

1. Classificação <i>INPE-COM.4/RPE</i> <i>C.D.U.: 551.551.2</i>		2. Período	4. Distribuição	
3. Palavras Chaves (selecionadas pelo autor) <i>PERFIS DIABÁTICOS DO VENTO</i> <i>CAMADA LIMITE SUPERFICIAL</i>			interna <input type="checkbox"/>	externa <input checked="" type="checkbox"/>
5. Relatório nº <i>INPE-1926-RPE/252</i>	6. Data <i>Outubro, 1980</i>		7. Revisado por <i>Srinivasam Srivatsangam</i>	
8. Título e Sub-Título <i>TRANSPORTES TURBULENTOS NA CAMADA SUPERFICIAL DA</i> <i>ATMOSFERA EM CONDIÇÕES DIABÁTICAS</i>			9. Autorizado por <i>Parada</i> <i>Nelson de Jesus Parada</i> <i>Diretor</i>	
10. Setor <i>DME</i>	Código		11. Nº de cópias <i>06</i>	
12. Autoria <i>Maria Tereza de Lima Carvalho Nogueira</i> <i>Yelisetty Viswanadham</i>			14. Nº de páginas <i>28</i>	
13. Assinatura Responsável <i>Maria Tereza Nogueira</i>			15. Preço	
16. Sumário/Notas <i>A forma modificada da equação KEYPS, sugerida por Yamamoto e Shimanuki, é resolvida aproximadamente, obtendo-se, para o cisalhamento do vento, expressões racionais, as quais conduzem a resultados que se comparam bem aos obtidos através de observações. Porém, no que concerne aos perfis adimensionais de temperatura, constatam-se diferenças sistemáticas em relação aos perfis medidos.</i>				
17. Observações <i>Trabalho apresentado na 32.^a Reunião Anual da SBPC, de 6 a 12 de julho de 1980, Rio de Janeiro, R.J.</i>				

ÍNDICE

ABSTRACT	<i>iv</i>
LISTA DE FIGURAS	<i>v</i>
LISTA DE TABELAS	<i>vi</i>
1. INTRODUÇÃO	1
2. TEORIA BÁSICA E DADOS	3
3. RESULTADOS	10
3.1 Comparação da função ϕ_M com dados observacionais	10
3.2 Comparação entre os perfis, derivado e observado, da velocidade adimensional do vento	12
3.3 Comparação entre os perfis, derivado e observado, da temperatura adimensional	17
4. CONCLUSÕES	18
AGRADECIMENTOS	21
REFERÊNCIAS	22

ABSTRACT

The modified form of KEYPS equation, suggested by Yamamoto and Shimanuki, is solved approximately, resulting rational expressions for the wind shear, which lead to results that compare favorably with the observed data. However, the nondimensional temperature profiles showed some systematic deviations from the measured profiles.

LISTA DE FIGURAS

	Pág.
1 - Comparação entre os valores de ϕ_M , calculados através das Equações (18), e os obtidos usando-se dados experimentais, em condições instáveis	13
2 - Comparação entre os valores de ϕ_M , calculados através das Equações (18), e os obtidos usando-se dados experimentais, em condições estáveis.....	14
3 - Comparação entre os perfis da velocidade adimensional do vento ($k u / u_*$), calculados através das Equações (19), e os obtidos usando-se dados experimentais, em condições instáveis	15
4 - Comparação entre os perfis da velocidade adimensional do vento ($k u / u_*$), calculados através das Equações (26), e os obtidos usando-se dados experimentais, em condições estáveis	16
5 - Comparação entre os perfis adimensionais de temperatura ($k T_s - T / T_*' $), calculados através das Equações(19), e os obtidos usando-se dados experimentais, em condições instáveis.....	19
6 - Comparação entre os perfis adimensionais de temperatura ($k T_s - T / T_*' $), calculados através das Equações(19), e os obtidos usando-se dados experimentais, em condições estáveis	20

LISTA DE TABELAS

	Pág.
1. Dados diurnos da Austrália	7
2. Dados de Kansas usados nos cálculos	8
3. Dados de Wangara usados nos cálculos	9

1. INTRODUÇÃO

Os processos de transferência turbulenta 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 derivação 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 do 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.

A situação presente mudou consideravelmente. O desenvolvimento da técnica de correlação de turbilhões, para a qual Swinbank e Dyer (1968) fizeram uma contribuição pioneira notável, alcançou agora um estágio no qual a medida direta dos fluxos turbulentos pode ser obtida com a mesma facilidade que os perfis. No entanto o uso do método do perfil é ainda de grande interesse para os pesquisadores, porque a base científica necessária ao entendimento completo da correlação entre fluxos e perfis não foi ainda adquirida. Além disso, mesmo que medidas diretas dos fluxos sejam possíveis, elas podem não ser tão representativas quanto as estimativas do perfil, uma vez que estas são amstras no espaço e no tempo.

Em condições neutras, a teoria da transferência turbulenta foi investigada por vários pesquisadores, entre os quais Kármán em 1930 (apud Schlichting, 1968), Prandtl em 1932 (apud Schlichting,

1968), Ogura (1952), Monin e Obukhov em 1954 (apud Monin e Yaglom, 1977) e Businger (1955). Estudos de perfis do vento, acompanhados por medidas da tensão de cisalhamento, confirmaram a forma logarítmica do perfil do vento na faixa de estabilidade neutra.

Observações e 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 no número de Richardson de cerca de $-0,03$ (Priestley, 1955). As fórmulas que efetuam uma transição suave entre regimes foram propostas por vários pesquisadores, entre os quais Obukhov em 1946 (apud Monin e Yaglom, 1977), Deacon (1949), Kazanski e Monin em 1956 (apud Monin e Yaglom, 1947), Ellison (1957), Yamamoto (1959), Panofsky et al. (1960), Swinbank (1960) e Sellers (1962). Entretanto, as expressões obtidas devem ser consideradas, somente, como fórmulas de aproximação, cuja precisão em uma dada faixa de número de Richardson se estabelece em comparação com observações.

Tem havido menos sucesso na definição das relações fundamentais para condições de inversão. Panofsky et al. (1960) acharam variabilidade nos perfis de inversão e, em consequência, não conseguiram ajustar as observações a uma única equação. Os resultados de Taylor (1960) e Takeuchi (1961) indicam que os argumentos de Monin-Obukhov também se aplicam ao ar estável, mas esses resultados não definem a faixa de aplicabilidade, nem fornecem uma introspecção dos mecanismos de controle do escoamento. McVehil (1964) encontrou uma ajustagem razoável entre a lei logarítmica-linear e os perfis observados na faixa de números de Richardson moderados. Oke (1970) e Webb (1970) verificaram que esta lei representava as condições observadas para os números de Richardson menores que $0,154$. Webb (1970) constatou que os perfis revertiam para uma simples forma logarítmica, em números de Richardson acima de $0,2$. Businger et al. (1971) determinaram que a camada limite estável tinha uma estrutura de vento e temperatura, que poderia ser representada pela variação linear dos gradientes adimensionais com o parâmetro de estabilidade.

Este trabalho tem por objetivo verificar, com dados experimentais, as expressões para os perfis adimensionais do vento e da temperatura, obtidas através de uma forma modificada da equação KEYPS, proposta por Yamamoto e Shimanuki (1966).

2. TEORIA BÁSICA E DADOS

Monin e Obukhov (1954) sugeriram que os campos médios de vento e de temperatura, próximos à superfície, deveriam depender somente do fluxo vertical de calor H (W m^{-2}), da altura em relação ao solo z (m), do parâmetro de flutuação g/T_0 , onde g (m s^{-2}) é a aceleração devida à gravidade e T_0 (K) a temperatura média da camada, e da tensão superficial τ (N m^{-2}). Esses parâmetros definem as seguintes escalas:

$$\text{escala de velocidade } u_* \text{ (m s}^{-1}\text{)} : \quad u_* = (|\tau / \rho|)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

$$\text{escala de temperatura } T_* \text{ (K)} : \quad T_* = -H / (\rho c_p u_*) \quad (2)$$

$$\text{escala de Monin-Obukhov } L \text{ (m)} : \quad L = - (u_*^3 \rho c_p T_0) / (k g H), \quad (3)$$

e as funções adimensionais:

$$\text{cisalhamento adimensional do vento, } \phi_M = \frac{kz}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (4)$$

$$\text{cisalhamento adimensional de temperatura, } \phi_H = \frac{kz}{T_*} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (5)$$

$$\text{altura adimensional, } \zeta = z/L \quad (6)$$

razão entre os coeficientes de difusividade turbulenta

$$\text{para calor } K_H \text{ (m}^2 \text{ s}^{-1}\text{)} \text{ e momentum } K_M \text{ (m}^2 \text{ s}^{-1}\text{)}, \alpha = K_H/K_M = \phi_M/\phi_H \quad (7)$$

Nessas relações, ρ (kg m^{-3}) representa a densidade absoluta do ar, c_p ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$) o calor específico do ar à pressão constante, k a constante de Kármán e u (m s^{-1}) e T (K) a velocidade do vento e a temperatura no nível z , respectivamente.

Sabe-se que, em condições neutras, a distribuição vertical da velocidade média do vento, próxima ao solo, é dada pelo perfil logarítmico. Isto significa que o cisalhamento adimensional do vento ϕ_M é igual à unidade. Se a estratificação térmica não é neutra, ϕ_M desvia-se da unidade e pode ser escrito como uma função do parâmetro de estabilidade ζ .

Kazanski e Monin (1956), Ellison (1957), Yamamoto (1959), Panofsky et al. (1960) e Sellers (1962) derivaram, independentemente, a seguinte equação, que é conhecida na literatura como fórmula KEYPS:

$$\phi_M^4 - \gamma \zeta \phi_M^3 = 1 \quad (8)$$

onde γ é uma constante. O perfil teórico obtido através da Equação (8) concorda satisfatoriamente com as observações sob condições neutras e instáveis. Entretanto, foram encontradas discrepâncias entre os perfis teórico e observado em condições estáveis.

Yamamoto e Shimanuki (1966) derivaram as seguintes equações, que são formas modificadas da equação KEYPS e que podem ser aplicadas em condições instáveis e estáveis, respectivamente:

$$\phi_M^4 - \zeta_*^1 \phi_M^3 - 2 \phi_M^2 + 1 = 0 \quad (9)$$

$$\phi_M^4 - |\zeta_*^1|^{1-2p} \phi_M^3 - 2 \phi_M^2 + 1 = 0 \quad (10)$$

onde ζ_*^1 é um novo parâmetro de estabilidade, dado por:

$$\zeta_*^1 = - \frac{\zeta \sigma^1}{\alpha} \quad (11)$$

e p e σ^1 são constantes, cujos valores, de acordo com Yamamoto e Shimanuki (1966), são 1/6 e 15, respectivamente.

Definindo-se uma nova escala de temperatura T_*^1 (K) pela seguinte relação:

$$|T_*^1| = \frac{|H|}{\alpha c_p \rho u_*} \quad (12)$$

e substituindo-se a Equação (12) na Equação (4) chega-se a:

$$\phi_M = \frac{kz}{|\tau_*'|} \left| \frac{\partial T}{\partial z} \right| \quad (13)$$

De (4) e (13) tem-se:

$$f = \frac{ku}{u_*} = \frac{k |T_s - T|}{|\tau_*'|} = \int_{|\zeta_{0_*}'|}^{|\zeta_*'|} \frac{\phi_M}{|\zeta_*'|} d|\zeta_*'| \quad (14)$$

Aqui, T_s (K) é a temperatura média local no nível z_0 (m), o comprimento de rugosidade da superfície, e ζ_{0_*}' é definido por:

$$|\zeta_{0_*}'| = |\zeta_*'| \frac{z_0}{z} \quad (15)$$

Considerando-se a função $G(x)$, dada pela seguinte relação:

$$G(x) = \int_{0,01}^x \frac{\phi_M}{x} dx \quad (16)$$

então, os perfis do vento e da temperatura são dados por:

$$f = \frac{k u}{u_*} = \frac{|T_s - T|}{|\tau_*'|} = G(|\zeta_*'|) - G(|\zeta_{0_*}'|) \quad (17)$$

A integração da função $G(|\zeta_*'|)$ será feita, derivando-se, através das equações de Yamamoto e Shimanuki expressões aproximadas para ϕ_M em função de ζ_*' . Essas expressões são obtidas, desenvolvendo-se em série as raízes das Equações (9) e (10) nas vizinhanças de $|\zeta_*'| \rightarrow 0$ e $|\zeta_*'| \rightarrow \infty$. Os resultados são dados pelas quatro fórmulas seguintes:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\phi_M} &= 1 + 0,4885 |\zeta_*'|^{-\frac{1}{2}}, \quad 0 \leq \zeta_*' \leq 1,99 \\ \frac{1}{\phi_M} &= |\zeta_*'|^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{1,5 |\zeta_*'|^{-\frac{1}{3}} + 0,432}, \quad 1,99 < \zeta_*' \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

$$\phi_M = 1 + \frac{|\zeta_*'|^{\frac{1}{3}}}{2} + \frac{|\zeta_*'|^{\frac{2}{3}}}{4 + |\zeta_*'|^{\frac{2}{3}}}, \quad -2,99 \leq \zeta_*' \leq 0$$

$$\phi_M = |\zeta_*'|^{\frac{2}{3}} + \frac{2}{|\zeta_*'|^{\frac{2}{3}} + 0,8}, \quad \zeta_*' < -2,99$$

As expressões aproximadas de $f = \frac{ku}{u_*} = \frac{k|T_s - T|}{|T_*'|} = G(|\zeta_*'|)$ são dadas por:

$$G(x) = \ln \frac{x}{(1 + 0,4885 x^{\frac{1}{2}})^2}, \quad 0 \leq x \leq 1,99$$

$$G(x) = 3,5005 \operatorname{arctg} (1,242x^{\frac{1}{3}} + 0,1792) - 0,648 \ln (1,5 + 0,432 x^{-\frac{1}{3}} + x^{-\frac{2}{3}}) - 3,44916, \quad 1,99 < x$$

$$G(x) = \ln |x| + \frac{3}{2} |x|^{\frac{1}{3}} (1 + |x|^{\frac{1}{3}}) - \frac{9}{2} \ln \left(\frac{|x|^{\frac{2}{3}}}{4} + 1 \right), \quad -2,99 \leq x \leq 0$$

$$G(x) = \frac{3}{2} |x|^{\frac{2}{3}} - 3,75 \ln (1 + 0,8 |x|^{-\frac{2}{3}}) + 2,59798, \quad x < -2,99$$

(19)

As expressões aproximadas para ϕ_M e para os perfis adimensionais do vento e da temperatura, obtidas através das equações de Yamamoto e Shimanuki (1966), serão testadas, usando-se dados coletados das seguintes observações experimentais:

- (1) Dados da Tabela I de Swinbank (Swinbank, 1964).
- (2) Relatório dos dados de um Programa de Campo em Kansas, 1968 (Izumi, 1971).
- (3) O Experimento de Wangara: dados sobre a camada limite (Clarke et al., 1971).

Os conjuntos de dados, acima citados, encontram-se dispostos nas Tabelas de 1 a 3, respectivamente.

TABELA I

DADOS DIURNOS DA AUSTRÁLIA

FONTE: SWINBANK E DYER (1968)

DATA	HORA (EST)	SÉRIE	COBERTURA DE NUVENS
17.02.1962	1200	1	1/8 Ci 1/8 Cu
	1410	2	Tr Ci 1/8 Cu
	1442	3	Tr Ci 1/8 Cu
	1517	4	Tr Ci 1/8 Cu
	1656	7	1/8 Cu
18.02.1962	1002	8	3/8 Ci S
	1034	9	3/8 Ci S
	1144	10	3/8 Ci S
	1214	11	3/8 Ci S
	1246	12	3/8 Ci S
	1330	13	5/8 Ci S
	1403	14	6/8 Ci S Tr Cu
	1436	15	1/8 Cu 5/8 Ci
	1509	16	3/8 Ci S 1/8 Cu
	1543	17	3/8 Ci S 1/8 Cu
	1617	18	1/8 Ci S 2/8 Cu
	1649	19	1/8 Ci S 2/8 Cu
	1721	20	1/8 Ci S 2/8 Cu
19.02.1962	1508	22	Tr Ci S 1/8 Cu
20.02.1962	0950	24	3/8 Cu
	1022	25	3/8 Cu
	1158	28	2/8 Cu pequeno
	1229	29	2/8 Cu pequeno
	1351	31	4/8 Cu
	1457	33	4/8 Cu
	1530	34	4/8 Cu

Alturas: 0,5, 1, 2, 4, 8, 16m.

Observações realizadas no mastro 1.

TABELA 2

DADOS DE KANSAS USADOS NOS CÁLCULOS

FONTE: IZUMI (1971),pág. 53

SÉRIES:	08, 13, 14, 17, 18, 19, 20, 21,
	22, 23, 24, 25, 26, 28, 29, 30,
	31, 32, 33, 34, 37, 38, 40, 42,
	43, 45, 46, 47, 48, 49, 53, 54.
ALTURAS:	5,66 11,31, 22,63m.

TABELA 3

DADOS DE WANGARA USADOS NOS CÁLCULOS

FONTE: CLARKE ET AL. (1971)

DATA	HORA (EST)	DATA	HORA (EST)
7	1200	31	2201
7	1500	31	2302
12	1004	32	1000
12	1100	32	1100
12	1204	32	1205
12	1301	32	1300
12	1400	32	1402
12	1504	32	1501
13	0002	34	0001
13	0100	34	0100
13	0200	34	0202
13	0307	34	0404
13	0404	34	0603
13	0503	34	2100
13	0604	34	2200
13	2100	35	1100
13	2201	35	1202
13	2300	35	1404
31	0001	38	0001
31	0100	38	0301
31	0203	38	0503
31	0507	38	0601
31	2101	38	2200
		38	2300

Alturas: 0,5, 1, 2, 4, 8, 16 m.

3 - RESULTADOS

Faz-se o teste da validade das equações aproximadas, propostas para a função ϕ_M e para os perfis adimensionais da velocidade do vento e da temperatura, comparando-se, para um dado ζ_*' , os valores dessas variáveis, obtidos experimentalmente, com os determinados através das equações, como é mostrado nas Figuras de 1 a 6. Nas abscissas desses gráficos, foram plotados os valores determinados através das equações aproximadas, e nas ordenadas, os determinados experimentalmente. As linhas contínuas correspondem à relação $Y = X$, onde X é a abscissa e Y a ordenada; as tracejadas foram obtidas através do método dos mínimos quadrados. Foram calculados, também, o coeficiente de correlação r e o erro padrão da estimativa $S_{Y.X}$.

3.1 - Comparação da função ϕ_M com dados observacionais

As Figuras 1 e 2 mostram a comparação, para diferentes valores de ζ_*' , entre os valores de ϕ_M , determinados usando-se as Equações (18), e os obtidos experimentalmente, em condições instáveis e estáveis, respectivamente. No primeiro caso, tem-se:

$$Y = - 0,061 + 1,252 X \quad (20)$$

$$r = 0,98$$

$$S_{Y.X} = 0,033$$

e em condições estáveis:

$$Y = - 0,319 + 0,916 X \quad (21)$$

$$r = 0,97$$

$$S_{Y.X} = 0,189,$$

onde (20) e (21) são as equações das retas dos mínimos quadrados.

Usando-se as Equações (20) e (21), pode-se determinar os erros dos valores calculados de ϕ_M , em relação aos observados. Em

condições instáveis, para valores observados de ϕ_M iguais a 0, 0,5 e 1,0 obtêm-se, respectivamente, ∞ , - 10, e - 15 por cento. Em condições de estabilidade os erros relativos apresentam um valor máximo de 44 por cento para ϕ_M igual a 1,0 e decrescem com o aumento da estabilidade, com valores de 20 e 16 por cento, para ϕ_M igual a 3,0 e 5,0 respectivamente. É importante observar que não existe um critério para se determinar qual a porcentagem de erro do valor calculado em relação ao observado, que pode ser considerada aceitável, principalmente devido às incertezas inerentes aos dados experimentais. Desta forma, seria arbitrário se determinar a faixa de valores de ϕ_M , na qual o uso das Equações (18) conduz a resultados cujas precisões podem ser aceitas. No entanto, as equações de Yamamoto e Shimanuki (1966) podem ser usadas juntamente com as equações das retas dos mínimos quadrados, na determinação de ϕ_M , em toda faixa de instabilidade e estabilidade, uma vez que a excelência dos coeficientes de correlação, obtidos em ambos os casos, assegura que essas retas se ajustam às observações. Portanto, para um dado ζ'_* , calcula-se ϕ_M através das Equações (18) e substitui-se o resultado na equação da reta dos mínimos quadrados correspondente.

Na análise dos resultados, deve-se levar em consideração que existem várias fontes de incerteza na determinação experimental de ϕ_M . Em primeiro lugar, essa função é calculada através da Equação (4) e, portanto, usando os valores observados da velocidade do vento e de u_* . Tais quantidades estão sujeitas a erros em suas determinações, devido ao limite de precisão dos instrumentos utilizados e a ausência de um fluxo médio estacionário (Lumley e Panofsky, 1964). Em consequência, u e u_* apresentam erros de cerca de 10 por cento em suas determinações experimentais. Por outro lado, o valor de ϕ_M depende do atribuído à constante k . Portanto, a dúvida existente acerca do valor exato de k se transmite ao cálculo de ϕ_M . As determinações experimentais de Kansas (Izumi, 1971) conduziram ao valor de 0,35 para k , enquanto que nas demais, o valor obtido foi de 0,40; esses mesmos valores foram utilizados nos cálculos presentes.

A Figura 1 mostra que a dispersão dos pontos em relação à reta $Y = X$ aumenta com o decréscimo da instabilidade. Tal fato pode ser atribuído à falta de precisão das medidas realizadas em condições quase-neutras. Na Figura 2, observa-se que a dispersão maior ocorre em condições mais estáveis. Isto se deve ao enfraquecimento da turbulência com o aumento da estabilidade, tornando as medidas menos precisas.

3.2 - Comparação entre os perfis, derivado e observado, da velocidade adimensional do vento

As Figuras 3 e 4 mostram a comparação entre os valores obtidos através de dados experimentais da velocidade adimensional do vento $k u / u_*$ e os derivados através das Equações (19), em condições instáveis e estáveis, respectivamente, para diferentes valores de ζ_* . A reta dos mínimos quadrados, o coeficiente de correlação e o erro padrão da estimativa são dados por:

$$Y = - 0,458 + 1,221 X \quad (22)$$

$$r = 0,90$$

$$S_{Y.X} = 0,473$$

no caso instável, enquanto em condições estáveis, tem-se:

$$Y = 0,559 + 0,942 X \quad (23)$$

$$r = 0,90$$

$$S_{Y.X} = 0,668$$

De acordo com os resultados obtidos e a argumentação utilizada no caso da função ϕ_M , conclui-se que as retas dos mínimos quadrados devem ser usadas juntamente com as Equações (19), a fim de se obter maior precisão no cálculo da velocidade adimensional do vento, para qualquer valor de ζ_* . Finalmente, deve-se observar que a determinação experimental de $k u / u_*$ envolve os mesmos erros que a determinação de ϕ_M .

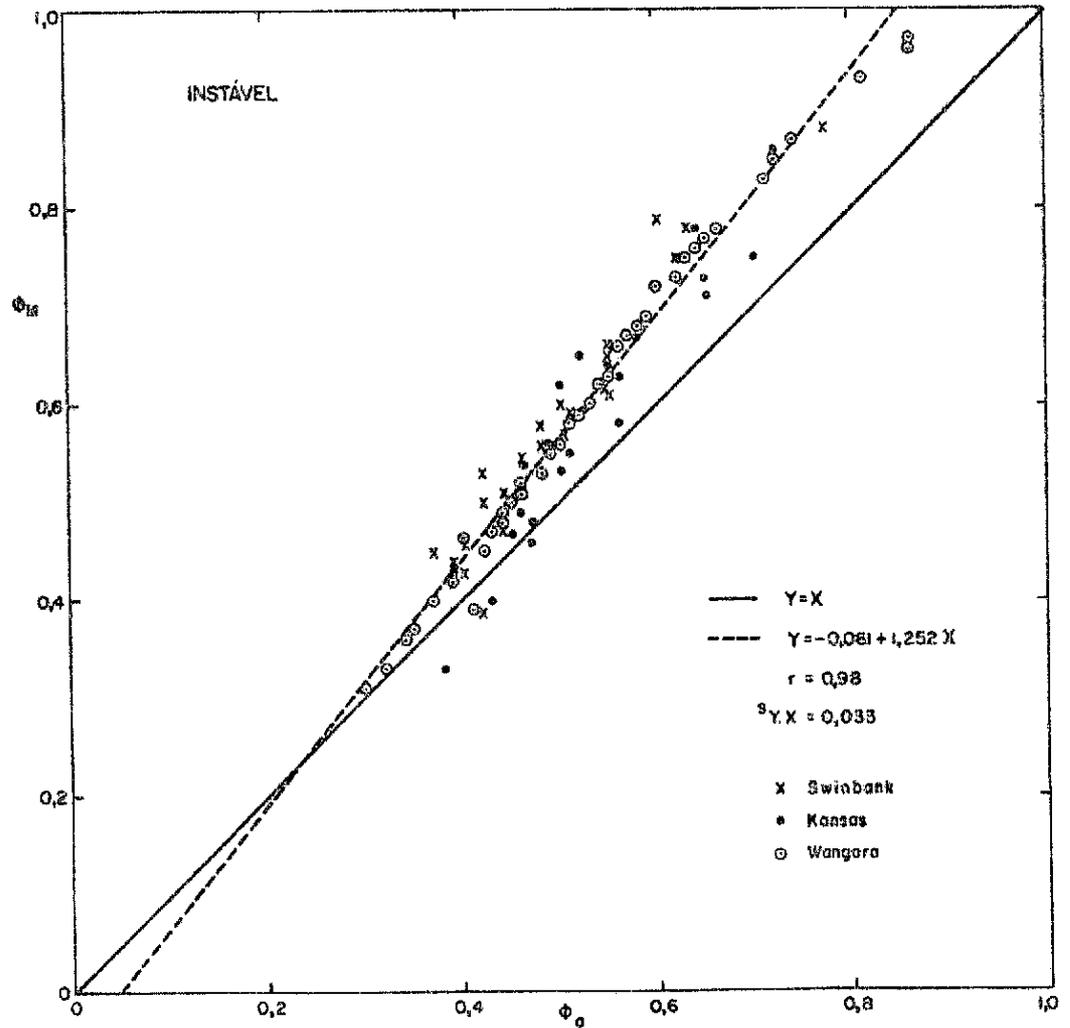


Fig. 1 - Comparação entre os valores de $\phi_{M\bar{}}$, calculados através das Equações (18), e os obtidos ϕ_o usando-se dados experimentais, em condições instáveis.

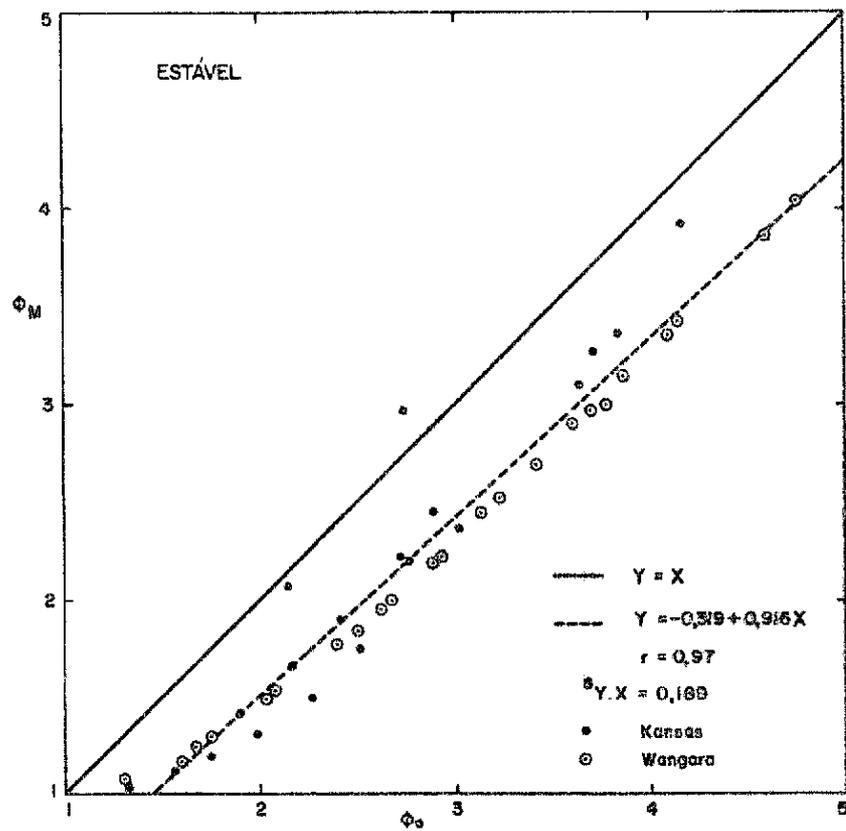


Fig. 2 - Comparação entre os valores ϕ_M , calculados através das Equações (18), e os obtidos usando-se dados experimentais, em condições estáveis.

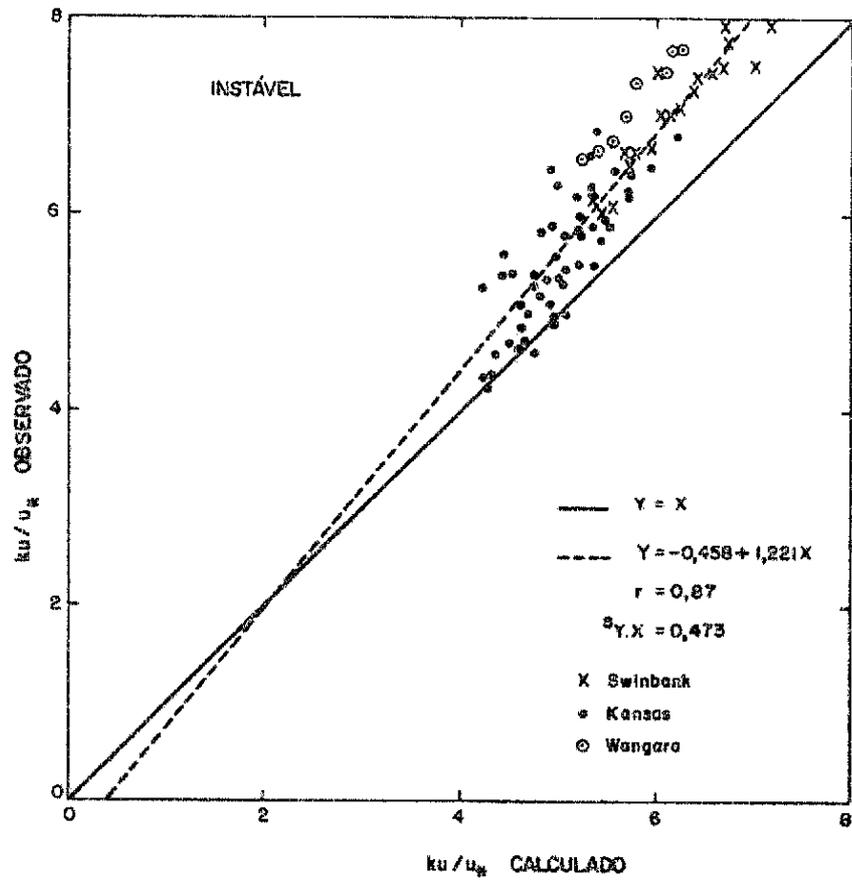


Fig. 3 - Comparação entre os perfis da velocidade adimensional do vento ($k u/u_*$), calculados através das Equações (19), e os obtidos usando-se dados experimentais, em condições instáveis.

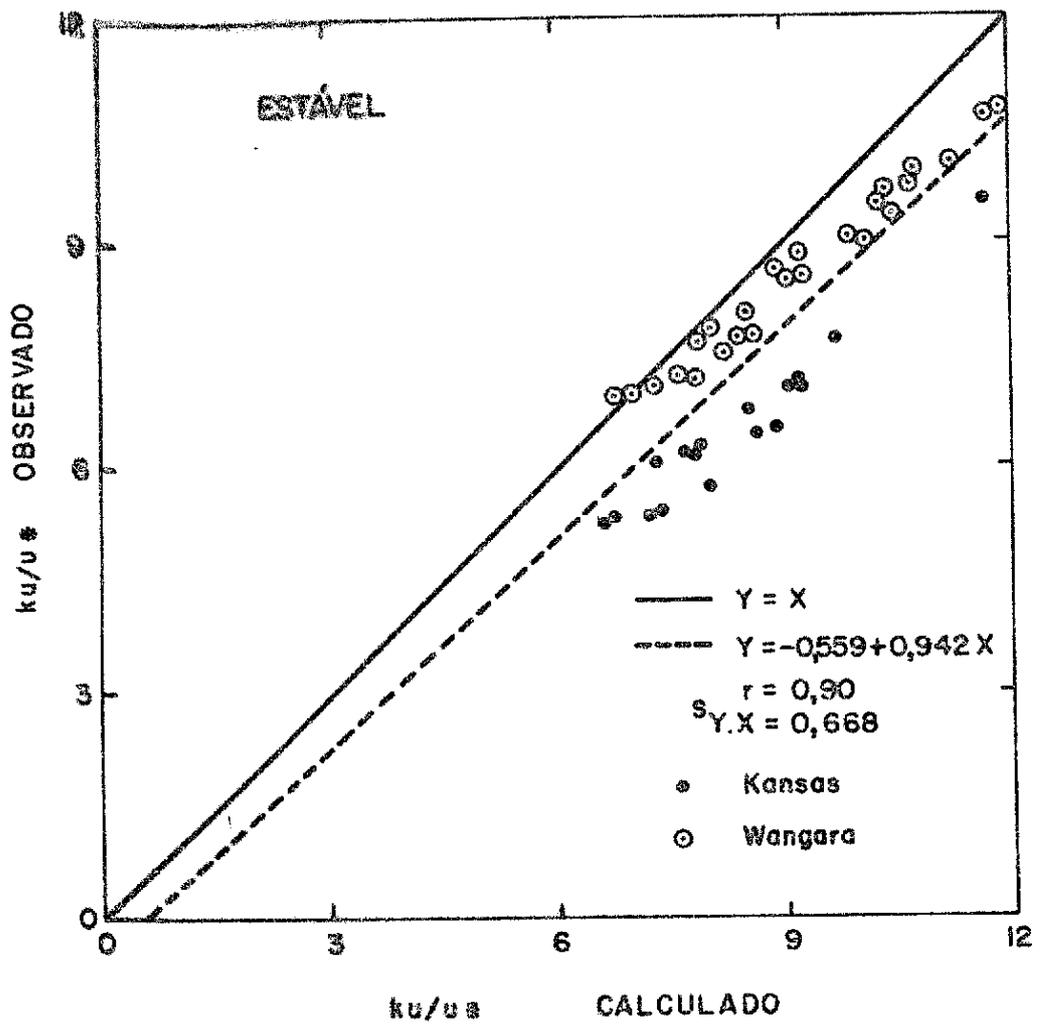


Fig. 4 - Comparação entre os perfis da velocidade adimensional do vento ($k u/u_*$), calculados através das Equações (26), e os obtidos usando-se dados experimentais, em condições estáveis.

3.3 - Comparação entre os perfis, derivado e observado, da temperatura adimensional

A comparação entre os valores obtidos através de dados experimentais e derivados usando-se as Equações (19) da temperatura adimensional $k |T_s - T| / |T_*|$ para diferentes valores de z_* , é apresentada nas Figuras 5 e 6, válidas, respectivamente, para o caso instável, em que:

$$Y = - 59, 879 + 12,006 X \quad (24)$$

$$r = 0,96$$

$$S_{Y.X} = 1,797$$

e estável, em que:

$$Y = - 33,446 + 4,675 X \quad (25)$$

$$r = 0,94$$

$$S_{Y.X} = 4,088$$

onde (24) e (25) são as equações das retas dos mínimos quadrados.

Observa-se, em ambos os gráficos, que a dispersão dos pontos em torno da reta $Y = X$ é muito grande. Esses resultados podem ser atribuídos a diversos fatores. Em primeiro lugar, deve-se considerar que as observações experimentais não incluem medidas da temperatura à superfície. Em consequência, T_s foi tomado, no caso instável, como sendo igual à temperatura medida a 0,5 m de altura e, no caso estável, como igual à observada a 1 m. Tais aproximações são grosseiras e consuzem a erros significativos na determinação experimental de $k |T_s - T| / |T_*|$. Por outro lado, erros na estimativa de T_* ou mesmo a incerteza a respeito do valor da constante k se transmitem, também, ao cálculo da temperatura adimensional.

Os fatores citados originam erros na determinação experimental da temperatura adimensional e, portanto, contribuem em maior ou menor grau para a dispersão observada nas Figuras 5 e 6. No entanto, os resultados obtidos decorrem, principalmente, da determinação de

$k|T_s - T|/|T_*'|$ através da Equação (17). Essa equação foi derivada assumindo-se a existência de similaridade dos perfis do vento e da temperatura na camada limite superficial. Uma vez que essa premissa em geral não tem validade, a Equação (17) não pode ser usada para a previsão do perfil adimensional de temperatura. No entanto, os excelentes coeficientes de correlação, obtidos em ambos os casos, asseguram que o uso das retas dos mínimos quadrados torna os valores de $|T_s - T|/|T_*'|$, calculados através da Equação (17), bem próximos aos determinados experimentalmente. É importante ressaltar que os resultados obtidos são válidos para T_s igual à temperatura medida a 1,0 e a 0,5 m de altura, nos casos instável e estável, respectivamente.

4. CONCLUSÕES

Neste trabalho, verificou-se, com dados experimentais, a validade de uma forma modificada da equação KEYPS, sugerida por Yamamoto e Shimanuki (1966). As análises feitas conduziram às seguintes conclusões:

- 1) As equações de Yamamoto e Shimanuki devem ser usadas juntamente com as equações das retas dos mínimos quadrados na determinação do perfil adimensional do vento, em condições instáveis e estáveis, uma vez que a excelência dos coeficientes de correlação, obtidos em ambos os casos, indica que o uso de tais equações conduz a uma maior precisão no cálculo dos perfis.
- 2) Os perfis adimensionais de temperatura em condições instáveis e estáveis, calculados através das equações de Yamamoto e Shimanuki (1966), apresentaram diferenças sistemáticas em relação aos determinados experimentalmente. Não obstante, essas equações podem ser usadas juntamente com as das retas dos mínimos quadrados na determinação da temperatura adimensional, haja vista os ótimos coeficientes de correlação obtidos em ambos os casos.

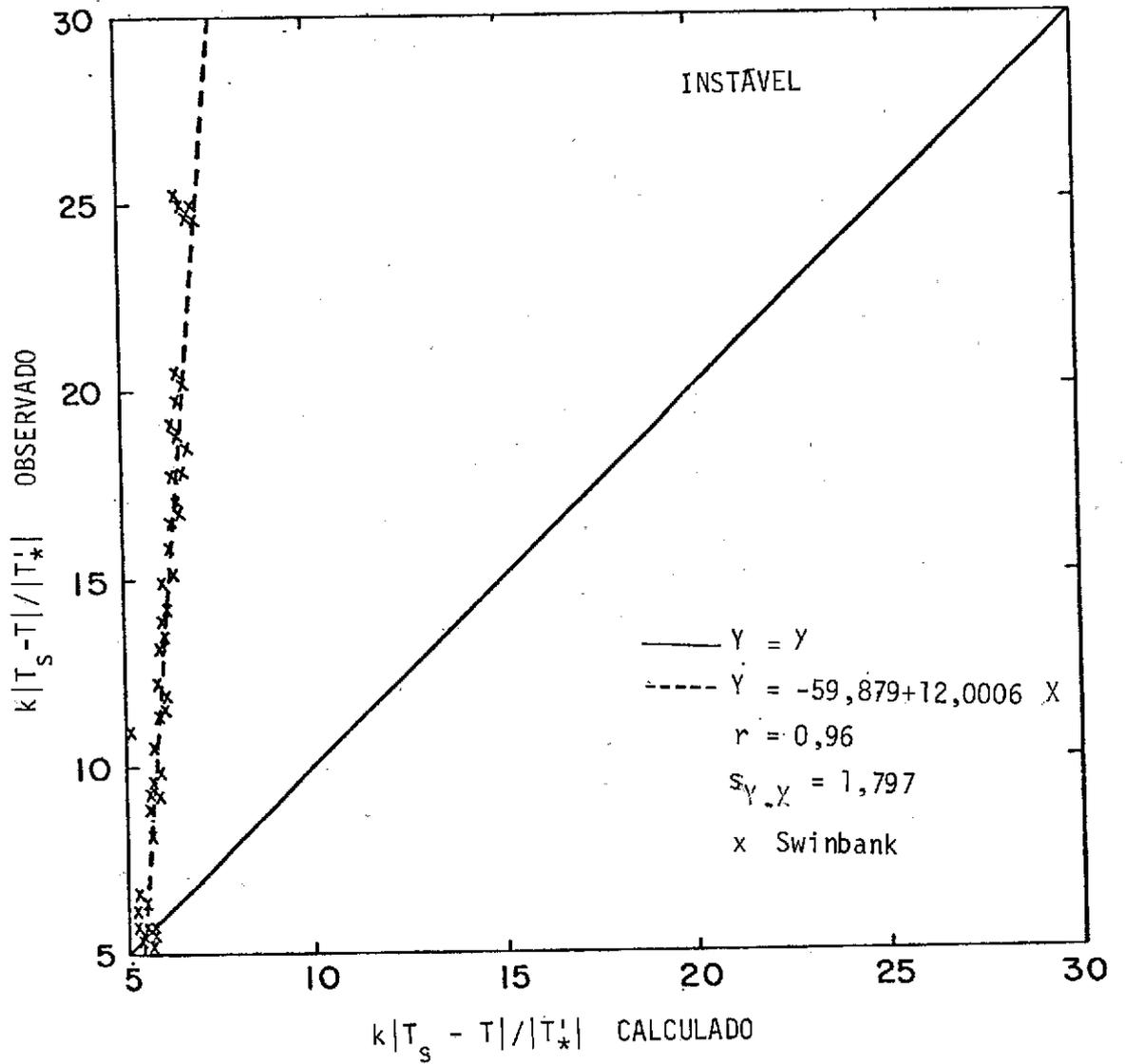


Fig. 5 - Comparação entre os perfis adimensionais de temperatura ($k|T_s - T|/|T_*'|$) calculados através das Equações (19), e os obtidos usando-se dados experimentais, em condições instáveis.

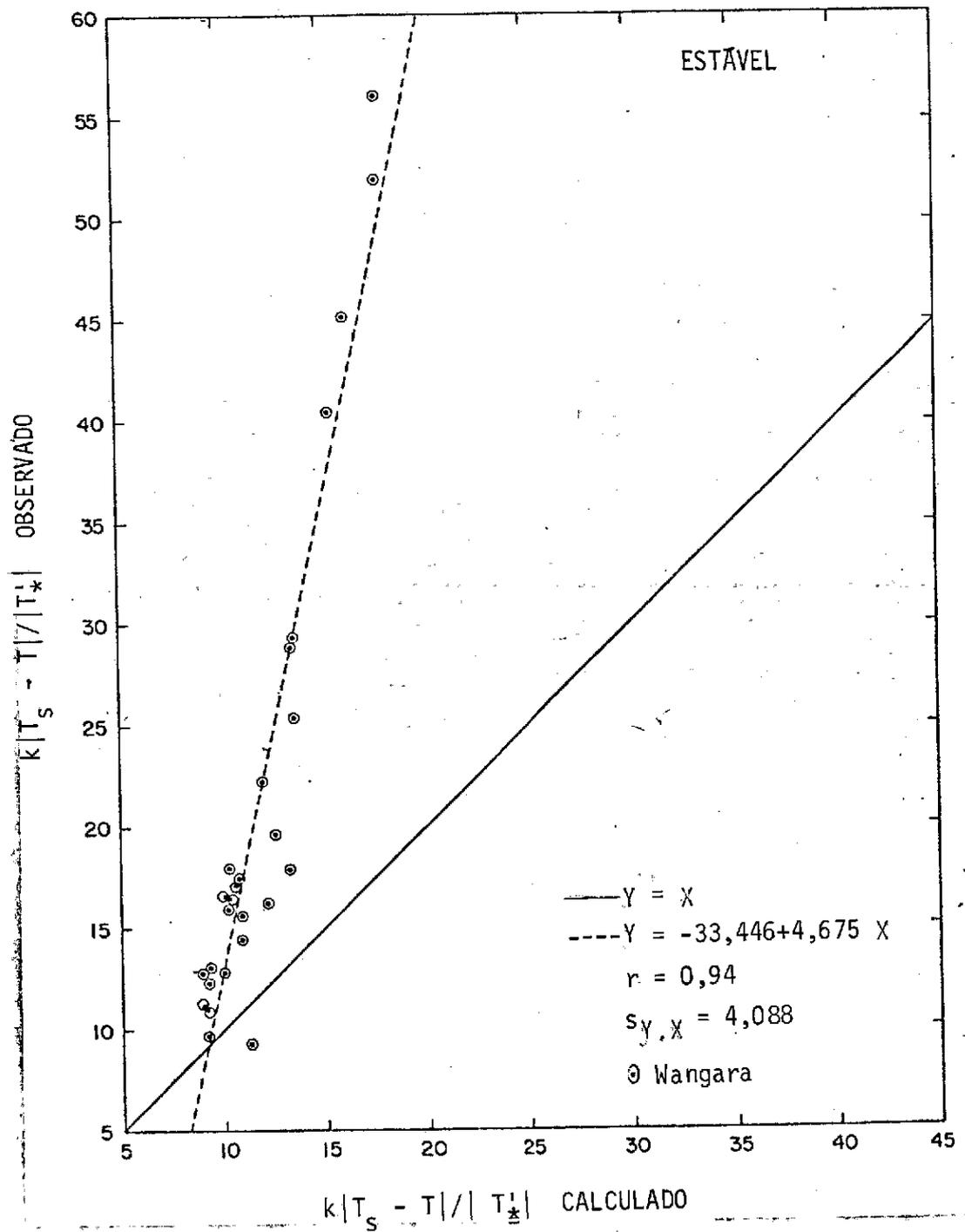


Fig. 6 - Comparação entre os perfis adimensionais de temperatura ($k|T_s - T|/|T_*|$), calculados através das Equações (19), e os s obtidos usando-se dados experimentais, em condições estáveis.

AGRADECIMENTOS

Os autores expressam seus agradecimentos aos Drs. Nelson de Jesus Parada, Diretor e Luiz Gylvan Meira Filho, Chefe do Departamento de Meteorologia, Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE) São José dos Campos, Brasil, pelo apoio. Extendem também seus agradecimentos aos membros das seções de Desenho e Datilografia do INPE e à Neusa Maria Dias Bicudo, por sua preciosa ajuda na revisão de textos.

REFERENCIAS

- BUSINGER, J. A. On the structure of the atmospheric surface layer. *Journal of Meteorology*, 12 (6): 553-561, Dec. 1955.
- ; WINGAARD, J.C.; IZUMI, Y.; BRADLEY, E.F. Flux-profile relationship in the atmospheric surface layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28 (2): 181-189, Mar., 1971.
- CLARKE, R.H.; DYER, A.J.; BROOK, R.R.; REID, D.G.; TROUP, A.J. *The Wangara experiment: boundary layer data*. Melbourne, CSIRO. Division of Meteorological Physics, 1971. (Technical Paper N^o 19).
- DEACON, E.L. Vertical diffusion in the lowest layers of the atmosphere. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 75 (323): 89-103, Jan., 1949.
- ELLISON, T.H. Turbulent transfer of heat and momentum from an infinite rough plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 2 (5): 456-466, Jul., 1957.
- IZUMI, Y., ed. *Kansas 1968 field program data report*. Bedford, Ma., Air Force Cambridge Research Laboratories. Meteorology Laboratory, 1971. (ERP N^o 379).
- LUMLEY, J.L.; PANOFSKY, H.A. *The structure of atmospheric turbulence*. New York, N.Y., Inter-Science, 1964.
- McVEHIL, G.E. Wind and temperature profiles near the ground in stable stratification. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 90 (384): 136-146, Apr., 1964.
- MONIN, A.S.; YAGLOM, A.M. *Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence*. Cambridge, Ma., The MIT, 1977. v.1.
- OGURA, Y. Note on the wind velocity profile in the non-adiabatic atmosphere. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 30 (10): 329-342, Oct., 1952.
- OKE, T.R. Turbulent transport near the ground in stable conditions. *Journal of Applied Meteorology*, 9 (5): 778-786, Oct., 1970.

- PANOFSKY, H.A.; BLACKADAR, A.K.; Mcvehil, G.E. The diabatic wind profile. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 86 (369): 390-398, Jul., 1960.
- PRIESTLEY, C.H.B. Free and forced convection in the atmosphere near the ground. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 81 (348): 139-143, Apr., 1955.
- SCHLICHTING, H. *Boundary-layer theory*. New York, N.Y., McGraw Hill, 1968.
- SELLERS, W.D. A simplified derivation of the diabatic wind profile. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 19 (2): 180-181, Mar., 1962.
- SWINBANK, W.C. Wind profile in thermally stratified flow. *Nature*, 186 (4723): 463-464, May, 1960.
- . The exponential wind profile. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 90 (384): 119-135, Apr. 1964.
- ; DYER, A.J. *Micrometeorological expeditions 1962-1964*. Melbourne, CSIRO, Division of Meteorological Physics, 1968. (Technical Paper No 17).
- TAKEUCHI, K. On the structure of the turbulent field in the surface boundary. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 39 (6): 346-367, Dec., 1961.
- TAYLOR, R.J. Similarity theory in the relation between fluxes and gradients in the lower atmosphere. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 86 (367): 67-78, Jan., 1960.
- WEBB, E.K. Profiles relationship in the log-linear range, and extension to strong stability. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 96 (367): 67-90, Jan., 1970.
- YAMAMOTO, G. Theory of turbulent transfer in non-neutral conditions. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 37 (2): 60-69, Apr., 1959.
- ; SHIMANUKI, A. Turbulent transfer in diabatic conditions. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 44 (6): 301-307, Dec., 1966.