

1. Classificação <i>INPE/COM.10 /PE</i> CDU: 551.551		2. Período <i>Abril de 1975</i>	4. Critério de Distribuição: interna ☐ externa ☒
3. Palavras Chave (selecionadas pelo autor) <i>Camada Limite, Turbulência, Perfil de Vento</i>			
5. Relatório nº <i>INPE-631-PE/001</i>	6. Data <i>Abril de 1975</i>	7. Revisado por - <i>Marlene Elias</i>	
8. Título e Sub-Título <i>TURBULÊNCIA E ESTABILIDADE DA CAMADA LIMITE DA ATMOSFERA</i>		9. Autorizado por - <i>Fernando de Mendonça</i> Fernando de Mendonça Diretor Geral	
10. Setor <i>Ciência Espacial e da Atmosfera</i>	Código <i>4.01</i>	11. Nº de cópias <i>04</i>	
12. Autoria <i>Domingos Nicolli,</i> <i>Y. Viswanadham</i>		14. Nº de páginas - <i>38</i>	
13. Assinatura Responsável <i>Domingos Nicolli</i>		15. Preço	
16. Sumário/Notas <i>O perfil de vento proposto por W.C. Swinbank é analisado. Em vista de resultados insatisfatórios, são reintegradas as equações propostas por Swinbank levando-se em consideração a existência do número turbulento de Prandtl variável com a altura acima do solo e com a estabilidade. É, então, proposto um modelo, para se determinar o número turbulento de Prandtl.</i>			
17. Observações <i>Aceito para publicação na revista "Ciência e Cultura". Por sugestão da revista o título será "Fluxo Vertical de Calor em Função dos Perfis de Velocidade do Vento na Camada Limite Inferior da Atmosfera".</i>			

VERTICAL HEAT FLUX AS A FUNCTION OF WIND PROFILES IN THE
LOWER BOUNDARY LAYER OF THE ATMOSPHERE

by

D. Nicolli and Y. Viswanadham
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
São José dos Campos - São Paulo - Brasil

ABSTRACT

Heat flux determination in the turbulent boundary layer through wind speed profile measurements turns up to be possible. From a definition and a hypothesis the form of the wind profile in a turbulent boundary layer when the air is thermally stratified is derived by Swinbank. This model is now tested for near-neutral, stable and unstable conditions. Swinbank's exponential profile is, at most, valid for unstable wind profile. With a view to obtain good results in near-neutral and stable conditions the exponential wind profile is derived using Panofsky's scale length (L') and the ratio K_H/K_M for eddy diffusivity coefficients of heat and momentum. A simple M model is considered to account for the variation of the K_H/K_M with height and stability parameter (z/L'). This new exponential M profile gives better results for sensible heat flux in the case of near-neutral and stable conditions.

RESUMO

É possível determinarem-se os fluxos de calor na camada turbulenta da superfície através de medições de perfis de velocidade de vento. A partir de uma definição e de uma hipótese, Swinbank derivou a forma do perfil do vento quando o ar está termicamente estratificado na camada turbulenta da superfície. Este modelo é testado com condições atmosféricas perto da neutralidade, estáveis e instáveis. Com o propósito de se obter melhores resultados, em condições perto da neutralidade e da estabilidade, o perfil exponencial é derivado novamente, porém, usando-se, em vez da extensão característica de Monin-Obukhov (L), a de Panoofsky (L') e a razão dos coeficientes de difusão de calor e quantidade de movimento K_H/K_M . Considera-se um modelo simples para explicar a variação de K_H/K_M com a altura e o parâmetro de estabilidade (z/L'). Este novo perfil exponencial produz melhores resultados para o fluxo de calor sensível nas condições atmosféricas perto da neutralidade e estáveis.

LISTA DE SÍMBOLOS

C_p	= calor específico do ar a pressão constante $[L^2 T^{-2} \theta^{-1}]$
D, D_i	= alturas das camadas de ar $[L]$
D_0	= constante adimensional.
$H, H_s, H_M, H(1), H(2)$	= fluxos de calor sensível $[MT^{-3}]$
k	= coeficiente de von Kármán.
K_M, K_H	= coeficiente de difusidade turbulenta de quantidade de movimento e de temperatura $[L^2 T^{-1}]$.
L	= extensão de Monin-Obukhov $[L]$.
L', ℓ	= extensão de Panofsky $[L]$.
T_*	= temperatura de escala $[\theta]$.
u_*, u_{*M}	= velocidade de fricção $[LT^{-1}]$.
u, v, w	= velocidades locais médias do vento ao longo das direções x, y, z $[LT^{-1}]$.
X	= função não linear de altura $[L]$.
z	= coordenada vertical no sistema de eixos cartesianos $[L]$.
ρ	= massa específica do ar $[ML^{-3}]$.
θ	= temperatura potencial média.
τ	= fluxo de quantidade de movimento ou tensão de cisalhamento $[L^{-1} MT^{-2}]$.
ϕ_M	= uma função não conhecida da razão de estabilidade z/L
ϵ	= dissipação viscosa de energia por unidade de volume $[L^{-1} MT^{-3}]$.
$\gamma, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_4$	= razões dos coeficientes de difusão turbulenta de quantidade de movimento e de calor.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Dependência entre $L = \frac{-u_* \rho C_p \theta}{kgH}$ e a razão adimensional de vento $\frac{u_4 - u_1}{u_*}$. A curva foi ajustada pela equação:

$$L_M = a_0 + a_1 \cdot \exp \left[b \cdot \left(\frac{u_4 - u_1}{u_*} \right)^4 \right] \text{ para os 34 primeiros dados}$$

da Tabela 1 correspondentes a fluxos de calor sensível (H) mais intensos.

Figura 2 - Esquematização do modelo proposto para determinação do número turbulento $K_H/K_M = \gamma$. As linhas cheias se referem às alturas nas quais há medições de vento.

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Apresentação dos 76 grupos de dados de acordo com sua identificação na publicação original.

Tabela 2 - Resumo de todos os fluxos de calor determinados pelas equações de Swinbank e pelas novas integrações juntamente, com as diversas razões de coeficientes de difusividade turbulenta.

Tabela 3 - Sumário de resultados apresentados por Taylor.

Tabela 4 - Agrupamento de perfis de diferentes similaridades.

1. INTRODUÇÃO

O problema central da Micrometeorologia diz respeito a forma do perfil do vento quando o ar da camada limite da atmosfera está termicamente estratificado. Este é um problema ainda sem solução, todavia, de suma importância em estudos do meio ambiente (poluição), de evaporação; na aplicação de inseticidas à agricultura, no aproveitamento de energia eólica, etc.

Exceto quando o vento é extremamente fraco, a camada inferior da atmosfera é turbulenta. Por esta razão o escoamento do ar está sujeito a flutuações caóticas. Este fato é verificado por instrumentos de resposta rápida colocados no ar para medir temperatura e velocidade do vento. Uma característica importante da turbulência é a rápida mistura ou difusão que efetua. Entidades físicas como calor, quantidade de movimento, CO_2 , etc., são transportados aleatoriamente de um lugar para outro por amostras de ar (elementos de turbulência ou vórtices). Desta maneira temos que as propriedades do ar ambiente são rapidamente espalhadas de uma região da atmosfera para outra (Deacon, 1949). O calor e o vapor de água existentes nos dez primeiros quilômetros da atmosfera foram de alguma maneira tirados da superfície terrestre e difundidos pela turbulência até os níveis superiores.

Os problemas mais difíceis da dinâmica são os que se encontram na camada limite da superfície terrestre que é turbulenta. Em vista das dificuldades, convencionou-se adotar um modelo simplificado

na ventilação da questão. Em linhas gerais, admite-se a existência de um terreno plano e uniforme de dimensões infinitas. Deve soprar vento permanentemente na horizontal, de modo que sô hã saldo de fluxos turbulentos de entidades físicas na vertical, pois existe homogeneidade horizontal das propriedades do ar. Em suma, sô haverã gradientes verticais. Além do mais, deve haver condições permanentes com o tempo e excetuando as flutuações turbulentas não haverã variação local das propriedades médias do ar. A vantagem de modelo tão simplificado é sua semelhança às condições controladas de laboratório.

Muitas discussões teóricas, baseadas amplamente na análise da teoria da similaridade de Monin e Obukhov (1954), foram apresentadas por Ellison (1957), Priestley (1959), Swinbank (1960), Panofsky et al. (1960), Taylor (1960), Neuman (1961), Blackadar (1962), Sellers (1962), Lumley e Panofsky (1964), Pandolfo (1966), Elliott (1966), Kondo (1971) e outros.

As observações e a teoria indicam que os perfis podem ser descritos pelas leis da convecção forçada e livre, com uma transição do regime de convecção forçada para livre com um número de Richardson particular (Priestley, 1955). Sendo necessárias fórmulas que efetuem uma transição suave entre os regimes.

Algumas características do escoamento turbulento na superfície já estão bem definidas, contudo ainda subsistem importantes diferenças de opinião sobre vários aspectos. Tem havido pouco sucesso ex-

perimental em definir as relações fundamentais das condições estáveis e instáveis na camada limite da superfície.

Baseados na teoria da similaridade de Monin e Obukhov e partindo da análise da hipótese de Swinbank (1960), será proposto um modelo físico-matemático para se calcular o número turbulento de Prandtl, na camada limite, como função da estabilidade e da altura sobre o solo.

2. DEFINIÇÕES

Em condições neutras, usando-se a hipótese dos coeficientes de difusão e desprezando os termos de transferência molecular, a tensão cisalhante horizontal (τ) e o fluxo vertical de calor (H) podem ser obtidos da teoria da transferência turbulenta e são representados por:

$$\tau = \rho K_M \frac{\partial u}{\partial z} ; \quad (2.1)$$

$$H = -\rho C_p K_H \frac{\partial \theta}{\partial z} ; \quad (2.2)$$

onde K_H e K_M são respectivamente os coeficientes de difusão turbulenta de calor e quantidade de movimento, ρ é a massa específica do ar, C_p é o calor específico à pressão constante, u é a velocidade local média do vento, θ é a temperatura potencial do ar (ou a temperatura média do ar) e z a altura.

A teoria da similaridade de Monin e Obukhov prevê ainda a existência de algumas quantidades invariantes com a altura próximo à superfície do solo.

Uma velocidade de fricção definida por:

$$u_*^2 = \tau / \rho . \quad (2.3)$$

Uma temperatura de escala

$$T_* = - \frac{H}{k u_* \rho C_p} ; \quad (2.4)$$

$k = 0,4$ é a constante de von Kármán. Finalmente também uma extensão

$$L = \frac{-u_*^3 \rho C_p \theta}{kgH} ; \quad (2.5)$$

g é a aceleração da gravidade local, os demais termos têm significado já definido.

A equação hidrodinâmica do movimento turbulento, depois das simplificações impostas pelo modelo micrometeorológico, pode ser escrita na forma

$$\frac{\partial F}{\partial z} + \epsilon = \tau \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{gH}{C_p \theta} ; \quad (2.6)$$

para uma unidade de volume. Na equação (2.6) os termos $(\frac{\partial F}{\partial z} + \epsilon)$ são de dissipação de energia; $(\frac{\partial F}{\partial z})$ representa a divergência vertical dos fluxos de energia cinética de turbulência pelos efeitos das forças de pressão e das flutuações de velocidade (Lumley e Panofsky, 1964) e ϵ é a taxa de dissipação de energia diretamente em calor pela tensão viscosa. Enquanto que os termos $(\tau \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{gH}{C_p \theta})$ são responsáveis pela produção de energia de

turbulência; $(\tau \frac{\partial u}{\partial z})$ é a taxa de energia retirada do movimento médio pelo trabalho das tensões de Reynolds contra os gradientes das velocidades e $(gH/C_p \theta)$ é a taxa de energia convectiva retirada ou fornecida ao escoamento. Neste último termo pode-se usar a temperatura absoluta média do ar (Webb, 1965) ou, com mais rigor, a temperatura potencial θ .

Neste trabalho a velocidade de fricção será determinada pela relação

$$u_* = 0,074 u_{0,5} \quad (2.7)$$

onde o índice 0,5 se refere a altura do nível no qual o vento u foi medido, isto é, meio metro (Swinbank, 1964).

3. DADOS

Os dados empregados neste trabalho foram selecionados de uma publicação de Swinbank e Dyer (1968), para melhor se poder avaliar resultados, visto que vários outros pesquisadores também os analisaram. Foram escolhidos 76 grupos completos, isto é, que dispunham de medições de vento em todos os níveis de interesse assim como de temperatura, Ta belas números I e IA.

- 8 -
TABELA I

DADOS EXTRAÍDOS DE "MICROMETEOROLOGICAL EXPEDITIONS" DE W.C. SWINBANK E
A.J. DYER, 1968, COM RESPECTIVAS IDENTIFICAÇÕES ORIGINAIS

	DIA	MES	ANO	HORA	TOMADA	NEBULOSIDADE
1	18	2	62	1034	09	3/8 CS
2	18	2	62	1002	08	3/8 CS
3	18	2	62	1141	10	3/8 CS
4	18	2	62	1214	11	3/8 CS
5	18	2	62	1330	13	5/8 CS
6	18	2	62	1509	16	3/8 CS 1/8 CU
7	9	9	64	1134	14	8 AC AS AS
8	18	2	62	1436	15	1/8 CU 5/8 CI
9	17	2	62	1442	03	TR CI 1/8 CU
10	18	2	62	1543	17	3/8 CS 1/8 CU
11	19	2	62	1058	22	TR CS 1/8 CU
12	17	2	62	1410	02	TR CI 1/8 CU
13	17	2	62	1549	05	1/8 CU
14	18	2	62	1246	12	3/8 CS
15	19	2	62	1022	21	TR CS 1/8 CU
16	18	2	62	1403	14	6/8 CS TR CU
17	9	9	64	1209	15	8 AC AS AS
18	17	2	62	1200	01	1/8 CI 1/8 CU
19	17	2	62	1517	04	TR CI 1/8 CU
20	17	2	62	1622	06	1/8 CU
21	17	2	62	1656	07	1/8 CU
22	18	2	62	1617	18	1/8 CS 2/8 CU
23	19	2	62	1544	23	8/8 AS 2/8 CU
24	20	2	62	1229	29	2/8 SMALL CU
25	18	2	62	1649	19	1/8 CS 2/8 CU
26	20	2	62	1158	28	2/8 SMALL CU
27	20	2	62	1125	27	2/8 SMALL CU
28	20	2	62	1054	26	2/8 SMALL CU
29	20	2	62	0950	24	3/8 CU
30	20	2	62	1303	30	3/8 CU
31	20	2	62	1351	31	4/8 CU
32	20	2	62	1022	25	3/8 CU
33	9	9	64	1438	18	8 AS
34	20	2	62	1425	32	4/8 CU
35	20	2	62	1457	33	4/8 CU

SMALL: pequeno

TR: traço

TABELA I-A

36	20	2	62	1530	34	4/8	CU
37	22	10	63	1415	53	4	AC AS
38	22	10	63	1333	52	4	AC AS
39	12	10	63	1148	7	4	CU TR CI
40	22	10	63	1302	51	4	AC AS
41	9	9	64	1511	19	8	AS
42	13	10	63	1500	20	4	CU
43	7	9	64	1253	1	5	CU
44	22	10	63	1525	55	2	AC AS
45	12	10	63	1444	11	6	CU 6 CI
46	12	10	63	1408	10	6	CU
47	15	9	64	1154	23	8	AC
48	10	12	62	1558	8	3	CS
49	22	10	63	1450	54	3	AC AS
50	22	10	63	1103	48	4	AC AS
51	16	9	64	1234	34	4	CU
52	16	9	64	1408	35	3	CU
53	7	9	64	1533	3	3	CU
54	13	10	63	1617	22	2	CU
55	10	12	62	1656	9	6	CS
56	19	9	64	1200	33	4	CU
57	22	10	63	1559	56	4	AC AS
58	11	12	62	1504	11	4	CU
59	16	9	64	1047	31	4	CU
60	11	12	62	1540	12	3	CU
61	16	9	64	1123	32	4	CU
62	11	12	62	1700	14	2	CU
63	16	9	64	1441	36	2	CU
64	13	10	63	1537	21	4	CU
65	16	9	64	1516	37	3	CU
66	18	9	64	1609	54	3	CU
67	15	9	64	1424	26	5	AC
68	17	9	64	1609	44	4	CU
69	15	9	64	1345	25	7	AC AS
70	15	9	64	1041	21	8	AC
71	15	9	64	1228	24	8	AC
72	15	9	64	1120	22	8	AC
73	16	9	64	1550	38	4	CU
74	7	9	64	1613	4	3	CU
75	18	9	64	1643	55	2	CU
76	9	9	64	1547	20	8	AS

TR: traço

4. PERFIL DE VENTO

A forma do perfil de um escoamento suave ou perturbado em condições adiabáticas ou neutras (fluxo de calor sensível na vertical quase nulo ou nulo) pode ser obtida através das hipóteses da extensão de mistura ou a partir da consideração de balanço entre a produção de energia mecânica e a dissipação viscosa por

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} ; \quad (4.1)$$

os termos usados têm os mesmos significados já definidos, Taylor (1960). Em condições atmosféricas perto da neutralidade o perfil de vento pode ser adequadamente descrito pela fórmula (4.1) generalizada por Monin e Obukhov como segue

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \phi_M(z/L) \quad (4.2)$$

onde a função $\phi_M(z/L)$ pode ser desenvolvida em série de potências, e o termo z/L passa a ser um parâmetro de estabilidade adimensional no nível de altura z . L foi definido por (2.5).

A integral da equação (4.1) dá o perfil logarítmico do vento.

Em condições atmosféricas distantes da neutralidade o perfil de vento ainda não está bem entendido. Swinbank (1960) tentou generalizar a equação do perfil neutro fazendo algumas suposições iniciais. Procurou uma solução que relacionasse o cisalhamento médio do vento com o fluxo de calor sensível (H), com a tensão cisalhante (τ) que o ar faz sobre a superfície e com a própria altura z. Em consequência teria uma solução,

- 1 - livre de constantes arbitrárias e que o cisalhamento médio do vento fosse expresso somente em termos da tensão τ e do fluxo de calor sensível H.
- 2 - válida para a camada em que a tensão τ e o fluxo de calor sensível H permanecem constantes.

Partindo do gráfico do perfil do vento, que possui curvaturas opostas para cada estabilidade, isto é, estável e instável, Swinbank generalizou a equação (4.1) da seguinte forma

$$\frac{\partial u}{\partial X} = \frac{u_*}{kX} \quad (4.3)$$

onde X é uma nova função não linear da altura. Este termo introduzido por Swinbank incorpora as taxas de energia a serem fornecidas pelo escoamento médio e pela flutuação convectiva. X é definido unicamente para todas as alturas numa dada ocasião, e provavelmente, será função ape

nas de z , H , τ . É necessário também a definição da forma funcional de X . Algumas condições a serem satisfeitas devem ser introduzidas. A equação (2.6), que expressa a conservação da energia quando o ar está em estado permanente de turbulência sob a influência combinada de forças mecânicas e térmicas, será empregada com este fim.

Com as equações (2.6) e (4.3) pode-se escrever

$$\tau \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{gH}{C_p \theta} = \tau \frac{\partial u}{\partial X} \quad (4.4)$$

onde $\tau(\partial u / \partial X)$ passa a englobar os dois termos de energia, convectiva e cisalhante, e é chamado de pseudo-tensão cisalhante. Esta é a hipótese fundamental de Swinbank.

Pela eliminação de u na equação (4.1) obtem-se

$$\frac{1}{X} \frac{\partial X}{\partial z} + \frac{kgH}{C_p \theta \tau u_*} = \frac{1}{X} \quad (4.5)$$

Substituindo a relação (2.3) e (2.5) em (4.5) chega-se a relação

$$\frac{\partial X}{\partial z} - \frac{X}{L} = 1 \quad , \quad (4.6)$$

da qual se obtém a forma funcional de X ,

$$X = L \left[\exp (z/L) - 1 \right] , \quad (4.7)$$

que se levando a relação (4.3) dará o perfil exponencial de Swinbank de de pois da integração devida:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kL} \left[1 - \exp (-z/L) \right]^{-1} . \quad (4.8)$$

É possível integrar a equação (4.8) entre dois níveis, duas vezes, des de que se disponha de 3 níveis, e deste modo eliminar constantes arbi trárias. Assim será obtido

$$\frac{u_3 - u_1}{u_2 - u_1} = \frac{\ln \left[\frac{\exp (z_3/L) - 1}{\exp (z_1/L) - 1} \right]}{\ln \left[\frac{\exp (z_2/L) - 1}{\exp (z_1/L) - 1} \right]} ; \quad (4.9)$$

os índices das letras se referem à altura dos níveis.

Da última equação, conhecendo-se apenas o valor dos ven tos de três níveis diferentes, podem-se, determinar u_* e o fluxo de ca lor sensível a partir da definição de L .

5. NOVO PERFIL DE VENTO E O NÚMERO TURBULENTO DE PRANDTL

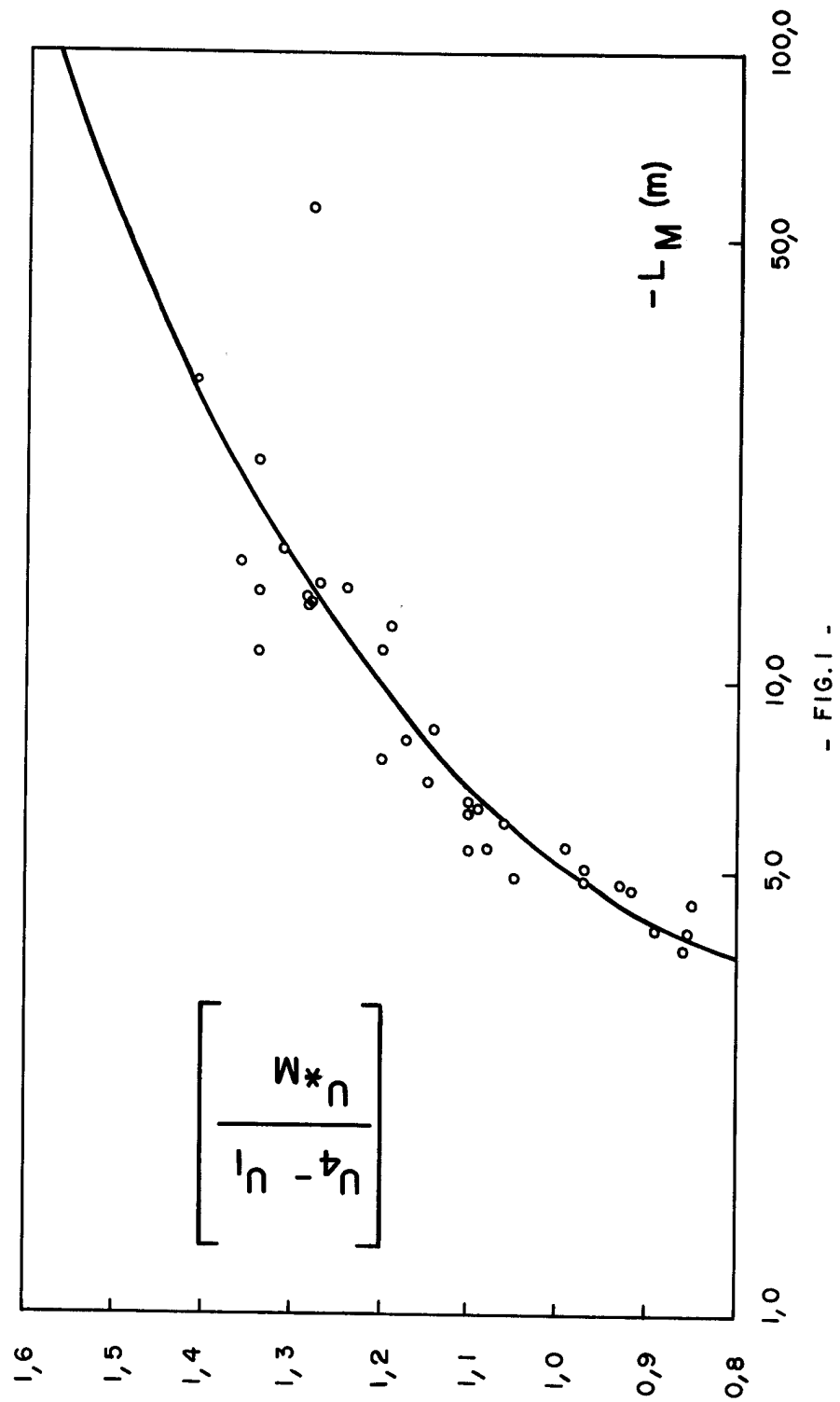
O fluxo de calor sensível (H) e o gradiente de vento na direção vertical são grandezas dependentes relacionadas pela definição de Monin-Obukhov para L em (2.5). Pela equação (4.9), portanto, uma vez conhecidos os ventos de três níveis, dever-se-ia obter imediatamente o fluxo de calor sensível (H). O próprio Swinbank tentou verificar a validade de sua hipótese (Swinbank, 1964), com pouco sucesso. No entanto, não há dúvida sobre a dependência entre as duas grandezas. No gráfico nº 1, apresentado, mostra-se a relação entre uma razão adimensional de vento, $(u_4 - u_1)/u_{*M}$, contra L_M calculado pela definição (2.5) com valores medidos, simultaneamente, de fluxo de calor sensível, temperaturas e ventos entre os níveis de 1 e 4 metros.

Na equação (4.5), em vez de substituir L definido por (2.5), introduzimos os gradientes de temperatura e vento dados respectivamente pelas relações (2.2) e (2.1). No lugar da equação (4.6) obtivemos

$$\frac{\partial X}{\partial z} - \frac{K_H}{K_M} \frac{X}{L'} = 1 \quad (5.1)$$

onde L' está relacionado com a extensão característica definida por Monin-Obukhov (L) por

$$L = \frac{K_M}{K_H} \frac{u_*}{k} \frac{(\partial u / \partial z) \theta}{(\partial \theta / \partial z) g}, \quad (5.2)$$



sendo K_M/K_H o número turbulento de Prandtl e

$$L' = \frac{u_*}{k} \frac{(\partial u / \partial z) \theta}{(\partial \theta / \partial z) g}, \quad (5.3)$$

às vezes chamado de extensão característica de Panofsky.

Para integrar a equação (5.1) será admitido que o número turbulento de Prandtl é constante dentro de uma camada de ar pouco espessa e a um dado instante. Daqui para frente o número turbulento de Prandtl será representado por $1/\gamma$ e L' por ℓ . Depois de se determinar a forma funcional de X o novo perfil de vento poderá ser escrito sob a forma

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{k} \frac{\gamma}{\ell} \left[1 - \exp(-\gamma z / \ell) \right]^{-1}, \quad (5.4)$$

que deve ser integrada de modo semelhante ao da equação (4.8) com a diferença de que agora se admitirá a existência, a cada altura z , de um valor próprio para o número turbulento de Prandtl;

$$\frac{u_4 - u_1}{u_2 - u_1} = \frac{\ln \frac{\gamma_1}{\gamma_4} + \ln \left[\frac{\exp(\gamma_4 z_4 / \ell) - 1}{\exp(\gamma_1 z_1 / \ell) - 1} \right]}{\ln \frac{\gamma_1}{\gamma_2} + \ln \left[\frac{\exp(\gamma_2 z_2 / \ell) - 1}{\exp(\gamma_1 z_1 / \ell) - 1} \right]}. \quad (5.5)$$

6. DETERMINAÇÃO DE K_H/K_M

Não é conhecida nenhuma lei ou variação sistemática do número K_H/K_M na camada turbulenta da superfície. Contudo, evidências e argumentos foram apresentados por pesquisadores sobre a variabilidade de K_H/K_M com a estabilidade (Swinbank, 1955; Ellison, 1957). Outros pesquisadores falharam em determinar qualquer variação sistemática e a questão continua controvertida.

Quanto ao valor de K_H/K_M há grande diferença de pontos de vista. Lettau e Davidson (1957), Swinbank (1955) e Ellison (1957) sugerem que a razão dos coeficientes está próxima da unidade no ar quase neutro, mas decresce com a estabilidade crescente. No ar mais instável cresce, podendo tomar valor 3,0 (Priestley, 1959), com forte estabilidade decresce bastante e há indícios de que a turbulência decai até cessar. Senderikhina (1961) observou muitos perfis e sugeriu que K_H/K_M está em torno de 1,30. Os resultados de laboratório também são inconsistentes uns com os outros, mas geralmente ficam próximos da unidade. Johnson (1959) achou que esta razão varia entre 1,25 e 0,83; e ao mesmo tempo cita em seu trabalho que Reichardt (1957) encontrou um valor médio 1,30.

Neste trabalho será proposto um modelo para se determinar K_H/K_M como função da estabilidade e da altura acima do solo; entretanto será também discutido um significado de K_H/K_M no escoamento turbulento.

Na determinação de K_H/K_M será admitido que este: (1) tanto pode crescer quanto decrescer com a altura, a qualquer estabilidade na camada turbulenta da superfície; (2) haverá uma pequena camada de K_H/K_M unitário e que separa duas regiões do escoamento: uma de $K_H > K_M$, onde a turbulência térmica se desenvolve e faz decair a de origem mecânica; acima do nível de $K_H = K_M$ a turbulência mecânica domina a térmica e as flutuações convectivas perdem importância; (3) haverá uma camada de K_M máximo; sua altura vai depender da magnitude do fluxo de calor sensível e do número de Reynolds.

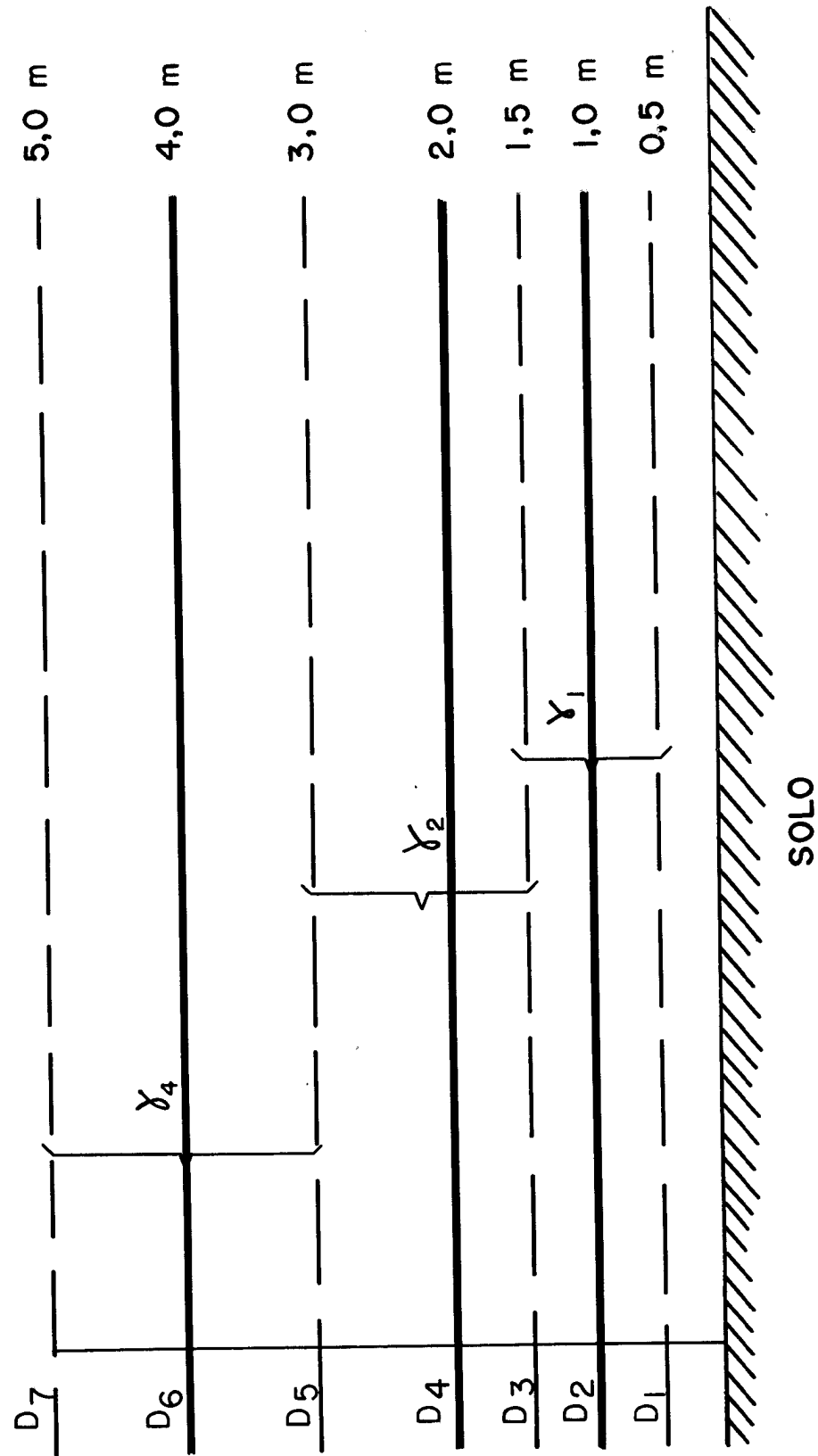
Na Figura 2, está esquematizada a distribuição de alturas das camadas, nas quais se dispõe de medições de vento, para determinação do número de Prandtl (seu inverso), pela fórmula a seguir.

$$K_H/K_M = \exp(D_0) - \sum_{k=1}^N \frac{[f_i(D/\ell)]^k}{k!} \quad (6.1)$$

onde $k = 1, 2, 3, \dots, N$.

O valor de N depende da estabilidade e da precisão desejada.

$$f_i(D/\ell) = \pm \frac{D_{(i+1)}}{\ell} \exp(\mp D/\ell) \quad , \quad (6.2)$$



- FIG.2 -

o índice i se refere a altura. $D_{(i+1)}$ é uma altura imediatamente acima da qual se deseja a função $f_i(D/\ell)$, (Figura 2). O valor de D , altura média da camada, será determinado por

$$D = \exp \left[\frac{\ln(D_{i-1}) + \ln(D_{i+1})}{2} \right] \quad (6.3)$$

D_0 é uma constante arbitrária que foi determinada, por enquanto, igual a 0,3. A altura média da camada D vem a ser pela Equação (6.3) uma função das alturas z_1 , z_2 e z_3 nas quais se mede o perfil de vento. Isto é D_1 deve ser equidistante a D_2 e o solo; D_3 equidistante a D_4 e D_2 ; D_5 equidistante a D_6 e D_4 ; a distância de D_7 a D_6 deve ser a mesma que de D_6 a D_5 . Para quaisquer três níveis em que se façam medições do perfil de vento estas serão as distribuições de alturas usadas na determinação de D .

A partir deste modelo é possível uma solução da equação (5.5) dispondo-se apenas dos ventos. A validade da solução é verificada pelo cálculo dos fluxos verticais de calor sensível, através da extensão L de Monin-Obukhov, relacionada com L' por

$$L = \frac{K_M}{K_H} L' , \quad (6.4)$$

cujo resultado deve estar em torno dos valores medidos diretamente, dentro da camada em estudo.

7. RESULTADOS

A Tabela II, apresenta na coluna H_S os valores dos fluxos de calor determinados a partir da equação (4.9), isto é, com número de Prandtl constante e unitário em toda a camada em estudo e na coluna H_M mostra o valor do fluxo de calor, de cada perfil, medido a 2m de altura, simultaneamente com o perfil de vento. Nas colunas $H(1)$ e $H(2)$ são dados os fluxos de calor determinados através da equação (5.5) com emprego dos sinais menos e mais na exponencial da função (6.2); o índice entre parênteses (1) se refere ao sinal menos no expoente da função (6.2), enquanto que o sinal mais é denotado por (2). Nas colunas a seguir estão dados os valores de γ a 1, 2 e 4 metros de altura. Um asterisco ao lado de um fluxo de calor calculado indica ser este o mais próximo do valor medido. Uma interrogação lança dúvidas sobre a correção dos fluxos determinados ou sobre os valores medidos. Dois asteriscos ao lado da última coluna indica haver uma variação menor de 10% para γ . Onde não foi plausível nenhuma solução, para os dados processados, deitaram-se asteriscos.

As se fazer uma avaliação final, verifica-se que para os 76 grupos de dados, apenas, 14 resultados com número de Prandtl constante são convenientes *. Enquanto que pela hipótese formulada neste trabalho ob-

* Em vista do valor dos fluxos de calor calculados serem de intensidade aproximadamente iguais aos medidos.

TABELA II

FLUXOS DE CALOR MEDIDOS E CALCULADOS E RAZÕES $K_H/K_M = \gamma$ A 1, 2 E 4 METROS

ORDEM	H_0 $\frac{mW}{cm^2}$	$H_{1,1}$ $\frac{mW}{cm^2}$	$H(1)$ $\frac{mW}{cm^2}$	$H(2)$ $\frac{mW}{cm^2}$	γ_1	γ_2	γ_4
01	13,02	25,50	8,74	22,06*	1,160	1,043	0,900(2)
02	6,93	23,50	4,87	10,09*	1,264	1,192	1,064(2)
03	32,61*	31,50	19,28	36,57	1,031	0,969	0,898(2)
04	9,41	31,00	6,65	12,97*	1,275	1,209	1,092(2)
05	25,56*	26,00	80,33	34,40	1,106	0,990	0,890(2)
06	26,27*	27,50	82,57	35,36	1,106	0,989	0,890(2)
07	5,21	0,10	3,44*	8,30	1,420	1,496	1,650(1)
08	20,89	29,00	13,87	33,75*	1,140	1,021	0,891(2)
09	31,60*	24,80	19,15	39,14	1,094	0,979	0,893(2)
10	13,26	24,00	9,06	23,82*	1,179	1,066	0,914(2)
11	44,54	32,70	26,26*	49,92	1,461	1,587	1,829(1)
12	49,42	30,00	28,48*	52,22	1,469	1,601	1,856(1)
13	23,61	16,00	14,31*	29,25	1,447	1,556	1,769(1)
14	45,12	27,50	27,07*	51,97	1,458	1,579	1,814(1)
15	54,72	34,00	32,07*	59,58	1,466	1,598	1,851(1)
16	32,56*	26,00	100,27	42,93	1,106	0,990	0,890(2)
17	-2,98	3,40	-4,19	-2,28*	1,392	1,436	1,526(2)
18	44,84*	33,50	132,32	58,00			
19	4,49	20,20	5,98	9,66*	1,304	1,261	1,180(2)
20	1,63*	12,00	-0,84	1,06	1,342	1,334	1,319(2)**
21	1,59*	8,00	-0,83?	1,03?	1,342	1,334	1,319(2)**
22	15,33*	16,00	10,16	25,16	1,415	1,486	1,628(1)
23	12,85*	8,50	41,27	17,26	1,111	0,994	0,888(2)
24	65,38	34,40	42,44*	93,83	1,426	1,510	1,679(1)
25	1,97*	7,50	-1,02	1,28	1,342	1,334	1,320(2)**
26	78,83	33,60	50,74*	115,20	1,428	1,514	1,686(1)
27	113,87	35,20	72,02*	147,23	1,447	1,556	1,769(1)
28	147,00	34,40	84,73*	155,35	1,468	1,601	1,856(1)
29	58,24	26,60	37,81*	89,16	1,424	1,505	1,669(1)
30	-15,55?	35,40	-13,89?	-11,93?	1,322	1,296	1,244(1)**
31	48,52	33,00	33,14*	86,79	1,404	1,462	1,579(1)
32	48,07	33,60	33,26*	87,68	1,401	1,456	1,563(1)
33	-2,86	0,40	-3,66	-2,19*	1,383	1,428	1,510(2)
34	48,15	30,50	33,29*	87,48	1,401	1,455	1,565(1)
35	-34,71?	27,20	-37,62?	-26,35?	1,301	1,255	1,170(1)**

TABELA II-A

ORDEN	H _G $\frac{mw}{cm^2}$	H _M $\frac{mw}{cm^2}$	H(1) $\frac{mw}{cm^2}$	H(2) $\frac{mw}{cm^2}$	Y ₁	Y ₂	Y ₄
36	80,35	21,00	54,25*	137,39	1,411	1,478	1,612(1)
37	61,85	17,00	39,31*	90,33	1,428	1,478	1,612(1)
38	30,05?	0,10	21,31?	39,78?			
39	21,36?	0,10	14,01?	19,37?	1,328	1,307	1,266(2)**
40	7,58	0,10	-3,93*	4,92	1,343	1,337	1,324(1)**
41	1,88	-0,50	1,33*	2,59	1,336	1,422	1,499(1)
42	50,92	17,60	35,61*	81,76	1,391	1,434	1,522(1)
43	*****	0,10	*****	*****			
44	27,08	12,20	19,16*	35,21	1,383	1,413	1,489(1)
45	7,62*	14,40	-3,95	4,94	1,342	1,334	1,319(2)**
46	*****	10,60	*****	*****			
47	104,10	9,60	67,58*	157,37	1,426	1,510	1,679(1)
48	71,13	22,40	47,22*	114,43	1,419	1,493	1,644(1)
49	12,34	8,00	8,15*	11,31	1,366	1,383	1,417(1)
50	-6,37	0,10	-5,58	-4,86*	1,371	1,392	1,435(2)**
51	*****	11,30	*****	*****			
52	*****	9,10	*****	*****			
53	*****	0,10	*****	*****			
54	18,49	0,10	12,15*	16,77	1,366	1,382	1,415(1)**
55	24,04	18,70	16,80*	26,35	1,376	1,402	1,457(1)**
56	*****	10,50	*****	*****			
57	5,55*	5,70	-2,88	3,60	1,342	1,334	1,319(2)**
58	*****	0,10	*****	*****			
59	*****	15,70	*****	*****			
60	*****	0,10	*****	*****			
61	*****	10,00	*****	*****			
62	-24,96?	0,10	-23,89?	-19,25?	1,316	1,283	1,220(1)**
63	*****	4,30	*****	*****			
64	-33,84?	0,50	-39,40?	-26,09?			
65	*****	0,90	*****	*****			
66	7,13	2,00	4,84*	12,39	1,408	1,471	1,598(1)
67	*****	-1,00	*****	*****			
68	2,03*	2,50	-1,05	1,31	1,342	1,334	1,319(2)**
69	33,46?	-0,70	23,51?	46,44?			
70	37,73?	0,20	26,73?	51,28?			
71	33,02?	-2,80	23,17?	36,05?			
72	*****	-1,90	*****	*****			
73	*****	-4,40	*****	*****			
74	*****	0,10	*****	*****			
75	0,52	-0,50	-0,27*	0,34	1,343	1,337	1,324(2)**
76	-2,58	-1,00	-4,20	-1,89*	1,409	1,472	1,601(2)

tem-se 37 soluções mais próximas dos fluxos medidos (Tabela II). Além do mais, as 14 soluções que se conseguem fazendo o número turbulento de Prandtl unitário, são muito próximas daquelas obtidas no grupo de Índice (2). Quando os fluxos calculados apresentaram valores duvidosos, preferiu-se omitir os valores de γ na tabela.

Taylor (1960) publicou um sumário de resultados da determinação da razão (K_H/K_M) pelo método da regressão. Em seu trabalho usou dados de Rider (1954), Swinbank(1955) e de Monin-Obukhov(1954). A Tabela III mostra estes resultados para três condições de estabilidades diferentes. Os dados de Monin-Obukhov são apenas para condições de convecção livre.

TABELA III

	RIDER	SWINBANK	MONIN-OBUKHOV
Convecção forçada	1,2	0,76	x x x
Convecção livre	1,67	1,35	1,31
Inversão	1,84	0,99	x x x

É importante notar que Swinbank (1955) fez medições de vento de 0,5 a 32,0 metros de altura ao passo que Rider (1954) se restringiu às alturas de 0,15 a 2,00 metros. Com estes resultados para (K_H/K_M) vê-se que os dados de Rider (mais próximo ao solo) produziram valores maiores que os

de Swinbank. Embora Taylor tenha empregado o mesmo método de análise aos diferentes grupos de dados, a razão (K_H/K_M) não seguiu a mesma lei de variação em relação a estabilidade. Enquanto que com dados de Rider o maior valor de (K_H/K_M) ocorre na inversão, com os de Swinbank acontece na convecção livre. Os valores obtidos no presente trabalho, para (K_H/K_M) , estão entre 0,90 e 1,90, (Tabela II); os dados utilizados foram tomados a 1,0, 2,0 e 4,0 metros de altura em diversas condições de estabilidade: instáveis, quase neutras e algumas estáveis. Dentro de cada uma destas condições, a estabilidade de um perfil pode diferir grandemente da de outro perfil segundo o valor da função $\phi_M(z/L)$ da Equação (4.2).

Por isso a Tabela III é útil somente para assegurar-nos que os valores aqui determinados para (K_H/K_M) estão coerentes com aqueles determinados por outro método.

Businger et al. (1971) concluem que na neutralidade $(K_H/K_M) = 1,35$.

A Tabela IV foi formada com alguns resultados extraídos da Tabela II. São fluxos de calor sensível H_M é dado porque aqueles determinados coincidem quase que exatamente com os medidos. Na Tabela IV o grupo A se refere a perfis similares e os grupos B e C aos não similares com os gradientes de temperatura e vento se relacionando segundo os sinais (1), ou (2) na função (6.2). Pelos perfis 05,14 e 01 da Tabela IV pode-se veri

ficar também que a intensidade do fluxo vertical de calor não é o único indicador das condições de estabilidade da atmosfera.

TABELA IV

ORDEM	H _M (mm)	γ_1	γ_2	γ_3
03	31,50			
05	26,00			
06	27,50			
57	5,70			
68	2,50			
14	27,50	1,46	1,58	1,82
31	33,00	1,40	1,46	1,58
32	33,60	1,40	1,46	1,57
49	8,00	1,37	1,38	1,42
75	-0,50	1,34	1,34	1,32
01	25,50	1,16	1,06	0,90
08	29,00	1,14	1,02	0,89
10	24,00	1,18	1,07	0,91

Valor unitário -
perfis similares (A)

perfis não similares
com gradientes se re-
lacionando segundo os (B)
sinais (1) na função
(6.2).

perfis não similares
com gradientes se re-
lacionando segundo os (C)
sinais (2) na função
(6.2)

8. CONCLUSÕES

Pela discussão anterior conclui-se que:

- 1) A análise de Swinbank sõ é adequada a perfis similares. No presente trabalho estendeu-se a validade de sua hipótese a perfis não similares;
- 2) A forma do perfil de vento está intimamente relacionada ao fluxo vertical de calor e através de medições de vento pode-se determi
nã-lo;
- 3) A razão (K_H/K_M), inverso do número de Prandtl, determina a as-
similaridade dos perfis de temperatura e vento.

Dos perfis analisados, restaram 25 que não reproduziram flu
xos de calor comparáveis aos medidos, principalmente com fluxos pouco in-
tensos. Na tentativa de explicação para estes casos, algumas suposições
poderiam ser feitas:

- a) Provavelmente, perto da neutralidade, o fluxo de calor se torna
grandemente divergente e suas componentes em outras direções, que
não a vertical, ficam importantes. Neste caso é falha a re
lação do perfil de vento com o fluxo vertical de calor;
- b) É muito difícil medir fluxos de calor com precisão, na camada li
mite turbulenta, principalmente se estes forem fracos. Além do

mais os dados aqui analisados foram tomados em média para intervalo de tempo de 30 minutos (Swinbank e Dyer, 1968) durante os quais as condições de estabilidade podem mudar e o fluxo médio registrado não ser representativo para o escoamento turbulento.

AGRADECIMENTOS

Os autores são gratos ao Dr. Fernando de Mendonça, Diretor Geral do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), ao Dr. Luiz Gylvan Meira Filho, Diretor Científico, pelo empenho em desenvolver a Meteorologia no Brasil e facilidades que nos proporcionou para realização deste trabalho.

Ao Sr. W.C. Swinbank e Dr. A.J. Dyer, da Division of Meteorological Physics, CSIRO, Australia, pelos dados. À Srta. Luiza Maria Assumpção pelo trabalho de datilografia e à Srta. Sonia M. Benevides pelo trabalho de desenhos.

BIBLIOGRAFIA

- |1| BLACKADAR, A.K. - "The vertical distribution of wind and turbulence exchange in a neutral atmosphere". *J.Geophys.Res.*, 67: 3095-3102, 1962.
- |2| DEACON, E.L. - "Vertical diffusion in the lowest layer of the atmosphere". *Quart.J.Roy.Met.Sci.*, 75: 89-103, 1949.
- |3| ELLIOTT, W.P. - "Daytime temperature profiles". *J.Atmos.Sci.*, 23: 678-681, 1966.
- |4| ELLISON, J.H. - "Turbulent transport of heat and momentum from an infinite rough plane". *J.Fluid Mech.*, 2: 456-466, 1957.
- |5| JOHNSON, D.S. - "Velocity and temperature fluctuations measurements in a turbulent boundary layer downstream of a stepwise discontinuity of wall temperature". *J.Appl.Mech.*, 3: 325, 1959.
- |6| KONDO, J. - "Effect of radioactive heat transfer on profiles of wind, temperature and water vapor in the atmosphere boundary layer". *J.Met.Soc.*, Japan, Ser. II, 19: 75-94, 1971.
- |7| LETTAU, H.H.; DAVIDSON, B. - *Exploring the atmosphere first mile*. New York, Pergamon Press, 1957.
- |8| LUMLEY, J.L.; PANOFISKY, H.A. - *The structure of atmosphere turbulence*. Inter-Science Pub., New York, John-Wiley & Sons Inc., 239, 1964.
- |9| MONIN, A.S.; OBUKHOV, A.M. - "Basic relationship of turbulence mixing in the layer of the atmosphere". *Aka.Nank. SSSR Trud.Geofiz.Inst.*, 24(151): 163-187, 1954.

- |10| NEUMAN, J. - "Richardson's number and the Monin-Obukhov wind profile". *J.Meteo.*, 18: 808-809, 1961.
- |11| PANDOLFO, J.P. - "Wind and temperature for constant flux boundary in eddy conductivity to eddy viscosity ratio". *J.Atmos.Sci.*, 23: 495-502, 1966.
- |12| PANOFSKY, H.A.; BLACKADAR, A.K.; McVEHIL, G.E. - "The diabatic wind profile" *Quart.J.Roy.Met.Soc.*, 86: 390-398, 1960.
- |13| PRIESTLEY, C.H.B. - "Free and forced convection in the atmosphere near the ground". *Quart.J.Roy.Met.Soc.*, 81: 139-143, 1955.
- |14| PRIESTLEY, C.H.B. - *Turbulent transfer in the lower atmosphere*. Chicago, Univ. of Chicago Press, 130, 1959.
- |15| REICHARDT, H. - "Principles of turbulent heat transfer". *NACA Tech.Mem. 1408*, 1957.
- |16| SELLERS, W.D. - "A simple field derivation of the diabatic wind profile". *J.Atmos.Sci.*, 19: 180-181, 1962.
- |17| SENDERIKHINA, I.L. - "On the relationship among the coefficients of turbulent momentum, heat and matter in the surface layer of the atmosphere". *Proc.Main Geophys.Obs. 121*, 1-23 (Engl. transl. from Russian by U.S. Dept. of Comm., 1963, JPRS: 17, 229), 1961.
- |18| SWINBANK, W.C. - "An experimental study of eddy transports in the lower atmosphere". *Div. of Met.Phys., Tech.paper. n° 2*, CSIRO, Australia, Melbourne, 1955.

- |19| SWINBANK, W.C. - "Wind profile in thermally stratified flow":
Nature, 186: 463-464. 1960.
- |20| SWINBANK, W.C. - "The exponential wind profile" *Quart.J.Roy.Met.*,
90: 119-135, 1964.
- |21| SWINBANK, W.C.; DYER, A.J. - "Micrometeorological expeditions".
1962-1964 Div. of Met. Phys., Tech. paper n° 17, CSIRO, Australia,
Melbourne, 1968.
- |22| TAYLOR, R.J. - "Similarity theory in the relation between fluxes and
gradients in the lower atmosphere". *Quart.J.Roy.Met.Soc.*, 86:
67-78, 1960.
- |23| WEBB, E.K. - "Aerial microclimate", *Met. Monogr.*, 6, n° 28: 27-58,
1965.
- |24| RIDER, N.E. - "Eddy diffusion of momentum, water vapor, and heat near
the ground". *Phil. Trans. Roy. Soc.*, London, 246: 481-501, 1954.
- |25| BUSINGER, J.A.; WYNGAARD, Y.C., IZUMI, Y. e BRADLEY, E.F. - "Flux-
Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer".
J. Atmos.Sci., 28: 181-189, 1971.