

## SIMULAÇÕES COM UM MODELO DE CAMADA LIMITE PLANETÁRIA

SERGIO HENRIQUE FRANCHITO, NELSON ARAI e JOSÉ PAULO BONATTI

*Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE  
C.P. 515, 12200 - São José dos Campos, SP, Brasil*

Experiments have been conducted using a planetary boundary layer model which simulates the diurnal variations of the physical processes developed in this thin atmospheric layer. The data used are from Punta Arenas, Chile (53°S, 70°15'W). Analysis has been made considering two cases: a summer situation and a frost case. In both cases the results seem to be qualitatively in good agreement with the diurnal cycle characteristic curves of the boundary layer variables.

### INTRODUÇÃO

A camada limite planetária, embora compreenda uma porção relativamente pequena da atmosfera, é de grande importância, pois nela as plantas, animais e o homem vivem. Assim, fenômenos que influenciam a produtividade agrícola, os recursos hídricos, as condições de poluição, e que estão intimamente ligados às atividades humanas, ocorrem nessa camada. Além disso, muitas das diversas e distintas transformações que ocorrem na atmosfera, tais como transferência de momentum por forças viscosas e os fluxos de calor à superfície, também acontecem dentro da camada limite. Logicamente, importantes mecanismos físicos ligam a grande, meso e microescala através do transporte de energia, transporte este que é continuamente conduzido para cima e para baixo nas diversas escalas dos movimentos atmosféricos. Desta forma, torna-se relevante o estudo dos processos físicos presentes na camada limite planetária.

Neste trabalho, apresentam-se resultados de um modelo que simula as variações diurnas de alguns parâmetros meteorológicos da camada limite planetária. Estes resultados foram obtidos utilizando, como estado inicial, os dados de 30 de abril de 1984, dia anterior à ocorrência de geada em Punta Arenas, Chile (53°S, 70°15'W). Também são apresentados resultados referentes a uma situação de verão, nesta mesma região, para comparações entre estas duas estações do ano.

### DESCRIÇÃO DO MODELO

O modelo usado é o de Franchito et al. (1985). Trata-se de um modelo unidimensional, onde a subcamada do solo é modelada segundo Blackadar (1976) e a camada superficial (50m) é considerada usando a teoria da similaridade de Monin-Ubukhov (Businger, 1973). As trocas de calor e quantidade de movimento acima da camada superficial são efetuadas através do esquema de

ajustamento do número de Richardson, proposto por Chang (1979). Este modelo é uma versão do modelo de Franchito & Yamazaki (1986) modificado pela introdução da parametrização de Kuo & Qian (1981) para as taxas de aquecimento e resfriamento radiativo em substituição às parametrizações de Brunt (1952) e Chang (1979) para as radiações de onda curta e longa, respectivamente.

As equações relevantes do modelo, onde os símbolos estão descritos no Apêndice A, são:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = f(v - v_g) + \left( \frac{\delta u}{\delta t} \right)_m \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -f(u - u_g) + \left( \frac{\delta v}{\delta t} \right)_m \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \left( \frac{\delta \theta}{\delta t} \right)_m \quad (3)$$

A equação para a previsão da temperatura de superfície ( $T_g$ ) é dada por:

$$\frac{\partial T_g}{\partial t} = (I_S \downarrow + I_L \downarrow - I_L \uparrow) C_g^{-1} + \omega (T_m - T_g) + K_S (\theta_a - T_g) \quad (4)$$

O primeiro termo do lado direito desta equação representa o saldo de radiação (balanço entre radiação de onda curta absorvida na superfície, contra-radiação e radiação infra-vermelha), o segundo termo, a troca de calor entre a superfície e uma fina camada do solo e o terceiro termo, o fluxo de calor à superfície. Aqui,  $T_m$  é a temperatura da camada fina do solo, dada pela média das 24 horas anteriores, e mantida constante durante a integração. Os valores de  $u_g$  e  $v_g$  foram tomados como nulos mostrando uma situação de ventos calmos.

O balanço de radiação é parametrizado segundo Kuo & Qian (1981), onde considera-se que as diferentes partes do espectro de energia solar são afetadas por diferentes processos físicos. Desta maneira, no caso da radiação solar, são consideradas distintamente as regiões onde a radiação é afetada pelo espalhamento e pela absorção do vapor d'água. Para as ondas longas, o fluxo para cima, numa certa altura, depende da quantidade emitida e daquela recebida da camada abaixo, e o fluxo para baixo depende da quantidade emitida e da recebida da camada acima.

A equação para a temperatura potencial no nível de abrigo ( $\theta_a$ ) considera a interação com a superfície e a perda para a camada de mistura:

$$\rho c_p d \frac{\partial \theta_a}{\partial t} = C_g K_s (T_g - \theta_a) - H_o \quad (5)$$

onde  $H_o$  é o fluxo de calor da superfície, dado pela soma dos fluxos mecânico e convectivo, calculados, respectivamente, usando a teoria da similaridade de Monin-Obukhov e o método aerodinâmico de Priestley.

Os termos com subscrito m nas Equações (1) – (3) são calculados na camada superficial segundo Chang (1979):

$$\left( \frac{\partial u_N}{\partial t} \right)_m = - \frac{u_*^2}{z_n} \frac{u_N}{|V_N|} \quad (6)$$

$$\left( \frac{\partial v_N}{\partial t} \right)_m = - \frac{u_*^2}{z_N} \cdot \frac{v_N}{|V_N|} \quad (7)$$

$$\left( \frac{\partial \theta_N}{\partial t} \right)_m = \frac{\theta_N}{T_N} \cdot \frac{H_o}{\rho c_p z_N} \quad (8)$$

Acima da camada superficial estes termos são calculados usando o esquema de ajustamento do número de Richardson (Chang, 1979) descrito no Apêndice B.

Os níveis do modelo e a distribuição vertical das variáveis estão esquematizados na Fig. 1.

Maiores detalhes a respeito do modelo encontram-se em Franchito et al (1985).

## RESULTADOS E DISCUSSÕES

As simulações realizadas usam como estado inicial, dados de 30 de abril de 1984, dia anterior à ocorrência de geada em Punta Arenas (Chile) (Caso 1) e de 31 de janeiro de 1985, que corresponde a uma situação de verão nesta mesma região (Caso 2). Como é abordado em Franchito & Yamazaki (1986), este modelo tem pouca dependência do perfil de vento, devido à forte mistura que ocorre logo nas primeiras horas da manhã, contudo, é fortemente dependente do perfil de temperatura. Os perfis verticais de temperatura potencial para os Casos 1 e 2 são mostrados nas Figs. 2 e 3, respectivamente. O modelo foi integra-

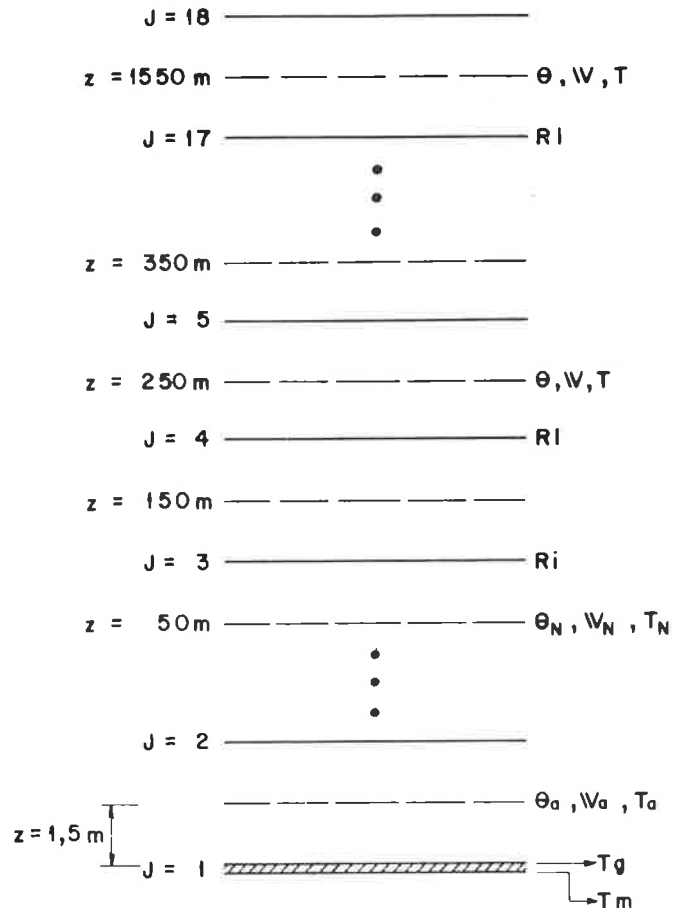


Figura 1 — Representação dos níveis verticais do modelo.

do por 24 horas e o tempo inicial de integração correspondeu a 7:15TL (tempo local). Para estudar o comportamento da camada limite atentou-se para vários parâmetros importantes dentro da mesma, que são discutidos a seguir.

As Figs. 4 e 5 mostram, respectivamente, os ciclos de variação do fluxo de onda curta absorvido na superfície e do fluxo efetivo de onda longa para cima (diferença entre a contra-irradiação recebida pela superfície e o fluxo de onda longa emitida pela mesma). Como se nota, os fluxos de radiação solar absorvida na superfície e do saldo de onda longa são muito mais fortes no Caso 2 que no Caso 1. O fluxo de energia solar, em ambos os casos, aumenta durante a manhã alcançando um máximo em torno de 12:00TL, vindo depois a decrescer atingindo valores nulos por volta das 16:00TL no Caso 1 e em torno de 19:00TL no Caso 2. No Caso 1 o fluxo de radiação solar continua nulo até o final do período de integração, ao passo que no Caso 2 este fluxo torna-se novamente positivo em torno das 5:00TL. Os períodos de luz solar simulados são de aproximadamente 09 horas e de 14 horas, para os Casos 1 e 2, respectivamente. Já, o fluxo efetivo de onda longa para cima, em ambos os casos, é mais forte durante o dia e à noite corresponde ao único fator importante no balanço de radiação na superfície.

O saldo de radiação na superfície corresponde à diferença entre o fluxo de energia solar absorvido na super-

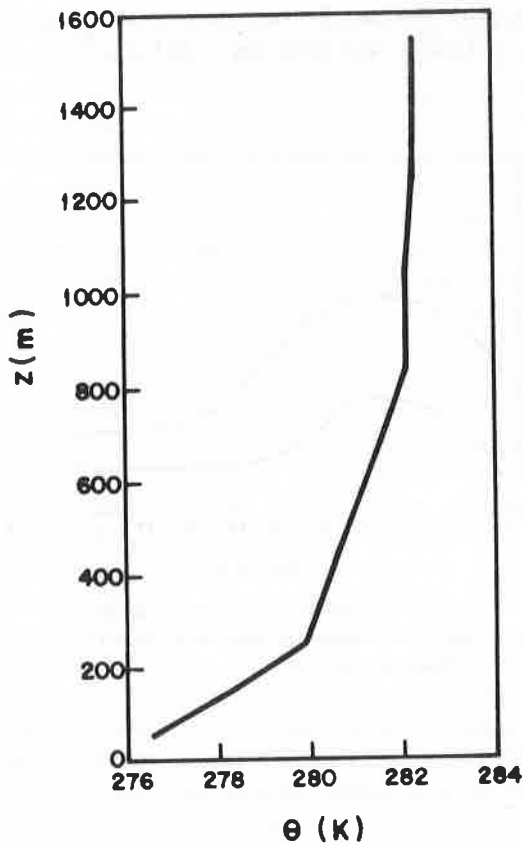


Figura 2 — Perfil vertical de temperatura potencial inicial para o Caso 1.

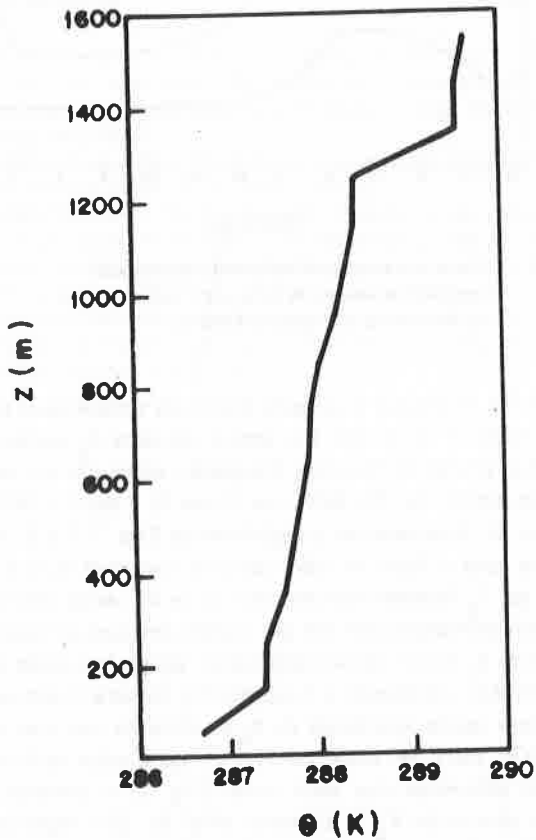


Figura 3 — Perfil vertical de temperatura potencial inicial para o Caso 2.

fície e o fluxo efetivo de onda longa para cima. Sua variação diurna é mostrada na Fig. 6, que corresponde na realidade à composição das Figs. 4 e 5, portanto é mais forte no Caso 2 que no Caso 1.

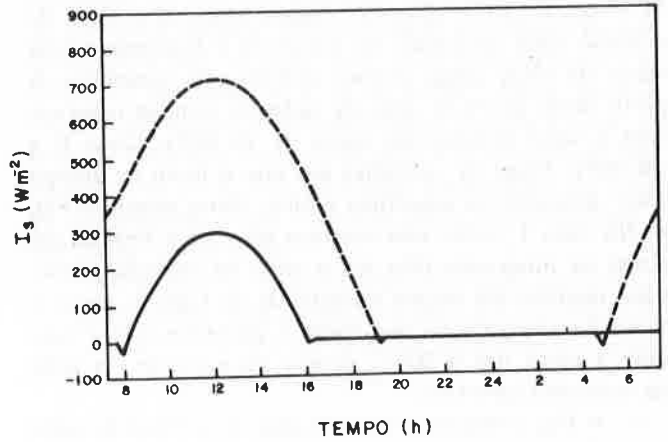


Figura 4 — Ciclo de variação do fluxo de radiação solar que chega a superfície — A linha contínua refere-se ao Caso 1 e a tracejada ao Caso 2.

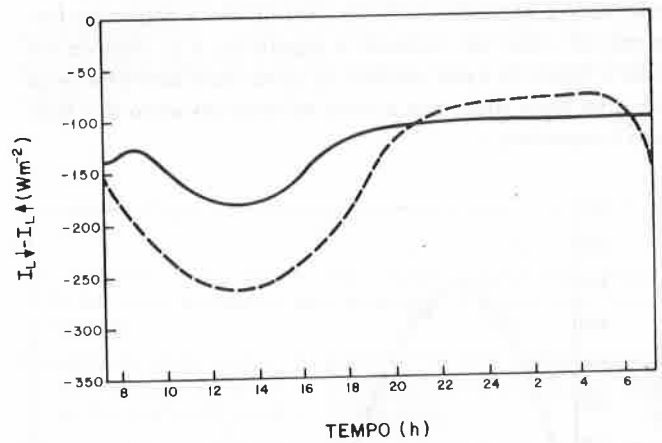


Figura 5 — Ciclo de variação do fluxo efetivo de onda longa emitido pela superfície. A linha contínua refere-se ao Caso 1 e a tracejada ao Caso 2.

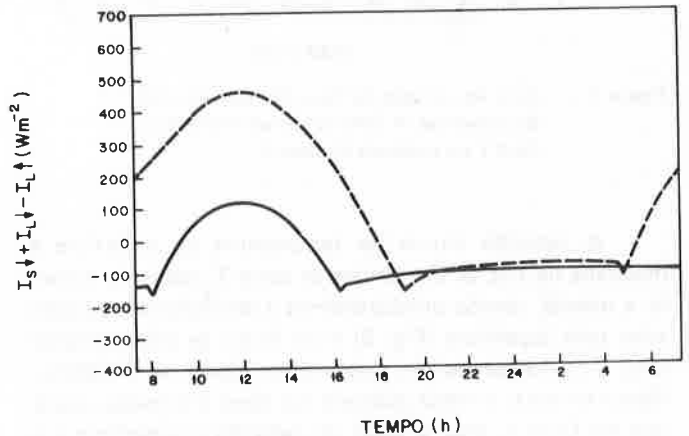


Figura 6 — Ciclo de variação do saldo de radiação na superfície. A linha contínua refere-se ao Caso 1 e a tracejada ao Caso 2.

Em ambos os casos o saldo de radiação tem um máximo em torno de 12:00TL, instante em que o fluxo de energia solar na superfície também é máximo (Fig. 4). A partir daí, os valores do saldo de radiação na superfície decrescem chegando a zero, próximo das 14:00TL (Caso 1) e das 17:30TL (Caso 2). Nestes instantes o fluxo de radiação solar absorvido na superfície é balanceado pelo fluxo de onda longa efetivo emitido pela superfície. A partir deste ponto o saldo de radiação torna-se negativo, com o valor mínimo em torno de 16:00TL (Caso 1) e 19:00TL (Caso 2), instantes em que o fluxo de energia solar absorvido na superfície é nulo, como mostra a Fig. 4. No Caso 1, como este continua nulo até o final do período de integração (Fig. 4), o saldo de radiação permanece negativo até aquele instante. Já no Caso 2, como o fluxo de energia solar que chega à superfície não é mais nulo a partir das 5:00TL, ocorre um aumento no saldo de radiação à superfície.

A Fig. 7 mostra a variação diurna do fluxo de calor sensível da superfície. Durante o período de insolação os valores são maiores no Caso 2, devido principalmente ao fluxo convectivo mais forte que ocorre neste caso. O valor máximo do fluxo de calor sensível, em ambos os casos, ocorre aproximadamente uma (1) hora depois do máximo do saldo de radiação à superfície, e o instante em que o fluxo de calor sensível se torna nulo acontece cerca de uma hora antes que o valor mínimo do saldo de radiação à superfície.

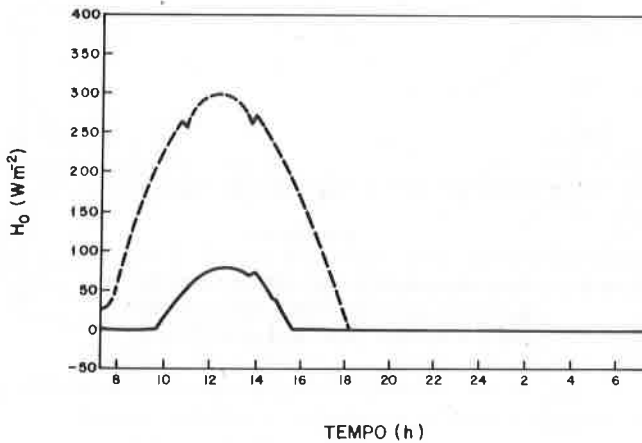


Figura 7 – Ciclo de variação do fluxo de calor sensível da superfície. A linha contínua refere-se ao Caso 1 e a tracejada ao Caso 2.

A variação diurna da temperatura da superfície é mostrada na Fig. 8. Em ambos os casos  $T_g$  aumenta durante a manhã, devido principalmente à absorção de radiação solar pela superfície (Fig. 6) e ao fluxo de calor sensível (Fig. 7), alcançando um máximo em torno de 14:00TL. Como se nota, o valor máximo no Caso 2 é muito maior que no Caso 1, pois o saldo de radiação à superfície e o fluxo de calor sensível também o são. Com a diminuição destes fluxos,  $T_g$  também diminui acabando por atingir valores abaixo de  $0^\circ\text{C}$  no Caso 1, revelando então a ocor-

rência de geada. No Caso 2 o valor mínimo de  $T_g$  ocorre antes que no Caso 1 (por volta das 5:00TL) e o seu valor é de  $8^\circ\text{C}$ .

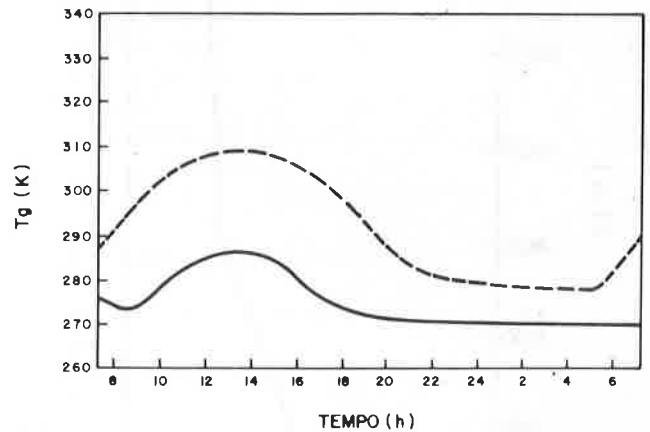


Figura 8 – Ciclo de variação da temperatura de superfície. A linha contínua refere-se ao Caso 1 e a tracejada ao Caso 2.

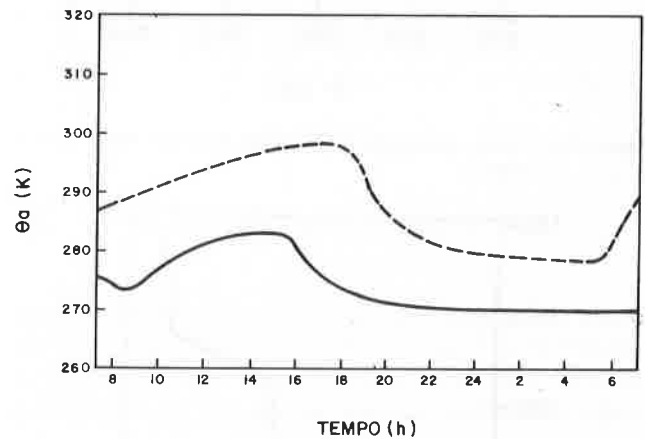


Figura 9 – Ciclo de variação da temperatura potencial no nível de abrigo. A linha contínua refere-se ao Caso 1 e a tracejada ao Caso 2.

A Fig. 9 mostra a variação diurna da temperatura potencial no nível de abrigo. Em ambos os casos  $\theta_a$  aumenta durante as primeiras horas de integração atingindo um máximo em torno das 15:00TL no (Caso 1) e das 17:00TL (no Caso 2). Examinando a seqüência de Figs. 7, 8 e 9, nota-se que após o fluxo de calor sensível tornar-se nulo e os valores de  $T_g$  ficarem menores que os de  $\theta_a$ , estes últimos diminuem abruptamente até um ponto em que os valores de  $T_g$  e de  $\theta_a$  ficam aproximadamente iguais. Isto pode ser visto também, utilizando a Equação (5). O instante em que ocorre esta queda acentuada de  $\theta_a$  é diferente nos dois casos, pois o fluxo de calor sensível atinge o valor nulo em instantes diferentes nos dois casos (Fig. 7) e também a variação diurna de  $T_g$  é diferente (Fig. 8). Um importante aspecto pode ser notado nas Figs. 8 e 9: os valores de  $T_g$  e de  $\theta_a$  diminuem durante a noite, atingindo no final

da integração, valores menores que os respectivos iniciais. Isto pode ser explicado considerando o fato de que o fluxo de calor para baixo, a partir de camadas acima, é quase eliminado nas condições calmas. Assim, não ocorre transferência turbulenta de calor para baixo para compensar o resfriamento radiativo. A transferência de calor, nestes casos, é feita principalmente através de difusão molecular, que é várias ordens de magnitude menor. Assim, os valores de  $T_g$  e de  $\theta_a$  caem rapidamente durante a noite, alcançando valores menores que os do início da integração.

## CONCLUSÕES

Utilizando um modelo de camada limite realizaram-se simulações envolvendo duas situações meteorológicas diferentes: a primeira, usando como estado inicial dados de um dia anterior à ocorrência de geada em Punta Arenas (Chile), e a segunda, com dados de um dia de verão no mesmo local. Para estudar o comportamento da camada limite foi dada ênfase ao ciclo de variação diurna de parâmetros importantes dentro da mesma, tais como: fluxo de radiação solar que chega à superfície, fluxo efetivo de onda longa emitido pela superfície, saldo de radiação na superfície, fluxo de calor sensível, temperatura de superfície e potencial no nível de abrigo.

## REFERÊNCIAS

- BLACKADAR, A.K. — 1976 — Modeling the nocturnal boundary layer. In: Symposium on atmospheric turbulence, diffusion and air quality. Raleigh, North Carolina. Amer. Meteor. Soc. Preprints, 46-49.
- BRUNT, D. — 1952 — Physical and dynamical meteorology — Cambridge, Cambridge University, Press.
- BUSINGER, J.A. — 1973 — Turbulent transfer in the atmospheric surface layer. In: Workshop on Meteorology (ed. by Haugen, D.A.). Amer. Meteor. Soc., 67-99.
- CHANG, S.W. — 1979 — An efficient parametrization of convective and non-convective planetary boundary layer for use in numerical model. Fourth Conference on Numerical Weather Prediction Amer. Meteor. Soc., 370-377.
- Os resultados obtidos concordam qualitativamente com as curvas características, referentes aos ciclos diurnos das variáveis presentes na camada limite. Comparando os resultados para as duas estações do ano estudadas, nota-se valores maiores dos fluxos de radiação solar absorvida na superfície, de calor sensível e saldo de radiação à superfície para o caso de verão, motivando temperaturas da superfície e potencial no nível de abrigo também maiores. No caso de inverno, com a diminuição durante a noite, do saldo de radiação e do fluxo de calor sensível ocorrem valores negativos de  $T_g$  e  $\theta_a$  revelando a ocorrência de geada no dia seguinte, o que concorda qualitativamente com o acontecido na realidade.
- Assim, embora este modelo tenha sido desenvolvido para estudos de simulação, ele pode ser usado como suporte para previsão de ocorrência de geada conforme demonstrado em um dos casos apresentados.

## AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao Sr. Yoshihiro Yamazaki, a revisão técnica; a Srta. Sydnéa Maluf, a revisão de linguagem e a Sra. Sueli A.F.V. Camargo Pinto, a datilografia do trabalho.

DEARDORFF, J.W. — 1966 — The counter gradient heat fluxes in the lower atmosphere and laboratory. J. Atmos. Sci. 23(5): 503-506.

FRANCHITO, S.H.; ARAI, N. & BONATTI, J.P. — 1985 — Radiative flux parametrization in a boundary layer model, São José dos Campos, INPE (INPE-3647-RPE/484).

FRANCHITO, S.H. & YAMAZAKI, Y. — 1986 — Um modelo simplificado de camada limite. Revista Brasileira de Meteorologia, 1(2): 91-99.

KUO, H.L. & QIAN, Y.F. — 1981 — Influence of Tibetan plateau on cumulative and diurnal changes of weather and climate in summer. Mon. Wea. Rev., 109(11): 2337-2356.

## APÊNDICE A

## LISTA DE SÍMBOLOS

$C_g$	– capacidade térmica do solo por unidade de área ( $7,79253 \times 10^4 \text{ Kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ).	$v_g$	– velocidade do vento geostrófico na direção y ( $\text{m s}^{-1}$ ).
$c_p$	– calor específico do ar seco à pressão constante. ( $1005 \text{ J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ).	$v_N$	– velocidade do vento na direção y na altura de 50m ( $\text{m s}^{-1}$ ).
$d$	– duas vezes a altura do nível do abrigo (3m).	$V$	– vetor velocidade horizontal ( $\text{m s}^{-1}$ ).
$f$	– parâmetro de Coriolis ( $2\Omega \sin \Psi \text{ s}^{-1}$ ).	$\gamma_c$	– taxa de variação vertical da temperatura usada no ajustamento do número de Richardson ( $7 \times 10^{-4} \text{ K m}^{-1}$ ).
$g$	– aceleração da gravidade ( $9,8 \text{ m s}^{-2}$ ).	$\delta z$	– espessura das camadas (m).
$H_o$	– fluxo total de calor ( $\text{W m}^{-2}$ ).	$\Psi$	– latitude ( $53^\circ\text{S}$ ).
$I_{L\downarrow}$	– fluxo descendente de onda longa ( $\text{W m}^{-2}$ ).	$\phi$	– geopotencial ( $\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$ ).
$I_{L\uparrow}$	– fluxo ascendente de onda longa ( $\text{W m}^{-2}$ ).	$\Omega$	– velocidade angular da Terra ( $7,27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ).
$I_{s\downarrow}$	– fluxo de radiação solar absorvida na superfície ( $\text{W m}^{-2}$ ).	$\omega$	– constante de tempo de relaxação ( $8,60456 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ).
$j$	– índice denotando o nível no modelo.	$\rho$	– densidade do ar ( $\text{Kg m}^{-3}$ ).
$K_s$	– difusividade térmica do solo ( $2,8 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ).	$\theta$	– temperatura potencial do ar (K).
$R_i$	– número de Richardson.	$\bar{\theta}$	– temperatura potencial média (K).
$t$	– tempo (s).	$\theta'$	– temperatura potencial após o ajustamento do número de Richardson (K).
$z$	– altura (m).	$\theta_a$	– temperatura potencial no nível do abrigo (K).
$Z_N$	– 50m.	$\theta_N$	– valor da temperatura potencial na altura de 50m (K).
$T_g$	– temperatura da superfície (K).	$\left[ \frac{\partial u}{\partial t} \right]_m$	– termo relacionado com o ajustamento do número de Richardson na Equação (1) ( $\text{m s}^{-2}$ ).
$T_m$	– temperatura da camada fina do solo (usualmente a média das 24 horas anteriores) (K).	$\left[ \frac{\partial v}{\partial t} \right]_m$	– termo relacionado com o ajustamento do número de Richardson na Equação (2) ( $\text{m s}^{-2}$ ).
$T_N$	– valor da temperatura no nível de 50m (K).	$\left[ \frac{\partial \theta}{\partial t} \right]_m$	– termo relacionado com o ajustamento do número de Richardson na Equação (3) ( $\text{K s}^{-2}$ ).
$u$	– velocidade do vento na direção x ( $\text{m s}^{-1}$ ).		
$u_N$	– velocidade do vento na direção x na altura de 50m ( $\text{m s}^{-1}$ ).		
$u_g$	– velocidade do vento geostrófico na direção x ( $\text{m s}^{-1}$ ).		
$u_*$	– velocidade de fricção ( $\text{m s}^{-1}$ ).		
$v$	– velocidade do vento na direção y ( $\text{m s}^{-1}$ ).		

## APÊNDICE B

## AJUSTAMENTO DO NÚMERO DE RICHARDSON

Nas camadas acima da camada superficial (50m) as distribuições de calor e momentum são feitas usando o esquema de ajustamento do número de Richardson, sugerido por Chang (1979):

$$R_i = \frac{\frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \theta}{\partial z}}{\left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]} \quad (\text{B.1})$$

Neste esquema, duas camadas com diferentes temperaturas potenciais  $\theta_j$  e  $\theta_{j+1}$  e  $R_i < 0,25$  sofrem um ajustamento de forma que a taxa de variação vertical da temperatura ( $\gamma_c$ ) é dada por:

$$\theta'_{j+1} - \theta'_j = \frac{\gamma_c}{g} (\phi_{j+1} - \phi_j) \quad (\text{B.2})$$

onde  $\theta'_{j+1}$  e  $\theta'_j$  são os novos valores de temperatura potencial nos níveis  $j+1$  e  $j$ , respectivamente, após o ajustamento e  $\phi_{j+1}$  e  $\phi_j$  são os geopotenciais nos mesmos níveis.

Neste modelo, o valor de  $\gamma_c$  usado é de  $7 \times 10^{-4} \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}$  (Deardorff, 1966). A nova temperatura potencial no nível  $j+1$  depois do ajustamento é obtida, assumindo que durante a mistura adiabática a temperatura potencial se conserva.

$$\theta'_{j+1} = \frac{\theta_{j+1} \delta z_{j+1} + \theta_j \delta z_j + \frac{\gamma_c}{g} (\theta_{j+1} - \theta_j) \delta z_j}{(\delta z_{j+1} + \delta z_j)} \quad (\text{B.3})$$

onde  $\delta z_{j+1}$  e  $\delta z_j$  são as espessuras das camadas.

Usando a Equação B.2 e o valor de  $\theta'_{j+1}$  dado pela Equação B.3, obtém-se o novo valor da temperatura no nível  $j$ . A proporção de massa ( $\alpha$ ) transferida do nível  $j$  para o nível  $j+1$  no ajustamento da temperatura é dado por:

$$\alpha = \frac{\theta'_{j+1} - \theta_j}{\theta_j - \theta_{j+1}} \quad (\text{B.4})$$

Este valor é usado no ajustamento de momentum:

$$V'_{j+1} = (1 - \alpha) V_{j+1} + \alpha V_j \quad (\text{B.5})$$

O novo valor da velocidade do vento no nível  $j$  é obtido a partir da conservação de momentum:

$$V'_j = \frac{(V'_{j+1} - V_{j+1}) \delta z_{j+1} + V_j \delta z_j}{\delta z_j} \quad (\text{B.6})$$

Não há expressão explícita para os termos  $\left[ \frac{\partial u}{\partial t} \right]_m$ ,

$\left[ \frac{\partial v}{\partial t} \right]_m$  e  $\left[ \frac{\partial \theta}{\partial t} \right]_m$  nas Equações (1) – (3) acima da camada superficial pois eles são obtidos implicitamente para todas as camadas pelo ajustamento dado nas Equações (B.2) – (B.6).

Maiores detalhes do procedimento de ajustamento encontram-se em Franchito & Yamazaki (1986).