



UFSM

Tese de Doutorado

ESPECTROS DE TURBULÊNCIA EM TERRENO COMPLEXO

Roberto Oliveira Magnago

Programa de Pós Graduação em Física

Santa Maria, RS, Brasil

2007

ESPECTROS DE TURBULÊNCIA EM TERRENO COMPLEXO

por

Roberto Oliveira Magnago

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física, Áreas Clássicas da Fenomenologia e Suas Aplicações, da Universidade Federal de Santa Maria, RS em preenchimento final dos requisitos para obtenção do grau de **Doutor em Física.**

Programa de Pós Graduação em Física

Santa Maria, RS, Brasil

2007

**Universidade Federal de Santa Maria
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Programa de Pós-Graduação em Física**

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,
aprova a Tese de Doutorado

ESPECTROS DE TURBULÊNCIA EM TERRENO COMPLEXO

elaborado por
Roberto Oliveira Magnago

como requisito parcial para obtenção do grau de
Doutor em Física

COMISSÃO EXAMINADORA

Oswaldo Luiz Leal de Moraes - UFSM (Presidente / Orientador)

Otávio Costa Acevedo - UFSM

Gervásio Annes Degrazia - UFSM

Gilberto Fernando Fisch - CTA / INPE

Umberto Rizza - CNR / Itália

Santa Maria, 20 de Agosto de 2007.

À **Camila Lehnhart Vargas,**
minha noiva, minha “nutri” e minha vida.

Agradecimentos

Agradeço, muito especialmente, ao Prof. Dr. Osvaldo Luiz Leal de Moraes pela orientação durante esses meus 10 anos de UFSM, que além de meu orientador em assuntos científicos, se tornou um grande amigo.

Agradeço, especialmente, ao Prof. Dr. Gilberto Fernando Fisch, pela co-orientação e pelas várias portas abertas a mim no CTA e INPE em São José dos Campos - SP.

Agradeço aos Profs. Drs. Otávio Costa Acevedo, Débora Regina Roberti, Gervásio Annes Degrazia, Everson Dal Piva, por toda a ajuda na minha formação teórica e experimental como micrometeorologista.

Agradeço a minha família, Paulo Magnago, Lair Magnago, Rodrigo Magnago, Daiana Hahn, Tody, Quick e a minha sobrinha Bettina Hahn Magnago pelo amor e carinho.

Aos meus colegas de laboratório de micrometeorologia pela parceria e amizade.

“Ser gremista é o sonho delirante de não conseguir ser na vida uma outra coisa.”

Paulo Sant'ana.

Sumário

Resumo	X
Abstract	XII
Capítulo 1 – Introdução	01
Capítulo 2 – Características Espectrais da Turbulência	06
2.1 – Espectro de Energia	07
2.1.1 – O Subintervalo Inercial	10
2.1.2 – Intervalo de Entrada de Energia	12
2.2 – Hipótese de Taylor	14
2.3 – Espectros Sobre Terrenos Planos e Uniformes	15
2.4 – Espectro de Energia na Camada Superficial	16
2.5 – Espectro de Energia na Camada Misturada	23
2.6 – Espectro na Camada Exterior Estável	28
2.7 – Terrenos Complexos	30

Capítulo 3 – Transformada de Fourier Discreta	34
3.1 – Aplicando a Transformada de Fourier	35
3.2 – Aliasing	36
3.3 – Janela de Dados	38
3.4 – Espectro de Energia	39
3.4.1 – Espectro de Energia Discreto	39
3.4.2 – Densidade Espectral	41
3.5 – Representação Gráfica do Espectro da Atmosfera	41
3.6 – Removendo as Tendências ou <i>Detrend</i>	42
Capítulo 4 – Parte Experimental e Tratamento de Dados	44
4.1 – Sensores Micrometeorológicos	47
4.2 – Dados Obtidos do Experimento	51
4.3 – Escolha da Escala Temporal	52
4.4 – Programa em Fortran	54
4.5 – Considerações Meteorológicas	56

Capítulo 5 – Resultados	59
5.1 – Espectros da Componente Vertical da Velocidade	62
5.1.1 – Condições Paralelas	62
5.1.2 – Condições Transversais	69
5.2 – Espectros das Componentes Laterais da Velocidade	77
5.2.1 – Espectros com Vento Forte sobre Condições Estáveis	77
5.2.2 – Frequência Crítica	80
5.2.3 – Espectros com Vento Forte sobre Condições Convectivas	81
5.3 – Espectros em Condições de Vento Fraco	84
5.4 – Isotropia Local	86
Capítulo 6 – Conclusões	89
Referências Bibliográficas	94

RESUMO

Tese de Doutorado
Programa de Pós-Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria, RS, Brasil

ESPECTROS DE TURBULÊNCIA EM TERRENO COMPLEXO

Autor : Roberto Oliveira Magnago
Orientador : Osvaldo Luiz Leal de Moraes
Data e Local da Defesa : Santa Maria, 20 de Agosto de 2007.

Neste trabalho faz-se uma análise espectral da turbulência na camada limite superficial em terrenos complexos. Os dados usados neste trabalho foram coletados no centro do estado do RS, no Vale do Rio Jacuí. Uma torre de 15 metros com sensores de resposta rápida e resposta lenta coletou dados com frequências de 10 Hz e 1 Hz, respectivamente em julho e agosto de 2000. As séries temporais foram submetidas a um tratamento numérico a partir de um programa desenvolvido em Fortran. Os espectros calculados foram então classificados, conforme a classe de estabilidade, intensidade e direção da velocidade do vento.

Os espectros da componente vertical da velocidade do vento, possuem um pico bem definido para todas as condições analisadas, excetuando-se as séries noturnas nas quais a direção do vento é transversal ao eixo do vale. Este mesmo espectro obedece a lei de $-5/3$ de Kolmogorov, com o início do sub intervalo inercial em $f \approx 2$ para ventos paralelos ao eixo do vale e qualquer intensidade do vento. Para ventos transversais ao vale o início do subintervalo inercial ocorre em $f \approx 3$. As frequências associadas com os máximos espectrais são inferiores aquelas observadas no experimento e Kansas. E são maiores em condições estáveis do que em condições

convectivas para condições paralelas. Para condições transversais existe um maior espalhamento nas frequências para as condições estáveis. Para ventos paralelos em condições estáveis, os máximos espectrais adimensionais, são aproximadamente iguais a 0,4 independente de z/L , e para condições convectivas, estes máximos variam de 0,4 a 0,6. Para ventos médios transversais em condições estáveis, os máximos variam entre 0,4 e 0,5 e para condições convectivas, são de aproximadamente 0,7.

Os espectros das componentes laterais da velocidade com ventos maiores que 1 m/s sobre condições estáveis mostraram uma frequência de corte de $\approx 0,06$ como valor de início desta frequência para todos os casos na região de baixas frequências. Na região de altas frequências, o “*aliasing*”, para o caso de condições paralelas tem início em $\approx 5,0$ e para os casos transversais o início foi em $\approx 10,0$. A consequência dos movimentos de mesoescala são mais importantes na camada limite noturna. O tempo de média de ≈ 30 minutos leva à contaminações do fluxo computado por capturar movimentos de mesoescala. Os espectros laterais para condições convectivas mostraram um único pico espectral, evidenciando-se que a importância dos efeitos térmicos e mecânicos são de mesma magnitude. Na região de baixas frequências existe espalhamento de pontos que são explicáveis por fatores associados às influências topográficas. Na região de altas frequências o espectro segue a lei de Kolmogorov indicando, ainda sobre condições de inhomogeneidade, a presença de vórtices isotrópicos. Para condições convectivas e estáveis com ventos médios menores que 1 m/s, a lei de Kolmogorov não é verificada para a maioria das séries, e por esta razão não foi analisada neste estudo. Para as diferentes classes de z/L mostra-se que a razão entre os espectros vertical e horizontal S_w/S_u cresce rapidamente até atingir seu valor isotrópico. Para a condição paralela, temos uma frequência em torno de $f \cong 2$ e para o caso transversal, em torno de $f \cong 3$.

ABSTRACT

Tese de Doutorado

Programa de Pós-Graduação em Física

Universidade Federal de Santa Maria, RS, Brasil

ESPECTROS DE TURBULÊNCIA EM TERRENO COMPLEXO

Throughout this paper a spectral analysis is conducted on the superficial limit layer in complex terrains. The data used were collected in the central part of the state of Rio Grande do Sul, in the Valley of Jacuí River. A 15-meter tower, with fast-response sensors and slow-response ones, collected data at frequencies of 10 Hz and 1 Hz, in July and August 2000, respectively. The time series were numeric analyzed through a piece of program developed in Fortran. The calculated spectra were classified according to stability class, intensity and direction of the wind speed.

The spectra of the wind speed vertical component have a well-defined peak for all the analyzed conditions, except for the night series in which the wind direction is transverse to the valley axis. This same spectrum is in accordance with $-5/3$ Kolmogorov's law, with the beginning of the inertial sub-range in $f \approx 2$ for winds that are parallel to the valley axis and any wind intensity. For winds transverse to the valley, the beginning of the inertial sub-range is in $f \approx 3$. The frequencies associated with the spectral maxima are inferior to those observed in the Kansas experiment. Being superior in stable conditions when compared to convective ones in parallel conditions. In transverse conditions there is higher frequencies scattering for stable conditions. For parallel winds in stable conditions, the maximum non-dimensional spectra are approximately 0.4 independently of z/L , and for convective conditions these maximum vary from 0.4 to 0.6. For transversal mean winds in stable conditions the high frequency vary from 0.4 to 0.5 and for convective conditions they are approximately 0.7.

The spectra of the lateral components of velocity higher than 1m/s under stable conditions showed a cut frequency of ≈ 0.06 as initial number of this frequency, for all the cases in the low-frequency region. In the high-frequency region, the aliasing for all the parallel conditions starts at ≈ 5.0 and for transversal cases the starting point was at ≈ 10.0 . The consequences of the mesoescala movements are more important in the nocturnal boundary layer. The average time of ≈ 30 minutes renders contaminations in the computed flux measurements, since it captures mesoescala movements. The lateral spectra for convective conditions show an only spectral peak, highlighting that the importance of the thermal and mechanical effects have the same magnitude. In the region of low frequencies there is a scattering of data that could be explained by the factors associated with topographical influences. In the region of high frequencies the spectrum is in accordance with Kolmogorov's law, indicating, still under not homogeneous conditions, the presence of isotropic eddies. In convective and stable conditions with winds slower than 1m/s, the Kolmogorov's law is not applicable to most of the series; therefore such conditions were not analyzed in this study. For the different classes of z/L it is shown that the reason between vertical and horizontal spectra S_w/S_u fast increases until it reaches its isotropic number. For the parallel condition, we have a frequency of about $f \cong 2$ and for the transverse case, about $f \cong 3$.

CAPÍTULO 1

1. INTRODUÇÃO

A porção da atmosfera onde se processam a maioria dos fenômenos atmosféricos que interferem diretamente na vida das pessoas é chamada de troposfera. Esta camada estende-se do solo até uma altura aproximada de 10 quilômetros. Entretanto, apenas os primeiros quilômetros da troposfera são afetados diretamente pela presença da superfície do planeta. É nesta porção rasa da troposfera, usualmente referida como Camada Limite, que se concentra o interesse dos micrometeorologistas. O restante da troposfera é chamada de atmosfera livre. Pode-se definir a camada limite, como sendo a porção da troposfera que é diretamente influenciada pela superfície terrestre (Stull, 1988).

A camada limite caracteriza-se por possuir uma grande variação temporal e espacial diária. Esta característica deve-se principalmente às variações da superfície no espaço e no tempo, da cobertura vegetal, do período do ano, da radiação solar, etc. Por isso, situações típicas em uma determinada região podem não ser comuns em outra região, devido às condições de superfície distinta.

Basicamente, a camada limite é à parte da atmosfera onde existe a troca de energia entre a superfície terrestre e a atmosfera, sendo esta troca a responsável pelas características dinâmicas e termodinâmicas desta região da atmosfera. O mais importante efeito desta interação é a geração dos chamados movimentos turbulentos, desenvolvidos em várias escalas no tempo e no espaço, que aumentam fortemente as trocas de energia, momentum e vapor d'água (Nieuwtadt e Van Dop, 1981).

Pode-se identificar claramente, na camada limite, a presença de duas regiões básicas: a região denominada de Camada Superficial, que abrange, aproximadamente, os primeiros 10% da camada limite planetária, onde os fluxos verticais são aproximadamente constantes e não sentem o efeito de rotação da Terra. Nesta, a estrutura do vento é determinada primariamente pelo cisalhamento superficial e o gradiente vertical da temperatura; e uma região superior onde os

fluxos podem não ser constante. Nesta, a estrutura do vento é influenciada pelo cisalhamento superficial, gradiente de temperatura e a rotação da terra.

Esta camada mais inferior da atmosfera, chamada de camada superficial, tem sido amplamente estudada, por ser a porção da atmosfera mais acessível ao uso de torres micrometeorológicas como instrumento de medida da turbulência.

A camada limite, considerando-se sua estratificação térmica, pode ser classificada como: a) Camada Limite Convectiva (CLC), geralmente no período do dia, caracterizada por um forte movimento turbulento devido ao fato de que os forçantes térmico e mecânico contribuirão positivamente para a geração da mistura vertical turbulenta. É a região da atmosfera que se estende do solo ($z \approx 0$) até a base de inversão elevada ($z \approx z_i$). b) Camada Limite Estável (CLE), geralmente noturna e caracterizada pelo forte resfriamento radiativo na qual a turbulência é alimentada pelo cisalhamento do vento e destruída pelo empuxo térmico. Devido a esse fato a intensidade da turbulência na CLE é menor do que aquela observada na camada convectiva. Em outras palavras, desse balanço entre os forçantes resultam índices de turbulência, como por exemplo o número de Richardson, muito menores dos encontrados na camada convectiva.

Principalmente, devido a diversos experimentos de campo realizados nas últimas décadas, a estrutura da turbulência sobre superfícies homogêneas e várias condições atmosféricas é razoavelmente bem entendida. Experimentos como o de Kansas (1968), primeiro experimento de campo a utilizar sensores com alta frequência de coleta e pioneiro na análise dos dados em tempo real, Minnesota (1979) e Cabauw (1984), ajudaram nesse entendimento. Análises dessa estrutura, nessa área, levaram ao aprimoramento de Teorias de Similaridades que descrevem bem os fluxos turbulentos sobre terrenos homogêneos.

Entretanto, nos anos recentes, os esforços para descrever a camada limite turbulenta tem recaído sobre superfícies mais complexas. Muitos experimentos foram realizados especificamente para estudar turbulência sobre esses tipos de terreno (Bradley, 1980, Mason e King, 1985, Mickle et al., 1988, Moraes et al., 2004, Moraes et al., 2005, Heinemann e Kerschgens, 2006). Na maioria destes experimentos os dados foram coletados nas primeiras dezenas de metros da atmosfera.

A compreensão da estrutura da turbulência atmosférica em condições não homogêneas é muito importante para obter-se uma descrição mais realista da dinâmica da camada limite e, conseqüentemente, melhorar os modelos de dispersão de poluentes e de previsão de tempo, por exemplo. Áreas de terreno complexo podem não possuir um equilíbrio local, exceto muito próximo da superfície. Então a aplicação de teorias de similaridade requer uma justificativa empírica.

Através do espectro mede-se a distribuição das variâncias de uma variável sobre comprimento de onda ou freqüência. Se a variável é uma componente de velocidade, por exemplo, o espectro descreve a distribuição da energia cinética sobre o comprimento de onda ou freqüência. Uma visualização conceitual da distribuição de energia no espaço de número de ondas, quando a turbulência é homogênea em todas as direções, é gerado pelo espectro de energia do escalar que representa a contribuição para a energia cinética total dos modos de Fourier.

As características do espectro da velocidade na camada limite atmosférica sobre terrenos homogêneos tem surgido de estudos observacionais conduzidos em vários lugares. Foi observado que o espectro segue a Teoria de Similaridade de Monin-Oukhov dentro da camada superficial. As características espectrais nas altas freqüências são consistentes com a isotropia local e no sub-intervalo inercial o espectro decai com a razão $n^{-5/3}$, sendo que n é a freqüência. Kaimal et al (1972) num artigo clássico mostrou que o espectro quando plotados em função de parâmetros adimensionais da camada superficial são reduzidos a uma família de curvas universais que são funções somente de z/L nas baixas freqüências, mas convergem para uma única curva universal no sub-intervalo inercial. As exceções foram às regiões de entrada de energia dos espectros das componentes de velocidades horizontais u e v na camada instável. Estas evidências mostram que os espectros das velocidades horizontais sobre condições convectivas, seguem leis de similaridade diferentes nas várias regiões do espectro na camada superficial.

Deardorff (1972) demonstrou que a estrutura da camada limite planetária (CLP) é um parâmetro importante para a descrição do espectro e este resultado foi usado por Hojstrup (1982) para desenvolver um modelo espectral para a camada limite planetária instável.

Aqui a estatística da turbulência na camada limite superficial sobre terrenos complexos é analisada no contexto da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov. A Teoria de Similaridade tem desenvolvido um papel importante para a descrição da

camada superficial atmosférica, a qual tem sido razoavelmente bem sucedida, na parametrização dos perfis dos fluxos e outras propriedades do escoamento.

A análise da validade da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov sob superfícies não homogêneas é de interesse devido à grande divergência, entre os vários estudos realizados sob terrenos complexos ao longo dos anos e também na sua grande importância no entendimento de fenômenos micrometeorológicos, como dispersão de poluentes entre outros. Diversos experimentos são realizados sob superfícies complexas, tais como: Mason e King (1982) no Vale de Blashaval localizado no lado leste da Escócia, tinham 5 torres medindo velocidade e direção do vento sob condições neutras; Mickle et al. (1988) em Askervein, observaram os perfis dos dados de velocidade do vento e compararam com modelos preditos de escoamento turbulento sob terrenos montanhosos. Heinemann e Kerschgens (2006) compararam os resultados dos dados obtidos do experimento LITFASS perto de Berlin na Alemanha realizado em 2003, com simulações de modelos de alta resolução destes mesmos dados.

O objetivo principal deste trabalho é, através de um conjunto de dados coletados na camada superficial em uma torre micrometeorológica de 15 metros de altura equipada com sensores de resposta rápida e lenta sobre terreno não-homogêneo, analisar as características espectrais da turbulência atmosférica sobre terreno complexo nas diferentes classes de estabilidade atmosférica, ou seja, em condições estáveis, neutras e instáveis e investigar a validade da teoria de similaridade para a camada limite superficial, proposta por Monin e Obukhov (1954), em condições de não homogeneidade espacial.

Este trabalho procura analisar dados de um experimento meteorológico realizado em uma topografia de alta complexidade. Estes dados experimentais foram obtidos a partir de uma campanha realizada no sítio experimental do município de Agudo, RS, Brasil, em Julho e Agosto de 2000. Particularmente, este sítio está localizado no fundo de um vale longo e estreito, com aproximadamente 700 metros de largura e 350 metros de altura. As medidas realizadas nessa campanha foram realizadas continuamente por 24 horas.

Inicialmente, no capítulo 2, apresenta-se características espectrais da turbulência atmosférica. O capítulo 3, descreve as características matemáticas espectrais da turbulência atmosférica. No capítulo 4, descrevem-se o experimento realizado e também os equipamentos utilizados. A seleção dos dados coletados e

como ocorreu o tratamento dos dados estão descritos também é descrita no capítulo 4, juntamente da análise sinótica da região no período do experimento. No capítulo 5, apresentam-se a análise dos dados e os resultados obtidos. No capítulo 6, encontram-se as conclusões e considerações finais deste trabalho.

CAPÍTULO 2

2. CARACTERÍSTICAS ESPECTRAIS DA TURBULÊNCIA

Escoamentos turbulentos como aqueles que ocorrem na camada limite atmosférico, pode ser visto como uma superposição de turbilhões – padrões coerentes de velocidade, vorticidade e pressão – com vários tipos de tamanhos. Estes turbilhões interagem continuamente com o escoamento médio, a partir do qual eles derivam sua energia, e também interagem entre si. Os grandes turbilhões contêm a maior parte da energia cinética e são os responsáveis pela maioria do transporte na turbulência, através das instabilidades no escoamento de fundo. O forçante aleatório que provoca essas instabilidades é fornecido pela turbulência existente. Este processo é bem representado nos termos de produção da equação da Energia Cinética Turbulenta descrita por :

$$\frac{D\bar{e}}{Dt} = \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -(\overline{u'w'}) \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) + \frac{g}{\theta} (\overline{w'\theta'}) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'p'}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{ew'}) - \varepsilon$$

onde $e = (1/2)(u'^2 + v'^2 + w'^2)$, p é a pressão atmosférica, e ε é a razão de dissipação da energia cinética turbulenta.

A energia contida nos turbilhões está também sujeita a instabilidades, as quais, neste caso, seriam provocadas por outros turbilhões. Isto impõe a estes turbilhões um tempo de vida finito e ele se quebra em turbilhões menores. Este processo se repete em todas as escalas até os turbilhões tornarem-se suficientemente pequenos e sobre as quais a viscosidade afeta-os diretamente, convertendo sua energia cinética em energia interna na forma de calor. A ação da viscosidade é representada no termo de dissipação da equação da energia cinética turbulenta.

Para entender a conversão de energia cinética média em energia cinética turbulenta, junto com a transferência desta energia dos turbilhões maiores para os turbilhões de escalas menores num processo denominado de “cascata”, e esta

última conversão dos turbilhões menores para energia em forma de calor por viscosidade, deve-se isolar as diferentes escalas do movimento turbulento e analisar separadamente seu comportamento. O uso do espectro de Fourier da turbulência é uma forma coerente de fazer isso. A representação espectral associada com cada escala de movimento, energia cinética, variância ou fluxo turbulento contribuem para o todo e dá uma nova perspectiva sobre a estrutura da camada limite planetária.

O espectro das flutuações na camada limite cobre uma escala que abrange desde milímetros a quilômetros na escala espacial e de frações de segundo a hora nas escalas temporais. Far-se-á, a seguir, uma revisão conceitual e da definição do espectro.

2.1 Espectro de Energia

Considerando-se uma variável turbulenta a em um ponto \vec{x} e uma outra variável turbulenta b em um ponto $\vec{x} + \vec{r}$. Define-se a covariância cruzada entre estas duas grandezas, nestes dois pontos como:

$$Q_{ij}(\vec{x}, \vec{r}) = \overline{a_i(\vec{x})b_j(\vec{x} + \vec{r})}. \quad (2.1)$$

Particularmente, quando as variáveis turbulentas a e b representam as componente da velocidade do vento, pode-se formar o tensor de covariância cruzada de velocidade para dois pontos $R_{ij}(\vec{x}, \vec{r})$ que dá a descrição fundamental da estrutura espacial na turbulência:

$$R_{ij}(\vec{x}, \vec{r}) = \overline{u_i(\vec{x})u_j(\vec{x} + \vec{r})}. \quad (2.2)$$

A transformada de Fourier de $R_{ij}(\vec{x}, \vec{r})$ converte o tensor cross-covariância para um tensor espectro de dois pontos $E_{ij}(\vec{x}, \vec{k})$, onde \vec{k} representa o vetor numero de onda. $E_{ij}(\vec{x}, \vec{k})$ contém a informação completa de distribuições da variância e covariância da turbulência sobre o espaço de número de onda.

O espectro mede a distribuição das variâncias de uma variável sobre comprimento de onda ou freqüência. Se a variável é uma componente de velocidade, o espectro descreve a distribuição da energia cinética sobre o comprimento de onda ou freqüência.

Uma visualização conceitual útil da distribuição de energia no espaço de número de ondas, quando a turbulência é homogênea em todas as direções, é gerado pelo espectro de energia do escalar $E(k)$, onde $E(k)$ representa a contribuição para a energia cinética total dos modos de Fourier com magnitude de número de onda entre k e $k + dk$, sendo $k = |\vec{k}|$.

Na figura (2.1) pode-se identificar três regiões espectrais principais, referentes ao fluxo turbulento da camada limite.

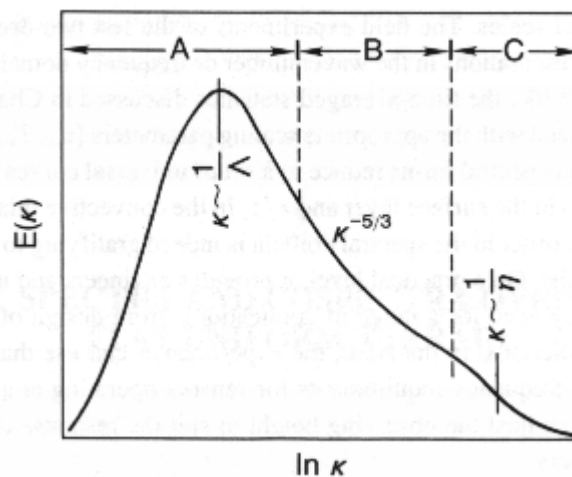


FIGURA 2.1 – Visualização do espectro de energia na camada limite mostrando as regiões distintas de entrada de energia (A), subintervalo inercial (B) e a região de dissipação (C).

Fonte: Kaimal e Finnigan, 1994.

A. *Região Contendo Energia*, região de entrada da energia turbulenta produzida pelo empuxo térmico e / ou cisalhamento mecânico.

B. *Região de Subintervalo Inercial*, onde a energia nem é produzida nem dissipada, mas é transferida, por efeito cascata, dos vórtices maiores para os menores.

C. *Região de Dissipação*, onde a energia cinética é convertida em energia interna pela interação molecular.

Têm-se, também, escalas de comprimento características bem definidas em duas regiões. A escala integral de comprimento Euleriana Λ é a escala de comprimento característica da região de entrada de energia (região A). Já a chamada Microescala de Kolmogorov η , é a escala de comprimento característica da região de dissipação de energia (região C).

Na região de dissipação a escala de comprimento é dada por:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4},$$

onde ν é a viscosidade do ar e ε é a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta. Tipicamente tem-se uma variação da ordem de 10 a 500 metros para Λ_u , assim η é da ordem de 0,001 metro.

Ainda, da figura 2.1, nota-se que o máximo de $E(k)$ corresponde a um número de onda muito próximo à escala integral Euleriana ($k \cong 1/\Lambda$).

Com um único sensor e a Hipótese de Taylor, apresentada na seção 2.2, deve-se definir as escalas integrais de comprimento em termos das componentes Λ_u , Λ_v e Λ_w , derivados das escalas integrais temporais T_u , T_v e T_w , disponíveis das medidas de u , v e w . Estas escalas integrais temporais na verdade representam a escala de tempo sobre a qual a turbulência se correlaciona.

Tomando como ilustração Λ_u , pode-se escrever:

$$\Lambda_u = \bar{u}T_u = \bar{u} \int_0^\infty \rho_u(\xi) d\xi = \bar{u} \int_0^\infty \frac{\overline{u(t)u(t+\xi)}}{\sigma_u^2} d\xi, \quad (2.3)$$

onde $\rho_u(\xi)$ é a função de auto-correlação e ξ o atraso do tempo com respeito ao tempo t , e \bar{u} é o vento médio.

No subintervalo inercial, não há produção nem dissipação de energia e a transferência da energia da região de entrada de energia para a região de dissipação de energia é controlada puramente por ε .

Nesta região pode-se deduzir a forma do espectro puramente por argumentos dimensionais, como fez Kolmogorov em 1941.

Uma relação natural ao adotar-se a hipótese de Taylor é estabelecida entre os números de onda e as frequências. Usando, o número de onda k_1 que corresponde a $2\pi/\lambda$ onde λ é o comprimento de onda aproximado por \bar{u}/f , onde f é a frequência cíclica. O espectro unidimensional para as três componentes do vento $F_u(k_1)$, $F_v(k_1)$ e $F_w(k_1)$, tem a forma um pouco diferente de $E(k)$, mas é pouco perceptível no subintervalo inercial e na região que contém energia.

2.1.1 O Subintervalo Inercial

Nesta região os vórtices não sentem os efeitos da dissipação viscosa nem a geração de energia cinética turbulenta. Eles adquirem energia dos vórtices maiores e perdem para os menores, através do efeito “cascata”. Assim, para um fluxo turbulento a taxa de decréscimo de energia do espectro tem que equilibrar a taxa de dissipação dos vórtices menores.

Kolmogorov foi quem primeiro concebeu a idéia deste subintervalo inercial, que separa a região que contém energia da região de dissipação. Por análise dimensional verificou que, nesta região as únicas variáveis de interesse ao fluxo turbulento são: $F(k)$, k e ε . Para este grupo de variáveis, pode-se formar apenas um grupo π adimensional:

$$\pi_1 = \frac{F^3 k^5}{\varepsilon^2}$$

sendo que π_1 deve ser igual a uma constante α , pois é único.

Assim, o espectro de u , na forma unidimensional familiar, torna-se:

$$F_u(k) = \alpha_1 \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (2.4)$$

onde a constante de proporcionalidade α_1 é a constante de Kolmogorov, com valor estimado entre 0,5 e 0,6. Esta é a bem conhecida Lei da potência de $-5/3$ para o subintervalo inercial (Kolmogorov, 1941).

Argumentos teóricos sugerem que nesta região a turbulência seja isotrópica. Isotropia implica que o campo de velocidades é independente de rotações e reflexões sobre os eixos espaciais. Mesmo que, para os vórtices da região de entrada de energia, a turbulência não possa ser considerada isotrópica, pode-se assumir que em pequenas escalas ($\lambda \ll \Lambda_u$) a estrutura da turbulência é efetivamente isotrópica. Esta isotropia local (refere-se ao número de onda e não ao espaço físico) é importante para a descrição estatística da turbulência em escalas menores. Assim, existindo isotropia local no subintervalo inercial, tem-se a seguinte relação, mostrada na figura (2.2), entre os espectros de u , v e w :

$$F_v(k) = F_w(k) = \frac{4}{3} F_u(k). \quad (2.5)$$

Numa representação log-log dos espectros a lei de potência $-5/3$ aparece como inclinação constante e a relação de $4/3$ como separação fixa entre as componentes da velocidade.

Outra consequência da isotropia local é o desaparecimento de todas as correlações cruzadas entre as componentes da velocidade e entre as componentes da velocidade e escalares, o que implica na inexistência de qualquer fluxo turbulento no subintervalo inercial.

Usam-se como teste para verificar a existência do subintervalo inercial estas três condições: a lei de potência de $-5/3$, a razão $4/3$ entre as componentes transversal e longitudinal de velocidade e o desaparecimento, ou quase nenhuma, correlação. A lei de potência $-5/3$ estende-se aproximadamente ao número de onda $k = 0.1\eta^{-1}$, a partir do qual, com o aumento de k , nitidamente começa a decair (Dubovikov e Tatarskii, 1987).

Uma forma para o espectro de temperatura que pode ser estendido a outros escalares, como por exemplo, a umidade. Na região do subintervalo inercial, é proposto por Corssin (1951):

$$F_{\theta}(k) = \beta_1 \varepsilon^{-1/3} N_{\theta} k^{-5/3}, \quad (2.6)$$

onde N_{θ} é a taxa de dissipação da variância da temperatura e β_1 é uma constante universal similar a α_1 com valor aproximadamente 0,8 (Kaimal et al., 1972).

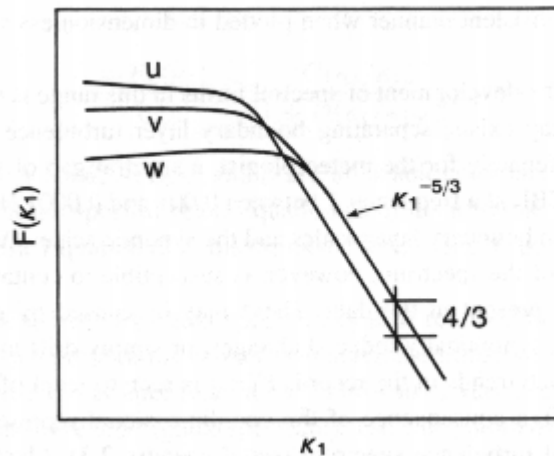


FIGURA 2.2 – Idealização do espectro de velocidade representado em escala log-log, mostrando a inclinação $-5/3$ no subintervalo inercial e a razão $4/3$ entre as componentes da velocidade.

Fonte: Kaimal e Finnigan, 1994.

2.1.2. Intervalo de Entrada de Energia

No intervalo de entrada de energia, as formas espectrais tendem a diferenciar-se para cada variável, desde que as escalas integrais correspondentes sejam diferentes. Porém, todas as formas espectrais parecem comportar-se de maneira consistente quando plotados em termos adimensionais semelhantes. Implícito no desenvolvimento de formas espectrais nesta região está a suposição da existência de um “gap espectral”, que separa a turbulência da camada limite de flutuações externas a ela. Este “gap espectral” freqüentemente é encontrado para freqüências f entre 0,001 e 0,0001 Hz (Van der Hoven, 1957). Porém, esta extremidade do espectro esta suscetível à influência de tendências em longo prazo presente nos dados. Estas tendências podem ser causadas por ondas

gravitacionais, variações diurnas, indução sinóptica ou simplesmente por erros no sensor. Sem a presença de tais tendências nos dados, $F(k)$ tende a um valor constante quando k tende a zero. Isto é uma consequência da representação unidimensional do espectro de energia turbulenta tridimensional.

Nesta representação é difícil identificar os picos espectrais. Para superar esta dificuldade e obter uma representação mais precisa dos picos e vales na distribuição de energia turbulenta, é usual plotar o espectro de energia $kF(k)$ e não a densidade espectral de energia. Esta representação do espectro, por “wavenumber-weighted”, é chamada como espectro logarítmico, pois representa a variância por unidade de intervalo de número de onda. Suas unidades são iguais à variância (m^2s^{-2}) ao invés de variância por intervalo de número de onda Δk .

Na figura (2.3) é mostrado $kF(k)$ para a componente u do espectro. O pico está aproximadamente em $k \approx 1/\Lambda_u$. No lado das baixas frequências o espectro cresce com k enquanto para altas frequências $k^{-2/3}$.

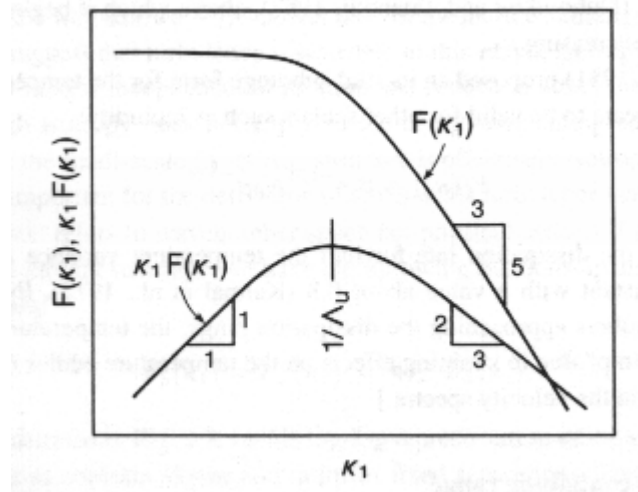


FIGURA 2.3 – Gráfico log-log das duas representações das densidades espectrais.

Fonte: Kaimal e Finnigan, 1994.

Usualmente o espectro é bem representado por uma das duas expressões analíticas:

$$\frac{kF_{\alpha}(k)}{\sigma_{\alpha}^2} = \frac{A(k/k_m)}{1 + B(k/k_m)^{5/3}} \quad (2.7)$$

ou

$$\frac{kF_{\alpha}(k)}{\sigma_{\alpha}^2} = \frac{C(k/k_m)}{[1 + D(k/k_m)]^{5/3}} \quad (2.8)$$

onde $\alpha = u, v, w$ ou θ , A, B, C e D são constantes de ajuste e o subscrito m representa o pico espectral máximo. Tem sido observado que a equação (2.7) ajusta o espectro de w instável e todos os espectros estáveis, enquanto que a equação (2.8) ajusta u, v e θ instáveis ligeiramente melhor que a equação (2.7).

2.2 Hipótese de Taylor

Na camada limite os vórtices turbulentos possuem extensas estruturas espaciais e a análise de suas estruturas requer informações de vários pontos no espaço. Porém, apenas recentemente tais medidas estão se tornando disponíveis graças ao uso de aeronaves equipadas e sensores remotos. Entretanto a maior parte dos dados disponíveis aos micrometeorologistas ainda é devido a medições em um ponto no espaço, como função do tempo, realizadas em torres micrometeorológicas.

Para converter estas medidas temporais em uma distribuição espacial de dados, freqüentemente adota-se a hipótese da “turbulência congelada” de Taylor. Em 1938 G. I. Taylor sugeriu que, para algumas situações especiais, a turbulência pode ser considerada “congelada” e assim sua descrição pode ser feita por um sensor fixo num ponto do espaço. Deste modo, a velocidade do vento é usada para converter as medidas temporais de turbulência em correspondentes medições espaciais. Esta hipótese somente tem validade para casos onde os vórtices desenvolvem-se numa escala de tempo longa, medida pela advecção dos vórtices

que passam pelo sensor. Esta hipótese funciona bem na camada superficial, mas não na camada convectiva.

Então, quando tal escala é válida, a hipótese de Taylor é utilizada, para converter escalas espaciais para escalas temporais. Faz-se a conversão dos números de onda para as escalas de frequência.

Usando como ilustração o espectro de u , temos que:

$$\int_0^{\infty} F_u(k) dk = \sigma_u^2 = \int_0^{\infty} S_u(f) df \quad (2.9)$$

onde se usa outro símbolo $S_u(f)$ para representar o espectro de frequência. Considerando que $k = 2\pi f / \bar{u}$, então:

$$\frac{2\pi}{\bar{u}} F_u\left(\frac{2\pi f}{\bar{u}}\right) = S_u(f) \quad (2.10)$$

e

$$kF_u(k) = fS_u(f). \quad (2.11)$$

A relação (2.11) assegura a mesma forma do espectro, para qualquer frequência f , inclusive a frequência adimensional $n = fz / \bar{u}$, usada na camada superficial. Desta maneira, $kF_u(k)$, $fS_u(f)$ e $nS_u(n)$, todos representam os mesmos valores numéricos, proporcionando liberdade de escolha para as escalas de frequências para a abscissa.

2.3 Espectros Sobre Terrenos Planos e Uniformes

Os experimentos de campo das últimas duas décadas confirmam que as representações espectrais no espaço dos números de onda ou no espaço das frequências seguem as leis de similaridade em superfícies homogêneas. Quando adimensionalizadas com os parâmetros de escala apropriados $(u_*, T_*, w_*, \theta_*)$ as formas espectrais se reduzem a uma família de curvas universais que são funções

somente de z/L (onde L é o comprimento de Obukhov) na camada superficial e z/z_i (onde z_i é a altura da camada convectiva) na camada convectiva. A existência e tal ordem no domínio espectral é gratificante ao micrometeorologista. Em um nível mais prático, isso possibilita aos pesquisadores fazer o uso dessas equações e submetendo-as a várias aplicações, desde o desenho de estruturas como por exemplo pontes, prédios, foguetes e até mesmo no desenvolvimento de modelos de poluição do ar.

2.4 Espectro de Energia na Camada Superficial

Baseando-se na teoria de similaridade de Monin e Obukhov para a camada superficial, as variáveis de escala u_* e T_* são usadas para adimensionalizar os espectros de velocidade e temperatura. A escala de frequência adimensional mais apropriada à esta região é representada por $f = nz/\bar{u}$, que relaciona a altura z com o comprimento de onda λ . Também, utiliza-se a forma adimensional da taxa de dissipação:

$$\phi_\varepsilon = \frac{kz\varepsilon}{u_*^2}$$

que, segundo a teoria de Obukhov e Monin, deve ser função somente de z/L . Expressando a relação (2.4), em termos destas variáveis de escala, tem-se:

$$\begin{aligned} \frac{fS(f)}{u_*^2} &= \frac{\alpha_1}{(2\pi)^{2/3}} \left(\frac{\varepsilon^{2/3} z^{2/3}}{u_*^2} \right) \left(\frac{fz}{\bar{u}} \right)^{-2/3} \\ &= \frac{\alpha_1}{(2\pi k)^2} \phi_\varepsilon^{2/3} \left(\frac{fz}{\bar{u}} \right)^{-2/3}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Usando na expressão (2.12) os valores de $\alpha_1 = 0,55$ e $\kappa = 0,4$, sendo κ a constante de Von Karman (Kaimal et al., 1972), tem-se que:

$$\frac{fS_u(f)}{u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}} = 0,3n^{-2/3}, \quad (2.13)$$

onde n é a frequência adimensional.

Esta forma espectral, quando plotada em escala log-log, faz com que na região do subintervalo inercial todas as curvas espectrais agrupem-se em uma única reta com inclinação de $-2/3$. As variações da estabilidade atmosférica, para as frequências mais baixas, é controlada por $\phi_\varepsilon^{2/3}$.

Similarmente, as formas adimensionais do espectro no subintervalo inercial para as outras componentes da velocidade e para a temperatura podem ser expressas por:

$$\frac{fS_v(f)}{u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}} = 0,4n^{-2/3}, \quad (2.14)$$

$$\frac{fS_w(f)}{u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}} = 0,4n^{-2/3}, \quad (2.15)$$

$$\frac{fS_\theta(f)}{\theta_*^2 \phi_N \phi_\varepsilon^{-1/3}} = 0,43n^{-2/3}. \quad (2.16)$$

Para o espectro da temperatura usou-se $\beta_1 = 0,8$. Com o espectro de velocidade e temperatura descrito para o subintervalo inercial pelas formulações (2.13), (2.14), (2.15) e (2.16), deve-se agora investigar o comportamento do espectro, na região de baixas frequências, para saber se haverá alguma dependência funcional em z/L .

Características fundamentais da turbulência atmosférica emergiram de diversos estudos observacionais. Particularmente, a experiência conduzida pelo Laboratório de Pesquisas Espaciais da Força Aérea dos Estados Unidos (AFCRL) em Kansas (1968), mostrou que o espectro do vento sobre condições homogêneas segue, em geral, a Teoria de Similaridade da camada superficial. Foi observado que o espectro medido em diferentes alturas e em diferentes regimes de estabilidade,

quando disposto em coordenadas apropriadas, apresenta clara dependência com z/L .

As figuras (2.4) a (2.7) mostram os gráficos dos espectros normalizados de u , v , w e θ , em escala log-log, obtidos pelo experimento de Kansas para a camada limite superficial.

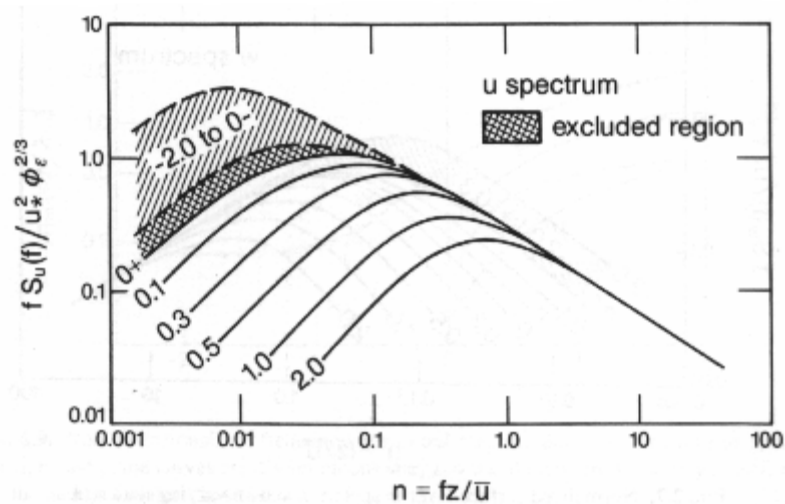


FIGURA 2.4 – Espectro normalizado de u para a camada superficial mostrando a variação com z/L .

Fonte: Kaimal e Finnigan, 1994.

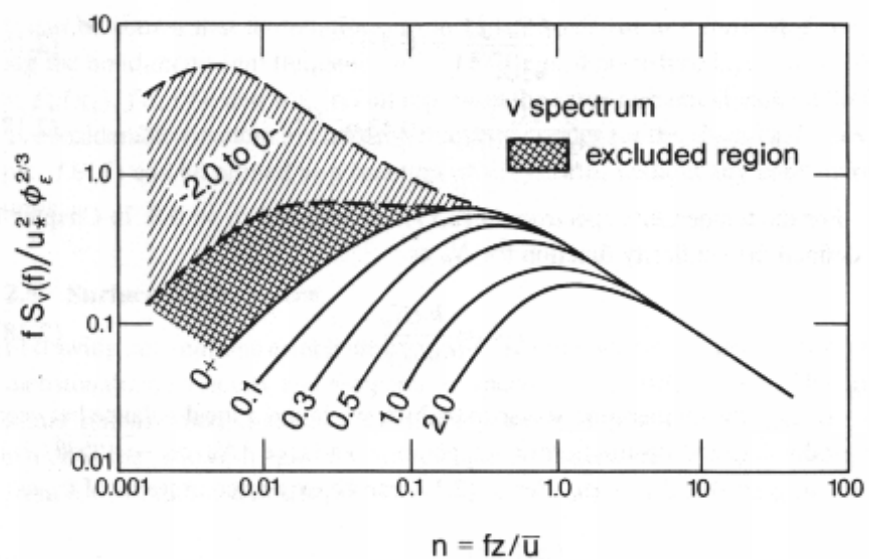


FIGURA 2.5 – Espectro normalizado de v para a camada superficial mostrando a variação com z/L .

Fonte: Kaimal e Finnigan, 1994.

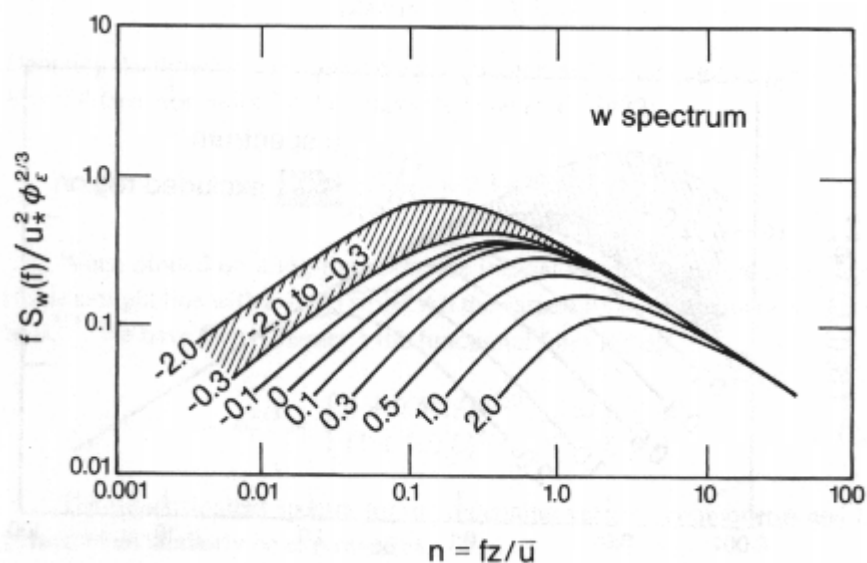


FIGURA 2.6 – Espectro normalizado de w para a camada superficial mostrando a variação com z/L .
 Fonte: Kaimal e Finnigan, 1994.

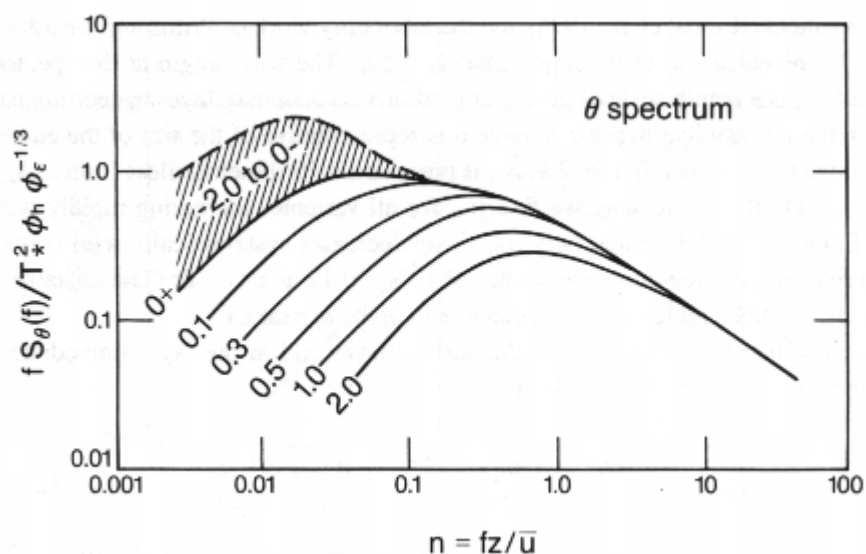


FIGURA 2.7 – Espectro normalizado de θ para a camada superficial mostrando a variação com z/L .
 Fonte: Kaimal e Finnigan, 1994.

O espectro de w exibe uma variação sistemática com z/L mais clara, comparado ao espectro das outras variáveis. Somente no intervalo $-0.3 > z/L > -2$, mostra-se insensível à variação de z/L . Isto acontece porque o pico espectral

normalizado n_m deixa de deslocar-se para as baixas freqüências com o crescimento de z/L , sugerindo que o comprimento de onda máximo λ_m depende somente de z .

Em condições estáveis os espectros de u , v e θ também apresentam uma separação sistemática com z/L , mas para espectros instáveis distribuem-se sobre uma área maior rasurada. Nos espectros de u e v existe uma região de exclusão que separa os espectros estáveis dos instáveis. Para condições próximas do neutro é comum usar a notação $z/L = 0^+$ ou 0^- .

Pode-se observar claramente que os espectros instáveis das componentes horizontais do vento não podem ser explicados pelas escalas de similaridade de Obukhov e Monin. Posteriormente ao experimento de Kansas, trabalhos realizados em laboratório por Willis e Deardorff (1974) e do experimento de Minnesota (Kaimal et al., 1976), revelaram que z_i é escala de λ_m , e este pode ser aproximado por $\lambda_m = 1,5 z_i$. Onde λ_m é o comprimento de onda relacionado ao pico espectral.

Os picos espectrais λ_m são escalas de comprimentos muito importantes, pois eles dão uma idéia do tamanho dos vórtices mais energéticos.

Na figura 2.8, λ_m é apresentado na forma adimensional $(z/\lambda_m) = n_m$. Em condições estáveis para todas as variáveis, tem-se que λ_m aumenta rapidamente com z/L . Porém, para a situação de instabilidade somente a componente vertical do vento diminui sistematicamente com z/L , até aproximar-se ao seu valor limite $n_m = 0,17$ para $z > -L$ para convecção livre.

Na camada superficial e na camada imediatamente acima, a forma de λ_m para a componente vertical do vento, é usualmente expressa como (Kaimal e Finnigan, 1994):

$$(\lambda_m)_w = \begin{cases} z \left(0.55 - 0.38 \left| \frac{z}{L} \right| \right)^{-1}, & 0 \leq z \leq -L \\ 5.9z, & -L \leq z \leq 0.1z_i \end{cases} \quad (2.17)$$

$$(\lambda_m)_w = \begin{cases} z(0.55 + z/L)^{-1}, & 0 \leq z \leq L \\ zL(0.45z + 1.1L)^{-1}, & L \leq z \leq 2L \\ L, & z \geq 2L \end{cases} \quad (2.18)$$

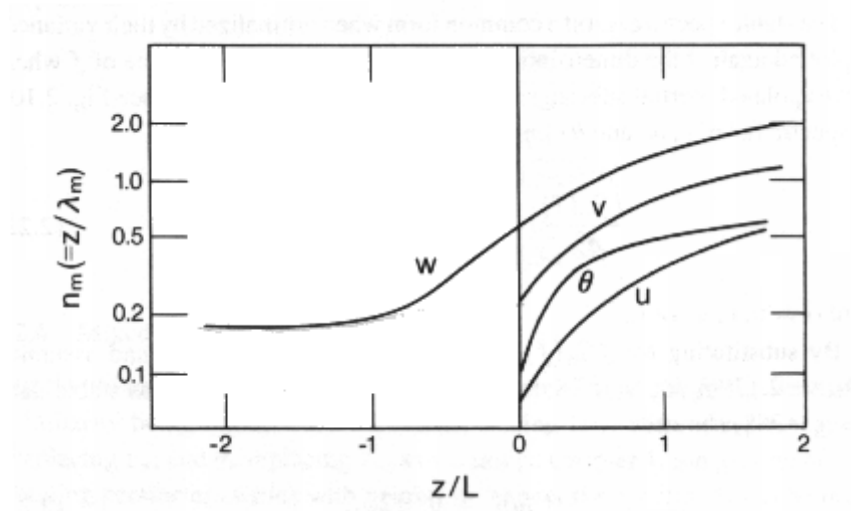


FIGURA 2.8 – Frequência adimensional para o máximo espectral mostrada como função de z/L .

Fonte: Kaimal e Finnigan, 1994.

Quando os espectros estáveis são normalizados pela variância e plotados contra a frequência normalizada f/f_0 , eles apresentam uma forma comum, onde f_0 é o valor de f onde o subintervalo inercial extrapola a linha $fS_\alpha(f)/\sigma_\alpha^2=1$, mostrada na figura 2.10. Os espectros de u , v , w e θ , podem ser representados conforme modelado (Kaimal, 1973) por:

$$\frac{fS_\alpha(f)}{\sigma_\alpha^2} = \frac{0.164f/f_0}{1 + 0.164(f/f_0)^{5/3}}, \quad (2.19)$$

onde $\alpha = u, v, w$ e θ .

Quando substitui-se $fS(f)$ pelas formas apresentadas em (2.13), (2.14) e (2.15), e utilizando os resultados de Kansas para $\sigma_u/u_* = 2,17$; $\sigma_v/u_* = 1,78$ e $\sigma_w/u_* = 1,36$ tem-se (Moraes, 1988):

$$(f_0)_u = 0.012 \phi_\varepsilon, \quad (2.20)$$

$$(f_0)_v = 0.045 \phi_\varepsilon, \quad (2.21)$$

$$(f_0)_w = 0.094 \phi_\varepsilon. \quad (2.22)$$

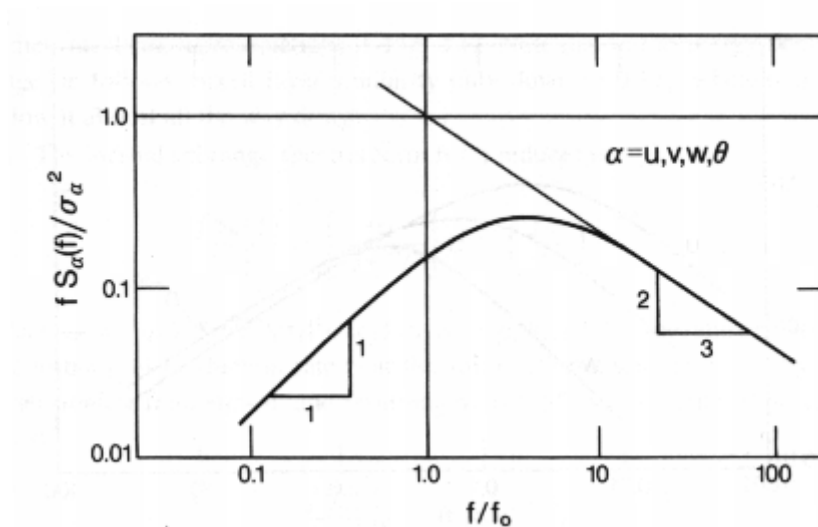


FIGURA 2.9 – Espectro de u, v, w e θ normalizados na camada superficial estável. A abscissa é normalizada pela freqüência onde a inclinação do subintervalo inercial intercepta a linha $f S(f) = 1$.

Fonte: Kaimal e Finnigan, 1994.

As formas espectrais mais comumente usadas nos estudos de dispersão de poluentes são as dos espectros neutros de Kansas (Kaimal et al., 1972), cuja forma pode ser representada por:

$$\frac{f S_u(f)}{u_*^2} = \frac{102n}{(1+33n)^{5/3}}, \quad (2.23)$$

$$\frac{f S_v(f)}{u_*^2} = \frac{17n}{(1+9,5n)^{5/3}}, \quad (2.24)$$

$$\frac{f S_w(f)}{u_*^2} = \frac{2,1n}{(1+5,3n)^{5/3}}. \quad (2.25)$$

2.5 Espectro de Energia na Camada De Mistura

Na camada de mistura, a qual corresponde por mais do que 90% de toda a camada limite convectiva, encontramos que a teoria de similaridade de Monin Obukhov deve ser substituída por uma outra com diferentes escalas. Dá-se o nome de Teoria de Similaridade Local realizando a troca de $-L$ por z_i , trocando u_* por w_* e por fim, trocando T_* por θ_* . Desde que nenhum dos novos parâmetros de escala, variem com a altura, espera-se que o espectro também seja invariante com a altura. Nesta nova estrutura, λ_m , ε , e a magnitude do pico de $fS(f)$ irão permanecer sempre constantes com a altura, trocando de valores somente em resposta as trocas em $(\overline{w'\theta'})$ e z_i . Isto é certamente o caso para os espectros de u , v e w , como representado na figura 2.10. Nota-se que na região contendo energia, w segue a teoria de similaridade local somente abaixo de $0,1z_i$, sendo que u e v seguem esta teoria de similaridade em quase todo o intervalo da curva.

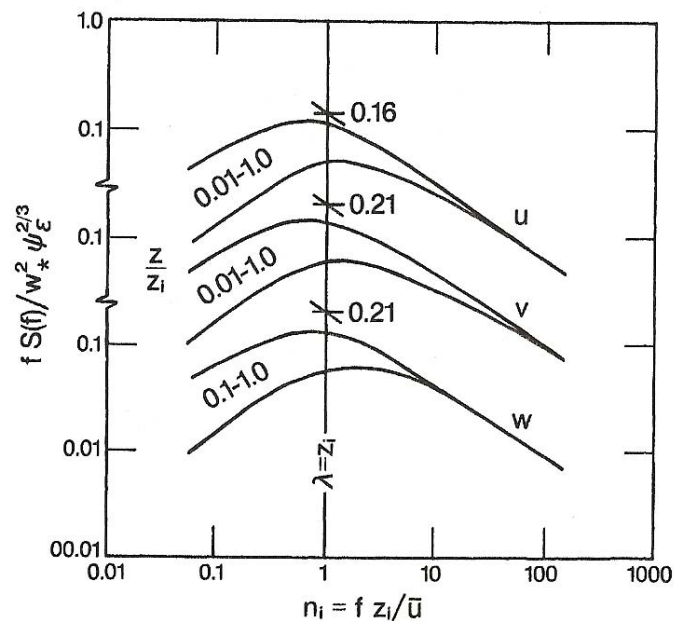


FIGURA 2.10 – Espectro normalizado da camada de mistura para u, v, w e θ . As duas curvas definem a forma do espectro que cai dentro do intervalo de z/z_i indicado.

Fonte: Kaimal e Finnigan, 1994.

A forma do espectro do subintervalo inercial para u se reduz a:

$$\frac{fS_u(f)}{w_*^2} = \left(\frac{\alpha_1}{(2\pi)^{2/3}} \right) \psi_\varepsilon^{2/3} \left(\frac{fz_i}{u} \right)^{-2/3} \quad (2.26)$$

aonde $w_* = [(g/T)(\overline{w'\theta'})_0 z_i]^{1/3}$ e $\psi_\varepsilon = \varepsilon / (g/\overline{\theta})(w'\theta')_0$ é razão entre a taxa de dissipação e a taxa de produção gerada por flutuações perto da superfície. Trocando fz_i/\overline{u} por uma nova frequência adimensional denominada n_i e assumindo que $\alpha_1 = 0,55$ pode-se escrever (Kaimal et al. 1976):

$$\frac{fS_u(f)}{w_*^2 \psi_\varepsilon^{2/3}} = 0,16 n_i^{-5/3} \quad (2.27)$$

$$\frac{fS_v(f)}{w_*^2 \psi_\varepsilon^{2/3}} = 0,21 n_i^{-5/3} \quad (2.28)$$

$$\frac{fS_w(f)}{w_*^2 \psi_\varepsilon^{2/3}} = 0,21 n_i^{-5/3} \quad (2.29)$$

ψ_ε deve ter um valor entre 0,4 e 0,5 na camada de mistura se for negligenciado o cisalhamento do vento e assumido um perfil linear de fluxo de calor na camada. Os dados do experimento de Minnesota mostram ψ_ε com valores entre 0,5 e 0,7, talvez porque a quantidade esperada de produção por cisalhamento tenha sido elevada em algumas séries de dados. Nota-se que ψ_ε é identicamente a razão de dissipação adimensional $\varepsilon z_i / w_*^3$.

Os picos espectrais para u , v e w são aproximadamente como segue:

$$(\lambda_m)_u = (\lambda_m)_v = 1,5 z_i \quad 0,01 z_i \leq z \leq z_i \quad (2.30)$$

$$(\lambda_m)_w = \begin{cases} 5,9 z_i & -L \leq z \leq 0,1 z_i \\ 1,8 z_i (1 - e^{-4z/z_i} - 0,0003 e^{8z/z_i}) & 0,1 z_i \leq z \leq z_i \end{cases} \quad (2.31)$$

A forma da camada de mistura para $(\lambda_m)_w$, mostrada na figura 2.11, foi derivada por (Caughey e Palmer, 1979) a partir de dados combinados do experimentos de Minnesota e de Ashchurch. A camada de mistura para $(\lambda_m)_\theta$, não mostra um padrão coerente, já que as flutuações de temperatura são geralmente pequenas acima da camada superficial e facilmente oprimidas pelos efeitos do entranhamento e da tendência diurna da temperatura.

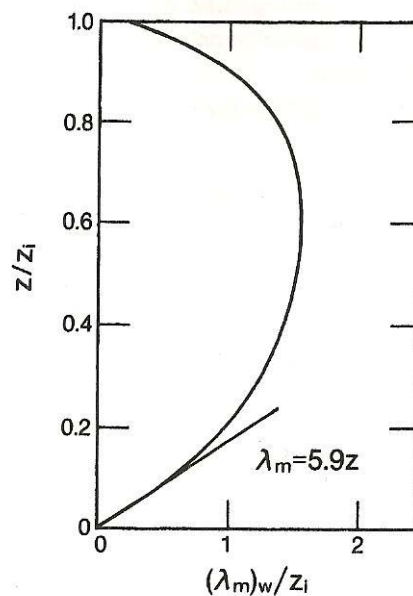


FIGURA 2.11 – Variação do pico da velocidade vertical do comprimento de onda com a altura.
 Fonte: Kaimal e Finnigan, 1994.

O perfil de σ_θ^2 mostra a variância decrescendo para um mínimo em torno de $0,6z_i$ e crescendo seu valor perto da superfície em z_i , uma clara demonstração da influência do entranhamento na estatística da temperatura.

A evolução dos espectros de u , v , w e θ com a altura na camada limite atmosférica é mostrado esquematicamente na figura 2.12.

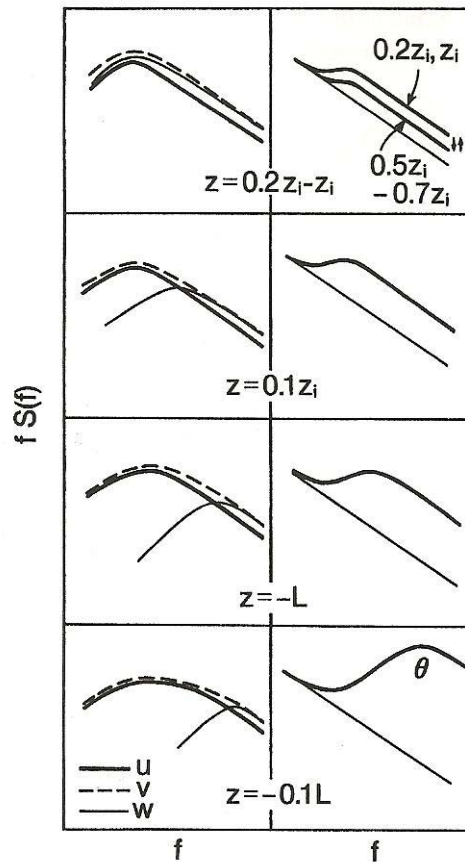


FIGURA 2.12 – Representação esquemática da evolução do espectro da velocidade (parte esquerda) e da temperatura (parte da direita) com a altura na camada limite convectiva. A linha fina de referencia nos gráficos da temperatura é o espectro da tendência diurna.

Fonte: Kaimal e Finnigan, 1994.

Os espectros de u e v parecem aplainados e esticados na camada superficial, já que eles se ajustam conforme as formas espectrais da camada de mistura descritas na figura 2.10 dentro da região que contém energia. Para o subintervalo inercial estes espectros seguem os confinamentos das equações 2.13 e 2.14. Estes espectros não mostram muita variação com a altura, exceto para o subintervalo inercial aonde a energia cai rapidamente com a altura.

O espectro de w , por outro lado, ganha firmemente em intensidade e seu pico move-se para baixo na escala das frequências, o que é consistente com a formulação da equação 2.17, e aproxima-se da forma da camada de mistura encontrada na figura 2.10 em $z = 0,2z_i$.

Duas diferentes aproximações foram propostas para esse modelo espectral de u e v . Kaimal em 1978, usou uma simples interpolação trazendo a forma analítica para o espectro da camada de mistura:

$$\frac{fS_u(f)}{\sigma_u^2} = n_i(1 + 3,1n_i^{5/3}) \quad (2.32)$$

para o sub-intervalo inercial temos 2.27, 2.28 e 2.29. Hojstrup em 1982, tratou os espectros de u e v como a soma de dois espectros – um espectro de baixa frequência usando da escala z_i e um espectro de alta frequência usando da escala de z :

$$\frac{fS_u(f)}{u_*^2} = \left[\frac{0,5n_i}{(1 + 2,2n_i^{5/3})} \right] \left(\frac{z_i}{|L|} \right)^{2/3} + \left[\frac{102n}{(1 + 33n)^{5/3}} \right] \quad (2.33)$$

$$\frac{fS_v(f)}{u_*^2} = \left[\frac{0,95n_i}{(1 + 2n_i^{5/3})} \right] \left(\frac{z_i}{|L|} \right)^{2/3} + \left[\frac{17n}{(1 + 9,5n)^{5/3}} \right] \quad (2.34)$$

As contribuições das altas frequências em 2.33 e 2.34 são idênticas às formas de 2.23 e 2.24 obtidas em Kansas.

A modificação do espectro de θ com a altura é representado na figura 2.12. O espectro cai para o menor ponto entre $0,5z_i$ e $0,7z_i$, aproximando-se dos níveis espectrais atribuídos justamente as tendências diurnas (usadas como referência na figura 2.12); está ascensão leva novamente à $z \approx 0,2z_i$ em $z = z_i$. Podemos expressar estes deslocamentos nos termos do sub-intervalo inercial do espectro de θ , nos quais a estrutura da camada de mistura torna-se:

$$\frac{fS_\theta(f)}{\gamma\theta_*^2} = \frac{\beta_1}{(2\pi)^{2/3}} n_i^{2/3} = 0,24n_i^{-2/3}. \quad (2.35)$$

$\theta_* = (\overline{w'\theta'})_0 / w_*$ e γ é o adimensional equivalente de $\psi_\epsilon^{2/3}$ em nas equações 2.27 2.28 e 2.29 e é expressado por:

$$\gamma = \frac{N_\theta \varepsilon^{-1/3}}{\theta_*^2 z_i^{-2/3}}. \quad (2.36)$$

Na camada limite convectiva, γ exibe um perfil com um mínimo em torno de $0,5z_i$. Os resultados de Minnesota (Kaimal, 1976) tem sido dados aproximadamente por:

$$\gamma = \begin{cases} 0,83(z/z_i)^{-4/3} & z \leq 0,5z_i \\ 2,1 & 0,5z_i \leq z \leq 0,7z_i \\ 6,1(z/z_i)^3 & 0,7z_i \leq z \leq z_i \end{cases} \quad (2.37)$$

Atribui-se a ascensão de energia espectral acima de $0,7z_i$ para o entranhamento do ar mais quente vindo da zona de inversão para dentro da camada de mistura.

2.6 Espectro na Camada Exterior Estável

A região onde $h > z > L$ sendo que L freqüentemente alcança valores de 1/10 até 1/3 da camada de inversão h , denomina-se camada estável exterior. A energia pertencente ao espectro decresce rapidamente com a altura, visto que as componentes de ondas não estão presentes. Em $z = h$, somente a energia das ondas permanecem a menos que processo não lineares induzam a quebra destas ondas e desse modo produzindo energia cinética turbulenta; Nas freqüências onde a energia turbulenta mostra um pico nas alturas mais baixas, o espectro é plano ou liso e significativamente comprimido. Observa-se que a hipótese de Taylor não se aplica às ondas de gravidade já que elas não são transportadas pelo vento médio. Um espectro liso $fS(f)$ aparece como sendo característico do escoamento atmosférico estável para números de Richardson dados por $Ri \approx 0,2$. (Kaimal e Izumi, 1995; Okamoto e Webb, 1977); isto representa um ruído de fundo que contamina a energia do escoamento.

A evolução dos espectros de u, v, w e θ com a altura numa camada estável hipotética é mostrada esquematicamente na figura 2.13.

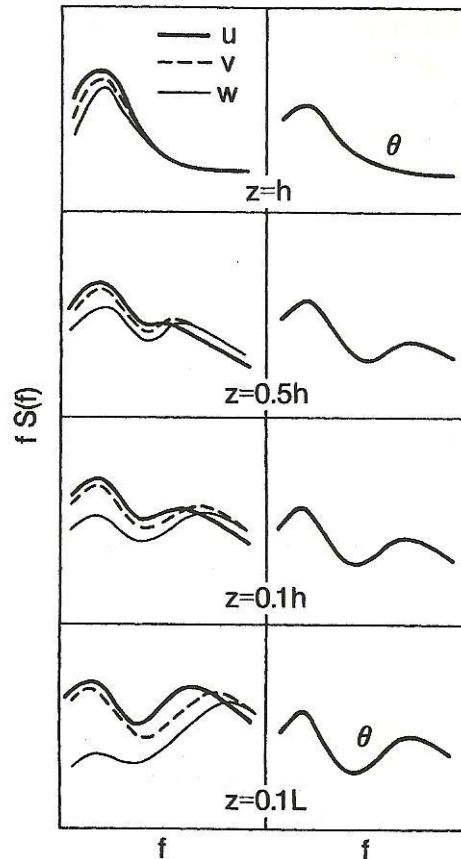


FIGURA 2.13 – Representação esquemática da evolução do espectro da velocidade (parte esquerda) e da temperatura (parte da direita) com a altura na camada limite estável.

Fonte: Kaimal e Finnigan, 1994.

É aparente que as variações verticais de λ_m não podem ser generalizadas porque a camada limite estável exterior está continuamente em evolução (Caughey et al., 1979) e nunca alcança o equilíbrio. As posições e relativas magnitudes dos picos turbulentos e dos picos das ondas podem sofrer mudanças com o passar do tempo nesta camada.

2.7 Terrenos Complexos

Nos problemas que envolvem escoamentos turbulentos, o caso homogêneo é bem conhecido e amplamente investigado, pelo menos do ponto de vista teórico. A turbulência dominada pelos cisalhamento do vento e flutuações térmicas, constitui-se de duas situações paradigmáticas nas quais uma direção específica tem um papel importante.

A maioria dos resultados encontrados na descrição da turbulência em escoamentos geofísicos, particularmente na camada limite atmosférica, estão baseados em algumas hipóteses de equilíbrio local. A teoria de similaridade é o paradigma mais usado para interpretar e modelar observações e na sua formulação padrão, tem importância somente para as distâncias medidas a partir da superfície.

Teorias de similaridade são as ferramentas usuais para estudar-se a estrutura da camada limite atmosférica. Estas teorias estão aptas a descrever não somente as distribuições das variáveis turbulentas estatísticas, mas também os perfis das variáveis médias e espectrais. Diferentes tipos de similaridade têm escalas de similaridade diferentes, diferentes relações de similaridade e diferentes limites de aplicação.

Existe uma longa história de experimentos de campo que contribuem para a continuidade do desenvolvimento das teorias de similaridade como em Businger et al., 1971; Niewstadt, 1984; Sorbjan 1986; Mahrt et al. 1998; Os resultados destes estudos levam ao conhecimento completo da descrição estrutural da turbulência sobre superfícies planas, homogêneas e sob várias condições atmosféricas.

Entretanto somente nos recentes anos, a atenção tem sido focada, nas estruturas da turbulência atmosférica sobre terrenos complexos. Kaimal e Finnigan (1994) investigaram o problema de heterogeneidade superficial sobre diversas escalas. Sobre as menores escalas observaram que os efeitos, estão confinados à camada superficial e estão relacionados com a advecção local na micrometeorologia, isto é, o quão longe na direção do vento de uma troca devemos encontrar um escoamento em equilíbrio com a superfície local. Sobre terrenos muito complexos, entretanto, este equilíbrio pode nunca ser alcançado.

Cada vez mais aumenta a busca no entendimento das relações da natureza especificamente da camada limite atmosférica, sobre terrenos heterogêneos. Para

exemplificar esta busca, abaixo estão relacionados dois trabalhos que visam ajudar os micrometeorologistas no entendimento dos fenômenos físicos sobre esse tipo de terreno.

Founda et al. (1996), realizaram medidas de parâmetros turbulentos num vale da Grécia. Os parâmetros turbulentos médios e os espectros foram analisados na direção e contra a direção do vento em torres localizadas no cume desta montanha. Foram analisados para determinar as diferenças a partir dos respectivos parâmetros num terreno plano e também para estimar a influência da topografia irregular. As variâncias das componentes de ventos horizontais são de menor grandeza num terreno complexo do que as mesmas medidas sobre um terreno plano. Já as variâncias das componentes de vento verticais são maiores no terreno complexo.

Bica et al. (2006), investigaram a dificuldade da análise dos dados de temperatura de alta resolução sobre topografias complexas. Essa dificuldade surge através da específica influência deste tipo de terreno acidentado e portanto requer uma metodologia especial. O novo conceito de Temperatura de Baixo Nível é definido, e pode ser obtido quando as observações da temperatura potencial são reduzidas para as alturas chamadas de Topografia Mínimas. Estas são níveis baixos especiais de topografia que acentuam as bacias e vales mas alisam os picos e as inclinações do terreno.

Um trabalho recente com uma análise sobre este mesmo terreno em estudo, foi desenvolvido em Moraes et al. (2004). Os dados noturnos coletados na base do vale foram analisados e as quantidades que foram investigadas foram: Fluxo de calor sensível e o fluxo de momento. Também foram analisadas a estatística da turbulência e os fatores relacionados à intermitência, e sua relação com o parâmetro de estabilidade.

Uma dependência das variáveis em termos dos parâmetros de estabilidade é encontrada sobre condições de ventos fortes. Análises da direção do vento e das escalas de topografia indicam a existência de uma distorção que afeta o escoamento sobre condições calmas, enquanto o escoamento está em condições de equilíbrio local para condições de vento forte. Nestes casos, o fluxo de calor sensível mostra um mínimo para um valor de $z/L = 0,08$, enquanto o fluxo de momento e as escalas normalizadas pelas componentes do vento e da temperatura decrescem monotonamente quando a instabilidade cresce.

Uma consideração importante sobre os efeitos da topografia, foi feita por Kaimal e Finnigan (1994). Esse trabalho mostrou que, sobre terrenos complexos, o escoamento pode experimentar dois tipos de efeitos: Equilíbrio local e rápida distorção. O equilíbrio local ocorre quando existe um balanço entre a produção turbulenta e a dissipação. Neste caso a advecção e o transporte turbulento são pequenos. A existência desse balanço permite unicamente, expressar os fluxos superficiais em termos dos gradientes escalares locais. A rápida distorção ocorre quando o escoamento médio muda rapidamente, e o equilíbrio local é impossível.

Como será evidenciado no capítulo sobre a descrição do experimento, o eixo do vale estudado aqui tem, sobre uma pequena escala, a orientação norte-sul na localização do sitio. Portanto, ao analisar-se os efeitos dos picos sobre a turbulência estatística, foi separado as séries temporais de aproximadamente 30 minutos em dois grupos. O primeiro dos grupos será composto por dados com a direção dos ventos médios dados por $180 \pm 45^\circ$ e $360 \pm 45^\circ$. Estas são as séries temporais chamadas de paralelas. O segundo grupo tem séries temporais com a direção do vento médio dada por outros valores. Estas são chamadas transversais.

Quando o vento é canalizado, os obstáculos topográficos não afetam o escoamento para uma distancia longa e unicamente é esperado um equilíbrio local. Por outro lado, quando os escoamentos do vento médio provem de outra direção, uma rápida distorção ocorre.

Moraes et al. (2005), mostraram que sobre este mesmo terreno, quando o vento é transversal ao eixo do vale os desvios padrões médios não seguem as regras de similaridade para ambas as condições de vento, fraco e forte. Para condições de vento forte, uma rápida distorção do escoamento não permite o equilíbrio local. Para condições de vento fraco, a intensidade da turbulência é tão pequena para a Teoria de Similaridade de Monin Obukhov ser apropriada a descrever as características da turbulência. Em outro lado observamos que quando a direção do vento é paralela ao vale os desvios padrões normalizados da velocidade vertical e da temperatura obedecem a Teoria de Monin Obukhov em todo o intervalo de z/L analisado.

Analisando os desvios padrões normalizados das velocidades transversais e longitudinais, foi observado que ambos seguem a Teoria de Similaridade de Monin

Obulhov em condições fracamente convectivas e sobre condições fracamente estáveis, isto é $-1 < z/L < 1$.

É sabido que a heterogeneidade da superfície enfraquece a aplicação da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov. Mas ainda poucos estudos investigam como as mudanças no grau da heterogeneidade de superfície podem influenciar a validade da aplicação destas teorias de similaridade. Williams et al. (2006) explorando as mudanças nas estações do ano relacionadas com o estudo das trocas biológicas relacionadas ao envelhecimento da floresta, os conduziu a uma avaliação dos efeitos da heterogeneidade de superfície, na validação da teoria da similaridade sobre dois sítios distintos.

Recentemente Voronovich e Kiely (2006) desenvolveram um trabalho com um grande número de dados provindos de inúmeras torres instrumentadas sobre um terreno complexo. Como objetivo principal tiveram o de identificar a o GAP que separa a turbulência de pequena escala das estruturas de mesoescala. Identificar esse GAP a partir dos co-espectros dos fluxos superficiais. Em condições instáveis a escala temporal do GAP diminuía enquanto a velocidade do vento média aumentou. Já sob condições estáveis nenhuma dependência foi observada. A escala do GAP mudar muito lentamente com a estabilidade em ambas condições moderada estável e moderada instável. Sendo que os fluxos verticais computados em diferentes intervalos de médias, correlacionaram-se excepcionalmente bem uns com os outros. Aqui o espalhamento dos dados foi maior durante o período da noite.

CAPÍTULO 3

3. TRANSFORMADA DE FOURIER DISCRETA

A análise de Fourier permite que quaisquer funções contínuas sejam descritas por uma série infinita de senos e co-senos. Isto indica que esta técnica é adequada para o estudo da distribuição de energia de um campo turbulento, uma vez que é usual descrever tal campo como uma superposição de movimentos ondulatórios. Assim, ainda que essencialmente básico, se fará uma revisão da análise da transformada de Fourier pois se aplicará a um número finito de pontos.

Usando a notação de Euler $\exp(ix) = \cos(x) + i.\sin(x)$ aonde $i = \sqrt{-1}$ como uma notação abreviada para senos e co-senos, pode-se escrever a Série de Fourier Discreta, dada por $A(k)$, como :

$$A(k) = \sum_{n=0}^{N-1} F_A(n) e^{i2\pi nk / N} \quad (3.1)$$

aonde n é a freqüência, e $F_A(n)$ é a Transformada de Fourier Discreta. A equação 3.1 representa a Transformada Inversa de Fourier.

Vê-se que uma série temporal com N pontos ($k=0$ até $N-1$) não se precisa mais do que N diferentes freqüências para descrevê-la. A freqüência de zero ($n=0$) denota o valor médio. A freqüência fundamental, $n=1$ significa que uma onda cobre exatamente todo o período. Freqüências maiores correspondem aos harmônicos da freqüência fundamental.

$F_A(n)$ é um número complexo, onde a parte real representa a amplitude das ondas co-senos e a parte imaginária a amplitude das ondas senos. Esta é uma função da freqüência porque as ondas de diferentes freqüências devem ser multiplicadas por diferentes amplitudes para reconstruir a série temporal original.

Se a série temporal original $A(k)$ é conhecida então esse coeficientes podem ser achados a partir da equação (3.2) denominada como Transformada Reversa:

$$F_A(n) = \sum_{k=0}^{N-1} \left[\frac{A(k)}{N} \right] e^{-i2\pi nk / N} \quad (3.2)$$

As equações 3.1 e 3.2 são chamadas de Pares da Transformada de Fourier.

3.1 Aplicando a Transformada de Fourier

Tem-se N pontos de uma grandeza qualquer em função do tempo. Deve-se executar uma Transformada de Fourier para encontrarmos os N coeficientes $F_A(n)$. Para fazer a checagem dos resultados executa-se uma transformada de Fourier inversa para confirmar que a série temporal original vai ser recriada. Sabendo-se de que $F_A(n)$ possui coeficientes complexos, sendo que cada um deles possui uma parte real e outra imaginária $F_A(n) = F_{real}(n) + i.F_{imaginaria}(n)$.

Aqui se usa a fórmula de Euler dada pela equação (3.2), que pode ser reescrita na forma de senos e co-senos dada por:

$$F_A(n) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} A(k) \cos(2\pi nk / N) - \frac{i}{N} \sum_{k=0}^{N-1} A(k) \sin(2\pi nk / N) \quad (3.3)$$

Para $n=0$ todos os co-senos de zero são iguais à unidade e todos os senos são zero. O que resulta em:

$$F_A(0) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} A(k) \quad (3.4)$$

Se existe uma frequência n_h que é maior do que a frequência de Nyquist, então o sinal ou amplitude daquela onda será rebatido numa determinada frequência dada por $n = N - n_h$, aonde ela será adicionada a alguma verdadeira amplitude que já existe em n .

O problema de *aliasing* pode existir em qualquer série de dados e ocorre em duas situações: (a) O sensor pode responder a frequências maiores do que a taxa de amostragem que ele é colocado a medir; (b) O verdadeiro sinal tem frequências maiores do que a taxa de medida.

Abaixo se tem a representação de remoção do *aliasing* a partir de uma série de dados do período convectivo com ventos fortes, deste trabalho. Na figura 3.1 os dados estão sem tratamento. Na figura 3.2 os dados já sofreram um tratamento e o *aliasing* foi removido.

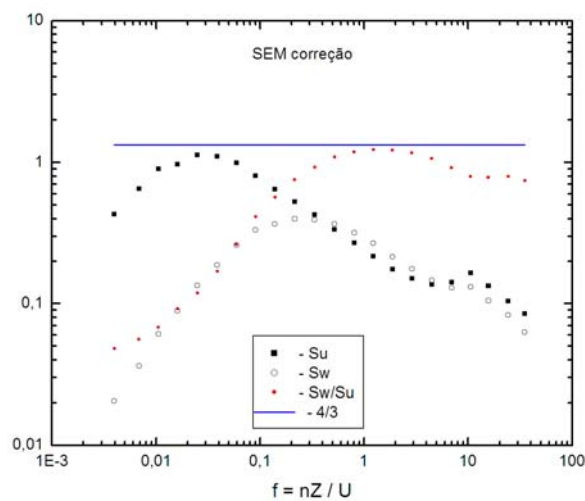


FIGURA 3.1 - Figura ilustrando o aliasing. Os quadrados pretos representam o espectro de u . O espectro de w é representado pelos círculos vazados. Os pontos vermelhos demonstram a razão entre os espectros de w e de u . A linha azul representa a razão de $4/3$. Dados sem correção alguma.

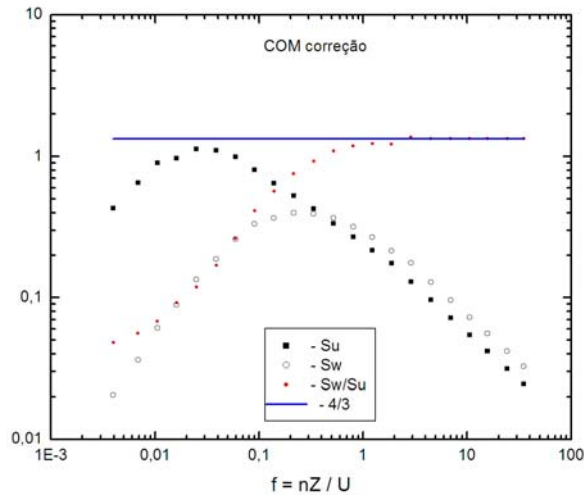


FIGURA 3.2 - Figura ilustrando a remoção do aliasing. Os quadrados pretos representam o espectro de u . O espectro de w é representado pelos círculos vazados. Os pontos vermelhos demonstram a razão entre os espectros de w e de u . A linha azul representa a razão de $4/3$. Dados corrigidos.

3.3 Janela de Dados

As séries de Fourier aplicam-se a grupos de dados periódicos e de duração infinita. Quando se examina um grupo de dados em grupos finitos, a análise de Fourier implicitamente assume que este grupo de dados é periódico e então o repete ele próprio antes e depois do nosso período de medida.

Na atmosfera, nada é periódico para um tempo infinito, ou para uma distância infinita. Dado um sinal real, se pega um intervalo definido como nossa janela de dados. Essa janela então quando sofre a análise de Fourier é submetida à repetição periódica.

Pegando-se o exemplo de um sinal meteorológico qualquer a partir de uma série finita de dados brutos e defini-se uma janela de dados. Esta janela de

dados escolhida possui formas pontiagudas, como se fossem dentes de serra. Recorrendo a análise de Fourier a partir de cálculos básicos pode-se certamente descrever a série como dentes de serra, ou até mesmo como ondas quadradas padrões. A única dificuldade estaria no grande grupo de freqüências requeridas para se obter às somas de todos os senos e co-senos para realizar as curvaturas pontiagudas encontradas na série de dados.

3.4 Espectro de Energia

3.4.1 Espectro de Energia Discreto

Em meteorologia freqüentemente temos curiosidade a respeito do quanto da variância de uma série temporal é associada com uma freqüência particular, sem recorrer à fase precisa das ondas. Especialmente para a turbulência antecipa-se que o sinal original não é fisicamente como as ondas no todo, mas ainda pode-se quebrar o sinal em componentes de diferentes freqüências que se associam com os diferentes tamanhos de turbilhões.

O quadrado da norma da transformada complexa de Fourier para qualquer freqüência n é:

$$|F_A(n)|^2 = \left| F_{\text{parte real}}(n) \right|^2 + \left| F_{\text{parte imaginária}}(n) \right|^2. \quad (3.6)$$

Quando $|F_A(n)|^2$ é somada sobre as freqüências $n=1$ até $N-1$, o resultado se iguala a variância total da série temporal original.

$$\sigma_A^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} (A_k - \bar{A})^2 = \sum_{n=1}^{N-1} |F_A(n)|^2 \quad (3.7)$$

Então podemos interpretar $|F_A(n)|^2$ como a porção da variância resolvida pelas ondas de frequência n . Nota-se que a soma sobre todas as frequências não inclui $n=0$, porque $|F_A(0)|$ é o valor médio e não contribui com qualquer informação sobre as variações do sinal em torno da média.

A razão $|F_A(n)|^2 / \sigma_A^2$ representa a fração da variância resolvida pela componente n , e é análoga a correlação de coeficientes quadrados, r^2 .

Para frequências maiores do que aquelas correspondentes a frequência de Nyquist os valores de $|F_A(n)|^2$ são identicamente iguais aqueles que correspondem as frequências que sofrem *aliasing* nas frequências mais baixas, porque a transformada de Fourier das altas frequências são as mesmas daquelas para baixas frequências, exceto pela troca de sinal na frente a parte imaginária.

Portanto a energia espectral discreta, $E_A(n)$ é definida como $E_A(n) = 2|F_A(n)|^2$ para valores de $n=1$ até n_f , com N ímpar. Para N par, $E_A(n) = 2|F_A(n)|^2$ é usado para frequências de valores entre $n=1$ até $n_f - 1$. E para a frequência de Nyquist é usado $E_A(n) = |F_A(n)|^2$.

Esta representação também é chamada de Espectro de da Variância Discreta. Pode ser usada para qualquer variável atmosférica com a finalidade de separar a variância total em suas determinadas componentes, $E_A(n)$, relacionada as diferentes frequências.

3.4.2 Densidade Espectral

Ao invés de somar-se todo o espectro de energia discreto sobre todos os n para resultar na variância total, esta teoria assume que existe uma Densidade de Energia Espectral, $S_A(n)$ pode ser integrada sobre n para resultar na variância total.

$$\sigma_A^2 = \int_n S_A(n) dn \quad (3.8)$$

A densidade de energia espectral tem unidades de A ao quadrado por unidade de freqüência.

$$S_A(n) = \frac{E_A(n)}{\Delta n} \quad (3.9)$$

aonde Δn é a diferença entre 2 freqüências vizinhas.

3.5 Representação Gráfica do Espectro da Atmosfera

Um grande grupo de intensidades está presente no espectro de turbulência atmosférica sobre uma quantidade ainda maior de freqüências. A energia espectral turbulenta da atmosfera caracteristicamente tem um pico nas baixas freqüências. Nas altas freqüências a energia espectral decresce.

O pico espectral é associado com a produção de energia turbulenta e usualmente associada com os grandes turbilhões. À parte do meio do espectro está associado com o subintervalo inercial, o qual é importante para a estimativa

das razões de dissipação. E as frequências mais altas estão associadas com a dissipação da energia cinética turbulenta em calor pelos efeitos de viscosidade.

3.6 Removendo as Tendências ou *Detrend*

A presença de uma tendência em uma série temporal faz com que os dados se tornem não estacionários e portanto menos apropriados para a análise. Pode-se definir uma tendência como qualquer componente de frequência com um período maior do que o comprimento de gravação. Nos limites dos períodos muito longos essa tendência pode aparecer ser linear dentro do período. O método de mínimos quadrados é freqüentemente usado para remover ambas tendências lineares e polinomiais. Para muitas aplicações, o filtro de passa alta digital é preferido porque é mais simples e é mais bem entendido. O mesmo filtro digital deve ser aplicado a todas as variáveis processadas, assegurando o tratamento uniforme de baixas frequências para todo o sinal.

Tendências numa série temporal produzem distorções no final das frequências baixas do espectro. Esta distorção, se suficientemente grande, pode mascarar totalmente o verdadeiro máximo do espectro e fazer com que o espectro continue ascendendo com o decréscimo da frequência.

A remoção da tendência não garante que a verdadeira forma do espectro pode ser re-obtida. O método particular de remoção de tendências usado freqüentemente determina a forma do espectro sem tendências e a localização do seu máximo. Remover tendências deveria ser realizado somente se essas tendências forem fisicamente esperadas ou claramente aparentes nas séries temporais. Remoções de tendências automáticas não são recomendadas, exceto para certas variâncias e cálculos de fluxos aonde a presença de tendências podem ser altamente prejudiciais.

Como já evidenciamos na seção 3.3 existe o surgimento de formas pontiagudas no grupo de dados em análise. O que torna difícil a representação

dos dados numa série de Fourier, já que estas formas, que surgem no grupo de dados são chamadas de “Ruídos Vermelhos”. Analogia a luz visível já que ela aparece em baixas frequências no fim do espectro. Para evitar o ruído vermelho deve-se tentar sair desta influência do tempo nesta tendência, através de regressões ou outras técnicas estatísticas, ou seja, deve-se realizar um *detrend* (retirar as tendências). Realizar um *detrend* nos dados significa subtrair do grupo de dados escolhido uma linha reta que melhor fita aquele segmento de dados.

Em geral qualquer baixa frequência que tem um período maior do que todo o período de medidas irá também gerar o ruído vermelho. Se o período desta frequência é conhecido então se pode ajustar a curva através do teste padrão de mínimos quadrados e como já foi explicado anteriormente e subtrair este resultado da série principal. Por outro lado pode-se tentar somente ajustar um simples polinômio aos dados e subtrair este de ambos *detrend* e remover estas baixas frequências.

Depois de realizado o *detrend* as formas pontiagudas da janela de dados causa o que é chamado de espalhamento, aonde as estimativas espectrais a partir de qualquer frequência são contaminadas com algumas amplitudes escapando das frequências vizinhas. Para reduzir o escapamento destas frequências umas janelas de dados modificadas com bordas lisas são recomendadas. O mais conhecido aparador de bordas é a “Janela de Bell Taper”. Está consiste em usar de termos quadrados de senos e co-senos pertos do fim e do início do grupo de dados.

Todo este tratamento com a janela de dados escolhida tal como tirar a tendência ou *detrend*; remover grupos de dados com erros; filtragem e aplicar a janela de Bell Taper é definida como condicionamento de dados.

CAPÍTULO 4

4. Parte Experimental e Tratamento de Dados

A campanha observacional micrometeorológica foi efetivada em agosto de 2000 sobre a região central do RS, no Vale do Rio Jacuí, próximo ao município de Agudo (figuras 4.1 e 4.2). Na campanha, utilizou-se uma torre micrometeorológica de 15m de altura equipada com sensores de resposta rápida (frequência de amostragem de 10 Hz) e sensores de resposta lenta (frequência de amostragem de 1 Hz). No local onde a torre micrometeorológica foi fixada ($29^{\circ}27,99'$ Sul; $53^{\circ}17,15'$ Oeste; 58m acima do nível do mar), o vale tem aproximadamente 700 m de largura por 350 m de altura e o eixo do vale está muito próximo da direção geográfica Norte – Sul. A torre foi fixada próximo ao centro do vale, sobre vegetação rasteira e terreno aproximadamente plano num raio de aproximadamente 300 m. Um trailer, situado a leste, 20 m de distância da base da torre, serviu como laboratório durante a campanha.

As medidas foram realizadas durante a estação de inverno e buscou-se obter medidas da turbulência atmosférica sobre condições estáveis, instáveis e neutras. A campanha foi realizada entre os dias 211 a 239 do Calendário Juliano (29/07/2000 a 26/08/2000), totalizando várias horas de medidas de turbulência, armazenadas em disco rígido totalizando mais de 3 Gb, de espaço no disco.

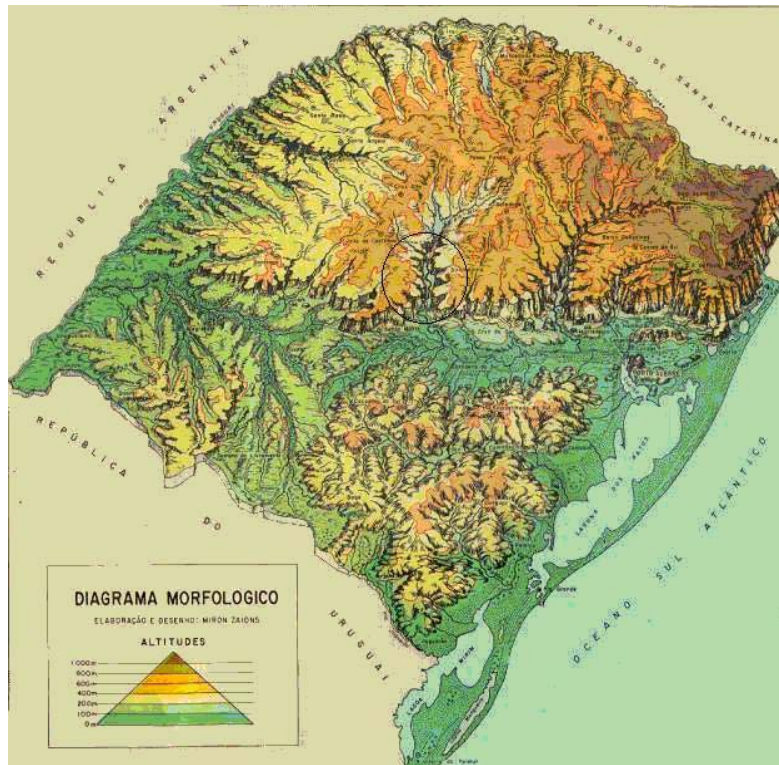


FIGURA 4.1 – Mapa do relevo do Rio Grande do Sul onde a região da Usina Hidrelétrica de Dona Francisca está circutada.

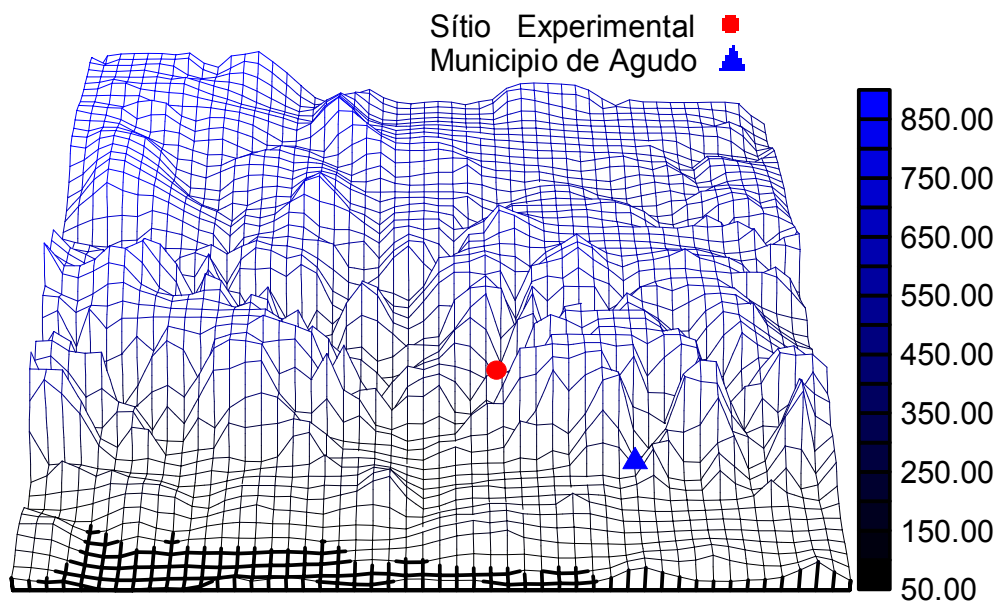


FIGURA 4.2 – Topografia da região central do RS, mostrando a complexidade da topografia da região. O sítio experimental está representado pelo ponto vermelho próximo ao centro da figura.

Além da característica marcante do terreno, sua complexibilidade, a região da usina fica entre montanhas, que formam um vale, como se pode analisar a partir da figura 4.3.

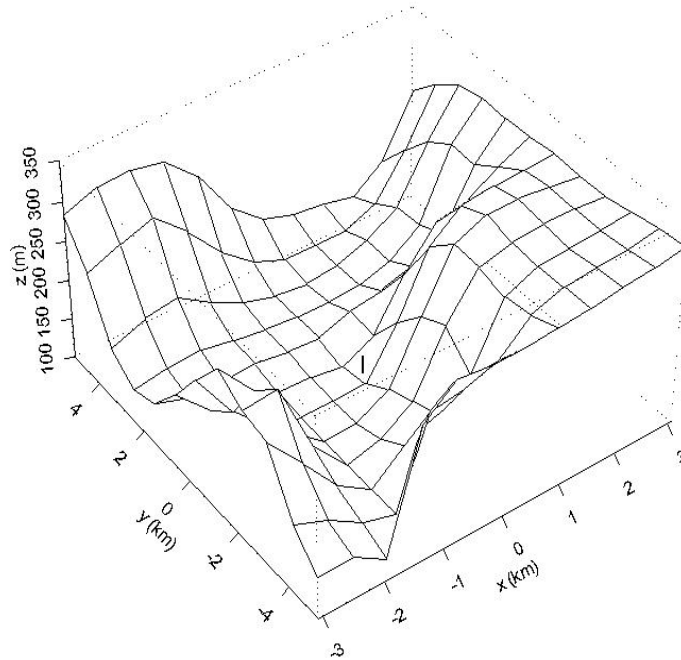
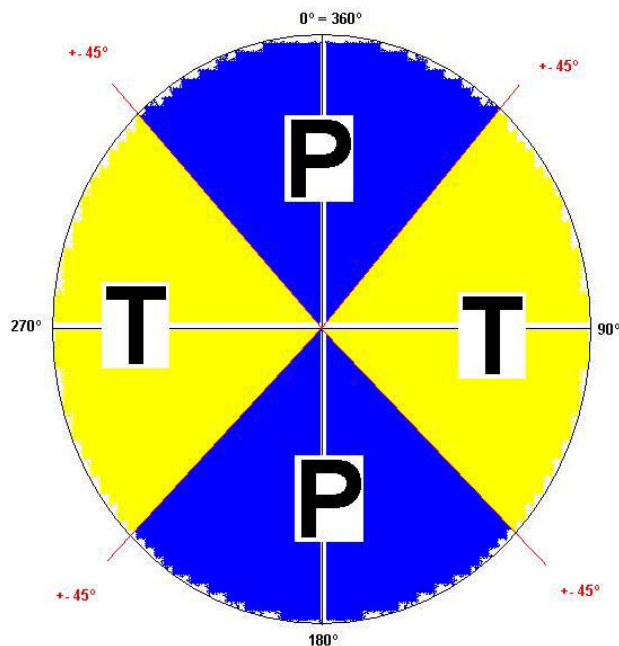


FIGURA 4.3 – Topografia da área experimental, aonde a torre é representada com a proporcionalidade preservada a dimensão do terreno.

Na análise presente neste trabalho classificam-se os ventos predominantes em:

1. Paralelos – Ventos médios paralelos ao eixo principal do vale.
2. Transversais – Ventos médios transversais ao eixo principal do vale.

Conforme figura 4.4, os ventos paralelos são os ventos representados na cor azul. Os ventos originados da região transversal estão em amarelo.



Direções Vento - Paralela e Transversal

FIGURA 4.4 – Figura em forma de pizza para exemplificar a procedência dos ventos preferenciais na região do vale. Eixo principal do vale corresponde à linha 0° até 180° . Em azul a região de ventos paralelos ao eixo do vale. Em amarelo a região de ventos transversais ao vale.

4.1 Sensores Micrometeorológicos

A torre micrometeorológica foi equipada com os seguintes sensores de resposta rápida:

Anemômetro Gill : Localizado a 14,8m na torre é o instrumento que faz medidas das 3 componentes do vento u, v e w (vetores ortogonais do vento). Introduzido em 1966, ele continua sendo um sensor muito usado nos estudos de turbulência atmosférica e nos estudos de dispersão. Três anemômetros do tipo hélice são montados sob uma mesma haste com um ângulo de separação de 90° , entre eles. Em cada anemômetro existe um gerador-tacômetro que converte a rotação das hélices em uma voltagem analógica de corrente contínua que é linearmente proporcional à velocidade do vento. A polaridade é revertida se a rotação troca o sentido. Sendo que a cada 1800rpm ou 500mV temos 8,8 m/s. Às

hélices dos anemômetros tem um limiar de medida estipulado pelo fabricante de 0,3 m/s e um máximo de leitura dado em torno dos 30m/s.

Anemômetro Sônico Unidimensional e Termopar : Ambos localizados a 14,8m. O anemômetro sônico do modelo CA27, é um sensor que mede a variação da velocidade vertical turbulenta através do Efeito Doppler por 2 transdutores. Sua calibração é dada por 1V a cada 1m/s e seu alcance máximo é de $\pm 4,0V$. O Termopar mede a variação da flutuação de temperatura através de 2 fios finos por diferença de potencial. Seu alcance é o mesmo do Anemômetro mas sua calibração é dada por 0,25V a cada 1°C. Esses dois sensores ficam acoplados no mesmo braço na torre micrometeorológica.

Anemômetro Sônico Tridimensional : Instalado à 9m, o CSAT3 é um anemômetro sônico tridimensional. Esse sensor mede velocidade do vento e a velocidade do som sobre 3 eixos não-ortogonais. A partir dessas medidas, as velocidades ortogonais do vento e a flutuação da temperatura são computadas. O alcance das medidas de temperatura vai de -30°C até 50°C.

Higrômetro de Krypton : Localizado na torre à 9m, o Higrômetro de Krypton do modelo KH20, é o sensor que mede a umidade específica. Esse, é calibrado sobre 3 diferentes valores de vaporização. A calibração para o vapor total, para o vapor úmido e para o vapor seco. A calibração mais adequada é escolhida de acordo com o terreno que está sendo usado para a coleta de dados.

Sensores de resposta lenta, também faziam parte desta campanha. São eles:

Anemômetros de Copo : Localizados à 6m, 10,8m e 12,5m na torre do experimento. A velocidade do vento é obtida através de um anemômetro de copo que depois de empurrado pela força do vento gera um pulso que é diretamente proporcional à velocidade do vento. Sendo que a cada revolução dos copinhos corresponde a 0,75 m/s ou 1Hz. A velocidade do vento mínima medida pelo sensor é de 0,5 m/s e seu alcance máximo chega até 50 m/s. A direção do vento é medida

através de uma pá que é zerada na direção norte-sul. Seu alcance varia entre 0° e 360°.

Net-Radiômetro : Esse radiômetro do modelo Q-7.1, localizava-se a 7,5m na torre experimental. É o sensor que mede a soma algébrica de toda a radiação que chega e de toda a radiação que sai, isto é, balanço de ondas curtas e ondas longas. A radiação que chega consiste de feixes diretos e da radiação solar difusa somada a radiação de onda longa provinda do céu. A radiação que sai consiste da radiação solar refletida mais a componente de onda longa terrestre. Daí obtém-se a radiação líquida. O fator de calibração é de 9,6 W/m² para valores positivos e 11,9 W/m² para valores negativos. Esse sensor não requer nenhum tipo de energia para o seu funcionamento.

Piranômetro : O Licor, como também é conhecido, estava a 7,5m junto do Net Radiômetro. Esse sensor mede a radiação solar que chega, ou seja, a radiação de onda curta. Consiste de um detector foto-voltaico de silicone montado na parte superior no sensor. O detector tem como saída uma corrente que é transformada por um resistor localizado no cabo do sensor para uma voltagem que é armazenada pelo sistema de armazenamento de dados (*dataloggers*). Esse sensor opera entre - 40°C e 65°C. Sua precisão típica é de ± 3% mas pode chegar à ± 5%. O comprimento de onda que esse sensor trabalha fica em torno de 400nm e 1100nm.

Termômetros do Ar : Conhecido também pelo modelo de identificação HMP45C, marca Vaisala, estavam localizados em 6m e 14,5m. Esse sensor contém um detector de temperatura por resistência de platina para estimar a temperatura do ar e usa um capacitor para estimar a umidade relativa do ar. O sensor de temperatura opera entre - 40°C e 60°C. Já o sensor de umidade relativa opera entre 0% e 100% sem condensar, com uma precisão de 2% quando 20°C.

Barômetro : O barômetro do modelo CS105 é o instrumento usado para medir pressão. Sua saída é dada por um sinal contínuo de voltagem entre 0V e 2,5V linearmente proporcional a 600 mb até 1060 mb.

Fluxímetro de Solo : Sensor em forma de placa que mede o fluxo de calor sensível no solo. Do modelo HFT3, localiza-se sob a terra geralmente a uma profundidade de 9cm. Opera entre - 40°C e 55°C e mede fluxos entre $\pm 100\text{W/m}^2$. Sua precisão é menor do que $\pm 5\%$.

Na figura 4.5 apresenta-se um esquema da torre usada no experimento com todos os sensores e suas devidas localizações na torre micrometeorológica.

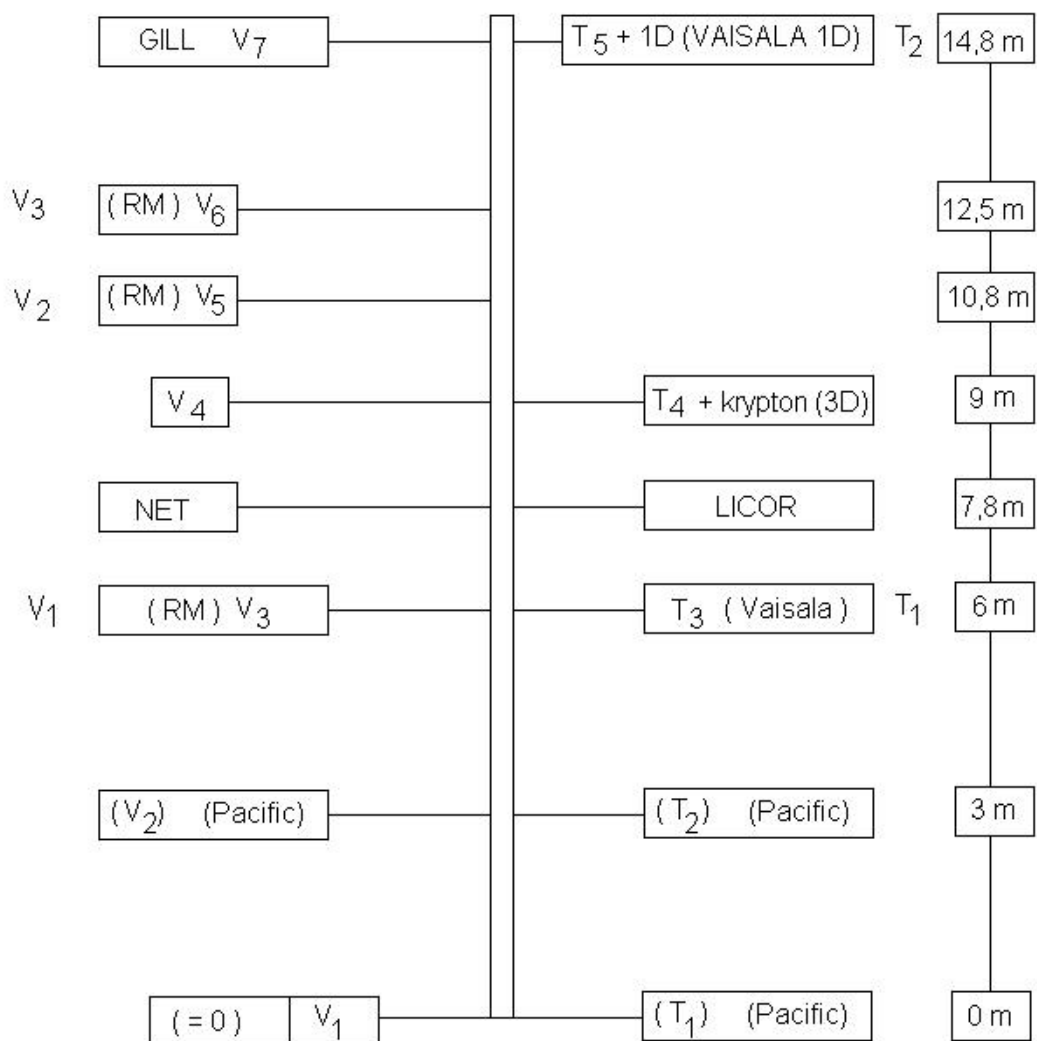


FIGURA 4.5 – Esboço da torre micrometeorológica utilizada no experimento para a coleta dos dados.

4.2 Dados Obtidos do Experimento

Um escoamento turbulento pode ser imaginado como perturbações quase aleatórias sobrepostas ao movimento médio de um fluido em uma determinada direção. Ainda assim, entretanto, apresenta uma certa memória temporal, e as interações entre as partículas de fluido ocorrem de forma contínua. Nesse sentido, a turbulência difere do movimento browniano, que é um exemplo de movimento randômico, no qual não há memória temporal, e as interações entre as partículas (moléculas) não acontecem de forma contínua. Essa parcela do movimento caótico é imaginada como sendo uma combinação de turbilhões ou vórtices de escalas espaciais e temporais diferentes, todos ao mesmo tempo sobrepostos ao movimento médio, e que também interagem entre si próprio e com o escoamento médio, de um modo bastante complexo. Quando se trata de turbulência, um procedimento usual é decompor os valores de variáveis tais como velocidade, pressão, temperatura, etc. em uma parte média e outra perturbativa ou flutuação.

Todos os dados foram obtidos de maneira contínua e todos foram analisados seguindo o mesmo padrão. Os dados noturnos neste estudo são selecionados entre 19:27:33,75 – 05:11:57,75 hora local padrão para cada noite. Cada série temporal tem 36.924 segundos. Observou-se que em noites calmas e com forte resfriamento radiativo a intensidade da turbulência é muito baixa, característica significativa da Camada Limite Noturna. Tal fato torna a análise da turbulência, mais difícil, ou seja, menos palpável devido à limitação dos sensores. Essa limitação é expressa na hora da análise dos dados, devido a possíveis confusões entre os ruídos captados e a baixa turbulência noturna. Nos dados diurnos, o período selecionado para análise, foi entre 08:57:35,25 – 17:57:36,125 sendo que cada série temporal possui mais de 32.000 segundos.

Durante o mês de agosto de 2000, no decorrer do período do experimento, nenhum erro foi detectado para 16 noites. As séries temporais contínuas de dados dessas 16 noites são analisadas neste estudo. Para o período diurno foram 23 séries analisadas, desde o Dia Juliano 214 até 236.

Todos os instrumentos foram montados apontados para 270 graus para minimizar a distorção do escoamento para a direção do vento privilegiada. Os dados

de umidade gravados á 10 Hz apresentaram muitos problemas e não foram incluídos nas análises aqui feitas.

4.3 Escolha da Escala Temporal para o Tratamento dos Dados

Apresenta-se aqui o método proposto por Howel e Sun (1999) para estimar os fluxos turbulentos baseados na relação entre a escala de fluxo, associado com os erros sobre estes fluxos.

A dependência nas medidas do fluxo, junto do erro associado, são usadas para escolher um subintervalo apropriado para a análise dos fluxos e conseqüentemente escolher a escala de corte de Reynolds para o cálculo das perturbações.

Se uma série temporal contém 2^M valores, então a série pode ser dividida ao meio, levando a duas sub-séries com 2^{M-1} pontos. Este processo de subdivisões pode ser continuado até a série original não poder mais ser dividida. O fluxo de calor vertical de um subintervalo com 2^m valores, começando a partir do ponto $(k-1)2^m$ até $k(2^m-1)$, é o produto médio dos desvios da velocidade vertical medida (w') e da temperatura potencial (θ') a partir de suas médias (\bar{w} e $\bar{\theta}$) medidas sobre os 2^m pontos. Isto é, este fluxo é calculado como:

$$\overline{w'\theta'}(2^m)\Big|_k = \frac{1}{2^m} \sum_{j=(k-1)2^m}^{k2^m-1} [w_j - \bar{w}_k(2^m)] [\theta_j - \bar{\theta}_k(2^m)] \quad (4.1)$$

onde $\bar{w}_k(2^m)$ é o valor médio da velocidade vertical para a correspondente janela, isto é :

$$\bar{w}(2^m)\Big|_k = \frac{1}{2^m} \sum_{j=(k-1)2^m}^{k2^m-1} w_j \quad . \quad (4.2)$$

Expressão similar para o valor médio da temperatura potencial $\bar{\theta}(2^m)|_k$, pode ser definida. Na expressão acima k é o índice do subintervalo no qual a série original foi dividida.

Usando o método acima para análise dos fluxos turbulentos em cada noite, sendo que cada noite possui 9h 44m, analisar-se-ão todas as noites nas diferentes escalas de corte. Sendo que se dispõem de 16 noites completas, todas com a qualidade dos dados controlada. Para a parte diária são 23 conjuntos de dados, sendo que cada conjunto com 9 horas de dados.

Os fluxos médios com a escala de corte de 2^m , sobre todos os dados disponíveis, é então computado como:

$$F_{w\alpha}(2^m) = \frac{1}{2^{M-m}} \sum \overline{w'\alpha'}(2^m)|_k, \quad (4.3)$$

onde $\alpha = u'$ para o fluxo de momentum e $\alpha = \theta'$ para o fluxo de calor sensível.

Assume-se que os fluxos, com uma escala de corte 2^m , são aleatórios a “Distribuição-t de Student” (Von Mises, 1964). Isso fornece uma estimativa dos erros médios no cálculo dos fluxos. Este erro médio é então dado por :

$$e_{w\alpha}(2^m) = \frac{t(2^{M-m}, \beta) \sigma_{F_\alpha}(2^m)}{\sqrt{2^{M-m}}} \quad (4.4)$$

onde $t(2^{M-m}, \beta)$ é a distribuição de Student, que é função do número de dados do subintervalo, 2^{M-m} , sobre os dados gravados. A partir de um parâmetro constante, β e $\sigma_{F_\alpha}(2^m)$ obtêm-se o desvio padrão nos valores dos fluxos calculados com o corte de escala de 2^m pontos, sobre todos os dados. Segundo Howell e Sun (1999), usamos $\beta = 0,9$. Isto significa que a probabilidade de encontrar as verdadeiras medidas de fluxo dentro de uma sub-gravação num intervalo $(F_{w\alpha} - e_{w\alpha}, F_{w\alpha} + e_{w\alpha})$ é $2\beta - 1 = 0,8$.

Essa análise em busca da melhor escala temporal, foi feita para este grupo de dados, em um trabalho recente (Moraes et al., 2004). Neste trabalho encontrou-se como melhor intervalo para obter-se o fluxo real medido em qualquer condição o

intervalo de aproximadamente 20 minutos. Neste intervalo os fluxos medidos tinham a menor taxa de erro. Como na análise espectral usa-se somente potências de 2^N devido as propriedades da Transformada de Fourier, nesta análise foi usado $2^{14} = 16.384$ pontos ou linhas que é equivalente em medidas de 10 Hz à 1.639,4 segundos ou 27,3 minutos.

4.4 Programa em Fortran

Foi desenvolvido um programa, usando a linguagem computacional Fortran, para a análise dos dados experimentais aqui obtidos, no sítio de Dona Francisca. Nele são feitas as rotações propostas por Kaimal e Finnigan (1994).

Os dados brutos deste experimento eram divididos em arquivos de resposta rápida e em arquivos de resposta lenta. Os arquivos de resposta lenta (1Hz) não serão utilizados neste trabalho. Os dados de resposta rápida (10Hz) foram divididos em 19.200 linhas que correspondem a 32 minutos de dados e em 15 colunas. Estas colunas eram:

Código de identificação do dado medido 10Hz ou 1 Hz; Ano; Dia Juliano; Hora e minuto local; Segundos; Componente V da velocidade medida pelo anemômetro sônico 3D; Componente U da velocidade medida pelo anemômetro sônico 3D; Componente W da velocidade medida pelo anemômetro sônico 3D; Temperatura medida pelo anemômetro sônico 3D; Variação da velocidade vertical (W) medida pelo anemômetro sônico 1D; Temperatura medida pelo anemômetro sônico 1D; Umidade específica medida pelo Higrômetro de Krypton. Componente W da velocidade medida pelo anemômetro Gill 3D; Componente U da velocidade medida pelo anemômetro Gill; Componente V da velocidade medida pelo anemômetro Gill.

O programa calcula os valores médios, as variâncias, os fluxos e espectros. Para um série temporal de $N=16394$ linhas de dados em cada *looping* e também avança em passos de $KK=1800$ linhas de dados. Aonde $K=8192$ linhas é a dimensão de cada matriz de espectro. Observe que K deve ser tratado como $N/2$ (Stull, 1988). Tem-se também $M=22$ como o número de blocos ou bandas em que os espectros são suavizados.

Programa de coleta e tratamento dos dados seguia a seqüência descrita no diagrama abaixo (5.1).

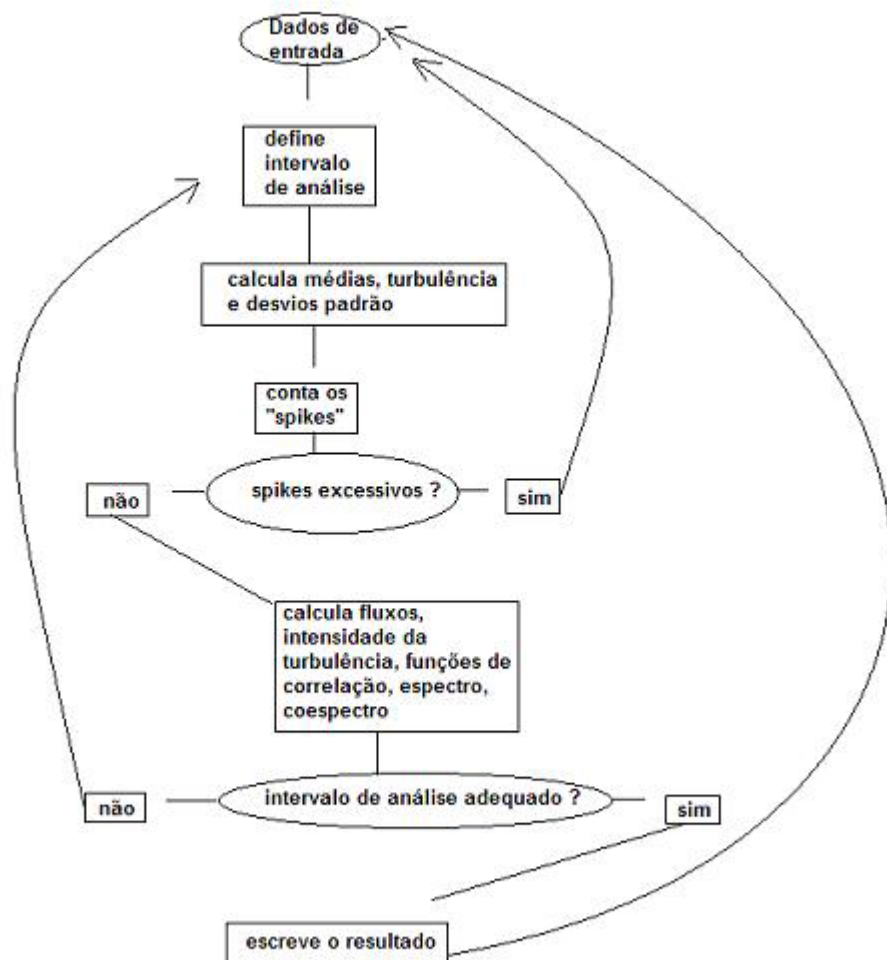


FIGURA 5.1 - Representação esquemática do software de coleta e tratamento dos dados.

Depois desse programa foi usado um programa de médias espectrais que escreve tudo em 22 bandas. Estas 22 bandas ou blocos, são definidos a partir das freqüências mínima e máxima do espectro, sendo que, as subdivisões das demais bandas intermediárias são realizadas dentro da escala logarítmica.

4.5 Considerações Meteorológicas

Seis sistemas frontais foram observados sobre o Brasil em agosto de 2000, sendo que, desses seis, três deles passaram pela região do experimento. Estes sistemas ingressaram na região nos dias 2, 8 e 14 respectivamente. As frentes dos dias 2 e 14 foram de pequena intensidade e não ocasionaram chuvas. O segundo sistema frontal foi mais, ainda assim, os índices pluviométricos foram pequenos. Particularmente, em agosto de 2000, a precipitação ficou abaixo da normal climatológica.

As figuras 4.1 e 4.2 a seguir mostram a evolução da temperatura do ar e da pressão atmosférica para todo o mês de agosto. Claramente observa-se, nestas figuras, a influência das frentes sobre tais variáveis.

Para os efeitos deste trabalho, que é identificar as características do espectro de turbulência em relação à direção do vento, é significativo observar de que maneira a direção do vento é afetada pela passagem das frentes. A figura 4.3 abaixo que dispõe da evolução temporal da direção média do vento, para o período do experimento, claramente mostra que a passagem das frentes mudou a direção predominante do vento.

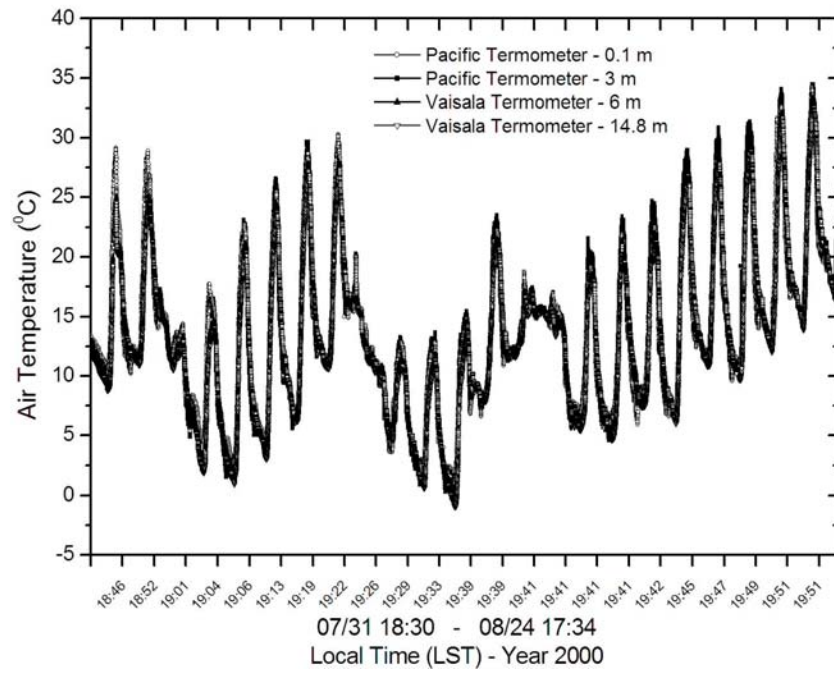


FIGURA 4.1 Evolução da temperatura do ar em quatro níveis de altura para todo o mês de agosto do ano de 2000.

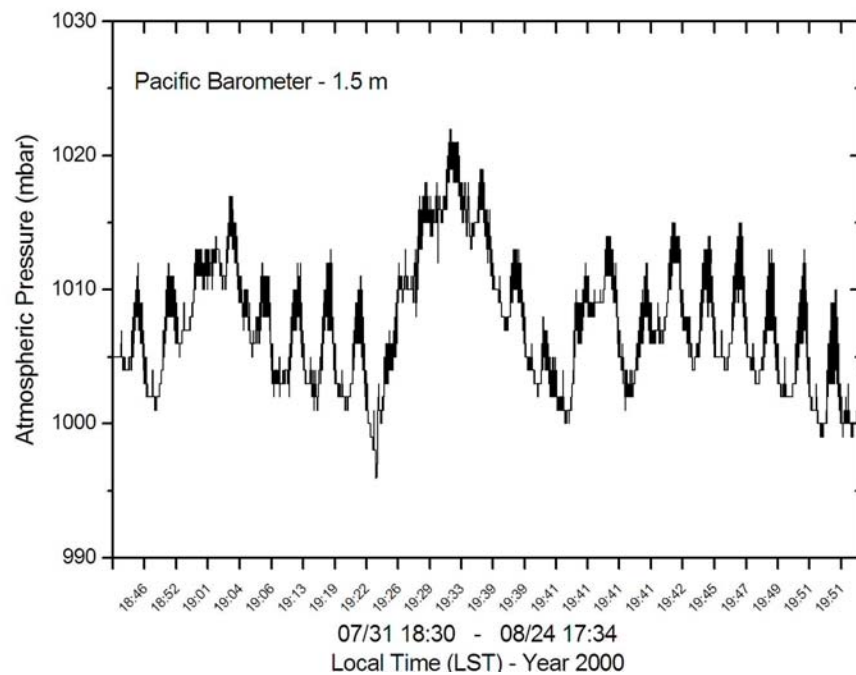


FIGURA 4.2 Evolução da pressão atmosférica para todo o mês de agosto do ano de 2000.

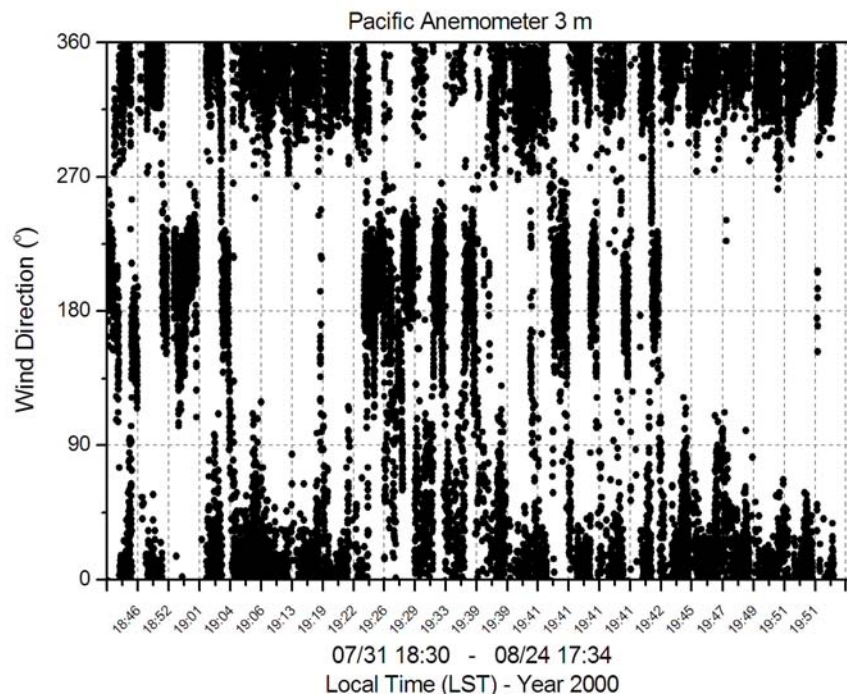


FIGURA 4.3 Evolução da direção do vento médio para todo o mês de agosto do ano de 2000.

CAPÍTULO 5

5. RESULTADOS

Os espectros foram determinados a partir das séries temporais de 16384 (2^{14}) pontos de dados coletados a uma taxa de 10 Hz. Isto corresponde a aproximadamente uma janela de 30 minutos. Os espectros calculados foram então classificados conforme a classe de estabilidade e intensidade da velocidade do vento. As classes de estabilidade correspondem a 12 conjuntos de z/L : seis convectivos (de -2,0 a -1,1; de -1,1 a -0,8; de -0,8 a -0,5; de -0,5 a -0,3; de -0,3 a -0,1 e de -0,1 a 0) e seis sobre condições estáveis (de 0 a 0,1; de 0,1 a 0,3; de 0,3 a 0,5; de 0,5 a 0,8; de 0,8 a 1,1; de 1,1 a 2,0). Estes conjuntos foram então subdivididos em função da velocidade do vento médio: Velocidades abaixo e acima de 1m/s. Posteriormente outra subdivisão foi aplicada. Esta consistiu em separar os resultados de acordo com a direção do vento médio. Foram separados em ventos predominantes da direção paralela ao vale ou direção transversal ao vale. Em síntese, os resultados foram agrupados em 48 subconjuntos.

Para cada espectro individual, a taxa de dissipação de Energia Cinética Turbulenta foi determinada a partir da expressão de Kolmogorov para o subintervalo inercial:

$$\frac{nS_i}{u_*^2} = \frac{\alpha_1}{(2\pi\kappa)^{2/3}} \phi_\varepsilon^{2/3} f^{-2/3}, \quad (5.1)$$

onde n é a frequência em Hz, S_i é a densidade espectral, u_* é a velocidade de fricção, κ é a constante de von-Kárman, $\phi_\varepsilon = \kappa z \varepsilon / u_*^3$ é a razão de dissipação adimensional e $f = nz / \bar{u}$ é a frequência adimensional. Incluindo-se $\phi_\varepsilon^{2/3}$ na normalização dos espectros de u , v e w remove-se a dependência das mesmas em z/L (Kaimal et al., 1972). Este procedimento faz com que os espectros sejam coincidentes no subintervalo inercial.

Para cada um dos 48 subconjuntos um espectro médio foi então obtido. Este procedimento está ilustrado na figura (5.1) para o espectro da componente longitudinal do vento (S_u) do subconjunto correspondente a $0 < z/L < 0,1$, velocidade do vento maior do que 1m/s e direção paralela ao eixo do vale. O espectro médio foi obtido pelo esquema de média de blocos. Esse esquema de média de blocos, consiste em fazer com que o programa encontre as freqüências mínima e máxima, e a partir disso dividir o espectro em 22 regiões iguais, dentro de uma escala logarítmica.

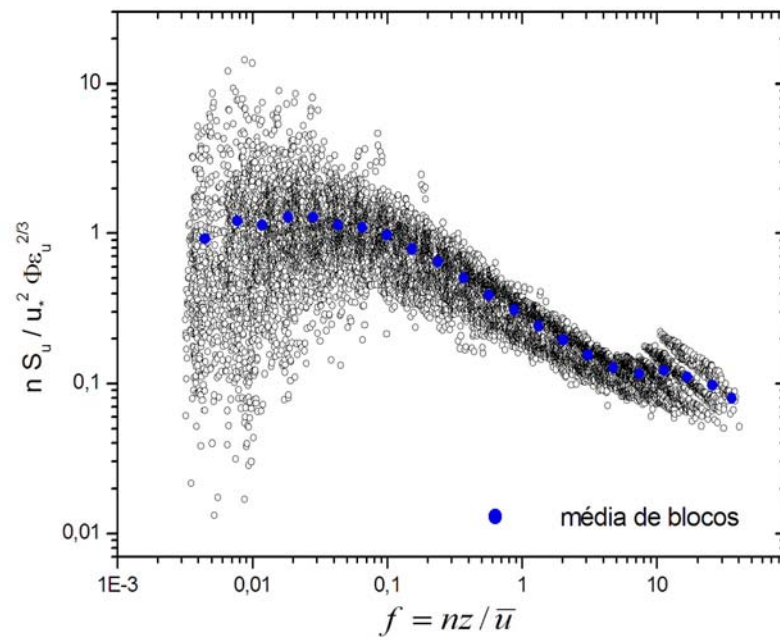


FIGURA 5.1 – Espectros da componente longitudinal turbulenta, para o caso quase neutro, ventos fracos e direção do vento paralela ao vale. A linha azul representa o espectro médio obtido por médias de bloco.

Os espectros médios foram então representados, por expressões matemáticas clássicas propostas na literatura (Sorbjan, 1989), isto é:

$$\frac{nS_i}{u_*^2 \Phi_\epsilon^{2/3}} = \frac{A f}{(1 + B f)^C} \quad (5.2)$$

A figura (5.2), a seguir, mostra este ajuste para o caso correspondente da figura (5.1).

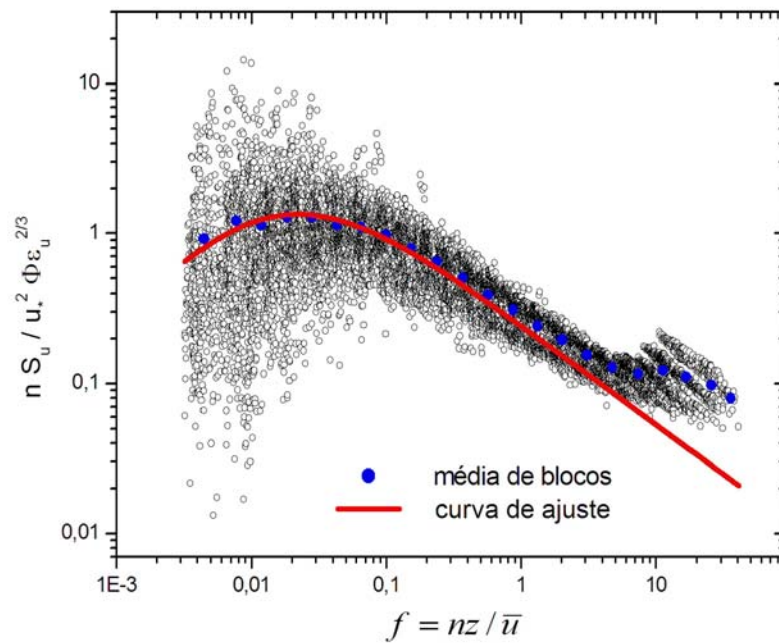


FIGURA 5.2 – Espectros da componente longitudinal turbulenta, para o caso quase neutro, ventos fracos e direção do vento paralela ao vale. Os pontos azuis representam o espectro médio obtido por médias de bloco. A linha vermelha representa a curva de ajuste obtida através da expressão 5.2.

Os resultados apresentados e discutidos a seguir são relativos ao procedimento mostrado na figura acima. Em cada subseção apresentam-se os espectros médios e também os espectros médios com suas respectivas curvas de ajuste. Em cada figura uma legenda indica a cor correspondente a cada classe de estabilidade.

5.1 Espectros da Componente Vertical da Velocidade (S_w)

5.1.1 Condições Paralelas

As figuras seguintes (5.3) a (5.10) apresentam os espectros de nS_w , normalizados por $u_*^2 \phi_\epsilon^{2/3}$ para as séries temporais na qual a direção do vento é paralela ao eixo do vale. Inicialmente dispõem-se os espectros médios, para as seis classes de estabilidade e em seguida os espectros médios e as curvas de ajuste. As figuras (5.3), (5.4), (5.5) e (5.6) correspondem aos casos nos quais $\bar{u} < 1 \text{ m/s}$ e as figuras (5.7), (5.8), (5.9) e (5.10) aos casos nos quais $\bar{u} > 1 \text{ m/s}$.

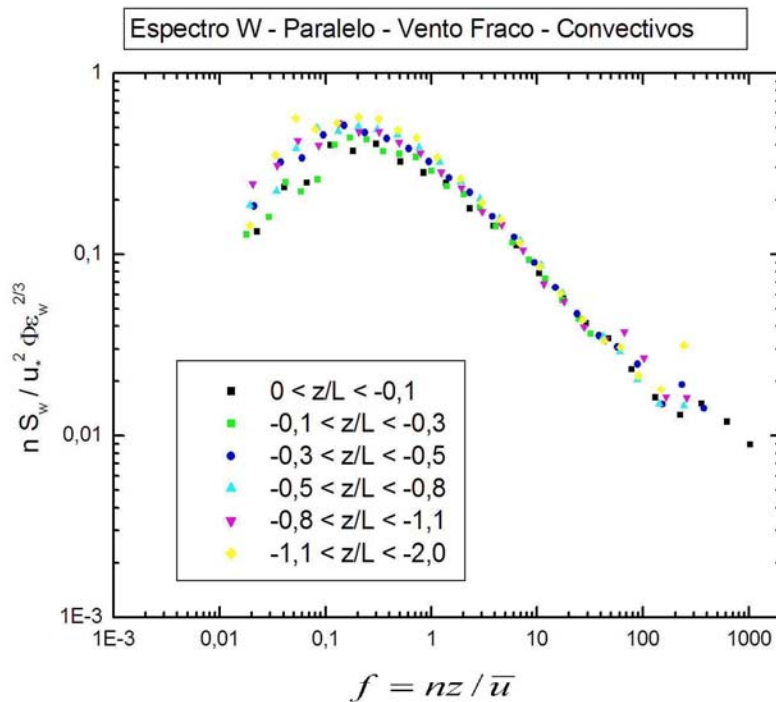


FIGURA 5.3 – Espectro médio da velocidade vertical, com ventos fracos no período convectivo.

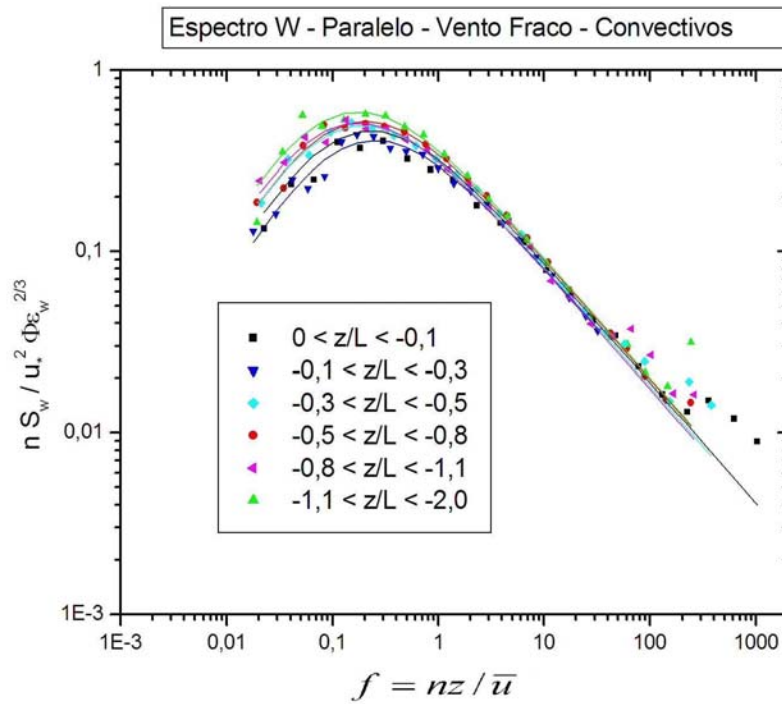


FIGURA 5.4 – Espectro médio da velocidade vertical com ventos fracos no período convectivo. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste.

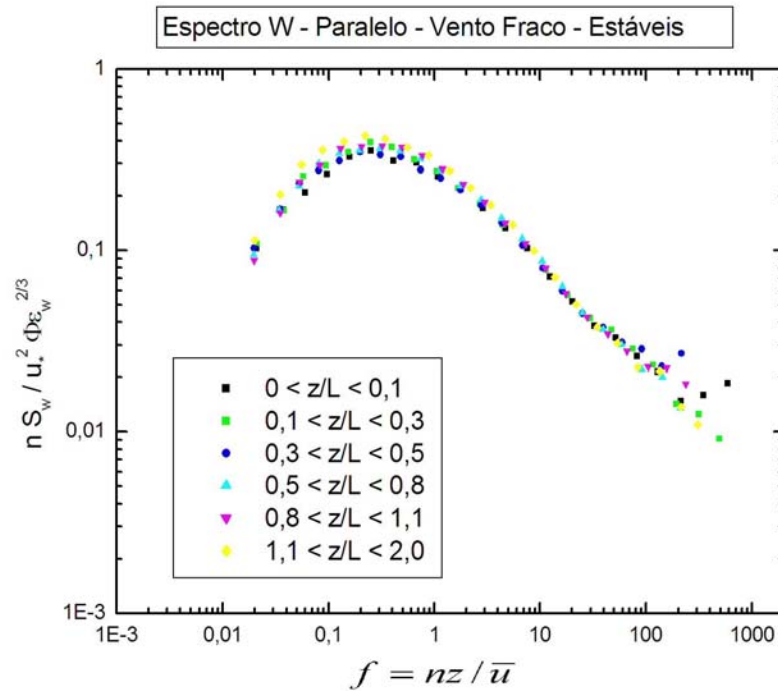


FIGURA 5.5 – Espectro médio da velocidade vertical com ventos fracos no período estável. Para todas as classes de estabilidade.

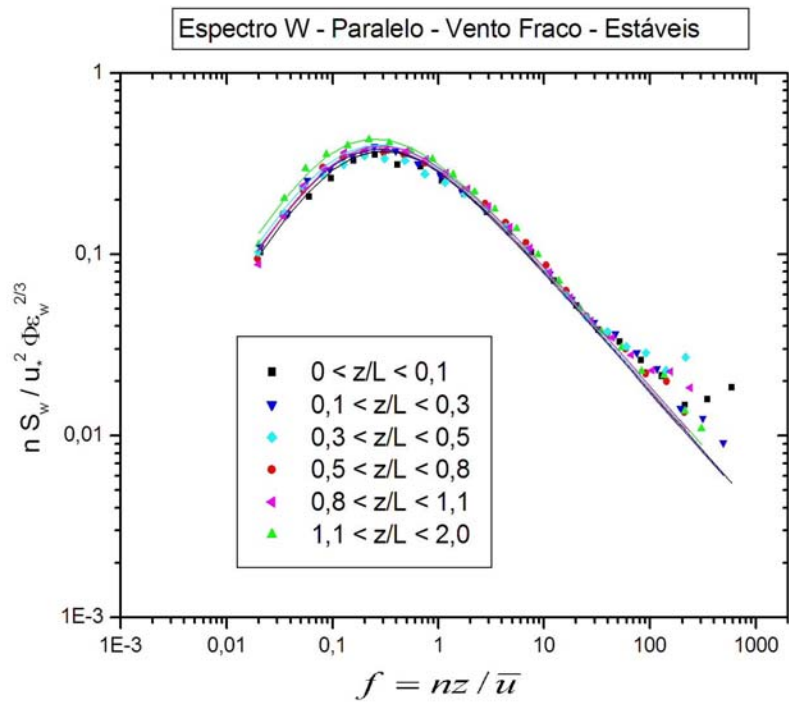


FIGURA 5.6 – Espectro médio da velocidade vertical com ventos fracos no período estável. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste.

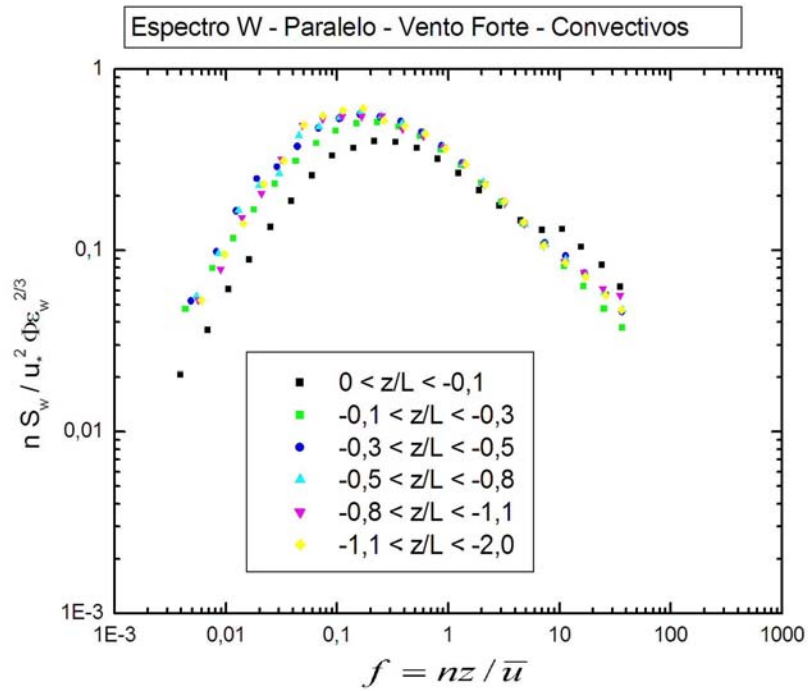


FIGURA 5.7 – Espectro médio da velocidade vertical com ventos fortes no período convectivo. Para todas as classes de estabilidade.

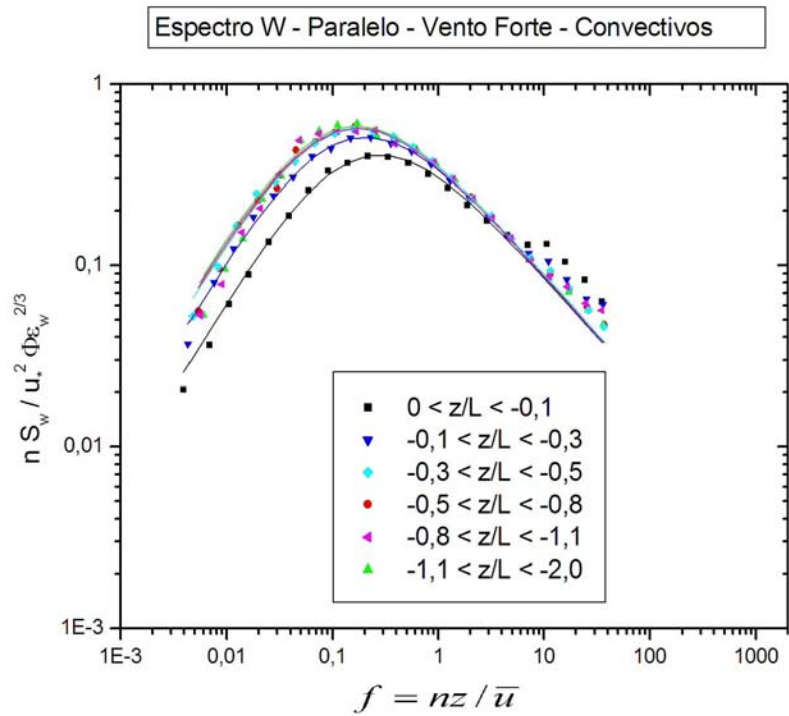


FIGURA 5.8 – Espectro médio da velocidade vertical com ventos fortes no período convectivo. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste.

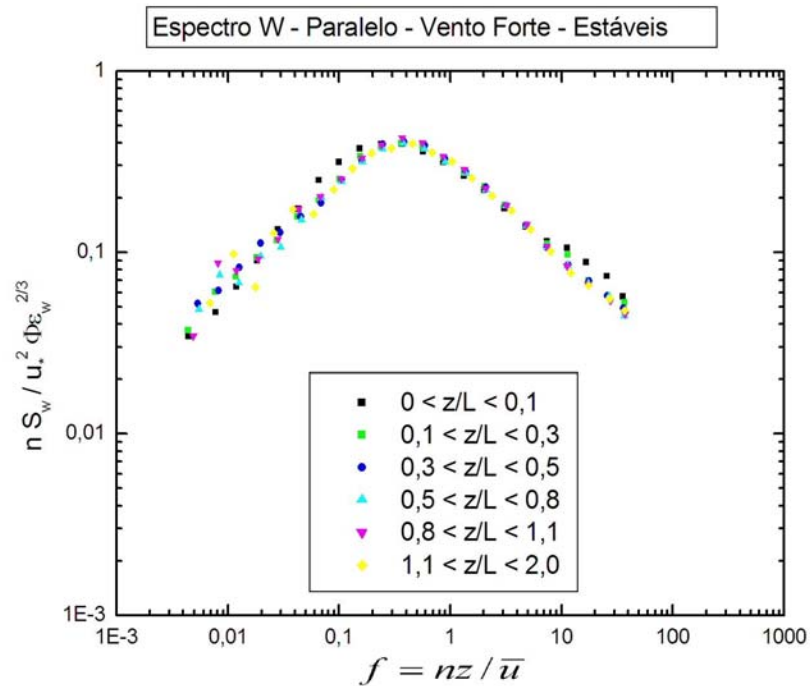


FIGURA 5.9 – Espectro médio da velocidade vertical com ventos fortes no período estável. Para todas as classes de estabilidade.

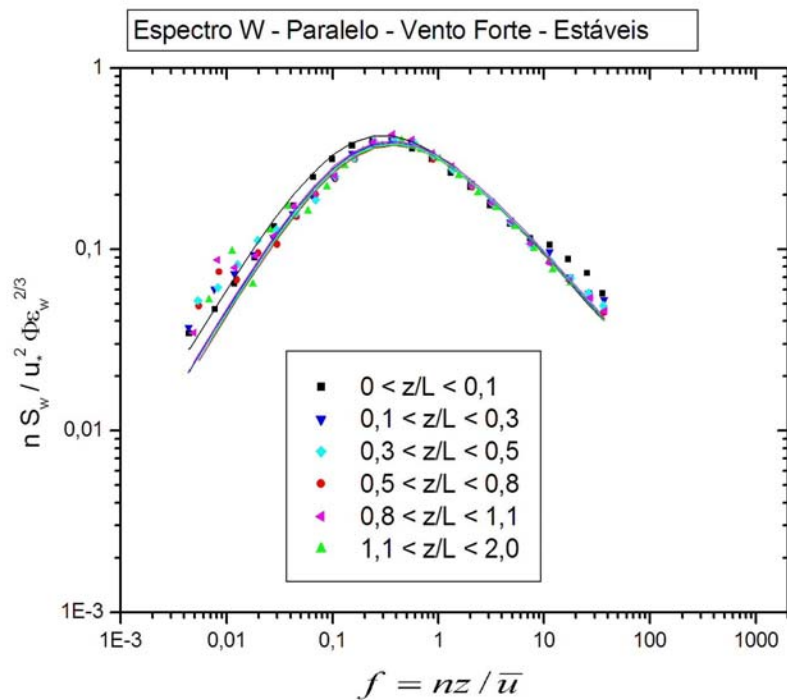


FIGURA 5.10 – Espectro médio da velocidade vertical com ventos fortes no período estável. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste.

É aparente destas figuras a existência de uma região na qual a lei de $-2/3$ de Kolmogorov é obedecida, isto é, a existência de uma região na qual a turbulência possui um regime de isotropia. A frequência na qual o início do sub-intervalo inercial é observado corresponde a $f \approx 2$ para ventos fracos e condições de ventos mais intensos. Neste tipo de superfície Kaimal et al. (1972) observaram o início do sub-intervalo inercial em $f = 4$. Exceção a este comportamento é a condição estável e ventos fortes. Particularmente, neste caso, este comportamento merece análise adicional.

Também se observa a existência de um pico bem definido para todas as classes de estabilidade. A ordem de magnitude destes picos é, entretanto, diferente para as diferentes condições de velocidade do vento. Para ventos fortes, ou seja $\bar{u} > 1m/s$, as classes mais convectivas possuem picos maiores e as classes mais estáveis possuem picos menores. Este comportamento, que é o esperado, não observa-se, para todas as classes de estabilidade, quando $\bar{u} < 1m/s$

As frequências nas quais os máximos espectrais são observados está mostrado na figura 5.11. Nessa figura, a título de comparação, a linha cheia representa as frequências associadas com os máximos espectrais para o experimento de Kansas (Kaimal et al., 1972). Note-se que, para condições homogêneas há um comportamento bem definido de $(f)_{\max}$ com z/L para $z/L > 0$. Em condições convectivas, as curvas espectrais, ocupam uma área, no lado das baixas frequências, sem uma relação clara com o parâmetro de estabilidade. Para o conjunto de dados experimentais analisados neste trabalho, coletados em terreno com alta variabilidade superficial, as frequências associadas com os máximos espectrais são inferiores aquelas observadas no experimento de Kansas. Também deve ser ressaltado que não há uma clara indicação de que a intensidade do vento seja um fator relevante para este parâmetro. Em outras palavras, $(f)_{\max}$ versus z/L não apresenta um lóbulo duplo. As frequências associadas aos máximos espectrais são maiores em condições estáveis do que em condições convectivas. Entretanto, há um indício de um comportamento assintótico em ambas as extremidades de z/L .

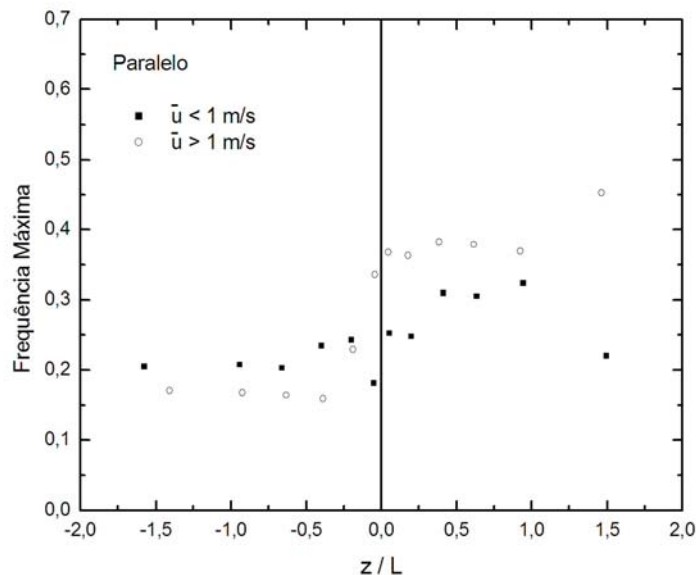


FIGURA 5.11 – Frequências nas quais os máximos espectrais são observados para a condição paralela. Os quadrados pretos representam os pontos com ventos médios menores que 1m/s. Os círculos representam os pontos com ventos médios maiores que 1m/s. A linha cheia representa as frequências associadas com os máximos espectrais para o experimento de Kansas (Kaimal et al, 1972).

Outro resultado observado diz respeito às intensidades dos máximos espectrais. Em condições estáveis, quer para ventos fortes ou ventos fracos, os máximos espectrais, adimensionais, são aproximadamente 0,4. Para condições convectivas, também para $\bar{u} < 1m/s$ e $\bar{u} > 1m/s$, estes máximos variam de 0,4 a 0,6. Os clássicos resultados de Kansas indicam que estes máximos são aproximadamente 0,1 para condições de forte estabilidade e 0,8 para condições de forte convecção. Os resultados aqui apresentados indicam que os vórtices mais energéticos, para as condições de vento paralelo a eixo do vale, em condições estáveis possuem mais energia do que aqueles em terrenos homogêneos e, em condições convectivas, possuem menos energia.

Na tabela 5.1 abaixo, são encontrados os valores de $f_{(max)}$, $S_{w(max)}$, z/L , u_* e \bar{u} . Resultados apresentados para condições de vento paralelas ao eixo do vale.

CLASSE	$f(máx)$	$S_w(máx)$	z/L	u_*	\bar{u}	N
Condição Paralela - Condição Convectiva - Vento Fraco						
$0 < z/L < -0,1$	0,181	0,455	$-0,048 \pm 0,027$	$0,161 \pm 0,070$	$0,543 \pm 0,274$	50
$-0,1 < z/L < -0,3$	0,243	0,407	$-0,200 \pm 0,056$	$0,113 \pm 0,050$	$0,628 \pm 0,225$	67
$-0,3 < z/L < -0,5$	0,235	0,489	$-0,399 \pm 0,059$	$0,108 \pm 0,058$	$0,632 \pm 0,189$	55
$-0,5 < z/L < -0,8$	0,203	0,519	$-0,660 \pm 0,085$	$0,098 \pm 0,066$	$0,667 \pm 0,193$	79
$-0,8 < z/L < -1,1$	0,208	0,507	$-0,942 \pm 0,080$	$0,107 \pm 0,065$	$0,625 \pm 0,227$	40
$-1,1 < z/L < -2,0$	0,205	0,585	$-1,575 \pm 0,256$	$0,085 \pm 0,058$	$0,646 \pm 0,160$	77
Condição Paralela - Condição Estável - Vento Fraco						
$0 < z/L < 0,1$	0,252	0,368	$0,054 \pm 0,027$	$0,139 \pm 0,073$	$0,594 \pm 0,241$	76
$0,1 < z/L < 0,3$	0,248	0,379	$0,200 \pm 0,053$	$0,136 \pm 0,058$	$0,637 \pm 0,247$	160
$0,3 < z/L < 0,5$	0,309	0,399	$0,411 \pm 0,057$	$0,105 \pm 0,037$	$0,637 \pm 0,225$	128
$0,5 < z/L < 0,8$	0,305	0,382	$0,635 \pm 0,084$	$0,096 \pm 0,035$	$0,618 \pm 0,217$	145
$0,8 < z/L < 1,1$	0,323	0,394	$0,944 \pm 0,080$	$0,086 \pm 0,025$	$0,643 \pm 0,229$	115
$1,1 < z/L < 2,0$	0,219	0,431	$1,492 \pm 0,239$	$0,074 \pm 0,023$	$0,632 \pm 0,204$	328

Condição Paralela - Condição Convectiva - <i>Vento Forte</i>						
0 < z/L < -0,1	0,336	0,402	-0,042 ± 0,028	0,475 ± 0,142	3,304 ± 0,738	763
-0,1 < z/L < -0,3	0,229	0,508	-0,189 ± 0,055	0,343 ± 0,085	2,946 ± 0,825	434
-0,3 < z/L < -0,5	0,159	0,565	-0,386 ± 0,056	0,272 ± 0,056	2,461 ± 0,811	193
-0,5 < z/L < -0,8	0,164	0,570	-0,632 ± 0,086	0,222 ± 0,051	2,272 ± 0,713	140
-0,8 < z/L < -1,1	0,167	0,570	-0,925 ± 0,085	0,202 ± 0,039	2,169 ± 0,597	78
-1,1 < z/L < -2,0	0,170	0,586	-1,40 ± 0,252	0,165 ± 0,043	1,984 ± 0,578	94
Condição Paralela - Condição Estável - <i>Vento Forte</i>						
0 < z/L < 0,1	0,367	0,420	0,045 ± 0,030	0,313 ± 0,099	2,779 ± 0,818	567
0,1 < z/L < 0,3	0,363	0,386	0,179 ± 0,055	0,202 ± 0,043	2,497 ± 0,952	444
0,3 < z/L < 0,5	0,382	0,384	0,384 ± 0,052	0,154 ± 0,032	1,966 ± 0,674	207
0,5 < z/L < 0,8	0,378	0,373	0,615 ± 0,080	0,131 ± 0,027	1,830 ± 0,706	145
0,8 < z/L < 1,1	0,369	0,394	0,924 ± 0,075	0,115 ± 0,024	1,773 ± 0,758	87
1,1 < z/L < 2,0	0,452	0,372	1,462 ± 0,254	0,101 ± 0,019	1,567 ± 0,492	93

TABELA 5.1 - Valores de $f_{(\max)}$, $S_{w(\max)}$, z/L , u_* , \bar{u} e N que é o número de conjuntos respectivos a cada série. Resultados apresentados para condições de vento paralelas ao eixo do vale.

5.1.2 Condições Transversais

Analogamente a análise realizada para condições paralelas, far-se-á uma análise para as séries temporais na qual a direção do vento é transversal ao eixo do vale. As figuras seguintes (5.12) a (5.19) apresentam os espectros de nS_w , normalizados por $u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}$. Inicialmente dispõem-se os espectros médios, para as seis classes de estabilidade e em seguida os espectros médios e as curvas de ajuste. As figuras (5.12), (5.13), (5.14) e (5.15) correspondem aos casos nos quais $\bar{u} < 1 \text{ m/s}$ e as figuras (5.16), (5.17), (5.18) e (5.19) aos casos nos quais $\bar{u} > 1 \text{ m/s}$.

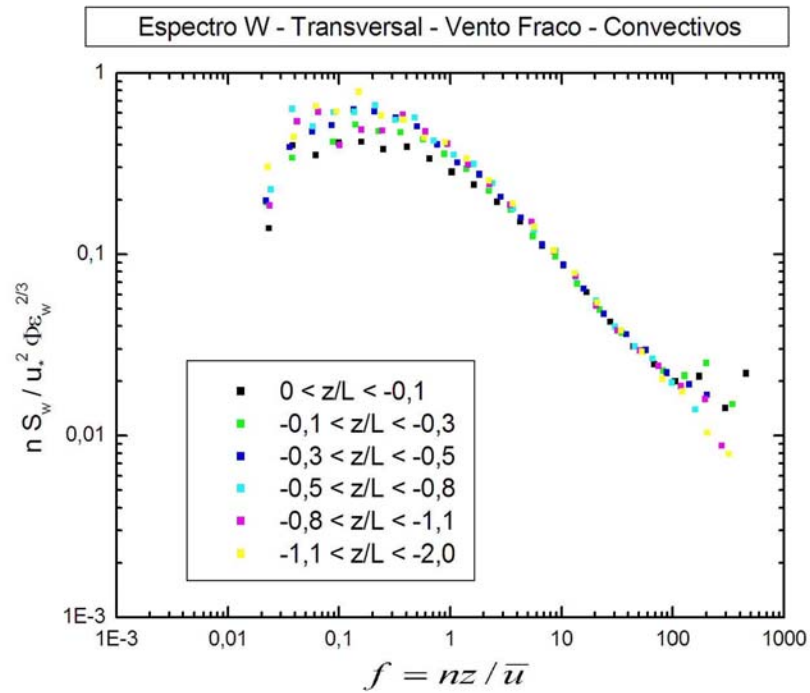


FIGURA 5.12 – Espectro médio da velocidade vertical, com ventos fracos no período convectivo.

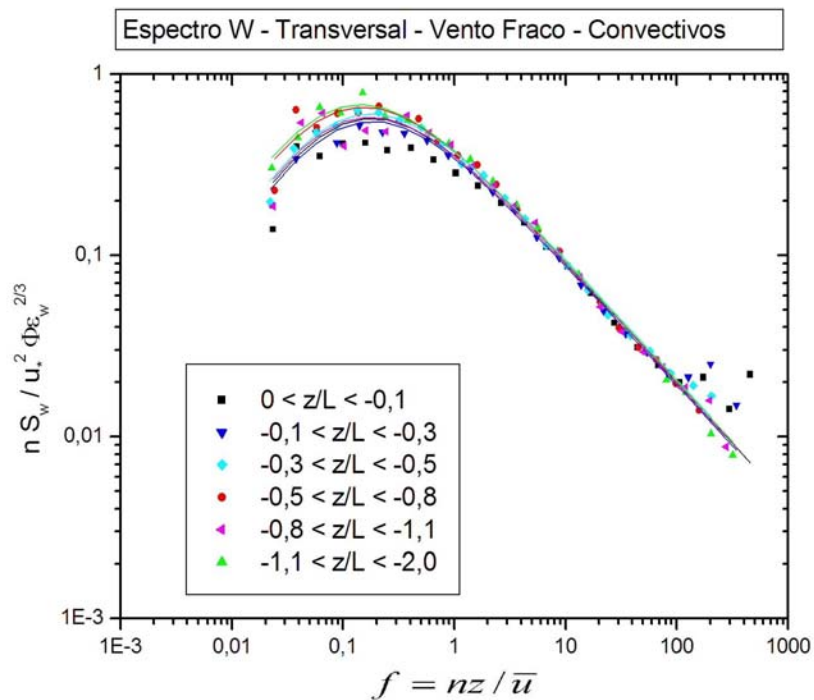


FIGURA 5.13 – Espectro médio da velocidade vertical com ventos fracos no período convectivo. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste.

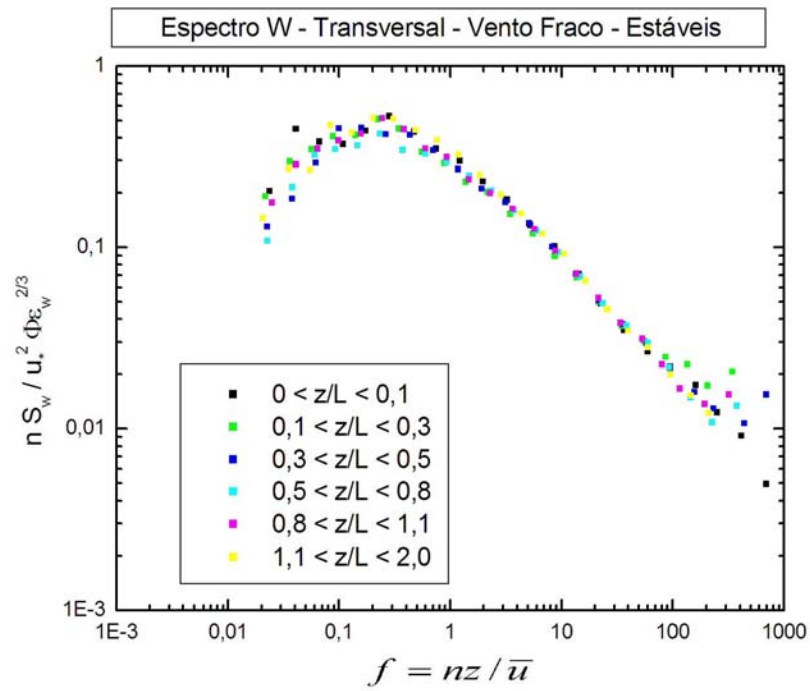


FIGURA 5.14 – Espectro médio da velocidade vertical com ventos fracos no período estável. Para todas as classes de estabilidade.

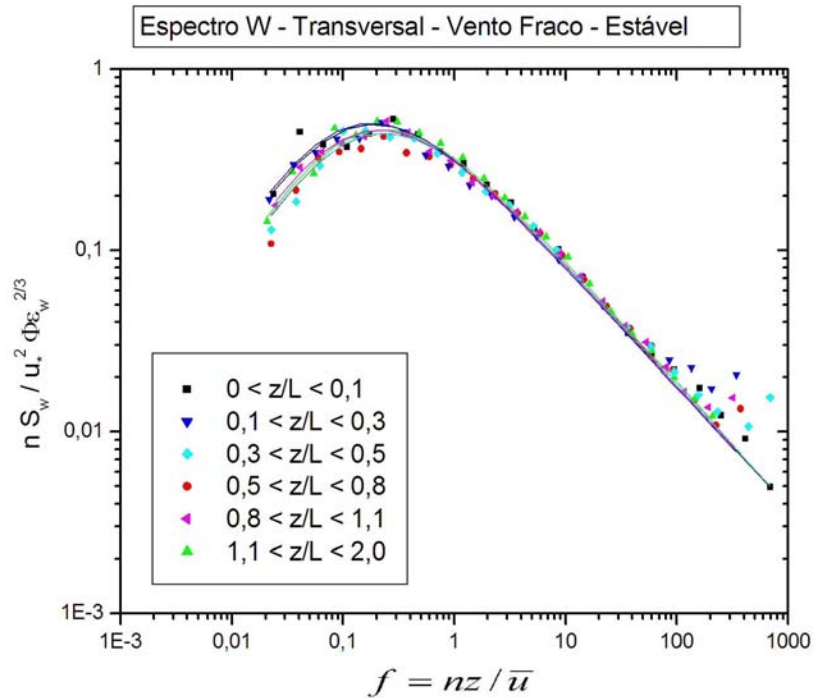


FIGURA 5.15 – Espectro médio da velocidade vertical com ventos fracos no período estável. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste.

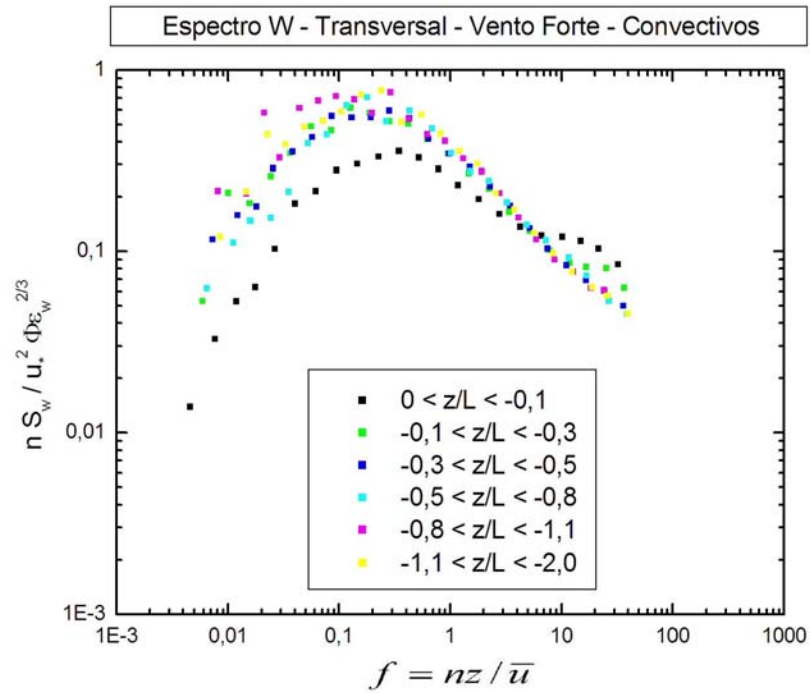


FIGURA 5.16 – Espectro médio da velocidade vertical com ventos fortes no período convectivo. Para todas as classes de estabilidade.

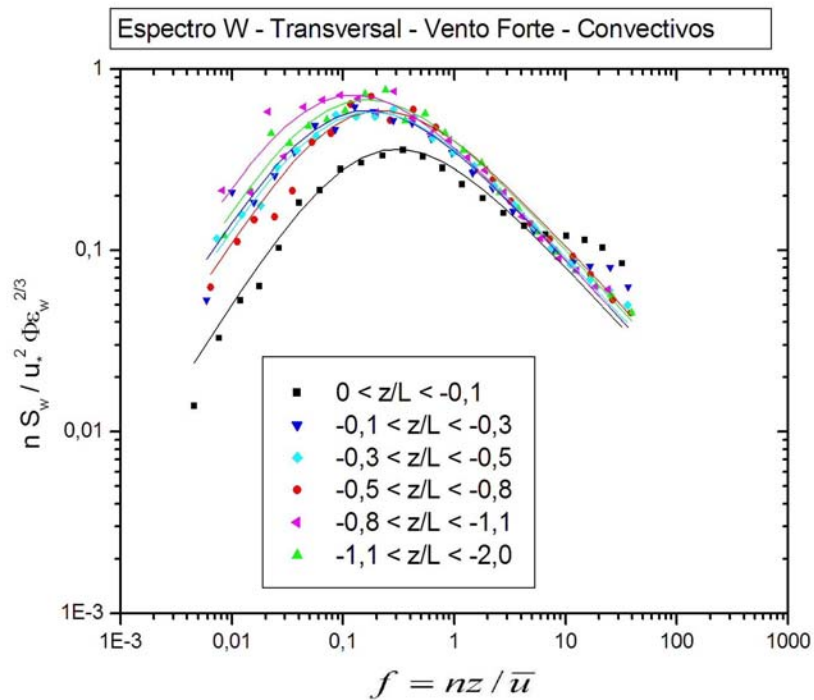


FIGURA 5.17 – Espectro médio da velocidade vertical com ventos fortes no período convectivo. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste.

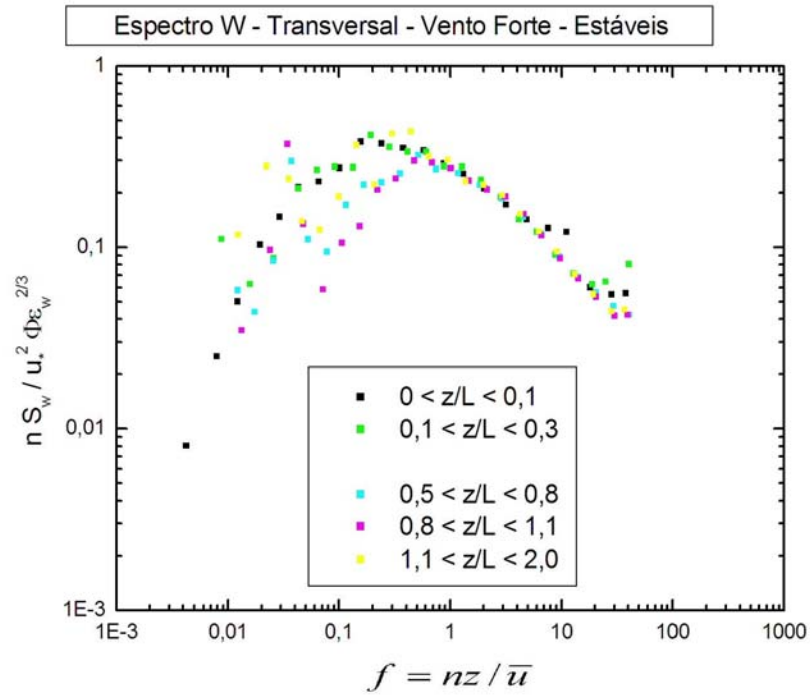


FIGURA 5.18 – Espectro médio da velocidade vertical com ventos fortes no período estável. Para todas as classes de estabilidade.

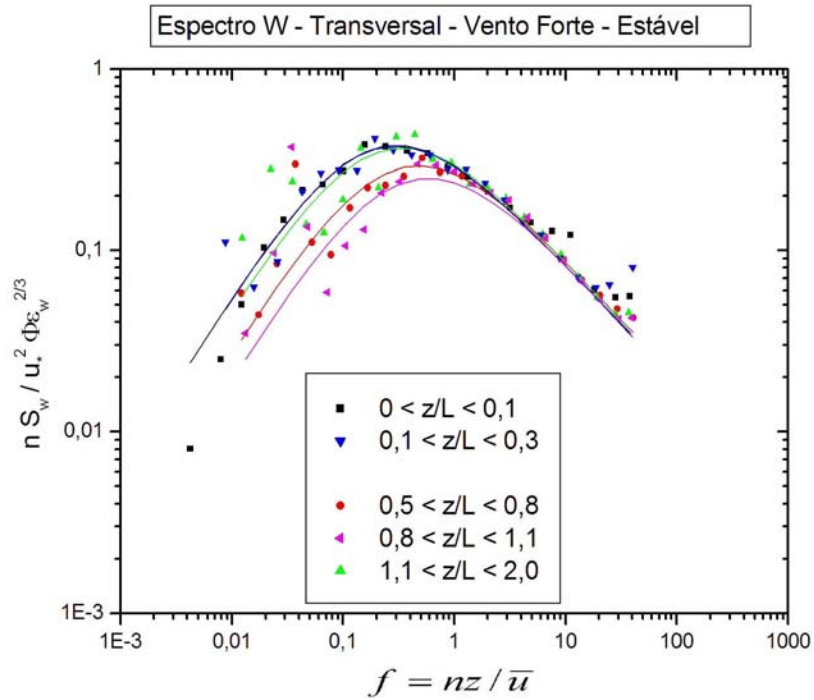


FIGURA 5.19 – Espectro médio da velocidade vertical com ventos fortes no período estável. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste.

Explicita-se aqui que, para a classe de estabilidade compreendida entre $0,3 < z/L < 0,5$ no regime estável e sobre condições de vento forte, não teve ocorrências de dados medidos para o caso transversal.

Nota-se aqui também a existência de uma região na qual a lei de $-2/3$ de Kolmogorov é obedecida. Para as condições de ventos transversais ao vale analogamente as condições de ventos paralelos a frequência na qual o início do sub-intervalo inercial é observado corresponde a $f \approx 3$.

Também se observa a existência de um pico bem definido para todas as classes de estabilidade. A ordem de magnitude destes picos é, entretanto, diferente para as diversas condições de estabilidade da camada limite atmosférica. Para as condições convectivas, as classes mais convectivas possuem picos maiores e as classes mais estáveis possuem picos menores. Este comportamento, que é o esperado sobre terrenos complexos, não se observa, para todas as classes de estabilidade, quando analisadas sobre condições estáveis, independentes da condição de velocidade do vento médio.

Repete-se para esta condição a análise das frequências nas quais os máximos espectrais são observados, aqui mostradas na figura 5.20. Aqui também se nota, para condições não homogêneas com vento transversal, que as frequências associadas com os máximos espectrais são inferiores aqueles observados em Kansas. Também deve ser ressaltado que não há uma clara indicação de que a intensidade do vento seja um fator relevante para este parâmetro. Existe um maior espalhamento nas frequências associadas aos máximos espectrais para as condições estáveis do que aqueles vistos para as condições convectivas.

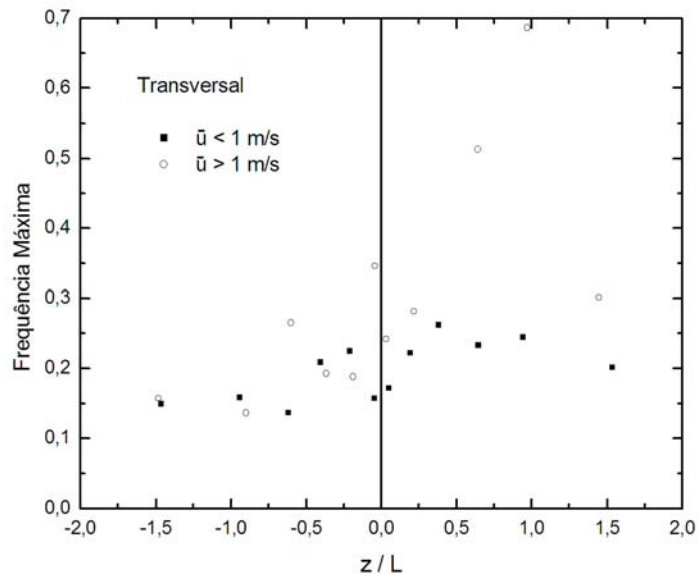


FIGURA 5.20 – Frequências nas quais os máximos espectrais são observados para a condição paralela. Os quadrados pretos representam os pontos com ventos médios menores que 1m/s. Os círculos representam os pontos com ventos médios maiores que 1m/s. A linha cheia representa as frequências associadas com os máximos espectrais para o experimento de Kansas (Kaimal et al., 1972).

Observaram-se aqui também os resultados que dizem respeito às intensidades dos máximos espectrais. Em condições estáveis, quer para ventos fortes ou ventos fracos, os máximos espectrais, adimensionais variam entre 0,4 e 0,5. Para condições convectivas, também para $\bar{u} < 1m/s$ e $\bar{u} > 1m/s$, estes máximos são de aproximadamente 0,7.

Na tabela 5.2 são encontrados os valores de $f_{(max)}$, $S_{w(max)}$, z/L , u_* e \bar{u} . Resultados apresentados para condições de vento transversais ao eixo do vale.

CLASSE	$f(máx)$	$S_w(máx)$	z/L	u_*	\bar{u}	N
Condição Transversal - Condição Convectiva - Vento Fraco						
$0 < z/L < -0,1$	0,157	0,566	$-0,046 \pm 0,033$	$0,123 \pm 0,072$	$0,468 \pm 0,199$	33
$-0,1 < z/L < -0,3$	0,224	0,543	$-0,209 \pm 0,059$	$0,127 \pm 0,058$	$0,547 \pm 0,195$	66
$-0,3 < z/L < -0,5$	0,208	0,600	$-0,405 \pm 0,055$	$0,101 \pm 0,037$	$0,548 \pm 0,187$	47
$-0,5 < z/L < -0,8$	0,136	0,656	$-0,618 \pm 0,080$	$0,102 \pm 0,053$	$0,544 \pm 0,144$	49
$-0,8 < z/L < -1,1$	0,158	0,578	$-0,942 \pm 0,085$	$0,078 \pm 0,023$	$0,527 \pm 0,189$	29
$-1,1 < z/L < -2,0$	0,148	0,677	$-1,467 \pm 0,280$	$0,077 \pm 0,031$	$0,543 \pm 0,207$	168
Condição Transversal - Condição Estável - Vento Fraco						
$0 < z/L < 0,1$	0,171	0,494	$0,048 \pm 0,026$	$0,151 \pm 0,055$	$0,424 \pm 0,194$	61
$0,1 < z/L < 0,3$	0,222	0,498	$0,193 \pm 0,057$	$0,150 \pm 0,059$	$0,481 \pm 0,200$	86
$0,3 < z/L < 0,5$	0,262	0,442	$0,381 \pm 0,057$	$0,119 \pm 0,039$	$0,464 \pm 0,205$	77
$0,5 < z/L < 0,8$	0,232	0,442	$0,645 \pm 0,087$	$0,099 \pm 0,030$	$0,480 \pm 0,206$	8
$0,8 < z/L < 1,1$	0,244	0,459	$0,942 \pm 0,091$	$0,092 \pm 0,022$	$0,487 \pm 0,181$	63
$1,1 < z/L < 2,0$	0,201	0,459	$1,532 \pm 0,255$	$0,075 \pm 0,021$	$0,527 \pm 0,202$	168
Condição Transversal - Condição Convectiva - Vento Forte						
$0 < z/L < -0,1$	0,346	0,450	$-0,04 \pm 0,022$	$0,409 \pm 0,102$	$2,684 \pm 0,786$	88
$-0,1 < z/L < -0,3$	0,187	0,588	$-0,188 \pm 0,052$	$0,331 \pm 0,103$	$2,252 \pm 0,520$	47
$-0,3 < z/L < -0,5$	0,192	0,579	$-0,365 \pm 0,053$	$0,226 \pm 0,073$	$1,836 \pm 0,471$	15
$-0,5 < z/L < -0,8$	0,265	0,584	$-0,601 \pm 0,067$	$0,230 \pm 0,065$	$2,390 \pm 0,758$	8
$-0,8 < z/L < -1,1$	0,136	0,717	$-0,900 \pm 0,010$	$0,230 \pm 0,020$	$1,695 \pm 0,015$	2
$-1,1 < z/L < -2,0$	0,156	0,678	$-1,485 \pm 0,310$	$0,166 \pm 0,036$	$1,670 \pm 0,306$	13
Condição Transversal - Condição Estável - Vento Forte						
$0 < z/L < 0,1$	0,241	0,375	$0,033 \pm 0,034$	$0,459 \pm 0,205$	$2,773 \pm 1,283$	20
$0,1 < z/L < 0,3$	0,281	0,375	$0,218 \pm 0,044$	$0,147 \pm 0,016$	$1,618 \pm 0,214$	9
$0,3 < z/L < 0,5$	---	---	---	---	---	2
$0,5 < z/L < 0,8$	0,513	0,291	$0,642 \pm 0,029$	$0,115 \pm 0,016$	$1,192 \pm 0,317$	4
$0,8 < z/L < 1,1$	0,686	0,2496	$0,970 \pm 0,101$	$0,125 \pm 0,005$	$1,040 \pm 0,010$	2
$1,1 < z/L < 2,0$	0,301	0,364	$1,444 \pm 0,218$	$0,102 \pm 0,007$	$1,114 \pm 0,059$	17

TABELA 5.2 - Valores de $f_{(máx)}$, $S_{w(máx)}$, z/L , u_* , \bar{u} e N que é o número de conjuntos respectivos a cada série.. Resultados apresentados para condições de vento transversais ao eixo do vale.

5.2 Espectros das Componentes Laterais da Velocidade (S_u e S_v)

As próximas figuras mostram espectro suavizado das velocidades laterais dados por : $nS_u / (u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3})$ e $nS_v / (u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3})$ plotados contra a frequência adimensional $f = nz / \bar{u}$ para as condições de vento paralelo e transversal.

5.2.1 Espectros em Condições de Vento Forte sobre Condições Estáveis

Como esperado o espectro foi normalizado por $u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}$ de modo a coincidirem no subintervalo inercial, seguindo a lei de Kolmogorov dos $-5/3$. Acima da frequência crítica (próxima seção) e nas baixas frequências existe uma dependência de z/L e o pico do espectro se desloca para frequências f menores quando z/L varia a partir da condição estável pra neutra. As curvas de ajuste são dadas por:

$$\frac{nS_y}{u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}} = \frac{Af}{(1 + Bf)^{5/3}} \quad (5.3)$$

com os coeficientes (A,B) expressados na tabela (5.3) abaixo para os casos paralelos e transversais.

	Paralelo - u	Paralelo - v	Transversal - u	Transversal - v
$0 < z/L < 0,1$	(195,44)	(38,20)	(71,27)	(55,25)
$0,1 < z/L < 0,3$	(86,26)	(24,12)	(29,14)	(19,10)
$0,3 < z/L < 0,5$	(87,20)	(21,11)	---	---
$0,5 < z/L < 0,8$	(49,18)	(24,12)	(24,15)	(11,7)
$0,8 < z/L < 1,1$	(67,22)	(33,15)	(24,10)	(12,8)
$1,1 < z/L < 2,0$	(46,17)	(29,13)	(15,7)	(9,6)

TABELA 5.3 – Coeficientes (A,B) das curvas de ajuste obtidas a partir da expressão 5.3.

Esse grupo de valores varia da condição próxima da neutralidade até a condição muito estável. A partir da equação (5.3), é fácil encontrarem-se os valores da frequência respectivos aos valores de pico máximo do espectro. Observa-se aqui na parte das baixas frequências a existência de uma frequência de corte ou frequência crítica. Para todos os casos foi encontrado o valor de $\approx 0,06$ como sendo o valor de inicio da frequência de corte.

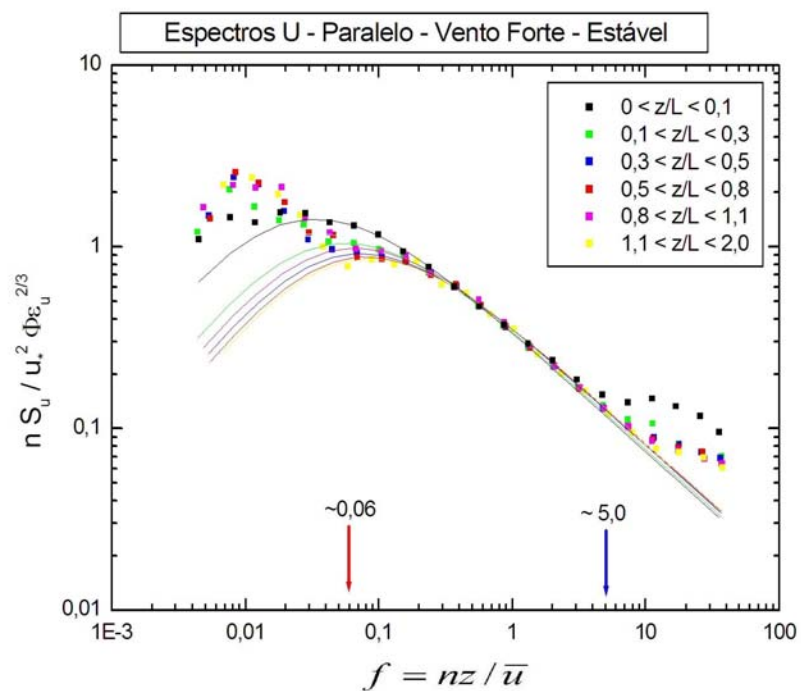


FIGURA 5.21 – Espectro médio da velocidade horizontal U com ventos fortes no período estável. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste. Condições Paralelas.

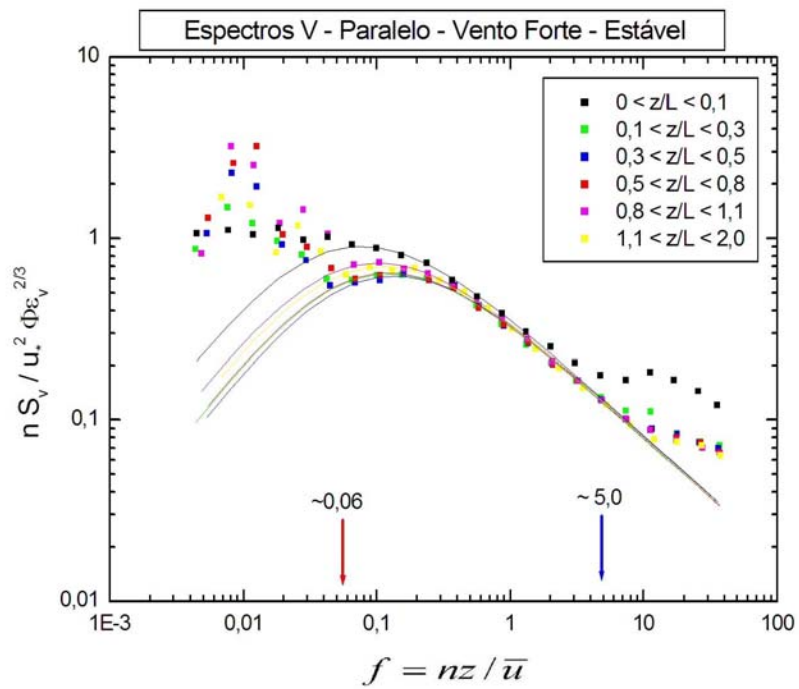


FIGURA 5.22 – Espectro médio da velocidade horizontal V com ventos fortes no período estável. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste. Condições Paralelas.

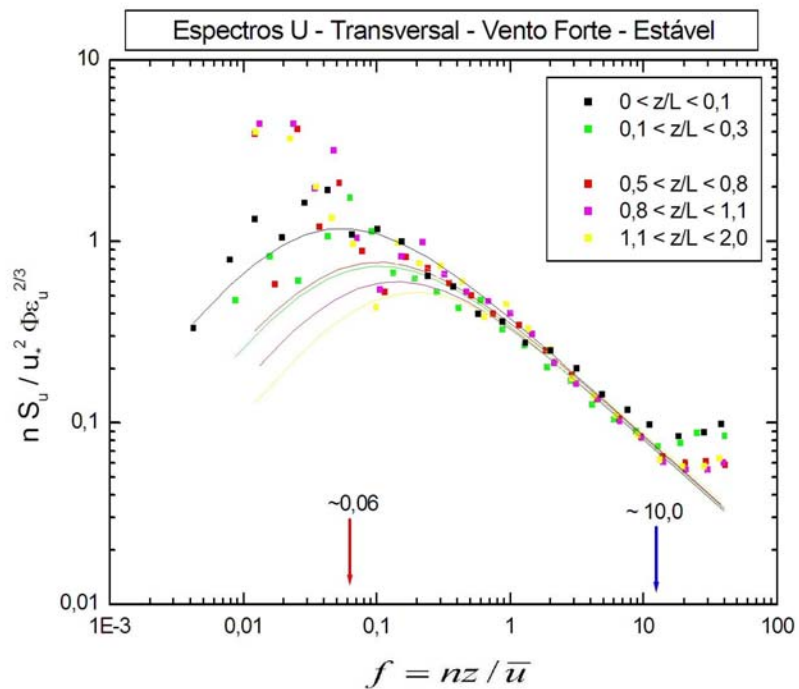


FIGURA 5.23 – Espectro médio da velocidade horizontal U com ventos fortes no período estável. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste. Condições Transversais.

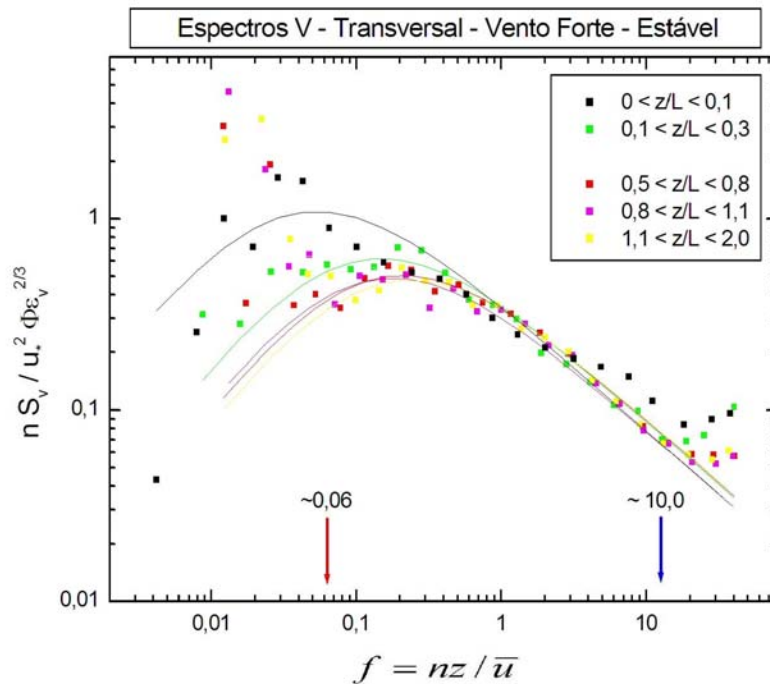


FIGURA 5.24 – Espectro médio da velocidade horizontal V com ventos fortes no período estável. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste. Condições Transversais.

Na região de altas frequências como pode ser observado, temos discrepância nos valores obtidos para a frequência em que começa a ocorrer à existência do “*aliasing*”. Para o caso de condições paralelas a frequência é dado por $\approx 5,0$. Já para os casos transversais a frequência encontrada foi em torno de $\approx 10,0$.

5.2.2 Frequência Crítica

As figuras correspondentes ao espectro das componentes horizontais (5.21, 5.22, 5.23 e 5.24) mostram que existe uma frequência crítica abaixo no espectro que não tem o comportamento esperado. Em outras palavras para $f < f_c$ ambos espectros $nS_v / (u_*^2 \phi_\epsilon^{2/3})$ e $nS_u / (u_*^2 \phi_\epsilon^{2/3})$ crescem com o decréscimo da frequência. Certamente esta é a consequência dos movimentos de mesoescala que são mais importantes na camada limite noturna. O tempo de média (aproximadamente de 30

minutos) é longo o suficiente para definir estas perturbações e leva a sérias contaminações do fluxo computado por esporadicamente capturar movimentos de meso escala. (Howell e Sun, 1999; Vickers e Marht, 2003). O estudo espectral pode ser usado para definir a escolha apropriada do tempo de média a se escolher para realizar as estimações de fluxo.

5.2.3 Espectros em Condições de Vento Forte sobre Condições Convectivas

As figuras (5.25, 5.26, 5.27 e 5.28) apresentam os espectros das componentes turbulentas horizontais para condições convectivas e vento médio acima de 1m/s.

Em uma atmosfera instável a turbulência atmosférica é produzida por forçantes térmicos e mecânicos. Em outras palavras: há contribuição positiva para a produção de energia turbulenta por estes dois fatores. As regiões do espectro nas quais estes fatores devem ser realçados depende das escalas nas quais eles são importantes. Em condições de quase neutralidade e ventos fracos é de se esperar uma clara separação entre estas regiões. Por outro lado, em condições de ventos mais intensos, as duas regiões devem se sobrepor. Conforme Hojstrup (1982), a presença de dois picos espectrais reflete a significância das contribuições térmicas e mecânicas, estando o pico associado com o gradiente de velocidade de vento localizado em uma região de freqüências mais altas do que aquele associado com o gradiente de temperatura. Entretanto, não há na literatura uma determinação exata destes dois picos espectrais em função dos parâmetros que governam suas contribuições. Por exemplo, quando a contribuição da produção térmica é fraca e a contribuição da produção mecânica é forte, pode-se esperar que a presença do pico duplo não se observe. Neste caso o pico espectral é devido unicamente ao cisalhamento do vento. Este caso é similar ao espectro das componentes horizontais em caso de convecção livre, na qual o pico espectral também é único e devido somente às forças de empuxo.

Nos casos apresentados a seguir, e para o intervalo de tempo usado para derivação dos espectros, há indícios da presença de um único pico espectral. Considerando-se que estas figuras são aquelas de contribuição significativa pelo

cisalhamento do vento, conjectura-se que a importância dos efeitos térmicos e mecânicos são de mesma magnitude.

Na região de baixas frequências há um considerável espalhamento de pontos que não são explicáveis por outros fatores que não sejam associados com influências topográficas. Os maiores turbilhões, durante o dia, quer quando o vento sopra paralelo quer quando sopra transversal ao eixo do vale, são influenciados pelas paredes do mesmo.

Na região de altas frequências o espectro segue a lei de Kolmogorov indicando, ainda sobre condições de inhomogeneidade, a presença de vórtices isotrópicos.

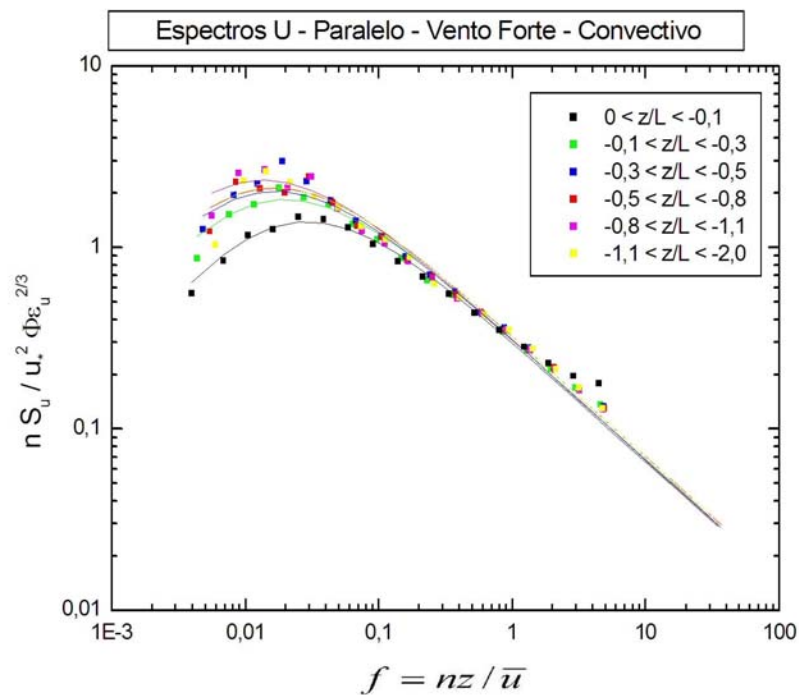


FIGURA 5.25 – Espectro médio da velocidade horizontal U com ventos fortes no período convectivo. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste. Condições Paralelas.

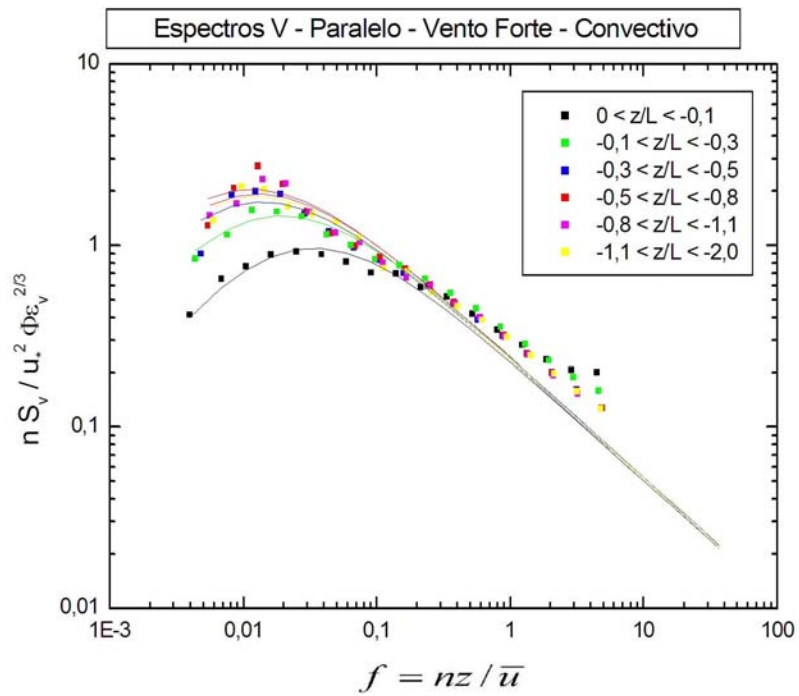


FIGURA 5.26 – Espectro médio da velocidade horizontal V com ventos fortes no período convectivo. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste. Condições Paralelas.

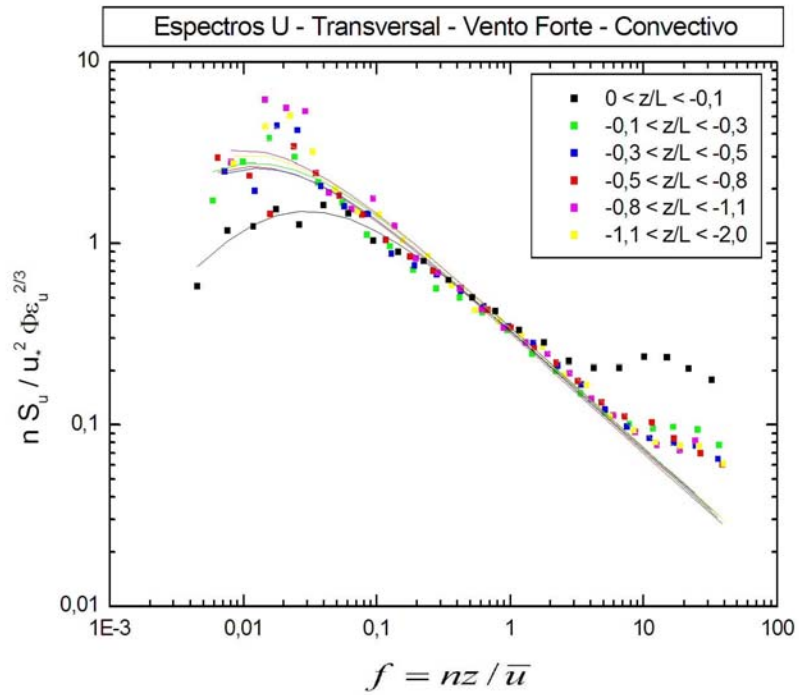


FIGURA 5.27 – Espectro médio da velocidade horizontal U com ventos fortes no período convectivo. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste. Condições Transversais.

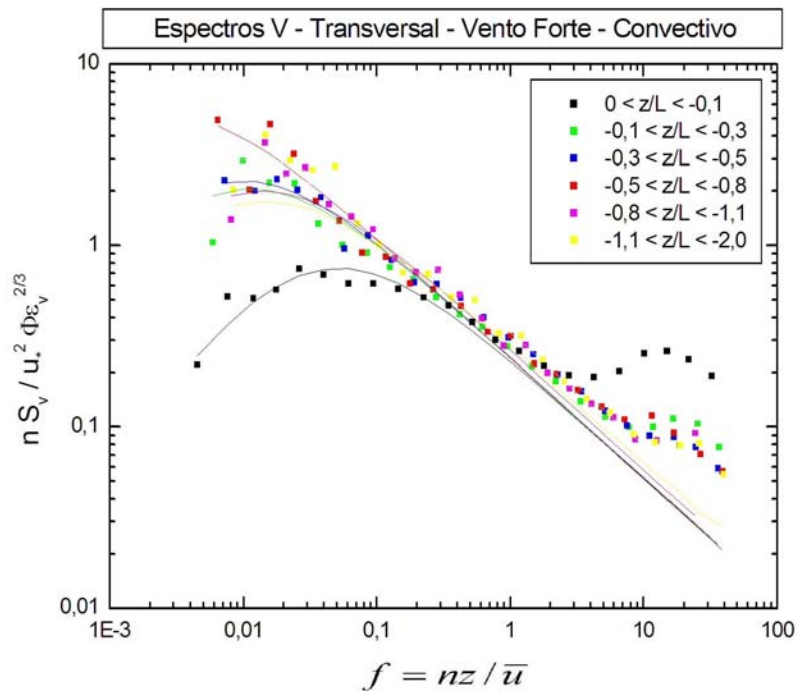


FIGURA 5.28 – Espectro médio da velocidade horizontal V com ventos fortes no período convectivo. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste. Condições Transversais.

5.3 Espectros em Condições de Vento Fraco

Em altas frequências, o espectro pode ser representado por uma expressão como $S_i \propto f^\alpha$. De acordo com a lei de Kolmogorov, no sub-intervalo inercial $\alpha = 1,66$. Para todo o espectro calculado, determinamos um expoente α no qual ajusta-se melhor a parte do sub-intervalo inercial. Para condições convectivas e estáveis com ventos médios menores que 1 m/s, a lei de Kolmogorov não é verificada para a maioria das séries, e por esta razão não é analisada neste presente estudo.

As figuras (5.28 e 5.29) abaixo revelam a incapacidade de tratamento desses dados como descrito acima. Para todas as condições analisadas. Para simplificar a explanação destes casos serão colocados apenas dois exemplos.

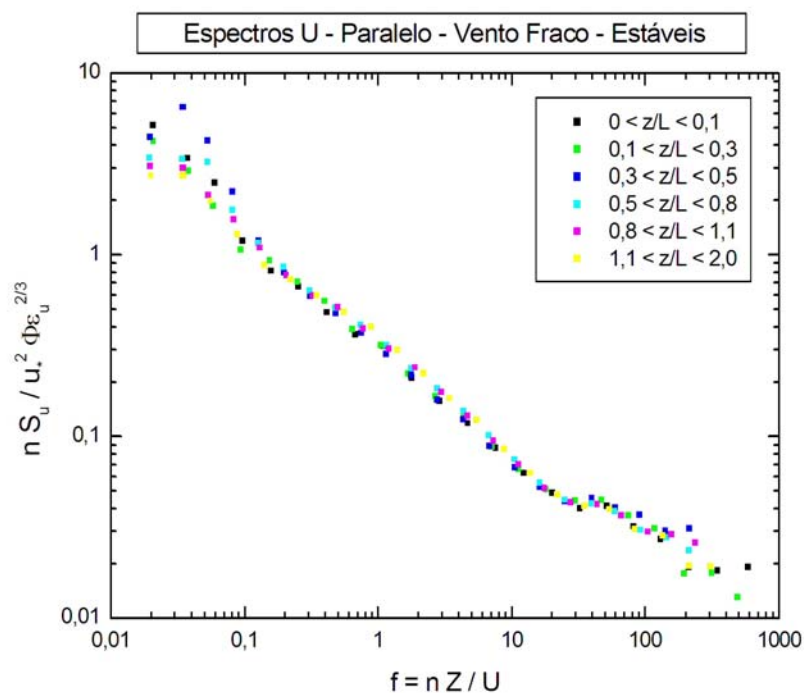


FIGURA 5.28 – Espectro médio da velocidade horizontal U com ventos fracos no período estável. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste. Condições Paralelas.

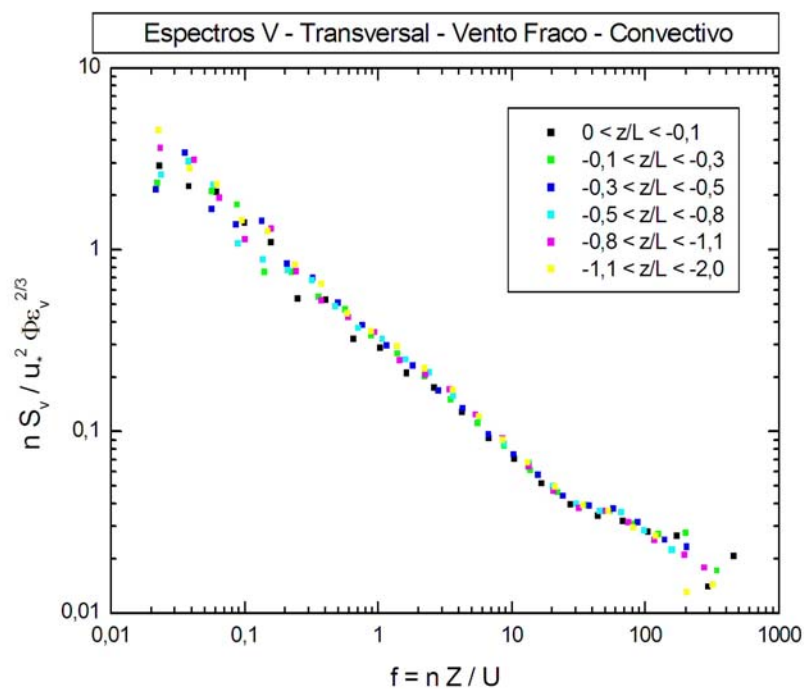


FIGURA 5.29 – Espectro médio da velocidade horizontal V com ventos fracos no período convectivo. Para todas as classes de estabilidade. As linhas representam as curvas de ajuste. Condições Transversais.

5.4 Isotropia Local

A razão de 4/3 entre os níveis espectrais no subintervalo inercial das componentes das velocidades longitudinais e verticais, não era encontrada nos primeiros experimentos de campo. Em 1968 Busch e Panofsky notaram esta certa tendência em torno da razão de 4/3 nos dados obtidos no experimento em Round Hill.

Os resultados de Kansas mostram uma boa concordância para todos os casos com a exceção do caso mais estável $z/L > 1$. Em torno da frequência $f = 4$ encontrou-se a razão de 4/3 para a razão de S_w/S_u .

Para as diferentes classes de z/L mostra-se que a razão S_w/S_u cresce rapidamente na prioridade de atingir seu valor isotrópico, movendo-se sistematicamente para valores maiores de f com o acréscimo de z/L .

Na análise dos dados que obtivemos encontrou-se valores um pouco diferentes para a frequência ao atingir a isotropia. Para a condição paralela, temos uma frequência em torno de $f \cong 2$.

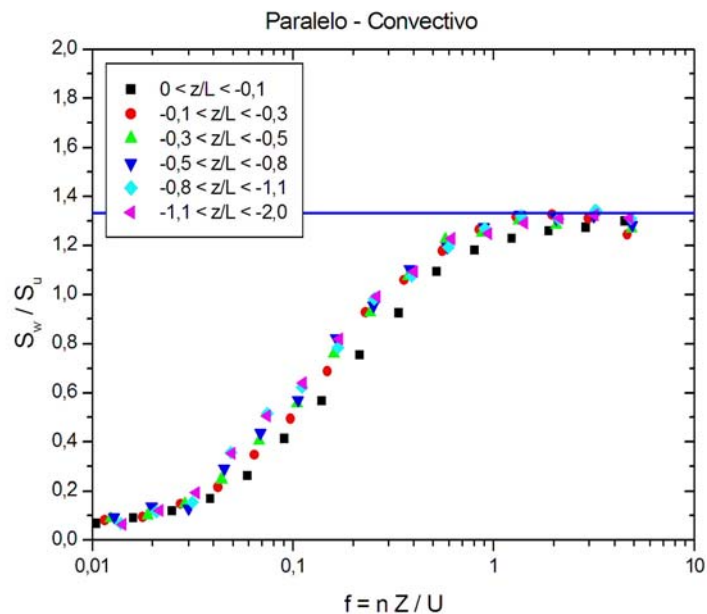


FIGURA 5.30 – Razão entre os espectros médios da velocidade vertical e da velocidade lateral U. Para ventos médios paralelos, sobre condições convectivas.

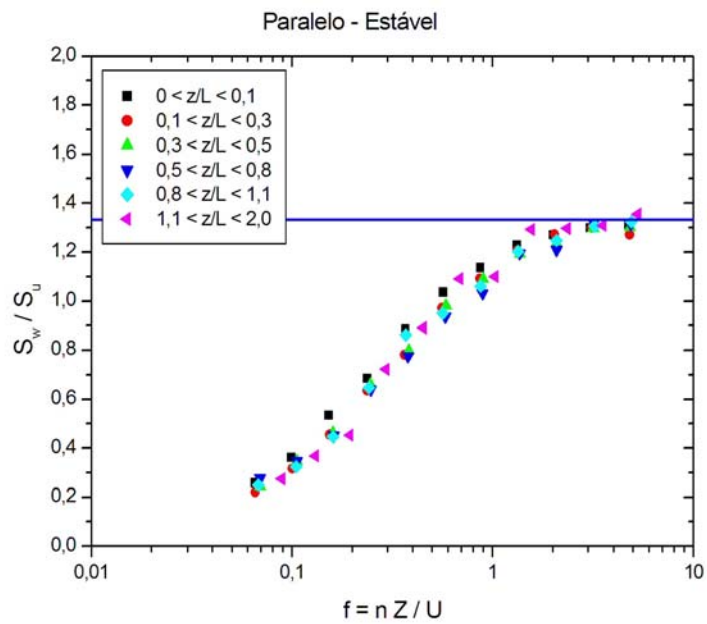


FIGURA 5.31 – Razão entre os espectros médios da velocidade vertical e da velocidade lateral U. Para ventos médios paralelos, sobre condições estáveis.

Para o caso transversal, temos frequências em torno de $f \cong 3$.

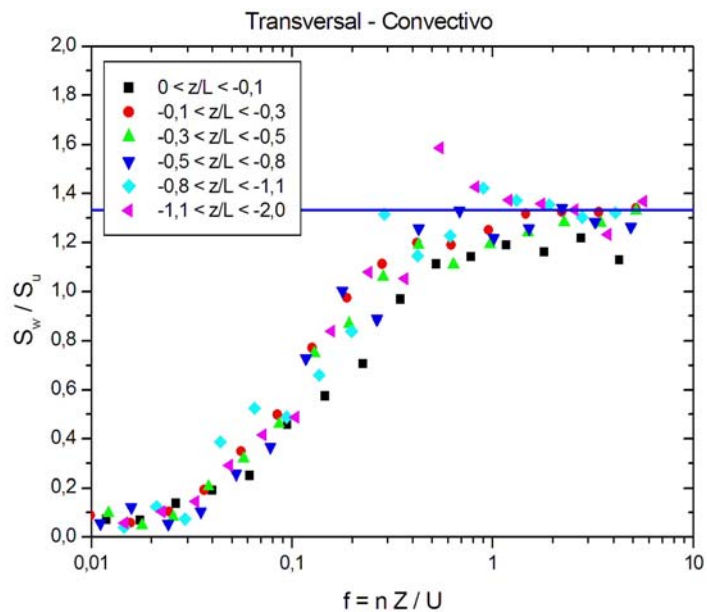


FIGURA 5.32 – Razão entre os espectros médios da velocidade vertical e da velocidade lateral U. Para ventos médios transversais, sobre condições convectivas.

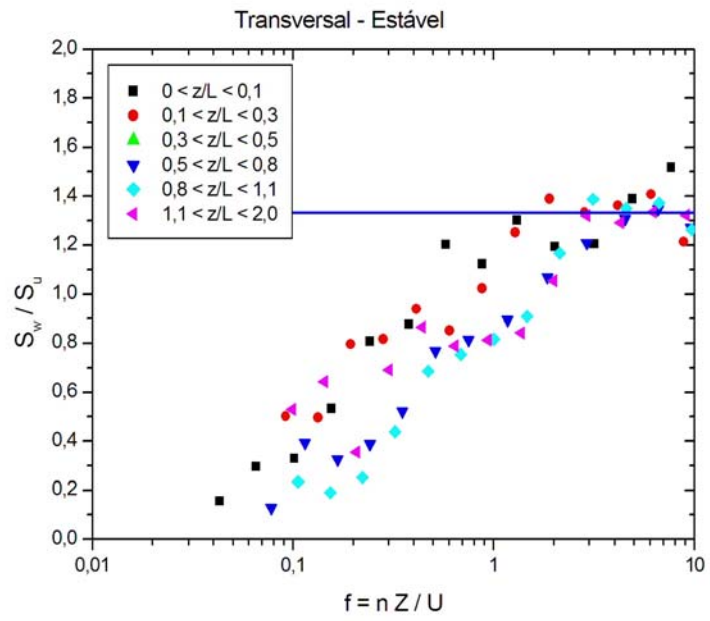


FIGURA 5.33 – Razão entre os espectros médios da velocidade vertical e da velocidade lateral U. Para ventos médios transversais, sobre condições estáveis.

CAPÍTULO 6

6. CONCLUSÕES

Neste trabalho foram analisadas séries temporais coletadas em uma área de topografia complexa, sobre diferentes regimes de estabilidade atmosférica. O conjunto de dados que serviu como base para este trabalho foi obtido através de uma torre micrometeorológica que alcançava até 15m acima do solo. Conseqüentemente, as conclusões deste trabalho referem-se às características da camada superficial para o sítio experimental.

Foi realizada uma análise espectral onde espectros foram determinados a partir de séries temporais coletados a uma taxa de 10 Hz e com janelas de aproximadamente 30 minutos. Os espectros calculados foram então classificados conforme a classe de estabilidade e intensidade da velocidade do vento. Estas classes de estabilidade correspondem a seis grupos de z/L convectivos e seis estáveis. Foram então subdivididos em função do módulo da velocidade do vento médio, para velocidades abaixo e acima de 1m/s. Foram ainda subdivididos em ventos predominantes da direção paralela ao vale ou direção transversal ao vale. Obteve-se portanto 48 subconjuntos de dados.

E com base nessa análise descrita acima, apresentam-se agora as principais conclusões obtidas no presente estudo.

Espectros da Componente Vertical da Velocidade em Condições Paralelas

1) Verifica-se a existência de uma região na qual a lei de $-2/3$ de Kolmogorov é obedecida, isto é, a existência de uma região na qual a turbulência possui um regime de isotropia.

2) A frequência na qual o início do sub-intervalo inercial é observado corresponde a $f \approx 2$ para ventos fracos e para ventos fortes.

3) Observou-se a existência de um pico bem definido para todas as classes de estabilidade sendo que para ventos fortes, as classes mais convectivas possuem picos maiores e as classes mais estáveis possuem picos menores. Este comportamento, não é observado para todas as classes de estabilidade, quando temos ventos fracos.

4) As frequências associadas com os máximos espectrais são inferiores aquelas observadas no experimento de Kansas. Analisando o comportamento da frequência máxima com z/L deve ser ressaltado que não há uma clara indicação de que a intensidade do vento seja um fator relevante para este parâmetro. Há indícios de um comportamento assintótico em ambas as extremidades de z/L , e as frequências associadas aos máximos espectrais são maiores em condições estáveis do que em condições convectivas.

5) Em condições estáveis, para ventos fortes e ventos fracos, os máximos espectrais adimensionais, são aproximadamente iguais a 0,4 independente de z/L , e para condições convectivas, estes máximos variam de 0,4 a 0,6.

6) Os resultados indicam que os vórtices mais energéticos, em condições estáveis possuem mais energia do que aqueles em terrenos homogêneos e, em condições convectivas, possuem menos energia.

Espectros da Componente Vertical da Velocidade em Condições Transversais

1) Nota-se aqui também a existência de uma região na qual a lei de $-2/3$ de Kolmogorov é obedecida.

2) A frequência na qual o início do sub-intervalo inercial é observado corresponde a $f \approx 3$.

3) Observa a existência de um pico bem definido para todas as classes de estabilidade. Para as condições convectivas, as classes mais convectivas possuem picos maiores. Sobre condições estáveis não se observa esse fato para todas as classes de estabilidade e velocidade do vento.

4) Frequências associadas com os máximos espectrais são inferiores aqueles observados em Kansas. Também não há uma clara indicação de que a intensidade do vento seja um fator relevante para este parâmetro. Existe um maior espalhamento nas frequências associadas aos máximos espectrais para as condições estáveis do que aqueles vistos para as condições convectivas.

5) Em condições estáveis, para ventos fortes e ventos fracos, os máximos espectrais adimensionais, variam entre 0,4 e 0,5. Para condições convectivas, estes máximos são de aproximadamente 0,7.

Espectros das Componentes Laterais da Velocidade em Condições de Vento Forte sobre Condições Estáveis

1) Para as baixas frequências notou-se a existência de uma frequência de corte aonde foi encontrado o valor de $\approx 0,06$ como sendo o valor de inicio desta frequência para todos os casos.

2) Na região de altas frequências, em que começa a ocorrer a existência do “*aliasing*”, para o caso de condições paralelas a frequência de início do fenômeno é dada por $\approx 5,0$ e para os casos transversais esse início foi de $\approx 10,0$.

3) Quando as frequências estão localizadas abaixo da frequência crítica ambos os espectros das velocidades laterais crescem com o decréscimo da frequência.

4) A consequência dos movimentos de mesoescala são mais importantes na camada limite noturna. O tempo de média de ≈ 30 minutos leva à contaminações do fluxo computado por capturar movimentos de mesoescala.

Espectros das Componentes Laterais da Velocidade em Condições de Vento Forte sobre Condições Convectivas

1) Observou-se um único pico espectral. Evidenciando-se que a importância dos efeitos térmicos e mecânicos são de mesma magnitude.

2) Na região de baixas frequências existe espalhamento de pontos que são explicáveis por fatores associados às influências topográficas.

3) Os maiores turbilhões, durante o dia, com vento paralelo ou transversal ao eixo do vale, são influenciados pelas paredes do mesmo.

4) Na região de altas frequências o espectro segue a lei de Kolmogorov indicando, ainda sobre condições de inhomogeneidade, a presença de vórtices isotrópicos.

Espectros das Componentes Laterais da Velocidade Espectros em Condições de Vento Fraco

Para condições convectivas e estáveis com ventos médios menores que $1m/s$, a lei de Kolmogorov não é verificada para a maioria das séries, e por esta razão não foi analisada neste estudo.

Isotropia Local

Para as diferentes classes de z/L mostra-se que a razão S_w/S_u cresce rapidamente na prioridade de atingir seu valor isotrópico. Valores diferentes foram encontrados para a frequência ao atingir a isotropia. Para a condição paralela, temos uma frequência em torno de $f \cong 2$. Para o caso transversal, temos frequências em torno de $f \cong 3$.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

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

BICA, B.; STEINACKER, R.; LOTTERANER C.; SUKLITSCH M. **A New Concept For High Resolution Temperature Analysis Over Complex Terrain**. Theor. Appl. Climatol. 2007.

BRADLEY, E. F. **An Experimental Study Of The Profiles Of The Wind Speed, Shearing Stress And Turbulence At The Crest Of A Large Hill**. Quart. J. Roy. Meteorology Soc., 106, 101-124. 1980.

BUSCH, N. E.; PANOFSKY, H. A. **Recent Spectra Of Atmospheric Turbulence**. Quart. Journal R. Meteorological Society, 94, 132-148, 1968.

CAUGHEY, S. J.; PALMER, S. G. **Some Aspects Of Turbulence Ythrough The Depth Of The Convective Boundary Layer**. Quart. Journal R. Meteorological Society, 105, 811-827. 1979.

CORSSIN, S. **On The Spectrum Of Isotropic Temperature Fluctuations In Isotropic Turbulence**. J. Appl. Phys., 22, 469-473. 1951.

DEARDORFF, J. W.: **Numerical Investigation of neutral and unstable planetary boundary layers**. J. Atmos. Sci., 29, 91-115, 1972.

DUBOVIKOV, M. M.; TATARSKII, V. I. **Models Of The Scalar Spectrum For Turbulent Advection**. Fluid Mech. 88. 641-52. 1987.

FOUNDA, D.; TOMBROU, M.; LALAS D. P.; ASIMAKOPOULOS D. N.; **Some Measurements Of Turbulence Characteristics Over Complex Terrain**. Boundary-Layer Meteorology 83: 221-243. 1997.

HOJSTRUP, J. **Velocity Spectra In The Unstable Planetary Boundary Layer**. Journal of Atmospheric Sciences, vol. 39, Issue 10, pp.2239-2248. 1982.

HOWELL, J. J.; SUN J. **Surface-Layer Fluxes In Stable Conditions.** Boundary-Layer Meteorology 90: 495-520. 1999.

KAIMAL, J. C.; WYNGAARD, J. C.; IZUMI, Y.; COTÉ, O. R. **Spectral Characteristics Of Surface-Layer Turbulence.** Quart. Journal R. Meteorological Society, 98, 563-589. 1972.

KAIMAL, J. C. **Turbulence Spectra, Length Scales And Structure Parameters In The Stable Surface Layer.** Boundary-Layer Meteorology, 4, 289-309. 1973.

KAIMAL, J. C., WYNGAARD, J. C., HAUGEN, D. A., COTÉ, O. R., IZUMI, CAUGHEY, Y. S. J., and READINGS, C. J.: **Turbulence Structure In The Convective Boundary Layer.** J. Atmos. Sci., 33, 2152-2169, 1976.

KAIMAL, J. C.; FINNIGAN J. J., **Atmospheric Boundary Layer Flows – Their Structure and Measurement,** 298p. 1994.

KAIMAL, J. C.; WYNGAARD, J.C.; IZUMI Y.; COTÉ, O. R. **Spectral Characteristics Of Surface-Layer Turbulence.** Quart. Journal R. Meteorological Society, 98 , 563–589. 1995.

KOLMOGOROV, A.N. **Dissipation Of Energy In A Locally Isotropic Turbulence.** Doklady Akad. Nauk SSSR, 32, 141. 1941.

MAHRT, L. **Stratified Atmospheric Boundary Layers.** Kluwer Academic Publishers Boundary-Layer Meteorology 90: 375-396. 1999.

MAHRT, L. **Vertical Structure and Turbulence in the Very Stable Boundary Layer.** Journal Atmospheric Science, 42, 2333-2349. 1985.

MASON, P.J. ; KING, J.C. **Measurements And Predictions Of Flow And Turbulence Over An Isolated Hill On Moderate Slope.** Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 1116172640. 1985.

MICKLE, R. E.; COOK, N. J.; HOFF, A. M.; JENSEN, N. O.; SLAMON, J. R.; TAYLOR, P. A.; TETZLAFF, G. TEUNISSEN, H. W. **The Askervein Hill Project: Vertical Profiles Of Wind And Turbulence.** Bound. Layer. Meteor. 43, 143-169. 1988.

MONIN, A. S.; OBUKHOV, A. M. **Dimensionless Characteristics Of Turbulence In The Atmospheric Surface Layer.** Doklady Akademicheskikh Nauk USSR 93, 223–226. 1954.

MORAES, O. L. L. **The Velocity Spectra In The Stable Surface Layer.** Boundary-Layer Meteorology 43: 223-230. 1989.

MORAES, O. L. L. **Turbulence Characteristics In The Surface Boundary Layer Over The South American Pampa.** Boundary-Layer Meteorology 96: 317-335. 2000.

MORAES, O. L. L.; ACEVEDO, O. C.; SILVA, R. DA; MAGNAGO R.; SIQUEIRA, A. C. **Nocturnal Surface-Layer Characteristics At The Bottom Of A Valley.** Boundary-Layer Meteorology, 112: 159-177. 2004.

MORAES, O. L. L.; ACEVEDO, O. C.; DEGRAZIA, G. A.; ANFOSSI, D.; SILVA, R. DA; ANABOR, V. **Surface-Layer Turbulence Parameters Over A Complex Terrain.** Atmospheric Environment, 39, 3101-3112. 2005.

NIEUWSTADT, F. T. M.; VAN DOPP, H. **Atmospheric Turbulence And Air Pollution Modeling.** Boston, D. Reidel Publishing Company, 355pp. 1981.

SORBJAN, Z. **On Similarity In The Atmospheric Boundary Layer.** Boundary-Layer Meteorology. 35 377-397. 1986.

SORBJAN, Z. **Structure Of The Atmospheric Boundary Layer.** Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 317 pp. 1989.

STULL, R. B. **An Introduction to Boundary Layer Meteorology.** Kluwer Academic Press, Dordrecht, The Netherlands, 666 pp. 1988.

TAYLOR, G. I. **The Spectrum Of Turbulence.** Proc. Roy. Society London, A132, 476-490. 1938.

VAN DER HOVEN, I. **Power Spectrum Of Horizontal Wind Speed In The Frequency Range From 0,0007 To 900 Cycles Per Hour.** J. of Met. 14, 160-164. 1957.

VON MISSES, R. **Mathematical Theory of Probability and Statistics**. Academic Press, 694 pp. 1964.

VORONOVICH, V.; KIELY, G.; **On The Gap In The Spectra Of Surface-Layer Atmospheric Turbulence**. *Boundary-Layer Meteorology*, 122: 67-83. 2007.

WILLIS, G. E.; DEARDORFF, J. W. **A Laboratory Model Of The Unstable Planetary Boundary Layer**. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31, 1297-1307. 1974.

WILLIAMS, C. A.; SCANLON, T. M.; ALBERTSON, J. D.; **Influence Of Surface Heterogeneity On Scalar Dissimilarity In The Roughness Sublayer**. *Boundary-Layer Meteorology*, 122: 148-165. 2006.