

Universidade de São Paulo  
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas  
Departamento de Ciências Atmosféricas

JENNIFFER GUERRA SÁNCHEZ

**Estudo espectral da turbulência da Camada Limite  
Superficial na região da Estação Antártica Brasileira**

São Paulo

2017



JENNIFFER GUERRA SÁNCHEZ

**Estudo espectral da turbulência da Camada Limite Superficial  
na região da Estação Antártica Brasileira**

Versão Original

Dissertação apresentada ao Departamento de Ciências Atmosféricas do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de concentração: Meteorologia

Orientador: Profa. Dra. Jacyra Soares

São Paulo

2017

**GUERRA J. S. Estudo espectral da turbulência da Camada Limite Superficial na região da Estação Antártica Brasileira.** 2017. 59 f. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) – Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2017.

Aprovado em:

Banca Examinadora

Prof. Dr. \_\_\_\_\_

Instituição: \_\_\_\_\_

Julgamento: \_\_\_\_\_

Prof. Dr. \_\_\_\_\_

Instituição: \_\_\_\_\_

Julgamento: \_\_\_\_\_

Prof. Dr. \_\_\_\_\_

Instituição: \_\_\_\_\_

Julgamento \_\_\_\_\_

*A minha querida mãe,  
a razão de todas as minhas conquistas*

## Agradecimentos

*Eu gostaria de agradecer a todas as pessoas que estiveram de meu lado durante estes dois anos, que se esforçaram e me apoiaram para mais uma vez sair vitoriosa neste grande desafio.*

*Agradeço especialmente a minha mãe, Luisa, ela é o motivo pelo qual, acredito que nenhum sonho é impossível de alcançar: cada uma das minhas vitórias é por você e para você.*

*À minha maravilhosa família, meus tios e tias, primos e primas, minha querida avó, meu pai, quero dizer que os amo muito e que agradeço seu apoio e amor incondicional, sou muito feliz de ter vocês na minha vida.*

*Ao meu querido esposo, Damián, agradeço cada minuto de paciência, compreensão e amor.*

*À minha orientadora, Jacyra Soares, por acompanhar cada etapa deste Mestrado, muito obrigada pela excelente orientação e motivação durante estes dois anos.*

*Aos meus amigos e colegas de curso, que sempre que necessário me ajudaram com prontidão e boa vontade, em especial a vocês: Maciel, Ramón, Janet, Marco, Ivette, Rafael, Elias, Cristina, Lucas, Igor, Betico, Edson, muito obrigada por tudo.*

*Aos professores e funcionários do IAG, que acompanharam cada etapa da minha trajetória neste Instituto. Em especial agradeço ao professor Amaury, quem sempre atendeu com boa vontade as minhas frequentes dúvidas sobre “os meus espectros”, aos meninos da informática, Djalma, Tião, Samuel e também à Bete, agradeço vocês por torcer por mim todo este tempo.*

*Agradeço ao CNPq por ter financiado minha bolsa de pesquisa durante estes dois anos. Também gostaria de agradecer o apoio financeiro do CNPq e INCT-APA no processo 407137/2013-0 do Projeto ETA.*

## RESUMO

**GUERRA J. S. Estudo espectral da turbulência da Camada Limite Superficial na região da Estação Antártica Brasileira.** 2017. 59 f. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) – Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2017.

O comportamento da turbulência e sua influência no transporte turbulento dos fluxos de momentum e calor, são estudados utilizando dados de alta frequência das flutuações turbulentas das componentes da velocidade do vento e a temperatura. Os dados observacionais foram obtidos pelo Projeto ETA, "Estudo da Turbulência na Antártica" durante novembro de 2014, na Estação Antártica Brasileira "Comandante Ferraz". As medidas de alta frequência foram realizadas utilizando um anemômetro sônico tridimensional instalado a 11,74 m de altura em uma torre; a frequência de amostragem foi de 10 Hz, e foram escolhidos intervalos de 30 minutos para o cálculo dos (co)espectros turbulentos. Foi empregada análise espectral para a obtenção dos espectros turbulentos das componentes da velocidade do vento e os coespectros turbulentos dos fluxos de momento e calor sob diferentes tipos de estratificação atmosférica. Estes (co)espectros foram ajustados por uma função que permitiu avaliar as propriedades espectrais da turbulência na camada limite superficial. O comportamento dos espectros nas altas frequências foi consistente com a teoria de isotropia local, com as componentes longitudinal, meridional e vertical do vento decaindo com  $n^{-5/3}$  no subintervalo inercial. O comportamento coespectral dos fluxos turbulentos de momento e calor também se mostrou em acordo com a literatura com os coespectros decaindo com a potência  $n^{-7/3}$  no subintervalo inercial. Além disso foi avaliada a razão de isotropia (4/3) neste intervalo, mostrando boa concordância entre as densidades espectrais das componentes vertical e longitudinal da velocidade do vento para todas as condições de estabilidade atmosférica analisadas. A validade da teoria do equilíbrio universal de Kolmogorov, nos espectros turbulentos das componentes da velocidade do vento permitiu estimar as taxas de dissipação molecular de energia cinética turbulenta. A variação temporal da energia cinética turbulenta e da taxa de dissipação mostraram, como esperado, padrões similares. A baixa frequência dos espectros da componente vertical mostrou ser mais energética que o espectro modelo para esta componente sob condições neutras, o que pode ser devido ao efeito da intensidade do vento, que resultou ser dominante em relação à influência da topografia e estabilidade ao longo de todo o período. Os fluxos turbulentos de calor e momento foram obtidos a partir da integração de curvas teóricas ajustadas aos coespectros turbulentos sobre todo o intervalo de frequência. Além disso, esses valores de fluxos foram comparados com os fluxos obtidos cada 30 minutos diretamente das séries temporais pelo método da covariância, resultando boa concordância entre os métodos.

**Palavras-chave:** análise espectral, condição de isotropia, fluxos turbulentos, espectros turbulentos, subintervalo inercial.

## ABSTRACT

GUERRA J. S. **Spectral study of turbulence in the Surface Boundary Layer at Brazilian Antarctic Station**. 2017. 59 f. Dissertation (Master in Meteorology) – Institute of Astronomy, Geophysics and Atmospheric Sciences, University of São Paulo, 2017.

The turbulence behavior and its influence over the turbulent transport, of momentum and heat fluxes, are studied using wind and temperature fluctuation data collected during November 2014, at Brazilian Antarctic Station "Comandante Ferraz". The observational data is part of the ETA Project, "Estudo da Turbulência na Antártica". The high-frequency measurements were made using a three-dimensional sonic anemometer installed at 11.74 m high in a tower. The data acquisition rate was 10 Hz and to estimate the (co)spectra was selected a 30 min interval. Spectral analyses technique was employed for obtaining turbulent spectra of wind components and the cospectra of momentum and heat fluxes, considering different conditions of atmospheric stratification. These (co)spectra were fitted to theoretical curve from which was possible evaluate the spectral properties that satisfy the turbulent flow in the atmospheric surface layer. The spectral behavior at high frequency was consistent with local isotropic theory, where the longitudinal, meridional and vertical wind components fall as  $n^{-5/3}$ . The cospectral behavior of momentum and heat fluxes, proved to be in agreement with the literature, falling as  $n^{-7/3}$  in the inertial subrange. The 4/3 ratio was evaluated in the inertial subrange, showing good agreement between vertical and longitudinal spectral wind for all atmospheric stability conditions analyzed. The validity of the Kolmogorov's universal equilibrium theory, in the turbulent spectra of wind components, allowed to estimate the molecular dissipation rate of turbulent kinetic energy. The dissipation rates obtained from the three wind velocity components were similar for the investigated period, but the dissipation rate values obtained from the longitudinal spectrum were higher, in most cases. The temporal variation of the turbulent kinetic energy and the molecular dissipation rate showed, as expected, similar pattern. The low frequency of the vertical component spectra showed being more energetic than its model spectra for neutral conditions, it could be due to the effect of wind intensity which resulted be dominant with respect to the influence of topography and stability over the whole period. The heat and momentum turbulent fluxes were obtained from the integration, of theoretical curves fitted to the turbulent cospectra over the whole frequency. Further, these fluxes values were compared with the fluxes obtained directly by the eddy covariance method, finding in general a good agreement between both methods for the fluxes.

**Keywords:** spectral analysis, isotropy condition, turbulent fluxes, turbulent spectra, inertial subrange.

## Sumário

<b>1. Introdução</b> .....	9
1.1 Objetivos .....	11
<b>2. Fundamento teórico</b> .....	12
2.1 Camada Limite Planetária .....	12
2.2 Tratamento estatístico da turbulência.....	13
2.2.1 Hipóteses de Taylor.....	14
2.2.2 Fluxos turbulentos .....	15
2.3 Energia cinética turbulenta.....	16
2.4 Parâmetros de superfície .....	17
2.5 Espectro de energia .....	18
2.6 Espectros turbulentos na CLS .....	22
<b>3. Tratamento dos dados</b> .....	24
3.1 Região de estudo .....	24
3.2 Dados utilizados .....	25
3.3 Estimativas coespectrais.....	27
3.4 Erros associados ao <i>aliasing</i> .....	30
<b>4. Resultados e discussões</b> .....	31
4.1 Escalas características e estabilidade atmosférica.....	31
4.2. Características espectrais .....	32
4.2.1 Lei da potência dos $-5/3$ de Kolmogorov .....	32
4.2.2 Razão de isotropia .....	36
4.3 Estimativa da taxa de dissipação e energia cinética turbulenta .....	37
4.4 Variâncias das séries turbulentas.....	39
4.5 Modelo de Kaimal.....	42
4.6 Estimativas coespectrais.....	45
4.6.1 Fluxos turbulentos de calor sensível e momento.....	48
<b>5. Conclusões</b> .....	51
<b>Referências bibliográficas</b> .....	53





## 1. Introdução

O Continente Antártico tem um papel relevante no sistema climático global, apresentando características físico geográficas únicas que o indicam como o continente dos superlativos, o mais frio, ventoso, seco e de maior altitude média do planeta. Devido a sua extensa massa de gelo, a Antártica condiciona constantemente a circulação atmosférica em altitude, o que faz com que o continente possua um importante controle na circulação atmosférica nas regiões de latitudes médias e altas do Hemisfério Sul (King e Turner, 1997). Além disso é importante destacar que o continente encontra-se rodeado pelo Oceano Austral, que é o principal meio pelo qual ocorrem as trocas de calor, energia e massa entre os oceanos Atlântico, Pacífico e Índico (Turner, 2009), o que reforça seu papel como um regulador fundamental do clima na Terra.

Assim, alterações no meio ambiente Antártico, têm potencial de afetar o sistema terrestre e é precisamente a quantificação dessas alterações um dos principais temas de investigação dos cientistas na atualidade. Para isso têm sido utilizados modelos numéricos de sistemas climáticos que simulam o efeito dessas mudanças no clima da Terra. Um aspecto fundamental nesses modelos é a transferência de energia que ocorre na região de interação entre a superfície terrestre e a atmosfera (Camada Limite Superficial), devido aos processos de troca turbulenta de propriedades dinâmicas e termodinâmicas (Oke, 1988). Desta forma os fluxos verticais turbulentos de calor e momento responsáveis pela troca turbulenta na Camada Limite Superficial (CLS) são um fator determinante para o estudo do sistema climático global.

Estes fluxos podem ser estimados diretamente a partir de medidas *in situ* de alta frequência das flutuações da velocidade vertical e as respectivas variáveis envolvidas; além disso podem ser estimados a partir de métodos indiretos como por exemplo a análise espectral, o que também fornece uma forma de quantificar o erro relativo da medição direta (Masseroni e al., 2013; Lien et al., 2000; Aubinet et al., 2012).

Além do emprego da análise espectral na estimativa indireta dos fluxos verticais turbulentos, este método também permite definir a estrutura da turbulência na CLS de uma determinada região, pois os espectros turbulentos descrevem como a variância ou energia de uma determinada variável está distribuída sobre as diferentes frequências, escalas, ou turbilhões (Panofsky e Dutton, 1984). Desta forma, a análise espectral é uma

importante ferramenta no estudo da turbulência e será empregada neste trabalho para descrever a estrutura da mesma na região da Estação Antártica Brasileira Comandante Ferraz (EACF).

Muito se conhece da estrutura e das propriedades espectrais da turbulência sobre terrenos planos e uniformes. Os experimentos desenvolvidos por Kaimal et al. (1972, 1976) em Kansas e Minnesota, tornaram-se uma referência para posteriores trabalhos nessa área. Por outro lado, o escoamento turbulento pode sofrer diversas modificações devido à complexidade do terreno e, dessa forma, ainda existem muitas interrogações sobre o comportamento da turbulência sobre terrenos complexos e heterogêneos.

Na Antártica, por exemplo, onde predomina a heterogeneidade e complexidade do terreno têm sido desenvolvidos alguns estudos na área da Micrometeorologia (Lingen et al., 1998; Choi et al., 2004; Argentini et al., 2005; Gallée et al., 2015; Rysman et al., 2015; Cassano et al., 2016) mas, em geral, são poucos os trabalhos que se dedicam ao estudo da turbulência da CLS desta região.

Cava et al. (2001) utilizaram análise espectral na tentativa de descrever o efeito da topografia na estrutura da turbulência na região da Baía Terra Nova (74°52'30" S, 163°00'00"E) na Antártica. Os autores encontraram que as características da turbulência sobre terrenos complexos variaram e divergiram, em determinados intervalos do espectro turbulento, da literatura para terrenos planos e homogêneos (Kaimal et al., 1972). Foi mostrado, através da análise espectral, que a topografia desta região torna as componentes da velocidade do vento e o fluxo de momento mais energéticos e que a influência da estabilidade atmosférica não era um fator determinante no comportamento da turbulência.

Outros trabalhos desenvolvidos também na região da Baía de Terra Nova (Cava et al., 2015; Cava et al., 2005), utilizaram análise espectral e coespectral das componentes da velocidade do vento, para detectar os intervalos de frequências associados a eventos de ondas nessa região e caracterizar as perturbações de baixa frequência induzidas pela interação do fluxo com a topografia. Por outro lado, usando a frequência dos máximos espectrais dos espectros turbulentos da componente vertical da velocidade do vento, King (1990) obteve escalas de comprimento ( $\lambda_{\max}$ ) para a região de Halley (75.6"S 026.7"W) no norte do Continente Antártico.

Este estudo propõe-se a avaliar o comportamento espectral da turbulência da CLS na região da Estação Antártica Brasileira Comandante Ferraz, localizada na Ilha Rei George, na Península Antártica, onde até o momento não foi encontrado nenhum estudo científico que abarque esta linha de investigação. Esta é uma região de topografia complexa, onde a influência do oceano é determinante. Os dados utilizados foram coletados durante o projeto ETA (Estudo da Turbulência na região Antártica) no período entre de 22 a 27 de novembro de 2014.

## **1.1 Objetivos**

O objetivo geral deste trabalho é avaliar o comportamento da turbulência da camada limite superficial na região da Estação Antártica Brasileira Comandante Ferraz.

### **Os objetivos específicos identificados são:**

- Analisar os dados observacionais de alta frequência disponíveis.
- Calcular os espectros turbulentos da variância da velocidade do vento e verificar se seguem comportamentos consistentes com aqueles observados sob condições homogêneas.
- Avaliar o caráter isotrópico da turbulência na alta frequência dos espectros turbulentos.
- Estimar a taxa de dissipação molecular de energia cinética turbulenta seguindo as propriedades dos espectros da velocidade do vento no subintervalo inercial.
- Calcular os coespectros turbulentos e analisar seu comportamento no subintervalo inercial.
- Estimar os fluxos turbulentos de calor sensível e momento a partir de seus respectivos coespectros turbulentos e comparar com os fluxos obtidos cada 30 minutos diretamente das séries temporais (método da covariância).

## **2. Fundamento teórico**

### **2.1 Camada Limite Planetária**

A Camada Limite Planetária (CLP) é a região da troposfera que está diretamente influenciada pela superfície terrestre e onde os fenômenos meteorológicos de pequena escala têm essencial importância. Os processos que ocorrem nesta camada respondem às forçantes superficiais em uma escala de tempo menor que uma hora e de acordo com a importância relativa destas forçantes pode ser classificada como, convectiva, neutra e/ou estável (Stull, 1988; Oke, 1988).

Quando o aquecimento da superfície pela radiação solar é suficiente para manter a convecção térmica e instabilizar a atmosfera, pode-se dizer que a CLP é convectiva, isto faz com que a maior parte da turbulência se deva à ação dos grandes turbilhões, que permitem a ocorrência de um intenso transporte vertical de massa e momento (Oke, 1988). A estrutura destes vórtices alongada na vertical, pode ser inclinada devido à ação do vento horizontal (Kaimal e Businger, 1970), ou seja, no caso de um forte cisalhamento da componente horizontal do vento, os vórtices tendem a apresentar uma estrutura cada vez mais horizontal.

Em uma atmosfera sob condições neutras podem ser encontradas com frequência, velocidades superficiais do vento suficientemente fortes para influenciar negativamente na troca de calor entre a superfície e a atmosfera (Stull, 1988), isto pode gerar um fluxo de calor na superfície levemente positivo ou negativo e que não seja suficiente para alterar a turbulência de origem mecânica. Segundo Arya (1988), pode-se dizer que a turbulência sob estas condições depende basicamente da distribuição vertical do vento e da rugosidade da superfície.

Por outro lado condições de estabilidade atmosférica estável ocorrem toda vez que a superfície está mais fria do que a camada de ar adjacente. O resfriamento radiativo da superfície é suficiente para manter uma estratificação térmica onde o fluxo de calor na superfície é negativo (Kaimal e Finnigan, 1994). A estratificação estável restringe boa parte dos movimentos verticais, fazendo com que os vórtices não consigam se estender por toda a profundidade da camada (Sorbján, 2006), mostrando um comportamento mais aleatório devido à total dependência do cisalhamento do vento.

A Camada Limite Superficial (CLS), é a região da atmosfera adjacente à superfície cuja estrutura dinâmica e termodinâmica é determinada pelos fluxos turbulentos gerados nesta. A altura da CLS corresponde a aproximadamente 10% da altura da CLP (Wyngaard, 1985).

O microclima existente na superfície do planeta é adequado à vida humana devido aos processos de transporte turbulento de calor e vapor de água que ocorrem nessa camada. A transferência de momento entre a superfície e a atmosfera que ocorre na CLS, pode ter consequências do ponto de vista sinótico, pois a perda de momento da atmosfera devido ao atrito do ar com a superfície produz convergência ou divergência em regiões de alta ou baixa pressão (Oke, 1988; Kaimal e Finnigan, 1994; Sorbjan, 1989).

Diversas teorias têm sido formuladas na tentativa de obter uma descrição dos escoamentos turbulentos de forma universal, mas a complexidade deles não permite uma abordagem estritamente analítica do problema (Souza et al., 2011). Os escoamentos turbulentos têm sido descritos com relativo sucesso através da teoria estatística.

## **2.2 Tratamento estatístico da turbulência**

As variáveis de um escoamento turbulento podem ser tratadas como variáveis aleatórias, assumindo estados idealizados de homogeneidade, estacionaridade e isotropia. A partir destas considerações é possível simplificar consideravelmente os cálculos estatísticos. Este escoamento turbulento idealizado permite analisar e interpretar de melhor forma certas características também presentes nos escoamentos turbulentos reais (Kaimal e Finnigan, 1994; Panofsky e Dutton, 1984; Oke, 1988).

Quando as propriedades estatísticas de uma variável aleatória forem independentes do espaço, ou seja, não variam espacialmente, o processo é chamado homogêneo. Como era de esperar a superfície terrestre, tem uma grande importância ao se considerar um escoamento horizontalmente homogêneo; dependendo do tipo de terreno esta aproximação será mais acertada por exemplo, no caso dos oceanos e os terrenos planos e uniformes (Souza et al., 2011; Panofsky e Dutton, 1984; Wyngaard J.C., 2010).

A estacionaridade é considerada quando as propriedades do escoamento não se alteram com o tempo. Na CLP os processos turbulentos estão grandemente relacionados com o ciclo da radiação solar, o que indica a existência de uma evidente variação temporal das

suas propriedades. Apesar desta condição, a estacionaridade é uma boa aproximação se são selecionados curtos períodos de tempo (Panofsky e Dutton, 1984; Arya, 1988).

Assumir isotropia do escoamento turbulento implica considerar que as propriedades do escoamento são independentes da rotação e reflexão dos eixos espaciais, ou seja, são invariantes às mudanças espaciais do sistema de coordenadas (Kundu e Cohen, 2002). A isotropia é geralmente considerada quando a condição de homogeneidade está presente em todas as direções, o que implica uma dificuldade nas proximidades do solo devido à presença da superfície terrestre.

Com o objetivo de resolver o problema da presença da fronteira inferior imposta pela superfície terrestre, Kolmogorov (1941) propôs a teoria de homogeneidade e de isotropia local do escoamento turbulento, o que permitiu considerar ainda nas proximidades do solo estas condições. Segundo esta teoria somente as flutuações na alta frequência são consideradas isotrópicas, isto é onde o comprimento dos vórtices turbulentos é pequeno em comparação com a sua distância até a superfície. A turbulência se manifesta em diferentes escalas de comprimento que dependem das dimensões características dos vórtices turbulentos (Souza et al., 2011). Quanto menor os vórtices, menor a dependência da geometria do escoamento e os vórtices se tornam mais aleatórios e isotrópicos (Eiger, 1989).

### 2.2.1 Hipóteses de Taylor

Uma grande dificuldade no estudo da estrutura espacial da turbulência é o fato de que a maioria das medições micrometeorológicas são realizadas em torres micrometeorológicas, ou seja, pontos fixos no espaço, e idealmente para este tipo de estudo se requer informação de vários pontos espacialmente distribuídos. Porém assumindo a hipótese de Taylor é possível conhecer a estrutura espacial da turbulência tendo somente medidas temporais (Peltier et al., 1996; Wyngaard e Clifford, 1977).

A hipótese de Taylor (Taylor, 1938) plantea que as flutuações turbulentas não contribuem significativamente para a advecção; dessa forma esta hipótese pode ser assumida quando a intensidade da flutuação de velocidade do escoamento turbulento for muito menor do que a intensidade do escoamento médio ( $U$ ). Isto permite estabelecer a seguinte transformação de coordenadas:

$$x = Ut \quad (1)$$

onde  $x$  e  $t$  são as coordenadas de espaço e tempo.

Assim assumindo estacionaridade e homogeneidade na direção  $x$ , a turbulência poderá ser considerada congelada a medida que passa através de um sensor. Na realidade a turbulência não está congelada, ela sempre evolui, mas Taylor propôs que isso pode ser assumido contanto que o tempo para que um turbilhão passe pelo sensor seja pequeno para o turbilhão mudar notoriamente. As medidas temporais poderão ser convertidas em espaciais e as espaciais em temporais, usando a relação entre o tempo de translação, a velocidade média e o comprimento do vórtice que atravessa o sensor (Stull, 1988; Panofsky e Dutton, 1984; Kaimal e Finnigan, 1994).

Esta hipótese cumpre-se exigindo um limite para a intensidade da turbulência, pois quanto mais intensa, mais rápido evoluem os turbilhões e não poderá ser considerada congelada (Lumley, 1965). Wills e Deardorff (1976) estabeleceram a seguinte condição entre o desvio padrão associado à componente zonal da velocidade do vento ( $\sigma_u$ ) e a velocidade do vento médio ( $U$ ) para a validade da hipótese de Taylor:

$$\frac{\sigma_u}{U} < 0.5 \quad (2)$$

Esta relação garante que a intensidade da turbulência seja relativamente menor que a intensidade do escoamento médio.

### 2.2.2 Fluxos turbulentos

Os escoamentos turbulentos têm sido descritos estatisticamente usando a decomposição de Reynolds, a partir da qual, qualquer variável de um fluxo turbulento pode ser expressa como a soma da sua média mais uma flutuação em torno desta média. Definindo as componentes da velocidade do vento  $u$ ,  $v$  e  $w$  na direção zonal ( $x$ ), meridional ( $y$ ) e vertical ( $z$ ) respectivamente, e assumindo que a direção  $x$  está alinhada na direção do vento médio ( $U \neq 0$ ,  $\bar{v} = \bar{w} = 0$ ) (Kaimal e Finnigan, 1994), usando a decomposição de Reynolds as componentes da velocidade do vento podem ser escritas como:

$$u = U + u' \quad v = v' \quad w = w' \quad (3)$$

onde  $u', v', w'$  são as flutuações turbulentas, as quais devem ser estatisticamente estacionárias durante o intervalo de tempo escolhido para calcular o valor médio (Foken et al., 2012).

Assumindo a validade da hipótese de Taylor e aplicando a decomposição de Reynolds, é possível estimar os fluxos verticais turbulentos a partir de covariâncias estatísticas (Mcphee, 2008). Assim os fluxos verticais turbulentos de calor sensível ( $H$ ) e momento ( $\tau$ ) podem ser estimados a partir da covariância entre as flutuações turbulentas da velocidade vertical do vento ( $w'$ ) e a variável de interesse da seguinte forma (Kaimal e Finnigan, 1994):

$$H = \rho_a C_p \overline{w' \theta'} \quad (4)$$

$$\tau = -\rho_a \overline{w' u'} \quad (5)$$

onde  $\rho_a$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) é a densidade do ar e  $C_p$  ( $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ ) o calor específico do ar a pressão constante. As flutuações turbulentas da velocidade vertical e zonal do vento e da temperatura potencial são representadas por  $w'$ ,  $u'$  e  $\theta'$  respetivamente.

### 2.3 Energia cinética turbulenta

Uma das quantidades físicas mais importantes para o estudo da turbulência na CLP é a energia cinética turbulenta (ECT), a qual resulta uma excelente medida da intensidade da turbulência pois está diretamente relacionada aos transportes turbulentos de calor e momento na CLP (Stull, 1988). A ECT média por unidade de massa ( $\bar{e}$ ) pode ser definida como a soma das variâncias ( $\sigma_u^2, \sigma_v^2, \sigma_w^2$ ) das componentes da velocidade do vento dividida por dois, e tem a seguinte forma:

$$\bar{e} = \frac{1}{2} (\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2) \quad (6)$$

Segundo Panofsky e Dutton (1984) após escolher o sistema de coordenadas alinhado na direção do vento médio ( $U$ ), assumir homogeneidade na horizontal, e considerar o movimento vertical médio igual zero ( $\bar{w} = 0$ ), a expressão para a taxa de variação de ECT também conhecida como equação de balanço de ECT pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \underbrace{-\overline{u'w'}}_I \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) + \underbrace{\frac{g}{\theta}}_II \overline{(w'\theta')} - \underbrace{\frac{1}{\rho}}_III \frac{\partial}{\partial z} \overline{(w'p')} - \underbrace{\frac{1}{\rho}}_IV \frac{\partial}{\partial z} \overline{(e'w')} - \underbrace{\varepsilon}_V \quad (7)$$

Termo I: Produção mecânica de ECT.

Termo II: Produção/destruição térmica de ECT.

Termo III: Flutuação de pressão.

Termo IV: Transporte turbulento de ECT.

Termo V: Taxa de dissipação molecular de ECT

Como seus nomes indicam estes termos descrevem os processos físicos que geram turbulência e seus comportamentos na CLP determinam se a mesma pode se tornar mais ou menos turbulenta.

Para posteriores análises neste trabalho, é importante ressaltar da expressão (7), que o Termo V pode ser estimado a partir da energia espectral na alta frequência do espectro turbulento (Kaimal e Finnigan, 1994) (detalhes na seção 4). Além disso segundo Louis et al. (1983) o comportamento da taxa de dissipação molecular está diretamente relacionado com o comportamento da ECT, ele encontrou que no transcurso do dia a taxa de dissipação molecular de ECT segue o mesmo padrão que a ECT, apresentando valores pequenos durante a noite e maiores na tarde.

## 2.4 Parâmetros de superfície

As teorias da similaridade surgem pela necessidade de descrever os escoamentos turbulentos na CLS a partir de relações universais; isto devido à difícil obtenção de medidas micrometeorológicas diretas, e a ampla complexidade dos processos turbulentos que impedem a aplicação direta das equações de movimento médio da atmosfera. Estas teorias estão baseadas na análise dimensional, que permite agrupar um certo número de variáveis relevantes e encontrar relações entre estas. O método de análise dimensional conhecido como Teorema Pi de Buckingham tem sido utilizado com grande sucesso na obtenção destas importantes relações (Stull, 1988; Bussinger et al., 1971; Sorbjan, 1986).

A Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO) é umas das teorias mais utilizadas em micrometeorologia para descrever os processos turbulentos da CLS. Utilizando o método de análise adimensional antes mencionado, Monin e Obufhov obtiveram relações universais, a partir das quais definiram escalas caraterísticas de tempo, velocidade do vento e comprimento na CLS (Monin e Obukhov, 1954).

Em (8) e (9) respetivamente são apresentadas as relações obtidas para as escalas características de velocidade ( $u_*$ ) e temperatura potencial ( $\theta_*$ ):

$$u_* = \left( \frac{\tau}{\rho_a} \right)^{1/2} \quad (8)$$

$$\theta_* = - \frac{H}{u_*} \quad (9)$$

A escala de comprimento (L), também conhecida como escala de comprimento de Obukhov, pode ser interpretada como a altura a partir da qual a produção ou dissipação térmica é mais importante do que a produção mecânica de energia cinética turbulenta, e pode ser escrita da seguinte forma:

$$L = - \frac{u_*^3}{k_a \left( \frac{g}{\theta_0} \right) \overline{w'\theta'}} \quad (10)$$

onde  $k_a = 0.4$  é a constante de Von-Karman e  $g$  a gravidade da Terra com valor de  $9.8 \text{ m s}^{-2}$ . O zero subscrito na temperatura potencial indica seu valor de referência na superfície e  $\overline{w'\theta'}$  é a covariância entre as flutuações de velocidade vertical e temperatura potencial, também chamado fluxo cinemático turbulento de calor sensível.

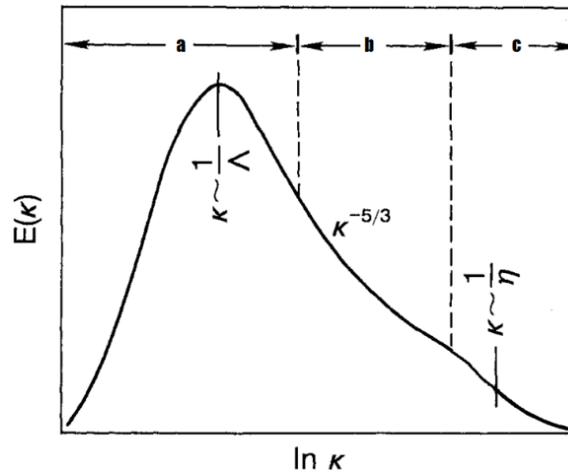
O parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov ( $\zeta$ ) surge da razão entre a escala de comprimento (L) antes mencionada e a altura da medição (z):

$$\zeta = z/L \quad (11)$$

## 2.5 Espectro de energia

O termo cascata de energia foi introduzido por Richardson no ano 1922, ele propôs que cada escala do fluxo turbulento está associada a uma certa quantidade de energia, produzindo-se uma transferência de energia das escalas maiores para as menores (Foken, 2006; Monin e Yaglom, 1971).

Posteriormente no ano 1941 Kolmogorov propôs a Teoria do Equilíbrio Universal, a qual foi um grande avanço na compreensão dos escoamentos turbulentos. Baseado nesta teoria, a qual está diretamente relacionada com a ideia de cascata de energia, Kolmogorov definiu três regiões distintas no espectro turbulento (Fig. 1).



**Figura 1:** Densidade espectral de energia ( $E$ ) na CLS em função do número de onda ( $k$ ) mostrando (a) a região de produção de energia, (b) o subintervalo inercial e (c) a região de dissipação.  $\Lambda$  é a escala integral da turbulência e  $\eta$  é a microescala de Kolmogorov (Figura adaptada de Kaimal e Finnigan, 1994).

A porção do espectro denominada de “Região de Produção” de ECT, é aquela em que se encontram os maiores vórtices de menor frequência e onde toda a ECT é produzida a partir do escoamento médio (flutuabilidade e cisalhamento). Outra região do espectro turbulento é o “Subintervalo Inercial”, onde a energia não é produzida nem dissipada, ela é transmitida dos maiores vórtices aos menores e o espectro decai a razão de  $-5/3$ . Neste intervalo a função densidade espectral do campo de vento tridimensional  $S(k)$  deve satisfazer a seguinte relação obtida por Kolmogorov via análise dimensional, conhecida como Lei da potência dos  $-5/3$  do subintervalo inercial:

$$S(k) \propto \varepsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}} \quad (12)$$

onde  $\varepsilon$  é a taxa de dissipação de ECT, a qual pode ser estimada a partir de (12) e  $k$  é o número de onda associado ao tamanho dos vórtices; os quais tendem a ter propriedades universais para todos os tipos de escoamentos turbulentos, o que indica que a turbulência pode ser considerada isotrópica nesta região (Kolmogorov, 1941). Na “Região de Dissipação”, se encontram os menores turbilhões, aqueles que não dependem da geometria do lugar. Nessa região toda a energia é consumida pela

viscosidade molecular mediante a destruição destes turbilhões e desta forma a ECT é convertida em energia interna.

A escala integral de turbulência ( $\Lambda$ ) própria da “Região de Produção”, está associada aos grandes turbilhões e pode ser definida em termos de suas componentes  $\Lambda_u$ ,  $\Lambda_v$  e  $\Lambda_w$ , as quais são obtidas a partir das escalas integrais de tempo  $\mathcal{T}_u$ ,  $\mathcal{T}_v$ ,  $\mathcal{T}_w$ . Por exemplo para a componente  $u$  tem-se (Kaimal e Finnigan, 1994):

$$\Lambda_u = U \mathcal{T}_u = U \int_0^{\infty} \delta_u(l) \quad (13)$$

sendo  $U$  a velocidade do vento médio, e  $l$  o atraso com respeito ao tempo ( $t$ ), e  $\delta_u$  é a função autocorrelação que pode ser calculada como segue:

$$\delta_u(l) = \frac{\overline{u'(t)u'(t+l)}}{\sigma_u^2} \quad (14)$$

onde  $\sigma_u^2$  é a variância da velocidade zonal do vento ( $u$ ) e  $u'$  é a sua flutuação.

Na “Região de Dissipação”,  $\eta$  é a escala de comprimento dos pequenos turbilhões também denominada microescala de Kolmogorov e está dada pela seguinte expressão (Kaimal e Finnigan, 1994):

$$\eta = \left( \frac{\nu_c^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (15)$$

onde  $\nu_c$  é a viscosidade molecular.

Como mencionado anteriormente, segundo Kolmogorov, a turbulência pode ser considerada localmente isotrópica no subintervalo inercial; isto significa que nesta região o espectro unidimensional da componente zonal da velocidade do vento [ $S_u(k_1)$ ], deve seguir o mesmo comportamento do espectro tridimensional mostrado em (12). Ou seja,  $S_u$  dependerá somente da taxa de dissipação molecular e do número de onda:

$$S_u(k_1) = \alpha \varepsilon^{2/3} k_1^{-5/3} \quad (16)$$

onde  $\alpha$  é a constante de Kolmogorov com valor estimado entre 0.5 e 0.6 (Kaimal e Finnigan, 1994) e  $k_1$  é o número de onda na direção do vento médio. A condição de

isotropia local também permite estabelecer outra relação entre os espectros das componentes da velocidade do vento  $u$ ,  $v$  e  $w$  ( $S_u, S_v, S_w$ ) neste subintervalo:

$$S_v(k_1) = S_w(k_1) = \frac{4}{3} S_u(k_1) \quad (17)$$

Corrsin (1951) propôs para o espectro de temperatura [ $S_T(k_1)$ ] no subintervalo inercial a seguinte relação:

$$S_T(k_1) = \beta_1 \varepsilon^{-\frac{1}{3}} N_T k_1^{-\frac{5}{3}} \quad (18)$$

onde  $N_T$  é a taxa de dissipação molecular de flutuação de temperatura e  $\beta_1$  é uma constante universal com valor de 0.8 (Kaimal et al., 1972).

Baseando-se na hipótese de Taylor, e escrevendo o número de onda em função do comprimento de onda ( $\lambda$ ), é possível representar o espectro de variância em termos de frequência  $f$  (Hz), a partir da seguinte igualdade:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{U} \quad (19)$$

ou seja, a quantidade de variância entre o intervalo de número de onda  $k$  e  $(k + dk)$  será igual à quantidade de variância entre o intervalo de frequência  $f$  e  $(f + df)$ . Como a variância deve se conservar com a mudança de variável é válida a seguinte expressão (Kaimal e Finnigan, 1994; Stull, 1988; Panofsky e Dutton, 1984):

$$k S_u(k) = f S_u(f) \quad (20)$$

onde  $S_u(f)$  é a densidade espectral da componente zonal do vento por unidade de frequência. Combinando as expressões (19) e (20), as densidades espectrais ( $S_u$ ) e ( $S_w$  e  $S_v$ ) apresentadas em (16) e (17) respectivamente podem se escrever no domínio da frequência da seguinte forma:

$$S_u(f) = \alpha \varepsilon_u^{\frac{2}{3}} \left( \frac{2\pi}{U} \right)^{-\frac{2}{3}} f_u^{-\frac{5}{3}} \quad (21)$$

$$S_v(f) = S_w(f) = \frac{4}{3} \alpha (\varepsilon_{v,w})^{\frac{2}{3}} \left( \frac{2\pi}{U} \right)^{-\frac{2}{3}} (f_{v,w})^{-\frac{5}{3}} \quad (22)$$

## 2.6 Espectros turbulentos na CLS

Os espectros turbulentos na CLS costumam ser estudados a partir da Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov e para isso devem ser realizadas as devidas adimensionalizações (Lamesa et al., 2000). Vários parâmetros e estatísticas atmosféricas quando são normalizadas pelas escalas características apropriadas, por exemplo,  $u_*$  (velocidade dinâmica ou escala característica de velocidade na CLS) tornam-se funções universais do parâmetro de estabilidade  $\zeta = z/L$ , onde  $L$  é o comprimento de Obukhov e  $z$  é a altura vertical) um exemplo disso é a função adimensional associada à taxa de dissipação de ECT ( $\phi_\varepsilon$ ):

$$\phi_\varepsilon(\zeta) = k_a z \varepsilon / u_*^3 \quad (23)$$

onde  $k_a$  é a constante de von Karman. As funções  $\phi$  são obtidas empiricamente a partir de experimentos de campo (Kaimal e Finnigan, 1994).

Empregando-se a escala de frequência adimensional  $n = fz/U$  e a taxa de dissipação adimensional ( $\phi_\varepsilon$ ) dada em (23), o espectro adimensional da componente de velocidade zonal  $u$  pode ser escrita como:

$$\frac{f S_u(f)}{u_*^2} = \frac{\alpha}{(2\pi k_a)^{2/3}} \phi_\varepsilon^{2/3} n^{-2/3} \quad (24)$$

Segundo Kaimal e Finnigan (1994), tomando a constante de Kolmogorov  $\alpha = 0.52$  e a constante de von Karman  $k_a = 0.4$ , o espectro de  $u$  assume a seguinte forma:

$$\frac{f S_u(f)}{u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}} = 0.3 n^{-2/3} \quad (25)$$

Considerando a relação apresentada em (17) os espectros para  $v$  e  $w$ , podem ser dados pelas seguintes expressões:

$$\frac{f S_v(f)}{u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}} = 0.4 n^{-2/3} \quad (26)$$

$$\frac{f S_w(f)}{u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}} = 0.4 n^{-2/3} \quad (27)$$

Numa escala log-log, quando os espectros amostrados são plotados, independentemente da estabilidade eles decaem e colapsam no subintervalo inercial como uma linha reta com inclinação  $-2/3$ . Isto devido a que toda a variabilidade na ordenada é absorvida em  $\phi_\varepsilon^{2/3}$ , quem só depende da estabilidade.

De acordo com a teoria de isotropia local, Wyngaard e Coté (1972) propõem para as densidades coespectrais de  $uw$  ( $Co_{uw}$ ) e  $wT$  ( $Co_{wT}$ ) um rápido decaimento no subintervalo inercial com  $f^{-7/3}$ . As considerações assumidas anteriormente para os espectros das componentes da velocidade do vento são também válidas para a obtenção dos coespectros turbulentos, assim de forma similar aos espectros podem-se escrever as seguintes expressões para estas densidades coespectrais:

$$\frac{f Co_{uw}(f)}{u_*^2} \propto G(\zeta) n^{-4/3} \quad (28)$$

$$\frac{f Co_{wT}(f)}{u_* T_*} \propto H(\zeta) n^{-4/3} \quad (29)$$

sendo  $G(\zeta)$  e  $H(\zeta)$  funções empíricas da estabilidade atmosférica ( $\zeta$ ). Utilizando estimativas coespectrais obtidas no experimento de Kansas, Kaimal et al. (1972) definiu estas funções para os distintos tipos de estabilidade, convectivo, estável e neutro como segue:

$$G(\zeta) = \begin{cases} 1, & -2 \leq \zeta \leq 0 \\ 1 + 7.9\zeta, & 0 \leq \zeta \leq +2 \end{cases} \quad (30)$$

$$H(\zeta) = \begin{cases} 1, & -2 \leq \zeta \leq 0 \\ 1 + 6.4\zeta, & 0 \leq \zeta \leq +2 \end{cases} \quad (31)$$

### 3. Tratamento dos dados

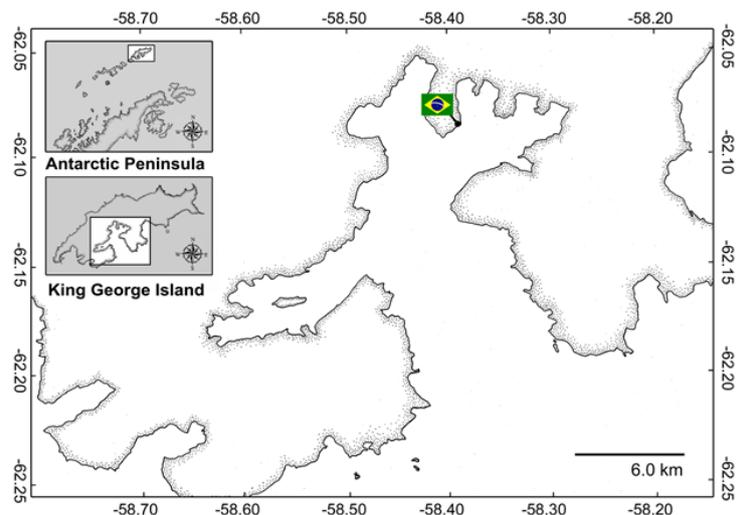
#### 3.1 Região de estudo

A região investigada é a região da Estação Antártica Brasileira Comandante Ferraz (EACF), localizada na Península de Keller na Ilha Rei George (62°05'S, 58°23'O) (Figura 2). Esta região está rodeada pela Baía de Almirantado que ocupa uma área de aproximadamente 131 km<sup>2</sup> (Santos et al., 2005) com temperaturas superficiais do mar durante o verão que oscilam entre os 0°C - 3°C (Szafranski e Lipski, 1982).

A Ilha Rei George é a maior do Arquipélago Shetland do Sul, no Norte da Península Antártica, com aproximadamente 1310 km<sup>2</sup>, dos quais o 90% está glaciado a maior parte do tempo (Kejna et al., 2013), a Estação Ferraz está localizada na porção sul da ilha onde encontram-se as áreas livres de gelo.

O Arquipélago Shetland do Sul está situado a 130 km do continente Antártico e a 849 km do ponto mais ao sul do continente americano (Cabo de Hornos). Segundo Turner et al. (2009) as regiões subantárticas são caracterizadas pela alta densidade de ciclones e a forte atividade ciclogénica. A Ilha Rei George pertence a uma dessas regiões e caracteriza-se por um clima marítimo subpolar (Ferron, 2004). Diversos autores (Turner et al., 2009a; Jones e Simmonds, 1993; Bintanja, 1995) apontam que o clima da região é determinado pela passagem frequente de centros ciclônicos intensos de oeste a leste, sobre o mar de Bellingshausen, passando através da passagem de Drake.

Apesar da principal fonte de energia para o derretimento do gelo nesta região depende da intensidade da radiação líquida, a advecção de massas de ar relativamente quentes e úmidas associadas à passagem dos sistemas ciclônicos sobre a Ilha Rei George têm também uma contribuição importante para esse derretimento (Bintanja, 1995; Braun 2001). Devido a isto no inverno podem ser observados ocasionais eventos de degelo nas pequenas elevações, e durante o verão a temperatura média do ar toma valores bem acima dos 0°C (Rachlewicz, 1997; Rakusa- Suszczewski, 1993; Braun, 2004).



**Figura 2.** Localização (bandeira de Brasil), da Estação Antártica Brasileira Comandante Ferraz (EACF). Adaptado de Moura (2009).

A estação meteorológica está situada aproximadamente a uma distância de 100 metros da linha costeira. Um conjunto de instrumentos meteorológicos, referente ao Projeto ETA (Estudo da Turbulência na Antártica) foi instalado em uma torre micrometeorológica que se encontra a 16 m acima do nível médio do mar (Mendes et al., 2012) e está localizada na área costeira próxima da Estação Ferraz (Figura 3).

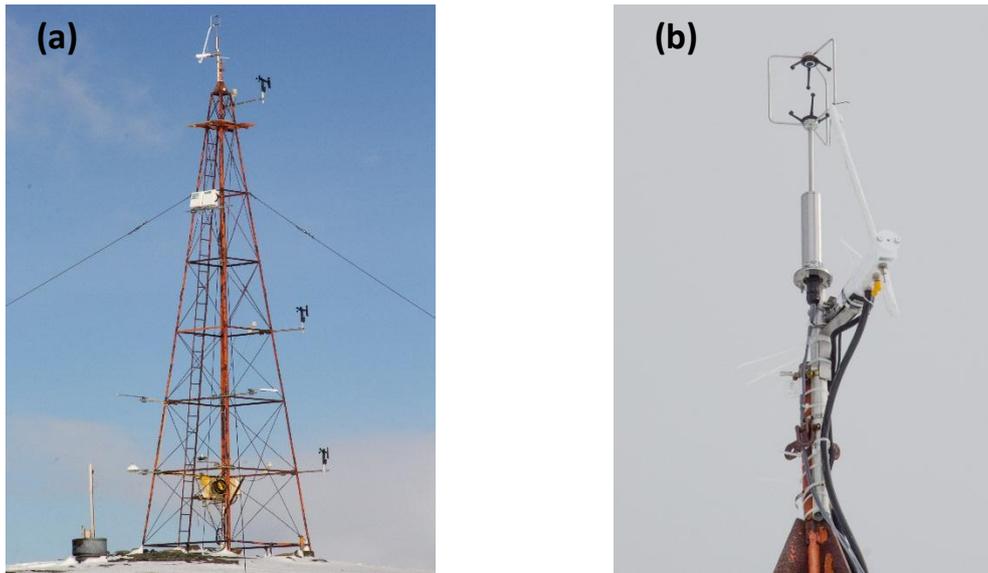


**Figura 3.** Península de Keller rodeada pela Baía de Almirantado. As localizações da EACF e da torre micrometeorológica são indicadas na figura. Adaptada de Alves e Soares (2016) (foto: Renato Torlay).

### 3.2 Dados utilizados

O sistema de coleta de dados de alta frequência, também do projeto ETA, foi instalado a 11.74 metros de altura. O sistema era composto por um anemômetro sônico tridimensional (Instrumentos Gill, modelo: Windmaster Pro) e um analisador de gás

infravermelho de caminho fechado (LI-7200, *enclosed path CO<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O gas analyzer*, LICOR, Lincoln, NE, USA), conforme Figura 4. O anemômetro mede os dados das três componentes da velocidade do vento e da temperatura do ar, e o analisador de gás está acoplado ao anemômetro, e mede as flutuações de dióxido de carbono (CO<sub>2</sub>), de vapor de água (H<sub>2</sub>O), da densidade do ar e da umidade (LI-COR, Inc, 2010) (Burba et al., 2010).



**Figura 4.** Torre micrometeorológica na EACF (a) instrumentos de alta e baixa frequências e (b) instrumentos de alta frequência instalados no topo da torre

As medições foram realizadas com frequência de amostragem de 10 Hz, e foi escolhido o intervalo de 30 minutos para o cálculo dos (co)espectros turbulentos. Com o objetivo de processar e exibir os dados de forma completa e concisa foi utilizado o Software EddyPro - versão 5.0, o qual inclui uma série de correções para garantir a qualidade dos dados.

Foram aplicadas correções para as componentes da velocidade do vento, erros associados ao “ângulo de ataque” ou a distorção do fluxo foram compensados pelo método de Nakai e Shimoyama (2012). O método da dupla rotação dos eixos foi aplicado como correção à inclinação do anemômetro. Neste método o eixo  $x$  é alinhado na direção do vento médio, desta forma a componente da velocidade do vento ( $u$ ) definida na direção  $x$  será chamada de componente longitudinal, i.e.,  $u$  será a componente ao longo do vento preferencial. Consequentemente,  $v$  será a componente lateral do vento e  $w$  a componente vertical, onde  $w$  será perpendicular ao plano composto pelas componentes longitudinal e lateral.

Para as flutuações da densidade do ar, foi utilizado o método proposto por Webb et al. (1980) e Ibrom et al. (2007), o que também funciona como correção no cálculo dos fluxos de calor.

Seguindo Vickers e Mahrt (1997), foram realizados testes estatísticos para a detecção e substituição dos valores máximos e mínimos que se encontram fora do intervalo de plausibilidade, o qual foi estabelecido considerando um certo desvio padrão em torno da média da variável em questão. Além disso, foi removida a tendência dos dados em 30 min e foram identificadas as possíveis condições de estado no estacionário conforme Vickers e Mahrt (1997).

Foram aplicadas correções espectrais para os intervalos de baixa e alta frequências utilizando os métodos de filtragem de passa-baixa e passa-alta propostos por Moncrieff et al. (1997) e Moncrieff et al. (2004).

Foram empregados adicionalmente outros critérios de seleção de dados, como fizeram Park et al. (2013) e Alves (2016).

O período de estudo do presente trabalho envolveu os dias 22 a 27 de novembro (dia do ano 326-331) do ano 2014, o que permitiu analisar um total de 288 séries temporais que após as correções realizadas por EddyPro resultaram em um total de 275. Segundo Alves (2016), a Estação Ferraz esteve durante a maior parte do período de estudo, caracterizada por uma atmosfera com estabilidade próxima da neutralidade onde o vento predominante foi de leste, com características típicas do Oceano.

### 3.3 Estimativas coespectrais

Nas estimativas espectrais a partir de séries temporais de dados amostrados discretamente, costuma-se empregar a forma discretizada da Transformada de Fourier (TF), a qual permite a partir da obtenção de seus coeficientes  $[F_A(\tilde{n})]$  apresentar o sinal turbulento  $A(k)$  com  $N$  pontos amostrados, no domínio da frequência (Stull, 1988):

$$F_A(\tilde{n}) = \sum_{k=0}^{N-1} \frac{A(k)}{N} e^{-i\left(\frac{2\pi\tilde{n}k}{N}\right)} \quad (32)$$

onde  $\tilde{n}$  corresponde a frequência em oscilações por período total de amostragem. Uma vez obtidos os coeficientes de Fourier para todas as frequências ( $\tilde{n} = 0; 1; \dots; N - 1$ ) serão calculados os valores quadráticos das suas normas,  $|F_A(\tilde{n})|^2$ , e empregados no cálculo da densidade espectral (Stull, 1988), isto é possível pois a soma destes valores para todas as frequências resulta na variância total ( $\sigma_A^2$ ) da série temporal original ou seja:

$$\sigma_A^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} (A(k) - \bar{A})^2 = \sum_{\tilde{n}=1}^{N-1} |F_A(\tilde{n})|^2 \quad (33)$$

É importante esclarecer que para o cálculo da densidade espectral serão considerados somente aqueles coeficientes associados as frequências  $\tilde{n} < N/2$ , pois ondas de frequência superiores a  $N/2$  não podem ser resolvidas (detalhes em 3.4). Além disso os coeficientes associados às frequências  $\tilde{n} > N/2$ , são os complexos conjugados dos primeiros e não fornecem informações físicas adicionais. Dessa forma a expressão para o cálculo da densidade espectral é a seguinte:

$$S_A(\tilde{n}) = 2 \frac{|F_A(\tilde{n})_{\tilde{n} < N/2}|^2}{\Delta \tilde{n}} \quad (34)$$

Se a expressão (34) for escrita em função da frequência ( $f$ ), que expressa o número de oscilações por segundo (Hz), a densidade espectral toma a seguinte forma:

$$S_A(f) = 2 \frac{|F_A(f)_{f < N/2T}|^2}{\Delta f} \quad (35)$$

onde T é o período total de amostragem (30 min). Seguindo o mesmo raciocínio para a obtenção do espectro de uma variável A, é possível obter o espectro de uma série temporal composta, para isso define-se o espectro cruzado entre duas variáveis A e B como (Stull, 1988):

$$F_A^* F_B = [Re(F_A)Re(F_B) + Im(F_A)Im(F_B)] + i[Re(F_A)Im(F_B) - Im(F_A)Re(F_B)] \quad (36)$$

onde  $F_A^*$  é o complexo conjugado de  $F_A$ , e  $F_B$  é o coeficiente associado à variável B,  $Re$  e  $Im$  representam respectivamente a parte real e imaginária dos coeficientes.

A expressão (36) é um número complexo, no qual as partes real e imaginária definem o coespectro e o espectro de quadratura entre as variáveis A e B respectivamente. Segundo Stull (1988) a somatória das amplitudes coespectrais em todo o domínio de frequências resulta na covariância entre as variáveis A e B:

$$\sum_{\tilde{n}=1}^{N-1} [Re(F_A)Re(F_B) + Im(F_A)Im(F_B)]_{\tilde{n} < N/2} = \overline{A'B'} \quad (37)$$

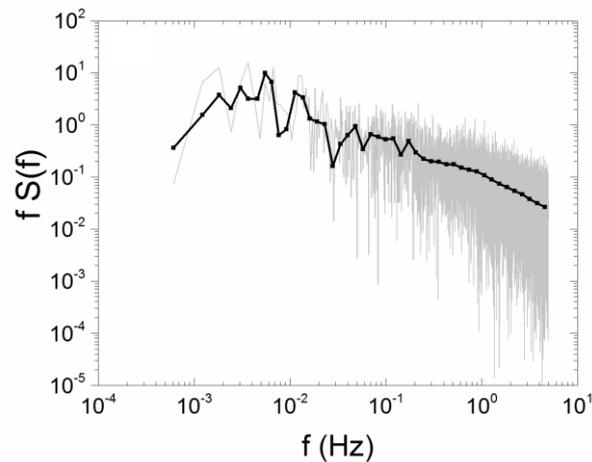
Desta forma o cálculo da densidade coespectral estará definido pelo coespectro, o qual analogamente ao procedimento realizado para o cálculo do espectro será determinado somente a partir dos coeficientes de Fourier associados a frequências  $\tilde{n} < N/2$ . Assim a densidade coespectral  $Co_{AB}$  em função da frequência ( $f$ ) pode ser escrita como:

$$Co_{AB}(f) = 2 \frac{[Re(F_A)Re(F_B) + Im(F_A)Im(F_B)]_{f < N/2T}}{\Delta f} \quad (38)$$

As expressões apresentadas anteriormente foram utilizadas diretamente pelo Software EddyPro, o qual empregou uma rotina de Transformada Rápida de Fourier (FFT) na obtenção dos coeficientes de Fourier, para cada período de amostragem de 30 minutos. A frequência de amostragem é de 10 Hz, ou seja, tem-se um conjunto de 18.000 dados que fornecem densidades (co)espectrais especificadas para 9000 frequências, distribuídas de forma linear entre a menor frequência,  $1/(30 \text{ minutos})$  e a frequência máxima,  $10/2 \text{ Hz}$  (frequência de Nyquist).

EddyPro também fornece as densidades (co)espectrais suavizadas. O processo de suavização consiste em dividir o total de frequências em um número especificado de blocos de frequências espaçadas exponencialmente e calcular a média entre os (co)espectros que encontram-se dentro de cada bloco. Para o caso de estudo o total de frequência foi dividido em 50 blocos. O espaçamento exponencial entre os blocos de frequência garante a diminuição do ruído que costuma aparecer na região das médias e altas frequências (LI-COR, Inc, 2010).

Na Figura 5 é apresentado um exemplo da suavização fornecida pelo Software EddyPro. O espectro original multiplicado pela frequência mostra um notável espalhamento que resulta após a suavização na linha preta contínua.



**Figura 5.** Apresenta-se a densidade de espectro de variância de um sinal turbulento (cor cinza) que após a suavização toma a forma da linha preta contínua.

### 3.4 Erros associados ao *aliasing*

Um risco frequente nas análises espectrais de dados discretos é o *aliasing* ou erro de atribuição. Uma regra básica para este tipo de análise é a necessidade de, no mínimo, dois pontos por período para resolver uma onda (Stull, 1988). Dessa forma, a frequência máxima que pode ser resolvida pela TF de um sinal composto por  $N$  pontos amostrais é  $\tilde{n}_f = N/2$ .

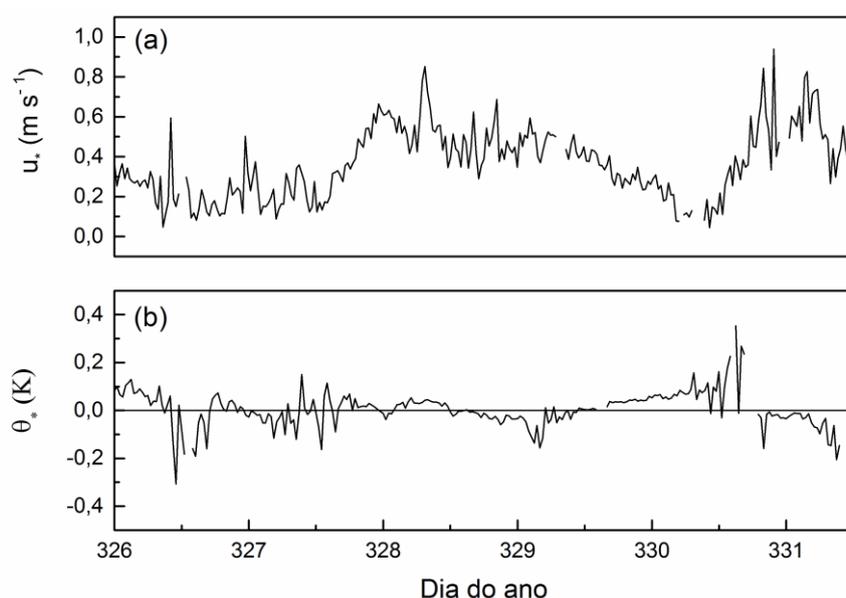
Utilizando a frequência de amostragem  $f_s$  (Hz) então a frequência máxima que pode ser resolvida pela TF é  $f_N = f_s/2$ , conhecida como frequência de *Nyquist*. No entanto, as variações que ocorrem em frequências maiores que  $f_N$  não desaparecem, suas contribuições são atribuídas erroneamente a frequências menores que  $f_s/2$  (Kaimal e Finnigan, 1994).

#### 4. Resultados e discussões

Neste capítulo será explorado e discutido o comportamento da turbulência na CLS da Estação Ferraz.

##### 4.1 Escalas características e estabilidade atmosférica

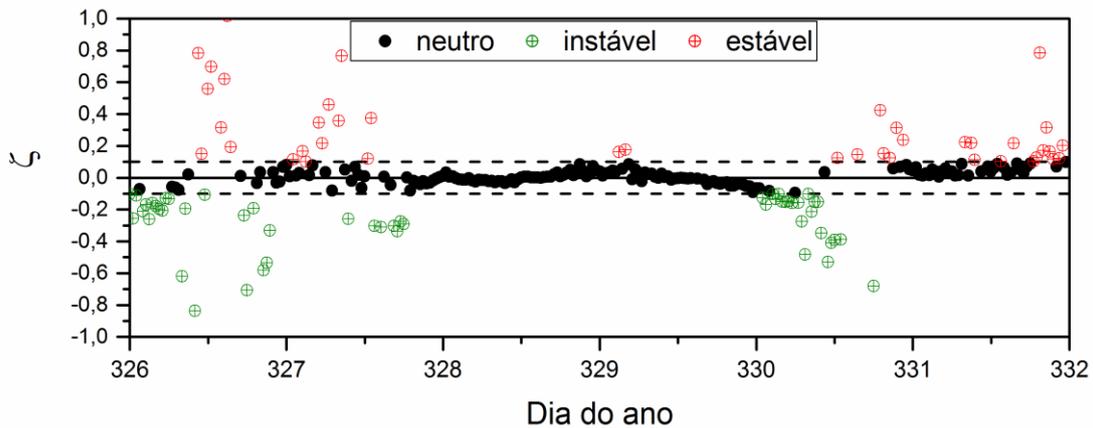
Utilizando as expressões (8) e (9) apresentadas na Seção 2.4, foram estimadas as escalas características de velocidade do vento (Figura 6a) e temperatura potencial respectivamente (Figura 6b)



**Figura 6.** Variação temporal das escalas características da (a) velocidade do vento ( $u_*$ ) e (b) temperatura potencial ( $\theta_*$ ) durante o período estudado.

O parâmetro de estabilidade ( $\zeta$ ) foi calculado usando a expressão (11) para períodos consecutivos de 30 minutos começando às 0000 horas (horário local, HL) do dia do ano 326, conforme Figura 7.

Neste trabalho foi considerado o critério de estabilidade proposto por Högström (1990), o qual definiu a região perto da neutralidade no intervalo  $-0.1 \leq \zeta \leq 0.1$ . Quando o valor de  $\zeta$  for maior que 0.1 ( $\zeta > 0.1$ ) considera-se uma atmosfera sob condições estáveis e condições instáveis no caso de  $\zeta < -0.1$ . Durante o período analisado nota-se que a maior parte dos dados amostrados encontram-se dentro do intervalo  $-0.1 \leq \zeta \leq 0.1$  (Figura 7), indicando um predomínio de condições próximas da neutralidade.



**Figura 7.** Variação temporal do parâmetro de estabilidade ( $\zeta$ ). Condições estáveis (círculo vermelho), instáveis (círculo verde) e neutras (círculo preto). As linhas horizontais tracejadas indicam o intervalo  $-0.1 \leq \zeta \leq 0.1$ .

Para as análises (co)espectrais foram utilizadas um total de 275 séries temporais correspondentes ao período de estudo. O qual abrange os três tipos de estabilidade atmosférica antes mencionados, porém a maioria das séries encontram-se sob condições próximas da neutralidade como foi comentado anteriormente e pode ser observado na Figura 7.

## 4.2. Características espectrais

A turbulência pode ser caracterizada do ponto de vista espectral através dos espectros de Fourier. Estes espectros descrevem como está sendo distribuída a energia ou variância de uma determinada variável nos distintos intervalos de frequência.

### 4.2.1 Lei da potência dos $-5/3$ de Kolmogorov

Uma vez estimados e suavizados os espectros turbulentos das componentes da velocidade do vento segundo os procedimentos descritos na Seção 3.3, foi preciso encontrar uma função analítica para representá-los e desta forma facilitar a descrição de seus comportamentos no intervalo de frequência. Diversos autores (Kaimal et al., 1972; Sorbjan, 1989; Panofsky e Dutton, 1984) têm utilizado as seguintes expressões para este fim:

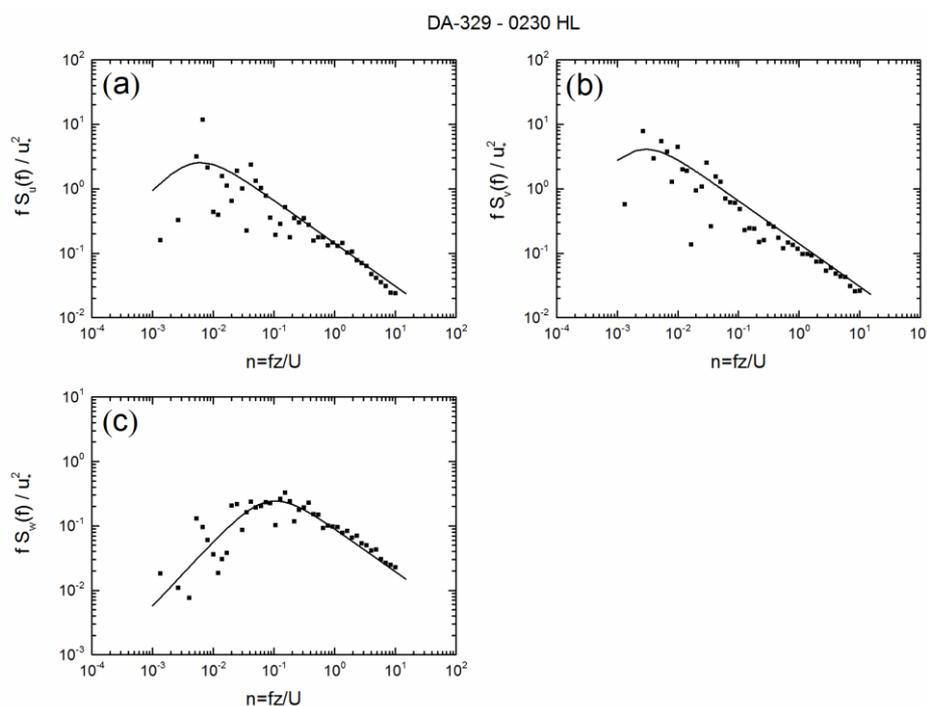
$$\frac{f S(f)}{u_*^2} = \frac{A n}{1 + B n^{5/3}} \quad 39$$

$$\frac{f S(f)}{u_*^2} = \frac{A n}{(1 + B n)^{5/3}} \quad 40$$

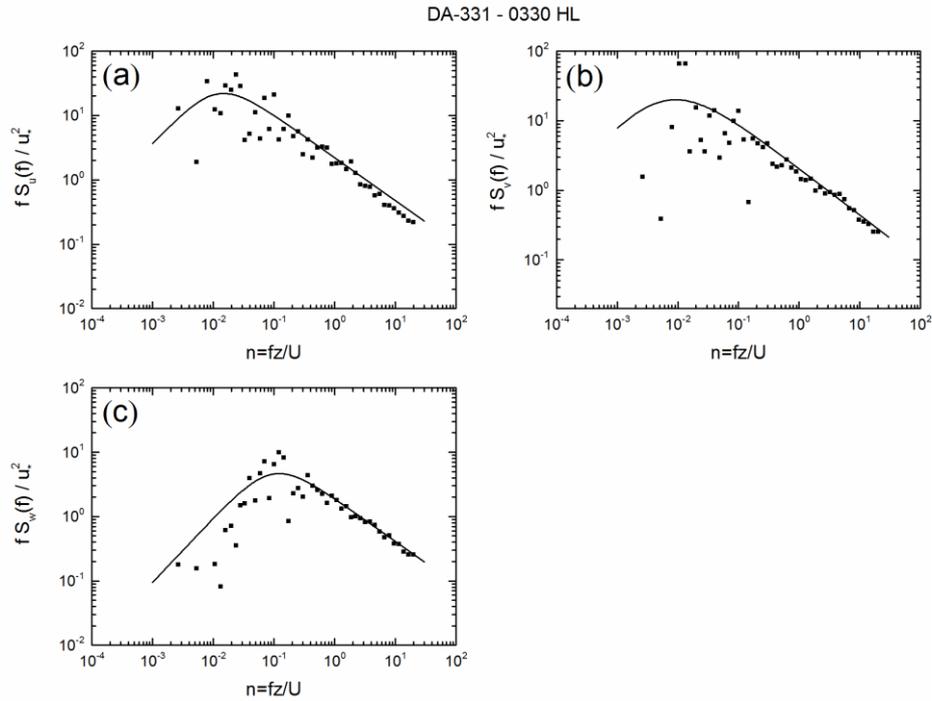
onde A e B são constantes que influenciam só a posição do espectro e não a sua forma. Ambas as expressões são consistentes com a Lei da potencia dos  $-5/3$  de Kolmogorov para o subintervalo inercial. É importante ressaltar que uma vez plotadas as densidades espectrais em uma escala log-log, estas passaram a ter um decaimento com  $-2/3$  na alta frequência, porém não modifica a validade desta lei.

Nas Figuras (8-11) são apresentadas as densidades espectrais suavizadas das componentes da velocidade do vento ( $u, v, w$ ). Os melhores ajustes das expressões (39) e (40) a estes espectros turbulentos são expostos nos gráficos (curva contínua) destas e foram obtidos através de uma rotina de otimização do software Matlab.

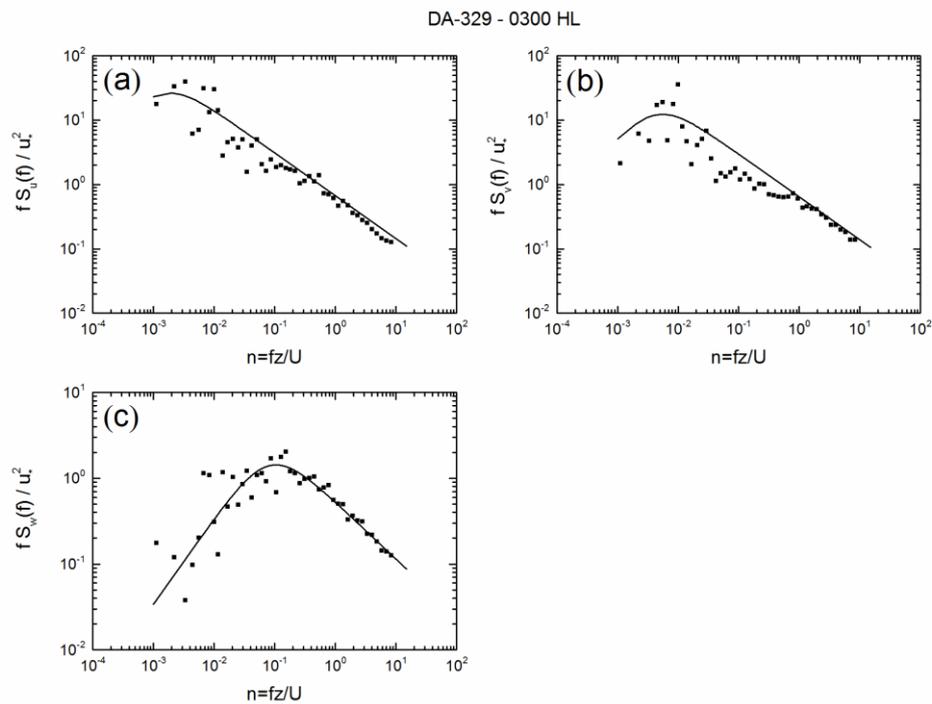
Em geral a expressão (39) mostrou melhores ajustes para os espectros de ( $u, w$ ), enquanto (40) ofereceu melhor ajuste ao espectro de  $v$ . As séries turbulentas mostradas nas Figuras (8-11) foram escolhidas aleatoriamente, sendo que qualquer das séries aqui estudadas poderiam constar nessas figuras.



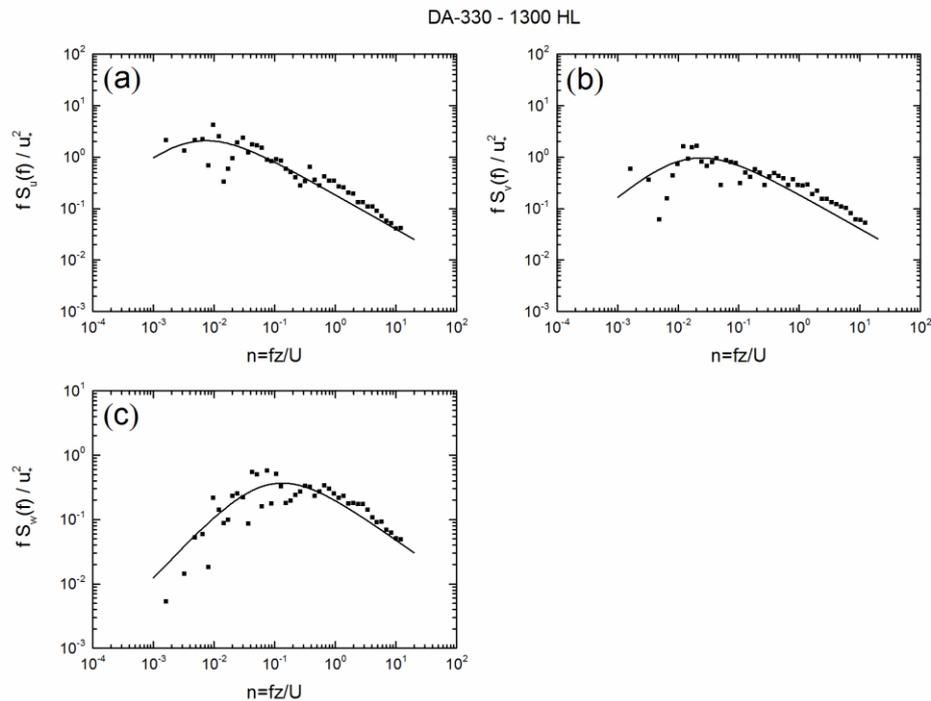
**Figura 8.** Densidades espectrais de (a)  $u$ , (b)  $v$ , (c)  $w$ , normalizadas por  $u_*^2$ . As curvas contínuas representam o melhor ajuste à densidade espectral estimada (pontos). São especificados o dia do ano (DA) e o horário. A escala aplicada em ambos os eixos é log-log. Série sob condições de estabilidade próximas da neutralidade ( $\zeta = 0.04$ ).



**Figura 9.** Densidades espectrais de (a)  $u$ , (b)  $v$ , (c)  $w$ , normalizadas por  $u_*^2$ . As curvas contínuas representam o melhor ajuste à densidade espectral estimada (pontos). São especificados o dia do ano (DA) e o horário. A escala aplicada em ambos os eixos é log-log. Série sob condições de estabilidade próximas da neutralidade ( $\zeta = 0.04$ ).



**Figura 10.** Densidades espectrais de (a)  $u$ , (b)  $v$ , (c)  $w$ , normalizadas por  $u_*^2$ . As curvas contínuas representam o melhor ajuste à densidade espectral estimada (pontos). São especificados o dia do ano (DA) e o horário. A escala aplicada em ambos os eixos é log-log. Série sob condições de estabilidade estável ( $\zeta = 0.16$ ).



**Figura 11.** Densidades espectrais de (a)  $u$ , (b)  $v$ , (c)  $w$ , normalizadas por  $u_*^2$ . As curvas contínuas representam o melhor ajuste à densidade espectral estimada (pontos). São especificados o dia do ano (DA) e o horário. A escala aplicada em ambos os eixos é log-log. Série sob condições de estabilidade instáveis ( $\zeta = -0.39$ ).

Uma vez realizados os ajustes das funções do tipo (39) e (40) aos espectros turbulentos das componentes  $u$ ,  $v$  e  $w$ , o total de séries (275) estudadas diminuiu, isto aconteceu pela ausência de pontos em alguns casos, o que impossibilitou a realização de um bom ajuste aos espectros correspondentes. Esta ausência de pontos pode estar associada a estimativas insatisfatórias dos espectros turbulentos.

Os espectros da componente  $w$  resultaram ser os melhores estimados e ajustados, os ajustes para esta componente foram satisfatórios em 94.5% dos casos (260 séries temporais). A ausência de pontos foi mais frequente nos espectros das componentes horizontais  $u$  e  $v$ . Para estas componentes os ajustes foram satisfatórios em 76.5% (210 séries temporais) e 53.5% (147 séries temporais) dos casos respectivamente.

Os ajustes apresentados nas Figuras (8-11) representam à maioria dos ajustes realizados neste trabalho, mostrando efetivamente como as curvas teóricas conseguiram se aproximar às densidades espectrais estimadas, principalmente no intervalo das altas frequências. Isto permite afirmar que no subintervalo inercial os espectros turbulentos das componentes da velocidade do vento seguem a Lei da potência dos  $-5/3$  de

Kolmogorov. A simples observação dos espectros não detectou erros associados ao *aliasing*.

Em geral a análise do comportamento dos espectros na baixa frequência foi mais complexa. Similar aos resultados encontrados por Cava et al. (2001) no caso de  $u$  e  $v$  é notável o espalhamento dos pontos nesta região do espectro, além disso a pouca densidade de pontos dificultou o ajuste dos espectros pelas curvas teóricas na maioria dos casos neste intervalo.

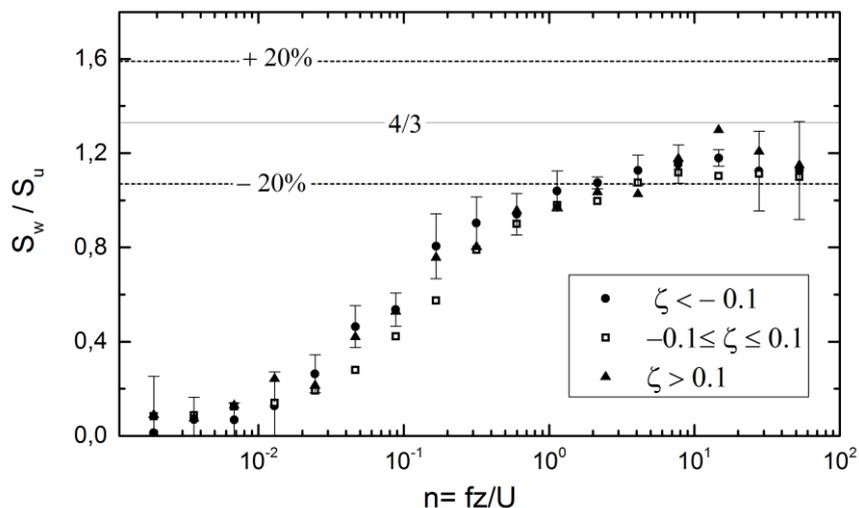
As frequentes incertezas nas estimativas espectrais destas componentes ( $u$  e  $v$ ) na região das baixas frequências, podem ser explicadas pelo fato de que as contribuições das variâncias destas componentes são bem significativas nesta região do espectro, onde os movimentos são quase bidimensionais e a componente vertical é insignificante (Panofky e Dutton, 1984). Outros autores atribuem este efeito à presença de erros instrumentais associados a efeitos de distorção do escoamento em torno dos instrumentos (Wyngaard, 1986). Entretanto as curvas de ajuste conseguem representar bem o espectro turbulento da componente  $w$ , o que pode ser associado à menor porção de variância explicada por esta componente neste intervalo de frequência.

#### 4.2.2 Razão de isotropia

Após demonstrada a validade da Lei da potencia dos  $-5/3$  de Kolmogorov no subintervalo inercial, resta avaliar a expressão (17) conhecida como razão de isotropia, só desta forma poderá se considerar na alta frequência dos espectros, a existência da condição de isotropia local do escoamento turbulento.

Para isso será analisado se efetivamente a razão entre a densidade espectral da velocidade vertical ( $S_w$ ) e longitudinal ( $S_u$ ) do vento tende ao valor constante de  $4/3$  com o aumento da frequência. No cálculo foram utilizados os espectros suavizados destas componentes e separados atendendo ao tipo de estratificação atmosférica para todo o período de estudo. Cada valor da razão obtido está associado a um valor diferente de frequência adimensional ( $n=f z/U$ ), por isso foram estabelecidos um total de 20 blocos de frequência  $n$  que abarcaram todos os valores de frequências possíveis, e foi calculada a média dos valores das razões cujas correspondentes frequências  $n$  coincidissem dentro do mesmo bloco.

O gráfico da relação  $S_w/S_u$  versus frequência adimensional,  $n$ , é apresentado na Figura 12 para os três tipos de estratificação atmosférica observados.



**Figura 12.** Razão de isotropia média entre os espectros de velocidade vertical ( $w$ ) e longitudinal ( $u$ ) do vento sob distintas condições de estabilidade atmosférica. As barras verticais indicam o erro associado aos valores de razão de isotropia obtidos para estabilidade próxima da neutralidade.

Observando a Figura 12, pode se dizer que o comportamento dos espectros na região das altas frequência ( $n > 1$ ) foi consistente com a razão de isotropia para as distintas estabilidades estudadas, com  $(S_w/S_u)$  se aproximando ao valor constante de  $4/3$  com o aumento da frequência. Isto pode ser assumido apesar dos valores de  $(S_w/S_u)$  obtidos não coincidirem exatamente com o valor de  $4/3$ , pois de acordo com Mestayer et al. (1976) valores da razão de isotropia ( $S_w/S_u = 4/3$ ) dentro de um intervalo de 20% de erro, também afirmam a validade desta razão.

Assim, uma vez avaliado o cumprimento da Lei da potência dos  $-5/3$  de Kolmogorov e a razão de isotropia, pode se assumir isotropia local do escoamento turbulento na região das altas frequências dos espectros turbulentos estudados.

#### 4.3 Estimativa da taxa de dissipação e energia cinética turbulenta

Tendo sido demonstrado o caráter isotrópico da turbulência no subintervalo inercial, é possível a partir da expressão (12) calcular a taxa de dissipação molecular de energia cinética turbulenta ( $\epsilon$ ) com base nas propriedades dos espectros turbulentos da velocidade do vento no subintervalo inercial. Para isso foram empregadas as expressões (21) e (22) nas quais os espectros turbulentos de  $S_u$  e  $S_w$  respectivamente, já estão

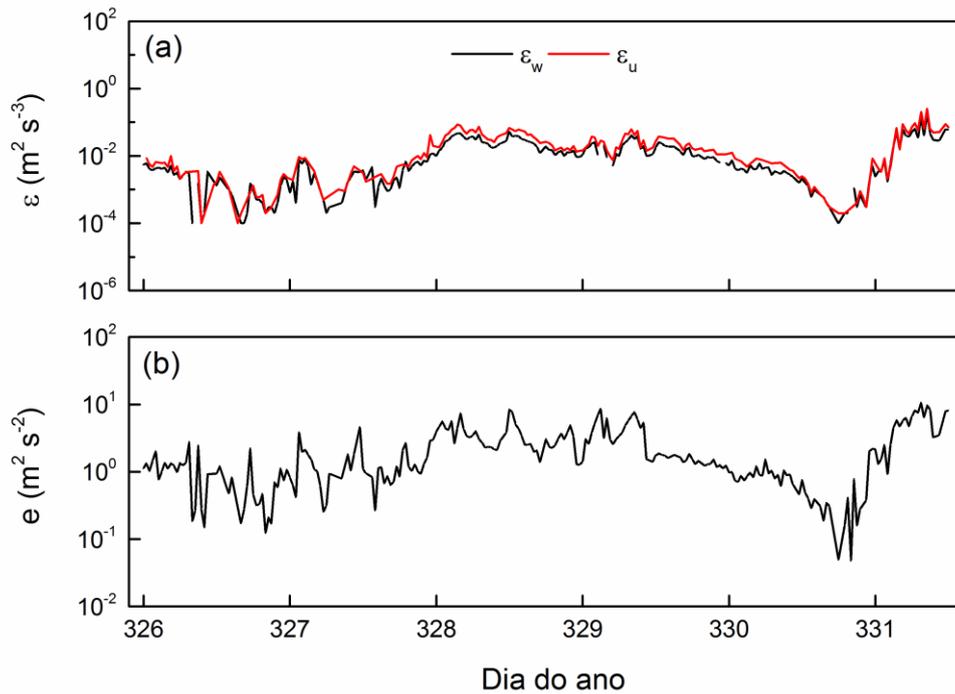
definidos no domínio da frequência. Desta forma isolando  $\varepsilon_u$  e  $\varepsilon_w$  das expressões (21) e (22) respectivamente resulta:

$$\varepsilon_u = \frac{2\pi}{U} f^{5/2} \left( \frac{S_u}{\alpha} \right)^{3/2} \quad (41)$$

$$\varepsilon_w = \frac{2\pi}{U} f^{5/2} \left( \frac{3}{4} \frac{S_w}{\alpha} \right)^{3/2} \quad (42)$$

Os valores das densidades espectrais  $S_u$  e  $S_w$  empregados em (41) e (42), serão somente aqueles correspondentes ao intervalo das altas frequências.

A partir da expressão (6) foi estimada a energia cinética turbulenta (ECT) associada a cada uma das séries turbulentas estudadas (as variâncias empregadas foram as obtidas diretamente das séries temporais). A ECT e os respectivos valores das taxas de dissipação molecular de ECT são apresentados na Figura 13.



**Figura 13.** Variação temporal da (a) taxa de dissipação molecular de ECT ( $\varepsilon_u$  e  $\varepsilon_w$ ) calculada a partir das expressões (41) e (42), respectivamente e da (b) ECT para o período estudado.

Os valores obtidos das taxas de dissipação molecular a partir das componentes longitudinal e vertical do vento resultaram ser bem próximos, como era de esperar devido ao fator  $4/3$ , os valores associados à componente longitudinal mostraram-se um

pouco maiores para a maioria dos casos. Em geral a ordem de grandeza destes valores oscilou entre  $10^{-3}$  e  $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ .

Assim como obteve Louis et al. (1983) e argumentou Stull (1988), pode ser observado na Figura 13 a relação entre a taxa de dissipação molecular da ECT e a própria ECT. O padrão entre ambas as variáveis é claramente visível, uma diminuição ou aumento da taxa de dissipação sempre está associado com uma respectiva diminuição ou aumento da ECT.

#### 4.4 Variâncias das séries turbulentas

Segundo descrito na Seção 3.3, as variâncias totais das séries estudadas devem corresponder-se ao resultado da integração dos espectros turbulentos em todo o domínio de frequência. Desta forma uma vez ajustados os espectros turbulentos às curvas do tipo (39) e (40) supõe-se que a integração destas expressões forneça as variâncias das séries estudadas. Assim integrando as funções (39) e (40) em função da frequência resulta:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{f S(f)}{u_*^2} d\ln(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A n}{1 + Bn^{5/3}} d\ln(n) = \frac{1.98A}{B^{3/5}} \quad (43)$$

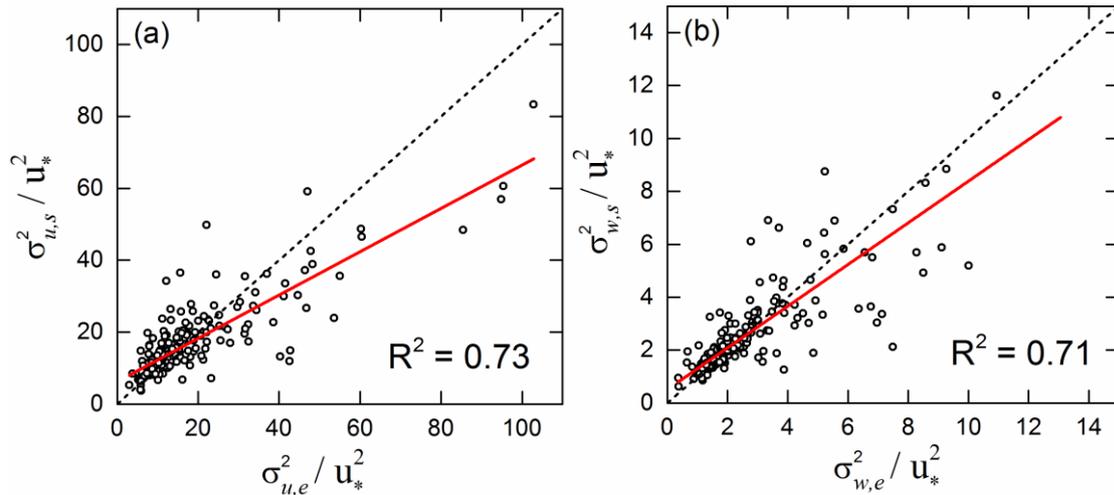
$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{f S(f)}{u_*^2} d\ln(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A n}{(1 + Bn)^{5/3}} d\ln(n) = \frac{3A}{2B} \quad (44)$$

Quando normalizadas por  $u_*^2$  as variâncias das series temporais ( $\sigma^2$ ), de (43) e (44) resultam respectivamente:

$$\frac{\sigma^2}{u_*^2} = \frac{1.98A}{B^{3/5}} \quad (45)$$

$$\frac{\sigma^2}{u_*^2} = \frac{3A}{2B} \quad (46)$$

Logo, a partir de (45) e (46) foram obtidas as variâncias das séries turbulentas para as componentes  $u$  e  $w$  ( $\sigma_{u,e}^2, \sigma_{w,e}^2$ ), e posteriormente foram comparadas com as variâncias calculadas diretamente das séries originais ( $\sigma_{u,s}^2, \sigma_{w,s}^2$ ). Os gráficos da Figura 14 mostram, em (a) a variância  $\sigma_{u,s}^2$  versus  $\sigma_{u,e}^2$  e em (b) a variância  $\sigma_{w,s}^2$  versus  $\sigma_{w,e}^2$ .



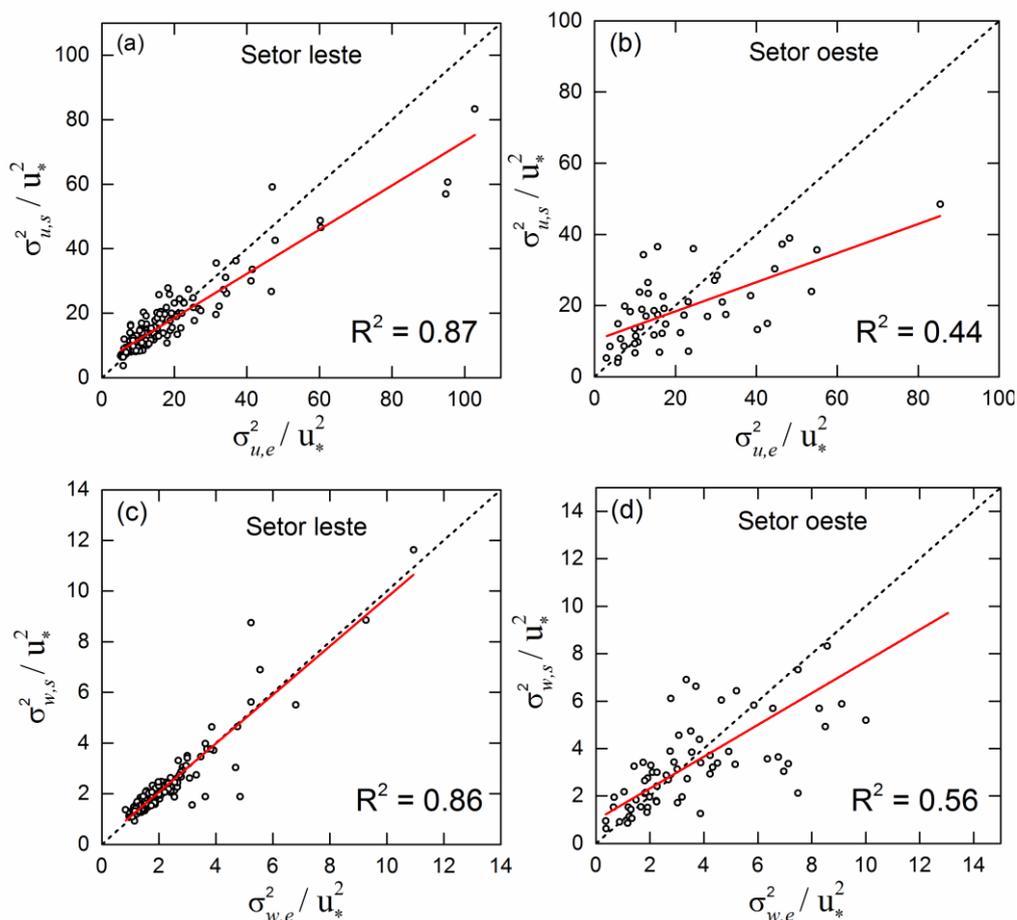
**Figura 14.** Relações de dispersão entre as variâncias obtidas diretamente das séries temporais ( $\sigma_{u,s}^2$  e  $\sigma_{w,s}^2$ ) e as estimadas mediante a integração dos espectros turbulentos ( $\sigma_{u,e}^2$ ,  $\sigma_{w,e}^2$ ). Em (a) as variâncias da componente longitudinal da velocidade do vento ( $u$ ) e em (b) as variâncias da componente vertical ( $w$ ).  $R^2$  é o coeficiente de determinação.

Após observado o bom ajuste das funções (39) e (40) aos espectros turbulentos (ver seção 4.2) espera-se uma boa concordância entre as variâncias calculadas a partir das integrações das curvas ajustadas aos espectros e as obtidas diretamente das séries temporais.

A Figura 14 mostra como para ambas as componentes existe um notável espalhamento dos pontos fundamentalmente na região onde a variância é maior. Mesmo com coeficientes de determinação ( $R^2$ ) superiores a 0.5 indicando uma boa concordância, era preciso entender o motivo deste comportamento. Com este fim foram analisados novamente os valores de variância estimados, mas desta vez foram separados atendendo à direção do vento, especificamente foi estudado o setor leste e o setor oeste, que como pode ser observado na Figura (3) da Seção 3 representam em sua maioria a influência do oceano e a topografia respectivamente sobre a Estação Ferraz.

Segundo o observado na Figura 15, pode se dizer que quando a direção do vento foi do setor leste (oceano), existiu uma melhor correlação entre as variâncias estimadas a partir da integração dos espectros turbulentos e as obtidas diretamente das séries temporais para ambas as componentes, correspondendo-se com coeficientes de determinação ( $R^2$ ) de 0.87 e 0.86 para o caso da componente longitudinal e vertical respectivamente.

Porém analisando o resultado obtido para os casos em que a direção do vento foi do setor oeste (topografia), é evidente o notável espalhamento dos pontos para ambas as componentes  $u$  e  $w$ , com valores de  $R^2$  correspondentes a 0.44 e 0.56 respectivamente, indicando uma pior correlação entre os dados.

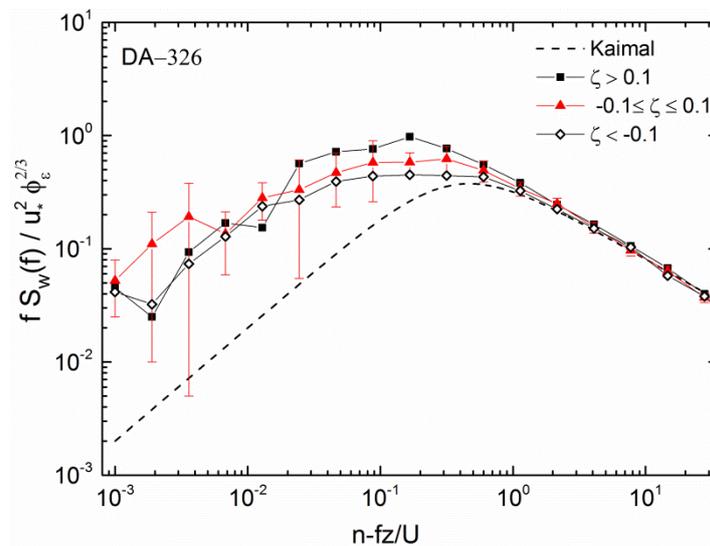


**Figura 15.** Relações de dispersão entre as variâncias obtidas diretamente das séries temporais ( $\sigma_{u,s}^2$  e  $\sigma_{w,s}^2$ ) e as estimadas mediante a integração dos espectros turbulentos ( $\sigma_{u,e}^2$ ,  $\sigma_{w,e}^2$ ). Apresenta-se em (a) e (b) as variâncias da componente ( $u$ ) associadas ao setor leste e oeste respectivamente. Em (c) e (d) mostrasse esta relação para as variâncias da componente vertical ( $w$ ) associadas ao setor leste e oeste respectivamente

Desta forma pode se dizer que o efeito da topografia está influenciando negativamente as estimativas das variâncias das componentes da velocidade do vento ( $u$  e  $w$ ), porém quando o vento sopra do oceano (setor leste) e a região de estudo está sob a sua influência, as estimativas das variâncias para ambas as componentes são satisfatórias.

#### 4.5 Modelo de Kaimal

Para condições topográficas homogêneas sob estabilidade atmosférica próxima da neutralidade, Kaimal et al. (1972) propôs um modelo de curva teórica para descrever os espectros turbulentos da velocidade do vento. Na Figura 16 são apresentados alguns espectros turbulentos médios da componente vertical da velocidade do vento ( $w$ ) e, para comparação, o modelo de Kaimal. Os espectros foram agrupados atendendo os diferentes tipos de estabilidade atmosférica. Seguindo o mesmo procedimento descrito na Seção 4.2.2 para o cálculo da razão de isotropia, foram calculadas suas médias, obtendo no final um espectro para cada estabilidade, os quais foram plotados, na Figura 16, versus a frequência adimensional ( $n$ ). As densidades espectrais ( $S_w$ ) foram normalizadas pela taxa de dissipação adimensional ( $\phi_\varepsilon(\zeta) = k_a z \varepsilon / u_*^3$ ) para garantir que os espectros colapsem em uma linha reta na alta frequência (ver Seção 2.6). Foi escolhido o dia 22 de novembro ou dia do ano 326 devido à presença nesse dia dos três tipos de regimes de estabilidade (Figura 16).



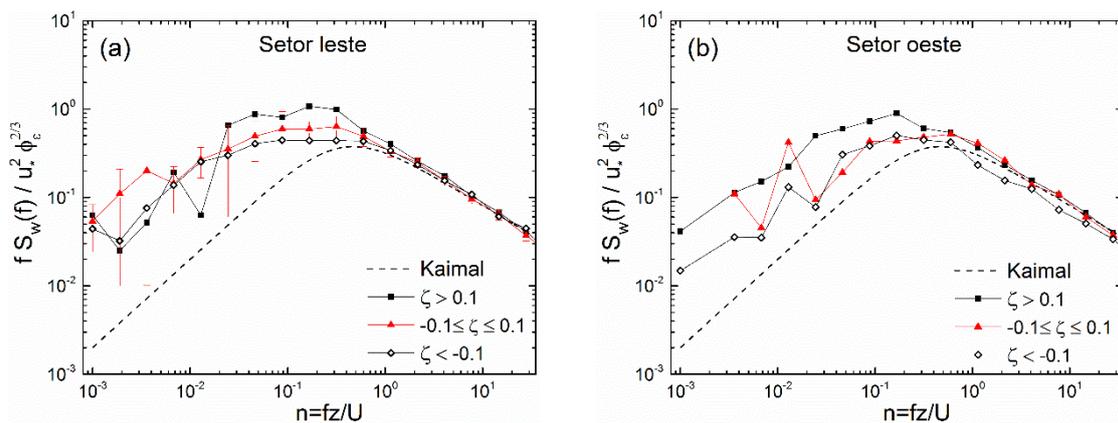
**Figura 16.** Espectros médios da componente vertical do vento ( $w$ ) para distintos tipos de estabilidade observada e o modelo de Kaimal para condições homogêneas sob estabilidade atmosférica próxima à neutralidade. As barras verticais indicam o erro associado ao espectro médio para estabilidade próxima da neutralidade. No gráfico é especificado o dia do ano (DA) escolhido.

No subintervalo inercial (alta frequência) existe uma ótima concordância em relação ao modelo de Kaimal. Nesta região do espectro as curvas efetivamente colapsam numa linha reta com inclinação  $-2/3$  coincidindo com a curva de Kaimal. Esse resultado

concorda com as excelentes estimativas espectrais obtidas para este intervalo de frequências na maioria dos espectros turbulentos estudados.

Porém na região de produção (baixas frequências) existem diferenças significativas em relação ao modelo de Kaimal. A curva de Kaimal encontra-se a razoável distancia das outras, que nesse intervalo se mostraram mais energéticas e não parecem ter uma dependência da estabilidade atmosférica pois não se observa o clássico deslocamento do máximo espectral com o aumento da estabilidade (Kaimal et al., 1972). Resultados similares foram obtidos por Cava et al. (2001) para a região Antártica, e foram atribuídos ao efeito dominante da topografia em relação à influência da estabilidade.

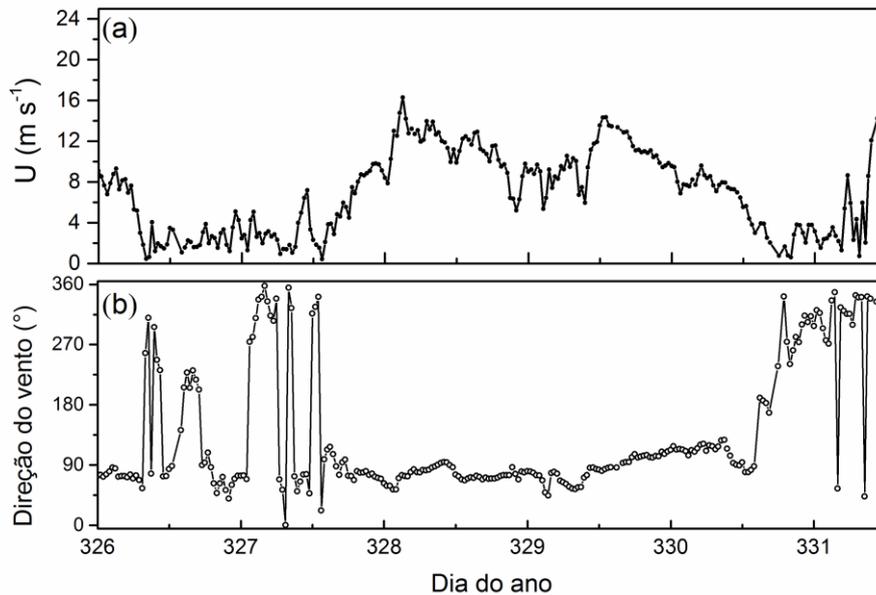
Para explicar este comportamento foi realizada uma análise similar ao descrito anteriormente na estimativa das variâncias, ou seja, os espectros foram separados dependendo da direção da velocidade do vento ser do setor leste (oceano) ou oeste (topografia) (Figura 17).



**Figura 17.** Espectros médios da componente vertical do vento ( $w$ ) para os distintos tipos de estabilidade atmosférica e o modelo de Kaimal para condições homogêneas sob estabilidade atmosférica próxima à neutralidade. Em (a) setor leste e em (b) setor oeste. As barras verticais indicam o erro associado ao espectro médio para estabilidade próxima da neutralidade. O gráfico corresponde ao 326 dia do ano.

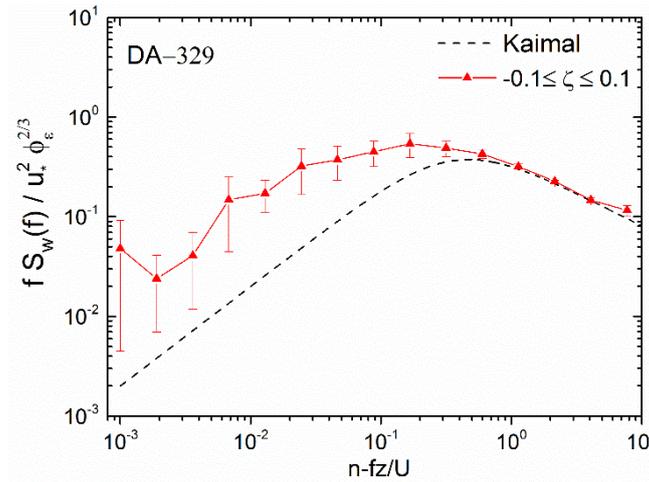
Analisando a Figura 17 (a) e (b) nota-se que não existem diferenças significativas entre os gráficos, nos quais mesmo quando o vento tem direção leste como oeste os espectros resultam com maior energia do que o modelo de referência. Devido a isto pode se dizer que talvez o efeito da topografia não seja o único fator influenciando o comportamento dos espectros. Observa-se que quando o vento é de direção leste (oceano) os espectros são mais energéticos que quando o vento é de direção oeste (topografia), indicando outro fator que parece dominar, a intensidade do vento.

Analisando o dia 326, nota-se que os maiores valores da velocidade do vento (início do dia) são observados quando o vento sopra de leste; após mudar de direção a velocidade diminui para quase metade (Figura 18) dos valores do início do dia. Observa-se que durante todo o período as maiores intensidades do vento ocorrem com vento do setor leste.



**Figura 18.** Variação temporal da (a) velocidade média do vento e (b) direção do vento para o período estudado.

A Figura 19 ilustra os espectros médios da componente vertical ( $w$ ) e o modelo de Kaimal para o dia 25 de novembro ou 329 (dia do ano). Este dia esteve totalmente sob a influência de ventos do setor leste (Figura 18b) com condições de estabilidade, em sua maioria, próximas da neutralidade (Figura 7). Apesar dessas condições, próximas as de Kaimal, o comportamento do espectro na região das baixas frequências também manteve-se mais energético que o modelo de referência (Kaimal et al., 1972) conforme ilustrado na Figura 19.



**Figura 19.** Espectro médio da componente vertical da velocidade do vento e o modelo de Kaimal para o dia 329 sob estabilidade próxima da neutralidade. As barras verticais indicam o erro associado ao espectro médio. No gráfico é especificado o dia do ano (DA) escolhido.

Desta forma pode se dizer que para o período de estudo o efeito da intensidade do vento sobre o comportamento dos espectros turbulentos na região de produção é dominante em relação à influência da topografia e da estabilidade.

#### 4.6 Estimativas coespectrais

Analogamente ao procedimento realizado para os espectros, após obtidas as densidades coespectrais suavizadas entre as componentes vertical e longitudinal da velocidade do vento ( $Co_{wu}$ ) e entre a componente vertical da velocidade do vento e a temperatura potencial ( $Co_{w\theta}$ ), foram ajustadas a funções analíticas similares as expressões (39) e (40), estas funções permitiram assim como no caso dos espectros, descrever o comportamento dos coespectros no intervalo de frequência. As expressões usadas foram:

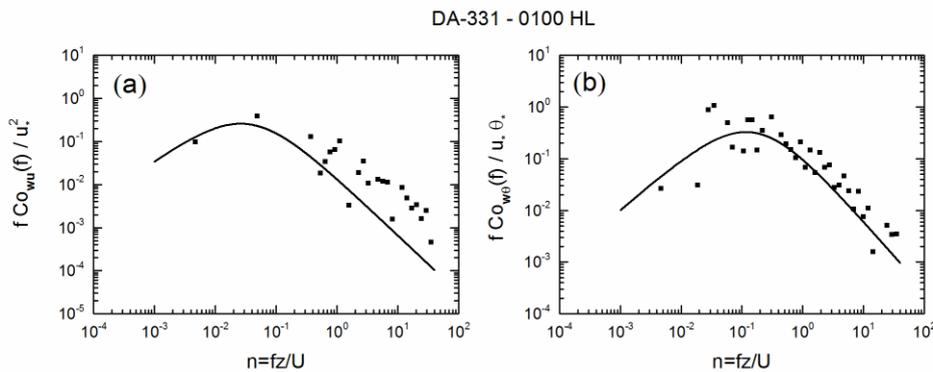
$$\frac{f Co(f)}{\beta_*} = \frac{A n}{1 + B n^{7/3}} \quad (47)$$

$$\frac{f Co(f)}{\beta_*} = \frac{A n}{(1 + B n)^{7/3}} \quad (48)$$

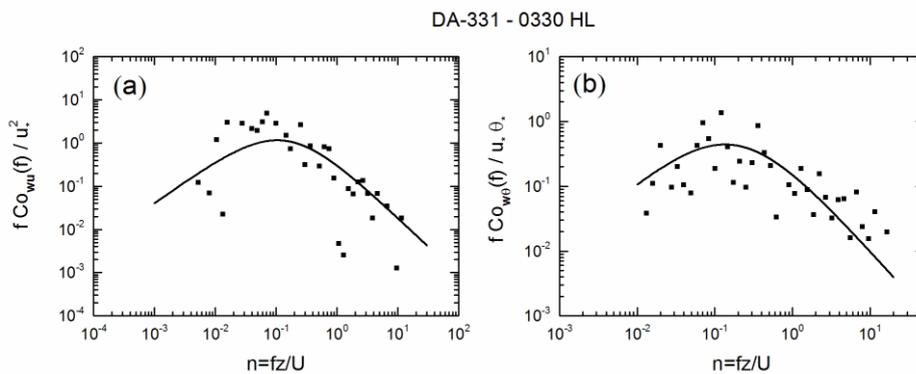
onde A e B são constantes que não influenciam a forma do coespectro mas apenas a sua posição,  $\beta_* = u_*^2$  para o coespectro de  $wu$  e  $\beta_* = u_* \theta_*$  para o coespectro de  $w\theta$ .

Ambas as expressões são consistentes com o proposto por Wyngaard e Coté (1972) indicando um decaimento com  $-7/3$  do coespectro no subintervalo inercial.

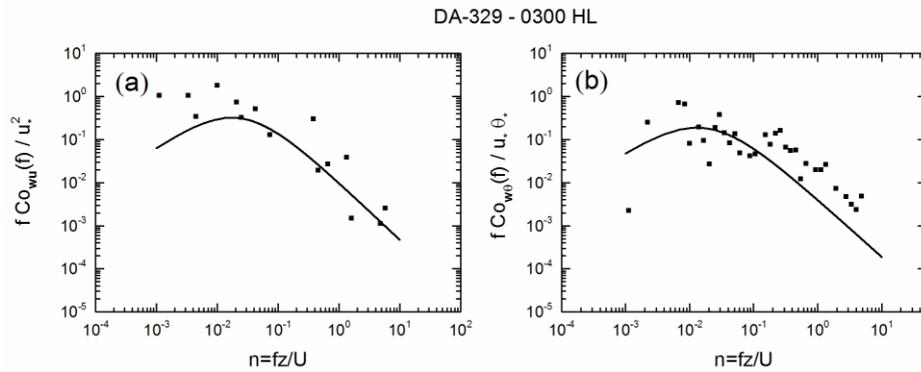
Em geral todos os coespectros foram ajustados por expressões do tipo (48). Nas Figuras (20-23) são apresentadas as densidades coespectrais suavizadas ( $Co_{wu}$  e  $Co_{w\theta}$ ) e as curvas contínuas nos gráficos representam o melhor ajuste obtido correspondente a (48). As séries turbulentas mostradas nas Figuras (20-23) foram escolhidas aleatoriamente.



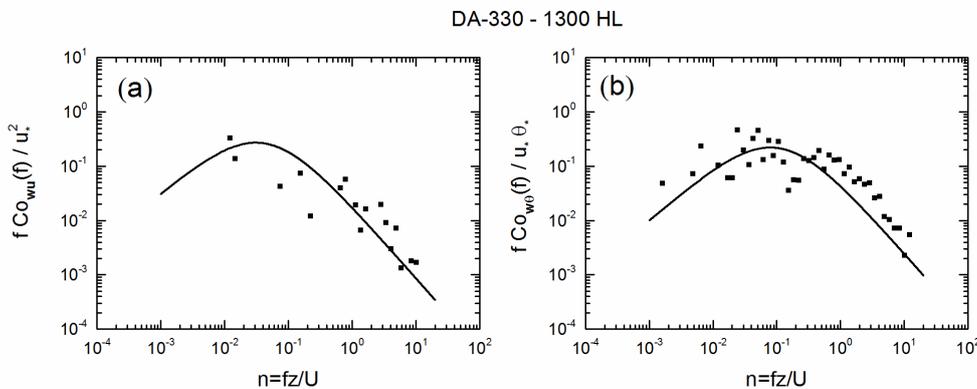
**Figura 20.** Densidades coespectrais de (a)  $wu$  e (b)  $w\theta$ , normalizadas por  $u_*^2$  e  $u_* \theta_*$  respectivamente. As curvas contínuas representam o melhor ajuste à densidade coespectral estimada (pontos). São especificados o dia do ano (DA) e o horário. A escala aplicada em ambos os eixos é log-log. Série sob condições de estabilidade próximas da neutralidade ( $\zeta = 0.02$ ).



**Figura 21.** Densidades coespectrais de (a)  $wu$  e (b)  $w\theta$ , normalizadas por  $u_*^2$  e  $u_* \theta_*$  respectivamente. As curvas contínuas representam o melhor ajuste à densidade coespectral estimada (pontos). São especificados o dia do ano (DA) e o horário. A escala aplicada em ambos os eixos é log-log. Série sob condições de estabilidade próximas da neutralidade ( $\zeta = 0.04$ ).



**Figura 22.** Densidades coespectrais de (a)  $wu$  e (b)  $w\theta$ , normalizadas por  $u_*^2$  e  $u_* \theta_*$  respectivamente. As curvas contínuas representam o melhor ajuste à densidade coespectral estimada (pontos). São especificados o dia do ano (DA) e o horário. A escala aplicada em ambos os eixos é log-log. Série sob condições de estabilidade estável ( $\zeta = 0.16$ ).



**Figura 23.** Densidades coespectrais de (a)  $wu$  e (b)  $w\theta$ , normalizadas respectivamente por  $u_*^2$  e  $u_* \theta_*$  respectivamente. As curvas contínuas representam o melhor ajuste à densidade coespectral estimada (pontos). São especificados o dia do ano (DA) e o horário. A escala aplicada em ambos os eixos é log-log. Série sob condições de estabilidade instável ( $\zeta = -0.39$ ).

Após realizado os ajustes das funções do tipo (48) aos coespectros turbulentos de  $wu$  e  $w\theta$ , o total de séries estudadas diminuiu devido à ausência de pontos em alguns casos. De maneira análoga aos espectros, essa ausência de pontos pode estar associada a estimativas insatisfatórias dos coespectros turbulentos. O coespectro de  $w\theta$  foi o que apresentou melhor ajuste com um total de 150 séries que representam um 54.5% da amostra inicial, enquanto o coespectro de  $wu$  apresentou o maior número de incertezas nas estimativas, restando para o estudo um total de 76 séries turbulentas (26.5%).

Ao se observar as densidades coespectrais apresentadas nas Figuras 20-23 e suas respectivas curvas de ajuste, notam-se maiores incertezas que as encontradas para os espectros turbulentos (Figuras 8-11), o que pode ser explicado pelo fato das variáveis

aqui analisadas terem geralmente uma correlação muito pequena (Kaimal et al., 1972). Isto faz com que as estimativas dos coespectros sejam mais complexas em relação à dos espectros. Kaimal et al. (1972) também atribui as incertezas presentes nos coespectros a uma maior sensibilidade por parte destes a erros instrumentais.

Porém no intervalo das altas frequências as curvas teóricas forneceram uma melhor representação do coespectro estimado. Isto permitiu avaliar o decaimento dos coespectros com a potência  $-7/3$  ( $4/3$  para o coespectro logarítmico) na região do subintervalo inercial, encontrando assim que ambos os coespectros se comportaram na sua maioria satisfatoriamente neste intervalo. Na região das baixas frequências assim como no caso dos espectros os problemas com o ajuste das curvas são maiores em comparação com a alta frequência.

#### 4.6.1 Fluxos turbulentos de calor sensível e momento

Segundo foi descrito na seção 3.3, a integração da função densidade coespectral no domínio de frequência resulta na covariância entre duas séries turbulentas. Assim dependendo das séries estudadas, estas covariâncias permitem estimar os fluxos turbulentos de calor e momento. Isto pode ser escrito como:

$$\overline{w'\alpha'} = \int_0^{\infty} C_{o_{w\alpha}}(f) df = \int_0^{\infty} f C_{o_{w\alpha}}(f) d \ln(f) \quad (49)$$

onde  $\alpha$  poderia ser qualquer outra variável, por exemplo, neste estudo foram estudadas as covariâncias entre  $\overline{w'u'}$  para o fluxo vertical de momento e  $\overline{w'\theta'}$  para o fluxo vertical de calor sensível.

Desta forma uma vez ajustados os coespectros turbulentos às curvas do tipo (48), espera-se que a integração destas expressões seja similar às covariâncias das séries estudadas normalizadas por  $u_*^2$  ou  $u_*\theta_*$  dependendo das variáveis envolvidas serem  $u$  e  $w$ , ou  $w$  e  $\theta$  respectivamente. Assim substituindo a expressão (48) em (49) resulta:

$$\int_0^{\infty} \frac{f Co_{w\alpha}(f)}{\beta_*} d \ln(f) = \int_0^{\infty} \frac{A n}{(1 + Bn)^x} d \ln(n) = \int_0^{\infty} \frac{A dn}{(1 + Bn)^x} \quad (50)$$

onde o valor de  $x$  é  $-7/3$ , apresentado desta forma na expressão para facilitar o trabalho algébrico. Logo resolvendo (50) obtém-se:

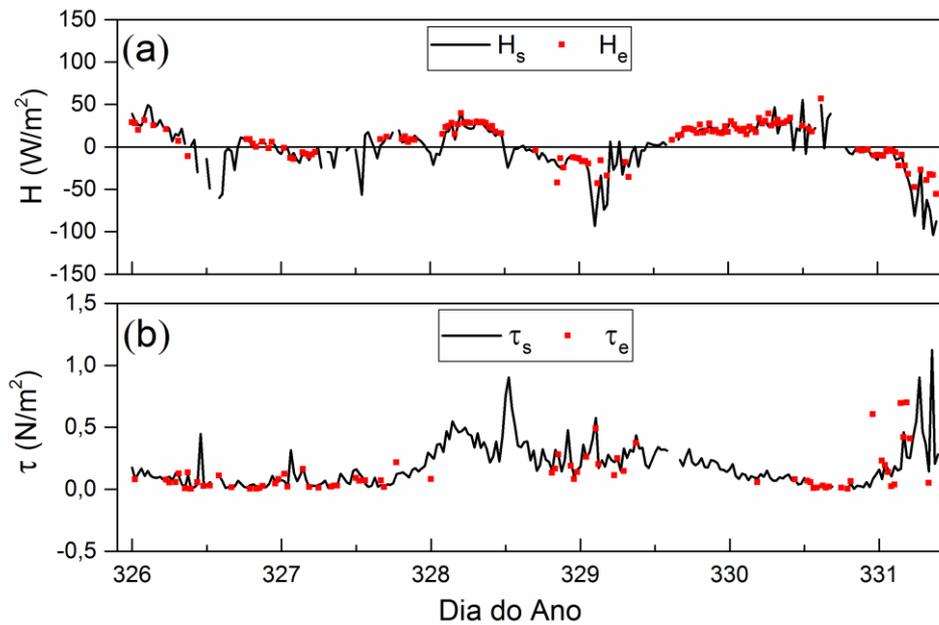
$$\frac{\overline{w'\alpha'}}{\beta_*} = \frac{A}{B(x-1)} \quad (51)$$

Assim, usando (51) podem se escrever as seguintes relações para os coespectros turbulentos de  $wu$  e  $w\theta$  e suas respectivas covariâncias associadas:

$$\frac{\overline{w'u'}}{u_*^2} = \int_0^{\infty} \frac{Co_{wu}(f)}{u_*^2} df = \frac{3A_{wu}}{4B_{wu}} \quad (52)$$

$$\frac{\overline{w'\theta'}}{u_*\theta_*} = \int_0^{\infty} \frac{Co_{w\theta}(f)}{u_*\theta_*} df = \frac{3A_{w\theta}}{4B_{w\theta}} \quad (53)$$

Os valores obtidos a partir de (52) e (53) permitiram estimar os fluxos turbulentos de momento ( $\propto \overline{w'u'}$ ) e calor sensível ( $\propto \overline{w'\theta'}$ ) para o período considerado. Os fluxos estimados obtidos a partir da integração dos coespectros são comparados na Figura 24 com os fluxos turbulentos obtidos cada 30 minutos diretamente das séries temporais pelo método da covariância por Alves (2016).



**Figura 24.** Variação temporal dos (a) fluxos turbulentos calor sensível e (b) momento obtidos a partir da integração dos coespectros (pontos vermelhos). A linha preta contínua indica os fluxos turbulentos obtidos diretamente das séries temporais pelo método da covariância por Alves (2016).

Segundo o resultado apresentado na Figura 24, as estimativas dos fluxos verticais turbulentos de calor sensível e momento obtidos a partir das integrações dos coespectros turbulentos de  $w\theta$  e  $wu$ , apresentaram uma boa concordância quando foram comparados aos fluxos obtidos diretamente das séries temporais pelo método da covariância por Alves (2016).

## 5. Conclusões

Na presente pesquisa empregou-se, pela primeira vez na região da Estação Antártica Brasileira Comandante Ferraz, análise espectral como principal ferramenta para avaliar o comportamento da turbulência da camada limite superficial.

Foram utilizados dados observacionais de alta frequência coletados durante o Projeto ETA (Estudo da Turbulência na Antártica) no mês de novembro de 2014, em uma altura de 11.74 m com uma frequência de amostragem de 10 Hz. Para as estimativas (co)espectrais foram utilizados períodos de 30 minutos para diferentes tipos de estratificação atmosférica (estável, instável e neutro).

Os espectros turbulentos das componentes da velocidade do vento ( $u$ ,  $v$  e  $w$ ) apresentaram-se de acordo com a Lei de Kolmogorov no subintervalo inercial com um decaimento de  $-5/3$  nas altas frequências. Além disso o comportamento dos espectros na região das altas frequências também foi consistente com a razão de isotropia para a expressão ( $S_w/S_u$ ), atingindo ao valor constante de  $4/3$  com o aumento da frequência. O cumprimento destas propriedades afirmou o caráter isotrópico da turbulência nas altas frequências dos espectros turbulentos estudados.

As incertezas nas estimativas espectrais foram mais frequentes na região das baixas frequências principalmente para os espectros turbulentos das componentes horizontais da velocidade do vento. Isso talvez se explique pelo caráter próximo da neutralidade encontrado na CLS do local.

O efeito da intensidade do vento sobre o comportamento dos espectros turbulentos da velocidade vertical, foi dominante em relação à influência da topografia e da estabilidade para todo o período de estudo.

Concordando com o encontrado na literatura, a taxa de dissipação molecular da ECT se mostrou diretamente relacionada com o comportamento da própria ECT no período de estudo, permitindo o uso nesse local de modelos tipo  $k-\varepsilon$  (Skielka et al., 2011; Burchard et al., 1999). Observou-se que uma diminuição ou aumento da taxa de dissipação sempre esteve associado com a respectiva diminuição ou aumento da ECT. A ordem de

grandeza dos valores das taxas de dissipação molecular oscilaram em geral entre  $10^{-3}$  e  $10^{-4} m^2 s^{-3}$ .

Assim como para os espectros, as estimativas das densidades coespectrais de  $wu$  e  $w\theta$  na região das altas frequências, se corresponderam com o proposto na literatura mostrando em geral um rápido decaimento com a potencia  $-7/3$  no subintervalo inercial. As maiores incertezas foram detectadas na baixa frequência principalmente para o coespectro entre a velocidade vertical e a velocidade longitudinal do vento.

Os valores dos fluxos verticais de calor sensível e momento obtidos a partir da integração dos coespectros turbulentos (método indireto), resultaram estar em concordância com aqueles valores de fluxos obtidos cada 30 minutos diretamente das séries temporais pelo método da covariância (método direto).

### **Recomendações para atividades futuras**

- Estimar a altura da camada limite planetária usando o comprimento de onda do máximo espectral da componente longitudinal da velocidade do vento.
- Analisar o possível efeito da topografia nas perturbações da baixa frequência.
- Estudar as características espectrais das flutuações turbulentas de temperatura e umidade.
- Estimar as escalas características de tempo e comprimento dos turbilhões na CLS.

**Referências bibliográficas**

ALVES, M.A.A. Investigation of the energy balance and momentum flux in the atmospheric surface layer in a non-glaciated coastal area at Ferraz Station, Antarctic region. Dissertação (mestrado) Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Departamento de Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, São Paulo, 43 pp, 2016.

ALVES, M.; SOARES J. Diurnal Variation of Soil Heat Flux at an Antarctic Local Area during Warmer Months. **Hindawi Publishing Corporation, Applied and Environmental Soil Science**, v. 2016, Article ID 1769203, 9 pp, 2016.

ARGENTINI, S.; VIOLA, A.; SEMPREVIVA, A. M.; PETENKO, I. Summer boundary-layer height at the plateau site of Dome C, Antarctica. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 115, n. 3, p. 409–422, 2005.

ARYA, S. P. S. Introduction to Micrometeorology. **Academic Press**, 307 pp, 1988.

AUBINET, M.; VESALA T.; PAPAIE D. Eddy covariance measurements over lake . A practical guide to measurement and data analysis. **Springer**, London, UK, 2012.

BINTANJA, R. The local surface energy balance of the Ecology Glacier, King George Island, Antarctica: measurements and modelling. **Antarctic Science**, v. 7, p. 315–325, 1995.

BRAUN, M.; SAURER, H.; VOGT, S.; SIMÕES, J.; GOBMANN, H. The influence of large-scale atmospheric circulation on the surface energy balance of the King George Island ice cap. **International Journal of Climatology**, v. 21, n. 1, p. 21–36, 2001.

BRAUN, M.; SAURER, H.; GOSSMAN, H. Climate, energy fluxes and ablation rates on the ice cap of King George Island. **Pesquisa Antártica Brasileira**, v. 103, p. 87–103, 2004.

BURBA, G. G.; MCDERMITT, D. K.; ANDERSON, D. J.; FURTAW, M. D.; ECKLES, R. D. Novel design of an enclosed CO<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O gas analyser for eddy covariance flux measurements. **Tellus, Series B: Chemical and Physical Meteorology**, v. 62, n. 5, p. 743–748, 2010.

BURCHARD, H.; BOLDING, K.; AND VILLARREAL, M. GOTM - a general ocean turbulence model. Theory, applications and test cases. **European Commission Report EUR**, European Commission, 1999.

BUSINGER, J. A.; WYNGAARD, J. C.; IZUMI, Y.; BRADLEY, E. F. Flux-Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 28, p. 181–189, 1971.

CASSANO, J. J., M.A.NIGRO, AND M. A. L. Characteristics of the near-surface atmosphere over the Ross Ice Shelf, Antarctica. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 121, p. 3372–3380, 2016.

CAVA, D.; GIOSTRA, U.; TAGLIAZUCCA, M. Spectral maxima in a perturbed stable boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 100, p. 421–437, 2001.

CAVA, D.; SCHIPA, S.; GIOSTRA, U. Investigation of low-frequency perturbations induced by a steep obstacle. **Boundary Layer Meteorology**, v. 115, n. 1, p. 27–45, 2005.

CAVA, D.; GIOSTRA, U.; KATUL, G. Characteristics of Gravity Waves over an Antarctic Ice Sheet during an Austral Summer. **Atmosphere**, v. 6, n. 9, p. 1271–1289, 2015.

CHOI T.; LEE, B. Y.; LEE, H. C.; SHIM, J. S. Surface Flux Measurements at King Sejong Station in West Antarctica: I. Turbulent Characteristics and Sensible Heat Flux. **Ocean and Polar Research**, v. 26, n. 3, p. 453–463, 2004.

CORRSIN S. On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence. **Journal of Applied Physics**, v. 22, p. 463-473, 1951.

EIGER, S. Modelos de Escoamentos Turbulentos. In: SILVA RCV (Ed.). Métodos Numéricos em Recursos Hídricos. **Coleção da Associação Brasileira de Recursos Hídricos**, v. 1, Cap. 2, p. 84–155, 1989.

FERRON, F. A.; SIMÕES, J. C.; AQUINO, F. E.; SETZER, A. W. Air temperature time series for King George Island, Antarctica. **Pesquisa Antártica Brasileira**, v. 4, p. 155–169, 2004.

FOKEN, T. 50 years of the Monin-Obukhov similarity theory. **Boundary Layer Meteorology**, v. 119, n. 3, p. 431–447, 2006.

FOKEN, T.; AUBINET M.; LEUNING R. The eddy covariance method. In: Eddy Covariance: A practical Guide to Measurements and Data Analysis (eds. M. Aubinet, M. Vesala, T. Papale). **Springer Atmospheric Sciences**, Netherlands, p. 1-19. DOI: 10.1007/978-94-007-2351-1, 2012.

GALLÉE, H.; PREUNKERT, S.; ARGENTINI, S.; FREY, M. M.; GENTHON, C.; JOURDAIN, B.; PIETRONI, I.; CASASANTA, G.; BARRAL, H.; VIGNON, E.; AMORY, C.; LEGRAND, M. Characterization of the boundary layer at Dome C (East Antarctica) during the OPALE summer campaign. **Atmospheric Chemistry and Physics**, v. 15, n. 11, p. 6225–6236, 2015.

HÖGSTRÖM, U. Analysis of Turbulence Structure in the Surface Layer with a Modified Similarity Formulation for Near Neutral Conditions, **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 17, p. 1949–1972, 1990.

IBROM, A.; DELLWIK, E.; LARSEN, S. E.; PILEGAARD, K. On the use of the Webb-Pearman-Leuning theory for closed-path eddy correlation measurements. **Tellus Series B- Chemical and Physical Meteorology**, v. 59, p. 937-946, 2007.

JONES, D. A.; SIMMONDS, I. A. Climatology of Southern-Hemisphere Extratropical Cyclones. **Climate Dynamics**, v. 9, n. 3, p. 131–145, 1993.

KAIMAL, J. C.; FINNIGAN, J. J. Atmospheric boundary layer flows. **Oxford University Press**, New York, 304 pp, 1994.

KAIMAL, J. C.; WYNGAARD, J. C.; IZUMI, Y.; COTÉ, O. Spectral characteristics of surface-layer turbulence. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 98, p. 563–589, 1972.

KAIMAL, J. C.; BUSINGER, J. A. Case studies of a convective plume and a dust devil. **Journal of Applied Meteorology**, v. 9, p. 612-620, 1970.

KAIMAL, J. C.; WYNGAARD, J. C.; HAUGEN, D.; COTÉ, O. R.; IZUMI, Y.; CAUGHEY, S. J.; READINGS, C. J. Turbulence Structure in the Convective Boundary Layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 33, n. 11, p. 2152–2169, 1976.

KEJNA, M.; ARAŻNY, A. I.; SOBOTA, I. Climatic change on King George Island in the years 1948–2011. **Polish Polar Research**, v. 34, n. 1, p. 87–99, 2013.

KING, J. C. Some measurements of turbulence over an antarctic ice shelf. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 116, n. 492, p. 379–400, 1990.

KING, J. C.; TURNER, J. **Antarctic Meteorology and Climatology**, 5ed, **Cambridge: University Press**, 409 pp, 1997.

KOLMOGOROV, A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. **Doklady Akademii Nauk Sssr**, v. 30, n. 1890, p. 301–305, 1941.

- KUNDU, P.K.; COHEN, I.M. Fluid Mechanics. **Academic Press Inc.**, 2 ed., 730 pp, 2002.
- LAMESA, J. E.; SOARES, J. Estudo espectral da Camada limite Superficial quase-neutra utilizando filtragem no domínio de ondeletas ortonormais. In: XI Congresso Brasileiro de Meteorologia, 2000, Rio de Janeiro. **Anais do XI Congresso Brasileiro de Meteorologia**, em CD. 2388 – 2393, 2000.
- LI-COR, INC. LI-7200 CO<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O Instruction Manual. LI-COR Inc., Lincoln, NE, 2010.
- LIEN, R. C.; SANFORD, T. B. Spectral characteristics of velocity and vorticity fluxes in an unstratified turbulent boundary layer. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, n. C4, p. 8659, 2000.
- LINGEN, B.; LONGHUA, L. U.; PENGQUN, J. Experimental observation on the characteristics of the near-surface turbulence over the Antarctic ice sheets during the polar day period. **Science in China Series D-Earth Sciences**, v. 41, n. 3, p. 263–268, 1998.
- LOUIS, J. F.; WEILL, A.; VIDAL-MADJAR, D. Dissipation length in stable layers. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 25, n. 3, p. 229–243, 1983.
- LUMLEY, J. L. Interpretation of Time Spectra Measured in High Intensity Shear Flows. **Physics of Fluids**, v. 8, p. 1056-1062, 1965.
- MASSERONI, D.; ERCOLANI, G.; CORBARI, CH.; MANCIN, M. Accuracy of turbulent flux measurements through the use of high frequency data by eddy covariance tower: the case study of Landriano (PV), Italy. **Italian Journal of Agrometeorology**, v. 3, 2013.
- MCPHEE, M. Air–ice–ocean interaction: Turbulent Ocean Boundary Layer Exchange Processes. **Springer**, Berlin, 213 pp, 2008.
- MENDES JÚNIOR, C. W.; DANI, N.; ARIGONY-NETO, J.; SIMÕES, J. C.; VELHO, L. F.; RIVEIRO, R. R.; PARNOW, I.; BREMER, U. F.; FONSECA JÚNIOR, E. S.; ERWES, H. J. B. A new topographic map for Keller Peninsula, King George Island, Antarctica. **Pesquisa Antártica Brasileira**, v. 113, p. 105–113, 2012.
- MESTAYER, P. G.; GIBSON, C. H.; COANTIC, M. F.; PATEL, S. Local Anisotropy in Heated and Cooled Turbulent Boundary Layers. **Physics of Fluids**, v. 19, p. 1279–1287, 1976.
- MONCRIEFF, J. B.; MASSHEDER, J. M.; DEBRIUN, H.; ELBERS, J.; FRIBORG, T.; HEUSINKVELD, B.; KABAT, P.; SCOTT, S.; SOGAARD, H.; VERHOEF, A. A system to measure surface fluxes of momentum, sensible heat, water vapor and carbon dioxide. **Journal of Hydrology**, v. 188-189, p. 589-611, 1997.

- MONCRIEFF, J. B.; CLEMENT, R.; FINNIGAN, J. J.; MEYERS, T. Averaging, Detrending, and Filtering of Eddy Covariance Time Series. In: LEE, X.; MASSMAN, W.; LAW, B. (Eds.). *Handbook of Micrometeorology: A Guide for Surface Flux Measurement and Analysis*. Dordrecht: **Springer Netherlands**, p. 7–31, 2005.
- MONIN, A. S.; OBUKHOV, A. M. Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. **Tr. Akad. Nauk SSSR Geophys. Inst.**, v. 24, n. 151, p. 163–187, 1954.
- MONIN, A. S.; YAGLOM, A. M. *Statistical Fluid Mechanics, Mechanics of Turbulence*, **MIT Press**, Cambridge, 1971.
- MOURA, R. B. Estudo taxonômico dos Holothuroidea (Echinodermata) das Ilhas Shetland do Sul e do Estreito de Bransfield, Antártica. Dissertação de mestrado, Museu Nacional, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 111 pp, 2009.
- NAKAI, T.; SHIMOYAMA, K. Ultrasonic anemometer angle of attack errors under turbulent conditions. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 18, p. 162–163, 2012.
- OKE, T.R. *Boundary layer climates*. **Routledge Press**, London, **1988**.
- PANOFSKY HA.; DUTTON JA. *Atmospheric Turbulence: Models and Methods for Engineering Applications*. **John Wiley & Sons**: New York; 397 pp, 1984.
- PARK, S. J.; CHOI, T. J.; KIM, S. J. Heat flux variations over sea ice observed at the coastal area of the Sejong Station, Antarctica. **Asia-Pacific Journal of Atmospheric Sciences**, v. 49, n. 4, p. 443–450, 2013.
- PELTIER, L. J.; WYNGAARD, J. C.; KHANNA, BRASSEUR, J. G. Spectra in the Unstable Surface Layer, **Journal of Atmospheric Science**, v. 53, p. 49–61, 1996.
- RACHLEWICZ G. Mid-winter thawing in the vicinity of Arctowski Station, King George Island. **Polish Polar Research**, v. 18, p. 15–24, 1997.
- RAKUSA-SUSZCZEWSKI, S.; MIETUS, M.; PIASECKI, J. Weather and climate. In: Rakusa-Suszczewski, S. (ed.) *The maritime Antarctic coastal ecosystem of Admiralty Bay*. **Polish Academy of Sciences**, p. 19-25, 1993.
- RYSMAN, J. F.; VERRIER, S.; LAHELLEC, A.; GENTHON, CH. Analysis of Boundary-Layer Statistical Properties at Dome C, Antarctica. **Boundary Layer Meteorology**, v. 156, n. 1, p. 145–155, 2015.

SANTOS, I. R.; SILVA-FILHO, E. V.; SCHAEFER, C. E. G. R.; ALBUQUERQUE-FILHO, M. R.; CAMPOS L. S. Heavy metal contamination in coastal sediments and soils near the Brazilian Antarctic Station, King George Island. **Marine Pollution Bulletin**, v. 50, n. 2, p. 185–194, 2005.

SKIELKA, U.T.; SOARES, J.; OLIVEIRA, A.P.; SERVAIN, J. Diagnostic of the diurnal cycle of turbulence of the Equatorial Atlantic Ocean upper boundary layer. **Natural Science**, v. 3, p. 444-455, 2011.

SORBJAN Z. On similarity in the atmospheric boundary layer. **Boundary Layer Meteorology**, v. 34, p. 377-397, 1986.

SORBJAN, Z. Structure of the Atmospheric Boundary Layer. London: **Prentice-Hall**, 317 pp, 1989.

SORBJAN, Z. Local structure of turbulence in stably stratified boundary layer. **Journal of Atmospheric Science**, v. 63, p. 1526-1537, 2006.

SOUZA, J. F. A.; OLIVEIRA, L. R.; AZEVEDO, J. L. L.; SOARES, I. D.; MATA, M. M. Uma revisão sobre a turbulência e sua modelagem. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 29, n. 1, p. 21-41, 2011.

STULL, R. B. An Introduction to Boundary Layer Meteorology. **Kluwer Academic Publishers**, 667 pp, 1988.

SZAFRANSKI, Z.; LIPSKI, M. Characteristics of water temperature and salinity at Admiralty Bay (King George Island, South Shetland Islands Antarctic) during the austral summer. **Polish Polar Pan.Pl**, v. 3, p. 7–24, 1982.

TAYLOR, G. I. The Spectrum of Turbulence, **Proceedings of the Royal Society of London**, series A, v. 164, p. 476–490, 1938.

TURNER, J.; CHENOLI, S. N.; ABU SAMAH, A.; MARSHALL, G.; PHILLIPS, T.; ORR, A. Strong wind events in the Antarctic. **Journal of geophysical research**, v. 114, D18103, doi:10.1029/2008JD011642, 2009a.

TURNER, J.; BINDSCHADLER, R.; CONVEY, P.; DI PRISCO, G.; FAHRBACH, E.; GUTT, J.; HODGSON, D.; MAYEWSKI, P.; SUMMERHAYES, C. Antarctic Climate Change and the Environment, a Contribution to the International Polar Year 2007–2008. **SCAR Cambridge**, 526 pp, 2009.

VICKERS, D.; MAHRT, L.; Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 14, p. 512–526, 1997.

WEBB, EK.; PEARMAN, GI.; LEUNING, R. Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapor transfer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 106, p. 85-100, 1980.

WILLS, G. E.; DEARDORFF, J. W. On the use of Taylor's Translation Hypothesis for Diffusion in the Mixed Layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 102, p. 817-822, 1976.

WYNGAARD, J. C. Structure of the Planetary Boundary Layer and Implications for its Modeling. **Journal of Climate and Applied Meteorology**, v. 24, p. 1131-1142, 1985.

WYNGAARD, J. C. Turbulence in the Atmosphere. **Cambridge University Press**: Cambridge UK, 2010.

WYNGAARD, J. C. The effects of Probe-induced flow distortion on atmospheric turbulence measurements: extension to scalars. **Journal of Atmospheric Science**, v. 45, p. 3400-3412, 1986.

WYNGAARD, J. C.; CLIFFORD, S. F. Taylor's Hypothesis and High-Frequency Turbulence Spectra, **Journal of Atmospheric Science**, v. 34, p. 922–929, 1977.

WYNGAARD, J. C.; COTÉ, O. R. Cospectral Similarity in the Atmospheric Surface Layer, **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 98, p. 590–603, 1972.