

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA  
CENTRO DE CIÊNCIAS NATUTRAIS E EXATAS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**DECAIMENTO DA TURBULÊNCIA NA CAMADA  
SUPERFICIAL**

**DISSERTAÇÃO DE MESTRADO**

**Luiz Eduardo Medeiros**

**Santa Maria, RS, Brasil  
2005**

# **DECAIMENTO DA TURBULÊNCIA NA CAMADA SUPERFICIAL**

**por**

**Luiz Eduardo Medeiros**

Dissertação Apresentada ao Curso de Mestrado do Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Áreas Clássicas da Fenomenologia e Suas Aplicações, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de  
**Mestre em Física**

**Orientador: Professor Dr. Otávio Costa Acevedo**

**Santa Maria, RS, Brasil**

**2005**

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

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,  
aprova a Dissertação de Mestrado

**DECAIMENTO DA TURBULÊNCIA NA CAMADA SUPERFICIAL**

elaborada por  
**Luiz Eduardo Medeiros**

Como requisito parcial para obtenção do grau de  
**Mestre em Física**

**COMISSÃO EXAMINADORA:**

**Otávio Costa Acevedo, Dr.**  
(Presidente/Orientador)

**Leonardo Deane de Abreu Sá, Dr.** (Museu Paraense Emílio Goeldi)

**Gervásio Annes Degrazia, Dr.** (UFSM)

Santa Maria, 27 de Abril de 2005.

## AGRADECIMENTOS

Agradeço a minha a toda minha família e a Marcela Fogagnoli, pelo apoio sentimental, espiritual, e financeiro.

Ao meu Orientador Dr. Otávio Costa Acevedo, pela orientação, a todos os tipos de ensinamentos e instruções científicos transmitidos a mim, pelo exemplo de cientista, e pela amizade.

Aos professores Dr. Gervásio A. Degrazia e Dr. Osvaldo L L. Moraes, também por todos os tipos de ensinamentos e instruções científicos transmitidos a mim desde os tempos da graduação e até os dias de hoje, pelo exemplo de cientistas que são, e pela amizade.

Ao Antônio G. Goulart, pelo Modelo e pelas discussões.

A todos os Colegas de Laboratório, em especial ao Colega Rodrigo da Silva pela ajuda e instruções, aos Colegas Guilherme S. Welter, Hans R. Zimmermann, Débora Roberti, e Vagner Anabor, pela ajuda e discussões, e a todos pela amizade e brincadeiras.

Aos Colegas do tempo de graduação, pelas discussões, ajudas, e amizade.

A todos os meus amigos, pelas pedaladas, acampamentos, e todos os momentos de descontrações.

A CAPES, pelo apoio Financeiro e pelo seu papel importantíssimo no desenvolvimento científico e cultural do Brasil.

Ao projeto CT-HIDRO do INPE, pelos dados observacionais.

## **RESUMO**

Dissertação de Mestrado  
Programa de Pós-Graduação em Física  
Universidade Federal de Santa Maria

### **DECAIMENTO DA TURBULÊNCIA NA CAMADA SUPERFICIAL**

**Autor: Luiz Eduardo Medeiros**

**Orientador: Otávio Costa Acevedo**

**Data e Local da Defesa: Santa Maria, 27 de Abril de 2005.**

Neste trabalho é apresentado um estudo do decaimento da turbulência atmosférica na Camada Limite Superficial, durante o período de transição dia-noite. Isto é feito a partir da análise das evoluções temporais das densidades espectrais das três componentes do vento medidas observacionalmente em um sítio micrometeorológico na região central do Rio Grande do Sul, Brasil. Através destes espectros são determinadas as formas e os tipos de decaimentos, que se dão por consequência do declínio dos forçantes geradores de turbulência: o forçante térmico (Fluxo de Calor Sensível) e o mecânico (cisalhamento do vento médio), durante o período de transição. Os resultados mostram que o decaimento na turbulência na camada superficial não segue um padrão bem organizado, em função da existência dos diferentes forçantes, especialmente o de origem mecânica. O pico espectral relativo ao movimento convectivo tende a desaparecer conforme a transição ocorre, mas o pico relativo ao forçante mecânico permanece existindo em casos de vento forte em superfície. As evoluções temporais das componentes espectrais também são empregadas em uma comparação com o modelo de Goulart et al., (2002) para o decaimento de uma turbulência homogênea. Esta comparação é feita através do confronto dos espectros tridimensionais observados com os espectros tridimensionais teóricos, gerados pelo modelo de Goulart et al.. Estes espectros tridimensionais são obtidos através do modelo de Kristensen et al. (1989), que fornece um método para a construção do espectro tridimensional a partir das componentes espectrais unidimensionais  $u$ ,  $v$ , e  $w$ , para uma turbulência homogênea. A comparação mostra que um ajuste razoável ocorre apenas no caso de uma turbulência na camada superficial completamente dominada pelos forçantes térmicos. No caso da existência de forçante mecânico em superfície, o modelo não é capaz de reproduzir as observações.

Palavras-chaves: Espectro, Período de Transição, Forçante Térmico, Forçante Mecânico, Pico Espectral.

## **ABSTRACT**

Dissertação de Mestrado  
Programa de Pós-Graduação em Física  
Universidade Federal de Santa Maria

### **DECAIMENTO DA TURBULÊNCIA NA CAMADA SUPERFICIAL**

**Autor: Luiz Eduardo Medeiros**

Orientador: Otávio Costa Acevedo

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 27 de Abril de 2005.

This dissertation presents a study of the atmospheric turbulence decay on the surface layer during the evening transition. This is done through the analysis of the spectral densities temporal evolutions of the three wind components, observed at a micrometeorological site in the central region of Rio Grande do Sul state, Brazil. From the observed spectra, the shapes and types of turbulent decay are determined. The decay happens as a consequence of the decrease in the two types of forcings that are responsible for turbulence production: mechanical (vertical wind shear) and thermal (surface sensible heat flux). Results show that surface layer turbulence decay does not follow an organized pattern, due to the existence of the different forcings, specially the mechanical one. The convection-related spectral peak tends to vanish as the transition goes on, but the mechanical peak remains important if the surface winds are appreciable. The temporal evolutions of the spectral components are also employed for a comparison with the model from Goulart et al. (2002) for the decay of a homogeneous turbulence. This is done through the comparison of the three-dimensional observed spectra to those generated by the theoretical model. The three-dimensional observational spectra are obtained by the employment of Kristensen et al. (1989) model. This model provides a method for the determination of the three-dimensional spectrum from the one-dimensional components, for homogeneous turbulence. The comparison shows that a reasonable adjust only happens in the case of a surface layer completely controlled by the thermal forcings. If a mechanical production of turbulence exists, the model is not capable of reproducing the observations.

Key -words: Espectro, Período de Transição, Forçante Térmico, Forçante Mecânico, Pico Espectral.

## SUMÁRIO

<b>1. INTRODUÇÃO</b> .....	1
<b>2. REVISÃO TEÓRICA</b> .....	4
<b>2.1. A Camada Limite Planetária</b> .....	4
<b>2.2. Formação da Turbulência na Camada Limite Planetária</b> .....	6
<b>2.3. Decaimento da Turbulência</b> .....	6
2.3.1. O Balanço Radiativo do Sistema Terra-Atmosfera.....	6
2.3.2. A Camada Residual.....	8
<b>2.4. Espectros Turbulentos</b> .....	13
<b>2.5. Equação Dinâmica do Espectro</b> .....	18
<b>2.6. Espectro Tridimensional de Energia</b> .....	31
<b>2.7. Características Observacionais Gerais dos Espectros Unidimensionais da Velocidade Turbulenta</b> .....	32
2.7.1. Espectro da Camada Superficial.....	36
2.7.2. Espectros da Camada de Mistura.....	40
<b>3. DADOS</b> .....	44
<b>3.1. Sítio Experimental</b> .....	44
<b>3.2. Tratamento dos Dados</b> .....	45
3.2.1. Problemas Experimentais.....	49
<b>4. ESTUDO DE CASOS</b> .....	53
<b>4.1. Caso Convectivo</b> .....	53
<b>4.2. Caso Mecânico</b> .....	63

4.3. Caso Misto.....	70
<b>5. COMPARAÇÃO COM O MODELO.....</b>	<b>78</b>
<b>6. CONCLUSÃO.....</b>	<b>88</b>
<b>7. APÊNDICES.....</b>	<b>89</b>
Apêndice A.....	90
Apêndice B.....	92
<b>8. REFERÊNCIAS.....</b>	<b>94</b>



# 1. INTRODUÇÃO

O objetivo do presente trabalho é determinar a evolução dos espectros de velocidade turbulenta na camada limite planetária (CLP) durante a transição entre o dia e a noite. Neste período ocorre a supressão dos forçantes superficiais que criam turbulência na CLP, e a energia turbulenta é meramente dissipada pelas forças viscosas.

O problema do decaimento da turbulência tem sido estudado desde as primeiras décadas do século XX (Von Karman e Howarth, 1938; Deissler, 1958), um período no qual as observações micrometeorológicas estavam limitadas por restrições tecnológicas. Os trabalhos pioneiros nesta área tinham, portanto, um caráter teórico, visando a compreensão do decaimento de uma turbulência isotrópica, neutramente estratificada. Nesta época, trabalhos experimentais se restringiam a turbulência gerada por grades (Batchelor e Townsend, 1948). Mais recentemente, a técnica da simulação dos grandes vórtices (*large eddy simulation*, LES) vem sendo utilizada com o propósito de investigar o decaimento da turbulência anisotrópica existente na camada limite planetária (Nieuwstadt e Brost, 1986; Sorbjan, 1997). Tais simulações mostraram que a energia cinética turbulenta (ECT) decai temporalmente seguindo uma lei de potência. Valores típicos para o decaimento da turbulência atmosférica, neste caso, são da ordem de dezenas de minutos. Alternativamente, a escala de tempo na qual se dá este decaimento pode ser estimada por uma análise dimensional simples, como sendo  $t \approx L/V$ , onde  $L$  e  $V$  representam respectivamente escalas típicas de comprimento e velocidade na CLP. Para  $L$ , os valores mais apropriados se referem à dimensão vertical da CLP, variando de centenas de metros a 2 ou 3 km. A escala de velocidade, por sua vez, se refere aos movimentos convectivos que transportam quantidades entre a superfície e o topo da camada. Tipicamente, esta escala varia de 0,5 a 2 m/s. Assim, as condições meteorológicas determinam que o processo de decaimento pode durar de dezenas de minutos a algumas horas, em concordância com as simulações numéricas.

O período de transição entre o dia e a noite é ainda pouco entendido. A grande parte dos trabalhos que enfocam a CLP faz uma simplificação de homogeneidade temporal, a qual é válida quando os forçantes externos variam mais lentamente que a escala típica dos movimentos turbulentos. Esta condição é aceitável durante a maior parte do dia, de forma que os processos turbulentos são bem caracterizados no período. Entretanto, nos períodos de transição, como o que ocorre após o pôr-do-Sol, isso não é verdadeiro, e o simples uso de parametrizações feitas

para caracterizar a turbulência no período diurno não é adequado. Estudos específicos do período da transição se tornaram mais comuns nas últimas décadas, mas ainda são poucos. Mahrt (1981), em um trabalho pioneiro, descreve a convergência vertical dos fluxos turbulentos, mostrando que isso pode ter consequências para a formação de jatos noturnos de baixos níveis. Grant (1997) faz uma análise observacional detalhada da evolução dos perfis de variáveis médias e fluxos turbulentos durante o período, mas sua análise se refere apenas a três noites de medidas. Acevedo e Fitzjarrald (2001) mostram que variáveis como temperatura, direção do vento e concentração de escalares podem apresentar variações súbitas junto à superfície ao longo da transição. Em um trabalho recente, Goulart et al. (2002), formularam um modelo analítico que descreve o decaimento da turbulência na CLP. Comparações com resultados de simulações numéricas e dados observacionais mostram boa concordância com a evolução prevista por este modelo para a energia cinética turbulenta (ECT).

Apesar da ECT ser uma variável fundamental para o conhecimento da intensidade da mistura turbulenta, ela sozinha não é capaz de descrever o campo turbulento. A distribuição da energia nas diferentes escalas é importante para parametrizações de fenômenos de transporte, e isso é feito na forma de espectros turbulentos. Desta forma, a descrição da evolução espectral das variáveis turbulentas durante o período de transição se faz necessária. Goulart et al. (2002) apresentaram comparações das evoluções dos seus espectros turbulentos teóricos com resultados de simulações numéricas, mas a mesma comparação jamais foi feita com dados observacionais.

Provavelmente o principal motivo pelo qual a literatura não apresenta a análise da evolução dos espectros ao longo da transição diga respeito às inhomogeneidades horizontais e temporais observadas junto à superfície no período. Mesmo a comparação com os resultados teóricos se torna difícil em função desses se referirem a um decaimento puro, ou seja, no qual os mecanismos de produção de turbulência estejam totalmente inativos a partir do início do processo. Na atmosfera, tal condição pode se apresentar na camada residual, desde que na ausência de processos como jatos de baixos níveis. Entretanto, observações nesta região da camada limite planetária são muito raras, devido a dificuldades operacionais. Por outro lado, observações superficiais são mais comuns e facilmente realizáveis. Entretanto, neste caso, processos físicos podem afetar o processo de decaimento, e dentre estes se destaca o reaparecimento da turbulência devido a forçantes mecânicos.

Neste trabalho, a análise dos espectros turbulentos durante a transição é feita. O decaimento é observado nas diversas condições que podem se apresentar junto à superfície, especialmente no que diz respeito à existência de um forçante mecânico. Além disso, o modelo de Goulart et al. (2002) será comparado com as medidas observacionais dos espectros turbulentos.

## 2. REVISÃO TEÓRICA

### 2.1. A CAMADA LIMITE PLANETÁRIA

A Camada Limite Planetária (CLP) é definida como a parte inferior da troposfera, diretamente em contato com a superfície do planeta, e por essa diretamente influenciada. Esta camada responde a qualquer mudança nos forçantes superficiais tais como força de arraste, evaporação e transpiração, transferência de calor, emissão de poluentes e outros. É através da CLP que ocorre a maior parte das transferências de massa e energia no sistema Terra-atmosfera. A espessura da CLP é completamente variável no tempo e no espaço podendo atingir desde dezenas de metros a poucos quilômetros. Um exemplo de variação de temperatura na parte mais baixa da troposfera é apresentado na figura 2.1.

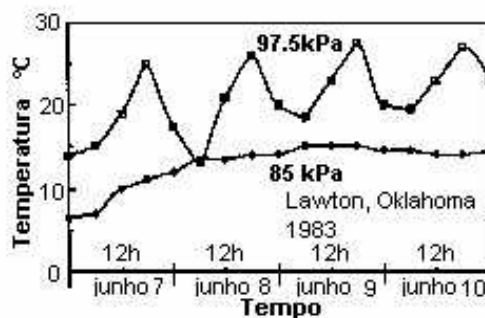


Figura 2.1. Evolução da temperatura medida perto do solo (97,5 kPa) e a uma altura aproximadamente de 1100m acima do solo (85 kPa). Baseado em radio sondagens realizadas por Ft. Sill, OK. Fonte: Stull, 1994.

Esta figura foi obtida de várias radiosondagens no estado de Oklahoma (EUA). Ela mostra uma variação diurna mais expressiva para temperatura em uma altura mais próxima da superfície (97,5 kPa) do que em uma altura mais afastada da superfície (85 kPa, ~100m de altura). Tal variação é uma das características chaves da CLP terrestre. É o solo que se aquece e se resfria em resposta à radiação solar, e a CLP se modifica devido a estes forçantes.

O escoamento de ar na CLP pode ser dividido em três categorias: vento médio, turbulência, e ondas (figura 2.2).

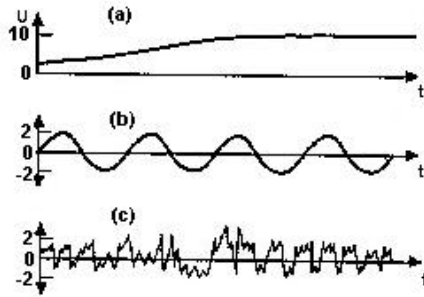


Figura 2.2 Idealizações da velocidade média do vento sozinha (a), ondas sozinha (b), e turbulência sozinha (c). Na realidade ondas ou turbulência freqüentemente estão superpostas ao vento médio. Fonte: Stull, 1994.

Cada tipo de escoamento pode ocorrer separadamente ou na presença de qualquer outro. Entretanto, o transporte horizontal de certas quantidades, na CLP, tais como de umidade, calor, momento, e poluentes é dominado pelo vento médio e o transporte vertical pela turbulência.

A intensidade da turbulência é quantificada através da energia cinética turbulenta (ECT), definida como  $\bar{e} \equiv 1/2(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})$ , onde  $u$ ,  $v$  e  $w$  representam respectivamente as componentes turbulentas dos campos de velocidade do vento nas direções  $x$ ,  $y$ , e  $z$ . Os processos de formação, destruição e transferência de turbulência na CLP são relacionados pela equação da ECT:

$$\frac{d\bar{e}}{dt} = \underbrace{\frac{g}{\Theta}(\overline{w\theta'})}_{(1)} - \underbrace{(\overline{uw})\frac{\partial\overline{U}_1}{\partial z}}_{(2)} - \underbrace{\frac{\partial(\overline{we})}{\partial z}}_{(3)} - \underbrace{\frac{1}{\rho}\frac{\partial(\overline{wp})}{\partial z}}_{(4)} - \underbrace{\varepsilon}_{(5)} \quad (2.1)$$

Na equação acima,  $(\overline{w\theta'})$  representa transporte de temperatura pela componente vertical turbulenta do vento e é denominado fluxo vertical turbulento de calor sensível. Portanto, o termo (1) representa uma fonte de turbulência quando este fluxo for positivo, e sumidouro se for negativo. A grandeza  $(\overline{wu})$  é o fluxo vertical turbulento de momento, o qual tem sinal oposto ao cisalhamento do vento  $\overline{\partial U_1 / \partial z}$ , de forma que o termo (2) representa sempre uma fonte de turbulência devido ao gradiente vertical do vento médio. Os termos (3) e (4) se anulam quando integrados verticalmente na CLP, portanto, não representam fonte ou destruição de turbulência, mas apenas transporte: transporte vertical turbulento de ECT para o termo (3) transporte devido às perturbações de pressão para o termo (4). O termo (5) representa a destruição de turbulência por forças viscosas. Na equação (2.1) se assumiu homogeneidade horizontal da turbulência, de forma que apenas os transportes turbulentos na vertical são importantes.

## **2.2. FORMAÇÃO DA TURBULÊNCIA NA CLP**

O escoamento na CLP é tipicamente turbulento devido à presença da superfície terrestre. O aquecimento do solo devido à radiação solar durante dias quentes forma termas de ar quente que sobem. Estas termas consistem em espécies de bolhas de ar mais quente e menos denso que a vizinhança, que sobem devido ao efeito de empuxo (termo 1 na equação 1), e ao mesmo tempo expandem-se em um processo quase adiabático. Em contra-partida, parcelas de ar mais frio e denso descem para ocupar os espaços deixados pelas termas em um processo também quase adiabático. Tal processo é denominado de convecção. A turbulência pode ser gerada também por um forte gradiente vertical do vento médio (cisalhamento) devido a presença da superfície (termo 2 na equação (2.1)), ou ainda devido a um regime de escoamento forte entre obstáculos tais como árvores, construções e outros.

## **2.3. DECAIMENTO DA TURBULÊNCIA**

Segundo Hinze (1975), o decaimento da turbulência foi primeiramente estudado em laboratório onde a turbulência é gerada após o ar escoar através de uma grade. Esta turbulência é isotrópica (igual em todas as direções) e permanece isotrópica durante o decaimento. Alguns dos primeiros a fazer medidas de decaimento foram Batchelor e Townsend (Batchelor e Townsend, 1948), e daí por diante se sucederam muitas outras. O decaimento da turbulência atmosférica, entretanto, responde a forçantes naturais, sendo seu estudo mais complexo.

### **2.3.1 O BALANÇO RADIATIVO DO SISTEMA TERRA-ATMOSFERA**

A radiação que chega ao nosso planeta (topo da atmosfera ) provém quase que totalmente do sol. Parte desta radiação é refletida na atmosfera de volta ao espaço, outra é transmitida, e

outra é absorvida pela atmosfera ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ , partículas sólidas, e outros gases). A parte que é transmitida chega à superfície da terra, onde novamente sofre os processos de reflexão, transmissão, e absorção.

Definindo -se, como onda curta (K) a radiação proveniente do espectro solar, e onda longa (L) a radiação proveniente do sistema terra-atmosfera. O balanço radiativo da superfície terrestre pode ser descrito pela seguinte relação (Oke, 1990):

$$Q_* = K\downarrow - K\uparrow + L\downarrow - L\uparrow \quad (2.2)$$

$K\downarrow$  representa a radiação solar de onda curta que chega a superfície da terra,  $K\uparrow$  representa a porção desta que é refletida pela superfície,  $L\uparrow$  é a radiação de onda longa emitida pela superfície da terra, e  $L\downarrow$  representa a radiação de onda longa emitida pela atmosfera e que chega à superfície da terra. O saldo deste balanço radiativo,  $Q_*$ , constitui o chamado saldo de radiação. Durante o dia, o balanço descrito pela equação (2.2) é dominado pela radiação solar direta  $K\downarrow$ , e portanto  $Q_*$  é positivo. Durante a noite, ao contrário, os termos de onda curta são nulos, e  $Q_*$  representa apenas o balanço entre os termos de onda longa. Em geral, a emissão de onda longa da superfície para a atmosfera ( $L\uparrow$ ) é maior que a que vem da atmosfera para a superfície ( $L\downarrow$ ), de forma que  $Q_*$  se torna negativo. O saldo de radiação é transferido da superfície para a atmosfera através de dois mecanismos: fluxo de calor sensível (H), que representa o aquecimento do ar que origina as termas, e fluxo de calor latente (LE), que corresponde à porção de  $Q_*$  usada para evaporar as moléculas de água líquida junto à superfície, e transferida para camadas superiores como vapor d'água. Além disso, uma porção da radiação líquida é transferida através do aquecimento (ou resfriamento) de camadas mais profundas do solo, por condução (G). O balanço energético é, portanto, dado pela seguinte relação:

$$Q_* = H + LE + G \quad (2.3)$$

As termas turbulentas de ar quente representam um fluxo vertical de calor sensível ( $H \equiv \rho c_p (\overline{w\theta'})_0$ ), onde o índice 0 refere-se à superfície, que aumenta a temperatura da CLP. Tal fluxo é resultado de um saldo positivo no balanço radiativo no sistema Terra-atmosfera, durante o dia.

### 2.3.2. A CAMADA RESIDUAL

Antes do pôr-do-sol astronômico ( $K\downarrow = 0$ ), acontece o pôr-do-sol meteorológico quando  $Q_* = 0$ , no instante em que o saldo de onda curta diminui de forma a igualar a perda de radiação por onda longa. A partir daí  $Q_* < 0$ , e a superfície do solo começa a se resfriar por emissão radiativa. No período em que a temperatura na superfície do solo for maior ou igual a temperatura da camada de ar mais adjacente à superfície, a ar está sendo aquecido por convecção, condução, e emissão. Quando a temperatura decrescer devido á perda radiativa, e se tornar igual à da camada de ar mais adjacente à superfície, a formação de termas cessa, de forma que o fluxo de calor sensível  $H$  se anula. Então, as camadas de ar mais adjacentes ao solo começam também a se resfriarem, devido à condução térmica. A turbulência remanescente do período diurno passa a representar um fluxo de calor sensível negativo, que é suficiente para misturar o ar mais frio junto à superfície, transferindo-o para níveis mais altos e formando uma camada de inversão térmica, na qual a temperatura potencial aumenta com a altura. Nesta camada, a estratificação térmica é estável, com o ar mais frio nos níveis mais baixos e, com isso, o termo de empuxo (termo 2 na equação (2.1)) deixa de produzir turbulência, e passa a destruí-la. Com isso é comum, especialmente em condições de céu claro quando as perdas radiativas são maiores, que haja a supressão total da mistura turbulenta na camada estável junto à superfície.

Enquanto isso, acima desta camada existe uma camada turbulenta residual, que encontra-se desconectada da superfície porque não tem um contato direto com a mesma, uma vez que a camada estável não turbulenta age como uma barreira. A camada residual (CR) é, assim, um remanescente da camada de mistura (CM) diurna. Como encontra-se desconectada da superfície, não há na camada residual, geração de turbulência (a não ser em condições especiais, como a existência de jatos de baixos níveis, que podem gerar turbulência por cisalhamento do vento). Tipicamente portanto, há na CR apenas o decaimento dos turbilhões maiores para os menores, e a dissipação destes por efeitos moleculares. Por esses motivos, pode-se dizer que a CR é um laboratório natural para o estudo do decaimento da turbulência.

A forte mistura turbulenta que existe na camada limite convectiva diurna determina que esta tenha uma estratificação térmica neutra na maior parte de sua extensão, sendo instável



apenas nas camadas muito próximas à superfície. Portanto, como a CR é originada por essa camada de mistura convectiva, se espera que a CR seja também neutramente estratificada. Stull (1988) sugere esta estratificação neutra para a CR e ainda que a turbulência nela existente esteja muito próxima da isotropia, isto é, com intensidades iguais em quase todas as direções.

Como a CR encontra-se afastada da superfície, a obtenção de dados observacionais que a descrevam não é trivial e, por isso, poucos estudos existem a esse respeito. O advento das simulações numéricas computacionais determinou que modelos de simulação dos grandes turbilhões (Large Eddy Simulation – LES) se tornassem a ferramenta mais usada para descrever a CR. Nieuwstadt e Brost (1986) fizeram um estudo detalhado da evolução do estado desta camada.

Segundo Nieuwstadt e Brost (1986), “Na CLP o lapso de tempo para troca de quantidades da turbulência é freqüentemente menor que o tempo dos forçantes de produção e destruição de turbulência e conseqüentemente pode ser desconsiderado. Esta é a condição de quase-estacionariedade, e implica que a dinâmica da turbulência pode ser considerada como em equilíbrio local no tempo e no espaço”. Esta quase-estacionariedade desaparece quando os forçantes externos tais como o fluxo de calor vertical da superfície ou o vento na CLP variam rapidamente. Isso ocorre no período do pôr-do-sol, quando o fluxo vertical de calor sensível varia rapidamente, e a CLP que era convectiva passa a ser estável. No período em que ocorre o pôr-do-sol, o fluxo de calor cessa e conseqüentemente a turbulência decai, pois o equilíbrio entre os forçantes de produção e destruição de turbulência não existe mais. Então a dinâmica da turbulência deve ser levada em conta para uma boa descrição da evolução da CLP no período.

Nas simulações de Nieuwstadt e Brost (1986), uma camada limite convectiva é inicialmente gerada através de um fluxo superficial de calor sensível positivo. Em um determinado momento ( $t = 0$ ), esse fluxo é desligado. O decaimento da turbulência é então analisado com respeito a uma escala de tempo adimensional, definida como  $t_* \equiv tw_* / z_i$ , onde  $w_*$  é uma escala de velocidade convectiva e  $z_i$  é a altura da camada de mistura original. Para fins de comparação, consideremos valores típicos como  $w_* = 1$  m/s e  $z_i = 1000$  m, de forma que  $t_* = 1$  quando  $t \approx 17$  minutos. Inicialmente, o fluxo vertical turbulento de calor sensível  $\overline{w\theta'}$  decresce linearmente do valor superficial  $H$  até zero no topo da camada de mistura (figura 2.3).

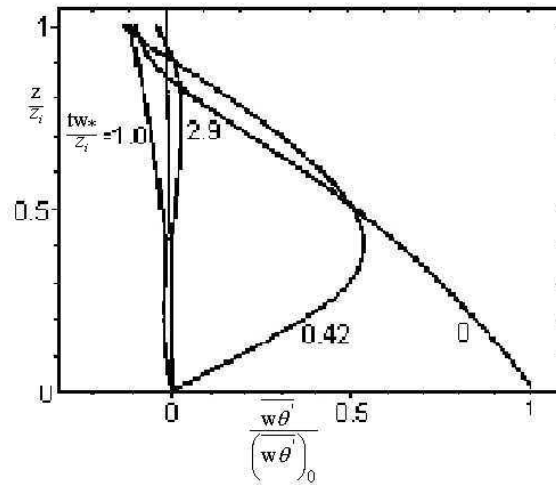


Figura 2.3 Simulações dos perfis verticais do fluxo de calor sensível vertical  $\overline{w\theta}$ , para diferentes valores de  $t_*$ . Fonte: Nieuwstadt e Brost, (1986).

Essa é uma característica de uma turbulência bem desenvolvida. Neste momento, a maior parte da CLP apresenta estratificação térmica neutra, com exceção da camada mais próxima à superfície, instável. Pouco tempo depois da supressão do aquecimento superficial, em torno de  $t_* = 0.5$ , o fluxo vertical turbulento de calor sensível aumenta com a altura até aproximadamente  $z \approx 0,3z_i$  (figura 2.3), havendo a formação de uma camada levemente estável por toda a extensão da CLP original (figura 2.4).

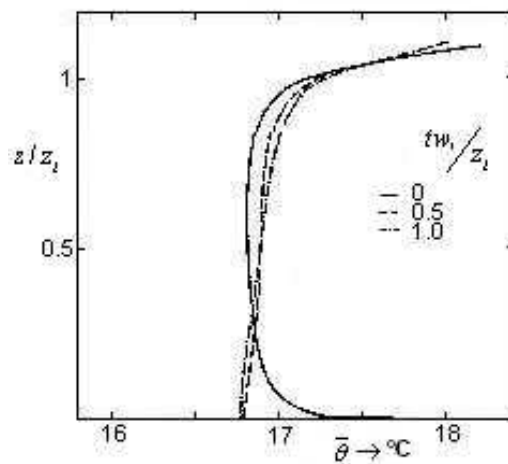


Figura 2.4 Simulações dos perfis verticais da temperatura potencial média  $\bar{\theta}$ , para diferentes valores de  $t_*$ . Fonte: Nieuwstadt e Brost, (1986).

Esse resultado contraria a idéia de que a estratificação térmica na CR é neutra. Com isso, o termo de empuxo passa a destruir ECT, especialmente nas componentes verticais do movimento turbulento, de forma que  $\overline{w^2}$  decai (figura 2.5).

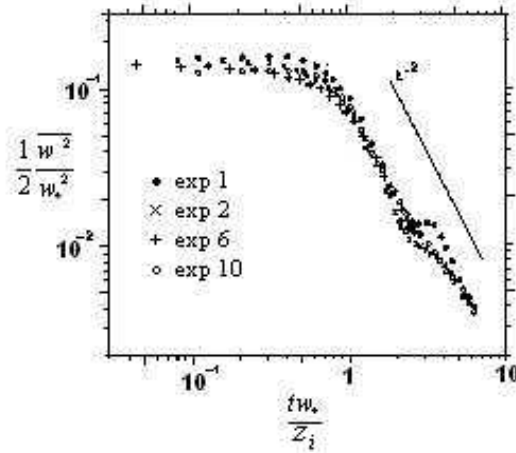


Figura 2.5. Um meio da variância da velocidade vertical  $\frac{1}{2} \overline{w^2}$ . Fonte: Nieuwstadt e Brost, (1986).

As demais componentes, por sua vez, só passam a decair posteriormente, já em torno de  $t_* = 1$  (figura 2.6).

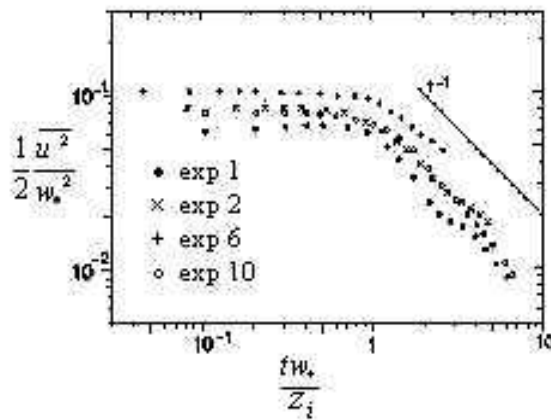


Figura 2.6. Um meio da variância da velocidade horizontal  $\frac{1}{2} \overline{u^2}$  na direção de  $\overline{U}$ . Fonte: Nieuwstadt e Brost, (1986).

Em torno de  $t_* = 1$ ,  $\overline{w\theta'}$  é negativo em toda a CLP (Figura 2.3), e a flutuação média de temperatura  $\overline{\theta'^2}$  (figura 2.7) permanece quase constante durante até  $t_* \approx 2$ . Este comportamento

se dá porque os maiores turbilhões tentam destruir a estabilidade jogando o ar mais frio e denso do fundo da CLP logo acima da superfície para cima e o ar mais quente e menos denso logo acima da inversão térmica (topo da CLP) para baixo em direção ao interior da CLP. Estes transportes de ar com diferentes temperaturas para o interior da camada evitam portanto que  $\overline{\theta'^2}$  continue decaindo por este período.

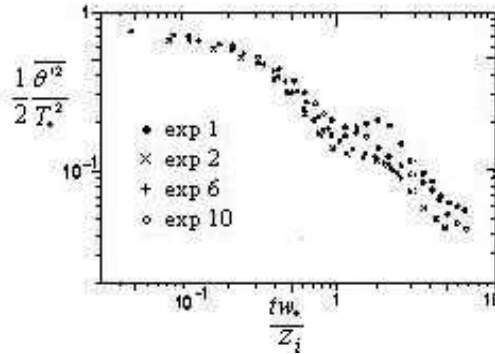


Figura 2.7. Um meio da variância da temperatura potencial  $\frac{1}{2} \overline{\theta'^2}$  normalizada por  $T_* = \frac{\overline{(w\theta')}_0}{w_*}$ . Fonte: Nieuwstadt e Brost, (1986).

Neste intervalo,  $\overline{w\theta'}$  constitui o principal termo de consumo de ECT, atingindo um máximo negativo em  $t_* \approx 1,5$ . As três componentes da velocidade turbulenta decaem no período, sendo que o decaimento da componente vertical é mais rápido, segundo um expoente de  $t_*^{-2}$  (figura 2.5), enquanto que as demais componentes decaem como  $t_*^{-1}$  (figura 2.6). Este comportamento é uma resposta ao fato que a supressão de energia pelo termo de empuxo é predominantemente na vertical, e característico de uma turbulência anisotrópica. Isso, mais uma vez contraria a idéia original, segundo a qual a turbulência na camada residual seria isotrópica.

Durante o período em que  $2 < t_* < 3$ , o forçante  $\overline{w\theta'}$  volta a ser positivo. Isso ocorre porque as parcelas de ar mais frio e denso do fundo da CLP que foram jogadas para cima e as de ar mais quente e menos denso acima da inversão que foram jogadas para baixo ficam estagnadas, uma vez que a intensidade turbulenta nesse período já é pequena demais e insuficiente para misturar essas porções de ar por toda a camada. Com isso, o ar frio que entrou na parte inferior da CR é novamente transferido para baixo, enquanto que o ar quente próximo a seu topo volta para cima. Ambos movimentos representam fluxo positivo de calor sensível, e um pequeno pico

é visível em  $\overline{w^2}$ , correspondente à conversão de energia potencial do ar que entrou e não pôde se misturar em energia cinética turbulenta. Após isso a componente vertical  $w$  volta a decair, pois não há mais grandes vórtices capazes de quebrar a estabilidade. Talvez esta pequena realimentação da turbulência de uma CR real, em certo estágio do decaimento, não aconteça. Isso porque normalmente o fluxo de calor sensível não se anula abruptamente como na simulação feita, mas sim diminui sua intensidade gradativamente durante um período, que se inicia logo após o seu pico e se estende até o pôr-do-sol meteorológico. Este período pode corresponder há algumas horas dependendo da estação do ano e da latitude. As termas geradas próximas ao pôr-do-sol meteorológico não são tão intensas quanto as do período do pico de fluxo de calor sensível, que atingem o topo da CLP diurna, então provavelmente as mesmas não poderiam alcançar grandes alturas. Sendo assim, também não poderiam trazer o ar mais quente do topo da CLP, próximo a inversão térmica, para baixo em direção a camada residual.

## 2.4 ESPECTROS TURBULENTOS

Um escoamento turbulento pode ser imaginado como perturbações quase aleatórias superpostas ao movimento médio de um fluido em uma determinada direção. Ainda assim, apresenta uma certa memória temporal, e as interações entre as partículas de fluido ocorrem de forma contínua. Neste sentido, a turbulência difere do movimento Browniano, que é um exemplo de movimento aleatório puro, 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 coexistindo ao movimento médio, e que também interagem entre si e com o próprio escoamento médio, de um modo bastante complexo.

Quando se trata de turbulência, um procedimento usual é o de admitir valores de variáveis tais como velocidade, pressão, temperatura, etc. como uma parte média e outra perturbada (“flutuação”). Se sensores de velocidade fossem colocados em todos os pontos do campo de escoamento, mas evitando os contornos, e em um dado instante de tempo fosse feita uma única leitura simultânea em todos estes sensores, obteríamos um gráfico do tipo mostrado na (figura 2.8).

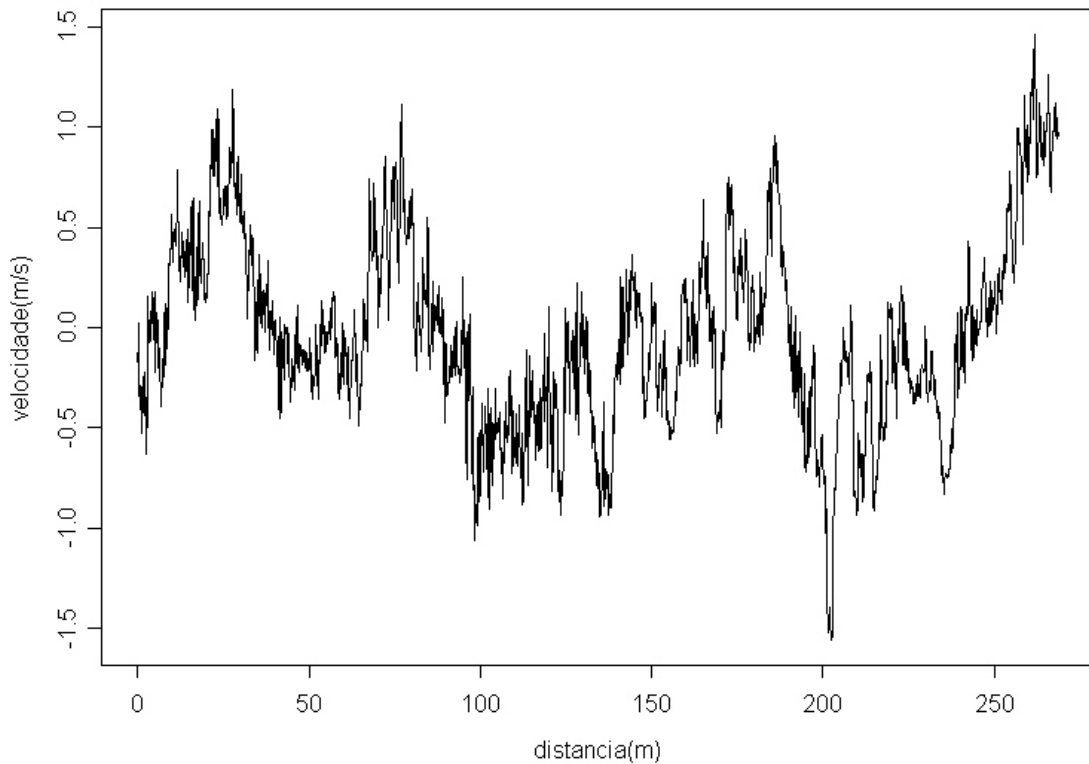


Figura 2.8. Um sinal turbulento característico da velocidade vertical  $w$ , obtido de dados de uma torre micrometeorológica do projeto CT-Hidro, situada em Paraíso do Sul/ RS.

Se a turbulência for bem desenvolvida, sob certas condições de homogeneidade, obteríamos uma forma parecida para todas as direções. Também obteríamos uma forma parecida se as medidas tivessem sido feitas por um único sensor fixo no espaço, que efetuará medidas de velocidade do campo turbulento, enquanto o mesmo é advectado pelo vento médio através do sensor. Este comportamento seria teoricamente obtido quando a turbulência fosse estacionária e homogênea. No presente trabalho não é dada uma explicação sobre o conceito de homogeneidade, sendo essa meramente assumida. Quando o sinal espacial da velocidade for parecido como sinal temporal, pode-se assumir a chamada hipótese de Taylor, explicada a seguir:

“Primeiramente define-se os coeficientes de correlação Euleriano temporal e espacial.

$$R_E(t) = \frac{\overline{u_i(\tau)u_i(\tau+t)}}{u_i^2} \quad (2.4)$$

$$f(x_i) = \frac{\overline{u_i(\xi_i)u_i(\xi_i + x_i)}}{u_i^2} \quad (2.5)$$

Uma relação entre estes coeficientes será conhecida somente se o campo turbulento for homogêneo em suas propriedades estatísticas e a velocidade média  $\overline{U_1}$  do vento for constante em módulo e direção. Nestas condições, pode-se mostrar que a seguinte relação matemática, conhecida como hipótese de Taylor, é válida (Hinze, 1975)”:

$$\frac{\partial}{\partial t} \approx -\overline{U_1} \frac{\partial}{\partial x_1}. \quad (2.6)$$

Do ponto de vista matemático estes sinais turbulentos são encarados como uma soma infinita, ou melhor ainda, uma combinação linear de infinitas funções harmônicas de diferentes frequências (ou número de onda) e amplitudes. A cada turbilhão, com suas escalas espaciais e temporais características próprias, está associado uma frequência, um número de onda e conseqüentemente um comprimento de onda. Matematicamente, isto é obtido através da transformada de Fourier das funções de correlação tanto espacial ou temporal, que são obtidas dos sinais turbulentos, gerando assim espectros. Estas funções de correlação são definidas da seguinte forma em um caso espacial:

$$Q_{i,j}(\vec{\xi}) \equiv \overline{u_i(\vec{x})u_j(\vec{x} + \vec{\xi})} = \frac{1}{V} \int_V d^3x u_i(\vec{x})u_j(\vec{x} + \vec{\xi}) \quad \text{onde } i, j = 1, 2, 3$$

Neste caso esta é uma função de correlação de 2ª ordem completa, na concepção espacial, pois depende do vetor distância  $\vec{\xi}$  entre os pontos. Poderíamos também definir uma função de correlação de 3ª ordem,

$$S_{ik,j}(\vec{\xi}) \equiv \overline{u_i(\vec{x})u_k(\vec{x})u_j(\vec{x} + \vec{\xi})} = \frac{1}{V} \int_V d^3x u_i(\vec{x})u_k(\vec{x})u_j(\vec{x} + \vec{\xi}) \quad i, j, k = 1, 2, 3$$

e daí por diante até ordem n. Podemos também definir correlações em uma única dada direção. Só que ao invés de uma função dependente de  $\vec{\xi}$ , teríamos uma dependente de alguma

coordenada espacial  $\xi_i$ . E por último, podemos ter também funções de correlação temporal, como a forma abaixo:

$$R_{i,j}(t) \equiv \overline{u_i(\tau)u_j(\tau+t)} = \frac{1}{T_2 - T_1} \int_{T_1}^{T_2} d\tau u_i(\tau)u_j(\tau+t)$$

Igualmente ao caso espacial, poderíamos ter também um função de ordem n. As funções de correlações entre uma única variável recebem o nome especial de função de autocorrelação. As funções de autocorrelação mostram o fenômeno da “memória” no escoamento turbulento, indicando o quanto um determinado sinal preserva suas características após um certo tempo ou distância. A função densidade espectral das funções de correlações são obtidas a partir de transformadas de Fourier, como está mostrado abaixo para o caso de uma função de 2ª ordem,

$$E_{i,j}(\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 Q_{i,j}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{\xi}) \quad (2.7)$$

onde  $i, j = 1, 2, 3$ .

Neste caso, a relação (2.7) é uma transformada inversa de Fourier. Reversivelmente podemos obter a função de correlação  $Q_{i,j}(\vec{\xi})$ , através de uma transformada direta da densidade espectral, como a que segue abaixo,

$$Q_{i,j}(\vec{\xi}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk_1 dk_2 dk_3 E_{i,j}(k_1, k_2, k_3) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\xi}) \quad (2.8)$$

Devemos observar que tanto a função de correlação acima (2.8), quanto a densidade espectral (2.7) são tensores de 2ª ordem como já foi dito e possuem 9 componentes. Contudo, tanto (2.7) quanto (2.8) não dependem do tempo. Isso é válido apenas para uma condição de turbulência estacionária. Portanto, a forma mais geral para os tensores (2.7) e (2.8), de modo que inclua qualquer tipo de condição de turbulência, deve incluir também uma dependência temporal. As relações (2.7) e (2.8), formam um par especial de transformadas de Fourier pois relacionam o tensor de correlação de velocidade com o tensor densidade espectral. Do ponto de vista físico tanto a função de autocorrelação quanto a função densidade espectral de energia contêm basicamente a mesma informação. Isso é válido quando os índices  $i = j$ . Entretanto, em Meteorologia a densidade espectral é mais utilizada pelos seguintes motivos (Panofsky and Dutton, 1984):



- 1° A densidade espectral, ou simplesmente espectro, demonstra diretamente a distribuição de energia ou a variância nas diferentes frequências.
- 2° As bandas de frequências do espectro que são estatisticamente independentes entre si, podem ser estimadas .
- 3° Para amostragens grandes, a densidade espectral pode ser estimada através da técnica transformada rápida de Fourier.

A soma dos elementos da diagonal de  $Q_{i,j}(0)$  é duas vezes o valor da energia cinética  $e$  (Kaimal and Finnigan, 1994)

$$Q_{i,i}(0) = \frac{1}{V} \int_V d^3x u_i^2(\vec{x}) = \overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2} = 2\bar{e} \quad (2.9)$$

Da relação (2.8) que define a função de correlação a partir de uma transformada da função densidade espectral, podemos escrever:

$$Q_{i,i}(0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk_1 dk_2 dk_3 E_{i,i}(\vec{k}) \quad (2.10)$$

Portanto a densidade espectral contribui duas vezes para energia cinética turbulenta, em um intervalo de  $dk_1 dk_2 dk_3$ . Podemos definir a função espectro de energia como sendo a integral da densidade espectral, quando  $i = j$ , sobre uma superfície de raio  $k = |\vec{k}|$ , como segue abaixo a relação (2.11),

$$E(k) = \frac{1}{2} \oint dS E_{i,i}(\vec{k}) \quad (2.11)$$

onde  $dS$  é um elemento de superfície, onde o fator  $1/2$  foi incluído de modo a garantir que a integral,

$$\int_0^{\infty} dk E(k) = \bar{e}. \quad (2.12)$$

Ficando assim esta função espectro de energia com uma única dependência em  $k$ .

## 2.5 EQUAÇÃO DINÂMICA DO ESPECTRO

A equação hidrodinâmica para um fluido viscoso qualquer é,

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} = \rho X_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \right\} \quad (2.13)$$

onde  $X_i$  é qualquer força externa que atua sobre o fluido. Essa força poderia ser a força de gravidade, Coriolis, centrífuga ou o empuxo. Para o nosso estudo, restrito à CLP, são desconsideradas as forças de Coriolis e a centrífuga. Utilizando a aproximação de Boussinesq, na qual flutuações de densidade só são consideradas em termos nos quais aparecem multiplicando a gravidade, podemos escrever a eq. (2.13) como,

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} = - \left( 1 - \frac{\theta}{\theta_0} \right) g \delta_{i3} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_l \partial x_l} \quad (2.14)$$

$\nu$  é a viscosidade cinemática ( $\nu = \mu / \rho$ ), e  $\theta$  a temperatura potencial. Se assumirmos um escoamento turbulento, os valores instantâneos das variáveis, velocidade, temperatura e pressão podem ser encaradas como a soma de uma parte média e uma turbulenta. As três relações abaixo ilustram o caso.

$$\begin{aligned} U_i &= \overline{U}_i + u_i \\ P &= \overline{P} + p \\ \theta &= \overline{\theta} + \theta' \end{aligned}$$

Substituindo as relações acima na eq. (2.14),

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \overline{U}_k \left( \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) + u_k \left( \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) &= - \left( 1 - \frac{\overline{\theta} - \theta'}{\theta_0} \right) g \delta_{i3} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{p} + p) \\ + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_l} (\overline{U}_i + u_i) & \end{aligned} \quad (2.15)$$

Como a aproximação de Boussinesq foi utilizada, não há problema em adicionarmos o termo  $u_i \frac{\partial u_k}{\partial x_k}$  a eq. (2.15), pois quaisquer divergências ou convergências da velocidade são desconsideradas na aproximação de Boussinesq, caracterizando a incompressibilidade

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \overline{U}_k \left( \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) + u_k \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} (u_i u_k) &= - \left( 1 - \frac{\overline{\theta} - \theta'}{\theta_0} \right) g \delta_{i3} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{p} + p) \\ + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_l} (\overline{U}_i + u_i) & \end{aligned} \quad (2.16)$$

Realizando a média sobre ensemble de (2.16), e subtraindo este resultado de (2.16), obtemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \overline{U}_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + u_k \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} (u_i u_k - \overline{u_i u_j}) &= \left( \frac{\theta'}{\theta_0} \right) g \delta_{i3} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \\ + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_l \partial x_l} & \end{aligned} \quad (2.17)$$

Aplicando (2.17) a um ponto genérico A, e multiplicando-a pela componente j da velocidade turbulenta do ponto genérico B, ficamos com

$$\begin{aligned} (u_j)_B \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} \right)_A + (u_j)_B (u_k)_A \left( \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} \right)_A + (u_j)_B (\overline{U}_k)_A \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right)_A &= (u_j)_B \frac{(\theta')_A}{\theta_0} g \delta_{i3} \\ - (u_j)_B \left[ \frac{\partial}{\partial x_k} (u_i u_k - \overline{u_i u_k}) \right]_A - \frac{1}{\rho} (u_j)_B \left( \frac{\partial p}{\partial x_i} \right)_A + \nu (u_j)_B \left( \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_l \partial x_l} \right)_A & \end{aligned} \quad (2.18)$$

Fazendo o mesmo processo, só que agora com os papéis dos pontos A e B trocados, e ao invés da componente j, a componente i do ponto A, podemos escrever:

$$\begin{aligned}
& (u_i)_A \left( \frac{\partial u_j}{\partial t} \right)_B + (u_i)_A (u_k)_B \left( \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} \right)_B + (u_i)_A (\overline{U_k})_B \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right)_B = (u_i)_A \frac{(\theta')_B}{\theta_0} g \delta_{j3} \\
& - (u_i)_A \left[ \frac{\partial}{\partial x_k} (u_j u_k - \overline{u_j u_k}) \right]_B - \frac{1}{\rho} (u_i)_A \left( \frac{\partial p}{\partial x_j} \right)_B + \nu (u_i)_A \left( \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_l \partial x_l} \right)_B
\end{aligned} \tag{2.19}$$

Fazendo a soma de (2.18) e (2.19) ,

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} (u_i)_A (u_j)_B + (u_j)_B (u_k)_A \left( \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} \right)_A + (u_i)_A (u_k)_B \left( \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} \right)_B + (\overline{U_k})_A \left( \frac{\partial}{\partial x_k} \right)_A (u_i)_A (u_j)_B \\
& + (\overline{U_k})_B \left( \frac{\partial}{\partial x_k} \right)_B (u_i)_A (u_j)_B = \left[ (u_j)_B (\theta')_A \delta_{i3} + (u_i)_A (\theta')_B \delta_{j3} \right] \frac{g}{\theta_0} - \\
& \left( \frac{\partial}{\partial x_k} \right)_A (u_j)_B (u_i)_A (u_k)_A - \left( \frac{\partial}{\partial x_k} \right)_B (u_i)_A (u_j)_B (u_k)_B + \left( \frac{\partial}{\partial x_k} \right)_A (u_j)_B (\overline{u_i u_k})_A \\
& + \left( \frac{\partial}{\partial x_k} \right)_B (u_i)_A (\overline{u_j u_k})_B - \frac{1}{\rho} \left[ \left( \frac{\partial}{\partial x_i} \right)_A p_A (u_j)_B + \left( \frac{\partial}{\partial x_j} \right)_B p_B (u_i)_A \right] \\
& + \left[ \left( \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_l} \right)_A + \left( \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_l} \right)_B \right] (u_i)_A (u_j)_B
\end{aligned} \tag{2.20}$$

A eq. (2.20) acima é geral, sendo também, válida para um a turbulência não homogênea, isto é, não depende apenas da distância de separação entre os pontos A e B, mas também da localização de ambos na região do campo turbulento. Então para diferenciarmos essas dependências, é conveniente separarmos o vetor de localização, do vetor de distância entre os pontos. Para isso é feita uma mudança de variáveis na seguinte forma (Hinze, 1975):

$$\begin{aligned}
\xi_k &= (x_k)_B - (x_k)_A \\
(x_k)_{AB} &= \frac{1}{2} [(x_k)_A + (x_k)_B]
\end{aligned}$$

Assumindo uma função  $f$  que originalmente era função de  $(x_k)_A$  e  $(x_k)_B$ . Então após a mudança de variáveis a função  $f$  fica função de  $\xi_k$  e  $(x_k)_{AB}$ , ou seja  $f(\xi_k((x_k)_A, (x_k)_B), (x_k)_{AB}((x_k)_A, (x_k)_B))$ . Com essa mudança de variáveis, as derivadas com relação a  $(x_k)_A$  e  $(x_k)_B$  ficam:

$$\frac{\partial f}{\partial (x_k)_A} = \frac{\partial f}{\partial \xi_k} \frac{\partial \xi_k}{\partial (x_k)_A} + \frac{\partial f}{\partial (x_k)_{AB}} \frac{\partial (x_k)_{AB}}{\partial (x_k)_A}$$

o mesmo é válido para a derivada com relação a  $(x_k)_B$ ,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial (x_k)_A} &= -\frac{\partial}{\partial \xi_k} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial (x_k)_{AB}} \\ \frac{\partial}{\partial (x_k)_B} &= \frac{\partial}{\partial \xi_k} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial (x_k)_{AB}} \\ \left( \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_l} \right)_A &= \frac{1}{4} \left( \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_l} \right)_A + \frac{\partial^2}{\partial \xi_l \partial \xi_l} - \left( \frac{\partial}{\partial x_l} \right)_{AB} \frac{\partial}{\partial \xi_l} \\ \left( \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_l} \right)_B &= \frac{1}{4} \left( \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_l} \right)_{AB} + \frac{\partial^2}{\partial \xi_l \partial \xi_l} + \left( \frac{\partial}{\partial x_l} \right)_{AB} \frac{\partial}{\partial \xi_l} \\ \left( \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_l} \right)_A + \left( \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_l} \right)_B &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_l} \right)_{AB} + 2 \frac{\partial^2}{\partial \xi_l \partial \xi_l} \end{aligned} \quad (2.21)$$

Tomando a média da eq. (2.20) com relação ao tempo, e definindo os tensores de correlação velocidade – velocidade, pressão - velocidade e temperatura – velocidade,

$$\begin{aligned} Q_{ij}(x_1, x_2, x_3, \xi_1, \xi_2, \xi_3, t) &\equiv \overline{(u_i)_A (u_j)_B} \\ S_{i,kj}(x_1, x_2, x_3, \xi_1, \xi_2, \xi_3, t) &\equiv \overline{(u_i)_A (u_j)_B (u_k)_B} \\ S_{ik,j}(x_1, x_2, x_3, \xi_1, \xi_2, \xi_3, t) &\equiv \overline{(u_j)_B (u_i)_A (u_k)_A} \\ K_{p,j}(x_1, x_2, x_3, \xi_1, \xi_2, \xi_3, t) &\equiv \overline{p_A (u_j)_B} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
K_{i,p}(x_1, x_2, x_3, \xi_1, \xi_2, \xi_3, t) &\equiv \overline{p_B(u_i)_A} \\
T_{\theta,j}(x_1, x_2, x_3, \xi_1, \xi_2, \xi_3, t) &\equiv \overline{(\theta')_A(u_j)_B} \\
T_{i,\theta}(x_1, x_2, x_3, \xi_1, \xi_2, \xi_3, t) &\equiv \overline{(\theta')_B(u_i)_A}
\end{aligned}$$

e com as mesmas, em conjunto com as relações (2.21) podemos, reescrever (2.20) como:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial t} Q_{i,j} + Q_{k,j} \left( \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} \right)_A + Q_{i,k} \left( \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} \right)_B + \frac{1}{2} [(\overline{U_k})_A + (\overline{U_k})_B] \left( \frac{\partial}{\partial x_k} \right)_{AB} Q_{i,j} \\
&+ [(\overline{U_k})_B - (\overline{U_k})_A] \frac{\partial}{\partial \xi_k} Q_{i,j} = [T_{\theta,j} \delta_{i3} + T_{i,\theta} \delta_{j3}] \frac{\mathbf{g}}{\theta_0} \\
&- \frac{1}{2} \left( \frac{\partial}{\partial x_k} \right)_{AB} (S_{i,kj} + S_{ik,j}) - \frac{\partial}{\partial \xi_k} (S_{i,kj} - S_{ik,j}) - \frac{1}{2\rho} \left[ \left( \frac{\partial}{\partial x_i} \right)_{AB} K_{p,j} + \left( \frac{\partial}{\partial x_j} \right)_{AB} K_{i,p} \right] \\
&+ \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial \xi_i} K_{p,j} - \frac{\partial}{\partial \xi_j} K_{i,p} \right] + \frac{1}{2} \nu \left( \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_l} \right)_{AB} Q_{i,j} + 2\nu \frac{\partial^2}{\partial \xi_l \partial \xi_l} Q_{i,j}
\end{aligned} \tag{2.22}$$

Reafirmando o que já foi dito anteriormente, a eq. (2.22) é a equação completa para uma turbulência não homogênea, não isotrópica, mas sujeita à força de gravidade e a uma força de empuxo. Esta equação é válida para a baixa atmosfera, em escalas nas quais a força de Coriolis não é importante. O termo de empuxo se deve ao aquecimento ou resfriamento da superfície da terra.

Agora se aplicarmos (2.22) a um escoamento turbulento homogêneo, as derivadas com relação a variável  $(x_k)_{AB}$ , que depende da localização dos pontos A e B no escoamento turbulento, devem se anular. Então (2.22) se reduz a:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial t} Q_{i,j} + Q_{k,j} \left( \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} \right)_A + Q_{i,k} \left( \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} \right)_B + [(\overline{U_k})_B - (\overline{U_k})_A] \frac{\partial}{\partial \xi_k} Q_{i,j} = \\
&[T_{\theta,j} \delta_{i3} + T_{i,\theta} \delta_{j3}] \frac{\mathbf{g}}{\theta_0} - \frac{\partial}{\partial \xi_k} (S_{i,kj} - S_{ik,j}) - \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial \xi_j} K_{i,p} - \frac{\partial}{\partial \xi_i} K_{p,j} \right] + 2\nu \frac{\partial^2}{\partial \xi_i \partial \xi_l} Q_{i,j}
\end{aligned} \tag{2.23}$$

Turbulência homogênea e com cisalhamento, existe somente se o movimento médio do escoamento tiver direção, sentido e velocidade constantes. E um gradiente lateral (vertical no caso da CLP) constante através de todo o campo (Hinze, 1975).

Assume-se que o movimento é na direção  $x_1$ , e que há um gradiente constante da velocidade na direção  $x_3$  (eixo vertical) e que não há movimento médio nas direções  $x_2$  e  $x_3$ . As relações abaixo demonstram o caso,

$$\overline{U}_1 = f(x_3) \quad \overline{U}_2 = 0 \quad \overline{U}_3 = 0 \quad \frac{d\overline{U}_1}{dx_3} = \text{const.}$$

Com estas atribuições, (2.23) fica escrita na forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} Q_{i,j} + \left( \delta_{i,1} Q_{3,j} + \delta_{j,1} Q_{i3} + \xi_3 \frac{\partial}{\partial \xi_1} Q_{i,j} \right) \left( \frac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_3} \right) &= [T_{\theta,j} \delta_{i3} + T_{i,\theta} \delta_{j3}] \frac{g}{\theta_0} \\ - \frac{\partial}{\partial \xi_k} (S_{i,kj} - S_{ik,j}) - \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial \xi_j} K_{i,p} - \frac{\partial}{\partial \xi_i} K_{p,j} \right] + 2\nu \frac{\partial^2}{\partial \xi_i \partial \xi_i} Q_{i,j} & \end{aligned} \quad (2.24)$$

O ponto A está localizado na origem do sistema de coordenadas, e o ponto B está separado deste por uma distância  $\vec{\xi}$ . Se fizermos uma translação no referencial, de tal modo que a origem do sistema de coordenadas recaia sobre o ponto B, então passaremos a medir em B, agora nova origem, o que medíamos em A, antiga origem. E em A, novas coordenadas do vetor  $\vec{\xi}$ , o que medíamos em B, antigas coordenadas do vetor  $\vec{\xi}$ . Devemos observar que com esta translação o vetor  $\vec{\xi}$ , vetor do antigo sistema de referência, sofre uma transformação e se torna o vetor  $-\vec{\xi}$ , vetor do novo sistema de referência.

Pela propriedade de homogeneidade com respeito à translação, os tensores  $Q_{i,j}$ ,  $S_{i,kj}$ ,  $K_{p,i}$  e etc, deve satisfazer às seguintes relações:

$$\begin{aligned}
\overline{[(u_i)_A(u_j)_B]}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) &= \overline{[(u_j)_A(u_i)_B]}(-\xi_1, -\xi_2, -\xi_3) \\
\overline{[(u_i)_A(u_k)_B(u_j)_B]}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) &= \overline{[(u_i)_B(u_k)_A(u_j)_A]}(-\xi_1, -\xi_2, -\xi_3) \\
\overline{[(u_i)_A(u_k)_A(u_j)_B]}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) &= \overline{[(u_i)_B(u_k)_B(u_j)_A]}(-\xi_1, -\xi_2, -\xi_3) \\
\overline{[p_A(u_j)_B]}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) &= \overline{[p_B(u_j)_A]}(-\xi_1, -\xi_2, -\xi_3) \\
\overline{[p_B(u_i)_A]}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) &= \overline{[p_A(u_i)_B]}(-\xi_1, -\xi_2, -\xi_3)
\end{aligned}$$

Observando também que o campo turbulento homogêneo deve satisfazer a propriedade de invariância frente a reflexão. Se fizermos novamente uma transformação do sistema de coordenadas que corresponda a uma reflexão em relação a origem. Suas coordenadas  $\xi_i$  vão se transformar da seguinte forma:  $\xi_1 \rightarrow -\xi_1$ ,  $\xi_2 \rightarrow -\xi_2$ ,  $\xi_3 \rightarrow -\xi_3$ . E o vetor  $\vec{\xi}$ , passa a ser o vetor  $-\vec{\xi}$ , como anteriormente. Os tensores devem satisfazer as seguintes relações:

$$\begin{aligned}
\overline{[(u_i)_A(u_j)_B]}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) &= \overline{[(u_i)_A(u_j)_B]}(-\xi_1, -\xi_2, -\xi_3) \\
\overline{[(u_i)_A(u_k)_B(u_j)_B]}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) &= -\overline{[(u_i)_A(u_k)_B(u_j)_B]}(-\xi_1, -\xi_2, -\xi_3) \\
\overline{[(u_i)_A(u_k)_A(u_j)_B]}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) &= -\overline{[(u_i)_A(u_k)_A(u_j)_B]}(-\xi_1, -\xi_2, -\xi_3) \\
\overline{[p_A(u_j)_B]}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) &= -\overline{[p_A(u_j)_B]}(-\xi_1, -\xi_2, -\xi_3) \\
\overline{[p_B(u_i)_A]}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) &= -\overline{[p_B(u_i)_A]}(-\xi_1, -\xi_2, -\xi_3)
\end{aligned}$$

Combinando estes dois conjuntos de relações acima, podemos obter outro conjunto, que segue abaixo:



$$\begin{aligned}
Q_{i,j}(\vec{\xi}) &= Q_{i,j}(-\vec{\xi}) = Q_{j,i}(\vec{\xi}) \\
S_{i,kj}(\vec{\xi}) &= -S_{i,kj}(-\vec{\xi}) = -S_{kj,i}(\vec{\xi}) \\
S_{ik,j}(\vec{\xi}) &= -S_{ik,j}(-\vec{\xi}) = -S_{j,ik}(\vec{\xi}) \\
K_{p,j}(\vec{\xi}) &= -K_{p,j}(-\vec{\xi}) = -K_{j,p}(\vec{\xi}) \\
K_{i,p}(\vec{\xi}) &= -K_{i,p}(-\vec{\xi}) = -K_{p,i}(\vec{\xi})
\end{aligned} \tag{2.25}$$

Para os tensores de 3ª ordem, podemos trocar a ordem de dois índices correspondentes ao mesmo ponto, o que não altera em nada as componentes do tensor. Então:

$$S_{ik,j} = S_{ki,j} \quad \text{e} \quad S_{i,kj} = S_{i,jk} \tag{2.26}$$

Usando as relações (2.25) e (2.26) em (2.24), podemos reescrever alguns termos de (2.24) como,

$$\begin{aligned}
-\frac{\partial}{\partial \xi_k} (S_{i,kj} - S_{ik,j}) &= \frac{\partial}{\partial \xi_k} (S_{jk,i} + S_{ik,j}) = S_{i,j} \\
\frac{\partial}{\partial \xi_j} K_{i,p} - \frac{\partial}{\partial \xi_i} K_{p,j} &= \frac{\partial}{\partial \xi_j} K_{i,p} + \frac{\partial}{\partial \xi_i} K_{j,p} \equiv P_{i,j}
\end{aligned}$$

então fazendo as devidas alterações nos respectivos termos da eq. (2.24), obtemos:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} Q_{i,j} + \left( \delta_{i,1} Q_{3,j} + \delta_{j,1} Q_{i,3} + \xi_3 \frac{\partial}{\partial \xi_1} Q_{i,j} \right) \left( \frac{\partial \overline{U_1}}{\partial x_3} \right) &= [T_{\theta,j} \delta_{i3} + T_{i,\theta} \delta_{j3}] \frac{\mathbf{g}}{\theta_0} \\
+ S_{i,j} - \frac{1}{\rho} P_{i,j} + 2\nu \frac{\partial^2}{\partial \xi_1 \partial \xi_1} Q_{i,j} &
\end{aligned} \tag{2.27}$$

Essa equação descreve a dinâmica da correlação entre componentes da velocidade, pressão e velocidade, e temperatura e velocidade, onde estas grandezas mencionadas são medidas em dois pontos diferentes. Estas correlações são funções do tempo e do espaço. No

entanto, queremos uma equação que descreva a dinâmica do espectro de energia em termos do vetor número de onda e do tempo. Para isso precisamos transformar o nosso espaço físico real no espaço de número de onda  $\vec{k}$ , então fazendo um transformada de Fourier de todos os termos da eq. (2.27),

$$\begin{aligned}
Q_{i,j}(\vec{\xi}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} d^3k E_{i,j}(\vec{k}, t) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\xi}) \\
S_{i,j}(\vec{\xi}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} d^3k F_{i,j}(\vec{k}, t) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\xi}) \\
P_{i,j}(\vec{\xi}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} d^3k \mathcal{I}_{i,j}(\vec{k}, t) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\xi}) \\
T_{\theta,j}(\vec{\xi}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} d^3k W_{\theta,j}(\vec{k}, t) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\xi}) \\
T_{i,\theta}(\vec{\xi}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} d^3k W_{i,\theta}(\vec{k}, t) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\xi})
\end{aligned} \tag{2.28}$$

Para determinarmos a transformada de Fourier de  $\xi_3 \frac{\partial}{\partial \xi_1} Q_{i,j}$ , utilizamos a 1ª equação de (2.28).

Diferenciando-a em relação a  $\xi_1$  e multiplicando por  $\xi_3$ , e observando que as operações de integração e derivação podem ser trocadas de ordem, uma vez que a integração é feita com relação as coordenadas do número de onda e a diferenciação com relação a uma coordenada de posição, ficamos com,

$$\xi_3 \frac{\partial}{\partial \xi_1} Q_{i,j} = i \int_{-\infty}^{\infty} d^3k \xi_3 k_1 E_{i,j}(\vec{k}, t) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\xi}). \tag{2.29}$$

Então, fazendo uma integração por partes de (2.29) com relação a variável  $k_3$ ,

$$\xi_3 \frac{\partial}{\partial \xi_1} Q_{i,j} = -\nu \int_{-\infty}^{\infty} d^3 k k_1 \frac{\partial}{\partial k_3} E_{i,j}(\vec{k}, t) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\xi}). \quad (2.30)$$

Uma conclusão semelhante pode ser feita para o termo  $2\nu \frac{\partial^2}{\partial \xi_1 \partial \xi_1} Q_{i,j}$ , da eq. (2.27) com relação às operações de integração e derivação,

$$2\nu \frac{\partial^2}{\partial \xi_1 \partial \xi_1} Q_{i,j} = \frac{\partial^2}{\partial \xi_1 \partial \xi_1} \int_{-\infty}^{\infty} d^3 k E_{i,j} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\xi}) = -2\nu k^2 \int_{-\infty}^{\infty} d^3 k E_{i,j} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\xi}) \quad (2.31)$$

Fazendo uso das relações (2.28), (2.30) e (2.31) na eq. (2.27), conseguimos então uma equação dinâmica para a correlação das grandezas anteriormente citadas, em função do vetor número de onda  $\vec{k}$  e do tempo  $t$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} E_{i,j} + \left( \delta_{i,1} E_{3,j} + \delta_{j,1} E_{i,3} - \xi_3 \frac{\partial}{\partial \xi_1} E_{i,j} \right) \left( \frac{\partial \overline{U_1}}{\partial x_3} \right) &= [W_{\theta,j} \delta_{i3} + W_{i,\theta} \delta_{j3}] \frac{\mathbf{g}}{\theta_0} \\ + F_{i,j} - \frac{1}{\rho} \Pi_{i,j} - 2\nu k^2 E_{i,j} & \end{aligned} \quad (2.32)$$

Como queremos uma eq. para o espectro de energia, o qual é o traço do tensor  $E_{i,j}$ , multiplicamos a eq. (2.32) por  $\delta_{ij}$ . Isto corresponde a uma contração dos índices  $i$  e  $j$ . Sendo assim:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} E_{i,i} + \left( E_{3,1} + E_{1,3} - \xi_3 \frac{\partial}{\partial \xi_1} E_{i,i} \right) \left( \frac{\partial \overline{U_1}}{\partial x_3} \right) &= [W_{\theta,3} + W_{3,\theta}] \frac{\mathbf{g}}{\theta_0} \\ + F_{i,i} - \frac{1}{\rho} \Pi_{i,i} - 2\nu k^2 E_{i,i} & \end{aligned} \quad (2.34)$$

Já foi demonstrado anteriormente que para uma turbulência homogênea  $E_{i,j}(\vec{k}, t) = E_{j,i}(\vec{k}, t)$ . E o termo  $\Pi_{i,i}$  deve se anular, pois  $\frac{\partial}{\partial \xi_i} K_{i,p}$  (Hinze, 1959). Logo a eq. (2.34) pode ser rearranjada, ficando na forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} E_{i,i} + \left( 2E_{1,3} - \xi_3 \frac{\partial}{\partial \xi_1} E_{i,i} \right) \left( \frac{\partial \overline{U_1}}{\partial x_3} \right) &= [W_{\theta,3} + W_{3,\theta}] \frac{g}{\theta_0} \\ + F_{i,i} - 2\nu k^2 E_{i,i} & \end{aligned} \quad (2.35)$$

A equação (2.35) descreve a dinâmica do espectro tridimensional de energia, e o mesmo está em função do tempo e das coordenadas  $k_1$ ,  $k_2$  e  $k_3$  do vetor número de onda. Mas para o presente trabalho precisamos de uma equação para o espectro de energia em função de  $t$  e do módulo  $k$  do vetor número de onda  $\vec{k}$ . Para isso vamos calcular a média dos tensores  $E_{i,i}(k_1, k_2, k_3, t)$ ,  $E_{1,3}(k_1, k_2, k_3, t)$ ,  $W_{3,\theta}(k_1, k_2, k_3, t)$  e  $F_{i,i}(k_1, k_2, k_3, t)$  sobre uma esfera de raio  $k$ . Calculando então a média,

$$\begin{aligned} \overline{E_{i,i}}(k_1, k_2, k_3, t) &= \frac{1}{4\pi k^2} \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\phi k^2 (\sin \theta) E_{i,i}(k, \phi, \theta) \\ \overline{E_{1,3}}(k_1, k_2, k_3, t) &= \frac{1}{4\pi k^2} \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\phi k^2 (\sin \theta) E_{1,3}(k, \phi, \theta) \\ \overline{F_{i,i}}(k_1, k_2, k_3, t) &= \frac{1}{4\pi k^2} \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\phi k^2 (\sin \theta) F_{i,i}(k, \phi, \theta) \quad \text{onde } i = k, \theta, \phi \\ \overline{W_{3,\theta}}(k_1, k_2, k_3, t) &= \frac{1}{4\pi k^2} \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\phi k^2 (\sin \theta) W_{3,\theta}(k, \phi, \theta) \\ \overline{W_{\theta,3}}(k_1, k_2, k_3, t) &= \frac{1}{4\pi k^2} \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\phi k^2 (\sin \theta) W_{\theta,3}(k, \phi, \theta) \end{aligned}$$

Devemos observar que estes tensores espectrais médio são funções apenas do módulo  $k$  do vetor número de onda e do tempo  $t$ . Definido os escalares,

$$\begin{aligned} E(k, t) &\equiv 2\pi k^2 \overline{E_{i,i}}(k_1, k_2, k_3, t) \\ M(k, t) &\equiv -2\pi k^2 \left( 2\overline{E_{1,3}}(k_1, k_2, k_3, t) - \xi_3 \frac{\partial}{\partial \xi_1} \overline{E_{i,i}}(k_1, k_2, k_3, t) \right) \\ F(k, t) &\equiv 2\pi k^2 \overline{F_{i,i}}(k_1, k_2, k_3, t) \\ H(k, t) &\equiv 2\pi k^2 \left( \overline{W_{3,\theta}}(k_1, k_2, k_3, t) + \overline{W_{\theta,3}}(k_1, k_2, k_3, t) \right) \end{aligned}$$

Com as definições acima, a eq. (2.35) pode ser escrita finalmente como:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} E(k, t)}_I = \underbrace{H(k, t) \frac{g}{\theta_0}}_{II} + \underbrace{M(k, t) \left( \frac{\partial \overline{U_1}}{\partial x_3} \right)}_{III} + \underbrace{F(k, t)}_{IV} - \underbrace{2\nu k^2 E(k, t)}_V. \quad (2.36)$$

A equação (2.36), é válida para o caso da CLP, porque consideramos a força de gravidade e aproximação de Boussinesq foi utilizada.

No termo I, a grandeza  $E(k, t)$  é o espectro de energia dependente do tempo. Na seção 2.4, mostramos a relação do mesmo com a densidade espectral. Mas naquele caso o espectro era o de uma condição de turbulência homogênea e estacionária. No entanto aqui ele aparece como função também do tempo, pois a condição de estacionariedade não é mais assumida, porque se tem interesse em uma evolução do mesmo em um período de transição.

O termo I representa a variação do espectro com o tempo. O termo II representa a produção ou consumo de energia cinética turbulenta (ECT). Em condições convectivas ele transforma energia potencial armazenada no fluido, devido a instabilidade térmica, em energia cinética turbulenta, de forma que nessas condições representa um termo de fonte. Em condições de estratificação térmica estável, transforma energia cinética turbulenta em energia potencial. Nessas condições, representa um termo de consumo. Este termo atua na região de baixas frequências do espectro, tanto na produção ou no consumo de energia cinética turbulenta. A integral deste termo em todo os comprimentos de onda ou números de onda, do espectro é o fluxo de calor sensível.

$$\overline{w\theta'} = \int_0^{\infty} dkH(k, t)$$

De modo geral, quando é assumida a condição de homogeneidade horizontal da superfície, esse termo representa a entrada (produção) ou saída (consumo) de energia que se dá através da componente vertical da velocidade turbulenta, contribuindo assim para a anisotropia da turbulência nesta faixa de baixa frequência do espectro.

O termo III, representa a interação da turbulência com o vento médio (escoamento médio). Este é sempre um termo de produção de ECT. Assim como II, atua também na região de baixas frequências do espectro, porém tem natureza mecânica, de modo que retira energia do escoamento médio e a transforma em ECT. A integral da função  $M(k,t)$ , que está em III, em todos os números de onda representa o fluxo de momento turbulento  $\overline{u_1u_3}$ , como está mostrado abaixo:

$$\overline{u_1u_3} = \int_0^{\infty} dkM(k, t)$$

Já o termo IV não representa produção nem consumo de ECT. Ele apenas representa a transferência inercial de energia cinética, que se dá na direção dos maiores para os menores turbilhões, caracterizando o efeito cascata. Atua numa faixa de comprimentos de onda que vai desde a entrada de energia até a microescala de Komolgorov onde as forças viscosas dominam. Porém no subintervalo inercial é o termo predominante, ou aproximadamente é o único que atua nesse intervalo.

$$\int_0^{\infty} dkF(k, t) = 0$$

E por último o termo V, que representa o papel da viscosidade, é sempre um termo de consumo de ECT. E sua integral em todos os comprimentos de onda é a dissipação viscosa,

$$\varepsilon = 2 \int_0^{\infty} dk k^2 E(k, t) .$$

## 2.6 ESPECTRO TRIDIMENSIONAL DE ENERGIA

A forma abaixo, figura 2.9 é característica de um espectro tridimensional de energia.

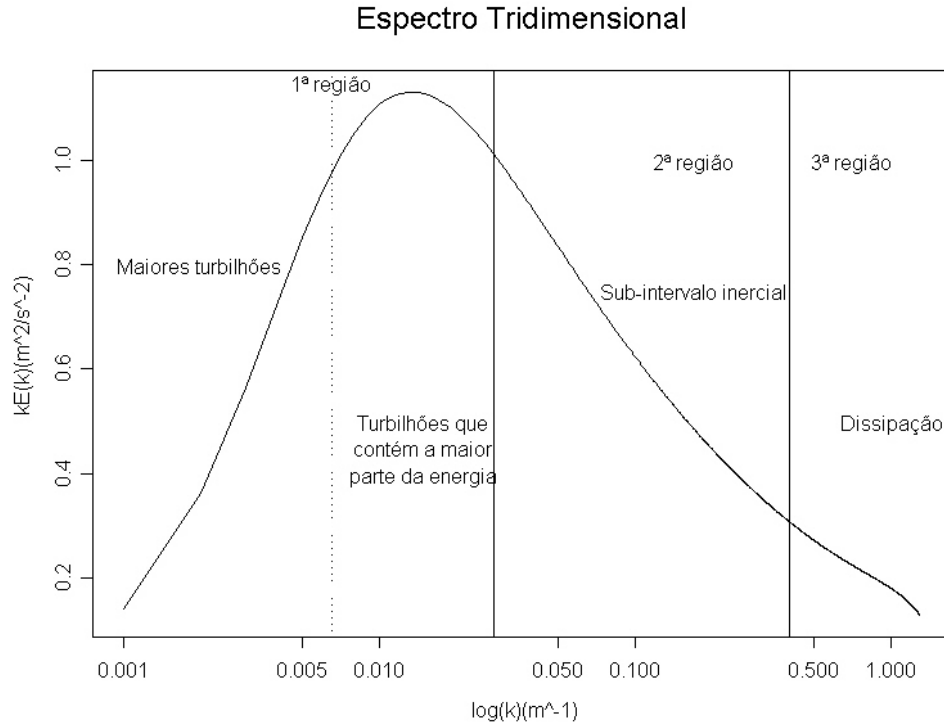


Figura 2.9 Uma forma característica de um espectro tridimensional .

Neste espectro podemos identificar três regiões características: uma de baixos números de ondas (baixas frequências) correspondente 1ª, que começa em zero e vai até pouco depois do pico espectral, a 2ª de elevados números de onda, que começa no fim da 1ª e vai até aos comprimentos de onda da ordem da microescala de Kolmogorov, e a partir daí começa a 3ª onde acontece a dissipação da ECT, e que se estende até o infinito.

A 1ª região é dos turbilhões maiores, onde está contida a maior parte da ECT. Nessa região é que se dá a entrada de energia, tanto para o caso de fontes mecânicas, cisalhamento do vento médio, como fontes térmicas, que criam uma instabilidade térmica. É também nesse intervalo que os grandes turbilhões interagem com os contornos, superfície e camada de inversão da CLP. Os turbilhões desta faixa interagem diretamente com estes forçantes exteriores, e por eles são influenciados. Geralmente estes turbilhões não são isotrópicos e suas características, e consequentemente a turbulência dessa região, dependem da forma de como são gerados. Se olharmos melhor para esta região, veremos que os turbilhões que correspondem a números de

onda mais a esquerda desta faixa são os maiores, sendo assim os mais influenciados pelo “exterior” ( no sentido de forçantes e contornos). Contudo não são os que possuem a maior parte da energia do intervalo. Os que contém a maior parte da ECT são aqueles ao redor do pico espectral.

A 2ª região é conhecida como subintervalo inercial, onde a turbulência é assumida como isotrópica ou muito próxima da condição de isotropia. Nesta região não ocorre entrada de energia por geração de turbulência, ou saída pela dissipação, mas apenas transferência espectral entre as diferentes frequências, com os maiores turbilhões alimentando os menores. Os turbilhões desta faixa já não guardam mais informações de como foram gerados. São provenientes dos turbilhões maiores, do intervalo que contém a maior energia, que decaíram em turbilhões menores, devido a forças inerciais, tal fenômeno é conhecido como efeito cascata, onde turbilhões maiores decaem em menores e esses menores em menores ainda até então serem dissipados em calor. Nessa faixa de números de onda, a energia não é consumida nem gerada, é apenas transferida das maiores escalas para as menores. Nesse sub-intervalo é que se aplica a lei dos  $(-5/3)$  de Kolmolgorov, que diz que, por uma análise dimensional a densidade espectral no sub-intervalo inercial deve seguir a lei,

$$E(k) = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (2.37)$$

Onde  $\alpha$  é a constante de Kolmolgorov, e vale 0,55 (Kaimal), e  $E(k_1)$  é densidade espectral.

A 3ª e última região é onde acontece a dissipação viscosa. As forças viscosas de origem molecular dissipam a ECT, ou seja, transformam a ECT em calor. Em espectros atmosféricos geralmente não é apresentada, porque os tipos de medidas feitas pelos sensores de velocidade não operam com resolução suficiente para tal.

## **2.7 CARACTERÍSTICAS OBSERVACIONAIS GERAIS DOS ESPECTROS UNIDIMENSIONAIS DAS COMPONENTES DA VELOCIDADE TURBULENTA**

Quando as densidades espectrais são dispostas em escala linear, na forma  $F(n) \times n$ , a área sob a curva representa a contribuição da flutuação para a variância. Há ainda uma outra forma de representação em que a área sob a curva representa a variância. É a forma  $nF(n) \times \log(n)$ , pois



$$\int dnF(n) = \int nF(n)d(\ln(n)).$$

Essa é a forma adotada no presente trabalho para representarmos o espectro tridimensional de ECT. Já quando plotamos densidades espectrais multiplicadas pela frequência na forma,  $\log(nF(n)) \times \log(n)$ , a área sob a curva não representa mais a variância. Contudo nesse formato a lei de potência, de Kolomolgorov para o sub-intervalo inercial, é mais fácil de ser reconhecida. E espectros de diferentes fatores de adimensioanalização podem ser comparados ( Panofsky and Dutton). Nesse trabalho também adotamos essa forma para representar os nossos espectros. Mas deve ser notado que na verdade estamos apresentando o espectro multiplicado pela frequência, ao invés de apenas o espectro. E no texto vamos nos referir apenas espectro para falar desta quantidade.

A figura 2.10 mostra uma padrão típico de espectros para a Camada Superficial (CS).

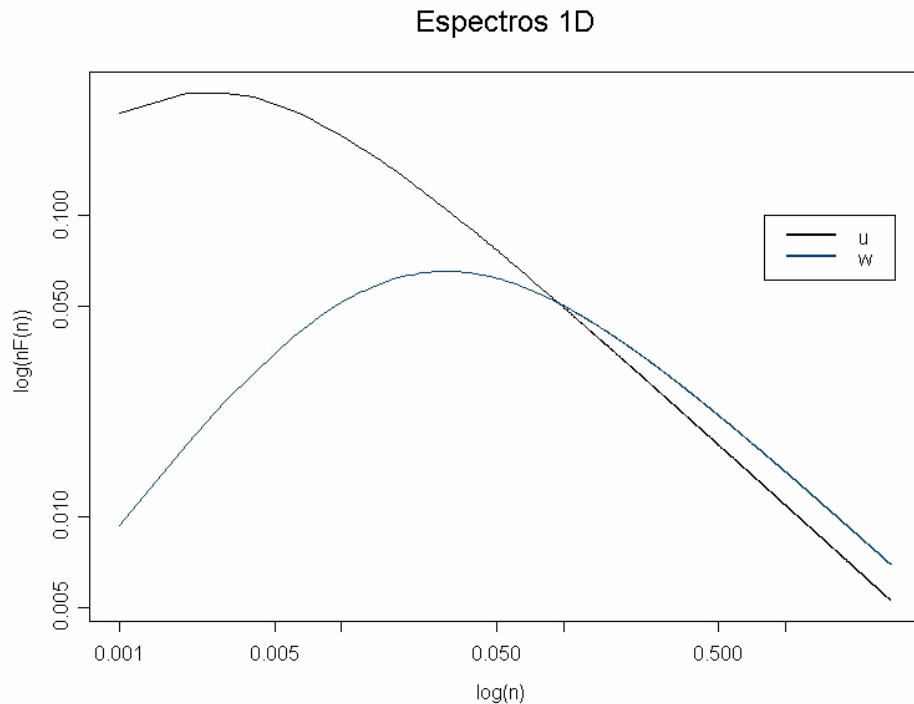


Figura 2.10. Espectros típicos de u e w da Camada Superficial

Podemos ver que a razão  $F_w(n)/F_u(n)$ , diminui quando vamos andando para a esquerda no sentido das menores frequências. Tal comportamento vem do fato de que os turbilhões tem sua escala reduzida próxima a superfície de forma que apenas na horizontal existem grandes vórcices.

Se nos afastarmos da CS em direção a Camada de Mistura (CM), veremos que os espectros se deslocaram mais para a esquerda em direção as baixas frequências, pois em elevados níveis verticais há espaço suficiente para o desenvolvimento de grandes turbilhões. A forma desses espectros variam com quantidades físicas tais como: velocidade do vento, rugosidade, fluxo de calor sensível, espessura da CLP e bem como outras características do terreno (Panofsky and Dutton, 1984). Como foi visto na seção 2.6, os espectros 1-D também podem ser divididos em três regiões principais: região dos maiores turbilhões, sub-intervalo inercial e intervalo de dissipação viscosa. A região dos maiores turbilhões, onde está contida a maior parte da energia, tem escalas espaciais típicas que vão de dezenas de metros até alguns quilômetros, e escalas temporais típicas de minutos a dezenas de minutos. É essa região do espectro que é efetivamente mais afetada, pelo vento, aquecimento da superfície, relevo do terreno, ondas e também até por efeitos de escalas espaciais e temporais maiores. Então nesse intervalo podemos dizer que a forma do espectro responde diretamente as influências dos forçantes externos, e também que existe um certa organização do movimento turbulento, proporcionando assim condições para a existência de fluxos turbulentos de quantidades, escalares (ex: calor latente e sensível) e vetoriais (ex: fluxo de momento).

Já no sub-intervalo inercial, estes forçantes externos não são, ou são pouco determinantes para a forma do espectro. As escalas típicas de comprimento vão de dimensões da ordem da altura da CS até a microescala de Kolmolgorov. Como já foi dito, nesse intervalo do espectro é assumida a condição de isotropia, e aí a turbulência segue um comportamento universal, conforme proposto por Kolmolgorov, de modo que não guarda informações de como foi gerada e nem tão pouco sofre influências do contorno. Nesse intervalo o espectro é uma função da taxa de dissipação  $\varepsilon$  e da frequência  $n$ . Veremos mais adiante que sob certas condições de normalização os espectros devem convergir para uma única banda no sub-intervalo inercial.

Quanto a região de dissipação, tem como escala típica de comprimento, a microescala de Kolmolgorov  $\eta$ , que pode ser obtida da relação abaixo:

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

Aqui também é assumida a condição de isotropia, e o espectro é função das mesmas quantidades do sub-intervalo inercial, mas além disso também da viscosidade cinemática  $\nu$ . Usualmente a

quantidade  $\varepsilon$  é determinada da tentativa de ajuste da lei  $(-5/3)$  para o sub-intervalo inercial dos espectros das componentes. Os espectros das componentes da velocidade que são perpendiculares à direção do vento médio, no sub-intervalo inercial, devem seguir as relações,

$$E_2(k_1) = E_3(k_1) = \frac{4}{3} E_1(k_1) \quad (2.38)$$

se a turbulência for isotrópica. A figura 2.11 ilustra o caso.

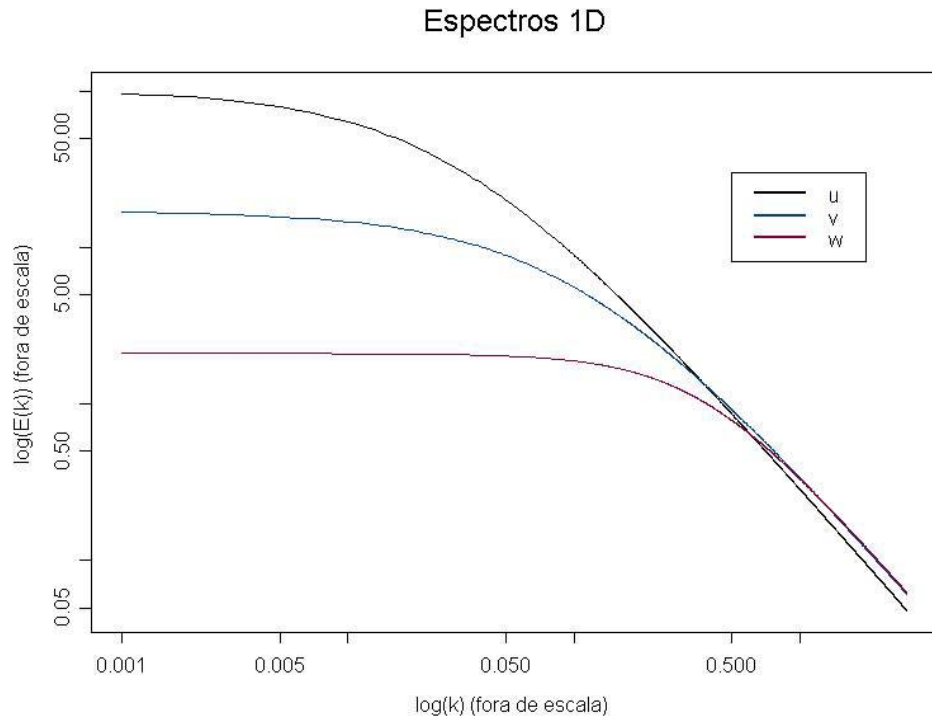


Figura 2.11. Relação entre os espectros das componentes u, v, e w.

A demonstração da relação (2.38) pode ser encontrada em, Panofsky and Dutton, 1984. Em condições convectivas essa relação é válida para  $f > 1$  e para condições muito estáveis para  $f > 10$  (Panofsky and Dutton, 1984),  $f$  é a frequência adimensionalizada pela relação,  $f = \frac{z}{U_1} n$ , e  $z$  a altura.

Evidências empíricas de experimentos de campo conduzidos na CS, indicam que a estrutura da turbulência é determinada por alguns parâmetros chaves, como proposto por Monin – Obukhov (M-O). São eles: altura  $z$ , o parâmetro de empuxo  $g/\bar{\theta}$ , o “stress” cinemático na superfície  $-(\overline{u_1 u_3})_0 = -(\overline{uw})_0$  e o fluxo cinemático de calor  $-(\overline{w\theta'})_0$ . De acordo com a hipótese de M-O, vários parâmetros e estatísticas atmosféricas tais como, gradientes, variâncias e

covariâncias, quando normalizados por potências da velocidade de atrito  $u_*$  e a escala de temperatura  $T_*$ , se tornam funções universais do parâmetro  $z/L$ , onde  $L$  é o comprimento de M-O. As definições dos parâmetros  $u_*$ ,  $T_*$  e  $L$ , estão apresentadas abaixo respectivamente pela fórmulas (2.39), (2.40) e (2.41).

$$u_* = \left[ -(\overline{uw})_0 \right]^{1/2} \quad (2.39)$$

$$T_* = \frac{-(\overline{w\theta'})_0}{u_*} \quad (2.40)$$

$$\frac{z}{L} = - \frac{\left( \frac{g}{\theta} \right) (\overline{w\theta'})_0}{u_*^3 / \kappa z} \quad (2.41)$$

Onde em (2.41),  $\kappa$  é a constante de von Karman e vale aproximadamente 0,4.

### 2.7.1 ESPECTROS DA CAMADA SUPERFICIAL

Na CS o cisalhamento do vento tem um papel dominante. A similaridade de M-O se aplica, e os parâmetros de controle são  $z$ ,  $\tau_0$  (relação(2.42)),  $H_0$  (relação(2.43)) e  $g/\bar{\theta}$ .

$$\tau_0 = -\rho(\overline{uw})_0 \quad (2.42)$$

$$H_0 = \rho c_p (\overline{w\theta'})_0 \quad (2.43)$$

As escalas de velocidade e temperatura para essa camada são respectivamente  $u_*$  e  $T_*$ . Resultados experimentais, com exceção das componentes  $u$  e  $v$ , suportam esta afirmativa (Caughey). Então grupos adimensionais formados com  $u_*$  e  $T_*$ , são funções universais de  $z/L$ .

A altura dessa camada está restrita ao intervalo  $z < |L|$ .

Conforme a literatura, o espectro da componente vertical ( $w$ ) obedece a similaridade de M-O, em todas as frequências. E também parece ser independente das características de terreno de mesoescala.

Através da relação (2.44), que vincula o espectro em função do número de onda com o espectro em função da frequência,

$$E_i(k_1) = \frac{\overline{U_1}}{2\pi} F_i(n), \quad (2.44)$$

a expressão (2.37), que também está em função de  $k_1$ , pode ser reescrita convenientemente como:

$$\frac{nF(n)}{u_*^2} = \frac{\alpha}{(2\pi\kappa)^{\frac{2}{3}}} \left( \frac{\kappa z \varepsilon}{u_*^3} \right)^{\frac{2}{3}} \left( \frac{z}{U_1} n \right)^{\frac{-2}{3}}. \quad (2.45)$$

Observando que a quantidade,  $\left( \frac{z}{U_1} n \right)$ , é a frequência adimensional  $f$ , e definindo uma função de dissipação adimensional  $\phi_\varepsilon$  na forma,

$$\phi_\varepsilon = \frac{\kappa z}{u_*^3} \varepsilon. \quad (2.46)$$

Então quando dividimos (2.45) por  $\phi_\varepsilon^{2/3}$  as dependências do mesmo com  $z/L$  desaparecem. E obtemos espectros que colapsam para uma única banda no sub-intervalo inercial,

$$\frac{nF(n)}{u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}} = \left( \frac{\alpha}{(2\pi\kappa)^{2/3}} \right) f^{\frac{-2}{3}}. \quad (2.47)$$

A relação (2.47) não é mais função de  $z/L$ , é agora apenas função de frequência adimensional  $f$ . Porém isso só é válido para o sub-intervalo inercial. Se extendermos essa adimensionalização para o resto do intervalo, o espectro total na forma,  $\frac{nF(n)}{u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}}$ , é função das variáveis  $f$  e  $z/L$ .

Tal processo de adimensionalização também é adotado para as componentes  $u$  e  $v$  da CS.

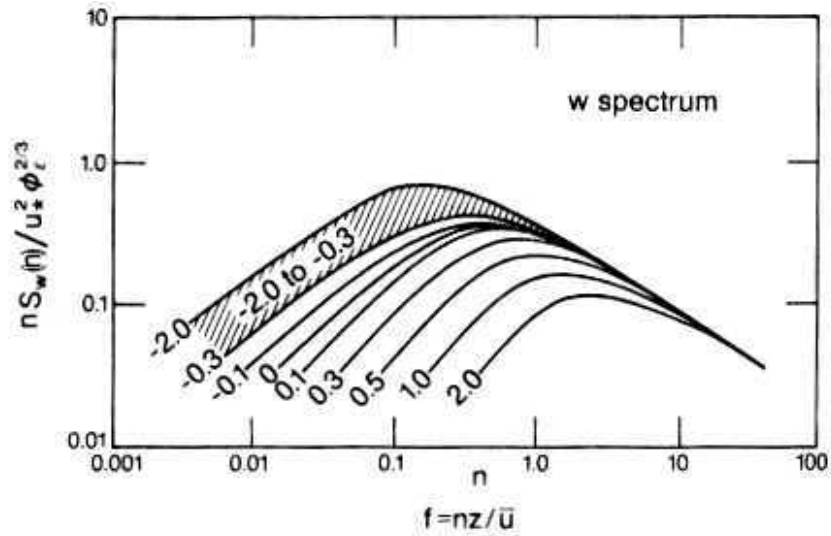


Figura 2.12. Espectro de  $w$  adimensionalizado mostrando a variação com  $z/L$ . Fonte: Kaimal and Finnigan, 1994.

A figura 2.12, proveniente do experimento de Kansas mostra que para  $z/L < 0,5$ , as curvas de diferentes valores do mesmo parâmetro coincidem para o intervalo  $f > 10$ . E nas regiões de baixas frequências, quando o  $z/L$  tem seu valor diminuído, a parte do intervalo do espectro que contém energia, se desloca em direção as baixas frequências. Aumentando assim a área sob a curva. Contudo para valores de  $z/L$ , no intervalo,  $-0.3 < z/L < -2.0$ , não há um comportamento claro e simples. “Esta falta de organização sugere que o espectro talvez seja função de outros parâmetros tal como a altura  $z_i$  da CLP” (Panofsky and Dutton, 1984).

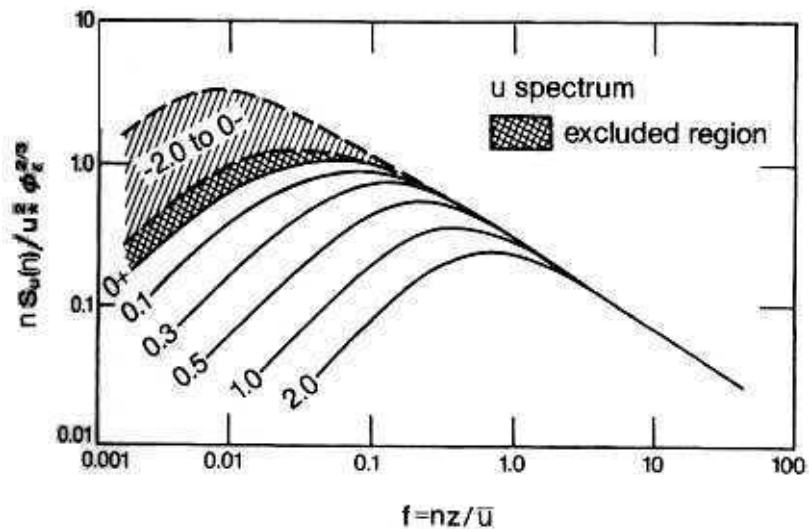


Figura 2.13. Espectro de  $u$  adimensionalizado mostrando a variação com  $z/L$ . Fonte: Kaimal and Finnigan, 1994.

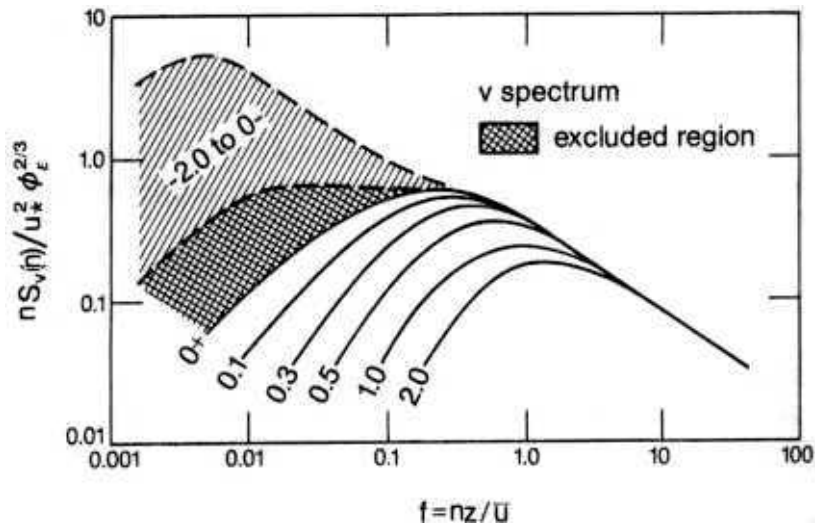


Figura 2.14. Espectro de  $v$  adimensionalizado mostrando a variação com  $z/L$ . Fonte: Kaimal and Finnigan, 1994.

As figuras 2.13 e 2.14, mostram que não há uma comportamento bem definido para as condições instáveis. “Para essas condições de estabilidade, os espectros de  $u$  e  $v$  não seguem a similaridade de M-O” (Kaimal and Finnigan, 1994). Porém podemos ver destas figuras, que para condições de  $z/L > 0$ , ambos os espectros apresentam um comportamento claro com  $z/L$ . Então para essas condições de estabilidade os espectros de  $u$  e  $v$  seguem a similaridade de M-O. Conforme foi sugerido por Højstrup em seu modelo e imaginado por Kaimal, os espectros de  $u$  e  $v$ , apresentam duas regiões: uma de altas frequências associada a produção mecânica, e outra de baixas frequências associadas a produção térmica. Então outro parâmetro que deve ser considerado, segundo Højstrup e Kaimal, é a altura  $z_i$  da CLP. E essa consequência é levada em conta nos ajuste propostos por Højstrup para os espectros de  $u$  e  $v$ , conforme a fórmula (2.48) abaixo,

$$\frac{nF_{\alpha}(n)}{u_*^2} = \left[ \frac{a1_{\alpha} f_i}{1 + b1_{\alpha} f_i^{5/3}} \right] \left( \frac{z_i}{L} \right)^{2/3} + \frac{a2_{\alpha} f}{(1 + b2_{\alpha} f)^{5/3}} \quad \alpha = u, v. \quad (2.48)$$

O número 1 que aparecem nos coeficientes de ajuste  $a$ , e  $b$  se referem as baixas frequências e o número 2 as altas. Panofsky, Dutton e Sorbjan sugerem também que esta pode ser uma boa forma de ajuste para espectros instáveis de  $w$ .

A fórmula (2.49), (2.50), e (2.51) abaixo são propostas de ajuste utilizada por (Kaimal et al., 1972) para curvas espectrais das componentes w, v e u do experimento de Kansas sob condições neutras,

$$\frac{nF_w(n)}{u_*^2} = \frac{a_w f}{(1 + b_w f^{5/3})}, \quad (2.49)$$

$$\frac{nF_v(n)}{u_*^2} = \frac{a_v f}{(1 + b_v f)^{5/3}} e \quad (2.50)$$

$$\frac{nF_u(n)}{u_*^2} = \frac{a_u f}{(1 + b_u f)^{5/3}}. \quad (2.51)$$

No caso particular do experimento de Kansas,  $a_w = 2.1$ ,  $b_w = 5.3$ ,  $a_v = 17$ ,  $b_v = 9.5$ ,  $a_u = 102$  e  $b_u = 33$ . Já para o caso estável Kaimal sugere a fórmula (2.52) abaixo,

$$\frac{nF_\alpha(n)}{\sigma_\alpha^2} = \frac{a_\alpha (n/n_0)}{1 + a_\alpha (n/n_0)^{5/3}}. \quad (2.52)$$

Onde  $\alpha = u, v, w$  e  $n_0$  a frequência em que a projeção da reta  $(-2/3)$  do sub-intervalo intercepta a linha  $\frac{nS_\alpha(n)}{\sigma_\alpha^2} = 1$ , paralela ao eixo das abscissas.

## 2.7.2 ESPECTROS DA CAMADA DE MISTURA (CM)

A CM se encontra acima da CS, e compreende cerca de 9/10 da CLP. Nessa camada há a presença de movimentos convectivos de grande escala, controlados pelo aquecimento da superfície, e nem o forçante  $\tau_0$ , nem a altura  $z$  são importantes. Nessa região o escoamento é dito independente da superfície. Tem como parâmetros controladores, a altura  $z_i$  da CLP, e o fluxo de calor sensível na superfície  $H_0$ . A similaridade de M-O para essa camada tem como parâmetros de escala modificados: escala de velocidade convectiva  $w_*$  (relação (2.53)) ao invés de  $u_*$ ,



$$w_* = \left[ \frac{g}{\theta} \left( \overline{w\theta'} \right)_0 z_i \right]^{1/3} \quad (2.53)$$

$z_i$  ao invés de  $-L$ , e  $\theta_*$  (relação (2.54)) ao invés de  $T_*$ ,

$$\theta_* = \frac{\left( \overline{w\theta'} \right)_0}{w_*}. \quad (2.54)$$

Como os parâmetros  $w_*$  e  $\theta_*$  não variam com a altura nessa região da CLP, espera-se que os espectros também não variem com  $z$ .

Como foi feito para a CS, aqui também vamos fazer uma adimensionalização de modo que os espectros das componentes  $u$ ,  $v$ , e  $w$  colapsem para uma única banda no subintervalo. Seguindo então o mesmo método de Kaimal, vamos dividir os espectros pelas quantidades  $w_*^2$  e  $\Psi_\varepsilon^{2/3}$  (relação (2.55)),

$$\Psi_\varepsilon = \frac{\varepsilon}{\left( \frac{g}{\theta} \right) \left( \overline{w\theta'} \right)_0}. \quad (2.55)$$

Partindo então da relação (2.37) e da relação (2.44) podemos escrever,

$$\frac{nF_\alpha(n)}{w_*^2} = \left[ \frac{\alpha}{(2\pi)^{2/3}} \right] \left[ \frac{\varepsilon}{\left( \frac{g}{\theta} \right) \left( \overline{w\theta'} \right)_0} \right]^{2/3} \left( \frac{nz_i}{U_1} \right)^{-2/3}. \quad (2.56)$$

E finalmente dividindo (2.56) por  $\Psi_\varepsilon^{2/3}$ , obtemos:

$$\frac{nF_\alpha(n)}{w_*^2 \Psi_\varepsilon^{2/3}} = \left[ \frac{\alpha}{(2\pi)^{2/3}} \right] f_i^{-2/3}. \quad (2.57)$$

Como podemos ver (2.57) é uma função que só depende da frequência adimensional  $f_i$ . Contudo este resultado é válido apenas para o sub-intervalo inercial.

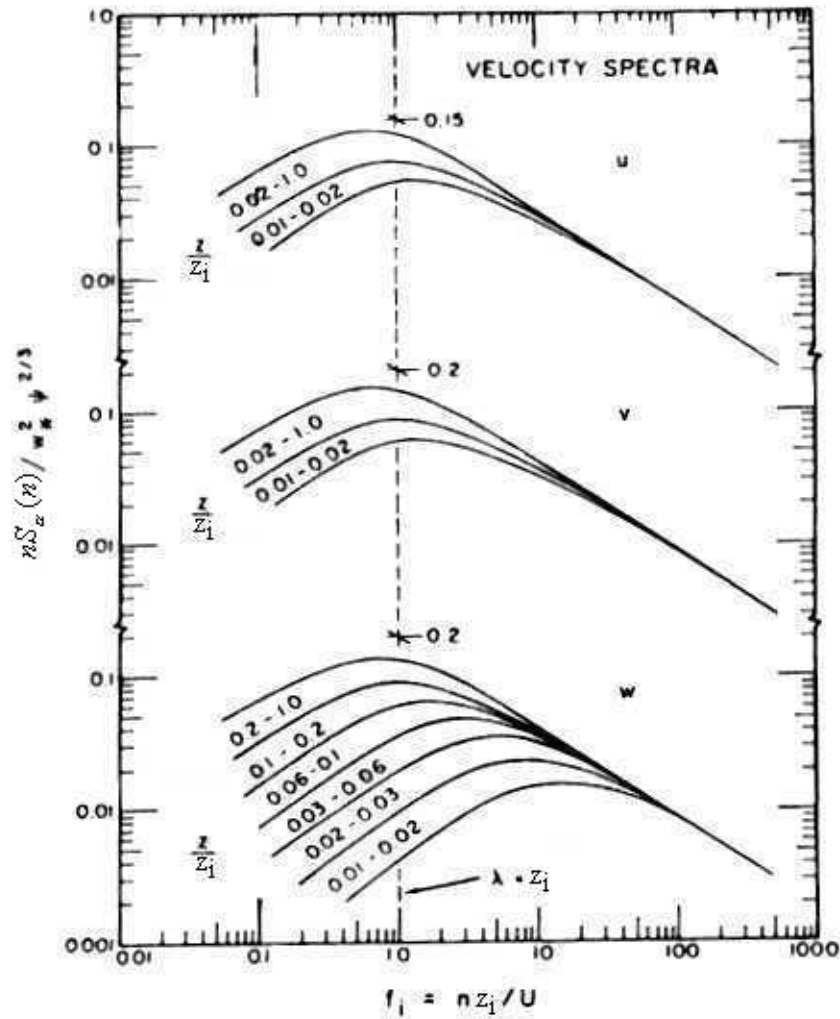


Figura 2.15. Curvas de espectros adimensionalizados da Camada de Mistura. Fonte: Kaimal et al., 1976.

Então para o intervalo inteiro do espectro conforme mostra a figura 2.15, o mesmo também é função do parâmetro  $z/z_i$ , de modo  $\frac{nF_{\alpha}(n)}{w_*^2 \psi_{\epsilon}^{2/3}}$  é uma função universal  $G\left(f_i, z/z_i\right)$ .

Podemos ver da figura 15 que os picos espectrais das componentes  $u$  e  $v$  não mudam muito com  $z/z_i$ , enquanto o pico de  $w$  mudam significativamente. Outra característica que podemos observar da figura 15, é que em elevados níveis, ( $z/z_i \sim 0.2$ ), os picos espectrais de todas as componentes acontecem para valores de frequência próximos. Este comportamento é devido ao fato de que grandes turbilhões verticais junto a superfície não podem se desenvolver, pois não há espaço. Já para os turbilhões horizontais, há espaço disponível para seu desenvolvimento, e então

quando vamos nos afastando da superfície, estes turbilhões verticais vão ganhando espaço. E consequentemente o espectro de  $w$  vai se deslocando para frequências menores.

### 3. DADOS

#### 3.1 SÍTIO EXPERIMENTAL

Os dados utilizados para o presente trabalho são provenientes de um experimento micrometeorológico \ contínuo, que está sendo conduzido no município de Paraíso do Sul , no estado do Rio Grande do Sul. Esta cidade está localizada na região central do estado, e a torre micrometeorológica encontra-se nas coordenadas (S 29o 44' 39.6'', W 53o 8' 59.8''), a uma altitude de aproximadamente 42 m. A torre instrumentada é parte do projeto CT – HIDRO, um projeto nacional de grande abrangência, com o propósito de descrever diferentes condições de superfície em diferentes ecossistemas do país. Isso se iniciou em junho de 2003, sobre lavoura de arroz e se estende até os dias atuais. O arroz é cultivado no período de outubro a abril, e no restante do ano o solo não é cultivado, ficando assim apenas com uma vegetação rasteira. O sítio experimental tem como características, terreno plano, e homogêneo e alguns quilômetros ao norte estão localizados os morros que formam o início da Serra Geral . Os sinais turbulentos são medidos por um anemômetro sônico Campbell 3-D, que se encontra a 10m de altura, e que opera com uma frequência de 16 Hz. As figuras 3.1 e 3.2 abaixo mostram uma foto da torre micrometeorológica e um mapa topográfico da região do sítio experimental do projeto CT-HIDRO em Paraíso do Sul.



Figura 3.1. Foto da torre Micrometeorológica do Projeto CT-HIDRO em Paraíso do Sul.

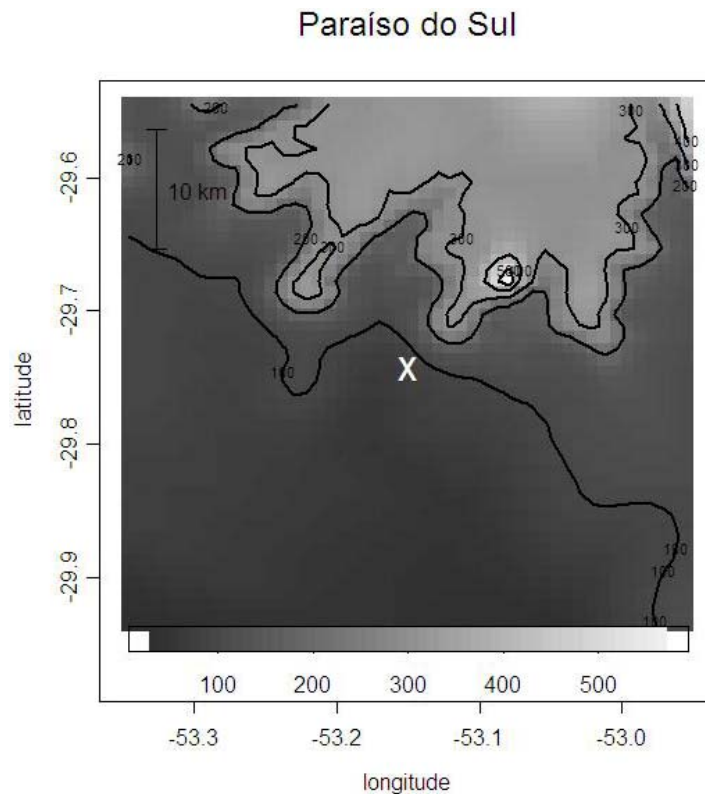


Figura 3.2. Mapa topográfico da região do sítio experimental de Paraíso do Sul.

### 3.2 TRATAMENTO DOS DADOS

Os dados das três componentes da velocidade ( $u$ ,  $v$ , e  $w$ ), e mais o dados de temperatura  $T$ , serviram como dados de entrada e um programa. Tal programa foi escrito em linguagem FORTRAN, desenvolvido por Osvaldo L. L. Moraes, e adaptado para os dados de Paraíso do Sul por Rodrigo da Silva. Esse programa calcula espectros de todas as variáveis (componentes da velocidade e temperatura), comprimento de Monin – Obukhov, fluxo de calor sensível, de momento, variáveis médias, velocidade de atrito e energia cinética turbulenta. O programa utiliza a técnica da Transformada Rápida de Fourier (FFT), para os cálculos de espectro, e neste programa é possível se ajustar a janela temporal, de modo que o número de pontos da série satisfaça a condição de potência de  $2^n$ , onde  $n$  deve ser um número inteiro positivo, o que exige a FFT. Para o presente trabalho escolheu-se janelas temporais de 2048 segundos (34min. e 8seg.), que correspondiam a arquivos de 32768 ou  $2^{15}$  linhas. E sendo assim, os dados de

saída tais como variáveis médias, fluxos, e etc corresponderam a intervalos de 2048seg.. A figura 3.3 mostra o fluxograma do programa utilizado.

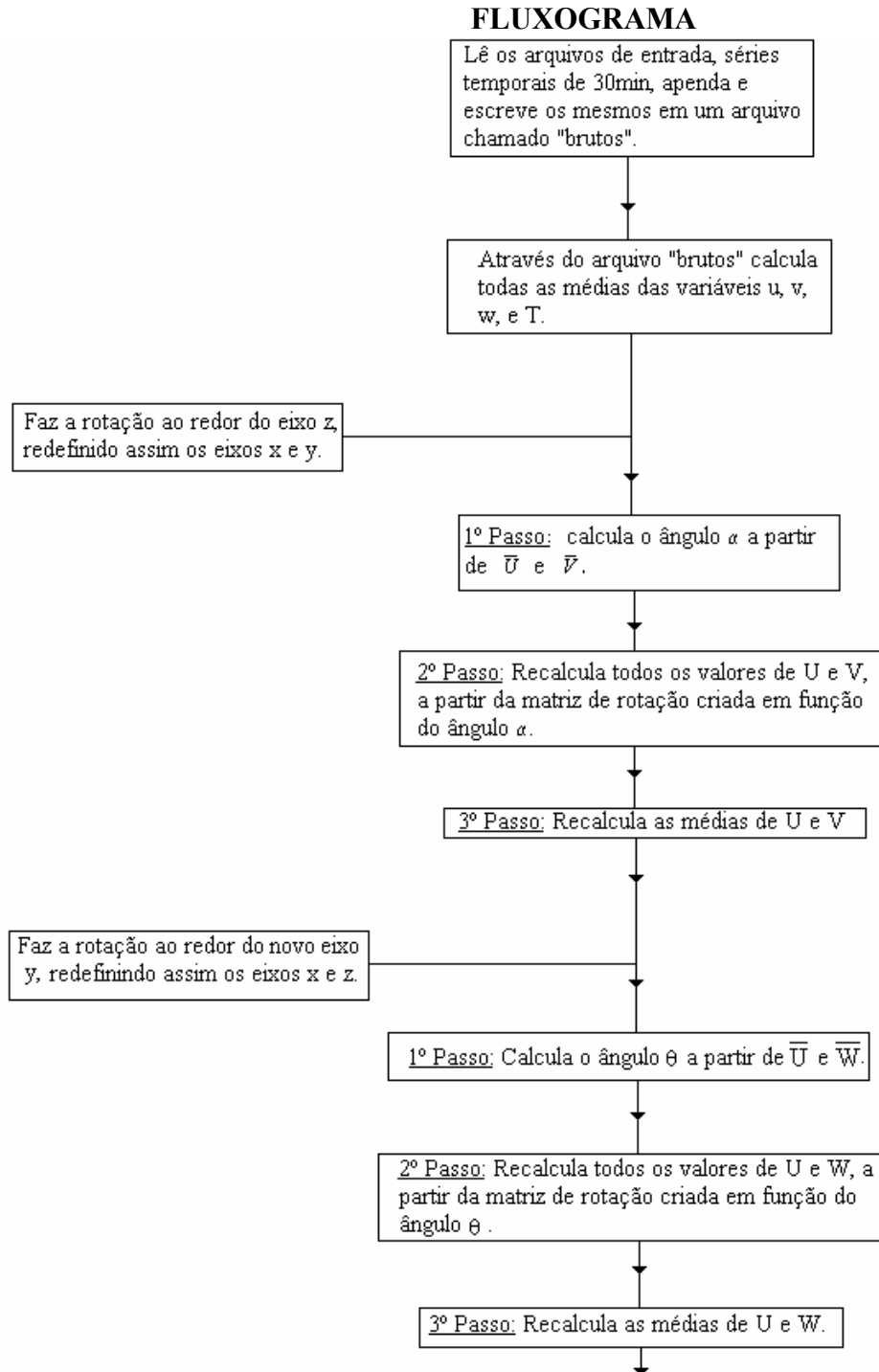


Figura 3.3. Mostrando o fluxograma do programa utilizado para o tratamento dos dados.

## FLUXOGRAMA

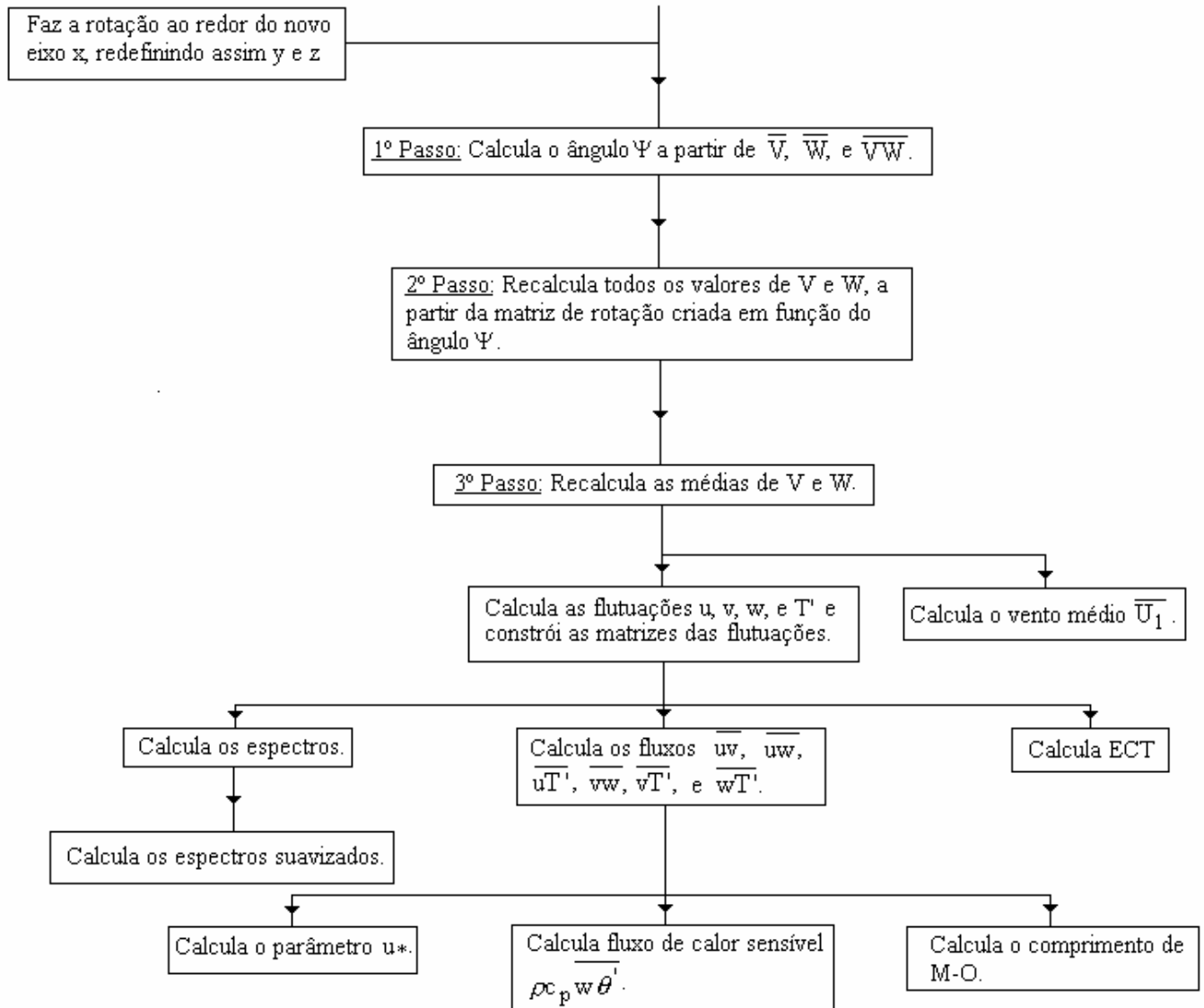


Figura 3.3 (continuação). Mostrando o fluxograma do programa utilizado para o tratamento dos dados.

A partir dos dados de entrada foram feitas três rotações do sistema de coordenadas, de modo que o eixo  $x$ , recaísse sobre a direção do vento médio. E conseqüentemente de tal maneira que as componentes  $\bar{V}$  e  $\bar{W}$  do vento médio se anulassem, restando assim para as direções  $y$  e  $z$  apenas as flutuações da velocidade. Esta técnica de rotação do sistema de coordenadas que o programa utiliza, é baseada na descrição de rotações de sistema de coordenadas de Kaimal e Finnigan (1994).

Após a rotação, o programa calcula o vento médio, que conforme as rotações deve estar alinhado com o eixo x, e as flutuações das variáveis U, V, W, e T. Com os valores das flutuações constrói uma matriz, e desta matriz calcula os fluxos turbulentos de todas as combinações possíveis entre as variáveis, a ECT, e os espectros brutos. Dos fluxos turbulentos, calcula o fluxo de calor sensível, o parâmetro velocidade de atrito, e o parâmetro de estabilidade comprimento de M-O. A partir dos espectros brutos, calcula os espectros suavizados, em que cada ponto do espectro é obtido basicamente a partir de uma média de blocos não superpostos, onde cada bloco é associado a um único ponto. Consequentemente estes espectros suavizados possuem um número de pontos menor do que os espectros brutos originais. E também é possível no programa ajustar-se como queira, o número de pontos destes espectros suavizados, tornando – os mais ou menos suaves, conforme o número de pontos. O programa não remove tendência das séries temporais, o único tratamento dado é feito através do uso do filtro “Bell Taper” (Stull, 1994), que suaviza as séries temporais em 10% no início e 10% no fim, através da função peso  $W(k)$ , que multiplica os valores da série temporal.

$$W(k) = \begin{cases} \text{sen}^2(5\pi k / N) & \text{para } 0 \leq k \leq 0.1N \\ 1 & \text{para } 0.1 < k < 0.9N \\ \text{sen}^2(5\pi k / N) & \text{para } 0.9N \leq k \leq N \end{cases}$$

Onde N é número total de pontos da série, e k o índice que endereça cada ponto na série. A desvantagem deste filtro é que ele reduz a capacidade de resolver diferenças de amplitudes espectrais para pequenas mudanças de frequência. Mas a vantagem é que exclui as frequências expúrias que aparecem, porque a Transformada de Fourier assume que a série temporal se repete infinitamente, ligando então o último ponto da série com o primeiro da próxima que não existe. Isto pode aparecer como um salto na série temporal, que na verdade não deveria existir, e ao qual estará associado a uma frequência no espectro que também não deveria existir.



### 3.2.1 PROBLEMAS EXPERIMENTAIS

Foi detectado um erro nas séries temporais em que o vento médio vinha de direções de tal modo que atingia primeiro a torre e o corpo do anemômetro, para depois ser detectado na região de medida do sensor. Isso foi observado naqueles espectros provenientes de séries temporais em que o vento médio era predominantemente vindo das direções entre  $50^\circ$  e  $150^\circ$  aproximadamente. As figuras 3.4, 3.5, 3.6, e 3.7 mostram respectivamente a direção, a velocidade do vento médio, e a evolução temporal da componente espectral  $v$  durante os dias 20 de outubro e 19 de novembro.

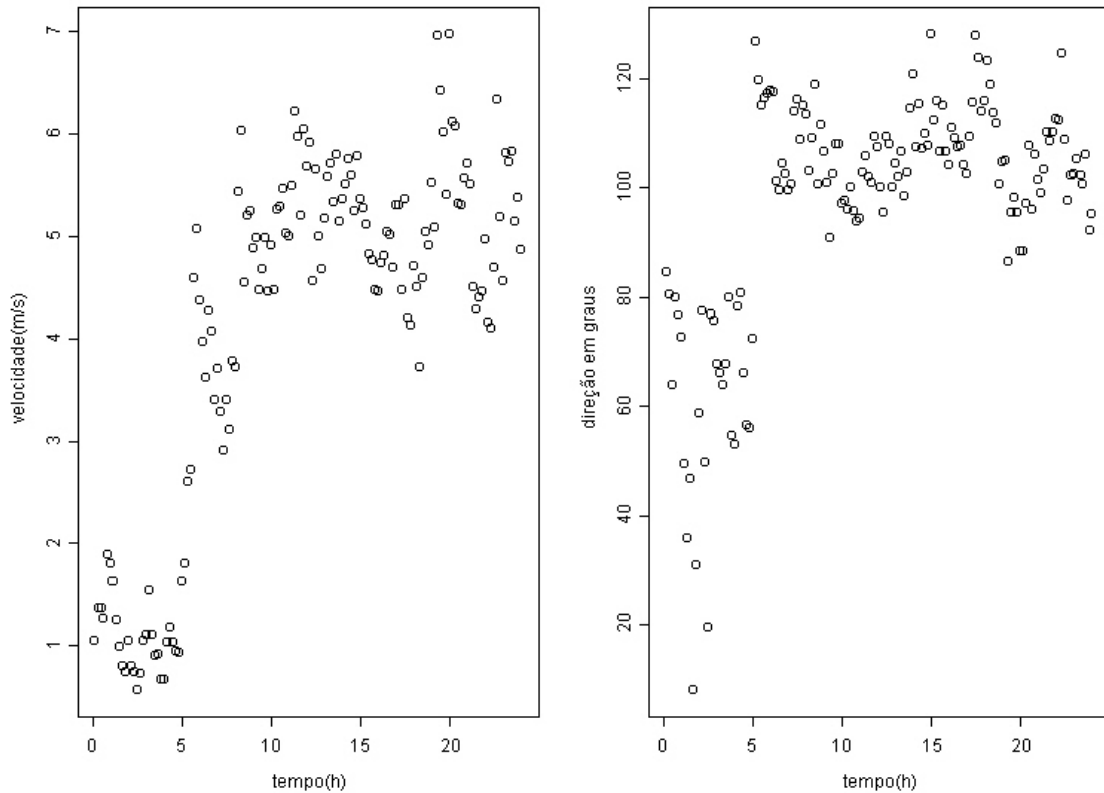


Figura 3.4. Gráfico representando as séries temporais da velocidade e direção do vento médio do dia 20 de outubro.

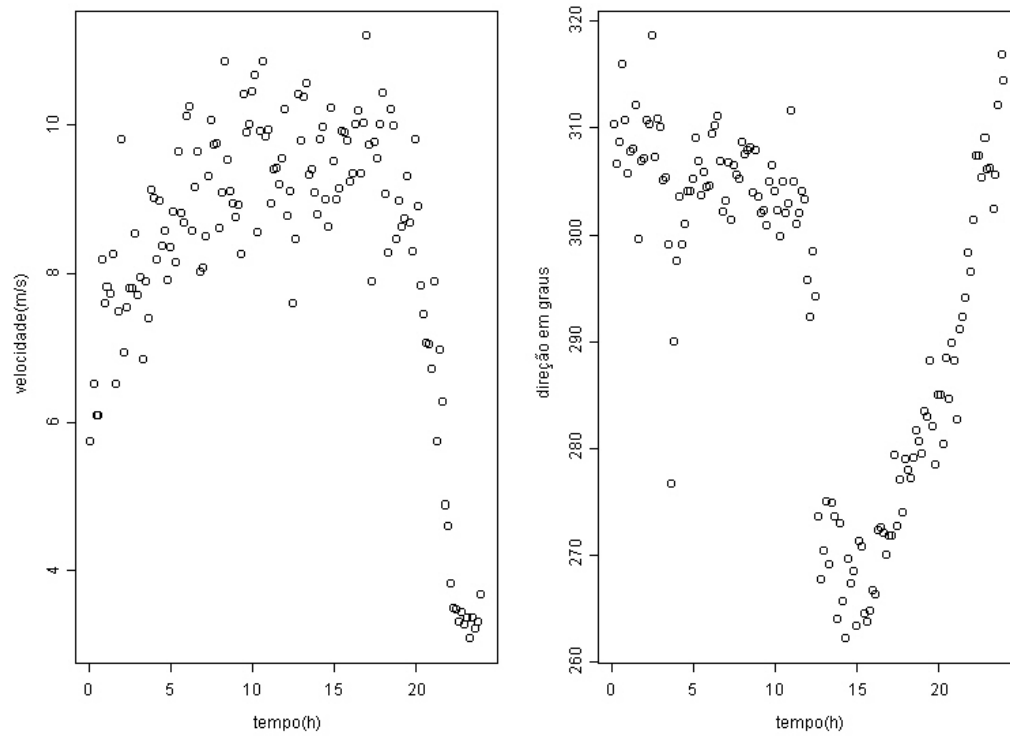


Figura 3.5. Gráfico representando as séries temporais da velocidade e direção do vento médio do dia 19 de novembro.

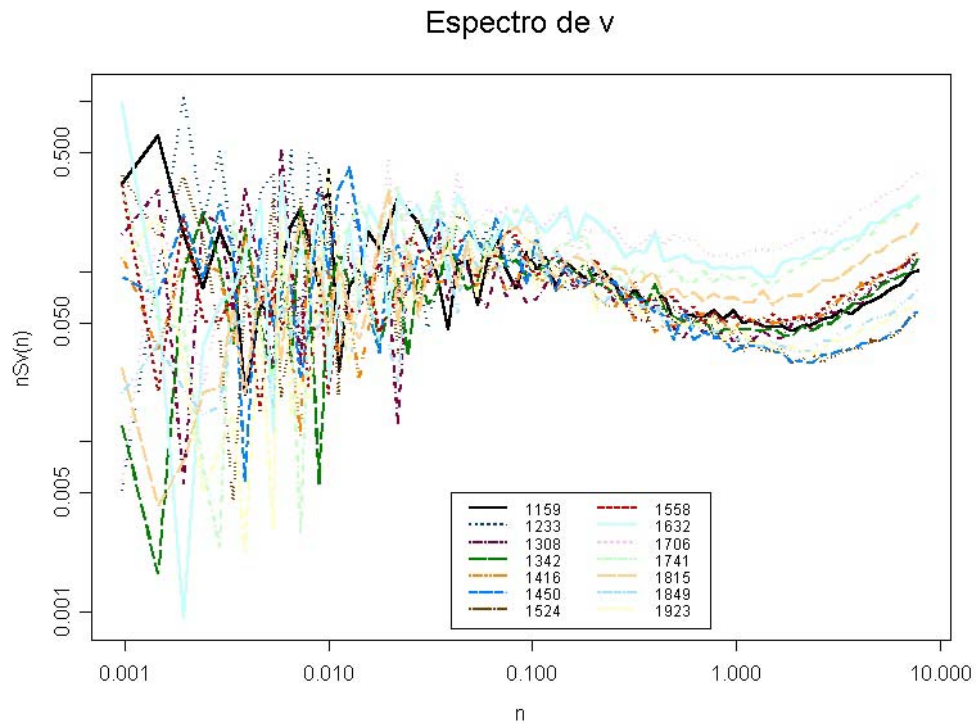


Figura 3.6. Evolução temporal da componente v durante o período de transição do dia 20 de outubro.

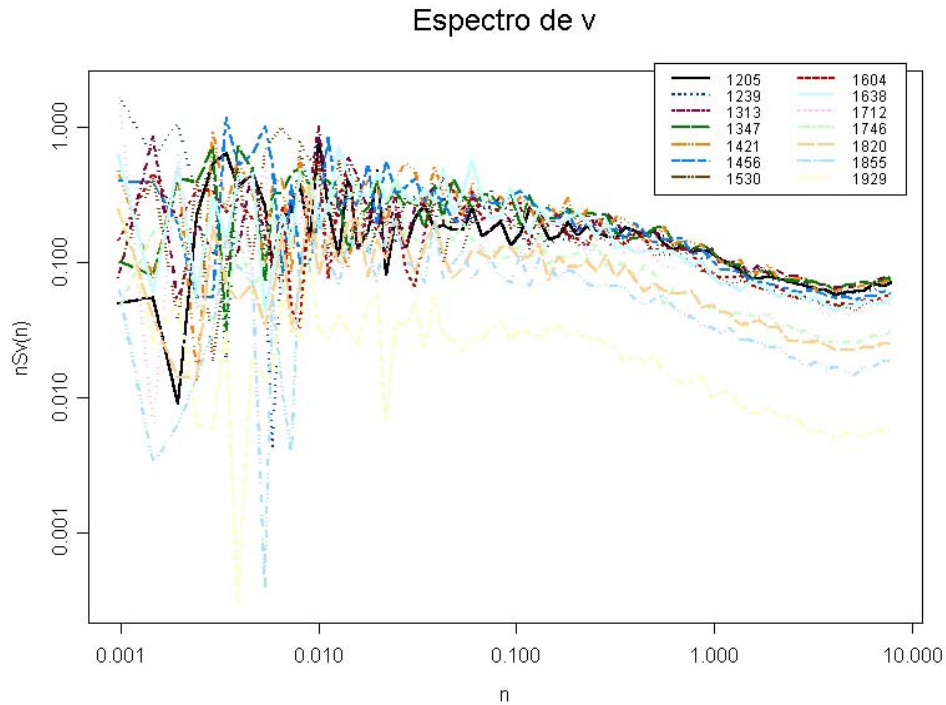


Figura 3.7. Evolução temporal da componente v durante o período de transição do dia 19 de novembro.

A figura 3.6 dos espectros da componente v dos diferentes horários mostra que há um comportamento anômalo do espectro para valores de frequência da ordem, ou um pouco maior que 1Hz, ao invés do espectro continuar decrescendo, ele volta a crescer novamente. Olhando para a figura 3.7 podemos ver que há uma mesma tendência de o espectro voltar a crescer, mas porém em frequências mais altas  $\sim 8\text{Hz}$ . Das figuras 3.4 e 3.5, podemos ver que para o dia 20 de outubro o vento predominou de direções nas quais interceptava primeiro a torre, e para o dia 19 de novembro, de direções que interceptava primeiro a região de medida do sensor. Para o dia 19 de novembro, assim como também para o dia 20 de outubro, há um comportamento anômalo presente em frequências próximas a frequência de “Nyquist”, ( $\frac{1}{2}n_{\text{máx}}$ ). Nesta região geralmente acontece o “Aliasing”, um problema que surge com a Transformada de Fourier Discreta, quando são consideradas na transformada, frequências maiores que a frequência de “Nyquist”, porém não é caso, pois o programa utilizado despreza os valores espectrais correspondentes à frequências maiores que esta. Ou as vezes também este problema, como provavelmente é caso aqui, está associado a medidas feitas pelo sensor anemômetro, de turbilhões com frequências mais elevadas que metade ( $1/2$ ) da frequências máxima ( $n_{\text{máx}} = 16\text{Hz}$ ) de operação do sensor, que consequentemente contaminam o espectro nas

freqüências menores que a freqüência de “Nyquist”, pois o sensor não consegue realizar mais de uma medida por ciclo, porque sua freqüência de operação não é pelo menos 2 vezes maior que a associada ao turbilhão captado pelo mesmo. Há um teorema, o teorema de *Shannon* (Kaimal, 1994), que diz que: “*Para cada freqüência resolvida na Transformada de Fourier, são necessários pelo menos dois pontos de medidas (leituras feitas pelo sensor), para cada ciclo associado a esta freqüência*”. Para o dia 20 de outubro, isto acontece em freqüências menores e é mais intenso, certamente a torre juntamente com o corpo do instrumento estão causando algum tipo de perturbação nas medidas, então como este problema foi maior para os casos em que a direção do vento vinha de direções entre 50° e 150°, estes caso foram desconsiderados. Foi observado também que este problema associado a direção do vento se tornava maior quanto mais intenso era o vento, como mostram os espectros dos horários 14h:50min, em que o vento foi mais fraco, e o espectro 17h:06min, onde o vento foi mais forte (ver figuras 3.6 e 3.4).

## 4. ESTUDO DE CASOS

### 4.1 CASO CONVECTIVO

Foram analisados 31 dias, do ano de 2003, correspondendo as estações de inverno e primavera do respectivo ano. Deste período foram encontrados 4 dias tipicamente convectivos, isto é, com fluxo de calor sensível forte e vento médio fraco. Isto dito, é claro, quando comparados aos demais dias do período. Em todos os dias analisados, estávamos interessados em estudar o período de transição do dia para noite. Foram analisadas as séries temporais que se iniciavam próximos ao meio dia, instante em que geralmente o fluxo de calor sensível atinge o seu valor máximo positivo, e acabavam a tardinha, quando geralmente o fluxo de calor se torna negativo. Para cada dia estudado é apresentada a hora inicial e final do período. Os dias Julianos 294 (21 de outubro), 295 (22 de outubro), 297 (24 de outubro), e 324 (20 de novembro) se enquadraram nestas condições micrometeorológicas. Para o dia 21 de outubro a hora inicial foi 1159 HL e hora final 1923 HL, para o 22 de outubro, 12 HL e 1923 HL, para o 24 de outubro, 12 HL e 1924 HL, e para o 20 de novembro, 1205 HL e 1929 HL. A tabela 4.1 mostra parâmetros micrometeorológicos correspondentes aos horários do dia 21 de outubro.

<b>Dia 21 de outubro</b>				
Hora Local	$u_*(m/s)$	$H_0(w/m^2)$	$\overline{U}_1(m/s)$	$ECT(m^2/s^2)$
1159	0,2016	76,63285	2,64574	0,51347
1234	0,25589	139,1308	2,47864	0,67605
1308	0,20091	57,32644	1,45347	1,28282
1342	0,1589	94,34055	0,97084	0,78487
1416	0,18473	99,03869	0,78072	0,63777
1450	0,02795	135,2775	1,08517	0,57522
1524	0,24432	138,8414	1,70037	0,84071
1558	0,14721	71,6805	0,98605	0,63367
1633	0,32184	48,80348	0,94332	0,60262
1707	0,16816	48,04754	1,42434	0,4481
1741	0,13019	17,11313	1,41517	0,42046
1815	0,12931	1,81772	1,72352	0,15921
1849	0,08407	-4,76499	1,84821	0,11632
1923	0,13524	-19,2421	2,57153	0,21801

Tabela 4.1. Tabela mostrando os parâmetros  $u_*$ ,  $H_0$ , e  $\overline{U}_1$  referentes ao dia 21 de outubro. O parâmetro de estabilidade,  $\frac{z}{L}$ , não foi apresentado na tabela, porque é apresentado nas figuras de espectro, junto com as curvas espectrais.

As figuras 4.1, 4.2, e 4.3 mostram a evolução temporal das curvas espectrais dimensionais das componentes u, v, e w, para todos os horários do mesmo dia.

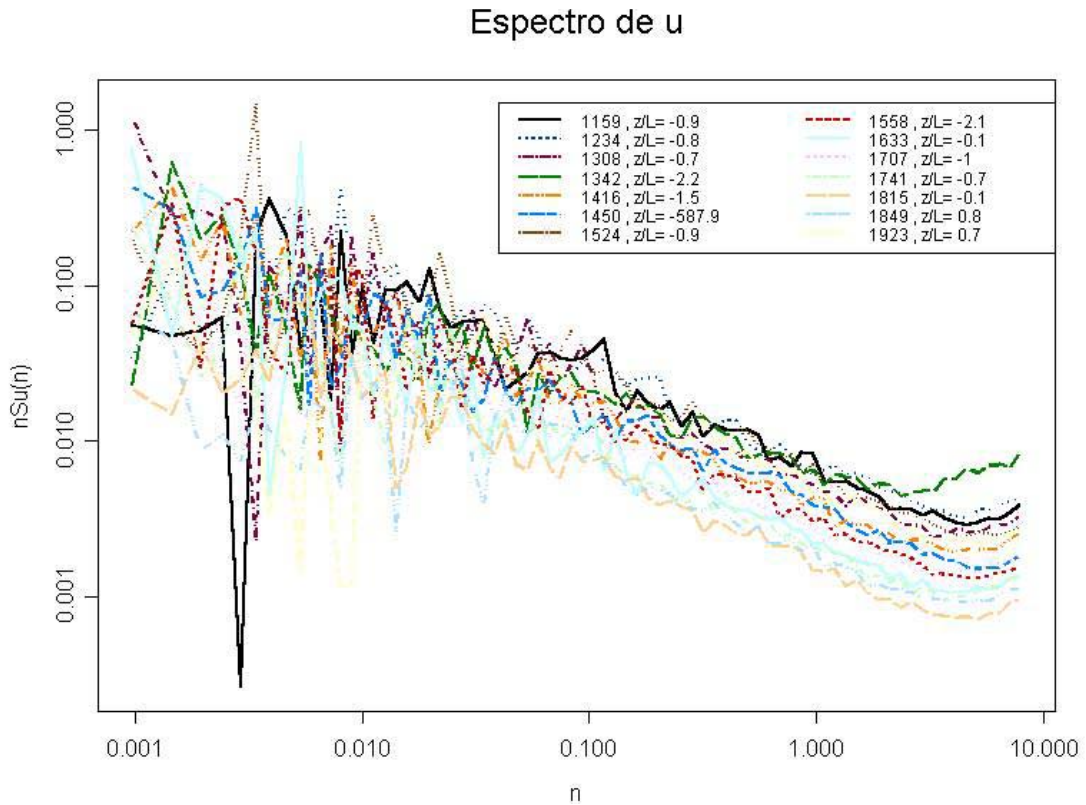


Figura 4.1. Figura mostrando uma evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente u do dia 21 de outubro.

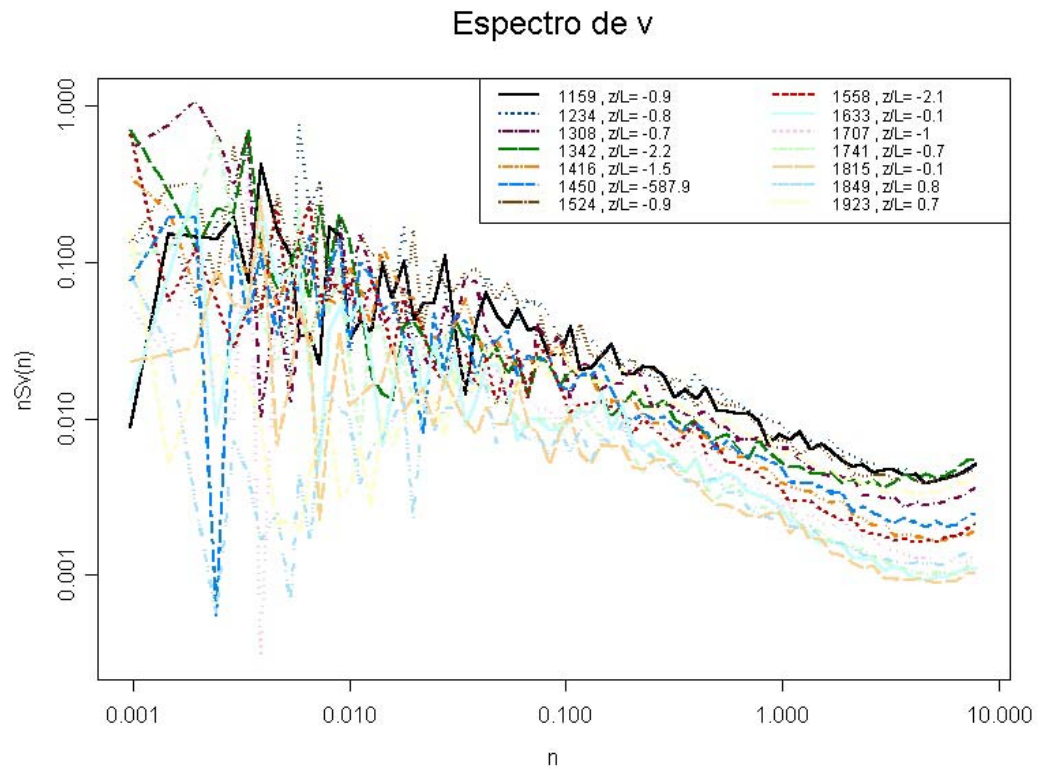


Figura 4.2. Figura mostrando uma evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente v do dia 21 de outubro.

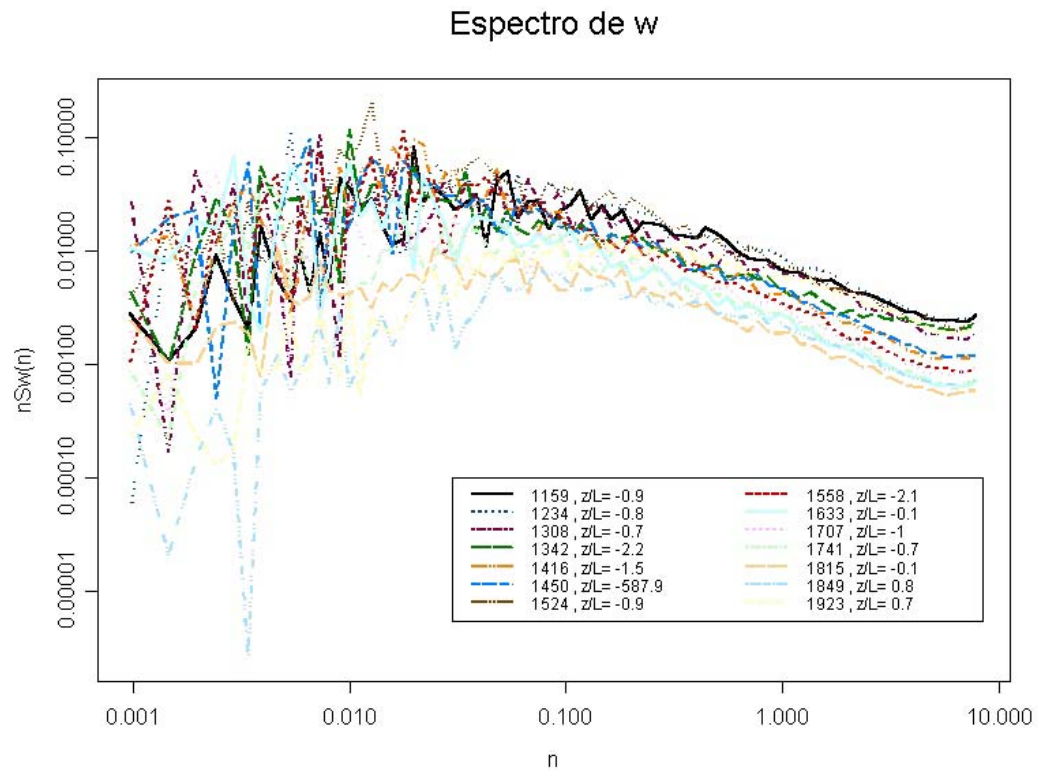


Figura 4.3. Figura mostrando uma evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente w do dia 21 de outubro.

As Figuras 4.1, 4.2, e 4.3 mostram que há evidente apenas um pico para cada componente espectral. E este pico está inicialmente localizado nas baixas frequências do intervalo das frequências, o que é característico de uma turbulência gerada por convecção. Se olharmos para os valores de  $u_*$  e do vento médio  $\overline{U_1}$  da tabela 4.1, veremos que são pequenos para a maioria dos horários, mas contudo provavelmente uma pequena parcela da turbulência foi gerada devido ao vento médio. Isto pode ser visto na evolução temporal das três componentes espectrais, em que o pico espectral se desloca para a direita, em direção as altas frequências. Para os primeiros horários, a produção térmica é dominante, e o pico está localizado nas baixas frequências e tem grande intensidade. Assim, o sub-intervalo inercial associado a este pico convectivo mascare o pico mecânico, que está localizado nas altas frequências, mas porém é muito menos intenso. Já para os horários finais, mais precisamente 1749 e 1923, a condição é levemente estável, e o forçante térmico não está mais presente, e conseqüentemente, o pico convectivo não existe mais. Restando assim apenas o pico mecânico, que aparece evidente nas altas frequências. A ECT, como pode ser visto da evolução, vai diminuindo devido ao declínio do fluxo de calor sensível, e ao final do período só o forçante mecânico contribui para a manter a ECT.

As figuras 4.4, 4.5, e 4.6 abaixo, mostram a mesma evolução temporal, contudo dispostas no forma  $\frac{nS_\alpha(n)}{u_*^2 \phi_\varepsilon^{2/3}} \times \left( \frac{z}{U_1} \right)^n$ . Os valores de  $\varepsilon$  utilizados para o cálculo de  $\phi_\varepsilon$ , foram calculados,

através de uma regressão não-linear, de modo que melhor ajustassem a expressão  $\left( \frac{2\pi}{U_1} \right) \alpha \varepsilon^{2/3} n^{-5/3}$ , da lei de Kolmogorov para o sub-intervalo inercial da componente espectral u.



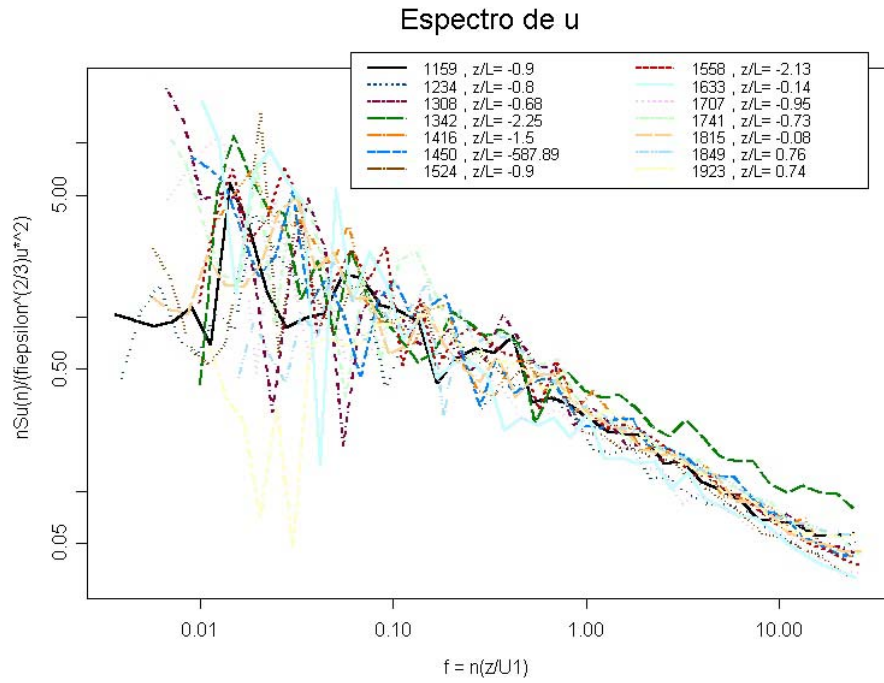


Figura 4.4. Valores espectrais da componente u divididos pelo fator de adimensionalização  $u_*^2 \phi_\epsilon^{2/3}$  plotados versus os valores de frequência multiplicados pelo fator de adimensionalização  $\left(\frac{z}{U_1}\right)$ .

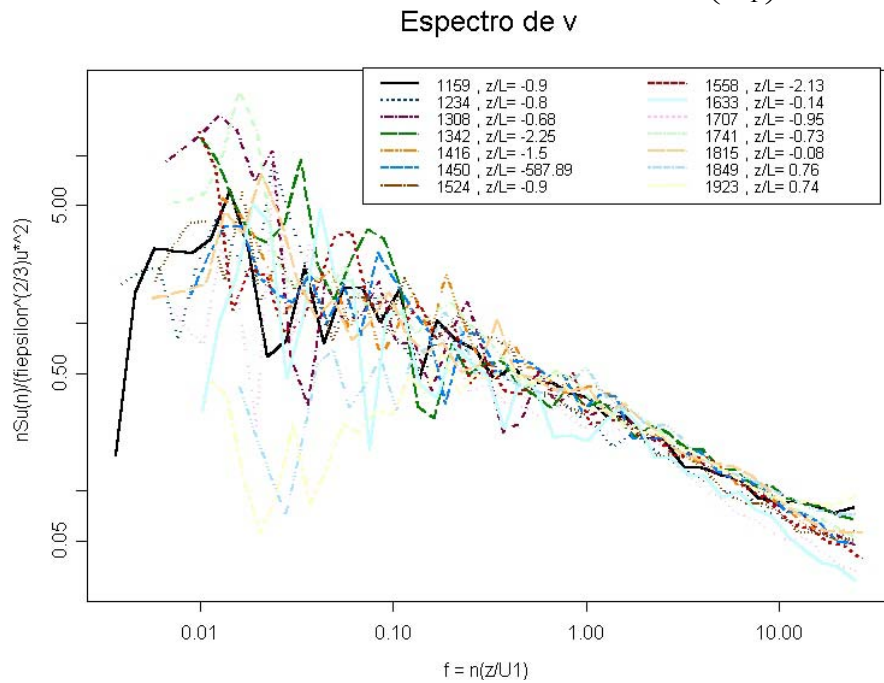


Figura 4.5. Valores espectrais da componente v divididos pelo fator de adimensionalização  $u_*^2 \phi_\epsilon^{2/3}$  plotados versus os valores de frequência multiplicados pelo fator de adimensionalização  $\left(\frac{z}{U_1}\right)$ .

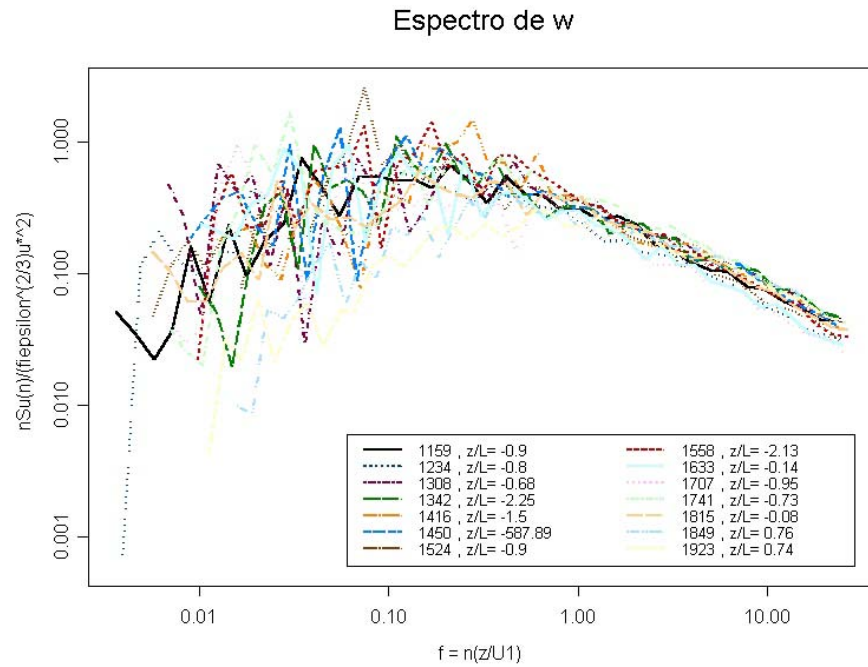


Figura 4.6. Valores espectrais da componente w divididos pelo fator de adimensionalização  $u_*^2 \phi_\epsilon^{2/3}$  plotados versus os valores de frequência multiplicados pelo fator de adimensionalização  $\left(\frac{z}{U_1}\right)$ .

Para os dias 22 e 24 de outubro, e 20 de novembro são apresentadas apenas as evoluções temporais durante o decaimento das componentes dimensionais u e v. O intervalo de figuras 4.7 - 4.12, mostra as evoluções.

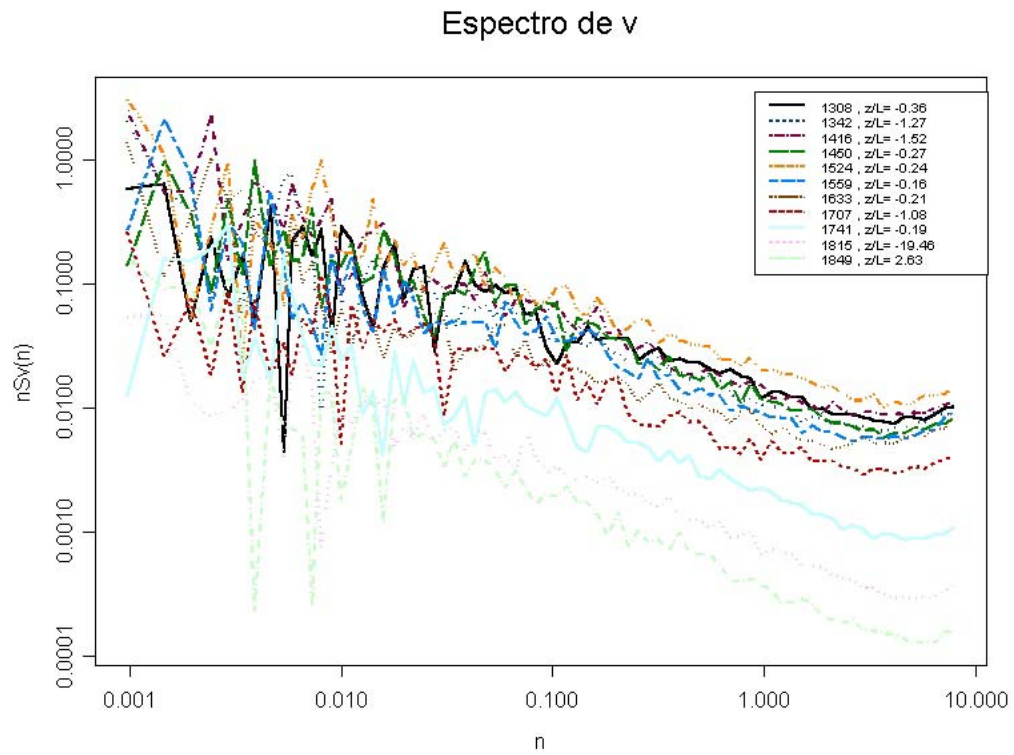


Figura 4.7. Evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente v do dia 22 de outubro.

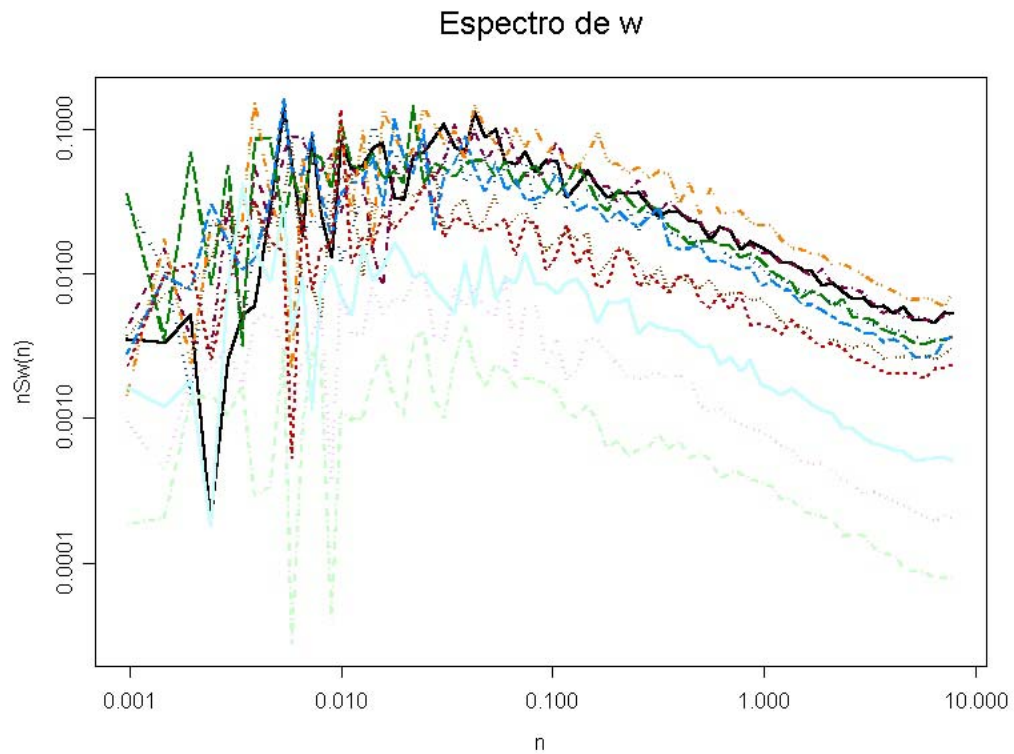


Figura 4.8. Evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente w do dia 22 de outubro.

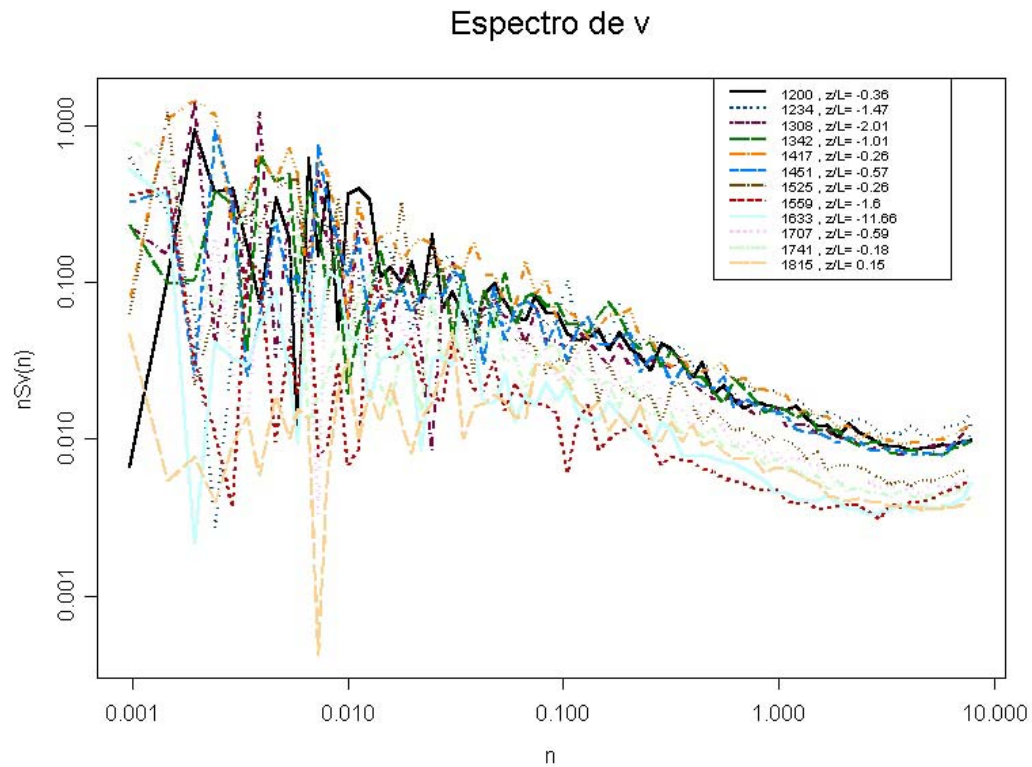


Figura 4.9. Evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente v do dia 24 de outubro.

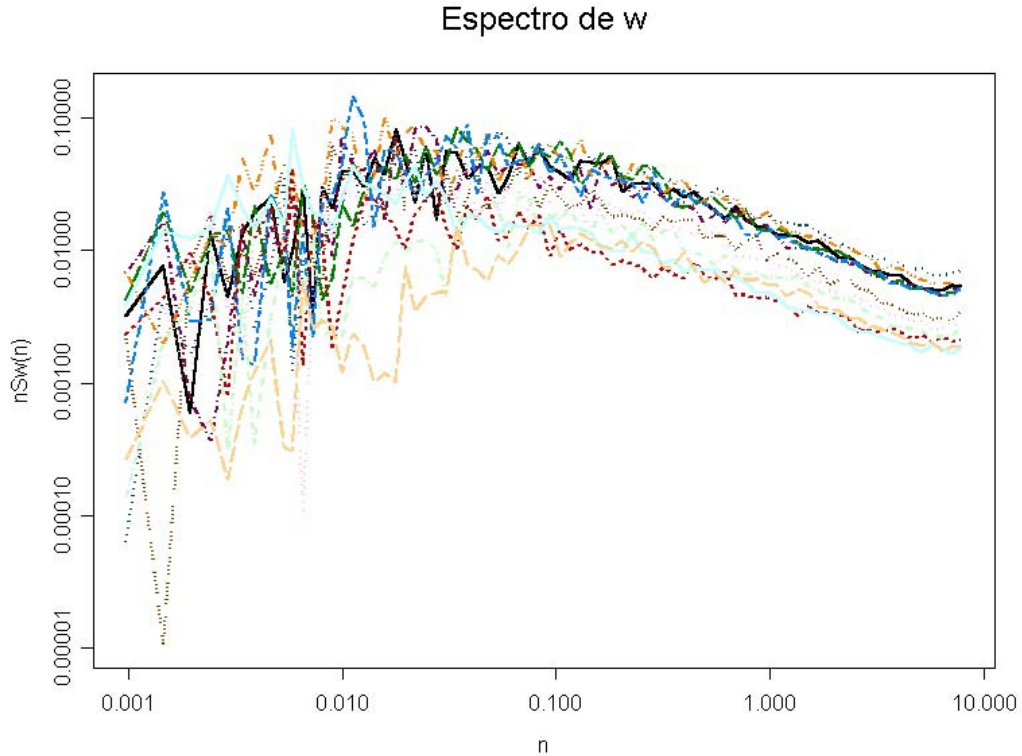


Figura 4.10. Evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente w do dia 24 de outubro.

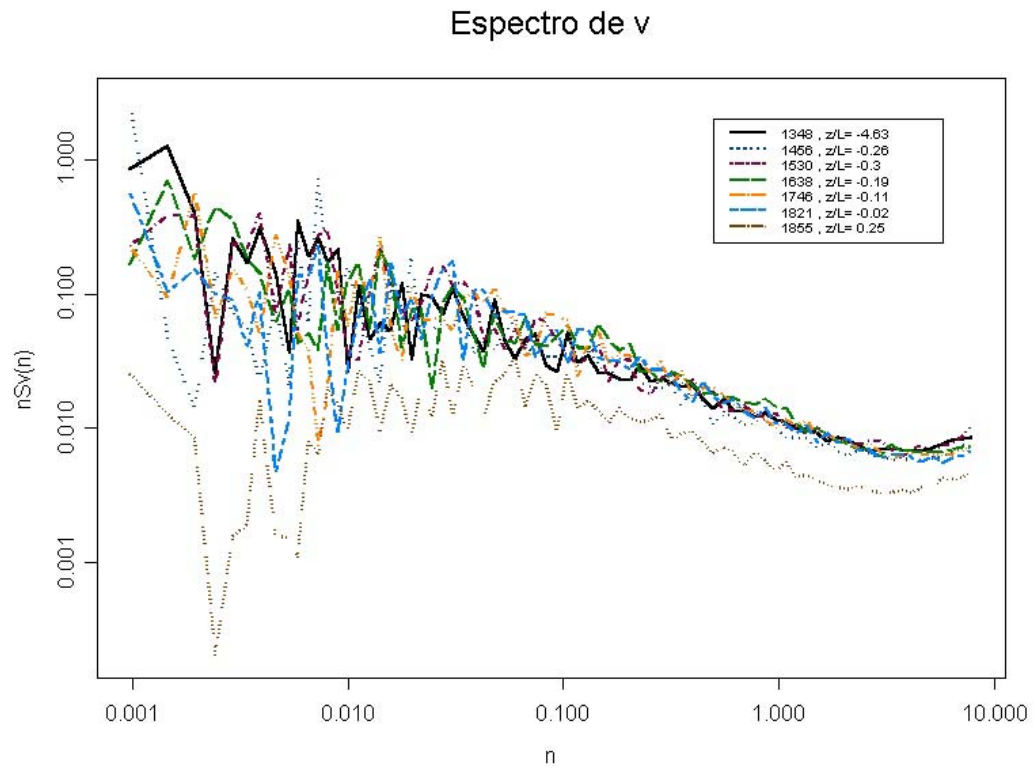


Figura 4.11. Evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente  $v$  do dia 20 de novembro.

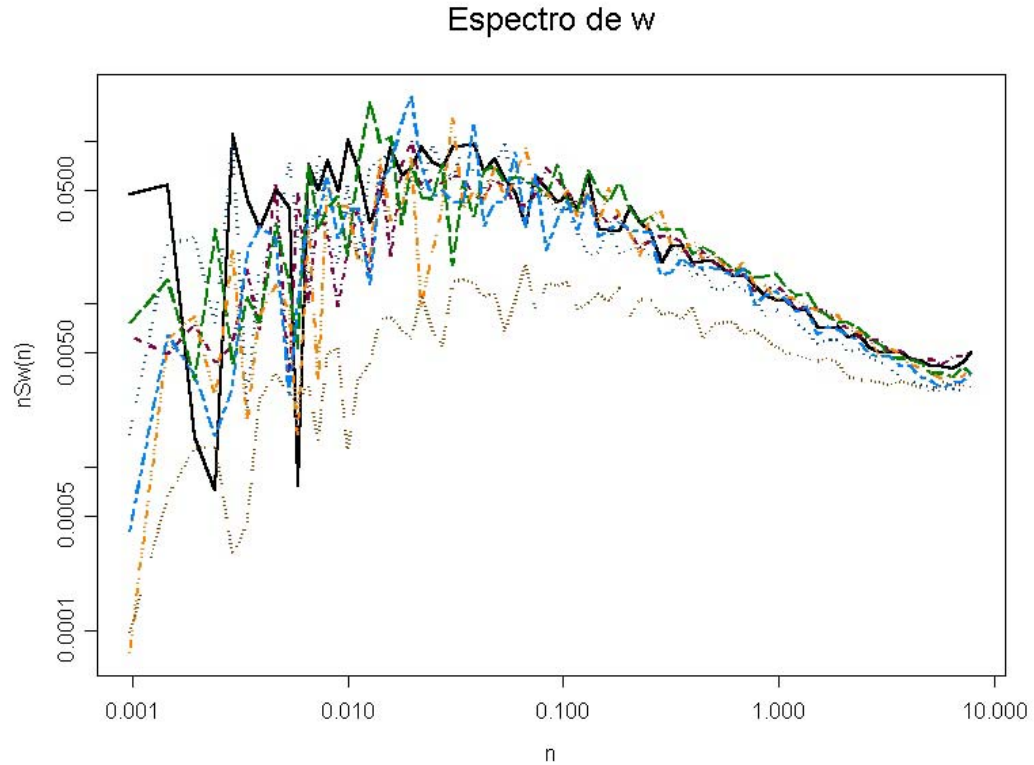


Figura 4.12. Evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente  $w$  do dia 20 de novembro.

O decaimento do dia 22 de outubro, é similar ao do 21 de outubro. Entretanto para os primeiros horários do decaimento, o forçante mecânico foi um pouco mais intenso no dia 22. Ao final do período de decaimento a situação se reverteu, e o forçante mecânico passou a ser mais intenso no dia. Os valores de  $u_*$  da tabela 4.2 dão evidências deste fato.

Dia 22 de outubro		Dia 24 de outubro		Dia 20 de novembro	
Hora Local	$u_*$ (m/s)	Hora Local	$u_*$ (m/s)	Hora Local	$u_*$ (m/s)
1308	0,31429	1200	0,34014	1348	0,15696
1342	0,22326	1234	0,20593	1456	0,36774
1416	0,20785	1308	0,19777	1530	0,29435
1450	0,3741	1342	0,24004	1604	0,38375
1524	0,37533	1417	0,40393	1638	0,34535
1559	0,34525	1451	0,30105	1712	0,3242
1633	0,29435	1525	0,31455	1746	0,26368
1707	0,14417	1559	0,1367	1855	0,15294
1741	0,18367	1633	0,09216		
1815	0,02812	1707	0,20777		
1849	0,03015	1741	0,16294		
		1815	0,14459		

Tabela 4.2. Tabela com valores de  $u_*$  para cada horário dos dias 22 e 24 de outubro, e 20 de novembro.

Este comportamento diferenciado entre 21 e 22 pode ser visto nos espectros de  $w$ , de ambos os dias. Nos espectros do dia 22, o pico espectral se mantém na mesma posição durante todo o decaimento, e no dia 21 ele se desloca para a direita, como já mencionado anteriormente. Para os dias 24 de outubro e 20 de novembro, o comportamento de ambos durante o decaimento, é muito similar com o do 21 de outubro, porém ambos apresentaram forçantes mecânicos mais intensos que 21, como mostram as tabelas 4.1 e 4.2.

Resumidamente pode-se dizer que os dias, 21 e 24 de outubro juntamente com o dia 20 de novembro, tiveram comportamentos parecidos. Porém, nos dias 21 e 24 de outubro as semelhanças são maiores, visto que o dia 20 de novembro foi o que teve um produção mecânica maior dentre os três dias. Já com o dia 22 de outubro, o comportamento com relação ao forçante mecânico é contrário, o que não favoreceu o deslocamento do pico espectral para a direita. Mas apesar disso o forçante mecânico ainda é pequeno frente ao térmico, e por isso ainda assim apresenta características semelhantes com a dos dias 21 e 24 de outubro.

## 4.2 CASO MECÂNICO

Dos mesmos dias analisados foram encontrados 2 dias tipicamente neutros, 249 (6 de setembro) e 262 (19 de setembro), onde a turbulência foi predominantemente gerada pelo forçante mecânico, devido ao vento médio intenso. A tabela 4.3, apresenta os parâmetros micrometeorológicos do dia Juliano 249. Como pode ser visto da tabela 4.3, há um decaimento do vento médio, e de  $u_*$  e devido ao decaimento de ambos, o da ECT.

<b>Dia 6 de setembro</b>				
Hora	$u_*$	$H_0(w/m^2)$	$\overline{U_1}(m/s)$	ECT
1250	0,57032	20,40707	7,08874	2,93839
1324	0,51915	3,34637	7,29843	3,51798
1358	0,53708	15,80486	6,62095	2,65174
1432	0,55786	8,86972	6,73933	3,22904
1507	0,60396	-6,49489	6,43989	2,62265
1541	0,50478	-11,7334	6,53497	2,58877
1615	0,40795	-28,027	5,01839	1,76684
1649	0,44069	-41,4096	5,00826	1,52181
1723	0,36973	-55,1404	4,74483	1,44189
1757	0,14188	-41,2093	3,73815	0,63295
1831	0,2907	-51,2756	3,5508	0,69106

Tabela 4.3. Tabela mostrando os parâmetros  $u_*$ ,  $H_0$ , e  $\overline{U_1}$  referentes ao dia 6 de setembro de 2003.

Neste dia houve claramente um decaimento da turbulência, mas diferentemente de um dia típico convectivo este decaimento não teve como causa principal o declínio do fluxo de calor sensível, durante o período de transição, mas sim um declínio da intensidade do vento que consequentemente proporcionou tal decaimento. As figuras 4.13, 4.14, e 4.15 mostram a evolução temporal das componentes espectrais dimensionais para o período de transição do respectivo dia.

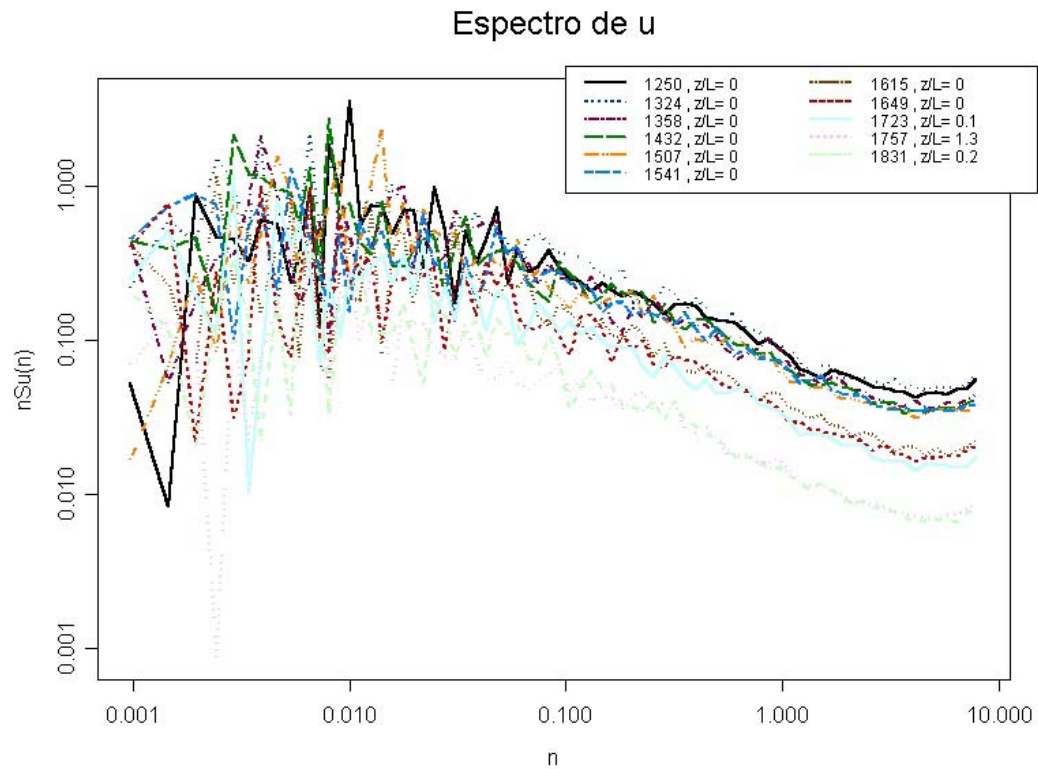


Figura 4.13. Figura mostrando uma evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente u do 6 de setembro.

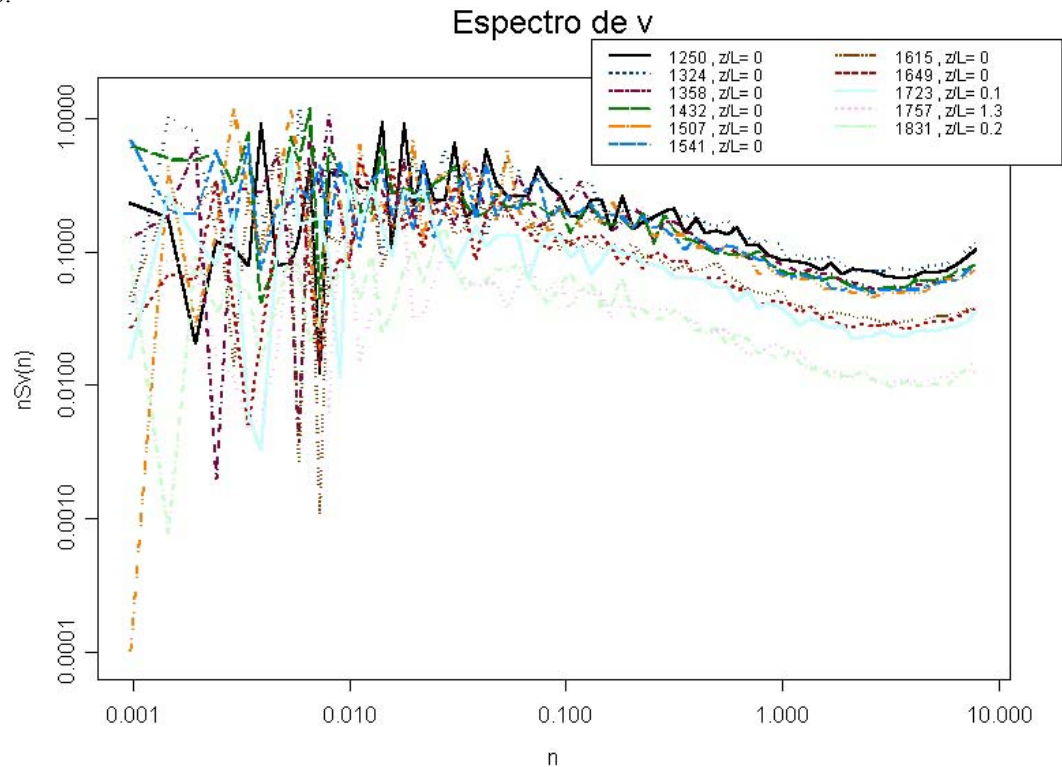


Figura 4.14. Figura mostrando uma evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente v do dia 6 de setembro.



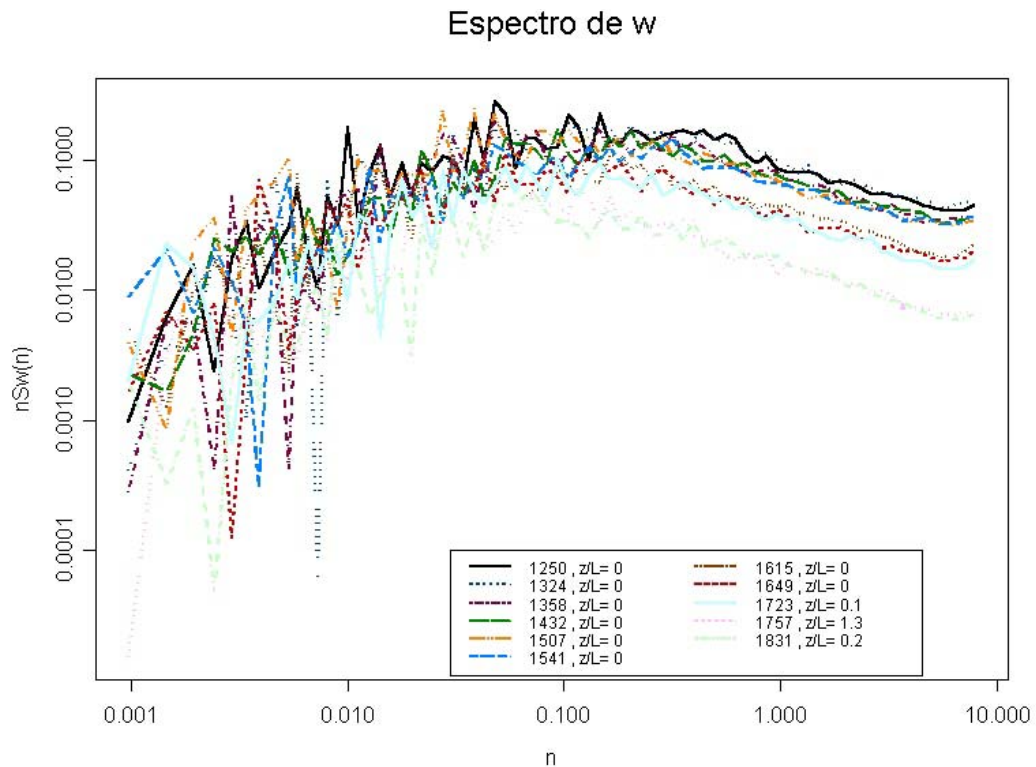


Figura 4.15. Figura mostrando uma evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente w do dia 6 de setembro.

Como pode ser visto das figuras 4.13, 4.14, e 4.15 o pico espectral se manteve praticamente na mesma posição durante todo o decaimento. Este foi um comportamento diferente do observado no dia 21 de outubro, em que o pico espectral se desloca para a direita, em direção as altas frequências. Isto acontece quando a turbulência deixa de ter características de uma turbulência gerada por forçante térmico, para adquirir características de uma turbulência gerada por forçante mecânico. No caso do dia mecânico, o pico se mantém na mesma posição, porque o forçante gerador de turbulência não muda de natureza, e no caso do dia 21 de outubro o forçante gerador de turbulência muda de natureza. O que pode ser dito desta comparação, é que o pico espectral associado ao forçante mecânico se encontra em frequências mais elevadas do que o pico associado ao forçante térmico, e que se o forçante gerador de turbulência não mudar de natureza, o pico espectral se manterá na mesma posição durante o decaimento da turbulência. As figuras 4.16, 4.17, e 4.18 foram obtidas das figuras 4.13, 4.14, e 4.15 através do mesmo processo de adimensionalização e forma de plotagem feito para o dia 21 de outubro.

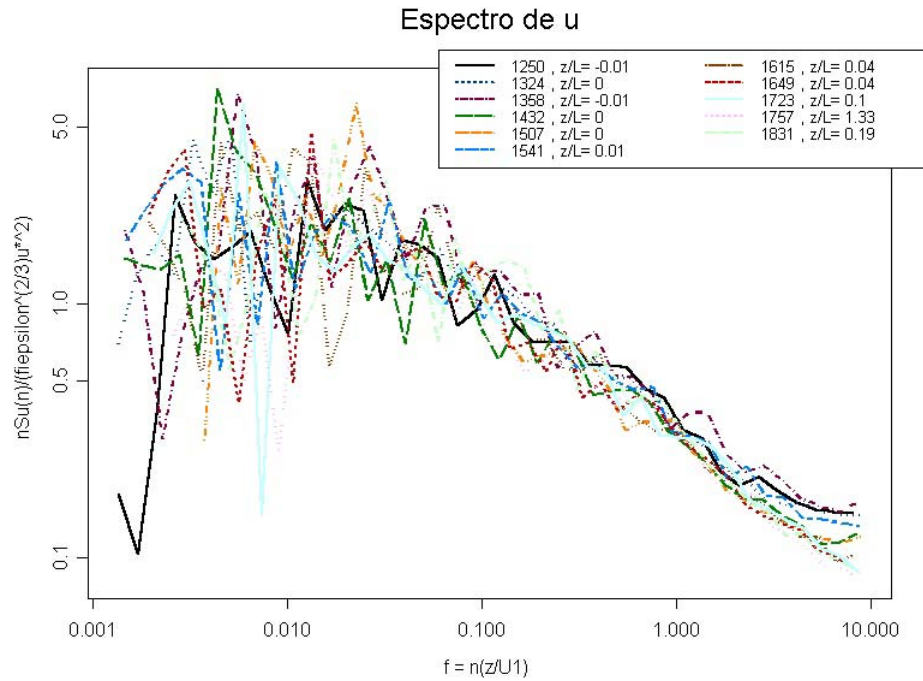


Figura 4.16. Valores espectrais da componente u divididos pelo fator de adimensionalização  $u^2\phi_\epsilon^{2/3}$  plotados versus os valores de frequência multiplicados pelo fator de adimensionalização  $\left(\frac{z}{U_1}\right)$ .

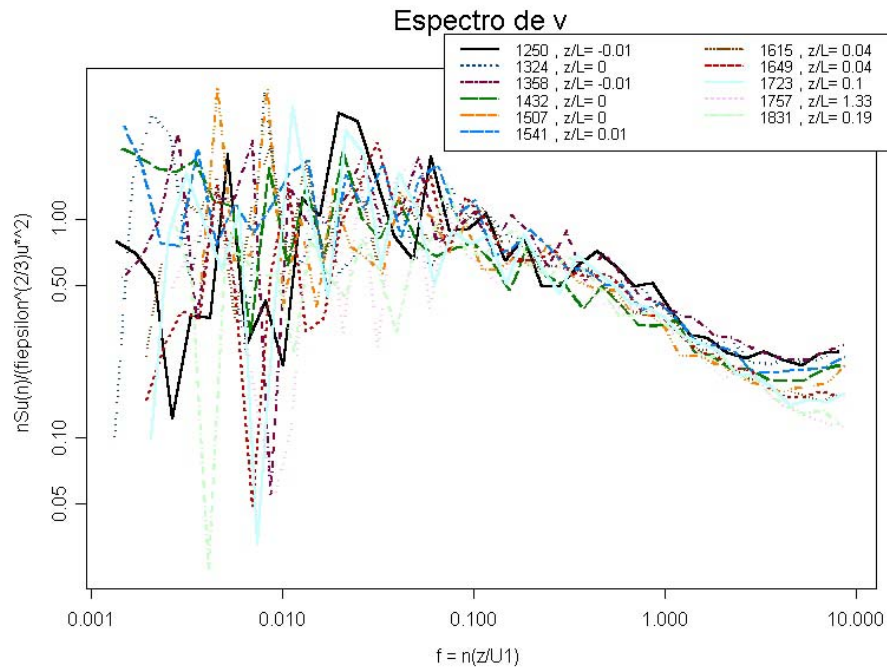


Figura 4.17. Valores espectrais da componente v divididos pelo fator de adimensionalização  $u^2\phi_\epsilon^{2/3}$  plotados versus os valores de frequência multiplicados pelo fator de adimensionalização  $\left(\frac{z}{U_1}\right)$ .

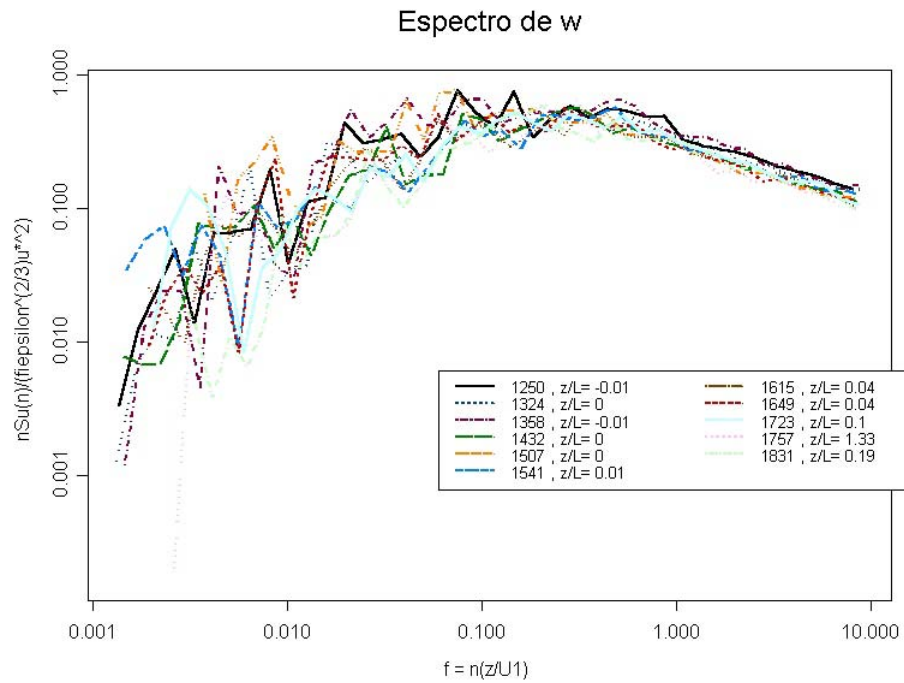


Figura 4.18. Valores espectrais da componente w divididos pelo fator de adimensionalização  $u_*^2 \phi_\epsilon^{2/3}$  plotados versus os valores de frequência multiplicados pelo fator de adimensionalização  $\left(\frac{z}{U_1}\right)$ .

Para o dia 19 de setembro são apresentadas apenas as evoluções temporais das componentes u e w dimensionais, e as mesmas estão representadas respectivamente nas figuras 4.19 e 4.20.

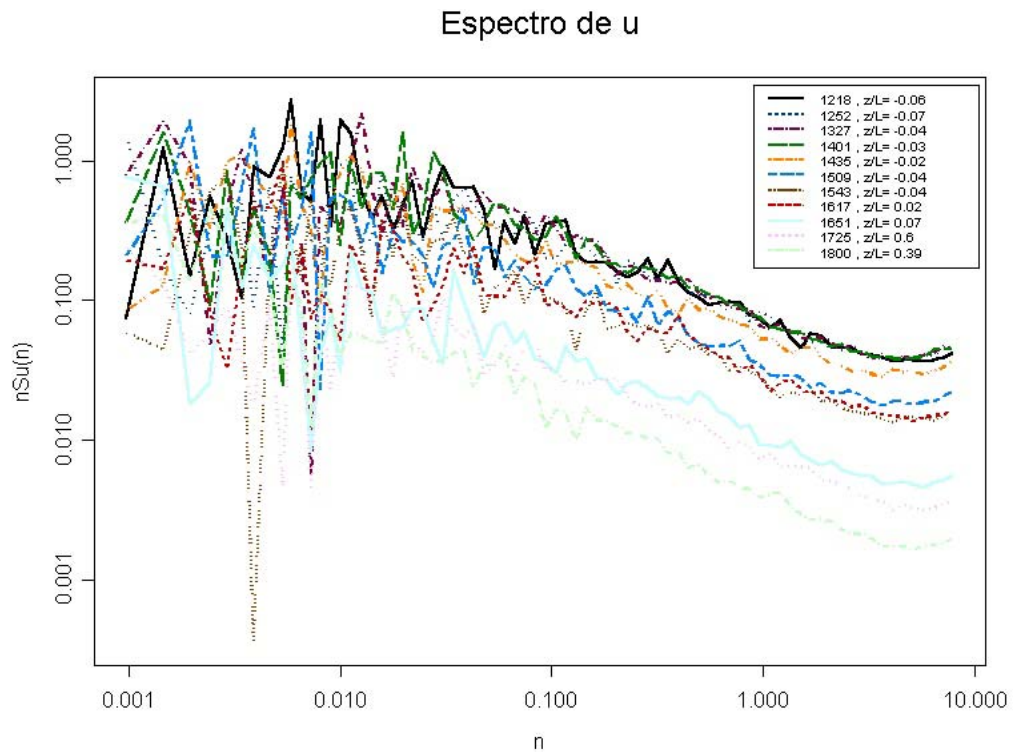


Figura 4.19. Evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente v do dia 19 de setembro.

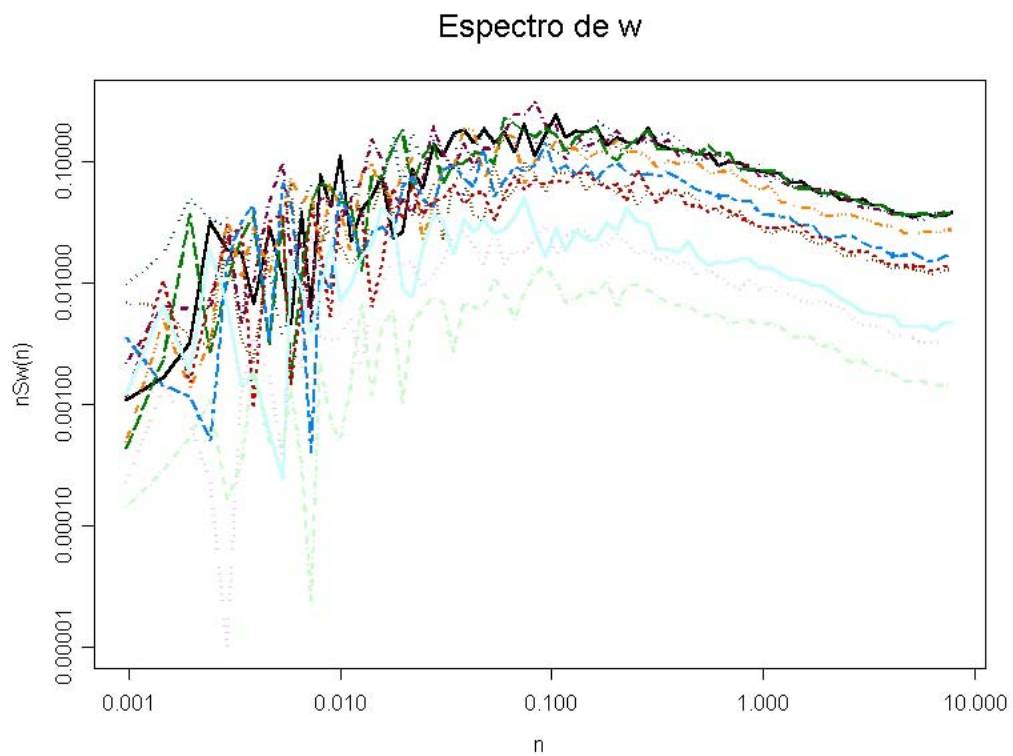


Figura 4.20. Evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente w do dia 19 de setembro.

O dia 19 de setembro é muito parecido com o dia 6 de setembro, em ambos a um decaimento do forçante mecânico devido ao declínio dos valores de  $u_*$  durante o decaimento como mostram as tabelas 4.3 e 4.4.

<b>Dia 19 de setembro</b>		
<b>Hora Local</b>	$u_*$ (m/s)	$H_0$ (W/m <sup>2</sup> )
1218	0,47693	66,65656
1252	0,52823	105,5736
1327	0,54465	75,08231
1401	0,58613	73,28613
1435	0,56566	48,74871
1509	0,45451	39,07181
1543	0,33131	15,07447
1617	0,31835	-7,48641
1651	0,26418	-14,2651
1725	0,15287	-23,1342
1800	0,14665	-13,0785

Tabela 4.4. Tabela com valores de  $u_*$  e  $H_0$  para cada horário do dia 19 de setembro.

Contudo a parcela da geração da turbulência devido ao forçante térmico, apesar de pequena frente ao mecânico, é maior para o dia 19, e praticamente nula, em todo o período, para o dia 6. Além disso o forçante mecânico para a maioria dos horários foi maior para o dia 6. Comparando os espectros de  $u$  de ambos os dias (figuras 4.13 e 4.19), pode-se notar que os picos espectrais de ambos os dias se encontram aproximadamente na mesma faixa de frequências ( $\sim 0,007-0,01$ ). Porém o conjunto de valores espectrais referentes dos primeiros horários que se encontram a esquerda da faixa do pico espectral, são um pouco maiores para o dia 19. Este fato reflete a influência do forçante térmico nos primeiros horários do dia 19.

Resumidamente o que pode ser dito destes dias, classificados como mecânicos, é que a turbulência, em grande parte para o dia 19, e quase que totalmente para o dia 6, é devido ao forçante mecânico. Os picos espectrais de ambos os dias permanece praticamente na mesma posição durante todo o decaimento.

### 4.3 CASO MISTO

Dos 31 dias analisados, foram encontrados dois dias mistos, os dias Julianos 323 (19 de novembro) e 331 (27 de novembro), que apresentaram fluxo de calor sensível e vento médio fortes durante a transição, comparados aos demais dias da série. A tabela 4.5, mostra os parâmetros micrometeorológicos do dia 19 de novembro.

<b>Dia 19 de novembro</b>				
<b>Hora</b>	$u_*$	$H_0(w/m^2)$	$\overline{U}_1(m/s)$	<b>ECT</b>
1205	0,54567	110,0558	9,18256	2,02449
1239	0,57266	123,1926	8,86803	2,71238
1313	0,55045	141,4343	9,07893	2,52201
1347	0,57395	141,3846	9,46046	2,49339
1421	0,58603	88,80865	9,08999	3,02964
1456	0,53677	75,7888	8,88207	2,48694
1530	0,5417	51,95237	8,47854	2,46472
1604	0,54504	41,69734	8,51916	2,38954
1638	0,50984	32,43353	8,27359	2,39426
1712	0,50013	-8,81586	8,25885	2,50991
1746	0,40185	-17,917	6,64059	1,2233
1820	0,3695	-30,3458	6,41455	1,28746
1855	0,31363	-31,9322	5,73946	1,1684
1929	0,17344	-17,376	3,53565	0,36661

Tabela 4.5. Tabela mostrando os parâmetros  $u_*$ ,  $H_0$ , e  $\overline{U}_1$  referentes ao dia 19 e novembro.

Da tabela 4.5 pode ser visto que, com exceção dos primeiros horários, houve claramente um declínio do vento médio e do fluxo de calor sensível, que conseqüentemente causaram o declínio de ambos os forçantes, mecânico e térmico e, em virtude disso, o decaimento da turbulência durante o período de transição. As figuras 4.21, 4.22, e 4.23 mostram a evolução temporal das componentes espectrais dimensionais durante o período de transição do respectivo dia.

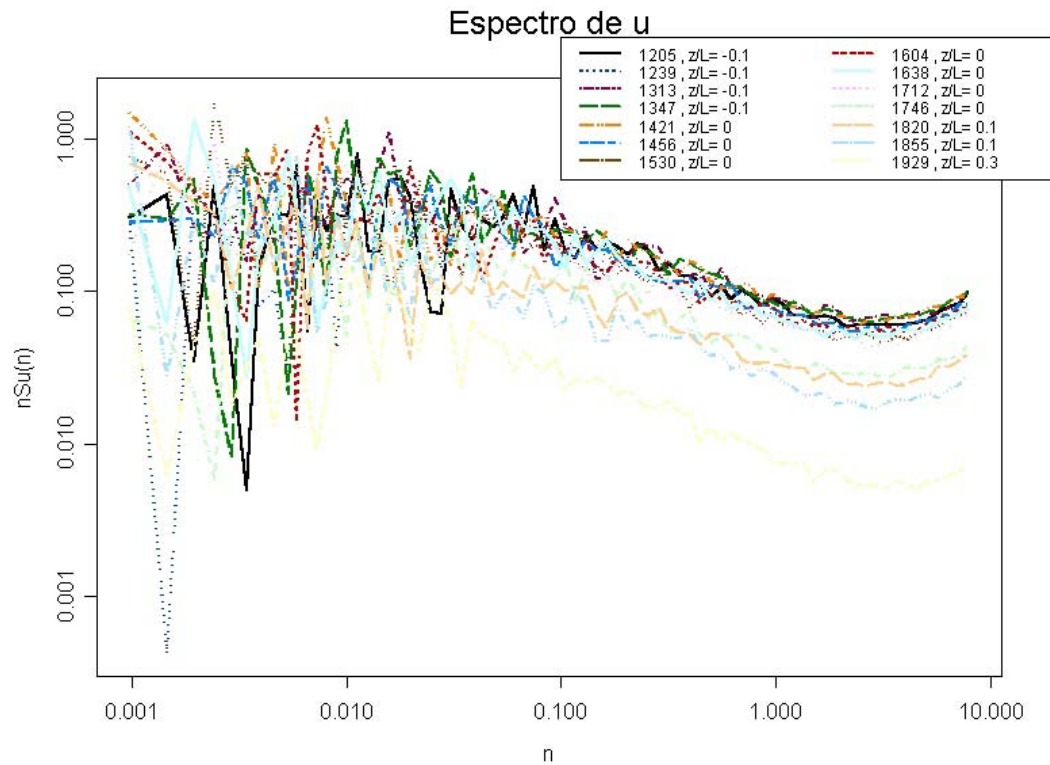


Figura 4.21. Figura mostrando uma evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente u do dia 19 de novembro.

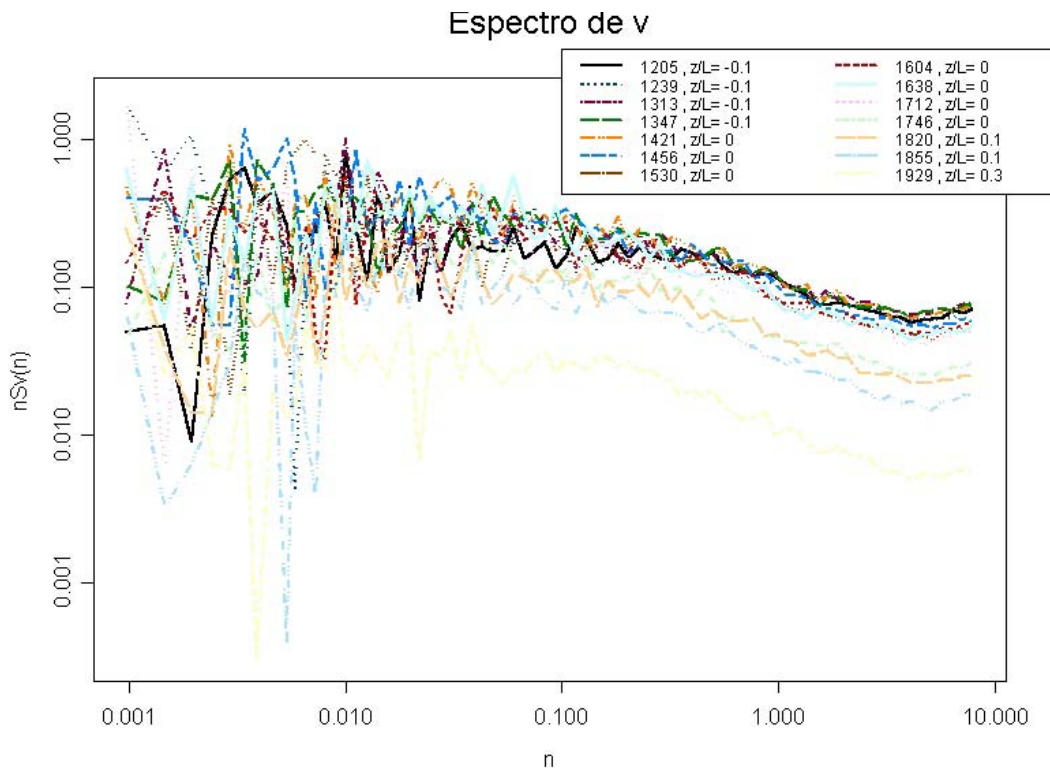


Figura 4.22. Figura mostrando uma evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente v do dia 19 de novembro.

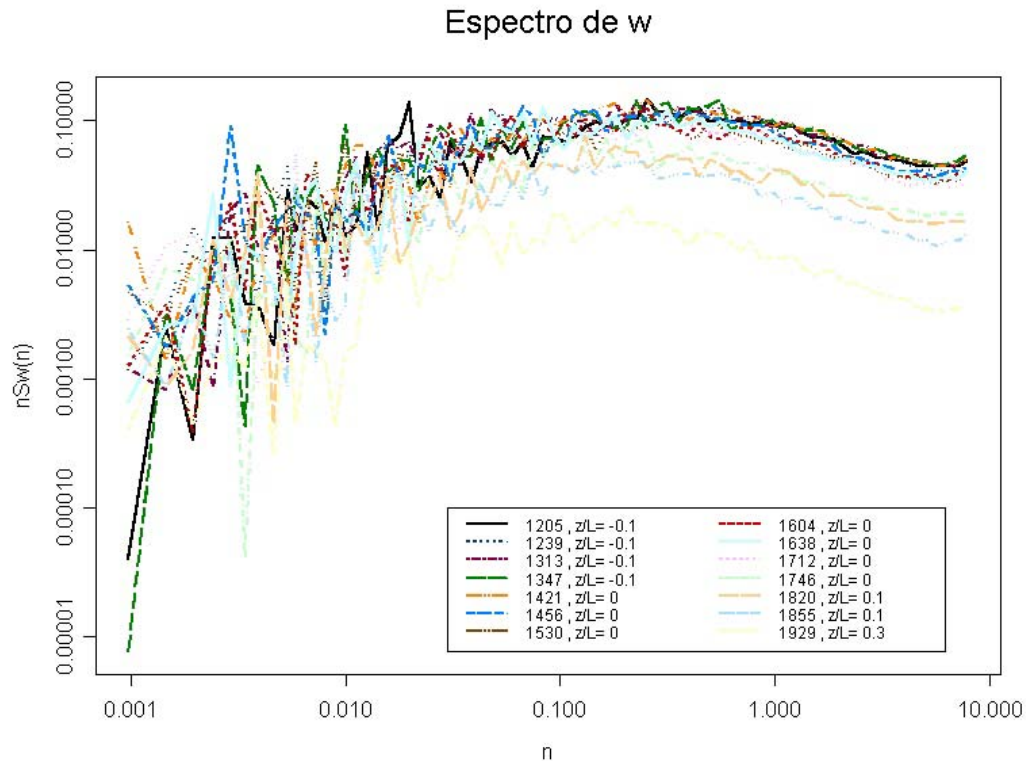


Figura 4.23. Figura mostrando uma evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente w do dia 19 de novembro.

Pode ser visto das figuras 4.21 e 4.22 das componentes horizontais, que há a presença de dois picos em cada espectro, no espectro da componente v isto está mais aparente. No espectro da componente w, os picos aparecem mais juntos, tornando assim a região do pico mais larga e não bem definida. No caso das componentes horizontais, os dois picos estão mais separados, havendo uma superposição menor dos espectros “convectivos” e “mecânicos”. Isso acontece, porque na direção horizontal há mais espaço do que na vertical, permitindo assim um desenvolvimento maior dos turbilhões associados ao forçante convectivo na horizontal. Como as escalas de comprimento e tempo característico dos turbilhões associados a convecção são maiores do que as dos turbilhões associados ao forçante mecânico, a separação dos dois picos fica clara nos espectros das componentes horizontais. No entanto, no caso da componente vertical, como não é permitido o desenvolvimento de grandes turbilhões convectivos, os mesmos não ficam com escalas de comprimento e tempo muito maiores e consequentemente diferentes da dos associados ao forçante mecânico, isto aparece no espectro da componente w, que mostra os dois picos mais próximos.



A evolução das componentes durante a transição mostra que não há uma mudança significativa na posição dos picos espectrais, mas apenas que os espectros diminuem suas intensidades durante o decaimento, porém mantendo as suas formas originais. Como nos casos anteriores, as componentes espectrais foram adimensionalizadas e plotadas versus a frequência adimensional gerando as figuras 4.24, 4.25, e 4.26.

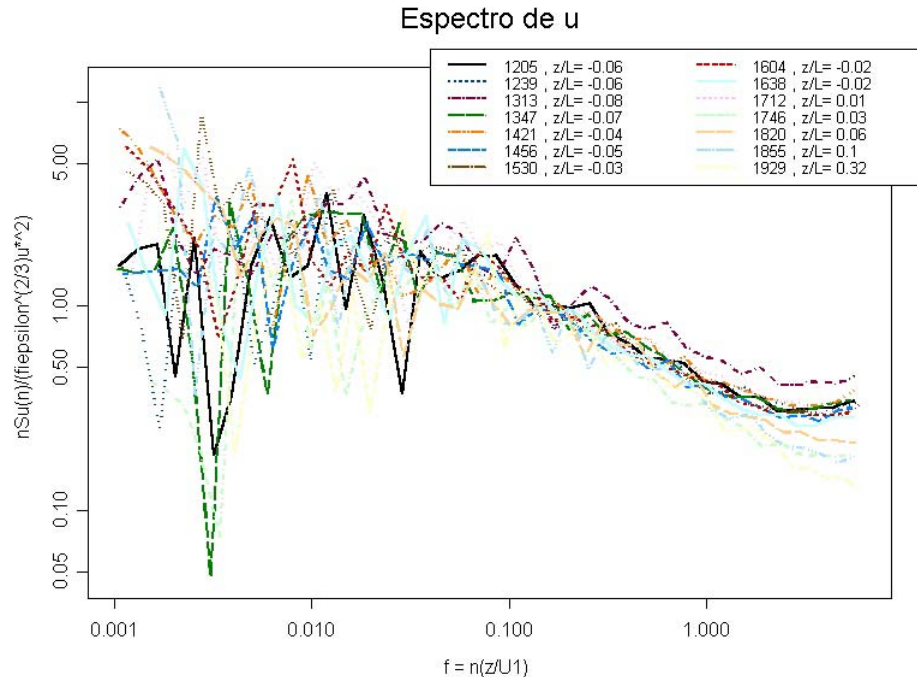


Figura 4.24. Valores espectrais da componente u divididos pelo fator de adimensionalização  $u^2 \phi_\epsilon^{2/3}$  plotados versus os valores de frequência multiplicados pelo fator de adimensionalização  $\left(\frac{z}{U_1}\right)$ .

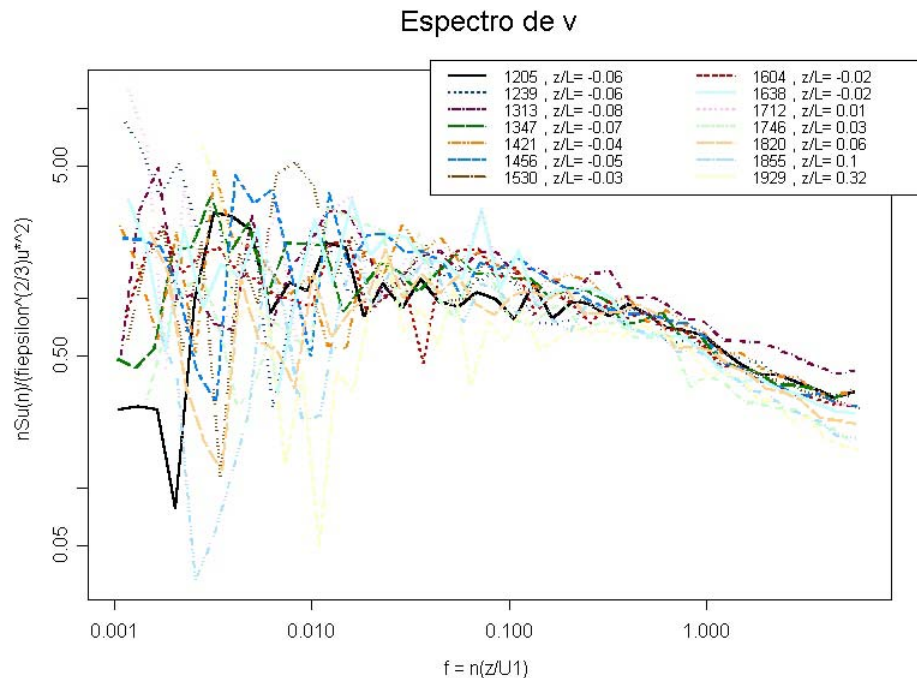


Figura 4.25. Valores espectrais da componente v divididos pelo fator de adimensionalização  $u_*^2 \phi_\epsilon^{2/3}$  plotados versus os valores de frequência multiplicados pelo fator de adimensionalização  $\left(\frac{z}{U_1}\right)$ .

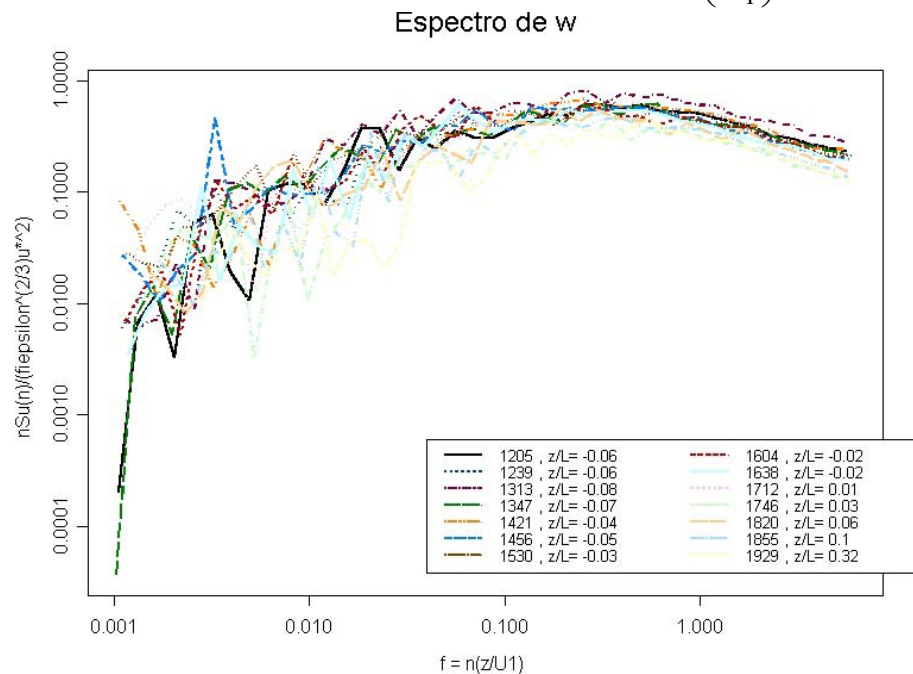


Figura 4.26. Valores espectrais da componente w divididos pelo fator de adimensionalização  $u_*^2 \phi_\epsilon^{2/3}$  plotados versus os valores de frequência multiplicados pelo fator de adimensionalização  $\left(\frac{z}{U_1}\right)$ .

Para o dia 27 de novembro são apresentadas apenas as evoluções temporais das componentes  $v$  e  $w$ , as figuras 4.27 e 4.28 respectivamente apresentam estas evoluções.

### Espectro de $v$

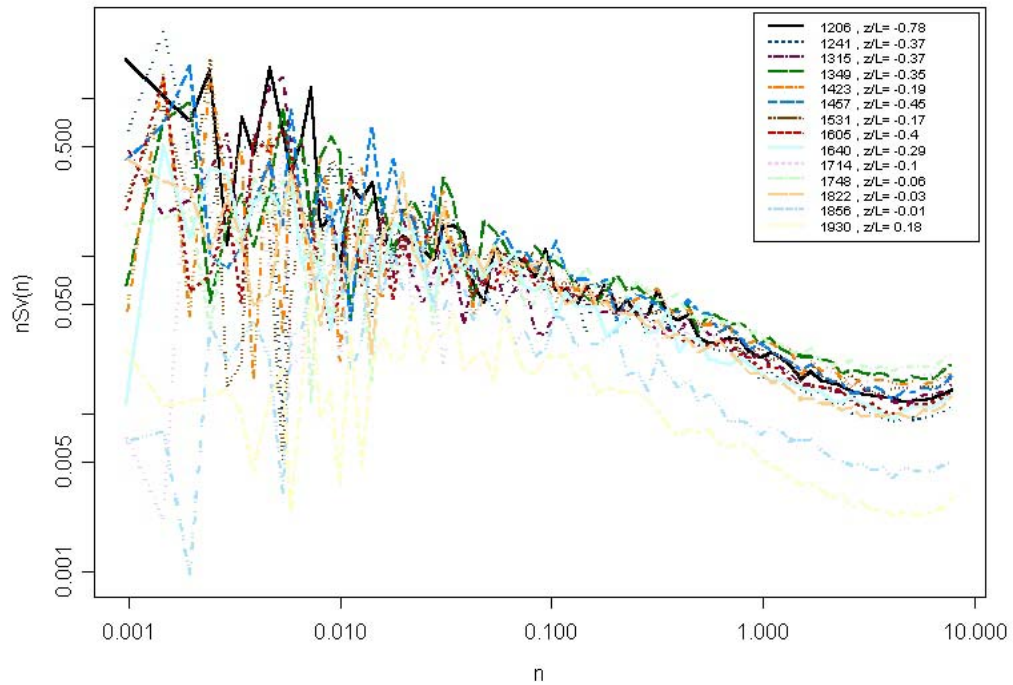


Figura 4.27. Evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente  $v$  do dia 27 de novembro.

### Espectro de $w$

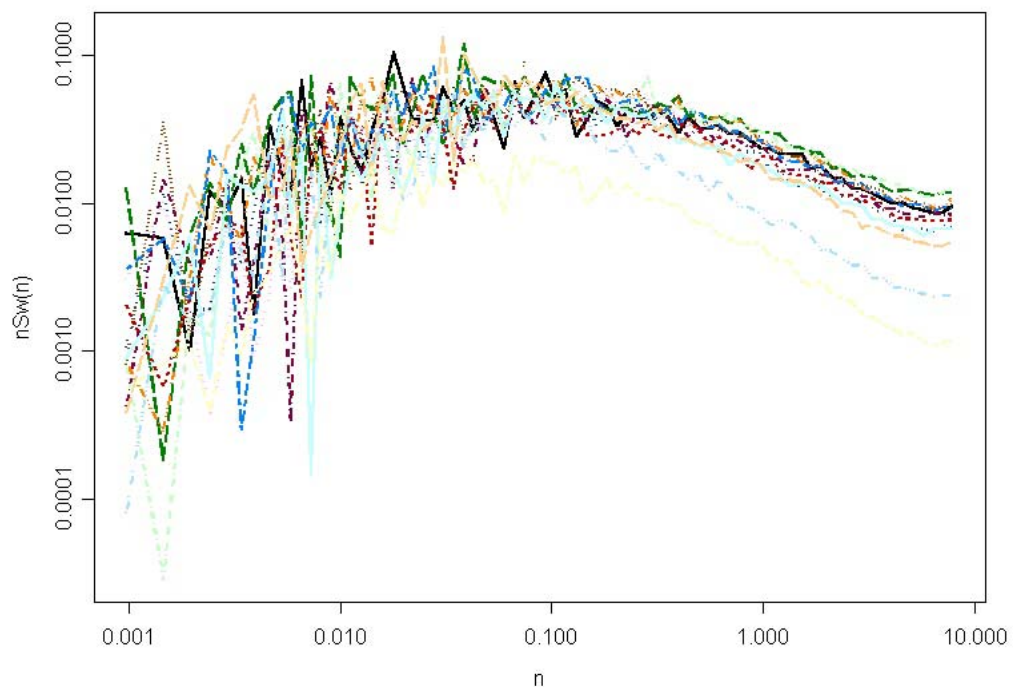


Figura 4.28. Evolução temporal das curvas espectrais dimensionais da componente  $w$  do dia 27 de novembro.

Comparando os dias 19 e 27 de novembro pode-se notar que apesar de ambos os dias terem forçantes térmicos e mecânicos razoáveis (ver tabelas 4.5 e 46), eles tem certas diferenças.

<b>Dia 27 de novembro</b>		
<b>Hora Local</b>	$u_*$ (m/s)	$H_0$ (W/m <sup>2</sup> )
1206	0,28842	200,1745
1241	0,3267	136,7121
1315	0,35508	177,604
1349	0,40792	252,4694
1423	0,42546	154,0493
1457	0,34631	202,8251
1531	0,45069	171,8337
1605	0,27986	94,59226
1640	0,32007	101,7764
1714	0,37895	57,9314
1748	0,42423	50,99504
1822	0,38221	17,84034
1856	0,26021	0,98061
1930	0,16639	-8,85525

Tabela 4.6. Tabela com valores de  $u_*$  e  $H_0$  para cada horário do dia 27 de novembro.

O forçante térmico do dia 27 é mais intenso que o do dia 19, e para o caso do forçante mecânico a situação é inversa, o do dia 27 é menos intenso que o do dia 19. Estas diferenças estão presentes nos espectros das componentes  $v$  e  $w$  de ambos os dias. As regiões dos picos espectrais dos horários iniciais da componente  $v$  do dia 19 não é bem definida e as regiões associadas aos sub-intervalos inerciais são pequenas, e para a componente  $v$  do dia 27, as regiões dos sub-intervalos inerciais são razoavelmente maiores. Isto aconteceu porque o fluxo de calor sensível, na primeira metade do período de decaimento, foi muito intenso no dia 27, e conseqüentemente a região de baixas freqüências do espectro se elevou escondendo assim o pico mecânico. No espectro  $v$  do dia 19, diferentemente do dia 27, o forçante mecânico é muito intenso, e elevou a região de altas freqüências do espectro. Como a técnica da Transformada de Fourie, devido a limitações do sensor anemômetro, não é capaz de resolver freqüências maiores que  $\sim 8$  Hz, as regiões dos sub-intervalos inerciais destes espectros ficaram reduzidas. Para a componente  $w$  a situação é semelhante, porém para o dia 19, ao contrário do que aconteceu com o espectro  $v$  do dia 27, a região de altas freqüências associada ao espectro mecânico é muito elevada e mascara

um pouco o pico convectivo. Dentre todos os dias analisados, o dia 19 foi o que teve um maior forçante mecânico, e o 27 o que teve o maior forçante térmico.

## 5. COMPARAÇÃO COM O MODELO

As componentes espectrais,  $u$ ,  $v$ , e  $w$  bem como os parâmetros  $\overline{U_1}$ ,  $\overline{w\theta'}$ ,  $u_*$ , e ECT dos dias 21 de outubro, 24 de outubro, e 20 de novembro de 2003, foram utilizados em uma comparação com o modelo de decaimento desenvolvido por Goulart et. al. (2002). Este modelo tem como objeto principal a equação dinâmica do espectro tridimensional de energia, eq. (2.36), porém no modelo o termo de produção de turbulência devido ao cisalhamento do vento  $M(k, t)$ , é desconsiderado, apenas os termos de produção/consumo de ECT,  $\frac{g}{\theta_0} H(k, t)$ , devido a fluxo de calor sensível, o termo de transferência inercial,  $F(k, t)$ , e o de dissipação viscosa,  $2\nu k^2 E(k, t)$ , são mantidos. O modelo aplica-se ao decaimento da turbulência que acontece unicamente devido ao declínio do fluxo de calor sensível durante o período de transição dia – noite, onde este é a única fonte de geração de turbulência. Por esse motivo, é mais indicado para o decaimento da turbulência da Camada de Mistura, que quando o fluxo de calor sensível vai a zero, se torna a Camada Residual, e onde para dias ausentes da presença de jatos de baixos níveis, o fluxo de calor sensível e a altura da camada são os principais parâmetros controladores da turbulência. Com a equação (2.36) reescrita na forma,

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} E(k, t; z)}_I = \underbrace{\frac{g}{\theta_0} H(k, t; z)}_{II} + \underbrace{F(k, t; z)}_{III} - \underbrace{2\nu k^2 E(k, t; z)}_{IV} \quad (5.1)$$

Na eq.(5.1),  $z$  é um parâmetro que indica em que altura estamos analisando o decaimento. Os termos II, e III são parametrizados e a transformada de Laplace é utilizada, afim de que a equação possa ser resolvida analiticamente. As relações (5.2) e (5.3), abaixo apresentam as parametrizações dos termos II e III, utilizadas no modelo.

$$\frac{g}{\theta_0} H(k, t; z) = \frac{w_*^3}{(\overline{w\theta'})_0 z_i} \gamma_c c_1 \varepsilon^{-\frac{1}{3}} k^{-\frac{2}{3}} E_0(k; z) \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{t}{\tau_f}\right) \quad (5.2)$$

$$F(k, t; z) = -\frac{\partial}{\partial k} \left[ \left( \alpha^{-1} \varepsilon^{\frac{1}{3}} k^{\frac{5}{3}} + \frac{c_2}{w_* z_i} \varepsilon^{\frac{2}{3}} k^{\frac{1}{3}} \right) E(k, t; z) \right] \quad (5.3)$$

Na relação (5.2),  $\gamma_c$  representa o termo de contragradiente vertical de temperatura potencial e  $\gamma_c \approx 10^{-3} \text{ Km}^{-1}$  (Nieuwstadt and Brost, 1986),  $\tau_f$  é o intervalo de tempo em que o fluxo de calor é positivo,  $c_1$  é uma constante que deve ser determinada a partir do experimento, através da relação (5.4),

$$c_1 \left( \frac{z}{z_i} \right) = \frac{\left( 1 - 1.2 \frac{z}{z_i} \right) (\overline{w\theta'})_0}{\gamma_c \varepsilon^{\frac{1}{3}} \int_0^{\infty} k^{-\frac{2}{3}} E_0(k; z) dk} . \quad (5.4)$$

E na relação (5.3),  $c_2$  é determinado também do experimento, através da relação (5.5)

$$c_2 \left( \frac{z}{z_i} \right) = \frac{w_*^4 \left( 1 - 1.2 \frac{z}{z_i} \right) \varepsilon^{-\frac{2}{3}}}{\int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial k} \left( k^{\frac{1}{3}} E_0(k; z) \right) dk} \quad (5.5)$$

Em ambas as relações acima, o espectro tridimensional de energia inicial,  $E_0(k; z)$ , é a condição inicial para a resolução da equação diferencial (5.1). No presente trabalho os espectros tridimensionais foram obtidos a partir do modelo de Kristenese et al., (1989), que constrói o espectro tridimensional de energia, a partir das três expressões analíticas das curvas espectrais das componentes u, v, e w (ver apêndice B).

Na literatura existem uma série de expressões analíticas que representam as curvas espectrais das três componentes, muitas delas de forma adimensionalizada. Nesta comparação as expressões analíticas foram determinadas a partir de ajustes não lineares dos coeficientes  $A_\alpha$ , e  $B_\alpha$  da expressão,

$$nS_\alpha(n) = \frac{A_\alpha n}{(1 + B_\alpha n)^{\frac{5}{3}}} \quad \alpha = u, v, e w \quad (5.6)$$

para as curvas experimentais das três componentes. A expressão (5.6) foi utilizada devido ao fato dos dias utilizados para a comparação, apresentarem um único pico aparente nas curvas

espectrais, de todas as componentes em todos horários (seção 4.1). Outra vantagem desta expressão, é sua simplicidade, tornando assim fácil o ajuste dos coeficientes  $A_\alpha$  e  $B_\alpha$ . A figura 5.1, mostra os ajustes para as curvas experimentais das três componentes espectrais u, v, e w.

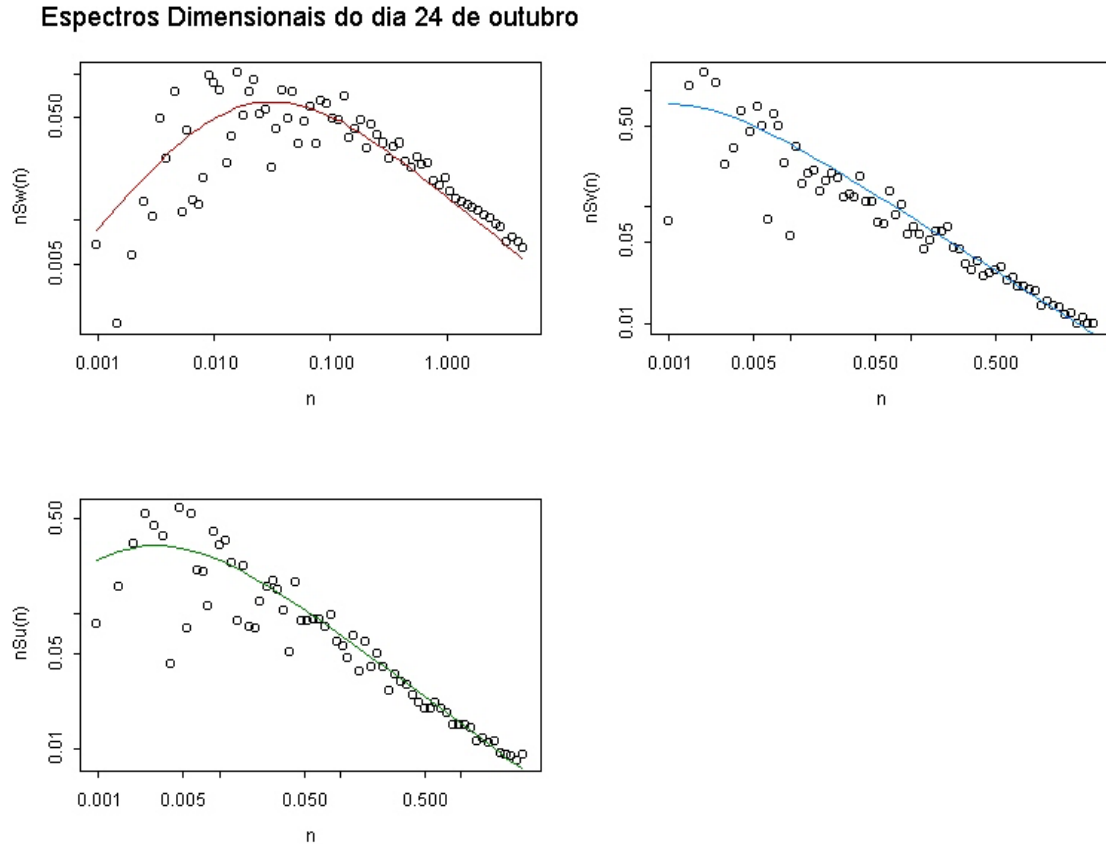


Figura 5.1. Figura mostrando um exemplo de ajuste da expressão  $nS_\alpha(n) = \frac{A_\alpha n}{(1 + B_\alpha n)^5}$ , para as curvas espectrais experimentais das componente u, v, e w das 1417 HL.

O ajuste desta expressão, sobre as curvas experimentais das 1417 HL, originou os seguintes resultados:

$$\begin{cases} A_u = 489,73 \\ A_v = 3600,42 \\ A_w = 9,52 \end{cases} \quad \begin{cases} B_u = 502,58 \\ B_v = 1529,55 \\ B_w = 48,04 \end{cases}$$

Através desta idéia, foram obtidas as expressões analíticas para as curvas espectrais experimentais das três componentes para todos os horários dos dias utilizados na comparação.



Para o dia 21 de outubro foram utilizados os horários 1524, 1558, e 1815 HL. Para cada horário foram obtidas expressões analíticas para todas as componentes. Estas expressões foram utilizadas no modelo de Kristensen, gerando assim os espectros tridimensionais experimentais reais para cada horário. O espectro tridimensional experimental do horário 1524 serviu como condição inicial para o modelo de Goulart, que do qual gerou os espectros tridimensionais teóricos para os horários 1558 e 1815 HL. Estes dois espectros teóricos, e mais o inicial foram plotados juntamente com os experimentais dos mesmos horários. Na figura 5.2, está apresentada esta comparação.

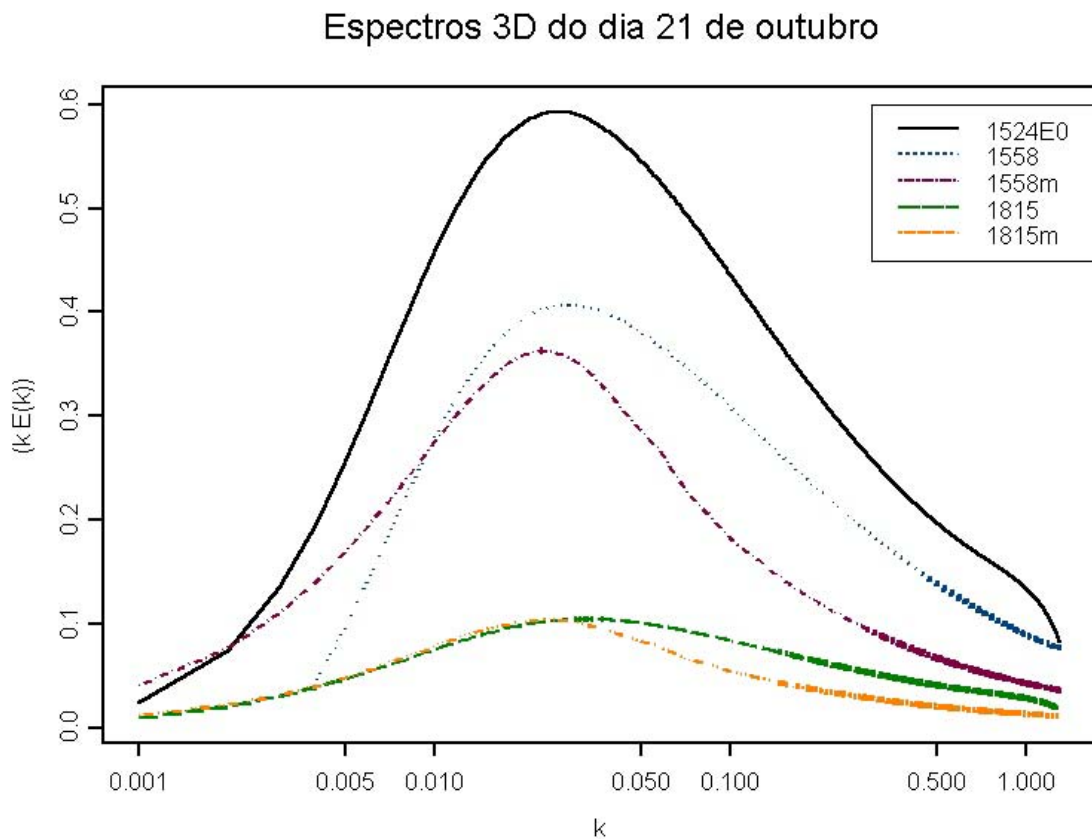


Figura 5.2. Figura mostrando a comparação dos espectros tridimensionais de energia gerados pelo modelo (letra “m”) de Goulart et al., (2002) com espectros experimentais do dia 21 de outubro.

Para este dia o tempo total de decaimento estimado foi de  $\tau = 10240s$ , e o intervalo de tempo para que o fluxo de calor sensível se tornasse nulo, também foi de  $\tau_f = 10240s$ . O tempo  $\tau$  é outro parâmetro que também deve ser definido na inicialização do modelo. Contudo, apesar de  $\tau$  ter sido o mesmo para todas as simulações, na primeira o modelo simulou apenas 2048s

correspondendo ao intervalo 1524 – 1558 HL, e na segunda simulou 10240s, correspondendo ao intervalo 1524 – 1815 HL. Na figura 5.3, estão apresentadas as evoluções temporais de ECT e do fluxo de calor sensível.

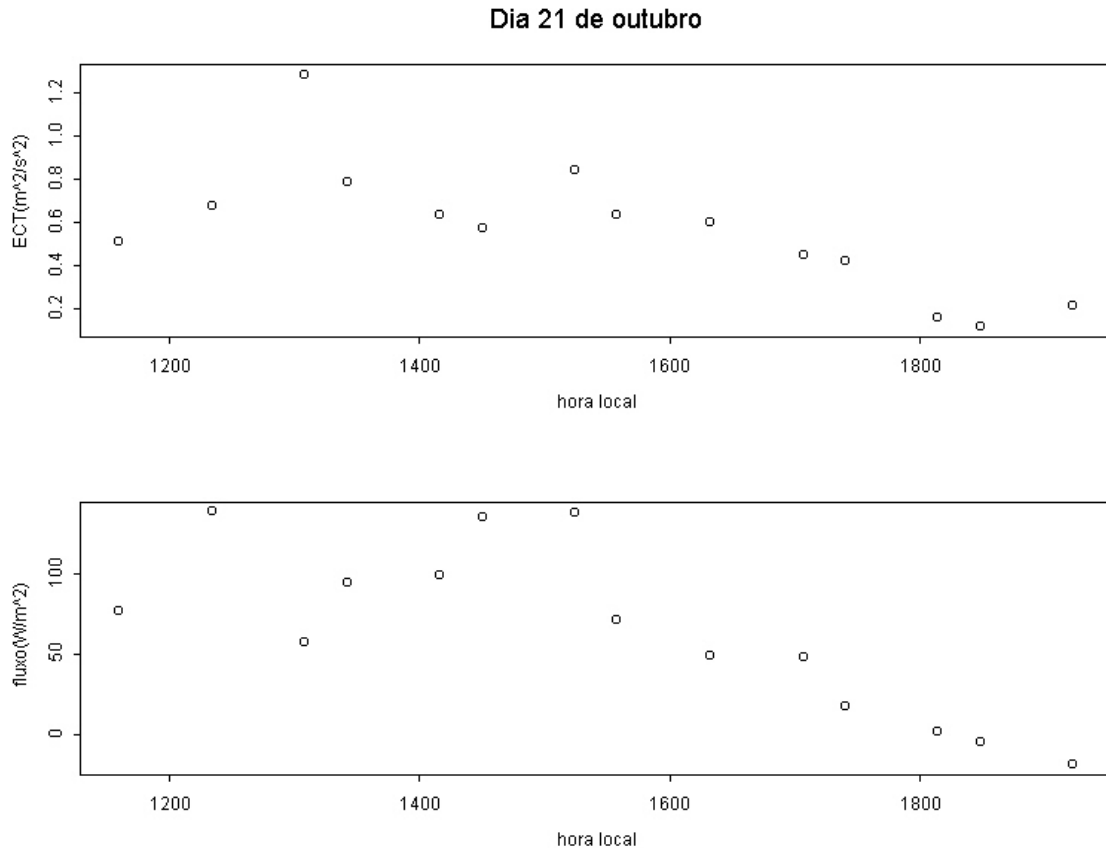


Figura 5.3. Figura mostrando os valores de ECT e fluxo de calor sensível para o dia 21 de outubro.

Da figura 5.3, pode-se ver que o horário inicial da simulação e comparação corresponde ao 7º ponto nos dois gráficos, e que coincide com fluxo de calor máximo e com o segundo maior valor de energia. Os gráficos da figura 5.2, mostram uma concordância razoável para as 1558 HL, porém o experimental está mais deslocado para direita, e o pico espectral é um pouco mais elevado. Isso pode ser explicado, pelo fato de que uma pequena parte da energia presente no caso experimental ser devido ao forçante mecânico, e no caso do modelo a energia ser exclusivamente devido ao forçante térmico, pois no modelo qualquer tipo de produção por consequência do forçante mecânico é desconsiderada. Para as 1815 HL, o comportamento é o mesmo, contudo a parcela da energia associada ao forçante mecânico é menor.

A mesma comparação também foi feita para o dia 24 de outubro, contudo os parâmetros de inicialização  $\tau$  e  $\tau_f$ , foram diferentes:  $\tau = 14336s$   $\tau_f = 12288$ . Estes parâmetros foram maiores porque o horário inicial foi 1417 HL. As figuras 5.4 e 5.5, os espectros comparados e evoluções de ECT e fluxo de calor sensível.

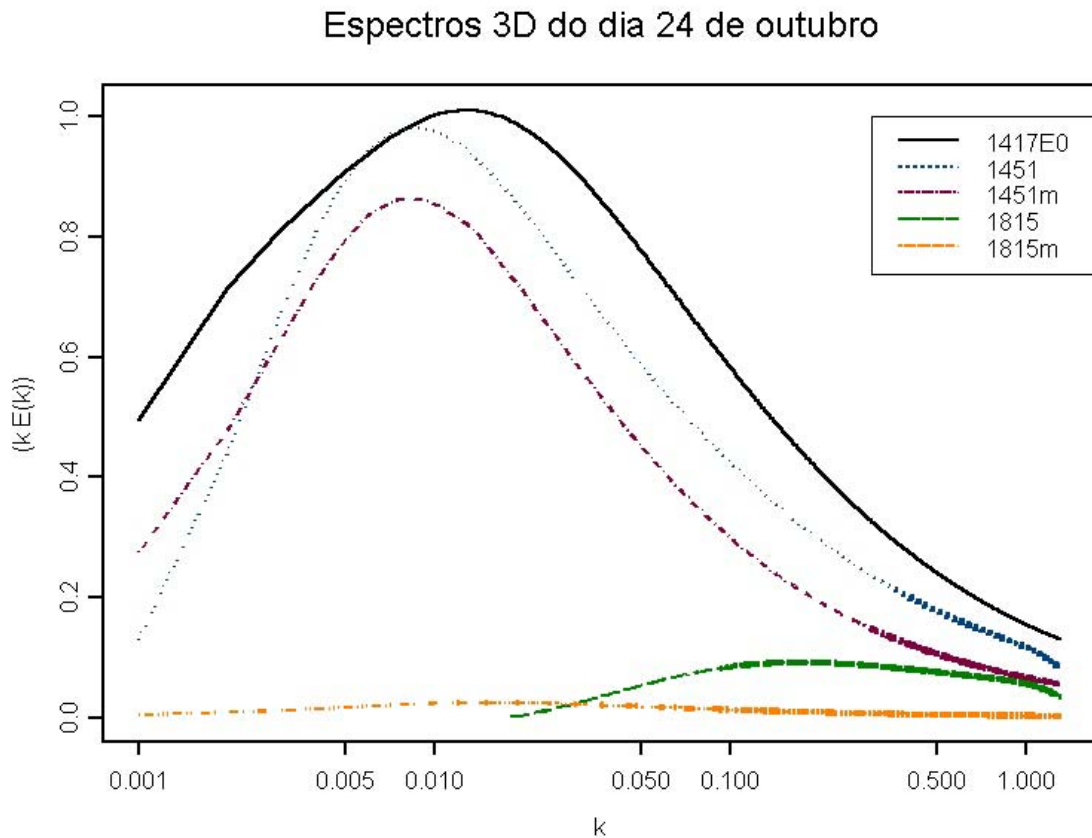


Figura 5.4. Figura mostrando a comparação dos espectros tridimensionais de energia gerados pelo modelo (letra “m”) de Goulart et al., (2002) com espectros experimentais do dia 24 de outubro.

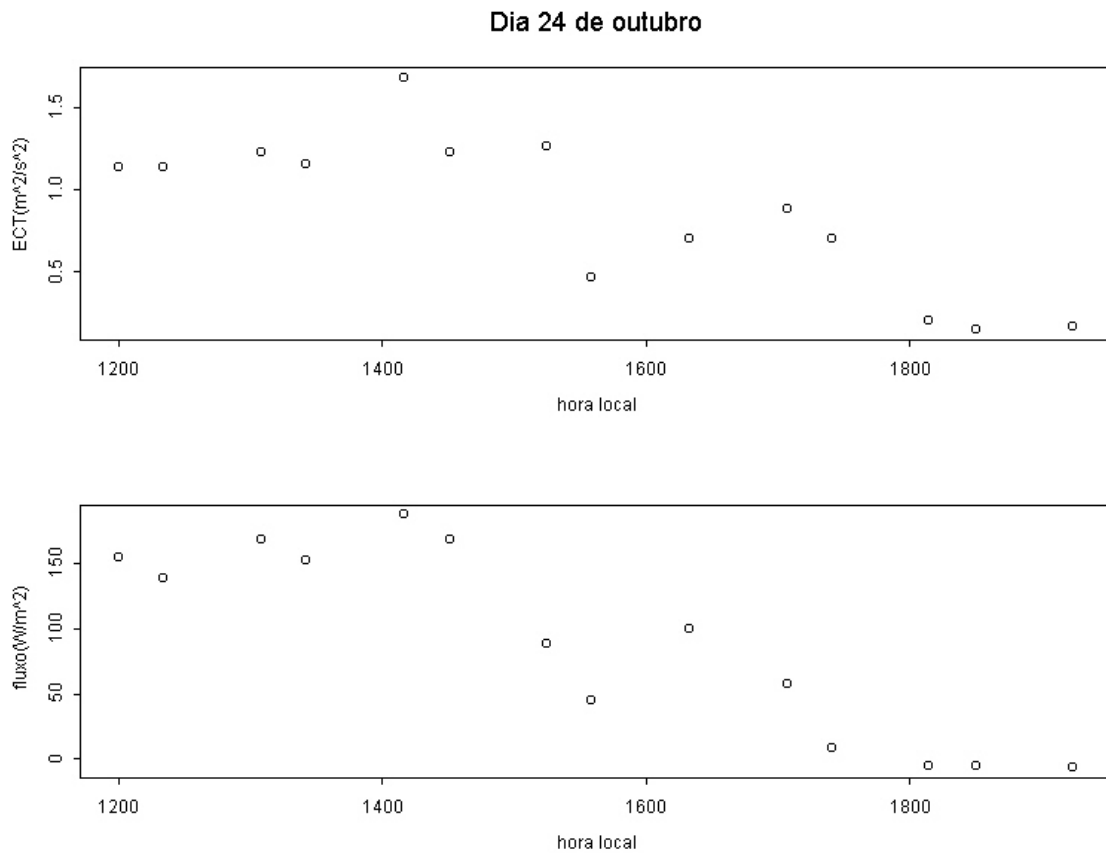


Figura 5.5. Figura mostrando os valores de ECT e fluxo de calor sensível para o dia 24 de outubro.

Como na simulação do dia 21 de outubro,  $\tau$  foi o mesmo para todas as simulações, na primeira o modelo simulou apenas 2048s correspondendo ao intervalo 1417 – 1451 HL, e na segunda simulou 14336s, correspondendo ao intervalo 1417 – 1815 HL. Embora, para o horário 1451, o espectro teórico apresente uma energia associada um pouco menor, há uma concordância razoável entre os intervalos de frequências de ambos os espectros, e os picos espectrais apesar de apresentarem intensidades diferentes, estão localizados na mesma faixa de frequências. Para o horário 1815 a diferença entre os espectros é grande, tanto na energia associada a cada espectro, como na posição dos picos espectrais, a frequência em que o pico experimental está localizado, é cerca de 10 vezes maior que a do teórico. Esta discrepância entre os dois espectros do último horário pode ser explicada pelo seguinte motivo: o parâmetro  $\tau_f$ , que foi escolhido como sendo o intervalo de tempo entre o primeiro (1417) e o penúltimo (1741) horário, talvez não represente o intervalo de tempo do fluxo real, isso porque ainda as 1741 o fluxo era positivo, e trocou de sinal somente no período entre as 1741 e as 1815HL. Este provável erro em  $\tau_f$ , fez com que o

decaimento do modelo ficasse adiantado em relação ao decaimento real. Além deste problema, a energia cinética oscilou no intervalo 1500 – 1707 HL, em consequência da oscilação do fluxo de calor sensível que ocorreu no mesmo período, devido a uma oscilação da radiação de onda curta incidente em tal período. No entanto o crescimento de ECT não pode ser totalmente explicado por isso, houve um aumento da intensidade da velocidade de atrito, conforme a tabela 4.2 (ver seção 4) mostra, entre 1633 e 1707, que contribuiu com uma maior produção mecânica, deslocando o pico do espectro experimental mais para direita.

O mesmo procedimento de comparação feito para os dias 21 e 24 de outubro, também foi feito para o dia 19 de novembro, para este dia  $\tau = 18432s$  e  $\tau_f = 18432s$ , que correspondeu ao intervalo entre 1348 e 1821. As figuras 5.6 e 5.7 abaixo mostram respectivamente, os espectros comparados, evoluções de ECT, e fluxo de calor sensível, respectivamente para este dia. A 1ª simulação do modelo  $E_0$ , correspondeu ao intervalo entre 1348 e 1604, e a 2ª correspondeu ao intervalo 1348 e 1821.

Espectros 3D do dia 20 de novembro

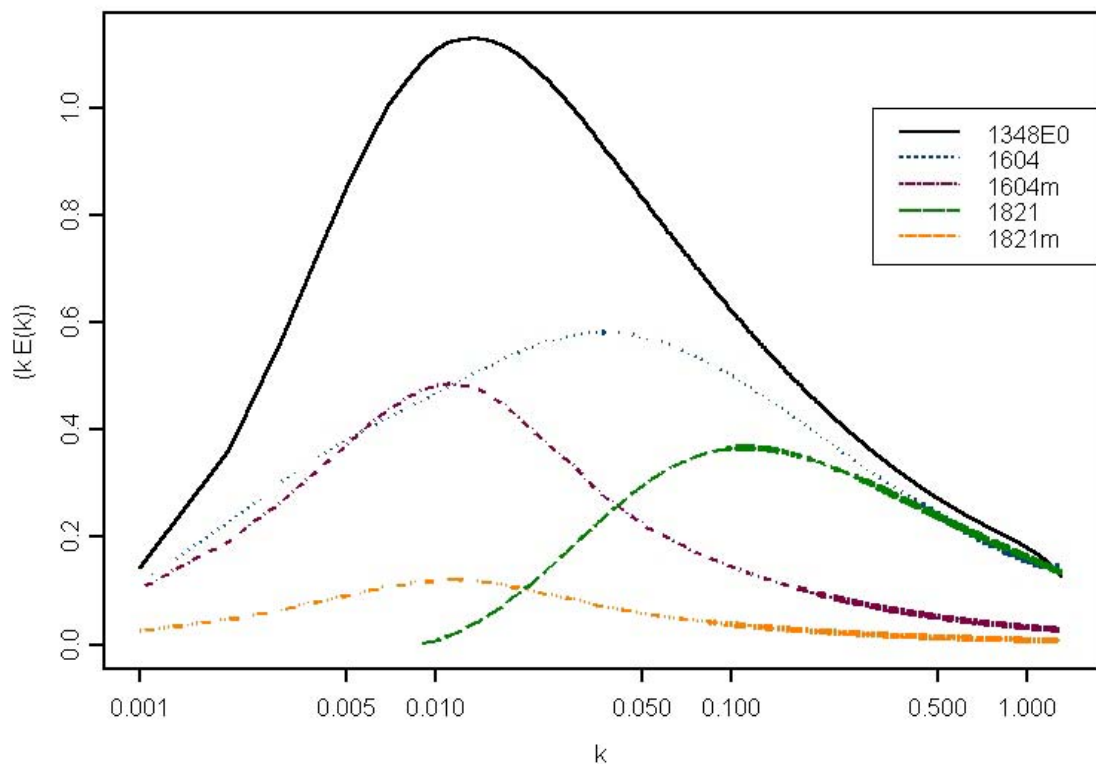


Figura 5.6. Figura mostrando a comparação dos espectros tridimensionais de energia gerados pelo modelo (letra “m”) de Goulart et al., (2002) com espectros experimentais do dia 20 de novembro.

Da figura 5.7, podemos ver que o horário 1348 (4º ponto do gráfico), horário de onde foi calculado o espectro inicial, correspondeu a valores máximos de ECT e fluxo de calor sensível, e também da mesma figura podemos ver que a energia cinética apresenta um decaimento suave sem oscilações, como no caso do dia 24 de outubro. Da primeira comparação podemos ver que, o espectro simulado, bem como o seu pico espectral, ficaram localizados mais a esquerda, em uma região de freqüências mais baixas, que o experimental juntamente com seu pico, e o pico do simulado é menos intenso que o experimental.

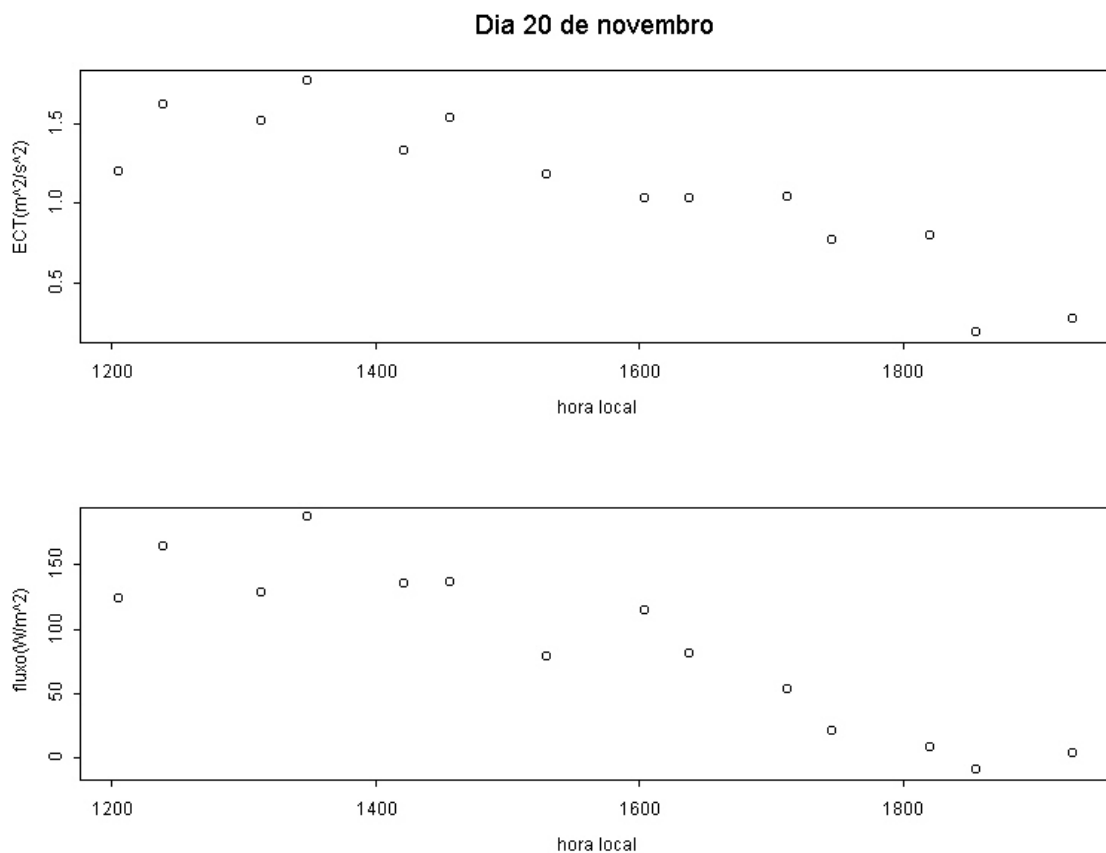


Figura 5.7. Figura mostrando os valores de ECT e fluxo de calor sensível para o dia 20 de novembro.

Apesar disso, em uma certa faixa da região de baixas freqüências aproximadamente no intervalo 0.001 – 0.01 Hz, há uma aproximação razoável entre a curva teórica e a experimental. Para freqüências maiores que 0.01Hz, o modelo não consegue representar o experimental, devido a contribuição mecânica, que é próxima ou pouco maior que a térmica para 1604, fazendo com que a região do pico espectral fique mais larga e concentrada em freqüências mais elevadas.

Apesar do dia 20 de novembro ter sido classificado como convectivo, ele apresentou um contribuição mecânica maior que os dias 21 e 24 de outubro. A tabela 5.1 mostra o caso.

<b>Dia 20 de novembro</b>													
1205	1239	1313	1348	1422	1456	1530	1604	1638	1712	1746	1821	1855	1929
0,25	0,46	0,32	0,16	0,28	0,37	0,29	0,38	0,35	0,32	0,26	0,36	0,15	0,06

Tabela 5.1. Tabela mostrando os valores de  $u_*$  para cada horários do dia 20 de novembro.

Para o horário 1821, último da comparação, os espectro não apresentam uma boa superposição, as energias associadas aos espectros bastante diferentes, e por consequência da não superposição, os picos espectrais estão localizados em faixas de frequências, que diferem de uma ordem de grandeza. Novamente, assim como em 1604, há contribuição mecânica, só que neste caso o forçante mecânico é o único. Certamente se existir uma parcela da turbulência remanescente da convecção, será menor que a mecânica, e como o modelo não leva em conta a produção mecânica, não pode simular o espectro de 1821 de natureza predominante mecânica.

## 6. CONCLUSÃO

A Camada Limite é profundamente influenciada pelos forçantes geradores de turbulência: o fluxo de calor sensível e o vento médio, de tal modo que estes são os parâmetros mais importantes que determinam sua dinâmica. Em condições de quase estacionariedade do vento médio, o decaimento da turbulência acompanha o decaimento do fluxo de calor sensível que se inicia logo após atingir o seu ponto máximo, para posteriormente iniciar o declínio.

Os picos espectrais de cada componente se deslocam em direção às altas frequências, quando o decaimento se dá unicamente devido ao declínio do fluxo de calor sensível, e não devido ao declínio do vento médio. Sob estas circunstâncias, a natureza do forçante gerador de turbulência, que inicialmente é predominantemente térmica ou parcialmente térmica, muda e passa a ser totalmente mecânica, e como o espectro associado a este forçante se encontra em frequências mais altas, o pico espectral também se desloca para direita, em direção às frequências mais altas. Contudo, sob raras condições, quando o vento médio é muito pouco intenso ( $< 1\text{m/s}$ ), ao final do decaimento, o pico se mantém na mesma posição, pois nesta condição o forçante mecânico praticamente não existe. Em condições de ausência de fluxo de calor sensível, quando a turbulência é unicamente gerada pelo cisalhamento do vento, e o decaimento acontece em resposta ao decaimento do vento médio, o pico espectral tem sua intensidade diminuída, mas sua posição permanece fixa durante o decaimento, porque a natureza do forçante gerador de turbulência não muda.

O modelo de Goulart et al., (2002) pode ser usado como uma aproximação razoável para o decaimento do espectro tridimensional de energia da camada superficial em condições onde a turbulência é gerada e mantida durante o decaimento predominantemente devido ao fluxo de calor sensível. Já em condições onde uma parcela da geração e manutenção da turbulência é devido ao cisalhamento do vento, o modelo não fornece uma aproximação razoável para o decaimento turbulento do espectro tridimensional, pois não leva em conta a geração e manutenção de turbulência devido ao cisalhamento do vento. Uma saída para esse problema seria levar em conta também o termo de produção de energia cinética turbulenta, devido ao cisalhamento do vento, fazendo uma parametrização adequada em termos dos parâmetros relacionados à produção mecânica, tais como a velocidade de atrito ( $u_*$ ), vento médio ( $\overline{U}_1$ ), ou o gradiente vertical da velocidade do vento  $\partial\overline{U}_1/\partial z$ .



Possíveis extensões do presente trabalho incluem a implementação do termo de produção mecânica ao modelo de Goulart et al. (2002), de forma que este possa ser aplicado a condições superficiais. Também é importante o uso de dados diretamente medidos na camada residual, por observações em aviões, para que uma comparação possa ser feita com o caso em que os forçantes superficiais estejam totalmente ausentes.

Este estudo mostrou a grande complexidade envolvida na análise das condições meteorológicas da camada superficial, especialmente quando não há estacionariedade, e os forçantes físicos variam em uma escala temporal semelhante a dos processos turbulentos. Buscou-se, sempre que possível, a generalização dos processos estudados, mas na maioria dos casos os resultados apenas puderam ser entendidos quando as especificidades referentes a cada caso foram abordadas em detalhe. Entretanto, alguns resultados genéricos podem ser inferidos, especialmente aqueles que se referem à escala característica dos processos térmicos e mecânicos na camada superficial: os picos espectrais associados à convecção se apresentam sempre em comprimentos de onda maiores que os devido ao cisalhamento do vento, e o decaimento turbulento acompanha exatamente esse processo. Assim, a partir do momento que ocorre a supressão do forçante térmico (fluxo superficial de calor sensível), quaisquer ressurgimentos de turbulência ocorrem sempre nas escalas associadas ao forçante mecânico.

A compreensão das interações entre a turbulência e os forçantes externos na camada limite superficial durante a transição entre o dia e a noite depende, portanto, da adequada caracterização dos processos mecânicos. A inclusão destes processos a um modelo de superfície não é, entretanto, trivial. Processos como jatos de baixos níveis, circulações locais, ondas de gravidade e outros podem ser responsáveis pelo reaparecimento da turbulência após o decaimento inicial. Tais interações representam fenômenos complexos, altamente não lineares. Tentativas de representá-las por modelos conceituais simples (Businger, 1972) ou mais complexos (Van de Wiel, 2001) não obtiveram sucesso no sentido de reproduzirem adequadamente dados observacionais.

## 7. APÊNDICES

### APÊNDICE A

#### *A hipótese de Taylor*

Primeiramente define-se respectivamente os coeficientes de correlação Euleriano temporal e espacial.

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

$$f(x_i) = \frac{\overline{u_i(\xi_i)u_i(\xi_i+x_i)}}{u_i^2} \quad (\text{A.2})$$

Uma relação entre estes coeficientes será conhecida somente se o campo turbulento for homogêneo em suas propriedades estatísticas e a velocidade média  $\bar{U}$  do vento for constante em módulo e direção. Nestas condições, pode-se mostrar que a seguinte relação matemática, conhecida como hipótese de Taylor, é válida (Hinze, 1975):

$$\frac{\partial}{\partial t} \approx -\bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \quad (\text{A.3})$$

A hipótese de Taylor permite relacionar variações espaciais das variáveis com suas derivadas temporais (mais facilmente observáveis por sensores fixos). O sinal negativo aparece porque um valor positivo para  $\partial/\partial x$  em um ponto do espaço corresponde a um valor negativo para  $\partial/\partial t$ . Esta relação é válida somente quando  $u_i/\bar{U}_i \gg 1$ . Fisicamente, a relação (A.3) mostra que os valores de flutuação obtidos de uma medida instantânea de pontos distribuídos uniformemente ao longo de uma linha reta paralela a direção de  $\bar{U}$  serão muito próximos daqueles obtidos durante um intervalo de tempo  $t = x_i/\bar{U}_i$  de medidas de flutuação obtidas de um único ponto fixo no espaço pelo qual o campo turbulento escoar. Neste caso, o escoamento se dá como se o campo turbulento estivesse quase que congelado. Sendo assim a correlação média temporal  $\overline{u_i(\tau)u_i(\tau+t)}$  com respeito a  $\tau$  deve ser igual a correlação média espacial  $\overline{u_i(\xi_i)u_i(\xi_i+x_i)}$  com relação a  $\xi_i$ . Então:

$$f(x_i) \equiv R_E(t) \quad (\text{A. 4})$$

onde a relação entre  $x_i$  e  $t$  é dada por:

$$|x_i - x_i^0| = \bar{U}|t - t_0|. \quad (\text{A. 5})$$

Existem duas relações entre as funções espectrais de densidade de energia  $F_i(n)$  e as funções de correlação temporais Eulerianas  $R_E(t)$ . Estas duas relações são dadas via transformada de Fourier e estão apresentadas pelas relações (A.6) e (A.7) abaixo:

$$R_E(t) = \frac{1}{2u_i^2} \int_{-\infty}^{\infty} F_i(n) e^{i2\pi nt} dn \quad (\text{A. 6})$$

$$F_i(n) = 2u_i^2 \int_{-\infty}^{\infty} R_E(t) e^{-i2\pi nt} dt \quad (\text{A. 7})$$

As funções  $R_E(t)$  e  $F_i(n)$  são funções pares, então podemos escrever as relações acima como:

$$R_E(t) = \frac{1}{u_i^2} \int_0^{\infty} F_i(n) \cos(2\pi nt) dn \quad (\text{A. 8})$$

$$F_i(n) = 4u_i^2 \int_0^{\infty} R_E(t) \cos(2\pi nt) dt \quad (\text{A. 9})$$

A função espectral de densidade de energia  $F_i(n)$  e a função de correlação  $R_E(t)$  são insensíveis a valores iniciais de fase diferentes. Sendo assim podemos ter um número infinito de funções da turbulência estacionária, que diferem apenas dos valores iniciais de fase. Contudo resultam nas mesmas funções de correlação temporais Euleriana  $R_E(t)$  e funções espectrais de densidade de energia  $F_i(n)$ .

Assumindo-se então que o escoamento médio do campo turbulento tem uma velocidade média  $\bar{U}$  constante na direção de  $x_1$  e que  $\bar{U}$  é muito maior que os valores de velocidade turbulentos, então pode-se utilizar a relação aproximada  $t = x_1/\bar{U}$ . E fazendo-se uso da identidade  $R_E(t) = f_i(x_i)$  podemos escrever  $R_E(t)$  e  $F_i(n)$  como:

$$f_i(x_i) = \frac{1}{u_i^2} \int_0^{\infty} F_i(n) \cos\left(\frac{2\pi n x_1}{\bar{U}}\right) dn \quad (\text{A. 10})$$

$$F_1(n) = \frac{4u_i^2}{U_1} \int_0^\infty f_1(x_1) \cos\left(\frac{2\pi n x_1}{U_1}\right) dx_1 \quad (\text{A . 11})$$

onde  $f_1(x_1)$  corresponde a função de correlação espacial Euleriana da componente da velocidade turbulenta ( $u_1 = u$ ) na direção  $x_1$  e paralela à direção  $x_1$ . Por outro lado,  $f_2(x_1)$  e  $f_3(x_1)$  representam as correlações das velocidades turbulentas na direção  $x_1$ , mas tomadas entre componentes da velocidade turbulenta ( $u_2 = v$  e  $u_3 = w$ ), cujo as direções são normais a  $x_1$ .

## APÊNDICE B

### *Modelo de Kristensen et al.*

Kristensen et al., 1989, desenvolveram um modelo para uma turbulência homogênea, que permite o cálculo do espectro tridimensional de energia,  $E(k)$ , através das três componentes espectrais unidimensionais ( $u$ ,  $v$ , e  $w$ ) da velocidade turbulenta. A expressão (B . 1) abaixo,

$$E(k) = k^2 \frac{d}{dk} \frac{1}{k} \frac{d}{dk} E_1(k) + 2k^4 \int_0^{1/k^2} s^2 \frac{d^3}{ds^3} g(s) ds - \frac{14}{9} k^{4/3} \int_0^{1/k^2} s^{2/3} \frac{d^3}{ds^3} g(s) ds, \quad (\text{B . 1})$$

foi retirada do modelo de Kristensen et al.. Esta expressão mostra como é possível o cálculo do espectro tridimensional através dos unidimensionais. A variável  $s$  vem de uma mudança de variáveis utilizada em uma das etapas da demonstração de (B.1), e está representada pela expressão (B . 2),

$$s = k^{-2}. \quad (\text{B . 2})$$

A função  $g(s)$  também é definida em uma das etapas da demonstração, a expressão (B . 3) mostra como a mesma é definida,

$$g(s) = s^2 J\left(s^{-1/2}\right). \quad (\text{B . 3})$$

A função  $J(s^{-1/2})$ , como está expressada em (B . 3), originalmente era função do número de onda  $k$ , mas devido a mudança de variáveis (B . 2), tornou –se função da variável  $s$ . No entanto, na prática utiliza-se a sua forma original, que está apresentada pela expressão (B . 4) abaixo,

$$J(k) = E_1(k) - k \frac{d}{dk} E_1(k) - (E_2(k) + E_3(k)). \quad (\text{B . 4})$$

Os espectros  $E_1(k)$ ,  $E_2(k)$ , e  $E_3(k)$ , analíticos são obtidos dos ajustes da expressão (5.6) para os espectros experimentais de  $u$ ,  $v$ , e  $w$  respectivamente, que posteriormente são empregados na expressão (B . 4).

## 8. REFERÊNCIAS

Acevedo, O. C., Fitzjarrald, D. R., 2001: The early evening surface-layer transition: temporal and spatial variability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **58**, 2650-2667.

Anfossi, D., Schayes G., Degrazia, G., and Goulart, A.: 2004, Atmospheric Turbulence Decay During the Solar Total Eclipse of 11 August 1999, *Boundary-Layer Meteorology.*, **111**, p. 301 – 311.

Batchelor, G.K., Townsend, A. A., 1948: Decay of Isotropic Turbulence in the Initial Period. *Proc. Roy. Soc. London A*193, 539-558.

Businger, J. A., 1973: Turbulent Transfer in the Atmospheric Surface Layer. Workshop on Micrometeorology. (Ed. by D. A. Haugen), Amer. Meteor. Soc., Boston, 67-100.

Chandrasekhar, S.: 1981, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Dover Publications, Inc. New York, pp. 652.

Deissler, R. G.: 1958, On the Decay of Homogeneous Turbulence before the Final Period, *The Physics of Fluids.*, **2**, 111 – 122.

Grant, A. L. M., 1997: An Observational Study of the Evening Transition Boundary-Layer. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **123**, 657-677.

Goulart, A., Degrazia, G., Rizza, U., Anfossi, D., 2003: A Theoretical Model for the Study of Convective Turbulence Decay and Comparison with Large-Eddy Simulation Data, *Boundary-Layer Meteorol.*, **107**, 143-155.

Hinze, J. O., 1975: *Turbulence 2nd*, McGraw-Hill, 790 pp.

Kaimal, J. C., Wyngaard, Izumi, Y, D. A., Coté, 1972: Spectral characteristics of surface layer turbulence. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **98**, 563-589.

Kaimal, J. C., and Finnigan, J. J., 1994: *Atmospheric Boundary Layer Flows*, Oxford, 289 pp.

Kristensen, L. Lenschow, D., Kirkegaard, P., and Courtney, M., 1989: The Spectral Velocity Tensor for Homogeneous Boundary Layer Turbulence, *Boundary-Layer Meteorol.*, **47**, 149-193.

Landau, L. D., and Lifshitz E. M., 2003: *Fluid Mechanics 2<sup>nd</sup>*, Butterworth Heinemann, 539 pp.

- Mahrt, L., 1981: The Early Evening Boundary Layer Transition. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 107, 329-342.
- Moraes, O. L. L., Acevedo, O. C., Da Silva, R., Magnago, R., and Siqueira, A. C.: 2004, Nocturnal Surface-Layer Characteristics at the Bottom of a Valley, *Boundary-Layer Meteorology.*, **112**, p. 159 – 177.
- Nieuwstadt, F. T. M. and Brost, R. A.: 1986, The Decay of Convective Turbulence, *J. Atmos. Sci.* **43**, 532 – 546.
- Oke, T. R., 1996: *Boundary Layer Climates*. 2<sup>nd</sup> ed. *Routledge*, 435 pp.
- Panofsky, H. A., Dutton, J. A., 1984: *Atmospheric Turbulence – Model and Methods for Engineering Applications*, *John Wiley & Sons, New York, NY*, 397 pp.
- Sorbjan, Z., 1997: Decay of Convective Turbulence Revisited, *Boundary-Layer Meteorol.*, 82, 501-515.
- Sorbjan, Z.: 1989, *Structure of the Atmospheric Boundary Layer*, Prentice Hall, pp. 315.
- Stull, B. Roland, 1994: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, *Kluwer Academic Publishers*, 666 pp.
- Van de Wiel, B. J. H., Ronda, R. J., Moene, A. F., De Bruin, H. A. R., Holtslag, A. A. M., 2002: Intermittent Turbulence and Oscillations in the Stable Boundary Layer Over Land. Part I: A bulk model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59, 942-958.
- Von Karman, T. Howarth, L., 1938: On the Statistical Theory of Isotropic Turbulence, *Proc. Roy. Soc. London A*164, 192-215.