

Notas de Aula

Circulações Locais

Maria Assunção Faus da Silva Dias

**Departamento de Ciências Atmosféricas
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Universidade de São Paulo**

Introdução

As circulações locais são circulações de ar induzidas termicamente pelos processos de superfície em regiões heterogêneas. Essas circulações podem ser as convencionais como a circulação de brisa marítima/terrestre, vale montanha, lacustre, ou não convencionais como as induzidas por diferenças em umidade de solo ou vegetação.

As circulações locais são fenômenos relativamente “rasos” na atmosfera e representam o resultado da transferência de calor, e umidade, da superfície para a camada limite planetária (CLP). Para estudar essas circulações serão abordados os seguintes tópicos:

- balanço de energia em superfície e fluxos turbulentos;
- evolução diurna da CLP, camada de mistura;
- circulações no plano vertical.

Balanco de energia em superfície

A Figura 1 mostra um esquema do balanço de energia numa camada que se encontra na interface entre solo, vegetação e atmosfera.

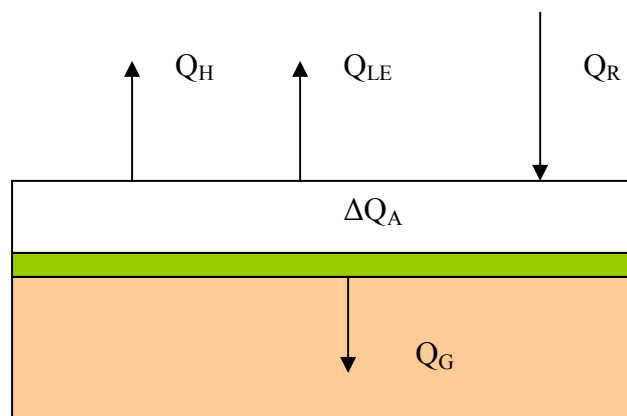


Figura 1. Balanço de energia em superfície.

Os termos incluídos no balanço são

Q_R – radiação líquida à superfície – refere-se à diferença entre radiação que a superfície (solo e vegetação) absorve e a radiação emitida, em todos os comprimentos de onda (basicamente no visível e no infra-vermelho)

Q_H – fluxo de calor sensível – transferência de calor turbulenta = $c_p (\overline{w'\theta'})_s$

Q_{LE} – fluxo de calor latente – transferência turbulenta de umidade = $L_v (\overline{w'q'})_s$

Q_G – fluxo de calor para o solo – fluxo molecular de calor para o solo

ΔQ_A – armazenamento de calor utilizado para aumento da energia interna (para aquecimento ou utilização da fotossíntese)

O balanço é dado por

$$Q_R + Q_H + Q_{LE} + Q_G + \Delta Q_A = 0 \quad (1)$$

Onde todas as componentes são definidas positivas quando o fluxo é para cima.

Durante o dia o balanço de radiação é tal que a superfície recebe mais do que emite, à noite o contrário. Na ausência de chuva, os fluxos de calor sensível e latente são em geral positivos durante o dia indicando a transferência de calor e de umidade da superfície para a atmosfera. À noite os fluxos são pequenos e costumam trocar de sinal com a transferência de calor do ar para a superfície e a formação de orvalho ou geada indicando a transferência de umidade de volta para a superfície. O fluxo de calor no solo costuma ser para baixo durante o dia e para cima à noite.

Fluxos em interfaces podem ser escritos como

$(\overline{w'x'})_s = -U_T (\bar{x}_+ - \bar{x}_-)$ onde U_T é a velocidade de transporte e as barras representam médias móveis da variável. Os símbolos + e - representam valores imediatamente acima e abaixo da interface. Em casos como o da superfície terrestre podemos escrever

$$z = 0 \Rightarrow U_T = C_D \bar{U} \quad (2)$$

enquanto que no topo da camada de mistura z_I em geral escrevemos

$$z = z_I \Rightarrow U_T = w_e \quad (3)$$

onde w_e seria a velocidade de entranhamento.

Assim podemos escrever

$$\begin{aligned} F_u &= (\overline{w'u'})_s = -C_D \bar{U}^2 \\ F_v &= (\overline{w'v'})_s = -C_D \bar{U} \bar{V} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} F_\theta &= (\overline{w'\theta'})_s = -C_H \bar{U} (\bar{\theta} - \bar{\theta}_G) \\ F_q &= (\overline{w'q'})_s = -C_E \bar{U} (\bar{q} - q_s(T_G, p_G)) \end{aligned} \quad (5)$$

onde C_D , C_H , C_E , \bar{U} e $\bar{\theta}$ devem ser determinados num nível z próximo à superfície.

Para condições de estabilidade neutra o valor de C_D pode ser obtido do perfil logarítmico do vento, em condições estáveis ou instáveis pode-se usar a teoria da similaridade de Monin Obukhov. Sobre os oceanos utiliza-se um valor constante.

A partição entre Q_H e Q_{LE} , chamada razão de Bowen ($\beta = \frac{Q_H}{Q_{LE}}$), é determinada pelas condições de umidade de solo e pela capacidade da vegetação de evapotranspirar. Solo seco e/ou vegetação em *stress* hídrico, $Q_H > Q_{LE}$, e $\beta > 1$ enquanto que para solo úmido $Q_H < Q_{LE}$, e $\beta < 1$.

O fluxo de calor para o solo pode ser escrito como

$$Q_G = -k_G \frac{\partial T}{\partial z} \quad (6)$$

onde k_G é a condutividade térmica molecular. A variação de temperatura do solo é dada por

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{C_G} \frac{\partial Q_G}{\partial z} \quad (7)$$

onde C_g é a capacidade calorífica do solo. Assim

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{k_G}{C_G} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (8)$$

Além disso podemos escrever

$$C_G = (1 - \eta_s)c + \eta \quad (9)$$

onde η é umidade volumétrica (m^3/m^3), η_s é a umidade volumétrica de saturação (relacionada à porosidade do solo) e c é a capacidade calorífica do ar seco no solo. Assim, quanto maior a umidade do solo maior a sua capacidade calorífica ou seja maior a quantidade de energia necessária para elevar a temperatura.

Evolução diurna da camada de mistura

A média de Reynolds $\bar{\theta} = \frac{1}{\Delta x \Delta y \Delta z \Delta t} \iiint \theta dx dy dz dt$ definida como uma média móvel no espaço e no tempo (veja Holton, ou Stull, por exemplo) permite escrever a equação da termodinâmica na seguinte forma

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho c_p} \left[L_v E + \frac{\partial Q_R}{\partial z} \right] - \frac{\partial(\bar{u}'\theta')}{\partial x} - \frac{\partial(\bar{v}'\theta')}{\partial y} - \frac{\partial(\bar{w}'\theta')}{\partial z} \quad (10)$$

onde $E=e-c$ é a diferença entre evaporação e condensação. No caso particular da camada limite planetária durante o dia onde a turbulência é predominante, podemos desprezar a subsidência e a mudança de fase assim como a variação vertical do saldo de radiação e considerar o caso homogêneo em x e y . Nesse caso a equação (10) se resume em

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial(\overline{w'\theta'})}{\partial z} \quad (11)$$

Considerando que na camada de mistura $\bar{\theta}(z) = \theta_M = \text{const.}$ e dadas as condições de contorno

$$\begin{aligned} z = 0 &\rightarrow (\overline{w'\theta'})_s = F_s \\ z = z_I &\rightarrow (\overline{w'\theta'})_I = F_I \end{aligned}$$

Podemos escrever

$$\frac{\partial \theta_M}{\partial t} = \frac{F_s - F_I}{z_I} \quad (12)$$

e se parametrizarmos $F_I = -aF_s$ temos em (12) uma expressão para a variação da temperatura potencial na camada de mistura em função do fluxo de calor sensível em superfície. Observações indicam $a \sim 0,2$.

Além disso podemos agora considerar a interface entre a camada de mistura e a atmosfera livre acima dela como ocorrendo em z_I onde, usando (3) podemos escrever

$$F_I = -w_e (\theta^+ - \theta_M) \quad (13)$$

Reescrevendo (10) considerando que a subsidência é importante nessa camada e assim como a variação vertical do saldo de radiação, temos

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho c_p} \left[\frac{\partial Q_R}{\partial z} \right] - \frac{\partial(\overline{w'\theta'})}{\partial z} \quad (14)$$

Integrando (14) ao redor da interface, ou seja de z_I^- a z_I^+ , aplicando a regra de Leibnitz (veja por exemplo pág. 39 do Stull), considerando a subsidência constante na interface, supondo que a radiação líquida na camada de mistura é muito pequena, que acima da interface não há turbulência, e que quando a interface tem largura muito pequena $z_I^- = z_I^+ = z_I$ vem,

$$\begin{aligned}
\int_{z_I^-}^{z_I^+} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} dz &= \frac{d}{dt} \int_{z_I^-}^{z_I^+} \bar{\theta} dz - \bar{\theta}_+ \frac{dz_I^+}{dt} + \bar{\theta}_M \frac{dz_I^-}{dt} = -\frac{dz_I}{dt} (\bar{\theta}_+ - \bar{\theta}_M) \\
\int_{z_I^-}^{z_I^+} \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} dz &= \bar{w} (\bar{\theta}_+ - \bar{\theta}_M) \\
\int_{z_I^-}^{z_I^+} \frac{1}{\rho c_p} \left[\frac{\partial Q_R}{\partial z} \right] dz &= \frac{1}{\rho c_p} (Q_R^+ - Q_R^-) \approx \frac{1}{\rho c_p} Q_R^+ \\
\int_{z_I^-}^{z_I^+} \frac{\partial (\bar{w}' \theta')}{\partial z} dz &= -F_I
\end{aligned}$$

e obtemos

$$\frac{dz_I}{dt} = \frac{1}{\bar{\theta}_+ - \bar{\theta}_M} \left[\frac{Q_R^+}{\rho c_p} - F_I \right] + \bar{w} \quad (15)$$

Portanto a subsidência tende a reduzir a taxa de elevação da altura da inversão, o fluxo de calor para baixo (negativo) na interface tende a aumentar a taxa de elevação de z_I e um resfriamento radiativo acentuado ($Q_R^+ < 0$), em particular na presença de poluição, poeira na camada de mistura, reduz a taxa de elevação de z_I .

Teoremas da circulação; circulação no plano vertical

Usando as equações básicas

$$\begin{aligned}
\frac{d\mathbf{V}}{dt} &= -\alpha \nabla p - g \hat{k} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} + \mathbf{F}r \\
\frac{d\rho}{dt} &= -\rho \nabla \cdot \mathbf{V} \\
p\alpha &= RT \\
dQ &= c_v dT + p d\alpha \\
\theta &= T \left(\frac{1000 hPa}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}}
\end{aligned} \quad (16)$$

Definimos o campo básico das variáveis termodinâmicas, com o sufixo 0 e dependentes de z :

$$\begin{aligned}
p &= p_0(z) + p' \\
\alpha &= \alpha_0(z) + \alpha' \\
T &= T_0(z) + T' \\
\rho &= \rho_0(z) + \rho' \\
p_0 \alpha_0 &= RT \\
\frac{\partial p_0}{\partial z} &= -\rho_0 g \\
\alpha_0 &= \frac{1}{\rho_0} \\
\theta_0 &= T_0 \left(\frac{1000hPa}{p_0} \right)^{\frac{R}{c_p}}
\end{aligned} \tag{17}$$

Usando a equação de estado e a definição de temperatura potencial em (16), substituindo as expressões (17) aplicando o logaritmo da equação e fazendo a expansão em série de Taylor supondo que as perturbações em (17) são muito menores que o valor das variáveis no campo básico escrevemos:

$$\begin{aligned}
\frac{p'}{p_0} &= \frac{\alpha'}{\alpha_0} + \frac{T'}{T_0} \\
\frac{\theta'}{\theta_0} &= \frac{T'}{T_0} - \frac{c_v}{c_p} \frac{p'}{p_0}
\end{aligned} \tag{18}$$

Dutton e Fichtl (1969) mostram que as equações acima podem ser simplificadas de duas formas, uma para movimentos rasos da ordem de até 2-3 km de profundidade e outra para movimentos profundos com a profundidade da troposfera, ou seja, acima de 10 km.

Movimentos rasos (convecção rasa):

$$\begin{aligned}
\frac{p'}{p_0} &\ll \frac{\alpha'}{\alpha_0} \approx \frac{\theta'}{\theta_0} \\
\nabla \cdot \rho \mathbf{V} &= 0 \\
\frac{d\mathbf{V}}{dt} &= -\frac{1}{\rho_0(0)} \nabla p' + \frac{T'}{T_0} g \hat{k} - 2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{V} + \mathbf{F}_r
\end{aligned}$$

Movimentos profundos (convecção profunda):

$$\begin{aligned}
\frac{p'}{p_0} &\ll \frac{\alpha'}{\alpha_0} + \frac{T'}{T_0} \\
\nabla \cdot \rho_0 \mathbf{V} &= 0 \\
\frac{d\mathbf{V}}{dt} &= -\frac{1}{\rho_0} \nabla p' + \left(\frac{T'}{T_0} - \frac{p'}{p_0} \right) g \hat{k} - 2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{V} + \mathbf{F}_r
\end{aligned}$$

Para calcular a circulação definimos

$$C = \oint \vec{V} \cdot d\vec{s}$$

onde s indica o percurso sobre uma curva material (i.e. constituída sempre das mesmas partículas ao longo do tempo). O teorema de Kelvin mostra que

$$\frac{dC}{dt} = \frac{d}{dt} \oint \vec{V} \cdot d\vec{s} = \oint \frac{d\vec{V}}{dt} \cdot d\vec{s}$$

Tomando a integral da equação do movimento no caso de convecção rasa e profunda demonstra-se o teorema da circulação de Bjerkness para o caso sem atrito (e usando o teorema de Stokes para transformar a integral de linha em integral na área A com versor normal n);

Movimentos rasos

$$\begin{aligned} \frac{dC}{dt} &= \iint_A g (\nabla B \times \hat{k}) \cdot \hat{n} dA - \iint_A 2\nabla \times (\vec{\Omega} \times \vec{V}) \cdot \hat{n} dA \\ B &= \frac{T'}{T_0} \end{aligned}$$

Movimentos profundos

$$\begin{aligned} \frac{dC}{dt} &= \iint_A \frac{\nabla \rho_o \times \nabla p'}{\rho_o^2} \cdot \hat{n} dA + \iint_A g (\nabla B \times \hat{k}) \cdot \hat{n} dA - \iint_A 2\nabla \times (\vec{\Omega} \times \vec{V}) \cdot \hat{n} dA \\ B &= \frac{T'}{T_0} - \frac{p'}{p_0} = \frac{\alpha'}{\alpha_0} \end{aligned}$$

Considerando a área A como sendo no plano vertical, com o eixo x ao longo da abcissa, tem-se que a normal à área esta na direção do eixo y . Portanto supondo um esquema como o da Figura 2, se a B aumenta com x , então a circulação deve ser no sentido antihorário ($C > 0$)

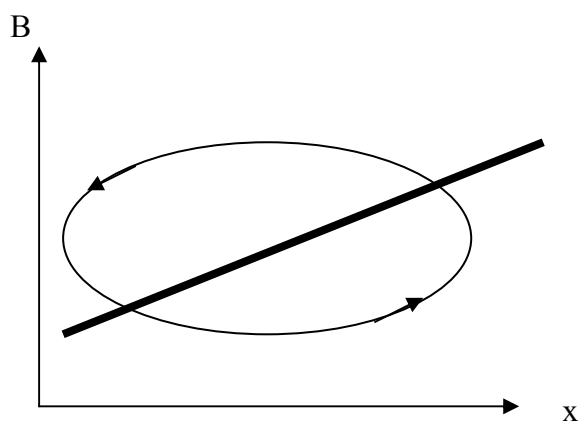


Figura 2. Variação da flutuação B com x e a circulação provocada por esse termo.