

MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-7501-TDI/716

**ALGUNS ASPECTOS TEÓRICOS E EXPERIMENTAIS DA
CAMADA LIMITE SUPERFICIAL ACIMA DO PANTANAL
MATOGROSSENSE**

Edson Pereira Marques Filho

Dissertação de Mestrado em Meteorologia, orientada pelo Dr. Leonardo Deane de
Abreu Sá e pelo Dr. Kolavennu Panduranga Vittal Murthy, aprovada em
07 de maio de 1999

INPE
São José dos Campos
2000

551. 551.2

MARQUES FILHO, E. P.

Alguns aspectos teóricos e experimentais da camada limite superficial acima do Pantanal Matogrossense / E.P.

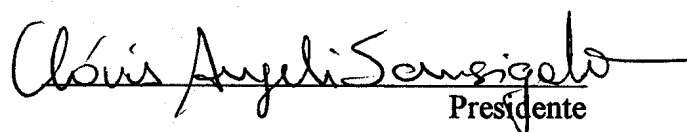
Marques Filho. – São José dos Campos: INPE, 1999.

155p. – (INPE-7501-TDI/716).

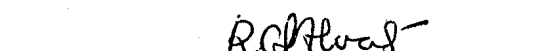
1.Camada limite superficial . 2.Pantanal úmido.
3.Turbulência. 4.Teoria da similaridade. 5.Fluxos. 6.Vari-
âncias. I.Título.

Aprovado pela Banca Examinadora em
cumprimento a requisito exigido para a
obtenção do Título de **Mestre** em
Meteorologia.

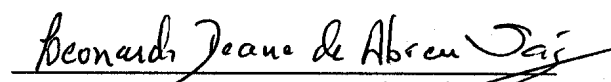
Dr. Clóvis Angeli Sansigolo


Presidente

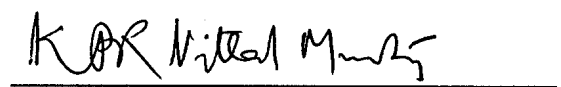
Drª Regina Célia dos Santos Alvalá


Membro da Banca

Dr. Leonardo Deane de Abreu Sá


Membro da Banca
Orientador

Dr. Kolavennu Panduranga Vittal Murthy


Membro da Banca
Orientador

Dr. Romísio Geraldo Bouhid André


Membro da Banca
Convidado

Candidato (a) : Edson Pereira Marques Filho

São José dos Campos, 07 de maio de 1999.

AGRADECIMENTOS

O autor agradece o suporte recebido da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, FAPESP (procs. n^{os} 98/00105-5 e 98/11246-9) e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, CNPq (proc. n^{os} 139.164/96-0, 300329/96-2 e 381699/97-8).

Aos meus orientadores, em especial ao Prof. Leonardo pelo prazer na transmissão dos conhecimentos.

Ao Dr. Gannabathula S. S. D. Prasad do INPE, que organizou os dados de resposta rápida e foi essencial na ajuda e nas sugestões com relação ao software Matlab; ao Dr. Antônio Ocimar Manzi e a Dra. Regina Célia dos Santos Alvalá do INPE, e ao Dr. Amaury de Souza da UFMS, pelo empenho e suporte necessário para a realização do Experimento IPE-1; aos Drs. Bart Kruijt e Yadvinder Malhi do Institute of Ecology and Resource Management da University of Edinburgh, por terem gentilmente cedido os dados de resposta rápida, essenciais para a realização deste trabalho.

Ao Eng. Paulo R. A. Arlino, e aos Técns. Luis Eduardo Rosa e Jorge Martins de Melo, que realizaram a montagem dos equipamentos e dos sistemas de coleta de dados na torre micrometeorológica, além do Sr. Celso von Randow, que forneceu os dados de radiossondagem coletados no Experimento IPE-0. A Analista de Sistemas Sabrina B. Monteiro Sambatti pela ajuda na organização dos dados.

A todas pessoas envolvidas na organização e na realização do Experimento Interdisciplinar do Pantanal (IPE-1): Dr. Clóvis Angeli Sansigolo, Dr. Plínio Carlos Alvalá, Dr. Ralf Gielow, Msc. Clóvis M. do Espirito Santo, Msc. Elizabete C. Moraes do INPE; Dr. Masao Uetanabaro, Dr. Edson Kassar, Dr. Hamilton Germano Pavão, Srta. Carla Muller, Jorge Gonçalves e Waldeir Moreshi Dias da UFMS; Dra. Maria L. Meirelles da EMBRAPA/CPAC; Dr. Romísio G. B. André da UNESP/Jaboticabal; Dr. Nelson L. Dias do SIMEPAR; Dr. Paulo H. Caramori do IAPAR.

RESUMO

Neste estudo foram utilizados dados medidos em torre micrometeorológica, localizada no município de Miranda ($19^{\circ}6' \text{ S}$ e $57^{\circ}0' \text{ W}$), Pantanal Matogrossense para caracterizar aspectos da estrutura da turbulência na Camada Limite Atmosférica em período de transição entre a estação úmida e a estação seca. A Transformada em Ondeletras foi utilizada na análise dos sinais turbulentos, o que possibilitou a filtragem passa-alto dos dados turbulentos e a obtenção de diagramas em tempo-escala que mostraram aspectos interessantes da variabilidade das contribuições por escala para os fluxos turbulentos. É possível que as características do Pantanal semi-inundado favoreçam o surgimento de circulações locais e consequentemente, de flutuações de baixa frequência, o que dificulta a definição de uma falha espectral e a separação entre média e flutuação turbulenta. Os dados medidos com instrumentos de resposta lenta, provavelmente dentro da subcamada de transição, mostraram alguma discrepância com as relações estabelecidas pela Teoria da Similaridade de Monin e Obukhov, especialmente para as trocas de momentum sob condições instáveis. Os dados obtidos com instrumentos de resposta rápida, medidos acima da subcamada de transição, apresentaram bom acordo com as parametrizações dos momentos turbulentos de segunda ordem. As características complexas do terreno não eram totalmente isotrópicas e a altura do deslocamento do plano-zero, calculado pelo método de De-Bruin e Verhoef, variou segundo a direção do vento médio. As informações fornecidas pelos espectros turbulentos das componentes horizontais de velocidade, permitiram que se estimasse razoavelmente bem, através da metodologia proposta por Liu e Ohtaki, a altura da camada de mistura para condições instáveis.

SOME THEORETICAL AND EXPERIMENTAL ASPECTS OF THE SURFACE LAYER ABOVE THE “PANTANAL MATOGROSSENSE”

ABSTRACT

In this study it was used data from the micrometeorological tower located at Miranda city ($19^{\circ}6' \text{ S } 57^{\circ}0' \text{ W}$), in the Pantanal Matogrossense, in order to characterize aspects of the structure of turbulence in the atmospheric boundary layer, in the transition period between wet and dry seasons. The Wavelet Transform was used in the analysis of the turbulent signals, which allowed the high-pass filtering of the turbulent data and the obtained time-scale diagrams showed interesting aspects of the variability of covariance contribution to turbulent fluxes in different scales. It is possible that the semi-flooded Pantanal characteristics favor the presence of local circulations, and as a consequence, low-frequency fluctuations, makes difficult to define accurately the spectral flow and the separation between the average and turbulent fluctuation. The data taken from the slow response instruments showed some discrepancy compared to the relations established by the Monin-Obukov Similarity Theory, specially concerning the momentum exchanges under unstable conditions, probably due to the transition sublayer. The data measured from fast response instruments, taken above the transition sublayer, presented good agreement compared to the parameterizations of turbulent momentum of second order. The complex characteristics of the terrain were not totally isotropic and the displacement height of the zero-plane, calculated by the De-Bruin and Verhoef method, changed according to the average wind direction. The information given by the turbulent spectra of the horizontal components of velocity allowed a good estimation of the mixed layer height for unstable conditions, utilizing the methodology proposed by Liu and Ohtaki.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

LISTA DE SIGLAS E/OU ABREVIATURAS

LISTA DE SÍMBOLOS

1 - <u>INTRODUÇÃO</u>	21
2 – <u>EXPERIMENTO INTERDISCIPLINAR DO PANTANAL (IPE-1)</u>	25
2.1 - O Pantanal.....	25
2.2 - Sítio Experimental e Instrumentos	27
3 – <u>ELEMENTOS TEÓRICOS</u>	33
3.1 - Importância da Camada Limite Superficial.....	33
3.2 - Equações que Caracterizam o Escoamento Próximo ao Solo	34
3.3 - Estabilidade Atmosférica	40
3.4 - Teoria da Similaridade Universal para a Camada Limite Superficial.....	43
3.5 - Gradientes Verticais Adimensionais na Camada Limite Superficial.....	46
3.5.1 – Condições Próximas da Neutralidade.....	47
3.5.2 – Condições Instáveis	47
3.5.3 – Condições Estáveis	48
3.6 - Escoamentos sobre Superfícies Complexas e outras Condições Anômalas.....	48
3.6.1 – Características Aerodinâmicas	49
3.7 - Camada de Mistura	52
3.8 - Desvios Padrões das Características Turbulentas.....	53

3.8.1 – Desvios Padrões das Componentes do Vento para Condições Neutras	53
3.8.2 – Desvios Padrões das Componentes do Vento para Condições Diferentes da Neutralidade	54
3.8.3 – Desvios Padrões de Escalares	56
3.9 - Estatística Espectral de Flutuações Turbulentas.....	57
3.9.1 – Subdomínio Inercial.....	60
3.9.2 – Espectros da Camada Limite Superficial.....	61
3.9.3 – Análise Espectral para Sinal Não Estacionário: A Transformada em Ondeletas	64
3.10 -Métodos para Estimativas dos Fluxos Turbulentos na Camada Limite Superficial.....	65
3.10.1 – Método das Covariâncias (“Eddy-Correlation”)	65
3.10.2 – Método Dissipativo Inercial.....	68
 4 – <u>ANÁLISE E CONSISTÊNCIA DOS DADOS</u>	71
 5 – <u>ANÁLISE DOS RESULTADOS</u>	83
 5.1 - Critérios de Estabilidade	83
5.2 - Cálculo do Deslocamento do Plano-Zero	87
5.3 - Relações Associadas aos Perfis Verticais	89
5.4 - Fluxos Turbulentos na Camada Limite Superficial	103
5.5 - Estimativa da Altura da Camada de Mistura através do Espectro das Componentes Horizontais de Velocidade	114
5.6 - Desvios Padrões e Variâncias das Características Turbulentas.....	125
 6 – <u>CONCLUSÕES</u>	139
 <u>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</u>	143
 <u>APÊNDICE A</u> – Previsão do Tempo para Região Centro-Oeste	155

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Localização do Pantanal Matogrossense e da Base de Estudos do Pantanal.....	28
2.2 - Foto da torre micrometeorológica utilizada no Experimento IPE-1.....	29
2.3 - Esquema mostrando a disposição dos instrumentos de medida na torre micrometeorológica do (Experimento IPE-1).....	31
2.4 - Fotos das condições de pista próximas à torre micrometeorológica. a) vista norte; b) vista sul.....	32
3.1 - Perfil vertical de velocidade do vento e estrutura característica dos vórtices nos diferentes casos de estabilidade atmosférica, em um escoamento próximo a superfície.....	41
3.2 - Espectro de energia cinética turbulenta na CLA, mostrando a região de produção de energia, o subdomínio inercial e a região de dissipação.....	59
3.3 - Algoritmo iterativo que constitui parte integrante do cálculo dos fluxos pelo MDI.....	70
4.1 - Espectros das variâncias das flutuações turbulentas das componentes de velocidade do vento e suas respectivas curvas de ajuste, para o dia 143: a) u ; b) v ; c) w	73
4.2 - Diagrama em tempo escala resultantes da aplicação da TO (Morlet) a dados de resposta rápida de flutuações turbulentas da velocidade vertical do vento e da temperatura, para o dia 143: a) $w'T'$ para 24 horas de dados; b) $w'T'$ para 12 horas de dados (situação diurna).....	75
4.3 - Espectro das variâncias das flutuações turbulentas das componentes de velocidade do vento, após filtragem passa-alto dos sinais, para o dia 143: a) u ; b) w	79
5.1 - Variação de R_i com relação a ζ	85
5.2 - Variação da função adimensional do gradiente vertical de velocidade média do vento com relação de ζ	90

5.3 -	Variação da função adimensional do gradiente vertical de temperatura potencial com relação de ζ	91
5.4 -	Variação da função adimensional do gradiente vertical de velocidade média do vento com relação de ζ , para condições instáveis.....	95
5.5 -	Variação da função adimensional do gradiente vertical de temperatura potencial com relação de ζ , para condições instáveis.....	96
5.6 -	Variação da função adimensional da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta com relação a ζ	98
5.7 -	Variação da razão entre os coeficientes de difusividade turbulenta de calor sensível e de momentum (K_h/K_m) com relação a ζ	99
5.8 -	Evolução horária do fluxo turbulento médio de momentum calculado pelo MC, para dias de: a) céu claro; b) céu nublado.....	105
5.9 -	Representação da evolução horária da direção do vento médio para os dias: a) 140; b) 141; c) 142; d) 143; e) 144; f) 145.....	106
5.10 -	Evolução horária do fluxo turbulento médio de calor sensível calculado pelo MC, para dias de: a) céu claro; b) céu nublado.....	107
5.11 -	Comparação dos fluxos turbulentos de momentum e de calor sensível, obtidos através do MC e do MDI.....	110
5.12 -	Variação dos coeficientes de correlação linear para momentum e para calor sensível, com relação a ζ	112
5.13 -	Evolução horária dos coeficientes de correlação linear para momentum e para calor sensível.....	113
5.14 -	Estimativas da evolução diurna da altura da camada de mistura, entre os dias 140 e 145, obtidas a partir dos picos espectrais: a) da componente longitudinal de velocidade do vento; b) da componente transversal de velocidade do vento.....	120
5.15 -	Determinação da altura da camada de mistura obtida a partir do perfil vertical de θ , para 5 sondagens verticais realizadas durante o Experimento IPE-0.....	124
5.16 -	Desvio padrão adimensional da componente vertical de velocidade do	

vento, para condições próximas da neutralidade, em função de $\ln((z-d)f/u_*)$	128
5.17 - Desvio padrão adimensional da componente vertical de velocidade do vento em função de ζ	130
5.18 - Desvios padrões adimensionais das componentes horizontais de velocidade do vento em função de ζ : a) velocidade longitudinal; b) velocidade transversal.....	131
5.19 - Desvios padrões adimensionais das componentes horizontais de velocidade do vento em função de z_i/L , para condições instáveis: a) velocidade longitudinal; b) velocidade transversal.....	133
5.20 - Variância adimensional da componente vertical de velocidade do vento em função de z/z_i	135
5.21 - Variâncias adimensionais das componentes horizontais de velocidade do vento em função de z/z_i	136
5.22 - Desvio padrão adimensional de temperatura em função de ζ	137

LISTA DE TABELAS

	<u>pág.</u>
2.1 - Grandezas atmosféricas medidas no Experimento IPE-1 e os respectivos instrumentos.....	30
3.1 - Classes de estabilidade de Pasquill-Gifford obtidas através do desvio padrão da direção do vento, σ_α	42
5.1 - Comparação dos diferentes critérios de estabilidade atmosférica. utilizados: Número de Richardson, parâmetro de estabilidade de Monin e Obukov e critério de estabilidade de Pasquill-Gifford.....	84
5.2 - Valores médios da altura de deslocamento do plano-zero para diferentes duas diferentes direções dominantes do vento, determinados pelo método de De Bruin e Verhoef (1997).....	88
5.3 - Valores dos desvios padrões médios normalizados das componentes de velocidade do vento, sob condições neutras, obtidos por diferentes autores.....	127
A.1 - Previsão do Tempo para a Região Centro-Oeste, realizada nos dias: 140, 141, 142 e 145 do ano de 1998.....	155

LISTA DE SIGLAS E/OU ABREVIATURAS

CLA	Camada Limite Atmosférica
CLN	Camada Limite Noturna
CLS	Camada Limite Superficial
IPE	Experimento Interdisciplinar do Pantanal
M-O	Monin e Obukhov
MC	Método das Covariâncias
MDI	Método Dissipativo Inercial
P-G	Pasquill-Gifford
TO	Transformada em Ondeletas
ZCAS	Zona de Convergência do Atlântico Sul

LISTA DE SÍMBOLOS

c_p	Calor específico a pressão constante
d	Deslocamento do plano-zero
e	Energia cinética turbulenta
E	Fluxo turbulento de calor latente
f	Frequência
f_c	Força de Coriolis
g	Aceleração da gravidade
k	Constante de Von Karman
k_1	Número de onda
k_T	Difusividade térmica molecular
k_w	Difusividade molecular do vapor d'água
K_h	Difusividade Turbulenta de Calor
K_m	Difusividade Turbulenta de Momentum
L	Comprimento de Monin e Obukhov
n	Frequência adimensional
N_θ	Taxa de semi-destruição da variância
p	Pressão
q	Umidade relativa
Q_0	Fluxo turbulento de calor sensível
R_d	Constante do gás para o ar seco
R_i	Número de Richardson
R_j	Fluxo radiativo
S_i	Função de densidade espectral da componente i de velocidade do vento ($i = u, v, w$)
T	Temperatura do ar seco

T_v	Temperatura Virtual
T_*	Escala de temperatura para a CLS
u	Componente longitudinal de velocidade do vento
u_*	Velocidade de fricção
v	Componente transversal de velocidade do vento
w	Componente vertical de velocidade do vento
w_*	Escala de velocidade para a Camada de Mistura
z	Altura de medida
z_i	Altura da Camada de Mistura
z_0	Comprimento de rugosidade
z_*	Altura da subcamada de transição
ε	Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta
ϕ_h	Função adimensional do gradiente vertical de temperatura potencial
ϕ_m	Função adimensional do gradiente vertical de velocidade média do vento
ϕ_i	Função adimensional do desvio padrão da componente i de velocidade do vento ($i = u, v, w$)
μ	Viscosidade dinâmica
ζ	Parâmetro de flutuabilidade
ρ	Densidade absoluta
σ_i	Desvio padrão da variável i
σ_i^2	Variância da variável i
τ	Fluxo turbulento de momentum
θ	Temperatura potencial
θ_v	Temperatura potencial virtual
θ_*	Escala de temperatura para a Camada de Mistura
ζ	Parâmetro de flutuabilidade de Monin e Obukov

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Dentro do contexto do Experimento Interdisciplinar do Pantanal (IPE), este trabalho tem por objetivo estudar aspectos da evolução da estrutura da Camada Limite Atmosférica (CLA) sobre a região do Pantanal Matogrossense, em um período de transição entre a estação úmida e a estação seca. Para tal, foram utilizados basicamente dados coletados em torre micrometeorológica, durante a segunda campanha intensiva, IPE-1, realizada entre os meses de maio e junho de 1998, e também algumas sondagens verticais da atmosfera efetuadas na primeira campanha (IPE-0), realizada entre os meses de setembro e outubro de 1996.

Dentre as características mais importantes no período de transição, mencione-se a existência de numerosas regiões inundadas acompanhadas de outras secas, o que torna o balanço de energia muito peculiar: circulações locais e de mesoescala transportam calor e umidade de uma região para outra, em função dos gradientes horizontais existentes; o albedo acima da lâmina d'água apresenta evolução diurna característica, com períodos em que seu valor é muito maior do que aquele encontrado na maioria das superfícies secas; as características específicas da rugosidade aerodinâmica (a qual não é isotrópica), contribuem para estabelecer regimes de trocas turbulentas particulares, os quais, às vezes, não obedecem a Teoria da Similaridade de Monin e Obukhov.

Neste cenário micrometeorológico, foi possível a obtenção de estimativas de parâmetros turbulentos na subcamada de transição e acima desta. Quando as medidas foram efetuadas dentro da referida subcamada, as parametrizações mais importantes apresentaram discrepâncias similares, em alguns aspectos, àquelas já relatadas para camadas acima de florestas e savanas. Acima da subcamada de transição, as medidas obtidas com instrumentos de resposta rápida, mostraram bom acordo com os resultados

existentes na literatura, o que foi verificado especialmente nos estudos realizados com momentos estatísticos de segunda ordem das variáveis turbulentas.

As análises dos sinais turbulentos em tempo-escala, permitiram que se dispusesse de boa visualização das contribuições , por escala, das covariâncias entre as flutuações da componente de velocidade vertical do vento e a temperatura potencial. Ficou evidente a existência de contribuições positivas e negativas para as covariâncias, dependendo da escala em que ocorreram, o que parece indicar uma manifestação interessante e pouco estudada, da ação das circulações locais superpostas a escoamentos turbulentos.

Foi desenvolvida metodologia específica para a estimativa da altura da camada de mistura, com informações provenientes de medidas de resposta rápida coletadas em um único nível, acima da subcamada de transição, e utilizando também, as parametrizações fornecidas pela Teoria da Similaridade. A validação de tais resultados com os dados de radiossondagens (realizadas durante o Experimento IPE-0) mostrou que tal metodologia é aceitável para condições instáveis, mas falha em condições estáveis.

Esse trabalho compreende as seguintes etapas:

- a) Descrição das características geográficas, meteorológicas e climatológicas da região do Pantanal Matogrossense, bem como o sítio experimental e as grandezas meteorológicas medidas;
- b) Apresentação dos elementos teóricos necessários para o fundamento deste;
- c) Descrição da metodologia criteriosa que testou a qualidade e consistência dos dados;
- d) Apresentação dos estudos das parametrizações de grandezas micrometeorológicas na Camada Limite Superficial (CLS), espectros, variâncias e outros momentos estatísticos de segunda ordem , que envolvem dados de resposta rápida e de resposta lenta, verificando as condições de

validade da Teoria da Similaridade de M-O. Além disso, será testada uma metodologia para estimativa da altura da camada de mistura.

Não se pode esperar que este estudo seja completo, dado o tempo exíguo em que foi elaborado. Mas, certamente, ele abre caminho para a definição de estratégias mais precisas para experimentos futuros, e para elaboração de modelos fisicamente mais realísticos para simular o escoamento atmosférico acima do Pantanal em período de transição.

CAPÍTULO 2

EXPERIMENTO INTERDISCIPLINAR DO PANTANAL (IPE-1)

2.1 O PANTANAL

O Pantanal, uma das maiores áreas de sedimentação do mundo, ocupa parte considerável do centro oeste brasileiro e se estende pela Argentina, Bolívia e Paraguai, onde recebe outras denominações (Magalhães, 1992). Essa imensa planície tem seus limites demarcados por variados sistemas orográficos tais como chapadas e serras, e é cortada por uma grande quantidade de rios todos pertencentes à Bacia do Alto Paraguai. Ocupa, em território brasileiro, uma área de 138.183 km² (Vila da Silva e Abdon, 1998) em partes dos Estados do Mato Grosso (MT) e Mato Grosso do Sul (MS). Do lado brasileiro (norte, leste e sudeste) o Pantanal é circundado por terrenos de altitude entre 600-700m, estendendo-se a oeste até os contrafortes da Cordilheira dos Andes e prolongando-se ao sul até as planícies pampeanas centrais.

A região do Pantanal Matogrossense destaca-se por suas características hidrológicas peculiares (Sá et al., 1998) com dois regimes sazonais distintos, com épocas secas (de abril a setembro) e épocas inundadas de acordo com a intensidade e duração das precipitações (Garcia e Castro, 1986; Rao et al., 1996), e por possuir uma climatologia pouco estudada e mal compreendida (Vila da Silva, 1991). Algumas questões importantes sobre a climatologia da região central do Brasil, referem-se à origem da água que precipita sobre ela e ao destino que a mesma terá após evaporada. É possível que estas estejam associadas à ocorrência de jato de baixos níveis na região (James e Anderson, 1984; Guedes, 1985; Berri e Izunza, 1993; Nogués-Paegle e Mo, 1997) e à existência da Zona de Convergência do Atlântico Sul (ZCAS) (Kodama, 1992; Figueroa et al., 1995).

O escoamento atmosférico da região predominantemente de noroeste para sudeste, apresenta-se mais meridional durante o verão austral, o que pode ser responsável pela elevação dos índices de umidade verificada em torno do mês de outubro (Rao et al., 1996). É provável que a ocorrência de jato de baixos níveis a leste dos Andes tenha um importante papel no transporte de umidade, conduzindo grande quantidade desta proveniente do Atlântico Tropical via ventos alísios. Estes, ao passarem sobre a região amazônica, são defletidos pela barreira topográfica (Andes), cruzando então a região central da América do Sul em direção ao Atlântico Sul. Esse transporte de umidade pode estar relacionado com a formação de uma zona de convergência e de intensa convecção orientada de noroeste para sudeste nos subtrópicos, próxima à costa sudeste do Brasil, projetando-se no oceano Atlântico Sul e conhecida como ZCAS.

A temperatura média anual do Pantanal flutua em torno dos 25°C, chegando a alcançar 40°C durante o verão. Durante o inverno a temperatura pode chegar à 0°C, devido à ocorrência de frentes frias (Por, 1995) que influenciam a circulação atmosférica fazendo com que haja reorganização do escoamento durante a sua passagem.

A diversidade das condições ambientais determina uma grande variedade de vegetação. Em regiões de altitude intermediária, onde o solo é arenoso e ácido, encontra-se a vegetação típica do cerrado caracterizada por árvores de porte médio onde sobressaem espécies particulares como os paratudais, carandazais e buritizais. Em regiões mais baixas e úmidas as gramíneas predominam. Às margens dos rios encontram-se as matas ciliares, formadas por árvores de grande e médio porte. Diversas plantas aquáticas, com raízes fixas ou flutuantes, povoam os rios e lagos, dentre as quais destaca-se os aguapés (Magalhães, 1992; Por, 1995).

Devido à importância desse sistema único, faz-se necessário o estudo micrometeorológico da região para que se possa melhor compreender as diversas componentes dos processos de trocas de energia, bem como suas variações sazonais (as influências da lâmina d'água no balanço de energia). Com esse intuito está sendo

realizado um amplo programa de estudo, denominado Projeto Interdisciplinar do Pantanal (IPE), que visa investigar a estrutura da Camada Limite Superficial (CLS) acima da região através da obtenção de um conjunto de dados micrometeorológicos. A primeira campanha, IPE-0, ocorreu entre os meses de setembro e outubro de 1996 (estação seca), e possibilitou a obtenção de estimativas dos fluxos turbulentos, além de oferecer subsídios para a compreensão de fatores que determinam a sua variabilidade temporal e espacial (Bolzan, 1998). Durante o mês de maio de 1998 (estação úmida) foi realizada uma segunda campanha, IPE-1, cujo conjunto de dados coletados será descrito a seguir.

2.2 SÍTIO EXPERIMENTAL E INSTRUMENTOS

O sítio experimental da campanha IPE-1 localiza-se próximo à Base de Estudos do Pantanal, da Universidade Federal do Mato Grosso do Sul (UFMS), na região sul do Pantanal Matogrossense ($19^{\circ}6' S$ e $57^{\circ}0' W$) em Passo do Lontra, município de Miranda (Fig. 2.1). Sua escolha deveu-se às condições de infra-estrutura disponíveis e à boa localização da Base da UFMS. Nesta os ventos predominantes são de noroeste, o que faz com que tragam informações do Pantanal central para o sítio experimental. Ali foi fixada uma torre micrometeorológica de alumínio com 21m. de altura, conforme Fig. (2.2).

Durante o experimento IPE-1, realizado entre os dias 11 de maio e 01 de junho de 1998, foram coletados os dados micrometeorológicos mencionados na Tabela (2.1) . As disposições dos instrumentos na torre micrometeorológica estão ilustradas na Fig. (2.3). Quanto à campanha anterior, IPE-0, teve seu sítio experimental a aproximadamente 1 Km daquele do experimento IPE-1, em área dominada por vegetação do tipo paratidal. Maiores informações sobre essa campanha, bem como as medidas coletadas, podem ser encontradas em Bolzan (1998).



Fig. 2.1 - Localização do Pantanal Matogrossense (região delimitada em verde) e da Base de Estudos do Pantanal (marcação em vermelho).

FONTE: Magalhães (1992, p.9)



Fig. 2.2 - Foto da torre micrometeorológica utilizada no Experimento IPE-1.

As condições de pista (Fig. 2.4) mostraram-se bastante peculiares e dependeram consideravelmente da direção do vento dominante, o que deve influenciar as características aerodinâmicas do escoamento. Próximo à torre micrometeorológica, havia uma extensa lâmina d'água com profundidade variável no espaço e no tempo. Esta lâmina, com cerca de uma dezena de cm, em média, esteve coberta por gramíneas e plantas aquáticas. Ao sul da torre encontra-se um extenso cinturão de mata ciliar e parataduais, distantes aproximadamente 500m daquela. Ao norte e à oeste a vegetação apresenta arbustos e árvores de médio porte esporádicos, situados em região com extensas áreas de gramíneas. À leste as gramíneas são predominantes (campos limpos).

**TABELA 2.1 - GRANDEZAS ATMOSFÉRICAS MEDIDAS NO EXPERIMENTO
IPE-1 E OS RESPECTIVOS INSTRUMENTOS**

Altura (m.)	Grandezas	Instrumentos
25,00	u, v, w, T, q	Anemômetro Sônico 3D (Gill e Lycor, software Solent) – 21Hz
22,76	U, DU	Anemômetro: Velocidade e Direção do vento (RM-Young)
21,50	U, T _D , T _w	Anemômetro (Vector Inst.) e Psicrômetro (TEMP 107 da Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, RU)
21,30	Ppt	Pluviômetro (Didcot)
20,40	R _n	Saldo radiômetro (Rebs)
17,60	U, T, q	Anemômetro Sônico 1D (CA27 - Campbell) + higrômetro (KH20 – Krypton) – 10Hz
15,70	U, T _D , T _w	Anemômetro (Vector Inst.) e Psicrômetro (TEMP 107 da Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, RU)
11,80	U, T, q	Anemômetro Sônico 1D (CA27 - Campbell) + higrômetro (KH20 – Krypton) – 10Hz
11,12	P	Barômetro (Yelow Spring)
09,75	U, T _D , T _w	Anemômetro (Vector Inst.) e Psicrômetro (TEMP 107 da Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, RU)
08,10	U, T _D , T _w U, T	Anemômetro (Vector Inst.) e Psicrômetro (TEMP 107 da Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, RU) Sônico 1D (CA27 – Campbell) – 10 Hz
04,00	R _n , K↓, K _f ↓, K↑	Saldo radiômetro (Rebs) e piranômetros espectrais com e sem filtro (Eppley)
03,75	U, T _D , T _w	Anemômetro (Vector Inst.) e Psicrômetro (TEMP 107 da Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, RU)
02,00	U, T _D , T _w	Anemômetro (Vector Inst.) e Psicrômetro (TEMP 107 da Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, RU)
0,01; 0,02; 0,05; 0,10; 0,20; 0,40	T _{solo}	Termistores (Temp 107 da Campbell)
0,01; 0,03; 0,07 0,02; 0,05	G	Fluxímetros (Rebs)
0,20; 0,40	Q _{solo}	Sensores de umidade no solo (DCM/INPE)
0,01 – 0,07	T _{água}	Termopares (Campbell)

FONTE: Alvalá et al. (1998).

u, v, w, T, q indicam as medidas de resposta rápida das componentes de velocidade do vento, da temperatura e da umidade, respectivamente; U, DU exprimem as medidas da velocidade e da direção do vento, respectivamente; R_n é o saldo de radiação; K↓, K_f↓, K↑ as medidas da radiação solar incidente (sem e com filtro) e refletida, respectivamente; T_D e T_w as temperaturas de bulbo seco e úmido, respectivamente; Ppt a precipitação pluviométrica; P a pressão atmosférica; T_{solo} e q_{solo} as medidas da temperatura e da umidade do solo, respectivamente, G o fluxo de calor no solo e T_{água} a temperatura da água.

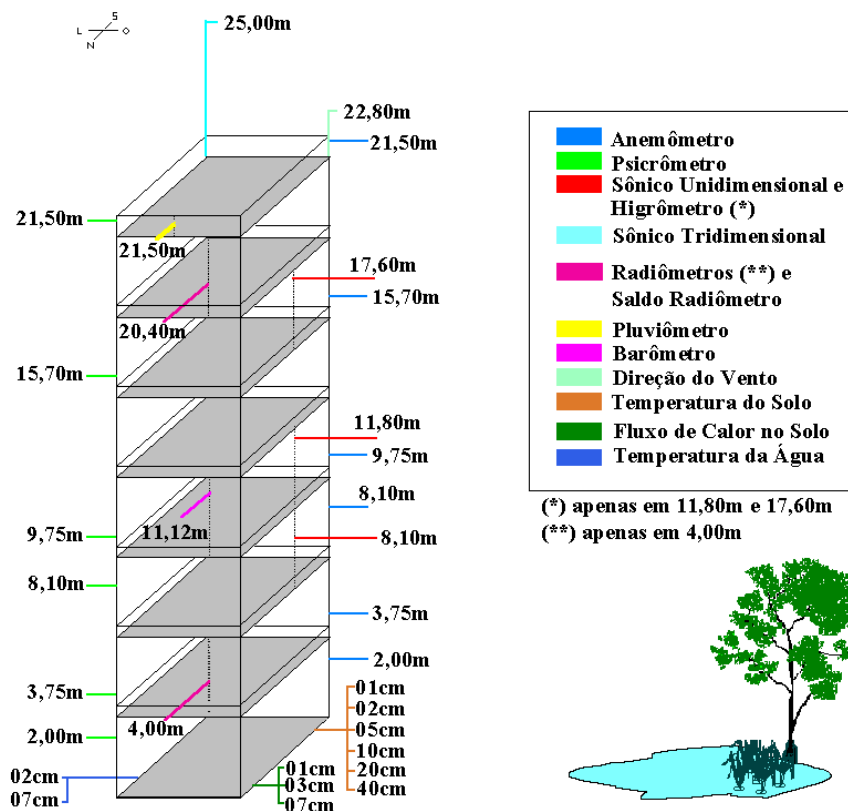


Fig. 2.3 - Esquema mostrando a disposição dos instrumentos de medida na torre micrometeorológica do Experimento IPE-1 (maio de 1998).

A direção predominante do vento, como citado anteriormente, é de noroeste, sendo que a mesma modificou-se quando da passagem de sistemas sinóticos de grande escala, situação em que tornou-se de sul. Uma descrição mais detalhada da direção do vento predominante, bem como das condições climáticas durante o experimento, serão encontradas nos capítulos posteriores.

a)



b)



Fig. 2.4 - Fotos das condições de pista próximas à torre micrometeorológica do Experimento IPE-1. a) vista norte; b) vista sul.

CAPÍTULO 3

ELEMENTOS TEÓRICOS

3.1 IMPORTÂNCIA DA CAMADA LIMITE SUPERFICIAL

A CLA é definida como a parte inferior da Troposfera que está sob influência direta da superfície terrestre e responde às forçantes da superfície em escalas de tempo da ordem de uma hora ou menos. Sua espessura depende das condições atmosféricas e é bastante variável no espaço e no tempo, podendo apresentar valores desde centenas de metros até mais de 1 km. A região inferior da CLA é chamada de Camada Limite Superficial (CLS), que se estende não mais que 100 metros acima da superfície e onde os efeitos de rotação da Terra podem ser desconsiderados.

A CLS é caracterizada pela turbulência induzida através de forçantes que atuam sobretudo em seu contorno inferior e que determinam a existência de gradientes verticais de temperatura, umidade e velocidade do vento, dentre outras grandezas. É um local de grande interesse prático e científico, pois é nessa camada que ocorrem significantes transferências de momentum, calor sensível, calor latente, gases-traço e aerossóis, entre a superfície terrestre e a atmosfera, que são muito importantes para a manutenção da vida na Terra e para o entendimento de problemas aplicados à meteorologia e à climatologia.

Dentre algumas aplicações citam-se a dispersão e diluição dos poluentes do ar, que dependem das condições determinadas pela estrutura da turbulência nessa camada. É importante em Agrometeorologia na estimativa da evapotranspiração, que ajuda a estabelecer a necessidade de água das plantas, proporcionando um melhor gerenciamento agrícola. Em aviação pois, apesar da tecnologia avançada disponível, há necessidade do conhecimento da turbulência na CLS para realização de pousos e

decolagens com segurança. É igualmente importante na segurança do lançamento de foguetes, no estudo da propagação de ondas eletromagnéticas (radio, televisão, telefonia, etc.) e em outras em aplicações como a Biometeorologia, sem falar em questões relacionadas ao aproveitamento de energia eólica.

O estudo de processos físicos que ocorrem na CLS, implica um conhecimento detalhado dos movimentos do ar próximo à superfície, e das variações de temperatura e de umidade próximo ao solo. Assim, faz-se necessário mencionar as principais equações que governam os processos micrometeorológicos nestas condições.

3.2 EQUAÇÕES QUE CARACTERIZAM O ESCOAMENTO PRÓXIMO AO SOLO

O tratamento matemático do escoamento do ar é baseado nas leis fundamentais de conservação de massa, momentum e energia, além da lei dos gases, e cujas equações governantes são respectivamente (Garratt, 1992):

$$\frac{\partial r}{\partial t} + \frac{\partial(ru_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{du_i}{dt} = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial x_i} - d_{i3}g - f_c e_{ij3}u_j + n \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{d(c_p q)}{dt} = k_T \frac{\partial^2 (c_p q)}{\partial x_j^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R_j}{\partial x_j} \quad (3.3)$$

$$\frac{dq}{dt} = k_w \frac{\partial^2 q}{\partial x_j^2} \quad (3.4)$$

$$p = rR_dT_v \quad (3.5)$$

onde r é a densidade absoluta do ar, q é a umidade específica do ar, g é a aceleração da gravidade, u_i é a componente da velocidade do vento na direção i , θ é a temperatura potencial, p é a pressão, T_v é a temperatura virtual, f_c é a força de Coriolis, n é a viscosidade cinemática do ar, k_T é difusividade térmica molecular do ar, k_w é a difusividade molecular do vapor d'água, c_p é o calor específico a pressão constante do ar, R_j é o fluxo radiativo de calor e R_d é a constante do gás para o ar seco.

Para um escoamento na CLA, admitindo-se a existência da falha espectral (Stull, 1988), as variáveis das equações governantes, tais como velocidade do vento e temperatura, podem ser decompostas em parte média e parte perturbada ($u = \bar{u} + u'$), o que, juntamente com algumas regras de eliminação (de termos em expansões matemáticas) constitui a chamada decomposição de Reynolds. A parte média representa os aspectos determinísticos do escoamento, enquanto a perturbação representa o efeito da turbulência que está sobreposta às grandezas médias. Após a decomposição, aplicam-se às equações governantes a média de Reynolds e as seguintes aproximações de Boussinesq (Mahrt, 1986; Garratt, 1992):

- a) A viscosidade dinâmica ($\nu = n/\rho$) e a condutividade térmica molecular k_T são constantes por toda CLA. As propriedades moleculares associadas com a pressão e a temperatura podem ser desprezadas;
- b) O calor gerado pela tensão de viscosidade é desprezado na equação termodinâmica;
- c) O escoamento é tratado como incompressível, salvo nas situações previstas pela aproximação de Boussinesq (Mahrt, 1986; Stull, 1988);
- d) Flutuações em propriedades do fluido são muito menores que as quantidades

de referência ou médias $\left(\frac{p'}{p_0}, \frac{T'}{T_0}, \frac{r'}{r_0} \ll 1 \right)$;

- e) Podemos desprezar flutuações da pressão estática na lei do gás ideal;
- f) Flutuações na temperatura, que estão associadas à flutuações de densidade (item anterior), tornam-se importantes somente quando ocorrem em associação com a aceleração da gravidade.

Aplicando o conjunto de aproximações acima às equações governantes, temos as equações médias do movimento, temperatura potencial virtual e umidade específica em uma CLA horizontalmente homogênea:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + f_c e_{ij3} \bar{u}_j - \frac{\partial (\bar{u}'_i \bar{w}')}{\partial z} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \bar{q}_v}{\partial t} = -\frac{1}{r c_p} \frac{\partial \bar{R}_N}{\partial z} - \frac{\partial (\bar{w}' \bar{q}'_v)}{\partial z} \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\frac{\partial (\bar{w}' \bar{q}')}{\partial z} \quad (3.8)$$

Via análise de escala podemos mostrar que na CLS as forças turbulentas dominam as forças de gradiente de pressão e de Coriolis. Considerando o escoamento ao longo do eixo x (representando a direção do vento médio) e estacionário, a Eq. (3.6) torna-se:

$$-\frac{\partial (\bar{u}' \bar{w}')}{\partial z} = 0 \quad (3.9)$$

Em analogia com a difusão molecular, a teoria da difusão turbulenta na CLS permite, sob certas condições, expressar os fluxos de momentum $\overline{(u'w')}$, calor sensível $\overline{(w'q_v')}$ e calor latente $\overline{(w'q')}$ em termos de gradientes na direção vertical (Garratt,1992):

$$\begin{aligned}\overline{(u'w')} &= -K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ \overline{(q_v'w')} &= -K_h \frac{\partial \bar{q}_v}{\partial z} \\ \overline{(w'q')} &= -K_w \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}\end{aligned}\tag{3.10}$$

onde K_m , K_h e K_w são os coeficientes de difusividade turbulenta para momentum, calor sensível e calor latente, respectivamente. Substituindo a relação (3.10) na Eq. (3.9):

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = 0\tag{3.11}$$

Integrando em z , da superfície ($z = 0$) até uma altura arbitrária dentro da CLS ($z = h$), e utilizando a definição de velocidade de fricção (escala de velocidade turbulenta para a CLS):

$$u_* = \left(\left| \frac{t}{r} \right| \right)^{1/2}$$

onde $t = -r \overline{(u'w')}$ é a tensão de Reynolds (ou fluxo turbulento de momentum), temos:

$$K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = u_*^2 \quad (3.12)$$

que é a equação do movimento para CLS.

Similarmente, as equações do fluxo de calor sensível e do fluxo de calor latente para CLS podem ser expressas por :

$$K_h \frac{\partial \bar{q}_v}{\partial z} = - \frac{Q_0}{rc_p} \quad (3.13)$$

$$K_w \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = - \frac{E}{rc} \quad (3.14)$$

onde Q_0 é o fluxo turbulento de calor sensível e E é o fluxo turbulento de calor latente, ambos à superfície. Devido à analogia entre as flutuações de temperatura e de umidade na CLS (Hill, 1989; Liu et al., 1998), não serão expressas posteriormente as relações para umidade.

Utilizando-se a Eq.(3.2) e aplicando-se as regras de Reynolds na decomposição da velocidade do vento, pode-se definir a energia cinética turbulenta média por unidade de massa:

$$\bar{e} = \frac{1}{2} \left(\overline{u_i'^2} \right)$$

Esta é uma das mais importantes variáveis micrometeorológicas pois, fornece a intensidade da turbulência atmosférica e está diretamente relacionada aos transportes

turbulentos na CLS. A equação do balanço da energia cinética turbulenta exprime as relações que existem entre a produção, o transporte e a dissipação desta grandeza, caracterizando a estrutura da turbulência atmosférica através de um “fechamento” de segunda ordem da mesma.

Considerando um sistema de coordenadas alinhado com o vento médio, assumindo homogeneidade horizontal e desprezando a subsidência, podemos definir a equação do balanço da energia cinética turbulenta $\bar{e}$ para a CLS como (Wyngaard e Coté, 1971; Stull, 1988) :

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \underbrace{\frac{g}{\theta_v} \overline{(w' \theta_v')}}_{\text{II}} - \underbrace{\overline{(u' w')}}_{\text{III}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \underbrace{\frac{\partial \overline{(w' e)}}{\partial z}}_{\text{IV}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{(w' p')}}{\partial z}}_{\text{V}} - \underbrace{\varepsilon}_{\text{VI}} \quad (3.15)$$

I II III IV V VI

onde os termos representam:

- I) Variação temporal de $\bar{e}$ (sob condições estacionárias este termo se anula);
- II) Produção/Destruição por flutuabilidade. Expressa o trabalho efetuado pelas forças de flutuabilidade;
- III) Produção mecânica de $\bar{e}$ devido a interação da tensão de Reynolds com o gradiente vertical do vento médio;
- IV) Transporte turbulento de $\bar{e}$;
- V) Termo de correlação de pressão. Exprime a transferência de energia de um ponto a outro do espaço por causa das flutuações de pressão;
- VI) Dissipação de $\bar{e}$. É a taxa de conversão de energia turbulenta em calor.

Na CLS o termo de produção de $\bar{e}$ desempenha um papel fundamental na alimentação das flutuações turbulentas devido ao forte cisalhamento vertical do vento aí existente e também devido à flutuabilidade. Há muitos fatores que podem causar instabilidade em um escoamento laminar e outros que tendem a estabilizar o escoamento. O balanço entre esses fatores é o responsável pela geração, ou não, da turbulência e definem a estabilidade atmosférica. A melhor caracterização da estabilidade atmosférica é proporcionada à partir dos termos (II) e (III) da equação do balanço de $\bar{e}$ (Blackadar, 1997), o que será discutido em maior detalhes a seguir. Equações similares à Eq. (3.15), para a variância de escalares, também são importantes para caracterizar a estrutura da turbulência atmosférica e serão discutidas nas seções seguintes.

3.3 ESTABILIDADE ATMOSFÉRICA

A estrutura da turbulência na CLA depende das condições de estabilidade atmosférica conduzidas pelo aquecimento ou esfriamento da superfície terrestre, e das características da interação entre o campo de velocidade e a superfície. Um indicador dessas condições de estabilidade na CLS é o número de Richardson. Ele é um parâmetro adimensional definido como a razão entre as forças de flutuabilidade e as forças de cisalhamento, estando rigorosamente associado com os termos de produção na equação do balanço de $\bar{e}$. O número de Richardson de gradiente é dado por (Stull, 1988):

$$R_i = \frac{\frac{g}{\bar{q}_v} \frac{\partial \bar{q}_v}{\partial z}}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2} \quad (3.16)$$

A vantagem de utilizar R_i é que ele contém gradientes de quantidades médias que são facilmente determinados experimentalmente, pois necessitam apenas de medidas

realizadas com instrumentos convencionais, lentos (como anemômetro de copo e psicrômetros convencionais).

O número de Richardson de gradiente tem sido extensamente utilizado como parâmetro de estabilidade da CLA (Businger et al., 1971; Stull, 1988; Garratt, 1992; Kaimal e Finnigan, 1994). Em condições instáveis os termos de cisalhamento e de flutuabilidade na equação do balanço de $\bar{e}$ são positivos (produção de $\bar{e}$), e R_i é negativo. Em condições estáveis a flutuabilidade age para destruir $\bar{e}$, e R_i é positivo. Em situações próximas da neutralidade, o termo de cisalhamento passa a exercer maior influência se comparado ao termo de flutuabilidade, e R_i assume valores entre 0 e 1 (Stull, 1988). A Fig. (3.1) mostra os perfis verticais de velocidade do vento e de temperatura potencial, típicos para a CLS (Thom, 1975).

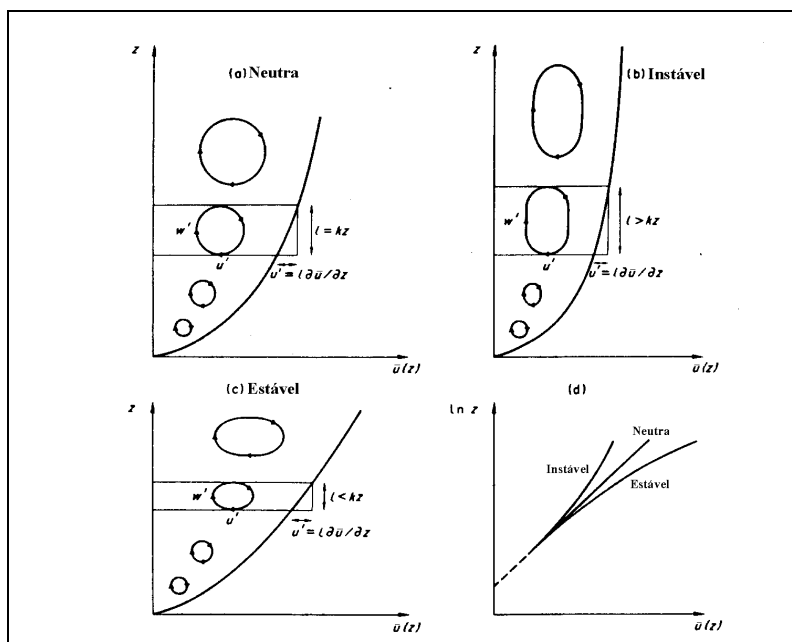


Fig. 3.1 - Perfil vertical da velocidade do vento e estrutura característica dos vórtices nos diferentes casos de estabilidade atmosférica, em um escoamento próximo à superfície.

FONTE: Thom (1975, p.80).

Outro importante indicador das condições de estabilidade atmosférica foi desenvolvido por Pasquill e Gifford (P-G), que elaboraram um esquema detalhado da estabilidade atmosférica (Blackadar, 1997). Baseados em observações experimentais da dispersão de poluentes, sugeriram 7 categorias de estabilidade atmosférica (Tabela.3.1), chamadas de classes de P-G, que podem ser determinadas de acordo com o desvio padrão da direção do vento s_a .

TABELA 3.1 – CLASSES DE ESTABILIDADE DE PASQUILL-GIFFORD
OBTIDAS ATRAVÉS DO DESVIO PADRÃO DA DIREÇÃO DO VENTO, s_a

CLASSES DE ESTABILIDADE DE P-G		s_a
A	EXTREMAMENTE INSTÁVEL	25
B	MODERADAMENTE INSTÁVEL	20
C	LIGEIRAMENTE INSTÁVEL	15
D	NEUTRA	10
E	LIGEIRAMENTE ESTÁVEL	5
F	MODERADAMENTE ESTÁVEL	2.5
G	EXTREMAMENTE ESTÁVEL	0

FONTE: Blackadar (1997, p.135).

Todavia, o número de Richardson apresenta a desvantagem de variar com a altura. Já o critério de Pasquill-Gifford, têm a desvantagem de não levar em conta a altura da camada de mistura e a rugosidade da superfície, parâmetros que afetam s_a . Daí, a importância de um outro parâmetro para determinar a estabilidade, o de Monin e Obukhov. Mas antes de apresentá-lo, vamos abordar aspectos gerais da Teoria da Similaridade para CLS.

3.4 TEORIA DA SIMILARIDADE UNIVERSAL PARA A CLS

A Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov (M-O) apesar de semiempírica, é uma das mais bem sucedidas tentativas de exprimir os fenômenos da CLS através de leis universais (Monin e Yaglom, 1971). As hipóteses de similaridade assumem que o escoamento é horizontalmente homogêneo, quase-estacionário e os fluxos turbulentos de momentum e calor são constantes (independentes da altura). Na procura de um parâmetro de comprimento que permita adimensionalizar as grandezas da CLS, M-O recorreram à análise dimensional e definiram um comprimento L determinado através dos parâmetros fisicamente relevantes, tais como u_* , $\frac{Q_0}{rc_p}$, $\frac{g}{q_v}$ e z (altura acima da superfície).

Na hipótese de similaridade de M-O, as variáveis independentes envolvem três dimensões fundamentais (comprimento, tempo e temperatura), e de acordo com o Teorema II de Buckingham (Arya,1988) pode-se formular somente uma combinação adimensional independente delas. A combinação tradicionalmente escolhida na Teoria da Similaridade de M-O é a do parâmetro de flutuabilidade :

$$z = \frac{z}{L} \quad (3.17)$$

onde:

$$L = - \frac{u_*^3}{k \frac{g}{q_v} \frac{Q_0}{rc_p}} \quad (3.18)$$

é conhecido como escala de comprimento de M-O e k é a constante de von Karman, esta incluída por conveniência.

A escala de comprimento de M-O possui a grande vantagem de não variar com a altura na CLS. Fisicamente, o parâmetro L nos fornece informações sobre até que altura os mecanismos de geração mecânica de turbulência desempenham um papel importante, comparativamente aos térmicos. Assim, quando tivermos $z > |L|$ podemos dizer que fundamentalmente, a convecção está sendo mantida termicamente, enquanto que para $z < |L|$ a convecção está sendo mantida também por processos mecânicos.

Similarmente, definiu-se uma escala de temperatura turbulenta :

$$T_* = -\frac{1}{u_*} \frac{Q_0}{rc_p} \quad (3.19)$$

O sinal dessas escalas, de comprimento e temperatura, depende somente do sentido do fluxo turbulento de calor sensível Q_0 , pois todos os outros parâmetros são positivos. Se considerarmos a CLS em condições de estabilidade estratificada ($Q_0 < 0$) as escalas L e T_* são positivas, e sob condições de instabilidade estratificada ($Q_0 > 0$) as escalas L e T_* são negativas. Próximo da condição de neutralidade ($Q_0 \rightarrow 0$) $L \rightarrow \pm\infty$ e $T_* \rightarrow 0$.

A Teoria de Similaridade de M-O auxilia o entendimento dos principais processos físicos associados ao escoamento na CLS. De acordo com essa teoria, todas as grandezas físicas e seus respectivos momentos estatísticos poderiam ser expressas adimensionalmente em termos de funções universais de z , daí resultando em uma série de equações adimensionais de validade geral na CLS. Dentre estas, é importante mencionar as seguintes:

a) a do gradiente vertical de velocidade média do vento:

$$f_m(z) = \frac{kz}{u_*} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \quad (3.20)$$

b) a do gradiente vertical de temperatura potencial virtual :

$$f_h(z) = \frac{kz}{T_*} \left(\frac{\partial \bar{q}_v}{\partial z} \right) \quad (3.21)$$

Logo, as funções $f_m(z)$ e $f_h(z)$ são funções universais que relacionam os fluxos constantes da CLS aos gradientes médios.

Considerando as equações do movimento e do fluxo térmico para a CLA, Eqs. (3.12) e (3.13) respectivamente, podemos determinar os coeficientes de difusividade turbulenta para momentum e calor sensível, respectivamente:

$$K_m = \frac{ku_*z}{f_m(z)} \quad (3.22)$$

$$K_h = \frac{ku_*z}{f_h(z)} \quad (3.23)$$

Uma vez que as funções $f_m(z)$ e $f_h(z)$ sejam conhecidas, a relação entre R_i e o parâmetro de estabilidade z é estabelecida :

$$R_i = z \frac{f_h(z)}{f_m^2(z)} \quad (3.24)$$

Estritamente falando, K_m e K_h não são considerados iguais, mas sob condições próximas da neutralidade a diferença entre eles é muito pequena (Businger et al., 1971), logo: $K_m \approx K_h \Rightarrow f_m \approx f_h$.

Salvo algumas exceções (Thom et al., 1975; Wyngaard, 1983; Raupach et al., 1996; Mahrt et al.; 1998), a Teoria da Similaridade universal permite descrever a variação de grandezas turbulentas médias adimensionais da CLS com a altura, por meio de funções universais de z . Ela leva em consideração apenas forçantes do contorno inferior da atmosfera e admite que os processos físicos que ocorrem no topo da CLA (na região de entranhamento) não interferem diretamente nas parametrizações da turbulência na CLS. Muitos dados atmosféricos mostraram-se condizentes com essa teoria (Monin e Yaglom, 1971; Kaimal e Wyngaard, 1990; Högström, 1996; Garratt et al., 1996). Todavia, acima de superfícies extremamente rugosas, próximo a coberturas vegetais, dentro da chamada subcamada de transição, a Teoria da Similaridade tem sido questionada (Raupach, 1979; Garrat, 1980; Raupach et al., 1996). Assim, salvo excessões, a Teoria da Similaridade de M-O fornece uma base adequada para uma melhor compreensão das relações fluxo-perfil na CLS, em diferentes condições de estabilidade.

3.5 GRADIENTES VERTICAIS ADIMENSIONAIS NA CLS

Dada a importância desempenhada pelos gradientes verticais, e por conseqüência, pelas funções universais na caracterização dos processos na CLS, é interessante examinar com algum detalhe a forma que essas funções assumem sobre diferentes condições de estabilidade.

3.5.1 Condições Próximas da Neutralidade

Em condições de próximas da neutralidade não há troca de calor sensível entre a superfície e a atmosfera, e a CLS apresenta um estado de convecção forçada. Nessas circunstâncias, o vento varia logaritmicamente com a altura e $f_m(0) = 1$. Esta afirmação pode ser demonstrada com a substituição do valor de $f_m(z)$ na Eq. (3.20):

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (3.25)$$

onde z_0 é comprimento de rugosidade aerodinâmico, parâmetro associado à capacidade que a superfície possui em absorver momentum da atmosfera.

Analogamente, a variação de q_v com a altura:

$$\bar{q}_v(z) = q_{v0} + \frac{T_*}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (3.26)$$

3.5.2 Condições Instáveis

A literatura apresenta muitos estudos para a determinação da forma das funções f_m e f_h sob condições instáveis e acima de superfícies lisas. Embora muito esforço teórico já tenha sido despendido para encontrar formulações menos empíricas, como é o caso da KEYPS (Nogueira, 1980), as formulações mais utilizadas têm sido as proporcionadas por Dyer e Hicks (1970) e Dyer, (1974):

$$f_m(z) = (1 - 16z)^{-\frac{1}{4}} \quad (3.27)$$

$$f_h(z) = (1 - 16z)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.28)$$

que são similares às obtidas por Businger et al. (1971) em Kansas, com alguma diferença na determinação dos valores da constante de von Kármán.

3.5.3 Condições Estáveis

Para condições estáveis, uma das formulações mais aceitas é a de Webb (1970) que encontrou uma aparente similaridade no comportamento dos perfis verticais de velocidade do vento e temperatura, ambos apresentando uma forma logarítmica válida para um grande intervalo de condições de estabilidade. Baseado nas análises dos perfis, obteve as seguintes relações fluxo-gradiente:

$$f_m(z) = f_h(z) = 1 + 5,2z \quad (3.29)$$

Vale ressaltar que a caracterização das funções adimensionais para condições de convecção livre (Kader e Yaglom, 1990), bem como para condições de intensa estabilidade (Sorbjan, 1989; Mahrt et al., 1998), devem passar por um aperfeiçoamento pois, mostram-se insuficientes na caracterização de alguns dos processos atmosféricos (Yaglom, 1994).

3.6 ESCOAMENTOS SOBRE SUPERFÍCIES COMPLEXAS E OUTRAS CONDIÇÕES ANÔMALAS

Toda exposição teórica feita até o presente momento, leva em consideração escoamentos atmosféricos sobre superfícies ideais, isto é, planas, horizontais,

homogêneas e com pequena rugosidade. A introdução de superfícies complexas (como florestas, savanas, centros urbanos, etc.) fazem com que os estudos de trocas turbulentas tornem-se mais difíceis, dada a dificuldade da obtenção de relações universais simples na subcamada de transição (Thom et al., 1975; Garratt, 1980, 1983). O principal objetivo do estudo de escoamentos turbulentos sobre superfícies complexas é o de compreender:

- a) O papel de instabilidades específicas (Etling e Brown, 1993), como a do ponto de inflexão (Raupach et al., 1996), na modificação da estrutura da turbulência próximo a superfície;
- b) A definição da altura da subcamada de transição, z_* (Garratt, 1980), e a verificação da validade do perfil logarítmico (Blackadar e Tennekes, 1968; Tennekes, 1973) e das funções universais sob tais condições (Raupach e Thom, 1981);
- c) A verificação da existência de camada limite interna e seu papel na estrutura do escoamento (Mahrt et al., 1994);
- d) A influência de circulações locais induzidas pela heterogeneidade da superfície, nas trocas turbulentas (Brutsaert, 1998), problema que é agravado sob condições estáveis (Nai Ping et al., 1983; Manins, 1992).

Dada as características complexas da superfície do Pantanal, para efeito didático e sem perda de generalidade, apresentar-se-á uma discussão sobre superfícies complexas, quando estas são constituídas por vegetação alta.

3.6.1 Características Aerodinâmicas

O escoamento em uma camada limite turbulenta acima de uma cobertura vegetal de altura uniforme h_c , envolve dois parâmetros de rugosidade aerodinâmica fundamentais: d e z_0 , considerados como características aerodinâmicas da cobertura. O parâmetro d ,

chamado de nível de deslocamento do plano zero em geral, constitui uma fração grande da altura h_c ($0.75h_c$ segundo Kaimal e Finnigan, 1994) e indica o nível médio até o qual o momentum é absorvido pelo elementos individuais da cobertura. Foi introduzido para reter a forma logarítmica do perfil vertical da velocidade do vento sobre áreas de floresta. Com efeito, o tamanho médio dos vórtices acima da floresta é proporcional à distância representada pela altura $(z - d)$ e não à distância da superfície terrestre (z) .

A grandeza z_0 , conhecida como parâmetro de rugosidade aerodinâmica, está relacionada com a capacidade da cobertura vegetal para absorver momentum, e é uma característica da interação dinâmica do escoamento com a superfície em questão, sendo inversamente proporcional à resistência que a superfície apresenta à transferência turbulenta de quantidade de movimento (Monin e Yaglom, 1971). Logo, quanto mais rugosa a superfície e quanto maior a velocidade do vento, menor a resistência aerodinâmica (Thom, 1975).

A interação da superfície vegetada com a atmosfera cria uma subcamada rugosa chamada subcamada de transição, onde as formas universais dos perfis da CLS e a analogia de Reynolds (identidade dos mecanismos de calor e momentum) não são mais válidas. Segundo Thom et al. (1975) e Garratt (1978b, 1992), nessa camada a transferência de momentum é causada, em parte, por flutuações de pressão determinadas pelo impacto do escoamento ante elementos individuais de rugosidade, o que gera esteiras turbulentas localizadas atrás dos elementos de rugosidade. Por outro lado, na transferência de calor tal mecanismo não é tão relevante. Assim, a resistência à transferência de momentum entre as superfície vegetada e a atmosfera deve ser menor que a resistência à transferência de calor (Monin e Yaglom, 1971).

A diferente concepção física dos processos de transferência de momentum e calor, é um dos importantes mecanismos que introduzem distorções nas relações fluxo-perfil convencionais, o que caracteriza a chamada “discrepância aerodinâmica”. Outro mecanismo gerador de distorções, segundo Raupach (1979), seria constituído pelas

circulações locais induzidas termicamente, devido à existência de gradientes horizontais de temperatura à superfície. A camada de transição é compreendida entre z_0 e uma altura que se convencionou chamar de z_* , onde esta última corresponde ao limite inferior do intervalo vertical de validade das funções universais de M-O e por consequência, do perfil vertical logarítmico da velocidade do vento. Assim, para uma camada atmosférica acima de uma superfície rugosa horizontalmente homogênea (com os fluxos verticais constantes), as relações fluxo-perfil para momentum e calor (discutidas na Seção 3.5) devem ser alteradas, com a substituição de z por $(z - d)$ (Raupach, 1979; Garratt, 1978a).

Historicamente, as estimativas das grandezas turbulentas obtidas a partir de informações contidas nos perfis verticais desempenharam um papel fundamental na compreensão da estrutura da turbulência na CLS (Webb, 1970; Businger et al., 1971; Högström, 1996), o que podemos avaliar pelas considerações de Kaimal e Wyngaard (1990) sobre o papel desempenhado pelos resultados do Experimento de Kansas na compreensão das características do escoamento do ar próximo à superfícies planas. Todavia, com o advento dos instrumentos eletrônicos para medidas rápidas na atmosfera (anemômetros sônicos e similares) e com o desenvolvimento de meios potentes de aquisição de dados (microcomputadores e “dataloggers”), foi possível estudar as características da CLS a partir da estatística das flutuações turbulentas, inclusive de suas características espectrais. Isto permitiu que o fechamento da turbulência fosse estendido a ordens mais elevadas, possibilitando a obtenção de mais informações físicas sobre as características dos processos de troca na CLS (Wyngaard, 1983; 1984; 1992).

Um aspecto importante propiciado pelas medidas de resposta rápida concerne ao conhecimento da informação física oferecida pelos momentos de segunda ordem das flutuações turbulentas. A partir destes, conforme será mostrado nesse estudo, é possível obter informações sobre os fluxos, sobre as principais escalas do escoamento, sobre a altura da CLA, sobre a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, sobre condições de estabilidade da atmosfera, sobre os parâmetros de rugosidade, sobre

características da turbulência (como é o caso das estruturas coerentes) dentre outras informações.

3.7 CAMADA DE MISTURA

A camada de mistura é considerada como a camada da atmosfera mais diretamente afetada pelo aquecimento da superfície, apresentando uma forte variação diurna. Frequentemente a sua altura, z_i , é definida como a altura da primeira inversão do perfil de temperatura potencial (Tennekes, 1984) e pode alcançar até 2 km em latitudes médias.

Nessa camada, os movimentos convectivos de grande escala são dirigidos pelas forças de flutuabilidade e as escalas propostas pela Teoria da Similaridade de M-O não são válidas, uma vez que o termo de produção mecânica é desprezível aí. Os parâmetros que governam a turbulência na camada de mistura são $\frac{g}{q_v}$, z , z_i e $\frac{Q_0}{rc_p}$ (Sorbjan, 1989).

Assim, definiu-se uma escala de velocidade:

$$w_* = \left(\frac{g}{q_v} \frac{Q_0}{rc_p} z_i \right)^{1/3} \quad (3.30)$$

e uma escala de temperatura:

$$q_* = \frac{Q_0}{w_*} \quad (3.31)$$

que são somente funções de z/z_i . Tais escalas, podem normalizar as grandezas meteorológicas em camadas limite instáveis e têm sido utilizadas em simulações de

difusão de poluentes atmosféricos, entre outras aplicações. A validade dessas escalas foram estabelecidas por Willis e Deardorff (1974) em simulações da camada de mistura em laboratório, e confirmada por Caughey e Palmer (1979) que estudaram a estrutura da turbulência na camada limite convectiva. Parte apreciável da literatura sobre a camada de mistura, descreve a turbulência em termos dos seus momentos de segunda ordem, como é o caso das variâncias ou dos desvios padrões das grandezas micrometeorológicas, o que será apresentado a seguir.

3.8 DESVIOS PADRÕES DAS CARACTERÍSTICAS TURBULENTAS

Um parâmetro estatístico da dispersão (flutuação) dos dados em torno de seu valor médio é conhecido como desvio padrão (ou raiz quadrada da variância), e pode ser interpretado como uma medida da magnitude da flutuação dos dados em torno de seu valor médio. Por esta razão ele é usado como uma medida da intensidade da turbulência.

As flutuações turbulentas são responsáveis pelos processos de transferência vertical (momentum, calor e umidade), particularmente os próximos à superfície terrestre. Muitas das aplicações da CLS turbulenta necessitam de informações sobre as características das flutuações turbulentas. Então, devem-se estabelecer funções universais que relacionem os desvios padrões adimensionais de grandezas meteorológicas com diferentes funções das condições de estabilidade atmosférica. Podem ser consideradas as condições neutras, instáveis e estáveis, conforme será apresentado a seguir.

3.8.1 Desvios Padrões das Componentes de Velocidade do Vento para Condições Neutras

A hipótese da similaridade de M-O pode ser aplicada aos parâmetros estatísticos das flutuações turbulentas de velocidade do vento na CLS, e requer que os desvios padrões

das componentes de velocidade, normalizadas por u_* , sejam funções somente de z . Assim, sob turbulência puramente mecânica ($z = 0$), os desvios padrões normalizados podem ser constantes e independentes da altura na CLS. Logo :

$$\frac{s_u}{u_*} = A \quad \text{ou} \quad s_u = Au_* \quad (3.32)$$

$$\frac{s_v}{u_*} = B \quad \text{ou} \quad s_v = Bu_* \quad (3.33)$$

$$\frac{s_w}{u_*} = C \quad \text{ou} \quad s_w = Cu_* \quad (3.34)$$

As constantes A , B e C podem ser determinadas considerando-se a lei logarítmica do vento (Eq. 3.25) ou através de observações (Panofsky e Dutton, 1984). Note-se que em condições neutras, os desvios padrões são independentes da velocidade do vento e de u_* , dependendo apenas de z/z_0 .

3.8.2 Desvios Padrões das Componentes de Velocidade do Vento para Condições Diferentes da Neutralidade

As características do desvio padrão da componente vertical de velocidade do vento na CLS são relativamente bem conhecidas pois, obedecem às relações universais (que dependem apenas de z). A razão pela qual o comportamento da velocidade vertical do vento na CLS é relativamente simples, vem do fato da proximidade da superfície terrestre impedir a formação de flutuações de baixa frequência nesta componente de velocidade (Lumley e Panofsky, 1964). Assim, o desvio padrão pode ser descrito por:

$$\frac{s_w}{u_*} = f_w(z) \quad (3.35)$$

Inúmeras sugestões empíricas para $f_w(z)$ têm sido testadas para condições instáveis. Todas estas são baseadas na hipótese de que $f_w(z)$ seja independente de u_* , isto é, seja proporcional a $(-z)^{1/3}$ para $(z \ll 0)$. Esta hipótese é fisicamente razoável já que u_* depende da velocidade do vento e da rugosidade da superfície, e ambos estão relacionados à turbulência mecânica.

Baseado nos argumentos acima, Panofsky et al. (1977) sugeriram para $z < 0$:

$$\frac{s_w}{u_*} = 1,25(1 - 3z)^{1/3} \quad (3.36)$$

A condição sob a qual a estatística da turbulência torna-se independente de u_* ($z \ll 0$) é conhecida como convecção livre, e assim a Eq. (3.36) torna-se:

$$s_w = 1,3 \left(\frac{g}{q_v} \frac{Q_0}{rc_p} z \right)^{1/3} \quad (3.37)$$

o que mostra que s_w aumenta com a altura em dias claros e com ventos fracos.

Há pouco acordo sobre o comportamento de $f_w(z)$ em condições estáveis. Uma das dificuldades é de natureza observacional, pois s_w e u_* nestas condições, tornam-se pequenos (≈ 0) e assim, sua razão é determinada com muita imprecisão. A incerteza do valor de u_* é especialmente séria, pois sua subestimativa tem grande efeito sob s_w/u_* . Então, recomenda-se considerar as condições estáveis análogas às condições de neutralidade (Panofsky e Dutton, 1984).

Em contraste com o desvio padrão da componente vertical de velocidade do vento, as componentes horizontais de velocidade sobre terrenos uniformes não são independentes da altura na CLS, mesmo sob condições instáveis. Assim, a escala de M-O não é válida para essas componentes. Isso deve estar relacionado à influência de vórtices de baixa frequência (Wyngaard, 1983). Panofsky et al. (1977) sugeriram para condições instáveis:

$$\frac{s_u}{u_*} = f_u\left(\frac{z_i}{L}\right) \approx f_v\left(\frac{z_i}{L}\right) = \frac{s_v}{u_*} \quad (3.38)$$

onde z_i é a altura da camada de mistura.

Em condições estáveis pode-se assumir que $\frac{s_u}{u_*}$ e $\frac{s_v}{u_*}$ mantêm os mesmos valores que sob condições neutras, contanto que $\frac{z_i}{L}$ não seja muito maior que zero, pois para condições de forte estabilidade atmosférica e ventos fracos essas quantidades aumentam novamente e tornam-se extremamente variáveis (Panofsky e Dutton, 1984; Mahrt et al., 1998). Nestas, a Teoria da Similaridade deve ser modificada para assumir uma formulação local (Sorbjan, 1989).

3.8.3 Desvios Padrões de Escalares

Os desvios padrões de escalares na CLS, como temperatura e umidade, são bem descritas pela Teoria da Similaridade de M-O (Panofsky e Dutton, 1984), que requer que o desvio padrão normalizado seja:

$$\frac{s_s}{s_*} = f_s(z) \quad (3.39)$$

onde s é um escalar qualquer.

3.9 ESTATÍSTICA ESPECTRAL DE FLUTUAÇÕES TURBULENTAS

As funções de densidade espectral descrevem como a variância de uma quantidade é distribuída sobre diferentes escalas, frequências, ou dimensões dos vórtices. Se as quantidades medidas são as componentes de velocidade do vento, o espectro descreve a distribuição de energia cinética com respeito ao intervalo de frequência.

Em meteorologia, os espectros são mais úteis para algumas aplicações, do que outras ferramentas estatísticas. Algumas razões para isto são (Panofsky e Dutton, 1984):

- a) O espectro demonstra diretamente a distribuição de energia ou variância com respeito à frequência;
- b) Estimativas em banda específica de frequência são estatisticamente independentes de estimativas em outras bandas;
- c) Para grandes amostras, a densidade espectral pode ser estimada rapidamente com técnicas de Transformada Rápida de Fourier (Stull, 1988).

Se a densidade espectral é apresentada sob uma escala linear em função da frequência, então a área do intervalo de frequência representa a contribuição das flutuações para a variância nesse intervalo, e o espectro é dito unidimensional.

Considerando-se a frequência em ciclos por unidade de tempo ($f = \omega/2\pi$), a densidade espectral é dada por:

$$s^2 = \int_0^{\infty} f(w) dw = \int_0^{\infty} S(f) df = \int_0^{\infty} f S(f) d \ln f \quad (3.40)$$

onde $S(f)$ é a função de densidade espectral. A Eq. (3.40) permite apresentar o gráfico de $f S(f)$ contra $\ln f$, que tem sido adotado para descrever a maioria dos espectros atmosféricos.

Devido aos vórtices turbulentos observados na CLA serem estruturas espacialmente extensas, sua análise requer informações de muitos pontos no espaço. Tais medidas são disponíveis, em princípio, por medidas obtidas em aviões, mas a maior parte dos dados micrometeorológicos são derivados de medidas em um ponto fixo do espaço como função do tempo (torre micrometeorológica). Para converter essas medidas temporais em dados espacialmente distribuídos, utiliza-se a hipótese de Taylor, pela qual a turbulência pode ser considerada congelada no tempo (Kaimal e Finnigan, 1994). Então, a partir de medidas realizadas em um sistema Euleriano, pode-se ter:

$$x = \bar{u} t \text{ e } k_1 = f / \bar{u} \quad (3.41)$$

onde x corresponde à posição espacial e k_1 a um número de onda. O espectro pode ser representado por:

$$k_1 S(k_1) = f S(f) \quad (3.42)$$

mantendo a sua forma, bem como sua magnitude. Muitas vezes os espectros são apresentados em escalas logarítmicas de frequências adimensionais, $\ln(fz/\bar{u})$ ou $\ln(fz_i/\bar{u})$, pois assim é possível visualizar claramente aspectos universais dos espectros, tais como suas leis de potência. Apesar da indiscutível utilidade da hipótese de Taylor,

ela apresenta limitações em sua aplicação (particularmente, quando a velocidade média do escoamento não é suficientemente grande), o que foi discutido por vários autores dentre eles Kaimal et al. (1972), e muitas questões sobre tal hipótese ainda são controversas nos dias de hoje (Gledzer, 1997).

A Teoria do Equilíbrio Universal concebida por Kolmogorov, constitui o primeiro esforço teórico importante para compreender características universais dos espectros da turbulência atmosférica. Segundo sua concepção, na turbulência desenvolvida tridimensional, o espectro de energia apresenta três regiões fisicamente distintas: região de produção, subdomínio inercial e região de dissipação de $\bar{e}$ (conforme mostrado na Fig. 3.2 para o espectro unidimensional) (Kaimal e Finnigan, 1994).

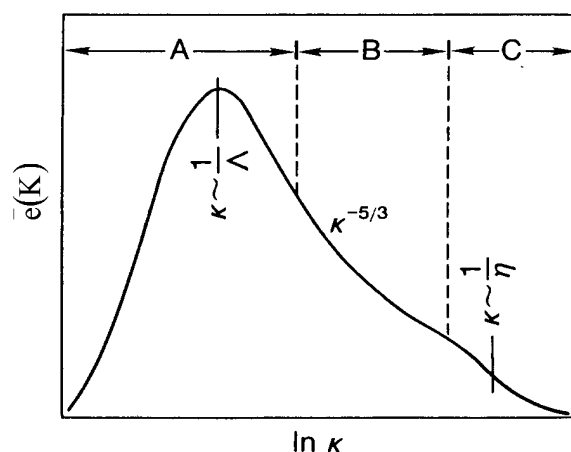


Fig. 3.2 - Espectro de energia cinética turbulenta na CLA mostrando a região de produção de energia (A), o subdomínio inercial (B) e a região de dissipação (C). Λ é a escala integral de turbulência e η é a microescala de Kolmogorov.

FONTE: Kaimal e Finnigan (1994, p.34).

Na região de produção, nas escalas maiores, $\bar{e}$ é produzida principalmente pela flutuabilidade e cisalhamento do escoamento médio, tendo escalas de comprimento da ordem de dezenas de metros a vários quilômetros, e escalas de tempo que variam de

dezenas de segundos a vários minutos. As características da densidade espectral dessa região dependem em geral da velocidade do vento, do comprimento de rugosidade e da altura da camada limite, além das condições de estabilidade atmosférica. No subdomínio inercial, ainda segundo Kolmogorov, deve existir um “equilíbrio universal” de tal forma que $\bar{\epsilon}$ não é produzida e nem destruída neste subdomínio, mas flui em cascata das escalas maiores para menores (cascata de energia). Nessa região a turbulência é considerada isotrópica e determinada somente pelo parâmetro ϵ (taxa de dissipação de $\bar{\epsilon}$ por unidade de massa), que funciona aí como fluxo espectral de energia. Na região de dissipação, $\bar{\epsilon}$ é convertida em calor pela dissipação viscosa que ocorre em pequenas escalas, as chamadas microescalas da turbulência (Tennekes e Lumley, 1972).

Agora, apresentar-se-ão algumas propriedades universais do espectro turbulento obtido acima de superfícies homogêneas na CLS.

3.9.1 Subdomínio Inercial

Nesse subdomínio a densidade espectral das componentes de velocidade é apenas função de ϵ e de k_1 . Assim, por análise dimensional temos que a forma do espectro de u é dada por (Sorbjan, 1989):

$$S_u(k_1) = a_1 \epsilon^{2/3} k_1^{-5/3} \quad (3.43)$$

onde a_1 é uma constante universal (a constante de Kolmogorov). Esta é a bem conhecida “lei de potência de $-5/3$ ” do subdomínio inercial.

Como a turbulência é considerada isotrópica nessa região (isotropia local), isto é, o campo de velocidade é independente da rotação em torno do seu eixo espacial, temos a

validade da seguinte relação dos espectros das componentes de velocidade transversal e longitudinal (Sorbjan, 1989):

$$S_v(k_1) = S_w(k_1) = \frac{4}{3} S_u(k_1) \quad (3.44)$$

Outra consequência da isotropia local é a de que desaparecem todas as correlações entre as componentes de velocidade e escalares, e isto implica que não pode haver contribuições para os fluxos turbulentos no subdomínio inercial.

As relações do subdomínio inercial são de grande importância, já que proporcionam elementos para uma estimativa média de ϵ . Um indicador do comportamento geral de ϵ é também obtido pela forma simplificada da equação do balanço de $\bar{\epsilon}$. A combinação da lei do subdomínio inercial com a equação simplificada do balanço de $\bar{\epsilon}$ é particularmente útil na estimativa dos fluxos turbulentos, o que pode ser obtido exclusivamente com informação proveniente das altas frequências do sinal turbulento (Large e Ponds, 1982; Durand et al., 1991).

3.9.2 Espectros da CLS

Utilizando-se as condições estabelecidas pelas relações universais de M-O, a adimensionalização dos espectros das componentes de velocidade do vento e de temperatura na CLS, são efetuadas através dos parâmetros de escala de velocidade (u_*) e de temperatura (T_*), respectivamente. Uma apropriada escala de frequência adimensional é definida por:

$$n = \frac{fz}{u}$$

que é a razão da altura de medida z , pelo comprimento de onda, utilizada para representar o espectro.

Como e varia rapidamente na CLS em função da altura, é útil determinar sua formulação adimensional. Para isto basta adimensionalizar a equação do balanço de $\bar{e}$ através da multiplicação de seus termos por kz/u_*^3 . Assim, obtém-se o termo adimensional da dissipação de $\bar{e}$:

$$f_e = e \frac{kz}{u_*^3} \quad (3.45)$$

Logo, o espectro da componente u normalizado no subdomínio inercial pode ser expresso por:

$$\frac{nS_u}{u_*^2} = \frac{a_1}{(2pk)^{2/3}} (f_e)^{2/3} \left(\frac{fz}{u} \right)^{-2/3} \quad (3.46)$$

Através da definição da frequência adimensional n e dos valores de $a_1 = 0,55$ (constante de Kolmogorov) e $k = 0,4$ (constante de von Karman) (Kaimal e Finnigan, 1994) tem-se:

$$\frac{nS_u}{u_*^2 f_e^{2/3}} = 0,3n^{-2/3} \quad (3.47)$$

que representado em gráfico log-log, apresenta forma linear no subdomínio inercial com uma declividade de $-2/3$.

A forma funcional de f_e para diferentes condições de estabilidade atmosférica é expressa por (Kaimal e Finnigan, 1994):

$$f_e^{2/3} = \begin{cases} 1 + 0.5|z/L|^{2/3} & z/L < 0 \\ (1 + 0.5z/L)^{2/3} & z/L > 0 \end{cases} \quad (3.48)$$

e os espectros adimensionais das demais componentes de velocidade e de temperatura tem as formas:

$$\frac{nS_v}{u_*^2 f_e^{2/3}} = 0,4n^{-2/3} \quad (3.49)$$

$$\frac{nS_w}{u_*^2 f_e^{2/3}} = 0,4n^{-2/3} \quad (3.50)$$

$$\frac{nS_q}{T_*^2 f_h f_e^{-1/3}} \approx 0,43n^{-2/3} \quad (3.51)$$

As parametrizações supramencionadas, constituem um importante acervo à disposição da modelagem da CLA. Além das variâncias, outros momentos de segunda ordem fornecem informações fundamentais para a compreensão dos processos de troca na CLA. Dentre estes, destacam-se as covariâncias entre a flutuação da velocidade vertical w' e flutuações de grandezas tais como u' , q_v' ou q' , as quais fornecem informações para a determinação dos fluxos turbulentos verticais de momentum, calor sensível e calor latente, respectivamente.

Como já mencionado anteriormente, a determinação dos fluxos têm grande utilidade na meteorologia aplicada e constitui objeto de intensa atividade de pesquisa. Por isso, será dada atenção especial a métodos de cálculo dos fluxos na CLS, a partir de informações oferecidas pelas flutuações turbulentas obtidas com instrumentos de resposta rápida.

3.9.3 Análise Espectral para Sinal Não Estacionário: A Transformada em Ondeletas

A Transformada em Ondeletas é um método de análise desenvolvido a partir dos anos 80, como uma forma de projetar funções temporais (espaciais). Este método é baseado na teoria de grupos e nas funções quadraticamente integráveis (energia finita), permitindo decompor um sinal dependente do tempo em ambos, tempo e escala. A Transformada em Ondeletas da função $f(t) \in L^2(\mathfrak{R})$ é definida pela expressão (Farge, 1992):

$$W_y f(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) y\left(\frac{t-b}{a}\right) dt$$

onde $a \neq 0 \in \mathfrak{R}^+$ e $b \in \mathfrak{R}$.

Os coeficientes da Transformada em Ondeletas, $W_y f(a, b)$, são obtidos por translações e dilatações da função $y(t)$ que é denominada de ondeleta-mãe. O parâmetro adimensional de escala, a , afeta o tamanho e a amplitude das ondeletas, mas não a sua forma. E o parâmetro b permite a sua localização temporal.

Existem dois tipos de ondeletas: a ondeleta contínua e a ondeleta discreta. Dentre as ondeletas discretas mais conhecidas estão, a de Haar, a de Meyer e a biortogonal. Quantos às contínuas, destaca-se a ondeleta complexa de Morlet (Daubechies, 1992).

3.10 MÉTODOS PARA ESTIMATIVAS DOS FLUXOS TURBULENTOS NA CLS

Para que se possam estimar os fluxos turbulentos é necessário antes de mais nada medir as intensidades das flutuações turbulentas das grandezas que intervêm nestes fluxos. Porém, tendo-se em vista o caráter aleatório dos fenômenos turbulentos, a primeira etapa no cálculo dos fluxos consiste em estimar o valor médio de cada grandeza a computar, para que se possa então calcular as flutuações, com relação a esta média.

Os fluxos turbulentos de momentum e calor na CLS podem ser determinados por muitos métodos (Arya, 1988), dentre os quais valem ressaltar: o método das covariâncias e o método dissipativo inercial. O método das covariâncias, geralmente considerado como um método de referência, já que é o único a permitir o cálculo dos fluxos diretamente a partir das flutuações turbulentas. O método dissipativo inercial obtém os fluxos a partir de informações obtidas exclusivamente no subdomínio inercial. Ele admite a validade das hipóteses de Kolmogorov e necessita de parametrizações das funções f_m e f_h na CLS.

A seguir, serão discutidos em maiores detalhes os dois dos principais métodos de estimativa supramencionados.

3.10.1 Método das Covariâncias (“Eddy-Correlation”)

É o único método direto disponível para medir fluxos turbulentos. Consiste em calcular as covariâncias entre as flutuações de velocidade vertical, w' , e as flutuações de uma grandeza turbulenta qualquer, s' , a qual pode ser u' para o fluxo vertical de quantidade de movimento ou q' para o fluxo vertical de calor sensível. Em termos absolutos, este

método necessitaria da determinação das flutuações sobre uma superfície S , para calcular o fluxo através desta:

$$\overline{(w' s')} = \frac{1}{S} \oint w' s' dS \quad (3.52)$$

Na prática, as medidas são efetuadas em um ponto fixo (em função do tempo). Então, utiliza-se a seguinte aproximação, sob a hipótese de que a covariância assim calculada seja estatisticamente representativa do fluxo através de uma superfície horizontal (McBean, 1972):

$$\overline{(w' s')} = \frac{1}{T} \int_0^T w' s' dS = \int_0^\infty Co_{ws}(f) df \quad (3.53)$$

onde f é a frequência, T é o período sobre o qual a média é efetuada e Co_{ws} é o coespectro de w' e s' .

Uma dificuldade importante para determinar a covariância, reside na necessidade de se fazer uma integração sobre todo o espaço das frequências. Todavia, admite-se que a falha espectral exista em uma região onde a frequência é da ordem de f_F (Lumley e Panofsky, 1964). Então é possível ter um limite inferior de integração, f_I , sob a condição de $f_I > f_F$. Por outro lado, é possível achar também um limite superior de integração, f_S (que corresponde à frequência do extremo inferior do subdomínio inercial), por causa da própria natureza da turbulência, a qual só contribui para o fluxo turbulento em escalas maiores do que as do subdomínio inercial. Pode-se, rescrever a Eq. (3.53) na forma:

$$\overline{(w' s')} = \int_{f_I}^{f_S} Co_{ws}(f) df = \int_{\ln f_I}^{\ln f_S} f Co_{ws}(f) d(\ln f) \quad (3.54)$$

onde f_S e f_I poderiam ser determinados a partir de uma observação do coespectro de $w' s'$.

Podemos enumerar alguns problemas técnicos de medida que tornam o cálculo dos coespectros difícil:

- a) O coespectro é, por sua própria natureza, mais difícil de estimar que os espectros de potência, pois as correlações entre as variáveis medidas são freqüentemente muito pequenas (Kaimal et al., 1972). Ademais, a significância estatística das contribuições provenientes das freqüências mais baixas, muitas vezes não é suficientemente elevada (Mahrt, 1991);
- b) Os coespectros são particularmente sensíveis a erros que introduzem “intercomunicações” entre as flutuações das variáveis. Exemplos: a contaminação de w' por u' e vice-versa (Wyngaard, 1984);
- c) Para números de onda suficientemente elevados, a distorção do coespectro pode ser devida à distância que separa o sensor que mede w' daquele que mede s' (Kaimal et al., 1972);
- d) São introduzidos erros nos valores de w' quando o sistema de referência no qual as medidas são feitas não é suficientemente fixo (Large e Ponds, 1982);
- e) Os efeitos de distorção do escoamento em torno dos obstáculos instrumentais podem levar a sérios erros nas estimações estatísticas das grandezas turbulentas (Wyngaard, 1988);
- f) A eventual não estacionaridade do sinal turbulento (Farge, 1992), pode induzir à obtenção de valores pretensamente “médios”, sem um claro significado estatístico.

Associados aos problemas acima, podemos acrescentar outros devidos à própria amostragem do sinal, cuja consequência é tornar a estimação dos coespectros instável (Hildebrand, 1991; Mahrt, 1991). Uma questão central associa-se a uma estimação robusta da média. Um pré-requisito para isto, é que o suporte amostral seja suficientemente longo para captar um número estatisticamente significativo dos vórtices mais energéticos associados aos fluxos. Na prática isto nem sempre é fácil de se obter principalmente devido ao fato de o processo turbulento não ser suficientemente estacionário ou horizontalmente homogêneo. Outro problema mencionado, é o da existência de certa manifestação turbulenta que se caracteriza pelo fato das flutuações turbulentas não contribuírem suficientemente para a existência de fluxos turbulentos consideráveis, razão pela qual é chamada de “turbulência não ativa” (Högström, 1990).

Em síntese, apesar de o Método das Covariâncias (MC) ser o único que permite a medida direta dos fluxos, ele tem sua aplicação complicada por alguns problemas práticos. Dentre os métodos alternativos para o cálculo dos fluxos turbulentos destaca-se o Dissipativo Inercial.

3.10.2 Método Dissipativo Inercial

O Método Dissipativo Inercial (MDI) é um método indireto de estimação dos fluxos. Como tal ele necessita de parametrizações e de constantes universais cuja validade é discutível, além de depender também, da validade das hipóteses de Kolmogorov sobre a turbulência desenvolvida. Sua aplicação é restrita à CLS e sua utilização não é recomendável para condições de convecção livre (Kader, 1992). Todavia, ele pode apresentar vantagens, tais como: menor sensibilidade às flutuações de baixa frequência dos suportes onde estão instalados os instrumentos; é provavelmente menos sensível às distorções impostas ao escoamento pelas plataformas experimentais; pode estimar a taxa de dissipação da $\bar{\epsilon}$ e o fluxo vertical de momentum sem que para isto seja necessário se dispor da flutuação vertical de velocidade do vento. Pode estimar os fluxos a partir de dados medidos em intervalos de tempo extremamente curtos (alguns segundos).

O MDI se baseia nas equações de balanço das variâncias turbulentas, as quais admitem um equilíbrio local entre produção e dissipação de energia cinética, mesmo para pequenos intervalos de tempo (Khalsa e Businger, 1977). Utilizando-se algumas parametrizações e admitindo-se as hipóteses supramencionadas chega-se ao cálculo dos fluxos a partir da estimativa das taxas de dissipação (ou semi-destruição da variância, no caso de escalares) das grandezas concernentes. As parametrizações usadas são aquelas das funções gradientes universais para a CLS. As hipóteses admitidas são: a da similaridade de M-O; a de que os campos das grandezas turbulentas são estacionários e horizontalmente homogêneos e a de que certos termos que representam transporte e pressão, são desprezíveis ou compensados um pelo outro (Wyngaard e Coté, 1971). Admitindo-se que os termos de desequilíbrio são nulos, chega-se ao seguinte sistema simplificado para as equações adimensionais do balanço de $\bar{e}$ e do balanço da semi-variância da temperatura potencial q :

$$f_m - z = e \frac{kz}{u_*^3} \quad (3.55)$$

$$f_q = N_q \frac{kz}{T_*^2 u_*} \quad (3.56)$$

onde N_q é a taxa de semi-destruição da variância de temperatura. Para se estimar e e N_q , admite-se a validade da hipótese de Kolmogorov sobre a turbulência desenvolvida. Os valores destes parâmetros são então obtidos a partir d informação contidas nos subdomínios inerciais dos espectros de variância.

Finalmente, para se obter z , u_* e T_* aplica-se um algoritmo iterativo mostrado na Fig. (3.3). De posse destes parâmetros, os fluxos turbulentos são então estimados. O maior problema referente ao MDI reside na possibilidade dele indicar resultados diferentes

daqueles apontados pelo MC em regiões específicas do escoamento, nas quais as estruturas coerentes aí existentes impõem variações abruptas nos campos turbulentos (Weijers et al., 1994). Todavia, estas diferenças da estimativa tendem a se reduzir para grandes segmentos amostrais (Sá, 1992).

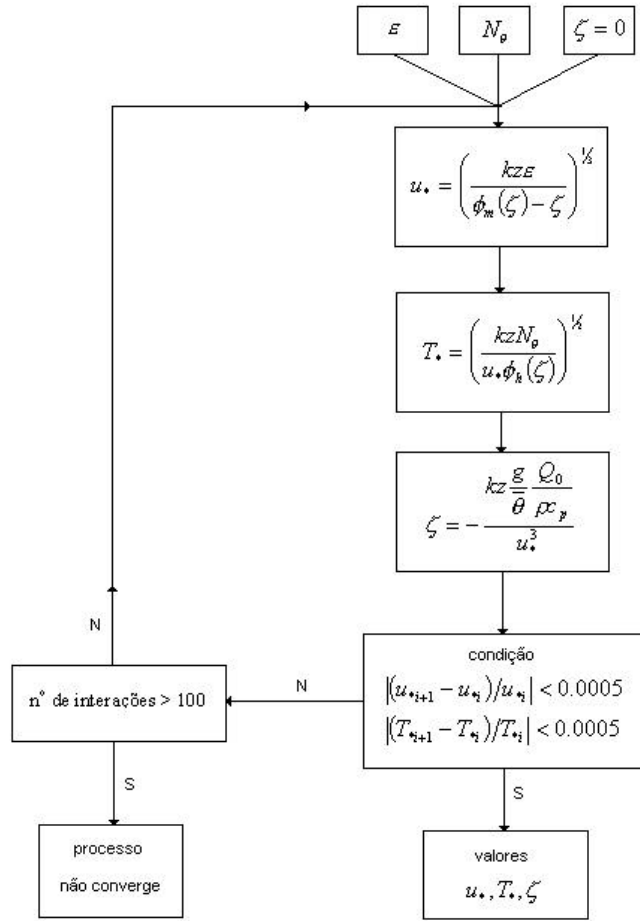


Fig. 3.3 - Algoritmo iterativo que constitui parte integrante do cálculo dos fluxos pelo MDI: a partir da informação de entrada provida por ε e N_q , é possível obter u_* , T_* e ζ .

FONTE: Sá (1992, p.39).

Tais considerações sobre cálculo dos fluxos turbulentos encerram a apresentação dos elementos teóricos deste estudo. A seguir, passar-se-á as análises dos dados.

CAPÍTULO 4

ANÁLISE E CONSISTÊNCIA DOS DADOS

Ao longo da realização do Experimento IPE-1 foi coletado extenso conjunto de dados, tanto com instrumentos de resposta rápida quanto de resposta lenta, como foi descrito no Capítulo 2. Os resultados aqui obtidos, baseiam-se em seis dias de dados (140-145), sendo que em algumas situações foi feita a escolha de dias específicos. Isto para que se obtivesse uma caracterização do comportamento dos fluxos turbulentos para diferentes condições de estabilidade e para distintos regimes do escoamento atmosférico.

Antes de se usarem os dados de resposta rápida para obtenção dos resultados, procedeu-se a uma análise dos mesmos para fins de controle de qualidade e de definição da frequência de corte para separação entre média e flutuação (Hildebrand, 1991). No controle de qualidade dos dados foram assumidos os seguintes critérios:

- a) Inspeção do sinal bruto e sua análise tempo/escala para detectar possíveis ruídos (Vickers e Mahrt, 1997);
- b) Verificação da consistência da variância, seguindo procedimento de Vickers e Mahrt (1997);
- c) Remoção das flutuações de frequência muito baixa e da tendência linear (Durand et al., 1988);
- d) Análise dos espectros e coespectros para verificar se o tempo de amostragem foi suficientemente grande para fechá-los (Kaimal e Finnigan, 1994).

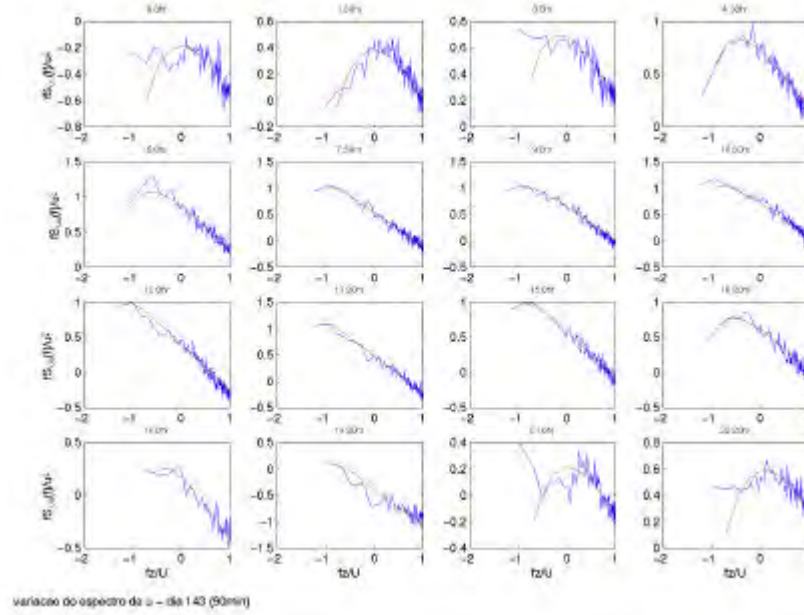
Para proceder a um estudo estatístico dos sinais turbulentos, foram admitidas as suposições segundo as quais: a hipótese ergódica é válida; os sinais turbulentos são estacionários (o que implica que as propriedades estatísticas das grandezas medidas não variam com o tempo); existe uma falha espectral que permite a separação das

contribuições referentes ao escoamento médio (grande escala) das que contêm os movimentos turbulentos (microescala). Somente nessas condições, os procedimentos de mediação de Reynolds têm sentido físico claro (Lumley e Panofsky, 1964; Stull, 1988).

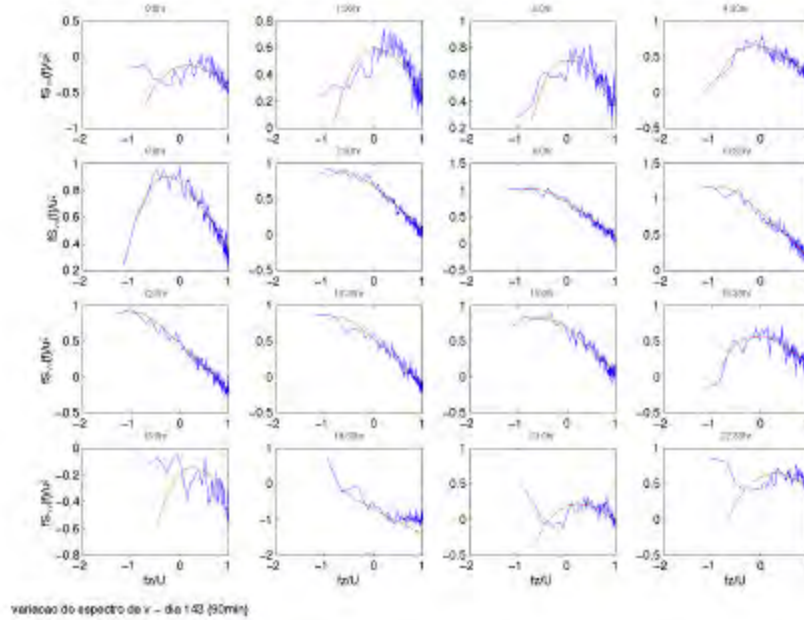
Nas análises espectrais levaram-se em conta as proposições de Kaimal e Finnigan (Capítulo 7, 1994), particularmente com relação às frequências de amostragem, às frequências de corte e pré-preparação dos dados. Os espectros para todas componentes de velocidade foram obtidos, inicialmente, considerando-se o tempo de amostragem de 60 minutos, o que se mostrou muitas vezes insuficiente para a obtenção dos picos espectrais. Assim, foi aumentado o tempo de amostragem para 90 minutos, situação em que os espectros, na sua grande maioria, apresentaram pico spectral e por conseqüência uma região de vórtices mais energéticos bem definida (Fig. 4.1). Embora este procedimento tenha se revelado adequado para a obtenção da frequência do pico spectral, algumas questões relacionadas com a filtragem passa-alto do sinal e suas conseqüências no cálculo de algumas grandezas turbulentas, serão discutidas a seguir. Saliente-se que, de um modo geral, os espectros apresentam declividade de $-5/3$ no subdomínio inercial. Todavia alguns resultados para condições estáveis, obtidos para períodos noturnos, não apresentaram o padrão esperado no subdomínio inercial, o que revela a existência de anomalias, provavelmente associadas a existência de circulações locais (Mahrt et al., 1998), o que também será discutido posteriormente.

No que se refere aos coespectros, as dificuldades relacionadas à sua correta estimativa parecem estar associadas: à não estacionaridade dos dados; à existência de contribuições para o coespectro provenientes de frequências muito baixas; à existência de bandas coespectrais contribuindo com valores positivos para a covariância, enquanto outras contribuem com valores negativos. Isto ficou patente ao se aplicar a Transformada em Ondeletas (Farge, 1992) aos dados de w e T para o dia 143, e ao se projetarem por escala as contribuições de $w'T'$, tanto para período de 24 horas quanto para 12 horas (Fig. 4.2), conforme procedimento utilizado por Druilhet et al. (1994).

a)



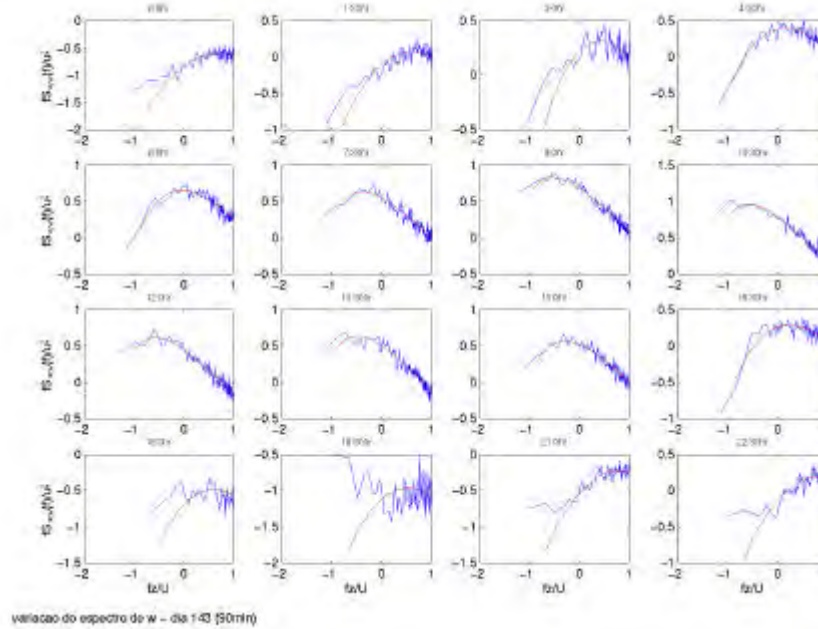
b)



(Continua)

Fig. 4.1 - Espectros das variâncias das flutuações turbulentas das componentes de velocidade do vento: a) u ; b) v ; c) w ; e suas respectivas curvas de ajuste para diversos períodos do dia 143 (tempo de amostragem de 90 min.).

c)



(Conclusão)

A Fig. (4.2) merece atenção especial, pois ela oferece uma chave para a compreensão da evolução do fluxo turbulento de calor sensível ao longo de um dia, fornecendo informações que dificilmente seriam obtidas por outros meios de análise de sinal. Ela mostra as contribuições para o termo $w'T'$ por escala, indicando as regiões (no espaço de tempo-escala) onde este é mais negativo (azul forte), mais positivo (vermelho forte) e próximo de um valor nulo (verde).

Uma ressalva inicial a ser considerada, é a de que em medidas efetuadas em sistema de referência Euleriano (torre micrometeorológica) não se deve automaticamente considerar que as escalas temporais maiores correspondem necessariamente a escalas de comprimento maiores, pois a velocidade com que o escoamento passa pelo sensor de medida desempenha papel importante na definição das escalas temporais mais energéticas que aparecem nos sinais medidos. Esta questão de estabelecer a verdadeira variabilidade temporal, só poderia ser bem definida em sistema de referência Lagrangeano. Em outras palavras, quando houver alguma variabilidade na escala

temporal dos vórtices no decorrer do tempo, isto não deve ser necessariamente associado a uma variação similar na escala espacial dos mesmos. Este problema foi amplamente discutido por Mahrt (1998).

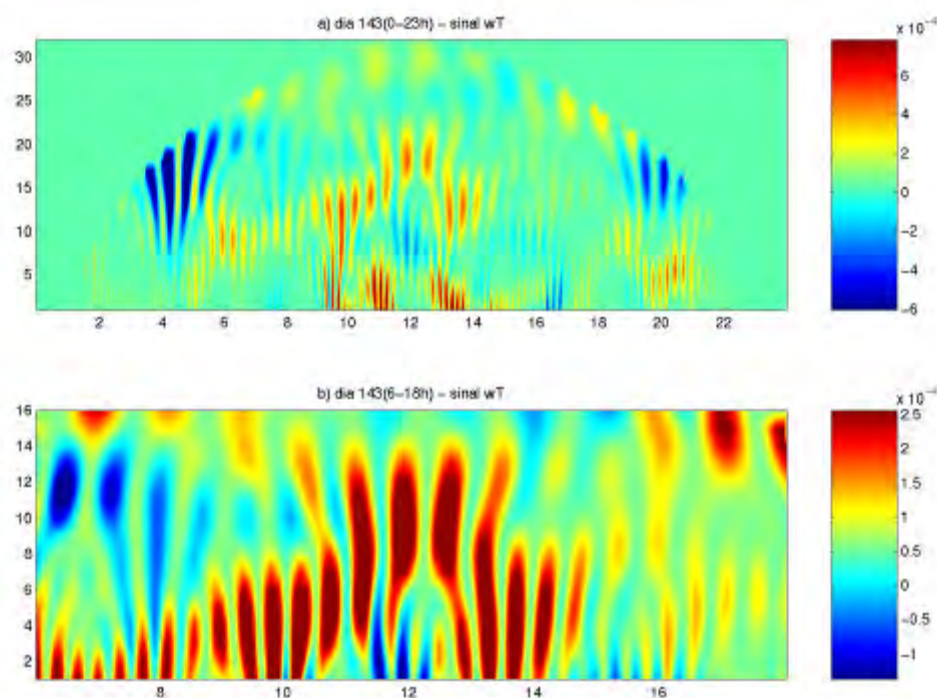


Fig. 4.2 - Diagramas em tempo-escala resultantes da aplicação da TO (Morlet) a dados de resposta rápida de flutuações turbulentas, medidas a 25m no dia 143. No eixo horizontal está representado o tempo, e no eixo vertical a escala (ou frequência). As cores correspondentes as flutuações positivas mais intensas (vermelho) ou negativas mais intensas (azul): a) $w'T'$ para 24 horas de dados; b) $w'T'$ para 12 horas de dados (situação diurna).

A primeira observação importante é a de que, para os mesmos intervalos de tempo, há regiões no espaço de frequência contribuindo positivamente para $w'T'$, enquanto outras o fazem negativamente. Este fenômeno, raramente reportado na literatura, foi mencionado por Nai-Ping et al. (1983) como indício da existência de circulações catabáticas na CLA noturna. Esta explicação não seria inteiramente válida para o

Pantanal, uma vez que neste não se devem esperar circulações de montanha, dadas as características basicamente planas de sua topografia. Todavia, é possível que outro tipo de circulação local seja responsável pelo surgimento desses tipos de padrões, particularmente aquelas geradas por gradientes horizontais de temperatura resultantes da existência de regiões secas e alagadas próximo ao sítio experimental.

Outra observação interessante da Fig.(4.2) é a evolução por escala de $w'T'$ ao longo do dia. Durante a madrugada, principalmente próximo as 4:00 horas, constata-se a existência de contribuições negativas para o fluxo de calor sensível em todas as escalas analisadas, salvo nas menores, onde se verificam contribuições levemente positivas, provavelmente exprimindo a existência de alguma circulação em um escala bastante localizada. Essas circulações se originam devido à retirada de calor sensível da região alagada (que tem maior capacidade de armazenar calor durante a noite e portanto, apresenta pequena queda de temperatura) para a região mais seca (apresenta uma queda mais acentuada de temperatura).

No período das 6:00hrs as 10:00hrs, há diminuição das contribuições negativas das escalas maiores para $w'T'$, enquanto que as contribuições positivas provenientes de escalas cada vez maiores, aumentam gradativamente. Este é um período em que o albedo ainda é grande na região alagada (Gielow et al., 1999), o que faz com que pequena fração da radiação solar incidente seja aproveitada para aumentar a temperatura da superfície (intensificando consideravelmente o fluxo de calor sensível). O aumento gradativo das escalas onde $w'T' > 0$, parece indicar que está havendo uma lenta erosão da camada de interface, o que permite a formação de vórtices cada vez maiores. Já nas escalas superiores, provavelmente associadas a circulações de mesoescala (geradas por gradientes horizontais induzidos pelo aquecimento diferencial da superfície), as contribuições para $w'T' < 0$ começam a diminuir em intensidade.

Entre 10:00hrs e 14:00hrs, verifica-se um aumento nos valores do fluxo de calor sensível através das maiores escalas, onde ocorrem as contribuições positivas para $w'T'$ mais significativas ao longo do dia. Esse período corresponde aos menores valores do albedo (Gielow et al., 1999), o que significa que mais energia está disponível para ser convertida em calor sensível. Acompanhando o raciocínio acima, próximo às 12:00hrs há um súbito aumento das escalas onde $w'T' > 0$, o que parece indicar que neste período a camada de interface foi erodida, incorporando a camada residual à camada de mistura. A contribuição para $w'T' < 0$, em pequena escala, pode estar associada à ocorrência de circulações locais que trazem ar mais quente das regiões secas para as regiões inundadas (menos quentes).

Das 14:00hrs as 18:00hrs, há pouca contribuição para $w'T'$ em todas as escalas analisadas. Esse é um período em que o albedo volta a crescer (acima da região inundada), diminuindo o saldo de radiação aí. Mas, dada a capacidade térmica da água, a temperatura das regiões alagadas mantém-se elevada, o que gera fracos gradientes horizontais de temperatura e conseqüentemente, pouca formação de circulações locais.

Finalmente, após as 18:00hrs, as contribuições para $w'T' < 0$ voltam a se manifestar nas escalas maiores, enquanto $w'T' > 0$ passa a ocorrer em escalas menores. Nestas últimas, é possível que ocorram efeitos oriundos da maior capacidade térmica da lâmina d'água, que deve manter temperatura mais elevada se comparada às superfícies secas, ocasionando transporte de calor em direção a essas últimas. As contribuições das escalas maiores talvez estejam associadas a circulações de mesoescala, que trazem calor para a região.

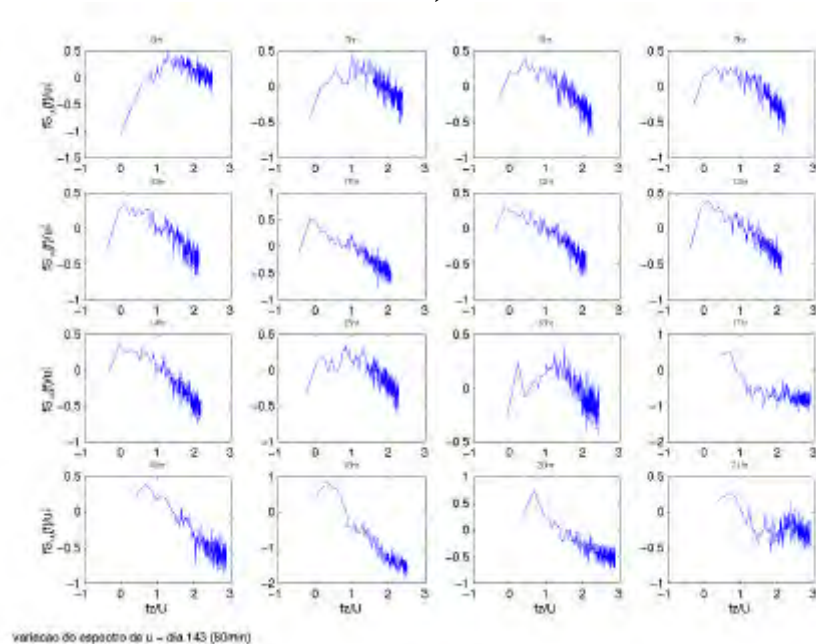
Autores como Nai-Ping et al. (1983), Sun et al. (1996) e Smeets et al. (1998) são dos poucos a reportarem situações na CLS nas quais se verificam ausência de falha espectral, dificuldade no fechamento dos coespectros, forte transiência, e contribuições tanto positivas quanto negativas para o coespectro, dependendo da escala de cálculo. Embora tais autores tenham detectado a importância de levar em conta a não

estacionaridade no cálculo dos fluxos pelo método das covariâncias, algumas vezes eles também adotaram o procedimento de filtragem passa-alto dos dados para remover contribuições (para os fluxos turbulentos) provenientes de fenômenos de mesoescala e de outras escalas que não contribuem para a turbulência tridimensional clássica (teorizada por Kolmogorov, Taylor e outros, e apresentada por Lumley e Panofsky (1964) e Panofsky e Dutton (1984)). Tais manifestações também foram encontradas no experimento IPE-1, porém, diferentemente daquelas mencionadas pelos autores acima (sob condições de forte estabilidade atmosférica), no Experimento IPE-1 as condições de estabilidade associadas ao fenômeno parecem refletir natureza fisicamente distinta daquela relatada pelos autores acima.

No que se refere às flutuações de maior escala, a questão de decidir se estas devem ser removidas ou não dos sinais têm gerado muita controvérsia, havendo pesquisadores partidários de um exame minucioso das conseqüências da não estacionaridade no cálculo dos fluxos turbulentos (na medida em que essas flutuações contribuiriam fisicamente para os fluxos verticais) (Mahrt, 1991; Sun et al., 1996; Mahrt, 1998).

Neste estudo, optou-se por utilizar uma metodologia que já se revelou adequada para separar flutuações turbulentas medidas acima do Pantanal. Assim, aplicou-se procedimento de filtragem passa-alto dos dados turbulentos similar àquele adotado por Bolzan (1998), que após exaustivos testes com filtros convencionais, utilizou a Transformada em Ondeletas (Daubechies, 1992) como instrumento de filtragem. O tipo de ondeleta empregada, a Daubechies-4, possibilitou a remoção das duas escalas superiores. Este procedimento permitiu que as contribuições de baixa frequência fossem removidas, sem perda de definição temporal do sinal reconstruído, como pode ser observado na Fig. (4.3).

a)



b)

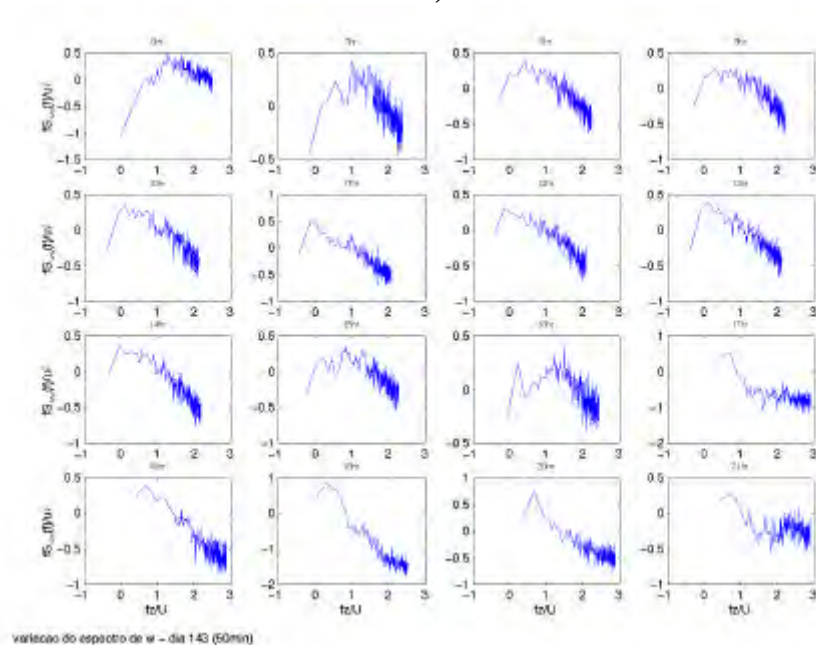


Fig. 4.3 - Espectros das variâncias das flutuações turbulentas das componentes de velocidade do vento: a) u ; b) w ; após filtragem passa-alto dos sinais. Para o dia 143, considerando tempo de amostragem de 60 min.

Este cuidado com a correta estimativa dos fluxos pelo método das covariâncias é raramente abordado na literatura (Sá, 1992). Todavia, autores como Wyngaard (1983), Hildebrand (1991) e Mahrt (1991) chamam a atenção para as consequências que a sua má estimativa pode acarretar nos estudos sobre a estrutura da turbulência na CLS. As dificuldades encontradas na determinação da frequência de corte para a filtragem passa-alto dos dados, exigiram que se avaliasse até que ponto tal procedimento não ocasionou perdas nos valores dos fluxos. Por isso, foi elaborado um teste para verificar se ocorreu subestimativa substancial dos fluxos turbulentos pelo MC. Para tal, foi necessário comparar o resultado do cálculo dos fluxos pelo MC com o resultado obtido por outro método, pouco sensível ao problema da filtragem passa-alto dos dados.

Métodos como fluxo-perfil, fluxo-variância, dentre outros, apresentam o mesmo grau de comprometimento no que se refere à possibilidade de proporcionarem resultados inexatos devido à remoção de flutuações de frequências muito baixas. Por essa razão, adotou-se o MDI que parece ser menos vulnerável a tais problemas, pois além de não necessitar de dados filtrados, ao estimar fluxos, utiliza apenas informação dependente de flutuações que ocorrem no subdomínio inercial. Apesar de ser um método indireto, de depender de parametrizações de funções adimensionais na CLS, de admitir o equilíbrio entre produção e dissipação de energia cinética turbulenta, tal método tem a vantagem de possibilitar o cálculo dos fluxos turbulentos a partir de amostragens de dados muito pequenas, conforme mencionado anteriormente.

Por essa razão, foi levada a cabo a comparação entre as estimativas dos fluxos turbulentos pelo Método de Covariância (MC) e pelo MDI (desde que os dados experimentais o permitissem). Tais comparações são mostradas no Capítulo 5, na seção referente ao cálculo dos fluxos turbulentos. Porém, conforme salientam Kader (1992) e Henjes (1998) dentre outros, o MDI não é muito indicado para estimativa dos fluxos sob condições de convecção livre (que foram dominantes nos períodos diurnos do experimento IPE-1). Assim, o MDI foi utilizado apenas como critério de validação do MC, ou melhor, como teste para verificar se a frequência de corte foi bem escolhida.

Com efeito, uma má estimativa dos fluxos significa uma má estimativa dos parâmetros característicos tais como u_* , T_* , L , etc., os quais são cruciais na determinação das relações universais para fenômenos da CLS.

Além do cálculo dos fluxos turbulentos, no presente trabalho há uma preocupação especial com a determinação de características da estrutura da turbulência acima do Pantanal, a partir de informações fornecidas pela energia cinética turbulenta (e também variância da temperatura) em algumas das suas escalas mais importantes, como aquelas associadas à região de produção (dentre as quais se incluem as escalas do pico espectral e as das contribuições do coespectro) e aquelas associadas ao subdomínio inercial (onde se espera a validade da hipótese do equilíbrio universal de Kolmogorov).

Portanto, tentar-se-á aproveitar informações providas pelos momentos turbulentos de segunda ordem, sobretudo aquelas proporcionadas por funções adimensionais, para melhor compreender aspectos das trocas turbulentas acima do Pantanal. Como é conhecido, na formulação dessas relações universais é fundamental o papel desenvolvido pelos parâmetros de estabilidade atmosférica, uma vez que as funções universais dependem deles. Esta é a razão pela qual serão pesquisados os parâmetros adimensionais e algumas das relações universais para a CLS, antes de se estudar os momentos turbulentos de segunda ordem na região do Pantanal.

CAPÍTULO 5

ANÁLISE DOS RESULTADOS

5.1 CRITÉRIOS DE ESTABILIDADE

Para se obter o comportamento universal dos parâmetros meteorológicos na CLS, necessita-se estabelecer algum procedimento sistemático de medida das condições de estabilidade atmosférica, já que sua determinação é de vital importância na caracterização das transferências verticais de momentum, calor e umidade. Como descrito no Capítulo 3, os critérios de estabilidade comumente utilizados são: o número de Richardson e o parâmetro de estabilidade de M-O, além das classes de Pasquill-Gifford (P-G).

A Tabela (5.1) mostra os valores de z , R_i , s_a e o correspondente critério de P-G para os dias 144 (céu claro) e 145 (céu nublado). Considerando que os critérios de estabilidade analisados utilizam diferentes tipos de informações (resposta rápida e resposta lenta), obtidas a diferentes alturas (gradientes: 8.1-15.7m; direção do vento: 22.8m; anemômetro sônico tridimensional: 25m), as comparações apresentam um bom acordo, pelo menos no que se refere à qualidade das informações fornecidas. As condições estáveis foram predominantes nos períodos noturnos. Quanto às condições instáveis, nota-se uma maior intensidade no dia de céu claro, se comparado ao dia de céu nublado.

De uma maneira geral, observa-se que as condições de estabilidade foram melhor representadas por z e por R_i , sendo que o critério de P-G não se mostrou tão satisfatório, principalmente em condições de convecção livre. Isso se deve ao fato de P-G utilizarem medidas convencionais, mais fáceis de serem obtidas, mas que não levam em consideração as forçantes térmicas, de vital importância para a caracterização da turbulência na CLA. Além disso, a heterogeneidade horizontal da superfície,

representada pela acentuada rugosidade aerodinâmica e também pela rugosidade térmica (existência de gradientes horizontais de temperatura que induzem circulações locais), influem na determinação das condições de estabilidade, fato este não considerado no critério de P-G conforme ressaltado por Lalas et al. (1979).

TABELA 5.1 - COMPARAÇÃO DOS DIFERENTES CRITÉRIOS DE ESTABILIDADE ATMOSFÉRICA UTILIZADOS: NÚMERO DE RICHARDSON GRADIENTE (R_i); PARÂMETRO DE ESTABILIDADE DE M-O (z); VARIÂNCIA DA DIREÇÃO DO VENTO (s_a); CRITÉRIO DE ESTABILIDADE DE P-G. AS RESPECTIVAS ALTURA DE MEDIDA FORAM: GRADIENTES (8,1-15,7m); DIREÇÃO DO VENTO (22,8m); SÔNICO TRIDIMENSIONAL (25m)

Dia 144 (céu claro)					Dia 145 (céu nublado)			
horas	R_i	z	s_a	P-G	R_i	z	s_a	P-G
00:00	1,699	4,584	5,48	E	0,421	84,900	3,15	F
01:00	0,419	5,660	4,25	F	0,363	10,280	5,47	E
02:00	0,491	3,002	13,15	D	0,428	4,659	3,03	F
03:00	0,589	0,596	4,89	F	0,367	1,059	3,97	F
04:00	0,196	0,324	3,23	F	0,432	2,210	8,18	E
05:00	0,179	0,572	3,92	F	0,302	0,909	7,16	E
06:00	0,354	0,510	1,71	G	0,358	0,785	8,21	E
07:00	0,193	0,024	2,80	F	0,234	-0,105	7,45	E
08:00	0,007	-0,401	3,68	F	-0,176	-1,500	17,25	C
09:00	-0,300	-1,448	10,75	D	-0,408	-1,384	7,73	E
10:00	-0,848	-6,887	20,23	B	-0,388	-0,258	4,11	F
11:00	-0,781	-2,661	4,61	F	-0,093	-0,243	3,92	F
12:00	-0,325	-12,680	40,69	A	-0,090	-0,168	52,32	A
13:00	-0,416	-0,697	21,47	B	-0,072		46,45	A
14:00	-0,301	-0,659	100,10	A	0,002		9,38	E
15:00	-0,146	-0,480	67,66	A	0,002	0,035	22,86	B
16:00	0,152	0,017	133,40	A	0,084	0,228	55,69	A
17:00	0,365	1,914	3,50	F	0,290	0,985	10,23	D
18:00	0,739	3,050	146,40	A	0,233	1,220	3,89	F
19:00	0,817	6,707	10,64	D	0,205	1,094	3,35	F
20:00	1,742	3,982	3,46	F	0,262	0,814	2,81	F
21:00	1,207	-2,222	11,17	D	0,174	0,502	3,50	F
22:00	0,781	4,305	2,92	F	0,151	0,557	5,83	E
23:00	0,442	7,079	4,23	F	0,235	1,057	2,02	G

Uma comparação entre R_i e z obtidos experimentalmente, relacionados teoricamente através da Eq. (3.24), pode ser obtida pela análise da Fig. (5.1), que apresenta a variação de R_i com relação a z . As estimativas para o Pantanal mostram que z apresenta condições de instabilidade mais intensas se comparado R_i , sendo que as estimativas se

ajustaram melhor a curva proposta por Raupach (1979), obtida com medidas acima da Floresta de Thetford (Reino Unido). Conforme o próprio autor salienta, nestas condições verifica-se anomalias nas relações fluxo-perfil. O fato das estimativas do Pantanal se ajustarem bem aos prognósticos de Raupach, mostra que assim como Thetford, as distorções observadas são mais influenciadas por fatores mecânicos, comparativamente aos térmicos, diferentemente do que foi relatado por Garrat (1978b) nos estudos sobre a Savana tropical.

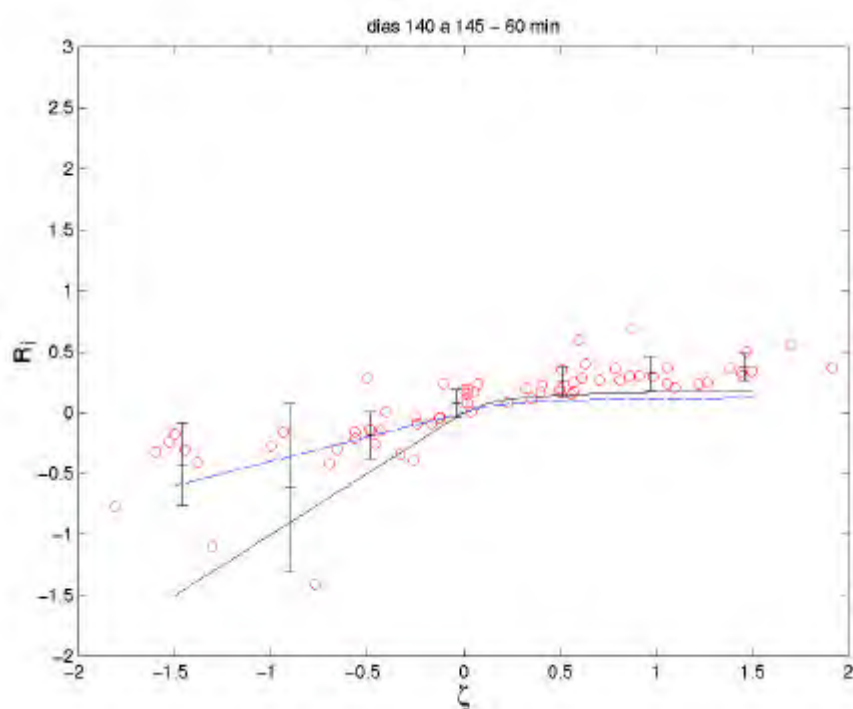


Fig. 5.1 – Variação de R_i com relação a z . (o) Estimativas considerando grad. 8,1-15,7m. Curvas propostas por: (--) Raupach (1979); (-) Kaimal e Finnigan (1994). Barras verticais representam a média e o desvio padrão dos respectivos intervalos.

Sob condições estáveis, a curva proposta por Raupach (1979) para escoamento acima de floresta e a curva proposta por Kaimal e Finnigan (1994) para superfícies lisas, mostram características muito aproximadas. Já os dados do Experimento IPE-1, apresentam

sobrestimação dos valores de R_i . Todavia, Mahrt et al. (1998) chamam a atenção para o fato de que a Teoria da Similaridade deve valer somente sob condições levemente estáveis, o que pode ser verificado para os dados do Pantanal quando $(0,1 < z \leq 0,5)$. Com a intensificação da estabilidade isto já não fica claro, uma vez que ocorrem contribuições de movimentos não turbulentos ocasionados pela existência de escalas de comprimento locais, nessas condições.

Alguns comentários gerais, além das discussões acima, podem ser estabelecidos com relação aos desacordos encontrados:

- a) Os dados que possibilitaram os cálculos de z foram medidos a uma altura de 25m, o nível mais alto em que foram instalados os instrumentos de medida durante o Experimento IPE-1. Conforme será mostrado ao longo deste trabalho, esta é uma altura z que deve estar acima da subcamada de transição, ou seja, $z > z_*$. Por esta razão, todos os cálculos envolvendo este nível de medida apresentaram, de modo geral, concordância com os resultados estabelecidos na literatura, referentes a Teoria da Similaridade de M-O para a CLS
- b) Os dados de R_i foram obtidos a partir de medidas realizadas com instrumentos de resposta lenta, colocados em alturas bastante inferiores a 25m. Há fortes indícios teóricos, segundo os quais, dentro da subcamada de transição $(z < z_*)$ as relações gerais estabelecidas pela Teoria da Similaridade para a CLS não são mais válidas (Raupach, 1979; Garratt, 1980), o que muitas vezes é denominado de “discrepância aerodinâmica”, conforme mencionado anteriormente.

Espera-se que tenham sido apresentadas algumas explicações para as discordâncias entre os dados do Pantanal e os resultados teóricos.

5.2 CÁLCULO DO DESLOCAMENTO DO PLANO-ZERO

Os métodos mais comuns para calcular a altura de deslocamento do plano-zero, d , utilizam informações sobre o perfil de velocidade do vento sob condições adiabáticas (Thom, 1975; Schaudt, 1998). A aplicação de tais metodologias requer medidas dos perfis de velocidade do vento dentro da CLS, isto é, a altura de medida z deve ser maior que 1.5 vezes a altura da vegetação h e menor que 0.1 vezes a altura da CLA (Wieringa, 1993), e as condições de pista devem ser suficientemente extensas.

Em muitas aplicações práticas, tais condições limitam a utilização dos métodos convencionais. Um problema adicional se refere às condições de estabilidade, pois em algumas regiões, como é o caso do Pantanal úmido, as condições adiabáticas são escassas. Assim, resolveu-se aplicar o método proposto por De Bruin e Verhoef (1997) para a obtenção de d . Tal método é baseado na relação de similaridade para condições de convecção livre, existente entre o desvio padrão da velocidade vertical do vento s_w e $\overline{w'q_v'}$, e tem a vantagem de necessitar de medidas em apenas um nível. Utilizando as relações de similaridade:

$$\frac{s_w}{u_*} = f_w(z) \quad (5.1)$$

onde f_w é a função adimensional do desvio padrão da componente vertical de velocidade do vento, a qual em condições instáveis é expressa pela Eq. (3.36). Sob condições de convecção livre $-3z \gg 1$ o que implica:

$$s_w^3 = C(z-d)\overline{w'q_v'} \quad -L \ll z-d \quad (5.2)$$

onde $C = (1,25)^3 \frac{3kg}{q_v}$. Portanto, d pode ser determinado pelas medidas de s_w e $\overline{w'q_v'}$

em um único nível. Neste estudo, foram utilizadas medidas realizadas no nível de 25 metros de altura, o qual, muito provavelmente, esteve acima de z_* e portanto, fora da subcamada de transição.

Para os dados do Pantanal, considerando os horários que apresentam condições de convecção livre com fluxo de calor sensível superior a 120 Wm^{-2} (De Bruin e Verhoef, 1997) os resultados podem ser observados na Tabela (5.2).

TABELA 5.2 - VALORES MÉDIOS DA ALTURA DE DESLOCAMENTO DO PLANO-ZERO PARA DUAS DIFERENTES DIREÇÕES DOMINANTES DO VENTO (EM METROS), DETERMINADOS PELO MÉTODO DE DE BRUIN E VERHOEF (1997)

d	Norte	Sul
Valor médio	4,28	5,35
número de dados	7	4
Desvio padrão	2,17	2,66
Intervalo confiança	2,11	3,42

Tais resultados mostram maiores valores de d , quando o vento é de sul, proveniente de região com vegetação mais alta (Fig. 2.4). Ainda assim, o vento de norte, proveniente de região de gramíneas com presença de árvores de porte médio esparsas, apresenta valor considerável de d . Os valores de d aqui obtidos, foram incorporados aos cálculos do parâmetro z , nos estudos reportados nesse.

5.3 RELAÇÕES ASSOCIADAS AOS PERFIS VERTICAIS

Como mencionado anteriormente, a CLS é a região da atmosfera mais próxima da superfície terrestre onde ocorrem significantes transportes de momentum, calor sensível, calor latente e outros constituintes atmosféricos, que são de vital importância para os estudos relacionados aos processos de troca com a superfície, incluindo as parametrizações em modelos de circulação geral (Garratt et al., 1996). Nesse sentido, a Teoria da Similaridade de M-O estabeleceu uma base para o melhor entendimento dos fenômenos que ocorrem na CLS (Monin e Yaglom, 1971; Kaimal e Finnigan, 1994). Apesar da realização de inúmeros experimentos, ainda há controvérsias quanto à forma exata das funções adimensionais dos gradientes verticais de velocidade média do vento e temperatura potencial, f_m e f_h respectivamente, como funções da estabilidade atmosférica (Högström, 1990). Para determiná-las experimentalmente, são necessários medidas dos fluxos de momentum e de calor, dos gradientes de velocidade média do vento e de temperatura (e quando for o caso, a determinação do deslocamento do plano zero, d). No presente estudo, as estimativas das funções adimensionais dos gradientes verticais foram obtidas com base em gradientes resultantes de medidas efetuadas em três diferentes alturas (gradiente A: 3,75-15,7m e gradiente B: 8,1-15,7m), e as covariâncias com dados registrados em 25m (anemômetro sônico tridimensional).

A Fig.(5.2) mostra a variação de f_m com relação z , onde as curvas consideradas foram propostas por Dyer (1974) e Högström (1988), para superfícies lisas. Como se observa no gráfico, os valores de f_m obtidos a partir do gradiente B, apesar de terem forma semelhante às curvas propostas, foram sobrestimados para condições de convecção forçada ($-0,5 \leq z < -0,1$) e para condições de convecção livre ($z < -0,5$). Em condições próximas da neutralidade, as estimativas foram superiores aos valores reportados na literatura. Em condições levemente estáveis ($0,1 < z \leq 0,5$) os resultados tiveram o padrão esperado, sendo que, com a intensificação das condições de estabilidade ($z > 0,5$) as estimativas apresentam acentuado espalhamento.

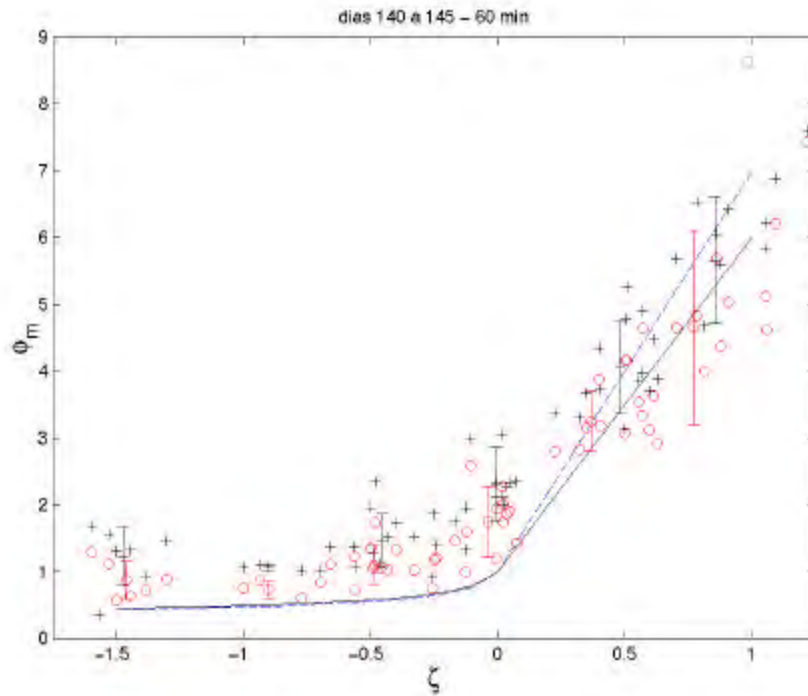


Fig. 5.2 - Variação da função adimensional do gradiente vertical de velocidade média do vento com relação a z . (+): Estimativas considerando grad. A (3,75-15,7m); (o): Estimativas considerando grad. B (8,1-15,7m). Curvas propostas por: (-) Dyer (1974) ; (—) Högström (1988). Barras verticais representam a média e o desvio padrão dos respectivos intervalos.

Com relação às estimativas de f_h (Fig. 5.3), os resultados apresentaram-se mais condizentes com as curvas propostas em condições de convecção livre e forçada, sendo que em condições próximas da neutralidade, em condições levemente e fortemente estáveis ocorreram espalhamentos das estimativas.

Viswanadham (1982) e Högström (1996) apresentaram revisões importantes sobre a forma das principais funções adimensionais encontradas na literatura, e discutiram

algumas das causas que podem determinar diferenças entre as diversas formulações adimensionais. Dentre as possíveis causas citam-se:

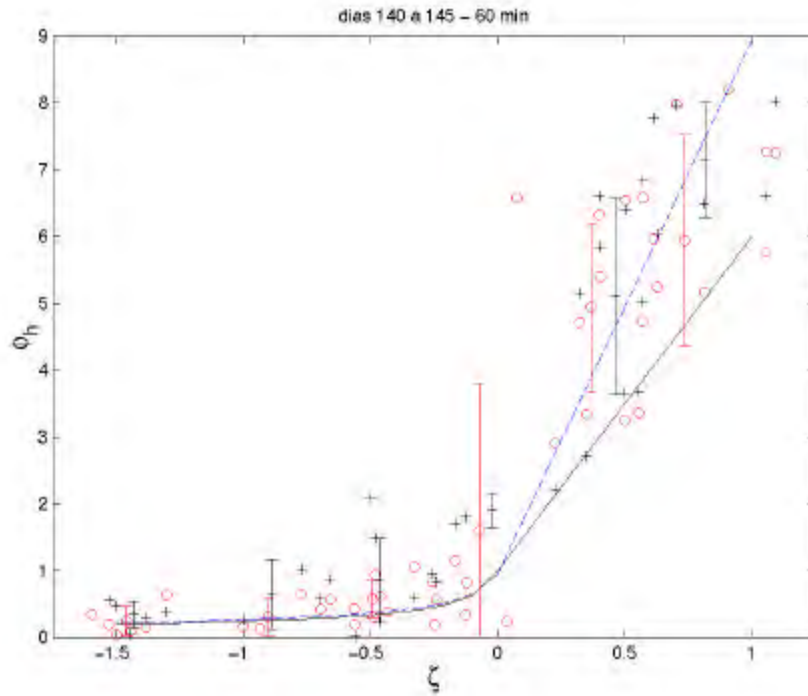


Fig. 5.3 - Variação da função adimensional do gradiente vertical de temperatura potencial com relação a z . (+): Estimativas considerando grad. A (3,75-15,7m); (o): Estimativas considerando grad. B (8,1-15,7m). Curvas propostas por: (-) Dyer (1974); (--) Högström (1988). Barras verticais representam a média e o desvio padrão dos respectivos intervalos.

- a) Incerteza estatística nas médias obtidas para classes específicas de estabilidade;
- b) Imprecisão instrumental sistemática não adequadamente corrigida durante o procedimento de normalização;
- c) Condições de pista (“fetch”) vento acima inadequadas;
- d) Erros sistemáticos devido amostragem inadequada;

- e) Limitação na validade da similaridade de M-O.

Além destas mencionadas acima, outras, não necessariamente independentes delas, podem ser adicionadas:

- f) A incerteza associada à definição da frequência de corte para filtragem passa-alto dos sinais turbulentos, conforme discutido anteriormente;
- g) A não estacionaridade do sinal turbulento e suas conseqüências no cálculo das médias;
- h) Má estimativa da altura de deslocamento do plano zeros, d .

Neste caso particular, nos dados do Experimento IPE-1, uma causa determinante poderia ser aquela associada à irregularidades do sítio experimental e conseqüentemente, à existência de uma subcamada de transição onde se manifesta a “discrepância aerodinâmica”.

Dentro desta linha de raciocínio, seria possível explicar o acentuado desacordo entre os dados experimentais e as curvas propostas observadas na Fig. (5.2). Para melhor compreender a origem da discrepância, procurou-se na literatura, formulação mais apropriada das funções f_m e f_h para superfície extremamente rugosa como parece ser o caso do Pantanal. Assim, os resultados experimentais foram comparados com o da curva determinada por Sá e Molion (1983) para dados do Experimento Koorin (Clarke e Brook, 1979), obtidos acima de Savana Tropical, sob condições de rugosidade superficial similares às encontradas no Pantanal. Sá e Molion (1983) utilizaram a

metodologia de ajuste proposta por Dyer e Bradley (1982) para a obtenção de f_m e f_h em função de z para condições de convecção livre e forçada.

Os resultados do Experimento IPE-1, particularmente os obtidos através do gradiente B , se ajustaram muito melhor a uma das curvas de Sá e Molion, conforme mostrado na Figs. (5.4) e (5.5), sobretudo sob condições de convecção livre. Isto parece indicar que o desacordo entre os dados do Experimento IPE-1 com as curvas propostas por Dyer (1974) e Högström (1988), deve-se menos a um problema oriundo de eventual má qualidade dos dados experimentais e mais, a problemas dinâmicos específicos (associados aos campos de momentum) das subcamadas de transição próximas a superfícies muito rugosas. Ressalte-se que a falência das relações fluxo-perfil tradicionais acima de superfícies extremamente rugosas constitui resultado bem conhecido na literatura conforme atestam trabalhos tais como os de: Thom et al. (1975), Raupach (1979), Garratt (1980), Raupach (1992), Cellier e Brunet (1992) e Bosveld (1997).

Sá (1981) citando diversos autores, ressalta que uma designação adequada para este fenômeno seria a de “discrepância aerodinâmica”. Fisicamente, ele poderia ser atribuído a pelo menos um dos fatores abaixo:

- a) A influência de esteiras turbulentas geradas pela incidência do escoamento em obstáculos físicos próximos à superfície, tais como arbustos, galhos, etc., o que gera gradientes de pressão intensos e bem localizados com a conseqüente distorção do escoamento e dos perfis verticais das grandezas micrometeorológicas medidas nestas regiões. Garratt (1980, 1983) chama esta camada, onde os efeitos das esteiras turbulentas se fazem sentir, de subcamada de transição, cuja altura convencionou-se representar por z_* . Ele propôs nova formulação para as relações fluxo-perfil nesta subcamada, a qual parece ter-se

mostrado válida para os dados da Reserva Ducke na Floresta Amazônica (Manzi, 1987). É interessante observar, a partir dos dados do Experimento IPE-1 aqui analisados, que a subcamada de transição no Pantanal deve-se representar de tal forma que $z_* < 25\text{m}$, pois todos os resultados obtidos a partir das medidas de resposta rápida efetuadas nesta altura, apontam para a validade das relações universais. Isto é comprovado nos cálculos dos fluxos turbulentos e das correlações, na determinação da altura da camada de mistura e nos estudos das variâncias adimensionais, que serão apresentados nas seções posteriores;

- b) A influência de circulações locais induzidas pelo aquecimento diferencial da superfície (e similarmente, pela existência de maior ou menor resistência à transferência turbulenta de vapor d'água à superfície), fenômeno que, em princípio, poderia se manifestar em diferentes escalas. É muito possível que tais fenômenos se manifestem no Pantanal, particularmente devido ao fato de existirem regiões alagadas e secas próximo à torre, o que certamente implica na existência de gradientes horizontais de temperatura e umidade específica. Todavia, com os dados disponíveis, é difícil de avaliar a amplitude da influência destes fatores nos resultados. Um indício da existência de circulações locais na região do sítio experimental, pode estar associado à existência de bandas coespectrais contribuindo com valores positivos para a covariância, enquanto outras contribuem com valores negativos, contribuições estas detectadas pela análise resultante da aplicação da transformada em ondas aos sinais turbulentos (Fig. 4.2). Tais problemas, serão abordados posteriormente, mas um estudo mais sistemático deste fenômeno foge ao escopo deste trabalho.

A questão de encontrar relações universais para f_m e f_h dentro da subcamada de transição continua em aberto, principalmente devido à dificuldade em se encontrar relações universais para superfícies com características de rugosidade acentuadamente diferentes. Uma alternativa para estudos da relação fluxo-perfil acima do Pantanal, seria aumentar a altura da torre experimental e utilizar apenas medidas de velocidade do

vento acima de 25m (ou acima de z_*). Isto deverá ser objeto de estudo nas campanhas futuras no Pantanal.

Espera-se mostrar que os resultados obtidos para os perfis no Experimento IPE-1 são aceitáveis, segundo o que já foi estabelecido na literatura, para escoamentos turbulentos acima de superfícies extremamente rugosas. Todavia, os resultados do Experimento IPE-1 mostram discrepâncias mesmo com relação aos dados do Experimento Koorin, que é mostrado na Fig. (5.4). Nesta os resultados para f_m próximos da neutralidade apresentam valores consideravelmente maiores do que aqueles de Sá e Molion (1983), o que parece indicar a origem predominantemente mecânica da discrepância, que determinaria aumento dos gradientes verticais próximo à superfície, com relação aos previstos pela Teoria da Similaridade.

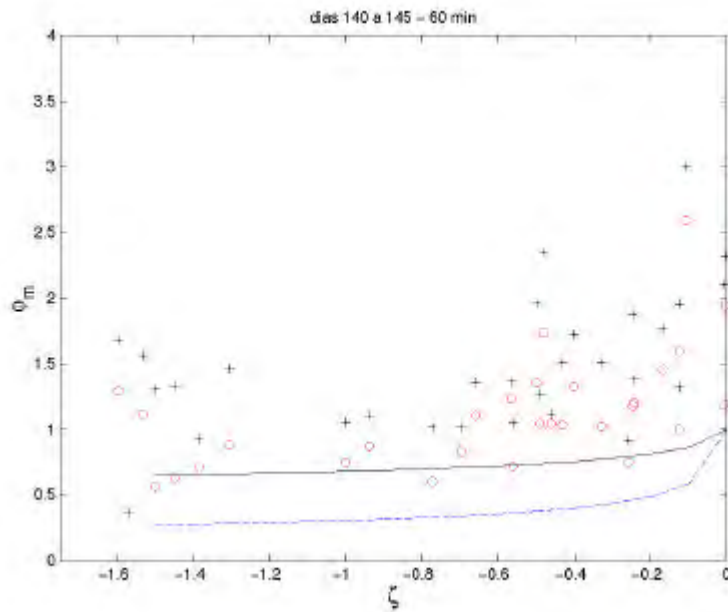


Fig. 5.4 - Variação da função adimensional do gradiente vertical de velocidade média do vento com relação a z (+): Estimativas considerando grad. A; (o): Estimativas considerando grad. B. Curvas propostas por Sá e Molion (1983): (--) $f_m = (1 - 50,5z)^{-0.3}$; (-) $f_m = (1 - 34,3z)^{-0.12}$.

Os resultados da Fig. (5.5), relativos aos gradientes adimensionais de temperatura potencial, mostram que os valores de f_h obtidos no Experimento IPE-1 são maiores do que os determinados por Sá e Molion, principalmente próximos à neutralidade. Porém, neste gráfico as discrepâncias são menores do que aquelas verificadas na Fig. (5.4). Além disso, os resultados mais discordantes com as curvas propostas, estão associados às medidas efetuadas no intervalo do gradiente A, ou seja, aos níveis mais inferiores. Isto é mais um indício que aponta para as esteiras turbulentas da subcamada de transição como fonte das distorções relatadas acima.

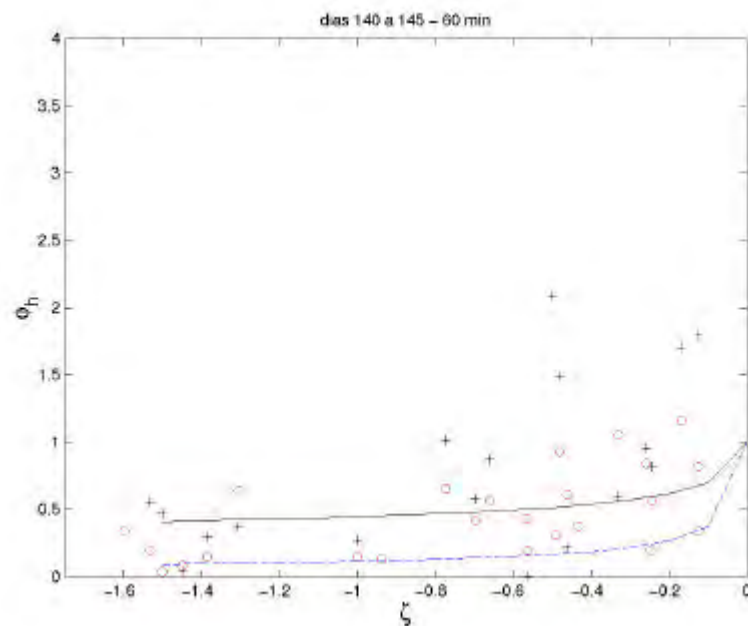


Fig. 5.5 - Variação da função adimensional do gradiente vertical de temperatura potencial com relação a z (+): Estimativas considerando grad. A; (o): Estimativas considerando grad. B. Curvas propostas por Sá e Molion (1983): (--) $f_h = (1 - 50\zeta)^{-0.55}$; (-) $f_h = (1 - 54.4\zeta)^{-0.21}$.

A função adimensional de dissipação, f_e , foi estimada considerando-se o balanço entre a produção e a dissipação de energia cinética turbulenta, já que não foram efetuadas medidas diretas da dissipação. Como se observa na Fig. (5.6) as estimativas a partir do

gradiente B mostram um melhor acordo com a curva proposta por Höglström (1990), principalmente sob condições de convecção livre. Já para o gradiente A, verificou-se melhor acordo com a curva proposta por Wyngaard e Coté (1971). Em condições de convecção forçada e em condições próximas da neutralidade os valores obtidos no Pantanal são superiores àqueles das curvas propostas, o que parece indicar que os fatores mecânicos predominam na geração de discrepâncias. Em outros tópicos deste estudo serão apresentados novos resultados que ressaltam o caráter extremamente anômalo das funções universais associadas à energia cinética turbulenta, sob condições muito próximas da neutralidade.

Sob condições estáveis, as análises serão divididas em duas regiões: levemente estáveis ($0,1 < z \leq 0,5$) e muito estáveis ($z > 0,5$). Sob condições levemente estáveis, os dados do Experimento IPE-1 acompanham as curvas propostas, sendo que as estimativas obtidas através do gradiente A se ajustam melhor a curva proposta por Wyngaard e Coté (1971), e as do gradiente B se ajustam melhor a curva de Höglström (1990), seguindo os mesmos prognósticos das condições instáveis. Segundo Hogstrom (1990), os resultados de Wyngaard e Coté (1971) apresentaram erro sistemático devido a distorções impostas ao escoamento em seus dados. É possível que esta também seja a explicação para as estimativas do Pantanal, obtidas a partir do gradiente A, pois este, está mais próximo da superfície e portanto mais sujeito a distorções impostas pelos elementos de rugosidade.

Já em condições fortemente estáveis, as estimativas para o Experimento IPE-1 apresentaram grande espalhamento. Nessas condições, como resalta Mahrt et al. (1998), há contribuições de movimentos não turbulentos ocasionados pela existência de escalas de comprimento locais, o que possivelmente justifica as disparidades encontradas, e o que foi confirmado nos resultados anteriores.

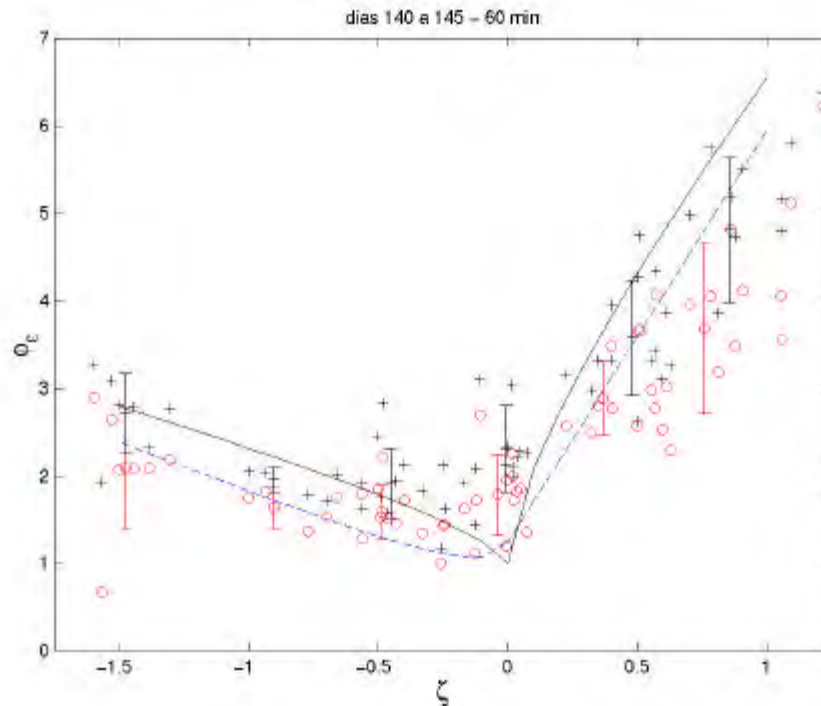


Fig. 5.6 - Variação da função adimensional da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta com relação a z . (+): Estimativas considerando grad. A; (o): Estimativas considerando grad. B. Curvas propostas por: (-) Wyngaard e Coté (1971); (--) Högström (1990). Barras verticais representam a média e o desvio padrão dos respectivos intervalos.

Uma vez conhecida a forma das funções adimensionais f_m e f_h , a relação entre as difusividades turbulentas de calor sensível e de momentum (K_h/K_m) em função da estabilidade atmosférica (z) foi determinada (Eqs. (3.22) e (3.23)), conforme Fig. (5.7).

Os resultados mostram que, sob condições estáveis, K_h/K_m foi ligeiramente inferior às curvas propostas apresentadas, mas, os resultados se mantiveram dentro dos desvios padrões, se comparados à curva proposta por Högström (1988). Observa-se pouca dispersão nessas condições, comparativamente àquelas verificadas sob condições próximas da neutralidade e em condições instáveis.

Sob condições próximas da neutralidade, as estimativas de K_h/K_m apresentaram grande dispersão, com alguns dos menores valores dentre os calculados. Sob condições de convecção forçada, os valores de K_h/K_m estiveram acima daqueles apresentados nas curvas propostas. Para valores de $z < -0,5$, ou seja, sob condições de convecção livre, os resultados mostram acentuada dispersão nos valores de K_h/K_m .

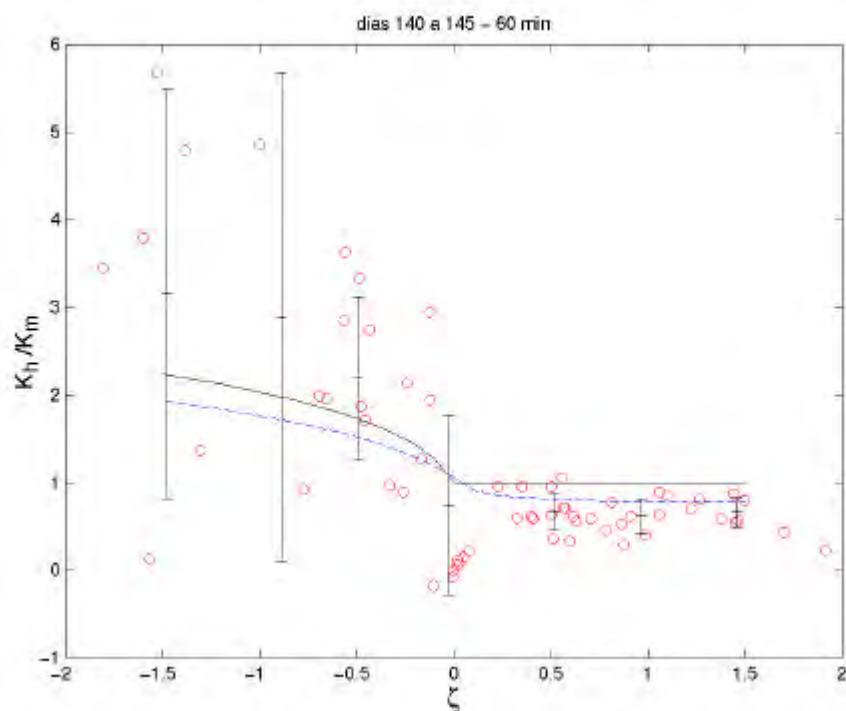


Fig. 5.7 - Variação da razão entre os coeficientes de difusividade turbulenta de calor sensível e de momentum (K_h/K_m) com relação à z . (○) Estimativas considerando o grad. B. Curvas propostas por: (--) Högström (1988), obtida através da razão entre as funções f_m e f_h ; (-) Kaimal e Finnigan (1994). Os valores médios de K_h/K_m para intervalos específicos, com os respectivos desvios padrões (barras verticais).

As observações acima, tomadas em seu conjunto, reforçam a convicção de que, em uma subcamada de transição, as relações adimensionais previstas pela Teoria da Similaridade de M-O falham em explicar muitos dos processos físicos que aí se

desenvolvem. Arya (1988, p.279-281), em sua revisão sobre a validade das relações fluxo-perfil acima de superfícies complexas (como aquelas que apresentam vegetação), salienta que as hipóteses do tipo gradiente-transporte baseadas em conceitos tais como, comprimento de mistura, viscosidade turbulenta, etc., podem ter sua aplicabilidade limitada, o que tem sido ressaltado por autores tais como Raupach e Thom (1981). Dentro desta linha de raciocínio, fluxos em coberturas vegetais nem sempre estariam exclusivamente determinados por gradientes verticais. Por exemplo, o fluxo vertical de momentum, $\overline{w'u'}$, poderia ser dirigido por um gradiente horizontal de velocidade vertical média, $\partial \overline{w}/\partial x$, e ou por flutuabilidade, o que implica inexistência de unicidade na relação entre $\partial \overline{u}/\partial z$ e o fluxo de momentum.

Ainda segundo Arya (1988), há muito poucas observações de fluxos e gradientes em escoamentos próximos a coberturas vegetais complexas que sustentem teorias do tipo gradiente-transporte (K). Pelo contrário, as observações têm mostrado forte evidência da existência de fluxos contragradiente. Teorias de difusão local não poderiam prever tais relações. As principais razões desta falência, ainda segundo Arya (1988), seriam as de que, imediatamente acima da superfície complexa, o escoamento médio é tridimensional, há produção não-local de turbulência e esta possui uma multiplicidade de escalas aí.

Estabelecidas estas ressalvas sobre a possibilidade de obtenção de relações universais para f_m e f_h dentro da subcamada de transição (e portanto também para $K_h/K_m = f_m/f_h$), passar-se-á a comparar os resultados obtidos para a representação gráfica de K_h/K_m versus z , em função de outros resultados encontrados na literatura, referentes ao escoamento acima de superfícies complexas.

Para condições de convecção forçada, os resultados do Pantanal concordam qualitativamente com os de Viswanadham et al. (1987) em sua análise da variação de

K_h/K_m acima da Floresta Amazônica (Experimento ARME). Todavia, estes autores não apresentaram dados para condições de convecção livre. Eles utilizaram os argumentos de Thom et al. (1975) para justificar seus resultados, tendo como ponto de partida a proposição segundo a qual não é razoável considerar que $K_h \approx K_m$ de uma maneira universal, posto que os mecanismos de transferência de momentum e de calor nem sempre são idênticos, particularmente quando as flutuações turbulentas de pressão desempenham um papel importante na transferência média de momentum, como acontece na subcamada de transição.

Contrariamente aos resultados do Experimento IPE-1, que estiveram abaixo da curva proposta, Viswanadham et al. (1987) encontram valores de K_h/K_m superiores aqueles previstos por Webb (1970) para condições estáveis (obtidos acima de superfícies lisas). Uma possível explicação para esta diferença, pode ser atribuída à natureza diferente das condições de contorno inferior na Amazônia e no Pantanal. Enquanto na Amazônia, o escoamento penetra numa copa profunda, muito irregular, no Pantanal a rugosidade superficial é determinada por arbustos e agregados esparsos de vegetação. Além disso, é possível que no Pantanal, circulações locais induzidas pelo aquecimento diferencial, também exerçam alguma influência nos resultados. Estas diferenças poderiam introduzir modificações na evolução de K_h/K_m em função de z , na CLN. Com efeito, Smedman (1988) encontrou variações bruscas no desvio padrão de algumas variáveis micrometeorológicas quando z ultrapassou o valor de 0,6. Segundo Mahrt et al. (1998), modificações deste tipo poderiam ser presumivelmente atribuídas à contribuição de movimentos não turbulentos para as difusividades turbulentas e para as variâncias adimensionais das velocidades, dentre outras grandezas micrometeorológicas. E ainda segundo eles, nem sempre L poderia ser utilizado para adimensionalizar comprimentos (alturas) na CLS estável por duas razões:

- a) Poderiam existir escalas adicionais tais como a altura da camada limite, a altura do jato de baixos níveis e a profundidade do escoamento de drenagem;

- b) Mesmo que L e a altura de medida, z , sejam as únicas escalas de comprimento para a CLS, isto não significa considerar que L possa descrever plenamente as influências do fluxo de calor sensível e da velocidade de fricção à superfície. Assim, ainda segundo Mahrt et al. (1998), duas situações com o mesmo valor de L , mas uma delas apresentando Q_0 e u_* grandes e a outra, com Q_0 e u_* pequenos, devem mostrar diferentes padrões de escoamento turbulento.

Este último argumento, certamente, pode ser estendido as condições instáveis e mesmo às neutras. Com relação a estas últimas, os dados do Pantanal mostraram um resultado bastante peculiar: os valores de K_h/K_m apresentaram um pronunciado mínimo relativo, com valores próximos a zero, quando $z \rightarrow 0_+$, ou seja, pelo caminho estável. Quanto ao lado instável, a existência de um único ponto próximo a $z = 0$, também apresenta esta tendência, mas a curva cresce rapidamente para valores superiores a 1.

Este é um resultado dificilmente encontrado na literatura e aponta provavelmente para um fenômeno específico do campo turbulento acima do Pantanal, em condições aproximadamente neutras. É interessante mencionar que Bolzan (1998), estudando a estrutura da turbulência acima de vegetação do tipo paratidal no Pantanal seco (Experimento IPE-0), encontrou padrões muito peculiares de flutuações turbulentas próximo à neutralidade. Segundo ele, a existência destes padrões poderia ser uma consequência da manifestação da chamada “instabilidade do ponto de inflexão” associada à ponto de inflexão no perfil vertical de velocidade média do vento. Por outro lado, Raupach et al. (1996) argumentam que, uma vez confirmada a existência de tal tipo de instabilidade, haveria uma falência teórica da similaridade de M-O em exprimir as propriedades do escoamento nas regiões em que predominam tais processos.

Ressalte-se que os dados aqui analisados (Experimento IPE-1), foram medidos num sítio experimental diferente daquele em que foi realizado o IPE-0. No sítio do

Experimento IPE-1 a vegetação era muito mais esparsa ao norte, enquanto que no sítio do Experimento IPE-0 o grau de concentração era consideravelmente maior. É possível que neste último, o escoamento apresentasse deformação nos perfis verticais de vento em intervalos mais amplos de z do que no IPE-1, uma vez que a densidade de elementos de rugosidade foi maior nele. Porém, sob condições próximas da neutralidade, situações em que a flutuabilidade é muito restrita, é possível que padrões do “tipo rolo” como os mencionados por Bolzan (1998), possam existir mesmo no sítio do IPE-1, alterando assim as características da difusividade turbulenta. Conforme esse autor salienta, a instabilidade tende a diminuir a importância destas estruturas no transporte turbulento. Embora tais ponderações devam ser levadas em conta, elas servem apenas como elementos de reflexão para a interpretação dos resultados. Estudos devem ser desenvolvidos para analisar a natureza dos padrões turbulentos próximo à neutralidade no IPE-1, o que foge do objetivo deste trabalho. Quanto à determinação de pontos de inflexão nos perfis verticais de velocidade, esta tarefa foi dificultada devido aos poucos níveis de medida disponíveis. Estes elementos deverão ser levados em conta na organização de futuras campanhas experimentais no Pantanal.

5.4 FLUXOS TURBULENTOS NA CLS

A determinação dos fluxos turbulentos na CLS é de vital importância para o entendimento dos processos de troca que ocorrem entre a superfície terrestre e a atmosfera. Como já foi mencionado, existem vários métodos para a obtenção dos fluxos turbulentos verticais, dentre os quais vale ressaltar o Método das Covariâncias (MC) e o Método Dissipativo Inercial (MDI). As vantagens e desvantagens, bem como a concepção de cada método foram discutidas no Capítulo 3 deste.

Nesse estudo, os fluxos turbulentos foram obtidos através do MC e as formulações utilizadas são:

$$\text{Fluxo de momentum} = \tau \ u_*^2$$

$$\text{Fluxo de Calor Sensível} = r \cdot c_p \cdot \overline{w'q_v'}$$

onde $\overline{w'q_v'} = \overline{w'q'} + 0.61 \overline{q'w'q'}$ (Garratt, 1992) e o operador $(\bar{})$ corresponde a média em períodos de 60 minutos.

As estimativas dos fluxos turbulentos médios de momentum para dias de céu claro (140 a 144) e céu nublado (145) são mostradas nas Figs. (5.8a) e (5.8b). Como se observa, o fluxo de momentum para os dias de céu claro apresentou valores inferiores a $0,1 \text{ Nm}^{-2}$, com máximos relativos às 8:00 e 14:00hrs. Para o dia de céu nublado os valores foram superiores aos dias de céu claro, atingindo máximo de $\approx 0,3 \text{ Nm}^{-2}$ às 11:00hrs. Isto se deve ao fato dos dias de céu nublado terem apresentado ventos fortes e persistentes durante o dia, com conseqüente intensificação do valor do fluxo de momentum. Já nos dias sem nuvens, os quais foram mais numerosos durante o experimento, predominaram regimes de convecção livre durante o dia, com ventos muito fracos e forte fluxo de calor.

É interessante notar que em dias de céu claro, o valor de u_* atinge máximos relativo às 8:00hrs e às 14:00hrs, e um mínimo relativo aproximadamente às 10:00hrs, o que não é observado no dia nublado. Isto pode ser atribuído ao fato de nos dias de céu claro, os efeitos devido a heterogeneidades locais nas condições de contorno à superfície (gradientes horizontais de temperatura e de umidade devido, principalmente, a existência de áreas alagadas localizadas próximas a outras secas) introduzirem circulações locais neste período. Estas, deveriam diminuir nos períodos mais próximos daqueles em que ocorrem situações de “equilíbrio” (nas quais ocorre a diminuição nos gradientes horizontais de temperatura e umidade, pois as circulações locais já compensaram as diferenças).

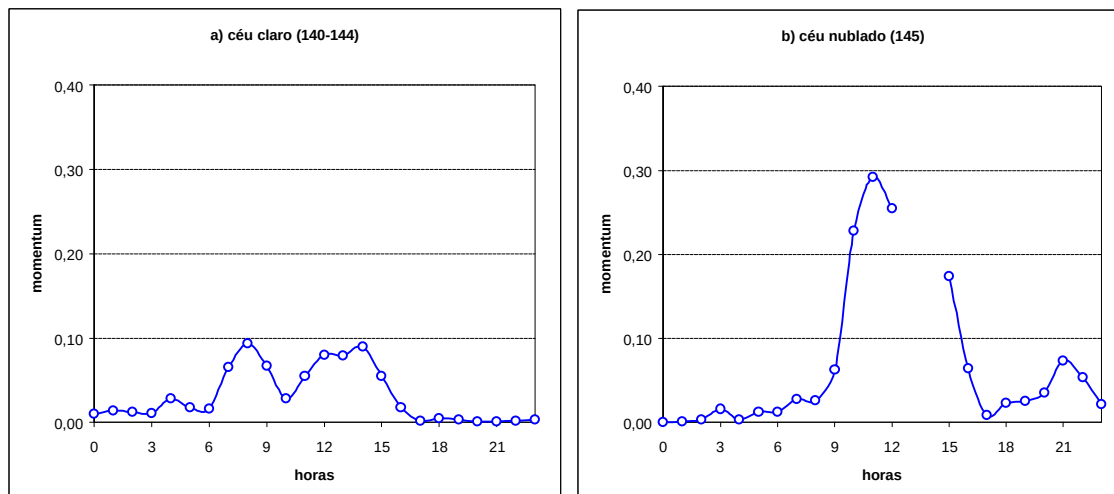


Fig. 5.8 - Evolução horária do fluxo turbulento médio de momentum (Nm^{-2}) calculado pelo MC, para dias: a) céu claro; b) céu nublado.

Para investigar a eventual existência destas circulações locais, é apresentada a Fig. (5.9), que mostra a evolução temporal dos vetores de velocidade média horária do vento, para dias de céu claro. Tais padrões de variabilidade da direção do vento foram encontrados superpostos ao escoamento médio em todos os dias analisados. Fica claro pela Fig. (5.9), a existência de diferentes intervalos de tempo, durante os quais a direção do vento apresenta padrões característicos. É interessante notar que os resultados desta figura parecem estar associados àqueles apresentados na Fig. (4.2) (aplicação da TO à análise de $w'T'$ por escala). Assim, os períodos em que houve mudança da direção do vento e aqueles em que este se manteve estável, parecem ter relação com os períodos classificados quando da discussão da Fig. (4.2).

Já no dia nublado, o campo de velocidade é determinado principalmente por fatores de grande escala e não mais pelas circulações locais, e o fluxo de momentum atinge máximo quando ocorrem os maiores vórtices turbulentos e quando a convecção mecânica é mais intensa.

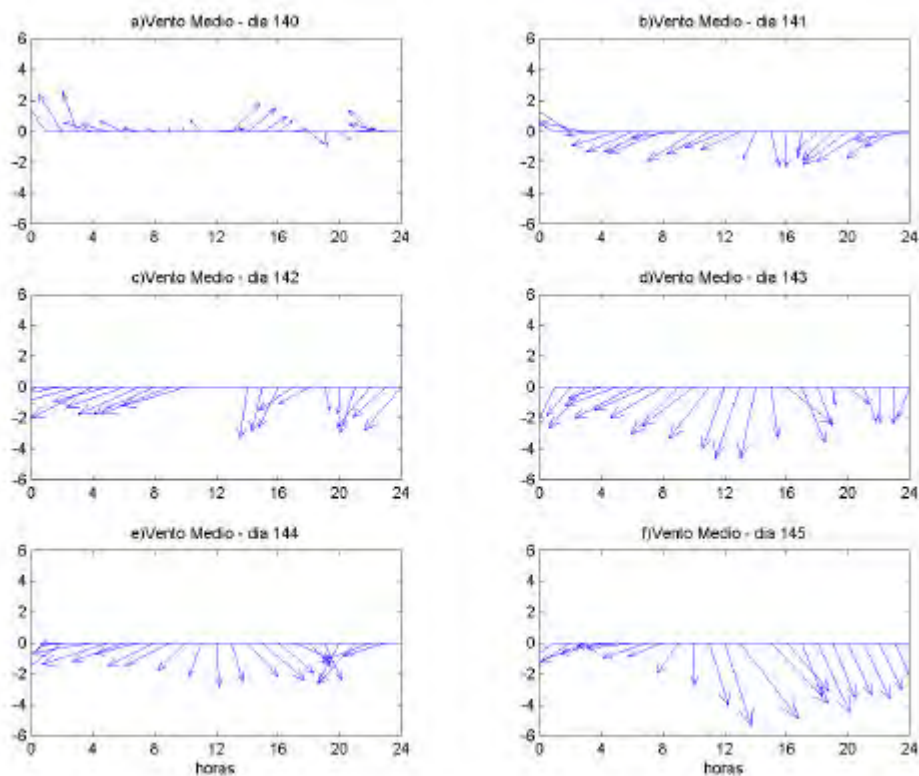


Fig. 5.9 - Representação da evolução horária da direção do vento médio entre os dias 140 e 145. Valores em ms^{-1} .

Os fluxos turbulentos médios de calor sensível acompanharam o ciclo diurno de aquecimento da superfície terrestre e os valores máximos obtidos para ambos os dias ficaram em torno de 140 Wm^{-2} . A Fig. (5.10a) mostra uma evolução horária do fluxo de calor sensível, a qual é aproximadamente simétrica com relação ao eixo vertical que passa pelas 12:00 hrs, resultado esperado para uma jornada sem nuvens no céu. Observa-se também, período de rápido crescimento do fluxo de calor sensível entre 8:00 e 10:00hrs, e período de rápido declínio após as 12:00hrs, tal que aproximadamente às 15:00hrs o fluxo torna-se praticamente nulo. Isto pode ser explicado fisicamente pelo aumento da temperatura da lâmina d'água após a incidência dos primeiros raios solares, que aquece as camadas de ar imediatamente superiores à mesma, provocando nestas movimento ascendente devido à aceleração de flutuabilidade (Jacobs et al., 1997). Este

processo, introduz flutuações positivas de velocidade do vento associadas à ascensão de parcelas de ar mais quente, de tal forma que é gerada covariância positiva $\overline{w'q_v'}$ e conseqüentemente fluxo de calor ascendente.

Quanto maior for o saldo de radiação na interface superior da lâmina d'água, maior será a contribuição para o aquecimento desta lâmina, e conseqüentemente maior o aumento dos fluxos de calor sensível e de calor latente. É interessante observar que Gielow et al. (1999) em seu estudo sobre o albedo no Pantanal alagado, encontraram assimetria na curva que representa a evolução diurna do albedo em relação ao eixo vertical que passa pelas 12:00hrs. Os valores mais elevados do albedo ocorrem antes das 10:00hrs e após as 14:00hrs. Isto parece explicar o fato de dQ_0/dt apresentar somente um pequeno intervalo de tempo durante o qual aproxima-se do valor nulo, contrariamente ao que ocorre, por exemplo, acima da Floresta Amazônica (Sá et al., 1988) ou do Pantanal na estação seca (Gielow et al., 1999).

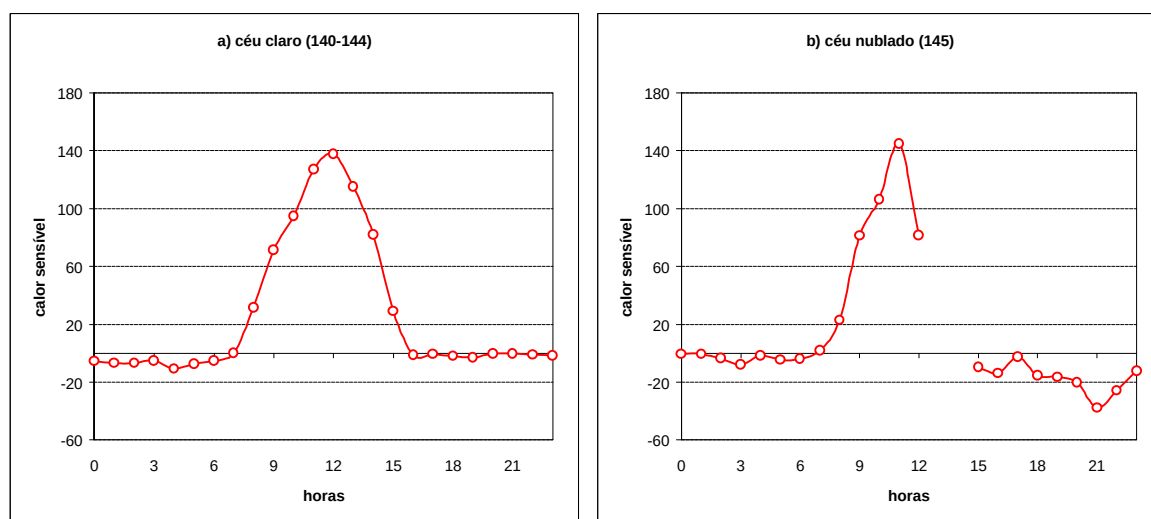


Fig. 5.10 - Evolução horária do fluxo turbulento médio de calor sensível (Wm^{-2}), calculados pelo MC para os dias: a) céu claro; b) céu nublado.

A Fig. (5.10b) mostra a variação horária do fluxo de calor sensível em dia de forte nebulosidade, com variabilidade na cobertura de nuvens, razão pela qual é mais difícil obter um padrão simétrico para a curva que representa a evolução horária do fluxo.

Durante o período noturno, nos dias de céu claro, os valores do fluxo de calor sensível mostraram-se negativos, indicadando a perda de energia da superfície através do fluxo de radiação de onda longa irradiado na direção da atmosfera. Durante o dia de céu nublado, todavia, a perda de calor sensível foi maior durante a noite, provavelmente em virtude dos processos mecânicos imperantes ocasionados por intensos campos de vento (Fig. 5.8b).

Uma comparação entre os resultados obtidos para as variações diurnas dos fluxos de momentum e de calor sensível, parece sugerir que nos períodos em que o albedo é elevado acima da lâmina d'água (provavelmente, nas regiões secas este deverá ser menor) ocorrem maiores gradientes horizontais de temperatura e umidade entre áreas inundadas e secas, os quais diminuem apenas no intervalo temporal em que dQ_0/dt se aproxima de zero para o balanço de energia. Logo, nos períodos em que os gradientes horizontais são maiores, são induzidas circulações locais, associadas aos máximos relativos em u_*^2 e certamente à advecção horizontal de calor sensível e latente, o que parece ser confirmado pela mudança na direção do vento neste período (Fig. 5.9). Esta seria uma razão para explicar o comportamento peculiar de dQ_0/dt nos períodos entre 7:00-11:00hrs e 13:00-16:00hrs. Todavia, no intervalo que vai de aproximadamente das 11:00-13:00hrs, no qual há um certo equilíbrio no balanço de energia, o albedo se estabiliza em um valor mínimo acima da lâmina d'água (Gielow et al., 1999), ocasião em que as advecções horizontais de calor devem diminuir, com conseqüente diminuição das circulações locais. É justamente neste período que ocorrem fenômenos de aumento súbito da altura da camada de mistura, z_i , o que será discutido posteriormente.

Como descrito no Capítulo 4, as dificuldades nas estimativas dos coespectros levaram à adoção de um procedimento de filtragem passa-alto nos sinais turbulentos. Para verificar até que ponto tal procedimento ocasionou uma subestimativa substancial no cálculo dos fluxos turbulentos, faz-se necessário comparar os resultados obtidos pelo MC com os do MDI. Isto, em virtude de o MDI ser menos vulnerável a esses problemas, uma vez que estima os fluxos turbulentos utilizando apenas informações do subdomínio inercial (Henjes, 1998). Contudo, esse método faz uso das funções adimensionais f_m e f_h para considerar os efeitos da estratificação térmica na CLS e como discutido na literatura essas relações são falhas em situações de forte instabilidade (Kader, 1992) e eventualmente, sob condições nas quais as medidas são feitas dentro da subcamada de transição (Garratt, 1980, 1983). Além disso outros fatores podem contribuir para as estimativas imprecisas dos fluxos pelo MDI:

- a) Circulações locais, advecção horizontal de calor ou de momentum, etc., fenômenos que possivelmente ocorrem no Experimento IPE-1;
- b) O MDI necessita da utilização da Hipótese de Taylor para conversão de números de onda em frequência. Porém, sob condições em que a velocidade do vento é muito fraca, a validade desta hipótese é questionável.

Durante o experimento IPE-1 houve predominância de dias com condições de estabilidade atmosférica fortemente convectivas (convecção livre). Assim, para efetuar a comparação acima, foram escolhidos dados específicos que não se associassem a condições de estabilidade muito instáveis. Como se observa na Fig (5.11), tanto os fluxos de momentum quanto os fluxos de calor sensível obtidos pelo MDI (determinados pelo espectro de u ou de v), para horários sob condições moderadamente instáveis (8:00 e 9:00hrs.), mostraram razoável acordo com aqueles estimados pelo MC, com a vantagem do MDI fornecer informações adicionais sobre a evolução temporal dos fluxos no período em questão (mesmo para pequenos intervalos de tempo).

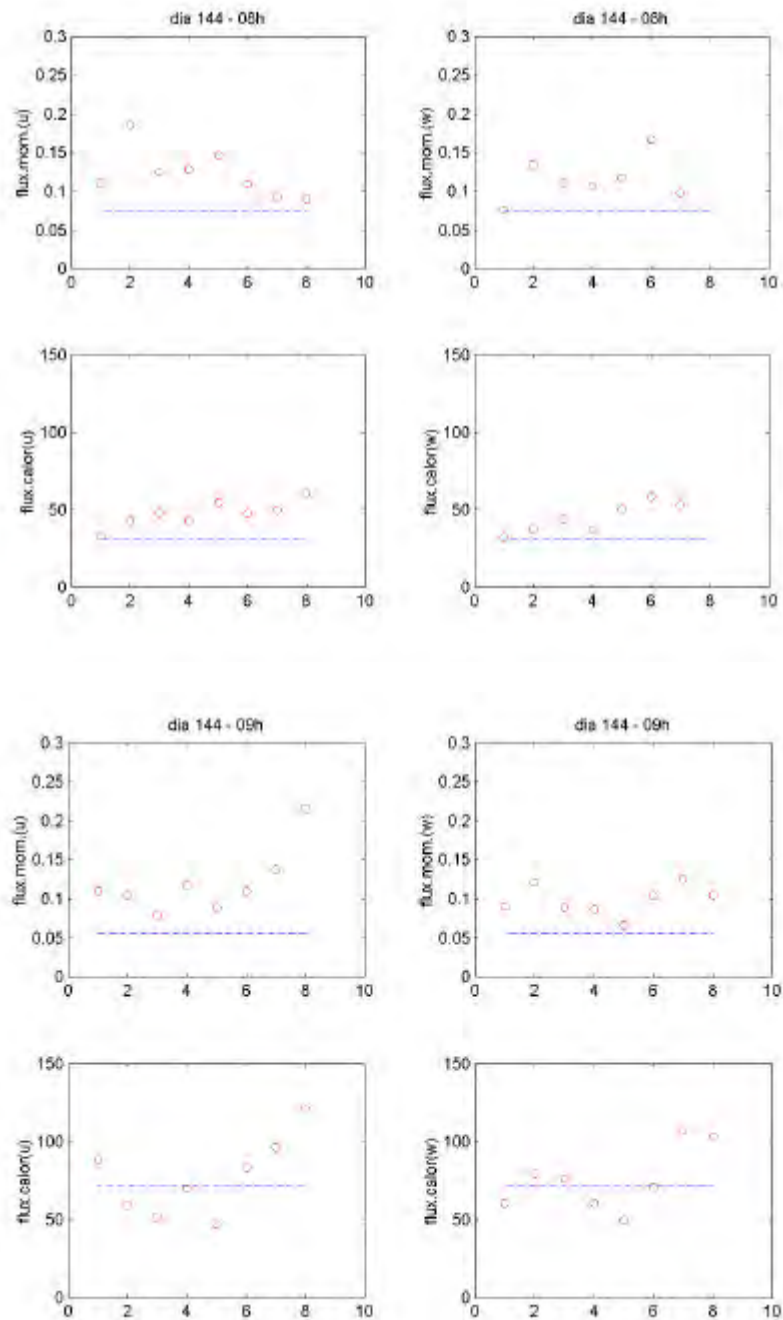


Fig. 5.11 - Comparação dos fluxos de momentum (Nm^{-2}) e calor sensível (Wm^{-2}) calculados pelo MDI e pelo MC. O MDI (o) foi calculado para períodos sucessivos de 10 min; o MC (--) foi calculado apenas para o período de 1 hora. Eixo horizontal representa a evolução temporal.

Todavia, o fluxo de momentum obtido pelo MDI sempre apresentou valores maiores que aqueles pelo MC, problema que também se verificou para o fluxo de calor sensível mas, em menor intensidade. É possível que ambas estimativas apresentem imprecisões, o que reflete a dificuldade em se estimar fluxos turbulentos nas condições do Experimento IPE-1. Assim, parece que o procedimento de filtragem passa-alto nos sinais, não superestimou os fluxos turbulentos, mas permanece a dúvida sobre o critério de separação das flutuações turbulentas das contribuições de baixa frequência.

Ressalte-se porém, que existiram efetivamente flutuações lentas, as quais estiveram presumivelmente associadas a circulações locais conforme discutido anteriormente (os resultados mostrados na Fig. (4.2) apontam claramente para esta conclusão). Estas flutuações lentas, predominantemente bidimensionais, não contribuem para a energia cinética turbulenta relacionada a vórtices tridimensionais (Panofsky et al.; 1978; Mahrt et al.; 1994; Brutsaert, 1998), associando-se a escalas maiores que as da falha espectral. Os resultados apresentados na próxima seção, contribuirão para uma melhor compreensão do problema.

Além do cálculo dos fluxos turbulentos na CLS, outras informações importantes sobre a eficiência da turbulência na transferência de momentum e de calor sensível, são os coeficientes de correlação para momentum e calor sensível:

$$r_{wu} = \frac{\overline{w'u'}}{s_w s_u} \quad \text{e} \quad r_{wq_v} = \frac{\overline{w'q_v'}}{s_w s_{q_v}}$$

cujos valores devem também respeitar a Teoria da Similaridade de M-O (Kaimal e Finnigan, 1994).

As estimativas dos coeficientes de correlação com relação à estabilidade atmosférica são apresentadas na Fig. (5.12). Em condições próximas da neutralidade e em condições

estáveis, as estimativas de $|r_{wu}|$ ficaram em torno de 0,35, o que está plenamente de acordo com os valores teóricos propostos por Monin e Yaglom (1971) e Kaimal e Finnigan (1994). Todavia, sob condições instáveis, somente houve acordo com a teoria para valores de $z \geq -0,8$. Próximo a $z = -1$, verificou-se uma queda acentuada em $|r_{wu}|$ que passou rapidamente para um valor inferior a 0,2, diferentemente do que é apresentado por Kaimal e Finnigan (1994), cujos valores de $|r_{wu}|$ decrescem suavemente com o aumento da instabilidade. Estes resultados, válidos para dias com ou sem nuvens, refletem possivelmente características peculiares da turbulência acima do Pantanal, razão pela qual é apresentado o gráfico dos coeficientes de correlação em função da hora local (Fig. 5.13).

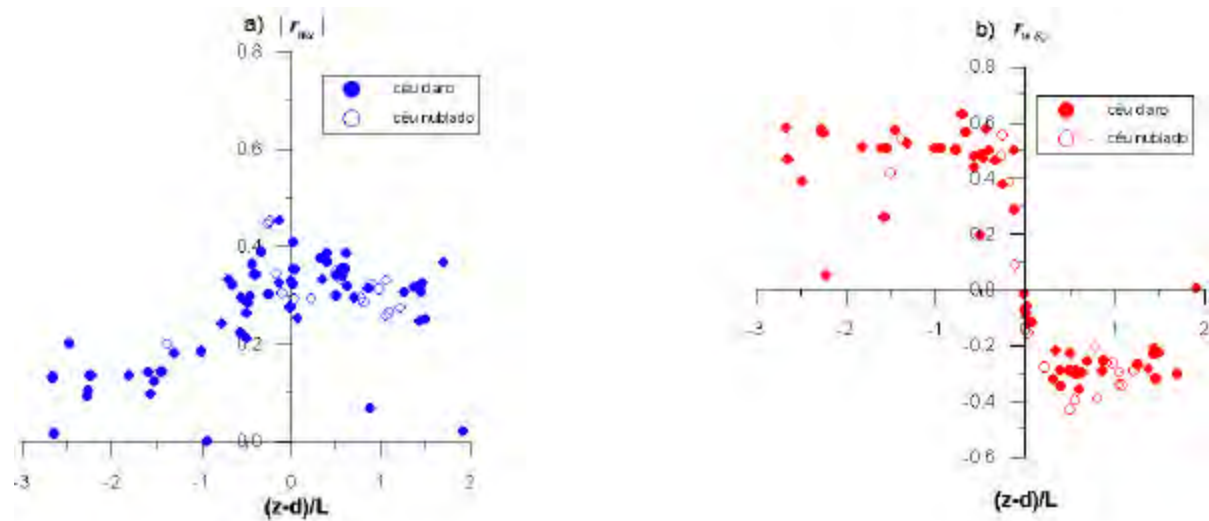


Fig. 5.12 - Variação do coeficiente de correlação linear entre w' e u' , ou q_v' , em relação a z : a) correlação para momentum; b) correlação para calor sensível.

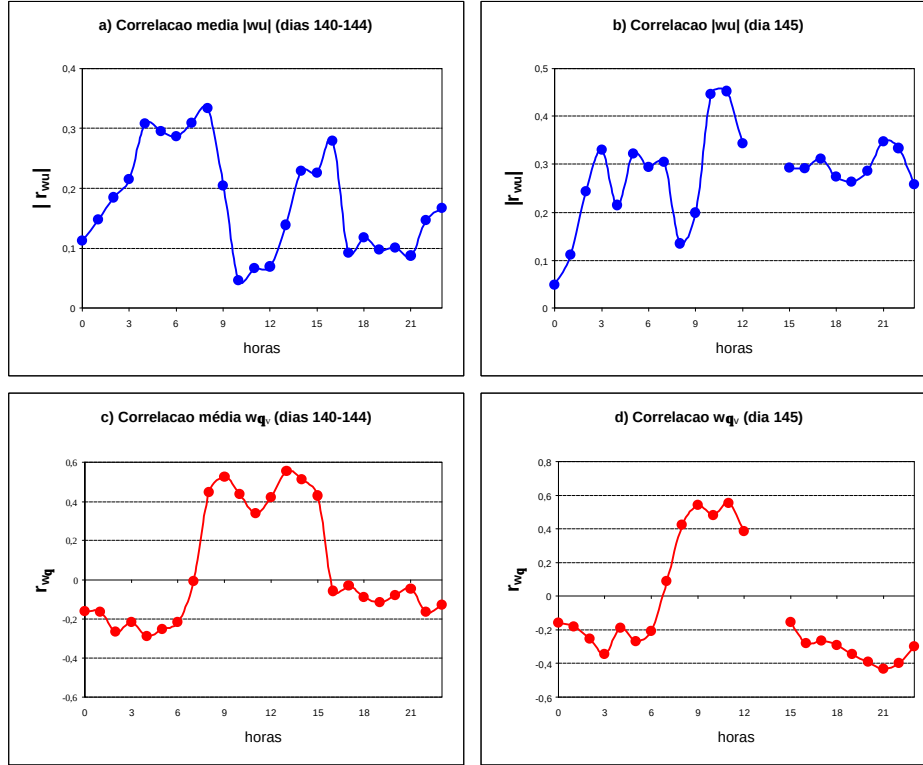


Fig. 5.13 - Evolução horária dos coeficientes de correlação para momentum e calor sensível. Corelação para momentum: a) céu claro; b) céu nublado. Corelação para calor sensível: c) céu claro; d) céu nublado.

Os valores anômalos de $|r_{wu}|$ correspondem a horários próximos das 12:00 hrs e também, das 17:00hrs, para os dias de céu claro, o que não ocorre para o dia de céu nublado. Neste sentido, Sun et al. (1996) salientam que pode ocorrer baixa considerável no valor de r_{wu} quando predominam situações com forte influência de circulações locais, como possivelmente ocorreu no Pantanal. Além disso, nos horários próximos às 12:00 hrs, em que $|r_{wu}|$ diminui, parece ocorrer mudança substancial na altura da camada de mistura, com elevação abrupta da mesma (conforme discussão posterior), e as circulações locais que em outros períodos parecem “modular” a escala dos maiores vórtices turbulentos, deixam de atuar neste sentido passando a se manifestarem em escalas menores (região de produção de $\bar{\epsilon}$). Isto pode explicar a queda do valor de $|r_{wu}|$, que se verifica nesses períodos. Tal padrão de variação fica claramente mostrado na Fig.

(4.2), a qual apresenta súbita modificação no sinal turbulento de $\overline{w'q_v'}$ nos horários em que houve queda nos valores de $|r_{wu}|$. Quanto ao período entre 17:00 e 22:00hrs, é notada uma queda substancial em seu valor absoluto, voltando a crescer nas horas subseqüentes. Estes dados correspondem a períodos em que os coespectros turbulentos apresentaram valores com sinais diferentes (também mostrado na Fig. 4.2), dependendo da escala considerada, fenômeno mencionado por Nai-Ping et al. (1983) em sua análise de uma camada limite estável com circulação do tipo catabática. Trata-se de um problema complexo e que deverá merecer maior atenção em trabalhos futuros.

No que se refere às estimativas de r_{wq_v} , o acordo com os resultados apresentados por Kaimal e Finnigan (1994) foi muito mais abrangente, estendendo-se tanto às condições instáveis quanto às estáveis. Para condições instáveis as estimativas de r_{wq_v} ficaram em torno de 0,5, o que evidencia a eficiência da turbulência na transferência de calor nessas condições, contrariamente ao verificado para a transferência de momentum. Em condições estáveis, as estimativas r_{wq_v} ficaram próximas de -0,3, apontando para uma menor transferência de calor, o que deve ser esperado nestas condições.

A próxima seção, referente à estimativa da altura da camada de mistura, certamente ajudará a melhorar a compreensão dos problemas supracitados.

5.5 ESTIMATIVA DA ALTURA DA CAMADA DE MISTURA ATRAVÉS DO ESPECTRO DAS COMPONENTES HORIZONTAIS DE VELOCIDADE

A camada limite convectiva, ou camada de mistura, é definida como a parte da atmosfera mais diretamente afetada pelo aquecimento da superfície terrestre. Em dias de céu claro, a camada de mistura sobre a superfície terrestre apresenta um forte desenvolvimento diurno. Do nascer até o pôr do sol, este desenvolvimento segue as seguintes etapas (Stull, 1988; Garratt, 1992):

- a) A quebra da inversão térmica noturna devido ao fluxo de calor sensível gerado pelo aquecimento da superfície, causa o desenvolvimento de uma camada superficial bem misturada;
- b) O subsequente desenvolvimento de uma profunda camada de mistura devido à forte atividade convectiva. Nesta camada, os gradientes verticais são praticamente nulos e seu topo é possivelmente limitado por uma camada de inversão (camada de interface), que vai sendo erodida por plumas convectivas. Essa penetração de parcelas de ar na camada de interface é conhecida como entranhamento;
- c) Próximo ao pôr do sol, a atividade convectiva cessa e ocorre um enfraquecimento da turbulência. A camada de ar resultante, neutramente estratificada, é chamada de camada residual, e as variáveis médias e suas concentrações são as mesmas da recém destituída camada de mistura. Com o esfriamento da superfície forma-se uma camada limite estável adjacente à mesma, que se aprofunda durante a noite até ser destruída pelo aquecimento solar do dia seguinte;
- d) Sob condições especiais o aprofundamento da camada de mistura pode levar à situação em que seja atingida a camada residual, o que determina uma variação muito rápida da altura da camada de mistura (Kaimal et al., 1982), fenômeno que possivelmente foi observado no Pantanal, conforme será discutido.

A altura da camada de mistura, z_i , é uma escala de comprimento que caracteriza a estrutura e a evolução da CLA e por isso é de vital importância na determinação de funções que expressem de maneira universal os processos físicos que ocorrem nesta. Há vários caminhos para estimá-la, sendo que os mais comuns são baseados em medidas obtidas por sondagens, aviões e sensores remotos tais como: radares, sodares, lidars, entre outros (Vittal Murty et al., 1980; Kaimal et al., 1982). Os métodos descritos acima, além de serem custosos, necessitam ou de detalhadas e intensivas campanhas de medidas dos perfis de vento e de temperatura, ou de medidas realizadas à distância. Para superar estas dificuldades seria interessante calcular z_i com informações obtidas exclusivamente com instrumentos micrometeorológicos dispostos próximos à

superfície. Neste sentido, Liu e Ohtaki (1997) propuseram a determinação de z_i através de informações providas pelos espectros das componentes horizontais de velocidade do vento, que têm a vantagem de não necessitarem de medidas efetuadas em alturas elevadas para sua determinação.

O princípio de tal método, é o de que na região de produção do espectro turbulento das componentes horizontais de velocidade do vento, a escala utilizável para adimensionalização seja z_i (devido aos efeitos dominantes dos vórtices convectivos de baixa frequência). Além disso, o espectro ainda pode ser adimensionalizado por meio das escalas de M-O e de Kolmogorov nas altas frequências (Kaimal , 1978). Como os picos espectrais das componentes horizontais de velocidade do vento são os pontos que separam os intervalos de baixa e alta frequência, então eles podem ser adimensionalizados por meio de escala de comprimento representada pela altura de medida, z . Assim, z_i pode ser obtido conhecendo-se z e a frequência adimensional do pico espectral n_{max} .

Tendo em mente o que foi apresentado acima, Hojstrup (1982) sugeriu que a densidade espectral possa ser dividida em alta e baixa frequência, segundo a igualdade:

$$S(f) = S_L(f) + S_H(f)$$

onde as componentes horizontais de velocidade u e v do espectro de baixa frequência $S_L(f)$ dependem da frequência normalizada $n_i = fz_i/\bar{u}$ e de z_i/L , enquanto que o espectro de alta frequência $S_H(f)$ depende apenas da frequência reduzida $n = fz/\bar{u}$. As equações resultantes são ajustadas às condições do subdomínio inercial e expressas de acordo com a forma proposta por Panofsky e Dutton (1984):

$$\frac{fS_u(f)}{u_*^2} = \frac{0,5n_i}{1+2,2n_i^{5/3}} \left(-\frac{z_i}{L} \right)^{2/3} + \frac{105n}{(1+33n)^{5/3}} \quad (5.3)$$

$$\frac{fS_v(f)}{u_*^2} = \frac{0,95n_i}{(1+2n_i)^{5/3}} \left(-\frac{z_i}{L} \right)^{2/3} + \frac{17n}{(1+9,5n)^{5/3}} \quad (5.4)$$

Matematicamente, os valores das frequências associadas aos picos para as componentes horizontais de velocidade podem ser obtidos diferenciando as Eqs.(5.3) e (5.4) com relação a z_i , e igualando-as à zero:

$$\frac{d}{dz_i} \left\{ \frac{[fS_u(f)]}{u_*^2} \right\} = 0$$

Considerando o espectro de velocidade longitudinal, a frequência normalizada associada ao máximo espectral é alcançada em $n_{i \max} = 0,53$ e este valor está relacionado a z_i por meio da equação:

$$z_i(u) = 0,53 \frac{\bar{u}}{f_{u \max}} = 0,53 \frac{z}{n_{u \max}} \quad (5.5.)$$

Com argumentos similares, obtém-se a equação para o espectro da componente transversal de velocidade:

$$z_i(v) = 0,75 \frac{z}{n_{v \max}} \quad (5.6)$$

Como se observa, a estimativa de z_i necessita da determinação, a mais exata possível, da posição do pico espectral e por conseqüência, da frequência $n_{\max}$. Devido às dificuldades para obtenção do pico espectral, utilizou-se como elemento de referência

uma curva proposta para o ajuste dos espectros das componentes horizontais de velocidade do vento (Sorbjan, 1989), isto para se conseguir uma estimativa mais confiável da posição do pico. O ajuste foi feito com base na seguinte curva:

$$\frac{fS(f)}{u_*} = \frac{An^c}{(1+Bn^a)^b} \quad (5.7)$$

onde A , B , a , b e c são constantes universais (Sorbjan, 1989). Segundo a lei universal de Kolmogorov, a região do subdomínio inercial deve apresentar uma inclinação de $-2/3$, quando considerado $fS(f)$, o que implica:

$$c - ab = -\frac{2}{3} \quad (5.8)$$

e portanto, os valores das constantes são: $a = 1$, $b = 5/3$ e $c = 1$, sendo que A e B são obtidos por um processo de otimização (software Matlab) do melhor ajuste da Eq.(5.7) ao espectro turbulento.

Uma vez determinados os valores das constantes, é possível achar a frequência adimensional associada ao pico espectral (Sorbjan, 1989):

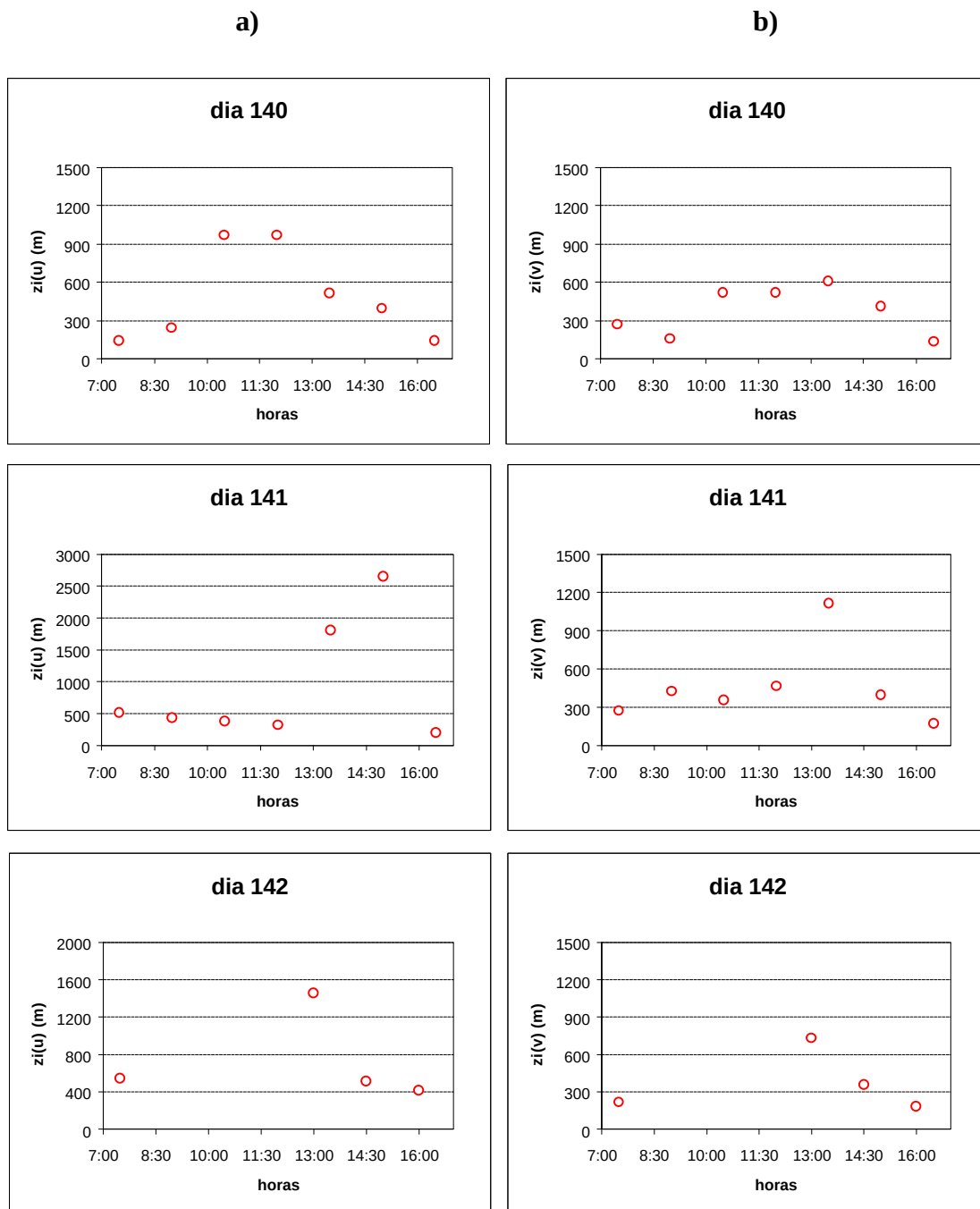
$$n_{max} = \left[\frac{c}{B(ab - c)} \right]^{1/a} \quad (5.9)$$

O procedimento acima foi aplicado aos dados do Experimento IPE-1, e também a alguns do IPE-0. Assim, as estimativas de z_i para os dados do Pantanal foram obtidas a partir dos espectros das componentes horizontais de velocidade do vento (entre os dias 140 e 145), calculados para períodos de amostragem de 90 min., que mostraram-se suficientes para detecção do pico espectral (conforme discutido no Capítulo 4). Os sinais não passaram por um processo de filtragem, uma vez que tal procedimento

poderia remover flutuações que contribuem para exprimir a expansão da camada de mistura nos períodos em que esta atinge seus valores máximos em espessura.

A Fig.(5.14) mostra evoluções diurnas da estimativa de z_i , obtidas entre os dias 140 e 145, com informações dos espectros de u e v . No geral, as estimativas parecem acompanhar o ciclo diurno de aquecimento da superfície terrestre, com excessão de algumas elevações bruscas, geralmente em horários com forte atividade convectiva. Isto certamente deve estar relacionado com a erosão da camada de interface devido à localmente forte penetração convectiva de parcelas de ar (térmicas), que invadem a camada residual provocando uma elevação repentina em z_i (Kaimal et al., 1982).

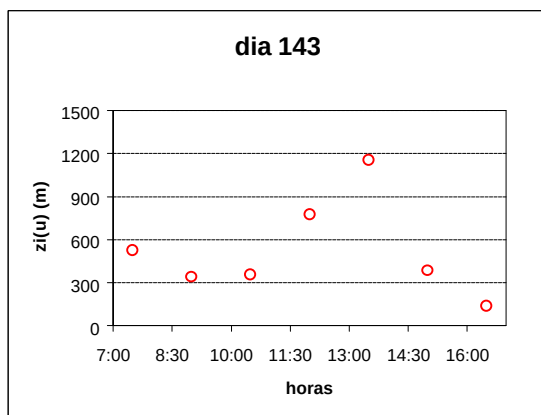
Observa-se que as informações fornecidas pela variação diurna dos fluxos de momentum e calor sensível para os dias sem nuvens, bem como a evolução dos coeficientes de correlação, as características dos coespectros, a direção do vento dominante, dentre outros, apontam para a existência de regimes marcadamente diferentes da estrutura da turbulência na CLA, em intervalos de tempo próximos ao meio-dia. Conforme já foi mencionado, no início da manhã e em meados da tarde, intensos gradientes horizontais de temperatura podem induzir a formação de circulações locais pelas quais calor sensível seria levado das regiões mais secas para as regiões mais úmidas. Estas circulações poderiam modular o crescimento da CLA e explicariam, em parte, a não ocorrência de nenhuma nuvem durante vários dias, no Pantanal. No final da tarde, chegar-se-ia a um novo equilíbrio em horários onde os gradientes horizontais de temperatura poderiam mudar de sinal (a região da lâmina d'água, com maior capacidade térmica que a região seca, seria capaz de manter a temperatura superficial mais elevada que a região seca, pelo menos no final da tarde e no início da noite). Isto explicaria, em parte, o comportamento de alguns coespectros de $\overline{w'q_v'}$ os quais, mostram escalas com contribuições positivas e outras negativas, contexto já discuto por Nai-Ping et al. (1983), e também observado na Fig. (4.2).



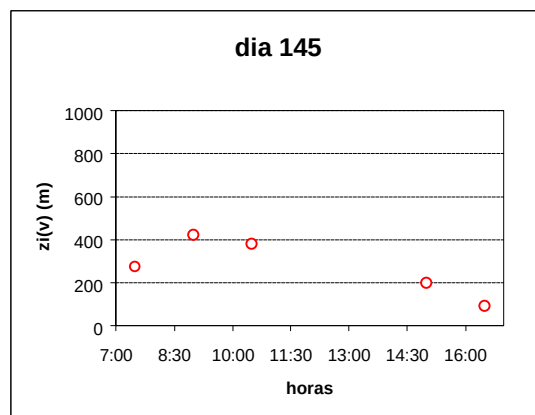
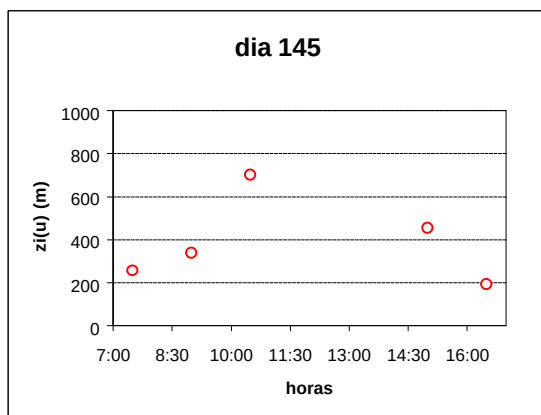
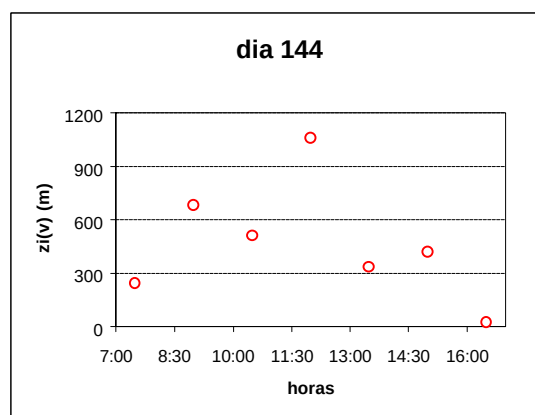
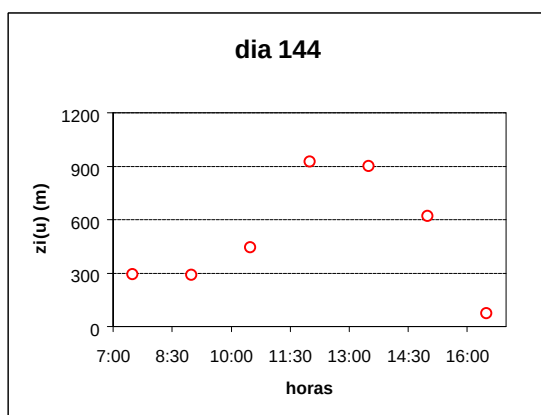
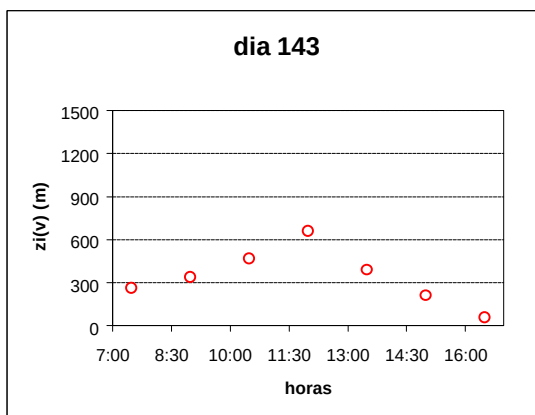
(Continua)

Fig. 5.14 - Estimativas da evolução diurna da altura da camada de mistura (z_i) entre os dias 140 e 145, obtidas a partir dos picos espectrais: a) da componente de velocidade longitudinal do vento; b) da componente de velocidade transversal do vento. Não há dados disponíveis para os dias: 142 (9:00-12:00hrs) e 145 (12:00-13:30hrs).

a)



b)



(Conclusão)

Nota-se também, que as estimativas de z_i obtidas do espectro de velocidade longitudinal e do espectro de velocidade transversal apresentaram discordâncias, sendo que $z_i(v)$ foi subestimado se comparado a $z_i(u)$. Apesar de Liu e Otaki (1997) terem

encontrado melhores concordâncias para as estimativas de z_i obtidas a partir do espectro de velocidade transversal, é razoável esperar que o contrário possa ocorrer, pois o espectro de velocidade longitudinal representa melhor a evolução da altura da camada de mistura. Isto ocorre, em virtude deste incorporar os vórtices mais energéticos, uma vez que eles acompanham a direção do vento médio (Lumley e Panofsky, 1964; Panofsky, 1969), o que não deve ocorrer com o espectro de velocidade transversal. Em consequência, neste último, deve diminuir a relação sinal / ruído, com evidentes consequências para a precisão das estimativas de z_i .

A validação da metodologia proposta para o cálculo de z_i com medidas provenientes de sondagens verticais, não puderam ser efetuadas para os dados do Experimento IPE-1, uma vez que ao longo deste não foram realizadas sondagens atmosféricas. Assim, tentou-se obter tal validação com base nos dados das sondagens verticais realizadas no Experimento IPE-0. A estimativa da altura da camada de mistura foi realizada considerando-se os perfis verticais de temperatura potencial (valores de umidade específica não foram disponíveis, razão pela qual q_v não foi calculado). Por este método, a determinação de z_i foi feita com base na inspeção visual do ponto de inflexão do perfil de q (Fisch, 1996), considerando os dados referentes ao período diurno (5 sondagens). Vale ressaltar que tal validação é apenas aproximada, uma vez que a metodologia proposta utiliza informações obtidas através de médias de 90 min, enquanto que as radiossondagens captam informações praticamente instantâneas da estrutura vertical da CLA. Logo, esta última não constitui média, mas um valor medido aleatoriamente a uma certa altura da CLA (a medida pode ser feita em térmicas, em escoamentos descendentes, em jatos de baixos níveis, etc., prejudicando a representatividade da medida).

Como se observa na Fig. (5.15), devido à pequena quantidade de perfis disponíveis, não se pode chegar a afirmações conclusivas com respeito à qualidade da validação da metodologia proposta. Mas fica claro, que as estimativas acompanham a evolução da camada de mistura. As divergências em algumas estimativas podem estar relacionadas

ao caráter essencialmente diferente dos dois cálculos de z_i . Isto se deve à existência das plumas convectivas (térmicas), correntes descendentes e outras estruturas da CLA, que impõem flutuações verticais consideráveis ao escoamento atmosférico (Lenschow e Stephens, 1980). As térmicas são parcelas de ar flutuante (mais quente que o ambiente) que se desenvolvem próximo à superfície, estendendo-se verticalmente por uma fração significativa da CLA, transportando calor, momentum, umidade e energia cinética turbulenta. Tais estruturas, apesar de perderem fluatibilidade durante a sua trajetória ascendente, têm momentum suficiente para erodir, ou penetrar, na camada de interface no topo da camada de mistura (Lenschow e Stephens, 1980).

Por outro lado, no que se refere ao método teórico, pelo qual as estimativas de z_i são obtidas através dos espectros das componentes horizontais de velocidade do vento, talvez o tempo de amostragem considerado não tenha sido suficiente para englobar a escala dos vórtices mais energéticos, provocando uma subestimativa de z_i (se comparado ao método do perfil). Também, as térmicas podem erodir a camada de inversão e conseqüentemente, penetrar a camada residual, o que traz ar mais quente das camadas mais altas para dentro das camadas inferiores (Kaimal et al., 1982), acoplando-as termodinamicamente num curto intervalo de tempo. Em conseqüência disto, é possível que as medidas de z_i nestas condições, não sejam representativas da CLA (de um ponto de vista da média no espaço e no tempo), o que pode provocar discrepâncias entre os valores medidos pontualmente e os estimados a partir de informações médias para dezenas de minutos.

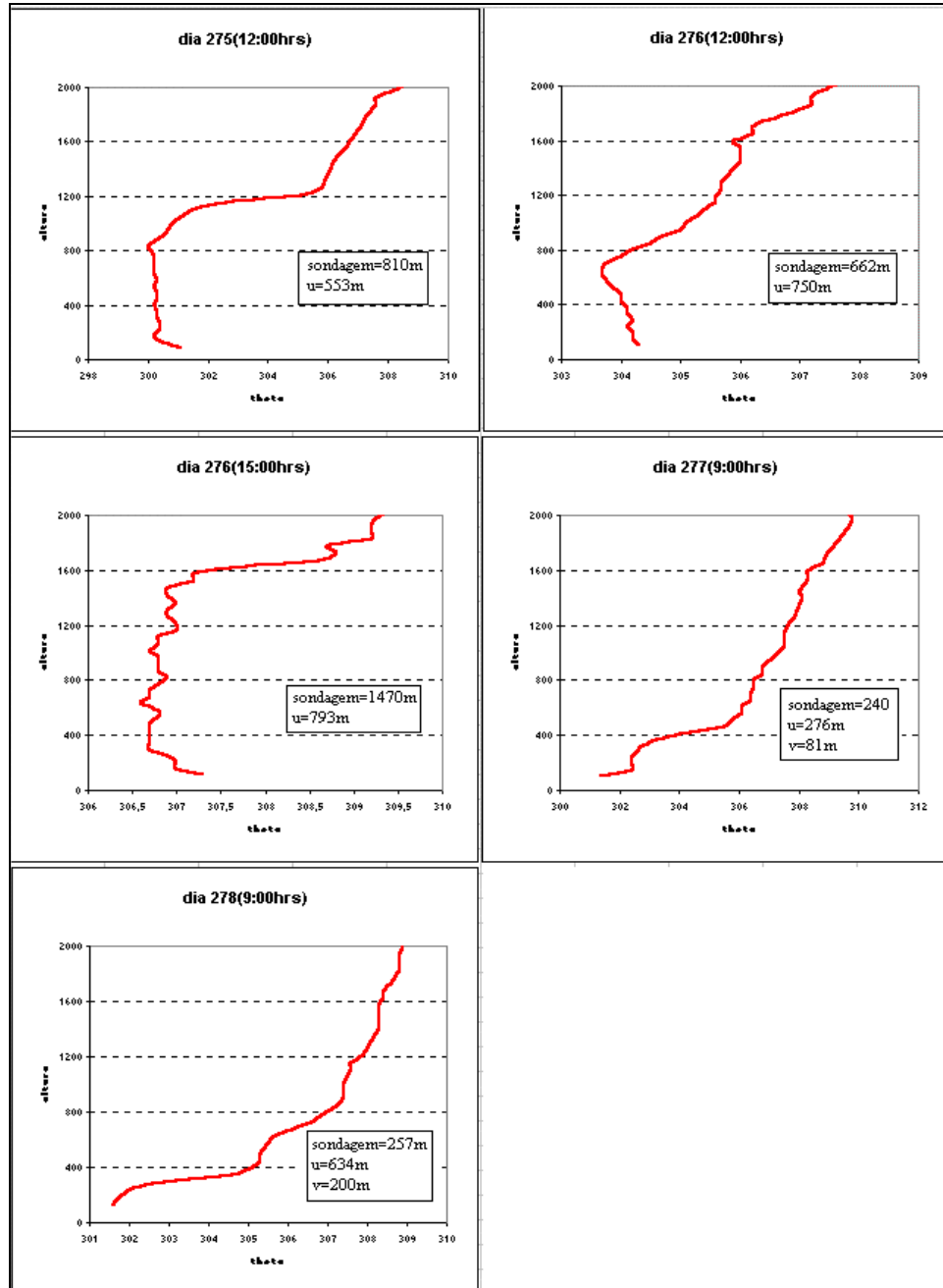


Fig. 5.15 - Determinação da altura (em metros) da camada de mistura obtida a partir do perfil vertical de temperatura potencial, para 5 sondagens verticais realizadas durante o Experimento IPE-0. Os valores de u e v , se referem as estimativas de z_i obtidas através dos espectros horizontais de velocidade do vento. (Obs. Em alguns perfis, as estimativas de z_i através do espectro de v não foram possíveis.)

Levados em conta estes fatores, os resultados das validações podem ser considerados como razoavelmente satisfatórios, o que permite a utilização dos valores estimados para a determinação de z_i (e por conseguinte, a obtenção da escala de comprimento para adimensionalizar as variâncias turbulentas na camada de mistura convectiva). Todavia, as validações não apresentaram bom acordo para as condições noturnas, quando predominam condições estáveis. Nestas, a metodologia utilizada para determinar z_i a partir da informação fornecida pelo perfil vertical de q é questionável, até porque as características das relações de similaridade na CLN podem ser determinadas por características locais das camadas e não mais globais, como proposto pela Teoria da Similaridade de M-O (Sorbjan, 1989).

Posto que a validação do método de estimativa de z_i mostrou-se adequada apenas para situações instáveis ou neutras, o estudos das relações universais para a variância na CLA do Pantanal, restringiu-se a estas condições atmosféricas. É o que será discutido a seguir.

5.6 DESVIOS PADRÕES E VARIÂNCIAS DAS CARACTERÍSTICAS TURBULENTAS

Muitas aplicações dos estudos sobre a CLS turbulenta necessitam de informações, e de fato dependem, das características das flutuações turbulentas, particularmente no que se refere à energia cinética (Wyngaard, 1983). Todavia, pouco foi realizado neste sentido com os dados do Pantanal. Assim, efetuou-se uma investigação detalhada das características dos desvios padrões das componentes de velocidade do vento (σ_u, σ_v e σ_w) (fisicamente, fornecem a mesma informação que a variância) e do desvio padrão de temperatura (s_T), e compararam-se os resultados obtidos com aqueles encontrados na literatura, para diferentes condições de estabilidade.

Em condições de turbulência puramente mecânica (condições neutras), a Teoria da Similaridade de M-O requer que os desvios padrões normalizados das componentes de velocidade do vento sejam constantes. Panofsky e Dutton (1984) analisando dados micrometeorológicos provenientes de vários sítios experimentais mostraram que os valores dos desvios padrões das componentes horizontais de velocidade do vento são maiores que o desvio padrão da componente vertical de velocidade, o que também foi verificado no presente estudo. Para isto, utilizou-se a metodologia apresentada no Capítulo 3. Os valores das constantes obtidos para a região do Pantanal (dados medidos em 25m), são:

$$\frac{s_u}{u_*} = A = 2,22 \pm 0,14 \quad (5.10)$$

$$\frac{s_v}{u_*} = B = 1,83 \pm 0,23 \quad (5.11)$$

$$\frac{s_w}{u_*} = C = 1,36 \pm 0,11 \quad (5.12)$$

Com o intuito de verificar a concordância entre os resultados do Pantanal e aqueles da literatura, é apresentada a Tabela (5.3), na qual são apresentados os valores das constantes A , B e C obtidos por diferentes autores. Assim, observa-se que os valores estimados em (5.10), (5.11) e (5.12) estão de acordo com os valores apresentados na Tabela (5.3). Ressalte-se que as constantes A e B apresentam valores médios ligeiramente inferiores aos encontrados na literatura, e que a constante C apresentou valor superior ao médio reportado na literatura.

TABELA 5.3 - VALORES DOS DESVIOS PADRÕES MÉDIOS NORMALIZADOS DAS COMPONENTES DE VELOCIDADE DO VENTO, SOB CONDIÇÕES NEUTRAS, OBTIDOS POR DIFERENTES AUTORES

	s_u/u_*	s_v/u_*	s_w/u_*
Pantanal	2,22±0,14	1,83±0,23	1,36±0,11
Monin e Yaglom (1971)	2,30	1,70	1,25
Merry e Panofsky (1976)	-	-	1,30
Viswanadham e André (1977)	-	-	1,30
Panofsky e Dutton (1984)	2,39±0,03	1,92±0,05	1,25±0,03
Högström (1990)	2,78±0,25	2,44±0,40	-

Högström(1990) e Andreas et al. (1998) sugerem que o valor de $\frac{s_w}{u_*}$ possa variar mesmo sob condições neutras. Ainda segundo Högstrom (1990), o parâmetro de Coriolis desempenha um papel fundamental em tal desvio, o que pode ser indicado pela equação:

$$s_w/u_* = 0,12 \ln((z-d)f_c/u_*) + 1,99 \quad (5.13)$$

onde f_c é o parâmetro de Coriolis. A Fig. (5.16) mostra a variação de $\frac{s_w}{u_*}$ com relação a $\ln((z-d)f_c/u_*)$ para os dados do Pantanal, onde fica evidente a influência do parâmetro de Coriolis no desvio padrão adimensional da componente vertical de velocidade do vento. Apesar do espalhamento das estimativas, a curva de ajuste encontrada para o Pantanal foi:

$$s_w/u_* = 0,12 \ln((z-d)f_c/u_*) + 2,07 \quad (5.14)$$

que apresentou um excelente acordo com a curva proposta por Högström (1990) (Eq. 5.13). Isso poderia explicar as diferenças encontradas nos valores apresentados na Tabela (5.3), uma vez que as estimativas referem-se a dados obtidos em diferentes localizações geográficas (diferentes latitudes).

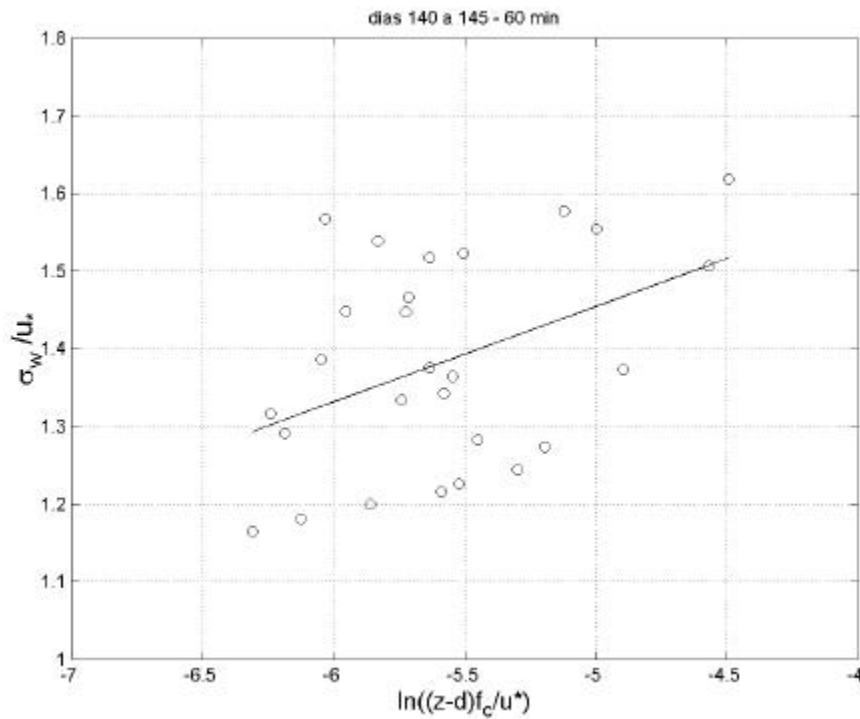


Fig. 5.16 - Desvio padrão adimensional da componente vertical de velocidade do vento, para condições próximas da neutralidade, em função de $\ln((z-d)f_c/u_*)$, onde f é a força de Coriolis. (o) Valores estimados; (-) Curva ajustada aos valores estimados (Eq. 5.14).

Em condições de estabilidade diferentes da neutralidade ($z \neq 0$) o desvio padrão da componente vertical de velocidade obedece a similaridade de M-O e portanto, seu valor adimensionalizado é função universal de z . A Fig. (5.17) mostra a variação de $\frac{\sigma_w}{u_*}$

com relação a z para os dados do Pantanal. Pode ser observado que os valores estimados de $\frac{s_w}{u_*}$ apresentam comportamento similar ao padrão esperado, sendo que em situações instáveis as estimativas apresentaram um excelente acordo com a curva proposta por Merry e Panofsky (1976):

$$\frac{s_w}{u_*} = 1,3(f_m - 2,5z)^{\frac{1}{3}} \quad (5.15)$$

Tal acordo, mostra que em condições instáveis a flutuabilidade é 2,5 vezes mais efetiva que o cisalhamento do vento na produção de flutuações verticais de velocidade do vento. Isto pode estar ligado ao fato da produção de energia por flutuabilidade estar diretamente relacionada com a geração vertical de energia, enquanto a produção mecânica é primeiro distribuída longitudinalmente para somente após, e de modo menos eficiente, ser distribuída verticalmente (Merry e Panofsky, 1976). Para valores de $z \ll 0$, $\frac{s_w}{u_*}$ varia segundo $(z)^{\frac{1}{3}}$, hipótese imposta pela similaridade para condições de convecção livre.

Em condições estáveis, há pouco acordo com relação ao comportamento de $\frac{s_w}{u_*}$ (Panofsky e Dutton, 1984). A dificuldade é particularmente experimental, uma vez que nestas s_w e u_* tornam-se muito pequenos e sua razão é menos precisa. A incerteza sobre u_* é especialmente séria, pois se este for subestimado, ocasiona grande efeito em $\frac{s_w}{u_*}$, que assim será sobrestimado (Panofsky e Dutton, 1984).

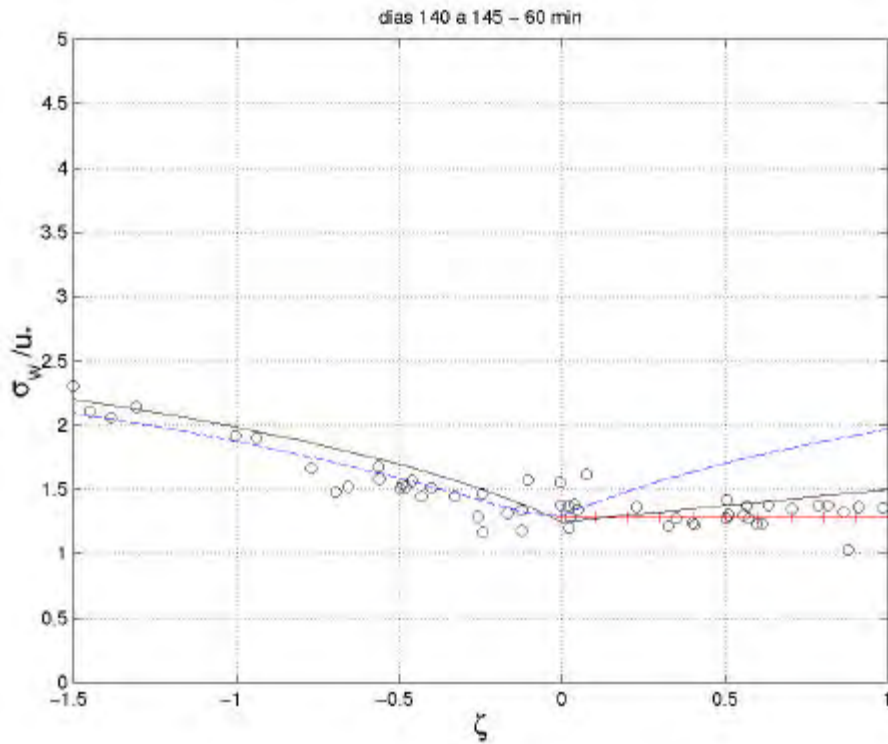


Fig. 5.17 - Desvio padrão adimensional da componente vertical de velocidade do vento em função de z/δ . (o) Valores estimados; Curvas propostas por: (--) Merry e Panofsky (1976) (Eq. 5.15); (-) Kaimal e Finnigan (1994); (-+) Curva ajustada aos valores estimados (Eq.(5.16)).

Analizados os resultados do Experimento IPE-1, para condições estáveis obteve-se:

$$\frac{s_w}{u_*} = 1,28 \quad (5.16)$$

que é ligeiramente superior ao valor de 1,25 proposto por Panofsky e Dutton (1984). Em ambas as curvas propostas, Eqs. (5.15) e (5.16), os valores próximos às condições neutras diferem do valor de 1,36, encontrado para o Experimento IPE-1, mas, estão dentro da margem de erro estabelecida na Eq. (5.12).

Contrariamente ao que acontece com o desvio padrão de w , há muita evidência na literatura sugerindo que, s_u/u_* e s_v/u_* não obedecem à Teoria da Similaridade de M-O na CLS, pois movimentos da grande escala, que não podem ser adimensionalizados com z , influem nessas variâncias (Andreas et al., 1998). O resultado mostrando a variação dos desvios padrões normalizados das componentes horizontais de velocidade do vento em relação a z é apresentada na Fig. (5.18). Nesta fica claro que os desvios padrões adimensionais das componentes horizontais de velocidade do vento não mostram uma dependência nítida com relação a z . Logo, conforme esperado, a escala de M-O não é satisfatória para adimensionalizar essas componentes de velocidade do vento na CLS (Monin e Yaglom, 1971; Panofsky e Dutton, 1984).

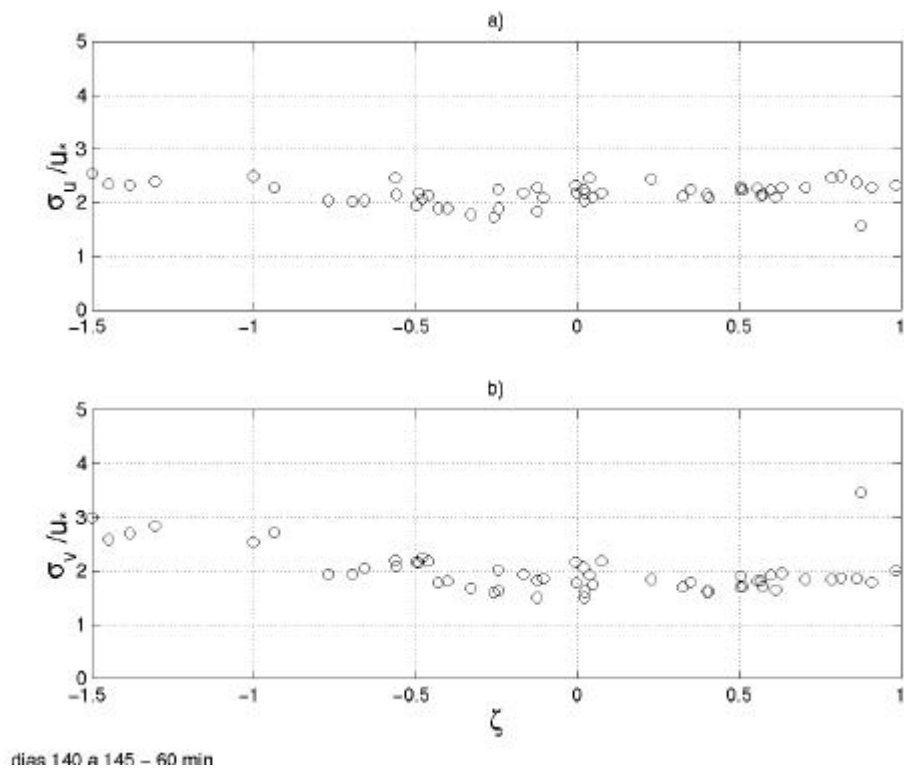


Fig. 5.18 - Desvios padrões adimensionais das componentes horizontais de velocidade do vento em função de z : a) velocidade longitudinal; b) velocidade transversal. (o) valores estimados.

Panofsky et al. (1977) sugeriram que os desvios padrões das componentes horizontais de velocidade do vento, mesmo próximo à superfície, são consideravelmente influenciados por grandes células convectivas com escala de comprimento z_i (altura da camada de mistura). Portanto, espera-se que s_u/u_* e s_v/u_* estejam relacionados com z_i/L por meio de expressões universais, e assim para uma CLS instável, deve-se ter:

$$\frac{s_u}{u_*} = f_u\left(\frac{z_i}{L}\right) \approx \frac{s_v}{u_*} = f_v\left(\frac{z_i}{L}\right)$$

Apesar do considerável espalhamento verificado, as estimativas de s_u/u_* e de s_v/u_* para os dados do Pantanal, mostradas na Fig. (5.19), apresentam um definido aumento com a diminuição dos valores de $-z_i/L$. Este crescimento, todavia, é menos pronunciado se comparado àquele da curva proposta por Panofsky et al. (1977), o que é mais flagrante para s_u/u_* . Segundo Panofsky e Dutton (1984), as flutuações das componentes horizontais de velocidade do vento sofrem lentas variações devido às mudanças nas condições de pista (grande efeito de memória). No caso de superfícies extremamente rugosas, como é o caso do Pantanal, a tensão de cisalhamento do vento à superfície é maior se comparada às das superfícies lisas. Isso explica porque os desvios padrões adimensionais das componentes horizontais de velocidade do vento, estimados para o Pantanal, apresentam valores menores que os reportados na literatura (geralmente obtidos para superfícies lisas).

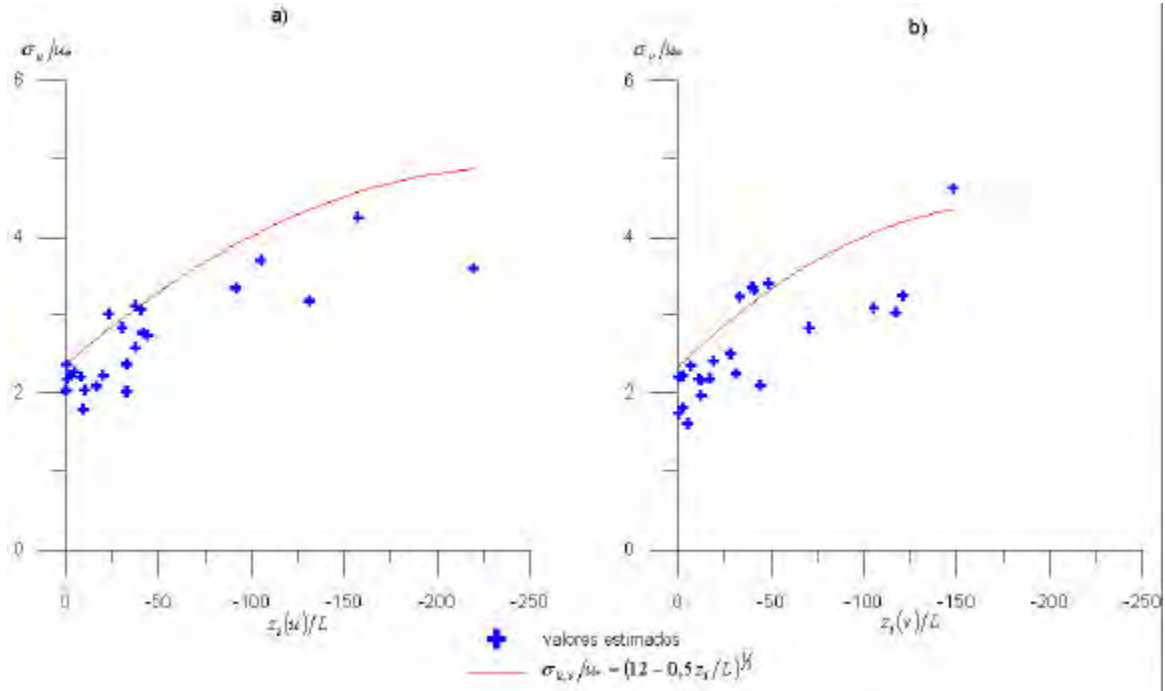


Fig. 5.19 - Desvios padrões adimensionais das componentes horizontais de velocidade em função de z_i/L , para condições instáveis: a) velocidade longitudinal; b) velocidade transversal. (-) Curva proposta por Panofsky et al. (1977).

A camada na qual $(z - d) > -L$ (condições fortemente instáveis) é chamada de camada de mistura. Nesta, a estrutura da turbulência é pouco sensível ao atrito introduzido pelo contorno inferior, e nestas condições, u_* é de pouca valia na parametrização dos processos convectivos. Os parâmetros que controlam a turbulência nessa camada são: o fluxo de calor sensível e a altura da camada de mistura. Como descrito no Capítulo 3, as escalas de velocidade e de temperatura na camada de mistura são w_* e q_* , respectivamente, e as propriedades estatísticas da turbulência adimensionalizadas com tais escalas são funções somente de z/z_i (Kaimal et al., 1976; Panofsky e Dutton, 1984; Kaimal e Finnigan, 1994).

A variação de $(s_w/w_*)^2$ com relação a z/z_i é apresentada na Fig.(5.20), com dados de z_i estimados pela metodologia apresentada na Seção (5.5). Conforme observado, em condições de convecção livre ($z \leq 0.1z_i$), a curva ajustada para o Pantanal teve forma semelhante à curva obtida por Hojstrup (1982) a partir de modelagem da CLA, mas com valores ligeiramente inferiores a esta. Tais curvas, tem declividade superior à calculada por Kaimal et al. (1976) a partir de ajuste de dados do Experimento de Minnesota. Conforme mencionado por Panofsky e Dutton (1984), a curva proposta por Hojstrup (1982) oferece um melhor ajuste, apesar de mostrar declividade diferente da sugerida pela Teoria da Similaridade (lei de potência em $z^{-1/3}$).

Os pontos que mais se distanciaram do ajuste proposto para as estimativas do Pantanal, observados para grandes valores de $(s_w/w_*)^2$, corresponderam a períodos de transição (início da manhã e fim da tarde) durante os quais os fluxos de calor sensível apresentam valores baixos e rápida variação. Nestas condições, a relação sinal/ruído diminui e o erro associado a sua estimativa aumenta. Isto possivelmente explica o acentuado espalhamento para grandes valores de $(s_w/w_*)^2$ e de z/z_i .

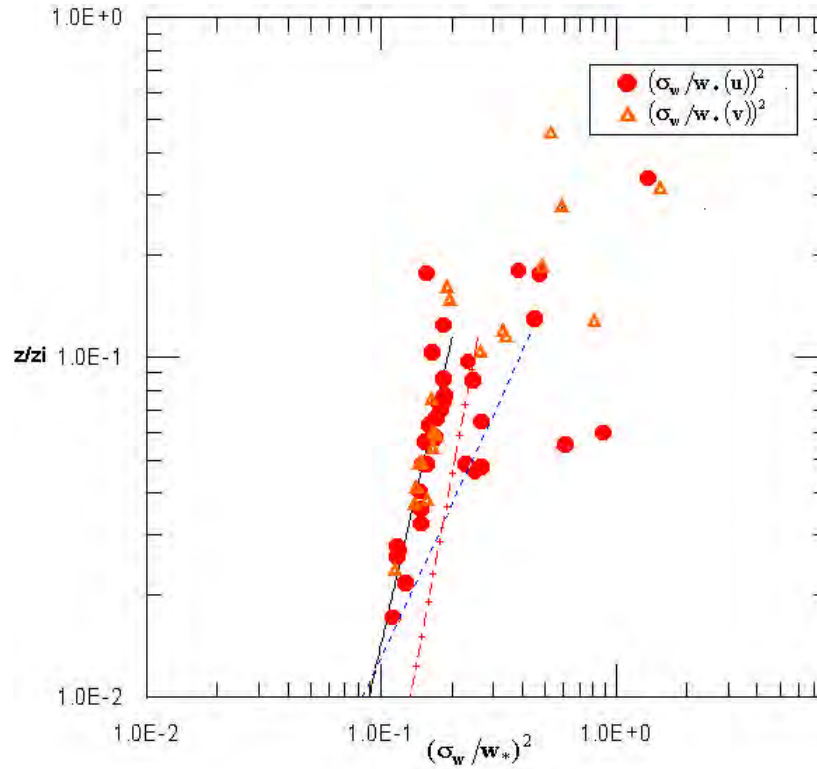


Fig. 5.20 - Variância adimensional da componente vertical de velocidade do vento em função de z/z_i . Curvas propostas por: (--) Kaimal et al. (1976); (-.) Hojstrup(1982). (-) Curva ajustada para o Pantanal. $w_*(u)$ e $w_*(v)$ são as escalas de velocidade obtidas a partir de $z_i(u)$ e $z_i(v)$, respectivamente.

A variação de $(s_{u,v}/w_*)^2$ com relação a z/z_i é mostrada na Fig.(5.21). As estimativas de $(s_{u,v}/w_*)^2$ para o Pantanal apresentaram grande espalhamento, possivelmente gerado pelos mesmos problemas discutidos para $(s_w/w_*)^2$. Em condições fortemente convectivas ($z \leq 0,1z_i$), o valor médio de $(s_{u,v}/w_*)^2$ é aproximadamente 0,40, ligeiramente superior ao valor proposto Caughey e Palmer (1979) de 0,35. As discrepâncias verificadas na tentativa de obtenção de relações universais para $(s_{u,v}/w_*)^2$ são bem conhecidas na literatura, e algumas causas destas distorções podem estar relacionadas:

- a) À problemas instrumentais que introduzem erros nas medidas experimentais (Caughey e Palmer, 1979);
- b) À heterogeneidade da superfície (Panofsky e Dutton, 1984);
- c) Às flutuações de grande escala (superiores a $2z_i$), que contribuem significativamente para as variâncias das componentes horizontais de velocidade do vento (Caughey e Palmer, 1979);
- d) À efeitos de circulações locais (Sun et al., 1996; Mahrt et al., 1998).

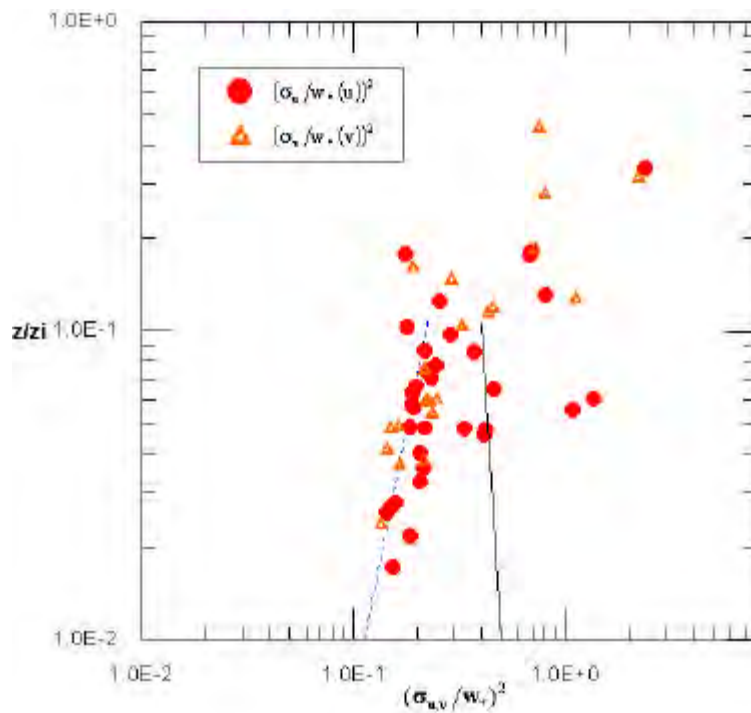


Fig. 5.21 - Variâncias adimensionais das componentes horizontais de velocidade do vento em função de z/z_i , respectivamente. (--) Curva ajustada do Pantanal para $(s_u / w_*(u))^2$; (-) Curva proposta por Hojstrup (1982) para $(s_u / w_*)^2$. $w_*(u)$ e $w_*(v)$ são as escalas de velocidade obtidas a partir de $z_i(u)$ e $z_i(v)$.

A relação entre o desvio padrão normalizado de temperatura para os dados do Pantanal com relação a z é mostrada na Fig.(5.22). As estimativas para o Pantanal em condições próximas da neutralidade apresentam considerável espalhamento em virtude da imprecisão na determinação da razão $\frac{s_T}{|T_*|}$, uma vez que ambos os termos (denominador e numerador) tornam-se bastante pequenos sob condições adiabáticas. Em condições estáveis, $\frac{s_T}{|T_*|}$ parece ser constante em torno de 2,5, valor superior ao encontrado por Monin e Yaglom (1971) e Wyngaard et al. (1971), mas inferior ao valor de 3,2 encontrado por Andreas et al. (1998). Em condições instáveis a Teoria da Similaridade parece ser bem estabelecida, e as estimativas apresentam um excelente acordo com a curva proposta por Kaimal e Finnigan (1994).

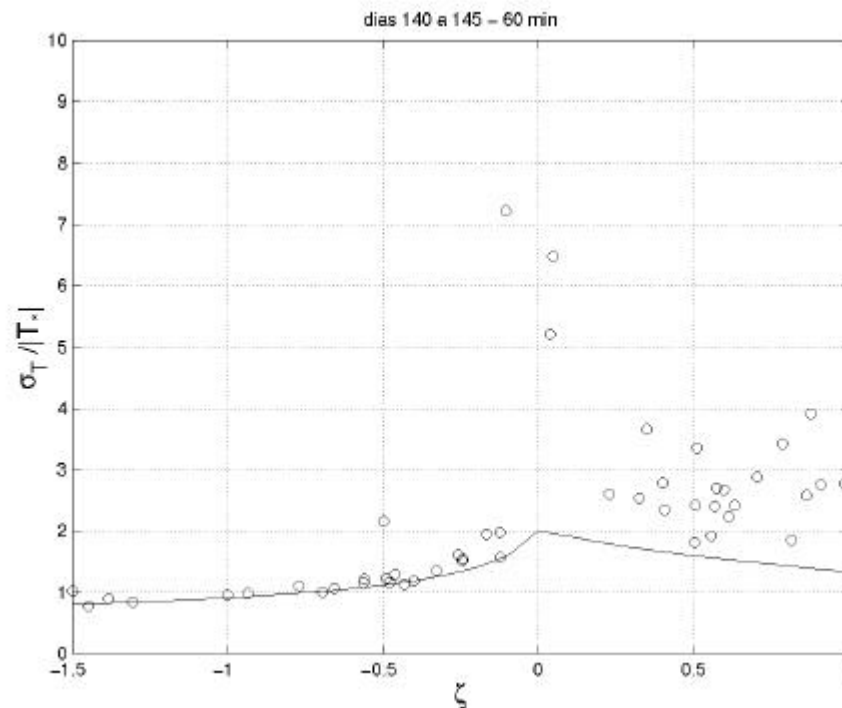


Fig. 5.22 - Desvio padrão adimensional de temperatura em função de z . (o) valores estimados; (-) curva proposta por Kaimail e Finnigan (1994).

Conforme observado, os melhores resultados sobre as variâncias das características turbulentas foram obtidos para condições instáveis. Nestas, a flutuabilidade desempenha um papel relevante na produção de energia cinética turbulenta em detrimento das forçantes devido ao cisalhamento do vento, e pode-se esperar que as condições impostas pela rugosidade aerodinâmica tenham menos influência sobre os resultados, tornando-os mais próximos daqueles previstos na literatura.

A utilização dos valores estimados de z_i como escala de comprimento na camada de mistura, parece não ter comprometido os resultados, que apresentaram concordância com as curvas propostas previstas na literatura. Isso faz com que as estimativas de z_i tenham validade e indica que a altura de medição dos dados de resposta rápida (25m) deve estar acima da subcamada de transição.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

Neste estudo utilizaram-se métodos variados para analisar a estrutura da turbulência na CLA acima da região do Pantanal Matogrossense. Estes possibilitaram a verificação do grau de validade da Teoria da Similaridade de M-O para superfícies heterogêneas (no caso do Pantanal úmido, ocorre alternância de regiões secas e alagadas).

Nas análises dos sinais turbulentos, não foram observadas falhas espectrais nítidas separando os movimentos turbulentos das flutuações de baixa frequência, sendo possível apenas a obtenção dos picos espectrais quando se consideraram médias de 90 minutos.

A aplicação da Transformada em Ondeletas aos sinais turbulentos, possibilitou a visualização da evolução dos fluxos turbulentos de calor ao longo do dia. Em algumas situações foram observadas simultaneamente, contribuições positivas e negativas para o coespectro atuando em diferentes escalas, fenômeno raramente relatado na literatura e que tem sua provável causa associada à ocorrência de circulações locais.

Os diferentes critérios de estabilidade investigados apresentaram um bom acordo, pelos menos quanto à qualidade das informações fornecidas, embora tenham sido detectadas discrepâncias, particularmente nas situações em que houve trocas turbulentas de momentum próximo a superfície, sob condições instáveis.

As estimativas da altura do deslocamento do plano-zero através da metodologia proposta por De Bruin e Verhoef, se mostraram ligeiramente diferentes para distintas direções do vento médio. Porém, a inclusão deste parâmetro nos cálculos melhorou sensivelmente as estimativas das funções universais, comparativamente aos resultados teóricos.

A função adimensional do gradiente vertical de velocidade média do vento sofreu influências da superfície extremamente rugosa, sendo sobreestima para condições instáveis e neutras. O mesmo não ocorreu para a função adimensional do gradiente vertical de temperatura potencial, apesar do espalhamento das estimativas do Experimento IPE-1.

Foram obtidas boas estimativas da função adimensional da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta para condições instáveis e estáveis, mas em condições de neutralidade apresentou valores superiores ao esperado.

Também em condições próximas da neutralidade, a razão entre as difusividades turbulentas de calor sensível e de momentum ficou abaixo do valor unitário, não confirmando as hipóteses da Teoria da Similaridade estabelecidas acima de superfícies lisas.

A comparação entre o cálculo dos fluxos turbulentos obtidos pelo MC e pelo MDI, mostrou-se razoável, particularmente para o fluxo de calor sensível. Mas, as estimativas pelo MDI foram superiores às aquelas pelo MC, o que salienta a dificuldade em se obter cálculos precisos dos fluxos turbulentos.

Os coeficientes de correlação entre w' e u' , e entre w' e θ_v' , seguiram os valores teóricos, com excessão das estimativas de $|r_{wu}|$ para condições bastante instáveis. Sua evolução diurna mostrou aspectos peculiares, os quais também foram observados na evolução de outros parâmetros.

A metodologia proposta por Liu e Ohtaki para estimar a altura da camada de mistura através dos espectros das componentes horizontais de velocidade do vento foi bastante

satisfatória na representação da evolução diurna desta, mas em condições estáveis, tal metodologia é falha.

Os estudos dos desvios padrões e das variâncias das características turbulentas seguiram as proposições teóricas estabelecidas pela Teoria da Similaridade de M-O para a CLS. Em condições próximas da neutralidade, o desvio padrão da componente vertical de velocidade do vento depende do parâmetro de Coriolis.

A subcamada de transição possivelmente se manifeste até alturas inferiores a 25m, mas estudos futuros devem ser conduzidos no sentido de precisar o valor de z_* .

Como sugestões para trabalhos futuros, propõe-se que:

- a) Sejam efetuadas medidas sistemáticas de radiossondagens nos experimentos futuros a serem realizados no Pantanal;
- b) Que sejam realizados estudos em campanhas seca e totalmente inundada, para melhor determinar até que ponto os resultados aqui obtidos são restritos a períodos de transição;
- c) Que sejam realizadas mais medidas para melhor compreender a natureza da turbulência sob condições próximas da neutralidade e assim, validar as hipóteses propostas neste trabalho;
- d) Que sejam efetuados os cálculos do fluxo de calor latente e da razão de bowen para o Pantanal;
- e) Que sejam realizadas medidas do perfil de temperatura dentro da lâmina d'água e dos fluxos de calor em seu contorno inferior.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Alvalá, R. C. S.; Manzi, A. O.; Sá, L. D. A.; Vittal Murty, K. P. R.; Gielow, R.; Arlino, P. A. R.; Alvalá, P. C.; Lima, I. T. D.; Marques Filho, E. P.; Sambatti, S. B. M.; Von Randow, C.; Souza, A.; Kassar, E.; Malhy, Y. S.; Kruijt, B.; Meirelles, M. L. Projeto Interdisciplinar do Pantanal – Fase úmida (IPE-1). In: Congresso Brasileiro de Meteorologia, 10, Brasília, 1998. **Anais**. São José dos Campos: INPE, 1998. Seção de Comunicação Técnico-Científicas.

Andreas, E. L.; Hill, R. J.; Gosz, J. R.; Moore, D. I.; Otto, W. D.; Sarma, A. D. Stability dependence of the eddy-accumulation coefficients for momentum and scalars. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 86, n. 3, p. 409-420, 1998.

Arya, S. P. **Introduction to micrometeorology**. San Diego: Academic, 1988. 307p.

Berri, G. J.; Inzunza, J. The effect of the low-level jet on the poleward water vapour transport in the central region of South America. **Atmospheric Environment**, v. 27A, n. 3, p. 335-341, 1993.

Blackadar, A. K.; Tennekes, H. Asymptotic similarity in neutral barotropic planetary layers. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 25, n. 6, p. 1015-1020, 1968.

Blackadar, A. K. **Turbulence and diffusion in the atmosphere**. Berlin: Springer, 1997. 185p.

Bolzan, M. J. A. **Estudo da influência das estruturas coerentes e da rugosidade na estimativa de fluxos turbulentos sobre o Pantanal**. São José dos Campos. 123p. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1998.

Bosveld, F. C. Derivation of fluxes from profiles over a moderately homogeneous forest. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 84, n. 2, p. 289-327, 1997.

- Brutsaert, W. Land-surface water vapor and sensible heat flux: Spatial variability, homogeneity, and measurement scales. **Water Resources Research**, v. 34, n. 10, p. 2433-2442, 1998.
- Businger, J. A.; Wyngaard, J. C.; Izumi, Y.; Bradley, E. F. Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 28, n. 2, p. 181-189, 1971.
- Cauguey, S. J.; Palmer, S. G. Some aspects of turbulence through the depth of the convective boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 105, n. 446, p. 811-827, 1979.
- Cellier, P.; Brunet, Y. Flux-gradient relationships above tall plant canopies. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 58, n. 1-2, p. 93-117, 1992.
- Clarke, R. H.; Brook, R. R. **The KOORIN expedition**: atmospheric boundary layer data over tropical savannah land. Canberra: A. G. P. S. Department of Science and the Environment Bureau of Meteorology, 1979. 359p.
- Daubechies, I. **Ten lectures on wavelets**. Philadelphia: SIAM, 1992. 357 p.
- De Bruin, H. A. R.; Verhoef, A. A new method to determine the zero-plane displacement. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 82, n. 1, p. 159-164, 1997.
- Druilhet, A.; Attié, J. L.; Sá, L. D. A.; Durand, P.; Bénéch, B. Experimental study of inhomogeneous turbulence in the lower troposphere by wavelet analysis. In: Chui; - Montefusco, C. K.; -Puccio, L. ed. **Wavelets, algorithms, and applications**. San Diego: Academic, 1994. v. 5, p. 543-559.
- Durand, P.; Frangi, J. P.; Druilhet, A. Energy budget for the sahel surface layer during the ECLATS experiment. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 42, n. 1-2, p. 27-42, 1988.
- Durand, P.; Sá, L. D. A.; Druilhet, A.; Saïd, F. Use of the inertial dissipation method for calculating turbulent fluxes from low-level airborne measurements. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 8, n. 1, p. 78-84, 1991.

- Dyer, A. J.; Hicks, B. B. Flux-gradient relationships in the constant flux layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 96, n. 410, p. 715-721, 1970.
- Dyer, A. J. A review of flux-profile relationships. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 7, n. 3, p. 363-372, 1974.
- Dyer, A. J.; Bradley, E. F. An alternative analysis of flux-gradient relationships at the 1976 ITCE. **Boundary-Layer Meteorology**, v.22, n. 1, p. 3-19, 1982.
- Etling, D.; Brown, R. A. Roll vortices in the planetary boundary-layer: a review. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 65, n. 3, p. 215-248, 1993.
- Farge, M. The Wavelet Transform and its Applications to Turbulence. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 24, p. 395-457, 1992.
- Figueroa, S. N.; Satyamurty, P.; Silva Dias, P. L. Simulations of the Summer Circulation over the South American Region with an Eta Coordinate Model. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 52, n. 10, p. 1573-1584, 1995.
- Fisch, G. F. **Camada limite amazônica: aspectos observacionais e de modelagem**. São José dos Campos. (INPE-6123-TDI/584). Tese (Doutorado em Meteorologia) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1996.
- Garcia, E. A. C.; Castro, L. H. R. Análise da frequência de chiva no Pantanal Matogrossense. **Pesquisa Agropecuária Brasileira**, v. 21, n. 9, p. 909-925, 1986.
- Garratt, J. R. Flux profile relations above tall vegetation. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 104, n. 439, p. 199-211, 1978a.
- Garratt, J. R. Transfer characteristics for a heterogeneous surface of large aerodynamic roughness. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 104, n. 440, p. 491-502, 1978b.

Garratt, J. R. Surface influence upon vertical profiles in the atmospheric near-surface layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 106, n. 450, p. 803-819, 1980.

Garratt, J. R. Surface influence upon vertical profiles in the nocturnal boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 26, n. 1, p. 69-80, 1983.

Garratt, J. R. **The atmospheric boundary layer**. Cambridge: Cambridge University, 1992. 316 p.

Garratt, J. R.; Hess, G. D.; Physick, W. L.; Bougeault, P. The atmospheric boundary layer - advances in knowledge and application. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 78, n. 1-2, p. 9-37, 1996.

Gielow, R.; Alvalá, R. C. S.; Hodnett, M. G.; Souza, A. Albedo no Pantanal Sul-Matogrossense durante período de inundação de 1998. Congresso Brasileiro de Agrometeorologia e II Encontro Latino-Americano de Agrometeorologia, 11, Florianópolis, 1999.

Gledzer, E. On the Taylor hypothesis corrections for measured energy spectra of turbulence. **Physica D**, v.104, n. 2, p.163-183, 1997.

Guedes, R. L. **Condições de grande escala associadas a sistemas convectivos de mesoescala sobre a região central da América do Sul**. São Paulo, 89p. Dissertação(Mestrado em Meteorologia) – Universidade de São Paulo, 1985.

Henjes, K. Justification of the inertial dissipation technique in anisotropic mean flow. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 88, n. 2, p. 161-180, 1998.

Hildebrand, P. H. Error in eddy correlation turbulence measurements from aircraft: application to HAPEX-MOBILHY. In: Schmugge, T. J.; André, J.-C. ed. **Land Surface Evaporation - Measurement and Parameterization**. New York: Springer-Verlag, 1991. Cap.13, p. 231-243.

Hill, R. J. Implications of Monin-Obukhov similarity theory for scalar quantities. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 46, n. 14, p. 2236-2244, 1989.

Högström, U. Nondimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer: a re-evaluation. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 42, n. 1-2, p. 55-78, 1988.

Högström, U. Analysis of turbulence structure in the surface layer with a modified similarity formulation for near neutral conditions. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 47, n. 16, p. 1949-1972, 1990.

Högström, U. Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 78, n. 3-4, p. 215-246, 1996.

Højstrup, J. Velocity Spectra in the Unstable Planetary Boundary Layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 39, n. 10, p. 2239-2248, 1982.

Jacobs, A. F. G.; Jetten, T. H.; Lucassen, D. C.; Heusinkveld, B. G.; Nieveen, J. P. Diurnal temperature fluctuations in a natural shallow water body. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 88, n. 1-4, p. 269-277, 1997.

James, I. N.; Anderson, D. T. L. The seasonal mean flow and distribution of large-scale weather systems in the southern hemisphere: the effects of moisture transports. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 110, n. 466, p. 943-966, 1984.

Kader, B. A.; Yaglom, A. M. Mean fields and fluctuation moments in unstably stratified turbulent boundary layers. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 212, p. 637-662, Mar 1990.

Kader, B. A. Determination of turbulent momentum and heat fluxes by spectral methods. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 61, n. 4, p. 323-347, 1992.

Kaimal, J. C.; Wyngaard, J. C.; Izumi, Y.; Coté, O. R. Spectral characteristics of surface layer turbulence. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 98, n. 417, p. 563-589, 1972.

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 Sciences**, v. 33, n. 11, p. 2152-2169, 1976.

- Kaimal, J. C. Horizontal velocity spectra in an unstable surface layer. **Journal Atmospheric Sciences**, v. 35, n. 1, p. 18-24, 1978.
- Kaimal, J. C.; Abshire, N. L.; Chadwick, R. B.; Decker, M. T.; Hooke, W. H.; Kropfli, R. A.; Neff, W. D.; Pasqualucci, F. Estimating the depth of the daytime convective boundary layer. **Journal of Applied Meteorology**, v. 21, n. 8, p.1123-1129, 1982.
- Kaimal J. C.; Wyngaard, J. C. The Kansas and Minnesota experiments. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 50, n. 1-4, p. 31-47, 1990.
- Kaimal, J. C.; Finnigan, J. J. **Atmospheric boundary layer flows. Their structure and measurement**. New York: Oxford-University, 1994. 289 p.
- Khalsa, S. J. S.; Businger, J. A. The drag coefficient as determined by the dissipation method and its relation to intermittent convection in the surface layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 12, n. 3, p. 273-297, 1977.
- Kodama, Y. Large-scale common features of subtropical precipitation zones (the Baiu frontal zone, the SPCZ, and the SACZ). Part I: Characteristics of subtropical frontal zones. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, v. 70, n. 4, p. 813-836, 1992.
- Lalas, D. P.; Catsoulis, V.; Petrakis, M. On the consistency of stability classification schemes when applied to non-homogeneous terrain. **Atmospheric Environment**, v. 13, n. 5, p. 687-691, 1979.
- Large, W. G.; Ponds, S. Sensible and latent heat fluxes measurements over the ocean. **Journal of Physical Oceanography**, v. 12, n. 3, p. 464-483, 1982.
- Lenschow, D. H.; Stephens, P. L. The role of thermals in the convective boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 19, n. 4, p. 509-532, 1980.
- Liu, X.; Ohtaki, E. An independent method to determine the height of the mixed layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 85, n. 3, p. 497-504, 1997.

- Liu, X.; Tsukamoto, O.; Oikawa, T.; Ohtaki, E. A study of correlations of scalar quantities in the atmospheric surface layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 87, n. 3, p. 499-508, 1998.
- Lumley, J. L.; Panofsky, H. A. **The structure of atmospheric turbulence**. New York: Wiley, 1964. 239 p.
- Magalhaes, N. W. **Conheça o Pantanal**. Sao Paulo: Terragraph, 1992. 400 p.
- Mahrt, L. On the shallow motion approximations. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 43, n. 10, p. 1036-1044, 1986.
- Mahrt, L. Heat and moisture fluxes over the pine forest in HAPEX. In: Schmugge, T. J.; André, J.-C. ed. **Land surface evaporation - measurement and parameterization**. New York: Springer-Verlag, 1991. Cap.13, p. 261-273.
- Mahrt, L.; Macpherson, J. I.; Desjardins, R. Observations of fluxes over heterogeneous surfaces. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 67, n. 4, p. 345-367, 1994.
- Mahrt, L.; Sun, J.; Blumen, W.; Delany, T.; Oncley, S. Nocturnal boundary-layer regimes. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 88, n. 2, p. 255-278, 1998.
- Mahrt, L. Flux sampling errors for aircraft and towers. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 15, n. 4, p. 416-429, 1998.
- Manins, P. C. Vertical fluxes in katabatic flows. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 60, n. 1-2, p. 169-178, 1992.
- Manzi, A. O. **Aspectos aerodinâmicos de uma floresta amazônica**. São José dos Campos. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1987.

McBean, G. A. Instruments requirements for eddy correlation measurements. **Journal of Applied Meteorology**, v. 11, n. 7, p.1078-1084, 1972.

Merry, M.; Panofsky, H. A. Statistics of vertical motion over land and water. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 102, n. 431, p. 255-260, 1976.

Monin, A. S.; Yaglom, A. M. **Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence**. Massachussets: MIT, 1971. 769 p.

Nai-Ping, L.; Neff, W. D.; Kaimal, J. C. Wave and turbulence structure in a disturbed nocturnal inversion. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 26, n. 2, p.141-155, 1983.

Nogueira, M. T. L. C. **Transportes turbulentos na camada superficial da atmosfera em condições diabáticas**. São José dos Campos, 101 p. (INPE-2007-TDL/045). Dissertação (Mestrado em Meteorologia) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1981.

Nogués-Peagle, J.; Mo, K. C. Alternating wet and dry conditions over South America during summer. **Monthly Weather Review**, v. 125, n. 2, p. 279-291, 1997.

Panofsky, H. A. Spectra of atmospheric variables in the boundary layer. **Radio Science**, v. 4, n. 12, p. 1101-1109, 1969.

Panofsky, H. A.; Tennekes, H.; Lenschow, D. H.; Wyngaard, J. C. The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under convective conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 11, n. 3, p. 355-361, 1977.

Panofsky, H. A.; Egolf, C. A.; Lipschutz, R. On characteristics of wind direction fluctuations in the surface layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 15, n. 4, p. 439-446, 1978.

Panofsky, H. A.; Dutton, J. A. **Atmospheric turbulence**. New York: A. W. & Sons, 1984. 397 p.

Por, F. D. **The Pantanal of Mato Grosso (Brazil)**. Dordrecht: K. A. Publishers, 1995. 122 p.

Rao, V. B.; Cavalcanti, I. F. A.; Hada, K. Annual variation of rainfall over Brazil and water vapor characteristics over South America. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. D21, p. 26539-26551, 1996.

Raupach, M. R. Anomalies in flux-gradient relationships over forests. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 16, n. 4, p. 467-486, 1979.

Raupach, M. R.; Thom, A. S. Turbulence in and above plant canopies. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 13, p. 97-129, 1981.

Raupach, M. R. Drag and drag partition on rough surfaces. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 60, n. 4, p. 375-395, 1992.

Raupach, M. R.; Finnigan, J. J.; Brunet, Y. Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing-layer analogy. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 78, n. 3-4, p. 351-382, 1996.

Sá, L. D. A. **Um estudo sobre a estrutura do vento acima da savana tropical**. São José dos Campos. 91p. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1981.

Sá, L. D. A.; Molion, L. C. B. **Um estudo da camada limite superficial sobre superfície extremamente rugosa**. São Jose dos Campos: INPE, 1983. 26p. (INPE-2829-PRE/381).

Sá, L. D. A.; Viswanadham, Y.; Manzi, A. O. Energy flux partitioning over the amazon forest. **Theoretical and Applied Climatology**, v. 39, n. 1, p. 1-16, 1988.

Sá, L. D. A. **Les flux turbulents dans la couche limite de surface analysés à partir de mesures aéroportées: validation d'une methode dissipative-inertielle et étude de variabilité**. Toulouse. 153p. Tese (Doctorat) - Université Paul Sabatier de Toulouse, 1992.

- Sá, L. D. A.; Sambatti, S. B. M.; Galvao, G. P. Ondeleta de Morlet aplicada ao estudo da variabilidade do nível do rio Paraguai em Ladário, MS. **Pesquisa Agropecuária Brasileira**, v. 33, n. especial, p. 1775-1785, 1998.
- Schaudt, K. J. A new method for estimating roughness parameters and evaluating the quality of observations. **Journal of Applied Meteorology**, v. 37, n. 5, p. 470-476, 1998.
- Smedman, A. S. Observations of a multi-level turbulence structure in a very stable atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 44, n. 3, p. 231-253, 1988.
- Smeets, C. J. P. P.; Duynkerke, P. G.; Vugts, H. F. Turbulence characteristics of the stable boundary layer over a mid-latitude glacier. Part I: A combination of katabatic and large-scale forcing. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 87, n. 1, p. 117-145, 1998.
- Sorbjan, Z. **Structure of the atmospheric boundary layer**. London: Prentice-Hall, 1989. 317p.
- Stull, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. Dordrecht: Kluwer, 1988. 666 p.
- Sun, J.; Howell, J. F.; Esbensen, S. K.; Mahrt, L.; Greb, C. M.; Grossman, R.; LeMone, M. A. Scale dependence of air-sea fluxes over the western Equatorial Pacific. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 53, n. 21, p. 2997-3012, 1996.
- Tennekes, H.; Lumley, J. L. **A first course in turbulence**. Cambridge: MIT, 1972. 239 p.
- Tennekes, H. The logarithmic wind profile. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 30, n. 2, p. 234-238, 1973.
- Tennekes, H. Similarity relations, scaling laws and spectral dynamics. In: Nieuwstadt, F. T. M.; van Dop, H. ed. **Atmospheric turbulence and air pollution modelling**. 1.ed. Dordrecht: Reidel, 1984. Cap. 2, p. 37- 68.

- Thom, A. S. Momentum, mass and heat exchange of plant communities. In: J. L. Monteith ed. **Vegetation and the atmosphere**, London : Academic, 1975. p. 57-110
- Thom, A. S.; Stewart, J. B.; Oliver, H. R.; Gash, J. H. C. Comparison of aerodynamic and energy budget estimates of fluxes over a pine forest. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 101, n. 427, p. 93-105, 1975.
- Vickers, D.; Mahrt, L. Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 14, n. 3, p. 512-526, 1997.
- Vila da Silva, J. S. **Aplicações de técnicas de sensoriamento remoto e sistema de informações geográficas na avaliação da dinâmica de inundação no Pantanal**. São José dos Campos (INPE-5353-TDI/462). Dissertação (Mestrado em Sensoriamento Remoto) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1991.
- Vila da Silva, J. S.; Abdon, M. M. Delimitação do Pantanal brasileiro e suas sub-regiões. **Pesquisa Agropecuária Brasileira**, v. 33, n. especial, p. 1703-1711, 1998.
- Viswanadham, Y.; André, R. G. B. Estatística do movimento vertical sob várias condições de estratificação. **Meteorologica**, v. 8/9, n. 5, p. 407-418, 1977.
- Viswanadham, Y. Examination of the empirical flux-profile models in the atmospheric surface boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 22, n. 1, p. 61-77, 1982.
- Viswanadham, Y.; Sá, L. D. A.; Silva Filho, V. P.; Manzi, A. O. Ratios of eddy transfer coefficients over the Amazon forest. In: Swanson, R. M.; Bernier, P. Y.; Woodard, J. P. D. ed. **Forest Hydrology and Watershed Management**. Wallingford : IAHS, Oxfordshire Oxio, 1987. v. 167, p. 365-373.
- Vittal Murty, K. P. R.; Viswanadham, D. V.; Sadharam, Y. Mixing heights and ventilation coefficients for urban centres in India. **Boundary-Layer Meteorology**, v.19, n. 4, p. 441-451, 1980.

- Webb, E. K. Profile relationships: the log-linear range, and extension to strong stability. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 96, n. 407, p. 67-90, 1970.
- Weijers, E. P.; Van Delden, A.; Vugts, H. F. Kinematic estimate within surface-layer thermal structures. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 67, n. 1-2, p. 145-160, 1994.
- Wieringa, J. Representative roughness parameters for homogeneous terrain. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 63, n. 4, p. 323-363, 1993.
- Willis, G. E.; Deardorff, J. W. A laboratory model of the unstable planetary boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 31, n. 5, p. 1297-1307, 1974.
- Wyngaard, J. C.; Coté, O. R. The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 28, n. 2, p. 190-201, 1971.
- Wyngaard, J. C. Lectures on the planetary boundary layer. In: Lilly, D.; Gal-Chen, T. ed. **Mesoscale meteorology theory, observations and models**. Hingham: Reidel, 1983. p. 603-650.
- Wyngaard, J. C. Boundary-layer modeling. In: Nieuwstadt, F. T. M.; van Dop, H. ed. **Atmospheric turbulence and air pollution modelling**. 1.ed. Dordrecht: Reidel, 1984. Cap. 3, p. 69-106.
- Wyngaard, J. C. The effects of probe-induced flow distortion on atmospheric turbulence measurements: extension to scalars. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 45, n. 22, p. 3400-3412, 1988.
- Wyngaard, J. C. Atmospheric turbulence. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 24, p. 205-233, 1992.
- Yaglom, A. M. Fluctuation spectra and variances in convective turbulent boundary layers: a reevaluation of old models. **Physics of Fluids**, v. 6, n. 2, p. 962-972, 1994.

APÊNDICE A

**TABELA A.1 - PREVISÃO DO TEMPO PARA A REGIÃO CENTRO-OESTE,
REALIZADA NOS DIAS 140, 141, 142 E 145 DO ANO DE 1998**

Realizada no dia 140 141: Céu claro em toda a região devido a atuação de uma massa de ar seco e frio, sistema de alta pressão. As temperaturas ficarão entre 13°C (MS) e 34°C (nordeste do MT). 142: Céu claro em toda a região. As temperaturas estarão estáveis. Tendência (143 e 144): Predomínio de sol em toda a região. As temperaturas permanecerão estáveis.
Realizada no dia 141 142: A massa de ar seco e frio, sistema de alta pressão continental, deixarão o céu claro em toda a região. As temperaturas ficarão entre 17°C (sul do MS) e 34°C (noroeste do MT). 143: Permanência de céu claro em toda a região. As temperaturas estarão estáveis. Tendência (144 e 145): Predomínio de sol em toda a região. As temperaturas permanecerão estáveis.
Realizada no dia 142 143: O céu estará claro devido a predominância da massa de ar seco, sistema de alta pressão continental. As temperaturas ficarão entre 17°C (sul do MS) e 35°C (norte do MT). 144: Permanência de céu claro em toda a região. As temperaturas estarão estáveis. Tendência (145 e 146): Predomínio de sol em toda a região. As temperaturas permanecerão estáveis.
Realizada no dia 145 146: Aumento de nebulosidade com ocorrência de chuvas isoladas no decorrer do dia no MS e sudoeste do MT. Nas demais áreas o sol aparecerá entre nuvens durante todo o dia. As temperaturas ficarão entre 15°C (sul do MS) e 37°C (norte do MT).

FONTE: CPTEC