**ESTIMATIVA DA RESISTÊNCIA AERODINÂMICA PARA O VAPOR
D'ÁGUA ATRAVÉS DE MEDIDAS MICROMETEOROLÓGICAS**

MARLENE MILHARÉZI DEL DUCCAS MENDONÇA

Orientador: Prof. Dr. JOSÉ HOLANDA CAMPELO JÚNIOR

Dissertação apresentada à Escola Superior "Luiz de Queiroz", da Universidade de São Paulo, para obtenção do Título de Mestre em Agronomia - Área de Concentração: Agrometeorologia.

P I R A C I C A B A
Estado de São Paulo - Brasil
Setembro de 1995

Dados internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)
Divisão de Biblioteca e Documentação - CAMPUS "LUIZ DE QUEIROZ"/USP

Mendonça, Marlene Milharézi Del Duccas

Estimativa da resistência aerodinâmica para o vapor d'água através
de medidas micrometeorológicas. Piracicaba, 1995.
84p.

Diss.(Mestre) - ESALQ
Bibliografia.

1. Evapotranspiração 2. Micrometeorologia 3. Vapor d'água - Difusão -
Resistência I. Escola Superior de Agricultura Luiz de Queiroz, Piracicaba

CDD 551.572

**ESTIMATIVA DA RESISTÊNCIA AERODINÂMICA PARA O VAPOR
D'ÁGUA ATRAVÉS DE MEDIDAS MICROMETEOROLÓGICAS**

MARLENE MILHARÉZI DEL DUCCAS MENDONÇA

Aprovada em: 9.10.1995

Comissão julgadora:

Prof. Dr. José Holanda Campelo Júnior

Prof. Dr. Antonio Roberto Pereira

Prof. Dr. Celso Luiz da Silva

Prof. Dr. JOSÉ HOLANDA CAMPELO JÚNIOR
Orientador

AGRADECIMENTOS

Foram muitas as dívidas contraídas durante a elaboração deste trabalho. Devo um agradecimento especial ao prof.Dr. Antonio Roberto Pereira pelo desprendimento com que colocou seu material bibliográfico à minha disposição, sem o qual teria sido muito mais difícil elaborar essa dissertação.

Devo também agradecimentos à orientação do prof.Dr. José Holanda Campelo Júnior, que com constante incentivo colaborou com a finalização do trabalho e ao prof.Dr. Nicolau Priante Filho, que teve paciência para suportar e driblar a burocracia que envolveu a aquisição dos equipamentos necessários para a pesquisa.

No Departamento de Física Meteorologia, contei com a receptividade do prof.Dr. Luiz Roberto Angelocci e do prof.Dr. Nilson Augusto Villa Nova. A ambos agradeço pela confiança depositada. Também agradeço aos professores, colegas e funcionários do Curso de Agrometeorologia que colaboraram, cada um a seu modo, para a realização deste estudo.

Em Cuiabá, meus agradecimentos ao Departamento de Física da Universidade Federal de Mato Grosso que me oportunizou o afastamento para a realização do Curso de Mestrado. A CAPES, pela bolsa concedida.

O apoio de minha família foi fundamental; suportando e compreendendo ausências e cansaços, se envolveram sempre com a intenção de ajudar e, efetivamente, ajudaram.

SUMÁRIO

LISTA DE ABREVIATURAS E SÍMBOLO.....	iv
RESUMO.....	vii
SUMMARY.....	ix
1. INTRODUÇÃO.....	1
2. REVISÃO DE LITERATURA.....	3
2.1. Estimativa da evapotranspiração potencial	3
2.2. Resistência aerodinâmica em atmosfera neutra.....	4
2.3. Resistência aerodinâmica - forma generalizada.....	8
2.4. Perfis de vento e temperatura - relações fluxo-perfil	10
2.5. Extensão e parâmetros da camada limite	19
3. MATERIAL E MÉTODOS.....	26
4. RESULTADOS E DISCUSSÃO	32
4.1. Comportamento geral dos perfis de ½ hora	32
4.2. Resistência Aerodinâmica por faixas de R_i	38
4.2.1. Perfis de ½ hora para $R_i > 0,166$	39
4.2.2. Perfis de ½ hora para $0,01 < R_i \leq 0,166$	44
4.2.3. Perfis de ½ hora para $-0,01 \leq R_i \leq 0,01$	51
4.2.4. Perfis de ½ hora para $-1,0 \leq R_i < -0,01$	55
4.2.5. Perfis de ½ hora para $R_i < -1,0$	63
4.3. Resistência aerodinâmica efetiva diária.....	64
5. CONCLUSÃO	70
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	72
APÊNDICE.....	77

SÍMBOLOS

β = Coeficiente empírico da relação entre ϕ_m ou ϕ_H e z/L

γ = Constante psicrométrica

$\Delta = \delta$ = Inclinação da curva de pressão saturante de vapor d'água

d_x = limite superior da camada limite

θ = Temperatura potencial

θ_* = Temperatura potencial característica

λ = Calor latente de evaporação

ξ = Variável adimensional de Monin-Obukhov

ξ' = Variável adimensional de Monin-Obukhov corrigida

ρ = Densidade

τ = Tensão de cisalhamento

ϕ = Gradiente adimensional

ϕ_H = Gradiente adimensional para o calor sensível

ϕ_m = Gradiente adimensional para o momentum

ϕ_v = Gradiente adimensional para o vapor de água

ψ = Função de correção

ψ_H = Função de correção para o calor sensível

ψ_m = Função de correção para o momentum

ψ_v = Função de correção para o vapor de água

a_f = Área de um lado de uma folha

c_p = Calor específico à pressão constante

d = Deslocamento do plano zero

e_a = Pressão de saturação do vapor de água

e_d = Pressão atual do vapor de água

ET_0 = Evapotranspiração de referência

g = Aceleração da gravidade

G = Densidade de fluxo de calor no solo

h = Altura da vegetação

H = Densidade de fluxo de calor sensível

k = Constante de Von Karman

K_H = Difusividade do calor

K_m = Difusividade do momentum

K_v = Difusividade do vapor de água

L = Comprimento de Monin-Obukhov

L' = Comprimento de Monin Obukhov corrigido

LAI = Índice de área foliar

q = Fluxo de calor

r_a = Resistência aerodinâmica

r_c = Resistência do dossel

r_H = Resistência à transferência do calor sensível

Ri = Número de Richardson

r_m = Resistência à transferência do momentum

R_n = Radiação líquida

r_v = Resistência à transferência do vapor de água

T = Temperatura

T_* = Temperatura característica

u = Velocidade do vento

$u_{1,5}$ = Velocidade do vento a 1.5 m

u_2 = Velocidade do vento a 2 m

u^* = Velocidade de fricção

z = Altura medida a partir do solo

z_{0H} = Rugosidade do calor sensível

z_{0m} = Rugosidade do momentum

z_v = Rugosidade do vapor de água

ESTIMATIVA DA RESISTÊNCIA AERODINÂMICA PARA O VAPOR D'ÁGUA ATRAVÉS DE MEDIDAS MICROMETEOROLÓGICAS.

Autora: MARLENE MILHAREZI DEL DUCCAS MENDONÇA

Orientador: PROF. DR. JOSÉ HOLANDA CAMPELO JÚNIOR

RESUMO

Este experimento foi conduzido na Fazenda Experimental da Universidade Federal de Mato Grosso (UFMT), ao lado da Estação Agrometeorológica Padre Ricardo Remetter, na região conhecida como Baixada Cuiabana, durante a época seca, numa área plana e coberta de grama cuja altura média foi de 14 cm. O objetivo foi determinar a resistência aerodinâmica à difusão do vapor d'água.

Foram efetuadas medidas de velocidade de vento e de temperatura de bulbo seco e de bulbo úmido, dentro da camada limite atmosférica superficial, as quais foram registradas e armazenadas a intervalos de 5 minutos em um Datalogger.

As equações referentes ao perfil de vento logarítmico e a função correção foram utilizadas para estimar o deslocamento do plano zero, o comprimento rugoso para o momentum e a resistência aerodinâmica à difusão do vapor d'água, para intervalos de meia hora. Os valores obtidos foram comparados aos valores estimados a partir da

metodologia proposta por ALLEN (1986), verificando-se que o coeficiente de determinação variou de 0,2511, em condições estáveis, a 0,9119 em condições neutras, e diminuindo para 0,8944 em condições instáveis. Os valores obtidos pela aplicação da metodologia proposta por ALLEN (1986), subestimaram a resistência aerodinâmica à transferência de vapor d'água.

Foi estimado, pelo método aerodinâmico, o fluxo de calor latente a cada meia hora e integrado para 24 horas a fim de estimar a resistência aerodinâmica efetiva diária. Este resultado comparado ao valor obtido, conforme proposto por ALLEN (1986), forneceu um coeficiente de determinação $r^2=0,1046$.

A resistência aerodinâmica à transferência de vapor d'água obtida a cada meia hora variou de 100 a 21513 s/m e a resistência aerodinâmica efetiva diária variou de 138 a 200 s/m.

A utilização da estimativa da resistência aerodinâmica à transferência do vapor d'água, conforme proposto por ALLEN (1986) não se mostrou adequada para as condições do estudo.

THE ESTIMATION OF AERODYNAMIC RESISTANCE TO THE WATER VAPOUR THROUGH THE MICROMETEOROLOGICAL MEASUREMENTS.

Author: MARLENE MILHAREZI DEL DUCCAS MENDONÇA

Adviser: PROF. DR. JOSÉ HOLANDA CAMPELO JÚNIOR

SUMMARY

This experiment was conducted in the experimental farm of Universidade Federal de Mato Grosso (UFMT), in Baixada Cuiabana, during the dry season, in a plain and grassy area. The average height of the grass was 14 cm. The purpose of the experiment was to establish the aerodynamic resistance to the diffusion of water vapour.

Measurements of the wind speed and of temperature of dry and wet bulbs were performed, inside the atmospheric boundary layer. The data were registered and stored in intervals of 5 minutes in a Datalogger.

The equations concerning to the logarithm wind profile and the correction function were used to estimate the displacement height, the roughness length to the momentum and the aerodynamic resistance to the diffusion of water vapour were considered in intervals of half hour. The results were compared with estimate results from the methodology proposed by ALLEN (1986) and it was verified that the determination

coefficient varied from 0.2511 in stable condition, to 0.9119 in near-neutral condition, reducing to 0.8944 in unstable condition. The values estimated by methodology proposed by ALLEN (1986) underestimated the aerodynamic resistance to transference of water vapour.

It was estimated by the aerodynamic method the latent heat flux in every half hour, and it was integrated in intervals of 24 hours in order to estimate the daily effective resistance. for comparison with Allen methodology. These results lead to the determination coefficient, $r^2=0.1046$.

The aerodynamic resistance to the transference of water vapour, which was taken in every half hour, varied from 100 to 21513 s/m and the daily effective aerodynamic resistance varied from 138 to 200 s/m.

The use of the estimate of the aerodynamic resistance to the transference of the water vapour, according to what was proposed by ALLEN (1986) was not considered adequate to the conditions of this work.

1. INTRODUÇÃO

A descrição e o entendimento dos fluxos de momentum, vapor de água e calor sensível são muito importantes para a hidrologia, agricultura e meteorologia pois permitem uma descrição da camada limite convectiva, para aplicação em métodos de estimativa de evapotranspiração, problemas de poluição de ar, etc...

A evapotranspiração potencial tem uma grande importância para o cálculo das necessidades hídricas das culturas e para estimar a evapotranspiração real para efeito do cálculo do balanço hídrico, sendo de utilidade para irrigação e para zoneamento agrícola. Além disso, como a quantidade de água transpirada por uma cultura está relacionada com a produção de matéria seca, então há necessidade de conhecer a evapotranspiração da cultura a fim de estimar a produção agrícola.

A Food and Agriculture Organization of the United Nations (FAO) em 1991, realizou um encontro de especialistas, da área de agrometeorologia e afins, para revisar e propor metodologias para estimativa da evapotranspiração potencial, tendo também como objetivo uma padronização de métodos a fim de que os resultados possam ser comparados. Neste encontro foi proposto o método de Penman-Monteith como padrão, estimando-se que, em um prazo de 10 anos, a evapotranspiração máxima das culturas possa ser estimada diretamente,

desde que sejam efetuados estudos locais envolvendo as resistências aerodinâmicas e as resistências das culturas.

A FAO (1991) propôs que a metodologia para a aplicação de Penman-Monteith seja padronizada e que sejam feitos estudos locais para validar o método sob várias condições climáticas, particularmente para climas quente-úmido e advectivos.

Dentro deste espírito, o objetivo deste trabalho foi determinar a resistência aerodinâmica para o vapor de água através de medidas micrometeorológicas e comparar os valores assim obtidos com os valores obtidos pela aplicação do método proposto pela FAO (1991), na Fazenda Experimental da Universidade Federal de Mato Grosso em Santo Antônio do Leverger, MT.

2. REVISÃO DE LITERATURA

2.1. Estimativa da evapotranspiração potencial

PENMAN (1948), propôs um método para estimar a evaporação de um lago em que combinou o balanço de energia com um termo aerodinâmico, função da velocidade do vento e do déficit de saturação (equação de Dalton). Conforme CUENCA et alli (1982), Penman em 1952 e 1956 propôs modificações a fim de estimar a evapotranspiração potencial.

Em 1975, a FAO publicou um relatório onde uniformizou e sugeriu alguns métodos e técnicas de medidas para estimativa de evapotranspiração potencial, sendo um dos métodos recomendados, o de Penman modificado.

MONTEITH (1965 e 1981) modificou a equação de Penman para uso sobre uma superfície vegetada. Esta equação ficou conhecida como equação de Penman-Monteith e tem a seguinte forma original:

$$\lambda ET_0 = \frac{\delta(R_n - G) + \frac{\rho c_p (e_a - e_d)}{r_a}}{\delta + \gamma \left(1 + \frac{r_c}{r_a}\right)} \quad (1)$$

Em 1991, a FAO promoveu uma revisão das metodologias para estimativa da evapotranspiração potencial. Além de reiterar alguns métodos, recomendou que o método de Penman modificado, amplamente difundido e

aplicado, seja substituído pelo método de Penman-Monteith, visto que existem evidências de que o primeiro superestima sob condições não advectivas enquanto o segundo tem mostrado bom desempenho sob diferentes condições climáticas.

2.2. Resistência aerodinâmica em atmosfera neutra

De acordo com MONTEITH (1973 e 1981), quando o transporte de qualquer entidade depende da difusão (molecular ou turbulenta), a densidade do fluxo vertical desta entidade, $F(z)$, na camada limite que caracteriza uma superfície (água, solo ou vegetação), pode ser expressa por:

$$F(z) = -\rho(z)K(z)\frac{\partial\phi}{\partial z} \quad (2)$$

onde $\rho(z)$ é a densidade no ponto z , $K(z)$ é a difusividade ou coeficiente de difusão àquela entidade no ponto z e $\partial\phi/\partial z$ é o gradiente da entidade no ponto z .

Devido à dificuldade de medir diretamente o gradiente em um ponto, MONTEITH (1973 e 1981) assumiu $F(z)$ constante entre duas alturas z_1 e z_2 e $\rho(z)$ médio neste intervalo e integrou a eq. (2) obtendo:

$$F = \rho \frac{\phi(z_1) - \phi(z_2)}{\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{K(z)}} \quad (3)$$

A eq. (3), conforme MONTEITH (1973 e 1981), é uma forma análoga à lei de Ohm, onde o numerador representa uma diferença de potencial e o denominador uma resistência ao fluxo que pode ser representada por:

$$r = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{K(z)} \quad (4)$$

Segundo MONTEITH (1973), o conceito de resistência se aplica a qualquer sistema no qual os fluxos possam ser relacionados a gradientes, de modo que a eq. (4) pode então representar as resistências ao fluxo de momentum, calor ou vapor d'água respectivamente conforme abaixo:

$$r_m = \int_{z_l}^{z_t} \frac{dz}{K_m(z)} \quad (5)$$

$$r_H = \int_{z_l}^{z_t} \frac{dz}{K_H(z)} \quad (6)$$

$$r_v = \int_{z_l}^{z_t} \frac{dz}{K_v(z)} \quad (7)$$

MONTEITH (1973) afirmou que quando o processo se trata só de difusão molecular, os coeficientes de difusão para momentum, calor e vapor d'água são similares na ordem de grandeza e em sua dependência com a temperatura. No entanto, na atmosfera, onde a turbulência é o mecanismo dominante de difusão, os coeficientes de difusão são muitas ordens de grandeza maiores que o valor molecular correspondente e aumentam com a altura acima do chão.

MONTEITH (1973), por analogia com a eq. (2), apresentou a seguinte equação para o fluxo de momentum:

$$\tau(z) = K_m(z) \frac{\partial(\rho u)}{\partial z} \quad (8)$$

e afirmou que as equações para fluxo de calor e vapor bem como os coeficientes de difusão para calor, K_H e para vapor d'água K_v podem ser definidos de forma equivalente.

6.

MONTEITH (1973) considerou que, em condições neutras, a velocidade média do vento aumenta logaritmicamente com a altura de acordo com a seguinte relação:

$$u(z_m) = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{z_m - d}{z_{0m}}\right) \quad (9)$$

onde:

$$u_*^2 = \frac{\tau}{\rho} \quad (10)$$

MONTEITH (1973), combinando as eqs. (5), (8), (9) e (10) e considerando $z_1 = (z_{0m} + d)$, $z_2 = z_m$, $u(z_1) = 0$ e $u(z_2) = u(z_m)$ obteve, para a resistência aerodinâmica ao transporte de momentum, a seguinte equação:

$$r_m = \frac{\left[\ln\left(\frac{z_m - d}{z_{0m}}\right)\right]^2}{u(z_m) k^2} \quad (11)$$

Segundo MONTEITH (1973), existe muita controvérsia sobre a relação entre os coeficientes de difusão turbulenta K_m , K_H e K_v . Para condições neutras, MONTEITH (1973) assumiu similaridade entre transferência de momentum, calor e vapor d'água e sugeriu que

$$K_m = K_H = K_v \quad (12)$$

e consequentemente:

$$r_m = r_H = r_v \quad (13)$$

MONTEITH (1973), sugeriu que as fontes aparentes de calor sensível e vapor d'água devem, em geral, estar em um nível mais baixo no

dossel do que o sumidouro de momentum e que a resistência aerodinâmica ao calor sensível e ao vapor deve ser maior do que a resistência ao momentum.

BERKOWICZ & PRAHM (1982) afirmaram que as resistências aerodinâmicas são governadas pela turbulência atmosférica que é mantida principalmente pela transferência de calor e momentum. As resistências aerodinâmicas dependem portanto destas grandezas. De outro lado, é a interação do vento com a superfície a maior fonte de turbulência na camada superficial.

BERKOWICZ & PRAHM (1982) consideraram que as resistências aerodinâmicas são geralmente diferentes para diferentes fluxos e dependem das propriedades do meio no qual o fluxo é considerado, isto é, as resistências aerodinâmicas são governadas pela turbulência e consideraram que, como os transportes turbulentos do vapor de água e do calor sensível são governados pelo mesmo mecanismo de difusão turbulenta, é razoável assumir que a resistência aerodinâmica ao transporte do vapor (r_v) seja igual à resistência aerodinâmica do transporte turbulento para o calor (r_H) ou seja:

$$r_H = r_v = r_a \quad (14)$$

ALLEN (1986), definiu a resistência aerodinâmica à transferência do vapor d'água em condições de neutralidade, no interior da camada limite, como:

$$r_a = r_v = \frac{\ln\left(\frac{z_m - d}{z_{0m}}\right) \ln\left(\frac{z_H - d}{z_{0H}}\right)}{u(z_m) k^2} \quad (15)$$

A FAO (1991), sugeriu que a resistência aerodinâmica, a ser utilizada para o cálculo da evapotranspiração de referência pelo método de Penman-Monteith, seja calculada pela eq. (15).

Assumindo $z_m=2m$, $d=0.08m$, $z_H=2m$, $z_{0m}=0.01476m$, $z_{0H}=0.001476m$, correspondentes a medidas efetuadas em abrigo meteorológico situado a 2m sobre um gramado de 12 cm de altura e velocidade do vento medida a 2m de altura a FAO (1991) recomendou que:

$$r_a = \frac{208}{U_2} \quad (16)$$

2.3. Resistência aerodinâmica - forma generalizada

Para BERKOWICZ & PRAHM (1982), a estimativa empírica da resistência aerodinâmica para o vapor d'água conforme foi formulada por PENMAN (1948) é uma função inversa da velocidade do vento a 2m de altura. Esta relação linear foi baseada em medidas diárias para superfícies de água livre e, com pequenas modificações é utilizada ainda hoje nos estudos de evaporação de longo prazo.

BERKOWICZ & PRAHM (1982) afirmaram que esta simplificação pode ser adequada quando se considera médias sobre períodos de um dia ou mais. Para valores horários, consideraram que o efeito da condição de estabilidade atmosférica no interior da camada limite é muito importante.

BERKOWICZ & PRAHM (1982) utilizaram as relações fluxo-perfil baseadas na teoria de similaridade de Monim-Obukhov; os trabalhos de BUSINGER et alli (1971), de PAULSEN (1970) e de BARKER & BAXTER (1975) e obtiveram a seguinte expressão geral para a resistência aerodinâmica ao vapor d'água:

$$r_a = \frac{R}{k^2 u(z_m)} \left[\ln\left(\frac{z_m - d}{z_{0m}}\right) - \psi_m\left(\frac{z_m - d}{L}\right) + \psi_m\left(\frac{z_{0m}}{L}\right) \right] / \left[\ln\left(\frac{z_H - d}{z_{0m}}\right) - \psi_H\left(\frac{z_H - d}{L}\right) + \psi_H\left(\frac{z_{0m}}{L}\right) \right] \quad (17)$$

onde $R=0,74$, $k=0,35$, e, fazendo $\xi=(z_x-d)/L$ ou $\xi=z_x/L$ com $x = m, H$ ou v , tem-se:

Para $\xi < 0$

$$\psi_m(\xi) = \ln\left(\frac{1+x}{2}\right)^2 \left(\frac{1+x^2}{2}\right) - 2 \arctan x + \pi / 2 \quad (18)$$

$$\psi_H(\xi) = 2 \ln\left(\frac{1-y}{2}\right) \quad (19)$$

$$x = (1 - 15\xi)^{\frac{1}{4}} \quad (20)$$

$$y = (1 - 9\xi)^{1/2} \quad (21)$$

Para $\xi > 0$

$$\psi_m(\xi) = -4,7\xi \quad (22)$$

$$\psi_H(\xi) = -\left(\frac{4,7}{R}\right)\xi \quad (23)$$

onde L , o comprimento de Monin-Obukhov, é dado por:

$$L = -\rho c_p \frac{T u_*^3}{kgH} \quad (24)$$

BERKOWICZ & PRAHM (1982) referiram-se ao trabalho de DYER & HICKS (1970) e destacaram como principais diferenças em relação ao de BUSINGER et alli (1971) os valores assumidos, $R=1$ e $k=0,41$, afirmando

que os valores da resistência aerodinâmica não são sensíveis às diferentes formulações.

THOM & OLIVER (1977) expressaram a resistência aerodinâmica para o vapor d'água, em condições não neutras como:

$$r_a = \frac{[\ln(\frac{z-d}{z_{0m}}) - \psi_m(\xi)] [\ln(\frac{z-d}{z_{0H}}) - \psi_H(\xi)]}{k^2 u} \quad (25)$$

onde $z=z_m=z_H$ porque a velocidade e a temperatura foram medidas no mesmo nível z .

THOM & OLIVER (1977) baseados em Thom et alli admitiram que a diferença entre z_{0m} e z_{0H} possa ser parcialmente compensada pelo aumento efetivo de z_{0H} e em vista desta incerteza e de muitas outras fontes de erro na estimativa regional de evaporação propuseram a seguinte expressão simplificada para o cálculo da resistência aerodinâmica:

$$r_a = \frac{[\ln(\frac{z-d}{z_{0m}}) - \psi_m(\xi)] [\ln(\frac{z-d}{z_{0m}}) - \psi_H(\xi)]}{k^2 u} \quad (26)$$

2.4. Perfis de vento e temperatura - relações fluxo-perfil

DYER (1974), afirmou que Monin e Obukhov baseados em argumentos adimensionais, estabeleceram a seguinte generalização fluxo-perfil:

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = - \frac{H}{\rho c_p k u_* z} \phi_H(\xi) \quad (27)$$

$$\frac{\partial q}{\partial z} = -\frac{E}{\rho L_v k u_* z} \phi_v(\xi) \quad (28)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \phi_m(\xi) \quad (29)$$

Segundo DYER (1974), uma vez conhecidas as funções ϕ_v , ϕ_H e ϕ_m como funções de z/L , as relações fluxo-perfil ficam especificadas e tem-se que:

$$K_H = \frac{k u_* z}{\phi_H} \quad (30)$$

$$K_v = \frac{k u_* z}{\phi_v} \quad (31)$$

$$K_m = \frac{k u_* z}{\phi_m} \quad (32)$$

e

$$Ri = \frac{z}{L} \frac{\phi_H}{\phi_m^2} \quad (33)$$

O número de Richardson, Ri , conforme PEREIRA (1992), é um indicador da condição atmosférica, compara os efeitos das forças térmicas com os efeitos das forças mecânicas, é computado a partir de medidas de perfis e é dado por:

$$Ri = \frac{g \frac{d\theta}{dz}}{\theta \left(\frac{du}{dz} \right)^2} \quad (34)$$

onde, para:

$$Ri > 0 \quad \text{atmosfera est vel} \quad (35)$$

$$Ri = 0 \quad \text{atmosfera neutra} \quad (36)$$

$$Ri < 0 \quad \text{atmosfera inst vel} \quad (37)$$

Segundo TANNER (1967), o perfil de vento sobre uma superfície vegetada, quando a condição atmosférica é neutra, pode ser expresso pela eq. (9).

TANNER (1967) afirmou que superfícies em processo de resfriamento ou aquecimento alteram a curvatura do perfil logarítmico, mudando sua inclinação sendo necessária uma correção.

A eq. 9, segundo TANNER (1967), foi modificada para representar perfis não neutros, para superfícies aquecidas ou resfriadas quando o processo de transferência térmica convectiva (convecção livre) torna-se importante comparada ao processo mecânico de transferência (convecção forçada), da seguinte maneira:

$$u = \frac{u_*}{k} \left[\ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) + \psi_m(Ri) \right] \quad (38)$$

onde $\psi_m(Ri)$ é a função de correção.

SAUGIER & RIPLEY (1978), mediram a velocidade do vento, temperatura e umidade sobre a área de uma pradaria natural durante muitos meses e para representar o perfil de vento e de temperatura usaram as seguintes equações:

$$u = \frac{u_*}{k} \left[\ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) - \psi(\xi) \right] \quad (39)$$

$$T = -\frac{T_*}{k} \left[\ln(z-d) - \psi_H(\xi) \right] + constante \quad (40)$$

Foi adotada também para perfil de vapor de água uma função de correção $\psi_v(\xi) = \psi_H(\xi)$.

Segundo PAULSON (1970), a função $\psi_m(\xi)$ pode ser obtida por:

$$\psi_m = \int_0^{\xi} \frac{1 - \phi_m(\xi)}{\xi} d\xi \quad (41)$$

Analogamente:

$$\psi_v = \psi_H = \int_0^{\xi} \frac{1 - \phi_v(\xi)}{\xi} d\xi \quad (42)$$

SAUGIER & RIPLEY (1978) afirmaram que em condições instáveis, o perfil de temperatura afasta-se mais do perfil logarítmico do que o perfil de vento e em condições estáveis tem aproximadamente a mesma forma, afastando-se do perfil logarítmico para estabilidade moderada e retornando a ele para forte estabilidade.

STEARNS (1970), expressou a variação da temperatura potencial com a altura como:

$$\theta(z) - \theta_0 = -T_* \left[\ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) + \psi_H(z) \right] \quad (43)$$

De acordo com SAUGIER & RIPLEY (1978), as funções de correção ψ têm sido determinadas somente empiricamente. Como L é uma função do fluxo de superfície (pu^2 e H), não pode ser computado diretamente da observação dos perfis, mas pode ser obtido a partir de um outro parâmetro de estabilidade, o número de Richardson (Ri), e baseados em Dyer & Hicks e Webb, utilizaram:

$$inst\ vel\ (Ri \leq 0) \quad L = \frac{z_1}{Ri} \quad (44)$$

$$est\ vel\ (0 < Ri \leq 0.16) \quad L = z_1 \left(\frac{1}{Ri} - 4.7 \right) \quad (45)$$

BERKOWICZ & PRAHM (1982) consideraram as relações fluxo-perfil importantes para o cálculo da resistência aerodinâmica pois estas expressam as condições atmosféricas das quais a resistência depende.

Segundo DYER (1974), os parâmetros u_* , d e z_0 , necessários para estimar os fluxos turbulentos de superfície (de calor, vapor d'água e momentum), fundamentais para o entendimento da atmosfera, são estimados a partir das relações fluxo-perfil.

DYER (1974) afirmou não existir uma teoria capaz de prever as relações existentes entre fluxos e perfis, entretanto os dados experimentais tem sido bem explicados e interpretados através da teoria baseada em grupos adimensionais de Monin-Obukhov.

Segundo HOGSTROM (1990), a teoria de Monin-Obukhov prevê que variáveis dependentes que caracterizam os fluxos turbulentos podem ser normalizadas com os parâmetros característicos da camada superficial e com a altura acima do solo, z , as quais são funções universais de z/L onde L é comprimento de Monin-Obukhov.

DYER (1974) sugeriu as seguintes relações para os gradientes adimensionais:

para condições instáveis:

$$\phi_H = \phi_v = \left(1 - 16\left(\frac{z}{L}\right)\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (46)$$

$$\phi_m = \left(1 - 16\left(\frac{z}{L}\right)\right)^{-\frac{1}{4}} \quad (47)$$

e para condições estáveis:

$$\phi_H = \phi_v = \phi_m = 1 - 5\left(\frac{z}{L}\right) \quad (48)$$

PAULSON (1970) propôs, baseado nas relações empíricas de KEYPS, citado por PANOFSKY et alli (1960) e nas de Businger e de Dyer, alguns procedimentos para, a partir de medidas de perfis, calcular $\psi_m(\xi)$ e $\psi_H(\xi)$ para condições instáveis.

PAULSON (1970) baseado na hipótese da similaridade de Monin-Obukhov, apresentou o gradiente adimensional de velocidade do vento e temperatura, ϕ_m e ϕ_H como:

$$\phi_m = \frac{kz}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (49)$$

$$\phi_H = \frac{z}{\theta_*} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (50)$$

Para o perfil logarítmico do vento e da temperatura, utilizou as seguintes equações:

$$u = \frac{u_*}{k} \left[\ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) - \psi_m(\xi') \right] \quad (51)$$

$$\theta - \theta_0 = \theta_* \left[\ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) - \psi_H(\xi') \right] \quad (52)$$

onde ξ' é uma variável adimensional que define as características do escoamento numa altura z e é dado por:

$$\xi' = \frac{z-d}{L'} \quad (53)$$

onde:

$$L' = \frac{K_H}{K_m} L \quad (54)$$

e de acordo com MONIN & YAGLON (1971):

$$L' = \frac{u_* \frac{\partial u}{\partial z}}{k \frac{g}{T_0} \frac{\partial T}{\partial z}} \quad (55)$$

PAULSON (1970) utilizando as eqs. (35) e (37) e considerando que:

$$\phi^4 - \beta \frac{z}{L'} \phi^3 = 1 \quad (56)$$

conforme sugerido por PANOFSKY et alii (1960), onde β é uma constante, obteve, para condições neutra e instável, o seguinte resultado para a função $\psi_m(\xi')$:

$$\psi_m(\xi') = 1 - \phi_m - 3 \ln \phi_m - 2 \ln \left(\frac{1 + \phi_m}{2} \right) + 2 \arctan \phi_m - \pi / 2 + \ln \left(\frac{1 + \phi_m^2}{2} \right) \quad (57)$$

PAULSON (1970), estabeleceu que a relação entre o comprimento de Monin-Obukhov (z/L') e Ri é dado por:

$$\frac{z}{L'} = \frac{Ri_z}{(1 - \beta Ri_z)^{1/4}} \quad (58)$$

onde Ri_z é característico da altura $z=(z_1 z_2)^{1/2}$ utilizando as seguintes aproximações dos gradientes sugeridas por Panofsky:

$$\frac{\partial X}{\partial z} \bigg|_{z_1 z_2^{1/2}} \approx \frac{X_2 - X_1}{z_1 z_2^{1/2}} \ln(z_2 / z_1) \quad (59)$$

PAULSON (1970) afirmou que, a partir de medidas de perfil, Ri e o comprimento de Monim-Obukhov podem ser determinados pelo procedimento acima. A eq. (38) pode ser resolvida pelo uso de tabela ou através de programas computacionais e a função $\psi_m(\xi')$ pode finalmente ser obtida. PAULSON (1970) se referiu a este procedimento como modelo KEYPS.

O outro procedimento que PAULSON (1970), sugeriu para encontrar $\psi_m(\xi)$ e $\psi_H(\xi)$, é baseado nas relações de Businger-Dyer (B-D), resumidas por ele nas seguintes equações:

$$Ri = \frac{z}{L} \quad (60)$$

$$\phi_m = \left(1 - \beta \frac{z}{L}\right)^{-1/4} \quad (61)$$

$$\phi_H = \left[1 - \beta \left(\frac{z}{L}\right)\right]^{-1/2} \quad (62)$$

obtendo para $\psi_m(\xi)$ e $\psi_H(\xi)$ respectivamente:

$$\psi_m(\xi) = 2 \ln\left(\frac{1+x}{2}\right) + \ln\left(\frac{1+x^2}{2}\right) - 2 \arctan x + \frac{\pi}{2} \quad (63)$$

e:

$$\psi_H = 2 \ln\left[\frac{1+x^2}{2}\right] \quad (64)$$

onde:

$$x = \left(1 - \beta \frac{z}{L}\right)^{1/4} \quad (65)$$

De acordo com PAULSON (1970), a representação B-D implica em $u \propto z^{-1/4}$ e a de KEYPS em $u \propto z^{-1/3}$ para comprimentos de Monim-Obukhov grandes (ou seja não se comportam da mesma maneira, isto é, não são universais).

PAULSON (1970) concluiu que tanto o modelo de KEYPS como o de B-D são igualmente bons para descreverem o perfil de vento e sugere que

deve ser melhor estudada a constante β visto os diferentes valores sugeridos tais como: $\beta=18$ (PANOFSKY (1960)), $\beta=15$ (DYER (1967)), e o valor obtido por ele igual a 16.

PARLANGE & KATUL (1992a) citaram as seguintes equações para as funções ψ de correção Businger-Dyer para a transferência do momentum:

$$\psi_m(\xi) = \ln \left/ \frac{(1+x)^2(1+x^2)}{(1+x_0)^2(1-x_0^2)} \right/ - 2 \arctan(x) + 2 \arctan(x_0) \quad \xi < 0 \quad (66)$$

$$\psi_m(\xi) = 5 \left(\frac{z_0}{L} - \xi \right) \quad 0 < \xi \leq 1 \quad (67)$$

$$\psi_m(\xi) = -5 \ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) \quad 1 < \xi \quad (68)$$

e para a transferência do vapor d'água:

$$\psi_H(\xi) = 2 \ln \left(\frac{1+x^2}{2} \right) \quad \xi < 0 \quad (69)$$

$$\psi_H(\xi) = 5 \left(\frac{z_0}{L} - \xi \right) \quad 0 < \xi \leq 1 \quad (70)$$

$$\psi_H(\xi) = -5 \ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) \quad 1 < \xi \quad (71)$$

onde:

$$x = (1-16\xi)^{1/4} \quad (72)$$

e

$$x_0 = \left(1-16 \frac{z_0}{L} \right)^{1/4} \quad (73)$$

Conforme VISWANADHAM et alli (1990), as funções universais ψ não podem ser previstas somente pela teoria da similaridade, mas devem ser

suplementadas com trabalhos experimentais onde os fluxos de momentum, calor e vapor d'água devem ser medidos independentemente.

2.5. Extensão e parâmetros da camada limite

Segundo Munro e Oke, citado por KIZER & ELLIOTT (1991) o contorno superior (δ_x) da camada limite deve ser estimado através da seguinte equação:

$$\delta_x = 0.1 x^{0.8} z_{0m}^{0.2} \quad (74)$$

onde x é a distância da borda de ataque.

Kanemasu et alii e Rosenberg et alii citados por KIZER & ELLIOTT (1991) sugeriram 100:1 como razão entre o comprimento e a altura mais apropriada que a relação 50:1 derivada da eq. 74.

LO (1977) afirmou que a interação entre a camada limite atmosférica e a superfície afeta o desenvolvimento do perfil de vento e altera as características aerodinâmicas da superfície e que o elemento rugoso de superfície tem sido caracterizado em termos de um comprimento rugoso z_0 e um deslocamento de altura, d.

SAXTON (1975) verificou que a evapotranspiração potencial não foi muito sensível aos parâmetros de perfil do vento, mas como podem ocorrer erros muito grandes nas estimativas destes parâmetros (200 a 300% conforme Saxton; Munro & Oke,) então seu efeito sobre evapotranspiração potencial, em muitos casos, pode ser significativo.

SZEICZ et alii (1969) desenvolveram a seguinte equação empírica para comprimento rugoso para o momentum:

$$\log(z_{0m}) = 0.997 \log(h) - 0.883 \quad (75)$$

De acordo com BRUTSAERT (1975a), z_{0m} é uma função bastante complicada da geometria, espaçamento e natureza do elemento rugoso sendo que as variáveis que influenciam z_{0m} mais diretamente são: altura, área frontal, densidade, concentração, espaçamento, fatores de forma, etc...dos elementos rugosos.

Como é difícil obter uma boa relação entre todas estas variáveis, BRUTSAERT (1975a) recomendou que o melhor recurso é estabelecer uma relação entre z_{0m} e h , por ser h o parâmetro mais óbvio, sem ambiguidades e o mais disponível. Paeschke (1937), segundo BRUTSAERT (1975a), foi provavelmente o primeiro a propor uma relação entre z_{0m} e h , para várias espécies de gramas, dada por:

$$\frac{h}{z_{0m}} = 7.35 \quad (76)$$

De acordo com BRUTSAERT (1975a), Kondo em 1971, utilizando-se do perfil de vento seno-hiperbólico de COWAN (1968), no interior de um dossel com elementos rugosos pequenos colocados espaçadamente, obteve, considerando deslocamento do plano zero nulo, a seguinte relação:

$$\frac{h}{z_{0m}} = e^2 \quad (77)$$

BRUTSAERT (1975a) derivou teoricamente a relação de Paeschke a partir do perfil de vento seno-hiperbólico de COWAN (1968) no interior de um dossel, considerando elementos rugosos pequenos densamente colocados e o deslocamento do plano zero. Considerou que o perfil logarítmico e de seno-hiperbólico devem apresentar continuidade para a função vento e sua primeira derivada e assumindo uma aproximação devida a Kondo (1972), determinou que:

$$\left(\frac{h-d}{z_{0m}}\right) = e = 2.72 \quad (78)$$

Considerando que a razão d/h é relativamente insensível a natureza da superfície e outros fatores, ao contrário da razão z_{0m}/h , BRUTSAERT (1975a) adotou para uma superfície natural coberta de cultura a seguinte aproximação:

$$d = \frac{2h}{3} \quad (79)$$

obtendo finalmente:

$$\frac{h}{z_{0m}} = 3e \quad (80)$$

Devido a similaridade dos resultados obtidos por diversos métodos, BRUTSAERT (1975a) sugeriu que h/z_{0m} é relativamente insensível ao método adotado para seu cálculo.

BRUTSAERT (1975a), afirmou que qualquer resultado obtido a partir das relações discutidas acima, não implica que sejam bons substitutos para d e z_{0m} obtidos experimentalmente para uma dada superfície. Considera que a equação acima deve ser utilizada como uma primeira aproximação ou como uma estimativa de magnitude a ser utilizada quando não existem valores experimentais disponíveis.

BRUTSAERT (1975b) afirmou que apesar da analogia frequentemente assumida entre a transferência turbulenta de momentum e a transferência turbulenta de calor e de vapor d'água, esta analogia não pode ser transferida para os respectivos comprimentos rugosos pois, enquanto a transferência de massa e calor é controlada principalmente pela difusão

molecular, a transferência de momentum é controlada também por forças de pressão.

BRUTSAERT (1975b) afirmou que o comprimento rugoso é afetado pela natureza da superfície, pela natureza do fluido e do fluxo. Ele afirmou também que a suposição de que o comprimento rugoso para o momentum seja igual ao comprimento rugoso para o vapor d'água leva a erros marcantes nas análises de perfis. Para dados típicos, a relação sugerida por BRUTSAERT (1975b) é que o comprimento rugoso para o vapor d'água é aproximadamente 0,096 do comprimento rugoso para o momentum.

ALLEN et alii (1989) consideraram que o comprimento rugoso para transferência de momentum e do vapor eram diferentes e baseando-se no trabalho de Brutsaert, sugeriram:

$$z_{0m} = 0.123h \quad (81)$$

$$z_{0H} = 0.1z_{0m} \quad (82)$$

Baseando-se em Plate, Monteith e em Brutsaert, ALLEN et alii (1989) recomendaram que

$$d = \frac{2}{3}h \quad (83)$$

Estas mesmas equações e considerações foram adotadas pela FAO (1991) para a estimativa de evapotranspiração para períodos iguais ou maiores do que um dia.

DUYNKERKE (1992) considerou os comprimentos rugosos como constantes de integração dos perfis logarítmicos da temperatura e do vento; que existe diferença entre os comprimentos rugosos para calor e momentum, que está relacionada à resistência adicional para troca de calor devido à

difusão molecular. O momentum é transferido para a superfície por meio de gradientes de pressão sobre os elementos rugosos, enquanto o calor e a umidade são transferidos desde as folhas e o solo por difusão molecular. Ele assumiu que $d=d_h=d_m$, onde d_h é o deslocamento do plano zero em relação ao fluxo de calor e d_m é o deslocamento do plano zero em relação ao fluxo de momentum.

Baseado na análise teórica de Brutsaert e com algumas considerações adicionais, DUYNKERKE (1992) obteve a seguinte relação:

$$\ln\left(\frac{z_{0H}}{z_{0m}}\right) = -\frac{13u_*}{LAI} + 0.85 \quad (84)$$

$$LAI = h \frac{A_f}{2} \quad (85)$$

Para a expressão $\ln(z_{0H}/z_{0m})$, DUYNKERKE (1992) encontrou o valor de 0.85 e considerou isto como uma estimativa grosseira que leva a aumento de erro para pequenos valores de u_* . DUYNKERKE (1992) observou que principalmente durante a noite com estratificação amplamente estável, envolvendo baixas velocidades do vento, a determinação de u_* não é muito exata para valores menores do que 0.1 m/s.

DUYNKERKE (1992), afirmou que a relação entre o comprimento rugoso do calor e do momentum depende fortemente do índice de área foliar, LAI, e da velocidade de fricção u_* e, baseado em observações, verificou que z_{0H}/z_{0m} varia desde 10 (para pequenos valores de u_*) até cerca de 10^{-6} (para grandes valores de u_*).

STEARNS (1970) propôs que os parâmetros de rugosidade para o momento e o deslocamento do plano zero sejam estimados pelo Método do Mínimo Quadrado, o qual requer que o erro entre o valor medido e o valor

estimado do perfil de velocidade do vento seja minimizado em relação aos parâmetros citados.

LO (1977) propôs que os parâmetros de rugosidade do momentum e o deslocamento do plano zero sejam estimados através do Método dos Resíduos Ponderados, com funções pesos: $f_1=1$ e $f_2=z$. De acordo com LO (1977), este método além de minimizar os erros envolvidos durante o processo também suaviza e redistribue os erros já minimizados de modo mais favorável.

Os resultados de LO (1977) indicam que quando a velocidade do vento aumenta, o comprimento rugoso aumenta, enquanto que o deslocamento do plano zero diminui.

LO (1977) fez uma análise dos elementos rugosos classificando-os em rígidos e flexíveis. Os elementos rugosos rígidos respondem ao aumento da velocidade do vento aumentando o comprimento rugoso e diminuindo o deslocamento do plano zero. De outro lado, o aumento da velocidade do vento tende a reduzir o comprimento rugoso e o deslocamento do plano zero com o aumento de movimento dos elementos rugosos flexíveis.

A razão apresentada por LO (1977) é que os elementos rugosos rígidos, se há um aumento da velocidade do vento, tendem a transformar os redemoinhos grandes em redemoinhos pequenos no topo dos elementos rugosos. O aumento do número de redemoinhos induz um influxo de energia adicional a qual é a maior fonte de intensificação de flutuações de velocidade turbulenta, consequentemente o efeito líquido é um aumento do coeficiente de arrasto e do comprimento rugoso. Ao mesmo tempo, ventos de velocidades superiores penetram mais profundamente dentro da vegetação diminuindo assim a altura do deslocamento do plano zero. No caso de elementos rugosos flexíveis, para altas velocidades do vento deve ocorrer o selamento da vegetação levando assim a uma diminuição de ambos os parâmetros.

PARLANGE & KATUL (1992a) propuseram para o comprimento rugoso para a transferência de calor:

$$\frac{z_{0H}}{z_0} = 7,4 \exp[-2,46 z_{0+}^{\frac{1}{4}}] \quad (86)$$

onde o número de Reynolds rugoso é dado por:

$$z_{0+} = \frac{u_* z_0}{\nu} \quad (87)$$

De acordo com PARLANGE & KATUL (1992b), o comprimento rugoso para o vapor de água para superfícies rugosas flexíveis pode ser determinado por:

$$\frac{z_{0v}}{z_0} = 7,4 \exp[-2,25 (z_{0+})^{\frac{1}{4}}] \quad (88)$$

3. MATERIAL E MÉTODOS

O experimento foi conduzido na Fazenda Experimental da Universidade Federal de Mato Grosso (UFMT), situada no município de Santo Antonio do Leverger - MT, na região conhecida como Baixada Cuiabana. Esta região caracteriza-se por apresentar estação seca e estação úmida bem definidas e velocidades de vento muito baixas, praticamente durante o ano todo.

Os equipamentos foram montados ao lado da Estação Agrometeorológica Padre Ricardo Remetter (latitude: $15^{\circ}47'11''\text{S}$, longitude: $56^{\circ}04'17''\text{W}$ e altitude: 140 m) numa área plana e coberta de grama, cuja altura média foi de 14 cm.

As medidas foram efetuadas dentro da camada limite superficial em três níveis diferentes: nível 1, 2 e 3 situados respectivamente a 0,40, 0,80 e 1,5 m de altura em relação ao solo. A velocidade do vento foi medida nos níveis 1, 2 e 3. No nível 1 foi medida a temperatura de bulbo seco e a temperatura de bulbo úmido e entre os níveis 1 e 3 foi medida a diferença de temperatura de bulbo seco e de bulbo úmido. Todas as medidas foram feitas simultaneamente.

Para determinar a velocidade do vento foram utilizados anemômetros, modelo A100R, com contatos de ressalto livre, tipo três conchas.

As temperaturas foram medidas com o termopar cobre-constantan. Como a diferença de temperatura entre os níveis 1 e 3, necessária para o problema, poderia ser menor do que o erro inerente às medidas efetuadas com termopar, optou-se por medir diretamente a diferença de temperatura. Para a medida da temperatura de cada nível, a temperatura de referência foi o gelo fundente (mistura de água e gelo em uma garrafa térmica de 1 l), monitorado através de um termômetro de mercúrio. Para a medida da diferença de temperatura entre os níveis 1 e 3, o nível 1 foi usado como referência.

No local de medida, foi instalado um cano de ferro galvanizado, com 10 cm de diâmetro, na posição vertical, com hastes perpendiculares que foram ajustadas na posição da altura dos níveis de medida. Nas extremidades destas hastes foram fixados os anemômetros a 30 cm destes foram instalados os termopares. (Os instrumentos foram fixados nas extremidades destes braços). As medidas foram registradas e armazenadas através de um Datalogger, modelo MM900, ELE.

Foram efetuadas cinco séries de medidas entre os dias 30 de agosto a 03 de setembro de 1994.

A velocidade do vento foi registrada a intervalos de 5 minutos. Ou seja, a cada 5 minutos tinha-se um valor de velocidade do vento que representava a velocidade média neste intervalo.

As medidas de temperatura e de diferença de temperatura foram feitas a cada 60 segundos e a média registrada a cada 5 minutos.

A partir destes registros de cinco minutos, foram feitas médias de 30 minutos que deram, então origem aos perfis de 30 minutos.

28.

A partir das diferenças de temperatura e velocidade entre os níveis 1 e 3, foi calculado o número de Richardson, Ri, através da eq. 89, de acordo com a aproximação proposta por PANOFSKY (1960) para os gradientes.

$$Ri = \frac{g\Delta T(z_1 z_3)^{0.5} \Delta \ln z}{\bar{T}(\Delta u)^2} \quad (89)$$

A partir dos valores obtidos para o número de Richardson, a atmosfera foi classificada em:

a) neutra, quando $-0,01 \leq Ri \leq 0,01$

b) instável, quando $Ri < -0,01$

c) estável, quando $Ri > 0,01$

Quando a atmosfera foi neutra, o perfil de velocidade foi representado pela eq. (9), que pode ser colocada na seguinte forma:

$$u = U_* [\ln(z-d)] - U_* \ln z_{om} \quad (90)$$

onde

$$U_* = \frac{u_*}{k} \quad (91)$$

Quando a atmosfera foi instável, a eq. (39) juntamente com a eq. (66), deu origem à equação 92 para representar o perfil:

$$u = U_* [\ln(z-d) - \ln(1+x)^2(1+x^2) + 2\operatorname{arctg}x] - [\ln z_{om} - \ln(1+x_0)^2(1+x_0^2) + 2\operatorname{arctg}x_0] \quad (92)$$

onde x e x_0 foram dados pelas eqs. (72) e (73) respectivamente e $\xi = (z-d)/L$.

Para se determinar o comprimento adimensional de Monin-Obukhov, L , necessário para a determinação de ξ e posteriormente de x e x_0 , como não se dispunha de medidas de fluxo de calor sensível, utilizou-se, para atmosfera instável, a seguinte expressão empírica que expressa a relação entre L e o número de Richardson considerado médio no intervalo:

$$L = \frac{(z_1 z_3)^{0.5}}{Ri_z} \quad (93)$$

Para condição atmosférica estável, considerou-se que o perfil de velocidade poderia assumir duas formas. Quando $0 < \xi \leq 1$, o que equivale a $0 < Ri \leq 0,166$, a eq. (39) juntamente com a eq. (67) fornece a seguinte equação para o perfil:

$$u = U_* [\ln(z-d) + 5\xi] - U_* \left[\ln z_{0m} + 5 \frac{z_{0m}}{L} \right] \quad (94)$$

onde $\xi = (z-d)/L$ e L foi determinado através de uma relação empírica com Ri , conforme abaixo:

$$L = (z_1 z_3)^{0.5} \left(\frac{1}{Ri_z} - 5 \right) \quad (95)$$

Para condição atmosférica estável, quando $\xi > 1$, o que equivale a $Ri > 0,166$, a eq. (39) juntamente com a eq. (68) forneceram a seguinte equação para o perfil:

$$u = U_* [6 \ln(z-d)] - U_* (6 \ln z_{0m}) \quad (96)$$

Assumindo então que as eqs. (90), (92), (94) e (96) são equações do tipo $y = ax + b$, onde $a = U_*$, x é o conteúdo do colchete e b é

é o segundo termo de cada uma das equações, foi aplicado o Método do Mínimo Desvio Quadrado para estimativa de d , z_{0m} e u_* . O comprimento rugoso z_{0H} foi estimado pela eq. (86).

As funções correções para o perfis de velocidade e de temperatura, $\psi_m(\xi)$ e $\psi_H(\xi)$, para atmosfera estável ou instável foram então determinadas com os valores de d , z_{0m} , z_{0H} e u_* .

A resistência aerodinâmica, para intervalos de 30 minutos, foi determinada através da eq. (25).

A resistência foi também estimada a partir de valores médios de d , z_{0m} e z_{0H} conforme eq. (16) proposta por ALLEN (1986).

Com a resistência aerodinâmica, as medidas da temperatura de bulbo seco no nível 1 e da diferença de temperatura de bulbo seco e de bulbo úmido entre os níveis 1 e 3 e a pressão atmosférica obtida dos dados da estação agrometeorológica, foi possível através da eq. 97 estimar o fluxo de calor latente a cada meia hora.

$$\lambda E = \frac{0,622 \cdot \lambda \cdot \rho \cdot \Delta e_d}{P \cdot r_a} \quad (97)$$

onde:

$$\lambda = 2,501 - (2,361 \cdot 10^{-3}) \cdot T \quad (98)$$

$$\rho = 3,486 \cdot \frac{P}{275 + T} \quad (99)$$

$$\Delta e_d = \Delta T U \cdot (\delta + \gamma) - \gamma \cdot \Delta T S \quad (100)$$

onde:

31.

$$\gamma = 0,0016286 \cdot \frac{P}{\lambda} \quad (101)$$

$$\delta = \frac{4098 \cdot e_a}{(T + 237,3)^2} \quad (102)$$

onde:

$$e_a = 0,6108 \cdot e^{\left(\frac{17,27 \cdot T}{T + 237,3}\right)} \quad (103)$$

Foi feita o somatório do fluxo de calor latente para períodos de 24 horas que juntamente com os valores médios das grandezas envolvidas na eq. 97 permitiram obter a resistência aerodinâmica efetiva diária conforme eq. 104. abaixo:

$$ra_{diária} = \frac{0,622 \cdot \bar{\lambda} \cdot \bar{p} \cdot \Delta \bar{e}_d}{\bar{P} \cdot \sum \lambda E} \quad (104)$$

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1. Comportamento geral dos perfis de ½ hora

Foram obtidos 230 conjuntos de dados médios de meia hora, com amostragem de 5 em 5 minutos de temperatura e de velocidade de vento. Os valores medidos de velocidade do vento variaram de 0 m/s a 3,215 m/s para o nível 1; de 0 m/s a 3,702 m/s para o nível 2 e de 0,040 m/s a 4,163 m/s para o nível 3. A temperatura variou para o nível 1, de 14,05°C a 39,65°C e para o nível 3, de 14,24°C a 39,17°C.

A partir destes dados foram calculados os números de Richardson, Ri , a partir dos quais os perfis foram classificados de acordo com a condição de estabilidade atmosférica. O número de Richardson variou de -1,103 a 12,987 com uma média de 0,227 e um desvio padrão de 1,089. Quando $-0,01 \leq Ri \leq 0,01$, a atmosfera foi considerada neutra conforme MONTEITH (1975) que considerou este intervalo como sendo aquele em que o fator de estabilidade variava por menos de 10% da unidade. Desta maneira, dos 230 perfis obtidos, 86 perfis referem-se à condição de atmosfera instável, 131 referem-se atmosfera estável e 13 perfis atmosfera neutra.

No ciclo de um dia, verificou-se que entre 7:00 e 8:00 horas ocorreu uma transição de condição atmosférica estável para instável e

entre 15:00 e 17:00 horas de condição atmosférica instável para estável. Os períodos de atmosfera neutra ou próximos de neutra ocorreram principalmente nestes períodos de transição.

Observou-se, portanto, que atmosfera instável ocorreu principalmente no período diurno e atmosfera estável no período noturno. SANTOS & ANDRÉ (1993), para medidas feitas entre 7:00 e 18:30 horas durante dois dias também observaram atmosfera instável no período diurno com atmosfera neutra por volta das 17:00/18:00 horas. Este mesmo padrão, no comportamento da estabilidade atmosférica, foi observado para a maioria dos dias estudados por PARLANGE & KATUL (1992b). Tal fato se justifica, visto que durante o dia, com o aquecimento da superfície pelo sol, o processo convectivo é favorecido enquanto à noite a superfície fica mais fria, a convecção é inibida e o fluxo se dá do ar para a superfície. Este comportamento da atmosfera foi bem descrito e explicado por SMITH (1990) e por PEREIRA (1992).

Figura 1 - Número de Richardson e velocidade característica em função do tempo para o dia 03 de setembro.

A Figura 1 exemplifica e representa o comportamento de Ri em função do tempo para o período de um dia.

A relação entre o campo de tensões tangenciais e o campo de velocidades médias existe e é simples para o escoamento laminar mas não para o escoamento turbulento. As flutuações aleatórias de velocidade nos escoamentos turbulentos transferem quantidades de movimento através das linhas de corrente do movimento médio que devem ser somadas as tensões causadas pelos gradientes das velocidades médias. A velocidade de fricção resulta da combinação do gradiente da velocidade média com a média da flutuação da velocidade.

A velocidade de fricção é portanto uma função do escoamento que por sua vez depende das características da geometria dos elementos rugosos (altura, espaçamento, arranjo, distribuição foliar), do tipo de fluido, da velocidade e gradiente de velocidade do escoamento, assim como das condições de estabilidade. Quanto maior o módulo do número de Richardson, normalmente, menores são os gradientes de velocidade e menos turbulento é o escoamento, conseqüentemente a velocidade característica é menor pois esta é uma característica da dinâmica do escoamento. Inclusive, de acordo com MONIN & YAGLOM (1977) u_* tende a zero se o regime tende a convecção livre.

Ao longo de um dia, verificou-se que a velocidade característica, assumiu os menores valores à noite, quando a estabilidade aumentou. Este comportamento se repetiu para quase todos os dias e está representado na Figura 1 através da variação temporal da velocidade característica para o dia 03/09.

Os valores da velocidade característica, para os 230 perfis obtidos, variaram entre o mínimo de 0,0020 m/s e o máximo de 0,2663 m/s sendo o valor médio de 0,0814m/s com um desvio padrão de 0,0712 m/s.

Dos 230 perfis, 137 tiveram $u_* < 0,1$ m/s e a maioria (109) ocorreu à noite justamente no período em que a atmosfera se encontrava fortemente estável e para 110 perfis as velocidades de vento envolvidas foram menores que 1,0 m/s (nível 3). Nestas circunstâncias, a determinação da velocidade característica não possui boa exatidão, devido às baixas velocidades de vento envolvidas, conforme foi observado por DUYNKERKE (1992).

Neste experimento, verificou-se que para uma variação de u_* de 0,0020 m/s a 0,2663 m/s, houve uma variação para a razão entre o comprimento rugoso para o vapor de água e o comprimento rugoso para o momentum, de 0,000136 a 6,20459. DUYNKERKE (1992) observou uma variação que foi de 10, para valores pequenos de u_* , a $1 \cdot 10^{-6}$ para grandes valores de u_* . GARRATT et alii (1993) verificou que para esta faixa de variação da razão entre os comprimentos rugosos acima citados há um aumento de 0,05 a 0,2 m/s para u_* . A FAO (1991) sugeriu que esta razão seja da ordem de 0,01.

Como a estimativa de z_{0H} foi realizada através de uma relação empírica de z_{0m} , que por sua vez depende fortemente de u_* , então a incerteza de u_* se transferiu à z_{0m} e conseqüentemente a z_{0H} e também ao deslocamento do plano zero, conforme constatou DUYNKERKE (1992). Foi justamente no período em que $u_* < 0,1$ m/s (137 perfis) que se observou os maiores valores de z_{0m} e d com 48 perfis se

linearizando para valores de $d+z_{0m}>h_c$. Dos 93 perfis em que $u_*>0,1$ m/s, todos os perfis se linearizaram para $d+z_{0m}<h_c$.

O comprimento rugoso, z_{0m} , variou de 0 m a 0,5001 m, com média de 0,0408 m (e desvio padrão de 0,0726 m), portanto bem superior ao valor utilizado por ALLEN (1989) que foi de 0,01476 para uma altura de planta, h_c , de 12 cm. Utilizando a proposta de Allen para o cálculo de z_{0m} e a altura da grama, sobre a qual foram efetuadas as medidas, que foi em média de 0,14 m obteve-se para z_{0m} o valor de 0,0172 m, ainda assim bem inferior a média obtida através da correlação dos perfis. No período diurno, entre 6:00 e 17:00 horas, não houve valores elevados de z_{0m} . Quanto ao deslocamento do plano zero, d , não foi possível verificar nenhum padrão na sua variação com o tempo, aparentemente aleatória, entre um mínimo de 0 m e um máximo de 0,119 m.

SENTELHAS et alii (1992) concluíram que a "influência" de u_* é "marcante" no comportamento de d e z_{0m} e através das figuras por eles apresentadas foi possível observar que u_* esteve sempre acima de 0,1 m/s. Nestas circunstâncias concluíram que existe uma grande interdependência entre d e z_{0m} e observaram que para uma variação em u_* de 0,10 a 0,42 m/s houve uma variação de 1,60 a 1,10 m no deslocamento do plano zero. O comprimento rugoso z_{0m} aumentou com a velocidade característica sendo que para uma variação de 0,10 a 0,54 m/s em u_* , houve uma variação de 0 a 0,40 m em z_{0m} aproximadamente.

PEREIRA (1992) apresentou uma relação de interdependência entre d e z_{0m} , onde $z_{0m}=\lambda(h-d)$ e $0,3<\lambda<0,4$, afirmando que no caso de aumento da velocidade do fluido, o deslocamento do plano zero diminui enquanto z_{0m} aumenta, ocorrendo assim um

selamento da vegetação e apresentou um gráfico para o arroz em que z_{0m} aumentou enquanto d diminuiu com o aumento de u_* .

Figura 2 - Deslocamento do plano zero, d , em função da velocidade característica, u^* , para todos os perfis

Figura 3 - Comprimento rugoso, z_{0m} , em função da velocidade característica, u^* , para todos os perfis.

Ao se fazer a correlação entre z_{0m} e $(h-d)$, com a reta de regressão passando pela origem, obteve-se $\lambda=0,3766$, com um

coeficiente de determinação de 0,0768. Ao se plotar z_{0m} e d em função da velocidade característica u^* , verificou-se, que ambos tendem a diminuir com o aumento de u^* (Figuras 2 e 3). Provavelmente, um dos fatores que influenciaram no comportamento de d e z_{0m} foi o valor da velocidade característica.

4.2. Resistência Aerodinâmica por faixas de Ri

Tabela 1 - Valores mínimo e máximo, média e desvio padrão da temperatura nos níveis 1 (TS_1) e 3 (TS_3) e da velocidade nos níveis 1 (u_1), 2 (u_2) e 3 (u_3) respectivamente para os diferentes intervalos de Ri .

		TS_1 (°C)	TS_3 (°C)	u_1 (m/s)	u_2 (m/s)	u_3 (m/s)
$Ri > 0,166$ 79 perfis	Mínimo	14,56	14,83	0	0	0,040
	Máximo	36,49	36,74	0,754	0,919	1,078
	Média	22,11	22,66	0,249	0,374	0,470
	Desvio	4,97	5,03	0,186	0,209	0,244
$0,01 < Ri \leq 0,166$ 52 perfis	Mínimo	14,05	14,24	0,265	0,391	0,465
	Máximo	37,90	38,04	3,215	3,702	4,163
	Média	20,85	21,13	0,970	1,164	1,346
	Desvio	6,03	6,05	0,649	0,720	0,794
$-0,01 \leq Ri \leq 0,01$ 13 perfis	Mínimo	14,58	14,61	0,348	0,478	0,595
	Máximo	38,48	38,48	2,624	3,003	3,330
	Média	23,14	23,15	1,260	1,476	1,665
	Desvio	7,09	7,08	0,607	0,679	0,742
$-1 \leq Ri < -0,01$ 85 perfis	Mínimo	15,03	14,62	0,217	0,322	0,365
	Máximo	39,65	39,17	2,098	2,492	2,817
	Média	27,69	27,07	1,310	1,520	1,696
	Desvio	6,96	6,90	0,385	0,436	0,489
$Ri < -1$ 1 perfil		31,31	30,82	0,551	0,638	0,672

Qualquer processo de transferência vertical é mais ou menos eficiente dependendo do regime de convecção em vigor. MONTEITH (1975) estabeleceu uma classificação (arbitrária) entre os regimes

convectivos e faixas de intervalos de número de Richardson. A Tabela 1 mostra os perfis agrupados em faixas de números de Richardson, conforme MONTEITH (1975), com os respectivos valores mínimo e máximo, média e os desvio padrão das temperaturas TS_1 e TS_3 e das velocidades u_1 , u_2 e u_3 . Os 230 perfis ficaram assim distribuídos: 79 com $Ri > 0,166$, 52 com $0,01 < Ri \leq 0,166$, 13 com $-0,01 \leq Ri \leq 0,01$, 85 com $-1 \leq Ri < -0,01$ e 1 com $Ri < -1$.

4.2.1. Perfis de ½ hora para $Ri > 0,166$

Conforme Tabela 1, pode ser observado que 34% dos perfis ficaram na faixa de $Ri > 0,166$, situação em que a condição atmosférica é de alta estabilidade. Estes dados ocorreram principalmente entre 16:00 e 6:00 horas (período noturno) sendo que as mais fortes inversões (números de Richardson maiores) ocorreram principalmente durante a madrugada.

Nestes períodos, o escoamento caracterizou-se pela inibição do movimento convectivo. Com condições de estratificação muito estáveis, o movimento do meio toma um caráter muito especial, inibindo a turbulência.

Se a convecção livre ou forçada é impedida, a altura da camada onde as forças dinâmicas são importantes deve tender a zero e conseqüentemente o comprimento de Monin-Obukhov também. Provavelmente por isso a literatura consultada não estabelece nenhuma relação entre Ri e L para esta faixa de escoamento o que tornou impossível avaliar o comprimento de Monin-Obukhov, L .

A Tabela 2 contém os valores mínimo e máximo, média e desvio padrão das grandezas Ri , u_* , d , z_{0m} , ra , ra_{Allen} estimados para o intervalo de $Ri > 0,166$.

Tabela 2 - Valores mínimo e máximo, média e desvio padrão das grandezas Ri , u_* , d , z_{0m} , ra , ra_{Allen} estimados para o intervalo de $Ri > 0,166$.

	$Ri > 0,166$ (79 perfis)			
	Mínimo	Máximo	Média	Desvio
Ri	0,1669	12,9076	0,7957	1,6939
u_* (m/s)	0,0020	0,0219	0,0103	0,0043
d (m)	0	0,119	0,075	0,054
z_{0m} (m)	0,002	0,500	0,104	0,096
ra (s/m)	2503	21513	6638	3595
ra_{Allen} (s/m)	173	4665	650	788

Verificou-se neste experimento que os valores estimados de u_* foram menores do que 0,1 m/s em 100% dos perfis em que $Ri > 0,166$ conforme pode ser visto na Tabela 2, justamente quando as velocidades de vento envolvidas foram baixas (ver médias das velocidades nos três níveis na Tabela 1).

Figura 4 - Deslocamento do plano zero, d , em função da velocidade característica, u_* , para $Ri > 0,166$.

Os valores de d e z_{0m} , apresentaram um comportamento aleatório com grande dispersão dos dados. Pode ser visto nas Figuras 4 e 5, que apesar da dispersão, o deslocamento do plano zero, d , e, o comprimento rugoso, z_{0m} , tendem a diminuir com a velocidade característica, u_* . A reprodução dos perfis de velocidade através dos dados obtidos foi boa, com um coeficiente de determinação médio (r^2) de 0,9922 e com um desvio padrão de 0,0307.

Figura 5 - Comprimento rugoso, z_{0m} , em função da velocidade característica, u_* , para $Ri > 0,166$.

Apesar da evolução de ra e ra_{Allen} no tempo serem semelhantes (Figura 6), quando se plotou ra contra ra_{Allen} , verificou-se que o coeficiente de determinação foi muito baixo conforme pode ser visto na Figura 7.

Figura 6 - Variação da resistência aerodinâmica (ra e ra_{Allen}), ao longo do período de medidas, para $Ri > 0,166$.

Figura 7 - Resistência aerodinâmica obtida a partir dos parâmetros estimados, em função da resistência aerodinâmica obtida conforme proposto por ALLEN (1986), para $Ri > 0,166$.

A resistência a qualquer fluxo, neste intervalo de Ri deve ser alta pois conforme MONTEITH (1975), a convecção é totalmente inibida. Os valores obtidos para a resistência aerodinâmica ao vapor de água, ra , calculada respectivamente a partir dos parâmetros estimados e

ra_{Allen} pela equação proposta por ALLEN (1986) foram os mais altos e apresentaram uma grande dispersão em torno da média (6637 ± 3595 e 650 ± 788 s/m respectivamente). Comparativamente, no entanto, os valores de ra são muito maiores do que os de ra_{Allen} . Os valores altos de resistência dificultaram a transferência vertical de vapor de água. Desse modo, quando o gradiente de vapor foi negativo, a evapotranspiração se deu a uma taxa mais reduzida, enquanto quando o gradiente foi positivo, houve deposição de orvalho, que na maioria dos casos sequer foi observado ao amanhecer.

No intervalo em que $Ri > 0,166$, o perfil de vento deve sofrer uma correção e a resistência aerodinâmica também. Como a proposta de ALLEN (1989) não leva em consideração a correção, então é natural que nesta faixa a discrepância entre os valores da resistência aerodinâmica obtida a partir dos parâmetros estimados e a resistência obtida a partir de valores médios seja grande e com coeficiente de determinação entre elas muito baixo conforme pode ser visto nas Figuras 6 e 7. Vale a pena salientar que estes valores, apesar de serem muitos (34% do total), concentraram-se no período noturno, quando a evapotranspiração é extremamente reduzida. As transferências verticais de vapor d'água podem se dar do campo cultivado para a atmosfera ou vice-versa em função do gradiente de umidade. Nos dois casos os fluxos resultantes correspondem à evaporação e à condensação, respectivamente. As duas mudanças de estado dependem da disponibilidade de energia proveniente sobretudo do balanço de radiação cujo resultado efetivo acaba provocando uma retirada ou deposição de água relativamente pequena quando comparado com a evapotranspiração diurna. Além disso o fechamento dos estômatos no período noturno praticamente impede a

transpiração. Desse modo mesmo que haja baixa correlação, ela tem pouca importância, já que o total envolvido neste período, é muito pequeno comparado ao resto do dia.

4.2.2 Perfis de ½ hora para $0,01 < Ri \leq 0,166$

Quando $0,01 < Ri \leq 0,166$, o escoamento caracteriza-se como uma transição entre o regime turbulento com convecção exclusivamente forçada ($-0,01 \leq Ri \leq 0,01$) para o regime não turbulento ($Ri > 0,166$). Nesta faixa foram obtidos 52 perfis, 23% do total, com maior concentração entre 16:00 e 6:00 horas portanto também período noturno.

Verificou-se que o comprimento de Monin-Obukhov variou de 1,22 a 61 m, com um desvio padrão de 15,67 m em torno de uma média de 12,14 m (Tabela 3). O aumento de L indicou o aumento da espessura da camada onde a influência das forças dinâmicas é mais importante quando comparada à influência térmica.

Para este intervalo a velocidade de fricção u_* estimada, também assumiu valores muito pequenos sendo menores que 0,1 m/s para 50% dos perfis desta faixa.

Em relação ao intervalo anterior (Tabela 2), verificou-se (Tabela 3) que a dispersão tanto para z_{0m} como para o deslocamento do plano zero, d , foi menor. A média do deslocamento do plano zero, 0,093, e do comprimento rugoso, 0,004, foram respectivamente superior e inferior à média do intervalo anterior.

Tabela 3 - Valores mínimo e máximo, média e desvio padrão das grandezas Ri , L , u_* , d , z_{0m} , ra , ra_{Allen} estimados para o intervalo em que $0,01 < Ri \leq 0,166$.

	0,01 < Ri ≤ 0,166 (52 perfis)			
	Mínimo	Máximo	Média	Desvio
Ri	0,0120	0,1520	0,0829	0,0438
L	1,22	61,05	12,14	15,67
u_* (m/s)	0,0153	0,2663	0,0695	0,0583
d (m)	0	0,119	0,093	0,047
z_{0m} (m)	0	0,036	0,004	0,007
ra (s/m)	100	3380	707	601
ra_{Allen} (s/m)	45	401	182	89

Os valores da resistência aerodinâmica obtidos a partir dos parâmetros estimados apresentaram também uma grande dispersão em torno do valor médio ($707 \text{ s/m} \pm 601 \text{ s/m}$) enquanto a resistência aerodinâmica obtida pelo método proposto por ALLEN (1986) apresentou uma dispersão menor, mas ainda assim alta ($182 \text{ s/m} \pm 89 \text{ s/m}$), conforme Tabela 3.

Figura 8 - Deslocamento do plano zero, d , em função da velocidade característica, u_* , para $0,01 < Ri \leq 0,166$.

O deslocamento do plano zero, d , diminuiu com u_* , enquanto z_{0m} aumentou muito lentamente (Figuras 8 e 9).

Figura 9 - Comprimento rugoso, z_{0m} , em função da velocidade característica, u_* , para $0,01 < Ri \leq 0,166$.

Figura 10 - Resistência aerodinâmica obtida a partir dos parâmetros estimados, em função da resistência obtida conforme proposto por ALLEN (1986), para $0,01 < Ri \leq 0,166$

Quando se plotou ra contra ra_{Allen} verificou-se que o coeficiente de determinação foi de 0,3481 (Figura 10), portanto melhor que no intervalo anterior que foi de 0,2511 (Figura 7).

Figura 11 - Variação da resistência aerodinâmica (ra e ra_{Allen}), ao longo do período de medidas, para $0,01 < Ri \leq 0,166$.

Pela observação da Figura 11, em alguns trechos parece existir alguma relação entre as resistências e em outros não. Isto aconteceu próximo ao limite inferior de Ri neste intervalo. Conforme pode ser visto na Figura 12, as resistências se afastam à medida que Ri aumenta.

Figura 12 - Variação da resistência aerodinâmica (r_a e r_{aAllen}) em função do número de Richardson, para $0,01 < Ri \leq 0,166$

Quando se dividem os perfis em intervalos, é preciso observar que os valores podem estar concentrados em uma extremidade do intervalo podendo não representar o intervalo mas se identificar mais com o intervalo do qual são limites. Assim sendo, de acordo com Fichtl (1968), citado por MONIN & YAGLOM (1977), os perfis classificados dentro da faixa de $0,01 < Ri \leq 0,166$ foram divididos em dois outros subintervalos: $0,01 < Ri \leq 0,1$ e $0,1 < Ri \leq 0,166$, conforme Tabela 4.

Quanto menor, em módulo, o número de Richardson do intervalo, maiores as médias de velocidade característica, do comprimento adimensional de Monin Obukhov, L , e do comprimento rugoso, z_{0m} , e menores as médias do deslocamento do plano zero.

Verificou-se que para ambos subintervalos o deslocamento do plano zero diminuiu com u_* e o comprimento rugoso z_{0m} cresceu com u_* e que d e z_{0m} foram interdependentes ou seja enquanto um cresceu, o outro diminuiu mantendo o mesmo comportamento do intervalo todo.

Tabela 4 - Valores mínimos e máximos, média e desvio padrão das grandezas Ri , L , u_* , d , z_{0m} , ra e ra_{Allen} estimados para os subintervalos intervalos $0,01 < Ri \leq 0,1$ e $0,1 < Ri \leq 0,166$.

		Mínimo	Máximo	Média	Desvio
0,01 < $Ri \leq 0,1$ 34 perfis	Ri	0,0119	0,1038	0,0570	0,0296
	L	3,59	61,05	17,47	17,17
	u_* (m/s)	0,0287	0,2663	0,0919	0,0611
	d (m)	0	0,119	0,080	0,053
	z_{0m} (m)	0	0,036	0,005	0,008
	ra (s/m)	100	843	386	202
	ra_{Allen} (s/m)	45	326	147	76
0,1 < $Ri \leq 0,166$ 18 perfis	Ri	0,109	0,152	0,132	0,013
	L	1,22	3,27	2,07	0,63
	u_* (m/s)	0,015	0,042	0,027	0,007
	d (m)	0,119	0,119	0,119	0
	z_{0m} (m)	0	0,008	0,001	0,002
	ra (s/m)	665	3380	1313	640
	ra_{Allen} (s/m)	147	401	248	74

Quando se compararam as resistências verificou-se que a diferença entre as médias foi grande (386 e 147 para $0,01 < Ri \leq 0,1$ e 1313 e 248 respectivamente para $0,1 < Ri \leq 0,166$) e o desvio em torno delas também foi grande (Tabela 4).

Pode ser observado nas Figuras 13 e 14 que a correlação entre as resistências foi acentuadamente melhor para $0,01 < Ri \leq 0,1$. O resultado é lógico visto que quanto mais estável é a atmosfera mais o perfil se distancia do tipo log-linear com conseqüentes discrepâncias nos resultados, justificando assim a divisão do intervalo.

Figura 13 - Resistência aerodinâmica obtida a partir dos parâmetros estimados, em função da resistência aerodinâmica obtida conforme proposto por ALLEN (1986), para $0,01 < Ri \leq 0,1$.

Figura 14 - Resistência aerodinâmica obtida a partir dos parâmetros estimados, em função da resistência aerodinâmica obtida conforme proposto por ALLEN (1986), para $0,1 < Ri \leq 0,166$.

4.2.3. Perfis de ½ hora para $-0,01 \leq Ri \leq 0,01$

Quando o número de Richardson esteve compreendido entre 0,01 e -0,01, a atmosfera foi considerada neutra. Dos 230 perfis, somente 13, 5,6% do total puderam ser classificados como próximos de neutro. Portanto, a condição de atmosfera neutra foi rara e ocorreu normalmente próximo do nascer e do por do sol, quando a atmosfera encontrava-se na transição da condição estável para instável e vice-versa, conforme também observado por PARLANGE & KATUL (1992b).

Muitos autores, entre eles DEHEER-AMISSAH et alii (1981), sugerem que o comprimento rugoso, z_{0m} , e o deslocamento do plano zero, d , sejam estimados em condições neutra ou próxima de neutra, pois nesta situação, o comprimento de Monin-Obukhov, L , se aproxima do infinito e então os fatores térmicos podem ser ignorados na camada mais próxima da superfície. Isto porque o parâmetro z_{0m} depende tanto das irregularidades da superfície como da interação entre a superfície e o escoamento turbulento, sendo inclusive por este motivo denominado rugosidade dinâmica da superfície. Uma outra vantagem em determinar o comprimento rugoso z_{0m} , e o deslocamento do plano zero, d , em condições atmosféricas próxima de neutra, é que sendo esses fatores função somente do tipo das características da superfície e do escoamento turbulento, se estimados em outras condições, além da influência dos fatores térmicos como tal, poderiam ser influenciados pelo empirismo dos termos de correção para os perfis logarítmicos.

Tabela 5 - Valores mínimo e máximo, média e desvio padrão das grandezas Ri , L , u_* , d , z_{0m} , ra ra_{Allen} estimados para o intervalo em que $-0,01 \leq Ri \leq 0,01$.

	-0,01 $\leq Ri \leq$ 0,01 (13 perfis)			
	Mínimo	Máximo	Média	Desvio
Ri	-0,0096	0,0090	-0,0018	0,0059
u_* (m/s)	0,0534	0,1941	0,1147	0,0417
d (m)	0	0,119	0,055	0,042
z_{0m} (m)	0,001	0,049	0,009	0,013
ra (s/m)	125	407	234	86
ra_{Allen} (s/m)	56	314	140	78

O valor médio obtido de d foi de 0,055 m e o de z_{0m} foi de 0,009 m conforme pode ser visto na Tabela 5. Conforme ALLEN (1986) para uma altura de planta h_c igual a 0,014 m, o deslocamento do plano zero é de 0,0933m (aproximadamente 50% maior que o valor aqui apresentado) e o comprimento rugoso para o momentum é de 0,0172 m (cerca de aproximadamente 100% maior que o valor aqui apresentado).

Neste intervalo, as correções, ψ_m e ψ_h , em valor absoluto, são muito pequenas visto que os números de Ri estão muito próximos de zero (próximo neutro), além do que se alternam no sentido de aumentar ou diminuir a resistência dependendo de Ri ser positivo ou negativo. Isto deveria conduzir a valores de resistência, pelo menos na média, iguais ou muito mais próximas dos valores obtidos conforme proposto por ALLEN (1986). Isto sugere que os parâmetros estimados, d e z_{0m} , muito menores que os propostos por ALLEN (1986), sejam os maiores responsáveis pela diferença entre as resistências.

As Figuras 15 e 16 mostram o comportamento de d e z_{0m} com u_* . A velocidade característica, u_* , foi maior do que 0,1 m/s em todos os perfis com um valor médio de 0,1147 m/s.

Figura 15 - Deslocamento do plano zero, d , em função da velocidade característica, u_* , para $-0,01 \leq Ri \leq 0,01$

Figura 16 - Comprimento rugoso, z_{0m} , em função da velocidade característica, u_* , para $-0,01 \leq Ri \leq 0,01$.

Neste intervalo, os valores para a resistência aerodinâmica apresentaram a melhor correlação com os valores da resistência obtida através de parâmetros médios conforme proposto por ALLEN (1986) com um coeficiente de determinação de 0,9119 como pode ser visto na Figura 17. Este resultado era esperado

pois os valores sugeridos por ALLEN (1986) foram obtidos em condições de atmosfera neutra.

Figura 17 - Resistência aerodinâmica obtida a partir dos parâmetros estimados, em função da resistência aerodinâmica obtida conforme proposto por ALLEN(1986), para $-0,01 \leq Ri \leq 0,01$.

Na Figura 18, pode ser observado como as resistências tiveram o mesmo comportamento, apesar dos valores aqui obtidos superestimarem os valores de ALLEN (1986), ou seja, a resistência aerodinâmica obtida pelos parâmetros estimados foi sempre maior que a resistência aerodinâmica obtida conforme proposto por ALLEN (1986) (a qual leva em consideração somente a influência da altura do dossel para a estimativa dos parâmetros z_{0m} e d).

Figura 18 - Variação de r_a e r_{aAllen} , ao longo do período de medidas, para o perfis próximos de atmosfera neutra.

4.2.4. Perfis de ½ hora para $-1,0 \leq Ri < -0,01$.

Quando os perfis possuem $-1,0 \leq Ri < -0,01$, a atmosfera é instável e o escoamento é turbulento com convecção mista. Esta classificação considera que nesta faixa os processos turbulentos são causados tanto pela turbulência dinâmica (mecânica) como pela convecção livre. Esta condição ocorreu no período diurno, entre 6:00 e 17:00 horas e correspondeu a 85 perfis (37%).

Os valores do deslocamento do plano zero, d , e do comprimento rugoso, z_{0m} , neste intervalo, também se mantiveram bem abaixo dos valores, 0,0933 e 0,0172 m respectivamente, conforme proposto por ALLEN (1986) como pode ser visto na Tabela 6.

O comprimento rugoso, z_{0m} , se manteve praticamente igual ao do intervalo anterior, com uma pequena variação no desvio, para menor. A média do deslocamento do plano zero, d , no entanto, diminuiu,

enquanto o desvio permaneceu o mesmo. Os valores de u_* neste intervalo foram maiores que 0.1 m/s em todos os perfis.

Tabela 6 - Valores mínimo e máximo, média e desvio padrão das grandezas Ri , L , u_* , d , z_{0m} , ra e ra_{Allen} estimados para o intervalo de $-1,0 \leq Ri < -0,01$.

	-1,0 ≤ Ri < -0,01 (85 perfis)			
	Mínimo	Máximo	Média	Desvio
Ri	-0,8310	-0,0104	-0,1684	0,1495
L	-74,20	-0,93	-10,05	11,48
u_* (m/s)	0,0473	0,2620	0,1498	0,0417
d (m)	0	0,119	0,034	0,048
z_{0m} (m)	0,001	0,043	0,010	0,008
ra (s/m)	115	466	169	60
ra_{Allen} (s/m)	66	511	127	70

O comportamento de d , z_{0m} , ra e ra_{Allen} pode ser observado nas Figuras 19, 20, 21 e 22.

Figura 19 - Deslocamento do plano zero, d , em função da velocidade característica, u_* , para $-1,0 \leq Ri < -0,01$.

Figura 20 - Comprimento rugoso, z_{0m} , em função da velocidade característica, u_* , para $-1,0 \leq Ri < -0,01$.

Figura 21 - Resistência aerodinâmica, obtida a partir dos parâmetros estimados, em função da resistência aerodinâmica obtida conforme proposto por ALLEN (1986), para $-1,0 \leq Ri < -0,01$.

Figura 22 - Variação de ra e ra_{Allen} , ao longo do período de medidas, para o intervalo $-1,0 \leq Ri < -0,01$.

A resistência aerodinâmica obtida através dos parâmetros estimados e a resistência aerodinâmica calculada conforme proposto por ALLEN (1986) tiveram o mesmo comportamento com uma defasagem entre elas aparentemente menor do que no intervalo em que $0,01 \geq Ri \geq -0,01$ conforme Figura 22. Aqui, apesar dos valores de d e z_0m terem se mantido próximos dos valores do intervalo anterior, contribuindo para aumentar ra em relação a ra_{Allen} , as correções, ψ_m e ψ_h , são maiores e contribuem, em todo intervalo, para diminuir a resistência, o que fez com que a diferença entre elas ficasse menor. Verificou-se que o coeficiente de determinação, 0,894 (Figura 21), foi levemente inferior ao intervalo anterior que foi de 0,9119 (Figura 17).

De acordo com MONIN & YAGLOM (1977), existe uma discrepância teórica entre a eq. 60, 61 e 62 para representar os perfis de velocidade aqui utilizada e a chamada lei da potência de $1/3$, colocando em dúvida a validade destas equações. Entretanto, o mesmo autor afirma

que existe justificativa empírica satisfatória para esta equação a qual tem sido usada em algumas situações.

Quando há tendência à convecção livre, o que teoricamente deveria acontecer em torno de $Ri = -1$, a equação que descreve o perfil de velocidade é a lei de potência de $1/3$, válida para quando só existe agitação térmica. A agitação térmica é caracterizada pelo comprimento de Monin-Obukhov nulo e a espessura da camada dinâmica conseqüentemente será igual a zero. No entanto, verifica-se experimentalmente que para $Ri = -0,1$, já começa a valer a lei de potência de $1/3$. Nesta situação tem-se agitação térmica e turbulência mecânica de tal modo que a agitação térmica já está mais efetiva que a mecânica. No entanto, nesta situação contrariamente ao que se espera, L ainda é grande, mas, por outro lado, a camada dinâmica é, de fato, pequena. Existe então uma contradição ao se representar a camada dinâmica pelo comprimento de Monin-Obukhov. O que ocorre é que a espessura da subcamada dinâmica, na realidade, compreende somente uma pequena parte de L . Tal fato poderia ser explicado pela existência da constante de Von Karman no denominador da eq. 24 (que de acordo com MONIN-YAGLOM (1977) não tem motivo para ai estar a não ser historicamente) que define o comprimento de Monin-Obukhov, fazendo com que ele seja 2,5 maior do que deveria.

Vale a pena salientar que de acordo com Taylor, citado por MONIN & YAGLOM (1977), a transição ocorre na atmosfera para o regime de convecção livre com $Ri = -0,03$.

Tabela 7 - Valores mínimo e máximo, média e desvio padrão das grandezas Ri , L , u_* , d , z_{0m} , ra e ra_{Allen} estimados para o subintervalos $-0,1 \leq Ri < -0,01$ e $-1,0 \leq Ri < -0,1$.

		Mínimo	Máximo	Média	Desvio
-1,0 ≤ Ri < -0,1 49 perfis	Ri	-0,8310	-0,1071	-0,2496	0,1508
	L	-7,24	-0,93	-3,89	1,62
	u_* (m/s)	0,0654	0,2292	0,1484	0,0355
	d (m)	0	0,119	0,041	0,052
	z_{0m} (m)	0,001	0,038	0,010	0,007
	ra (s/m)	115	301	160	36
	ra_{Allen} (s/m)	80	331	126	48
-0,1 ≤ Ri < -0,01 36 perfis	Ri	-0,0997	-0,0104	-0,0580	0,0265
	L	-74,20	-7,78	-18,42	13,70
	u_* (m/s)	0,0473	0,2620	0,1518	0,0495
	d (m)	0	0,119	0,023	0,041
	z_{0m} (m)	0,001	0,043	0,011	0,009
	ra (s/m)	118	466	183	81
	ra_{Allen} (s/m)	66	511	129	94

Diante do exposto, o intervalo $-1,0 \leq Ri < -0,01$ foi dividido em dois intervalos ou seja $-0,1 \leq Ri < -0,01$ e $-1,0 \leq Ri < -0,1$ conforme Tabela 7.

O comportamento de d e z_{0m} em função de u_* , para os sub intervalos, foi o mesmo que para o intervalo todo ou seja permaneceu a tendência de crescimento de z_{0m} com u_* e de diminuição de d com u_* .

Foi possível verificar (Tabela 7) que as médias das resistências não foram muito diferentes de um subintervalo para outro. O comportamento das resistências ao longo do período de medidas também não sofreu variação do intervalo para os subintervalos (ver Figuras 22, 24 e 26).

Figura 23 - Resistência aerodinâmica, obtida a partir dos parâmetros estimados, em função da resistência aerodinâmica obtida conforme proposto por ALLEN (1986), para $-1,0 \leq Ri < -0,1$.

Figura 24 - Variação de ra e ra_{Allen} , ao longo do período de medidas, para o intervalo $-1,0 \leq Ri < -0,1$.

Figura 25 - Resistência aerodinâmica, obtida a partir dos parâmetros estimados, em função da resistência aerodinâmica conforme proposto por ALLEN (1986) para $-0,1 \leq Ri < -0,01$.

Figura 26 - Variação de ra e ra_{Allen} , ao longo do período de medidas, para o intervalo $-0,1 \leq Ri < -0,01$.

Quanto ao coeficiente de determinação, de 0,8944 no intervalo $-1,0 \leq Ri < -0,01$ (Figura 21), passou para 0,8166 e 0,9607 nos

subintervalos $-1,0 \leq Ri < -0,1$ e $-0,1 \leq Ri < -0,01$, respectivamente (Figuras 23 e 25). Este comportamento e estes coeficientes de determinação não foram diferentes, nem grandes o suficiente para justificar a divisão do intervalo.

4.2.5. Perfis de ½ hora para $Ri < -1,0$

Somente 1 perfil teve $Ri < -1,0$. Nesta situação o escoamento é quase laminar e a convecção é livre. Aqui voltam a se repetir baixas velocidades de vento e o número de Richardson obtido foi de -1,10. Este perfil ocorreu no período diurno, mais especificamente às 9:00 horas aproximadamente.

Neste perfil, o deslocamento do plano zero, d , foi 0,119 m e o comprimento rugoso, z_{0m} , 0,0036 m

A resistência aerodinâmica conforme proposto por ALLEN (1986) foi de 278 s/m, superior portanto a resistência aerodinâmica calculada a partir dos parâmetros estimados que foi de 250 s/m..

Convém ressaltar que em todos os intervalos considerados os valores da resistência aerodinâmica superestimaram os valores de ALLEN (1986). No entanto verificou-se que a média da diferença entre as duas decresceu significativamente (Tabela 8) à medida que o número de Richardson diminuiu indicando portanto a possibilidade de que para perfis em que $Ri < -1,0$, pudesse haver uma inversão ou seja os valores da resistência aerodinâmica obtida a partir dos parâmetros estimados subestimasse os valores da resistência aerodinâmica conforme proposto por ALLEN (1986). No entanto, não foi possível confirmar esta tendência por falta de maior número de perfis neste intervalo.

Tabela 8 - Valores mínimo e máximo, média e desvio padrão das diferenças entre a resistências obtidas respectivamente a partir dos parâmetros estimados e dos parâmetros médios, para os diferentes intervalos de R_i .

	Mínimo	Máximo	Média	Desvio
$R_i > 0,16$ 79 perfis	2292	20924	5988	3272
$0,01 < R_i \leq 0,166$ 52 perfis	55	3156	524	553
$-0,01 \leq R_i \leq 0,01$ 13 perfis	65	156	94	26
$-1,0 \leq R_i < -0,01$ 85 perfis	-83	83	42	23
$R_i < -1,0$ 1 perfil	-27			

4.3. Resistência aerodinâmica efetiva diária

A partir dos resultados obtidos a cada meia hora para a resistência aerodinâmica e de posse dos gradientes verticais de pressão de vapor, foi possível estimar o fluxo de vapor d'água nesses mesmos intervalos de tempo. Em cada dia, o somatório dos fluxos de cada meia-hora resultou no fluxo total do vapor d'água.

O valor obtido para o fluxo médio diário foi baixo, o que foi coerente com o pequeno valor do gradiente de pressão do vapor d'água (Tabela 9), característico da região para a época em que as medidas foram efetuadas.

Os resultados obtidos para a resistência aerodinâmica efetiva diária a partir da média dos parâmetros estimados e para a resistência aerodinâmica efetiva diária obtida conforme proposto por

ALLEN (1986) estão na Tabela 9, juntamente com os valores médios da velocidade no nível 3.

Tabela 9: Valores médios das grandezas envolvidas na determinação da resistência aerodinâmica efetiva diária e respectivas resistências.

	31/08	01/09	02/09	03/09	04/09
TS ₁ (°C)	28,18	29,11	20,36	19,93	22,52
TS ₂ (°C)	28,38	29,27	20,23	19,81	22,50
TU ₁ (°C)	23,05	23,89	18,40	17,67	20,19
TU ₂ (°C)	22,80	23,43	18,02	17,00	19,34
u ₁ (m/s)	0,591	0,679	1,522	0,893	0,608
u ₂ (m/s)	0,740	0,842	1,769	1,073	0,751
u ₃ (m/s)	0,868	0,981	1,988	1,225	0,860
Δe_d (kPa)	-0,09	-0,15	-0,08	-0,13	-0,20
λE (mm/dia)	0,38	0,45	0,30	0,54	0,89
ra (s/m)	138	200	162	156	138
ra _{Allen} (s/m)	202	179	88	143	204

As figuras 26, 27, 28, 29 e 30, mostram o comportamento do fluxo diário de calor latente ao longo dos dias 31/08, 01, 02, 03 e 04/09. Observou-se o mesmo comportamento para todos os dias observados, ou seja a evapotranspiração foi nula durante todo o período noturno; começou a aumentar aproximadamente entre 6:00 e 8:00 horas, atingiu um máximo em torno de 12:00/14:00 horas voltando a se aproximar de zero por volta das 17:00/18:00 h. No dia 02/09, houve fluxo ascendente de calor latente durante a noite e durante o dia o fluxo se manteve mais constante (ver Figura 28).

Figura 26 - Fluxo de calor latente em função do tempo, para o dia 31/08/94.

Figura 27 - Fluxo de calor latente em função do tempo, para o dia 01/09/94

Figura 28 - Fluxo do calor latente em função do tempo, para o dia 02/09/94

Figura 29 - Fluxo do calor latente em função do tempo, para o dia 03/09/94.

Figura 30 - Fluxo do calor latente em função do tempo, para o dia 04/09/94.

Figura 31 - Resistência aerodinâmica efetiva diária em função da resistência aerodinâmica média diária conforme proposto por ALLEN (1986).

Não foi possível verificar nenhum padrão no comportamento dos valores das resistências aerodinâmicas efetivas diárias quando comparados aos da resistência aerodinâmica média diária conforme proposto por ALLEN (1986). O coeficiente de determinação entre a

resistência aerodinâmica efetiva diária e a proposta por ALLEN (1986) foi extremamente baixo e os coeficientes obtidos (Figura 31) indicam que elas são diferentes.

A discrepância apresentada entre as duas estimativas da resistência aerodinâmica efetiva média diária pode ter ocorrido devido à diferença entre os métodos de estimativa utilizados. Diferentemente do método aerodinâmico, o método de estimativa proposto por ALLEN (1986) não leva em consideração as correções devido à estabilidade, e considera os parâmetros de e e z_0 como funções somente a altura do dossel.

As simplificações propostas por ALLEN (1986) resultaram em uma dependência direta da resistência em relação à velocidade do vento e sua aplicação no presente estudo indicou uma variação em ra_{Allen} de 88 a 204 s/m, enquanto os valores da resistência efetiva diária foram relativamente constantes, variando de 138 a 200 s/m, indicando que o regime de turbulência alterou significativamente os parâmetros envolvidos no cálculo da resistência.

5. CONCLUSÃO

Neste trabalho foi observado que para a maioria dos dias analisados, a atmosfera foi neutra somente em períodos muito curtos, próximos do amanhecer e do entardecer.

O deslocamento do plano zero e o comprimento rugoso para o momentum influenciaram significativamente a estimativa da resistência aerodinâmica e não são funções simplesmente da altura do dossel, conforme proposto por ALLEN (1986), mas também do próprio escoamento.

Os valores da resistência aerodinâmica calculada a partir dos parâmetros estimados, levando em consideração as funções correções, foram diferentes e maiores do que aqueles calculados conforme a metodologia proposta por ALLEN (1986).

Quanto maior a estabilidade, maior a diferença entre as estimativas analisadas de resistências aerodinâmicas à transferência do vapor de água e menor a correlação entre elas. Não é recomendável utilizar a metodologia proposta por ALLEN (1986), visto que mesmo para condição próxima da neutralidade, apesar de ser boa a correlação, a metodologia subestima os valores da resistência aerodinâmica à transferência do vapor de água.

O valor da resistência aerodinâmica efetiva diária, estimada a partir da integração do fluxo de calor latente para 24 horas, se manteve

praticamente constante comparado com a variação do valor de ra_{Allen} , obtido a partir da velocidade de vento média de 24 horas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALLEN, R.G. A Penman for all seasons. *Journal of Irrigation and Drainage Engineering*, **112**(4): 348-69, 1986.
- ALLEN, R.G.; JENSEN, M.E.; WRIGHT, J.L.; BURMAN, R.D. Estimates of reference evapotranspiration. *Agronomy Journal*, **81**(4): 650-62, 1989.
- BARKER, E.H. & BAXTER, T.L. A note on the computation of atmospheric surface layer fluxes for use in numerical modeling. *Journal of Applied Meteorology*, **14**: 620-22, 1975.
- BERKOWICZ, R. & PRAHM, L.P. Sensible heat flux estimated from routine meteorological data by resistance method. *American Meteorological Society*, **21**: 1845-64, 1982.
- BRUTSAERT, W. Comments on surface roughness parameters and the height of dense vegetation. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, **53**(1): 96-7, 1975.
- BRUTSAERT, W. The roughness length for water vapor, sensible heat, and other scalars. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **32**(10): 2082-2031, 1975.
- BUSINGER, J.A.; WYNGAARD, J.C.; YZUME, Y.; BRADLEY, E.F. Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **28**: 181-9, 1971.
- BUSINGER, J.A. A note on the Businger-Dyer profiles. *Boundary-Layer Meteorology*, **42**: 145-51, 1988.

- CUENCA, R.H.; ASCE, M.; NICHOLSON, M.T. Application of Penman Equation Wind Function. *Journal of the Irrigation and Drainage Division*, **108**: 13-23, 1982.
- COWAN, I.R. Mass, heat and momentum exchange between stands of plants and their atmospheric environment. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **94**: 523-44, 1968.
- DEHEER-AMISSAH, A.; HÖGSTROM, U.; SMEDMAN-HÖGSTROM, ANR-SOFI. Calculation of sensible and latent heat fluxes, and surface resistance from profile data. *Boundary-Layer Meteorology*, **20**: 35-49, 1981.
- DYER, A.J. & HICKS, B.B. Flux-gradient relationships in the constant flux layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **96**: 715-21, 1970.
- DYER, A.J. A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorology*, **12**: 141-51, 1974.
- DUYNKERKE, P.G. The roughness length for heat and other vegetation parametrs for a surface of short grass. *American Meteorological Society*, **31**(6): 579-86, 1992.
- FICHTL, G. H. Characteristics of turbulence observed at the NASA 150-n meteorological tower, *Journal Appl. Meteor.*, **7**(5): 838-44, 1968.
- FOOD AND AGRICULTURE ORGANIZATION OF THE UNITED NATIONS. *Guidelines for predicting crop water requeriments*. Roma, 1975. 179p.
- FOOD AND AGRICULTURE ORGANIZATION OF THE UNITED NATIONS. *Report on the expert consultation on procedures for revi-*

sion of FAO guidelines for prediction of crop water requirements. Roma, 1991. 45p.

HOGSTROM, U. Analysis of turbulence structure in the surface layer with a modified similarity formulation for near neutral conditions. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **47**(16): 1949-72, 1990.

KIZER, M.A. & ELLIOTT, R.L. Eddy correlation systems for measuring evapotranspiration. *American Society of Agricultural Engineers*, **34**(2): 387-92, 1991.

LO, A.K. An analytical-empirical method for determining the roughness length and zero-plane displacement. *Boundary-layer Meteorology*, **12**: 141-151, 1977.

MONIN, A.S. & YAGLOM, A.M. Turbulence in a thermally stratified medium. In: LUMLEY, J.L., ed. *Statistical Fluid Mechanics*. Massachusetts, The MIT Press, 1977. cap. 4, p.417-526.

MONTEITH, J.L. Evaporation and environment. Symp. Soc. Exp. Biol. XIX, p.205-234, 1965.

MONTEITH, J.L. Basic Physics, momentum transfer, the micro-meteorology of crops. In: EDWARD ARNOLD. *Principles of Environmental Physics*. London, 1973. caps. 2, 6, 12.

MONTEITH, J.L. Evaporation and surface temperature. *Quarterly Journal Meteorological Society*, **107**: 1-27, 1981.

PANOFSKY, H.A.; BLACKADAR, A.K.; MCVEHIL, G.E. The diabatic wind profile. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **86**: 390-98, 1960.

PARLANGE, M.B. & KATUL, G.G. An advection-aridity evaporation model. *Water Resouces Research*, **28**(1): 127-32, 1992.

- PARLANGE, M.B. & KATUL, G.G. Estimation of bare soil evaporation using skin temperature measurements. *Journal of Hidrology*, **132**: 91-106, 1992.
- PAULSON, C.A. The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric. *Journal of Applied Meteorology*, **9**: 857-61, 1970.
- PENMAN, H.L. Natural evaporation from open water, bare soil and grass. *Proceedings of the Royal Society of London*, **193**: 120-45, 1948.
- PEREIRA, A.R. Introdução à micrometeorologia. In: DEPARTAMENTO DE FÍSICA E METEOROLOGIA. Piracicaba, ESALQ, 1992. 1-97.
- SANTOS, R. Z. & ANDRÉ, R. G.B. Relações energéticas e aerodinâmicas em uma cultura de feijão. *Revista Brasileira de Agrometeorologia*, **1**: 11-18, 1993.
- SAUGIER, B. & RIPLEY, E. Evaluation of the aerodynamic method of determining fluxes over natural grassland. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **104**(440): 257-70, 1978.
- SAXTON, K.E. Sensitivity analyses of the combination evapotranspiration equation. *Agricultural Meteorology*, **15**: 343-353, 1975.
- SENTELHAS, P. C.; PEDRO Jr, M. J.; MARTINS, F. P. Características aerodinâmicas da videira conduzida em espaldeira. *Revista Brasileira de Agrometeorologia*, **1**:25-30, 1993.
- STEARNS, C.R. Determining surface roughness and displacement height. *Boundary-Layer Meteorology*, **1**: 102-11, 1970.
- TANNER, C.B. Measurement of evapotranspiration. In: *Irrigation of agricultural lands*. Agronomy Mono., 1967. p.534-74.

- THOM. A.S. & OLIVER, H.R. On Penman's equation for estimating regional evaporation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **103**: 345-57, 1977.
- VISWANADHAM, Y. Micrometeorological measurements in amazon forest during GTE/ABLE 2A mission. *Journal of Geophysical Research*, **95**(D9): 13669-82, 1990.

APÊNDICE 1

Tabela 10 - Medidas de: (a) temperatura de bulbo seco e úmido nos níveis situados respectivamente a 0,40m e 1,50 m de altura do solo ; (b) velocidade do vento nos níveis situados respectivamente a 0,40m, 0,80m e 1,50m de altura do solo.

DATA	HORA	TS ₁ (°C)	TU ₁ (°C)	TS ₂ (°C)	TU ₂ (°C)	u ₁ (m/s)	u ₂ (m/s)	u ₃ (m/s)	P _{atm} (kPa)
31/08	00:03	21,275	20,391	21,694	20,524	0,226	0,3	0,317	99,32
31/08	00:33	21,033	20,160	21,488	20,237	0,144	0,226	0,304	99,32
31/08	01:03	21,396	20,100	22,173	20,225	0,282	0,417	0,504	99,32
31/08	01:33	21,686	19,979	22,250	20,039	0,59	0,772	0,962	99,32
31/08	02:03	22,399	20,439	23,203	20,536	0,408	0,556	0,677	99,55
31/08	02:33	21,505	20,233	22,487	20,367	0,326	0,469	0,59	99,55
31/08	03:03	21,008	19,821	21,895	20,055	0,352	0,538	0,741	99,55
31/08	03:33	20,912	19,651	21,891	19,886	0,395	0,499	0,569	99,55
31/08	04:03	20,051	19,287	20,669	19,501	0,282	0,452	0,655	99,55
31/08	04:33	19,433	19,019	20,120	19,335	0,123	0,208	0,304	99,55
31/08	05:03	19,275	18,752	19,857	18,979	0,174	0,282	0,374	99,55
31/08	05:33	18,995	18,496	19,647	18,772	0,243	0,365	0,46	99,55
31/08	06:03	18,338	18,070	18,914	18,354	0,109	0,182	0,208	99,55
31/08	06:33	18,752	18,436	18,959	18,460	0,291	0,421	0,543	99,55
31/08	07:03	21,190	20,064	21,150	19,857	0,759	0,932	1,122	99,55
31/08	07:33	23,797	21,359	23,480	20,916	0,603	0,75	0,875	99,55
31/08	08:03	25,827	22,483	25,103	21,746	0,711	0,867	1,005	99,55
31/08	08:33	30,122	24,554	29,940	23,492	0,517	0,629	0,707	99,55
31/08	09:03	31,308	24,470	30,822	24,210	0,551	0,638	0,672	99,55
31/08	10:03	35,086	25,707	34,332	24,827	0,849	1,001	1,117	99,55
31/08	10:33	35,790	25,059	35,062	24,811	1,165	1,355	1,514	99,55
31/08	11:33	38,133	26,904	37,045	25,779	1,617	1,905	2,107	99,16
31/08	12:33	38,833	26,665	38,518	25,707	1,557	1,733	1,918	99,16
31/08	13:03	39,649	27,621	38,499	26,198	1,626	1,785	2,017	99,16
31/08	13:33	39,183	27,143	38,448	26,286	1,501	1,695	1,837	99,16
31/08	14:03	39,183	26,784	38,961	25,715	1,368	1,553	1,716	99,16
31/08	14:33	39,300	27,023	39,004	26,050	1,083	1,243	1,372	99,16
31/08	15:03	39,300	27,143	39,172	26,469	0,858	0,992	1,1	99,16
31/08	15:33	38,600	26,306	38,429	25,531	0,914	1,087	1,204	99,16
31/08	16:03	37,431	26,425	37,209	25,890	1,117	1,364	1,574	99,16
31/08	16:33	36,142	25,946	36,174	25,527	0,936	1,143	1,342	99,16
31/08	17:03	34,026	25,587	34,474	25,335	0,174	0,322	0,439	99,33

DATA	HORÁ	TS ₁ (°C)	TU ₁ (°C)	TS ₂ (°C)	TU ₂ (°C)	u ₁ (m/s)	u ₂ (m/s)	u ₃ (m/s)	P _{atm} (kPa)
31/08	17:33	31,190	24,362	32,070	23,985	0,23	0,352	0,482	99,33
31/08	18:03	28,694	23,761	29,297	23,572	0,313	0,456	0,582	99,33
31/08	18:33	28,575	23,339	28,829	23,251	0,439	0,59	0,772	99,33
31/08	19:03	28,694	23,785	29,512	23,825	0,551	0,716	0,841	99,33
31/08	19:33	27,621	23,929	28,019	23,881	0,421	0,569	0,703	99,33
31/08	20:03	27,979	23,520	28,512	23,596	0,491	0,659	0,793	99,33
31/08	20:33	27,621	23,568	28,202	23,624	0,413	0,564	0,707	99,33
31/08	21:03	27,023	23,833	27,529	23,757	0,195	0,374	0,513	99,33
31/08	21:33	27,263	23,725	27,529	23,652	0,413	0,547	0,681	99,33
31/08	22:03	26,665	23,700	27,079	23,616	0,221	0,339	0,408	99,33
31/08	22:33	26,784	23,652	27,127	23,692	0,348	0,478	0,56	99,33
31/08	23:03	25,946	23,231	26,473	23,159	0,439	0,564	0,668	99,33
31/08	23:33	25,131	22,797	25,723	22,845	0,282	0,421	0,508	99,33
01/09	00:03	26,665	22,604	27,131	22,696	0,577	0,724	0,867	99,33
01/09	00:33	24,567	21,964	25,455	22,040	0,365	0,517	0,599	99,33
01/09	01:03	23,845	21,541	24,831	21,694	0,352	0,439	0,478	99,33
01/09	01:33	23,098	21,033	24,094	21,239	0,152	0,252	0,361	99,33
01/09	02:03	22,724	20,839	23,496	21,009	0,182	0,313	0,4	99,62
01/09	02:33	21,505	20,306	22,012	20,451	0,178	0,3	0,382	99,62
01/09	03:03	21,843	20,355	22,563	20,456	0,226	0,348	0,434	99,62
01/09	03:33	21,057	20,015	21,730	20,217	0,08	0,213	0,248	99,62
01/09	04:03	21,057	19,942	21,509	20,084	0,278	0,369	0,434	99,62
01/09	04:33	21,505	20,124	22,056	20,177	0,486	0,659	0,841	99,62
01/09	05:03	20,924	19,785	21,275	19,874	0,06	0,182	0,256	99,62
01/09	05:33	20,984	19,821	21,396	19,890	0,295	0,43	0,564	99,62
01/09	06:03	20,512	19,724	20,524	19,857	0,348	0,478	0,595	99,62
01/09	06:33	21,456	20,427	21,400	19,918	0,322	0,443	0,538	99,62
01/09	07:03	23,110	21,384	23,050	21,073	0,217	0,322	0,365	99,62
01/09	07:33	25,467	23,086	25,415	23,118	0,322	0,434	0,482	99,62
01/09	08:03	27,860	24,554	27,223	24,410	0,404	0,513	0,564	99,62
01/09	09:03	32,137	25,827	31,956	25,527	1,031	1,191	1,312	99,62
01/09	09:45	34,615	27,263	33,830	26,581	0,716	0,828	0,901	99,62
01/09	10:22	36,494	27,143	36,170	26,146	0,854	0,983	1,078	99,62
01/09	10:52	36,963	27,621	35,865	26,872	1,169	1,415	1,566	99,62
01/09	11:22	37,665	28,337	36,623	27,135	0,914	1,074	1,161	99,24
01/09	11:52	38,133	28,098	37,213	26,497	1,351	1,549	1,708	99,24
01/09	12:22	38,833	27,621	37,782	26,278	1,333	1,523	1,699	99,24

DATA	HORÁ	TS ₁ (°C)	TU ₁ (°C)	TS ₂ (°C)	TU ₂ (°C)	u ₁ (m/s)	u ₂ (m/s)	u ₃ (m/s)	P _{atm} (kPa)
01/09	12:52	39,416	28,098	38,615	26,601	1,389	1,579	1,776	99,24
01/09	13:22	38,717	27,860	37,942	26,361	1,437	1,643	1,819	99,24
01/09	14:22	38,483	27,740	37,412	26,561	1,178	1,351	1,458	99,24
01/09	14:52	38,483	27,143	38,483	26,130	1,083	1,247	1,372	99,24
01/09	15:22	37,899	27,023	38,043	26,134	1,091	1,243	1,364	99,24
01/09	15:52	36,494	26,545	36,744	25,435	0,655	0,785	0,871	99,24
01/09	16:22	36,260	27,023	36,318	25,950	0,408	0,513	0,573	99,24
01/09	16:52	33,555	25,827	33,743	25,195	0,317	0,473	0,573	99,24
01/09	17:22	32,137	25,227	32,807	24,274	0,395	0,547	0,72	99,5
01/09	17:52	30,003	24,542	31,047	24,314	0,46	0,646	0,884	99,5
01/09	18:22	29,884	24,338	30,589	23,921	0,621	0,824	1,048	99,5
01/09	18:52	28,814	24,182	29,254	24,086	0,447	0,586	0,668	99,5
01/09	19:22	28,218	23,989	28,635	23,660	0,513	0,69	0,932	99,5
01/09	19:52	27,263	23,917	27,649	23,745	0,278	0,395	0,478	99,5
01/09	20:22	26,665	23,965	27,593	23,716	0,434	0,603	0,785	99,5
01/09	20:52	29,290	24,218	29,928	23,717	0,754	0,919	1,078	99,5
01/09	21:22	28,218	23,496	29,163	22,978	0,668	0,841	1,005	99,5
01/09	21:52	27,740	23,026	28,277	22,515	1,557	1,909	2,287	99,5
01/09	22:22	27,263	22,893	27,621	22,540	1,764	2,12	2,513	99,5
01/09	22:52	27,740	22,737	28,062	22,451	1,407	1,708	2,025	99,5
01/09	23:22	26,904	22,905	27,103	22,222	1,475	1,776	2,081	99,5
01/09	23:52	26,665	22,712	26,928	22,081	0,685	0,854	0,988	99,5
02/09	00:22	26,545	22,724	26,780	22,137	0,707	0,884	1,044	99,5
02/09	00:52	24,338	22,157	24,510	21,887	2,445	2,799	3,143	99,5
02/09	01:22	21,734	21,408	21,799	21,239	2,624	3,003	3,33	99,5
02/09	01:52	21,408	20,766	21,936	20,694	2,581	2,964	3,288	99,5
02/09	02:22	21,311	20,500	21,714	20,338	3,215	3,702	4,163	100,37
02/09	02:52	21,190	20,282	21,319	20,051	2,3	2,603	2,892	100,37
02/09	03:22	20,573	19,881	20,653	19,699	1,173	1,381	1,561	100,37
02/09	03:52	19,881	19,578	19,445	19,404	1,798	2,193	2,573	100,37
02/09	04:22	19,966	19,712	19,691	19,514	1,238	1,488	1,712	100,37
02/09	04:52	19,821	19,469	19,643	19,303	1,143	1,307	1,467	100,37
02/09	05:22	19,433	18,813	19,436	18,606	1,514	1,755	1,952	100,37
02/09	05:52	19,031	18,290	19,056	18,062	1,776	2,128	2,432	100,37
02/09	06:22	18,411	17,717	18,423	17,522	1,445	1,682	1,888	100,37
02/09	06:52	18,010	16,851	18,306	16,399	1,592	1,837	2,072	100,37
02/09	07:22	17,181	16,668	17,628	16,888	1,467	1,686	1,875	100,37

DATA	HORÁ	TS ₁ (°C)	TU ₁ (°C)	TS ₂ (°C)	TU ₂ (°C)	u ₁ (m/s)	u ₂ (m/s)	u ₃ (m/s)	P _{atm} (kPa)
02/09	07:52	17,595	16,668	17,685	16,660	1,553	1,785	1,995	100,37
02/09	08:22	17,181	16,240	16,701	15,747	1,407	1,609	1,798	100,37
02/09	08:52	19,505	17,705	19,267	16,941	2,025	2,291	2,53	100,37
02/09	09:22	19,068	17,144	18,651	16,306	1,785	2,051	2,295	100,37
02/09	09:52	18,983	17,132	18,501	16,680	1,592	1,815	2	100,37
02/09	10:22	19,335	17,437	18,488	16,888	1,69	1,931	2,111	100,37
02/09	10:52	20,124	18,046	19,590	17,457	1,669	1,901	2,098	100,37
02/09	11:22	21,770	18,423	21,287	17,782	1,764	2,025	2,265	100,05
02/09	12:22	23,146	19,080	22,572	18,529	1,721	2	2,24	100,05
02/09	12:52	23,363	19,554	22,704	18,930	1,574	1,819	2,025	100,05
02/09	13:22	24,122	19,991	22,853	19,064	1,798	2,09	2,347	100,05
02/09	13:52	24,326	20,355	23,801	19,623	1,66	1,931	2,171	100,05
02/09	14:22	24,518	20,742	24,354	19,970	1,712	2	2,257	100,05
02/09	14:52	24,711	20,900	24,358	20,346	1,776	2,103	2,406	100,05
02/09	15:22	24,554	20,597	24,186	19,983	2,098	2,492	2,816	100,05
02/09	15:52	24,218	20,451	23,504	19,323	1,832	2,171	2,445	100,05
02/09	16:22	23,965	20,355	23,548	19,740	1,647	1,931	2,197	100,05
02/09	16:52	23,279	20,039	23,106	19,380	1,57	1,849	2,107	100,05
02/09	17:22	22,097	19,104	21,763	18,087	1,316	1,51	1,69	100,13
02/09	17:52	20,888	18,241	20,920	17,973	1,699	1,935	2,154	100,13
02/09	18:22	20,039	17,242	20,245	16,929	1,29	1,475	1,639	100,13
02/09	18:52	19,299	16,961	19,562	16,680	1,152	1,32	1,48	100,13
02/09	19:22	18,922	16,717	19,165	16,456	1,022	1,191	1,355	100,13
02/09	19:52	18,582	16,472	18,772	16,232	0,625	0,75	0,836	100,13
02/09	20:22	17,924	16,314	18,253	16,118	0,741	0,888	1,001	100,13
02/09	20:52	17,669	16,033	17,953	15,870	1,148	1,325	1,497	100,13
02/09	21:22	17,315	15,922	17,563	15,743	0,992	1,143	1,273	100,13
02/09	21:52	17,010	15,666	17,274	15,478	1,091	1,273	1,445	100,13
02/09	22:22	16,692	15,433	16,932	15,282	0,69	0,824	0,94	100,13
02/09	22:52	16,106	15,274	16,375	15,107	0,616	0,75	0,871	100,13
02/09	23:22	15,861	14,919	16,179	14,776	0,56	0,694	0,815	100,13
02/09	23:52	15,666	15,017	15,923	14,866	0,685	0,836	0,966	100,13
03/09	00:22	15,408	14,943	15,682	14,714	0,387	0,56	0,672	100,13
03/09	00:52	15,151	14,674	15,339	14,514	0,534	0,685	0,824	100,13
03/09	01:22	14,857	14,489	15,062	14,338	0,391	0,525	0,621	100,13
03/09	01:52	14,771	14,539	14,914	14,326	0,265	0,391	0,465	100,13
03/09	02:22	14,784	14,465	14,951	14,326	0,269	0,395	0,473	100,27

DATA	HORÁ	TS ₁ (°C)	TU ₁ (°C)	TS ₂ (°C)	TU ₂ (°C)	u ₁ (m/s)	u ₂ (m/s)	u ₃ (m/s)	P _{atm} (kPa)
03/09	02:52	14,919	14,551	15,041	14,375	0,395	0,517	0,612	100,27
03/09	03:22	14,992	14,539	15,159	14,363	0,556	0,685	0,793	100,27
03/09	03:52	14,735	14,318	14,898	14,167	0,659	0,811	0,962	100,27
03/09	04:22	14,624	14,195	14,837	14,035	0,668	0,819	0,953	100,27
03/09	04:52	14,416	14,036	14,604	13,888	0,772	0,923	1,061	100,27
03/09	05:22	14,048	13,728	14,236	13,597	0,836	0,983	1,152	100,27
03/09	05:52	14,146	13,618	14,310	13,478	1,377	1,6	1,802	100,27
03/09	06:22	14,575	13,815	14,612	13,659	1,329	1,531	1,751	100,27
03/09	06:52	15,029	14,146	14,616	14,207	1,307	1,506	1,695	100,27
03/09	07:22	15,886	14,526	15,462	14,031	1,432	1,635	1,819	100,27
03/09	07:52	17,607	15,482	17,684	15,270	1,488	1,703	1,897	100,27
03/09	08:22	18,156	15,996	17,551	15,008	1,243	1,428	1,592	100,27
03/09	08:52	19,420	16,692	18,711	15,731	1,338	1,527	1,703	100,27
03/09	09:22	20,233	17,486	19,732	16,342	1,122	1,294	1,432	100,27
03/09	09:52	21,311	17,680	19,728	16,786	1,437	1,647	1,785	100,27
03/09	10:22	22,387	18,411	21,311	17,030	1,544	1,789	1,961	100,27
03/09	10:52	23,171	19,117	22,387	17,677	1,411	1,617	1,755	100,27
03/09	11:22	24,735	19,785	23,749	17,933	1,596	1,828	2,004	99,95
03/09	11:52	25,827	20,694	24,563	19,064	1,531	1,759	1,939	99,95
03/09	12:22	26,425	21,093	25,435	19,319	1,712	1,939	2,18	99,95
03/09	12:52	27,263	21,492	26,868	19,359	1,604	1,832	2,03	99,95
03/09	13:22	26,784	21,783	25,803	19,590	1,385	1,57	1,755	99,95
03/09	13:52	27,621	22,387	27,840	20,944	1,411	1,6	1,781	99,95
03/09	14:22	26,545	22,242	24,967	20,338	1,463	1,673	1,854	99,95
03/09	14:52	27,143	22,121	26,258	20,488	1,437	1,635	1,807	99,95
03/09	15:22	27,382	22,350	27,346	20,811	1,191	1,381	1,544	99,95
03/09	15:52	26,545	22,278	25,615	20,912	1,402	1,652	1,875	99,95
03/09	16:22	26,186	21,831	25,898	20,322	1,63	1,914	2,163	99,95
03/09	16:52	25,107	21,311	24,651	20,035	1,195	1,407	1,574	99,95
03/09	17:22	23,725	20,464	23,721	19,841	0,651	0,806	0,936	100,01
03/09	17:52	22,893	19,517	23,705	19,716	0,195	0,348	0,473	100,01
03/09	18:22	20,742	19,311	21,456	19,432	0	0,1	0,187	100,01
03/09	18:52	20,270	19,275	20,589	19,267	0,06	0,161	0,208	100,01
03/09	20:22	18,411	18,241	18,890	18,399	0	0,06	0,08	100,01
03/09	20:52	18,630	18,192	19,226	18,229	0,02	0,178	0,304	100,01
03/09	21:22	18,764	17,876	19,408	17,794	0,169	0,365	0,504	100,01
03/09	21:52	18,509	17,400	19,307	17,303	0,239	0,469	0,621	100,01

DATA	HORA	TS ₁ (°C)	TU ₁ (°C)	TS ₂ (°C)	TU ₂ (°C)	u ₁ (m/s)	u ₂ (m/s)	u ₃ (m/s)	P _{atm} (kPa)
03/09	22:22	18,338	17,132	19,056	17,030	0,3	0,486	0,646	100,01
03/09	22:52	18,156	16,937	18,853	16,811	0,148	0,335	0,486	100,01
03/09	23:22	18,180	16,912	18,663	16,676	0,482	0,659	0,819	100,01
03/09	23:52	17,924	16,827	18,354	16,664	0,478	0,642	0,815	100,01
04/09	00:22	17,193	16,399	17,680	16,363	0,439	0,59	0,724	100,01
04/09	00:52	17,425	16,265	17,786	16,155	0,452	0,603	0,724	100,01
04/09	01:22	15,935	15,494	16,416	15,767	0,08	0,248	0,295	100,01
04/09	01:52	16,057	15,727	16,367	15,780	0,105	0,208	0,278	100,01
04/09	02:22	15,360	14,906	15,788	14,980	0,04	0,234	0,274	100,16
04/09	02:52	15,176	14,968	15,417	15,151	0	0,02	0,04	100,16
04/09	03:22	15,188	15,029	15,457	15,143	0,06	0,148	0,157	100,16
04/09	03:52	14,575	14,465	14,825	14,612	0,14	0,261	0,313	100,16
04/09	04:22	14,563	14,379	14,870	14,649	0,02	0,04	0,06	100,16
04/09	04:52	15,213	14,955	15,649	15,107	0,182	0,317	0,46	100,16
04/09	05:22	15,164	14,955	15,584	15,094	0,234	0,348	0,499	100,16
04/09	05:52	14,747	14,563	15,254	14,804	0,04	0,148	0,161	100,16
04/09	06:52	16,839	16,595	16,851	16,513	0,452	0,573	0,668	100,16
04/09	07:22	20,730	18,655	21,158	17,851	0,776	0,97	1,113	100,16
04/09	07:52	20,136	18,144	20,027	17,356	1,325	1,57	1,776	100,16
04/09	08:22	21,638	19,068	20,936	17,908	1,359	1,561	1,746	100,16
04/09	08:52	23,652	19,821	23,620	18,395	1,338	1,523	1,678	100,16
04/09	09:22	23,953	20,088	23,432	18,513	1,234	1,394	1,497	100,16
04/09	09:52	24,662	21,093	24,258	19,457	1,351	1,574	1,751	100,16
04/09	10:22	25,347	21,831	24,666	19,845	1,299	1,497	1,665	100,16
04/09	10:52	27,502	22,809	26,437	20,754	1,273	1,475	1,6	99,76
04/09	11:22	28,694	23,484	27,760	21,424	1,217	1,381	1,527	99,76
04/09	11:52	30,478	24,025	29,377	21,517	1,424	1,617	1,751	99,76
04/09	12:52	31,308	26,066	30,059	23,452	1,264	1,445	1,557	99,76
04/09	13:22	31,900	25,587	31,435	23,114	1,536	1,764	2,012	99,76
04/09	13:52	32,374	25,707	30,795	23,692	1,471	1,729	1,931	99,76
04/09	14:22	32,492	26,545	31,573	23,628	1,561	1,841	2,064	99,76
04/09	14:52	32,728	25,946	32,417	23,472	1,359	1,561	1,703	99,76
04/09	15:22	31,900	27,979	30,862	24,999	1,281	1,51	1,716	99,76
04/09	15:52	31,190	27,860	30,553	25,251	1,053	1,225	1,364	99,76
04/09	16:22	31,190	26,545	31,095	24,226	1,07	1,238	1,385	99,76
04/09	16:52	29,528	26,306	29,313	24,623	0,789	0,914	1,035	99,76
04/09	17:22	28,694	24,879	29,135	23,432	0,382	0,499	0,573	99,76

DATA	HORA	TS ₁ (°C)	TU ₁ (°C)	TS ₂ (°C)	TU ₂ (°C)	u ₁ (m/s)	u ₂ (m/s)	u ₃ (m/s)	P _{atm} (kPa)
04/09	17:52	26,066	22,302	26,397	21,021	0,114	0,191	0,261	99,76
04/09	18:22	24,458	21,287	24,791	21,122	0,02	0,109	0,217	99,76
04/09	18:52	22,857	21,105	23,588	21,045	0,326	0,452	0,681	99,76
04/09	19:22	22,073	20,657	22,427	20,597	0,06	0,169	0,187	99,76
04/09	19:52	20,815	20,197	21,420	20,274	0	0	0,04	99,76
04/09	20:22	21,154	20,124	21,416	20,116	0,02	0,118	0,157	99,76
04/09	20:52	20,621	19,639	21,069	19,663	0,02	0,123	0,182	99,76
04/09	21:22	19,881	19,372	20,261	19,420	0,114	0,208	0,256	99,76
04/09	21:52	19,420	19,092	19,849	19,234	0,02	0,114	0,165	99,76
04/09	22:22	18,971	18,618	19,538	18,663	0,127	0,191	0,243	99,76
04/09	22:52	18,655	18,217	18,975	18,310	0,213	0,33	0,404	99,76
04/09	23:22	18,934	18,582	19,343	18,659	0,08	0,2	0,304	99,76
04/09	23:52	18,691	18,265	18,959	18,427	0,248	0,304	0,382	99,76