



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-2412-TDL/092

Um estudo sobre a estrutura do vento acima da savana tropical.

Leonardo Deane de Abreu

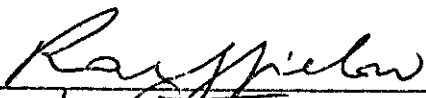
Dissertação de Mestrado em Meteorologia, orientada por Luiz Carlos B. Molin,
aprovada em 2 de dezembro de 1981.

INPE
São José dos Campos
1981

1. Publicação nº <i>INPE-2412-TDL/092</i>	2. Versão	3. Data <i>Maio, 1982</i>	5. Distribuição ☐ Interna ☒ Externa ☐ Restrita
4. Origem <i>DRH/MET</i>	Programa <i>FRH/MET</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>PERFIS</i> <i>FLUXOS</i> <i>PARÂMETROS DE ESTABILIDADE</i>			
7. C.D.U.: <i>551.584.3</i>			
8. Título <i>UM ESTUDO SOBRE A ESTRUTURA DO VENTO</i> <i>ACIMA DA SAVANA TROPICAL</i>		10. Páginas: <i>108</i>	
		11. Última página: <i>91</i>	
		12. Revisada por	
9. Autoria <i>Leonardo Deane de Abreu Sá</i>		<i>Luiz C. B. Molion</i>	
		13. Autorizada por	
Assinatura responsável <i>Leonardo Deane de Abreu Sá</i>		<i>Parada</i> <i>Nelson de Jesus Parada</i> <i>Director</i>	
14. Resumo/Notas <i>Dados experimentais das funções ϕ_m e ϕ_h de Monin e Obukhov, obtidos acima de uma superfície aerodinamicamente muito rugosa (árvores e arbustos espaçados de 8 m de altura), apresentam consideráveis diferenças com relação às mesmas funções acima de superfícies planas. Uma acentuada divergência (convergência) de calor sensível durante o dia parece contribuir decisivamente para as irregularidades constatadas, principalmente nos perfis verticais de temperatura potencial. Pontos de mínimo relativo nos perfis verticais de velocidade, verificados em noites de forte estabilidade e ventos fracos, parecem ser consequências da interação entre as oscilações do tipo de Brunt-Väisälä e a turbulência provocada pela rugosidade superficial.</i>			
15. Observações <i>Dissertação de Mestrado em Meteorologia, aprovada em 02 de dezembro de 1981.</i>			

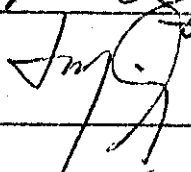
Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisitos exigidos
para a obtenção do Título de Mestre
em Meteorologia

Dr. Ralf Gielow



Presidente

Dr. Luiz Carlos Baldicero Molion



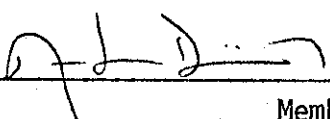
Orientador

Dr. Romísio Geraldo Bouhid André



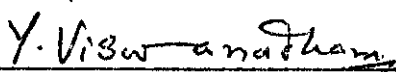
Membro da Banca
-convidado-

Dr. Antonio Divino Moura



Membro da Banca

Dr. Y. Viswanadham



Membro da Banca

Candidato: Leonardo Deane de Abreu Sã

São José dos Campos, 02 de dezembro de 1981

AGRADECIMENTOS

O autor agradece ao Dr. Luiz Carlos Baldicero Molion a orientação recebida e ao Dr. Yelisetty Viswanadham, que gentilmente colocou à disposição os dados do experimento "Koorin", sem os quais este estudo teria sido impossível.

ABSTRACT

Experimental data for the Monin-Obukhov functions, ϕ_m and ϕ_h , obtained over an aerodynamically very rough surface (trees and shrubs with mean height of 8 meters), present high discrepancy compared to values over smooth surfaces. An apparent sensible heat flux divergence (convergence) is present when the plant canopy is fully sunlit, disturbing the diurnal potential temperature profiles. When the thermal convection ceases, the air above the canopy becomes stably stratified; this, in turn, may produce interactions of the turbulence field with Brunt-Väisälä type of oscillations, which could be responsible for the inflection points observed in the wind profiles.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	<i>ix</i>
LISTA DE TABELAS	<i>xi</i>
LISTA DE SÍMBOLOS	<i>xiii</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u>	1
<u>CAPÍTULO 2 - A DISCREPÂNCIA AERODINÂMICA</u>	9
<u>CAPÍTULO 3 - DADOS EXPERIMENTAIS</u>	19
<u>CAPÍTULO 4 - ANÁLISE DOS RESULTADOS</u>	23
4.1 - Determinação dos parâmetros u_* , d e z_0	23
4.2 - Estudo da variação da função adimensional ϕ_m com a estabilidade	35
4.3 - Comparação entre fluxo vertical de calor medido por covariâncias e por balanço de energia	43
4.4 - Estudo do comportamento da função adimensional ϕ_h com a variação das condições de estabilidade	52
4.5 - Estudo da variação da razão $a_D = K_h/H_m$ com relação aos parâmetros de estabilidade ζ' e Ri	60
4.6 - Estudo dos campos térmicos e de velocidade do vento através de matrizes de coeficientes de correlação linear	65
4.7 - Ocorrência de pontos de mínimo relativos nos perfis verticais de velocidade	74
<u>CAPÍTULO 5 - CONCLUSÕES</u>	83
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	87

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
4.1a - Cisalhamento adimensional do vento (ϕ_m) versus ($1-16z'$)	35
4.1b - Cisalhamento adimensional do vento (ϕ_m) versus ($1-16z'$)	36
4.2 - Cisalhamento adimensional do vento (ϕ_m) versus ($1-16 Ri$) ...	40
4.3 - Cisalhamento adimensional do vento (ϕ_m) versus ($1-16 Ri$) ...	42
4.4 - Gradiente adimensional de temperatura (ϕ_h) versus ($1-16 Ri$)	54
4.5 - Gradiente adimensional de temperatura (ϕ_h) versus ($1-16 Ri$)	59
4.6 - Representação esquemática do vórtice predominantemente ver tical (V)	79

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Valores de h , z_0 , ξ , k , $\phi_m(0)$, $\phi_h(0)$ para alguns dos mais importantes experimentos micrometeorológicos de campo	13
3.1 - Dados de uma radiossondagem noturna típica	20
4.1 - Valores de d , z_0 e (u_{*CE}/u_{*A}) para situações aproximadamente neutras	25
4.2 - Comparação entre u_* calculado por diversos métodos	27
4.3 - Valores médios horários da razão u_{*CE}/u_{*K}	28
4.4 - Razões entre u_* calculados por diversos métodos	28
4.5a - Valores médios de ϕ_m para intervalos de ζ'	32
4.5b - Valores normalizados de ϕ_m para intervalos de ζ'	33
4.6a - Valores de ϕ_m para intervalos de Ri	38
4.6b - Valores normalizados de ϕ_m para intervalos de Ri	39
4.7 - Dados de ϕ_m (usando-se u_{*K}) para intervalos de Ri	41
4.8 - Dados de R_n , D , G , J , $\mu_f A$, $(H + \lambda E)$ para a floresta de Thetford (em $W\ m^{-2}$) ⁿ	45
4.9 - Temperaturas superficiais (em $^{\circ}C$)	47
4.10 - Razão entre fluxos de calor por covariâncias e por métodos radiativos para diversos horários	48
4.11 - Razão entre fluxos de calor por covariâncias e por métodos radiativos para a floresta de Thetford	48
4.12 - Razão média entre fluxo vertical de calor sensível por covariâncias e por gradientes para diversos intervalos de Ri ...	50
4.13 - Valores médios de ϕ_h para intervalos de Ri	53
4.14 - Valores médios de ϕ_h para intervalos de ζ'	55
4.15 - Valores médios de ϕ_h (calculados por gradientes) para diversos intervalos de Ri	58
4.16 - Valores médios de a_D para intervalos de ζ'	62
4.17 - Valores médios de a_D para intervalos de Ri	63
4.18 - Valores médios de ζ' e os correspondentes $\overline{Ri}$	64
4.19 - Matrizes de coeficientes de correlação linear	68
4.20 - Gradientes verticais de temperatura potencial	72
4.21 - Pontos de mínimo relativo no perfil vertical de velocidade do vento	78

LISTA DE SÍMBOLOS

- a - Expoente da expressão para $\phi_m(\zeta)$
- a_D - Número de Prandtl turbulento, νa^{-1}
- A - Saldo da taxa segundo a qual CO_2 é assimilado pela comunidade de plantas através da fotossíntese ($\text{g m}^{-2}\text{h}^{-1}$)
- B_o - Razão de Bowen, $B_o = H \lambda E^{-1}$
- c_p - Calor específico a pressão constante ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$)
- C_D - Coeficiente de arrasto, $C_D = (u_* \bar{u}^{-1})^2$
- C_H - Coeficiente de transferência de calor, $C_H = H(\rho c_p \bar{u} |T_s - T|)^{-1}$
- C_R - Fluxo total de calor calculado por via radiativa (W m^{-2})
- d - Deslocamento do plano zero (m)
- D - Taxa segundo a qual a energia é removida horizontalmente (W m^{-2})
- E - Taxa de evaporação do solo e das árvores ($\text{kg m}^{-2} \text{h}^{-1}$)
- f - Parâmetro de Coriolis (s^{-1})
- f_{BV} - Frequência de Brunt-Väisälä (s^{-1})
- f_V - Frequência associada ao vórtice predominantemente vertical V (s^{-1})
- f'_V - Frequência do vórtice predominantemente vertical gerado no nível II (s^{-1})
- g - Aceleração da gravidade (m s^{-2})
- G - Fluxo de calor para dentro do solo (W m^{-2})
- Gr - Número de Grashof, definido pela Equação 2.9
- G_1 - Função adimensional de z/z_0
- h - Altura dos elementos de rugosidade da superfície (m)
- H - Fluxo vertical de calor sensível (W m^{-2})
- H_{CE} - H calculado pelo método das covariâncias (W m^{-2})
- H_g - H calculado por gradientes térmicos (W m^{-2})
- J - Saldo de fluxo de energia armazenado por processo físico (W m^{-2})

- k - Constante de von K  rman
 K_e - Difusividade turbulenta de umidade específica ($m^2 s^{-1}$)
 K_h - Difusividade turbulenta de calor sensível ($m^2 s^{-1}$)
 K_m - Difusividade turbulenta de momentum ($m^2 s^{-1}$)
 L - Escala de comprimento de Monin-Obukhov (m)
 q - Umidade específica, $g Kg^{-1}$
 q' - Flutua  o turbulenta de q
 r_D - Valor de a_D segundo fórmula de Businger et alii (1971)
 r_h - Razão entre H_{CE} e H_g
 r_{ij} - Coeficiente de correla  o linear entre gradientes de velocidade, definido pela Equa  o 4.20b
 Re - Número de Reynolds, $Re = U\delta \cdot \nu^{-1}$
 Ri - Número de Richardson de gradiente, $Ri = g \bar{\theta}^{-1} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^{-2}$
 Ri_c - Número de Richardson crítico, $Ri_c = 0,25$
 Ro - Número de Rossby de rugosidade, $Ro = U(fz_0)^{-1}$
 R_n - Saldo de fluxo radiativo ($W m^{-2}$)
 s_1 - Razão entre u_{*CE} e u_{*A}
 s_2 - Razão entre u_{*CE} e u_{*K}
 s_3 - Razão entre u_{*K-3} e u_{*K-2}
 s_{ij} - Coeficiente de correla  o linear entre gradientes de temperatura potencial, definido pela Equa  o 4.20c
 St^* - Número de Strouhal de esteira universal, $St^* = f_v \delta U^{-1} = 0,184$
 T - Temperatura do ar (K)
 T_h - Escala representativa da heterogeneidade horizontal de temperatura (K)
 T_s - Temperatura do objeto imerso em fluido (K)
 u - Velocidade horizontal do vento ($m s^{-1}$)

- $\bar{u}$ - Velocidade local média horizontal do vento (m s^{-1})
- u' - Flutuação de velocidade horizontal do vento (m s^{-1})
- u_* - Velocidade de fricção (m s^{-1})
- u_{*CE} - u_* determinado por covariâncias (m s^{-1})
- u_{*K} - u_* calculado pela fórmula de Kao (m s^{-1})
- u_{*A} - u_* calculado por tentativa e erro (m s^{-1})
- u_{*K-2} - u_{*K} calculado para os níveis I, II, III (m s^{-1})
- u_{*K-3} - u_{*K} calculado para os níveis II, III, IV (m s^{-1})
- U - Escala de velocidade do vento (m s^{-1})
- v - Velocidade do vento segundo a direção norte-sul (m s^{-1})
- V - Vórtice predominantemente vertical
- w' - Flutuação vertical de velocidade do vento (m s^{-1})
- z - Altura (m)
- z_0 - Comprimento de rugosidade (m)
- z_R - Altura do ponto de mínimo relativo do perfil de velocidade do vento (m)
- α - Constante da expressão log-linear
- β - Coeficiente de expansão térmica do fluido (K^{-1})
- γ - Coeficiente de correlação linear, definido na Equação 4.20a
- δ - Espaçamento entre os elementos de rugosidade (m)
- ξ - Razão entre z e z_0
- $\xi_{\max}$ - Limite superior de validade de $\phi(\xi)$
- $\xi_{\min}$ - Limite inferior de validade de $\phi(\xi)$
- ζ - Razão entre z e L
- ζ' - Razão entre $(z - d)$ e L
- $\bar{\zeta}$ - Valor médio de ζ para um intervalo específico de dados
- θ - Temperatura potencial (K)

$\bar{\theta}$	- Média geométrica entre as temperaturas potenciais disponíveis de um perfil (K)
θ_*	- Escala de temperatura (K)
λ	- Calor latente de vaporização da água (J kg^{-1})
λE	- Fluxo vertical turbulento de calor latente (W m^{-2})
μ_f	- Energia de fixação para o dióxido de carbono (J kg^{-1})
ν	- Viscosidade cinemática ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)
ρ	- Densidade do ar (kg m^{-3})
σ	- Desvio padrão
ϕ	- Função adimensional de Monin-Obukhov
ϕ_h	- Gradiente adimensional de temperatura, definido pela Equação 2.2
$\bar{\phi}_h$	- Valor médio de ϕ_h para um conjunto específico de dados
ϕ_m	- Cisalhamento adimensional do vento, definido pela Equação 2.1
$\bar{\phi}_m$	- Valor médio de ϕ_m para um conjunto específico de dados
$\bar{\phi}_{hi}$	- Valor de $\bar{\phi}_h$ no nível "i"
$\bar{\phi}_{mi}$	- Valor de $\bar{\phi}_m$ no nível "i"

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Pretende-se estudar as deformações introduzidas nos perfis verticais de velocidade, previstos teoricamente para superfícies lisas, quando o escoamento ocorre acima de uma superfície vegetal extremamente rugosa. Estas distorções também são constatadas nas medições de fluxos verticais turbulentos de momentum e calor sensível, efetuadas logo acima da copa das árvores.

A relevância dos estudos para a determinação de fluxos verticais turbulentos acima de superfícies vegetadas reside no papel que tais fluxos desempenham na interação existente entre o clima e a vegetação, como assinalaram Elston and Monteith (1975). Assim sendo, os processos que envolvem fluxos turbulentos são objeto de estudo por parte de cientistas de diferentes áreas, tais como Hidrologia, Agronomia, Botânica, Geografia, Meteorologia, Ecologia, Engenharia Florestal. Tais estudos procuram resolver tanto problemas científico-teóricos quanto questões de aplicação prática.

Um problema climatológico de mais alta importância, associado a processos de transporte turbulento na atmosfera, é o da avaliação da influência que as florestas exercem sobre o clima. Como indica Smith (1975), estas influências originam-se da relativa obstrução oferecida pelas copas das árvores aos fluxos verticais de energia entre a atmosfera e a superfície da terra, e dos efeitos de barreira das reservas florestais com respeito a transportes horizontais similares.

Os processos turbulentos que envolvem fluxos verticais apresentam, também, interesse nos estudos ecológicos de comunidades de plantas, como ressaltam Elston and Monteith (1975). Odum (1977) aponta para a nova concepção integrativa da Ecologia; sua essência repousa na formulação de modelos quantitativos que descrevem a interação entre a atmosfera e a vida animal e vegetal. Os resultados obtidos com tais mo

delos são comparados com os dados observados para aferir sua eficiência. Um modelo particularmente citado na literatura é o de Lemon et alii (1971), que simula a resposta de uma comunidade de plantas a uma série de agentes climatológicos externos, tais como radiação incidente e velocidade do vento. Ele possibilita prever as atividades das folhas em processos, tais como fotossíntese, evaporação, transpiração e troca de calor. Entre outros modelos, destacam-se os de Reed et alii (1976), Lewis et alii (1977) e Keener et alii (1980).

Deve-se acentuar, também, a importância dos estudos climatológicos que envolvem trocas energéticas na agricultura. Como sublinhou Ambroggi (1980), a otimização da produção agrícola depende não apenas da redução dos prejuízos devidos à seca, à peste, à geada e ao granizo, mas da realização do pleno potencial da terra, a qual é freqüentemente subutilizado em termos da disponibilidade para a agricultura. Conforme Idso et alii (1977) destacam, medidas da temperatura e albedo de culturas agrícolas têm sido qualitativamente correlacionadas com o produto final da colheita.

Tais estudos, que visam a racionalização da atividade agrícola, se impõem devido à crescente procura de alimentos, uma decorrência do aumento da população mundial. A planificação do aproveitamento dos recursos naturais deve incluir a utilização racional da água. Como apontam Thornthwaite and Hare (1965), a água é essencial para o crescimento e o desenvolvimento de todo o tipo de vegetação. Esta água é distribuída naturalmente como chuva ou neve, ou artificialmente como irrigação controlada. Ainda segundo Thornthwaite and Hare (1965), dos 80 cm de precipitação que caem, em média, anualmente nos Estados Unidos, cerca de 55 cm são reevaporados, a maior parte dos quais via transpiração da vegetação verde, uma perda que excede em muito às suas necessidades fisiológicas. A evaporação, portanto, apresenta enorme significado tanto fisiológico quanto geofísico. Justifica-se, assim, plenamente o estudo dos fluxos turbulentos de vapor d'água próximos à superfície da terra.

Excetuando-se a radiação, o vento é, provavelmente, o fator forçante mais importante do meio físico que envolve uma comunidade de plantas. Tem sido enfatizada a importância da compreensão da distribuição de velocidade de vento dentro e acima de uma cobertura vegetal (Denmead, 1964). O transporte pelo vento médio e a difusão turbulenta afetam em grau significativo a distribuição de todos os elementos atmosféricos, tais como CO_2 , calor sensível e umidade. As funções biológicas das plantas também são afetadas pelo vento, particularmente as taxas de transpiração. O conhecimento da taxa de evaporação da vegetação também é importante no estudo de crescimento de plantas e Hidrologia, conforme Rutter (1975).

Muitos são os métodos, mencionados na literatura, de medição ou estimativa de fluxos verticais turbulentos. Webb (1965) cita, entre outros, os seguintes métodos: método das covariâncias, método do balanço de energia, método combinado, método aerodinâmico totalizador e método aerodinâmico de perfil.

O método das covariâncias, o qual oferece medição direta dos fluxos turbulentos, ainda traz a possibilidade de sua ampla utilização, discutível, com defensores como McNeil and Shuttleworth (1975) e opositores moderados como Spittlehouse and Black (1979). Apesar de calcular diretamente os fluxos, o método exige sofisticados sensores de resposta rápida para registrar flutuações turbulentas, o que vem dificultando sua larga aplicação.

O método do balanço de energia permite o cálculo de fluxos verticais de calor, levando-se em conta considerações de balanço energético (Thom, 1975).

Conforme aponta Webb (1965), os métodos aerodinâmicos são aqueles que dependem de relações do tipo fluxo-gradiente, seja implicitamente (método aerodinâmico totalizador), seja explicitamente (método do perfil).

O método combinado, proposto inicialmente por Penman em 1948 e citado por Webb (1965), reúne as abordagens do balanço de energia e a aerodinâmica totalizadora. Segundo este método, são necessárias condições explicitadas num único nível para o cálculo da evaporação.

Neste trabalho, pretende-se analisar as discrepâncias encontradas entre estimativas teóricas para fluxos e perfis verticais de momentum e resultados experimentais obtidos acima de superfície vegetada rugosa. Um aspecto fundamental que se tenciona abordar é o da possibilidade de estimar fluxos turbulentos acima de superfícies rugosas, a partir de perfis de velocidade de vento e de temperatura. Investigando-se trabalhos elaborados nos últimos anos, chega-se à conclusão de que o tema ainda é bastante controvertido.

Abordaram o problema do relacionamento dos fluxos verticais com perfis acima de superfícies razoavelmente planas na camada limite superficial da atmosfera, sob diferentes condições de estabilidade térmica, pesquisadores tais como: Priestley (1959), Pandolfo (1966), Paulsen (1970), Businger et alii (1971), Pruitt et alii (1973), Dyer (1974), Hicks (1976), Kondo et alii (1978). Conforme observam Thom et alii (1975), não foi encontrada até o momento nenhuma solução geral consistente para o problema.

O máximo até agora conseguido foram fórmulas semi-empíricas, obtidas com curvas que melhor se ajustaram a um conjunto de dados experimentais. Constantes encontradas em tais fórmulas variam de acordo com a procedência dos dados (Thom et alii, 1975).

O problema de obtenção de fórmulas aerodinâmicas que exprimam fluxos verticais é agravado quando tais relações são procuradas acima de superfícies muito rugosas, como é o caso das florestas. Thom et alii (1975), aplicando fórmulas aerodinâmicas (perfil-gradiente) apropriadas para escoamento de ar acima de superfícies planas, acharam fluxos verticais totais de calor sensível e latente acima de uma região florestada, completamente divergentes daqueles mesmos fluxos estimados in

dependentemente pelo método do balanço de energia, sob condições instáveis e aproximadamente neutras. Com base nestes resultados, concluíram que as equações aerodinâmicas não devem ser usadas para estimativas independentes de fluxos, feitas próximo a superfícies aerodinamicamente rugosas. Discrepâncias similares foram apontadas em pelo menos outros dois estudos sobre florestas: Jarvis et alii (1976) e Raupach (1979), que fizeram comparações entre dados simultâneos de fluxos obtidos por covariâncias a partir de perfis. Tal fenômeno é designado por Raupach (1979) como "discrepância aerodinâmica".

Raupach (1979), citando Mukammal et alii, salienta que tal anomalia não é restrita à floresta. Os mencionados autores descobriram uma dependência entre a discrepância aerodinâmica e a altura de uma cultura de trigo em crescimento, ao compararem estimativas de evaporação sobre o trigo feitas com lisímetro e pelo método aerodinâmico. Duas outras evidências indiretas associadas com o trigo foram apontadas por Lemon et alii (1971) e por Mehlenbacher and Whitfield (1977).

Lemon et alii (1971), estudando processos turbulentos sobre superfície vegetada, acharam uma difusividade maior ao usar o método do balanço de energia em comparação com aquela calculada por um modelo de transferência de momentum.

Mehlenbacher and Whitfield (1977) concluíram que a difusão turbulenta para o calor no topo da cobertura vegetal do trigo deve ser ajustada para um valor igual a duas vezes àquele resultante da relação fluxo-gradiente comumente aceita.

Garratt (1978) publicou o primeiro conjunto de dados dirigidos diretamente para este problema. Analisando resultados simultâneos de covariâncias e de perfis para momentum e calor, obtidos acima de uma região vegetada de 8 m de altura, ele concluiu que as difusividades tanto de momentum quando de calor, sob condições neutras e instáveis, eram maiores do que seus valores esperados em proporções aproximadamente iguais, e que a discrepância aerodinâmica total ainda contida era expressa

por um fator de 2,5. Ambas as discrepâncias atenuaram-se com o aumento da altura, tornando-se desprezíveis acima de 40 m.

Garratt (1978), tentando justificar a catástrofe do método do aerodinâmico em regiões imediatamente acima da copa de árvores, salienta o caráter de primeira aproximação da lei logarítmica do vento, válida apenas para números superficiais de Rossby muito grandes: $z/z_0 \gg 1$ e $z f/u_* \ll 1$ (onde f é o parâmetro de Coriolis, z é a altura acima do chão, z_0 é o comprimento de rugosidade, e u_* é a velocidade de fricção), como acentuaram Sheppard (1969) e Tennekes (1973). Ainda segundo Garratt (1978), dever-se-ia procurar uma relação entre as funções adimensionais de Monin e Obukhov, obtidas logo acima de uma superfície aerodinamicamente muito rugosa, e uma altura adimensional z/z_0 , sob condições neutras e instáveis.

Com a finalidade de melhor compreender as discrepâncias mencionadas acima, estudar-se-ão os seguintes problemas:

- 1) Determinação dos parâmetros u_* , d e z_0 , pelo método da tentativa e erro, para condições aproximadamente neutras.
- 2) Comportamento da função adimensional, ϕ_m , com a variação das condições de estabilidade.
- 3) Comparação entre o fluxo vertical turbulento total de calor, calculado pelo método do balanço de energia, e aquele computado pelo método das covariâncias, para diferentes períodos diurnos.
- 4) Comportamento da função adimensional, ϕ_h , com a variação das condições de estabilidade.
- 5) Comportamento da variação de $a_D = K_h/K_m$ (onde K_h e K_m são, respectivamente, difusividades turbulentas de calor sensível e momento) com a modificação das condições de estabilidade.

- 6) Estrutura dos campos de velocidade e temperatura potencial, com sua existência sendo detectada por técnica de correlações lineares.
- 7) Ocorrência de pontos de mínimo relativos nos perfis verticais de velocidade e sua associação com vórtices predominantemente verticais, gerados por fenômenos derivados do impacto do escoamento contra as árvores.

Para atingir esses objetivos, utilizar-se-ão dados colhidos na expedição intitulada "Koorin", realizada entre julho e agosto de 1974, numa savana tropical em Daly Waters a nordeste da Austrália. A publicação dos resultados deu-se em Camberra, 1979, pelo governo australiano (The Koorin Expedition-Atmospheric boundary layer data over tropical savannah land, edited by R.H. Clarke, R.R. Brook-Australian Government Publishing Service).

CAPÍTULO 2

A DISCREPÂNCIA AERODINÂMICA

A teoria amplamente divulgada da camada limite atmosférica estabelece que a lei logarítmica de vento é válida apenas como uma primeira aproximação, quando $R_0 = U/fz_0$ tende a valores muito grandes e quando $z/z_0 \gg 1$ e $zf/u_* \ll 1$, sob condições adiabáticas (Tennekes, 1973); ainda não especificou, porém, o menor valor possível de z/z_0 , o qual só pôde ser obtido da observação (Garratt, 1978).

No caso diabático, os perfis de velocidade (e de temperatura potencial) em escoamentos turbulentos, acima de superfícies planas homogêneas, podem ser descritos razoavelmente bem por

$$\phi_m(\zeta) = (kz/u_*) (\partial \bar{u} / \partial z) \quad (2.1)$$

e

$$\phi_h(\zeta) = (kz/\theta_*) (\partial \bar{\theta} / \partial z),$$

onde ϕ_m e ϕ_h são funções adimensionais do parâmetro de estabilidade $\zeta = z/L$ (Monim and Yaglom, 1977). Quase todos os estudos de ϕ foram realizados acima de terrenos "planos", com valores de z/z_0 geralmente maiores que 10^2 ou 10^3 (Garratt, 1978), comprovando-se o perfil logarítmico em todos estes casos. Acima de superfícies muito rugosas, contudo, estes resultados têm sido contestados.

Thom et alii (1975) questionaram a aplicabilidade das Relações 2.1 e 2.2 para os casos de transferência turbulenta acima de vegetação alta, com grande rugosidade aerodinâmica. Fizeram uma comparação entre fluxos de calor estimados pelo método do balanço de energia e pelo método aerodinâmico (perfis de vento e de temperatura), obtidos acima de uma floresta; assim conseguiram difusividades de vórtices consideravelmente maiores que as que seriam esperadas sobre superfícies "planas". Seus dados, com valores de $z/z_0 \sim 10$, sugeriram que ϕ_m e ϕ_h ficam consi

deravelmente modificados quando medidos acima de superfície rugosa. Os gradientes encontrados foram menores que os que seriam obtidos sobre su perfícies "planas".

Thom et alii (1975) sugeriram dois mecanismos para expli car o aumento da difusividade turbulenta encontrado: a) esteiras turbu lentas geradas por elementos individuais da rugosidade; b) células oriun das da convecção térmica livre, dentro da cobertura vegetal. Estes dois mecanismos contribuiriam para intensificar o processo de mistura turbu lenta.

Quanto à geração térmica, análises da distribuição do nū mero de Richardson Ri nas partes superiores da copa florestal (Thom et alii, 1975) revelam que valores obtidos exatamente sobre $z=d$, onde d é a altura de deslocamento do plano zero, são várias vezes maiores que aqueles encontrados bem no topo da copa, onde $z=h$. Eles salientam que es te não é, provavelmente, um resultado isolado. Em geral, os perfis de ve locidade de vento e de temperatura acima de superfícies aerodinamicamente rugosas passam todos através de um ponto de inflexão ponto de $z=h$. Se os perfis de velocidade de vento e temperatura forem similares abaix o de $z=h$, assim como o são acima de $z=h$, deve-se ter em toda parte Ri aproximadamente proporcional a $(\partial \bar{u} / \partial z)^{-1}$, passando por um mínimo próxi mo a $z=h$ e aumentando tanto para cima como para baixo de $z=h$. Isto permi te admitir que a convecção térmica livre pode ser originada dentro de uma cobertura vegetal com $|Ri|$ suficientemente grande e negativo. Esta convecção livre teria z_0 como escala característica de comprimento. As células convectivas assim geradas emergiriam na região de turbulência do escoamento, camada limite superficial acima, contribuindo para aumentar a difusividade e reduzir os gradientes. Como afirmam Thom et alii (1975), citando Oliver, rastros de fumaça têm demonstrado qualitativamente a existência de plumas convectivas, com secção reta de até alguns z_0 . Todavia, as condições da ocasião eram moderadamente instáveis (R_i prova velmente menor que $-0,1$), ao passo que a discrepância aerodinâmica é ob servada mesmo quando há leve instabilidade ($0 > Ri > -0,03$).

A existência da discrepância aerodinâmica, mesmo para valores positivos de Ri (valores de Ri até 0,01), condições em que a convecção livre não ocorre, serve para contestar a hipótese de geração térmica como mecanismo dominante no aumento da difusividade de vórtices.

Garratt (1978), estudando o comportamento de $\phi_m(z)$ e $\phi_h(z)$ para dados experimentais obtidos acima de uma superfície aerodinamicamente muito rugosa (com árvores de 8 m de altura, em média, e com z_0 , comprimento aerodinâmico de rugosidade de 0,4 m) sob condições instáveis, sugeriu que estas funções dependem de uma altura adimensional $\xi = z/z_0$. À altura mais baixa ($\xi = 20$), sob condições neutras, os valores iniciais de $\phi_m(0)$ e $\phi_h(0)$ foram de 0,58 e 0,61, respectivamente, aumentando com o acréscimo de ξ até valores bem próximos de unidade e alturas consideráveis ($\xi = 85$). Com base nestes resultados, ele propõe que a altura mínima de z_{min} , de validade da lei logarítmica acima de superfícies muito rugosas, seja de 4,5 h para transferência de momentum e de 3 h para transferência de calor, alturas estas nas quais $\phi(z)$ é independente de ξ .

Segundo Tennekes (1973), o limite superior de validade da função $\phi(z)$ seria $\xi_{max} \approx 0,03 u_* / (fz_0)$, ou 0,1 vezes a altura da camada limite. Por outro lado, o limite inferior seria $\xi_{min} \sim 10^2$ de tal modo que, para $z_0 \geq 1$ m, não haveria nenhuma seção do perfil de velocidade do vento obedecendo à lei logarítmica. Townsend, citado por Garratt (1978), argumentou que a distribuição logarítmica só deve ser válida para $\xi \geq 50$. Para valores inferiores a este, a distribuição de velocidade do vento seria determinada adicionalmente pelo escoamento em volta dos elementos individuais de rugosidade. Segundo o mesmo autor, a profundidade de penetração de esteiras turbulentas (até alturas aproximadamente iguais a ξ_{min}) e o conseqüente acréscimo na mistura turbulenta podem depender da natureza física e dos espaçamentos, δ , dos elementos de rugosidade. Ele sugeriu que a magnitude relativa do comprimento de rugosidade, z_0 , e a altura dos elementos, h , são importantes na determinação do limite inferior de validade da distribuição de velocidade logarítmica.

Com efeito, Arya (1975) aponta z_0/h como função muito forte da densidade dos elementos de rugosidade.

Wooding et alii, citados por Garratt (1978), estudaram a validade da relação

$$\bar{u}/u_* = G_1(z/z_0, z_0/h, z_0/\delta, \dots) \quad (2.3)$$

para escoamentos com números de Reynolds de rugosidade suficientemente altos.

Com base nestas conclusões, Garratt (1978) sustenta que, na região de transição onde $1 < \xi < \xi_{\min}$, a Equação 2.1 deve ser modificada e, sob condições neutras, torna-se equivalente à Equação 2.3. Tem-se, então:

$$k\xi \left[\partial(\bar{u}/u_*) / \partial \xi \right] = \phi_m(\xi, \xi, \dots) \quad (2.4)$$

ou, sob condições neutras:

$$k\xi \left[\partial(\bar{u}/u_*) / \partial \xi \right] = \phi_m(0, \xi, \dots) \quad (2.5)$$

Admitindo-se o resultado de Hinze, citado por Garratt (1978), pelo qual

$$\bar{u}/u_* = G_1(\xi), \quad (2.6)$$

obtido com base em observações de perfis de velocidade acima de placa lisa, em túnel de vento (com z_0 substituído por ν/u_*), e comparando-se as Equações 2.5 e 2.6, chega-se a:

$$\partial G_1 / \partial (\ln \xi) = \phi_m(0, \xi, \dots) / k \quad (2.7)$$

Os valores de $\phi_m(0)$, obtidos por Garratt (1978) para seus próprios dados, e os de outros pesquisadores são mostrados na Tabela 2.1

TABELA 2.1

VALORES DE h , z_0 , ξ , k , $\phi_m(0)$, $\phi_h(0)$ PARA ALGUNS DOS MAIS IMPORTANTES
EXPERIMENTOS MICROMETEOROLÓGICOS DE CAMPO

FONTE	LOCAL	h (m)	z_0 (mm)	ξ INTERVALO	k	$\phi_m(0)$	$\phi_h(0)$
Dyer (1967)	Kerang	0,05	5	700-6000	0,40		1,0
	Hay	0,02	1,2	700-6000			
Dyer and Hicks (1970)	Wangara Gurley	0,02	1,2	700-6000	0,41	1,0	
Hicks (1976)	Hay	0,02	1,2	1800	0,41	1,0	
Businger et alii (1971)	Kansas	0,18	24	100-1000	0,35	1,17	0,87
Pruitt et alii (1973)	Califórnia	0,10	5-10	70-260	0,42	1,0	0,89*
Högström (1974)	Suécia	0,10	2-12	100-2000	0,35	1,17	
Garratt (1970)	Daly Waters	8	400	20	0,41	0,58	0,61
				33		0,59	0,53
				53		0,67	1,00
				85		1,11	1,00
Thom et alii (1975)	Thetford	15,8	930	10	0,41	0,67	0,67

Estudando dados sob condições instáveis, Garratt (1978) concluiu que a altura da região de transição aumenta na presença da flutuabilidade cujo efeito é acentuado no intervalo $-0,1 > \zeta > -1$. Mas, sob condições estáveis, os dados apontaram uma influência significativamente menor das características da superfície, o que é expresso na altura muito reduzida da região de transição. Sob condições neutras, Garratt encontrou valores acentuadamente maiores de difusividade turbulenta dentro da região de transição. Ele concluiu seu estudo afirmando que a influência direta da superfície sobre a difusão turbulenta contribui igualmente tanto para a transferência de momentum quanto para a de calor.

Raupach (1979), comparando resultados obtidos para fluxos turbulentos pelos métodos aerodinâmico (perfis) e das covariâncias, chegou às seguintes conclusões: a) os valores de K_m , encontrados acima da floresta, não são muito diferentes daqueles previstos pelas funções semi-empíricas, ϕ , (sob condições diabáticas), quando aplicadas sobre superfícies lisas como a grama; b) os valores de K_h e K_e excedem aqueles previstos pelas funções semi-empíricas, ϕ , de um fator 2 ou mais, sob condições instáveis, aproximadamente neutras ou levemente estáveis.

Raupach salienta, também, que os resultados alcançados são muito dependentes das considerações feitas com respeito a d , deslocamento do plano zero. Ele admitiu que $d = 0,76 h$ (h , altura média das árvores), valor admitido por outros pesquisadores (Thom et alii, 1975). Para explicar as anomalias em K_h e K_e , ele propôs um mecanismo no qual a estrutura horizontalmente heterogênea da temperatura na copa das árvores provoca a convecção livre, a ser mantida por fontes ou sumidouros de calor (com disposição espacial discreta). Tal mecanismo aumentaria efetivamente os processos de transporte vertical turbulento, mesmo sob condições aproximadamente neutras. A existência de valores anômalos de K_h e K_e , nas condições neutra e ligeiramente estável, sugere que os sumidouros e fontes de calor, dentro da cobertura vegetal, devem estar dispostos horizontalmente, pois sua distribuição puramente vertical seria incapaz de sustentar atividade convectiva livre (exceto no caso de haver fluxo vertical de calor positivo não-desprezível).

Uma condição para a ocorrência de atividade convectiva dentro da copa pode ser grosseiramente expressa pelo critério de Monteith (1973), segundo o qual começa a haver mistura convectiva numa região com fontes ou sumidouros de calor quando

$$\frac{Gr}{Re^2} = \frac{g}{T_0} \frac{|T_s - T| \delta}{U^2} > 0,1 \quad (2.8)$$

onde

$$Gr = \beta g \delta^3 (T_s - T) / \nu^2 \quad (2.9)$$

é o número de Grashof,

$$Re = U \delta / \nu \quad (2.10)$$

é o número de Reynolds, $T_s - T$ é a diferença de temperatura entre o objeto quente (ou frio) e o fluido circundante, δ é o comprimento característico do objeto circundante pelo fluido, β (igual a $1/273$ para um gás perfeito) é o coeficiente de expansão térmica do fluido, ν é a viscosidade cinemática do fluido ($\nu = 0,15 \text{ cm}^2/\text{s}$ para o ar), e U é a velocidade do escoamento. Deve-se salientar que, fisicamente, o número de Grashof é a razão entre uma força de flutuabilidade vezes uma força inercial e o quadrado de uma força viscosa. Assim, num sistema com um grande número de Grashof, a convecção livre é vigorosa, pois as forças de flutuabilidade e inerciais que promovem a circulação do ar são muito maiores que as forças viscosas, as quais tendem a inibi-la.

A grandeza Gr/Re^2 da Equação 2.8 nada mais é do que a relação entre as forças de flutuabilidade e de inércia nas proximidades de uma fonte ou sumidouro de calor. Monteith (1973) identifica os regimes de convecção forçada pura e convecção livre pura pelas condições $Gr/Re^2 < 0,1$ e Gr/Re^2 , respectivamente.

Raupach (1979), tentando explicar misturas convectivas significativas para $Gr/Re^2 \sim 0,1$, sugere uma analogia entre Gr/Re^2 e o parâmetro de estabilidade $(z-d)/L$, acima de uma superfície horizontalmente homogênea: considera uma superfície hipotética como um gramado com

$$C_D = (u_* / \bar{u})^2 = C_{H'} = H / (\rho c_p \bar{u} |T_s - T|) = 0,01$$

onde C_D é o coeficiente de arrasto e $C_{H'}$, o coeficiente de transferência de calor. Se as escalas U e δ da Equação 2.8 se identificarem, respectivamente, com $\bar{u}$ e z , então as Equações 2.8 e

$$\zeta' = (z-d)/L = -kgH(z-d) (1+0,07/Bo) / (\rho c_p u_*^3 T_0) \quad (2.11)$$

(com Bo , razão de Bowen), juntas, darão

$$Gr/Re^2 = (C_D^{1/2} / k) |\zeta'| \sim |\zeta'| / 4 \quad (2.12)$$

Como a mistura convectiva deve estar bem desenvolvida sob condições instáveis para $|\zeta'| \sim 0,1$ (Raupach, 1979), a Expressão 2.12 justifica o valor tão baixo encontrado para o último membro da Equação 2.8.

A heterogeneidade horizontal de temperatura na cobertura vegetal pode ser caracterizada por uma escala de temperatura T_h . Para florestas, em condições aproximadamente neutras, a diferença média de temperatura entre o ar e a superfície é pequena, de tal forma que $T_s - T$ é da mesma ordem de grandeza de T_h . Considerando-se que as fontes e sumidouros de calor podem ser identificados com partes específicas da estrutura de rugosidade dominante, δ deve ser definido como espaçamento médio entre as árvores. Para U escolhe-se o valor de u_* , pois este indica a velocidade de vento típica dentro da copa. Feitas estas considerações e admitindo-se que $u_* = 0,5$ m/s, chega-se à conclusão de que $T_h \geq 0,4^\circ\text{C}$ é suficiente para iniciar a atividade convectiva. Tal valor para T_h é perfeitamente possível. Penman e Long, citados por Raupach (1979), constataram uma diferença média de temperatura de $0,8^\circ\text{C}$ a uma altura constante de $h/2$ dentro de uma cobertura de trigo. Tal diferença podia per

sistir por mais de 4 horas em posições afastadas de 8 m, e estes locais "quentes" moviam-se lentamente durante o dia. Eles observaram também diferenças de pressão de vapor de 1,0 mb dentro da copa, e os locais mais quentes nem sempre coincidiram com os mais úmidos.

Comparando-se os resultados de Garratt (1978) e Raupach (1979), percebe-se muita controvérsia entre ambos. Para o primeiro autor, $K_h \sim K_m$ e ϕ_m sobre superfície florestal é menor; para o segundo, $K_h \sim 2 K_m$ e ϕ_m não sofre modificação com respeito à mesma função acima de superfície lisa. Pode-se atribuir parte da controvérsia às diferenças entre as coberturas vegetais estudadas. A floresta, cujos dados foram utilizados por Garratt, era muito menos homogênea que aquela pesquisada por Raupach (floresta de Thetford, Escócia). Apresentava espaçamento médio entre as árvores de 10 a 20 m contra 2 m em Thetford, e altura média das árvores de 8 m contra 16 m em Thetford. Não se chegou, contudo, a nenhum resultado conclusivo.

CAPÍTULO 3

DADOS EXPERIMENTAIS

No presente estudo utilizar-se-ã um conjunto de dados mi crometeorológicos obtidos em julho e agosto de 1974, no experimento de nominado "Koorin", realizado em Daly Waters, a nordeste da Austrália ($16^{\circ}16'S$, $133^{\circ}23'E$).

A superfície era horizontalmente homogênea por vários km em quase todas as direções e compreendia:

- a) folhas e galhos de árvores, com 8 m de altura média, espalhados numa área que ocupa 25% da área total da superfície (savana tro pical);
- b) grama seca com altura média inferior a 1 m, que ocupa 65% da área superficial total;
- c) porções de terreno com grama queimada e solo nu, que constituem 10% da área superficial total.

Em Daly Waters, a atmosfera no inverno caracteriza-se pe la presença de um jato de nível baixo bem desenvolvido (conforme os da dos da Tabela 3.1, que exprimem uma radiossondagem típica das condições noturnas do local). Nesta estação do ano, a nordeste da Austrália, pre dominam ventos anticiclônicos de Este a Sudeste, e persiste sobre a re gião forte inversão térmica como expressão da subsidência dominante (Clarke and Brook, 1979).

O clima da região, segundo a classificação de Köppen, é se mi-árido e apresenta inverno seco.

TABELA 3.1

DADOS DE UMA RADIOSSONDAGEM NOTURNA TÍPICA

z	50 m	100 m	150 m	200 m	250 m	300 m	350 m	400 m	450 m	
u	-1,64	-2,15	-2,48	-3,42	-3,19	-3,44	-3,28	-2,03	-1,06	m/s
v	-0,62	-1,75	-3,61	-5,30	-7,95	-7,91	-6,85	-5,34	-4,08	m/s
T	20,6	20,7	20,9	20,5	20,9	21,5	21,6	21,7	21,8	°C

A instrumentação disposta em um mastro de 50 m de altura consistiu em:

- 1) Três anemômetros de copo para medir a velocidade média $\bar{u}$ do vento e sondas termométricas de quartzo para medir a temperatura, dispostos nas seguintes alturas acima do chão: 11,23 m, 15,33 m, 21,83 m, 31,83 m e 48,32 m que serão de agora em diante designados como níveis I, II, III, IV e V, respectivamente; serão indicados como níveis 1, 2, 3 e 4 as médias geométricas entre alturas sucessivas. Assim, a altura do nível 2, por exemplo, será apontado por

$$z_2 = \left[(z_{III} - d) \cdot (z_{II} - d) \right]^{1/2}$$

- 2) Sensores de turbulência que compreendem seis anemômetros de copo de resposta rápida para medir a velocidade horizontal, um anemômetro de hélice "Gill" para medir a velocidade vertical do vento, um termistor de metal para medir a temperatura do bulbo seco T e um higrômetro infravermelho para medir a umidade específica q, todos localizados a uma altura de 17,55 m acima do chão. Seus terminais foram conectados ao circuito básico "fluxatrom" (Hicks, 1970), que emprega filtros RC com uma constante de tempo de 200 s para fornecer as covariâncias $\overline{u'w'}$, $\overline{w'\theta'}$, $\overline{w'q'}$, calculadas em médias de 30 min, onde as quantidades com "primo" de

notam flutuações com respeito à média. Saliente-se que estes valores encontrados para as covariâncias devem ser submetidos a correções, devido a perdas tanto de baixa quanto de alta frequência. Nenhuma destas retificações foi aplicada aos dados disponíveis. Segundo Garratt (1979), incluindo-se todos os fatores provocadores de desvios, a precisão esperada para fluxos turbulentos individuais não supera a marca de 10 a 20%.

- 3) Saldo radiômetro padrão comercial (SRI) para medir o saldo de radiação, situado à altura de 26 m do chão, suficientemente acima do topo das árvores a fim de oferecer um campo de visão razoavelmente representativo. Testes de calibração antes e depois do experimento não mostraram nenhuma variação significativa, e a precisão global das medições é aceita como aquela válida para este tipo de instrumento, ou seja, $\pm 5\%$ (McIlroy, 1979).
- 4) Seis placas de fluxo de calor comerciais, embutidas a 25 mm abaixo da superfície, afastadas algumas dezenas de metros do mastro, foram utilizadas para medidas de fluxo de calor no chão. A metade delas estava em áreas de solo nu e a outra metade, abaixo de porções de grama ou de arbustos.

Lamentavelmente, não se dispôs de medições da umidade específica para os diversos níveis da torre, o que impediu qualquer possibilidade de determinação do perfil vertical desta grandeza física.

CAPÍTULO 4

ANÁLISE DOS RESULTADOS

Este capítulo é destinado ao estudo dos resultados obtidos na exploração dos sete objetivos propostos no Capítulo 1. Antes de relatá-los, porém, far-se-á menção aos procedimentos de filtragem de dados que nortearam esta investigação.

Nas Seções 4.1 a 4.5 foram desprezados todos os perfis de velocidade e de temperatura para os quais o número de Richardson Ri foi maior que 0,24 (número de Richardson crítico), pois, segundo Webb (1970) e Businger et alii (1971), as fórmulas costumeiras para $\bar{u}(z)$ e $\bar{\theta}(z)$ não são mais válidas nestas condições. Também foram descartados os dados para todas as situações em que ocorreu ponto de mínimo relativo no perfil de velocidade, pois estas parecem conter interações entre turbulência e fenômenos ondulatórios, incompatíveis com as formulações usuais para $\bar{u}(z)$ e $\bar{\theta}(z)$. Finalmente, excluíram-se nas Seções 4.1 a 4.5 todos os perfis que apresentaram ausência de medição em qualquer um dos cinco níveis dos dois perfis (velocidade e temperatura).

Feitas estas ressalvas, passar-se-á a descrever os resultados encontrados nos sete seguintes tópicos:

4.1 - DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS u_* , d E z_0

Usou-se um programa interativo de computador a fim de achar os valores de u_* , d e z_0 que davam o melhor ajuste, pelo método dos mínimos quadrados, para o perfil de vento registrado a cada horário, sob condições de estabilidade aproximadamente neutras. A definição precisa destas, bem como sua aplicabilidade, merecem a devida atenção. Segundo Legg et alii (1981), a equação logarítmica para o perfil de velocidade

$$u = \frac{u_*}{k} \ln \left[\frac{z - d}{z_0} \right] \quad (4.1a)$$

sô pode ser utilizada em situações neutras, para as quais $|(z - d)/L| < 0,015$ na região média do perfil. Tais condições, contudo, praticamente não foram de tetadas para os dados de Koorin. Recorreu-se, então, à formulação váli da para situações aproximadamente neutras, para as quais $|(z - d)/L| < 0,05$, segundo Legg et alii (1981), quando se tem:

$$\phi_m = 1 + \alpha (z - d)/L,$$

ou sua forma integrada:

$$\bar{u} = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z - d}{z_0} \right) + \alpha \frac{(z - d)}{L} \right] \quad (4.1b)$$

com $\alpha = 2,5$. O programa procurou os valores de u_* , d e z_0 que melhor se ajustaram à equação acima e constituiu uma variante daquele proposto por Robinson (1961) para o perfil logarítmico. Ele poderia ser concebido co mo uma elaboração sucessiva de gráficos de $\ln(z - \delta) + \frac{\alpha}{L}(z - \delta)$ versus $\bar{u}(z)$, com valores de δ variando de gráfico para gráfico até que se obti vesse o melhor ajuste dos pontos à curva, quando então $\delta = d$. O comprimen to de rugosidade é conseguido pela ordenada do ponto de interceptação da curva com o eixo vertical. Segundo Robinson (1961), é o parâmetro mais sensível a pequenas modificações nas condições de estabilidade, o que é confirmado por Legg et alii (1981). O valor de k em u_*/k permanece polê mico, embora, para superfícies muito rugosas, Garratt (1978) recomende 0,41, o qual foi utilizado neste estudo. O valor de α também é discuti vel: Webb (1970) sugere 5,2 para condições instáveis e 4,8 para situa ções estáveis. Legg et alii (1981) propuseram que $\alpha = 2,5$ para condições aproximadamente neutras, mas, segundo Oliver (1971), α assume um valor ligeiramente inferior à unidade nestas ocasiões.

As conclusões para alguns valores de α e diversos interva los de parâmetros de estabilidade, para os quais as situações estariam próximas à neutralidade, estão expressas na Tabela 4.1.

TABELA 4.1

VALORES DE d , z_0 e (u_{*CE}/u_{*A}) PARA SITUAÇÕES
APROXIMADAMENTE NEUTRAS

$\bar{d}(m)$	σ	$\bar{z}_0(m)$	σ	(u_{*CE}/u_{*A})	α	CONDIÇÕES DE ESTABILIDADE
6,410	1,481	0,237	0,248	1,37	5,2	$0 \geq Ri_{III} \geq -0,08$; $ L > 100 m$
3,049	0,692	0,462	0,224	1,23	2,5	$0 \geq Ri_{III} \geq -0,08$; $ L > 100 m$
2,739	2,107	0,114	0,101	1,42	0,8	$0 \geq Ri_{III} \geq -0,08$; $ L > 100 m$
7,103	1,563	0,013	0,017	2,53	0,0	$ Ri_1 < 0,025$
-16,204	9,135	6,264	3,876	0,41	5,2	$ \zeta'_{III} \leq 0,05$
-13,327	6,426	4,509	2,935	0,54	2,5	$ \zeta'_{III} \leq 0,05$
-7,500	4,088	2,692	1,933	0,69	0,8	$ \zeta'_{III} \leq 0,05$

Observa-se que os resultados obtidos com a imposição de ζ' como parâmetro de estabilidade foram completamente discrepantes e verdadeiramente inaceitáveis, levando-se em conta a interpretação física aceita para d como nível médio de absorção de momentum pela superfície rugosa (Raupach, 1979): os valores deste parâmetro foram negativos e os de z_0 e u_* estiveram fortemente superestimados.

Quando o parâmetro de estabilidade escolhido foi Ri , os valores de d foram em sua maioria positivos, variando entre 2,75 m e 7,10 m, dependendo das condições assumidas. Os valores de z_0 conseguidos com $\alpha = 2,5$ foram os que mais concordaram com aqueles propostos por Garratt (1979). Nestas condições, entretanto, achou-se um d médio igual a 3 m, considerado muito baixo, dada a altura média de 8 m das árvores; u_* sempre esteve inferior ao valor indicado para ele pelo método das co variâncias.

Configura-se, assim, marcada diferença entre as análises dos parâmetros aerodinâmicos baseadas em R_i e aquelas associadas a ζ' . O problema será abordado mais detidamente na Seção 4.5; porém, pode-se afirmar desde já que R_i está intimamente ligado aos perfis, e as discrepâncias que porventura venham a deformá-los refletirão seguramente neste indicador de estabilidade. Por outro lado, ζ' está diretamente associado a determinadas flutuações turbulentas, e desde que estas não sejam mais os elementos dominantes na conformação dos perfis, não se deve esperar que estes mesmos perfis tenham sua estrutura plenamente compreendida a partir daquele parâmetro de estabilidade. Isto é válido, sobretudo, se se levar em consideração que a maioria das situações para as quais $\zeta' = 0$ ocorreram em momentos de transição do dia para a noite (em que R_n não é o termo predominante na equação do balanço de energia), quando as modificações físicas no ambiente são mais rápidas.

A indefinição na determinação de d pelo método da tentativa e erro levou a que se considerasse $d = 0,64$ h (Garratt, 1978) no presente estudo.

Com a finalidade de comparar melhor os diversos métodos disponíveis de obtenção de u_* , foram elaboradas as Tabelas 4.2, 4.3 e 4.4. Outros processos pesquisados foram:

a) O método de Kao (1959), segundo o qual:

$$u_* = \frac{(u_{III} - u_I)(z_{III} - z_{II}) - (u_{III} - u_{II})(z_{II} - z_I)}{(z_{III} - z_{II}) \ln\left(\frac{z_{II} - d}{z_I - d}\right) - (z_{II} - z_I) \ln\left(\frac{z_{III} - d}{z_{II} - d}\right)} \quad (4.2a)$$

b) O método das covariâncias, pelo qual

$$u_* = (| -\overline{u'w'} |)^{1/2} \quad (4.2b)$$

TABELA 4.2

COMPARAÇÃO ENTRE u_* CALCULADO POR DIVERSOS MÉTODOS

NÚMERO DE ORDEM	u_{*CE}/u_{*K}	u_{*CE}/u_{*A}
1	1,603	4,434
2	1,418	3,782
3	2,494	2,102
4	1,984	2,376
5	2,473	2,090
6	1,169	5,541
7	1,504	2,349
8	2,074	2,027
9	1,424	3,451
10	2,240	2,473
11	1,977	2,717
12	1,490	2,524
13	2,430	2,263
14	1,986	2,046
15	1,729	2,531
16	2,049	1,929
MÉDIA	1,781	2,529
DESVIO PADRÃO	0,393	0,729

TABELA 4.3

VALORES MÉDIOS HORÁRIOS DA RAZÃO u_{*CE}/u_{*K}

HORÁRIO	(u_{*CE}/u_{*K})	DESVIO PADRÃO
9	2,06	1,04
10	2,01	1,14
11	1,75	0,43
12	1,92	0,68
13	2,12	0,82
14	1,97	0,69
15	2,15	0,97
16	1,82	0,58
17	2,38	0,93
18	1,73	1,02

TABELA 4.4

RAZÕES ENTRE u_{*} CALCULADOS POR DIVERSOS MÉTODOS

INTERVALOS DE VALORES DE R_1	$\bar{s}_1$	σ	$\bar{s}_2$	σ	$\bar{s}_3$	σ
0,25 a 0,20	2,05	1,80	3,12	2,22	4,30	2,88
0,19 a 0,15	1,24	1,46	2,41	2,03	3,23	2,49
0,14 a 0,10	0,87	0,49	3,57	1,95	1,79	1,49
0,09 a 0,05	2,18	2,22	3,03	1,89	1,85	1,63
0,04 a 0,00	2,46	1,37	2,03	1,50	1,38	1,69
-0,01 a -0,05	2,06	0,91	1,98	1,23	1,01	0,37
-0,06 a -0,10	2,47	0,74	1,75	0,48	1,02	0,36
-0,11 a -0,15	2,66	0,62	2,01	0,70	1,32	0,61
-0,16 a -0,20	2,66	0,52	1,93	0,82	0,86	0,53
-0,21 a -0,25	2,69	1,28	2,03	0,06	1,37	0,51
-0,26 a -0,30	3,27	1,16	2,84	0,30	1,30	0,34
-0,31 a -0,35	3,05	0,77	2,50	0,13	0,62	0,42

A Tabela 4.2 procurou comparar resultados de u_* obtidos de três maneiras diferentes: u_{*A} , método da tentativa e erro; u_{*CE} , método das covariâncias; u_{*K} , método de Kao. Verifica-se ser u_* calculado por covariância cerca de 2,5 vezes maior que aquele determinado por métodos baseados em perfis (u_{*A} e u_{*K}), o que descreve uma das características marcantes da discrepância aerodinâmica. Uma causa possível para este fenômeno seria a maior turbulência mecânica próxima à superfície rugosa, gerada pelo impacto do escoamento contra obstáculos no chão, a qual determinaria uma mistura mais eficiente, reduzindo os gradientes verticais de velocidade e, conseqüentemente, u_* estimado por métodos baseados em perfis de vento.

A Tabela 4.3 apresenta a razão média entre valores de u_{*CE} e u_{*K} . As médias não foram feitas segundo intervalos específicos do número de Richardson e, sim, de acordo com determinados intervalos horários, os quais estão associados a diferentes gradientes horizontais de temperatura. Os resultados parecem indicar que, entre 9 e 18 h, a razão u_{*CE}/u_{*K} não parece depender do horário e, portanto, do gradiente horizontal de temperatura, oscilando entre 1,73 e 2,38. Sugerem caráter essencialmente mecânico para as discrepâncias verificadas entre as velocidades de fricção calculadas por diferentes técnicas.

A Tabela 4.4 procura mostrar as variações de $\bar{s}_1$, $\bar{s}_2$ e $\bar{s}_3$ para diferentes intervalos de Ri, onde

$$\bar{s}_1 = (\overline{u_{*CE}/u_{*A}}) ;$$

$$\bar{s}_2 = (\overline{u_{*CE}/u_{*K}}) ;$$

$$\bar{s}_3 = (\overline{u_{*K-3}/u_{*K-2}}) ;$$

com u_{*K-3} indicando que a fórmula de Kao foi aplicada às alturas II, III e IV e u_{*K-2} apontando que a mesma fórmula foi aplicada aos níveis I, II e III.

Quanto a $\bar{s}_1$, constata-se que a diminuição de Ri e, consequentemente, o aumento da turbulência contribuem para intensificar a discrepância entre u_{*CE} e u_{*A} , tanto pela redução dos gradientes $\partial \bar{u} / \partial z$ com o aumento da mistura (que diminui u_{*A} e u_{*K}), como pelo acréscimo de fluxo de momentum a fim de vencer os obstáculos rugosos (que ampliam u_{*CE}). O mesmo raciocínio vale para interpretar $\bar{s}_2$.

Quanto a $\bar{s}_3$, que exprime a razão entre velocidades de fricção calculadas pelo mesmo método de Kao para dois conjuntos diferentes de níveis, conclui-se que apresenta valores próximos à unidade apenas em situações adiabáticas e, mesmo nestas, o desvio padrão é apreciável. Isto pode refletir os efeitos turbulentos mecânicos provocados pela rugosidade, os quais se estenderam para os dois conjuntos de níveis em que u_{*K} foi calculado. As modificações para situações diferentes da neutralidade indicariam a ação dos fatores térmicos cuja influência parece variar mais rapidamente com a altura.

Deve-se concluir este tópico lembrando que d e z_0 podem depender da velocidade do vento, conforme apontaram Monteith e Tani, citados por Legg et alii (1981), e que d pode ser função da estabilidade, como indicou Goudriaan, citado por Legg et alii (1981). Ademais, a expressão log-linear 4.1b foi considerada válida em condições bem diferentes das de Daly Waters. Neste sítio, verificou-se com frequência convergência de fluxo turbulento de calor (o que será discutido mais adiante), tornando o uso do parâmetro de estabilidade L também discutível, pois este só deve ser aplicado a situações em que os fluxos turbulentos são constantes com a altura. Levando-se em conta todos estes fatores perturbadores na determinação de d , optou-se pela formulação de Garratt (1978), segundo a qual $d = 5,12m$ em Koorin.

4.2 - ESTUDO DA VARIAÇÃO DA FUNÇÃO ADIMENSIONAL ϕ_m COM A ESTABILIDADE

Determinou-se a função adimensional

$$\phi_m = \frac{k(z-d)}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (4.3)$$

e calculou-se

$$\zeta' = \frac{z-d}{L}, \quad (4.4)$$

onde

$$L = - \frac{\rho \cdot c_p \cdot \Theta \cdot u_*^3}{g \cdot k \cdot H} \quad (4.5)$$

e

$$d = 0,64 h \quad (4.6)$$

são fórmulas propostas por Garratt (1979), com u_* obtido por covariâncias, H deduzido da equação $H/\rho \cdot c_p = \overline{w'\theta'}$, e λE derivado da fórmula $E/\rho = \overline{w'q'}$. Dispôs-se de aproximadamente 180 perfis.

Nas Tabelas 4.5 são apresentados valores médios de ϕ_m para diversos intervalos de ζ' , bem como os desvios padrões e os dados de ϕ_m normalizados com relação àqueles que estão sob condições neutras (0,640, 0,765, 0,770 e 1,093 para os níveis 1, 2, 3 e 4, respectivamente). Tal procedimento foi proposto por Carl et alii (1973), a fim de atenuar eventuais erros sistemáticos nas declividades dos perfis provocados pela heterogeneidade do terreno.

TABELA 4.5a

VALORES MÉDIOS DE ϕ_m PARA INTERVALOS DE ζ'

INTERVALO DE VALORES DE ζ'	ϕ_{m1}	σ	ϕ_{m2}	σ	ϕ_{m3}	σ	ϕ_{m4}	σ
0,05 a 0,00	0,677	0,177	0,812	0,211	0,878	0,204	1,093	0,251
0,00 a -0,05	0,603	0,139	0,717	0,158	0,652	0,117		
-0,05 a -0,10	0,510	0,114	0,545	0,157	0,660	0,194	0,942	0,179
-0,10 a -0,15	0,507	0,118	0,474	0,137	0,546	0,204	0,872	0,229
-0,15 a -0,20	0,475	0,170	0,498	0,141	0,428	0,136	0,770	0,262
-0,20 a -0,25	0,515	0,072	0,481	0,172	0,471	0,259	0,543	0,096
-0,25 a -0,30	0,457	0,132	0,472	0,197	0,410	0,119	0,516	0,136
-0,30 a -0,35	0,500	0,082	0,436	0,088	0,367	0,070	0,653	0,319
-0,35 a -0,40	0,458	0,193	0,503	0,082	0,456	0,224	0,585	0,393
-0,40 a -0,45	0,472	0,094	0,341	0,187	0,435	0,271	0,519	0,116
-0,45 a -0,50	0,428	0,140	0,437	0,119	0,351	0,043	0,518	0,164
-0,50 a -0,55	0,484	0,178	0,363	0,092	0,343	0,066	0,490	0,054
-0,55 a -0,60			0,390	0,097	0,320	0,122	0,552	0,277
-0,60 a -0,65	0,309	0,020	0,534	0,112	0,417	0,063	0,497	0,169
-0,65 a -0,70	0,437	0,100	0,537	0,043			0,524	0,376
-0,70 a -0,75			0,422	0,076	0,290	0,076	0,473	0,079

TABELA 4.5b

VALORES NORMALIZADOS DE ϕ_m PARA INTERVALOS DE ζ'

INTERVALO DE VALORES DE ζ'	ϕ_{m1}	ϕ_{m2}	ϕ_{m3}	ϕ_{m4}
0,05 a 0,00	1,058	1,062	1,140	1,086
0,00 a -0,05	0,942	0,938	0,860	
-0,05 a -0,10	0,797	0,713	0,857	0,936
-0,10 a -0,15	0,792	0,620	0,709	0,867
-0,15 a -0,20	0,742	0,651	0,556	0,765
-0,20 a -0,25	0,805	0,629	0,612	0,531
-0,25 a -0,30	0,714	0,617	0,532	0,513
-0,30 a -0,35	0,781	0,570	0,477	0,649
-0,35 a -0,40	0,716	0,658	0,592	0,582
-0,40 a -0,45	0,783	0,446	0,565	0,516
-0,45 a -0,50	0,669	0,572	0,456	0,515
-0,50 a -0,55	0,756	0,475	0,445	0,487
-0,55 a -0,60		0,510	0,416	0,549
-0,60 a -0,65	0,483	0,685	0,542	0,494
-0,65 a -0,70	0,683	0,702		0,521
-0,70 a -0,75		0,552	0,377	0,470

Como sob condições instáveis ϕ_m é comumente expresso por (Dyer, 1974):

$$\phi_m(\zeta) = (1 - 16 \zeta)^a, \quad (4.7)$$

onde a assume um valor de $-1/4$, procurou-se constatar a validade desta igualdade para o conjunto de dados normalizados. Utilizaram-se, então, os resultados contidos nos gráficos das Figuras 4.1, os quais exprimem pontos com ordenada $\log \phi_m$ e abscissa $\log(1 - 16 \zeta')$. Foram encontrados para os diferentes níveis de altura:

nível 1, $a = -0,17$;

nível 2, $a = -0,30$;

nível 3, $a = -0,35$;

nível 4, $a = -0,39$.

Observa-se no nível 1 uma diminuição apreciável de $|a|$ com relação ao valor de $a = -0,25$ freqüentemente aceito acima de superfícies lisas. No entanto, $|a|$ supera $1/4$, aproximando-se e elevando-se pouco acima de $1/3$, quantidade prevista pela expressão "KEYPS" (Paulson, 1970), na medida em que a altura aumenta. Uma consequência disto pode ser avaliada derivando-se $\phi_m(\zeta')$ com relação a ζ' , ou seja,

$$\frac{\partial \phi_m}{\partial \zeta'} = \frac{-16 a}{(1 - 16 \zeta')} \phi_m, \quad (4.8)$$

o que implica que a variação de ϕ_m com a modificação das condições de instabilidade é menos acentuada no nível 1 e mais acentuada nos níveis 2, 3 e 4 do que aquela verificada quando $a = -1/4$ na Equação 4.7. Saliente-se que os resultados para o nível mais alto devem ser encarados com reserva, pois aí predominaram condições estáveis, mesmo em períodos diurnos, (as quais não puderam ser reveladas por ζ'), quando então a Equação 4.7 não mais se aplica. Atribui-se o valor inferior de $|a|$ no nível 1 à dominância da forte turbulência mecânica provocada pelo impacto do escoamento sobre obstáculos sólidos da superfície, fazendo com que as variações nas condições de estabilidade térmica sejam menos sentidas neste nível.

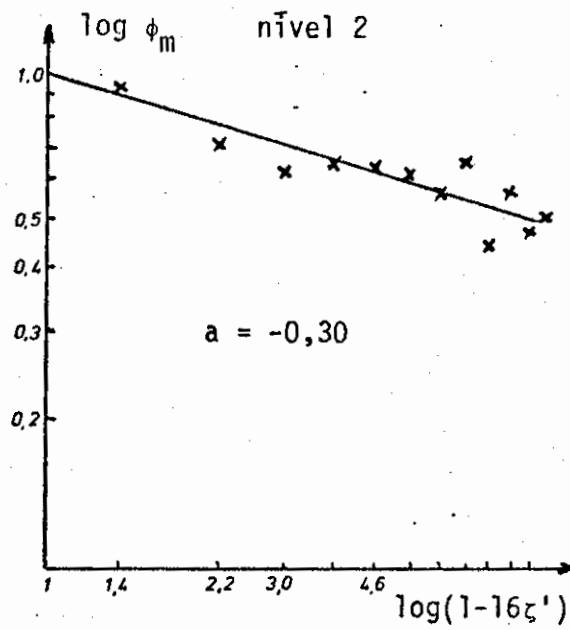
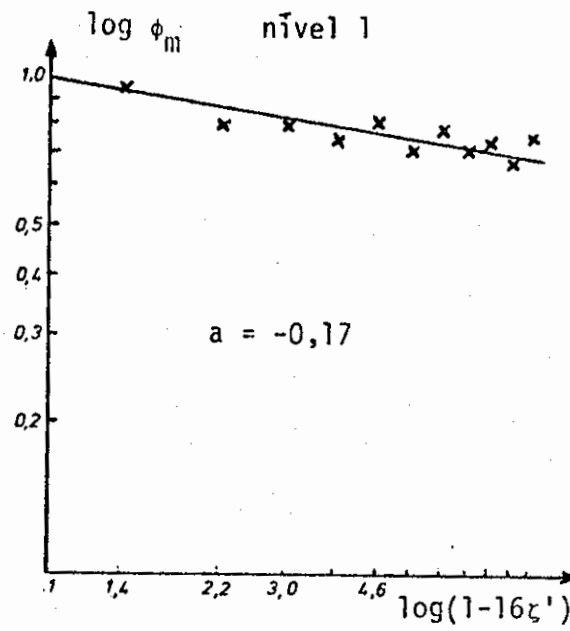


Fig. 4.1a - Cisalhamento adimensional do vento (ϕ_m) versus (1-16 z').

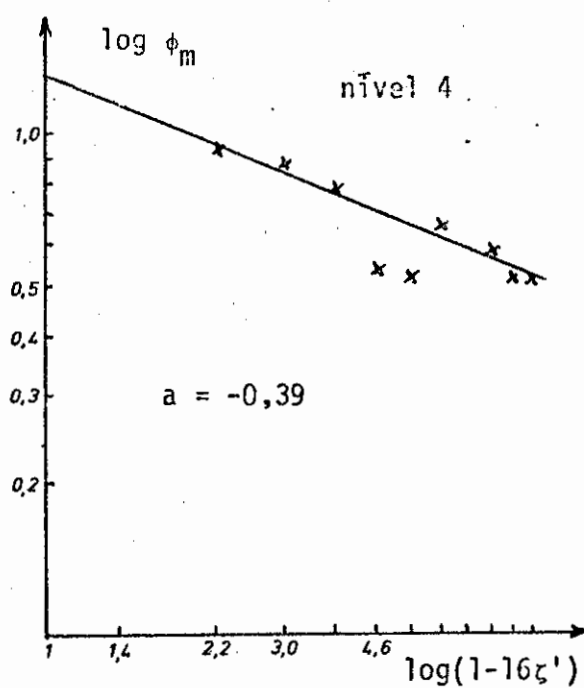
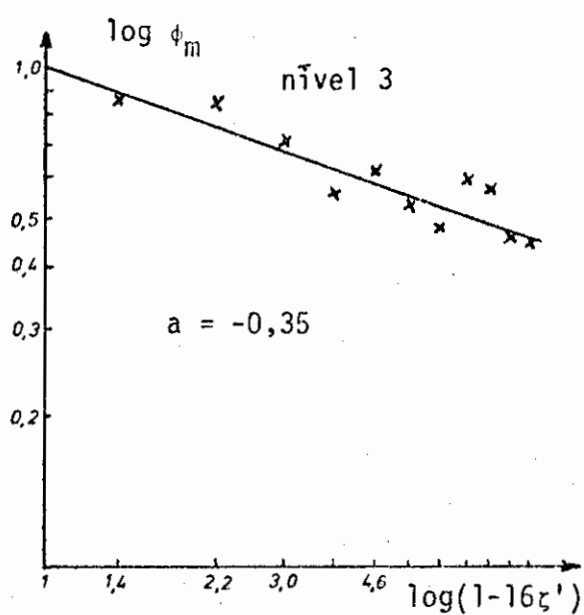


Fig. 4.1b - Cisalhamento adimensional do vento (ϕ_m) versus ($1-16\zeta'$)

Desenvolveu-se o mesmo procedimento anterior para estudar a variação de ϕ_m médio, com relação a intervalos específicos do número do Richardson de gradiente, Ri . Tanto os resultados "brutos" quando os "normalizados" estão nas Tabelas 4.6 e os dados neutros de ϕ_m foram 0,688, 0,534 e 0,496 para os níveis 1, 2 e 3, respectivamente. Dispôs-se de poucos pontos, sob condições instáveis, para o nível 4. Utilizaram-se, então, os resultados apresentados nos gráficos da Figura 4.2, os quais contêm pontos com ordenada $\log \phi_m$ e abscissa $\log(1 - 16 Ri)$. Foram encontrados os seguintes valores de "a" para diferentes níveis:

nível 1, $a = -0,337$;

nível 2, $a = -0,184$.

Este resultado indicou diminuição de $|a|$ com a altura. O valor de "a" encontrado para o nível inferior é igual ao previsto para a expressão "KEYPS", o que deve ser atribuído ao fato de o gradiente de velocidade contribuir plenamente para a conformação do perfil neste nível, como aponta o próprio Ri . Nos níveis superiores as irregularidades térmicas passam a influir muito mais na configuração do perfil de velocidade, alterando o quadro de concordância com a expressão "KEYPS". Fica assim destacada a diferença, para efeito de ajustamento de reta, entre a utilização do parâmetro de estabilidade ζ' e a de Ri . Este assunto será discutido mais detidamente nas Seções 4.5 e 4.6.

A Tabela 4.7 apresenta valores de ϕ_m , calculados com o emprego da velocidade de fricção u_{*K} , proposta por Kao (para os níveis I, II e III) e mediados para intervalos específicos de Ri . Procurou-se, também, ajustar uma reta aos gráficos de $\log \phi_m$ versus $\log(1 - 16 Ri)$, com dados de ϕ_m retirados da Tabela 4.7 e normalizados (divididos por 0,840 no nível 1 e por 0,860 no nível 2). A Figura 4.3 apresenta os resultados. Os valores de "a" encontrados foram:

nível 1, $a = 0,05$;

nível 2, $a = -0,08$.

TABELA 4.6a

VALORES DE ϕ_m PARA INTERVALOS DE Ri

INTERVALO DE VALORES DE Ri	ϕ_{m1}	σ	ϕ_{m2}	σ	ϕ_{m3}	σ
0,25 a 0,20	0,538	0,322	0,745	0,171	0,581	0,345
0,20 a 0,15	0,841	0,181	0,950	0,279	0,637	0,453
0,15 a 0,10	0,695	0,136	0,592	0,169	0,477	0,211
0,10 a 0,05	0,561	0,086	0,556	0,115	0,409	0,080
0,05 a 0,00	0,503	0,109	0,541	0,140	0,557	0,295
0,00 a -0,05	0,555	0,140	0,526	0,154	0,434	0,180
-0,05 a -0,10	0,526	0,087	0,441	0,072	0,489	0,166
-0,10 a -0,15	0,484	0,073	0,471	0,078	0,385	0,073
-0,15 a -0,20	0,442	0,080	0,472	0,091	0,372	0,102
-0,20 a -0,25	0,513	0,158	0,427	0,095	0,339	0,062
-0,25 a -0,30	0,335	0,029	0,349	0,083	0,292	0,022
-0,30 a -0,35	0,361	0,069	0,362	0,043	0,353	0,003

TABELA 4.6b

VALORES NORMALIZADOS DE ϕ_m PARA INTERVALOS DE R_i

INTERVALO DE VALORES DE R_i	ϕ_{m1}	ϕ_{m2}	ϕ_{m3}
0,25 a 0,20	0,847	1,396	1,172
0,20 a 0,15	1,122	1,781	1,286
0,15 a 0,10	1,010	1,110	0,963
0,10 a 0,05	0,815	1,042	0,825
0,05 a 0,00	0,731	1,014	1,124
0,00 a -0,05	0,807	0,986	0,876
-0,05 a -0,10	0,765	0,827	0,987
-0,10 a -0,15	0,703	0,883	0,778
-0,15 a -0,20	0,642	0,885	0,751
-0,20 a -0,25	0,746	0,800	0,684
-0,25 a -0,30	0,487	0,654	0,589
-0,30 a -0,35	0,525	0,679	0,712

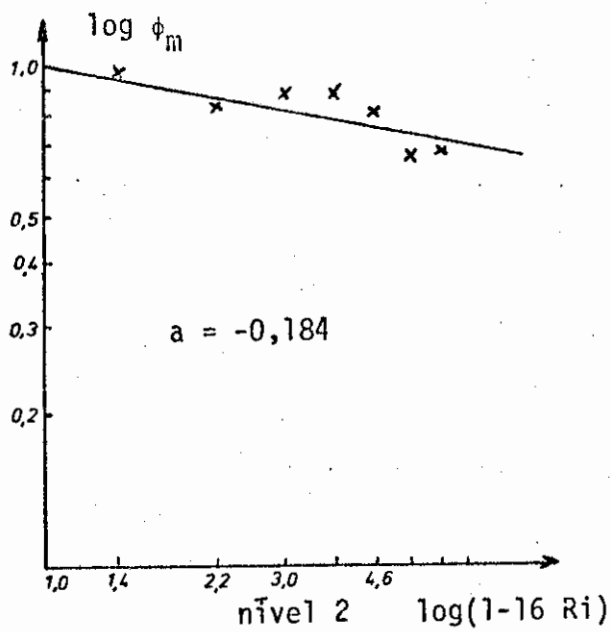
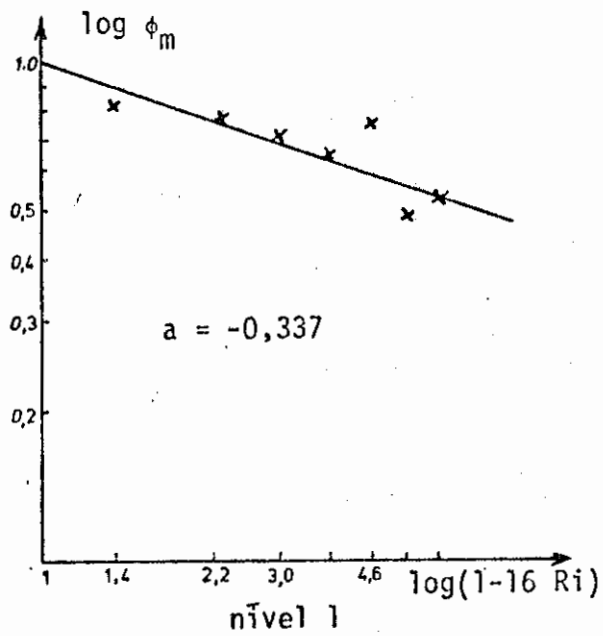


Fig. 4.2 - Cisalhamento adimensional do vento (ϕ_m) versus $(1-16 Ri)$.

TABELA 4.7

DADOS DE ϕ_m (USANDO-SE u_{*K}) PARA INTERVALOS DE RI

INTERVALO DE VALORES DE Ri	ϕ_{m_1}	σ	ϕ_{m_2}	σ	ϕ_{m_3}	σ
0,25 a 0,20	1,004	0,283				
0,20 a 0,15	1,128	0,417	1,227	0,440	0,873	0,340
0,15 a 0,10	1,064	0,153	0,982	0,430	0,832	0,354
0,10 a 0,05	1,039	0,216	1,008	0,301	0,706	0,170
0,05 a 0,00	0,889	0,178	0,849	0,208	0,804	0,348
0,00 a -0,05	0,908	0,173	0,866	0,300	0,734	0,291
-0,05 a -0,10	0,872	0,141	0,805	0,235	0,836	0,318
-0,10 a -0,15	0,917	0,166	0,897	0,211	0,781	0,224
-0,15 a -0,20	0,855	0,164	0,761	0,211	0,644	0,127
-0,20 a -0,25	0,948	0,246	0,831	0,201	0,762	0,218
-0,25 a -0,30	0,999	0,144			0,643	0,047
-0,30 a -0,35	0,776	0,157	0,860	0,196	0,616	0,042

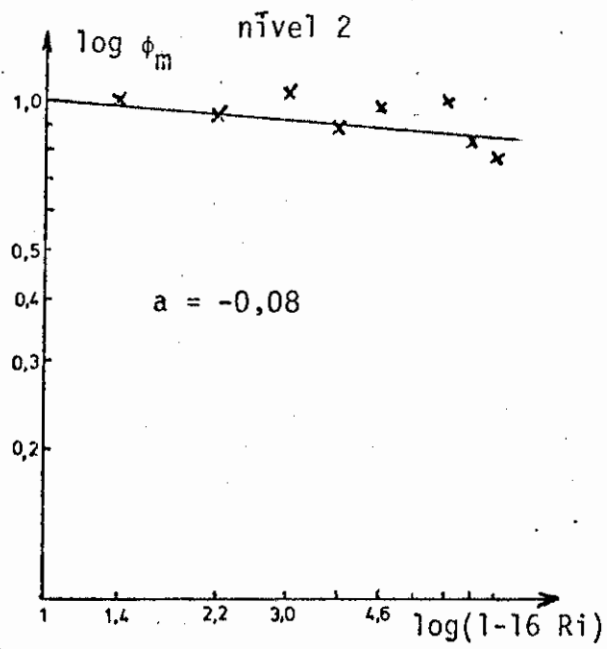
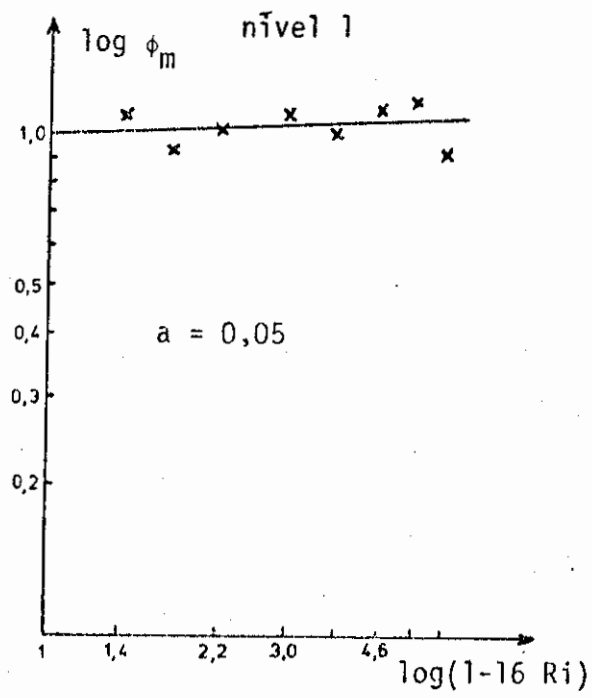


Fig. 4.3 - Cisalhamento adimensional do vento (ϕ_m) versus $(1-16 Ri)$.

Comprova-se que os valores de $|a|$ são notoriamente menores que os assinalados anteriormente. Contrariando inteiramente a expectativa, o valor de "a" no nível 1 foi maior que 0. Pela Tabela 4.7 verifica-se que os valores de ϕ_m , sob condições de neutralidade, aproximam-se bastante da unidade, como seria de se esperar para funções adimensionais obtidas acima de superfícies lisas, em contraste com aqueles conseguidos a partir de cálculos que têm u_* pelo método de covariância, quando o valor de ϕ_m se situa entre 0,5 e 0,6; isto exprime um aspecto fundamental do problema da discrepância aerodinâmica.

Deve-se concluir o tópico confirmando a impropriedade da utilização do método de Kao na determinação de u_* acima de superfícies bastante rugosas, uma vez que este subestima nitidamente o fluxo turbulento de momentum no sentido da superfície.

4.3 - COMPARAÇÃO ENTRE FLUXO VERTICAL DE CALOR MEDIDO POR COVARIÂNCIAS E POR BALANÇO DE ENERGIA

Determinou-se o fluxo vertical turbulento total de calor pelos métodos do balanço de energia e das covariâncias, e efetuou-se uma comparação entre os dois resultados para diferentes horários diurnos. Este procedimento tornou-se necessário como parte de uma verificação da validade dos diversos métodos de estimativa de fluxo vertical turbulento de calor.

Como se sabe, sob condições de regime permanente, a conservação da energia exige que a soma algébrica dos ganhos e perdas de energia, por unidade de volume, de uma reserva florestal seja igual a zero. Os regimes permanentes durante o dia são, contudo, raros, especialmente nas horas em que o fluxo de radiação de onda curta cresce e a temperatura aumenta rapidamente. Assim, embora as taxas de variação, medidas em uma hora, sejam geralmente pequenas, considerações baseadas no balanço de energia devem ser feitas com razoável cautela. Os principais termos no balanço de energia são:

$$R_n = H + \lambda E + G + D + J + \mu_f A \quad (4.9)$$

onde:

R_n é o saldo de fluxo radiativo para a comunidade;

H é o fluxo (positivo para cima) de calor sensível por convecção;

E é a taxa de evaporação do solo e das árvores (evapotranspiração);

λ é o calor latente de vaporização da água;

G é o fluxo de calor para dentro do solo;

D é a taxa segundo a qual a energia é removida horizontalmente por advecção;

J é o saldo de fluxo de energia que é armazenado por processo físico;

μ_f é a energia de fixação para o dióxido de carbono;

A é o saldo de taxa segundo a qual o dióxido de carbono é assimilado pela comunidade de plantas através da fotossíntese.

A Tabela 4.8 apresentou os valores típicos para os membros da Equação 4.9. Como se pode verificar por esta tabela, R_n é em geral o termo dominante da Equação 4.9, não apenas no sentido absoluto devido a sua grande magnitude, na maior parte dos períodos diurnos e nas noites claras, mas pelo fato de todos os outros termos dependerem da intensidade de R_n e de sua taxa de variação diurna (Thom, 1975). Então, excetuando-se períodos que ocorrem durante o crepúsculo, quando R_n é aproximadamente nulo e varia rapidamente, é comum considerar, como uma boa aproximação diurna, R_n igual à energia disponível para troca de calor sensível e latente, C ($C = H + \lambda E$).

TABELA 4.8

DADOS DE R_n , D , G , J , $\mu_f A \cdot (H + \lambda E)$ PARA A FLORESTA DE THETFORD (EM $W m^{-2}$)

HORA	R_n	D	G	J	$\mu_f A$	$H + \lambda E$
Perto do nascer do Sol	0	± 5	- 5	+ 10	+ 3	- 8
Meio-dia	+ 500	± 25	+ 25	+ 2	+ 12	+ 461
Perto do pôr-do-sol	0	± 15	+ 5	- 10	+ 2	+ 3
Meia-noite	- 50	± 10	- 25	- 2	- 3	- 20

A existência de vegetação alta e esparsa coloca, entretanto, o problema do aquecimento diferencial das várias partes do contorno inferior da atmosfera, que é bem exemplificada na Tabela 4.9 pelas temperaturas superficiais associadas ao solo nu, à grama e às árvores, cuja diferença entre si muda muito de acordo com o horário do dia. Este aquecimento heterogêneo deve tornar relevante o termo D , da Equação 4.9, de transporte horizontal de energia no ar. Visando-se compreender melhor as consequências deste fenômeno, determinou-se a razão média entre $H + \lambda E$ e $R_n - G$, para diversos horários diurnos, o que é expresso pela Tabela 4.10. Constata-se um aumento progressivo desta razão no decorrer do período diurno (entre 9 a 16 h) de 0,773 a 1,702. Às 17 h, contudo, o resultado foi bastante discrepante e deve expressar alterações rápidas que ocorrem durante o crepúsculo. Procurou-se aplicar este método aos resultados de Thom (1975), apresentados na Tabela 4.8, chegando-se aos dados expostos na Tabela 4.11. Observando-se esta tabela, conclui-se que os valores de C/C_R (com $C_R = R_n - G$) afastam-se consideravelmente da unidade em períodos intermediários entre noite e dia. É justamente nestas ocasiões que os termos dominantes da equação do balanço da energia são D e J , e não mais R_n (conforme dados da Tabela 4.8); porém, segundo Thom (1975), J só apresenta valores relativamente altos ao amanhecer e ao anoitecer. Assim,

deve-se atribuir o valor crescente de C/C_R (Tabela 4.10) ao termo D da equação do balanço da energia. Então a Equação 4.9 pode ser reescrita como $R_n - G = \lambda E + H + D$, ou

$$\frac{D}{R_n - G} = 1 - \frac{C}{C_R} \quad (4.10)$$

onde $D/(R_n - G)$ seria a fração do saldo de energia ($R_n - G$) que corresponderia à advecção de energia, sendo o sinal negativo indicativo de convergência horizontal de energia, admitindo-se estar na camada de fluxos verticais constantes.

Pela Tabela 4.10 e de acordo com a Equação 4.10 constata-se que, no final do período matinal, há diminuição da divergência horizontal de energia até o meio-dia, quando se começa a verificar a convergência que aumentará até o fim do período vespertino.

Acrescente-se a comprovação de que a instabilidade térmica medida em baixos níveis no período diurno não é conservada até os níveis mais altos da torre e, mesmo ao meio-dia, manifesta-se frequentemente condição levemente estável na altura 4, interpretada como consequência da intensa subsidência que domina a região em estudo no inverno. Assim, pode-se esperar que o fluxo vertical turbulento de calor não seja constante com a altura, mas convirja com o aumento de z . Isto talvez justifique a existência de células convectivas predominantemente verticais as quais, intensificadas pela heterogeneidade térmica horizontal, contribuiriam para promover esta convergência de energia nas camadas logo acima da cobertura vegetal.

TABELA 4.9

TEMPERATURAS SUPERFICIAIS (EM °C)

DIA	HORA	TEMPERATURAS ASSOCIADAS		
		AO SOLO NU	À GRAMA	ÀS ÁRVORES
12	9 00	29	26	21
18	16 20	44	35	29
19	15 30	40	32	28
20	9 30	36	29	23
20	10 30	40	29	23
20	11 30	48	37	25
20	13 30	50	38	27
20	14 30	50	38	27
20	16 30	43	34	28
20	17 30	33	32	28
21	10 00	37	27	22
21	15 30	50	38	28
21	16 30	43	36	28
21	23 30	18	20	21
22	0 30	17	17	18
22	1 30	16	15	15
22	2 30	15	14	15
22	3 30	13	13	12
22	6 30	23	22	16

FONTE: Clarke and Brook (1979)

TABELA 4.10

RAZÃO ENTRE FLUXOS DE CALOR POR COVARIÂNCIAS E POR
MÉTODOS RADIATIVOS PARA DIVERSOS HORÁRIOS

HORA	NÚMERO DE DADOS	$\left[\frac{H + \lambda E}{R_n - G} \right]$	σ	$1 - \left[\frac{H + \lambda E}{R_n - G} \right]$
9	14	0,773	0,153	0,227
10	17	0,871	0,177	0,129
11	16	0,953	0,310	0,047
12	18	1,011	0,171	-0,011
13	20	1,058	0,147	-0,058
14	21	1,298	0,242	-0,298
15	18	1,461	0,274	-0,461
16	19	1,702	0,392	-0,702
17	16	8,520	15,570	-7,520

TABELA 4.11

RAZÃO ENTRE FLUXOS DE CALOR POR COVARIÂNCIAS E POR
MÉTODOS RADIATIVOS PARA A FLORESTA DE THETFORD

HORA	$C_R = R_n - G$ (W/m ²)	$C = H + \lambda E$ (W/m ²)	C/C_R
Perto do nascer do Sol	+5	-8	-1,60
Meio-dia	475	461	0,97
Perto do pôr-do-sol	-5	+3	-0,60
Meia-noite	-25	-20	0,80

Admitindo-se a validade do critério de Monteith (1973), segundo o qual começa a haver mistura convectiva numa região com fontes e sumidouros de calor quando

$$\frac{Gr}{Re^2} = \frac{g}{T_o} \frac{|T_s - T| \delta}{U^2} > 0,1$$

e admitindo-se que $|T_s - T| \sim 20^\circ\text{C}$ e $\delta \sim 8\text{m}$, conclui-se que pode haver mistura convectiva desde que U , velocidade do escoamento entre as árvores, seja $U \leq 7,0\text{m/s}$.

Em Koorin não foram feitas medidas da velocidade do vento entre as árvores, e o anemômetro colocado mais próximo do chão esteve a uma altura de 9,9 m, ou seja, aproximadamente 2 m acima da copa das árvores. Porém as velocidades do vento medidas nesta altura, no período vespertino, estiveram oscilando entre 2 m/s e 5 m/s na maior parte dos dias, o que atende plenamente à condição mencionada acima. Assim, deve-se esperar que as heterogeneidades térmicas horizontais gerem ou contribuem decisivamente para provocar atividade convectiva. Uma constatação destes resultados por outra via será tratada na Seção 4.6.

Ainda dentro da verificação de validade dos diversos métodos dos estimativos do fluxo vertical turbulento de calor, procurou-se comparar o fluxo vertical turbulento de calor sensível obtido por covariâncias, H_{CE} , com aquele determinado a partir de gradientes de temperatura potencial, H_g . As fórmulas utilizadas foram:

$$H_{CE} = \rho c_p \overline{w' \theta'}$$

e

$$H_g = -\rho c_p k^2 (z-d)^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} (\phi_h \phi_m)^{-1} \quad (4.11)$$

com

$$\phi_h = \phi_m = (1 - 5 Ri)^{-1} \text{ para condições estáveis;} \quad (4.12)$$

$$\phi_h = \phi_m^2 = (1 - 16 Ri)^{-1/2} \text{ para condições instáveis.} \quad (4.13)$$

Estes resultados referem-se aos trabalhos de Webb (1970) — para condições estáveis e de Thom (1975) — para condições instáveis.

A Tabela 4.12 apresenta dados encontrados para $r_h = H_{CE}/H_g$, mediados em intervalos específicos de Ri , nos níveis 1(r_{h-1}) e 2(r_{h-2}). Comprova-se uma diferença notável, da ordem de um valor maior que cinco, entre as estimativas feitas para o fluxo vertical de calor sensível pelos dois métodos.

TABELA 4.12

RAZÃO MÉDIA ENTRE FLUXO VERTICAL DE CALOR SENSÍVEL POR COVARIÂNCIAS
E POR GRADIENTES PARA DIVERSOS INTERVALOS DE Ri

INTERVALO ENTRE VALORES DE Ri	r_{h-1} σ		r_{h-2} σ	
0,00 a -0,05	5,655	2,111		
-0,05 a -0,10	5,619	1,231	7,574	0,756
-0,10 a -0,15	7,210	1,888	5,688	1,916
-0,15 a -0,20	5,915	0,660	7,508	1,697
-0,20 a -0,25	7,352	1,355	6,410	1,121

Como C e C_R diferiram na maior parte dos horários diurnos por um fator quase sempre inferior a 1,5, ou seja, fluxos calculados por covariâncias e por balanço de energia apresentaram sempre discrepâncias muito inferiores às aquelas expressas por r_h , conclui-se que H_g subestima H . Como uma consequência imediata disto, deve-se questionar a validade

das Equações 4.12 e 4.13, que compõem o fator correção devido à estabilidade $(\phi_h \phi_m)^{-1}$ da igualdade da Equação 4.11. Esta é uma manifestação da discrepância aerodinâmica que impõe modificações à maneira pela qual ϕ_h e ϕ_m respondem às variações das condições de estabilidade.

Façam-se, aqui, algumas considerações sobre a conveniência de avaliar o fluxo vertical de calor a partir do gradiente. A vantagem mais palpável de sua aplicação reside na instrumentação relativamente simples e fácil de implantar, necessária a sua consecução. É uma avaliação de H que evita a instalação dispendiosa dos aparatos de aferição por covariâncias e que pode ser testada com razoável facilidade pelo método do balanço de energia, ainda que a aplicação deste apresente as restrições já mencionadas. Outra vantagem é a da não-utilização (explícita) de u_* nos cálculos, o que pode ser visto na Equação 4.11. Nesta, porém, estão incluídas as funções adimensionais, ϕ_h e ϕ_m , que funcionam como fatores corretores, impostos pela variação das condições de estabilidade. Seus valores mais aceitos (sobre superfícies planas) estão indicados nas Equações 4.12 e 4.13. Estas fórmulas, embora adotadas por muito pesquisadores como Paulson (1970) e Dyer (1974), entre outros, têm a desvantagem de ser essencialmente semi-empíricas, o que restringe sua aplicação indiscriminada. Ademais, elas foram testadas com relativo sucesso acima de superfícies planas, mas, sobre superfícies muito rugosas, os resultados não têm sido muito animadores (Thom et alii, 1975; Raupach, 1979).

Para concluir este tópico, afirme-se que a discrepância entre o fluxo de calor avaliado pelos métodos das covariâncias e do gradiente foi muito maior do que aquela verificada entre fluxos turbulentos de momentum, sob condições instáveis e aproximadamente neutras. As consequências destes resultados também serão discutidos nas Seções 4.5 e 4.6.

4.4 - ESTUDO DO COMPORTAMENTO DA FUNÇÃO ADIMENSIONAL ϕ_h COM A VARIAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE ESTABILIDADE

Inicialmente, discutir-se-á o caso em que ϕ_h foi calculado com a utilização de u_* e H determinados por covariâncias. A fórmula aplicada foi:

$$\phi_h(z') = \frac{k(z-d)}{\theta_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, \quad (4.14)$$

onde

$$\theta_* = - \frac{H}{\rho c_p u_*} \quad (4.15)$$

Dispôs-se de aproximadamente 180 perfis. A Tabela 4.13 mostra valores positivos médios de ϕ_h para intervalos sucessivos de R_i , os quais foram então normalizados com relação àqueles sob condições neutras (0,097 no nível 1 e 0,059 no nível 2). Os resultados são apresentados em gráficos na Figura 4.4, sob a forma de $\log \phi_h$ versus $(1 - 16 R_i)$, os quais permitiram calcular os coeficientes "a" da reta de melhor ajuste. Foram:

no nível 1, $a = 0,301$;

no nível 2, $a = 0,477$.

A Tabela 4.13 contém valores de ϕ_h drasticamente inferiores (segundo um fator de 10) àqueles que se esperaria encontrar acima das superfícies lisas convencionais. Fisicamente isto deve ser atribuído à intensa mistura turbulenta que ocorre sobre superfícies vegetadas rugosas, principalmente àquela provocada por convecção livre. A normalização, embora sendo recurso útil o qual permite fácil acesso às generalizações sobre o comportamento de ϕ_h com a estabilidade, não deve encobrir essa realidade da discrepância aerodinâmica. Outro aspecto a tratar é o da escolha de apenas valores positivos de ϕ_h para efeito de medição, ainda que estes, muitas vezes, não sejam representativos das condições

físicas predominantes. Para melhor esclarecer este ponto, apresenta-se a Tabela 4.14, na qual entram juntos para mediação valores positivos e negativos de ϕ_h . Os desvios padrões permitem que se tenha uma idéia da distribuição de ϕ_h entre valores positivos e negativos. Comprova-se que os valores de ϕ_h próximos à neutralidade são sempre negativos e, à medida que níveis mais elevados são considerados, diminuem os intervalos de τ' para os quais $\phi_h > 0$.

TABELA 4.13

VALORES MÉDIOS DE ϕ_h PARA INTERVALOS DE Ri

INTERVALO DE VALORES DE Ri	ϕ_{h-1} σ		ϕ_{h-2} σ		ϕ_{h-1} ϕ_{h-2} (NORMALIZADOS)	
0,00 a -0,05	0,109	0,107	0,059	0,056	1,125	1,000
-0,05 a -0,10	0,169	0,103	0,085	0,068	1,744	1,441
-0,10 a -0,15	0,150	0,068	0,143	0,065	1,548	2,424
-0,15 a -0,20	0,141	0,078	0,121	0,067	1,455	2,051
-0,20 a -0,25	0,118	0,021	0,121	0,053	1,218	2,051
-0,25 a -0,30	0,150	0,144	0,058	0,047	1,548	0,983
-0,30 a -0,35	0,152	0,051	0,158	0,003	0,569	2,678
-0,35 a -0,40			0,151	0,113		2,559
-0,40 a -0,45			0,131	0,064		2,220

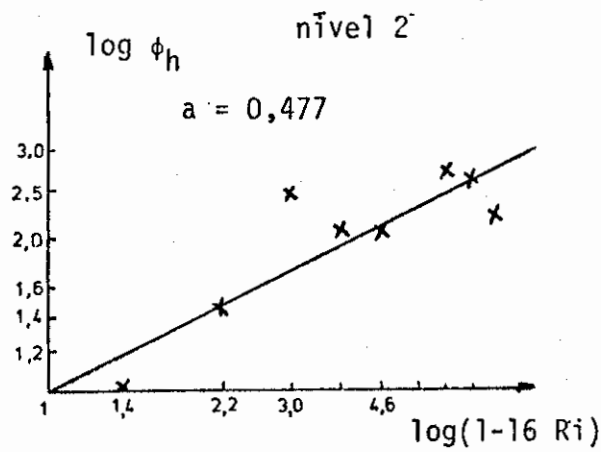
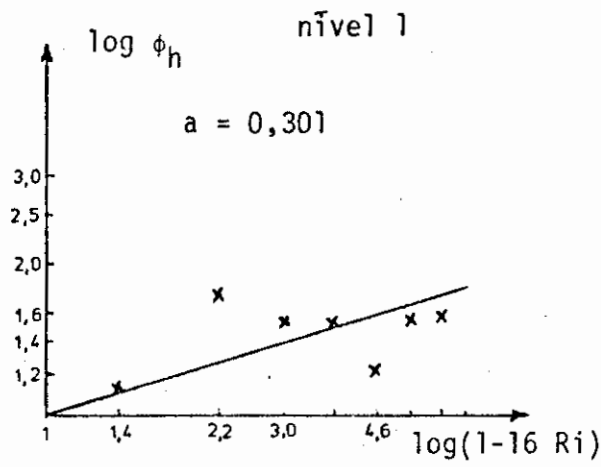


Fig. 4.4 - Gradiente adimensional de temperatura (ϕ_h) versus $(1-16 Ri)$.

TABELA 4.14

VALORES MÉDIOS DE ϕ_h PARA INTERVALOS DE ζ'

INTERVALO DE VALORES DE ζ'	$\bar{\phi}_{h-1}$	σ	$\bar{\phi}_{h-2}$	σ	$\bar{\phi}_{h-3}$	σ
0,00 a -0,05	-0,101	0,583	-0,794	0,597		
-0,05 a -0,10	-0,048	0,353	-0,102	0,465	-0,177	0,559
-0,10 a -0,15	0,076	0,286	-0,051	0,460	-0,005	0,148
-0,15 a -0,20	0,096	0,083	-0,010	0,285	-0,170	0,493
-0,20 a -0,25	0,097	0,084	0,107	0,062	-0,239	0,546
-0,25 a -0,30	0,117	0,060	0,078	0,094	-0,060	0,137
-0,30 a -0,35	0,011	0,106	0,056	0,109	0,024	0,054
-0,35 a -0,40	0,059	0,054	0,030	0,083	0,015	0,068
-0,40 a -0,45	0,106	0,036	0,078	0,059	-0,004	0,117
-0,45 a -0,50	0,072	0,081	0,077	0,045	-0,006	0,106
-0,50 a -0,55	0,048	0,041	0,061	0,133	-0,049	0,112
-0,55 a -0,60			-0,033	0,105	-0,117	0,170
-0,60 a -0,65	0,071	0,045	0,032	0,055	-0,070	0,101
-0,65 a -0,70	0,052	0,036	0,043	0,042		

Quanto aos dados de "a" encontrados na Figura 4.4, eles reforçam a suspeita de incompatibilidade entre H_{CE} e o gradiente térmico. Entretanto, deve-se, em primeiro lugar, indagar se o ajuste linear realizado corresponde fielmente à realidade física, quer pela função ϕ_h adotada, quer pelos consideráveis desvios encontrados. No que diz respeito aos próprios "a", afirma-se que estes são, em sua totalidade, positivos, e assim inteiramente discordantes daqueles contidos na equação sugerida por Pruitt et alii (1973):

$$\phi_h = (1 - 16)^{-1/2} \quad (4.15)$$

Efetuada-se a determinação de "a" para valores positivos de ϕ_h , mediados em intervalos específicos de ζ' , obtiveram-se, pelo método dos mínimos quadrados, a partir das retas de melhor ajuste ao gráfico de $\ln \phi_h$ versus $\ln(1 - 16 \zeta')$, os seguintes valores de "a" para os níveis 1, 2 e 3:

nível 1, $a = -0,397$

nível 2, $a = -0,653$

nível 3, $a = -0,837$.

Estes resultados estão mais de acordo com o valor de Pruitt et alii (1973), apontado na Equação 4.15. Ademais, o nível 2 corresponde a 18,18 m de altura, muito próximo dos 17,55 m onde se encontram os sensores de turbulência para o cálculo das covariâncias; é justamente neste nível (bem como no nível 1) que "a" se aproxima de -0,50. Dois problemas, no entanto, precisam ser abordados: o do aumento de $|a|$ com a altura (pelo menos até o nível 3) e o do desprezo de valores negativos de ϕ_h , os quais estariam intimamente associados à convergência de fluxo de calor que parece ocorrer, em períodos vespertinos, predominantemente nos níveis 2 e 3 (Tabela 4.14). Afirme-se inicialmente que foram descartados, para efeito de média, apenas os valores negativos de ϕ_h e não os perfis de θ (compreendendo os níveis 1, 2, 3 e 4) para os quais houve algum $\phi_h < 0$. Assim, entram nos cálculos das médias valores positivos de ϕ_h em níveis vizinhos aos de ocorrência de gradientes térmicos adimensionais negativos. Tendo sua estimativa realizada em região de convergência de calor, dever-se-ia esperar que os dados de ϕ_h fossem muito mais sensíveis às modificações em ζ' (expressas pela forma da Equação 4.15) nestas zonas de L variável com z, o que é apontado pelo crescente valor de $|a|$ com a altura.

É interessante observar que os resultados ficam bem diferentes quando, no cálculo de ϕ_h , utiliza-se u_* , avaliado pela fórmula

de Kao, e H pela Fórmula 4.11. Eles estão expostos na Tabela 4.15 e, em parte, na Figura 4.5. Os valores de " a " encontrados para os diversos níveis foram:

nível 1, $a = -0,759$;

nível 2, $a = -0,744$;

nível 3, $a = -0,517$.

O valor de " a " encontrado neste último é praticamente o mesmo previsto por Dyer (1974). Segundo a Tabela 4.15, os dados de ϕ_h próximos à neutralidade (pelo número de Richardson) são maiores que 1, segundo um fator de aproximadamente 1,5. Deve-se imaginar que muitos valores de ϕ_h , bem afastados da neutralidade por corresponderem a $|Ri| > 0,05$, não seriam assim considerados se a intensa mistura turbulenta provocada pela rugosidade das árvores não contribuísse para diminuir o gradiente de velocidade perto do chão, conduzindo consequentemente à redução de $(\partial \bar{u} / \partial z)^2$ e ao aumento de Ri . Embora $\partial \bar{\theta} / \partial z$, do numerador de Ri , tenda também a diminuir, não está elevado ao quadrado, o que faz com que as discrepâncias em $\partial \bar{u} / \partial z$ tornem-se potencialmente predominantes. Portanto, valores de ϕ_h que, acima de superfície plana, estariam próximos da neutralidade (segundo Ri), se afastam mais rapidamente desta devido à intensa mistura turbulenta. Este efeito deve contribuir para o maior valor de $|a|$ nos níveis baixos, pois, neste caso, a variação de ϕ_h é muito mais sensível à modificação de Ri que nos pontos mais elevados. Para terminar, ressalte-se que esta concordância dos dados da Figura 4.5 e da Tabela 4.15, com relação àqueles medidos sobre superfícies planas, é justificável pelo fato de todos os parâmetros relevantes — no caso, u_* , H e Ri — terem sido calculados exclusivamente através de gradientes, afinidade que se refletiria inevitavelmente nos resultados.

TABELA 4.15

VALORES MÉDIOS DE ϕ_h (CALCULADOS POR GRADIENTES) PARA
DIVERSOS INTERVALOS DE R_i

INTERVALO DE VALORES DE R_i	ϕ_{h-1}	σ	ϕ_{h-2}	σ	ϕ_{h-3}	σ
0,05 a 0,00	1,426	0,558	1,255	0,395		
0,00 a -0,05	1,479	0,266	1,372	0,419	1,479	0,323
-0,05 a -0,10	1,096	0,183	1,107	0,350	0,993	0,453
-0,10 a -0,15	0,797	0,141	0,830	0,176	0,894	0,364
-0,15 a -0,20	0,748	0,123	0,776	0,244	0,835	0,302
-0,20 a -0,25	0,552	0,144	0,539	0,349	0,710	0,221
-0,25 a -0,30	0,453	0,062	0,254	0,244	0,741	0,062
-0,30 a -0,35	0,565	0,096	0,554	0,125	0,654	0,027
-0,35 a -0,40			0,588	0,198		

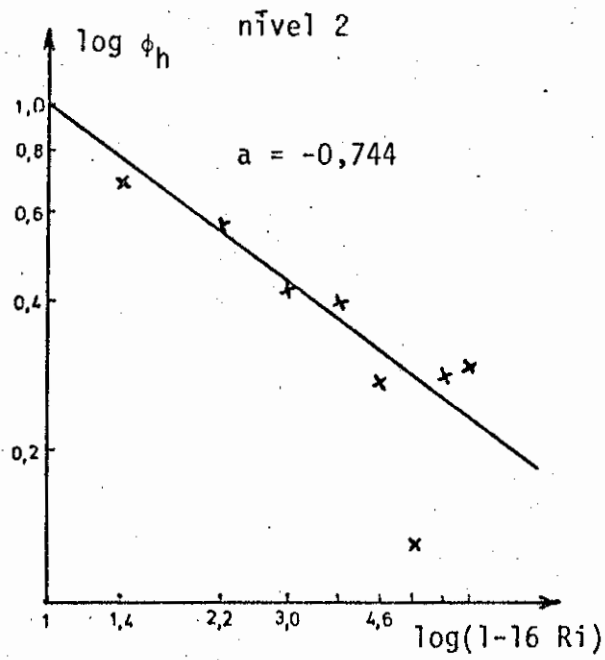
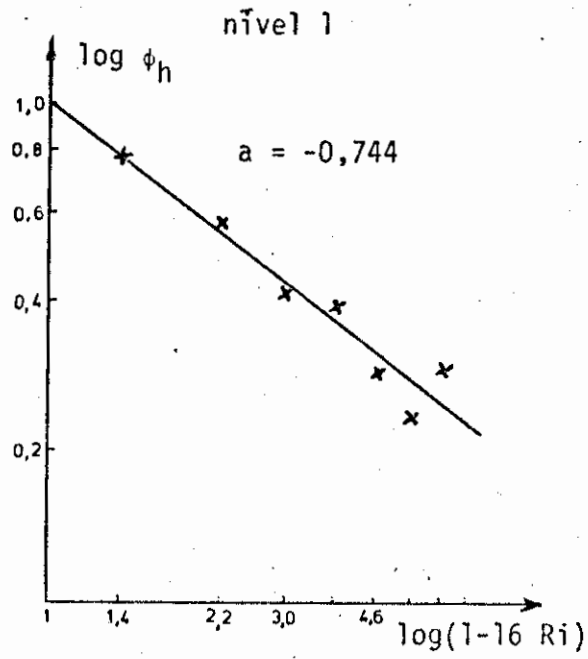


Fig. 4.5 - Gradiente adimensional de temperatura (ϕ_h) versus $(1-16 Ri)$.

4.5 - ESTUDO DA VARIAÇÃO DA RAZÃO $a_D = K_h/K_m$ COM RELAÇÃO AOS PARÂMETROS DE ESTABILIDADE ζ' E Ri

Verificou-se a variação da razão entre a difusividade turbulenta de calor sensível, K_h , e a difusividade turbulenta de momentum, K_m , com relação aos parâmetros de estabilidade ζ' e Ri . Para isto usou-se a relação apontada por Businger et alii (1971), segundo a qual

$$a_D = \frac{K_h}{K_m} = \frac{\phi_m}{\phi_h} \quad (4.16)$$

Foram considerados os resultados de ϕ_m e ϕ_h , com u_* e H calculados pelo método das covariâncias e com $d = 5,1$ m.

A Tabela 4.16 apresenta valores médios de a_D para os níveis 1 e 2 e os respectivos desvios padrões para intervalos específicos de ζ' . A Tabela 4.17 difere da Tabela 4.16 apenas no parâmetro de estabilidade aplicado, Ri , em vez de ζ' . A Tabela 4.18 apresenta valores médios de ζ' para os níveis 1, 2, 3 e 4 e os respectivos desvios padrões, em intervalos específicos do número de Richardson (o nível em que foi avaliado ζ' sempre foi o mesmo em que foi determinado Ri). Tanto na Tabela 4.16 como na 4.17 só foram considerados valores positivos de a_D .

Expostas as tabelas, podem ser feitos muitos comentários a respeito dos dados nelas contidos, a saber:

- a) Sob condições instáveis, os dados para a_D tanto na Tabela 4.16 como na 4.17 apresentam valores consideravelmente superiores (de um fator maior que 2) àqueles previstos por Businger et alii (1971), segundo a fórmula

$$r_D = \frac{1,35(1 - 9\zeta)^{1/2}}{(1 - 15\zeta)^{1/2}} \quad (4.17)$$

- b) Sob condições estáveis, a Tabela 4.16 apresenta um valor médio de 0,047 para a_D , no intervalo entre $\zeta' = 0,01$ e $\zeta' = 0,0$, o qual representa uma queda notável em a_D com relação aos seus valores obtidos em intervalos vizinhos de ζ' , já instáveis. Constatou-se que $a_D = 0,047$ resultou da média de dois dados experimentais; um deles ocorreu a um número de Richardson entre 0,21 e 0,20 e o outro correspondeu a Ri entre 0,14 e 0,13.
- c) A conclusão anterior sugeriu a elaboração da Tabela 4.18, que associa valores de Ri com os de ζ' . Nesta constata-se notória discrepância entre valores de Ri que já apontam forte estabilidade, e valores de ζ' , que ainda indicam leve ou moderada instabilidade. Assim, estes dois parâmetros de estabilidade são fisicamente opostos próximo à neutralidade, ainda que seus valores pareçam convergir para situações mais instáveis. Diante deste quadro, torna-se discutível a aplicabilidade da proposição de Pandolfo (1966), pela qual Ri e ζ deveriam ser iguais sob condições instáveis.
- d) Segundo a Tabela 4.16, a_D parece convergir (pelo lado instável) para um valor entre 2,0 e 2,5, sob condições neutras. Ademais, a_D aumenta com a instabilidade. Já na Tabela 4.17, a_D parece convergir para um valor muito maior (entre 3,7 e 5,2), sob condições neutras. Por outro lado, o valor de a_D parece diminuir com a instabilidade, pelo menos na região entre $Ri = 0,04$ e $Ri = -0,18$.

Feitas estas comprovações iniciais, deve-se responder a uma pergunta chave para esclarecer uma série de problemas assinalados neste estudo: — "Qual o mecanismo físico que faz com que Ri indique forte estabilidade enquanto ζ' ainda indica leve instabilidade?".

TABELA 4.16

VALORES MÉDIOS DE a_D PARA INTERVALOS DE ζ'

INTERVALO DE VALORES DE ζ'	$\overline{\zeta'}$	$r(\overline{\zeta'})$	a_{D-1}	σ	a_{D-2}	σ
0,01 a 0,00	0,005	1,345	0,047	0,007		
0,00 a -0,01	-0,005	1,355				
-0,01 a -0,02	-0,015	1,367				
-0,02 a -0,03	-0,025	1,380				
-0,03 a -0,04	-0,035	1,393	2,646	1,774		
-0,04 a -0,05	-0,045	1,407	2,441	1,795		
-0,05 a -0,06	-0,055	1,420	2,010	0,408	3,107	1,435
-0,06 a -0,07	-0,065	1,434				
-0,07 a -0,08	-0,075	1,447	2,612	0,974	2,623	0,540
-0,08 a -0,09	-0,085	1,460				
-0,09 a -0,10	-0,095	1,473	2,008	0,481		
-0,10 a -0,11	-0,105	1,486	4,604	2,783	3,370	2,045
-0,11 a -0,12	-0,115	1,499	3,501	2,151	2,122	0,836
-0,12 a -0,13	-0,125	1,511	4,077	3,063	2,314	0,423
-0,13 a -0,14	-0,135	1,523	4,110	1,650		
-0,14 a -0,15	-0,145	1,535	3,962	2,300	3,387	1,664
-0,15 a -0,16	-0,155	1,547	5,734	2,478		
-0,16 a -0,17	-0,165	1,559	4,505	2,622	3,611	1,709
-0,17 a -0,18	-0,175			3,228	0,663	
-0,18 a -0,19	-0,185	1,581			5,767	3,278
-0,19 a -0,20	-0,195	1,592				
-0,20 a -0,21	-0,205	1,603	4,665	1,120	3,611	1,496

TABELA 4.17

VALORES MÉDIOS DE a_D PARA INTERVALOS DE R_i

INTERVALO DE VALORES DE R_i	a_{D-1} σ		a_{D-2} σ	
-0,02 a -0,03	4,897	2,607		
-0,03 a -0,04	5,293	2,894	5,424	2,557
-0,04 a -0,05	7,113	1,450		
-0,05 a -0,06	4,639	2,381	2,716	0,409
-0,06 a -0,07	3,200	2,046	5,040	4,306
-0,07 a -0,08	3,852	2,395	3,783	1,344
-0,08 a -0,09			5,318	2,500
-0,09 a -0,10	4,339	1,675	6,176	2,112
-0,10 a -0,11	3,668	1,386	6,166	3,132
-0,11 a -0,12	2,694	1,270	3,283	0,428
-0,12 a -0,13	4,416	1,926		
-0,13 a -0,14	4,863	2,786	3,528	1,988
-0,14 a -0,15	2,868	1,503	4,563	3,015
-0,15 a -0,16	2,293	0,588	2,509	0,522
-0,16 a -0,17	2,403	0,987	3,214	1,297
-0,17 a -0,18			4,590	2,144
-0,18 a -0,19				
-0,19 a -0,20			5,922	2,164

TABELA 4.18

VALORES MÉDIOS DE ζ' E OS CORRESPONDENTES $\overline{Ri}$

$\overline{Ri}$	ζ'_1	σ	ζ'_2	σ	ζ'_3	σ	ζ'_4	σ
0,225	-0,135	0,133	-0,054	0,018	-0,208	0,159	-0,453	0,353
0,175	-0,141	0,176	-0,078	0,115	-0,418	0,513	-0,350	0,227
0,125	-0,020	0,037	-0,361	0,568	-0,296	0,188	-0,543	0,352
0,075	-0,130	0,103	-0,573	0,773	-0,352	0,266	-0,404	0,256
0,025	-0,220	0,360	-0,291	0,320	-0,147	0,078	-0,281	0,176
-0,025	-0,119	0,078	-0,224	0,183	-0,344	0,245	-0,414	0,232
-0,075	-0,173	0,117	-0,396	0,382	-0,294	0,114	-0,542	0,495
-0,125	-0,251	0,147	-0,252	0,173	-0,334	0,202		
-0,175	-0,334	0,251	-0,436	0,400	-0,496	0,529		
-0,225	-0,608	0,492	-0,472	0,468	-0,325	0,117		
-0,275	-0,308	0,199	-0,940	0,928	-0,361	0,005		

Ressalte-se, em primeiro lugar, que Ri é um parâmetro es tritamente ligado aos gradientes e, por conseguinte, aos perfis de tem peratura e de velocidade do vento. ζ' , no entanto, é determinado por flu tuações turbulentas, medidas numa única altura, as quais mediadas, ex pressas como covariâncias, indicarão características dos campos turbu lentos. Assim sendo, contribuirão para a conformação dos perfis têr micos fenômenos não apenas turbulentos, mas outros como o resfriamento radia tivo e a divergência horizontal do fluxo de calor. Para as covariâncias, entretanto, contribuem as flutuações turbulentas, as quais podem ser pro vocadas por convecção induzida pela heterogeneidade têr mica horizontal da superfície, mesmo em momentos nos quais Ri já indica estabilidade.

Isto pode ser constatado pelo critério de Monteith (1973) para o surgimento de convecção livre, na situação seguinte: às 17,30 h a diferença entre T_s e T_e , muitas vezes, de 5°C ; assim basta que $U \leq 3,5\text{ m/s}$ entre as árvores para que o fenômeno ocorra, mesmo que Ri já apresente valor consideravelmente maior que zero. O aumento de a_D sobre superfícies rugosas, com relação ao valor estimado para superfícies planas (sob condições instáveis), pode ser interpretado como manifestação da dominância dos fatores discrepantes térmicos sobre os mecânicos. Sob condições muito estáveis, todavia, a discrepância é essencialmente mecânica e o valor de ϕ_h assume o valor que teria acima de superfícies lisas, embora ϕ_m deva continuar refletindo a rugosidade do solo, tendo valor menor do que o encontrado sobre superfícies planas. Assim, $a_D = \phi_m/\phi_h$ diminui drasticamente sob condições estáveis, mais do que se esperaria acima de superfícies regulares.

a_D , próximo à neutralidade, é maior na Tabela 4.17 (onde foi usado Ri) que na Tabela 4.16 (onde foi aplicado ζ'), porque Ri tende sempre a subestimar a turbulência nestas condições; e os valores que este parâmetro aponta para a neutralidade correspondem, na realidade, à forte convecção térmica e, conseqüentemente, à instabilidade.

Finalmente procurar-se-á explicar a existência de poucos dados de a_D sob condições estáveis: quando $Ri > 0$ e $\zeta' < 0$ o valor de ϕ_h é negativo, implicando a exclusão de a_D , negativo, do processo de mediação. São foram admitidos, sob condições estáveis, os dados positivos de a_D para os quais $Ri > 0$ e $\zeta' > 0$, muito raros dentre aqueles do experimento no período diurno (à noite não foram feitas medidas por covariâncias).

4.6 - ESTUDO DOS CAMPOS TÉRMICOS E DE VELOCIDADE DO VENTO ATRAVÉS DE MATRIZES DE COEFICIENTES DE CORRELAÇÃO LINEAR

O caráter essencialmente estocástico dos fenômenos turbulentos faz com que a utilização da técnica de correlação seja um instru

mento poderoso na compreensão da natureza desses processos irregulares, sobretudo nos aspectos atinentes ao transporte de grandezas físicas.

Segundo Monin e Yaglom (1977), o coeficiente de correlação entre as flutuações turbulentas das grandezas X e Y é definido por

$$\gamma = \frac{\overline{X'Y'}}{\sqrt{\overline{(X')^2} \overline{(Y')^2}}}, \quad (4.20a)$$

admitindo-se a hipótese ergódica; o símbolo "barra" indica média em tempo e o símbolo "primo" exprime flutuação com relação à média. Assim, têm-se: $X' = X - \bar{X}$; $Y' = Y - \bar{Y}$. Neste estudo foram considerados dois tipos de matrizes de coeficientes de correlação, os quais serão descritos a seguir.

O primeiro, aplicado a gradientes verticais de velocidade nos níveis "i" e "j", define-se por

$$r_{ij} = \frac{\overline{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)'_i \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)'_j}}{\sqrt{\left[\overline{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)'_i}\right]^2 \left[\overline{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)'_j}\right]^2}}, \quad (4.20b)$$

sendo a média em tempo aplicada a todos os dados disponíveis para um determinado horário específico.

O segundo, aplicado a gradientes verticais de temperatura potencial nos níveis "i" e "j", define-se por:

$$s_{ij} = \frac{\overline{\left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}\right)'_i \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}\right)'_j}}{\sqrt{\left[\overline{\left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}\right)'_i}\right]^2 \left[\overline{\left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}\right)'_j}\right]^2}}, \quad (4.20c)$$

A finalidade da seleção por horário baseia-se, fisicamente, na existência de diferentes gradientes horizontais de temperatura para distintos períodos diurnos. Não se pretende extrair conclusões a partir de dados isolados de coeficientes de correlação (cuja validade deveria ser submetida a testes de significância estatística), mas, tenciona-se comparar os diversos elementos que compõem as matrizes e, daí, fazer inferências sobre seu conteúdo físico. Dispõe-se de aproximadamente 20 perfis por horário. Os resultados de $[r_{ij}]$ e $[s_{ij}]$, para diversos períodos representativos de situações fisicamente diferentes, são apresentados na Tabela 4.19. A primeira conclusão que salta à vista, fora o caráter simétrico das matrizes, é o contraste comumente existente entre os valores de $[r_{ij}]$, referentes ao campo de velocidade de vento, e os de $[s_{ij}]$, atinentes ao campo térmico, demonstrando a independência com que eles reagem às modificações físicas introduzidas nas distintas fases do dia. As configurações constatadas para os horários de maior saldo de radiação (das 11 às 16 h) são, particularmente, dignas de nota. Observam-se então elevados valores para os elementos r_{ij} (nunca inferiores a 0,80), ao passo que os valores de $[s_{ij}]$ são sempre menores que aqueles. Dentre os valores de $[s_{ij}]$ para estes horários, s_{23} sempre apresenta o maior valor (excluídos os elementos da diagonal principal da matriz, unitários); os valores de s_{14} são muito maiores que os de s_{12} e s_{13} , estes praticamente nulos. Tais constatações conduzem a um exame mais acurado do significado dos termos das Equações 4.3, 4.14 e 4.15 ou de suas formas equivalentes:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{k(z-d)} \phi_m(\zeta'), \quad (4.21)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = - \frac{H}{\rho c_p u_*} \frac{1}{k(z-d)} \phi_h(\zeta'). \quad (4.22)$$

Torna-se oportuna a pergunta: — "Por que, ao mesmo tempo em que $(\partial \bar{u} / \partial z)_i$ e $(\partial \bar{u} / \partial z)_j$ estão bem correlacionados, $(\partial \bar{\theta} / \partial z)_i$ e $(\partial \bar{\theta} / \partial z)_j$ não estão?"

TABELA 4.19

MATRIZES DE COEFICIENTES DE CORRELAÇÃO LINEAR

$[r_{ij}]$ ($i = 1,4; j = 1,4$)

$[s_{ij}]$ ($i = 1,4; j = 1,4$)

19 horário: situação típica da madrugada, de 1 h às 5 h:

$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,59 & 0,47 & -0,06 \\ 0,59 & 1,00 & 0,38 & -0,09 \\ 0,47 & 0,38 & 1,00 & 0,19 \\ -0,06 & -0,09 & 0,19 & 1,00 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,86 & 0,51 & 0,14 \\ 0,86 & 1,00 & 0,80 & 0,52 \\ 0,51 & 0,80 & 1,00 & 0,89 \\ 0,14 & 0,52 & 0,89 & 1,00 \end{bmatrix}$$

29 horário: 6 h da manhã:

$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,34 & -0,02 & 0,21 \\ 0,34 & 1,00 & 0,41 & -0,13 \\ -0,02 & 0,41 & 1,00 & -0,06 \\ 0,21 & -0,13 & -0,06 & 1,00 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,87 & 0,09 & -0,16 \\ 0,87 & 1,00 & 0,33 & 0,08 \\ 0,09 & 0,33 & 1,00 & 0,90 \\ -0,16 & 0,08 & 0,90 & 1,00 \end{bmatrix}$$

39 horário: 7 h da manhã:

$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,77 & 0,47 & 0,13 \\ 0,77 & 1,00 & 0,83 & 0,43 \\ 0,47 & 0,83 & 1,00 & 0,58 \\ 0,13 & 0,43 & 0,58 & 1,00 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,74 & 0,74 & 0,51 \\ 0,74 & 1,00 & 0,92 & 0,29 \\ 0,74 & 0,92 & 1,00 & 0,62 \\ 0,51 & 0,29 & 0,62 & 1,00 \end{bmatrix}$$

49 horário: 8 h da manhã:

$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,81 & 0,36 & -0,23 \\ 0,81 & 1,00 & 0,48 & -0,05 \\ 0,36 & 0,48 & 1,00 & 0,56 \\ -0,23 & -0,05 & 0,56 & 1,00 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,31 & 0,38 & 0,45 \\ 0,31 & 1,00 & 0,92 & 0,75 \\ 0,38 & 0,92 & 1,00 & 0,88 \\ 0,45 & 0,75 & 0,88 & 1,00 \end{bmatrix}$$

(continua)

Tabela 4.19 - Continuação

59 horário: 9 h da manhã:

$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,96 & 0,94 & 0,94 \\ 0,96 & 1,00 & 0,98 & 0,96 \\ 0,94 & 0,98 & 1,00 & 0,95 \\ 0,94 & 0,96 & 0,95 & 1,00 \end{bmatrix}$$
$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,03 & -0,39 & 0,59 \\ 0,03 & 1,00 & 0,44 & -0,26 \\ -0,39 & 0,44 & 1,00 & -0,10 \\ 0,59 & -0,26 & -0,10 & 1,00 \end{bmatrix}$$

69 horário: 10 h da manhã:

$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,70 & 0,58 & 0,68 \\ 0,70 & 1,00 & 0,94 & 0,94 \\ 0,58 & 0,94 & 1,00 & 0,95 \\ 0,68 & 0,94 & 0,95 & 1,00 \end{bmatrix}$$
$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,10 & -0,18 & 0,57 \\ 0,10 & 1,00 & 0,68 & 0,40 \\ -0,18 & 0,68 & 1,00 & 0,34 \\ 0,57 & 0,40 & 0,34 & 1,00 \end{bmatrix}$$

79 horário: situação típica das 11 h às 16 h:

$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,95 & 0,81 & 0,84 \\ 0,95 & 1,00 & 0,91 & 0,87 \\ 0,81 & 0,91 & 1,00 & 0,90 \\ 0,84 & 0,87 & 0,90 & 1,00 \end{bmatrix}$$
$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,15 & -0,07 & 0,60 \\ 0,15 & 1,00 & 0,74 & 0,59 \\ -0,07 & 0,74 & 1,00 & 0,50 \\ 0,60 & 0,59 & 0,50 & 1,00 \end{bmatrix}$$

89 horário: 17 h:

$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,88 & 0,76 & 0,54 \\ 0,88 & 1,00 & 0,82 & 0,43 \\ 0,76 & 0,82 & 1,00 & 0,75 \\ 0,54 & 0,43 & 0,75 & 1,00 \end{bmatrix}$$
$$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,86 & 0,81 & 0,80 \\ 0,86 & 1,00 & 0,96 & 0,63 \\ 0,81 & 0,96 & 1,00 & 0,65 \\ 0,80 & 0,63 & 0,65 & 1,00 \end{bmatrix}$$

(continua)

Tabela 4.19 - Conclusão

9º horário: 18h:

$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,40 & 0,15 & -0,13 \\ 0,40 & 1,00 & 0,77 & 0,26 \\ 0,15 & 0,77 & 1,00 & 0,69 \\ -0,13 & 0,26 & 0,69 & 1,00 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,67 & 0,14 & -0,19 \\ 0,67 & 1,00 & 0,73 & 0,08 \\ 0,14 & 0,73 & 1,00 & 0,45 \\ -0,19 & 0,08 & 0,45 & 1,00 \end{bmatrix}$
--	--

1º horário: período noturno — das 19 h às 23 h:

$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,65 & 0,56 & 0,08 \\ 0,65 & 1,00 & 0,91 & 0,25 \\ 0,56 & 0,91 & 1,00 & 0,37 \\ 0,08 & 0,25 & 0,37 & 1,00 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1,00 & 0,91 & 0,51 & 0,49 \\ 0,91 & 1,00 & 0,75 & 0,61 \\ 0,51 & 0,75 & 1,00 & 0,76 \\ 0,49 & 0,61 & 0,76 & 1,00 \end{bmatrix}$
--	--

Admitindo-se os valores de ϕ_{hi} e ϕ_{mi} , altamente correlacionados com os diversos níveis "i", uma consequência natural da Expressão 4.13, e levando-se em conta que o valor de u_* não parece alterar a tendência para altos r_{ij} , deve-se atribuir ao termo H a causa da discutida discrepância. Isto implicaria, no mínimo, a variação "irregular" do termo H com relação à altura. A adoção deste termo "irregular" é relativa à variação de u_* com a altura (se é que esta existe), considerada aqui como "regular". Em outras palavras, "regularidade" procura exprimir correlações relativamente altas entre valores de uma mesma variável a diferentes alturas.

Atentando-se para a Equação 4.22, correspondente a períodos com R_n elevado (das 11 às 16 h), deve-se também refletir sobre a distribuição vertical típica de $\partial\theta/\partial z$ em "Koorin", o que é exposto na Tabela 4.20. Observa-se persistente inversão de temperatura potencial no nível 4, a qual se estende freqüentemente ao nível 3 mesmo em horários de forte aquecimento superficial. Tal fenômeno poderia ser reflexo da subsidência reinante no local do experimento durante o inverno (Clarke e Brook, 1979), embora Priestley (1959) já o tenha discutido em situações

sinóticas não exatamente iguais a esta. Ele abordou o problema das conseqüências da ocorrência de convecção livre típica para taxas de variação vertical de temperatura (TVVT) suficientemente fortes. Admitiu a hipótese de que, sob tais condições, haveria um limite superior para a taxa de variação vertical de temperatura a uma dada altura acima do chão, e comparou-o com aquele calculado pelo critério de Rayleigh-Jeffreys para a transformação do escoamento numa camada de fluido em movimentos celulares regulares do tipo de Benard. Priestley, entretanto, tratando de escoamentos acima de superfícies planas, descarta a possibilidade da existência, por muito tempo, de tais células regulares, principalmente de vido à ocorrência de movimentos convectivos irregulares que arrebatariam mais rapidamente o calor. Deve-se, no entanto, refletir sobre as condições do experimento de "Koorin", em suas diversidades com relação àquelas debatidas por Priestley. Em Koorin, árvores de 8m de altura estavam espaçadas entre si por um valor médio de 16m. Estas configurações geométricas criariam condições não somente mecânicas (devido à irregularidade do contorno inferior do escoamento), mas térmicas (devido ao aquecimento horizontalmente heterogêneo) que induziriam o surgimento de células convectivas. A forte subsidência que funciona como uma tampa inibidora da ascensão de plumas térmicas só viria a completara "estrutura" indutora do movimento celular. Contudo, não se garante que esta seja regular, podendo ser intermitente ou possuir, associada a si, uma escala de tempo muito pequena para fazer com que seja detectada a partir dos valores médios publicados de $\bar{u}$ e $\bar{\theta}$. Coloca-se, aqui, um problema oportuno: - "Se H não é constante com a altura, podendo ficar acentuadamente contido a algumas dezenas de metros do chão, quais as conseqüências fíísicas que sua divergência (convergência) acarretaria às camadas de fluido mais próximas da superfície?" Na resposta a esta pergunta deve figurar, aomenos em parte, a explicação para os resultados indicados na Tabela 4.10 (que relaciona fluxos de calor estimados por covariâncias e por medições radiativas). Admitindo-se que haja convergência vertical de H numa região a poucas dezenas de metros do chão, e levando-se em conta que os sensos de turbulência estão numa altura de 17m, deve-se concordar que esse fenômeno acabaria interferindo muito mais nas medidas de fluxo de calor por covariâncias do que aquelas feitas por métodos radiativos. De

vem-se considerar, também, efeitos de fluxos horizontais de calor como elementos intensificadores das "irregularidades" aventadas acima, os quais não foram incluídos entre os termos da Tabela 4.10.

TABELA 4.20

GRADIENTES VERTICAIS DE TEMPERATURA POTENCIAL

DIA	HORA	$(\partial\bar{\theta}/\partial z)_1$	$(\partial\bar{\theta}/\partial z)_2$	$(\partial\bar{\theta}/\partial z)_3$	$(\partial\bar{\theta}/\partial z)_4$
15	0	0,2757	0,1554	0,0718	0,0438
15	1	0,2659	0,2436	0,1188	0,0292
15	2	0,1683	0,3067	0,1958	0,0492
15	3	0,2000	0,2129	0,2308	0,1123
15	4	0,3488	0,3375	0,2578	0,0626
15	5	0,4708	0,3021	0,3258	0,0874
15	9	0,0025	0,0052	0,0078	0,0062
15	10	0,0025	-0,0040	0,0008	0,0037
15	11	-0,0170	-0,0087	-0,0022	0,0043
15	12	-0,0195	-0,0132	-0,0032	0,0019
15	13	-0,0195	-0,0102	0,0018	0,0031
15	14	-0,0243	-0,0087	0,0058	0,0043
15	15	-0,0122	-0,0056	-0,0002	0,0031
15	16	-0,0073	0,0006	0,0058	0,0056
15	17	0,0074	0,0113	0,0128	0,0092
15	18	0,1000	0,0744	0,0488	0,0262
15	19	0,2025	0,1483	0,1108	0,0559
15	20	0,2000	0,1744	0,1578	0,0832
15	21	0,2122	0,1452	0,1108	0,0759
15	22	0,1537	0,1067	0,0728	0,0480

Poder-se-ia especular sobre a relevância que a turbulência gerada mecanicamente teria no desenvolvimento das "irregularidades". Priestley (1959), discutindo regimes de convecção livre acompanhados de velocidades apreciáveis de vento, destaca a insignificância da influência da turbulência gerada mecanicamente nos processos de transferência de calor sob tais regimes de instabilidade, a alturas não muito próximas do chão. Quanto menores fossem as alturas sensíveis à transferência de calor por via mecânica, menores seriam as velocidades do vento e mais fortes seriam os fluxos de calor.

Abordada a problemática das matrizes no período das 11 às 16 h, outros horários serão estudados. As matrizes de s_{ij} que apresentam maior "regularidade" referem-se aos horários de 7h e 17h, nos quais espera-se que os processos radiativos sofram modificações mais bruscas, quando então $|H|$ assume valores muito baixos e a convecção forçada predomina (com a possível exceção dos níveis mais altos). É nestas ocasiões que os termos de r_{ij} e s_{ij} mais se aproximam, o que sugeriria a dominância dos processos mecânicos na transferência de calor e regulação dos gradientes térmicos.

Os horários anteriores às 7h e posteriores às 18h correspondem a situações fortemente estáveis, apresentando muitas vezes $Ri > 0,25$ próximo ao chão. Nestas ocasiões os termos r_{ij} são frequentemente menores que os correspondentes nas matrizes de s_{ij} , e seus valores são notoriamente pequenos quando confrontados com os verificados durante o dia. As matrizes que contêm "irregularidades" maiores são as que exprimem campos de velocidade de vento. Este resultado pode ser explicado, de um lado, pela inversão térmica forte que inibe os transportes turbulentos "convencionais", sobretudo os térmicos, incluindo-se também os mecânicos, fazendo com que diminuam os fatores deturpadores da boa correlação entre os gradientes de temperatura; por outro lado, pela dominância dos transportes turbulentos "mecanicamente rugosos", mais perturbadores do campo térmico, porém eficientes deturpadores do campo de velocidade, principalmente quando estas mesmas velocidades são muito pequenas. Por transportes turbulentos "convencionais" entendem-se aqueles pro

duzidos pelo cisalhamento vertical $\partial \bar{u} / \partial z$ da velocidade média do vento e pelo efeito térmico de flutuabilidade $g H / \rho c_p \bar{\theta}$, os quais dominam amplamente a geração de turbulência acima de superfícies planas. Os transportes turbulentos "mecanicamente rugosos" são aqueles provocados pelo impacto do escoamento contra irregularidades acentuadas da superfície e pela conseqüente formação e interação de esteiras turbulentas entre si; devem caracterizar-se por sua intermitência, possuem provavelmente um número maior de graus de liberdade que os movimentos que exprimem turbulência "convencional", e certamente concretizam fluxos turbulentos também horizontais. Tais transportes existem mesmo em velocidades de vento muito baixas e seus efeitos não podem ser evitados pela forte inversão térmica, ao menos nos níveis mais baixos, próximos às copas das árvores.

4.7 - OCORRÊNCIA DE PONTOS DE MÍNIMO RELATIVOS NOS PERFIS VERTICAIS DE VELOCIDADE

Inicialmente pretende-se mencionar, sumariamente, o conteúdo de algumas pesquisas recentes em mecânica dos fluidos, que têm por objeto as estruturas de vórtices criadas a partir de obstáculos isolados, cavidades ou quinas que se interpõem ao escoamento. Muito embora nem sempre o fluido estudado seja o ar, nem o escoamento, o atmosférico, os resultados de tais investigações são úteis para que se especule com mais segurança sobre as conseqüências físicas da existência de um conjunto de árvores esparsas que servem de contorno inferior ao movimento atmosférico real.

Rockwell and Knisely (1979), analisando em laboratório a natureza da interação entre um escoamento cisalhado e uma cavidade com quina, situada abaixo, concluíram que, com a inserção deste contorno inferior, a organização do escoamento é drasticamente aumentada, o que é expresso por um decréscimo na variabilidade das autocorrelações (para flutuações de velocidade) e pelo aparecimento de picos bem definidos nos espectros correspondentes. Este aumento da organização não fica confinado à região de contorno, mas se estende ao longo de toda a região cisalhada, reforçando a validade da "auto-realimentação" da perturbação. A

visualização das formações de vórtices nas proximidades do contorno im posto mostrou que as estruturas resultantes podem apresentar qualquer uma das alternativas seguintes: a) captura completa dos vórtices para dentro da cavidade; b) captura parcial pela cavidade, o que implica a quebra de vortex; c) escape que envolve deformação do vortex o qual é arrastado, intacto, escoamento abaixo, ao passar pelo contorno. Em ge ral, nenhum destes eventos persistiu continuamente por um amplo interva lo de tempo. Ademais, foi constatado que as perturbações originadas da cavidade influenciam escoamento acima do contorno, aumentando o valor lo cal das flutuações transversais de velocidade.

Griffin (1978), investigando em laboratório esteiras tur bulentas produzidas por cilindros, afirma que os vórtices assim gerados assemelham-se, em suas frequências, às oscilações do próprio sólido, quando é forçado a vibrar ou é naturalmente excitado por forças induzi das pelo escoamento. Assim, quando a frequência dos vórtices gerados pe lo escoamento se aproxima de uma das frequências naturais da estrutura geométrica, ocorrem comumente oscilações ressonantes. Estas são acompa nhadas de uma "captura" de frequência dos vórtices pela frequência de vi bração do objeto, para um determinado intervalo de velocidades do escoa mento. Este fenômeno também é observado quando um corpo de impacto e for çado a vibrar num intervalo de frequências próximas à frequência de Strouhal, a qual é característica do escoamento. Griffin sugeriu um mo delo para um número de Strouhal de esteira universal, $St^* = 0,178$, váli do em intervalos do número de Reynolds de esteira entre 700 e 5×10^4 , pa ra diversos corpos de impacto isolados.

Fuchs et alii (1979), pesquisando em laboratório um escoa mento não permanente que passa por um disco circular, indicaram que tan to os sinais de flutuações de velocidade quanto os de flutuações de pres ão parecem ser dominados continuamente por movimentos coerentes de esca la grande (ou seja, a própria escala do experimento), os quais envolvem o escoamento de esteira como um todo. Segundo Fuchs et alii, estas es truturas coerentes do escoamento devem exercer enorme ação em baixo, so

bre os contornos rígidos inferiores (particularmente se estes permitirem uma resposta vibracional), podendo então erigir mecanismos específicos de auto-realimentação.

Pelas citadas investigações pode-se esperar que: a) estruturas de vórtices predominantemente verticais desempenhem uma função relevante na interação entre o escoamento e objetos rígidos que se interpoem a ele; b) tais estruturas apresentem, na sua forma, um caráter intermitente, sendo discutível que elas possuam uma configuração permanente no decorrer do tempo; c) haja interação entre fenômenos essencialmente turbulentos associados a esteiras e fenômenos oscilatórios ou ondulatórios próprios do escoamento, o que criaria condições para a ocorrência de interações inclusive ressonantes entre eles. Resultados obtidos a partir de estudos realizados na própria atmosfera parecem confirmar a existência de interações entre turbulência e ondas ou oscilações internas do escoamento.

Assim Mastrantonio et alii (1976), analisando ondas internas de gravidade geradas por correntes de jato tropoféricas, mostram, através de modelo numérico, que existe uma estrutura modal no escoamento. Alguns destes modos têm capacidade de propagação vertical para longe da região do jato e seriam prováveis responsáveis por algumas das atividades ondulatórias observadas próximo ao solo. Eles também estudaram o problema da estabilidade do jato de níveis baixos e apontaram para a indubitável contribuição do espectro de ondas geradas por ele para a dinâmica da camada limite noturna.

Chimonas (1978), discutindo elos entre ondas, turbulência e estabilidade numa atmosfera estratificada, evidencia a existência de um conceito unificador, o do número de Richardson crítico, na explicação tanto das ondas quanto da turbulência. Ele aventava a possibilidade de que as ondas de maior amplitude da camada limite, embora não sendo instabilidades do escoamento médio, possam resultar da dispersão de tais instabilidades, umas contra as outras, daí resultando verdadeiras interações triplas. Acentua, porém, a falta de uma explicação conveniente para a

maneira como se produz turbulência a partir de ondas, exceto no caso não-linear das instabilidades de Kelvin-Helmholtz, as quais não devem justificar todos os tipos de turbulência atmosférica. Clama, então, pela necessidade de uma explanação alternativa sobre como a turbulência de pequena escala é originada, partindo-se do cisalhamento em escoamento instável e evitando-se os estágios de uma cascata de onda.

Feitas estas considerações necessárias, centralizar-se-á a atenção sobre os dados de Koorin, os quais parecem revelar o aparecimento de interações ressonantes entre a turbulência forçada pela rugosidade da superfície e as oscilações internas da atmosfera estavelmente estratificada. Tais fenômenos manifestam-se por deformações extremas no perfil vertical de velocidade do vento, que passa a diminuir com a altura em regiões limitadas do escoamento; ocorrem no período noturno (houve duas exceções às 10 h da manhã, coincidentemente nos dias em que se verificou maior umidade específica naquele horário), sob condições de forte estabilidade (com $Ri > Ri_c$), e exprimem amplificação drástica da discrepância aerodinâmica.

Analisando-se os contextos em que sucede o mecanismo em questão, indicados na Tabela 4.21, chegou-se a uma constatação que se repetiu para todas as situações noturnas, com ponto de mínimo relativo no perfil vertical de velocidade: a frequência de Brunt-Väisälä, $f_{BV} = \sqrt{(g/\bar{\theta}) (\partial\bar{\theta}/\partial z)}$, era igual a ou múltipla da frequência f_v , associada a um vórtice predominantemente vertical V , que agiria na região compreendida entre o limite superior da copa das árvores e o ponto de mínimo do perfil de velocidade, conforme esquematicamente representado na Figura 4.6.

TABELA 4.21

PONTOS DE MÍNIMO RELATIVO NO PERFIL VERTICAL
DE VELOCIDADE DO VENTO

DIA	HORA	u_I	u_{II}	u_{III}	u_{IV}	u_V	f_{BV}	f_V	f_{2V}	f'_V
3	22	1,02	1,29	1,28	1,90	3,34	0,088	0,072		0,198
4	3	1,19	1,78	2,04	1,94	2,24	0,050	0,049		0,108
4	4	1,26	1,81	2,91	2,96	2,46	0,044	0,030		0,055
4	5	1,03	0,55	2,26	2,63	2,19	0,051		0,042	
5	3	0,68	0,45	0,66	1,60	3,38	0,086	0,090		
5	4	1,03	1,02	0,87	1,46	3,15	0,070	0,073		0,157
5	5	1,12	1,75	1,72	1,55	2,62	0,054	0,046		0,106
5	6	1,29	1,86	2,35	1,97	2,78	0,064	0,053		0,113
8	2	0,77	1,01	0,90	0,91	1,81	0,061	0,054		0,155
15	1	1,51	2,01	2,62	2,63	2,33	0,031	0,037		0,061
15	2	1,33	1,87	2,87	3,19	2,92	0,041	0,032		0,057
15	3	1,11	1,64	2,53	3,64	2,88	0,061		0,055	
15	4	0,65	1,28	2,31	3,17	2,88	0,046		0,048	(*)
15	5	0,62	0,56	0,90	2,10	3,10	0,115	0,072		
21	3	0,66	0,52	1,10	2,10	3,66	0,086	0,076		
21	4	0,88	0,70	0,95	2,01	3,77	0,105	0,102		
21	5	1,19	1,50	1,30	1,99	3,51	0,082	0,084		0,231
22	5	1,37	2,02	2,70	2,50	3,22	0,055	0,057		0,164

baixa de medição da torre. Mais rigorosamente, u_I deveria corresponder, no caso da existência de uma única árvore, à velocidade no contorno superior da camada limite da esteira turbulenta gerada pelo objeto sólido (o que foi assinalado por Griffin, 1978, na definição de St^*). Todavia, neste estudo o problema é muito mais complexo, pois abrange interações entre esteiras turbulentas provocadas por conjuntos de árvores com prováveis efeitos de auto-realimentação e outras complicações não-lineares. Assim, torna-se difícil precisar u_I e sua altura correspondente. Com a finalidade de comprovar a ação da frequência associada a vórtices que, eventualmente, estariam entre o nível z_{II} e a altura de ressonância z_R , foi calculado f' , conforme a Fórmula 4.24. Pela Tabela 4.21 constata-se que dificilmente estes possam ter alguma responsabilidade pela ressonância sugerida.

Saliente-se que nos cálculos de f_V e f_{BV} participam apenas variáveis medidas diretamente, o que exclui a contribuição de parâmetros polêmicos associados à rugosidade da superfície e à constância dos fluxos turbulentos. Além disso, dados para a computação de f_V são inteiramente diferentes daqueles de f_{BV} . Por fim, o valor absoluto da velocidade no nível z_R não concorreu para a elaboração de nenhum dos resultados apresentados na Tabela 4.21. O esforço de interpretação destes últimos parece traduzir a existência de um fenômeno físico de ressonância entre a frequência f_V , associada a V , e a frequência f_{BV} das partículas oscilantes na região termicamente estratificada, localizada em z_R . Fisicamente, esta ressonância associa-se à transferência de energia cinética do escoamento médio para as oscilações do tipo Brunt-Väisälä, onde ocorre o colapso de velocidade.

Fenômenos ressonantes em escoamentos já foram abordados anteriormente por Griffin (1978) e Chimonas (1978), entre outros. Mas a interpretação aqui apresentada de turbulência gerada por rugosidade superficial que interage com as oscilações do meio fluido parece ser uma comprovação nova da existência dos vórtices V , criados pela ação do contorno inferior muito irregular sobre o escoamento. Reporte-se que o caráter permanente ou intermitente de tais turbilhões não deverá alterar,

em essência, os resultados apresentados, pois estes foram selecionados pelo critério da existência de mínimo relativo no perfil, o qual prescinde do valor absoluto de $\bar{u}$ em z_R , o que será explicado a seguir. Havendo ressonância, o valor de $u(z_R)$ diminuirá bastante enquanto esta perdurar. Isto, de qualquer maneira, acabará impondo um ponto de mínimo relativo no perfil médio horário de velocidade, a menos que o intervalo de tempo em que ocorreu o fenômeno tenha sido diminuto em relação aos 60 min (em que a média é feita).

Para concluir, deve-se informar sobre a presença de um jato noturno de baixa altitude em Koorin. Este, segundo Mastrantonio et alii (1976), contribui para o desenvolvimento de atividade ondulatória na camada limite. Não se pôde, contudo, comprovar decisivamente sua influência na região em questão, ainda que esta possibilidade não seja descartável. Uma investigação feita neste estudo, sobre a existência de frequências preferenciais de ressonância, terminou sem que se chegasse a conclusões incisivas. Estas denunciariam uma natureza ainda mais complexa das interações as quais não seriam mais duplas, porém triplas (como foi aventado por Chimonas, 1978). A possibilidade de que a própria configuração geométrica superficial imponha modas preferenciais de oscilação ao escoamento não deve ser excluída. Entretanto, com os dados disponíveis não foi possível abordar este problema de forma completa. Segundo McIntyre (1981), a teoria do comprimento de mistura falha completamente na explicação de tais fenômenos interativos, devendo-se procurar outros caminhos para a compreensão correta deles.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES

Levando-se em conta a análise feita no capítulo anterior, pode-se afirmar que o fenômeno "discrepância aerodinâmica" contém tanto fatores perturbadores mecânicos quanto térmicos. A ação destes, entretanto, é qualitativamente diferente, e os fluxos térmicos diurnos parecem ser muito mais afetados pelas irregularidades anteriormente detectadas. Além disso, os perfis térmicos diurnos são muito mais atingidos por anomalias que os perfis de vento, até uma altura de pelo menos 4 h. Tendo-se em mente elementos sobre a natureza das "irregularidades", pode-se decidir com segurança sobre a conveniência da utilização de Ri ou de ζ' como parâmetro de estabilidade. O primeiro, mais diretamente associado aos perfis, é muito mais sensível às discrepâncias e deve ser tomado com extrema reserva na caracterização de situações instáveis, neutras e até mesmo estáveis. O segundo, por conter fluxos medidos diretamente, é mais capaz de caracterizar fisicamente as condições de estabilidade do meio. Todavia, como os fluxos foram avaliados apenas num único nível, e possivelmente não são constantes com a altura, deve-se também encarar com cautela a sua aplicação indiscriminada.

Feitas essas considerações, passar-se-á a enumerar os resultados mais importantes encontrados em cada seção do capítulo anterior:

- 1) Fluxos verticais de momentum, obtidos a partir de gradientes de velocidade, são subestimados. A determinação de "d" por processos aerodinâmicos foi problemática devido à dificuldade em detectar condições neutras.
- 2) A função ϕ_m assume, sob condições aproximadamente neutras, valores bem inferiores à unidade. Esta função, quando normalizada com relação aos seus valores médios sob condições aproximadamente adiabáticas, concordou com a expressão "KEYPS", com parâmetro

de estabilidade ζ' , a níveis não imediatamente próximos do chão. Ri não constituiu parâmetro confiável, sobretudo nos níveis afastados do chão.

- 3) Constatou-se que, em média, a razão $(H + \lambda E) / (R_h - G)$ aumenta no decorrer do dia e, à tarde, apresenta valores cada vez maiores que a unidade. Atribuiu-se este resultado à convergência de calor sensível que parece ocorrer acima da reserva florestal, e a qual tem como uma das causas a heterogeneidade térmica horizontal do solo.
- 4) Sob condições instáveis, e mesmo neutras, a função ϕ_h é muito mais afetada pelas anomalias do que a função ϕ_m , tanto pelo seu valor absoluto (dez vezes menor que aquele acima de superfícies planas) quanto por sua variação com a modificação das condições de estabilidade. ζ' é o parâmetro mais adequado para o estudo da variação de ϕ_h normalizado.
- 5) Constatou-se ser a difusividade turbulenta de calor sensível superior à difusividade turbulenta de momentum, segundo um fator maior que dois, próximo à neutralidade. O valor de $a_D = K_h/K_m$ aumenta com a instabilidade. Nestas últimas condições a proposição de Pandolfo (1966), segundo a qual $\zeta = Ri$, não é mais verificada: enquanto ζ ainda assinala leve instabilidade, Ri já aponta acentuada estabilidade.
- 6) A utilização de matrizes de coeficientes de correlação linear caracterizou o campo térmico como o mais suscetível às irregularidades provocadas por divergência de H , durante o período diurno. Durante a noite, no entanto, dada a forte estabilidade e a baixa velocidade de vento, o campo de momentum é mais irregular que o térmico.
- 7) A existência de pontos de mínimo relativo nos perfis verticais de velocidade foi atribuída à ressonância entre as oscilações do

meio estavelmente estratificado e a frequência de vórtices turbulentos predominantemente verticais, estes últimos gerados pela interação entre o escoamento e a rugosidade superficial.

Feitas as considerações acima, passar-se-ã a propor algumas sugestões que, concretizadas, contribuiriam para o aperfeiçoamento de experimentos futuros:

- a) Tornam-se necessárias medidas do perfil vertical de umidade específica, para que se compreenda melhor o efeito desta grandeza no desenvolvimento da discrepância aerodinâmica.
- b) Medidas sistemáticas do gradiente térmico horizontal, bem como da velocidade do vento entre as árvores, tornam-se indispensáveis para uma comprovação de atividade celular perto da superfície.
- c) Medidas de fluxos verticais, por covariâncias, em mais de uma altura e também no período noturno seriam de grande utilidade na avaliação do grau de variabilidade deles com respeito a z.
- d) A disposição dos instrumentos em alturas igualmente espaçadas contribuiria para um melhor estudo da atividade celular eventualmente existente.
- e) O período horário para intervalo de mediação de u e θ pode ter sido excessivo, dificultando a comprovação de fenômenos com escalas de tempo muito inferiores a 60 min. A publicação de resultados mediados em intervalos de tempo menores seria, assim, de grande utilidade.
- f) A disponibilidade de espectros de flutuações turbulentas contribuiria muito para a compreensão da natureza de alguns fenômenos oscilatórios ou ondulatórios que incidem no quadro do experimento.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AMBROGGI, R.P. Water. *Scientific American*, 243(3):90-104, Sept. 1980.
- ARYA, S.P.S. A drag partition theory for determining large-scale roughness parameter and wind stress on the Arctic pack ice. *Journal of Geophysical Research*, 80(24):3447-3454, Aug. 1975.
- BUSINGER, J.A.; WYNGAARD, J.C.; IZUMI, Y.; BRADLEY, E.F. Flux-profile relations in the atmospheric surface layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(2):181-189, Mar. 1971.
- CARL, D.M.; TARBELL, T.C.; PANOFSKY, H.A. Profiles of wind and temperature from towers over homogeneous terrain. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30(5):788-794, July 1973.
- CHIMONAS, G. Waves, stability and turbulence. In: AMERICAN METEOROLOGICAL SOCIETY. *Planetary boundary layer*; Proceedings of a workshop held at Boulder, Colorado, Aug. 14-18, 1978. Boston, E.U.A., 1980, p. 67-106.
- CLARKE, R.M.; BROOK, R.R. *Introduction*. In: CLARKE, R.H.; BROOK, R.R., ed. *The Koorin Expedition*. Canberra, Australian Government Publishing Service, 1979, Cap. 1, p. 1-11.
- DENMEAD, O.T. Evaporation sources and apparent diffusivities in a forest canopy. *Journal of Applied Meteorology*, 3(4):383-389, Aug. 1964.
- DYER, A.J. A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorology*, 7:363-372, 1974.
- ELSTON, J.; MONTEITH, J.L. Micrometeorology and ecology. In: MONTEITH, J.L., ed. *Vegetation and the atmosphere*. London, Academic, 1975. v. 1, cap. 1, p. 1-12.
- FUCHS, H.V.; MERCKER, E.; MICHEL, U. Large-scale coherent structures in the wake of axisymmetric bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, 93(1):185-207, July, 1979.

- GARRATT, J.R. Flux profile relations above tall vegetation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 104(439):199-212, Jan. 1978.
- GARRATT, J.R. Turbulent flux measurement. In: Clarke, R.H. and Brook, R.R. *The Koorin Expedition*. Canberra, Australian Government Publishing Service, c1979. cap. 4, p. 55-60.
- GRIFFIN, O.M. A universal strouhal number of the "locking-on" of vortex shedding to the vibrations of bluff cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 85(3):591-606, Apr. 1978.
- HICKS, B.B. The measurement of atmospheric fluxes near the surface: a generalized approach. *Journal of Applied Meteorology*, 9(3):386-388, June 1970.
- HICKS, B.B. Wind profile relationships from the "Wangara" experiment. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 102(433): 535-552, July 1976.
- IDSO, S.B.; JACKSON, R.D.; REGINATO, R.J. Remote-Sensing of Crop Yields. *Science*, 196(4285):19-25, Apr. 1977.
- JARVIS, P.G.; JAMES, G.B.; LANDSBERG, J.J. Coniferous forest. In: MONTEITH, J.L., ed. *Vegetation and the atmosphere*. London, Academic, 1975. v. 2, cap. 7, p. 171-240.
- KAO, SHIH-KUNG. Turbulent transfer in the boundary layer of a stratified fluid. *Journal of Meteorology*, 16(5):497-503, Oct. 1959.
- KEENER, M.E.; RUNGE, E.C.A.; KLUGH Jr., B.F. The testing a limited-data corn yield model for large-area corn yield predictions. *Journal of Applied Meteorology*, 19(11):1245-1253, Nov. 1980.
- KONDO, J.; KANECHIKA, O.; YASUDA, N. Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35(6):1012-1021, June 1978.
- LEGG, B.J.; LONG, I.F.; ZEMROCH, P.J. Aerodynamic properties of field bean and potato crops. *Agricultural Meteorology*, 23(1):21-43, Jan. 1981.

- LEMON, E.; STEWART, D.W.; SHAWCROFT, R.W. The sun's work in a cornfield. *Science*, 174(4007):371-378, Oct. 1971.
- LEWIS, D.A.; NOBEL, P.S. Thermal energy exchange model and water loss of a barrel cactus. *Ferocactus acanthodes*. *Plant Physiology*, 60(4): 609-616, Oct. 1977.
- MASTRANTONIO, G.; EINAUDI, F.; FUA, D.; LALAS, D.P. Generation of Gravity Waves by Jet Streams in the Atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(9):1730-1738, Sept. 1976.
- McILROY, I.C. Micrometeorological measurements. In: Clarke, R.H. and Brook, R.R. *The Koorin Expedition*. Canberra, Australian Government Publishing Service, c1979. cap. 3, p. 35-53.
- McINTYRE, M. Waves, turbulence, solar convection and ozone. *Nature*, 290(5804):288-289, Mar. 1981.
- McNEIL, D.; SHUTTLEWORTH, W.J. Comparative measurements of the energy fluxes over a pine forest. *Boundary-Layer Meteorology*, 9:297-313, 1975.
- MEHLENBACHER, L.A.; WHITFIELD, D.W.A. Modelling thermal eddy diffusivity at canopy height. *Boundary-Layer-Meteorology*, 12(2): 153-170, Sept. 1977.
- MONIN, A.S.; YAGLOM, A.M. *Statistical fluid mechanics of turbulence*. Cambridge, MA, MIT Press, 1977. v. 1.
- MONTEITH, J.L. *Principles of environmental physics*, London, Arnold, 1973.
- ODUM, E.P. The emergence of ecology as a new integrative discipline. *Science*, 195(4284):1289-1293, Mar. 1977.
- OLIVER, H.R. Wind profiles in and above a forest canopy. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 97(414):548-553, Oct. 1971.

- PANDOLFO, J.P. Wind and temperature profiles for constant-flux boundary layers in lapse conditions with a variable eddy-conductivity to eddy viscosity ratio. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 23(5):495-502, 1966.
- PAULSON, C.A. The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *Journal of Applied Meteorology*, 9(6):857-861, Dec. 1970.
- PRIESTLEY, C.H.B. *Turbulent transfer in the lower atmosphere*. Chicago, The University of Chicago Press, 1959.
- PRUITT, W.O.; MORGAN, D.L.; LOURENCE, F.J. Momentum and mass transfer in the surface boundary layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 99(420):370-386, Apr. 1973.
- RAUPACH, M.R. Anomalies in flux-gradient relationships over forests. *Boundary-Layer Meteorology*, 16(4):467-486, June 1979.
- REED, K.; HAMERLY, E.; DINGER, B.; JARVIS, P.G. An analytic model for field measurement of photosynthesis. *Journal of Applied Ecology*, 13(3):925-942, Dec. 1977.
- ROBINSON, S.M. A method for machine computation of wind profile parameters. In: ——— *Annual report studies of the three-dimensional structure of the planetary boundary-layer*. Madison, University of Wisconsin, c1961. cap. 6, p. 63-70.
- ROCKWELL, D.; KNISELY, C. The organized nature of flow impingement upon a corner. *Journal of Fluid Mechanics*, 93(3):413-432, 1979.
- RUTTER, A.J. The hydrological cycle in vegetation. In: MONTEITH, J.L. ed. *Vegetation and the atmosphere*. London, Academic, 1975. v. 1, cap. 4, p. 111-154.
- SHEPPARD, P.A. The atmospheric boundary layer in relation to large-scale dynamics. In: Corby, G.A. ed. *The global circulation of the atmosphere*. London, Royal Meteorological Society, 1969. cap. 5, p. 91-112.

- SMITH, K. Climate and agriculture. In: ——— *Principles of applied climatology*. London, McGraw-Hill, c1975. cap. 4, p. 85-115
- SPITTLEHOUSE, D.L.; BLACK, T.A. Determination of forest evapotranspiration using Bowen ratio and eddy correlation measurements. *Journal of Applied Meteorology*, 18(5):647-653, May 1979.
- TENNEKES, H. The logarithmic wind profile. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30(2):234-238, Mar. 1973.
- THOM, A.S. Momentum, mass and heat exchange of plant communities. In: MONTEITH, J.L., ed. *Vegetation and the atmosphere*. London, Academic, 1975. v. 1, cap. 3, p. 57-109.
- 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*, 101(427): 93-105, Jan. 1975.
- THORNTHWAITTE, C.W.; HARE, F.K. The loss of water to the air. In: AMERICAN METEOROLOGICAL SOCIETY. *Agricultural meteorology*, Boston, 1965. cap. 10, p. 149-162. (Meteorological Monographs, v. 6, № 28).
- WEBB, E.K. Aerial microclimate. In: AMERICAN METEOROLOGICAL SOCIETY. *Agricultural Meteorology*, Boston, 1965. cap. 2, p. 27-58. (Meteorological Monographs, v. 6, № 28).
- WEBB, E.K. Profile Relationships: The log-linear range and extension to strong stability. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 96(407):67-90, Jan. 1970.