

1. Classificação <i>INPE-COM.4/RPE</i> <i>C.D.U.: 551.465.752</i>		2. Período	4. Distribuição	
3. Palavras Chaves (selecionadas pelo autor) <i>FLUXOS ADIMENSIONAIS</i> <i>CAMADA LIMITE</i>		interna <input type="checkbox"/>		externa <input checked="" type="checkbox"/>
5. Relatório nº <i>INPE-1934-RPE/257</i>	6. Data <i>Outubro, 1980</i>	7. Revisado por <i>Ralf Gielow</i> <i>Ralf Gielow</i>		
8. Título e Sub-Título <i>FLUXOS ADIMENSIONAIS DE CALOR E MOMENTUM</i> <i>NA CAMADA LIMITE SUPERFICIAL DA ATMOSFERA</i>		9. Autorizado por <i>Nelson de Jesus Parada</i> <i>Nelson de Jesus Parada</i> <i>Diretor</i>		
10. Setor <i>DME</i>	Código	11. Nº de cópias <i>07</i>		
12. Autoria <i>Maria Teresa de Lima C. Nogueira</i> <i>Y. Viswanadham</i>		14. Nº de páginas <i>23</i>		
13. Assinatura Responsável <i>Y. Viswanadham</i>		15. Preço		
16. Sumário/Notas <i>Analisam-se dados micrometeorológicos relativos à camada limite superficial, a fim de determinar os fluxos adimensionais de calor e momentum através das funções de cisalhamento propostas por Businger e colaboradores. Como resultado verificou-se que os fluxos adimensionais de momentum não indicam uma transição brusca para o estado de convecção livre, na faixa de valores do parâmetro de estabilidade <math>\zeta</math> entre 0,02 e 0,03. A análise indica, também, que os mecanismos de transporte de momentum e calor sensível não são idênticos no escoamento atmosférico termicamente estratificado. Finalmente, a razão entre os coeficientes de difusividade turbulenta para calor e momentum, avaliada em diferentes condições de estratificação atmosférica, é aproximadamente igual a 1,35 em condições neutras, decresce levemente em condições estáveis e apresenta um acentuado aumento com a instabilidade.</i>				
17. Observações <i>Submetido à publicação na Revista Ciência e Cultura</i>				

ÍNDICE

	Pág.
ABSTRACT.....	<i>iv</i>
LISTA DE FIGURAS.....	<i>v</i>
1. INTRODUÇÃO.....	1
2. TEORIA BÁSICA.....	2
3. RESULTADOS.....	6
4. CONCLUSÕES.....	13
AGRADECIMENTOS.....	15
REFERÊNCIAS.....	16

ABSTRACT

Micrometeorological data concerning the atmospheric surface boundary layer are analysed, to determine the nondimensional fluxes of heat and momentum through the shear functions of Businger and co-workers. The nondimensional momentum fluxes do not indicate a sharp transition to free convection at stability parameter  $\zeta$  equal to 0.02-0.03. The analysis indicates, also, that the transfer mechanisms for momentum and sensible heat are not identical in a thermally stratified atmospheric flow. Finally, the ratio of the turbulent diffusivity coefficients for heat and momentum is evaluated in different atmospheric stratification conditions. It is approximately equal to 1.35 in neutral conditions, decreases slightly in stable conditions, and shows a marked increase with instability.

## LISTA DE FIGURAS

	Pág.
1 - Fluxo adimensional de momentum em função de $ \zeta $ (condições instáveis).....	7
2 - Fluxo adimensional do calor sensível em função de $ \zeta $ (condições instáveis).....	8
3 - Fluxo adimensional de momentum em função de $\zeta$ (condições estáveis).....	9
4 - Fluxo adimensional de calor sensível em função de $\zeta$ (condições estáveis).....	10
5 - Variação de $\alpha$ com o parâmetro de instabilidade $\zeta$ (condições instáveis).....	11
6 - Variação de $\alpha$ com o parâmetro de estabilidade $\zeta$ (condições estáveis).....	12

FLUXOS ADIMENSIONAIS DE CALOR E MOMENTUM NA CAMADA  
LIMITE SUPERFICIAL DA ATMOSFERA

M.T.L.C. Nogueira e Y. Viswanadham  
Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE  
Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq  
São José dos Campos - SP - Brasil

RESUMO

Analisam-se dados micrometeorológicos relativos à camada limite superficial, a fim de determinar os fluxos adimensionais de calor e momentum através das funções de cisalhamento propostas por Businger e colaboradores. Como resultado verificou-se que os fluxos adimensionais de momentum não indicam uma transição brusca para o estado de convecção livre, na faixa de valores do parâmetro de estabilidade entre 0,02 e 0,03. A análise indica, também, que os mecanismos de transporte de momentum e calor sensível não são idênticos no escoamento atmosférico termicamente estratificado. Finalmente, a razão entre os coeficientes de difusividade turbulenta para calor e momentum, avaliada em diferentes condições de estratificação atmosférica, é aproximadamente igual a 1,35 em condições neutras, decresce levemente em condições estáveis e apresenta um acentuado aumento com a instabilidade.

## 1 - INTRODUÇÃO

Os processos de transporte turbulento de calor, massa e momentum na camada limite superficial são muito importantes, uma vez que grande parte da energia global da atmosfera é derivada desses processos. Uma característica central e recorrente de grande parte da pesquisa meteorológica tem sido o estabelecimento de meios para a obtenção desses fluxos, através de perfis da velocidade do vento, da temperatura e da umidade.

O interesse existente acerca das relações fluxos - perfis origina-se de duas fontes principais. Em primeiro lugar, da necessidade, em simulação numérica, de meios para calcular os fluxos através de parâmetros explícitos que ocorrem no modelo. Em segundo lugar, do aspecto puramente pragmático que prevaleceu inicialmente pois, enquanto os perfis de vento e da temperatura podiam ser facilmente obtidos, ao contrário dos de umidade, não havia meios (com exceção dos primeiros lisímetros e placas de arrasto) para medição direta dos fluxos turbulentos. Com o desenvolvimento da técnica de correlação de turbilhões, introduzida por Swinbank (1955), houve um progresso considerável, alcançando-se, no presente, um estágio no qual a medida direta dos fluxos turbulentos pode ser obtida com a mesma facilidade que os perfis. Não obstante, o uso do método do perfil é, ainda, de grande interesse para os pesquisadores, uma vez que a base científica necessária ao entendimento completo da correlação entre fluxos e perfis não foi ainda estabelecida. Além disso, apesar de medidas diretas dos fluxos serem possíveis, elas podem, devido à metodologia utilizada (Businger et al., 1967), não ser tão representativas quanto às estimativas obtidas através de perfis.

O objetivo deste trabalho é a verificação, com dados experimentais, da validade de expressões para os fluxos adimensionais de momentum e calor, bem como para a razão entre os coeficientes de difusividade turbulenta para calor e momentum, expressões estas derivadas usando-se as relações fluxos - perfis propostas por Businger et al. (1971). Além disto, estuda-se a variação desses parâmetros com a estabibilidade.

## 2 - TEORIA BÁSICA

A tensão de cisalhamento horizontal  $\tau$  ( $N m^{-2}$ ) e fluxo de calor  $H$  ( $W m^{-2}$ ) podem ser representados (Priestley, 1959) por:

$$\tau = \rho K_M \frac{\partial u}{\partial z} \quad (1)$$

$$H = -\rho c_p K_H \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (2)$$

onde  $K_M$  ( $m^2 s^{-1}$ ) e  $K_H$  ( $m^2 s^{-1}$ ) são os coeficientes de difusividade turbulenta para momentum e calor, respectivamente,  $\rho$  ( $kg m^{-3}$ ) é a densidade absoluta do ar,  $c_p$  ( $J kg^{-1} K^{-1}$ ) seu calor específico à pressão constante, e  $u$  ( $m s^{-1}$ ) e  $\theta$  ( $K$ ) são a velocidade média do vento e a temperatura potencial média no nível  $z$  (m).

Monin e Obukhov (1954) sugeriram que os campos médios do vento e da temperatura, próximos à superfície, deveriam depender somente do fluxo vertical de calor, da altura em relação ao solo, da tensão de cisalhamento superficial  $\tau_0$  e do parâmetro de flutuação  $g/\bar{T}$  ( $m s^{-2} K^{-1}$ ), onde  $g$  ( $m s^{-2}$ ) é a aceleração devida à gravidade e  $\bar{T}$  ( $K$ ) é a temperatura absoluta média da camada. Estes parâmetros definem as seguintes escalas, onde  $K$  é a constante adimensional de von Kármán:

Velocidade ( $m \ s^{-1}$ ):  $u_* = (|\tau_0 / \rho|)^{1/2}$  . (3)

Temperatura (K):  $\theta_* = -H / (\rho c_p u_*)$  (4)

Comprimento de Monin-Obukov(m):  $L = -(u_*^3 \rho c_p \bar{T}) / (kgH)$  (5)

e as quantidades adimensionais:

Altura:  $\zeta = z/L$  (6)

Cisalhamento do vento:  $\phi_M(\zeta) = \frac{kz}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z}$  (7)

Gradiente de temperatura:  $\phi_H(\zeta) = \frac{kz}{\theta_*} \frac{\partial \theta}{\partial z}$  (8)

Razão entre as difusividades para calor e momentum:  $\alpha = \frac{K_H}{K_M} = \frac{\phi_M}{\phi_H}$  . . (9)

Usando-se a análise dimensional e as relações apresentadas, derivam-se as seguintes expressões para os fluxos adimensionais de momentum e calor, respectivamente  $\dot{U}^*$  e  $\dot{H}^*$ :

$$\dot{U}^* = \frac{u_*^2}{(g/\bar{T})^{1/2} |du/dz| |dT/dz|^{1/2} z^2} = \frac{k^2}{|\zeta|^{1/2} \phi_M \phi_H^{1/2}} \quad (10)$$

$$\dot{H}^* = \frac{|H|}{\rho c_p (g/\bar{T})^{1/2} |dT/dz|^{3/2} z^2} = \frac{k^2}{|\zeta|^{1/2} \phi_H^{3/2}} \quad (11)$$



Portanto, conhecendo-se  $\phi_M$  e  $\phi_H$  em função de  $\zeta$ , as variações de  $\dot{U}^*$ ,  $\dot{H}^*$  e  $\alpha$  com  $\zeta$  são também determinadas. Businger et al.(1971) compararam fórmulas de interpolação propostas para  $\phi_M$  e  $\phi_H$  com dados observacionais e concluíram que os resultados experimentais eram descritos com bastante precisão pelas seguintes relações:

para  $\zeta < 0$  (isto é, condições instáveis):

$$\phi_M = (1 - 15 \zeta)^{-1/4} \quad (12a)$$

$$\phi_H = 0,74 (1 - 9 \zeta)^{-1/2} \quad (12b)$$

e para  $\zeta > 0$  (isto é, condições estáveis):

$$\phi_M = 1 + 4,7 \zeta \quad (12c)$$

$$\phi_H = 0,74 + 4,7 \zeta. \quad (12d)$$

Substituindo-se as Equações (12) nas Equações (10), (11) e (9), obtêm-se:

para  $\zeta < 0$

$$\dot{U}^* = \frac{k^2}{|\zeta|^{1/2} (1 - 15 \zeta)^{-1/4} [0,74(1-9\zeta)^{-1/2}]^{1/2}} \quad (13)$$

$$\dot{H}^* = \frac{k^2}{|\zeta|^{1/2} [0,74 (1 - 9 \zeta)^{-1/2}]} \quad (14)$$

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

para  $\zeta > 0$ :

$$\bar{U}^* = \frac{k^2}{|\zeta|^{1/2} (1 - 4,7 \zeta)(0,74 + 4,7 \zeta)^{1/2}} \quad (16)$$

$$\bar{H}^* = \frac{k^2}{|\zeta|^{1/2} (0,74 + 4,7 \zeta)} \quad (17)$$

$$\alpha = \frac{1 + 4,7 \zeta}{0,74 + 4,7 \zeta} \quad (18)$$

As expressões obtidas para os fluxos adimensionais de momentum e calor, e para a razão entre os coeficientes de difusividade turbulenta para calor e momentum, foram testadas usando-se dados coletados das seguintes observações experimentais:

- 1 - Dados da Tabela 1 de Swinbank (Swinbank, 1964).
- 2 - Relatório dos dados de um Programa de Campo em Kansas, 1968 (Izumi, 1971).
- 3 - Experimento de Wangara : dados sobre a camada limite (Clarke et al., 1971).
- 4 - Observações micrometeorológicas (1976 - 1977) sobre uma plantação de soja em Jaboticabal (Andrê, 1977).

Os valores da constante de von Kármán utilizados nos diferentes experimentos, mencionados acima, são dados na Tabela 1.

TABELA I - Valores da constante de von Kármán ( $k$ ) utilizados em diferentes experimentos.

Autores	Condições de estabilidade	Constante de von Kármán $k$
Swinbank (1964)	Três condições	0,40
Izumi (1971)	idem	0,35
Clarke et al. (1971)	idem	0,41
André (1977)	idem	0,40

Três condições:  $\zeta > 0$ ;  $\zeta = 0$  e  $\zeta < 0$ .

### 3 - RESULTADOS

Valores observacionais de  $\bar{U}^*$  e  $\bar{H}^*$  em função de  $\zeta$  são mostrados nas Figuras de 1 a 4, nas quais as linhas contínuas mostram que as expressões teóricas dadas pelas Equações (13), (14), (16) e (17) se ajustam bem às observações. Nota-se, na Figura 1, que as observações de  $\bar{U}^*$  não indicam uma transição brusca para o estado de convecção livre em  $\zeta = -0,02$  a  $-0,03$ . Outrossim, as Figuras 3 e 4 mostram que o transporte turbulento em condições estáveis decresce rapidamente com o aumento de  $\zeta$ , indicando que o movimento turbulento tende a desaparecer com estratificação estável. Por outro lado, comparando-se os gráficos dos fluxos adimensionais de momentum e calor para uma dada estratificação térmica, conclui-se que os mecanismos de transporte de momentum e calor sensível não são idênticos em uma atmosfera termicamente estratificada.

As razões entre os coeficientes de difusividades turbulentas para calor e momentum,  $\alpha$ , dadas pelas Equações (15) e (18), são mostradas graficamente nas Figuras 5 e 6, respectivamente. Em ambas, o ajuste é aceitável face à dispersão dos dados observacionais. Os gráficos mostram que  $\alpha$  é sempre maior que a unidade e que, para  $|\zeta| \rightarrow 0$ ,  $\alpha \approx 1,35$ . Verifica-se, na Figura 5, que  $\alpha$  aumenta com o decréscimo de  $\zeta$  indicando que a transferência de calor torna-se mais intensa que a de momentum. Um exame da Figura 6 mostra que, sob condições estáveis,  $\alpha$  decresce vagarosamente com o aumento de  $\zeta$ , aproximando-se assintoticamente da unidade.

Deve-se reportar, acerca da razão  $\alpha$ , a não concordância encontrada na literatura, quanto ao seu valor. Lettau e Davidson (1957), Swinbank (1955) e Ellison (1957) sugeriram o valor unitário em condições adiabáticas, aumentando com o crescimento da instabilidade. Record e Cramer (1966) encontraram, também, a unidade em situa

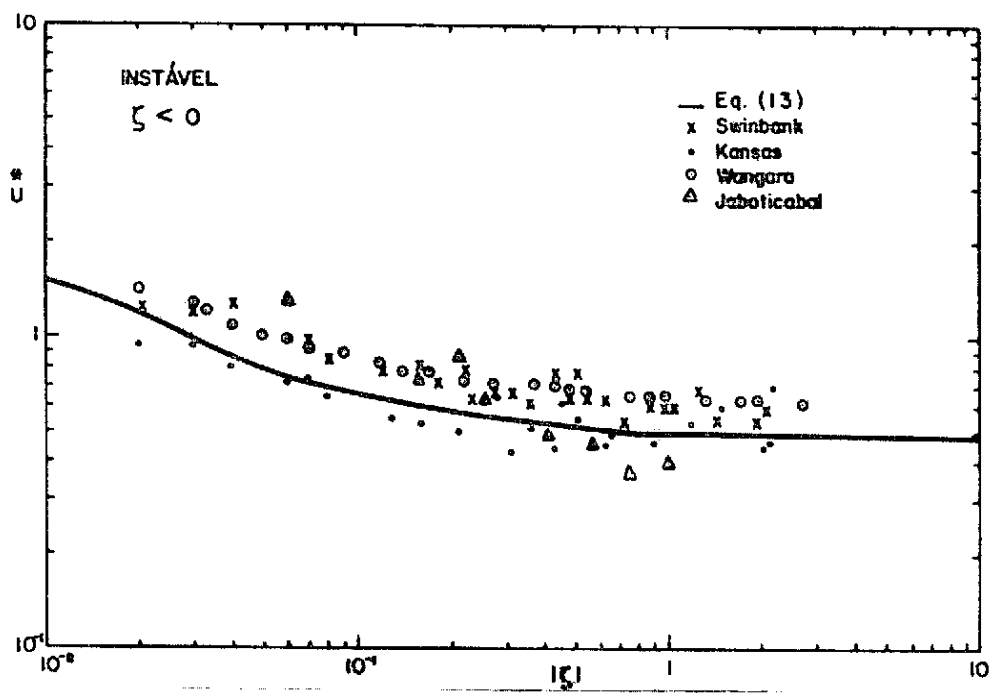


Fig. 1 - Fluxo adimensional de momentum em função de  $|\zeta|$   
(condições instáveis)

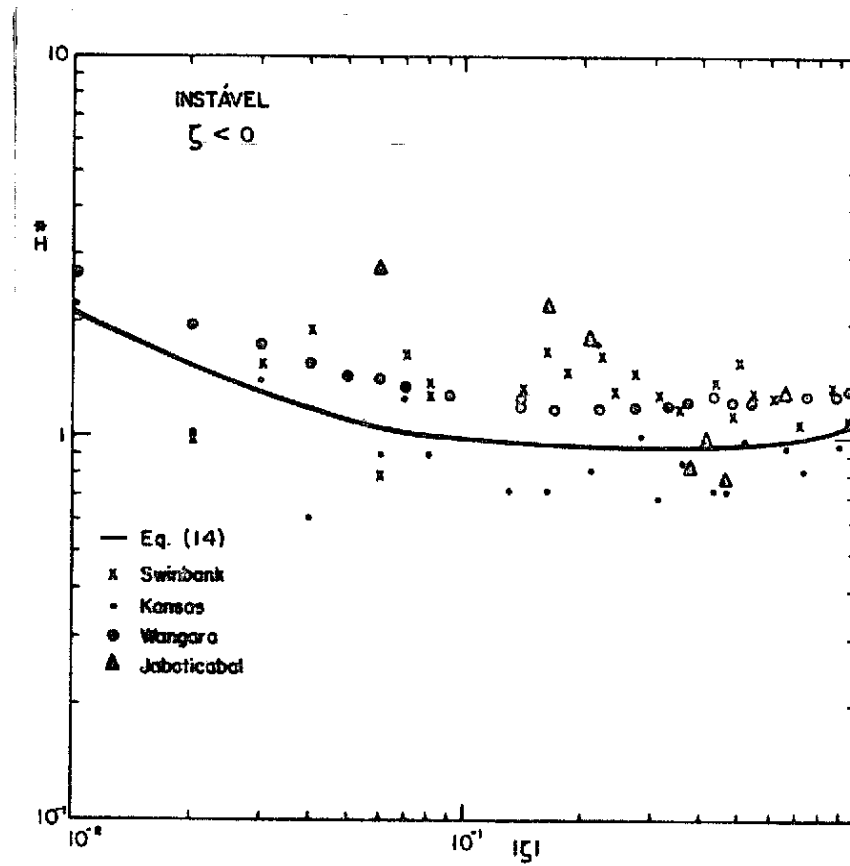


Fig. 2 - Fluxo adimensional de calor sensível em função de  $|z|$  (condições instáveis)

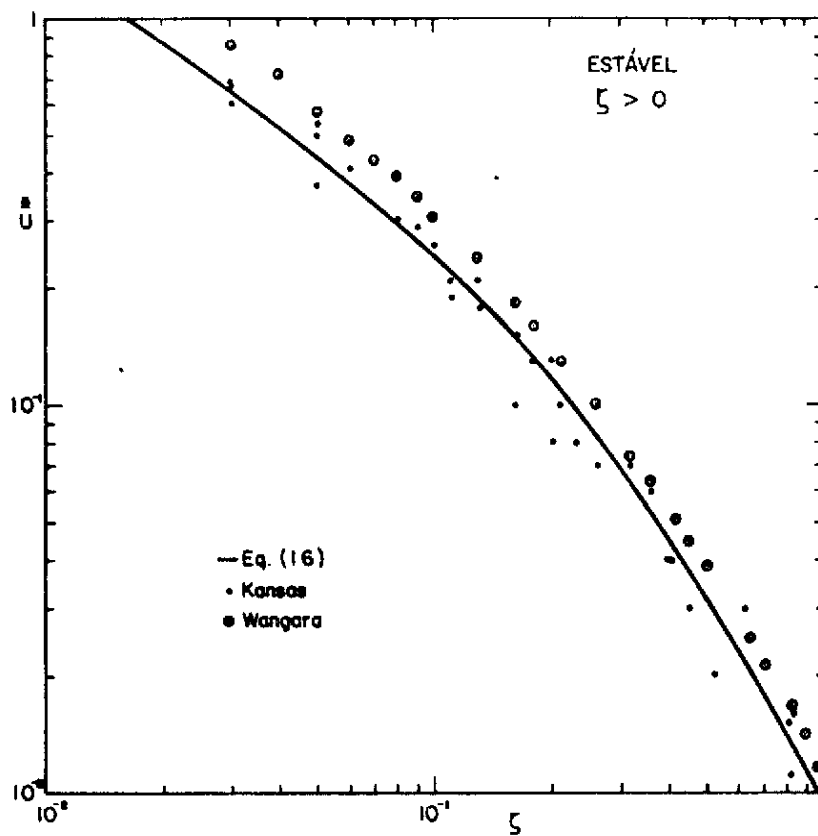


Fig. 3 - Fluxo adimensional de momentum em função de  $\zeta$  (condições estáveis).

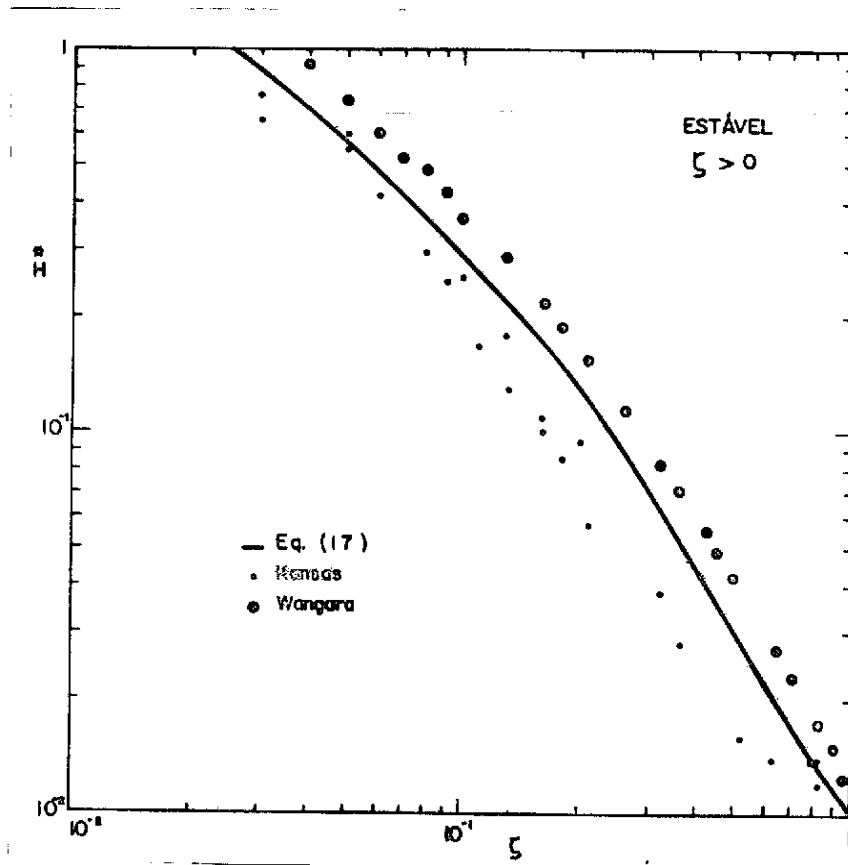


Fig. 4 - Fluxo adimensional de calor sensível em função de  $\zeta$  (condições estáveis)



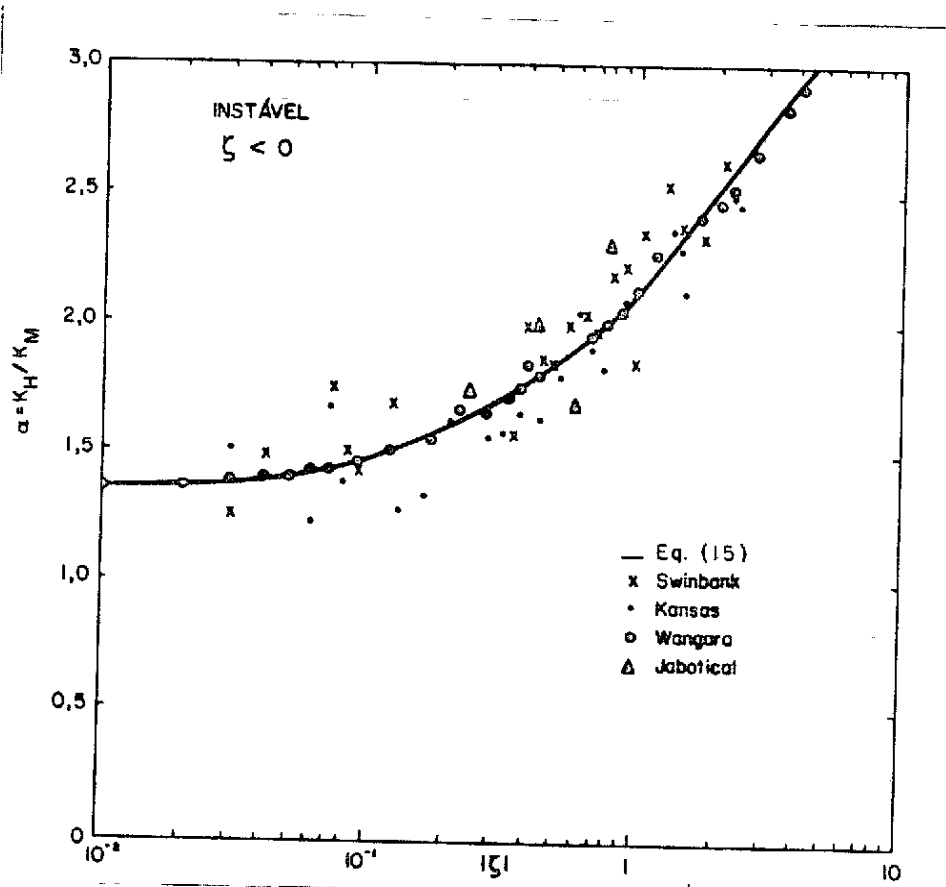


Fig. 5 - Variação de  $\alpha$  com o parâmetro de estabilidade  $\zeta$  (condições instáveis)

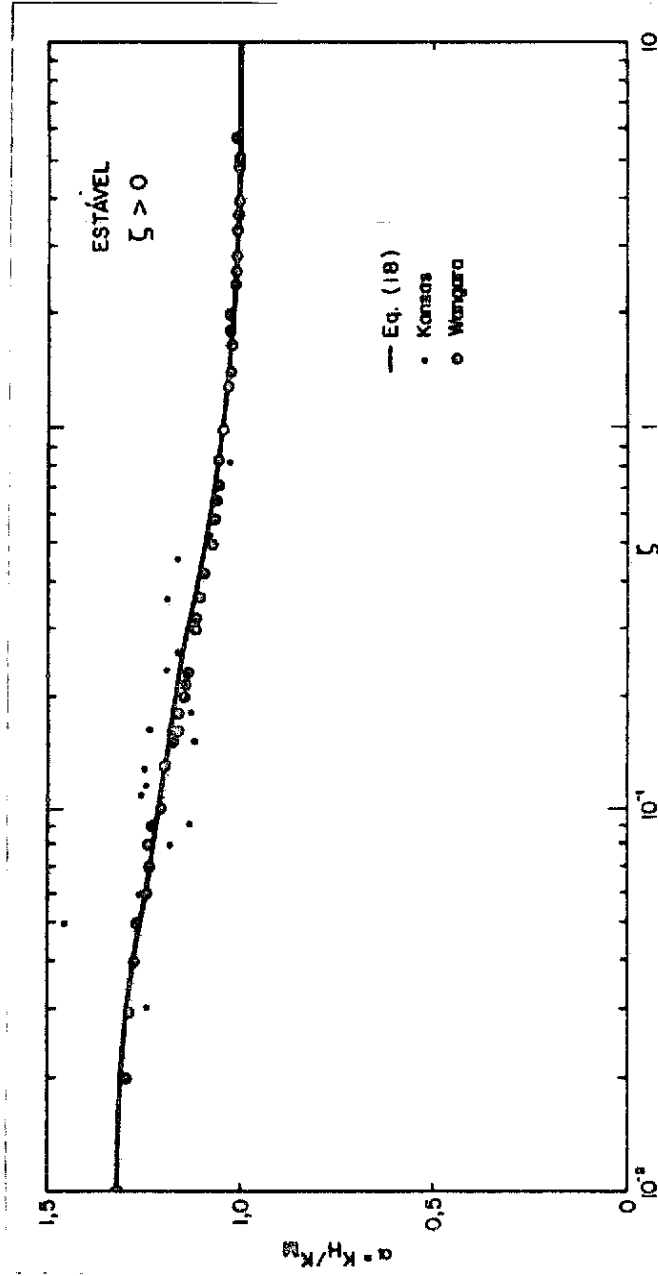


Fig. 6 - Variação de  $\alpha$  com o parâmetro de estabilidade  $\zeta$   
(condições estáveis)

ções quase-neutras, 0,5 para grande estabilidade e valores significativamente maiores que 1,0 em condições muito instáveis. Arya (1972) e Yamada (1975), em condições adiabáticas, encontraram o valor 1,35 e, em condições de grande estabilidade, de acordo com o primeiro,  $\alpha$  tende a 0,65, enquanto o valor da assíntota encontrada pelo segundo foi de 0,8. Em condições neutras, Businger et al. (1971) encontraram  $\alpha \approx 1,35$ , valor que tende assintoticamente a 1,0 com o aumento da estabilidade, resultados estes concordantes com os obtidos no presente trabalho.

#### 4 - CONCLUSÕES

O ajuste dos dados experimentais às curvas teóricas, obtidas utilizando as funções adimensionais de momentum  $\phi_M$  e calor  $\phi_H$  propostas por Businger et al. (1971), mostrado nas figuras apresentadas, indica que as equações usadas são adequadas ao cálculo dos fluxos adimensionais de momentum  $\hat{U}^*$  e calor  $\hat{H}^*$  e da razão entre os coeficientes de difusividade turbulenta  $\alpha$ . A análise destes resultados conduz às seguintes conclusões:

- os fluxos de momentum e calor, em condições instáveis, não apresentam uma transição brusca para o estado de convecção livre;
- em condições estáveis, o transporte turbulento decresce rapidamente com o aumento da estabilidade;
- os mecanismos de transporte de momentum e calor não são idênticos numa atmosfera termicamente estratificada;
- a razão entre os coeficientes de difusividade turbulenta para calor e momentum é maior que a unidade: em condições neutras, é aproximadamente igual a 1,35, decrescendo vagarosamente para a unidade em condições estáveis e mostrando um aumento acentuado com a instabilidade.

Finalmente, a concordância entre os resultados teóricos e os experimentais, confirma a validade das expressões de Businger et al. (1971) para as funções  $\phi_M$  e  $\phi_H$ .

AGRADECIMENTOS

Os autores expressam seus agradecimentos aos Drs. Nelson de Jesus Parada, Diretor e Luiz Gylvan Meira Filho, Chefe do Departamento de Meteorologia do Instituto de Pesquisas Espaciais, por possibilitarem a realização deste trabalho, parte da dissertação de Mestrado em Meteorologia apresentada pela co-autora neste Instituto. Agradecemos, também, ao Dr. Ralf Gielow, pela revisão do manuscrito, aos membros da Secção de Desenho do INPE, pela preparação das figuras e à Tânia Regina Freire Sanchez pela datilografia. Este trabalho foi parcialmente patrocinado pela Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP) sob contrato B-28-79-001.

REFERÊNCIAS

- 1 - Andr e, R.G.B., 1977. *Dados micrometeorol gicos (1976-1977) sobre uma planta o de soja em Jaboticabal*. Comunica o pessoal, INPE, S o Jos  dos Campos, SP.
- 2 - Arya, S.P.S., 1972. The critical condition for maintenance of turbulence in stratified flows. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 98(416): 264-273.
- 3 - Businger, J.A., Miyake, M. Dyer, A.J., Bradley, E.F., 1967. On the direct determination of heat flux near the ground. *J. Appl. Met.*, 6(6): 1025-1031.
- 4 - Businger, J.A., Wyngaard, J.C., Izumi, Y., Bradley, E.F., 1971. Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, 28(1): 181-189.
- 5 - Clarke, R.H., Dyer, A.J., Brook, R.R., Reid, D.G., Troup, A.J., 1971. *The Wangara experiment: Boundary layer data*. Div. of Met. Phys., Tech. Paper n  19, CSIRO., Melbourne, Australia.
- 6 - Ellison, T.H., 1957. Turbulent transfer of heat and momentum from an infinite rough plane. *J. Fluid Mech.*, 2(5): 456-466.
- 7 - Izumi, Y., 1971. *Kansas 1968 field program data report*. Environmental Research Papers n  379, AFCRL., Hanscom Field Bedford, Mass., USA.
- 8 - Lettau, H.H., Davidson, B., 1957. *Exploring the atmosphere's first mile*. Vol. 1, Pergamon, New York.

- 9 - Monin, A.S., Obukhov, A.M., 1954. Basic turbulent mixing laws in the atmospheric surface layer. *Tr. Geofiz. Inst. AN SSSR.*, 24(151): 163-187.
- 10 - Priestley, C.H.B., 1959. *Turbulent transfer in the lower atmosphere*. The University of Chicago Press, Chicago.
- 11 - Record, F.A., Cramer, H.E., 1966. Turbulent energy dissipation rates and exchange processes above a non-homogeneous surface. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 92(331): 519-552.
- 12 - Swinbank, W.C., 1955. *An experimental study of eddy transports in the lower atmosphere*. Div. of Met. Phys., Tech. Paper n<sup>o</sup> 17, CSIRO., Melbourne, Australia.
- 13 - Swinbank, W.C., 1964. The exponential wind profile. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 90(389): 119-135.
- 14 - Yamada, T., 1975. The critical Richardson number and the ratio of the eddy transport coefficients obtained from a turbulence closure model. *J. Atmos. Sci.*, 32: 926-933.