



**UFSM**

**TESE DE DOUTORADO**

**CARACTERÍSTICAS ESTATÍSTICAS TURBULENTAS  
ASSOCIADAS AO FENÔMENO DO VENTO NORTE NO  
SUL DO BRASIL: APLICAÇÃO AO PROBLEMA DA  
DIFUSÃO DE CONTAMINANTES**

---

**Maria Cristina Andres Arbage**

**Orientador: Prof. Dr. Gervásio Annes Degrazia**

**PPGFIS**

**Santa Maria, RS, BRASIL.**

**2008**

**CARACTERÍSTICAS ESTATÍSTICAS TURBULENTAS  
ASSOCIADAS AO FENÔMENO DO VENTO NORTE NO  
SUL DO BRASIL: APLICAÇÃO AO PROBLEMA DA  
DIFUSÃO DE CONTAMINANTES**

**por**

**Maria Cristina Andres Arbage**

Tese a ser apresentada ao Curso de Doutorado em Física do Programa de Pós-Graduação em Física, Áreas de Concentração em Fenomenologia Clássica e suas Aplicações, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção de grau de

**Doutor em Física**

Orientador: Gervásio Annes Degrazia

Santa Maria, RS, Brasil

2008

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

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

**CARACTERÍSTICAS ESTATÍSTICAS TURBULENTAS  
ASSOCIADAS AO FENÔMENO DO VENTO NORTE NO  
SUL DO BRASIL: APLICAÇÃO AO PROBLEMA DA  
DIFUSÃO DE CONTAMINANTES**

elaborada por  
**Maria Cristina Andres Arbage**

como requisito parcial para obtenção de grau de  
**Doutor em Física**

**COMISSÃO EXAMINADORA:**

**Dr. Gervásio Annes Degrazia**  
(Presidente/Orientador)

**Dr. Ricardo de Camargo (USP)**

**Dr. Jonas da Costa Carvalho (UFPEL)**

**Dr. Osvaldo Luis Leal de Moraes (UFSM)**

**Dr. Otávio Costa Acevedo (UFSM)**

Santa Maria, 18 de Abril de 2008.

Trabalho dedicado aos meus amados filhos

Guilherme e Lucas

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço, especialmente, ao Prof. Dr. Gervásio Annes Degrazia pela orientação, compreensão e incansável ajuda sempre que precisei.

Gervásio, com muito orgulho eu posso dizer, tu és meu grande amigo!

Agradeço aos meus pais por existirem em minha vida, pelo amor, dedicação e apoio que sempre souberam me dar. A vocês, que muitas vezes renunciaram aos seus próprios sonhos para que eu pudesse realizar os meus, não bastaria um muito obrigada, a vocês todo meu amor.

Meus amados filhos Lucas e Guilherme, não há palavras que possam expressar o meu reconhecimento pelo sacrifício e compreensão por minha ausência. Não somente este trabalho, mas toda minha vida dedico a vocês, pois sei o quanto me amam e o quanto me incentivam a lutar.

Nunca esqueçam, a maior conquista da minha vida é ter a amizade, o carinho, a confiança e o amor de vocês!

Agradeço aos professores do Programa de Pós-Graduação em Física – UFSM, pela contribuição para minha formação teórica, assim como aos professores do LuMET e GruMA pela colaboração para o desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço ao Prof. Ph. D. Amauri Pereira de Oliveira e ao Prof. Dr. Ricardo de Camargo, pertencentes ao corpo docente de Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas – USP, pela contribuição para minha

formação teórica, pela atenciosa maneira que me receberam neste Instituto para que eu pudesse aperfeiçoar meus estudos e, pela amizade que temos.

Meus colegas de laboratório saibam que, foi muito importante tê-los ao meu lado nesta jornada. E, mais importante ainda, é saber que a amizade nos acompanha.

Agradeço aos meus irmãos, amigos e todos que de alguma forma colaboraram para que este trabalho fosse desenvolvido.

Agradeço a CAPES pelo apoio financeiro.

E a DEUS, agradeço por me guiar!

## **RESUMO**

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

### **CARACTERÍSTICAS ESTATÍSTICAS TURBULENTAS ASSOCIADAS AO FENÔMENO DO VENTO NORTE NO SUL DO BRASIL: APLICAÇÃO AO PROBLEMA DA DIFUSÃO DE CONTAMINANTES**

**AUTORA: MARIA CRISTINA ANDRES ARBAGE**

**ORIENTAÇÃO: Dr. GERVÁSIO ANNES DEGRAZIA**

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 18 de Abril de 2008.

Foi realizada uma parametrização para os processos de transporte em uma camada limite planetária (CLP) dominada pela turbulência mecânica, empregando quantidades estatísticas turbulentas medidas durante eventos do Vento Norte no Sul do Brasil. Assim, espectros observados de energia turbulenta unidimensionais são comparados com um modelo espectral baseado na hipótese de Kolmogorov válida para uma turbulência desenvolvida. A boa concordância obtida a partir desta comparação permite derivar formulações para as variâncias de velocidade turbulenta, escala de tempo de decorrelação local e para os coeficientes de difusão. Além disso, o coeficiente de difusão vertical derivado a partir dos dados de vento norte apresenta um perfil semelhante àquele obtido dos conceitos da mecânica estatística não-extensiva. Finalmente, a validação da presente parametrização foi realizada utilizando-se um modelo de dispersão

estocástico Lagrangeano. São simuladas as concentrações medidas ao nível do solo no experimento clássico de Prairie-Grass sob condições de vento forte. A análise desenvolvida no presente estudo mostra que a parametrização da turbulência, construída a partir de dados de casos de Vento Norte, é capaz de descrever a difusão em condições de vento forte, em uma CLP gerada pela turbulência mecânica.

*Palavras-chave:* turbulência impulsionada pelo cisalhamento; parametrização turbulenta; modelo de dispersão estocástico Lagrangeano.



## **ABSTRACT**

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

### **TURBULENT STATISTICAL CHARACTERISTICS ASSOCIATED TO THE NORTH WIND PHENOMENON IN SOUTHERN BRAZIL: APPLICATION IN THE PROBLEM OF CONTAMINANTS DIFFUSION**

**AUTORA: MARIA CRISTINA ANDRES ARBAGE**

**ORIENTAÇÃO: Dr. GERVÁSIO ANNES DEGRAZIA**

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 18 de Abril de 2008.

A parameterization for the transport processes in a shear driven planetary boundary layer (PBL) has been established, employing turbulent statistical quantities measured during the north wind phenomenon in southern Brazil. Therefore, observed one-dimensional turbulent energy spectra are compared with a spectral model based on the Kolmogorov arguments. The good agreement obtained from this comparison leads to well defined formulations for the turbulent velocity variances, local decorrelation time scale and eddy diffusivities. Furthermore, for vertical regions in which the wind shear forcing is relevant, the eddy diffusivity derived from the north wind data presents a similar profile as those obtained from the non-extensive statistical mechanics theory. Finally, a validation for the present parameterization has been accomplished, using a Lagrangian stochastic dispersion model. The Prairie Grass data set, which presents high mean

wind speed, is simulated. The analysis developed in this study shows that the turbulence parameterization constructed from wind data for north wind flow cases is able to describe the diffusion in a high wind speed, shear-dominated PBL.

*Keywords:* shear driven turbulence; turbulent parameterization; Lagrangian stochastic dispersion model

## LISTA DE FIGURAS

**Figura 1.1** - Caracterização de grande escala durante eventos de Vento Norte. As setas representam o vetor vento ( $\text{ms}^{-1}$ ) e em sombreado a anomalia da umidade relativa em baixos níveis..... 18

**Figura 1.2** - Campo de vento ( $\text{ms}^{-1}$ ) em 1000mb para o dia 04ago2004, 12Z, representando a fase pré-frontal do evento de vento norte ..... 21

**Figura 1.3** - Campo de vento ( $\text{ms}^{-1}$ ) em 1000mb para o dia 07ago2004, 18Z, representando a fase frontal do evento de vento norte ..... 21

**Figura 1.4** – Mapa topográfico do Rio Grande do Sul. A escala cinza indica a altura do terreno em relação ao nível médio do mar. A localização da torre micrometeorológica utilizada neste estudo é indicada por um círculo. A escala espacial está na parte inferior da figura..... 22

**Figura 2.1** – Estrutura da Camada Limite Planetária  
Fonte: adaptada de *Stull, 1988* ..... 26

**Figura 2.2** – Espectro de energia na camada limite mostrando as regiões distintas de entrada de energia (A), subintervalo inercial (B) e a região de dissipação (C).

*Fonte: Kaimal e Finnigan, 1994* ..... 34

**Figura 3.1** - Topografia da região de Paraíso do Sul. A escala cinza indica a altura. A localização da torre micrometeorológica utilizada neste estudo é indicada por um quadrado. A escala espacial está na parte inferior da figura..... 57

**Figura 3.2** – Torre micrometeorológica instalada no sítio experimental em Paraíso do Sul/R.....58

**Figura 3.3** – Anemômetro Sônico Tridimensional preso à torre..... 59

**Figura 3.4** - Variação diária da Direção do Vento - 04/08/2004 ..... 62

**Figura 3.5** - Variação diária da Velocidade Média do Vento - 04/08/2004 ..... 62

**Figura 3.6** - Variação diária da Velocidade de Atrito - 04/08/2004..... 63

**Figura 3.7** - Variação diária do Fluxo de Calor Sensível - 04/08/200..... 63

**Figura 3.8** - Variação diária da Temperatura Média - 04/08/2004..... 64

**Figura 3.9** - Variação diária da Pressão Atmosférica - 04/08/2004..... 64

**Figura 3.10** - Variação diária da Umidade Relativa - 04/08/2004 ..... 65

**Figura 4.1** – Espectro da velocidade turbulenta horizontal do vento norte normalizado pela taxa de dissipação de energia cinética turbulenta e pela velocidade de fricção. A linha continua representa a modelo espectral dado pela equação (4.9) e as cruces representam os espectros observados..... 71

**Figura 4.2** – Espectro da velocidade turbulenta lateral do vento norte normalizado pela taxa de dissipação de energia cinética turbulenta e pela velocidade de fricção. A linha continua representa a modelo espectral dado pela equação (4.9) e as cruces representam os espectros observados..... 72

**Figura 4.3** – Espectro da velocidade turbulenta vertical do vento norte normalizado pela taxa de dissipação de energia cinética turbulenta e pela velocidade de fricção. A linha continua representa a modelo espectral dado pela equação (4.9) e as cruces representam os espectros observados..... 72

**Figura 4.4** – Perfil vertical do coeficiente de difusão calculado com a equação (4.17)..... 78

**Figura 5.1** – Diagrama de espalhamento entre os valores da concentração integradas ao nível do solo ( $C_y$ ) simuladas e observadas para o conjunto de dados de Prairie Grass ..... 88

## LISTA DE TABELAS

**Tabela 3.1** – Quantidades médias ( $U$ ,  $T$ ) e parâmetros estatísticos turbulentos ( $u_*0$ ,  $\overline{w'\theta'}$ ,  $L$ ) para os 7 casos de vento norte ..... 60

**Tabela 5.1** – Parâmetros meteorológicos e concentração integrada ao nível solo ( $C_y$ ) medidos durante o experimento de Prairie Grass. Concentrações observadas estão na primeira linha e as concentrações simuladas na segunda linha..... 82

**Tabela 5.2** – Índices estatísticos de desempenho do modelo LAMBDA para o experimento de Prairie Grass obtidos através do modelo simulado e por Hanna (1982) somente para os experimentos com condição de estabilidade neutra (velocidade do vento maior que  $6\text{ms}^{-1}$ ) ..... 87

## SUMÁRIO

1 - INTRODUÇÃO .....	17
2 – CAMADA LIMITE PLANETÁRIA.....	25
2.1 Descrição e Estrutura da Camada Limite Planetária .....	25
2.1.1 Teoria de Similaridade .....	28
2.2 Características espectrais da turbulência na Camada Limite Planetária .....	31
2.2.1 Espectro de energia .....	33
2.2.2 Teoria Clássica de Difusão de Taylor .....	35
2.3 Dispersão Atmosférica na Camada Limite Planetária .....	42
2.3.1 Modelos matemáticos de dispersão de poluentes .....	43
2.3.1.1 Modelos Lagrangeanos .....	44
2.3.1.2 Modelos Estocásticos Lagrangeanos .....	45
2.3.2 Revisão de estudos da dispersão com modelos Lagrangeanos ....	48
2.3.3 Revisão de parametrizações da turbulência .....	51
3 - PARÂMETROS MICROMETEOROLÓGICOS OBTIDOS EXPERIMENTALMENTE ASSOCIADOS AOS EVENTOS DE VENTO NORTE .....	56
3.1 Parte Experimental .....	56
3.2 Tratamento dos dados e resultados obtidos .....	59

4 - ESPECTROS E PARÂMETROS ESTATÍSTICOS TURBULENTOS ASSOCIADOS AOS EVENTOS DE VENTO	
NORTE.....	66
4.1 Espectros turbulentos para uma camada limite dominada pela turbulência mecânica .....	67
4.2 Espectros e parâmetros turbulentos observados e o modelo espectral utilizado para os casos de vento norte .....	69
4.3 Determinação da escala de tempo de descorrelação Lagrangeana e da variância de velocidade do vento para o fenômeno do vento norte .....	75
5 - TESTE DA PARAMETRIZAÇÃO PROPOSTA.....	79
5.1 Parâmetros testados e considerações sobre modelos de dispersão estocásticos Lagrangeanos .....	79
5.2 Experimento de Prairie Grass.....	81
5.3 Modelo de dispersão LAMBDA .....	83
5.4 Resultados obtidos .....	83
6 - CONCLUSÕES .....	89
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	92



## Capítulo 1

### INTRODUÇÃO

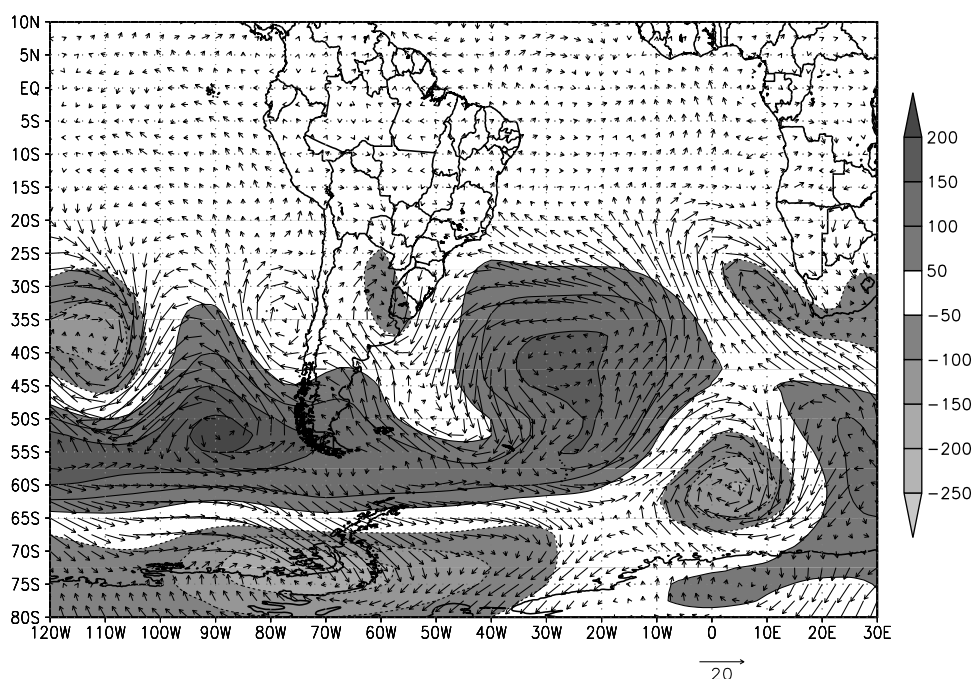
O Rio Grande do Sul está localizado em uma zona subtropical, com as estações do ano bem definidas. Constantemente a região Sul é atingida por sistemas atmosféricos (frentes frias) que modulam a temperatura e a precipitação. A precipitação tem uma distribuição anual muito uniforme, variando de 1200 a 2000 mm, e temperatura média anual de 18°C.

No entanto, no inverno, a temperatura média se mantém relativamente baixa por toda a região. Durante estes meses toda a região sente os efeitos típicos do inverno em função das sucessivas e intensas invasões de frentes polares que trazem, geralmente, abundantes chuvas sucedidas por massa polar, cuja participação na circulação atmosférica regional é, pelo menos, igual à participação dos sistemas tropicais, acompanhada de forte queda de temperatura que, comumente, atinge a níveis poucos superiores a 0°C.

Climatologicamente no inverno temos em baixos níveis zonas subtropicais de alta pressão (20°S – 35°S) nos oceanos Atlântico e Pacífico, nos arredores da América do Sul. Sobre o Rio Grande do Sul, observam-se temperaturas médias entre 15° e 20°C, umidade relativa em torno de 75% e ventos fracos de nordeste.

Todavia, freqüentemente, no período de inverno, em uma escala regional, no centro do estado de Rio Grande do Sul (sul do Brasil) acontece um fenômeno conhecido por Vento Norte, que está associado a sistemas frontais meteorológicos e manifesta-se na fase pré-frontal, com duração de 1 a 4 dias.

Durante a ocorrência de Vento Norte, um sistema de baixa pressão é observado na circulação atmosférica em baixos níveis (1000 mb) no Sudoeste da América do Sul e um sistema de alta pressão no Atlântico extratropical. A umidade relativa do ar apresenta-se mais baixa que a média com anomalias em torno de  $-10\%$  no Rio Grande do Sul e ventos de norte mais intensos que a média na mesma região (Figura 1.1). A anomalia do Vento Norte mostra que este fluxo é acelerado pela ação da topografia local, o que reforça a sua magnitude, transportando ar seco da região norte.



**Figura 1.1** – Caracterização de grande escala durante eventos de Vento Norte. As setas representam o vetor vento ( $\text{ms}^{-1}$ ) e em sombreado a anomalia da umidade relativa em baixos níveis.

Relatos datados de 1834 (Isabelle, 1949) já citam ocorrências de Vento de Norte na região central do Rio Grande do Sul. Porém, foi Machado (1950) que apresentou as primeiras explicações à origem do Vento Norte regional, chamando atenção para a particular violência que ele

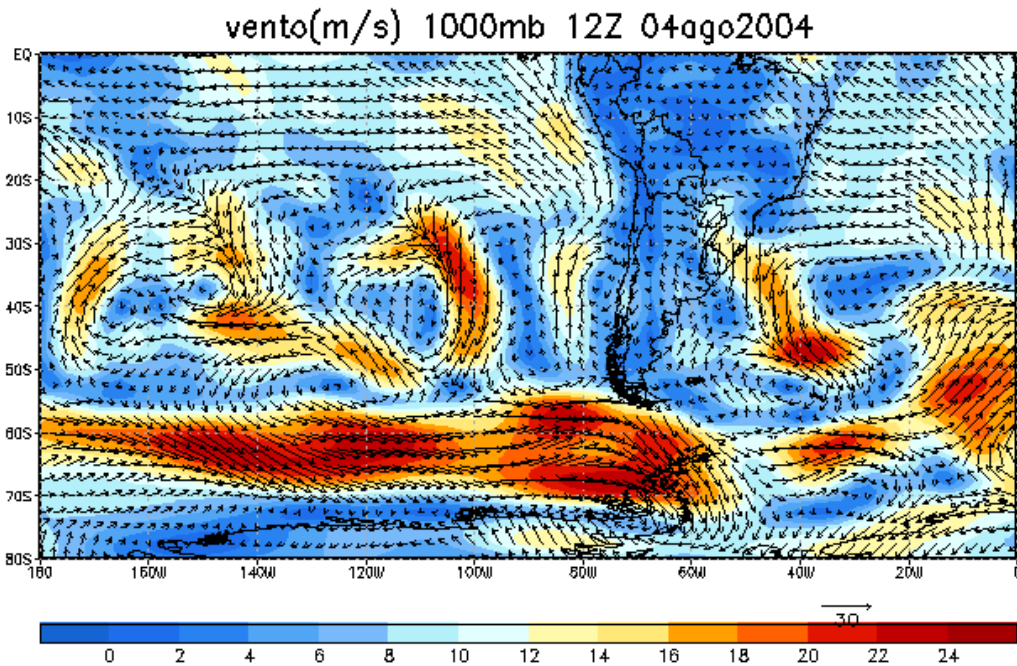
assumia em Santa Maria. Sartori (2000) desenvolveu sua pesquisa de doutorado na Universidade de São Paulo intitulada “Clima e Percepção”, onde estudou as reações psicobiológicas que a população de Santa Maria apresentava diante do Vento Norte. Em Sartori (2003) encontram-se maiores explicações sobre o mecanismo de formação do Vento Norte regional e, mais especificamente, sobre as causas do Vento Norte em Santa Maria. Heldwein et. al (2003) fez um estudo sobre a frequência de ocorrência de ventos fortes em Santa Maria, avaliando a velocidade e a direção das rajadas máximas diárias de vento registradas na cidade. Analisando 24 anos de registro concluiu que rajadas máximas diárias com velocidade  $\geq 15 \text{ ms}^{-1}$  ocorrem com maior frequência quando tem direção predominante do quadrante norte. Heldwein (2003) ressalta que o estudo da direção e velocidade do vento é importante para a definição do potencial eólico de uma região. Na agricultura o vento facilita as trocas de calor, de dióxido de carbono e do vapor d'água entre a atmosfera e a vegetação e, com os insetos, garante a perpetuação de muitas espécies vegetais através da polinização de suas flores. Entretanto quando sua velocidade é elevada pode trazer prejuízos significativos a vários setores da agricultura, da pecuária a da construção civil.

Para entender a origem e o mecanismo de formação do Vento Norte, consideramos um evento típico como representativo deste fenômeno. Foram utilizadas médias diárias da velocidade do vento, em baixos níveis, dispostas numa grade global com resolução de  $2,5^{\circ}$  lat X  $2,5^{\circ}$  lon, pertencente ao conjunto de dados de Reanálises do *National Centers for Environment Prediction/National Center for Atmospheric Research* (NCEP/NCAR) no período de 01 de agosto de 2004 a 07 de agosto de 2004. As Figuras 1.2 e 1.4 são representativas das fases pré-frontal (onde verificamos o fenômeno do Vento Norte) e frontal (após a ocorrência do

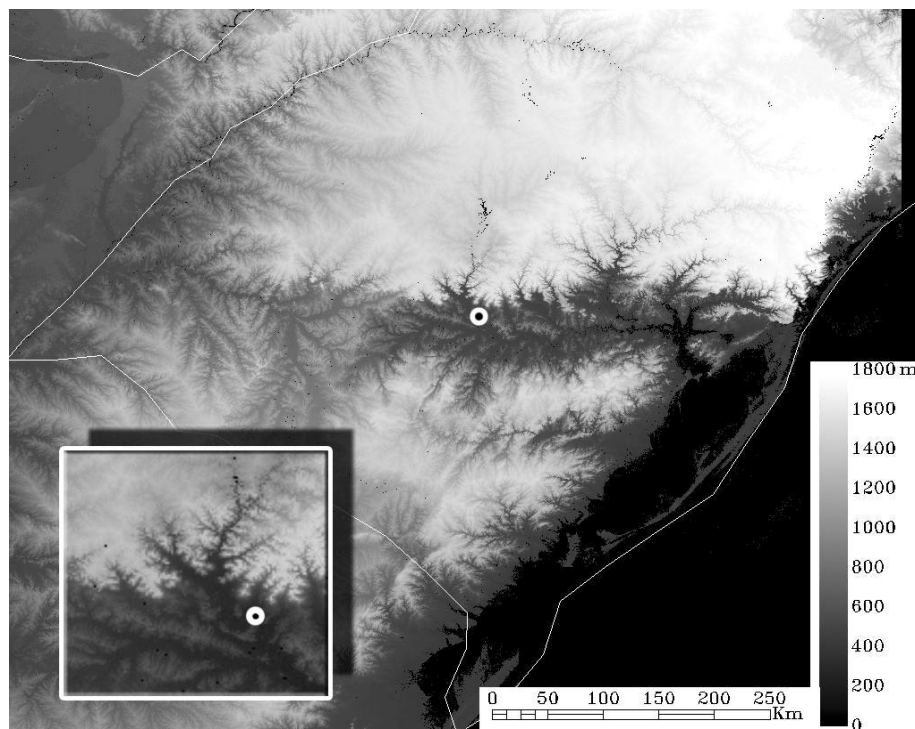
fenômeno) para este evento. Na Figura 1.2 podemos observar o domínio da Massa Tropical Atlântica sobre o Rio Grande do Sul, com predomínio do vento na direção norte sobre a região de estudo. Durante este período (3 dias) uma Frente Polar Atlântica ou mais conhecida como Frente Fria, desloca-se em direção ao Sul do Brasil. No Sudoeste da América do Sul um sistema de baixa pressão atua mantendo a região central em situação pré-frontal.

A expansão da Massa Tropical Atlântica pelo interior do continente, nas latitudes tropicais e subtropicais, garante a esta estrutura características continentais, tornando-as ainda mais quentes e menos úmidas, como pode ser observado na Figura 1.1. Essa massa de ar ao chegar ao Rio Grande do Sul depara-se com o Planalto que se estende no sentido E-W, com uma altitude de 500m, aproximadamente (Figura 1.3). Supõe-se que o relevo do Planalto condicione o comportamento do vento em função da sua disposição perpendicular em relação ao Vento Norte e devido, também, ao desnível da altitude de cerca de 400m em relação a altitude média no sopé do Planalto (100m). Ou seja, o Vento Norte, fluindo sobre o topo do Planalto, desde as regiões Centro-Oeste do Brasil, desce a escarpa, sofre compressão e, em conseqüência, se aquece segundo o gradiente adiabático seco e torna-se mais seco. Segundo Oke (1978) o gradiente adiabático seco é dado por ( $1^{\circ}\text{C}/100\text{m}$ ) e o ar torna-se mais seco por evaporação. Assim, o Vento Norte aumenta ainda mais sua velocidade com a descida, por efeito da gravidade. Sob essas condições, o Vento Norte local resultante ganha características ainda mais específicas, pois se torna mais forte, principalmente na cidade de Santa Maria, uma vez que se encontra no sopé da encosta do Planalto (Figura 1.3).

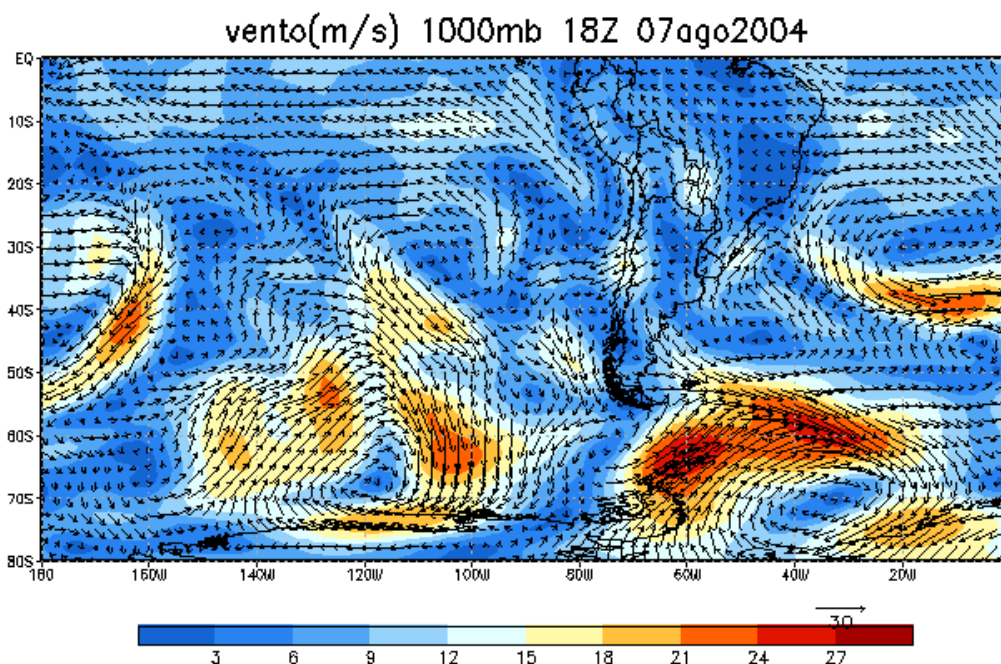
Na Figura 1.4 podemos observar a chegada da Frente Fria pelo Sul do estado e mudança da direção do vento, indicando o final do evento de Vento Norte.



**Figura 1.2** - Campo de vento ( $\text{ms}^{-1}$ ) em 1000mb para o dia 04ago2004, 12Z, representando a fase pré-frontal do evento de Vento Norte.



**Figura 1.3** – Mapa topográfico do Rio Grande do Sul. A escala cinza indica a altura do terreno em relação ao nível médio do mar. A localização da torre micrometeorológica utilizada neste estudo é indicada por um círculo. A escala espacial está na parte inferior da figura.



**Figura 1.4** - Campo de vento ( $\text{ms}^{-1}$ ) em 1000mb para o dia 07ago2004, 18Z, representando a fase frontal do evento de Vento Norte.

A dispersão de poluentes na atmosfera depende, basicamente, das condições meteorológicas que afetam este processo. Assim, o conhecimento das condições meteorológicas locais, neste caso específico o Vento Norte, e dos fenômenos que regem a atmosfera torna-se indispensável na adoção de medidas para diminuir a poluição.

Na investigação de problemas que envolvem poluição atmosférica é importante também o estudo do transporte e da dispersão destes poluentes. Assim, é fundamental que se entenda a física destes processos e, conseqüentemente, se possa desenvolver modelos matemáticos capazes de explicar os aspectos relevantes deste processo.

Descrever e entender os processos de transporte e dispersão de poluentes na atmosfera é uma atividade de grande importância na proteção da qualidade do ar. Contudo, estes procedimentos são extremamente complexos, uma vez que os escoamentos na Camada Limite Planetária são governados pela turbulência, cuja física ainda está longe de ser completamente compreendida. Considerando-se que os movimentos turbulentos são os responsáveis pelo processo de difusão dos poluentes na atmosfera, torna-se fundamental que se faça uma boa parametrização para o fenômeno de transporte turbulento e, como consequência, o desenvolvimento de modelos matemáticos capazes de explicar os aspectos relevantes deste processo.

O objetivo deste estudo é caracterizar micrometeorologicamente o Vento Norte e utilizar a teoria de difusão estatística de Taylor juntamente com um modelo para os espectros turbulentos em uma Camada Limite Planetária (CLP) dominada pela turbulência mecânica para avaliar os parâmetros estatísticos turbulentos associados a ele.

Importantes quantidades micrometeorológicas, tais como velocidade de atrito, taxa de dissipação turbulenta e frequências reduzidas do pico espectral foram medidas e empregadas para calcular as variâncias das velocidades turbulentas e escalas de tempo de decorrelação para as ocorrências de Vento Norte. Estes parâmetros turbulentos derivados do Vento Norte foram inseridos em um modelo estocástico de dispersão Lagrangeano para simular as concentrações medidas ao nível do solo no experimento clássico de Prairie-Grass sob condições de vento forte. As simulações realizadas neste estudo foram geradas pelo modelo de partículas Estocástico Lagrangeano LAMBDA.

Este estudo está estruturado em seis capítulos: no Capítulo 2 será apresentada uma descrição geral da Camada Limite Planetária, da Teoria de

Similaridade, dos espectros turbulentos e deriva-se o espectro de velocidade turbulento para a Camada Limite dominada pela turbulência mecânica.

Ainda no Capítulo 2 é apresentado o modelo de difusão estatístico de Taylor, bem como a derivação de parâmetros turbulentos e uma descrição geral de modelos de dispersão. No Capítulo 3 será apresentado o sítio experimental, obtenção e análise dos parâmetros micrometeorológicos obtidos experimentalmente associados ao fenômeno de Vento Norte e os resultados obtidos. No Capítulo seguinte apresenta-se a determinação e análise das curvas espectrais e dos parâmetros turbulentos obtidos experimentalmente dos eventos de Vento Norte, descritos no Capítulo 3. Em seguida, é apresentado o modelo espectral utilizado (Degrazia et al., 2000), as curvas espectrais e a escala temporal e de velocidade obtidas a partir do modelo. Além disso, é feita a comparação com os resultados obtidos a partir dos dados experimentais e finalmente uma avaliação do campo turbulento durante os eventos de Vento Norte. No Capítulo 6, é apresentado o teste da parametrização proposta, ou seja, a inserção dos parâmetros turbulentos derivados do Vento Norte em um modelo de dispersão estocástico Lagrangeano para simular as concentrações medidas ao nível do solo no experimento clássico de Prairie-Grass sob condições de vento forte, a aplicação dos índices estatísticos sobre os valores simulados, juntamente com os resultados obtidos. No Capítulo 7 são apresentadas as conclusões.



## **CAMADA LIMITE PLANETÁRIA**

### **2.1 Descrição e Estrutura da Camada Limite Planetária**

Seguindo Stull (1988) a Camada Limite Planetária (CLP) é a parte da troposfera que é diretamente influenciada pela presença da superfície da Terra e responde aos forçantes superficiais em escalas temporais de cerca de 1 hora ou menos. A altura desta camada é muito variável no tempo e espaço, desde dezenas de metros a alguns poucos quilômetros. A parte restante da troposfera é chamada de atmosfera livre.

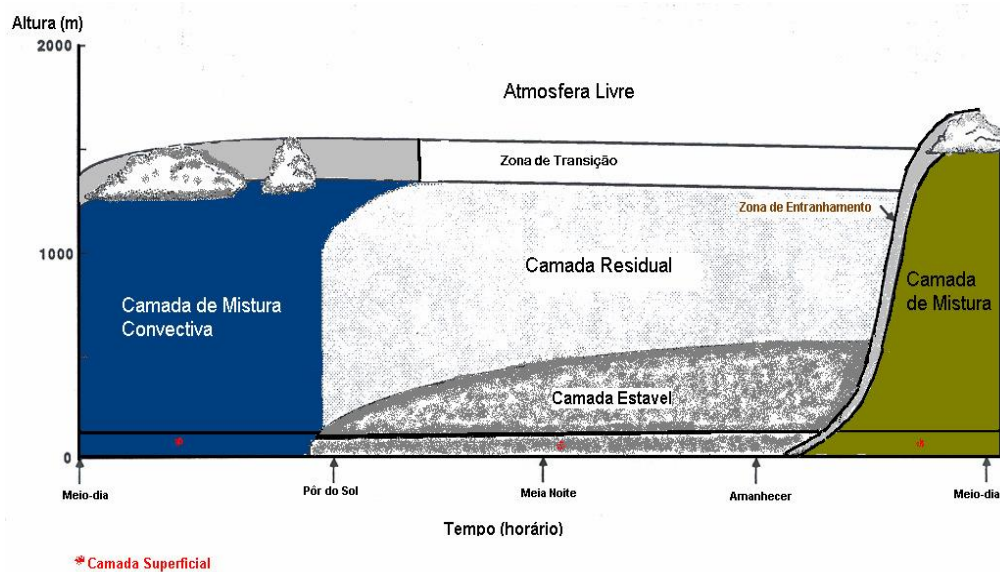
Na CLP o campo de vento pode ser dividido em três grandes categorias: ventos médios, ondas e turbulência, que podem existir separadas ou simultaneamente.

A ocorrência da turbulência próxima ao solo é uma das características que faz com que a CLP seja diferente do resto da atmosfera. Os movimentos verticais turbulentos podem ter duas origens: mecânica, devido à presença de cisalhamento provocado pelos ventos escoando sobre a superfície, e térmica, devido ao aquecimento da superfície terrestre (provoca o aparecimento de termas, que são parcelas de ar quente em ascensão). A turbulência permite que a camada limite responda rapidamente as variações dos forçantes de superfície.

A turbulência pode ser visualizada como uma superposição de turbilhões ou vórtices irregulares em movimento, cada um com certa energia. Uma de suas características é a cascata de energia, na qual os

vórtices mais energéticos transferem energia para vórtices menos energéticos até a dissipação viscosa. A transferência de energia de um vórtice para outro, de tamanho diferente, não ocorre de maneira linear. Este é um problema da Física Clássica ainda em aberto. As maiores escalas de turbilhões ou vórtices são da ordem da altura da camada limite.

A CLP apresenta uma estrutura em camadas, resultante de diferentes processos através dos quais a atmosfera interage com a superfície terrestre, ou seja, do ciclo de aquecimento diurno e resfriamento noturno. Esta estrutura está constituída por três regiões bem definidas, sendo elas: Camada Limite Convectiva (CLC), Camada Limite Estável (CLE) ou Noturna (CLN) e Camada Residual (CR), podendo ser vistas na Figura 2.1.



**Figura 2.1** – Estrutura da Camada Limite Planetária

*Fonte: adaptada de Stull, 1988.*

Ao amanhecer, inicia-se a formação da CLC, que é o resultado do aquecimento da superfície pela radiação solar. Esta região da atmosfera estende-se do solo ( $z \approx 0$ ) até uma base de inversão ( $z \approx z_i$ ) e é caracterizada pela instabilidade e presença de grandes vórtices turbulentos. Ao fim da

tarde, aproximadamente, esta camada está bem desenvolvida atingindo sua altura máxima. A turbulência na CLC é gerada, principalmente, através do fluxo de calor positivo, bem como pela fricção de cisalhamento. Deardorff (1979) propôs o modelo das três camadas para a CLC, sendo elas: superficial, de mistura e interfacial.

A Camada Superficial (CS) compreende as primeiras dezenas de metros (cerca de 10% da CLC). Esta camada é controlada por forte mistura e caracterizada pelo fato dos fluxos turbulentos serem aproximadamente constantes com a altura. A estrutura do vento nesta camada é principalmente determinada pela natureza da superfície e pelo gradiente vertical da temperatura.

Acima da CS e em situações de forte aquecimento sobre a terra, quando se instala uma convecção intensa, pode-se formar uma camada bastante homogênea através da qual a temperatura potencial e vento praticamente não variam. Essa camada é chamada Camada de Mistura (CM) e estende-se aproximadamente, até uma base de inversão térmica.

A camada interfacial (CI) ou de Entranhamento é uma camada onde ocorrem as trocas de calor e quantidade de movimento com a atmosfera livre (onde os efeitos do solo, como atrito e aquecimento, são desconsiderados). O limite superior desta camada não é bem definido. Ele depende da penetração dos vórtices turbulentos na atmosfera livre.

À medida que a noite avança, devido à ausência de aquecimento solar, que é o principal fator que gera a CLC, ocorre um resfriamento da superfície da Terra, provocando uma mudança das propriedades da atmosfera mais próxima a superfície. A camada gerada desta maneira é a Camada Limite Noturna ou Camada Limite Estável (CLE).

Na CLE ocorre um fluxo de calor negativo que extrai energia dos grandes vórtices, continuando a existir somente os pequenos. A turbulência

passa a ser gerada somente pelo cisalhamento do vento (efeito mecânico) e destruída pelo fluxo de calor negativo. Contudo, uma Camada de Mistura Residual, sobreposta a esta camada, pode persistir ainda até a manhã seguinte. A estrutura da CLE é muito limitada. Ela é formada por pequenos vórtices que agem localmente. Na literatura não há consenso sobre a melhor maneira para determinar a altura da CLE, mas o critério mais usado é a altura onde o gradiente de temperatura potencial virtual é nulo, ou aquele em que a turbulência cessou (Stull, 1988).

A partir da descrição acima realizada, observa-se que a turbulência está presente na maior parte do tempo, podendo-se dizer que é a principal característica da CLP. Porém, as equações que descrevem a turbulência têm como principal característica serem não-lineares e na forma estatística formam um sistema infinito, ocasionando um não fechamento de qualquer sub-sistema de equações e, assim impossibilitando a resolução analítica do problema. Faz-se necessário então, uma parametrização da turbulência, ou seja, a aplicação de hipóteses de fechamento adequadas ao sistema de equações, uso da análise dimensional e da teoria da similaridade.

### **2.1.1 Teoria de Similaridade**

A Teoria de Similaridade, segundo Stull (1988), baseia-se na organização de variáveis dentro de grupos adimensionais. A formação destes grupos adimensionais ocorre através de um procedimento de análise dimensional. A escolha apropriada das variáveis leva a relações funcionais entre os grupos, sendo estes, de caráter universal.

Deste processo resultam as relações de similaridade, que são usadas para determinar os perfis das variáveis médias e outras características

turbulentas da CLP, ambas em condições diabáticas, isto é, quando há troca de calor (Trombetti e Tagliazucca, 1994).

Entre diversas Teorias de Similaridade surgidas para o estudo da CLP, destaca-se a Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO).

Esta teoria surgiu em 1954 quando Monin e Obukhov apresentaram a hipótese de similaridade para fluxos turbulentos sobre superfícies uniformes, em condições de estratificação térmica e, esta teoria, passou a ser uma das grandes ferramentas teóricas para descrever a Camada Limite Superficial (CLS).

O fundamental da TSMO é que o campo médio e as propriedades da turbulência na CLS são considerados depender da altura ( $z$ ) e dos três parâmetros que controlam os fluxos, sendo eles: o empuxo  $g/T_0$ , os fluxos turbulentos de momentum e o fluxo turbulento de calor sensível superficial.

Estes fluxos definem as seguintes escalas:

A velocidade de atrito na superfície, definida pela seguinte equação

$$u_{*0} = \left( \overline{w'u'^2} + \overline{w'v'^2} \right)^{1/4} \quad (2.1)$$

onde  $\overline{w'u'}$  e  $\overline{w'v'}$  são os fluxos turbulentos de momentum na direção das componentes  $u$  e  $v$  do vetor velocidade do vento, respectivamente.

A temperatura escalar, definida pela expressão:

$$T_* = \frac{\left( \overline{w'\theta'} \right)_0}{u_{*0}} \quad (2.2)$$

onde  $\left( \overline{w'\theta'} \right)_0$  é o fluxo turbulento de calor sensível na superfície.

O comprimento de Monin-Obukhov, definido pela seguinte razão:

$$L = -\frac{\rho C_p u_{*0}^3}{\kappa (g/T_0) w \theta} \quad (2.3)$$

onde  $\kappa$  é a constante de von-Karman,  $g/T_0$  é o parâmetro de empuxo ( $g$  é a aceleração da gravidade e  $T_0$  é a temperatura média na superfície)  $C_p$  é o calor específico a pressão constante e  $\rho$  é a densidade do ar.

O comprimento de Monin-Obukhov, dado pela equação (2.3), é a altura da CLP onde os efeitos da turbulência mecânica se impõem sobre os efeitos da turbulência convectiva. Ele está relacionado com o fluxo de calor sensível, ou seja, é negativo em condições instáveis (fluxo de calor sensível positivo), tende para infinito em condições neutras (fluxo de calor sensível nulo) e positivo em condições estáveis (fluxo de calor sensível negativo).

A teoria de Monin-Obukhov (1954) sugere, para a CLS, importantes formas adimensionais para as Funções de Similaridades, sendo utilizado neste trabalho a forma adimensional de dissipação de energia cinética turbulenta, dada por

$$\phi_\varepsilon = \frac{\kappa z \varepsilon}{u_{*0}^3} \quad (2.4)$$

onde  $\varepsilon$  é a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta por unidade de tempo por unidade de massa de fluido, sendo que a ordem da magnitude de  $\varepsilon$  é determinada somente por quantidades que caracterizam os turbilhões que contem mais energia. Em regime neutro  $\phi_\varepsilon$  aproxima-se da unidade devido ao equilíbrio esperado entre os termos de produção mecânica da turbulência e de dissipação viscosa (Panofsky e Dutton, 1984).

## 2.2 Características espectrais da turbulência na Camada Limite Planetária

Escoamentos turbulentos como aqueles que ocorrem na camada limite atmosférica, pode ser visto como uma superposição de turbilhões— padrões coerentes de velocidade, vorticidade e pressão – com vários tipos de tamanhos.

Estes turbilhões interagem continuamente com o escoamento médio, a partir do qual eles derivam sua energia, e também interagem entre si. Os grandes turbilhões contêm a maior parte da energia cinética e são os responsáveis pela maioria do transporte na turbulência, através das instabilidades no escoamento de fundo. O forçante aleatório que provoca essas instabilidades é fornecido pela turbulência existente. Este processo é bem representado nos termos de produção da equação da Energia Cinética Turbulenta (ECT) descrita por:

$$\frac{De}{Dt} = \frac{\partial e}{\partial t} = \underbrace{-\overline{(w'u')}}_i \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \underbrace{\frac{g}{\theta} \overline{(w'\theta')}}_{ii} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \overline{(w'p')}}_{iii} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \overline{(w'e')}}_{iv} - \underbrace{\varepsilon}_{v} \quad (2.5)$$

onde  $p'$  é a flutuação de pressão,  $\rho$  a densidade do ar,  $g$  a aceleração da gravidade,  $\theta$  a temperatura potencial, e  $\varepsilon$  a taxa de dissipação da ECT por unidade de massa, e  $z$  a altura observacional.

Na equação (2.5), os dois primeiros termos à direita representam a taxa de produção mecânica e térmica da turbulência. O termo de produção mecânica (I) representa o fluxo de momentum turbulento na presença de cisalhamento do vento médio. Este termo resulta em uma contribuição

positiva para ECT, com sinal oposto ao fluxo de momentum. Deste modo, é uma fonte para a turbulência, enquanto que o termo de produção térmica (II) pode resultar em uma fonte ou sumidouro da turbulência. Este depende do sinal de  $\overline{w'\theta'}$ , sendo positivo (durante o dia) e negativo (durante à noite).

O terceiro e o quarto termo são termos de transporte que representam a ECT importada ou exportada pela própria turbulência. O termo de correlação de pressão (III) descreve como a ECT é redistribuída por perturbações da pressão. O termo de transporte turbulento da ECT (IV) é a taxa em que a ECT é exportada ou importada devido as variáveis turbulentas de velocidade. Finalmente, o último termo (V), considerado como termo de dissipação viscosa, é a taxa em que a energia cinética é convertida em forma de calor. Os termos (I, II e IV) podem ser calculados diretamente.

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

Para entender a conversão de energia cinética média em energia cinética turbulenta, junto com a transferência desta energia dos turbilhões maiores para os turbilhões de escalas menores num processo denominado de “cascata”, e esta última conversão dos turbilhões menores para energia em forma de calor por viscosidade, deve-se isolar as diferentes escalas do movimento turbulento e analisar separadamente seu comportamento. O uso



do espectro de Fourier da turbulência é uma forma coerente de fazer isso. A representação espectral associada com cada escala de movimento, energia cinética, variância ou fluxo turbulento contribui para o todo e dá uma nova perspectiva sobre a estrutura da camada limite planetária.

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

### 2.2.1 Espectro de energia

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

$$Q_{ij}(\vec{x} + \vec{r}) = \overline{a_i(\vec{x})b_j(\vec{x} + \vec{r})} \quad (2.6)$$

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

$$R_{ij}(\vec{x}, \vec{r}) = \overline{u_i(\vec{x})u_j(\vec{x} + \vec{r})} \quad (2.7)$$

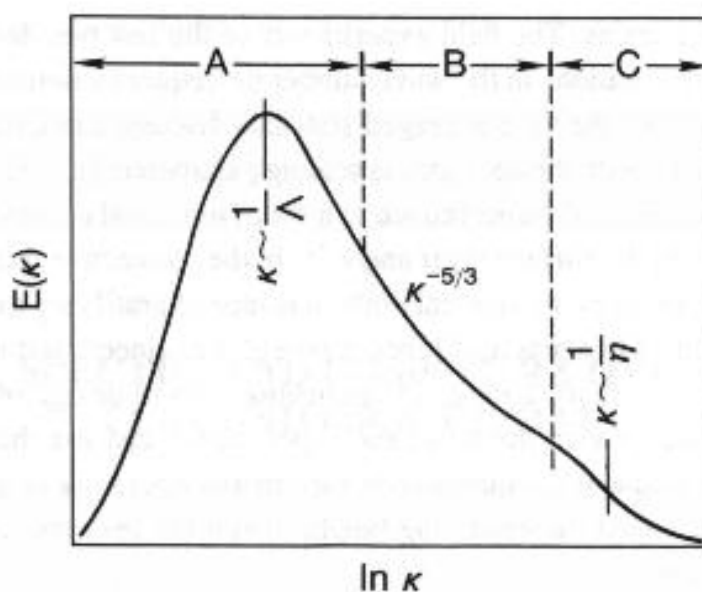
A transformada de Fourier de  $R_{ij}(\vec{x}, \vec{r})$  converte o tensor cross-covariância para um tensor espectro de dois pontos  $E_{ij}(\vec{x}, \vec{k})$ , onde

$\vec{k}$  representa o vetor número de onda.  $E_{ij}(\vec{x}, \vec{k})$  contém a informação completa de distribuições da variância e covariância da turbulência sobre o espaço de número de onda.

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

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

A forma geral do espectro de energia de uma turbulência bem desenvolvida é representada na Figura 2.2.



**Figura 2.2** – Espectro de energia na camada limite mostrando as regiões distintas de entrada de energia (A), subintervalo inercial (B) e a região de dissipação (C).

Fonte: Kaimal e Finnigan, 1994.

*A - Turbilhões contendo a energia principal:* Turbilhões que possuem a maior parcela da energia turbulenta total.

*B - Intervalo inercial:* neste intervalo os turbilhões não mudam a sua energia, porém a quantidade de energia transferida através dos turbilhões é grande. A dissipação é desprezível em confronto com o fluxo de energia transferido por efeitos inerciais.

*C - Intervalo de equilíbrio universal:* o caráter da turbulência, nestes números de onda, é inteiramente determinado pelo fluxo de energia e pela razão de dissipação “ $\varepsilon$ ”, onde  $\varepsilon$  é a dissipação média de energia por unidade de tempo e por unidade de massa do fluido. O fluxo de energia mais a dissipação são iguais à energia total fornecida para este intervalo. Da forma do espectro observa-se que esta energia é proveniente dos turbilhões que possuem o maior conteúdo de energia. Desta maneira, embora a dissipação seja provocada pela viscosidade, a ordem de magnitude de  $\varepsilon$  é determinada apenas por aquelas quantidades que caracterizam os turbilhões mais energéticos.

### **2.2.2 Teoria Clássica de Difusão de Taylor**

Considerando-se o artigo clássico de Taylor (Taylor, 1921) sobre difusão por movimentos contínuos, assume-se que a dispersão dos elementos de fluido no campo de escoamento turbulento é provocada pelas flutuações de velocidade do vento. Será usado o caso mais simples de dispersão em uma dimensão somente, onde  $X_i$  corresponde a direção arbitrária associada a componente  $i$  da velocidade do elemento de fluido

( $i = u, v, w$ ). Se o elemento de fluido deixa a origem no tempo  $t = 0$ , sua posição  $X_i$  em um tempo  $t$  é dada por

$$X_i(t) = \int_0^t v_i(t') dt' \quad (2.8)$$

Um coeficiente de difusão turbulento pode ser obtido multiplicando a expressão (2.8) por  $v_i(t)$

$$X_i(t)v_i(t) = X_i(t) \frac{dX_i}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} X_i^2 \right) = \int_0^t v_i(t)v_i(t') dt' \quad (2.9)$$

Fazendo uma média sobre o ensemble (isto é, considerando um número grande de elementos de fluido que partem em sucessão num tempo fixo  $t = 0$ ), obtém-se a seguinte expressão

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} \overline{X_i^2} \right) = \int_0^t \overline{v_i(t)v_i(t')} dt' \quad (2.10)$$

Na equação acima, ambos os lados tem dimensões de um coeficiente de difusão turbulento ( $\text{m}^2\text{s}^{-1}$ ).

A teoria de Taylor é aplicada na dispersão em um campo de turbulência homogêneo e estacionário, isto é, uma turbulência cujas propriedades estatísticas possuem a mesma estrutura em todas as partes do escoamento e as propriedades estatísticas das variáveis não mudam com o tempo. Assim, a função de correlação  $R_{Li}$  no integrando da equação (2.10) é uma função par da diferença de tempo  $\tau = t - t'$ . Para uma componente arbitrária da velocidade turbulenta, a forma da função  $R_{Li}(\tau)$  é dada por

$$R_{Li}(\tau) = \overline{v_i(t')v_i(t'+\tau)} = \overline{v_i^2} \rho_{Li}(\tau) \quad (2.11)$$

A equação (2.11) define a correlação entre a velocidade da partícula num tempo,  $v_i(t')$ , e num tempo subsequente,  $v_i(t'+\tau)$ . A forma adimensional da função  $\rho_{Li}(\tau)$  é chamada de coeficiente de correlação e satisfaz  $\rho_{Li}(0)=1$ . O índice  $L$  refere-se ao fato destas correlações serem Lagrangeanas e suas medições serem feitas seguindo o elemento de fluido enquanto este está sendo transportado ou levado pela turbulência.

A substituição da equação (2.11) na (2.12) resulta na expressão

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} \overline{X_i^2} \right) = \int_0^t R_{Li}(\tau) d\tau = \overline{v_i^2} \int_0^t \rho_{Li}(\tau) d\tau \quad (2.12)$$

A equação (2.12) pode ser integrada levando a

$$\overline{X_i^2} = 2\overline{v_i^2} \int_0^t \left( \int_0^{t'} \rho_{Li}(\tau) d\tau \right) dt' \quad (2.13)$$

A equação (2.10) pode ser escrita de maneira diferente fazendo uma integração por partes

$$\int_0^t dt' \int_0^{t'} \rho_{Li}(\tau) d\tau = t' \int_0^{t'} d\tau \rho_{Li}(\tau) \Big|_0^t - \int_0^t t' \rho_{Li}(t') dt' = t \int_0^t d\tau \rho_{Li}(\tau) - \int_0^t \tau \rho_{Li}(\tau) d\tau$$

Assim, a equação (2.13) ficará da seguinte forma

$$\overline{X_i^2} = 2\overline{v_i^2} \int_0^t (t - \tau) \rho_{Li}(\tau) d\tau \quad (2.14)$$

As expressões (2.12) e (2.13) caracterizam a dispersão turbulenta em termos da habilidade das partículas lembrarem de suas velocidades entre 0 e  $t$ . De fundamental interesse é o comportamento destas equações para grandes valores de  $t$ . Ao considerar-se períodos de tempo muito grandes, tais que  $t \gg t^*$ , onde  $t^*$  é o tempo para o qual  $\rho_{Li}(t^*) \approx 0$ , a relação (2.14) nos dá

$$\overline{X_i^2} = 2\overline{v_i^2} \left[ t \int_0^{t^*} \rho_{Li}(\tau) d\tau - \int_0^{t^*} \rho_{Li}(\tau) d\tau \right]$$

Para  $t \gg t^*$  o segundo termo do lado direito da equação acima será muito pequeno em relação ao primeiro e poderá ser desprezado. Então:

$$\overline{X_i^2} = 2\overline{v_i^2} t \int_0^{t^*} \rho_{Li}(\tau) d\tau \quad (2.15)$$

Para o valor constante da integral acima, pode-se escrever

$$T_{Li} = \int_0^{\infty} \rho_{Li}(\tau) d\tau \quad (2.16)$$

onde a escala de tempo integral Lagrangeana  $T_{Li}$  é usualmente considerada como uma medida de tempo durante o qual, na média, um elemento de fluido permanece em movimento numa dada direção (Hinze, 1975). Com a

definição de  $T_{Li}$ , para grandes tempos,  $t \gg t^*$ , a equação (2.15) pode ser escrita como

$$\overline{X_i^2} = 2\overline{v_i^2}tT_{Li} \quad (2.17)$$

Neste limite de tempo,  $\sqrt{\overline{X_i^2}}$  cresce parabolicamente com  $t$ , o que caracteriza um comportamento difusivo.

Para  $\tau \gg T_{Li}$ , o coeficiente de difusão turbulento em (2.12) pode ser aproximado por

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} \overline{X_i^2} \right) = \sigma_i^2 \int_0^\infty \rho_{Li}(\tau) d\tau = \sigma_i^2 T_{Li} \quad (2.18)$$

onde  $\sigma_i^2 \equiv \overline{v_i^2}$  é a variância de flutuação de velocidade. A relação (2.18) pode também ser escrita como

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} \overline{X_i^2} \right) = \sigma_i^2 l_{Li} \quad (2.19)$$

com

$$l_{Li} = \sigma_i T_{Li} \quad (2.20)$$

onde a escala de comprimento Lagrangeana ( $l_{Li}$ ) pode ser interpretada como uma escala espacial na qual a partícula se move somente numa direção. As equações (2.12) e (2.18) definem coeficientes de difusão turbulentos. O coeficiente de difusão turbulento (2.12) depende do tempo de viagem  $t$  desde a fonte. Assim, o coeficiente de difusão turbulento para

elementos de fluido emanando de uma fonte pontual contínua difere de (2.18) para a difusão da temperatura e vapor d'água no mesmo fluxo, uma vez que o último tem efetivamente uma fonte de área infinita na superfície. De fato, a equação (2.12) para grandes tempos de viagem é idêntica a equação (2.18) e, neste caso, o coeficiente de difusão turbulento é independente do tempo de viagem (ou distância) da fonte e é apenas uma função da turbulência (isto é, do comprimento dos grandes turbilhões e escalas de velocidade). O coeficiente de difusão turbulento (2.12) pode representar com precisão a difusão próxima à fonte em situações de vento fraco. Para isso, deve-se considerar coeficientes de difusão turbulentos como função não somente da turbulência mas também da distância da fonte (Arya, 1995).

Para tempos muito curtos ( $t \ll T_{Li}$ ),  $\sigma_{Li}(\tau) \approx 1$  e

$$\overline{X_i^2} = \overline{v_i^2} t^2 \quad (2.21)$$

a pluma do elemento de fluido cresce linearmente com o tempo.

Kampé de Fériet expressou a equação de Taylor na forma (2.14) a qual pode ser reescrita como

$$\overline{X_i^2} = 2\overline{v_i^2} T_{Li}^2 \int_0^{X/UT_{Li}} \left( \frac{X}{UT_{Li}} - \xi \right) \rho_{Li}(\xi) d\xi \quad (2.22)$$

onde  $U$  é a velocidade do vento médio,  $X$  é o deslocamento médio da partícula ( $X = Ut$ ) e  $\xi$  é a escala temporal ( $\tau/T_{Li}$ ).

Da equação (2.11) obtém-se a forma adimensional



$$\frac{\overline{X_i^2}}{2\overline{v_i^2}T_{Li}^2} = \int_0^{t/T_{Li}} \left( \frac{t}{T_{Li}} - \xi \right) \rho_{Li}(\xi) d\xi \quad (2.23)$$

A equação (2.23) fornece o deslocamento quadrático médio adimensional generalizado ( $\overline{X_i^2}$ ) como uma função temporal universal normalizada  $\frac{t}{T_{Li}}$  (Degrazia et al., 1991)

$$\frac{\overline{X_i^2}}{2\overline{v_i^2}T_{Li}^2} = g_i \left( \frac{t}{T_{Li}} \right) \quad (2.24)$$

É válido lembrar neste ponto que a equação (2.24) fornece a forma da função universal adimensional para a dispersão como já foi proposto por Draxler (1976). Observa-se também que o lado esquerdo da equação (2.24) está normalizado em termos da flutuação da variância da velocidade e de sua escala de tempo integral Lagrangeana. O lado direito da equação (2.24) representa a forma da função universal  $g_i \left( \frac{t}{T_{Li}} \right)$ . Nesta forma, o modelo de Taylor sugere que a determinação dos parâmetros  $\overline{X_i^2}$  são as quantidades lagrangeanas  $\overline{v_i^2}$  e  $T_{Li}$ .

A análise acima torna evidente a importância das variâncias das velocidades turbulentas e das escalas de tempo Lagrangeanas nos diferentes modelos de dispersão de contaminantes na CLP. Desta forma,  $\overline{v_i^2}$  e  $T_{Li}$  são parâmetros físicos que capturam e medem a capacidade dispersiva de um escoamento turbulento.

### **2.3 Dispersão Atmosférica na Camada Limite Planetária**

Na investigação de problemas que envolvem poluição atmosférica é importante o estudo do transporte e da dispersão destes poluentes. Assim, é fundamental que se entenda a física destes processos e, conseqüentemente, se possa desenvolver modelos matemáticos capazes de explicar os aspectos relevantes deste fenômeno.

Na CLP o transporte de qualquer quantidade física (por exemplo, calor e umidade) é controlado na horizontal pelo vento médio e na vertical pela turbulência. Este transporte na horizontal é conhecido como advecção e, na vertical, como difusão. Pode-se então dizer que, a alta capacidade dispersiva da atmosfera resulta de sua natureza turbulenta.

A dispersão de poluentes na atmosfera depende, basicamente, das condições meteorológicas que afetam este processo.

No caso da advecção ou transporte horizontal dos poluentes, que é controlada pelo vento médio, esta pode ser intensificada quando maior for a intensidade do vento. A direção inicial do transporte dos poluentes originados de uma fonte é determinada pela direção do vento medido no local da fonte. É importante também considerar os efeitos do terreno, ou seja, a complexidade da superfície, uma vez que esta não só ocasiona grandes mudanças na direção/velocidade do vento, mas também nos fluxos turbulentos, limitando a aplicação de modelos de dispersão. Os terrenos planos são aqueles sem nenhum tipo de elevação na vertical, ou com elevações que não influenciam significativamente o escoamento ao seu redor. Já os terrenos complexos são aqueles onde as elevações verticais são significativas a ponto de influenciar o escoamento atmosférico ao seu redor.

No caso do processo de dispersão, os movimentos turbulentos são os

responsáveis pela difusão dos poluentes na atmosfera, conforme já mencionado. A difusão é afetada não somente pela natureza da superfície, mas também pela altura da camada (quanto maior for a altura da camada, mais dispersos estão estes poluentes, e quando a altura da camada é baixa, ocorre o processo inverso) e pela estabilidade atmosférica, uma vez que esta determina a intensidade destes movimentos turbulentos.

### **2.3.1 Modelos matemáticos de dispersão de poluentes**

A modelagem da difusão turbulenta é um processo extremamente difícil. Ela deve ser capaz de simular os efeitos da turbulência para que possam ser obtidas previsões confiáveis da concentração contaminantes. Os modelos variam em grau de complexidade e podem ser classificados em duas principais classes, os Lagrangeanos e os Eulerianos.

No primeiro, formula-se um modelo de trajetórias para o movimento das partículas de fluido, considerando-se a física de transporte turbulento na CLP. O elemento ou partícula de um fluido é um pequeno volume de controle que viaja na velocidade local do meio fluido. A sua dimensão é grande quando comparada com as escalas moleculares e pequena em relação a menor escala de movimento, a microescala de Kolmogorov ( $\sim 10^{-3}$  m). As partículas movem-se seguindo os vórtices turbulentos, descrevendo trajetórias aleatórias.

Na modelagem Euleriana leva-se em consideração as propriedades macroscópicas do fluido em estudo. Esta descreve a variação local da concentração de um poluente, considerando pontos fixos no espaço, relativos ao sistema de referência. Nos Modelos Eulerianos o transporte turbulento é, geralmente simulado analiticamente ou numericamente

empregando-se a equação de difusão-advecção. Em aplicações acadêmicas e operacionais a equação de difusão-advecção emprega coeficientes de difusão turbulentos para reproduzir o campo de concentração de contaminantes.

Além disso, dentro dos modelos Eulerianos existe outra categoria que são os modelos Gaussianos. Estes consideram que a concentração do poluente assume uma distribuição normal, com pico de concentração ao longo da linha de centro da pluma, uma dispersão  $\sigma_y$  na direção horizontal e  $\sigma_z$  na direção vertical. Os modelos Gaussianos são baseados em uma fórmula simples que descreve um campo de concentração tridimensional gerado por uma fonte pontual elevada sob condições meteorológicas constantes. As condições de emissão também são consideradas como sendo constantes neste tipo de modelo (Moreira e Tirabassi, 2004). As várias versões dos modelos Gaussianos se diferenciam essencialmente pela técnica utilizada para calcular o desvio padrão em função da estabilidade atmosférica e da distância da fonte emissora.

### **2.3.1.1 Modelos Lagrangeanos**

As seções que seguem foram escritas seguindo os trabalhos de Roberti (2005) e Timm (2007).

Na aproximação Lagrangeana é descrito o movimento de um conjunto de partículas que seguem passivamente o escoamento. Estas partículas movem-se seguindo os vórtices turbulentos, descrevendo trajetórias aleatórias. A equação fundamental para a evolução espacial e temporal da concentração média de um contaminante em uma parcela de fluido,  $C(\vec{x}, t)$ , pode ser escrita como:

$$C(\vec{x}, t) = \int_0^t \int P\langle \vec{x}, t | \vec{x}_0, t_0 \rangle S(\vec{x}_0, t_0) d\vec{x}_0 dt_0 \quad (2.25)$$

onde  $C(\vec{x}, t)$  é a concentração média em  $\vec{x}$  no tempo  $t$ ,  $S(\vec{x}_0, t_0)$  é o termo de fonte (massa do poluente por unidade de volume e por unidade de tempo) e  $P\langle \vec{x}, t | \vec{x}_0, t_0 \rangle$  é a função densidade de probabilidade da parcela de fluido que está na posição  $\vec{x}_0$  no instante  $t_0$  vir a ocupar  $\vec{x}$  no instante  $t$ .

O parâmetro chave na equação acima é a função densidade de probabilidade (FDP)  $P\langle \vec{x}, t | \vec{x}_0, t_0 \rangle$ . A FDP pode ser estimada numericamente, mediante a determinação da trajetória de um conjunto suficientemente grande de partículas contidas no escoamento (Zannetti, 1990; Baldochi, 1992). A equação (2.25) representa uma descrição rigorosa dos processos de transporte e difusão expressa em uma notação probabilística. Uma forma de se estimar a trajetória das partículas em um escoamento turbulento é utilizando um modelo de partículas Lagrangeano ou um modelo estocástico Lagrangeano.

### 2.3.1.2 Modelos Estocásticos Lagrangeanos

Os modelos de dispersão estocásticos Lagrangeanos representam ferramentas computacionais poderosas para a discretização numérica de um sistema físico (Zannetti, 1990). Estes modelos são baseados na equação de Langevin (Wilson e Sawford, 1996; Van Dop, 1995), na qual o movimento das partículas em um escoamento turbulento é descrito de forma análoga ao movimento browniano, permitindo tratar a aceleração sofrida pela partícula,

em um escoamento turbulento, como a soma das acelerações do tipo determinística e aleatória. Os modelos de partículas usam um certo número de partículas computacionais (fictícias) para simular a dinâmica de um parâmetro físico selecionado. Estas partículas fictícias permitem compreender os processos físicos que atuam nas partículas reais.

Como descrito acima, os modelos estocásticos Lagrangeanos são baseados na equação de Langevin. A velocidade e a posição de cada partícula, em cada passo no tempo, são obtidas integrando-se numericamente as seguintes equações:

$$\frac{du_i}{dt} = -\alpha u_i + \beta \quad (2.26)$$

e

$$\frac{dx_i}{dt} = U_i + u_i \quad (2.27)$$

onde  $i=1,2,3$ ,  $x_i$  representa a posição das partículas,  $U_i$  é a velocidade média do vento,  $u_i$  é a flutuação da velocidade devido à turbulência e  $\alpha$  e  $\beta$  são os coeficientes de transporte e de difusão. O primeiro termo do lado direito da equação (2.26) é o termo determinístico, o qual representa a força de fricção exercida pelo escoamento das partículas, enquanto o segundo termo é o estocástico, o qual representa as acelerações aleatórias ocasionadas pelas flutuações de pressão sobre as partículas. Nestes modelos, duas quantidades físicas são importantes para o desempenho numérico das simulações de dispersão de poluentes: a variância da velocidade  $\sigma^2$  e a escala de tempo de decorrelação Lagrangeana  $T_l$  ou a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta  $\varepsilon$  e a constante de Kolmogorov  $C_0$ .

Os modelos estocásticos Lagrangeanos são capazes de descrever a dispersão de poluentes na CLP levando em conta as propriedades estatísticas do escoamento. Por exemplo, na CLP convectiva as características da turbulência refletem sua origem térmica. Nessa condição, fortes correntes térmicas ascendentes (*updrafts*) ocupam aproximadamente 40% da área horizontal da CLP, enquanto as correntes descendentes (*indrafts*), mais fracas, ocupam cerca de 60%. Isto resulta em uma distribuição de probabilidade de velocidade vertical assimétrica. Logo, um contaminante (liberado sem empuxo), emitido continuamente por uma fonte elevada, tem maior probabilidade de ser levado à superfície. No caso de uma fonte próxima à superfície, o poluente tem maior probabilidade de ser transportado para cima. Na CLP neutra ou estável os turbilhões são menores e a velocidade vertical tem uma distribuição de probabilidade Gaussiana.

Para simular a dispersão na CLP, a velocidade vertical do modelo estocástico Lagrangeano, descrita pela equação de Langevin, deverá possuir uma distribuição de probabilidade de velocidade vertical igual a do deslocamento. Desta forma, a solução da equação de Langevin deverá gerar uma distribuição de probabilidade assimétrica para as condições convectivas e uma simétrica para as condições estável e neutra. Esta propriedade dos modelos estocásticos Lagrangeanos é conhecida como condição de *well-mixed* ou de bem misturado.

A implementação dos modelos estocásticos Lagrangeanos permite levar em conta situações complexas, como, por exemplo, a presença de diferentes topografias ou não-homogeneidade do terreno, baixas velocidades do vento e variações espaciais e temporais dos campos meteorológicos. Além disso, esses modelos são capazes de simular a dispersão de poluentes originados de fontes de diferentes formas e

dimensões, isto é, fontes pontuais, linha ou área, assim como contínuas, variável no tempo e instantâneas.

### **2.3.2 Revisão de estudos da dispersão com modelos Lagrangeanos**

Muitos trabalhos na abordagem estocástica do processo de difusão em um fluido começaram no início do século XX por Einstein (1905 apud Pereira et al., 2001), Langevin (1908 apud Pereira et al., 2001) e outros. Einstein publicou a primeira explicação satisfatória do movimento Browniano considerando-o como um processo de caminho aleatório. Langevin introduziu a abordagem estocástica Lagrangeana considerando o movimento browniano como resultante da ação de forças aleatórias e de arraste sobre um conjunto de partículas imersas em um fluido em repouso. Taylor (1921) foi o primeiro a aplicar a abordagem estatística Lagrangeana para a dispersão turbulenta. Obukhov (1959) propôs uma descrição da evolução da posição e da velocidade de uma partícula através das respectivas funções densidade de probabilidade (FDP) descritas pela equação de Fokker-Planck. A partir da década de 70, considerável progresso foi feito na teoria e nas aplicações de modelos estocásticos Lagrangeanos para descrever a dispersão de poluentes na atmosfera. A seguir é apresentada uma breve revisão de alguns importantes trabalhos disponíveis na literatura.

Lamb (1978) desenvolveu um modelo numérico que utilizava a equação da difusão Lagrangeana para simular a dispersão de partículas não flutuantes liberadas, sem empuxo, a partir de uma fonte pontual elevada. Ele utilizou dados quantitativos fornecidos pelo modelo numérico de Deardorff (1974) para a turbulência na Camada Limite Convectiva (CLC).



Thomson (1987) comparou os vários critérios existentes para selecionar o caminho para modelar a difusão de escalares em um fluxo turbulento usando uma forma generalizada e não-linear da equação estocástica de Langevin para a velocidade da partícula. O principal critério é a condição de boa mistura ou *well-mixed*, se a distribuição das partículas de um contaminante é inicialmente uniforme, em um escoamento turbulento, permanecerá desta maneira. No entanto, a aproximação de Thomson (1987) não apresentava uma única solução para os escoamentos bidimensionais e tridimensionais.

Um modelo estatístico Lagrangeano (Monte Carlo) para a dispersão de poluentes foi apresentado por Brusasca et al. (1989). Neste tipo de modelo (também conhecido como modelo de partículas ou modelo de caminho aleatório) a difusão da pluma é simulada segundo uma estrutura Lagrangeana usando as trajetórias de um grande número de partículas cujo movimento é assumido de acordo com as estatísticas do vento Euleriano. No trabalho proposto pelos autores, o modelo, originalmente desenvolvido por Zannetti (1984), foi usado para simular a dispersão na atmosfera real na CLP, ou seja, nos casos de turbulência não-homogênea e estacionária. As variâncias da velocidade do vento  $\sigma_i^2$  e escalas de tempo Lagrangeana  $\tau_{Li}$  foram utilizadas de acordo com Hanna (1982), já que eram funções da altura. Os resultados numéricos obtidos foram verificados com os dados experimentais para os experimentos traçantes de Karlsruhe Nuclear Research Center (KNRC) (Thomas et al., 1983). O modelo foi aplicado ao problema de previsão da concentração ao nível do solo de dois diferentes traçantes liberados simultaneamente de duas alturas (160 e 195 m). Prevaleram condições instáveis e neutras durante os dois experimentos simulados. Os resultados obtidos para a concentração ao nível do solo foram comparados com simulações anteriores não Lagrangeanas. Das

comparações a simulação de Brusasca et al. (1989) forneceu melhor desempenho.

Ferrero et al. (1995) desenvolveram um modelo de partículas Lagrangeano tridimensional para a dispersão em terreno plano denominado LAMBDA. O modelo LAMBDA é baseado na forma tridimensional da equação de Langevin. Neste modelo características importantes do fluxo e campos turbulentos (tais como os perfis verticais da velocidade e direção do vento, desvios padrões e momentos de ordem mais alta da flutuação da velocidade do vento) podem ser incluídas, gerando simulações mais precisas sem consumir um tempo computacional excessivo. Os conjuntos de dados dos experimentos de Copenhagen (Gryning and Lyck, 1984) e Lillestrøm (Cuvelier, 1994) foram utilizados para testar o desempenho do modelo proposto. No experimento de Copenhagen condições de estabilidade neutra foram assumidas em todas as simulações, ainda que, em alguns casos, o valor do comprimento de Monin-Obukhov pareça corresponder a condições instáveis. Velocidades do vento a 10 e 115 m foram usadas para calcular o coeficiente para o perfil vertical do vento. Os perfis verticais dos desvios padrões do vento foram calculados de acordo com a parametrização de Hanna (1982), assim como as escalas de tempo Lagrangeanas. Já no segundo conjunto de dados considerados, o de Lillestrøm, condições estáveis ocorreram em todos os experimentos. Como no experimento anterior, foram usadas velocidades do vento a 10 e 36 m para calcular o coeficiente para o perfil vertical da velocidade e a parametrização de Hanna (1982) para obter os perfis verticais dos desvios padrões da velocidade do vento e das escalas de tempo Lagrangeanas. Os resultados das simulações foram comparados com os conjuntos de dados de Copenhagen e Lillestrøm demonstrando que o modelo LAMBDA produz resultados razoavelmente precisos. Nesta dissertação usaremos este modelo

para testar parametrizações da turbulência em diferentes condições de estabilidade. A seguir faremos uma breve revisão de algumas parametrizações da turbulência aplicada a modelos de dispersão Lagrangeanos.

### **2.3.3 Revisão de parametrizações da turbulência**

Ferrero e Anfossi (1998a) utilizaram seis modelos unidimensionais baseados na equação estatística resolvida pelo método de Ito. Quatro destes levaram em conta o momento de quarta ordem das flutuações da velocidade vertical, enquanto dois a terceira ordem do momento. Quatro modelos fizeram uso de uma FDP bi-Gaussiana e outros dois foram baseados em uma expansão em série Gram-Chalier truncada para a terceira e quarta ordem. Com relação ao momento de quarta ordem duas diferentes parametrizações foram utilizadas. Assim, o objetivo do estudo foi encontrar os modelos que fornecem maior confiabilidade na aplicação em estudos de dispersão e verificar a importância de considerar o momento de quarta ordem. Sendo que, os modelos testados por eles referem-se à turbulência não-homogênea e pode ser aplicado em qualquer condição de estabilidade. O desempenho dos modelos considerados foi comparado com os valores de concentração obtidos por Willis e Deardorff (1976, 1978 e 1981) no experimento de tanque de água na CLC. As principais conclusões encontradas por eles foram: os resultados das simulações dependem fortemente da parametrização da turbulência escolhida; a FDP Gram-Chalier forneceu a melhor concordância com as observações; algumas combinações de modelos e parametrizações da turbulência desenvolvem bem a forma da concentração ao nível do solo, mas reprovam em simular

corretamente a forma da pluma; no caso da FDP Gram-Chalier, o momento de quarta ordem reproduz a largura da pluma vertical melhor que o de terceira ordem, onde os dois esquemas produzem distribuições de concentrações ao nível do solo simular.

Durante anos, muitos modelos de dispersão estocásticos Lagrangeanos, baseados em Thomson (1987), foram desenvolvidos e testados com sucesso (Luhar e Britter, 1989; Weil, 1990; Rotach et al., 1996; Ferrero e Anfossi, 1997). Porém, um novo método para derivar as escalas de tempo de decorrelação Lagrangeanas ( $\tau_{Li}$ ) para a turbulência não-homogênea e a função estrutura da velocidade Lagrangeana ( $C_o$ ), importantes parâmetros de entrada nos modelos estocásticos Lagrangeanos, foi proposto por Degrazia et al. (1998). A parametrização proposta foi derivada a partir de propriedades espectrais e da teoria da difusão estatística de Taylor. A expressão para as escalas de tempo, derivada para a CLC, foi comparada aos estimados por Hanna (1981), produzindo boa concordância. Os valores da constante de Kolmogorov  $C_o$  e da constante do espectro de velocidade Lagrangeana  $B_i$  (teste adicional do modelo) foram avaliados para os espectros de velocidade Euleriana sob condições instáveis, juntos com as estimativas das escalas de tempo Lagrangeanas. A comparação entre os parâmetros Lagrangeanos e Eulerianos produziram valores que se encontram dentro da faixa de  $C_o$  selecionada para a CLC, de acordo com Rotach et al. (1996).

Franzese et al. (1999) consideraram o caso unidimensional da dispersão vertical na CLC assumindo que o campo turbulento é estacionário e homogêneo horizontalmente. Também assumiram que a evolução da velocidade e da posição de cada partícula é um processo de Markov, governado por uma equação diferencial estocástica. Eles propuseram uma parametrização simples para o termo da aceleração

determinística aproximando-a como uma função quadrática da velocidade. Cada uma das funções demonstrou representar a aceleração sob condições de velocidade moderada observada na CLC. Os coeficientes para a aceleração foram determinados em termos da estatística da turbulência dada pela integração direta da equação de Fokker-Planck. A vantagem desta aproximação foi que, diferente dos modelos estocásticos Lagrangeanos existentes para a CLC, o uso da estatística da turbulência de quarta ordem foi feita sem assumir nenhuma forma pré-definida para a FDP da velocidade. Os resultados de dispersão obtidos para o novo modelo foram comparados com dados de laboratório existentes e, ainda, com dados obtidos para um modelo Lagrangeano mais complexo baseado na FDP da velocidade bi-Gaussiana, demonstrando que o novo modelo desempenha bem a meta proposta.

Carvalho et al. (2002) utilizaram o modelo de partículas Lagrangeano LAMBDA (Ferrero et al., 1995; Ferrero e Anfossi, 1998 a, b) para estudar o transporte e a difusão de poluentes liberados em dois experimentos: Prairie Grass (Barad, 1958) e Copenhagen (Gryning e Lyck, 1984). Sendo que o principal objetivo deles foi testar uma nova parametrização que possa ser empregada para descrever o transporte turbulento de contaminantes liberados simultaneamente por fontes baixa e alta. No modelo LAMBDA, a parametrização da turbulência desenvolvida por Degrazia et al. (2000) foi considerada, a qual foi derivada a partir da teoria da difusão estatística de Taylor e de propriedades espectrais observadas. Esta parametrização da turbulência gera valores contínuos em todas as elevações e em todas as condições de estabilidade na CLP. Os resultados demonstraram que o modelo de partículas estocástico Lagrangeano LAMBDA, com a parametrização da turbulência proposta,

produz uma boa concordância das medidas de concentração ao nível do solo integrado lateralmente.

A equação de Langevin foi o primeiro exemplo de uma equação diferencial estocástica e é normalmente integrada de acordo com as regras do cálculo de Ito (Rodean, 1996). Algumas soluções especiais para a equação de Langevin foram apresentadas por Gardiner (1985) e Rodean (1996). Nesse sentido, Carvalho et al. (2005) apresentaram um método numérico alternativo para resolver a equação de Langevin aplicada a dispersão de poluentes em condições de turbulência não-homogênea. O modelo proposto por eles conduz a uma equação diferencial de primeira ordem, cuja solução é bem conhecida e determinada por um fator de integração. O esquema foi aplicado na equação de Langevin considerando a FDP Gram-Chalier da velocidade turbulenta e o processo de cálculo foi baseado em um esquema iterativo através do Método Iterativo de Picard. O Método Iterativo de Picard ou Método das Sucessivas Aproximações é um processo numérico que pode aproximar a solução de um valor do problema inicial. O método gera uma seqüência de funções através de uma fórmula recorrente, que converge para uma solução do valor de problema inicial. Simulações numéricas e comparações com dados de medida dos experimentos de Copenhagen (Gryning e Lyck, 1984) e Prairie Grass (Barad, 1958) foram realizadas demonstrando uma boa concordância entre valores observados e previstos.

O parâmetro de dispersão lateral  $\sigma_y$  é uma quantidade estatística de grande interesse tanto para os modelos de dispersão quanto para a derivação das relações fundamentais associadas ao estudo da turbulência. Deste modo, uma formulação alternativa para a taxa de dissipação turbulenta  $\varepsilon$  foi apresentada por Degrazia et al. (2005). O desenvolvimento desta consistiu de uma expansão binomial de uma relação algébrica para o

parâmetro de dispersão lateral  $\sigma_y$ , originada da concordância dos dados experimentais. A nova formulação permaneceu com a premissa física contida na formulação clássica, comumente usada, mas o coeficiente numérico aumentou por um fator de 50%. A nova expressão gerou valores para a taxa de dissipação que demonstraram uma boa concordância com aqueles previamente determinados na CLC. Além disso, foi realizada uma comparação estatística com os dados de concentração do experimento de Copenhagen (Gryning e Lyck, 1984). A partir da comparação foi demonstrado que a relação alternativa para a taxa de dissipação é aceitável em aplicações com modelos de dispersão estocásticos Lagrangeanos. Também foi obtido por Degrazia et al. (2005) uma nova forma para a função de autocorrelação. Os procedimentos que originaram a nova e a clássica formulação foram similares, somente começando de uma diferente expressão para  $\sigma_y$ . Portanto, eles demonstraram que não existe uma forma universal da taxa de dissipação, bem como uma forma exponencial da função de autocorrelação.

## Capítulo 3

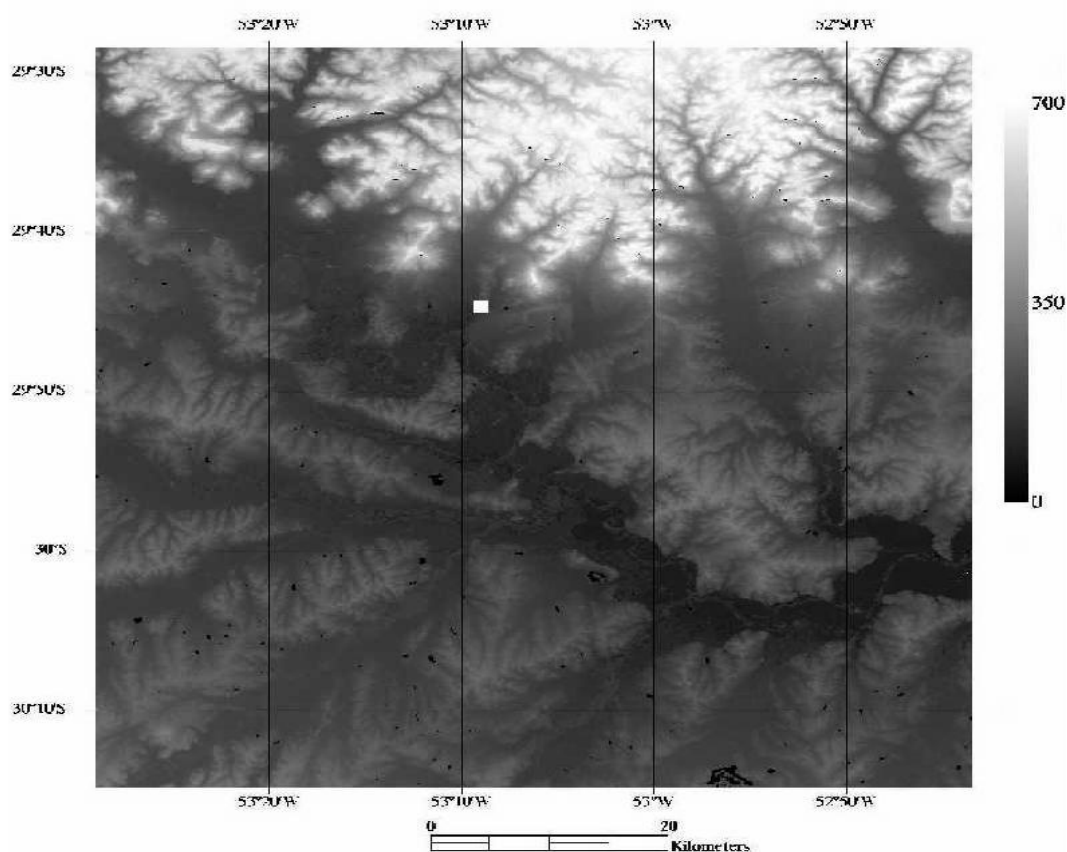
### PARÂMETROS MICROMETEOROLÓGICOS OBTIDOS EXPERIMENTALMENTE ASSOCIADOS AOS EVENTOS DE VENTO NORTE

Neste capítulo será apresentado o sítio experimental, as medidas e a análise dos parâmetros micrometeorológicos, associados ao fenômeno do Vento Norte.

#### 3.1 Parte experimental

Os parâmetros estatísticos micrometeorológicos associados ao fenômeno do vento norte foram medidos continuamente em um sítio experimental, localizado na região central do Rio Grande do Sul, em Paraíso do Sul (S 29°44'39,6'', W 53°8'59,8'). A torre micrometeorológica instalada neste sítio fez parte do projeto CT-HIDRO, que constituiu um estudo com o propósito de descrever fluxos turbulentos em diferentes superfícies envolvendo distintos ecossistemas. A torre foi localizada em um terreno plano, com colinas elevadas ao norte. A topografia da região pode ser vista na Figura 3.1.





**Figura 3.1** - Topografia da região de Paraíso do Sul. A escala cinza indica a altura. A localização da torre micrometeorológica utilizada neste estudo é indicada por um quadrado. A escala espacial está na parte inferior da figura

As medidas foram realizadas na Camada Limite Superficial, através de equipamentos (sensores) instalados na torre que pode ser vista na Figura 3.2. Estavam instalados na torre sensores de resposta rápida (frequência de amostragem de 10 Hz) e sensores de resposta lenta (frequência de amostragem de 1 Hz). Medidas da turbulência, componentes do balanço de radiação, temperatura do solo e conteúdo de umidade em cinco níveis, assim como medidas de temperatura, umidade relativa e pressão foram realizadas durante os anos de 2003 e 2004.



**Figura 3.2** – Torre micrometeorológica instalada no sítio experimental em Paraíso do Sul/RS.

A turbulência foi medida à 10m de altura por um anemômetro sônico 3-D Campbell (Figura 3.3). A partir dessas medidas, as velocidades ortogonais do vento e a flutuação da temperatura são computadas.



**Figura 3.3** – Anemômetro Sônico Tridimensional da torre micrometeorológica.

### **3.2 Tratamento dos dados e resultados obtidos**

Os dados usados neste estudo são de sete casos de Vento Norte que ocorreram nos meses de Maio, Julho e Agosto de 2004. Porém, é importante ressaltar que cada caso de vento norte tem um período de duração de aproximadamente quatro dias. Os parâmetros micrometeorológicos que precisam da estimativa estatística da turbulência foram determinados usando janelas de 30 min de dados (Moraes *et al.*, 2005). As janelas são centradas em um determinado ponto dos dados e avança com passos de tempo de 3 min para cada série. Antes das análises, os vetores individuais de vento

foram rotados na direção do vento médio de modo que  $\bar{v} = \bar{w} = 0$ . Em uma segunda fase, os valores médios diários da velocidade do vento e temperatura, parâmetros da camada superficial ( $u_{*0}, \overline{w'\theta'}, L$ ) e desvios padrões da velocidade turbulenta ( $\sigma_i = \sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$ ) (descrição no capítulo 4), foram calculados. A escala de velocidade  $u_{*0}$  foi obtida pela expressão (2.1) e  $L$  pela expressão (2.3), apresentadas no capítulo 2. Uma análise da qualidade dos dados foi aplicada para encontrar erros e/ou partes perdidas nos dados.

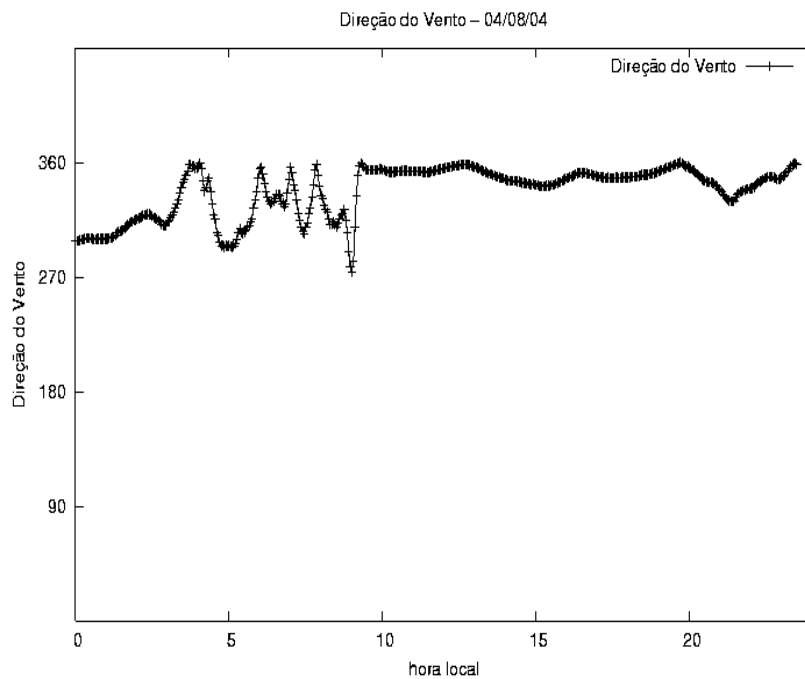
Na Tabela 3.1 são apresentadas as quantidades médias diárias, isto é, da velocidade do vento ( $U$ ) e da temperatura ( $T$ ) e os parâmetros estatísticos turbulentos ( $u_{*0}, \overline{w'\theta'}, L$ ), onde  $u_{*0}$  é a velocidade de atrito na superfície, para os sete casos de vento norte. Estas magnitudes representam valores médios, calculados considerando todos os eventos de Vento Norte com média de velocidade do vento superior a  $6\text{ms}^{-1}$ . Os valores dos distintos parâmetros na Tabela 3.1 caracterizam uma CLP dominada pela turbulência mecânica.

**Tabela 3.1** – Quantidades médias ( $U$ ,  $T$ ) e parâmetros estatísticos turbulentos ( $u_{*0}, \overline{w'\theta'}, L$ ) para os 7 casos de vento norte.

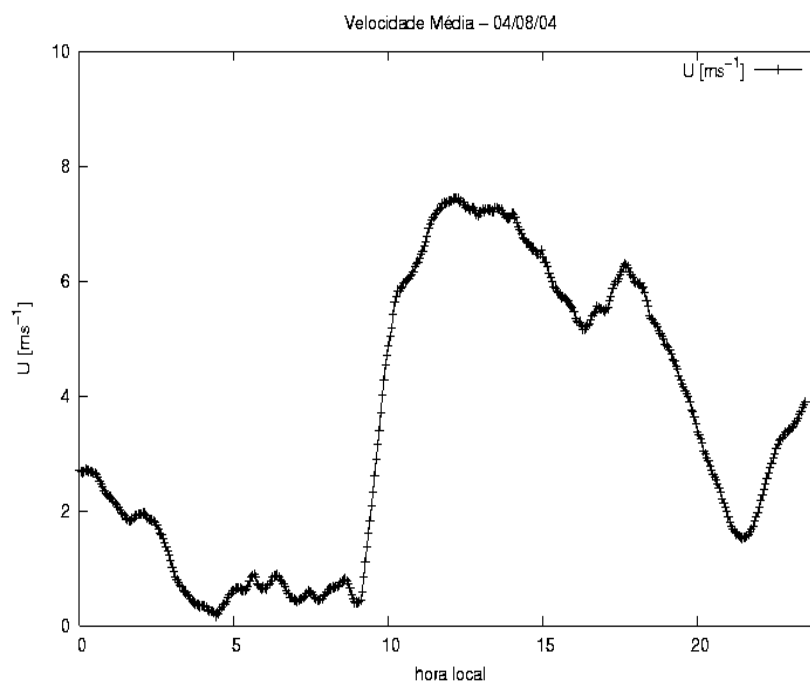
$U(\text{ms}^{-1})$	$T(^{\circ}\text{C})$	$u_{*0} (\text{ms}^{-1})$	$\overline{w'\theta'} (\text{Wm}^{-2})$	$L (\text{m})$
7,24	24	0,61	-64,09	197,25

Segue a apresentação e análise de um dia típico de vento norte, o dia 04/08/04. Este dia foi marcado por uma magnitude de vento intensa (Figura 3.5) e para este caso a direção norte ficou bem evidenciada (Figura 3.4). Observa-se que durante todo dia o vento soprou em uma direção norte fixa

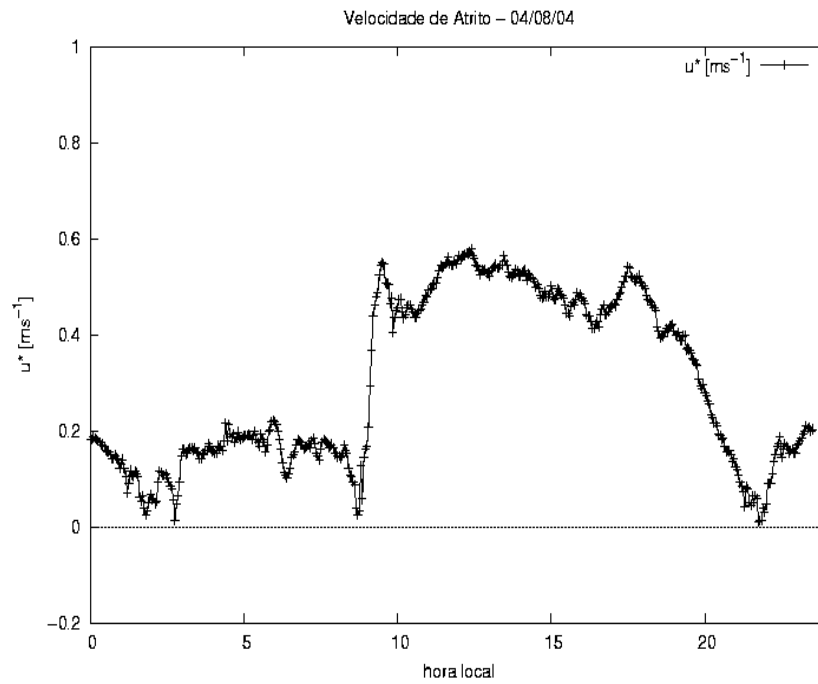
com uma velocidade intensa, da ordem de  $6\text{ms}^{-1}$  (Figura 3.5), transportando para a região uma massa de ar caracterizada por uma temperatura elevada (Figura 3.8). Observando-se a Figura 3.7 percebe-se que o fluxo de calor turbulento gerado pela turbulência mecânica é negativo para todo o período diurno. Normalmente, este comportamento do fluxo de calor identifica uma CLE. Porém, na presença do vento norte ocorre uma situação semelhante, caracterizada por um calor turbulento negativo em condições diurnas. A forte mistura vertical provocada pelo cisalhamento do vento transporta energia de cima para baixo e contribui nas elevações de temperatura quando o vento torna-se fixo na direção norte. Essa manutenção da temperatura elevada pode ser explicada pelo processo de advecção provocado pelo vento norte. A magnitude da velocidade de atrito apresentou valores bem maiores no período diurno do que no período da madrugada (Figura 3.6). Isto é uma consequência da mistura turbulenta vertical provocada pela velocidade associada ao fenômeno do vento norte. Observa-se nas Figuras 3.9 e 3.10 um aumento da pressão atmosférica seguindo de um declínio gradativo e um acentuado declínio da umidade relativa do ar, respectivamente, caracterizando a presença do sistema pré-frontal.



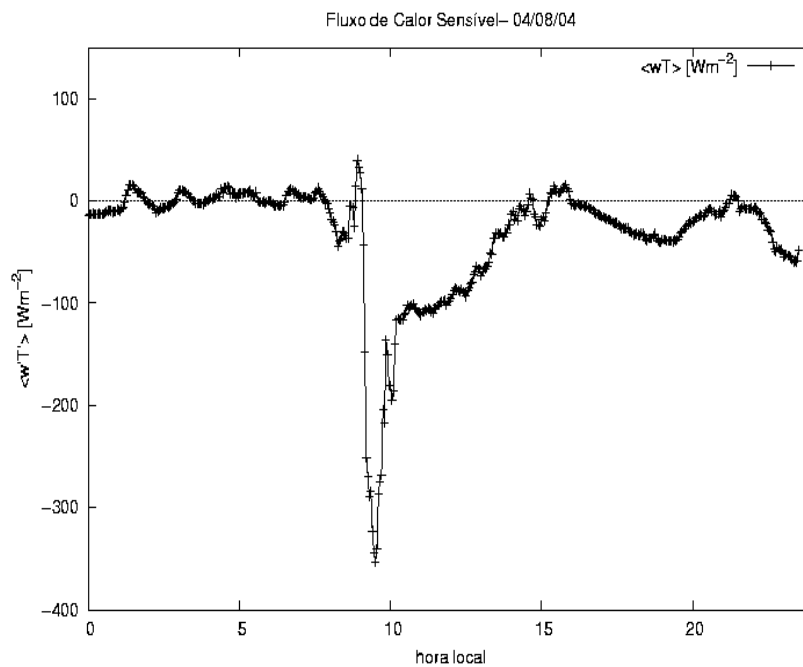
**Figura 3.4** - Variação diária da Direção do Vento - 04/08/2004.



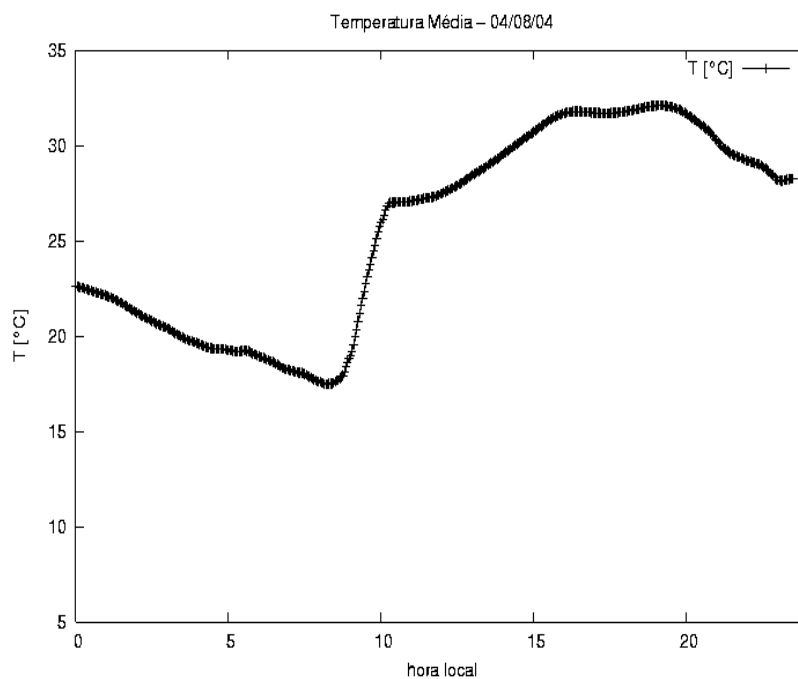
**Figura 3.5** - Variação diária da Velocidade Média do Vento-04/08/2004.



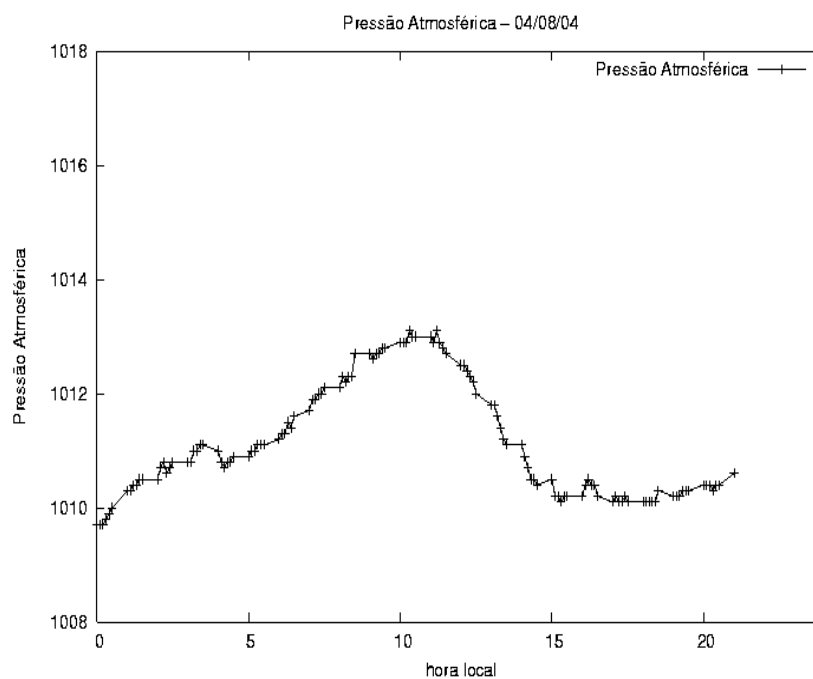
**Figura 3.6** - Variação diária da Velocidade de Atrito - 04/08/2004



**Figura 3.7** - Variação diária do Fluxo de Calor Sensível - 04/08/2004

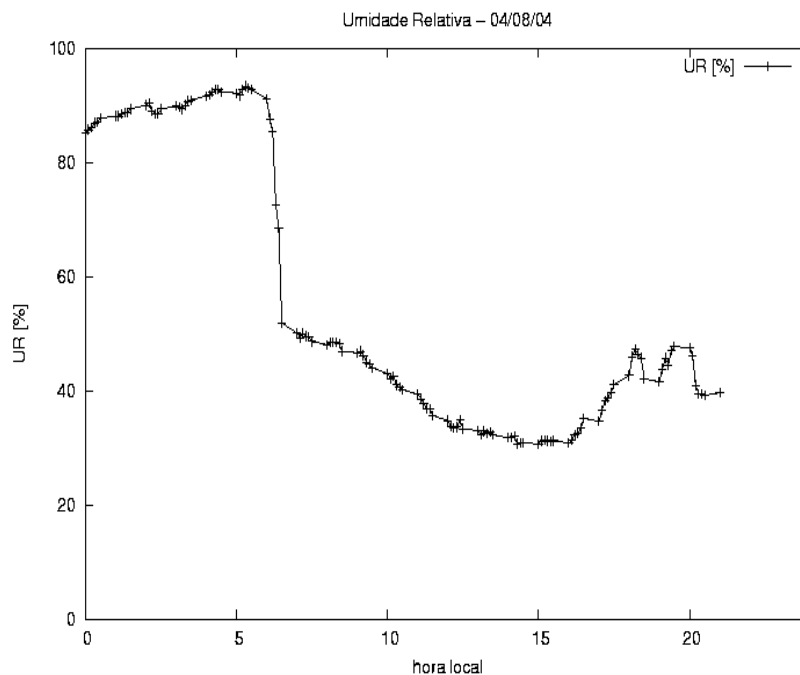


**Figura 3.8** - Variação diária da Temperatura Média - 04/08/2004



**Figura 3.9** - Variação diária da Pressão Atmosférica - 04/08/2004





**Figura 3.10** - Variação diária da Umidade Relativa - 04/08/2004

A análise experimental mostra que o fenômeno Vento Norte é caracterizado por uma turbulência contínua e bem desenvolvida. Como consequência, os parâmetros que descrevem este tipo de turbulência (por exemplo, o espectro de energia e a variância da velocidade do vento) podem ser determinados a partir de modelos matemáticos conhecidos aplicados à descrição de um campo turbulento. Assim, será utilizado neste estudo o modelo proposto por Degrazia *et al.* (2000) para caracterização do campo turbulento associado ao vento norte.

## Capítulo 4

### **ESPECTROS E PARÂMETROS ESTATÍSTICOS TURBULENTOS ASSOCIADOS AOS EVENTOS DE VENTO NORTE**

Uma das propostas da presente tese, seguindo Arbage *et al.* (2008), é utilizar a teoria de difusão estatística de Taylor, descrita no Capítulo 2, juntamente com um modelo para os espectros turbulentos em uma CLP dominada pela turbulência mecânica para avaliar o campo turbulento associado aos eventos de vento norte ocorrendo na região central do Rio Grande do Sul.

Neste sentido, apresenta-se neste capítulo a determinação e análise das curvas espectrais e dos parâmetros turbulentos obtidos experimentalmente dos eventos de Vento Norte, descritos no Capítulo 3. A seguir é apresentado o modelo espectral utilizado, isto é, o modelo proposto por Degrazia *et al.* (2000), as curvas espectrais e a escala temporal e de velocidade obtidas a partir do modelo, para posterior comparação com os resultados obtidos a partir dos dados experimentais e finalmente uma avaliação do campo turbulento durante os eventos de Vento Norte estudados.

#### 4.1 Espectros turbulentos para uma camada limite dominada pela turbulência mecânica

Sabe-se que a dispersão turbulenta na CLP é gerada por dois mecanismos de forçante distintos. O forçante térmico e o forçante mecânico. A turbulência de origem mecânica, que é associada a uma camada limite neutra, é gerada pelo cisalhamento do vento e é mais importante próxima ao solo. Nos eventos de vento norte, que são caracterizados por magnitudes da velocidade do vento elevadas, espera-se que a produção da turbulência provocada pelo cisalhamento do vento seja dominante. Desta forma, considera-se neste estudo que durante a presença do Vento Norte a CLS é aproximadamente neutra.

O espectro de velocidade unidimensional mecânico pode se escrito como

$$\frac{nS_i(n)}{u_*^2} = \frac{Af^\gamma}{[1 + Bf^\alpha]} \quad (4.1)$$

onde  $u_*$  é a velocidade de atrito local.

Numa CLP dominada pela turbulência mecânica, o subintervalo inercial para o espectro de velocidade turbulento é dado pela expressão

$$\frac{nS_i(n)}{u_*^2} = c_i \phi_\varepsilon^{2/3} f^{-2/3} \quad (4.2)$$

onde  $\phi_\varepsilon$  é dada pela expressão (2.4).

O comportamento assintótico da expressão (4.1) para grandes frequências terá a seguinte forma

$$\frac{nS_i^E(n)}{u_*^2} = Af^{\gamma-\alpha\beta} B^\beta \quad (4.3)$$

resultando das expressões (4.2) e (4.3) as seguintes condições

$$\gamma - \alpha\beta = -\frac{2}{3} \quad (4.4)$$

e

$$A = c_i B^\beta \phi_\varepsilon^{2/3} \quad (4.5)$$

Supondo que a posição observada  $[(f_m)_i]^\alpha$  da frequência do pico espectral mecânico esteja concordando com o máximo da expressão (4.1) teremos

$$B = \frac{1,5\gamma}{[(f_m)_i]^\alpha} \quad (4.6)$$

Agora, substituindo as expressões (4.5) e (4.6) no espectro unidimensional mecânico da expressão (4.1) resultará:

$$\frac{nS_i(n)}{u_*^2} = \frac{c_i \phi_\varepsilon^{2/3} (1,5\gamma)^\beta f^\gamma}{\left(1 + \frac{1,5\gamma\alpha}{[(f_m)_i]^\alpha}\right)^\beta \{[(f_m)_i]^\alpha\}^\beta} \quad (4.7)$$

onde  $[(f_m)_i]^\alpha$  é a frequência reduzida do pico espectral neutro ou estável e  $S_i(n)$  representa o espectro turbulento unidimensional mecânico.

Para o espectro de velocidade Euleriano unidimensional em condições mecânicas (expressão (4.7)) escolhemos a forma espectral dada por Olesen *et al.* (1984). Para este caso  $\gamma = 1$ ,  $\alpha = \frac{5}{3}$  e  $\beta = 1$  na expressão (4.7) e, dessa forma ficaremos com a seguinte expressão

$$\frac{nS_i(n)}{u_*^2} = \frac{1,5c_i\phi_\varepsilon^{2/3}f}{\left(1 + \frac{1,5f^{5/3}}{[(f_m)_i]^{5/3}}\right) [(f_m)_i]^{5/3}} \quad (4.8)$$

## 4.2 Espectros e parâmetros turbulentos observados e o modelo espectral utilizado para os casos de vento norte

Nessa seção, são apresentadas curvas espectrais turbulentas para sete casos de vento norte, cujos valores médios das diferentes variáveis estão descritas na Tabela 3.2. O conjunto de dados empregado para gerar as curvas espectrais foi composto de 48 séries aproximadamente neutras. Cada série consistiu  $2^{15} = 32,768$  pontos ( $\approx 28$  minutos). Para a análise do espectro, é normalmente exigido tempos médios de 60-90 minutos (Kaimal e Finnigan, 1994), mas muitas vezes estes tempos não estão em concordância com a não-estacionariedade causada por variações diurnas. Os espectros obtidos da maneira citada acima têm posições claras para o pico de energia. Estas são indicações de uma adequada escolha para média de tempo e de que o critério de estacionariedade foi verificado. Os espectros foram calculados usando-se a técnica da transformada rápida de

Fourier e seguindo os passos sugeridos em Stull (1988). As estimativas espectrais são médias de blocos de 22 bandas de frequência não-sobrepostas (Kaimal *et al.*, 1983). Os espectros  $u$  (longitudinal),  $v$  (lateral) e  $w$  (vertical) foram normalizados por  $u_{*0}^2 \phi_\varepsilon^{2/3}$ . Este procedimento para normalizar as curvas espectrais tem sido utilizado na literatura (Kaimal e Finnigan, 1994; Kaimal, 1978). A taxa de dissipação de energia cinética turbulenta foi calculada pela expressão (2.4) apresentada no capítulo 2.

Na comparação de modelos espectrais com os espectros turbulentos de energia observados na camada superficial (Olesen *et al.*, 1984), os espectros neutros são plotados contra a frequência adimensional  $f = nz/U$  ( $n$  sendo a frequência cíclica,  $U$  a magnitude da velocidade do vento e  $z$  altura da observação), empregando-se uma escala logarítmica. Neste caso, os espectros são caracterizados por um decaimento nas baixas frequências de  $+1$ , e por um decaimento nas altas frequências de  $-2/3$  ( $f^{-2/3}$ : lei de Kolmogorov para o subintervalo inercial, isto é, a existência de uma região na qual a turbulência possui um regime de isotropia).

O modelo espectral proposto por Degrazia *et al.* (2000), utilizado neste trabalho, representando os espectros de velocidade eulerianos unidimensionais em condições neutras, é dado pela seguinte formulação

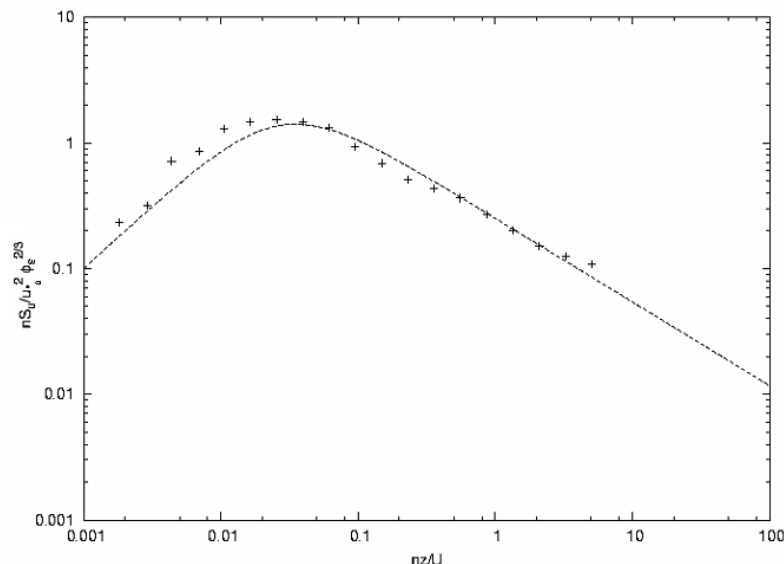
$$\frac{nS_i(n)}{u_*^2} = \frac{1,5c_i \phi_\varepsilon^{2/3} f}{\left(1 + \frac{1,5f^{5/3}}{[(f_m)_i]^{5/3}}\right) [(f_m)_i]^{5/3}} \quad (4.9)$$

onde  $i = u, v, w$ ,  $u_*^2 = u_{*0}^2 \left(1 - z/h\right)^{1,7}$  é a velocidade de atrito local,  $h$  é a profundidade da camada limite neutra e  $(f_m)_i$  é a frequência adimensional

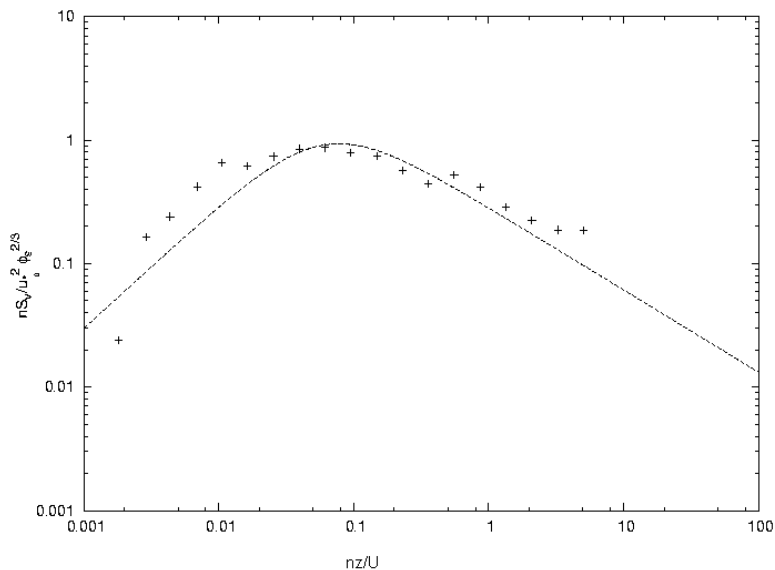
do pico espectral neutro e  $c_i = \alpha_i \alpha_u (2\pi\kappa)^{-2/3}$ ,  $\alpha_u = 0,5 \pm 0,05$  e  $\alpha_i = 1,4/3, 4/3$  para as componentes  $u, v$  e  $w$ , respectivamente (Champagne *et al.*, 1977; Sorbjan, 1989).

As Figuras 4.1, 4.2 e 4.3 apresentam, respectivamente, os espectros turbulentos da velocidade normalizados para as componentes  $u, v, w$ . Nestas Figuras, as cruces representam os espectros observados enquanto as linhas contínuas são obtidas a partir da expressão (4.9) derivada por Degrazia *et al.* (2000) e que representa um modelo para descrever espectros turbulentos medidos em uma CLP dominada pela turbulência mecânica.

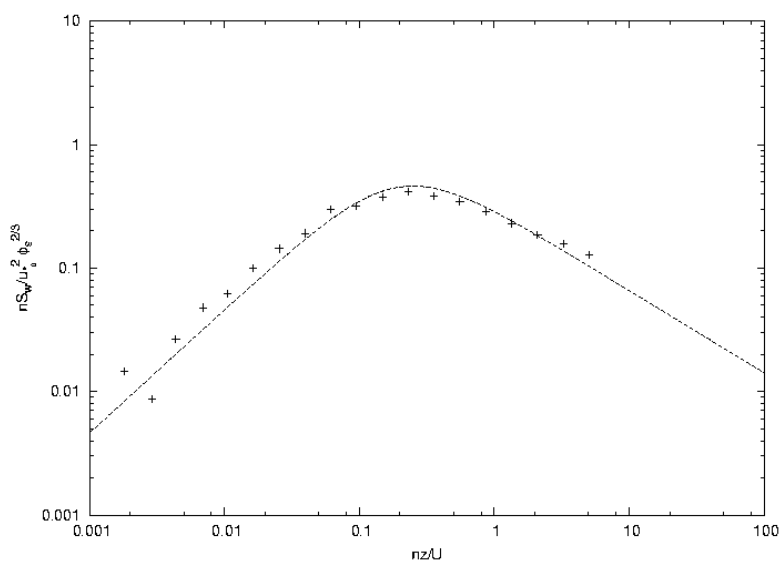
Pode-se observar que todos os espectros nas altas frequências seguem, aproximadamente, a lei de decaimento na potência  $-2/3$  como sugerida pela teoria de Kolmogorov. Além disso, o modelo dado pela expressão (4.9) se adapta bem aos espectros observados, principalmente na faixa de frequências que contém a maior energia.



**Figura 4.1** – Espectro da velocidade turbulenta horizontal do vento norte normalizado pela taxa de dissipação de energia cinética turbulenta e pela velocidade de fricção. A linha contínua representa a modelo espectral dado pela equação (4.9) e as cruces representam os espectros observados.



**Figura 4.2** – Espectro da velocidade turbulenta lateral do vento norte normalizado pela taxa de dissipação de energia cinética turbulenta e pela velocidade de fricção. A linha continua representa a modelo espectral dado pela equação (4.9) e as cruces representam os espectros observados.



**Figura 4.3** – Espectro da velocidade turbulenta vertical do vento norte normalizado pela taxa de dissipação de energia cinética turbulenta e pela velocidade de fricção. A linha continua representa a modelo espectral dado pela equação (4.9) e as cruces representam os espectros observados.



Para o caso neutro, os picos espectrais das frequências  $(f_m)_u$ ,  $(f_m)_v$  e  $(f_m)_w$  descrevem as características espaciais e temporais dos turbilhões que contem a maior energia e são expressos pela seguinte formulação (Stull, 1988; Degrazia *et al.*, 2000; Blackadar, 1962; Delage, 1974; Tennekes, 1982)

$$(f_m)_i = (f_m)_{0i} \left( 1 + 0.03a_i \frac{f_c z}{(u^*)_0} \right) \quad (4.10)$$

onde  $(f_m)_{0i}$  é a frequência do pico espectral na superfície,  $f_c = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  é o parâmetro de Coriolis, com  $a_u = 500$ ,  $a_v = 1094$ , e  $a_w = 3889$ . Para os eventos de vento norte, medidos neste estudo, o pico das frequências na superfície ocorreu no intervalo  $0,015 < (f_m)_{0u} < 0,060$ ;  $0,085 < (f_m)_{0v} < 0,30$ ;  $0,19 < (f_m)_{0w} < 0,70$  com valores médios de  $(f_m)_{0u} = 0,040$ ,  $(f_m)_{0v} = 0,10$  e  $(f_m)_{0w} = 0,33$ . Estes valores estimados do pico espectral das frequências estão em concordância com os valores obtidos a partir dos dados medidos nos experimentos de Kansas e Minnesota (Olesen *et al.*, 1984), sendo eles  $(f_m)_{0u} = 0,045$ ,  $(f_m)_{0v} = 0,16$  e  $(f_m)_{0w} = 0,33$ .

A grandeza estatística caracterizando os níveis de flutuação das velocidades turbulentas são as variâncias  $\sigma_u^2$ ,  $\sigma_v^2$  e  $\sigma_w^2$ . Estes parâmetros representam quantidades físicas que permitem estimar a intensidade da turbulência. Desta forma, eles são importantes na determinação da dispersão longitudinal, lateral e vertical de contaminantes. A partir dos espectros obtidos dos dados experimentais foram calculados os seguintes valores para o desvio padrão para cada componente de velocidade, isto é  $\sigma_u = 2,67u_{*0}$ ,  $\sigma_v = 1,95u_{*0}$  e  $\sigma_w = 1,39u_{*0}$ . Alguns resultados publicados para estas

quantidades, em situações de estabilidade em que a turbulência mecânica prevalece, são apresentados a seguir. Panofsky e Dutton (1984) sugerem  $\sigma_u = 2,40u_{*0}$ ,  $\sigma_v = 1,90u_{*0}$  e  $\sigma_w = 1,30u_{*0}$ . Do experimento de Kansas (Kaimal e Finnigan, 1994; Businger *et al.*, 1971; Wyngaard e Coté, 1971) resulta um valor igual a  $\sigma_w = 1,25u_{*0}$ . Os resultados obtidos para estas quantidades medidos no experimento em Candiota (Moraes, 2000) foram os seguintes  $\sigma_u = 2,78u_{*0}$ ,  $\sigma_v = 2,48u_{*0}$  e  $\sigma_w = 1,08u_{*0}$ . Monin e Yaglon (1971) sugeriram  $\sigma_u = 2,30u_{*0}$  e  $\sigma_v = 1,70u_{*0}$ . Por outro lado em um estudo realizado por Kaimal *et al.* (1976) resultou  $\sigma_u = 1,80u_{*0}$  e  $\sigma_v = 1,60u_{*0}$ . Comparando os valores obtidos para os desvios padrões, medidos durante os eventos de vento norte, nota-se que há uma boa concordância com os valores encontrados na literatura, quando a turbulência mecânica é dominante.

É importante observar que para calcular as variâncias de velocidade a partir dos espectros turbulentos observados é necessária a taxa adimensional da dissipação de energia cinética turbulenta  $\phi_\varepsilon$ . A taxa de dissipação de energia cinética turbulenta para cada série foi obtida a partir do subintervalo inercial dos espectros unidimensionais das flutuações na componente de velocidade vertical, usando a lei de Kolmogorov (Moraes, 2000). Conforme já citado no capítulo 2, para o caso de estabilidade neutra espera-se que  $\phi_\varepsilon$  aproxime-se da unidade devido ao equilíbrio entre os termos de produção mecânica da turbulência e de dissipação viscosa (Panofsky e Dutton, 1984). O resultado encontrado para os casos de vento norte de  $\phi_\varepsilon(z/L \rightarrow 0) = 1,1$  está em boa concordância com os resultados de Kansas (Kaimal *et al.*, 1972) bem como com as previsões teóricas (Panofsky e Dutton, 1984).

### 4.3 Determinação da escala de tempo de decorrelação Lagrangeana e da variância de velocidade para o fenômeno do vento norte

Baseado no modelo para os espectros de energia cinética turbulenta e na teoria de difusão estatística de Taylor (Degrazia *et al.*, 1998) são derivadas formulações para a escala de tempo de decorrelação Lagrangeana e para as variâncias de velocidade do vento de uma turbulência bem desenvolvida.

Para uma turbulência não-homogênea a escala de tempo de decorrelação pode ser expressa como:

$$T_{L_i} = \frac{\beta_i F_i^E(n \rightarrow 0)}{4} \quad (4.11)$$

onde  $\beta_i = 0,55 \frac{U}{\sigma_i}$  (Wandel e Kofoed-Hansen, 1962; Degrazia e Anfossi, 1998) é definido como a razão entre as escalas de tempo integral Lagrangeana e Euleriana e  $F_i^E(n \rightarrow 0) = \frac{S_i(n \rightarrow 0)}{\sigma_i^2}$  representa os espectros em que as altas frequências foram filtradas.

A integração analítica da equação (4.9) ao longo de todo o domínio de frequência fornece uma expressão para a variância da velocidade turbulenta, dada pela seguinte equação

$$\sigma_i^2 = \frac{2,32c_i \phi_\varepsilon^{2/3} u_*^2}{(f_m)_i^{2/3}} \quad (4.12)$$

que é empregada para normalizar o espectro turbulento. Com esta normalização o espectro pode ser escrito da seguinte maneira

$$F_i^E(n \rightarrow 0) = \frac{S_i(n \rightarrow 0)}{\sigma_i^2} = \frac{0,64z}{(f_m)_i U} \quad (4.13)$$

Em condições neutras, a escala de tempo de decorrelação local pode ser derivada das equações (4.11) e (4.13) como

$$T_{L_i} = 0,088 \frac{z}{\sigma_i (f_m)_i} \quad (4.14)$$

Portanto, as equações (4.12) e (4.14) podem ser usadas em um modelo de dispersão estocástico Lagrangeano para reproduzir as concentrações observadas de contaminantes liberados em um campo turbulento gerado pelo Vento Norte.

Como um teste para o atual modelo, podemos calcular com a equação (4.12) as variâncias das velocidades turbulentas para o Vento Norte. Deste modo, substituímos na equação (4.12)  $(f_m)_{0u} = 0,040$ ,  $(f_m)_{0v} = 0,10$ ,  $(f_m)_{0w} = 0,33$  e  $\phi_\varepsilon(z/L \rightarrow 0) = 1,1$ , para obter, respectivamente  $\sigma_u = 2,46u_*$ ,  $\sigma_v = 2,0u_*$  e  $\sigma_w = 1,38u_*$ . Comparando-se os valores dos desvios padrões da velocidade turbulenta obtidos a partir equação (4.12) e empregando os parâmetros turbulentos observados para os casos de vento norte, com aqueles extraídos das curvas espectrais observadas (seção 4.2), constata-se que a medida do desvio padrão da velocidade turbulenta pode ser bem reproduzida pela equação (4.12) derivada do modelo espectral dada pela equação (4.9). Portanto, com base nessa análise, as velocidades típicas,

escalas de comprimento e escalas temporais associadas à turbulência gerada pelo Vento Norte podem ser utilizadas usando as formulações dadas pelas equações (4.9), (4.12) e (4.14). Além disso, a partir das equações (4.10), (4.12) e (4.14) e utilizando  $(f_m)_{0w} = 0,33$ ,  $u_*^2 = u_{*0}^2 \left(1 - z/h\right)^{1,7}$  e  $\phi_\varepsilon(z/L \rightarrow 0) = 1,1$ , podemos derivar um coeficiente de difusão vertical ( $K_z$ ) para uma CLP dominada pela turbulência mecânica. Este coeficiente de difusão descreve a magnitude do transporte turbulento e pode ser escrito como

$$\frac{K_z}{u_{*0}h} \cong \frac{0,4 z/h(1 - z/h)^{0,85}}{\left[1 + 15 \frac{f_c z}{u_{*0}}\right]^{4/3}} \quad (4.15)$$

onde  $h$  pode ser estimado da seguinte expressão (Panofsky e Dutton, 1984; Garrat, 1992)

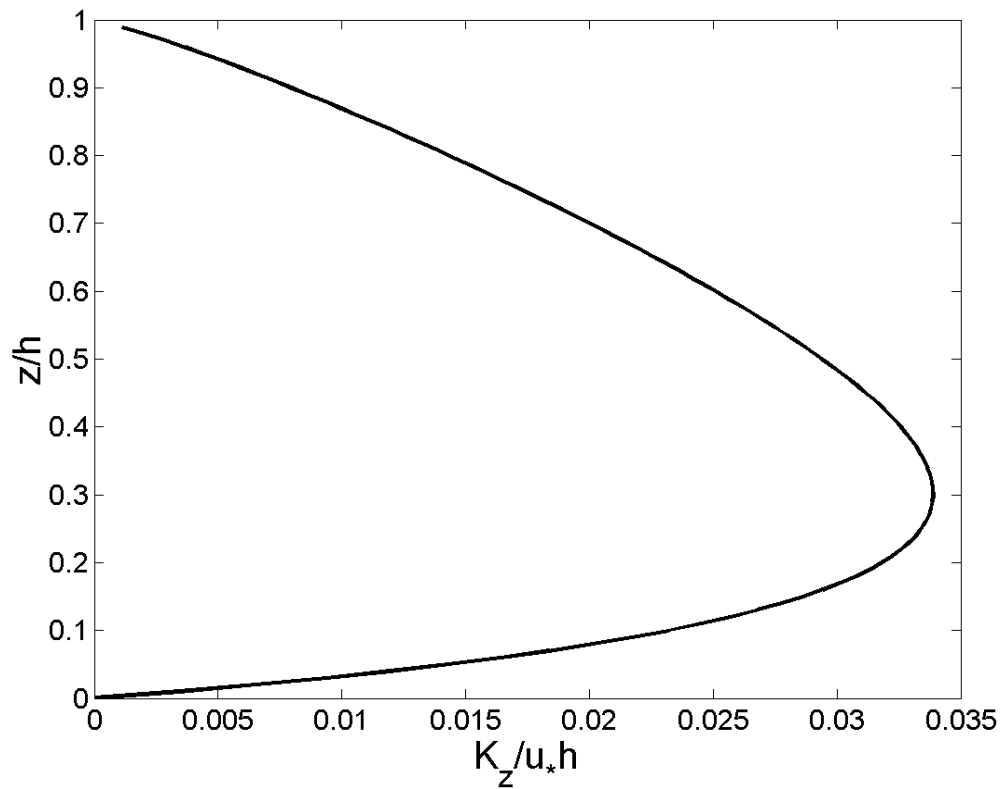
$$h = \frac{0,2u_{*0}}{|f_c|} \quad (4.16)$$

Portanto, a substituição da equação (4.16) na equação (4.15) resulta em

$$\frac{K_z}{u_{*0}h} \cong \frac{0,4 z/h(1 - z/h)^{0,85}}{\left[1 + 3,0 \frac{f_c z}{u_{*0}}\right]^{4/3}} \quad (4.17)$$

A Figura 4.4 mostra o perfil vertical do coeficiente de difusão calculado a partir da equação (4.17). Neste ponto, é importante ressaltar que o coeficiente de difusão neutro fornecido pela equação (4.17) apresenta um

perfil e magnitudes que estão de acordo com a formulação proposta por Garrat (1992).



**Figura 4.4** – Perfil vertical do coeficiente de difusão calculado com a equação (4.17).

## Capítulo 5

### TESTE DA PARAMETRIZAÇÃO PROPOSTA

Neste capítulo, os parâmetros turbulentos derivados do Vento Norte são empregados em um modelo de dispersão estocástico Lagrangeano para simular as concentrações medidas ao nível do solo no experimento clássico de Prairie-Grass. As simulações realizadas neste estudo foram geradas pelo modelo de partículas Estocástico Lagrangeano LAMBDA. Este modelo é baseado na equação de Langevin, cujos parâmetros são derivados através da resolução da equação de Fokker-Planck.

#### 5.1 Parâmetros testados e considerações sobre modelos de dispersão estocásticos Lagrangeanos

Neste capítulo, são testados os valores de  $\phi_\varepsilon$  e  $(f_m)_{0i}$  obtidos dos eventos de vento norte em um modelo de dispersão de contaminantes na CLP. Para isto, foi utilizado um modelo de dispersão estocástico Lagrangeano, empregando os valores de  $(f_m)_{0u} = 0,040$ ,  $(f_m)_{0v} = 0,10$  e  $(f_m)_{0w} = 0,33$  e  $\phi_\varepsilon = 1,1$  calculados com as equações (4.12) e (4.14), para simular o campo de concentração de contaminantes. Modelos de dispersão estocásticos Lagrangeanos são importantes ferramentas computacionais para a investigação do processo de dispersão atmosférica (Rodean, 1996).

Nestes modelos, os deslocamentos das partículas de fluido são produzidos por velocidades aleatórias e a evolução do movimento de uma partícula pode ser considerado como um processo de Markov (Wang e Uhlenbeck, 1945), em que passado e futuro são estatisticamente independentes quando o presente é conhecido. Este método é baseado na equação de Langevin, que é derivada da hipótese de que a velocidade turbulenta é dada pela combinação de um termo determinístico e um termo estocástico (Chandrasekhar, 1943). Cada partícula de fluido move-se levando em conta o transporte devido à velocidade média do vento e as flutuações turbulentas das componentes da velocidade do vento. A partir da distribuição espacial das partículas é possível determinar a concentração dos contaminantes.

As condições atmosféricas associadas a eventos de vento norte são caracterizadas pela intensa velocidade média do vento e, conseqüentemente, para estas situações, o cisalhamento do vento é dominante, gerando uma turbulência mecânica. Portanto, uma das principais peculiaridades da presente parametrização turbulenta, derivada a partir dos dados de vento norte, é que ela se aplica a situações de estabilidade próximas do caso neutro. A partir destes argumentos foram selecionados casos do experimento de difusão de Prairie Grass que possuíam magnitudes elevadas de velocidades médias do vento. Estes particulares experimentos, que em princípio ocorreram em uma CLP dominada pela turbulência mecânica, foram simulados empregando-se o modelo de difusão estocástico Lagrangeano LAMBDA.



## 5.2 Experimento de Prairie Grass

O experimento de Prairie Grass foi realizado em O' Neill, Nebraska, 1956 (Barad, 1958). O contaminante ( $\text{SO}_2$ ) foi emitido sem empuxo a uma altura de 0,5m, e foi coletado por amostradores em uma altura de 1,5 m em cinco distâncias na direção preferencial do vento (50, 100, 200, 400, 800). A região do experimento era plana com rugosidade de 0,6cm. Do conjunto do experimento de Prairie Grass foram selecionados treze casos em que a velocidade média do vento foi superior a  $6,0\text{ms}^{-1}$  e que apresentaram valores de  $u_{*0}$  foram superiores ou igual a  $0,4\text{ms}^{-1}$ . A Tabela 5.1 apresenta os valores dos parâmetros micrometeorológicos selecionados, que foram medidos durante o experimento. Os valores de  $U$  e  $(u_*)_0$  expressos na Tabela 5.1, representam valores característicos de uma CLP dominada pela turbulência mecânica (Garrat, 1992).

**Tabela 5.1** – Parâmetros meteorológicos e concentração integrada ao nível solo ( $C_y$ ) medidos durante o experimento de Prairie Grass. Concentrações observadas estão na primeira linha e as concentrações simuladas na segunda linha.

Run	$h$ (m)	$(u^*)_0$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$U_{10m}$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$Q$ ( $\text{gs}^{-1}$ )	50 m ( $\text{gm}^{-2}$ )	100 m ( $\text{gm}^{-2}$ )	200 m ( $\text{gm}^{-2}$ )	400 m ( $\text{gm}^{-2}$ )	800 m ( $\text{gm}^{-2}$ )
5	780	0,40	7,0	78	3,30	1,80	0,81	0,29	0,092
					3,40	1,82	0,84	0,39	0,19
9	550	0,48	8,4	92	3,70	2,20	1,00	0,41	0,13
					3,33	1,79	0,88	0,40	0,18
19	650	0,41	7,2	102	4,50	2,20	0,86	0,27	0,058
					4,24	2,19	1,07	0,50	0,28
20	710	0,63	11,3	102	3,40	1,80	0,85	0,34	0,13
					2,40	1,28	0,72	0,34	0,17
26	900	0,45	7,8	98	3,90	2,20	1,04	0,39	0,127
					3,82	2,04	1,09	0,51	0,23
27	1280	0,44	7,6	99	4,30	2,30	1,16	0,46	0,176
					3,85	2,13	1,00	0,50	0,25
30	1560	0,48	8,5	98	4,20	2,30	1,11	0,40	0,10
					3,57	1,93	0,90	0,41	0,24
43	600	0,40	6,1	99	5,00	2,40	1,09	0,37	0,12
					4,81	2,30	1,22	0,62	0,29
44	1450	0,42	7,2	101	4,50	2,30	1,09	0,43	0,14
					4,17	2,24	1,10	0,51	0,27
49	550	0,47	8,0	102	4,30	2,40	1,16	0,45	0,15
					3,68	1,86	1,03	0,48	0,25
50	750	0,46	8,0	103	4,20	2,30	0,91	0,39	0,11
					3,68	1,90	0,96	0,51	0,27
51	1880	0,47	8,0	102	4,70	2,40	1,00	0,38	0,084
					3,50	2,01	0,96	0,47	0,27
61	450	0,53	9,3	102	3,50	2,10	1,14	0,53	0,20
					3,10	1,67	0,84	0,45	0,21

### 5.3 Modelo de dispersão LAMBDA

A concentração de contaminantes medida nos experimentos do projeto Prairie Grass foi simulada pelo modelo de partícula Lagrangeano LAMBDA (Ferrero *et al.*, 1995 e Ferrero e Anfossi, 1998b). O modelo de dispersão LAMBDA baseia-se na equação generalizada de Langevin (Thomson, 1987), cujos coeficientes são obtidos pela resolução da equação de Fokker-Planck, e satisfaz a condição bem misturada. Na presente aplicação, o modelo LAMBDA utilizou uma função de densidade de probabilidade Gaussiana (FDP) sobre o plano horizontal e uma função de densidade de probabilidade Gram-Charlier, truncada na quarta ordem na direção vertical. Os dados disponíveis (ver Tabela 5.1) foram utilizados para criar um arquivo de entrada para as simulações. Os perfis dos desvios padrões do vento ( $\sigma_i$ ) e as escalas de tempo de decorrelação ( $T_{Li}$ ), que foram utilizados no modelo de dispersão LAMBDA, foram calculadas a partir das equações (4.12) e (4.14), com  $(f_m)_i$  dado pela equação (4.10), assumindo-se para uma CLP neutra  $(u_*^2) = (u_*^2)_0 (1 - z/h)^{1.7}$  (Wyngaard e Cote, 1974).

### 5.4 Resultados obtidos

Os resultados das simulações, empregando o modelo LAMBDA, são apresentados na Tabela 5.1. A performance do modelo é exibida na Tabela 5.2 e na Figura 5.1.

Os índices estatísticos estabelecendo o grau de concordância entre os resultados simulados pelo modelo LAMBDA quando confrontados com os

dados de concentração observados no projeto Prairie Grass, estão apresentados na Tabela 5.2.

A Tabela 5.2 mostra o resultado da análise estatística realizada a partir dos valores observados (no projeto Prairie Grass) e simulados (pelo modelo LAMBDA) da concentração integrada lateral ao nível do solo. Adicionalmente, a Tabela 5.2 apresenta uma comparação entre a parametrização turbulenta derivada dos casos de Vento Norte (presente estudo) com uma parametrização clássica proposta por Hanna e válida para condições de estabilidade neutra. Esta última parametrização foi escolhida para a comparação, porque ela é bem conhecida e amplamente usada na literatura. Os índices estatísticos na Tabela 5.2 são sugeridos por Hanna (1989):

❖ Erro quadrático médio normalizado

$$NMSE = \overline{(C_o - C_p)^2} / \overline{C_o C_p} \quad (5.1)$$

onde  $C$  é a quantidade analisada (concentração) e os índices "o" e "p" representam os valores observados e preditos, respectivamente.

O índice estatístico  $NMSE$  ( $0 < NMSE < 1$ ) representa o erro quadrático do quantidade prevista em relação a observada. Quanto mais próxima de zero menor é o erro e, conseqüentemente, melhor é o resultado.

❖ Erro fracional

$$FB = (\overline{C_o} - \overline{C_p}) / (0,5(\overline{C_o} + \overline{C_p})) \quad (5.2)$$

O índice estatístico  $FB$  ( $-2 \leq FB \leq 2$ ) indica se as quantidades médias preditas superestimam ou subestimam as quantidades médias observadas. Quanto mais próximo de zero forem os valores de  $FB$  melhores os resultados, pois menor é o erro.

❖ Desvio fracional padrão

$$FS = 2(\sigma_o - \sigma_p) / (\sigma_o + \sigma_p) \quad (5.3)$$

onde  $\sigma$  é o desvio padrão.

O índice estatístico  $FS$  ( $-2 \leq FS \leq 2$ ) indica a medida de comparação entre o espalhamento da pluma observada e prevista a comparação, isto é, mostra se a dispersão simulada em torno da concentração média é superestimada ou subestimada, ou ainda, se  $\sigma_p > \sigma_o$  o poluente simulado está mais disperso que o observado e vice-versa. Entretanto, esse parâmetro deve ser analisado com restrições, pois podem existir casos onde  $C_p = C_o$  e  $\sigma_p = \sigma_o$ . Quanto mais próximo de zero forem os valores de  $FS$  melhores os resultados.

❖ Coeficiente de Correlação

$$COR = \overline{(C_o - \overline{C_o})(C_p - \overline{C_p})} / \sigma_o \sigma_p \quad (5.4)$$

O índice estatístico  $COR$  ( $-1 \leq COR \leq 1$ ) mede a qualidade do ajuste à verdadeira reta, mediante a qual são relacionadas às concentrações  $C_o$  e

$C_p$ , ou ainda, o grau de relação linear existente entre elas. Quanto maior a qualidade do ajuste linear, mais próximo de +1 ou -1 estará o valor de  $COR$ . Não havendo uma relação linear entre  $C_o$  e  $C_p$ , tem-se  $COR=0$ . Se  $C_p = C_o$ , significa que as concentrações preditas estão perfeitamente relacionadas às concentrações observadas. Este índice também deve ser analisado com cuidado, uma vez que, pode ocorrer que  $C_p \neq C_o$  e  $COR=\pm 1$ . Quanto mais próximo de um for o valor do índice estatístico  $COR$  melhor é o resultado.

❖ Fator de dois

$$FA2 = 0,5 \leq C_o/C_p \leq 2 \quad (5.5)$$

O índice estatístico  $FA2$  ( $0 \leq FA2 \leq 1$ ) descreve o percentual de partículas que se encontram dentro de um erro de até 100%. Quanto mais próximo de um for o valor de  $FA2$ , melhor o resultado.

A Figura 5.1 mostra o diagrama de espalhamento entre os valores de concentrações integradas lateralmente ( $C_y$ ) simuladas e observadas para o conjunto de dados de Prairie Grass.

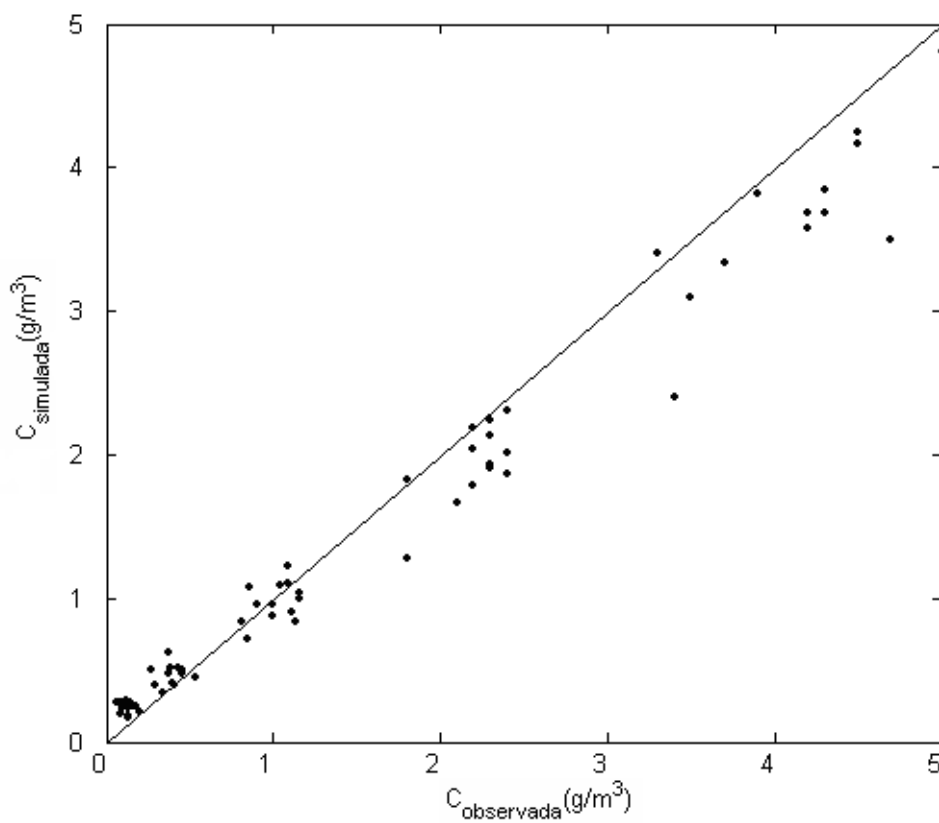
Analisando-se os índices estatísticos e o diagrama de espalhamento observa-se que o modelo LAMBDA, empregando a parametrização turbulenta derivada dos casos de vento norte, simula de um modo satisfatório os dados de concentração observados nos experimentos de difusão neutros de Prairie Grass. Além do mais, a simulação empregando os parâmetros turbulentos derivados do vento norte apresentam resultados

melhores ou comparáveis do que as simulações que utilizaram a parametrização clássica de Hanna.

A análise estatística revela que todos os índices são aceitáveis, com valores de *NMSE*, *FB* e *FS* relativamente próximos de zero e valores de *COR* e *FA2* são relativamente próximos de 1.

**Tabela 5.2** – Índices estatísticos de desempenho do modelo LAMBDA para o experimento de Prairie Grass obtidos através do modelo simulado e por Hanna (1982) somente para os experimentos com condição de estabilidade neutra (velocidade do vento maior que  $6\text{ms}^{-1}$ ).

	<i>NMSE</i>	<i>COR</i>	<i>FA2</i>	<i>FB</i>	<i>FS</i>
Modelo simulado	0,04	0,99	0,92	0,08	0,14
Hanna (1982)	0,40	0,95	0,78	0,41	0,39



**Figura 5.1** – Diagrama de espalhamento entre os valores da concentração integradas ao nível do solo ( $C_y$ ) simuladas e observadas para o conjunto de dados de Prairie Grass.



## Capítulo 6

### CONCLUSÕES

Neste estudo foi empregada a teoria de difusão estatística de Taylor, um modelo que descreve os espectros turbulentos observados e um modelo de dispersão estocástico Lagrangeano para investigar as características estatísticas turbulentas e as propriedades de difusão associadas ao fenômeno do Vento Norte. Este fenômeno consiste de um escoamento de ar quente que ocorre em escala regional, mais frequentemente no período do inverno, no Sul do Brasil. Este particular fenômeno meteorológico é caracterizado por valores elevados da magnitude do vento e gera uma camada limite atmosférica dominada principalmente pela turbulência mecânica. Os dados micrometeorológicos para sete casos de eventos de Vento Norte foram utilizados para gerar os espectros turbulentos unidimensionais de energia, os valores experimentais das frequências associadas aos máximos espectrais e as variâncias das velocidades turbulentas. Os valores medidos das variâncias e das frequências associadas aos picos espectrais apresentam uma boa concordância com os resultados da literatura. Deste modo, a análise dos dados observados indica que o processo de transporte na CLP gerada pelo Vento Norte é dominado pela turbulência mecânica.

Os picos espectrais das frequências e as variâncias de velocidade do vento descrevem as escalas temporais e espaciais dos turbilhões que contém a maior energia cinética turbulenta e, portanto, são importantes para os estudos de transporte turbulento na CLP. Então, para se obter uma

parametrização da turbulência, os espectros de energia dos eventos de Vento Norte foram comparados com um modelo espectral descrevendo a energia de uma turbulência bem desenvolvida gerada por forçantes mecânicos (Equação 4.9). A comparação mostra que os espectros de energia observados, principalmente na faixa de frequências que contém a maior energia, são bem representados pelas curvas geradas pelo modelo espectral. Como consequência deste resultado, as formulações para as variâncias da velocidade do vento (Equação 4.12), e as escalas de tempo de decorrelação local (Equação 4.14), expressas em termos das variáveis estatísticas observadas associadas aos casos de Vento Norte ( $\phi_\varepsilon$ ,  $(f_m)_{0i}$ ), tornam-se bem definidas e podem ser utilizadas como parâmetros físicos turbulentos em modelos de dispersão. A partir deste resultado, um coeficiente de difusão vertical pode ser derivado e comparado com um coeficiente de difusão obtido a partir da mecânica estatística não-extensiva. A presente análise mostra que os coeficientes de difusão comparados apresentam um perfil vertical semelhante na região onde o cisalhamento do vento é dominante.

A presente parametrização turbulenta, que representa a dispersão em uma CLP dominada pela condição mecânica ocorrida durante os casos de Vento Norte, foi avaliada e validada empregando-se dados de concentração de contaminantes obtidos experimentalmente. Particularmente, os resultados obtidos pelo modelo de partícula estocástico Lagrangeano LAMBDA, incorporando a parametrização turbulenta derivada das características estatísticas associadas ao Vento Norte, concordam com os dados de concentração experimental. Este resultado comprova que o modelo representa corretamente o processo de difusão em condições próximas ao neutro (uma CLP gerada por elevadas magnitudes da velocidade do vento). Além do mais, a análise empregando os dados de

concentração observados mostrou que os resultados simulados utilizando a parametrização turbulenta derivada dos dados de Vento Norte são melhores que os obtidos pela parametrização de Hanna.

Considerando-se a avaliação estatística e os argumentos expostos acima conclui-se que a parametrização turbulenta derivada dos dados de Vento Norte, quando empregada em um modelo de dispersão Lagrangeano, é adequada para simular (reproduzir concentrações observadas) a difusão de escalares passivos em uma CLP neutra caracterizada por intensas magnitudes da velocidade do vento.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ARBAGE, M.C.A.; DEGRAZIA, G.A.; ROBERTI, D.R.; ACEVEDO, O.C.; MORAES, O.L.L.; FERRAZ, S.T.; WELTER, G.S.; TIMM, A.U.; MOREIRA, V.S. Turbulent statistical characteristics associated to the north wind phenomenon in southern Brazil with application to turbulent diffusion, **PHYSICA A**, doi:10.1016/j.physa.2008.02.068, 2008.

ARYA, S.P. Modeling and parameterization of near-source diffusion in weak winds. **Journal of Applied Meteorology**, v. 34, p.1112-1121, 1995.

BALDOCHI, D.A. Lagrangian random walk model for simulating water vapor, CO<sub>2</sub> sensible heat densities and scalar profiles over and within a soybean canopy. **Boundary-Layer Meteorology**, v.61, p.113-144, 1992.

BARAD, M.L. **Project Prairie Grass: A Field program in diffusion.** – Geophys. Res. Paper N° 59 (II) TR-58-235 (II), Air Force Cambridge Research Centre, USA, 1958.

BLACKADAR, A.K. The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere, **Journal of Geophysical Research**, v.67, p.3095-3102, 1962.

BRUSASCA, G.; TINARELLI, G.; ANFOSSI, D. Comparison between the results of a Monte Carlo atmospheric diffusion model e tracer experiments. **Atmospheric Environment**, v.23, p.1263-1280, 1989.

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

CARVALHO, J.C.; NICHIMURA, E.R.; VILHENA, M.T.; MOREIRA, D.M.; DEGRAZIA, G.A. An iterative Langevin solution for contaminant dispersion simulation using the Gram-Chalier PDF. **Environmental Modelling & Software**, v.20, p.285-289, 2005.

CARVALHO, J.C. et al. Lagrangian stochastic dispersion modelling for the simulation of the release of contaminants from tall and low sources. **Meteorologische Zeitschrift**, v.11, p.89-97, 2002.

CHAMPAGNE, F.H.; FRIEHE, J.C.; LA RUE, J.C.; WYNGAARD, J.C. Flux measurements, flux estimation techniques and fine-scale turbulence measurements in the Unstable Surface Layer over land. **Journal of Atmospheric Science**, v.34, p.512-530, 1977.

CHANDRASEKHAR, S. Stochastic Problems in Physics and Astronomy. **Rev. Mod. Phys**, v.15, p. 1-89, 1943.

CUVILIER, C. (Editor) **Workshop on intercomparison of advanced practical short-range atmospheric dispersion models**, Mano, 1994, Joint Research Centre (European commission, Institute for Safety Technology), EUR 15603 EN.

DEARDORFF, J.W. Prediction of convective mixed-layer entrainment for realistic capping inversion structure. **Journal Atmospheric Science**, v.36, p.424-436, 1979.

DEARDORFF, J.W. Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v.7, p.81-106, 1974.

DEGRAZIA, G.A. et al. On the universality of the dissipation rate functional form and of the autocorrelation function exponential form. **Atmospheric Environment**, v. 39, p. 1917-1924, 2005.

DEGRAZIA, G.A.; ANFOSSI, D.; CAMPOS VELHO, H.F; FERRERO, E. Turbulence parameterization for PBL dispersion models in all stability conditions. **Atmospheric Environment**, v. 34, p. 3575-3583, 2000.

DEGRAZIA, G.A.; ANFOSSI, D. Estimation of the Kolmogorov constant  $C_0$  from classical statistical diffusion theory. **Atmospheric Environment**, v.32, p.3611-3614, 1998.

DEGRAZIA, G.A. et al. Estimation of Lagrangian parameters from a diffusion experiment. **IL Nuovo Cimento**, v.14, p.615-621, 1991.

DELAGE, Y. A numerical study of the nocturnal Atmospheric Boundary Layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v.100, p.351-364, 1974.

DRAXLER, R.R. Determination of atmospheric diffusion parameters. **Atmospheric Environment**, v.10, p.99-105, 1976.

FERRERO, E. et al. Lagrangian particle model LAMBDA: evaluation against tracer data. **International Journal Environment and Pollution**, v.5, p.360-374, 1995.

FERRERO, E.; ANFOSSI, D. Sensitivity analysis of Lagrangian stochastic models for CBL with different FDPs and turbulence parameterizations. In: **Air Pollution Modelling and its Applications XII**, GRYNING, S.E.; N. CHAUMERLIAC (Eds.), Plenum Press, New York, p. 673-368, 1998a.

FERRERO, E.; ANFOSSI, D. Comparison of FDPs, closure schemes and turbulence parameterizations in Lagrangian stochastic models. **International Journal of Environment and Pollution**, v.9, p.384-410, 1998b.

FERRERO, E.; ANFOSSI, D. Sensitivity analysis of Lagrangian stochastic models for CBL with different PDF's and turbulence parameterizations. In: S.E. Gryning and N. Chaumerliac (Eds.). **Air Pollution Modelling and its Applications XI**, Plenum Press, New York, v.22, in press, 1997.

FRANZESE, P.; LUHAR, A.K.; BORGAS, M.S. An efficient Lagrangian stochastic model of vertical dispersion in the convective boundary layer. **Atmospheric Environment**, v. 33, p. 2337-2345, 1999.

GARDINER, C.W. Handbook of stochastic methods for Physics, chemistry and the natural sciences. **Springer-Verlag**, Berlin, 1985.

GARRAT, J.R. **The Atmospheric Boundary Layer**. Cambridge: Cambridge Atmospheric and Space Science Series - University Press, 316p, 1992.

GRYNING, S.E.; LYCK, E. Atmospheric dispersion from elevated sources in an urban area: Comparison between tracer experiments and model calculations. **Journal of Climate and Applied Meteorology**, v. 23, p. 651-654, 1984.

HANNA, S.R. Confidence limits for air quality model evaluations, as estimated by Bootstrap and Jackknife Resampling Methods. **Atmospheric Environment**, v.23, p.1385–1398, 1989.

HANNA, S.R. Applications in air pollution modelling. In: Nieuwstadt, F.T.M., van Dop, H. (Eds.). **Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling**, Reidel, Dordrecht, p.275-310, 1982.

HINZE, J.O. **Turbulence**. McGraw-Hill, New York, 1975, 790p.

KAIMAL, J.C.; WYNGAARD, J.C.; HAUGEN, D.A.; COTÉ, O.R.; IZUMI, Y.; CAUGHEY, S.J.; READINGS, C.J. Turbulence structure in the Convective boundary layer. **Journal Atmospheric Science**, v.33, p.2152-2169, 1976.

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



KAIMAL, J.C.; FINNIGAN, J.J. **Atmospheric Boundary Layer flows: Their structure and measurement.** Oxford University Press, New York, 289p., 1994.

KAIMAL, J.C, GAYNOR, J. Wave and Turbulence Structure in a shallow Baroclinic Convective Boundary Layer and Overlying Inversion, **Journal Atmospheric Science**, v.42, p.47-57, 1983.

KAIMAL, J.C. horizontal velocity spectra in an unstable surface layer. **Journal Atmospheric Science**, v.35, p.18-24, 1978.

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

LAMB, R. G. Numerical simulation of dispersion from an elevated point source in the convective Planetary Boundary Layer. **Atmospheric Environment**, v.12, p.1297-1304, 1978.

LUAHR, A.K.; BRITTER, R.E. A random walk model for dispersion in inhomogeneous turbulence in a convective boundary layer. **Atmospheric Environment**, v.23, p.1911-1924, 1989.

MONIN, A.S.; OBUKHOV, A.M. Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere. **Trans. Geophys. Inst. Akad. Nauk. USSR**, v.151, p.163-187, 1954

MONIN, A.S.; YAGLOM, A.M. **Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence**. Cambridge, Mass., The Mitt Press., v.1., 1971.

MORAES, O.L.L.; ACEVEDO, O.C.; DEGRAZIA, G. A.; ANFOSSI D.; SILVA, R.; ANABOR, V. Surface layer turbulence parameters over a complex terrain, v.39, p.3103-3112, 2005.

MORAES, O.L.L. Turbulence characteristics in the Surface Boundary Layer over the sound American pampa. Kluwer Academic Publishers, **Boundary-Layer Meteorology**, v.96, p.317-335, 2000.

MOREIRA, D.M.; TIRABASSI, T. Modelo matemático de dispersão de poluentes na atmosfera: um instrumento técnico para a gestão ambiental. **Ambiente & Sociedade**, v. VII, p. 159-173, 2004

OBUKHOV, A.M. Description of turbulence in terms of Lagrangian variables. **Atmospheric Diffusion and Air Pollution** (Ed. F.N. Frenkiel e P.A. Sheppard.), Proceedings of symposium held at Oxford, August 24-29, 1958, p. 113-116, Academic Press, New York, 1959.

OLESEN, H.R.; LARSEN, S.E.; HØJSTRUP, J. Modelling velocity spectra in the lower part of the planetary boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v.29, p.285-312, 1984.

PANOFSKY, H.A.; DUTTON, J.A. **Atmospheric Turbulence**. Wiley-Interscience, New York, 397p., 1984.

PEREIRA, M.M.R. Modelos Lagrangeanos de partículas aplicados à dispersão de poluentes na atmosfera. **XVI Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica**. Proceedings of COBEM 2001, Fluid Mechanics, v.8, p. 149-158.

PEREIRA, M.M.R. **Estudo do transporte local de poluentes em Iperó por meio de um modelo Lagrangeano de partículas**. 2004. Tese (Doutorado em Ciências) – Universidade de São Paulo, São Paulo, 2004.

ROBERTI, D.R. **Problemas inversos em Física da atmosfera..** 149f. Tese (Doutorado em Física) – Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, 2005.

RODEAN, H.C. **Stochastic Lagrangian Models of Turbulence Diffusion**. Boston: American Meteorological Society, 84p., 1996.

ROTACH, M.W.; GRYNING, S.E.; TASSONE, C. A two-dimensional Lagrangian stochastic dispersion model for daytime conditions. **Quarterly Journal of Royal Meteorology Society**, v.122, p.367-389, 1996.

SORBJAN, Z. **Structure of the Atmospheric Boundary Layer**. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 317p., 1989.

STULL, R.B. **An Introduction to Boundary Layer Meteorology**. Kluwer Academic Publishers, Boston, 666p., 1988.

TAYLOR, G.I. Diffusion by continuous movements. **Proceedings of the London Mathematical Society**, Series 2, p.196-212, 1921.

TENNEKES, H. Similarity relations, scaling laws and spectral dynamics. In: Nieuwstadt, F.T.M., van Dop, H. (Eds.), **Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling**, Reidel, Dordrecht, p.37-68, 1982.

THOMAS, P. et al. Experimental determination of the atmospheric dispersion parameters at the Karlsruhe Nuclear Research Center for 160 m and 195 m emission heights. Part 1: measured data. **KfK Report 3456**, 1983.

THOMSON, D.J. Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows. **Journal of Fluids Mechanics**, v.180, p.529-556, 1987.

TIMM, A.U. **Estudo da difusão turbulenta empregando modelos estocásticos Lagrangeanos**. 91f. Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, 2007.

TROMBETTI, F; TAGLIAZUCCA, M. **Characteristics scales of Atmospheric Surface Layer**. Bologna, Technical Paper 4,149p., 1994.

van DOP, H. **Some topics in turbulent diffusion**. In: Diffusion and transport of pollutants in the atmospheric flow fields. U.K.: Albert Gyr and Franz-S. Rys, Kluwer, Dordrecht, 216p., 1995.

WANDEL, C.F; KOFOED-HANSEN, O. On the Eulerian-Lagrangian transform in the statistical theory of turbulence. **Journal of Geophysical Research**., v.76, p.3089-3093, 1962.

WANG, M. C; UHLENBECK, G.E. On the Theory of the Brownian Motion II. **Rev. Mod. Phys.** V.17, p. 323-342, 1945.

WEIL, J.C. A diagnosis of the asymmetry in top-down and bottom-up diffusion using a Lagrangian stochastic model. **Journal Atmospheric Science**, v.47, p.501-515, 1990.

WILLIS, G.E.; DEARDORFF, J.A. A laboratory study of dispersion from a source in the middle of the convective mixed boundary-layer. **Atmospheric Environment**, v.15, p.109-117, 1981.

WILLIS, G.E.; DEARDORFF, J.A. A laboratory study of dispersion from an elevated source within a modeled convective boundary-layer. **Atmospheric Environment**, v.12, p.1305-1311, 1978.

WILLIS, G.E.; DEARDORFF, J.A. A laboratory model of diffusion into the convective planetary boundary-layer. **Quarterly Journal of Royal Meteorology Society**, v.102, p.427-445, 1976.

WILSON, J.D; SAWFORD, B.L. Review of Lagrangian Stochastic Models for Trajectories in the Turbulent Atmosphere, **Boundary-Layer Meteorology**, v.78, p.191-210, 1996.

WYNNGAARD, J.C.; COTÉ, O.R. The Budgets of Turbulent Kinetic Energy and Temperature Variance in the Atmospheric Surface Layer. **Journal Atmospheric Science**, v.28, p.190-201, 1971.

WYNGAARD, J.C.; COTE, O.R.; RAO, K.S. Modelling of the atmospheric boundary layer. **Advances in Geophysics**, v.18A. Academic Press, New York, p.193-212, 1974.

ZANNETTI, P. **Air Pollution Modeling. Teories, Computational Methods and Available Software.** Nova York: Kluwer Academic Publisher, 444p., 1990.

ZANNETTI, P. New Monte Carlo scheme for simulating Lagrangian particle diffusion with wind shear effects. **Applied Mathematical Modelling**, v.8, p.188-192, 1984.