

DETERMINAÇÃO DE PARÂMETROS
MICROMETEOROLÓGICOS ATRAVÉS DO AJUSTE DO
PERFIL DE VENTO

EDSON JOSÉ VASQUES

Orientador: Dr. Afonso Decio

Dissertação apresentada à Escola Superior de
Agricultura "Luiz de Queiroz", da Universidade
de São Paulo, para obtenção do título de
Mestre em Energia Nuclear na Agricultura.

P I R A C I C A B A

Estado de São Paulo - Brasil
Julho 1978

"Ele fez a terra pelo Seu poder; Ele estabeleceu o mundo por Sua sabedoria com a Sua inteligência estendeu os ceus. Fazendo Ele soar a Sua voz, logo há arruido de águas no ceu, e sobem os vapores da extremidade da terra; Ele faz os relâmpagos para a chuva, e faz sair o vento dos seus tesouros".

Jeremias 10:12 e 13.

DEDICO

À Raquel, minha esposa,
ao Rêrison e à Amanda
nossos filhos

- Aos meus pais, José e Aparecida, pelo empenho e resignação desde o início de minha vida escolar,

- À minha mãe, pela sua vida de oração em favor dos filhos,

- Ao meu avô, Salvador Sorvillo, que como grande autodidata sempre foi um exemplo e inspiração,

Ao grande amigo, Abraão Dantas dos Santos, pelo cuidado e papel de pai que desempenhou durante meus anos de internato,

- Ao Professor e amigo, Belizário Marques de Andrade, pela orientação e conselhos que me fizeram não estacionar,

Às minhas irmãs, Iara, Regina, Carmem e Débora, que sempre acreditaram em mim, e, acima de tudo,

- A DEUS, a Quem devo a existência,

O F E R E Ç O

AGRADECIMENTOS

Agradeço:

- Ao Professor *Dr. Afonso Decico*, pela orientação e paciência dedicadas.
- Aos Professores *José Teixeira Freire e Satoshi Tobinaga*, pelas sugestões, incentivo, discussão e diálogo durante a elaboração deste trabalho.
- Aos Professores *Drs. Klaus Reichardt e Paulo Leonel Libardi* pela amizade, interesse e ajuda prestadas durante nossa estada no CENA.
- Aos colegas *Bernardo Yasuhiro Ide, Leocadio Grodzki e José Holanda Campelo Júnior* pela valiosa colaboração na execução da parte experimental deste trabalho.
- Ao *Cleusval Bissi e ao José Cesar Pedro*, pelo eficiente trabalho de datilografia.
- Ao *Marco Antonio Contador*, pela confecção dos gráficos.
- Ao *Departamento de Física e Meteorologia, da Escola Superior de Agricultura "Luiz de Queiroz"* e ao *Centro de Energia Nuclear na Agricultura* pela acolhida e pelas facilidades oferecidas para a realização deste trabalho.
- À *Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN)* pelo auxílio concedido.
- A todos aqueles que direta ou indiretamente colaboraram para a realização deste trabalho.

Í N D I C E

1. RESUMO	01
2. INTRODUÇÃO	02
3. REVISÃO DE LITERATURA	06
4. TEORIA	13
4.1. Equações de Conservação	13
4.2. Parâmetros de Estabilidade	24
4.3. Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov	30
5. MATERIAL E MÉTODO	37
5.1. Material	37
5.1.1. Caracterização das Condições do Experimento	37
5.1.1.1. Local	37
5.1.1.2. Solo e Cultura	38
5.1.1.3. Época das Observações	38
5.1.2. Instrumental	38
5.1.2.1. Anemômetros	38
5.1.2.2. Termômetros	39
5.2. Método	40
5.2.1. Introdução	40

Página

5.2.2. Método	49
6. RESULTADOS E DISCUSSÃO	54
7. CONCLUSÕES	81
8. SUMMARY	83
9. BIBLIOGRAFIA	84

LISTA DAS TABELAS

<u>Tabela</u>	<u>Página</u>
01 - Valores experimentais de $\bar{u}(z)$ e $T(z)$ referente ao período das 10:40 - 10:50 hora local, do dia 22/02/77	55
02 - Valores experimentais de $\bar{u}(z)$ e $T(z)$ referente ao período das 12:25 - 12:35 hora local, do dia 23/02/77	55
03 - Valores experimentais de $\bar{u}(z)$ e $T(z)$ referente ao período das 14:25 - 14:35 hora local, do dia 23/02/77	56
04 - Valores experimentais de $\bar{u}(z)$ e $T(z)$ referente ao período das 9:10 - 9:20 hora local, do dia 25/02/77	56
05 - Valores experimentais de $\bar{u}(z)$ e $T(z)$ referente ao período das 9:10 - 9:20 hora local, do dia 26/02/77	57
06 - Valores experimentais de $\bar{u}(z)$ e $T(z)$ referente ao período das 10:10 - 10:20 hora local, do dia 26/02/77	57
07 - Valores de d , z_0 e u_* (preliminar)	58
08 - Valores de ϕ_m , ζ' , e Ψ para cada nível $z - d$, referente ao período das 10:40 - 10:50 hora local, do dia 22/02/77	59

Tabela

Página

09 - Valores de ϕ_m , ζ' e Ψ para cada nível z - d, referente ao período das 12:25 - 12:35 hora local, do dia 23/02/77	59
10 - Valores de ϕ_m , ζ' e Ψ para cada nível z - d, referente ao período das 14:25 - 14:35 hora local, do dia 23/02/77	60
11 - Valores de ϕ_m , ζ' e Ψ para cada nível z - d, referente ao período das 9:10' - 9:20 hora local, do dia 25/02/77	60
12 - Valores de ϕ_m , ζ' e Ψ para cada nível z - d, referente ao período das 9:10 - 9:20 hora local, do dia 26/02/77	61
13 - Valores de ϕ_m , ζ' e Ψ para cada nível z - d, referente ao período das 10:10 - 10:20 hora local, do dia 26/02/77	61
14 - Valores de u_* e L	62
15 - Valores de $\bar{\delta}$ para o ajuste log-linear e para o ajuste proporcionado pelo processo iterativo	63
16 - Valores de $ \langle u_* \rangle - u_* $ para u_* preliminar, e para u_* calculado pelo processo iterativo, referente ao período das 9:10 - 9:20 hora local, do dia 26/02/77	74

Tabela

Página

17 - Valores de ϕ_m e K_m para cada nível z - d, referente ao período das 10:40 - 10:50 hora local, do dia 22/02/77	75
18 - Valores de ϕ_m e K_m para cada nível z - d, referente ao período das 12:25 - 12:35 hora local, do dia 23/02/77	75
19 - Valores de ϕ_m e K_m para cada nível z - d, referente ao período das 14:25 - 14:35 hora local, do dia 23/02/77	76
20 - Valores de ϕ_m e K_m para cada nível z - d, referente ao período das 9:10 - 9:20 hora local, do dia 25/02/77	76
21 - Valores de ϕ_m e K_m para cada nível z - d, referente ao período das 9:10 - 9:20 hora local, do dia 26/02/77	77
22 - Valores de ϕ_m e K_m para cada nível z - d, referente ao período das 10:10 - 10:20 hora local, do dia 26/02/77.	77
23 - Valores de τ e H	78
24 - Valores extremos	79

LISTA DAS FIGURAS

<u>Figura</u>	<u>Página</u>
01 - Exemplo de determinação gráfica dos parâmetros d e z_0 . Período das 12:25 - 12:35 hora local, do dia 23/02/77	42
02 - Exemplo de determinação gráfica de $\partial\theta/\partial\bar{u}$. Período das 12:25 - 12:35 hora local, do dia 23/02/77	47
03 - Perfil de vento	64
04 - Perfil de vento	65
05 - Perfil de vento	66
06 - Perfil de vento	67
07 - Perfil de vento	68
08 - Perfil de vento	69
09 - Gradiente adimensional de velocidade do vento ϕ_m em função do comprimento adimensional de Monin-Obukhov ζ .	
10 - Razão das difusividades turbulentas em função do parâmetro de estabilidade ζ . . .	73

1. RESUMO

O presente trabalho tem como objetivo principal, propor um método, para a determinação de parâmetros micrometeorológicos relacionados ao perfil de vento.

Os dados experimentais de velocidade do vento e temperatura, obtidos de medidas efetuadas sobre uma cultura de milho, foram usados para a obtenção dos valores dos parâmetros, que proporcionaram o melhor ajuste do perfil teórico com o experimental.

São apresentados também, os valores, da difusividade turbulenta para quantidade de movimento, do fluxo de quantidade de movimento e do fluxo de calor, visando ampliar o conjunto de informações que podem ser obtidas, das medidas de velocidade do vento e temperatura, na camada superficial da atmosfera.

2. INTRODUÇÃO

A dispersão de poluentes liberados na camada inferior da atmosfera, a transferência vertical de quantidade de movimento, de calor, de vapor d'água e de CO₂ extraído ou introduzido na superfície, a aplicação de pesticidas à agricultura, os efeitos de ventos fortes e variáveis em edifícios e outras estruturas e o aproveitamento da energia eólica, fazem com que o estudo da camada limite superficial da atmosfera seja fundamental e imprescindível, para o conhecimento do meio físico natural em que vivem as plantas, os animais e o homem.

Estudar a camada limite superficial, implica antes de tudo, em estudar os campos de velocidade do vento e temperatura nesta porção da atmosfera.

A descrição destes campos, dada a sua interdependência, tem sido um desafio.

A teoria da similaridade de Monin-Obukhov é efetivamente o grande fundamento em que estão assentados a maior parte das pesquisas, até agora levadas a cabo para o entendimento dos campos de velocidade do vento e temperatura na camada limite superficial.

Ocorre que a determinação dos parâmetros, usados por esta teoria e que proporcionam os meios para o conhecimento dos perfis de velocidade do vento e temperatura, têm se constituído num problema à parte.

Por exemplo, para a velocidade de atrito, u_* , vários métodos têm sido propostos, como: determinação de u_*

- a partir do perfil logarítmico;
- usando o coeficiente de atrito;
- através da tensão de cisalhamento, obtida de medidas efetuadas em placas de arrasto;
- pelo método de correlação turbulenta das flutuações das componentes da velocidade, obtidas com anemômetro sônico;
- através da dissipação de energia e funções de auto correlação.

Se cada um destes métodos for estudado, ver-se-á que a sua exequibilidade dependerá de condições ideais e (ou) instrumentos na maioria altamente sofisticados.

A determinação de u_* a partir do perfil logarítmico, é um método simples e que não requer equipamento sofisticado, mas com uma dificuldade, já que se trata de uma condição ideal, a raridade de ocorrência de um perfil verdadeiramente logarítmico; trata-se da exceção.

A regra, são perfis que traduzem as condições de instabilidade ou estabilidade a que normalmente a atmosfera está sujeita.

É justamente para estas condições de não neutralidade, quando a determinação de u_* , bem como dos demais parâmetros, torna-se mais necessária, que os métodos tornam-se mais difíceis, já que o problema torna-se bem mais complexo, pela existência de um campo não desprezível de temperatura.

Como nem sempre pode-se dispor de instrumental sofisticado, seria extremamente útil, se mesmo com equipamento simples, fosse possível, para quaisquer condições de atmosfera, determinar os valores dos parâmetros que proporcionam o conhecimento dos perfis de velocidade do vento e temperatura.

Baseado nisto, é proposto um método, que utilize como ponto de partida, os dados experimentais de velocidade do vento e temperatura obtidos com instrumental simples.

A equação que fornece a primeira aproximação é a do perfil log-linear.

Com a hipótese da igualdade das difusividades

turbulentas para quantidade de movimento e calor, obtem-se uma expressão para o cálculo aproximado do comprimento de Monin-Obukhov.

Com os valores aproximados da velocidade de atrito e do comprimento de Monin-Obukhov, substituídos nas equações de *BUSINGER et alii* e nas equações de Paulson, teremos os valores aproximados dos demais parâmetros. O cálculo iterativo fornecerá os valores dos parâmetros que proporcionam um melhor ajuste relativamente ao perfil de vento experimental.

Uma vez determinados tais parâmetros, é praticamente imediato, o cálculo, das difusividades turbulentas para quantidade de movimento, do fluxo de quantidade de movimento e do fluxo de calor.

3. REVISÃO DE LITERATURA

Da lei logarítmica da aerodinâmica (*BEST, 1935*) até 1970 quando Paulson propôs suas equações para os perfís de vento e de temperatura, muitas tentativas foram feitas, todas elas visando encontrar a expressão, que melhor representasse os campos de velocidade do vento e temperatura na camada limite superficial da atmosfera, proporcionando assim um perfil que mais se aproximasse daquele obtido experimentalmente.

A lei logarítmica da aerodinâmica representa com propriedade o perfil de vento, quando este é obtido em condições de neutralidade, ou seja, quando o gradiente de temperatura é desprezível — fluxo de calor praticamente nulo.

Quando o gradiente de temperatura é maior do que aquele que define a estabilidade estática neutra, ou seja,

$9,86 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C} \cdot \text{m}^{-1}$, o escoamento na camada limite superficial da atmosfera torna-se mais complexo, já que fluxos de calor estarão envolvidos, introduzindo outras variáveis no fenômeno, e neste caso, a lei logarítmica é inadequada, dada a sua simplicidade.

De observações diurnas e noturnas efetuadas num período de verão, *THORNTHWAITE e KASER (1943)*, mostraram que o perfil logarítmico representa uma transição entre os tipos de perfis encontrados na presença de gradientes consideráveis de temperatura, ou seja: quando $\bar{u}(z)$ é expresso como função de $\ln z$, se a condição da atmosfera for de neutralidade, teremos uma relação linear, enquanto que se as condições forem de estabilidade (gradiente de temperatura positivo) ou de instabilidade (gradiente de temperatura negativo) teremos uma curva côncava ou convexa em relação ao eixo $\bar{u}(z)$, respectivamente.

Este comportamento característico, levou *DEACON (1949)*, a introduzir o número de Richardson como parâmetro básico, propondo para o gradiente de velocidade do vento uma lei de potência.

A equação do perfil de vento, obtida da integração da lei de potência proposta por Deacon, apresenta duas limitações, uma puramente prática, ou seja, a dificuldade de se determinar com precisão satisfatória um de seus parâmetros, e outra, bem mais fundamental, já que tal equação poderia ser

obtida de uma análise dimensional, mas com muita dificuldade.

Admitindo que os gradientes verticais de velocidade média do vento e temperatura na camada limite superficial da atmosfera são funções somente dos fluxos de quantidade de movimento e de calor, do parâmetro de empuxo e da altura acima do solo, *MONIN e OBUKHOV (1954)*, usando argumentos de similaridade e o poderoso método da análise dimensional propuseram um gradiente adimensional de velocidade do vento ϕ_m , função somente de ζ , um parâmetro de estabilidade oriundo da teoria da similaridade proposta por Monin e Obukhov.

Desenvolvendo este gradiente adimensional de velocidade do vento em série de potências, tomando apenas o termo linear e integrando, Monin e Obukhov obtiveram a equação do perfil de vento, conhecida na literatura como perfil log-linear.

WEBB (1970), utilizando dados de alta confiabilidade, obtidos pelo grupo Johns Hopkins em O'Neill, U.S.A. e aqueles de Swinbank e co-pesquisadores obtidos durante cinco expedições na Austrália, estabeleceu os limites que demarcam o intervalo de validade da equação do perfil log-linear, ou seja: para valores de ζ entre - 0,03 e + 1. Vemos portanto, que o intervalo é muito pequeno para condições de instabilidade, e razoavelmente amplo para condições de estabilidade.

TAYLOR (1960), examinou a teoria da similarida

de de Monin-Obukhov utilizando como dados, aqueles obtidos por *RIDER (1954)* e *SWINBANK (1955)*. Em seu trabalho utilizou a equação do perfil log-linear, e fazendo a ressalva de que somente em condições de forte instabilidade algumas dúvidas permaneciam, confirmou a teoria.

Tendo a teoria da similaridade sido o maior passo para o entendimento dos campos de vento e temperatura na camada limite superficial da atmosfera, e como consequência direta da mesma, a certeza de uma relação de validade universal, restava então, encontrar efetivamente ϕ_m com função de ζ .

Excetuando a primeira proposta feita por Monin e Obukhov baseada no desenvolvimento em série de potências, *KAZANSKI e MONIN (1956)*, *ELLISON (1957)*, *YAMAMOTO (1959)*, *PANOFSKY (1961)* e *SELLERS (1962)*, conseguiram utilizando caminhos diferentes, a equação que hoje é conhecida como função de KEYPS (palavra formada com as iniciais de seus inventores). A função de KEYPS é usada apenas para $\zeta < 0$, ou seja, em condições de instabilidade.

PANDOLFO (1966), apresenta um conjunto de fórmulas para os perfis de vento e temperatura em condições de instabilidade, mostrando que estas implicam numa relação entre a razão K_h/K_m das difusividades turbulentas e o parâmetro de estabilidade ζ . A evidência de que estas fórmulas são consistentes com as observações, é feita através de testes em que o cálculo iterativo desempenha papel fundamental. Pan-

dolfo compara suas fórmulas de perfil de vento com outras apresentadas na literatura, inclusive com a fórmula do perfil sugerida pela função de KEYPS.

De mais de 500 conjuntos de dados de alta qualidade, selecionados de observações de perfis de vento próximos à superfície obtidos em Hay, NSW, fazendo parte de um corpo bem maior de informações obtidas durante 1967 e conhecido como experimento de "Wangara", HICKS (1976) além de verificar que em condições de instabilidade, a função de KEYPS proporciona uma boa descrição dos mesmos, sugere que com $\zeta < 0$, $\zeta \approx R_i$.

PAULSON (1970), integrando o gradiente adimensional de velocidade do vento, ϕ_m , sendo ϕ_m expresso como função de ζ através de uma modificação na fórmula de KEYPS sugerida por BUSINGER (1966) e DYER (não publicado), obteve as equações do perfil de vento, de validade universal e que melhor ajustam os dados experimentais.

PANOFSKY e PETERSEN (1972) utilizando dados de 10 anos de observações, efetuadas numa estreita faixa de terra ocupada pelo Research Establishment Risø of the Danish Atomic Energy Commission, analisaram o comportamento dos perfis de vento em função da rugosidade do terreno, usando como equação do perfil para condições de instabilidade, a equação de Paulson.

Entre nós, *VILLA NOVA (1973)*, medindo $\bar{u}(z)$ sobre uma cultura de arroz, determinou a difusividade turbulenta para quantidade de movimento comparando-a com a difusividade turbulenta para calor, determinada através do balanço de energia. *DECICO e SANTOS (1976)*, determinaram os parâmetros micrometeorológicos de uma cultura de feijão nas suas diferentes fases de crescimento, apontando a variabilidade dos mesmos como função de $\bar{u}(z)$ e z_0 .

AZEVEDO e VISWANADHAM (1976), analisando perfis experimentais de vento e temperatura para um amplo intervalo de condições estáveis, à luz da teoria da similaridade de Monin-Obukhov, encontraram para a razão das difusividades turbulentas o valor 1,35 para condições quase neutras, resultado que concorda com aqueles de Businger, obtidos através de medidas das flutuações do vento e temperatura.

NICOLLI e VISWANADHAM (1977), fundamentando-se na teoria da similaridade de Monin-Obukhov e partindo da análise da hipótese de *SWINBANK (1960)*, propõe um modelo físico-matemático para se calcular o número turbulento de Prandtl, ou seja, K_m/K_h , na camada limite, como função da estabilidade e da altura acima do solo.

NICOLLI (1977), faz uma análise das condições de difusão vertical de calor sensível na biosfera usando a semelhança entre o perfil log-linear vertical de temperatura e o perfil log-linear de vento.

OLIVEIRA e VISWANADHAM (1977), através de perfis de vento médio, obtidos experimentalmente, analisam algumas características do transporte turbulento na camada limite superficial da atmosfera e como resultado, confirmam a não linearidade da distribuição vertical da tensão de cisalhamento.

IDE (1978), medindo $\bar{u}(z)$ e $T(z)$ sobre uma cultura de milho, analisa o comportamento dos fluxos de quantidade de movimento, calor sensível e vapor d'água e *GRODZKI (1978)*, determinando os perfis experimentais de velocidade do vento e temperatura sobre uma cultura de soja, apresenta os valores de d , z_0 e u_* que caracterizam a cultura nas fases de florescimento e formação de vagens.

4. TEORIA

4.1. Equações de Conservação

O conjunto de expressões que regem o escoamento dos fluidos consiste de equações para a conservação da quantidade de movimento, equação para conservação da massa, equação para conservação da energia, e, para que o conjunto fique termodinamicamente determinado, utiliza-se também uma equação de estado.

Admitindo que o fluido seja Newtoniano, isotrópico, homogêneo, compressível, não condutor, num referencial não-girante e que não esteja num campo eletromagnético, as equações de conservação de quantidade de movimento dão origem as famosas equações de Navier-Stokes.

Como as equações de Navier-Stokes são não-li-

neares, e de difícil solução, o estudo de certos escoamentos idealizados só é possível com a adoção de certas aproximações.

No estudo de escoamentos de interesse para a ciência atmosférica tais aproximações são conhecidas como aproximações de Boussinesq e as equações correspondentes, de equações de Boussinesq. As hipóteses fundamentais são (BUSCH, 1973):

- 1) A viscosidade dinâmica $\mu = \rho\nu$ constante em toda a massa fluida.
- 2) A condutividade térmica K_T é constante em toda a massa fluida.
- 3) A razão $|\rho'/\rho_0| \ll 1$, onde ρ_0 é a densidade do estado de referência e $\rho' = \rho - \rho_0$.
- 4) A razão $|\theta/T_0| \ll 1$, onde T_0 é a temperatura absoluta do estado de referência (frequentemente escolhido de modo que $\frac{\partial T_0}{\partial x_3} = -\frac{g}{C_p}$ e $\theta = T - T_0$).
- 5) A razão $|p/P_0| \ll 1$, onde P_0 é a pressão estática do estado de referência que obedece a condição hidrostática $\frac{\partial P_0}{\partial x_3} = -g\rho_0$ e $p = P - P_0$.
- 6) O calor gerado pelas tensões viscosas pode ser desprezado na equação da energia.

- 7) As escalas verticais de movimento são pequenas comparadas a escala de altura, $|\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial x_3}|^{-1}$, i.e. é assumida convenção superficial.

Na aproximação de Boussinesq, os escoamentos são tratados como incompressíveis, mas com densidade dependendo da temperatura, cuja variação é significativa somente quando multiplicada pela aceleração da gravidade.

O conjunto de equações para os escoamentos na camada limite advêm de:

Conservação da Quantidade de Movimento

$$(I) \quad \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \quad (II) \quad + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - 2\Omega \epsilon_{ijk} \omega_j u_k \dots (1) \quad (VI)$$

onde:

u_i - componente i - ésimas da velocidade do vento.

x_i - coordenada espacial; $i = 1, 2, 3$.

t - coordenada temporal.

g - aceleração devido a gravidade (suposta constante).

p - diferença entre a pressão estática e a pressão do estado de referência.

θ - diferença entre a temperatura absoluta e a temperatura absoluta do estado de referência.

δ_{ij} - delta de Kronecker:

$$\delta_{ij} = 0, \text{ se } i \neq j$$

$$\delta_{ij} = 1, \text{ se } i = j$$

- viscosidade cinemática (suposta constante).

Ω - velocidade angular da Terra.

ϵ_{ijk} - tensor anti-simétrico:

$$\epsilon_{ijk} = 1, \text{ se a ordem } ijk \text{ é cíclica.}$$

$$\epsilon_{ijk} = -1, \text{ se a ordem } ijk \text{ não for cíclica.}$$

$$\epsilon_{ijk} = 0, \text{ se quaisquer dois dos } ijk \text{ forem iguais.}$$

n_j - módulo da componente da direção x_j de um vetor unitário alinhado com o eixo de rotação da Terra.

Conservação da Massa

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \dots\dots\dots (2)$$

Conservação da Energia

onde:

R_j = fluxo de radiação líquida na direção x_j .

C_p = calor específico à pressão constante.

Equação de Estado

$$\frac{\rho'}{\rho_0} = - \frac{\theta}{T_0}$$

O significado dos termos na equação (1) o seguinte:

- (I) = taxa local de variação da quantidade de movimento por unidade de massa.
- (II) = taxa advectiva de variação da quantidade de movimento por unidade de massa.
- (III) = gradiente de pressão na direção x_i .
- (IV) = influência do empuxo na variação da quantidade de movimento, atuando somente na direção vertical.
- (V) = força viscosa por unidade de massa.
- (VI) = força de Coriolis por unidade de massa.

O presente estudo é restrito a um escoamento estacionário com o sistema de coordenadas alinhado tal que,

o eixo x_1 esteja na direção do escoamento, o eixo x_2 seja o eixo horizontal transversal e o eixo x_3 situe-se na direção vertical.

É comum representar as componentes u_i , $i = 1, 2, 3$ da velocidade do vento por $u_1 = u$, $u_2 = v$ e $u_3 = w$ e as coordenadas espaciais por $x_1 = x$, $x_2 = y$ e $x_3 = z$.

Definindo a média temporal por,

$$\bar{r} = \frac{1}{t_1} \int_{t_0}^{t_0 + t_1} r dt \quad \text{onde} \quad r = r(t)$$

submetendo as equações de Boussinesq para quantidade de movimento ao processo de média, e usando a notação:

$$r_i = \bar{r}_i + r_i'$$

lembrando que $\bar{r}_i' = 0$

e aplicando a equação de conservação da massa, obtemos a equação para a taxa de variação da velocidade média na direção x_i ,

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{g}{T_0} \bar{\theta} \delta_{i3} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i' u_j'} \right\} - 2\Omega \epsilon_{ijk} n_j \bar{u}_k \dots (5)$$

(I) (II) (III) (IV) (V) (VI) (VII)

A menos do termo $-\overline{u_i' u_j'}$, esta equação é formalmente idêntica a equação (1). Este termo surge da taxa

de variação advectiva $u_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$ que é o único termo não-linear.

Quando é feita a média sobre este termo, as componentes da velocidade não podem simplesmente serem substituídas pelos seus valores médios, pois não são necessariamente independentes uma da outra, e conseqüentemente o termo de transporte deve ser dividido em componentes, uma devido ao escoamento médio, termo (V), e outra devido ao escoamento turbulento, termo (VI). Assim, o termo (VI) representa o transporte turbulento de quantidade de movimento por unidade de massa u_i na direção x_j e pode ser agrupado com o termo (V) que representa o transporte laminar de quantidade de movimento. O termo (VI) representa uma tensão turbulenta e é chamado tensão de Reynolds; a tensão total τ_{ij} pode portanto ser escrita como a soma das componentes laminar e turbulenta.

$$\tau_{ij} = \rho_0 \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} - \overline{u_i' u_j'} \right)$$

Como a turbulência é um mecanismo de transporte bem mais eficiente do que o transporte puramente laminar (KREITH, 1977), este pode ser desprezado, exceto muito próximo de um contorno sólido. Assim:

$$\tau_{ij} \approx - \rho_0 \overline{u_i' u_j'}$$

As componentes do tensor das tensões de Reynolds são:

$$\overline{\rho_0 u'^2}, \quad \overline{\rho_0 v'^2}, \quad \overline{\rho_0 w'^2} \quad (\text{Tensões normais})$$

$$\rho_0 \overline{u'w'}, \quad \rho_0 \overline{u'v'}, \quad \rho_0 \overline{v'w'} \quad (\text{Tensões tangenciais})$$

A intensidade das flutuações turbulentas pode ser expressa estatisticamente pela *variância* da propriedade considerada. Definindo variância como:

$$(\Delta r)^2 = \frac{1}{t_1} \int_{t_0}^{t_0 + t_1} [r(t) - \bar{r}(t)]^2 dt$$

temos que a variância da velocidade longitudinal u é dada por:

$$(\Delta u)^2 = \frac{1}{t_1} \int_{t_0}^{t_0 + t_1} u'^2 dt$$

A raiz quadrada da soma das três variâncias chamada *velocidade turbulenta* e é expressa por:

$$= (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})^{1/2}$$

Vemos portanto, que as tensões normais são numericamente iguais a variância da velocidade e ao dobro das componentes da energia cinética turbulenta por unidade de massa.

As tensões tangenciais são da maior importância, pois, representam a quantidade de movimento transportada por turbulência. Por exemplo, se a velocidade média do vento aumenta com a altura acima do solo, a quantidade de movimento será transportada em direção a superfície do solo, pela turbulência. A tensão de Reynolds $\rho_0 \overline{u'w'}$ representa a intensidade de deste transporte.

A equação da energia (3) expressa a taxa de variação da energia de um elemento de fluido. Sendo que não estamos interessados em valores instantâneos, e sim em valores médios de temperatura, podemos definir:

$$\theta = \bar{\theta} + \theta'$$

e em seguida, aplicar o processo de média, com o que obtemos:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j \theta'}}{\partial x_j} = K_T \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{\rho_0 C_p} \frac{\partial R_j}{\partial x_j} \dots\dots\dots (6)$$

(I) (II) (III) (IV) (V)

A menos do termo (III), que é um termo adicional representando a transferência de calor pelo movimento turbulento, esta equação é formalmente idêntica a equação (3).

É conveniente combinar os termos de transporte por condução e por turbulência, assim a equação (6) fica:

$$-\rho_0 C_p \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} - \rho_0 C_p \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = -\rho_0 C_p \frac{\partial}{\partial x_j} (K_T \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} - \overline{u'_j \theta'}) + \frac{\partial R_j}{\partial x_j} \dots\dots (7)$$

e podemos expressar o fluxo de calor H_j na direção x_j como a soma das componentes de condução e turbulenta,

$$H_j = -\rho_0 C_p \left(K_T \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} - \overline{u'_j \theta'} \right)$$

Exceto na camada limite circundando contornos sólidos, o transporte turbulento de calor é usualmente muitas vezes maior do que o transporte por condução (KREITH, 1977); portanto,

$$H_j \approx \rho_0 C_p \overline{u'_j \theta'}$$

e para a componente na direção vertical, podemos escrever:

$$H = \rho_0 C_p \overline{w' \theta'}$$

A energia cinética total média do fluido por unidade de massa, pode ser expressa na forma:

$$E = \frac{1}{2} \overline{V^2} = \frac{1}{2} (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})$$

Usando a notação:

$$r = \bar{r} + r'$$

temos:

$$E = \frac{1}{2} \left[\overline{(\bar{u} + u')^2} + \overline{(\bar{v} + v')^2} + \overline{(\bar{w} + w')^2} \right]$$

Aplicando a definição de média, obtemos:

$$E = \frac{1}{2} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2) + \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$$

representando esta igualdade por:

$$E = E_m + e$$

podemos dizer que a energia cinética total média é a soma da energia cinética do escoamento médio, E_m , mais a energia cinética turbulenta média, \bar{e} .

Sendo a energia uma grandeza conservativa podemos fazer o balanço de energia cinética levando em conta os processos de troca de energia; a equação de balanço de energia cinética turbulenta é desenvolvida a partir das equações de Bousinesq para a quantidade de movimento e sua expressão é,

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = - u'w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{g}{T_0} w'\theta' - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{e'w'}) + \frac{1}{\rho_0} \overline{p'w'} - \nu \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} - \nu \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \dots (8)$$

$$(I) \quad (II) \quad (III) \quad (IV) \quad (V) \quad (VI)$$

Os termos desta equação representam:

(I) = produção mecânica ou cisalhante de turbulência.

(II) = produção térmica ou por empuxo de turbulência.

- (III) transporte de energia turbulenta pela propria turbulência.
- (IV) = transporte de energia cinética turbulenta por pressao.
- (V) = transporte viscoso.
- (VI) = dissipação viscosa de energia cinética.

4.2. Parâmetros de Estabilidade

Os efeitos térmicos têm importância fundamental quanto a natureza da turbulência atmosférica. Uma medida da importância relativa dos efeitos térmicos é obtida fazendo-se o quociente do termo de produção térmica com o termo de produção mecânica da equação de balanço de energia cinética turbulenta. Isto resulta na formulação do *número de fluxo de Richardson* R_f , ou seja:

$$R_f = \frac{\frac{g}{T_0} \overline{w'\theta'}}{\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}$$

Sob condições neutras, fluxo vertical de calor $\overline{w'\theta'} = 0$, $R_f = 0$.

O numerador dependerá do sinal de $\overline{w'\theta'}$ que é positivo ou negativo dependendo se o fluxo de calor é ascendente (instável) ou descendente (estável). O denominador, por outro lado, será uma grandeza negativa, exceto em circunstân

cias muito especiais. Assim:

$$R_f < 0 \text{ em condi\c{c}ões inst\c{a}veis, } \overline{w'\theta'} > 0.$$

$$R_f = 0 \text{ em condi\c{c}ões neutras, } \overline{w'\theta'} = 0.$$

$$R_f > 0 \text{ em condi\c{c}ões est\c{a}veis, } \overline{w'\theta'} < 0.$$

A determina\c{c}ão dos fluxos de calor e de quantidade de movimento necess\c{a}rios ao c\c{a}lculo de R_f n\c{a}o \c{e} uma tarefa f\c{a}cil, e como muitos experimentos de campo n\c{a}o t\c{e}m as facilidades necess\c{a}rias para a realiza\c{c}ão de tais medidas, comum utilizar uma aproxima\c{c}ão baseada nos gradientes de temperatura e velocidade do vento, ou seja,

$$\overline{w'\theta'} = - K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \dots\dots\dots (9)$$

e

$$\overline{u'w'} = - K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \dots\dots\dots (10)$$

onde K_h \c{e} a difusividade turbulenta para calor e K_m \c{e} a difusividade de turbulenta para quantidade de movimento.

Substitu\c{i}ndo estas expressoes no n\c{u}mero de fluxo de Richardson, obtemos:

$$R_f = \frac{\frac{g}{T_0} K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}{K_m \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2}$$

Assumindo que a atmosfera transporte calor e quantidade de movimento com a mesma eficiência, obtemos o número de Richardson Ri.

$$Ri = \frac{g}{T_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} / \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2$$

que está relacionado do número de fluxo de Richardson por:

$$Ri = \frac{K_m}{K_h} R_f$$

Para as várias condições teremos:

$$Ri < 0 \text{ em condições instáveis, } \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} < 0.$$

$$Ri = 0 \text{ em condições neutras, } \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = 0.$$

$$Ri > 0 \text{ em condições estáveis, } \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} > 0.$$

Os números de Richardson apesar de serem frequentemente utilizados na literatura, apresentam duas dificuldades. A primeira está relacionada com o fato da escala de estabilidade ser comprimida no lado estável, já que, tanto R_f como Ri aproximam-se de um valor máximo, em torno de 0,21, quando a atmosfera torna-se muito estável. Em condições de instabilidade não há um tal limite. A segunda dificuldade deve-se ao fato de R_f e Ri serem funções da altura. Esta dependência nem sempre é conhecida com exatidão, e portanto, na descrição de um experimento deve-se apresentar a altura em que

o correspondente número de Richardson foi determinado.

Visando superar esses inconvenientes A.S. MONIN e A.M. OBUKHOV (1946 e 1954) propuseram um novo parâmetro de estabilidade, ζ , denominado comprimento adimensional de Monin-Obukhov, cuja origem é a seguinte:

De posse da equação (8) de balanço de energia cinética turbulenta, de um comprimento de escala característico e de uma velocidade característica, obtém-se a equação adimensional de balanço de energia cinética turbulenta. A escolha do comprimento de escala característico, obviamente recai sobre z , a altura acima do solo, mas, por conveniência, multiplicaremos z pela constante k , denominada constante de von Karman, cujo valor, determinado experimentalmente, situa-se entre 0,41 e 0,35. A velocidade de escala é obtida da tensão de cisalhamento τ , que pode ser considerada constante com a altura na camada limite superficial, já que τ/ρ_0 tem a dimensão de velocidade ao quadrado. Denominamos esta velocidade, de *velocidade de atrito* u_* . Definimos:

$$\frac{\tau}{\rho_0}$$

Como cada termo na equação de balanço de energia cinética turbulenta tem unidades de energia por massa por tempo ou seja, tem dimensão $L^2 T^{-3}$, para que tenhamos uma equação adimensional devemos multiplicá-la por kz/u_*^3 que tem dimensão $L^{-2} T^3$, assim:

$$\frac{kz}{u_*^3} \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = - \frac{kz}{u_*^3} \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{kz}{u_*^3} \frac{g}{T_0} \overline{w'\theta'} - \frac{kz}{u_*^3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{e'w'} + \frac{1}{\rho_0} \overline{p'w'} - \nu \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \right) +$$

$$- \frac{kz}{u_*^3} \nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \dots \dots \dots (11)$$

Definindo um *gradiente adimensional de velocidade do vento* ϕ_m por,

$$\phi_m = \frac{kz}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

e tendo em vista a definição de u_* , a equação (11) torna-se:

$$\frac{kz}{u_*^3} \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \phi_m + \frac{kz}{u_*^3} \frac{g}{T_0} \overline{w'\theta'} - \frac{kz}{u_*^3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{e'w'} + \frac{1}{\rho_0} \overline{p'w'} - \nu \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \right) +$$

$$- \frac{kz}{u_*^3} \nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \dots \dots \dots (12)$$

Comparando as equações (8) e (12) vemos que ϕ_m é o termo de *produção mecânica adimensional* e $\frac{kz}{u_*^3} \frac{g}{T_0} \overline{w'\theta'}$ é o termo de *produção térmica na forma adimensional*.

Considerando este termo de *produção térmica adimensional*, vemos que, com exceção de z , todos os demais fatores que o compoe podem ser considerados constantes na camada

$$\frac{k}{u_*^3} \frac{g}{T_0} \overline{w'\theta'}$$

independente da altura. Notamos também que tem a dimensão do inverso de um comprimento e definimos o seu inverso como um novo comprimento de escala. O sinal negativo é incluído por tradição e este novo comprimento de escala é chamado *comprimento L de Monin-Obukhov*.

$$L = - \frac{u_*^3 T_0}{kg \overline{w'\theta'}}$$

Em condições instáveis, em que o fluxo turbulento vertical de calor é ascendente (positivo), L é negativo. Para uma atmosfera estável, em que o fluxo turbulento de calor é descendente (negativo), L é positivo. Vemos que o comprimento L de Monin-Obukhov é consistente com os números de Richardson. O valor absoluto de L é raramente menor do que 10 m (TENNEKES e LUMLEY, 1972).

Com a definição de L , a equação (12) fica:

$$\frac{kz}{u_*^3} \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \phi_m - \frac{z}{L} - \frac{kz}{u_*^3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{e'w'} + \frac{1}{\rho_0} \overline{p'w'} - v \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \right) - \frac{kz}{u_*^3} v \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j}$$

e vemos que os efeitos térmicos são representados pela grandeza $\frac{z}{L}$ que é justamente o novo parâmetro de estabilidade proposto por Monin e Obukhov; $\frac{z}{L}$ é representado por ζ . Teremos:

$\zeta < 0$ em condições instáveis.

$\zeta = 0$ em condições neutras.

$\zeta > 0$ em condições estáveis.

Os três parâmetros de estabilidade estão relacionados pela expressão:

$$R_f = \frac{k_h}{K_m} Ri = \frac{1}{\phi_m} \zeta \dots\dots\dots (13)$$

4.3. Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov

A hipótese básica da teoria da similaridade de Monin-Obukhov, para o regime turbulento na camada limite superficial da atmosfera, é, que os campos de velocidade do vento e temperatura são univocamente determinados pelo fluxo de calor $H = \rho_0 C_p \overline{w'\theta'}$, a tensão de cisalhamento $\tau = -\rho_0 \overline{u'w'}$, o parâmetro de empuxo g/T_0 e a altura z acima do solo.

Monin e Obukhov desenvolveram esta teoria considerando aproximações que, no entanto, ainda possuem boa realidade física. Tais aproximações admitem que todas as propriedades estatísticas dos campos de velocidade e temperatura não variem com o tempo e sejam horizontalmente homogêneas; também, que o movimento médio estacionário seja unidirecional

e horizontal. É evidente que estas características imponham fortes vínculos nas formas admissíveis da estrutura da turbulência e, em particular, no tensor das tensões de Reynolds e no fluxo de calor (CALDER, 1966).

Colocando em termos formais a hipótese básica da teoria da similaridade de Monin-Obukhov, temos:

$$F_1 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \overline{w'\theta'}, \overline{u'w'}, \frac{g}{T_0}, z, \rho_0, C_p \right) = 0$$

$$F_2 \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, \overline{w'\theta'}, \overline{u'w'}, \frac{g}{T_0}, z, \rho_0, C_p \right) = 0$$

Das quatro grandezas, das quais dependem os campos de velocidade e temperatura, é possível, usando considerações dimensionais, definir um conjunto constituído das seguintes velocidade de escala, temperatura de escala e comprimento de escala:

$$\text{Velocidade: } u_* = \left(\frac{\tau}{\rho_0} \right)^{1/2}; \quad u_f = \left(\frac{z g \overline{w'\theta'}}{T_0} \right)^{1/3}$$

$$\text{Temperatura: } T_* = - \frac{\overline{w'\theta'}}{u_*}; \quad T_f = \left(\frac{T_0 \overline{w'\theta'}}{g z} \right)^{2/3}$$

$$\text{Comprimento: } z; \quad L = - \frac{u_*^3 T_0}{k g \overline{w'\theta'}}$$

Entretanto, estas seis escalas não são todas independentes, já que,

$$\frac{u_f}{u_*} = - \frac{T_*}{T_f} = - \frac{1}{k} \left(\frac{z}{L} \right)^{1/3}$$

e portanto, o número máximo de grandezas independentes é quatro. É comum a escolha de uma velocidade de escala (u_*), uma temperatura de escala (T_*) e dois comprimentos de escala (z e L).

Assim, a hipótese básica da teoria da similaridade de Monin-Obukhov fica:

$$F_1 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, u_*, T_*, z, L \right) = 0 \dots\dots\dots (14)$$

$$F_2 \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, u_*, T_*, z, L \right) = 0 \dots\dots\dots (15)$$

A análise dimensional garante que o fenômeno pode ser descrito pelo emprego de grupos adimensionais independentes, sendo em geral, o número de grupos inferior ao número de variáveis — daí a utilidade da análise dimensional em simplificar o problema. O número de grupos adimensionais independentes é especificado pelo Teorema de Buckingham dos Π .

No caso em apreço, o teorema dos Π afirma que serão necessários dois grupos adimensionais para cada relação funcional, já que o fenômeno envolve cinco variáveis e três dimensões, ou seja, L (comprimento), T (tempo) e θ (temperatura).

Sejam Π_1 e Π_2 , Π'_1 e Π'_2 os grupos adimensionais das cinco grandezas envolvidas no fenômeno para as respecti-

vas relações funcionais.

A análise dimensional garante que as relações (14) e (15) são equivalentes a:

$$F_1^* (\pi_1, \pi_2) = 0$$

$$F_2^* (\pi_1', \pi_2') = 0$$

Um dos métodos para a determinação dos π consiste em escolher, tantas grandezas quantas dimensões estejam envolvidas — grandezas estas com dimensões diferentes, e usá-las como base, juntamente com uma das outras grandezas para cada π . Assim:

$$\pi_1 = z^x \cdot u_*^y \cdot T_*^z \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

Em termos dimensionais temos:

$$\pi_1 = (L)^x \cdot (LT^{-1})^y \cdot (\theta)^z \cdot (T^{-1}) = L^0 T^0 \theta^0$$

donde:

$$x = 1$$

$$y = -1$$

$$z = 0$$

logo:

$$\pi_1 = z \cdot u_*^{-1} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

ou:

$$\Pi_1 = \frac{kz}{u_*^*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

onde k foi introduzido por tradição. Por simples observação, vemos que:

$$\Pi_2 = \frac{z}{L}$$

Semelhantemente,

$$\Pi_1' = \frac{kz}{T_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad \text{e} \quad \Pi_2' = \frac{z}{L}$$

Portanto, a análise dimensional assegura que:

$$\Pi_1 = f_1(\Pi_2) \quad \text{ou} \quad \frac{kz}{u_*^*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = f_1\left(\frac{z}{L}\right)$$

e

$$\Pi_1' = f_2(\Pi_2') \quad \text{ou} \quad \frac{kz}{T_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = f_2\left(\frac{z}{L}\right)$$

onde f_1 e f_2 são funções universais, embora não especificadas pela teoria, mas possíveis de serem determinadas empiricamente.

Lembrando que,

$$\frac{kz}{u_*^*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \phi_m \quad \text{e} \quad \frac{z}{L} = \zeta,$$

e definido um gradiente adimensional de temperatura ϕ_h por:

$$\phi_h = \frac{kz}{T_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, \quad \text{teremos}$$

$$\phi_m = \phi_m(\zeta)$$

$$\phi_h = \phi_h(\zeta)$$

A razão destes gradientes deve obedecer a teoria da similaridade de Monin-Obukhov, ou seja,

$$\alpha = \frac{\phi_m}{\phi_h}, \quad \alpha = \alpha(\zeta)$$

Explicitando o valor de α ,

$$\alpha = \frac{T_*}{u_*} \frac{\partial \bar{u} / \partial z}{\partial \bar{\theta} / \partial z}$$

e usando as definições de u_* e T_* , temos:

$$\alpha = \frac{\overline{w'\theta'}}{\overline{u'w'}} \frac{\partial \bar{u} / \partial z}{\partial \bar{\theta} / \partial z}$$

Pelo uso das relações (9) e (10) obtemos $\alpha = \frac{K_h}{K_m}$ que é uma expressão de interesse prático.

Usando a expressão (13) teremos,

$$R_f = \frac{1}{\phi_m} \zeta$$

e

$$Ri = \frac{1}{\alpha \phi_m} \zeta$$

e portanto:

$$R_f = R_f(\zeta)$$

$$R_i = R_i(\zeta)$$

Sintetizando os resultados obtidos pelo uso da análise dimensional aplicada a hipótese básica da teoria, podemos afirmar que:

"As propriedades do escoamento na camada superficial média, desde que adimensionalizadas com as escalas propostas, são funções somente de ζ ".

Experimentos realizados, pelo grupo da AFCRL em Kansas (*BUSINGER et alii, 1971*), pelo grupo australiano da CSIRO (*SWINBANK e DYER, 1967*) e aqueles conduzidos na Suécia (*HÖGSTRÖM, 1974*) entre outros, tem confirmado a teoria da similaridade de Monin-Obukhov.

5. MATERIAL E MÉTODO

5.1. Material

5.1.1. Caracterização das Condições do Experimento

5.1.1.1. Local

O experimento foi conduzido nas proximidades do posto Agrometeorológico do Departamento de Física e Meteorologia da Escola Superior de Agricultura "Luiz de Queiroz" da Universidade de São Paulo, no município de Piracicaba, SP., localizado na latitude de $22^{\circ} 45' 05''$ S, longitude $47^{\circ} 38' W$ e altitude de 575 m.

5.1.1.2. Solo e Cultura

O solo é classificado como Terra Roxa Estruturada.

A cultura utilizada no presente estudo foi de milho (*Zea mays*, L.) variedade "Piranão". O plantio foi realizado na data de 07/12/76, em sulcos, no espaçamento de 80 X 20 cm, com linhas na orientação Norte-Sul. A área cultivada foi de 1.600 m².

5.1.1.3. Época das Observações

Das observações realizadas, utilizados aquelas obtidas em 22/02/77, 23/02/77, 25/02/77 e 26/02/77.

5.1.2. Instrumental

5.1.2.1. Anemômetros

A determinação da velocidade do vento acima da cultura, foi feita através do WIND PROFILE SYSTEM, modelo WPRS 106 - CWT 677 A, de fabricação C.W. Thornthwaite Associates. Tal sistema é constituído essencialmente de um mastro com anemômetros e um registrador.

Utilizamos o mastro com 4 anemômetros de caneca, nas alturas 80, 160, 240 e 320 cm. Através da curva de calibração foi possível converter os dados de contagens acumulados no registrador, para centímetros por segundo. A precisão do equipamento é de $\pm 1\%$.

5.1.2.2. Termômetros

A determinação da temperatura foi feita através de termopares de cobre-constantan nº 24 AWG, instalados nas alturas 80, 160, 240 e 320 cm. Uma garrafa térmica contendo uma mistura de água e gelo manteve a junção de referência em 0°C .

A diferença de potencial correspondente a uma dada temperatura foi medida com um potenciômetro marca Cambridge, tipo 44228, nº L 700 009, escala de 0 — 100 mV e sensibilidade de 0,01 mV.

Como na faixa de temperatura utilizada, a dependência entre a tensão e a temperatura é praticamente linear, foi possível, utilizando as tabelas da Leeds & Northrup interpolar e converter os mV em $^{\circ}\text{C}$.

5.2. Método

5.2.1. Introdução

Para a presente análise da atmosfera na camada limite superficial, os parâmetros essenciais são:

d - deslocamento do plano zero.

z_0 - parâmetro rugoso da superfície.

u_* - velocidade de atrito.

L - comprimento de Monin-Obukhov.

ζ - comprimento adimensional de Monin-Obukhov.

ϕ_m - gradiente adimensional de velocidade do vento.

Todos estes parâmetros estão relacionados ao perfil de vento.

Quando o gradiente vertical de temperatura da atmosfera é da ordem de $-0,01^\circ\text{C/m}$ (estabilidade estática neutra), a tensão de cisalhamento é aproximadamente constante na camada limite superficial e o perfil de velocidade do vento é bem representado pela conhecida lei logarítmica da aerodinâmica (BEST, 1935):

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \ln \left(\frac{z - d}{z_0} \right)$$

onde $\bar{u}(z)$ é a média temporal da velocidade do vento na altura z , u_* é uma velocidade constante com a altura, definida na literatura como velocidade de atrito e k é a constante de von Karman.

A determinação de \underline{d} é feita a partir do gráfico de $\bar{u}(z)$ em função de $\ln(z - \delta)$.

O valor de δ que ajusta melhor os pontos numa linha reta, é o valor de \underline{d} procurado, figura 1.

O correspondente valor de z_0 é encontrado ao extrapolar a relação linear, ou aproximadamente linear, entre $\bar{u}(z)$ e $\ln(z - d)$, para $\bar{u}(z) = 0$, $z_0 = \text{ant } \ln(z - d)$, figura 1.

Quando a condição da atmosfera na camada limite é de estabilidade, ou de instabilidade ($d\theta/dz \lesseqgtr - 0,01^\circ\text{C/m}$), o perfil de velocidade do vento não é mais precisamente logarítmico. Teremos como gráfico de $\bar{u}(z)$ em função de $\ln(z - d)$ uma curva côncava ou convexa em relação ao eixo $\bar{u}(z)$, dependendo se a condição é de estabilidade ou instabilidade respectivamente.

Da lei logarítmica, quando a atmosfera está neutra, obtemos:

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

ou

$$\frac{k(z - d)}{u_*} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = 1$$

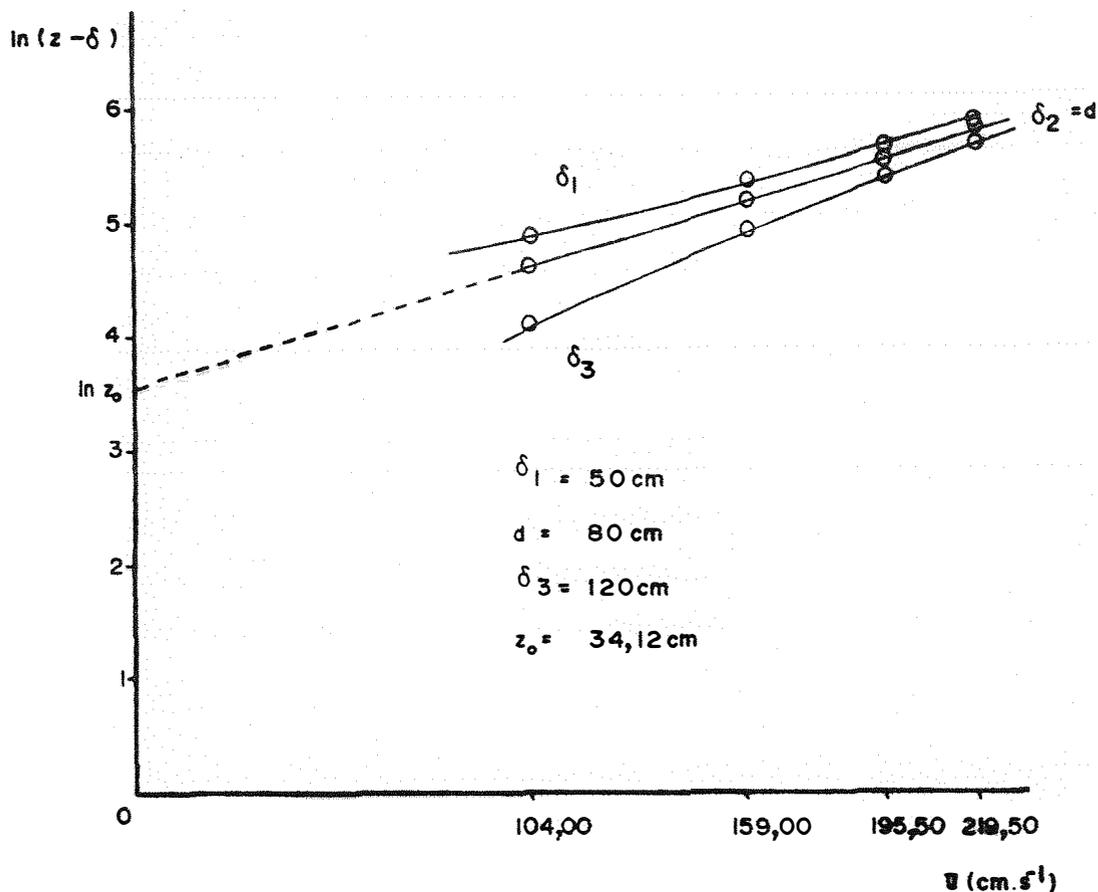


Figura 1 - Exemplo de determinação gráfica dos parâmetros d e z_0 . Período das 12:25 - 12:35 hora local do dia 23/02/77.

lembrando da definição de ϕ_m e tendo em vista o deslocamento do plano zero temos que:

$$\phi_m = 1$$

ou seja, para atmosfera neutra, o gradiente adimensional de velocidade do vento ϕ_m , é igual a 1.

Para atmosfera estável ou instável, $\phi_m \neq 1$, e seu valor dependerá, como foi visto na teoria da similaridade,

de $z - d/L$.

$$\text{Fazendo } \frac{z - d}{L} = \zeta'$$

temos que,

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

Monin e Obukhov sugeriram que a função ϕ_m poderia ser desenvolvida numa série de potências,

$$\phi_m\left(\frac{z - d}{L}\right) = \phi_m(0) + \alpha_1 \left(\frac{z - d}{L}\right) + \alpha_2 \left(\frac{z - d}{L}\right)^2 + \dots$$

Quando $|L| \rightarrow \infty$ temos a condição neutra, ou seja $H \rightarrow 0$ e como já foi visto, $\phi_m = 1$, portanto,

$$\phi_m(0) = 1$$

Em condições não muito afastadas da neutralidade o termo linear proporciona uma boa aproximação, de modo que:

$$\phi_m\left(\frac{z - d}{L}\right) = 1 + \alpha \left(\frac{z - d}{L}\right)$$

onde por conveniência escrevemos α em lugar de α_1 .

Com esta aproximação temos:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{k(z - d)} \left[1 + \alpha \frac{(z - d)}{L} \right]$$

cuja integração resulta no perfil log-linear:

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

O valor de α é determinado empiricamente e segundo *WEBB (1970)*, α é aproximadamente 4,5 em condições instáveis e 5,2 em condições estáveis, dentro de um erro de 10%. Na prática adota-se $\alpha = 5$ para todo o intervalo em que a equação puder ser aplicada.

Da análise da equação do perfil log-linear vemos que, de posse de uma velocidade média numa dada altura, do deslocamento do plano zero, e do parâmetro rugoso, podemos determinar u_* conhecendo-se L , ou determinar L conhecendo-se u_* embora nem u_* e nem L sejam possíveis de uma determinação direta.

Explicitando o valor de L ,

$$L = - \frac{u_*^3 T_0}{k g \overline{w'\theta'}}$$

vemos que L contém u_* e que a dificuldade reside na determinação de $\overline{w'\theta'}$. A determinação efetiva de $\overline{w'\theta'}$ é feita pelo método de correlação turbulenta, desde que se disponha de instrumental que permita determinar as flutuações de w e θ . A determinação de $\overline{w'\theta'}$ ainda é um campo aberto e dentre os métodos até então propostos o mais comum é baseado na seguinte

aproximação:

$$\overline{w'\theta'} = - k_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$$

O valor de K_h é obtido usando a analogia de Reynolds, ou seja,

$$K_h = K_m$$

e como,

$$u_*^2 = K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

temos que,

$$K_h = \frac{u_*^2}{\partial \bar{u} / \partial z}$$

logo,

$$\overline{w'\theta'} = - u_*^2 \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \bar{u}}$$

assim:

$$L = \frac{u_* T_0}{k g (\partial \bar{\theta} / \partial \bar{u})} \dots \dots \dots (I)$$

Substituindo este valor de L na equação do per

fil log-linear e explicitando u_* , temos:

$$u_* = \frac{k[\bar{u}(z) - 5(z - d - z_0) \cdot g/T_0 \cdot \partial\bar{\theta}/\partial\bar{u}]}{\ln [(z - d)/z_0]} \dots (II)$$

Podemos portanto, determinar a velocidade de atrito conhecendo a velocidade média numa dada altura z , o deslocamento do plano zero d , o parâmetro rugoso da superfície z_0 , a aceleração da gravidade g , a temperatura do estado de referência T_0 e $\partial\bar{\theta}/\partial\bar{u}$. A determinação de $\partial\bar{\theta}/\partial\bar{u}$ é feita através do gráfico $\bar{u}(z)$ em função de $\bar{\theta}(z)$, figura 2.

Utilizando para o cálculo de u_* , valores de $\bar{u}(z)$ para alturas diferentes, encontraremos valores distintos de u_* , e a dispersão dos u_* será tanto maior quanto mais o perfil se afastar da estabilidade neutra. Tal fato decorre de ser o perfil log-linear uma primeira aproximação.

BUSINGER et alii (1971) apresentam como fruto de vários experimentos desenvolvidos em Kansas, a expressão para ϕ_m que melhor ajusta os resultados experimentais, ou seja:

$$\phi_m = (1 - 15\zeta')^{-\frac{1}{4}} \text{ para } \zeta' < 0 \dots (III)$$

e

$$\phi_m = 1 + 4,7 \zeta' \text{ para } \zeta' > 0 \dots (IV)$$

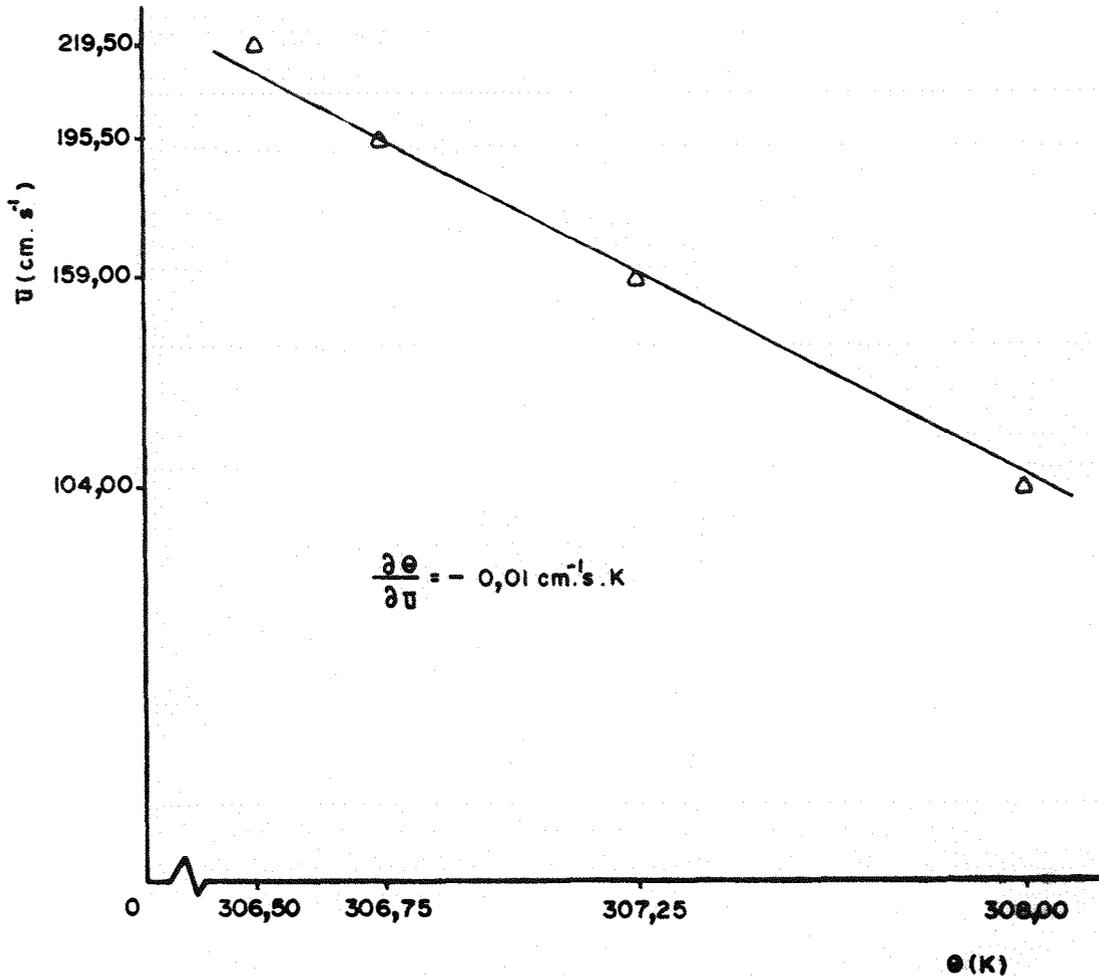


Figura 2 - Exemplo de determinação gráfica de $\partial \theta / \partial \bar{u}$. Período das 12:25 - 12:35 hora local do dia 23/02/77.

Quando $\zeta' = 0$, $\phi_m = 1$ que conduz ao perfil logarítmico.

Com estas expressões para ϕ_m temos que,

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{k(z-d)} \cdot (1 - 15\zeta')^{-\frac{1}{4}} \quad \text{para } \zeta' < 0$$

e

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{k(z-d)} \cdot (1 + 4,7\zeta') \quad \text{para } \zeta' > 0$$

Integrando, obtemos as expressões para os perfís de vento (PAULSON, 1970):

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) - \Psi \right], \text{ para } \zeta' < 0 \dots (V)$$

onde,

$$\Psi = 2 \ln \left[\frac{(1+x)}{2} \right] + \ln \left[\frac{(1+x^2)}{2} \right] - 2 \tan^{-1} x + \frac{\pi}{2}$$

e

$$x = (1 - 15\zeta')^{\frac{1}{4}} = \phi_m^{-1}$$

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) + 4,7\zeta' \right] \text{ para } \zeta' > 0 \dots (VI)$$

O melhor ajuste do perfil proporcionado pela equação de Paulson requer em última instância a determinação de L , bem como a determinação de u_* . O cálculo preciso de L envolve o cálculo de $\overline{w'\theta'}$ de difícil determinação experimental, e o cálculo de u_* em condições não neutras tem sido objeto de várias pesquisas, e até hoje não há uniformidade quanto a sua determinação, mesmo pesquisas recentes, como aquela conhecida como experimento de "Wangara", HICKS (1976), utiliza o perfil de vento em condições suficientemente próximas da neutralidade, de modo que u_* possa ser determinado do coeficiente de atrito, e este, do perfil logarítmico, podendo ainda ser discutida a validade de tal determinação, em virtude

do coeficiente de atrito ser assumido independente da estabilidade, (SWINBANK, 1966).

5.2.2. Método

A determinação de u_* , L , ϕ_m , ζ' e consequentemente os valores de $\bar{u}(z)$ que ajustam melhor o perfil, foi feita do seguinte modo:

Tendo determinado experimentalmente $\bar{u}(z)$ e $T(z)$, determina-se d , z_0 e $\partial\bar{\theta}/\partial\bar{u}$ através dos métodos já apresentados, (páginas 41, 42, 46 e 47).

Aplicando a equação (II) para cada altura z , tendo o cuidado de utilizar como T_0 o valor da temperatura para a respectiva altura, determinamos um conjunto de u_* . Como valor preliminar de u_* , adotamos o valor médio $\langle u_* \rangle$ do conjunto.

Como valor preliminar de L adotamos aquele obtido da equação (I) na qual u_* é substituído por $\langle u_* \rangle$ e T_0 por $\langle T \rangle$, onde $\langle T \rangle$ é a média das temperaturas.

Utilizando $\langle u_* \rangle$ e L juntamente com d , z_0 , α e k (com $\alpha = 5$ e $k = 0,41$) podemos calcular $\bar{u}(z)$ usando a aproximação do perfil log-linear; confrontando com os dados experimentais podemos determinar o erro que tal aproximação fornece.

Os valores preliminares dos ϕ_m são obtidos através das equações (III) ou (IV) conforme L seja negativo ou positivo, respectivamente. Teremos um valor preliminar de ϕ_m para cada altura, já que $\phi_m = \phi_m(\zeta')$. O inverso de ϕ_m é o valor x , única variável na expressão para o cálculo de Ψ . Teremos assim também, um valor preliminar de Ψ para cada altura.

De posse destes valores de Ψ , podemos calcular $\bar{u}(z)$ usando a equação (V). Teremos assim um primeiro ajuste proporcionado pelo uso dos valores preliminares de u_* e L na equação de Paulson.

Usando os valores experimentais de $\bar{u}(z)$ e os valores preliminares de Ψ recalculamos o valor de u_* para cada altura através da expressão:

$$u_* = \frac{k \cdot \bar{u}}{\left[\ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) - \Psi \right]} \dots \dots \dots (VII)$$

Do conjunto assim obtido determinamos um novo $\langle u_* \rangle$. Usando este novo valor de u_* para o cálculo de L , teremos um novo valor de L .

Este novo valor de L permite recalculamos os ϕ_m , e conseqüentemente também os Ψ .

Com os novos valores de u_* e Ψ podemos deter-

minar $\bar{u}(z)$ usando a equação (V).

Este processo iterativo é repetido sempre na ordem:

- 1º) Recalcula-se o valor de u_* .
- 2º) De posse do valor de u_* , recalcula-se L .
- 3º) Este valor de L permite recalcular os ϕ_m e conseqüentemente os Ψ .

Como Ψ é o termo de correção do perfil de vento, teremos um ajuste cada vez melhor, a medida que os valores de u_* e L conduzirem $\bar{u}(z)$ a valores mais próximos dos valores experimentais.

Este processo iterativo é concluído, quando, a partir de um novo valor de L , os valores recalculados de ϕ_m, x e Ψ não mais se alterarem.

Os valores de ϕ_m, x e Ψ obtidos pelo processo exposto e que não mais se modificam, são os valores utilizados, e permitem o cálculo de u_* e L , bastando para isso usar a expressão (VII) para cada altura e $\langle u_* \rangle$ será o valor de u_* que fornecerá L .

Deste modo podemos fazer o ajuste do perfil, tendo para isso determinado os valores de L, ϕ_m e conseqüentemente ζ' , grandezas fundamentais em estudos micrometeorológicos.

O conhecimento de u_* , L e ϕ_m , permite o cálculo de K_m , τ e H , respectivamente, difusividade turbulenta para quantidade de movimento, fluxo de quantidade de movimento e fluxo de calor.

A velocidade de atrito, definida à página 27, como

$$u_*^2 = - \overline{u'w'} = \frac{\tau}{\rho_0},$$

possibilita, se usada com a expressão 10, a dupla igualdade,

$$- \overline{u'w'} = u_*^2 = K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

Como:

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

temos:

$$\frac{u_*}{k(z-d)} \phi_m = \frac{u_*^2}{K_m}$$

logo:

$$K_m = \frac{u_* k(z-d)}{\phi_m}$$

O fluxo de quantidade de movimento τ , é obtido da expressão:

$$\tau = \rho_0 u_*^2$$

Como a densidade é uma função da temperatura, e em geral as observações são feitas em condições de temperatura diferente de 0°C , usa-se a relação:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_0} \left(1 + \frac{\Delta T}{T_0}\right)$$

onde $\rho_0 = 1,29 \times 10^{-3} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ em $T_0 = 273 \text{ K}$ e $P_0 = 1 \text{ atm}$ para se determinar o valor adequado de ρ .

O fluxo de calor H é obtido uma vez conhecido L e u_* .

Como:

$$H = \rho C_p \overline{w'\theta'}$$

$$\text{e } L = - \frac{u_*^3 T_0}{\text{kg } \overline{w'\theta'}}$$

Temos que:

$$L = - \frac{u_*^3 T_0}{\text{kg } \frac{H}{\rho C_p}}$$

e portanto:

$$H = -$$

onde $C_p = 0,24 \text{ cal} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$.

6. RESULTADOS E DISCUSSÃO

As tabelas 1 a 6 apresentam os valores de $\bar{u}(z)$ e $T(z)$ determinados experimentalmente. Elas compreendem seis conjuntos de dados escolhidos dentre observações efetuadas em quatro dias. Os valores de $\bar{u}(z)$ são médias num período de 10 minutos, enquanto que $T(z)$ corresponde a valores instantâneos, registrados no instante decorrido $1/2$ período. As alturas são cotadas a partir do solo, e na época das observações, a altura média da cultura era de 170 cm.

Tabela 1 - Valores experimentais de $\bar{u}(z)$ e $T(z)$ referente ao período das 10:40 - 10:50 hora local, do dia 22/02/77.

Altura z (cm)	Velocidade média $\bar{u}(z)$ (cm.s ⁻¹)	Temperatura T(z) (°C)
180	153,50	31,75
260	225,75	31,00
340	271,75	30,25
420	303,75	29,50

Tabela 2 - Valores experimentais de $\bar{u}(z)$ e $T(z)$ referente ao período das 12:25 - 12:35 hora local, do dia 23/02/77.

Altura z (cm)	Velocidade média $\bar{u}(z)$ (cm.s ⁻¹)	Temperatura T(z) (°C)
180	104,00	35,00
260	159,00	34,25
340	195,50	33,75
420	219,50	33,50

Tabela 3 - Valores experimentais de $\bar{u}(z)$ e $T(z)$ referente ao período das 14:25 - 14:35 hora local, do dia 23/02/77.

Altura z (cm)	Velocidade média $\bar{u}(z)$ (cm.s ⁻¹)	Temperatura T(z) (°C)
180	62,00	32,50
260	83,75	32,25
340	96,50	32,00
420	104,50	31,75

Tabela 4 - Valores experimentais de $\bar{u}(z)$ e $T(z)$ referente ao período das 9:10 - 9:20 hora local, do dia 25/02/77.

Altura z (cm)	Velocidade média $\bar{u}(z)$ (cm.s ⁻¹)	Temperatura T(z) (°C)
180	164,25	29,25
260	235,50	27,25
340	281,00	27,00
420	316,00	26,25

Tabela 5 - Valores experimentais de $\bar{u}(z)$ e $T(z)$ referente ao período das 9:10 - 9:20 hora local, do dia 26/02/77.

Altura z (cm)	Velocidade média $\bar{u}(z)$ (cm.s ⁻¹)	Temperatura T(z) (°C)
180	87,50	27,75
260	126,75	27,25
340	143,00	26,25
420	153,50	25,50

Tabela 6 - Valores experimentais de $\bar{u}(z)$ e $T(z)$ referente ao período das 10:10 - 10:20 hora local, do dia 26/02/77.

Altura z (cm)	Velocidade média $\bar{u}(z)$ (cm.s ⁻¹)	Temperatura T(z) (°C)
180	134,25	29,75
260	195,50	29,00
340	237,25	28,75
420	269,50	28,25

Os valores determinados de d e z_0 referentes aos respectivos períodos, bem como, o valor preliminar de u_* obtido de $\langle u_* \rangle$ do perfil log-linear, são apresentados na tabela 7.

Tabela 7 - Valores de d , z_0 e u_* (preliminar).

Dias	Períodos (hora local)	d (cm)	z_0 (cm)	u_* (preliminar) ($\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$)
22/02	10:40 - 10:50	95	21,30	53,60
23/02	12:25 - 12:35	80	34,12	48,36
23/02	14:25 - 14:35	110	8,17	19,30
25/02	09:10 - 09:20	95	20,09	56,54
26/02	09:10 - 09:20	145	2,18	20,00
26/02	10:10 - 10:20	55	42,90	60,67

As tabelas 8 a 13 apresentam os valores do gradiente adimensional de velocidade do vento ϕ_m , os valores do comprimento adimensional de Monin-Obukhov estendido para uma comunidade vegetal ζ' , e o termo Ψ de correção do perfil de vento segundo as equações de Paulson, para cada nível $z-d$ em cada um dos períodos analisados.

Tabela 8 - Valores de ϕ_m , ζ' , e Ψ para cada nível z-d, referente ao período das 10:40 - 10:50 hora local, do dia 22/02/77.

$z - d$ (cm)	ϕ_m	$\zeta' = \frac{z - d}{L}$	Ψ
85	0,90	- 0,03	0,12
165	0,84	- 0,07	0,20
245	0,80	- 0,10	0,27
325	0,76	- 0,13	0,33

Tabela 9 - Valores de ϕ_m , ζ' e Ψ para cada nível z - d, referente ao período das 12:25 - 12:35 hora local, do dia 23/02/77.

$z - d$ (cm)	ϕ_m	$\zeta' = \frac{z - d}{L}$	Ψ
100	0,89	- 0,04	0,14
180	0,83	- 0,07	0,21
260	0,79	- 0,10	0,28
340	0,76	- 0,14	0,35

Tabela 10 - Valores de ϕ_m , ζ' e Ψ para cada nível $z - d$, referente ao período das 14:25 - 14:35 hora local, do dia 23/02/77.

$z - d$ (cm)	ϕ_m	$\zeta' = \frac{z - d}{L}$	Ψ
70	0,77	- 0,13	0,32
150	0,67	- 0,27	0,54
230	0,61	- 0,42	0,69
310	0,57	- 0,56	0,82

Tabela 11 - Valores de ϕ_m , ζ' , e Ψ para cada nível $z - d$, referente ao período das 9:10 - 9:20 hora local, do dia 25/02/77.

$z - d$ (cm)	ϕ_m	$\zeta' = \frac{z - d}{L}$	Ψ
85	0,88	- 0,04	0,14
165	0,82	- 0,08	0,23
245	0,77	- 0,12	0,32
325	0,74	- 0,16	0,38

Tabela 12 - Valores de ϕ_m , ζ' e Ψ para cada nível $z - d$, referente ao período das 9:10 - 9:20 hora local, do dia 26/02/77.

$z - d$ (cm)	ϕ_m	$\zeta' = \frac{z - d}{L}$	Ψ
35	0,81	- 0,09	0,26
115	0,65	- 0,30	0,57
195	0,58	- 0,51	0,77
275	0,54	- 0,72	0,92

Tabela 13 - Valores de ϕ_m , ζ' e Ψ para cada nível $z - d$, referente ao período das 10:10 - 10:20 hora local, do dia 26/02/77.

$z - d$ (cm)	ϕ_m	$\zeta' = \frac{z - d}{L}$	Ψ
125	0,90	- 0,03	0,12
205	0,86	- 0,06	0,17
285	0,82	- 0,08	0,23
365	0,79	- 0,10	0,27

A tabela 14 apresenta os valores de u_* e de L obtidos pelo processo iterativo, e são os valores de L que permitem o cálculo de ζ' , este permite o cálculo de ϕ_m que por sua vez permite o cálculo de Ψ . Os valores de u_* e Ψ permitem o melhor ajuste do perfil através do uso da equação:

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

já que todos os períodos analisados apresentaram $\zeta' < 0$, ou seja, instabilidade.

Tabela 14 - Valores de u_* e L .

Dias	Períodos (hora local)	u_* (cm.s^{-1})	$-L$ (m)
22/02	10:40 - 10:50	50,80	25,07
23/02	12:25 - 12:35	45,57	24,89
23/02	14:25 - 14:35	14,63	5,54
25/02	09:10 - 09:20	52,50	20,14
26/02	09:10 - 09:20	15,33	3,81
26/02	10:10 - 10:20	58,32	36,47

As figuras 3 a 8 apresentam em confronto, $\bar{u}(z)$ experimental e $\bar{u}(z)$ teórico, obtido pelo processo iterativo.

A tabela 15 apresenta o erro $\bar{\delta}$, onde δ é calculado através da expressão:

$$\delta = \left[\frac{\bar{u}_{\text{exp.}} - \bar{u}_{\text{teor.}}}{\bar{u}_{\text{exp.}}} \right] \times 100\%,$$

para o ajuste feito pela aproximação log-linear, e também para o ajuste proporcionado pelo processo iterativo que utiliza a equação de Paulson. Como para cada $\bar{u}(z)$ experimental temos o correspondente $\bar{u}(z)$ teórico e em virtude de termos quatro valores de z , teremos quatro erros para cada período, logo:

$$\bar{\delta} = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 \delta_i$$

Tabela 15 - Valores de $\bar{\delta}$ para o ajuste log-linear e para o ajuste proporcionado pelo processo iterativo.

Dias	Períodos (hora local)	$\bar{\delta}$ % ajuste log-linear	$\bar{\delta}$ % ajuste proc. iter.
22/02	10:40 - 10:50	5,07	1,60
23/02	12:25 - 12:35	5,46	0,90
23/02	14:25 - 14:35	20,02	3,00
25/02	09:10 - 09:20	6,11	1,74
26/02	09:10 - 09:20	23,00	3,81
26/02	10:10 - 10:20	3,93	0,89

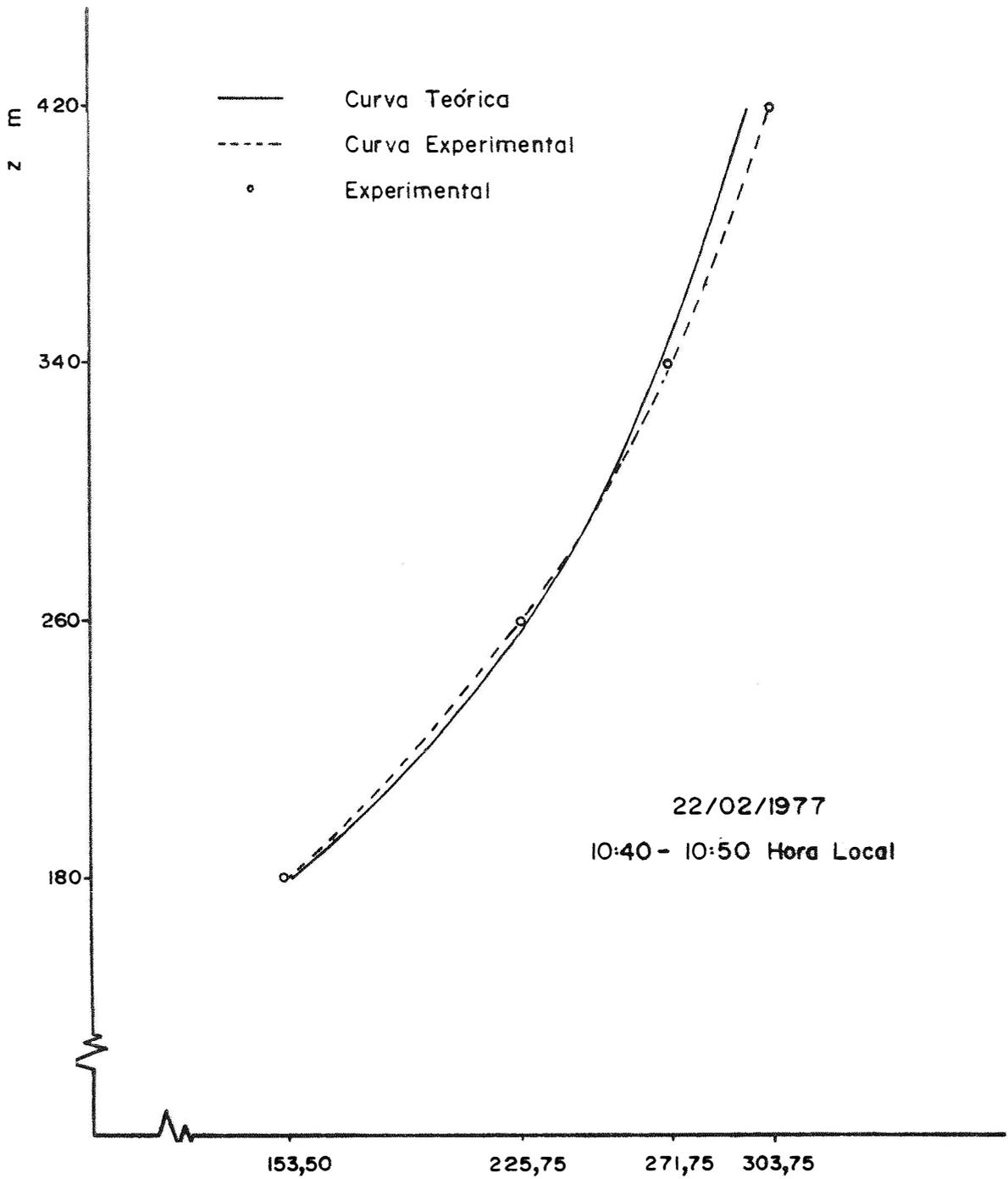


Figura 3 - Perfil de vento.

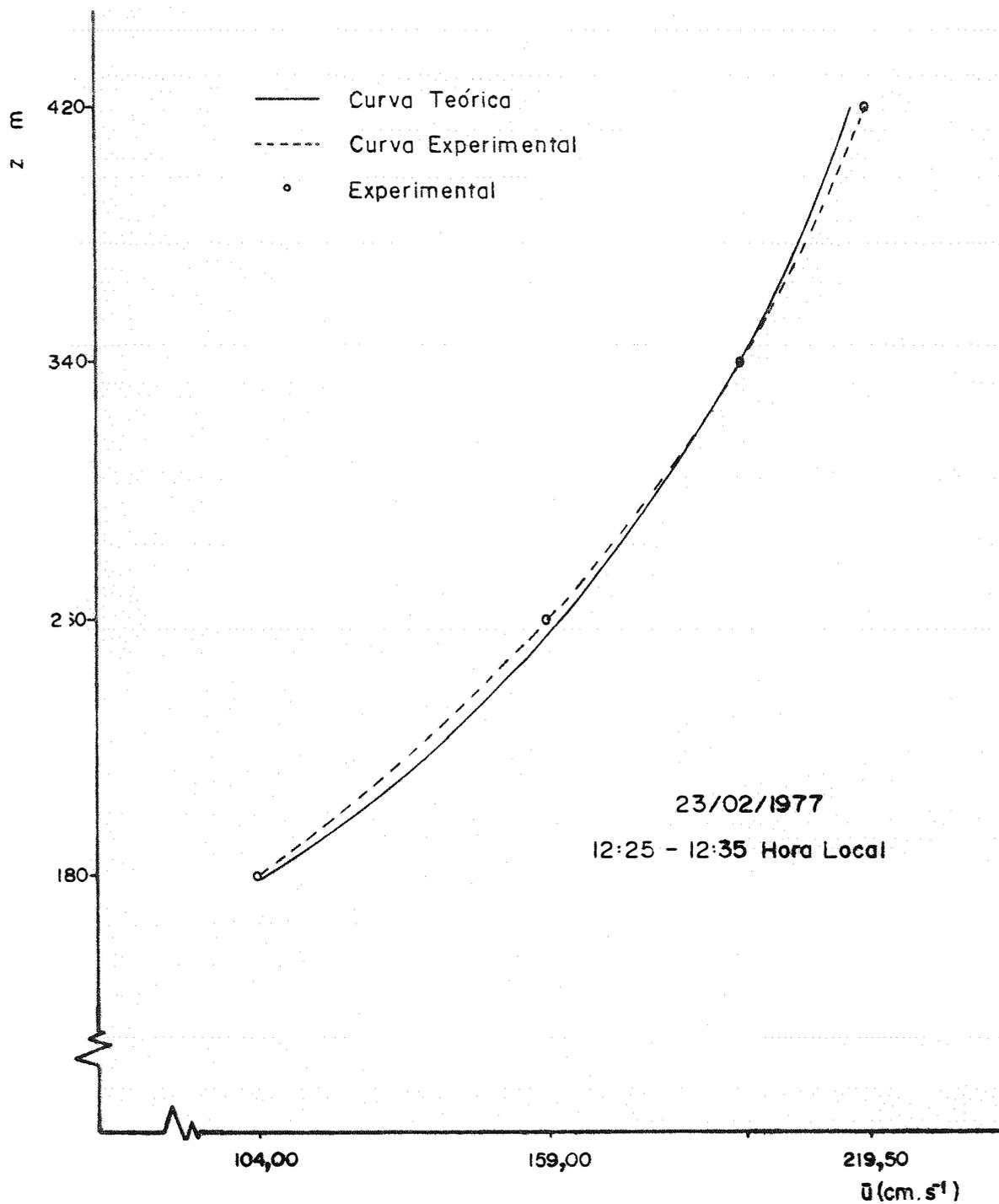


Figura 4 - Perfil de vento.

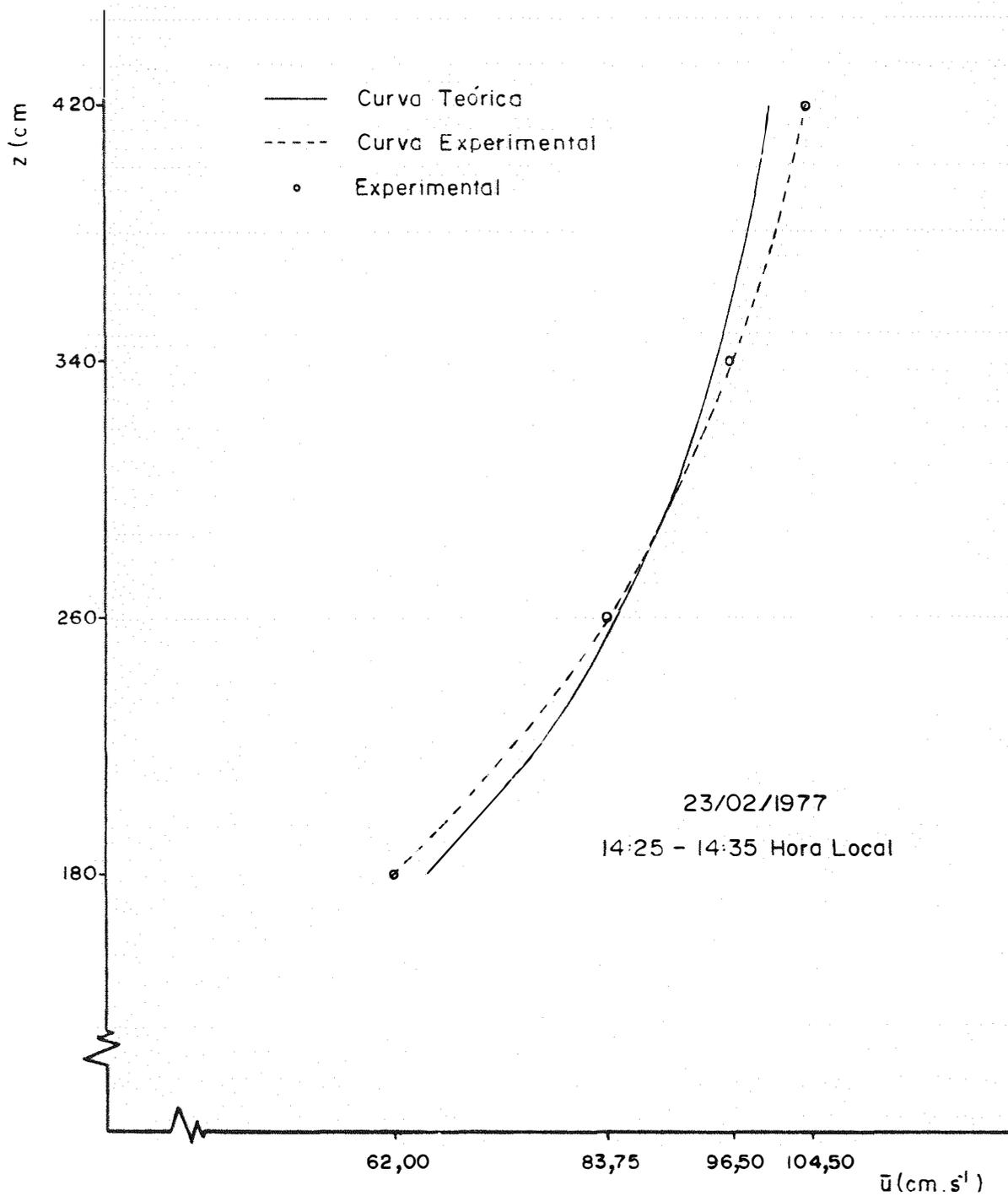


Figura 5 - Perfil de vento.

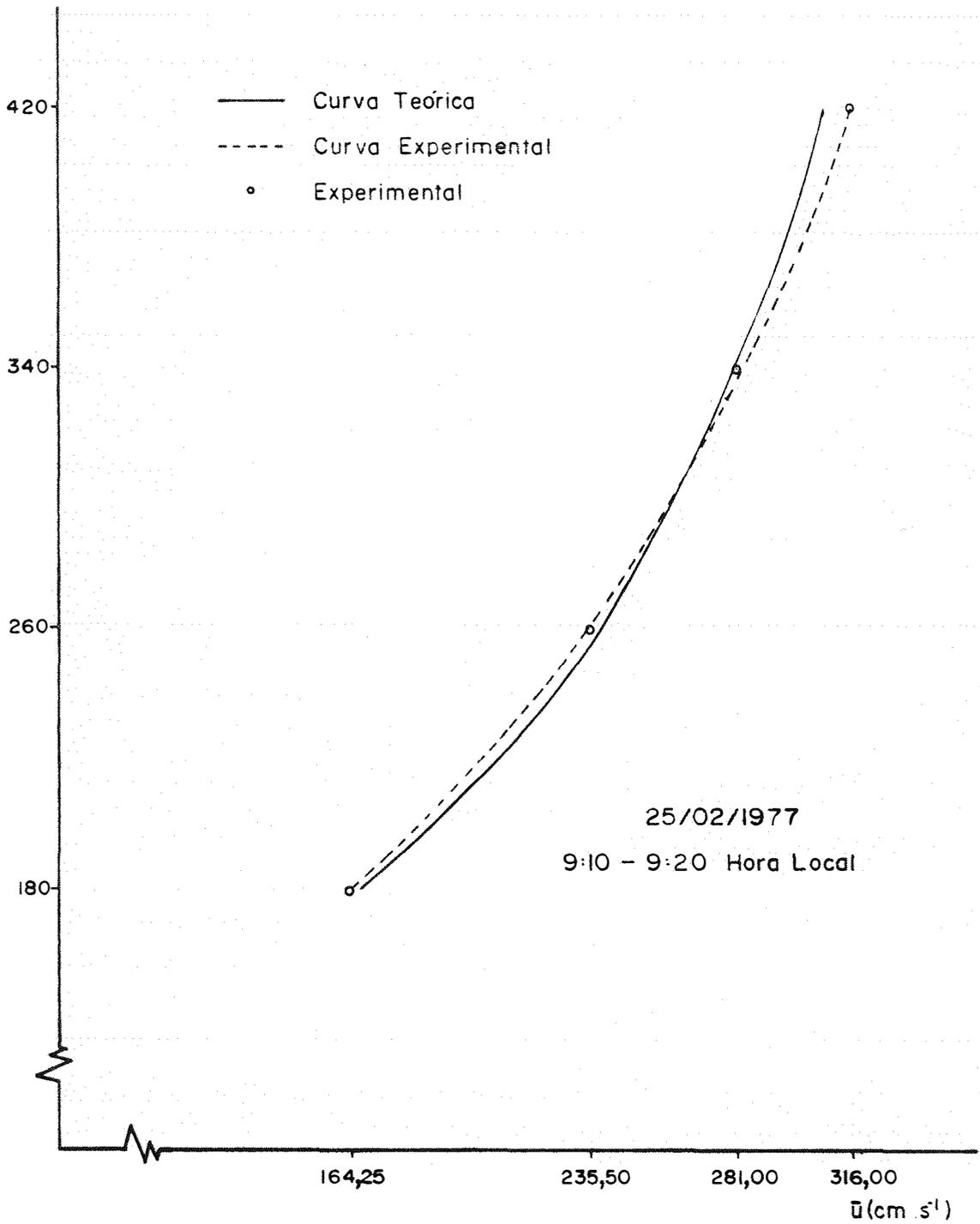


Figura 6 - Perfil de vento.

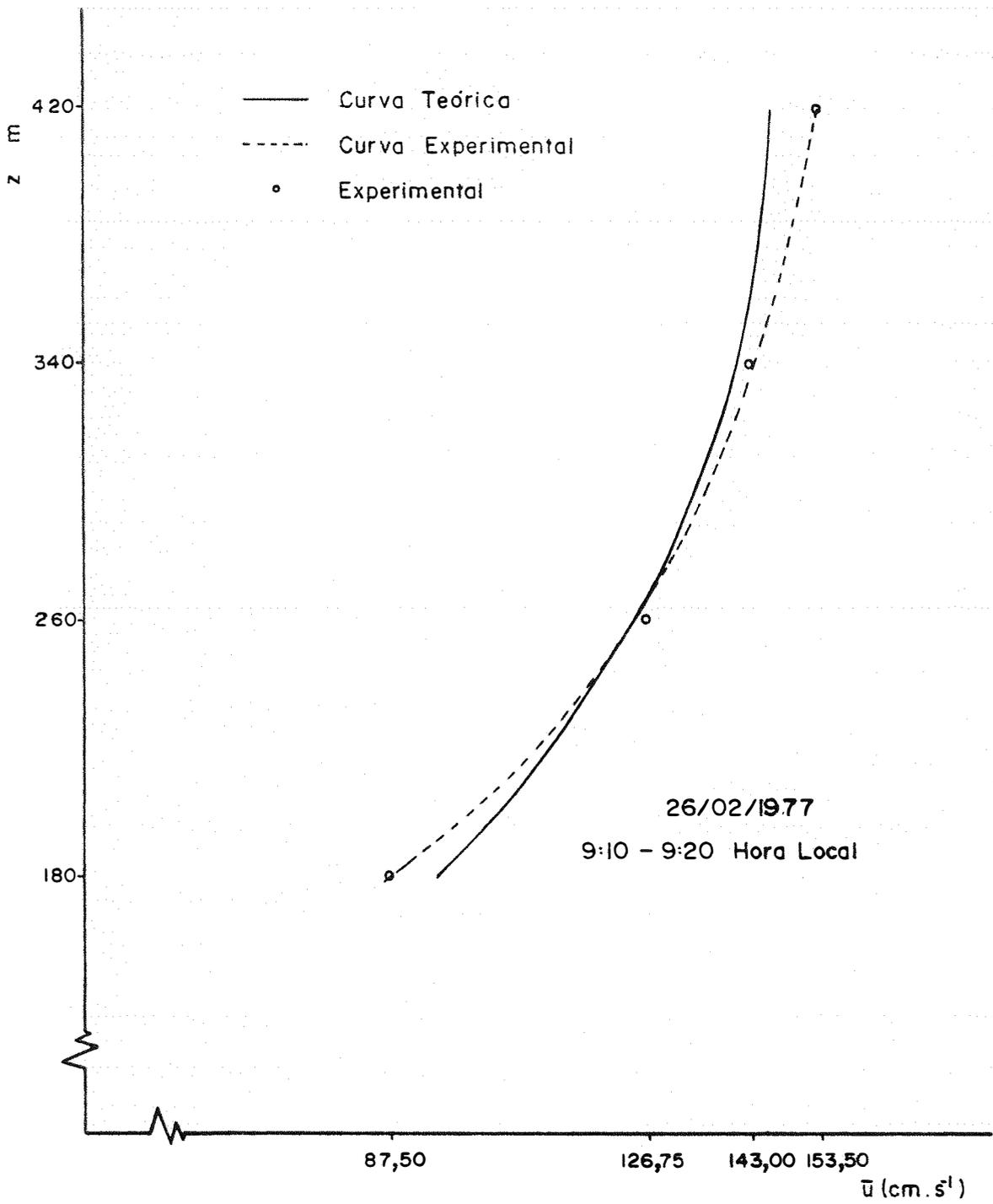


Figura 7 - Perfil de vento.

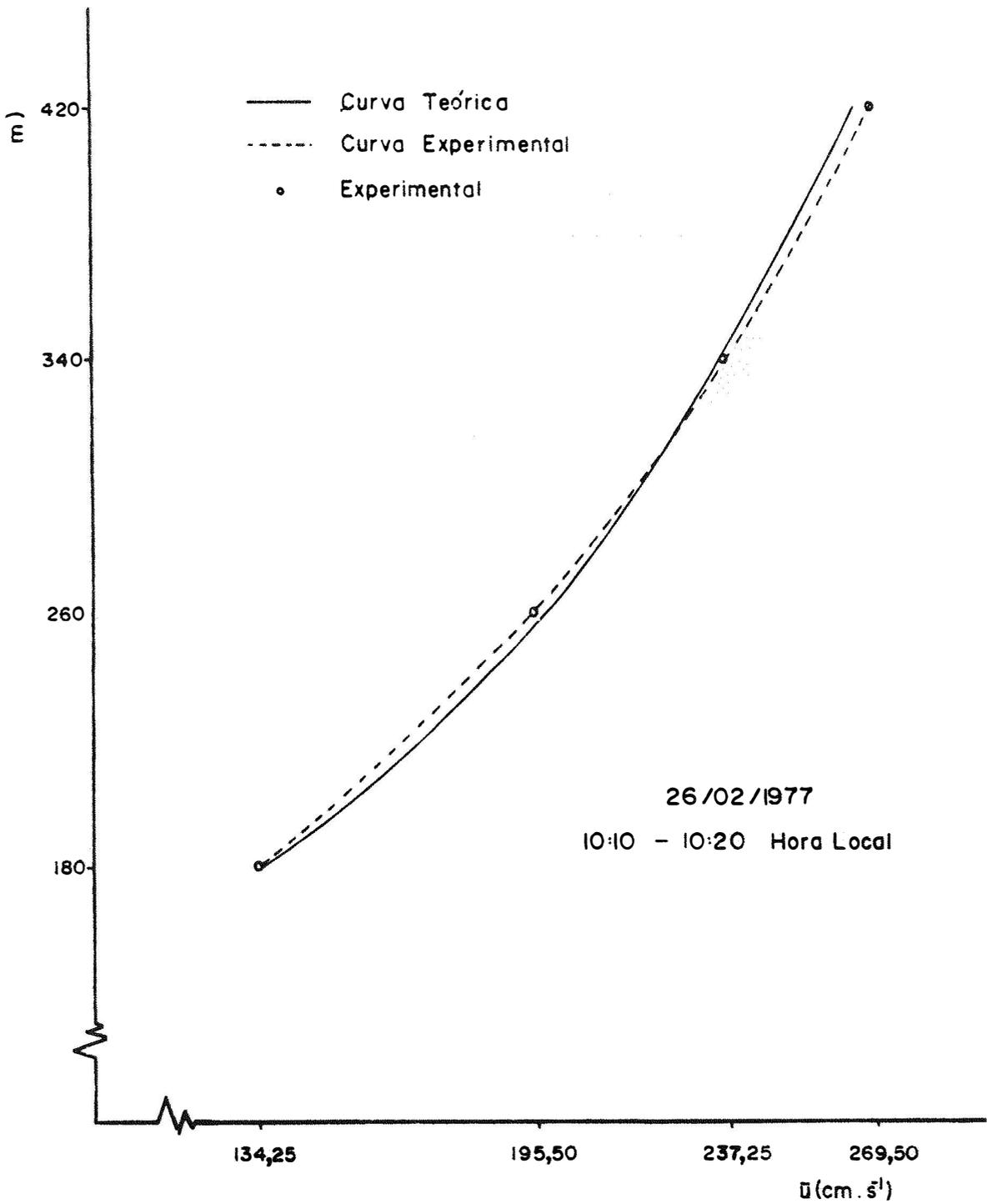


Figura 8 - Perfil de vento.

Como já mencionado, todos os seis períodos analisados foram períodos de instabilidade, $\zeta' < 0$. É oportuno recorrer a representação gráfica de ϕ_m em função de ζ , [BUSINGER *et alii* (1971)] figura 9, afim de um melhor entendimento da discussão a seguir.

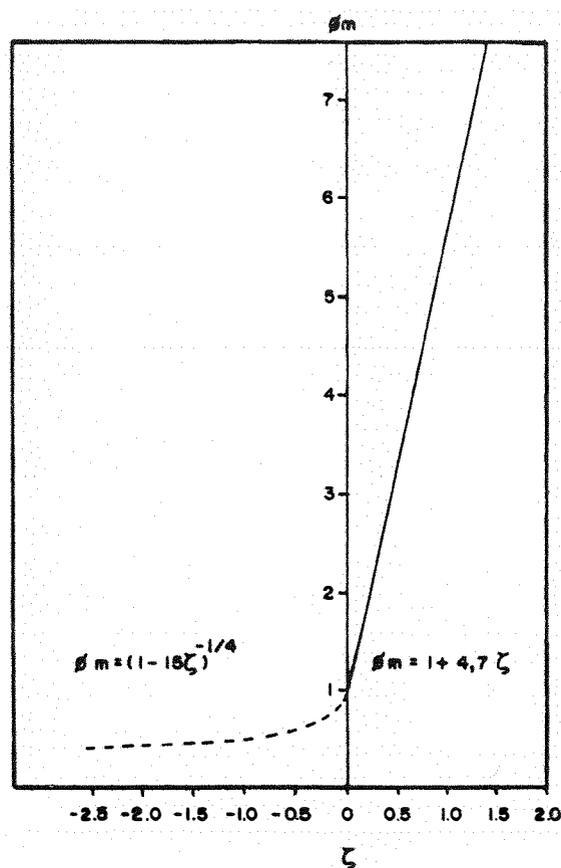


Figura 9 - Gradiente adimensional de velocidade do vento ϕ_m em função do comprimento adimensional de Monin-Obukhov ζ .

Na região de $\zeta' < 0$ temos que $\phi_m < 1$ e $\phi_m = (1 - 15\zeta')^{-1/4}$

Recorrendo as tabelas 8 a 13 verificamos que efetivamente, todos os valores de ϕ_m são menores que a unidade e que o menor valor, $\phi_m = 0,54$, ocorre para $z - d = 275$ cm do período das 9:10 - 9:20 do dia 26/02. A este valor, $\phi_m = 0,54$, corresponde $\zeta' = -0,72$, caracterizando assim o período e o nível em que a atmosfera se apresentou mais instável.

Comparando os outros três valores de ζ' deste mesmo período, com os valores correspondentes dos outros cinco períodos analisados, vemos que, dos quatro níveis, o único que apresenta um valor de ζ' menor, $\zeta' = -0,13$, é o nível $z - d = 70$ cm do período das 14:25 - 14:35 do dia 23/02, enquanto que o referido período do dia 26/02 apresenta $\zeta' = -0,09$; no entanto se levarmos em consideração o valor de d para estes períodos, constatamos que $\zeta' = -0,09$ implica numa maior instabilidade, já que $z - d$ não é o mesmo (apesar dos z serem iguais), e que a grandeza L , responsável pela instabilidade, é maior, (notar que a tabela 14 apresenta valores de $-L$).

Podemos portanto afirmar, que o período das 9:10 - 9:20 do dia 26/02 foi o mais instável, relativamente aos demais períodos observados. A tabela 15 mostra que exatamente para este período tivemos o pior ajuste ($\bar{\delta} = 3,81\%$ pelo processo iterativo), o que é verificado de pronto pela comparação da figura 7 com as figuras 3, 4, 5, 6 e 8.

O período das 14:25 - 14:35 do dia 23/02 foi a

de $[\zeta'] = 0,56$; consultando a tabela 15 e comparando a figura 5 com as figuras 3, 4, 6 e 8, confirmamos o pior ajuste dentre os cinco períodos restantes ($\bar{\delta} = 3,00\%$ pelo processo iterativo).

Por outro lado, verificamos que o melhor ajuste ($\bar{\delta} = 0,89\%$ pelo processo iterativo), ocorreu para o período (10:10 - 10:20, dia 26/02) de menor instabilidade, ou seja, que apresentou um valor mínimo de $[\zeta'] = 0,10$ para o nível mais alto.

Vemos que o grau de instabilidade e fator determinante no ajuste.

Através da tabela 15 constatamos a vantagem do processo iterativo, pois tomando como exemplo o período das 9:10 - 9:20 do dia 26/02, vemos que o seu uso reduziu o erro que era de 23,00% para 3,81%, ou seja, de 19,19%.

No caso do período menos instável, o ajuste pelo processo iterativo reduziu o erro de 3,93% para 0,89%.

Comparando a equação do perfil log-linear com a equação (V), de Paulson, vemos que $\alpha = \frac{(z - d - z_0)}{L}$ corresponde a Ψ , que são os respectivos termos de correção, e, como no demais as equações são idênticas, podemos afirmar que a diferença de um ajuste para o outro, decorre exatamente da diferença entre $\alpha \cdot \frac{(z - d - z_0)}{L}$ e Ψ . É óbvio que Ψ é bem mais eficiente.

Uma das razões da pouca eficiência do termo de correção da equação do perfil log-linear, está no fato de L , da maneira como o calculamos, ser uma aproximação, já que não podendo contar com o valor de $\overline{w'\theta'}$, recorreremos a uma dedução baseada na igualdade das difusividades turbulentas para calor e quantidade de movimento.

Entretanto, de acordo com *BUSINGER et alii* (1971), figura 10, esta igualdade, $K_m = K_h$ ou $\alpha = 1$, só tende a se verificar em condições de estabilidade, $\zeta' > 0$.

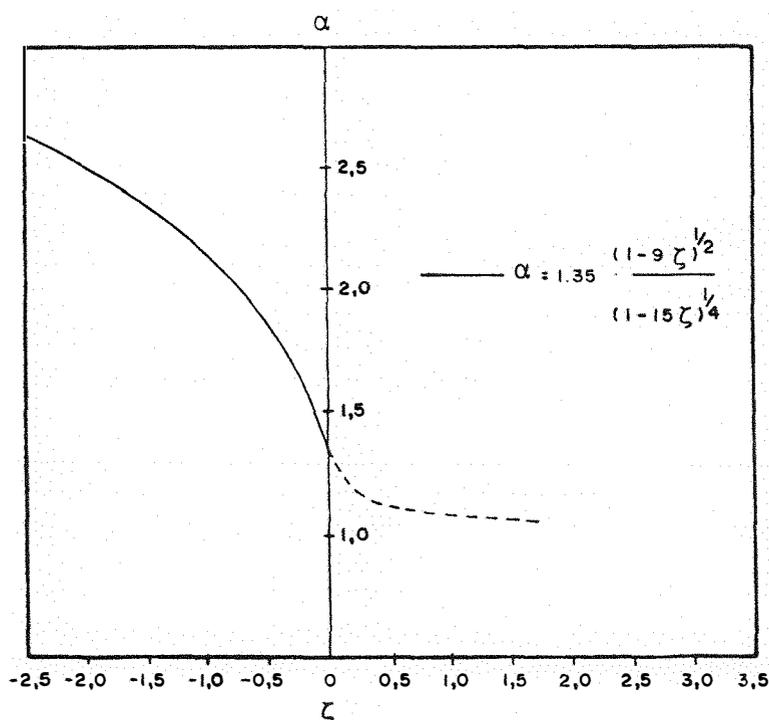


Figura 10 - Razão das difusividades turbulentas em função do parâmetro de estabilidade ζ .

Em condições neutras $\alpha \approx 1,35$ e não 1 como sugerido normalmente.

Como todos os períodos analisados foram instáveis, o valor de L calculado da aproximação:

implicou num termo de correção pouco eficiente.

O uso do processo iterativo, permitiu também melhorar o valor de u_* , já que os valores preliminares apresentam uma dispersão considerável, enquanto os valores de u_* , obtidos pela aplicação do processo iterativo, apresentam uma dispersão bem menor conforme pode-se comprovar pelos valores de $|\langle u_* \rangle - u_*|$, apresentados na tabela 16.

Tabela 16 - Valores de $|\langle u_* \rangle - u_*|$ para u_* preliminar, e para u_* calculado pelo processo iterativo, referente ao período das 9:10 - 9:20 hora local do dia 26/02.

$z - d$ (cm)	$ \langle u_* \rangle - u_* $ (cm.s ⁻¹) u_* preliminar	$ \langle u_* \rangle - u_* $ (cm.s ⁻¹) u_* iterativo
35	4,73	1,09
115	1,19	0,05
195	1,72	0,43
275	4,41	0,72

As tabelas 17 a 22 apresentam os valores de K_m para os respectivos $z - d$, em cada um dos períodos analisados. O correspondente ϕ_m é também apresentado, já que K_m é também função do gradiente adimensional de velocidade.

Tabela 17 - Valores de ϕ_m e K_m para cada nível $z - d$, referente ao período das 10:40 - 10:50 hora local, do dia 22/02.

$z - d$ (cm)	ϕ_m	K_m ($m^2 \cdot s^{-1}$)
85	0,90	0,197
165	0,84	0,409
245	0,80	0,638
325	0,76	0,891

Tabela 18 - Valores de ϕ_m e K_m para cada nível $z - d$, referente ao período das 12:25 - 12:35 hora local, do dia 23/02.

$z - d$ (cm)	ϕ_m	K_m ($m^2 \cdot s^{-1}$)
100	0,89	0,210
180	0,83	0,405
260	0,79	0,615
340	0,76	0,836

Tabela 19 - Valores de ϕ_m e K_m para cada nível $z - d$, referente ao período das 14:25 - 14:35 hora local, do dia 23/02.

$z - d$ (cm)	ϕ_m	K_m ($m^2 \cdot s^{-1}$)
70	0,77	0,054
150	0,67	0,134
230	0,61	0,226
310	0,57	0,326

Tabela 20 - Valores de ϕ_m e K_m para cada nível $z - d$, referente ao período das 9:10 - 9:20 hora local, do dia 25/02.

$z - d$ (cm)	ϕ_m	K_m ($m^2 \cdot s^{-1}$)
85	0,88	0,208
165	0,82	0,433
245	0,77	0,685
325	0,74	0,945

Tabela 21 - Valores de ϕ_m e K_m para cada nível $z - d$, referente ao período das 9:10 - 9:20 hora local, do dia 26/02.

$z - d$ (cm)	ϕ_m	K_m ($m^2 \cdot s^{-1}$)
35	0,81	0,027
115	0,65	0,111
195	0,58	0,211
275	0,54	0,320

Tabela 22 - Valores de ϕ_m e K_m para cada nível $z - d$, referente ao período das 10:10 - 10:20 hora local, do dia 26/02.

$z - d$ (cm)	ϕ_m	K_m ($m^2 \cdot s^{-1}$)
125	0,90	0,332
205	0,86	0,570
285	0,82	0,831
365	0,79	1,105

A tabela 23 apresenta os valores de τ e H referentes aos respectivos períodos. Para o cálculo de τ , usamos $\rho = 1,16 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$, ou seja, ρ correspondente a $\Delta T = 30\text{K}$, pois 30°C foi aproximadamente o valor médio das temperaturas observadas.

Tabela 23 - Valores de τ e H .

Dias	Períodos	τ (N.m^{-2})	H ($\text{cal.cm}^{-2}.\text{min}^{-1}$)
22/02	10:40 - 10:50	0,299	0,651
23/02	12:25 - 12:35	0,241	0,485
23/02	14:25 - 14:35	0,025	0,071
25/02	9:10 - 9:20	0,320	0,896
26/02	9:10 - 9:20	0,027	0,117
26/02	10:10 - 10:20	0,394	0,679

A tabela 24 apresenta os maiores e os menores valores de $\bar{u}(z)$, ΔT , u_* , $|L|$, ζ' , K_m , τ e H . Sua análise, in dica que o período *menos* instável, $\zeta' = -0,10$, foi o que apresentou a maior velocidade de atrito, $u_* = 58,32 \text{ cm.s}^{-1}$, o maior valor de $|L|$, $|L| = 36,47 \text{ m}$, a maior difusividade turbulenta para quantidade de movimento, $K_m = 1,105 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$, e o maior fluxo de quantidade de movimento, $\tau = 0,394 \text{ N.m}^{-2}$. Vemos tam- bém, que embora este período tenha apresentado a maior veloci- dade de atrito, não apresentou os maiores valores de $\bar{u}(z)$, sen

Tabela 24 - Valores extremos.

Dias	Períodos	$\bar{u}(z)$ (cm.s ⁻¹)	ΔT (K)	u_* (cm.s ⁻¹)	$ L $ (m)	ζ'	K_m (m ² .s ⁻¹)	τ (N.m ⁻²)	H (cal.cm ⁻² .min ⁻¹)
23	14:25 - 14:35	104,50	0,75	14,63				0,025	0,071
25	9:10 - 9:20	316,00*	3,00*						0,896*
26	9:10 - 9:20				3,81	-0,72	0,320		
26	10:10 - 10:20								
				58,32*	36,47*	-0,10*	1,105*	0,394*	

*Valores máximos.

No caso de $\bar{u}(z)$, ζ' e K_m utilizamos o valor correspondente ao maior z - d.

do isto perfeitamente viável, já que u_* aumenta com o aumento de z_0 , e para este período tivemos o maior valor de z_0 , $z_0 = 42,9$ cm.

O período *mais* instável, $\zeta' = -0,72$, foi o que apresentou os menores valores de K_m , não apresentando porém, os menores valores de u_* e τ . Os menores valores de u_* e τ ocorreram no período em que se registraram os menores valores de $\bar{u}(z)$ e ΔT .

Vemos que, enquanto para o maior valor de u_* , se verificou o maior valor de K_m , para o menor valor de u_* , não ocorreu o menor valor de K_m . Tal fato é uma decorrência da variação do deslocamento do plano zero, de um período para outro, e apesar de nos utilizarmos de valores correspondentes, esta correspondência foi tomada apenas em relação a z . Assim, se for adotado o mesmo nível $z - d$, ao menor valor de u_* se verificará o menor valor de K_m , a não ser que haja uma compensação devido a uma instabilidade menor, ϕ_m maior.

O maior fluxo de calor, $H = 0,896 \text{ cal.cm}^{-2}.\text{min}^{-1}$ ocorreu no período em que se registraram os maiores valores de $\bar{u}(z)$ e ΔT , enquanto que o menor fluxo de calor, $H = 0,071 \text{ cal.cm}^{-2}.\text{min}^{-1}$, ocorreu justamente no período em que se registraram os menores valores de $\bar{u}(z)$ e ΔT .

7. CONCLUSÕES

Dos resultados obtidos e de sua discussão conclui-se:

- 1) Conhecendo-se $\bar{u}(z)$ e $T(z)$, pode-se através do ajuste do perfil de vento pelo método proposto, determinar o grau de instabilidade da atmosfera na camada limite superficial, a difusividade turbulenta para quantidade de movimento, o fluxo de quantidade de movimento e o fluxo de calor.

- 2) O ajuste proporcionado pelo perfil log-linear é uma primeira aproximação, e está será tanto melhor quanto mais próxima estiver a atmosfera da condição de neutralidade.

- 3) Do ajuste feito pelo processo iterativo através da Equação de Paulson, usando como valores preliminares aqueles obtidos pelo perfil log-linear, obtemos os valores de u_* , L , ϕ_m e ζ' , grandezas fundamentais em estudos micrometeorológicos.
- 4) O grau de instabilidade é fator determinante no ajuste. Quanto maior a instabilidade, pior o ajuste. Quanto menor a instabilidade, melhor o ajuste.
- 5) A dispersão apresentada pelos valores de u_* calculados pelo perfil log-linear é reduzida se se utiliza o ajuste pelo processo iterativo, proporcionando assim, valores de u_* mais condizentes com a sua definição, $u_* =$ = constante.
- 6) Dos seis períodos analisados o maior K_m ocorreu para o período menos instável, enquanto que o menor K_m para o período mais instável.
- 7) Dados dois períodos, a velocidade de atrito de um deles pode ser maior do que a do outro, mesmo que apresente $\bar{u}(z)$ menor, dependendo do valor de z_0 .

8. SUMMARY

The main objective of this work is to propose a method for determination of micrometeorologic parameters related to wind profiles.

Experimental data of wind velocity and temperature, measured in a corn crop, were utilized in order to obtain the values for the parameters that best fitted the theoretical profile as related to the experimental profile.

With a view to increasing the information that can be obtained from wind velocity and temperature measurements in the atmospheric surface boundary layer, values of eddy diffusivities for momentum, surface shearing stress and heat flux are also presented.

9. BIBLIOGRAFIA

AZEVEDO, P.V. e Y. VISWANADHAM, 1976. Análise dos perfis de vento e temperatura próximos ao solo em uma atmosfera estável. SBPC, Brasília, 1976. *Resumos*. 28^a Reunião Anual.

BERNSTEIN, A.B., 1966. A new dimensional approach to the problem of flux-gradient relationships near the ground. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 92:560-566.

BEST, A.C., 1935. Transfer of heat and momentum in the lowest layers of the atmosphere. *Meteorol. Office, Geophys. Mem.* N^o 65.

BUSINGER, J.A., J.C. WYNGAARD, Y. IZUMI e E.F. BRADLEY, 1971. Flux-Profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.* Boston, 28:181-189.

- CALDER, K.L., 1966. Concerning the similarity theory of A.S. Monin and A.M. Obukhov for the turbulent structure of the thermally stratified surface layer of the atmosphere. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 92:141-146.
- CALDER, K.L., 1967. A criticism of Bernstein's new dimensional approach to the flux-gradient relationships near the ground. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 93:544-550.
- DECICO, A. e J.M. DOS SANTOS, 1976. Estudo dos parâmetros micrometeorológicos de uma cultura de feijão (*Phaseolus vulgaris*). SBPC, Brasília, 1976. *Resumos - 28^a Reunião Anual*.
- DYER, A.J., 1967. The turbulent transport of heat and water vapour in an unstable atmosphere. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 93:501-508.
- DYER, A.J. e B.B. HICKS, 1970. Flux-gradient relationships in the constant flux layer. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 96:715-721.
- GRODZKI, L., 1978. Caracterização aerodinâmica da cultura de soja (*Glycine max* (L.) Merrill). Piracicaba, ESALQ/USP. (Dissertação de Mestrado).

- HANSEN, A.G., 1971. *Mecanica de Fluidos*. Mexico, Editorial Limusa - Wiley. 575p.
- HAUGEN, D.A., J.C. KAIMAL e E.F. BRADLEY, 1971. An experimental study of Reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 97:168-180.
- HAUGEN, D.A., ed., 1973. *Workshop on Micrometeorology*. Boston, Mass., American Meteorological Society. 390p.
- HICKS, B.B., 1976. Wind profile relationships from the "Wangara" experiment. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 102:535-551.
- HÖGSTRÖM, U., 1974. A field study of the turbulent fluxes of heat, water vapour and momentum at a "typical" agricultural site. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 100:624-639.
- HUNT, J.N., 1964. *Incompressible Fluid Dynamics*. London, Longmans. 127p. (Mathematical Physics Series, 1).
- IDE, B.Y., 1978. Comportamento dos fluxos de momentum, calor sensível e vapor d'água, em uma cultura de milho (*Zea mays*, L.), variedade "Piranão". Piracicaba, ESALQ/USP. (Dissertação de Mestrado).

- KING, K.M., 1966. Mass Transfer - Profile Methods. *Conference Proceedings*, published by American Soc. Agr. Engineers. Michigan. p.38-41.
- KREITH, F., 1977. *Princípios da Transmissão de Calor*. São Paulo, Ed. Edgard Blücher Ltda. 550p.
- LUMLEY, J.L. e H.A. PANOFSKY, 1964. *The Structure of Atmospheric Turbulence*. New York, Interscience Publishers. 239p. (Monographs and Texts in Physics and Astronomy, Vol. XII).
- MONIN, A.S. e A.M. OBUKHOV, 1954. Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere. *Trudy. Geophys. Inst. Akad. Nauk. SSSR*, 24:163-187.
- MONTEITH, J.L., 1973. *Principles of Environmental Physics*. London, Edward Arnold. 241p. (Contemporary Biology).
- MONTEITH, J.L., ed., 1975. *Vegetation and the Atmosphere*. London, Academic Press Inc. (Vol. 1).
- MUNN, R.E., 1966. *Descriptive Micrometeorology*. New York, Academic Press. 245p. (Advances in Geophysics, Supplement 1).

- NOVA, N.A.V., 1973. Estudos sobre o balanço de energia em cultura de arroz. Piracicaba, ESALQ/USP. (Tese de Livre-Docência).
- NICOLLY, D. e Y. VISWANADHAM, 1977. Fluxo vertical de calor em função dos perfis de velocidade do vento na camada limite inferior da atmosfera. *Ciência e Cultura*. São Paulo, 29:819-826.
- NICOLLY, D., 1977. Determinação das condições de difusão e dispersão vertical de calor na atmosfera por meio dos perfis de temperatura e vento. SBPC, 1977. *Resumos - 29^a Reunião Anual*.
- OBUKHOV, A.M., 1971. Turbulence in an atmosphere with a non-uniform temperature. *Boundary - Layer Meteor.* 2:7-29. (Original Russo, 1946).
- OLIVEIRA, S. e Y. VISWANADHAM, 1977. Distribuição da tensão de cisalhamento na camada inferior de atmosfera quase neutra estratificada. SBPC, 1977. *Resumos - 29^a Reunião Anual*.
- PANDOLFO, J.P., 1966. Wind and temperature profiles for constant-flux Boundary Layers in lapse conditions with a variable eddy conductivity to eddy viscosity ratio. *J. Atmos. Sci.* Boston, 23:495-502.

- PANOFSKY, H.A., A.K. BLACKADAR e G.E. Mc VEHIL, 1960. The diabatic wind profile. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 86:390-398.
- PANOFSKY, H.A., 1963. Determination of stress from wind and temperature measurements. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 89:85-94.
- PANOFSKY, H.A. e E.L. PETERSEN, 1972. Wind profiles and change of terrain roughness at RISØ. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 98:845-854.
- PASQUILL, F., 1972. Some aspects of boundary layer description. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 98:469-494.
- PAULSON, C.A., 1970. The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *J. Appl. Met.* Boston, 9:857-861.
- PEREIRA, A.R., 1976. A modified flux Richardson number as a stability parameter for airflow within a plant canopy. Purdue University. 36p. (Thesis of Master of Science).
- PRIESTLEY, C.H.B., 1959. *Turbulent Transfer in the Lower Atmosphere*. Chicago, The University of Chicago Press. 129p.

- PRUITT, W.O., D.L. MORGAN e F.J. LOURENCE, 1973. Momentum and mass transfers in the surface boundary layer. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 99:370-386.
- RIDER, N.E., 1954. Evaporation from an oat field. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 80:198-211.
- SCHLICHTING, H., 1968. *Boundary-Layer Theory*. 6^a ed. Mc Graw-Hill Book Company. 748p. (Mc Graw-Hill Series in Mechanical Engineering).
- SEEGER, R.J. e G. TEMPLE, ed., 1965. *Research Frontiers in Fluid Dynamics*. New York, Interscience Publishers. 738p. (Monographs and Texts in Physics and Astronomy, Vol. XV).
- SHAMES, I.H., 1973. *Mecânica dos Fluidos*. São Paulo, Ed. Edgard Blücher Ltda. 2 Volumes.
- SHAW, R.H., 1977. *Micrometeorology*. Piracicaba, Departamento de Física e Meteorologia da ESALQ/USP. 114p.
- SHEPPARD, P.A., 1958. Transfer a cross the earth's surface and through the air above. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 84:205-224.

- STREETER, V.L., 1974. *Mecânica dos Fluidos*. São Paulo, Mc Graw-Hill do Brasil. 736p.
- SUTTON, O.G., 1953. *Micrometeorology*. New York, Mc Graw-Hill Book Company. 333p.
- SWINBANK, W.C., 1960. Wind profile in thermally stratified flow. *Nature*, 186:463-464.
- SWINBANK, W.C., 1966. Discussion on 'The exponential wind profile'. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 92:416-426.
- SWINBANK, W.C. e A.J. DYER, 1967. An experimental study in micro-meteorology. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 93:494-500.
- TAYLOR, R.J., 1960. Similarity theory in the relation between fluxes and gradients in the lower atmosphere. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 86:67-78.
- TAYLOR, P.A., 1971. A note on the log-linear velocity profile in stable conditions. *Quart. J. R. Met. Soc.* London, 97:326-329.
- TENNEKES, H. e J.L. LUMLEY, 1972. *A First Course in Turbulence*. Cambridge, Mass, The MIT Press. 300p.

WEBB, E.K., 1965. Aerial microclimate, chapter 2 in
Agricultural Meteorology. Ed. Waggoner, P.E., *Met. Mon.*,
6:27-58.

WEBB, E.K., 1970. Profile relationships: the log-linear
range, and extension to strong stability. *Quart. J. R.
Met. Soc.* London, 96:67-90.

WYNGAARD, J.C., O.R. COTÉ e Y. IZUMI, 1971. Local free
convection, similarity, and the budgets of shear stress
and heat flux. *J. Atmos. Sci.* Boston, 28:1171-1182.

WYNGAARD, J.C. e O.R. COTÉ, 1972. Cospectral similarity in
the atmospheric surface layer. *Quart. J. R. Met. Soc.*
London, 98:590-603.

-=ooo000} | 000ooo=-