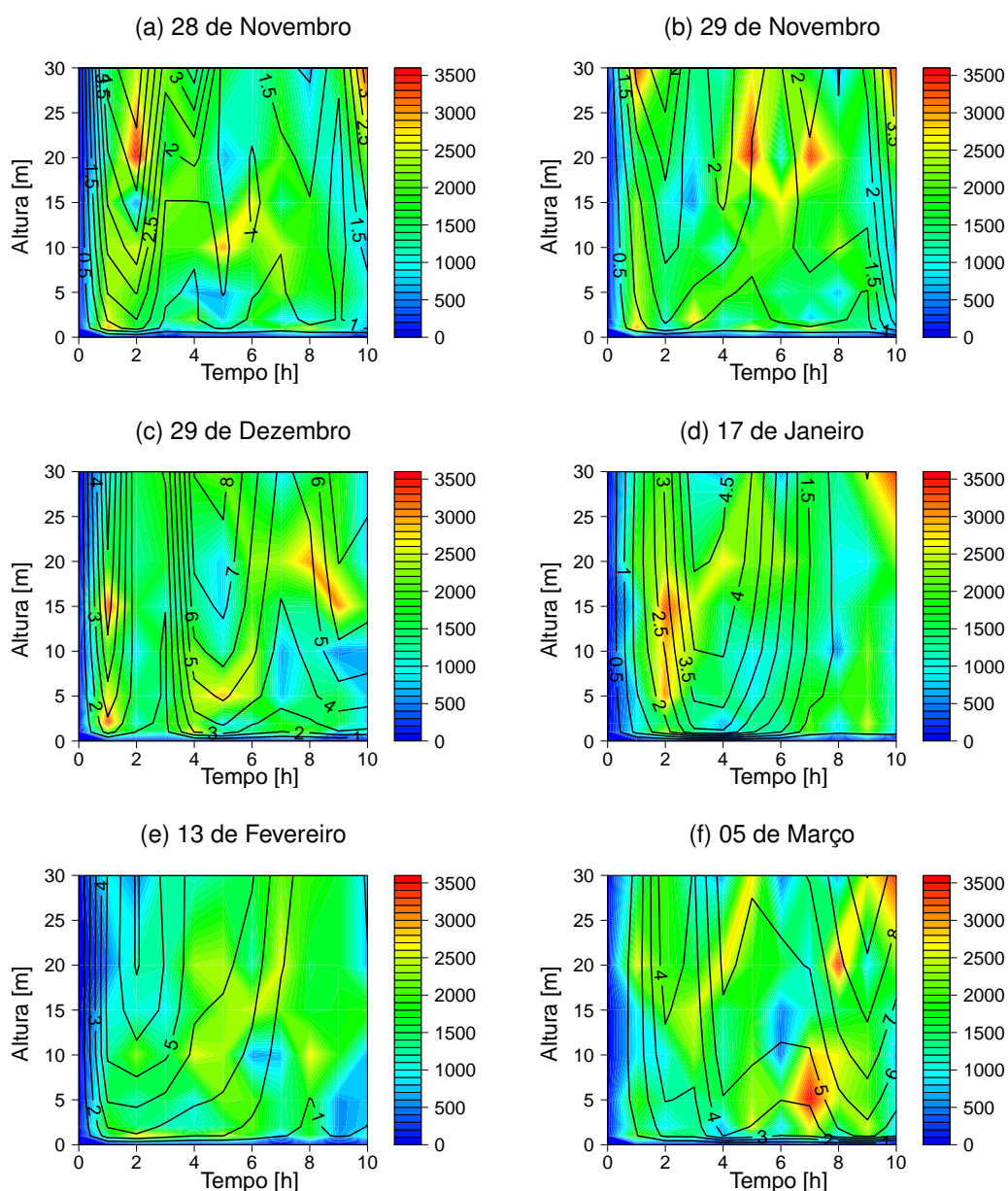
Fonte: Elaborado pelo autor.

Mesmo impondo a condição de  $m > 1$ , Figura 23, os períodos encontrados variam de 1900 a 2400 segundos, divergindo do que é encontrado na literatura, o que indica que este pode variar de acordo com o sítio e suas peculiaridades, como por exemplo: terreno, obstáculos, condições climáticas, entre e outros.

Para facilitar a observação da evolução do período do meandro com a altura e o tempo, foram construídos os gráficos de superfície mostrados na Figura 24, para tal tomou-se o período do meandro centrado no intervalo de tempo analisado. O período foi obtido pelo método apresentado na Seção 2.4, para intervalos de uma hora em que pelo menos três dos sete níveis apresentassem condição de ventos fracos ( $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$ ).

Analisando a Figura 24, verifica-se que o período de oscilação predominante está em aproximadamente 2000 segundos, ainda dentro do que a literatura sugere como característico de meandro, mas, como os períodos formam determinados através do pico de energia no espectro de frequências, somente é possível concluir que existe uma oscilação com tal período, e não é possível dizer se trata-se ou não de casos de meandro das componentes horizontais do vento, como visto na Seção 2.1.1 existem outros fenômenos com oscilação com estes períodos.

Figura 24 – Variação do período da oscilação com a altura e tempo para a componente de velocidade zonal. As isolinhas representam a velocidade do vento  $\bar{U}$ .



Fonte: Elaborado pelo autor.

Relacionando-se na Figura 24, os períodos, as alturas e as isolinhas de velocidade horizontal média do vento, observa-se que existem muitos casos em que há uma oscilação com período característico de meandro em condições em que o vento não é fraco, ou seja, em condições que  $\bar{U}$  é maior do que  $1,5 \text{ m s}^{-1}$ , indicando que a utilização da velocidade horizontal do vento média menor que  $1,5 \text{ m s}^{-1}$  como critério para separação dos intervalos de tempo em que possivelmente ocorre meandro está excluindo muitos casos em que este pode ocorrer. Neste sentido, as Seções 4.5 e 4.6 apresentam uma investigação mais aprofundada tanto da dependência do meandro com a estabilidade, quanto da mudança de direção do vento com a velocidade horizontal média, respectivamente.



#### 4.5 Relação dos parâmetros de meandro com a estabilidade atmosférica

Como um dos objetivos do trabalho é relacionar o fenômeno de meandro com a estabilidade atmosférica, conforme descrito nas Seções 3 e 2.5, foram selecionados intervalos de uma hora de acordo com dois critérios:

1. Número de Richardson maior que 0,2 ( $Ri > 0,2$ );
2. Desvio padrão da componente vertical de velocidade do vento ( $w$ ) menor que 0,1 ( $\sigma_w < 0,1$ ).

O primeiro critério ( $Ri > 0,2$ ) está associado a transição de escoamentos devido à estratificação estável. O segundo critério ( $\sigma_w < 0,1 \text{ m s}^{-1}$ ) é um critério arbitrário utilizado somente para ilustrar situações nas quais as flutuações turbulentas do escoamento, medidas aqui pela variância da componente vertical da velocidade do escoamento ( $\sigma_w$ ) são muito pequenas. Nessas condições, as escalas temporais e espaciais do escoamento turbulento são reduzidas e os processos oscilatórios e não-lineares, característicos dos fenômenos de submeso tendem a se sobrepor ao escoamento turbulento (MAHRT; THOMAS; PRUEGER, 2009; ACEVEDO et al., 2014).

A Tabela 1 mostra o número de intervalos, parâmetro  $m$  da função de autocorrelação e período do meandro ( $T_*$ ) médios, encontrados de acordo com cada critério para as componentes zonal e meridional do vento.

Confirmando as análises realizadas por Mahrt (2007), Mahrt, Sun e Stauffer (2015) e Mortarini et al. (2016), que expõem que a mudança da direção horizontal do vento não possui relação com a estabilidade, a Tabela 1 mostra que o critério de  $Ri > 0,2$ , apresentou poucos casos nos ( $m > 1$ ). Todavia, esse resultado pode mostrar que o número de Richardson não é um parâmetro adequado para realizar a separação dos regimes para análise e detecção do meandro da direção do vento. van Hooijdonk et al. (2015) mostraram que parâmetros de estabilidade, tais como  $Ri$  e  $z/L$ , onde  $L$  é o comprimento de Obukhov, não são capazes de separar adequadamente os regimes de escoamento na CLE, e propuseram um parâmetro de estabilidade baseado na velocidade do vento mínima para manter o regime de escoamento acoplado para separar com precisão os regimes de escoamento.

Assim, a Tabela 1 pode estar evidenciando esta diferença entre parâmetros, já que quando  $\sigma_w < 0,1 \text{ m s}^{-1}$  é o parâmetro escolhido, mais intervalos em que  $m > 1$  foram encontrados. Por exemplo, para o nível de 20 m, dos 120 intervalos encontrados utilizando o critério  $\sigma_w < 0,1 \text{ m s}^{-1}$  74%, tiveram o parâmetro de *loop* maior que 1, enquanto que quando o critério usual de detecção foi utilizado ( $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$ ) apenas 59% dos intervalos apresentaram  $m > 1$ .

Tabela 1 – Número de intervalos, média do parâmetro  $m$  da função de autocorrelação e médio período do meandro encontrados para diferentes critérios e níveis. Os números entre parenteses correspondem a porcentagem dos intervalos que apresentaram  $m > 1$  e os subscritos  $\bar{u}$  e  $\bar{v}$  representam os valores para as componentes zonal e meridional, respectivamente.

	Altura	Critérios de separação dos intervalos		
		$Ri > 0,2$	$\sigma_w < 0,1$	$\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$
Número de Intervalos	5 m	245	169	168
	10 m	186	138	146
	15 m	510	122	131
	20 m	166	120	117
Intervalos com $m_{u,v} > 1$	5 m	61 (25)	103 (61)	117 (70)
	10 m	53 (29)	116 (84)	112 (77)
	15 m	233 (46)	91 (75)	87 (66)
	20 m	40 (24)	89 (74)	69 (59)
Média do parâmetro $m_u m_v$	5 m	2,29 2,19	2,42 2,42	2,47 2,53
	10 m	2,37 2,19	2,41 2,34	2,41 2,53
	15 m	2,32 2,22	2,48 2,47	2,41 2,31
	20 m	2,43 2,27	2,47 2,31	2,31 2,52
Média dos períodos ( $T_{*u} T_{*v}$ )	5 m	3508 3232	3155 3021	3079 2850
	10 m	3612 3496	3650 3140	3375 3093
	15 m	3501 3305	3705 2966	3366 3156
	20 m	3744 3406	3546 3300	3334 2982

É importante destacar que o objetivo aqui não é propor um novo critério baseado na intensidade da turbulência, mas mostrar que utilizar a velocidade do vento médio menor que  $1,5 \text{ m s}^{-1}$  como critério universal, pode não ser adequado, pois nos níveis mais elevados, o escoamento acoplará com uma velocidade superior à essa e ocorrerá uma restrição dos casos que serão analisados. Uma discussão mais aprofundada será apresentada na seção 4.6.

#### 4.6 Relação entre velocidade do vento, altura e mudança na direção do vento na CLE

Conforme descrito nas Seções 4.1 e 4.5, fica claro que o critério de ventos fracos perde a eficiência a medida que níveis mais afastados da superfície são analisados. Isso se deve principalmente porque essa condição se torna muito rara em níveis mais altos, a medida que o atrito causado pela superfície diminui sua influência sobre o perfil vertical do vento.

Na Seção 4.1, foi mostrado que a variabilidade da direção do vento, característica

do meandro do vento, acontece com velocidades mais elevadas a medida que níveis mais elevados são tratados. A partir de então, é levantada a hipótese que a velocidade necessária para o acoplamento pode ser um bom critério para a separação de intervalos para caracterização da ocorrência de meandro do vento. Acevedo et al. (2016) determinaram a velocidade para a conexão para cada nível do experimento FLOSS II, conforme mostra a Tabela 2:

Tabela 2 – Velocidade para a conexão do escoamento para os dados do experimento FLOSS II segundo Acevedo et al. (2016)

Altura (m)	1	2	5	10	15	20	30
Velocidade de acoplamento ( $\text{m s}^{-1}$ )	2,11	2,61	3,37	4,21	4,70	5,05	5,30

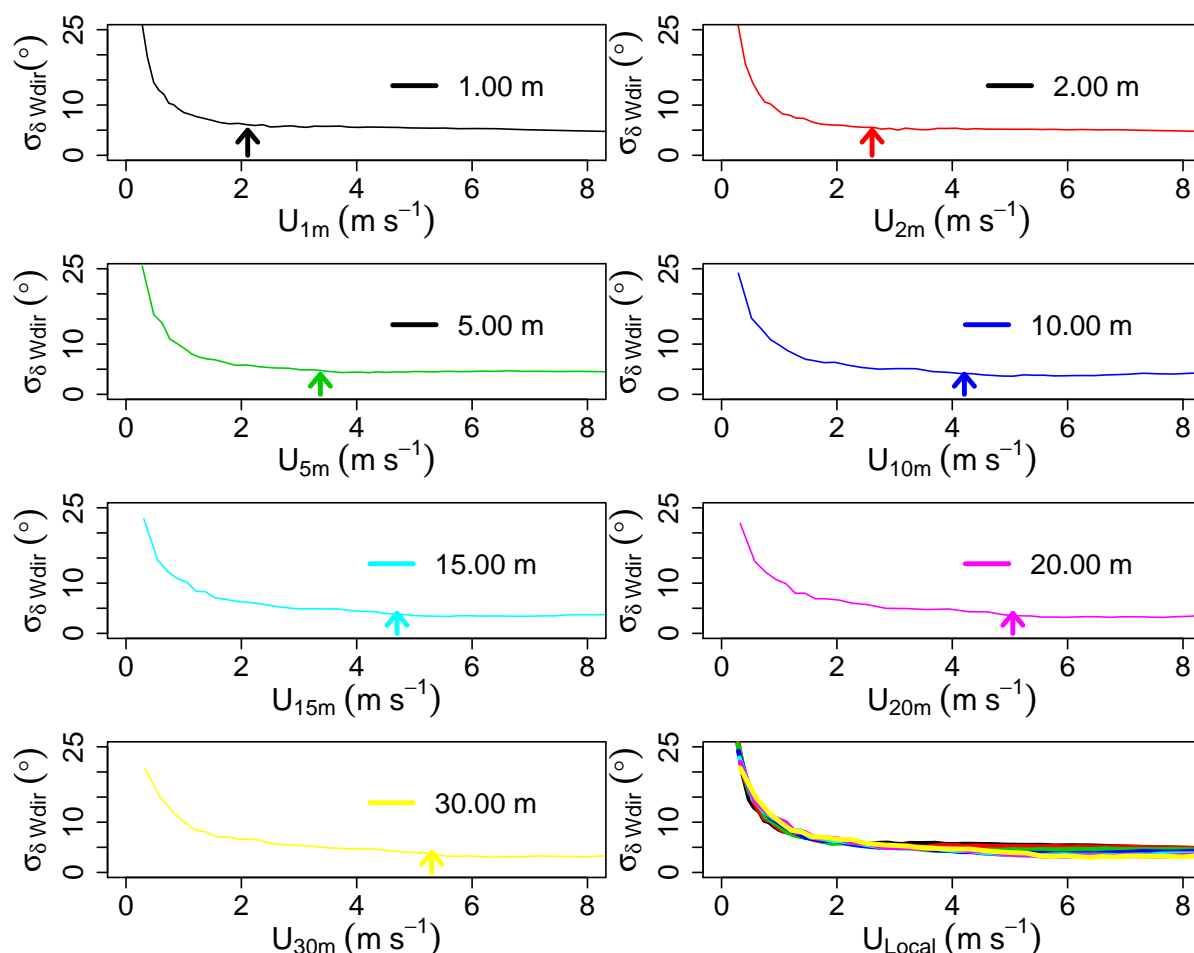
Fonte: Adaptado de Acevedo et al. (2016).

Mahrt (2011) mostrou, para o nível de 2 m no experimento FLOSS II, que para velocidades inferiores a  $1 \text{ m s}^{-1}$  e superiores a  $3 \text{ m s}^{-1}$  a janela utilizada pra realizar a média no cálculo do desvio padrão da direção não possui grande influência. Entretanto, para valores entre  $1 \text{ m s}^{-1}$  e  $3 \text{ m s}^{-1}$ , a variabilidade da direção do vento pode dobrar caso a janela utilizada nas médias aumentar de 1 para 16 minutos (MAHRT, 2011).

É importante, destacar que o valor encontrado por Acevedo et al. (2016) para a conexão no nível de 2 m é de  $2,61 \text{ m s}^{-1}$ , o qual é um valor bem próximo ao limite superior encontrado por Mahrt (2011). Isso leva a crer que a variabilidade na direção do vento, associada a janela de média, pode estar diretamente associada ao estado desacoplado, além dos fatores já citados por Mahrt (2011), tais como a presença de fenômenos de submeso, como o meandro que é o foco de estudo do presente trabalho.

A Figura 25 mostra que a velocidade para a conexão coincide com o ponto em que o desvio padrão da variabilidade da direção do vento ( $\sigma_{\delta W_{dir}}$ ) alcança um platô e estabiliza em valores muito baixos. Os valores elevados de  $\sigma_{\delta W_{dir}}$  são um grande indicativo de que há possibilidade da presença de fenômenos de submeso que causam a variabilidade na direção do vento, em especial o meandro. É importante destacar que para valores superiores a velocidade para a conexão ainda existe variação de  $\sigma_{\delta W_{dir}}$ , entretanto, essa é muito pequena, indicando que a após o acoplamento a direção do vento não varia consideravelmente (Fig. 25).

Figura 25 – Desvio padrão da variação da direção do vento ( $\sigma_{\delta W_{dir}}$ ) (MAHRT, 2011) em função da velocidade do vento ( $\bar{U}$ ) para cada nível. As setas indicam a velocidade para a conexão da Tabela 2, em cada nível. Os dados foram ordenados de acordo com a direção do vento com posterior média de blocos onde cada ponto representa 1000 dados.



Fonte: Elaborado pelo autor.

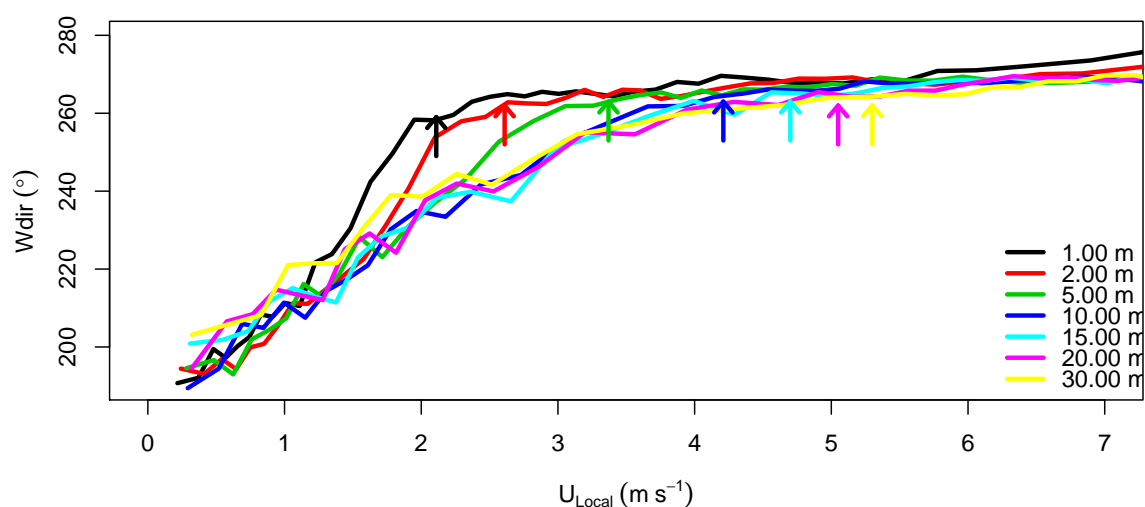
As análises feitas por Mahrt (2011) para  $\sigma_{\delta W_{dir}}$ , consideram a variabilidade na direção do vento em curtos intervalos de tempo. Por exemplo, as médias utilizadas na Figura 25 foram de 1 min, e conforme discutido anteriormente, Mahrt (2011) mostra que a janela utilizada para média só se torna significativa para de velocidade próximos a conexão.

Analisando agora a direção preferencial do escoamento, a Figura 26 mostra a direção do vento, em cada um dos 7 níveis aqui analisados, em função da velocidade do vento local. Neste caso, com o intuito de estabelecer com clareza a direção preferencial do escoamento nas análises, foi realizada um rotação em 2D utilizando a direção média do vento para cada noite, ao invés de utilizar a rotação ponto a ponto. Pois, com a rotação 2D, evita-se a influência da presença de fenômenos de submeso que se propagam na vertical (o que justifica não usar rotação 3D) e a direção média do vento para cada noite torna viável a análise em um longo período, já que as séries temporais de cada noite possuem

10 h.

A Figura 26 apresenta um diagrama similar ao proposto por Sun et al. (2012), porém para a direção do vento. É possível observar, que a medida que o vento local aumenta em cada nível, a direção alinha com a direção preferencial. As setas na Figura 26, indicam os valores de conexão, presentes na Tabela 2 (ACEVEDO et al., 2016). Ainda é possível observar a distinção, no estado descoplado, entre os 2 níveis mais baixos e os demais níveis superiores, assim como observado para  $V_{TKE}$  (ver Fig. 2 em Acevedo et al. (2016)). Além disso, as Figuras 25 e 26 mostram que para vento fraco ocorre também a variação na direção do vento, entre os níveis verticais, não somente a variação horizontal da direção. Todavia, essa variabilidade desaparece no estado desacoplado, pois a medida que todos níveis alcançam a velocidade para a conexão a direção do vento alinha com a direção preferencial do escoamento (Fig. 26).

Figura 26 – Direção do vento ( $W_{dir}$ ) por velocidade ( $\bar{U}$ ) Local com rotação dupla das componentes, as setas indicam a velocidade para a conexão para cada nível. Os dados foram ordenados de acordo com a direção do vento com posterior média de blocos onde cada ponto representa 1000 dados.



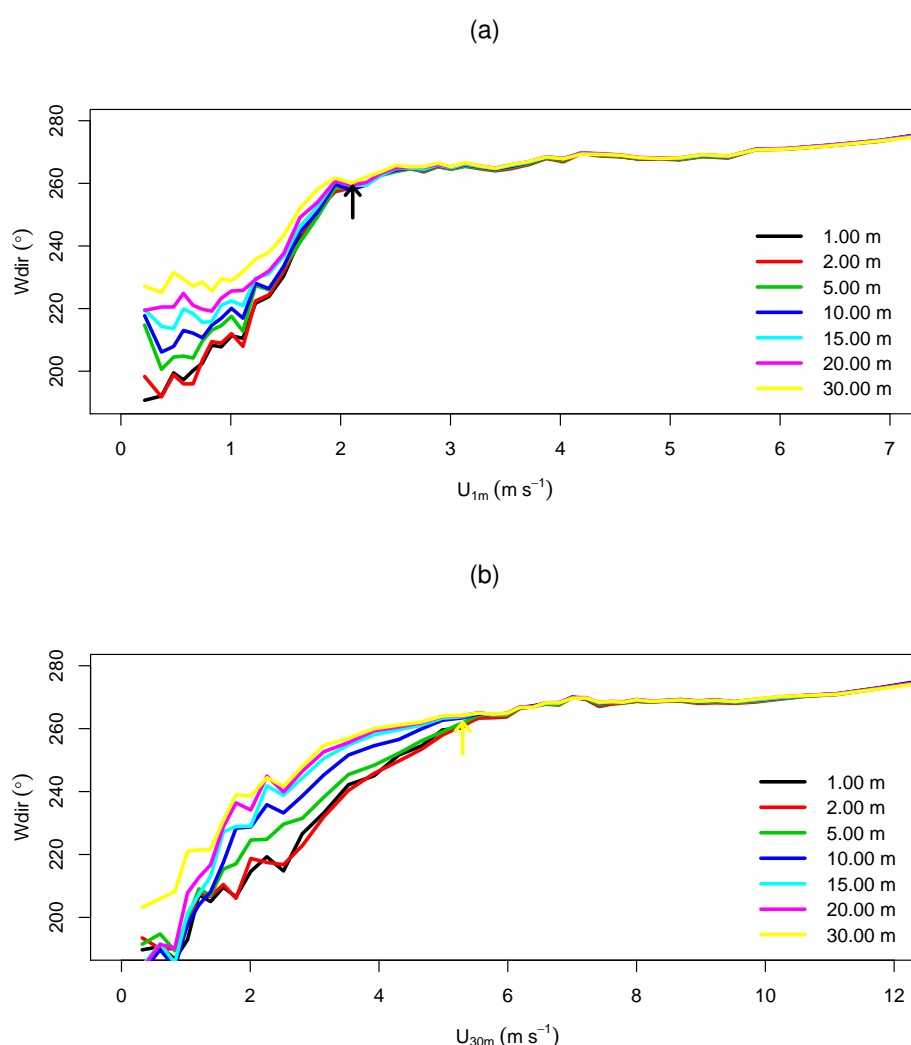
Fonte: Elaborado pelo autor.

O desacoplamento dos níveis inferiores fica mais claro quando a direção do vento é analisada em função da velocidade média do vento a 1 m ( $\bar{U}_{1m}$ ), Figura 27 (a). Enquanto os níveis mais elevados exibem maior variação na direção, entre si, os dois primeiros níveis estão praticamente com a mesma direção do vento, embora essa varie de acordo com o aumento da velocidade do vento. Após  $\bar{U}_{1m}$  ultrapassar o valor necessário para a conexão no nível mais próximo ao solo ( $2,11 \text{ m s}^{-1}$ ), todas as curvas colapsam na direção preferencial do vento no sítio, mostrada na Figura 11, que é em torno de  $270^\circ$ .

A mesma característica é observada na Figura 27 (b), quando a direção é analisada em função da velocidade média do vento em 30 m de altura ( $\bar{U}_{30m}$ ). Para ventos muito fracos, menores que  $1,8 \text{ m s}^{-1}$ , a direção de todos os níveis, com exceção do nível de

30 m é praticamente a mesma. Entretanto, a medida que a  $\bar{U}_{30m}$  se aproxima de 5,30 m s<sup>-1</sup>, que é a velocidade para a conexão em 30 m de altura, a variação na direção entre os níveis nos extremos pode chegar a mais de 20°, para um mesmo valor de vento. Tal variabilidade está associada aos fenômenos de submeso, que no estado desacoplado têm maior influência sobre a direção do vento (MAHRT, 2011). A partir da conexão, a direção de todos os níveis colapsa em uma única direção preferencial, assim como mostrado na Figura 27 (a).

Figura 27 – Direção do vento ( $W_{dir}$ ) por velocidade ( $\bar{U}$ ) no nível de 1 metro Figura 27a e 30 metros Figura 27b com rotação dupla das componentes, a flecha indica a velocidade para a conexão para o nível. Os dados foram ordenados de acordo com a direção do vento com posterior média de blocos onde cada ponto representa 1000 dados.



Fonte: Elaborado pelo autor.

É importante ressaltar que a partir do trabalho de Sun et al. (2012), diversos autores mostraram que diferentes variáveis do escoamento na CLE possuem similar dependência ao acoplamento atmosférico. Por exemplo, as análises mostradas nas Figuras 27 (a) e 27 (b),

foram feitas para outras variáveis turbulentas, para a mesma base de dados por Acevedo et al. (2016).

Os resultados das seções 4.5 e 4.6 mostram que a variabilidade na direção do vento, que é a principal característica do meandro, está intimamente ligada com a velocidade para a conexão, que determina a mudança de regime de escoamento na CLE. Dessa forma, a seção 4.7 mostra a comparação das análises usando  $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$  e a velocidade para conexão em cada nível, como critério inicial para a seleção dos intervalos para caracterização e cálculo dos parâmetros meandro.

#### 4.7 Análises utilizando a velocidade pra acoplamento do escoamento como critério de separação dos intervalos

Como visto na Seção 4.6, existe uma relação entre a velocidade em que ocorre a conexão do escoamento com a variação da direção do vento. Para confirmar esta hipótese, nesta seção serão realizadas as mesmas análises que foram feitas utilizando o critério de  $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$  para encontrar os intervalos de uma hora. Mas, desta vez o critério será a velocidade para o acoplamento (ou conexão) do escoamento para cada nível conforme Tabela 2 (ACEVEDO et al., 2016). Foram separados intervalos de uma hora em que a velocidade média do vento é menor que a velocidade para a conexão para cada nível.

A fim de comparar os dois critérios ( $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$  e  $\bar{U} < \bar{U}_{coup}$ ), a Tabela 3 traz o número de total de intervalos encontrados e o número intervalos que apresentaram parâmetro  $m > 1$  para as componentes de velocidade zonal e meridional, bem como a média do parâmetro  $m$ . A partir da Tabela 3, verifica-se que para os dois primeiro níveis não houve grande discrepância entre o número de intervalos encontrados pelos dois critérios. Isso justifica-se pela proximidade das velocidades dos critérios nesses níveis. Já para os níveis mais altos, o critério da velocidade em que acontece a conexão do escoamento encontrou aproximadamente 4 vezes mais intervalos para análise do que com o critério de  $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$ .

Na Tabela 3, tomando como exemplo o nível de 30 metros para o critério de ventos fracos, foram encontrados 53 intervalos de uma hora em que o parâmetro  $m$  é maior que 1 para as componentes de velocidade zonal e meridional, o que corresponde a aproximadamente 53% dos intervalos encontrados para este nível e critérios. Observando agora o mesmo nível para o critério da velocidade para a conexão ( $\bar{U} < 5.3 \text{ m s}^{-1}$ , para o caso de 30 metros), foram encontrados 191 intervalos de uma hora em que o parâmetro  $m$  é maior que um para as componentes horizontais do vento, o que representa um número de intervalos aproximadamente 3,6 vezes maior que o critério de ventos fracos, mantendo ainda 58% do total dos intervalos encontrados em que o parâmetro  $m$  é maior que um, ou seja, a probabilidade de encontrar intervalos com parâmetro  $m > 1$  praticamente se manteve para os critérios, sendo que o critério da velocidade em que ocorre a conexão envolve um número muito maior de intervalos, o que justifica a utilização da velocidade para conexão

como critério para encontrar caso de possível meandro.

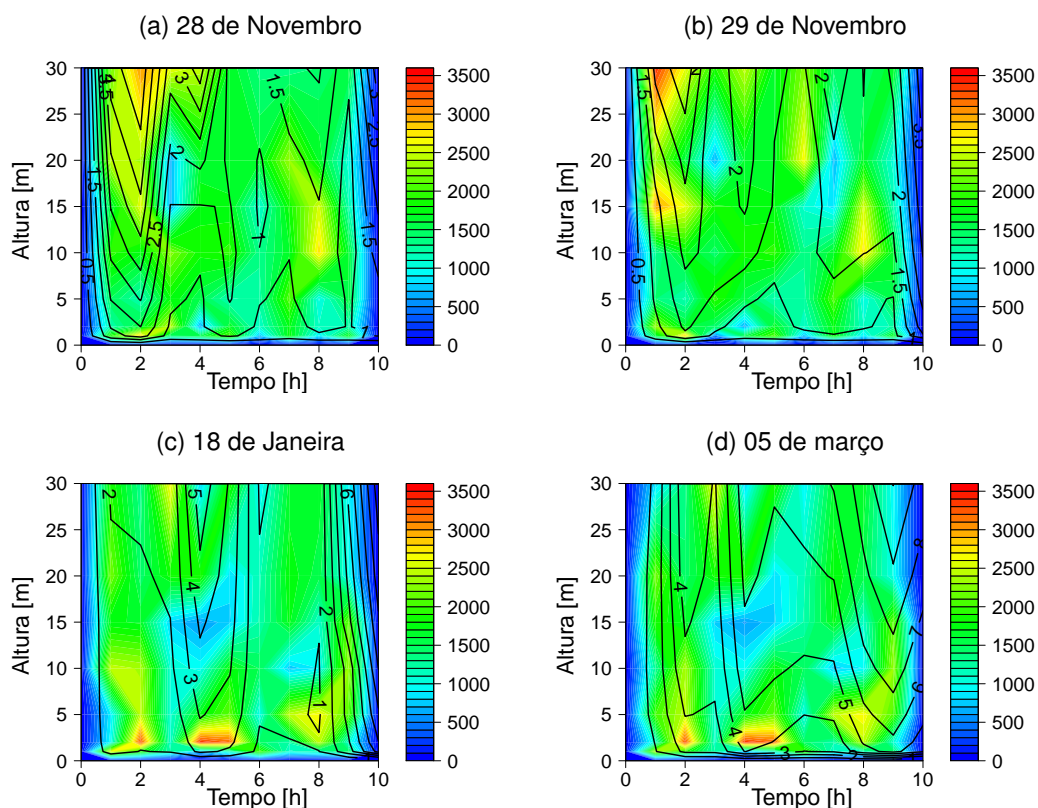
Tabela 3 – Parâmetro  $m$  da função de autocorrelação para intervalos de uma hora segundo os critérios de vento fraco e velocidade para a conexão. Os números entre parenteses correspondem a porcentagem dos intervalos que apresentaram  $m > 1$  e os subscritos  $\bar{u}$  e  $\bar{v}$  representam os valores para as componentes zonal e meridional do vento, respectivamente.

x	Altura	$\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$	$\bar{U} < \bar{U}_{coup}$
Número de Intervalos	1 m	218	292
	2 m	197	305
	5 m	168	314
	10 m	146	330
	15 m	131	333
	20 m	117	329
	30 m	99	327
Intervalos com $m_{u,v} > 1$	1m	116 (53)	134 (46)
	2m	117 (59)	155 (51)
	5 m	117 (70)	170 (54)
	10 m	112 (77)	203 (61)
	15 m	87 (66)	191 (57)
	20 m	69 (59)	190 (58)
	30 m	53 (53)	191 (58)
Média do parâmetro $m_u   m_v$	1m	2,36   2,40	2,33   2,38
	2m	2,52   2,51	2,42   2,35
	5 m	2,47   2,53	2,40   2,32
	10 m	2,41   2,50	2,39   2,31
	15 m	2,41   2,31	2,39   2,34
	20 m	2,31   2,52	2,55   2,36
	30 m	2,35   2,40	2,38   2,38

Para verificar se existe alguma relação entre o período de oscilação do pico de energia no espectro com a velocidade horizontal do vento, foram traçados os gráficos mostrados na Figura 28 que trazem mapas do período da oscilação de acordo com o tempo e nível de medição, bem como, a velocidade horizontal do vento através da isolinhas, para intervalos obtidos utilizando como critério a velocidade para a conexão.



Figura 28 – Variação do período da oscilação com a altura e tempo para a componente de velocidade zonal. As isolinhas representam a velocidade do vento  $\bar{U}$ .

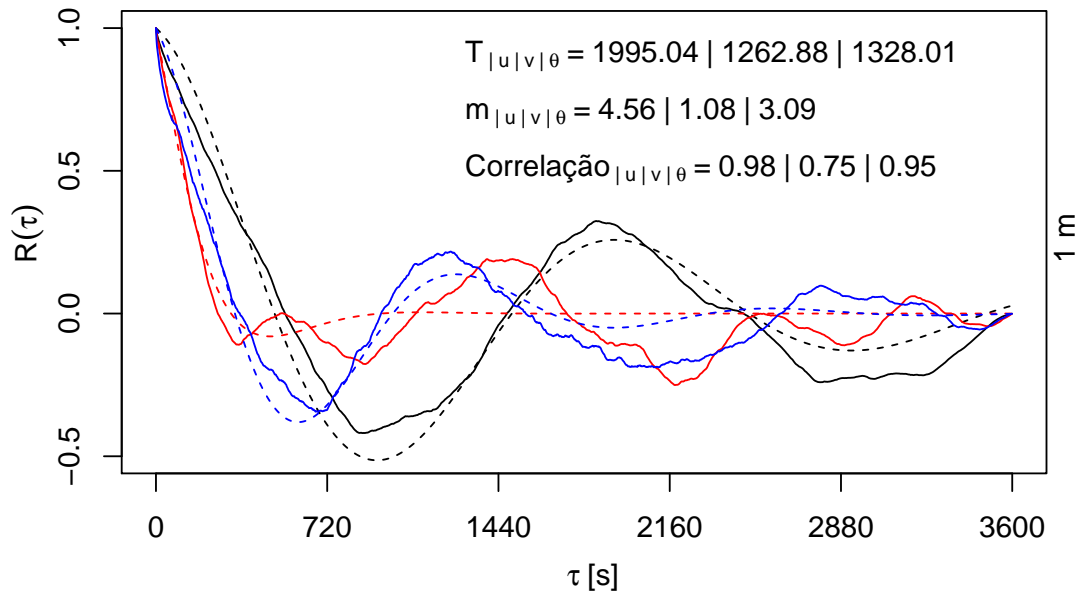


Fonte: Elaborado pelo autor.

Observando a Figura 28, constata-se que mesmo para velocidades horizontal do vento maiores que  $1,5 \text{ m s}^{-1}$  existem oscilação com períodos característicos de meandro em todos os níveis. Tomando-se agora, como exemplo, a Figura 28 (c), que traz a noite do dia 18 de Janeiro, que não se encaixa no critério de ventos fracos, mas apresenta oscilações da componente zonal do vento com períodos entre 1000 e 3000 segundos, a fim de obter-se uma análise mais aprofundada desta noite, a Figura 29 traz a autocorrelação dos dados para as componentes zonal e meridional do vento, assim como a temperatura para o intervalo compreendido entre 22 h às 23 h local para o nível de 1 metro.

A Figura 29 mostra claramente, a partir da autocorrelação dos dados, que para o intervalo analisado, as variáveis  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\bar{\theta}$  apresentam características de meandro, com o parâmetro  $m$  da função de autocorrelação maior que 1 para as componentes velocidade zonal, meridional e temperatura simultaneamente.

Figura 29 – Autocorrelação dos dados das componentes de velocidades  $\bar{u}$  (em preto) e  $\bar{v}$  (em vermelho) e temperatura (em azul) para o intervalo compreendido entre 22 h e 23 h local do dia 18 de janeiro, no nível de 1 metro. As linhas cheias se referem a autocorrelação dos dados, já as linhas tracejadas representam o ajuste a função de autocorrelação, Equação 2. O valor da correlação, valor do parâmetro  $m$  da função de autocorrelação e o período ( $T_*$ ) calculado conforme Equação 3, para as componentes de velocidade e temperatura aparecem na legenda da figura.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Tendo como base as 75 noites do experimento FLOSS II e os resultados da Tabela 3, é possível afirmar que não existe grande diferença na probabilidade de encontrar intervalos de uma hora em que o parâmetro de *loop* da ACF das componentes horizontais do vento ( $m_{u,v}$ ) é maior que um, utilizando tanto o critério velocidade de vento baixa ( $\bar{U} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$ ) como a velocidade para a conexão para cara nível ( $\bar{U} < \bar{U}_{coup}$ ) (Figura 29), com a diferença de que o critério da velocidade para a conexão encontra um número muito maior de intervalos.

Neste contexto, há dois pontos principais há serem ponderados: O número de pontos encontrados é quase 4 vezes maior, utilizando  $\bar{U}_{coup}$ , o que fornece uma estatística bem mais confiável; a torre do experimento FLOSS II possui apenas 30 m de altura, em sítios com torres que possuem níveis de medição mais elevados, provavelmente seria possível observar meandro do vento mais facilmente utilizando a velocidade para a conexão, tarefa a qual talvez poderia não ser possível devido ao número restito de casos da outra condição.

## 5 CONCLUSÃO

A diversidade de fenômenos que podem ter influência sobre o escoamento atmosférico na camada limite estável (CLE) é muito grande, principalmente em condições muito estáveis. Dentre esses fenômenos destacam-se os fenômenos de submeso, que podem influenciar diretamente no comportamento da direção do vento (MAHRT, 2011). Particularmente, o meandro do vento é caracterizado pela variação na direção do vento, causada pela oscilação nas componentes do vento. Assim, o presente trabalho teve como meta verificar a eficiência dos métodos de detecção do movimento de meandro do vento e também propor um novo critério para seleção inicial dos intervalos de análise, baseado na velocidade para o acoplamento (ou conexão) do escoamento.

Inicialmente foi mostrado que a autocorrelação de dados das componentes horizontais de velocidade do vento e temperatura apresentam um *lobe* negativo. Esse *lobe* negativo pode ser medido através do parâmetro de *loop* ( $m$ ), obtido com o ajuste da autocorrelação dos dados à uma função de autocorrelação. Assim, a utilização desse parâmetro é de grande valia para a detecção possíveis casos de meandro do vento.

Apesar da autocorrelação ser um método bastante eficaz na detecção de casos em que possivelmente há meandro do vento, existem casos em que o ajuste da autocorrelação dos dados à função de autocorrelação falha. Portanto, mesmo em casos que as condições para ocorrência de meandro sejam observadas, o ajuste pelo método da autocorrelação não é possível, impossibilitando a determinação do período do meandro por este método. De acordo com Martins et al. (2016) e Mortarini e Anfossi (2015) o *lobe* negativo apresentado na autocorrelação de dados característicos de meandro se relaciona a um pico de energia na baixa frequência do espectro, esta relação ficou comprovado através dos estudos de casos vistos na Seção 4.3.

Utilizando o espectro marginal de energia de Hilbert-Huang foi possível determinar o período do meandro através do ponto de maior energia. Isso só é viável pois a HHT mostra uma boa resolução nas baixas frequência (MARTINS et al., 2016). Fazendo um comparativo entre o período do meandro determinado pelo método da autocorrelação e o métodos espectral, obtém-se resultados muito próximos. Porém, os valores obtidos através da autocorrelação são levemente superiores ao encontrados pelo método espectral.

Quanto a relação do meandro dos ventos com a estabilidade atmosférica, ao utilizar-se  $Ri$  como parâmetro de estabilidade, o meandro das componentes horizontais do vento não mostrou nenhuma relação com esta, indo ao encontro do que indica a literatura (MAHRT; SUN; STAUFFER, 2015, 2015; MORTARINI et al., 2016). Por outro lado, ao utilizar-se um parâmetro arbitrário que se relacionado com a turbulência presente no escoamento, no caso  $\sigma_w < 0, 1$ , os resultados indicam forte relação do meandro. Isso se deve ao fato que a ocorrência de meandro é favorecida a presença de pouca, ou quase nenhuma, turbulência no escoamento.

Com relação à altura, fica evidente que existe uma relação entre a presença do fenômeno em diferentes níveis. Entretanto, apesar dos períodos encontrados nos diferentes níveis verticais serem muito próximos em muitos casos, as análises aqui utilizadas são muito simplificadas a ponto de afirmar com certeza que se trata do mesmo fenômeno, bem como descrever a evolução vertical deste. Por outro lado, em um trabalho futuro, com uma base de dados maior, pretende-se dar maior atenção a esse tema, procurando também descrever a forma com que a propagação vertical acontece, e qual a relação do período do meandro entre os diferentes níveis de medição.

Utilizando a velocidade para a conexão do escoamento de cada nível como critério de separação de intervalos em que existe possibilidade de ocorrência de meandro, a porcentagem de intervalos em que o parâmetro de *loop* ( $m$ ) da ACF é maior que 1 para as componentes horizontais do vento se manteve praticamente a mesma, com a diferença que esta encontra muito mais intervalos, principalmente para os níveis mais altos. Assim, pode-se dizer que a utilização do critério de vento fraco ( $\bar{U} < 1.5 \text{ m s}^{-1}$ ) não é adequada para os níveis mais altos. Nesses casos, a utilização da velocidade para a conexão de cada nível encontra maior número de casos em que existe a possibilidade de ocorrência de meandro. Esse resultado é muito importante principalmente para a análise de casos de meandro em sítios que possuem torres de medição com níveis altos. Nesses casos a  $\bar{U} < 1.5 \text{ m s}^{-1}$  pode restringir a maioria dos casos, enquanto que a velocidade para a conexão faz a separação natural dos regimes de escoamento. Permitindo assim, que todos os possíveis casos sejam analisados.

Finalmente, é importante destacar que o sítio do experimento FLOSS II não é um sítio muito estável, e as análises feitas aqui necessitam de mais casos para sua confirmação. Entretanto, a robustez dos resultados, aqui apresentados, leva a crer que tais características não são dependentes do sítio. Já que diversos trabalhos têm mostrado que as variáveis que controlam o escoamento na CLE respondem diretamente ao acoplamento atmosférico, assim como o que está sendo proposto aqui para a direção do vento.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ACEVEDO, O. C.; COSTA, F. D.; DEGRAZIA, G. A. The coupling state of an idealized stable boundary layer. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 145, n. 1, p. 211–228, 2012.

ACEVEDO, O. C. et al. The influence of submeso processes on stable boundary layer similarity relationships. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 71, n. 1, p. 207–225, 2014.

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

ACEVEDO, O. C. et al. Contrasting structures between the decoupled and coupled states of the stable boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 142, n. 695, p. 693–702, 2016.

ANFOSSI, D. et al. An analysis of sonic anemometer observations in low wind speed conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 114, n. 1, p. 179–203, 2005.

ARYA, P. S. **Introduction to micrometeorology**. [S.l.]: Academic press, 2001.

BANTA, R. et al. Nocturnal low-level jet characteristics over Kansas during cases-99. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 105, n. 2, p. 221–252, 2002.

BANTA, R. M. Stable-boundary-layer regimes from the perspective of the low-level jet. **Acta Geophysica**, Springer, v. 56, n. 1, p. 58–87, 2008.

BELUŠIĆ, D.; GÜTTLER, I. Can mesoscale models reproduce meandering motions? **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 136, n. 648, p. 553–565, 2010.

BRETT, A. C.; TULLER, S. E. The autocorrelation of hourly wind speed observations. **Journal of Applied Meteorology**, v. 30, n. 6, p. 823–833, 1991.

CAVA, D. et al. A wavelet analysis of low-wind-speed submeso motions in a nocturnal boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 143, n. 703, p. 661–669, 2017.

COSTA, F. D. **Caminhos para a Complexidade na Camada Limite Atmosférica Noturna**. 2011. 130 p. Tese (Doutorado em Física) — Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, 2011.

DEARDORFF, J. Observed characteristics of the outer layer. **Short course on the planetary boundary layer**, American Meteorological Society, Boston, MA, 1978.

DEGRAZIA, G. A. et al. A theoretical review of autocorrelation functions applied to high and low wind speed. **Ciencia & Natura**, v. 36, n. 3, p. 101–107, 2014.

DERBYSHIRE, S. Boundary-layer decoupling over cold surfaces as a physical boundary-instability. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 90, n. 2, p. 297–325, 1999.

DORAN, J.; HORST, T. Velocity and temperature oscillations in drainage winds. **Journal of Applied Meteorology**, v. 20, n. 4, p. 361–364, 1981.

FARRUGIA, P. S.; BORG, J. L.; MICALLEF, A. On the algorithms used to compute the standard deviation of wind direction. **Journal of Applied Meteorology and Climatology**, v. 48, n. 10, p. 2144–2151, 2009.

FINNIGAN, J.; EINAUDI, F.; FUA, D. The interaction between an internal gravity wave and turbulence in the stably-stratified nocturnal boundary layer. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 41, n. 16, p. 2409–2436, 1984.

FLANDRIN, P.; RILLING, G.; GONCALVES, P. Empirical mode decomposition as a filter bank. **IEEE signal processing letters**, IEEE, v. 11, n. 2, p. 112–114, 2004.

FRENKIEL, F. Flow field of homogeneous turbulence<sup>1</sup>. **Advances in applied mechanics**, Academic Press, v. 3, p. 61, 1953.

HANNA, S. R. Diurnal variation of horizontal wind direction fluctuations in complex terrain at geysers, cal. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 21, n. 2, p. 207–213, 1981.

HOOPER, D. H. **The NERC MST Radar Facility at Aberystwyth**. 2002. Disponível em: <[http://mst.nerc.ac.uk/wind\\\_vect\\\_conv.html#internal](http://mst.nerc.ac.uk/wind\_vect\_conv.html#internal)>.

HUANG, N. E. et al. The empirical mode decomposition and the hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis. v. 454, n. 1971, p. 903–995, 1998.

KAIMAL, J. C.; FINNIGAN, J. J. **Atmospheric boundary layer flows: their structure and measurement**. [S.l.]: Oxford University Press, 1994.

MAHRT, L. Stratified atmospheric boundary layers and breakdown of models. **Theoretical and computational fluid dynamics**, Springer, v. 11, n. 3-4, p. 263–279, 1998.

\_\_\_\_\_. Stratified atmospheric boundary layers. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 90, n. 3, p. 375–396, 1999.

\_\_\_\_\_. Weak-wind mesoscale meandering in the nocturnal boundary layer. **Environmental Fluid Mechanics**, Springer, v. 7, n. 4, p. 331–347, 2007.

\_\_\_\_\_. Common microfronts and other solitary events in the nocturnal boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 136, n. 652, p. 1712–1722, 2010.

\_\_\_\_\_. Variability and maintenance of turbulence in the very stable boundary layer. **Boundary-layer meteorology**, v. 135, n. 1, p. 1–18, 2010.

\_\_\_\_\_. Surface wind direction variability. **Journal of applied meteorology and climatology**, v. 50, n. 1, p. 144–152, 2011.

MAHRT, L. et al. Nocturnal boundary-layer regimes. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 88, n. 2, p. 255–278, 1998.

MAHRT, L.; MILLS, R. Horizontal diffusion by submeso motions in the stable boundary layer. **Environmental fluid mechanics**, v. 9, n. 4, p. 443–456, 2009.

MAHRT, L.; SUN, J.; STAUFFER, D. Dependence of turbulent velocities on wind speed and stratification. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 155, n. 1, p. 55–71, 2015.

MAHRT, L.; THOMAS, C.; PRUEGER, J. Space–time structure of mesoscale motions in the stable boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 135, n. 638, p. 67–75, 2009.

MAHRT, L.; VICKERS, D. Boundary-layer adjustment over small-scale changes of surface heat flux. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 116, n. 2, p. 313–330, 2005.

\_\_\_\_\_. Extremely weak mixing in stable conditions. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 119, n. 1, p. 19–39, 2006.

MARTINS, L. G. N. et al. Employing the hilbert–huang transform to analyze observed natural complex signals: Calm wind meandering cases. **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, Elsevier, v. 462, p. 1189–1196, 2016.

MONIN, A.; OBUKHOV, A. Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. **Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR**, v. 151, p. 163–187, 1954.

MOOR, L. et al. Proposal of a new autocorrelation function in low wind speed conditions. **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, Elsevier, v. 438, p. 286–292, 2015.

MORTARINI, L.; ANFOSSI, D. Proposal of an empirical velocity spectrum formula in low-wind speed conditions. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 141, n. 686, p. 85–97, 2015.

MORTARINI, L. et al. Observations of submeso motions and intermittent turbulent mixing across a low level jet with a 132-m tower. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, p. XXX, 2018.

\_\_\_\_\_. Low-frequency processes and turbulence structure in a perturbed boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 139, n. 673, p. 1059–1072, 2013.

\_\_\_\_\_. Characterization of wind meandering in low-wind-speed conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 161, n. 1, p. 165–182, 2016.

NAPPO, C. J. Sporadic breakdowns of stability in the pbl over simple and complex terrain. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 54, n. 1-2, p. 69–87, 1991.

NIEUWSTADT, F.; BROST, R. The decay of convective turbulence. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 43, n. 6, p. 532–546, 1986.

NIEUWSTADT, F. T. The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 41, n. 14, p. 2202–2216, 1984.

OETTL, D. et al. A new hypothesis on meandering atmospheric flows in low wind speed conditions. **Atmospheric Environment**, Elsevier, v. 39, n. 9, p. 1739–1748, 2005.

POPE, S. B. **Turbulent flows**. [S.I.]: IOP Publishing, 2001.

RILLING, G. et al. On empirical mode decomposition and its algorithms. In: IEEE. **IEEE-EURASIP workshop on nonlinear signal and image processing**. [S.I.], 2003. v. 3, p. 8–11.

SCHLICHTING, H.; GERSTEN, K. **Boundary-layer theory**. [S.I.]: Springer Science & Business Media, 2003.

SPELLMAN, F. R. **The handbook of meteorology**. [S.I.]: Scarecrow Press, 2012.

STULL, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. [S.I.]: Springer Science & Business Media, 1988.

SUN, J. et al. Intermittent turbulence associated with a density current passage in the stable boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 105, n. 2, p. 199–219, 2002.

\_\_\_\_\_. Atmospheric disturbances that generate intermittent turbulence in nocturnal boundary layers. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 110, n. 2, p. 255–279, 2004.

\_\_\_\_\_. Turbulence regimes and turbulence intermittency in the stable boundary layer during cases-99. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 69, n. 1, p. 338–351, 2012.

TORRES, M. E. et al. A complete ensemble empirical mode decomposition with adaptive noise. In: IEEE. **2011 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP)**. [S.I.], 2011. p. 4144–4147.

van de Wiel, B. **Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land**. [S.I.]: PhD Thesis, Wageningen University, Netherlands, 2002.

Van de Wiel, B. et al. The minimum wind speed for sustainable turbulence in the nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 69, n. 11, p. 3116–3127, 2012.

van Hooijdonk, I. G. et al. Shear capacity as prognostic for nocturnal boundary layer regimes. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 72, n. 4, p. 1518–1532, 2015.

WU, Z.; HUANG, N. E. Ensemble empirical mode decomposition: a noise-assisted data analysis method. **Advances in adaptive data analysis**, World Scientific, v. 1, n. 01, p. 1–41, 2009.

XU, G.; YANG, Z.; WANG, S. Study on mode mixing problem of empirical mode decomposition. 2016.

YU, D.; CHENG, J.; YANG, Y. Application of emd method and hilbert spectrum to the fault diagnosis of roller bearings. **Mechanical systems and signal processing**, Elsevier, v. 19, n. 2, p. 259–270, 2005.



ZILITINKEVICH, S. et al. A hierarchy of energy-and flux-budget (efb) turbulence closure models for stably-stratified geophysical flows. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 146, n. 3, p. 341–373, 2013.