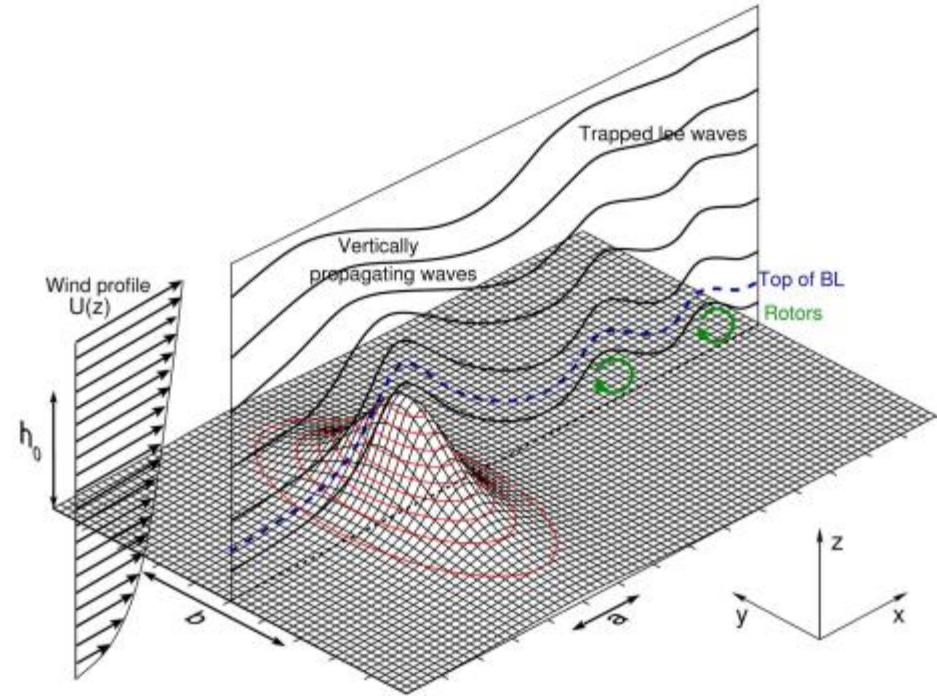


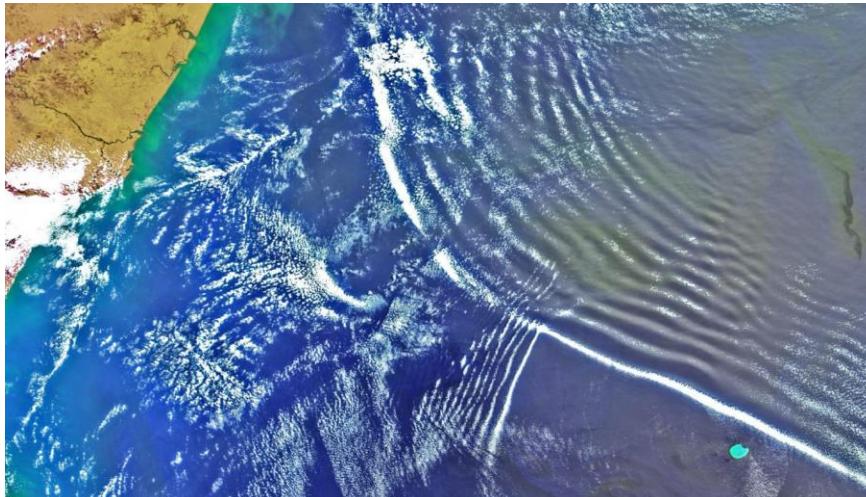
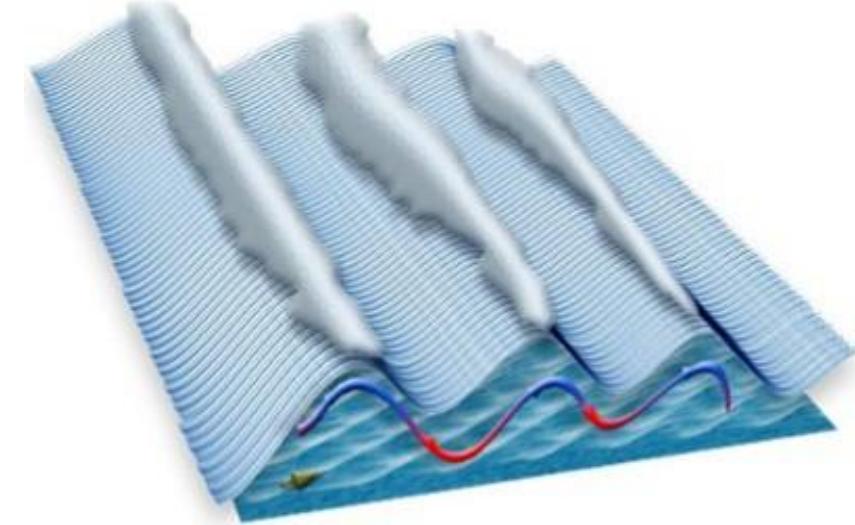
Arrasto Por Onda De Gravidade



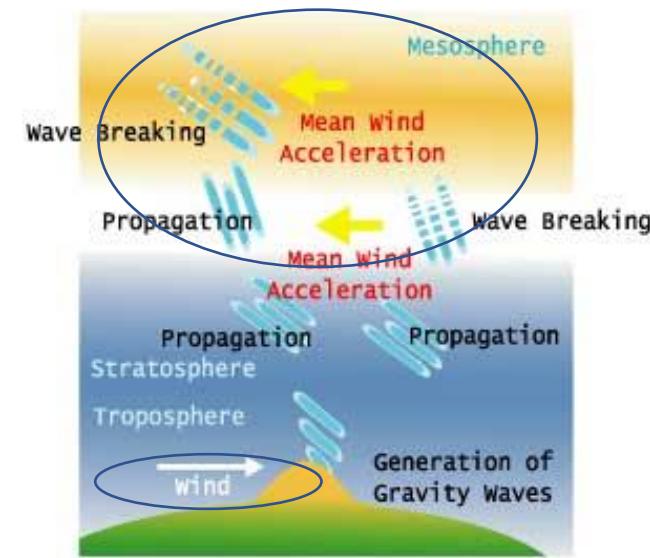
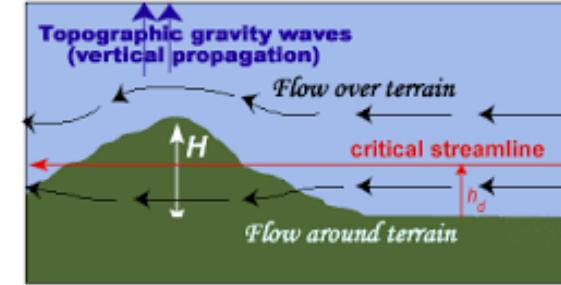


Arrasto Por Onda De Gravidade

Gravity Wave Drag



Parameterized Sub-grid Scale Flow Over Topography



Paulo Yoshio Kubota



Arrasto Por Onda De Gravidade



Os modelos PNT ou Climáticos não podem resolver todas as escalas dos movimentos atmosféricos.

Na prática escala dos fenômenos atmosféricos que não podem ser resolvidos devido a resolução horizontal:

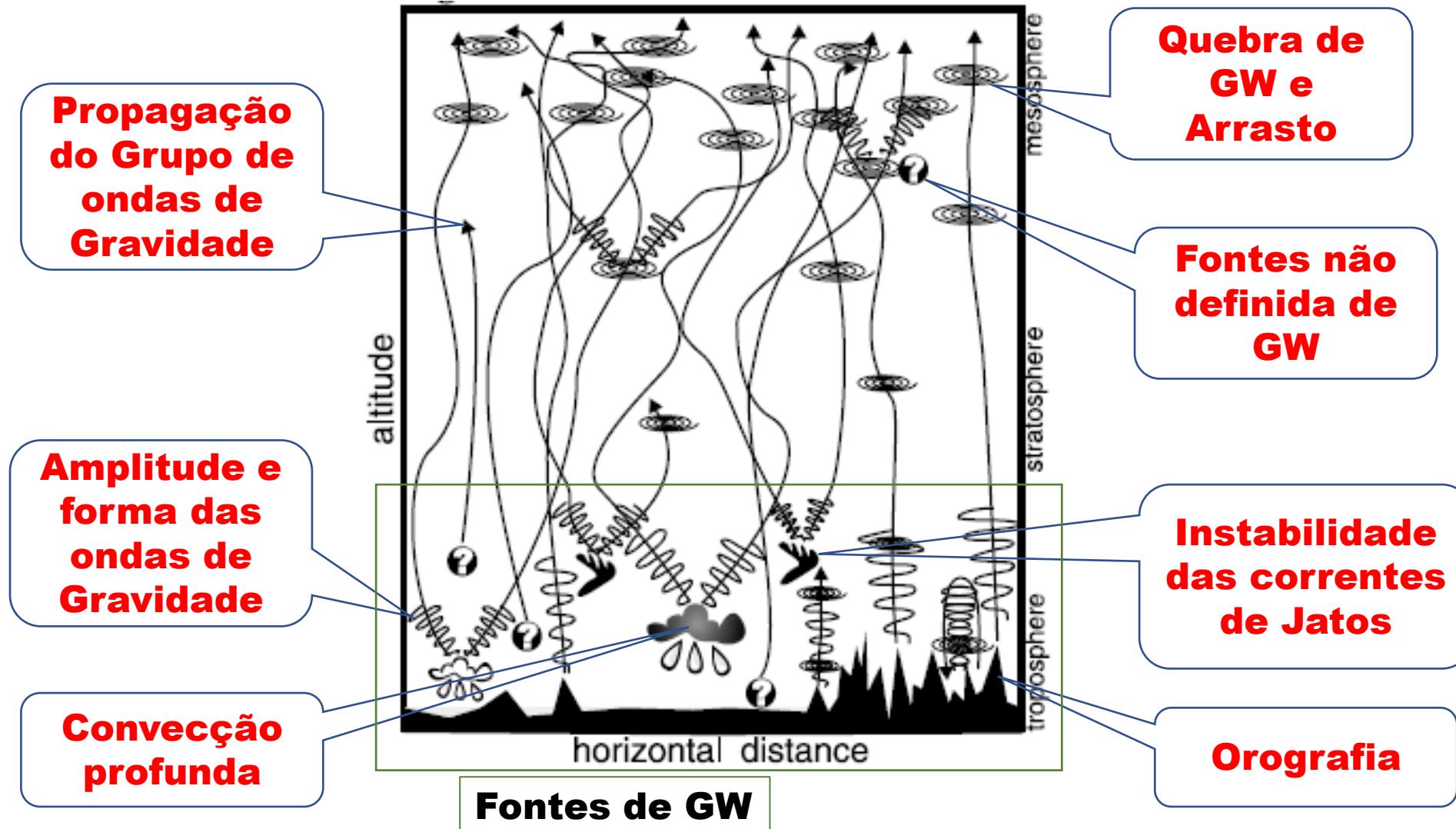
$$\begin{aligned}10\text{km} &< \text{PNT} > 100\text{ km} \\100\text{km} &< \text{Climáticos} > 1000\text{ km}\end{aligned}$$

Muitos Processos Atmosféricos de sub-grade tem escalas horizontais mais curtas em relação a resolução dos modelos e estes processos afetam a larga escala e tem um papel importante na definição da circulação

Se não podem ser resolvidos por modelos de grande escala devem ser parametrizados

Arrasto Por Onda De Gravidade

Onda de Gravidade da Atmosfera são processo não resolvidos pelos modelos

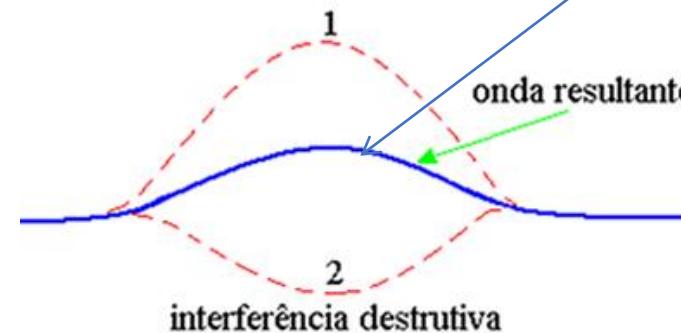
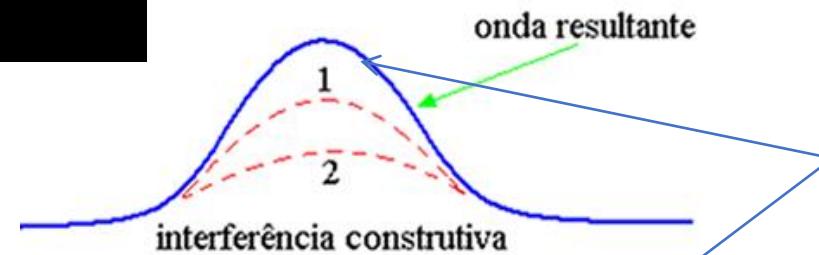




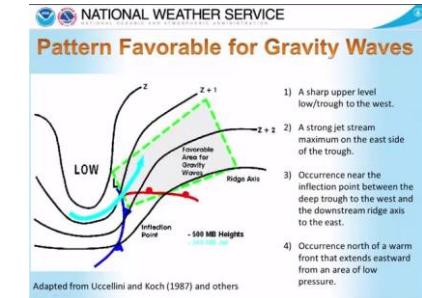
Arrasto Por Onda De Gravidade



A dissipaçāo de **GW** (5 - 500km) produz uma força sobre escala sinótica que atua no escoamento atmosférico



Esta interação é conhecida como
Arrasto Por Onda De Gravidade
GWD



O Termo **Drag** implica na desaceleração do escoamento onde a força sobre o escoamento produzida pela dissipação de **GW** sempre acelera ou desacelera (retarda ou reverte) os escoamentos.



Arrasto Por Onda De Gravidade

Equações Governantes pra o estado médio da Atmosfera



Media de Reynolds $A = \bar{A} + A'$

Lei dos gases $\bar{p} = \bar{\rho} R_d \bar{T}_v$

Temperatura virtual $\bar{T}_v = T(1 + 0.61q_v - q_l)$

Necessita ser parameterizado !

Conservação de momentum

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3}g + f_c \varepsilon_{ij3} \bar{u}_j - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{v \partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \overline{(u'_i u'_j)}_{sfc}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{(u'_i u'_j)}_{pb1}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{(u'_i u'_j)}_{gwdd}}{\partial x_j}$$

Advecção gravidade media Coriolis Grad. Pressão stress Viscous stress Processos Turbulento de superfície Transporte Turbulento pb1 Arrasto por onda de gravidade

Conservação de calor

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = -\frac{1}{\bar{\rho} c_p} \frac{\partial \bar{F}_j}{\partial x_j} - \frac{L_v E}{\bar{\rho} c_p}_{deep} - \frac{L_v E}{\bar{\rho} c_p}_{mic} - \frac{\partial \overline{(u'_i \theta')}_{shall}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{(u'_i \theta')}_{sfc}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{(u'_i \theta')}_{pb1}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{(u'_i \theta')}_{gwdd}}{\partial x_j}$$

Advecção media Radiação L. Calor Latente transporte por shallow cúmulos Aquecimento pela Superfície Transporte Turbulento pb1 Arrasto por onda de gravidade

Conservação de agua total

$$\frac{\partial \bar{q}_t}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{q}_t}{\partial x_j} = \frac{S_{qt}}{\bar{\rho}_{deep}} - \frac{S_{qt}}{\bar{\rho}_{mic}} - \frac{\partial \overline{(u'_j q'_t)}_{shall}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{(u'_j q'_t)}_{sfc}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{(u'_j q'_t)}_{pb1}}{\partial x_j}$$

Advecção media Processo de Precipitação e evaporação transporte por shallow cúmulos Processos umedecimento pela Superfície Transporte Turbulento pb1

2nd ordem



Arrasto Por Onda De Gravidade



Considere as equações de movimento invíscido ($\nu_{viscosidade} = 0$), adiabáticas, não rotativas, estáveis e linearizadas com a aproximação de Boussinesq ($\rho_{ambiente} = cte$):

$$U \frac{\partial u}{\partial x} + V \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{dU}{dz} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1)$$

$$U \frac{\partial v}{\partial x} + V \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{dV}{dz} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (2)$$

$$U \frac{\partial w}{\partial x} + V \frac{\partial w}{\partial y} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} + b_0, \quad (3) \quad b_0 = g \frac{\theta}{\theta_0}$$

$$U \frac{\partial b_0}{\partial x} + V \frac{\partial b_0}{\partial y} + N^2 w = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

Vertical velocity equation:

$$\frac{dw}{dt} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g$$

Linearization

$$\begin{aligned} w &= w' \\ p &= \bar{p} + p' \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -\bar{\rho}g \\ \rho &= \bar{\rho} + \rho' \end{aligned}$$

Linearized vertical velocity equation:

$$\frac{\partial w'}{\partial t} = -g \frac{\rho'}{\bar{\rho}} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z}$$

Buoyancy term

Pressure perturbation
(affects wave propagation)

$$P = \rho gh$$

Essas cinco equações para as cinco incógnitas de perturbação u , v , w , p e b_0 podem ser combinadas em uma única equação de perturbação para w ,



Arrasto Por Onda De Gravidade



$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 \left(\frac{\partial^2 w'}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 w'}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2 w'}{\partial^2 z} \right) + N^2 \left[\frac{\partial^2 [w']}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 [w']}{\partial^2 y} \right] = 0 \quad (7.42)$$

Essas cinco equações para as cinco incógnitas de perturbação u , v , w , p e b_0 podem ser combinadas em uma **única equação de perturbação** para w ,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 (\nabla^2 w') + N^2 \left[\frac{\partial^2 [w']}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 [w']}{\partial^2 y} \right] = 0 \quad (7.42)$$

$$\begin{aligned} & \left(U \frac{\partial}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 \nabla^2 w - \left(\frac{d^2 U}{dz^2} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{d^2 V}{dz^2} \frac{\partial}{\partial y} \right) \\ & \left(U \frac{\partial w}{\partial x} + V \frac{\partial w}{\partial y} \right) + N^2 \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) = 0, \quad (6) \end{aligned}$$

Se as **ondas** são **forçadas por uma montanha isolada**, w (e todas as outras variáveis de perturbação) devem decair para zero como $x \rightarrow \pm\infty$ e $y \rightarrow \pm\infty$.



Arrasto Por Onda De Gravidade

$$U \frac{\partial u}{\partial x} + V \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{dU}{dz} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1)$$

$$U \frac{\partial v}{\partial x} + V \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{dV}{dz} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (2)$$

$$U \frac{\partial w}{\partial x} + V \frac{\partial w}{\partial y} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} + b_0, \quad (3)$$

$$U \frac{\partial b_0}{\partial x} + V \frac{\partial b_0}{\partial y} + N^2 w = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[U \frac{\partial u}{\partial x} + V \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial U}{\partial z} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} \right] \quad \left[U \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(w \frac{\partial U}{\partial z} \right) = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial P}{\partial x} \right]$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[U \frac{\partial v}{\partial x} + V \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} \right] \quad \left[U \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial P}{\partial y} \right]$$

somando as duas equações

$$\left[U \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(w \frac{\partial U}{\partial z} \right) + U \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial P}{\partial y} \right]$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 P}{\partial^2 y} = -\rho_0 \left[U \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial x} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right) + w \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right) + U \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial y} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) + w \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \right]$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 P}{\partial^2 y} = -\rho_0 \left[U \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right] + V \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right] + \frac{\partial w}{\partial x} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right) + w \left[\frac{\partial}{\partial z} \right] \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial w}{\partial y} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \right]$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 P}{\partial^2 y} = -\rho_0 \left[U \frac{\partial}{\partial x} \left[-\frac{\partial w}{\partial z} \right] + V \frac{\partial}{\partial y} \left[-\frac{\partial w}{\partial z} \right] + \frac{\partial w}{\partial x} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right) + w \left[\frac{\partial}{\partial z} \right] \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right) + \frac{\partial w}{\partial y} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \right]$$

Diferenciando (1) em relação a x e (2) em relação a y , **somando as duas equações** e usando também (5) para eliminar u e v , **uma equação para P expressa em termos de w é obtida:**

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = \rho_0 \left(U \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} + V \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z} - \frac{dU}{dz} \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{dV}{dz} \frac{\partial w}{\partial y} \right). \quad (8)$$

Na aproximação linearizada, **a força de arrasto de pressão exercida na montanha** é dado em geral por D: termos de w é obtido:



Arrasto Por Onda De Gravidade



Diferenciando (1) em relação a x e (2) em relação a y , somando as duas equações e usando também (5) para eliminar u e v , **uma equação para P expressa em termos de w é obtida:**

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = \rho_0 \left(U \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} + V \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z} - \frac{dU}{dz} \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{dV}{dz} \frac{\partial w}{\partial y} \right). \quad (8)$$

$$P = -\rho_0 g h(x, y)$$

Na aproximação linearizada, **a força de arrasto de pressão exercida na montanha** é dado em geral por D: termos de w é obtido:

$$(D_x, D_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p(z=0) \left(\frac{\partial h}{\partial x}, \frac{\partial h}{\partial y} \right) dx dy, \quad (9)$$

onde D_x e D_y são as **componentes de arrasto** ao longo da direção x e y , respectivamente.



Arrasto Por Onda De Gravidade



Uma importante quantidade relacionada é o **fluxo vertical do momento horizontal associado às ondas,**

$$(D_x, D_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p(z=0) \left(\frac{\partial h}{\partial x}, \frac{\partial h}{\partial y} \right) dx dy, \quad (9)$$

$$(M_x, M_y) = \rho_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (u, v) w dx dy. \quad (10)$$

Pode ser mostrado usando (1,2,7), integrando por partes e usando também as condições de contorno horizontais em $x, y \rightarrow \pm\infty$ que:

$$(M_x, M_y)(z=0) = -(D_x, D_y), \quad (11)$$

Arrasto Por Onda De Gravidade



Para uma montanha isolada as variáveis podem ser expressas:

$$h(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{h}(k, l) e^{i(kx + ly)} dk dl,$$

$$w(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{w}(k, l, z) e^{i(kx + ly)} dk dl,$$

$$p(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{p}(k, l, z) e^{i(kx + ly)} dk dl,$$

$$\left(\bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 (\nabla^2 w') + N^2 \left[\frac{\partial^2 [w']}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 [w']}{\partial^2 y} \right] = 0$$

\hat{h}, w, \hat{p} , são amplitude das ondas de Fourier . Substituindo na equação de w

$$\frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + \left[\frac{N^2(k^2 + l^2)}{(Uk + Vl)^2} - \frac{1}{Uk + Vl} \right.$$

Obtém a equação de
Taylor-Goldstein

$$\times \left. \left(k \frac{d^2 U}{dz^2} + l \frac{d^2 V}{dz^2} \right) - k^2 - l^2 \right] \hat{w} = 0, \quad (15)$$



Arrasto Por Onda De Gravidade

A condição de contorno inferior (7) pode se escrita:

$$\hat{w}(z=0) = i(U_0 k + V_0 l) \hat{h}. \quad (16)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = \rho_0 \left(U \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} + V \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z} - \frac{dU}{dz} \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{dV}{dz} \frac{\partial w}{\partial y} \right). \quad (8)$$

\hat{h} , w , \hat{p} , são amplitude das ondas de Fourier . Usando as eq. 8,13,14. Substituindo na equação de p

$$\hat{p} = i \frac{\rho_0}{k^2 + l^2} \left[\left(k \frac{dU}{dz} + l \frac{dV}{dz} \right) \hat{w} - (Uk + VL) \frac{\partial \hat{w}}{\partial z} \right]. \quad (17)$$

Usando as eq. 13,14. Podemos simplificar a eq(9) $(D_x, D_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p(z=0) \left(\frac{\partial h}{\partial x}, \frac{\partial h}{\partial y} \right) dx dy, \quad (9)$

$$(D_x, D_y) = 4\pi^2 i \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (k, l) \hat{p}^*(z=0) \hat{h} dk dl, \quad (18)$$

Usando as eq. 13,14. Podemos simplificar a eq(10) $(M_x, M_y) = \rho_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (u, v) w dx dy. \quad (10)$

$$(M_x, M_y) = 4\pi^2 \rho_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (\hat{u}^*, \hat{v}^*) \hat{w} dk dl,$$

O asterisco define o complexo conjugado

Arrasto Por Onda De Gravidade



$$\hat{w} = i(Uk + Vl)\hat{h}e^{imz}, \quad (20)$$

where

$$m = \frac{N(k^2 + l^2)^{1/2}}{Uk + Vl} \quad (21)$$

Assume-se que o número de onda na vertical é $N^2 > 0$ $N > 0$ a função é real

$$(D_x, D_y) = 4\pi^2 \rho_0 N \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(k, l)}{(k^2 + l^2)^{1/2}} \times (Uk + Vl) |\hat{h}|^2 dk dl, \quad (22)$$

$$(D_x, D_y) = 4\pi^2 \rho_0 N \mathcal{U} ah_0^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(k', l')}{(k'^2 + l'^2)^{1/2}} \times (k' \cos \psi + l' \sin \psi) |\hat{h}'|^2 dk' dl', \quad (23)$$



Arrasto Por Onda De Gravidade



$$U = \mathcal{U} \cos \psi, \quad V = \mathcal{U} \sin \psi. \quad (24)$$

$$h(x, y) = \frac{h_0}{[1 + (x/a)^2 + (y/a)^2]^{3/2}} \Rightarrow \hat{h}' = \frac{1}{2\pi} e^{-(k^2 + l^2)^{1/2}}, \quad (25)$$

$$D_{0x} = \frac{\pi}{4} \rho_0 N U a h_0^2,$$



Arrasto Por Onda De Gravidade



Um Modelo Simples



Arrasto Por Onda De Gravidade

$$\begin{aligned} U \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} &= b, \\ U \frac{\partial b}{\partial x} + N^2 w &= \frac{gQ}{c_p T_0}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0. \end{aligned}$$

$$\Phi = \frac{p}{\rho_0}$$
$$b = g \frac{\theta}{\theta_0}$$

2-Dimensional x-z
Steady-state
Non-rotating
Hydrostatic
Inviscid
Boussinesq
Linearized – Small perturbations
U, N Constant with x and z

$$\frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + \frac{N^2}{U^2} \hat{w} = \frac{g \hat{Q}}{c_p T_0 U^2}.$$

$$\frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + \frac{N^2}{U^2} \hat{w} = 0;$$

$$w(0) = U(0) \frac{\partial h}{\partial x}$$

Convective Forcing

Orographic Forcing

Paulo Yoshio Kubota



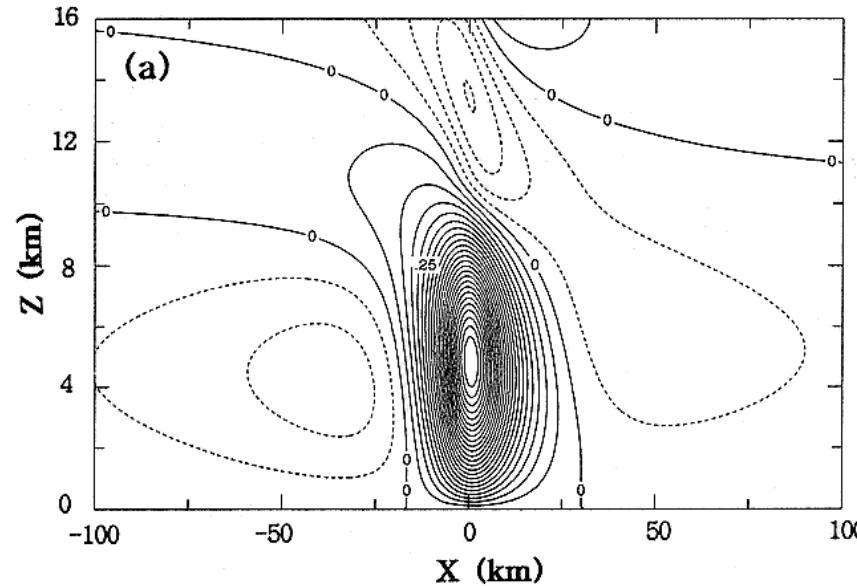
Arrasto Por Onda De Gravidade



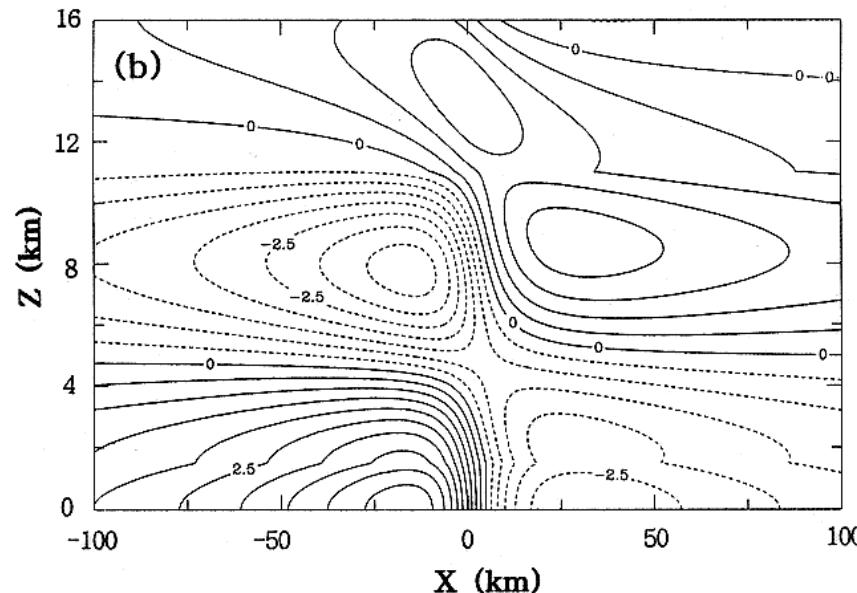
$$Q(x, z) = \begin{cases} 0 & \text{for } 0 \leq z < z_b, \\ Q_0 \left(\frac{a_1^2}{x^2 + a_1^2} - \frac{a_1 a_2}{x^2 + a_2^2} \right) & \text{for } z_b \leq z \leq z_t, \\ 0 & \text{for } z > z_t, \end{cases}$$

Arrasto Por Onda De Gravidade

w



u



$$U = 15 \text{ m/s}$$

$$N = 0.007 \text{ s}^{-1}$$

$$Z_b = 1.5 \text{ km}$$

$$Z_t = 11 \text{ km}$$

$$a_1 = 10 \text{ km}$$

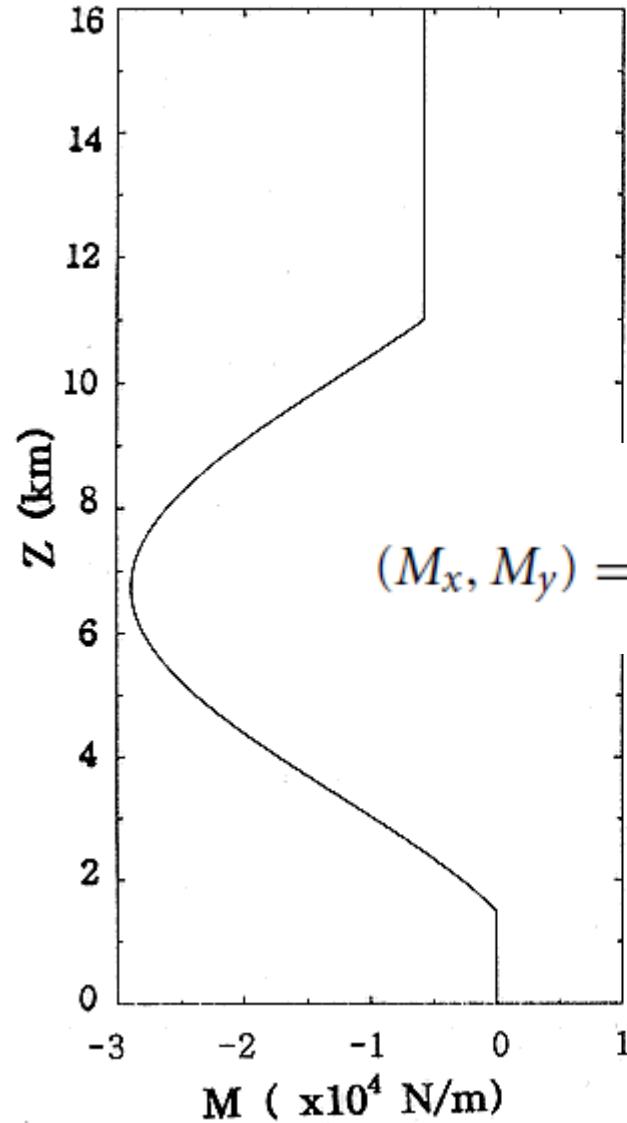
$$a_2 = 5 a_1$$

$$T_0 = 273 \text{ K}$$

$$Q_0 = 1 \text{ J/kg/s}$$

$$\frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + \frac{N^2}{U^2} \hat{w} = \frac{g \hat{Q}}{c_p T_0 U^2}.$$

Arrasto Por Onda De Gravidade



$$(M_x, M_y) = \rho_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (u, v) w \, dx dy. \quad (10)$$



Arrasto Por Onda De Gravidade



$$M = \rho_0 \int_{-\infty}^{\infty} uw \, dx.$$

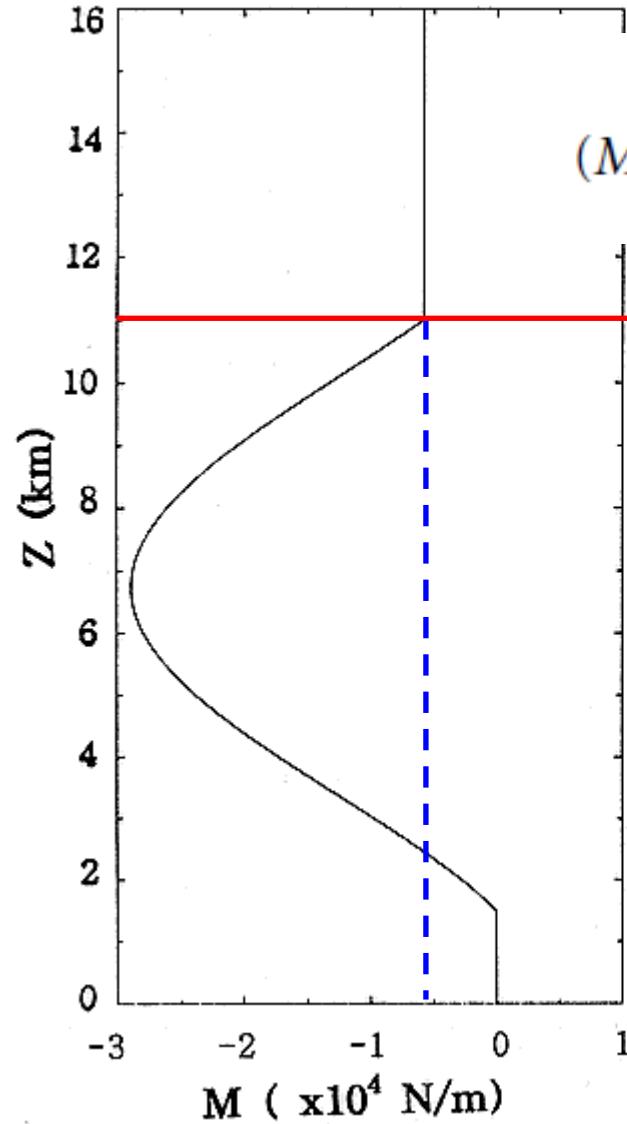
$$(M_x, M_y) = 4\pi^2 \rho_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (\hat{u}^*, \hat{v}^*) \hat{w} \, dk dl,$$

$$M = 0 \quad \text{for } 0 \leq z < z_b,$$

$$M = -\rho_0 \pi a_1^2 \lambda \left(\frac{g Q_0}{c_p T_0 N^2} \right)^2 (\cos \lambda z_t - \cos \lambda z_b)(\cos \lambda z - \cos \lambda z_b) \ln \left[\frac{(a_1 + a_2)^2}{4a_1 a_2} \right] \quad \text{for } z_b \leq z \leq z_t,$$

$$M = -\rho_0 \pi a_1^2 \lambda \left(\frac{g Q_0}{c_p T_0 N^2} \right)^2 (\cos \lambda z_t - \cos \lambda z_b)^2 \ln \left[\frac{(a_1 + a_2)^2}{4a_1 a_2} \right] \quad \text{for } z > z_t.$$

Arrasto Por Onda De Gravidade



$$(M_x, M_y) = \rho_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (u, v) w \, dx dy. \quad (10)$$



Arrasto Por Onda De Gravidade



$$M = \rho_0 \int_{-\infty}^{\infty} uw \, dx.$$

$$\frac{dM}{dz} = -\frac{\rho_0 g}{c_p T_0 N^2 U} \int_{-\infty}^{\infty} bQ \, dx.$$

$$\frac{dM}{dz} = 0$$

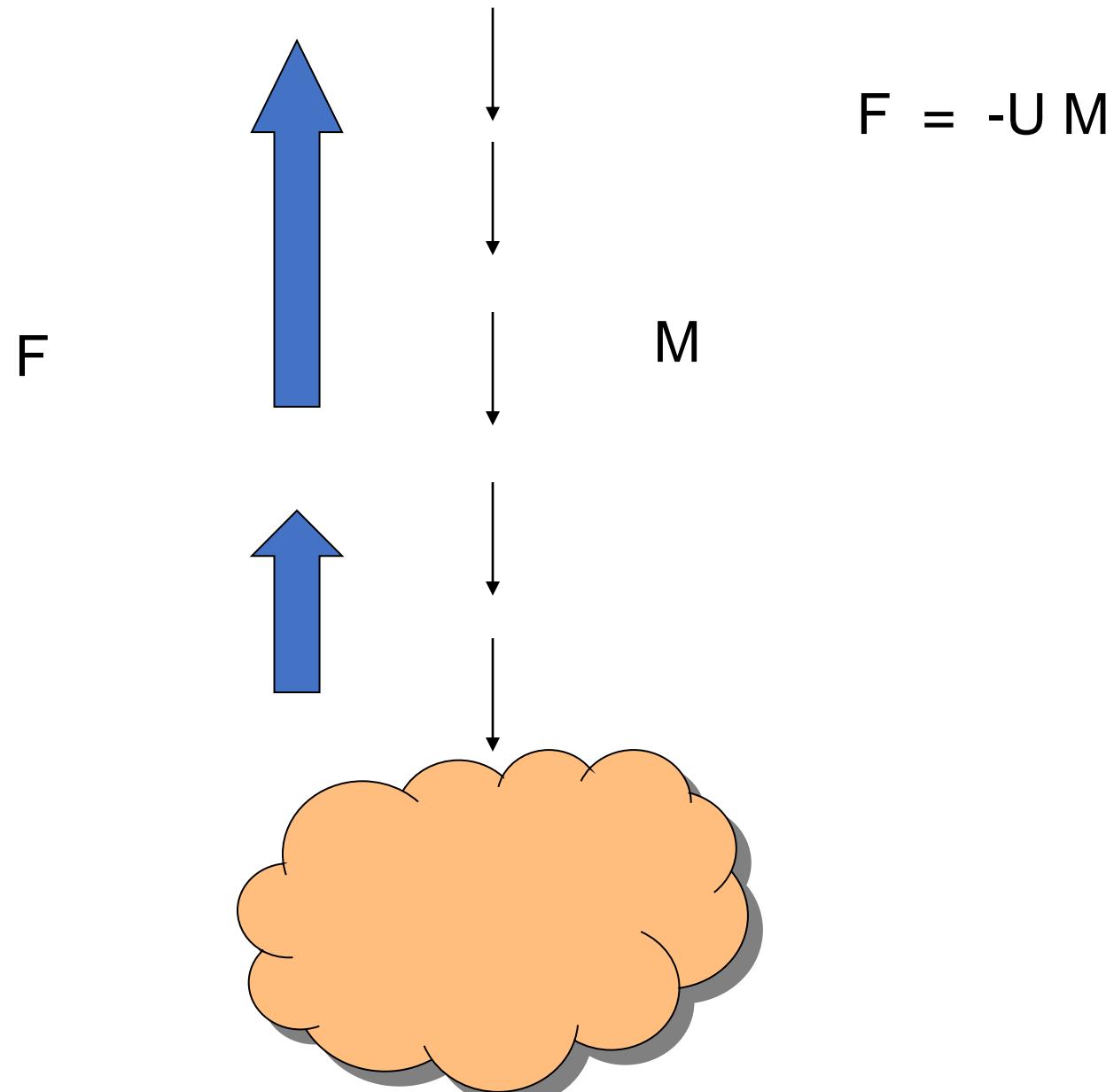
$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi w \, dx = -U \int_{-\infty}^{\infty} uw \, dx.$$

$$F = -U M$$



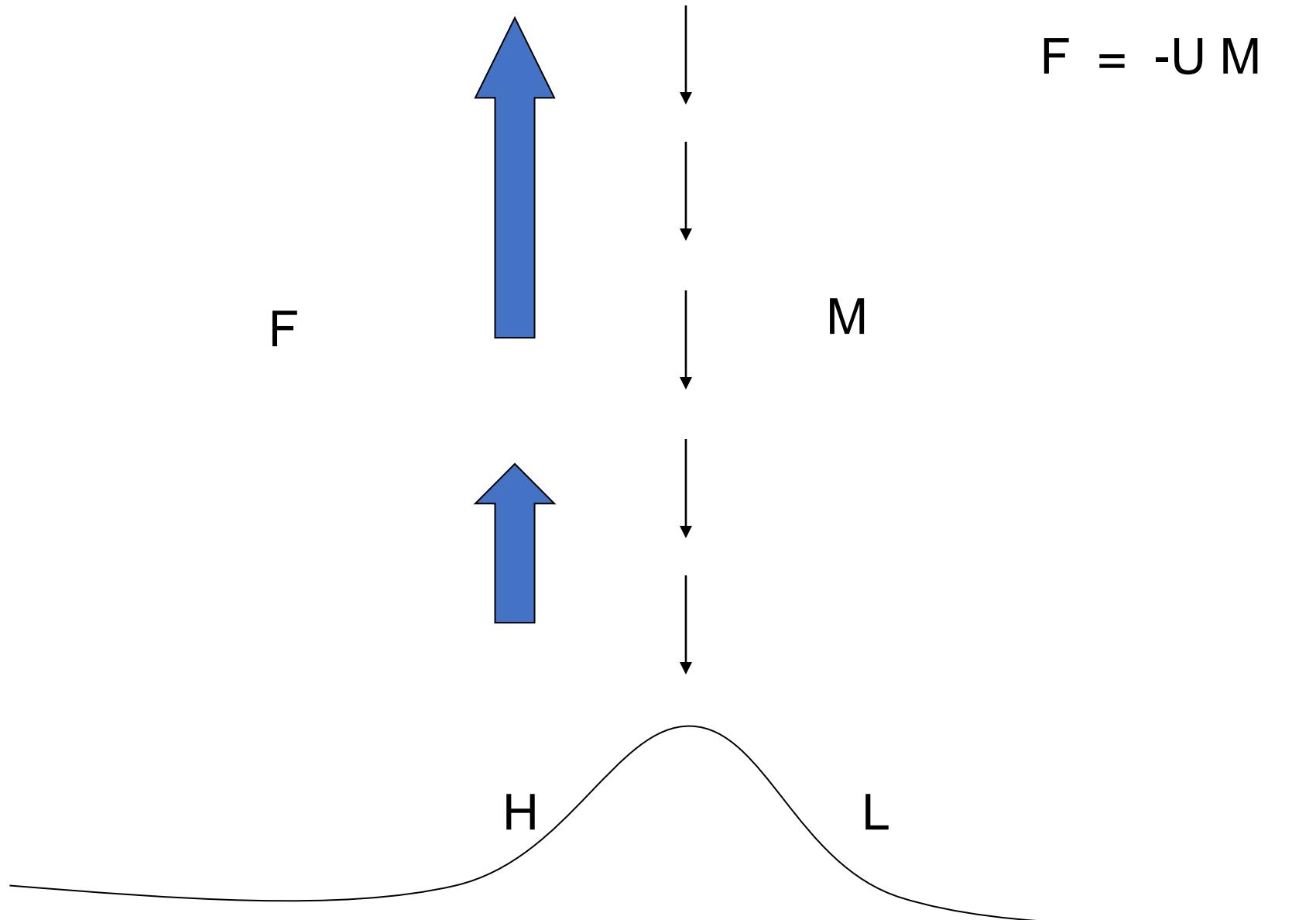
$$F_z = -U_z M$$

Arrasto Por Onda De Gravidade





Arrasto Por Onda De Gravidade



$$F = -U M$$



Arrasto Por Onda De Gravidade



$$F = -U M$$

Parameterization proposed by Chun and Baik 1998

Arrasto Por Onda De Gravidade



$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \dots - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial z}$$

$$\tau = \frac{1}{\Delta x} \int_0^{\Delta x} \rho u' w' dx \quad \rightarrow \quad \tau \approx \frac{M}{\Delta x}$$

$$M = \rho_o \int_{-\infty}^{\infty} u' w' dx$$

$$M = -\rho_0 \pi a_1^2 \lambda \left(\frac{g Q_0}{c_p T_0 N^2} \right)^2 (\cos \lambda z_t - \cos \lambda z_b) (\cos \lambda z - \cos \lambda z_b) \ln \left[\frac{(a_1 + a_2)^2}{4a_1 a_2} \right] \quad \text{for } z_b \leq z \leq z_t,$$



\downarrow

$$a_1 = \alpha \Delta x$$

$$c_1 = 1.41$$

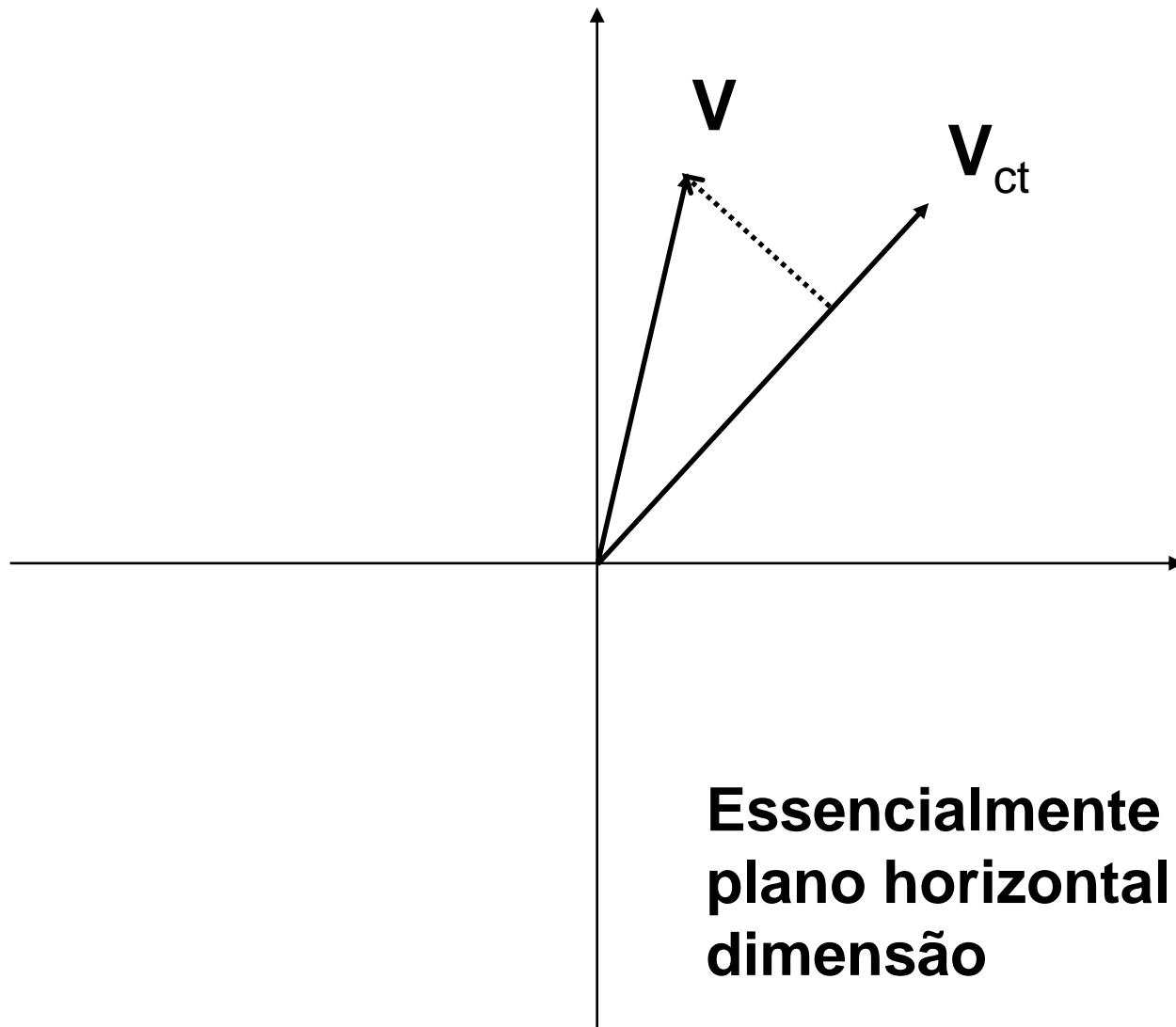
$$c_2 = -0.38$$

$$\alpha = 0.1$$

$$\tau = -g^2 \alpha^2 c_1 c_2^2 \frac{\rho H^2 \Delta x}{N^3 U T^2}$$

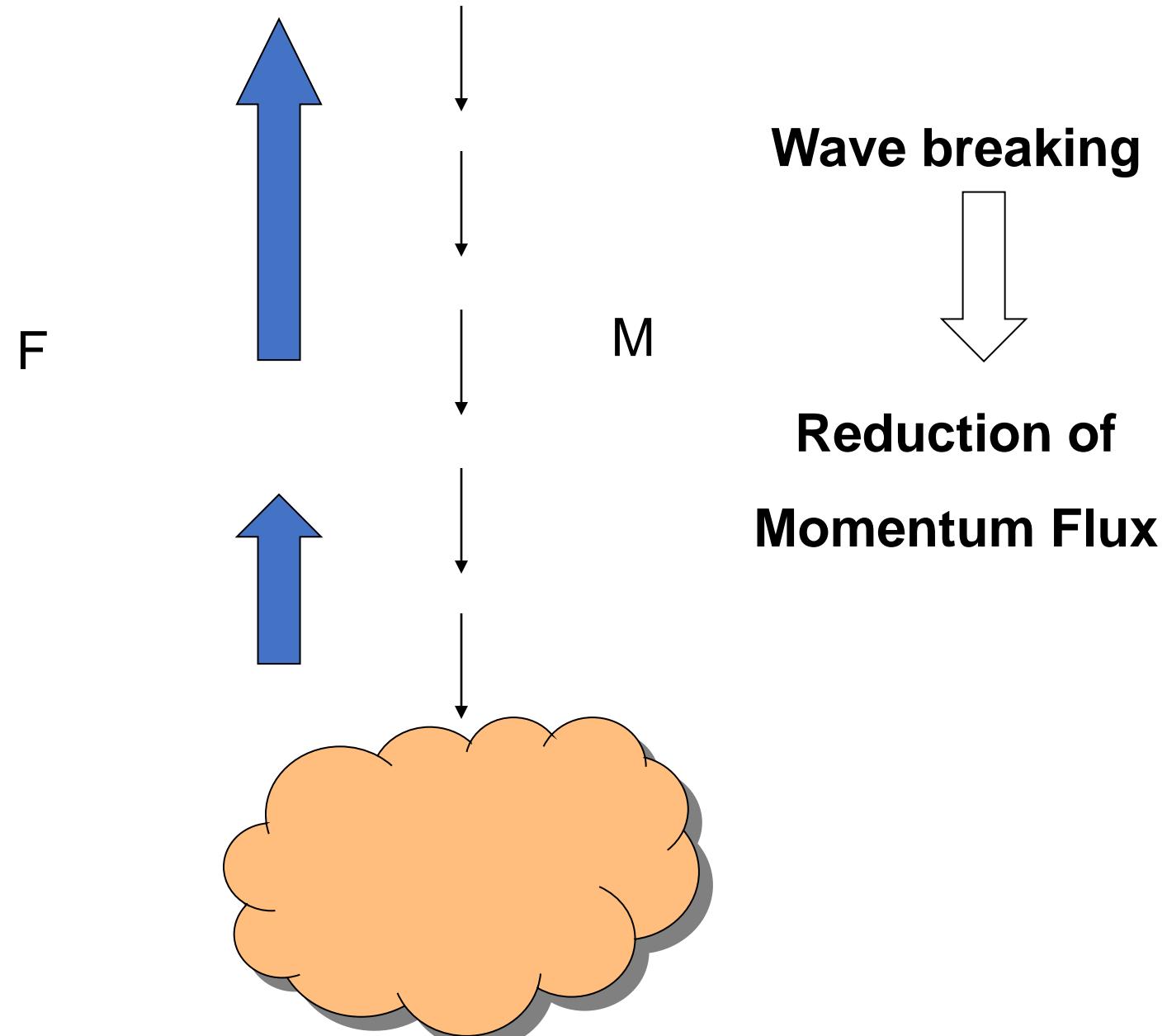


Arrasto Por Onda De Gravidade





Arrasto Por Onda De Gravidade



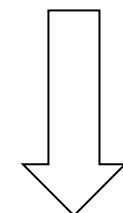
Arrasto Por Onda De Gravidade

Lindzen's Saturation Hypothesis

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \dots - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial z}$$

Se $Ri_w = \frac{N_w^2}{\left(\frac{\partial U_w}{\partial z} \right)^2} < \frac{1}{4}$

Reduz a amplitude da ondas tal que $Ri = 1/4$



$$\tau = -g^2 \alpha^2 c_1 c_2^2 \frac{\rho H^2 \Delta x}{N^3 U T^2}$$

Fornece um novo arrasto com intensidade
reduzida τ_s



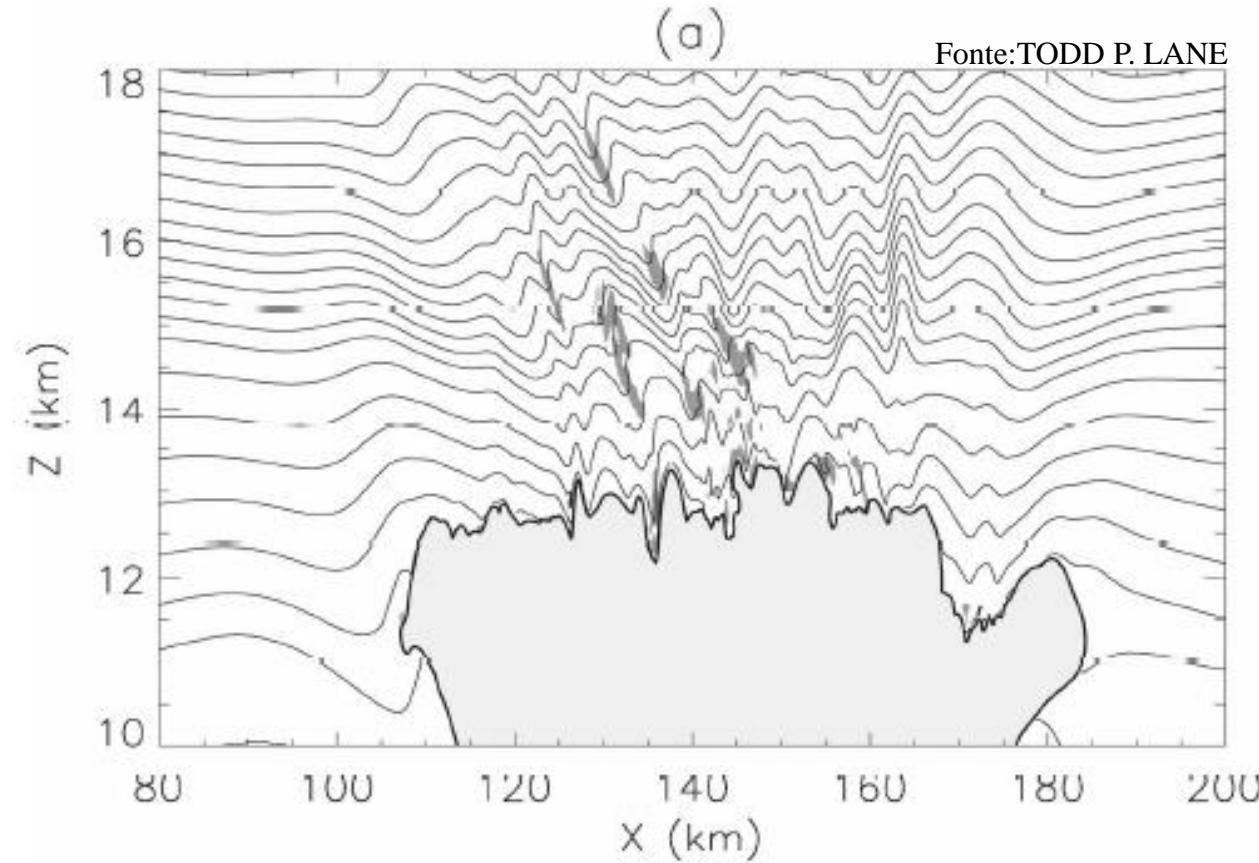
Arrasto Por Onda De Gravidade



As principais razões para a quebra de ondas, redução de Stress e deposição de momentum

1. Critical levels
2. Low wind speeds
3. Low density

Arrasto Por Onda De Gravidade



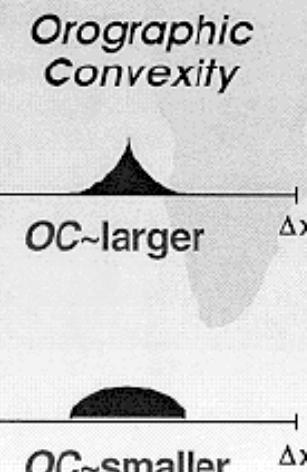
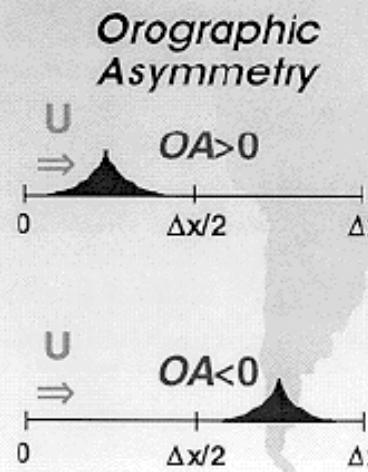
A Figura 4 mostra a nuvem, temperatura potencial, e coeficiente de mistura turbulenta durante a evolução da convecção modelada. Aos 60 min (Fig. 4a), a convecção modelada atingiu a tropopausa (11,5 km). Acima de a convecção profunda, na estratosfera inferior, as ondas gravidade são evidentes no campo de temperatura potencial.

PARAMETERIZATION SCHEME FOR OROGRAPHIC GRAVITY-WAVE DRAG

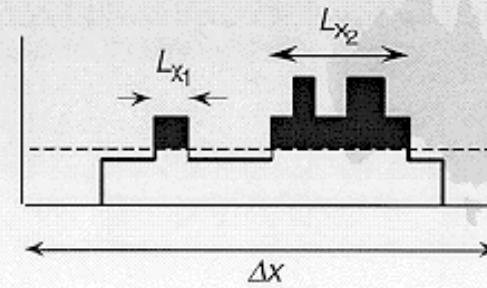
by Kim and Arakawa (1995)

τ_0

$$\tau_0 = f(t, \rho_o, U_o, N_o, SD, OA, OC, L_x) \quad \& \quad \frac{\tau}{\tau_0} \approx \frac{\ell^2}{\ell_o^2} \quad \text{for } OA > 0$$



Area of Subgrid-Scale Orography



Young-Joon Kim, JPL



Arrasto Por Onda De Gravidade

GWDO : GWD induzida pela Orografia

GWDC : GWD induzida pela Convecção

4.1 Conceito

Este esquema inclui o efeito do arrasto induzido pelas ondas gravitacionais devido a montanha a partir da orografia da sub-grade, incluindo quebra por convecção, quebra por cisalhamento e presença de níveis críticos. Os efeitos são fortes na presença de forte cisalhamento vertical do vento e camada termicamente estável.

Quantidade de arrasto de onda no nível de referência:

$$\tau_{GWD} = -E \frac{m}{\Delta x} \frac{\rho_0 U_0^3}{N_0} \frac{Fr^2}{Fr^2 + C_G / OC}$$

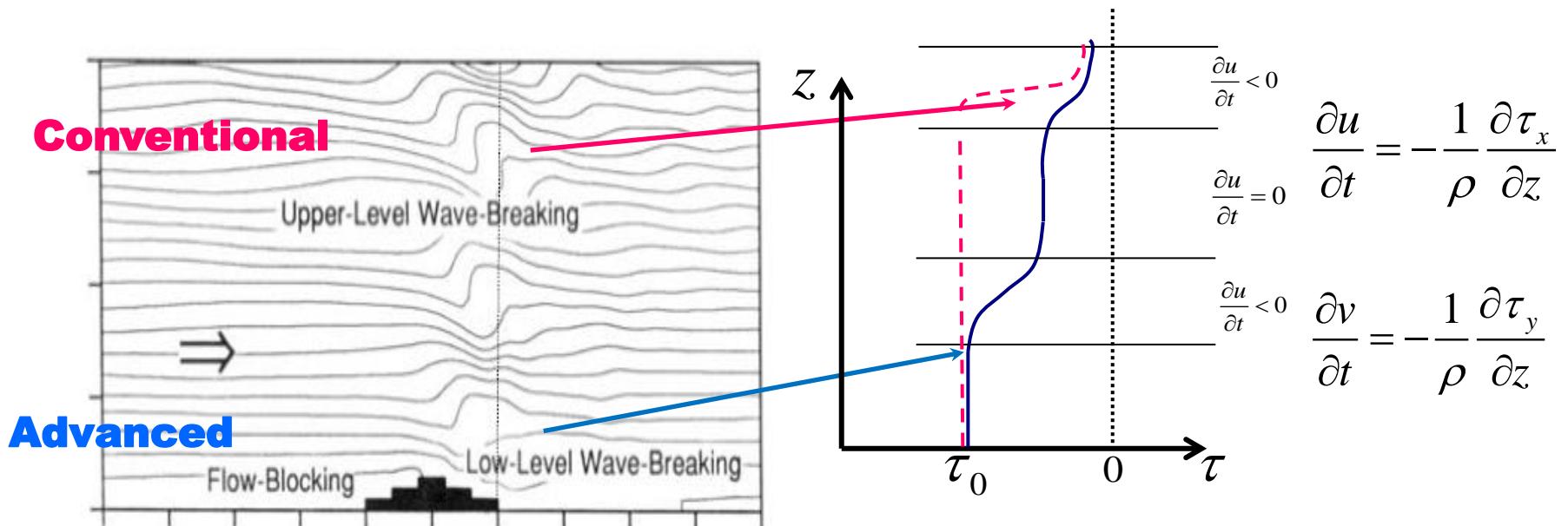
$$E \equiv (OA + 2)C_E Fr_0 / Fr_c$$

$$Ri_w = \frac{N_w^2}{\left(\frac{\partial U_w}{\partial z}\right)^2} < \frac{1}{4}$$

Conventional : O convencional é baseado no R_i mecanismo de quebra de onda usando a hipótese de saturação que trabalha principalmente na atmosfera superior.

Advanced: o novo mecanismo de quebra de onda é baseado na estatística da orografia usando conceito (meio) teórico (Scorer parameter $\sim \frac{BVF^2}{U^2}$) e (meio) empírico obtido da simulação de ondas de montanha de mesoescala. Trabalha principalmente na baixa atmosfera. A quebra do escoamento foi também introduzido recentemente.

4.2 Arrasto de ondas de gravidade na baixa troposfera (Kim and Arakawa 1995)



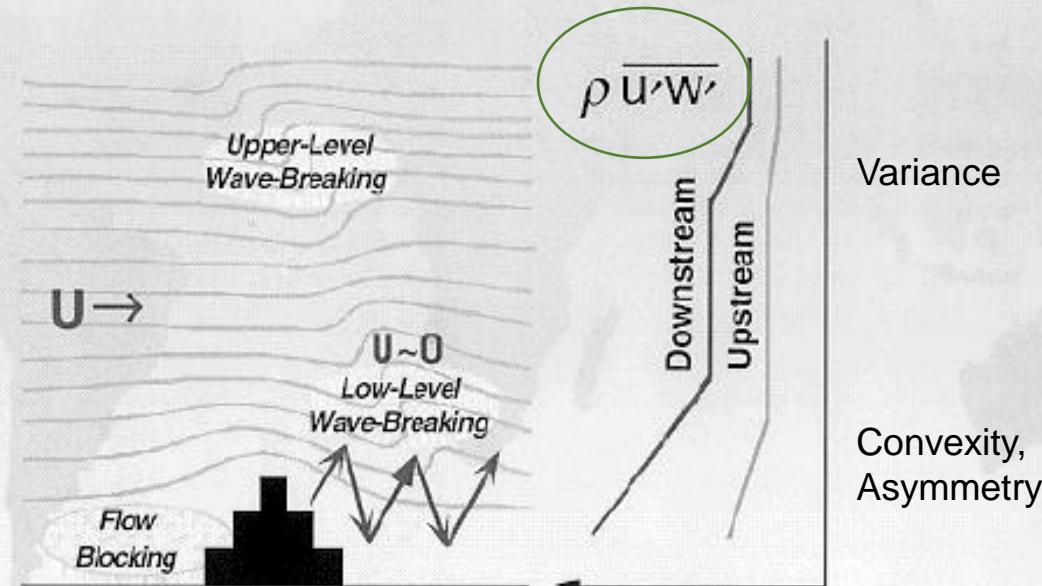
Stress no nível de referencia $\tau_0 = -E \frac{1}{\Delta x} \frac{\rho_0 U_0^3}{N_0} \frac{Fr^2}{Fr^2 + 0.5 OC}$ $\Rightarrow U_0 = \frac{1}{h} \int_{k=1}^{k=k_{pbl}} U dz$

Nível de referencia(KA95) : Max (2, KPBL)

PARAMETERIZATION OF OROGRAPHIC GRAVITY WAVES

by Kim and Arakawa (1995) & Kim (1996)

$$\tau_0 = ?$$



Young-Joon Kim, JPL

Arrasto Por Onda De Gravidade

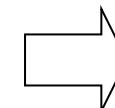
$$M_{ct}(c, \varphi, z_{ct}) = \text{sgn}[c - U_{ct}(\varphi)] \rho_{ct} \frac{2(2\pi)^3}{A_h L_t} \left(\frac{g}{c_p T_{ct} N_q^2} \right)^2 \frac{N_{ct} |X|^2}{|c - U_{ct}(\varphi)|} \Theta(c, \varphi)$$

WRF	Source

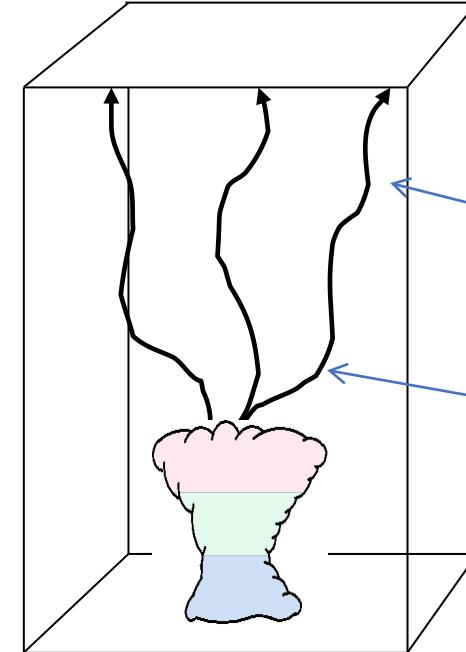
$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \dots - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial z}$$

$$\tau = \frac{1}{\Delta x} \int_0^{\Delta x} \rho u' w' dx$$

$$M = \rho_o \int_{-\infty}^{\infty} u' w' dx$$



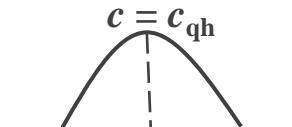
$$\tau \approx \frac{M}{\Delta x}$$



$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z}$$

$$\Theta(c, \varphi) = q_0^2 \left(\frac{\delta_h \delta_t}{32\pi^{3/2}} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{1 + (c - c_{qh})^2 / c_0^2}},$$



Arrasto Por Onda De Gravidade

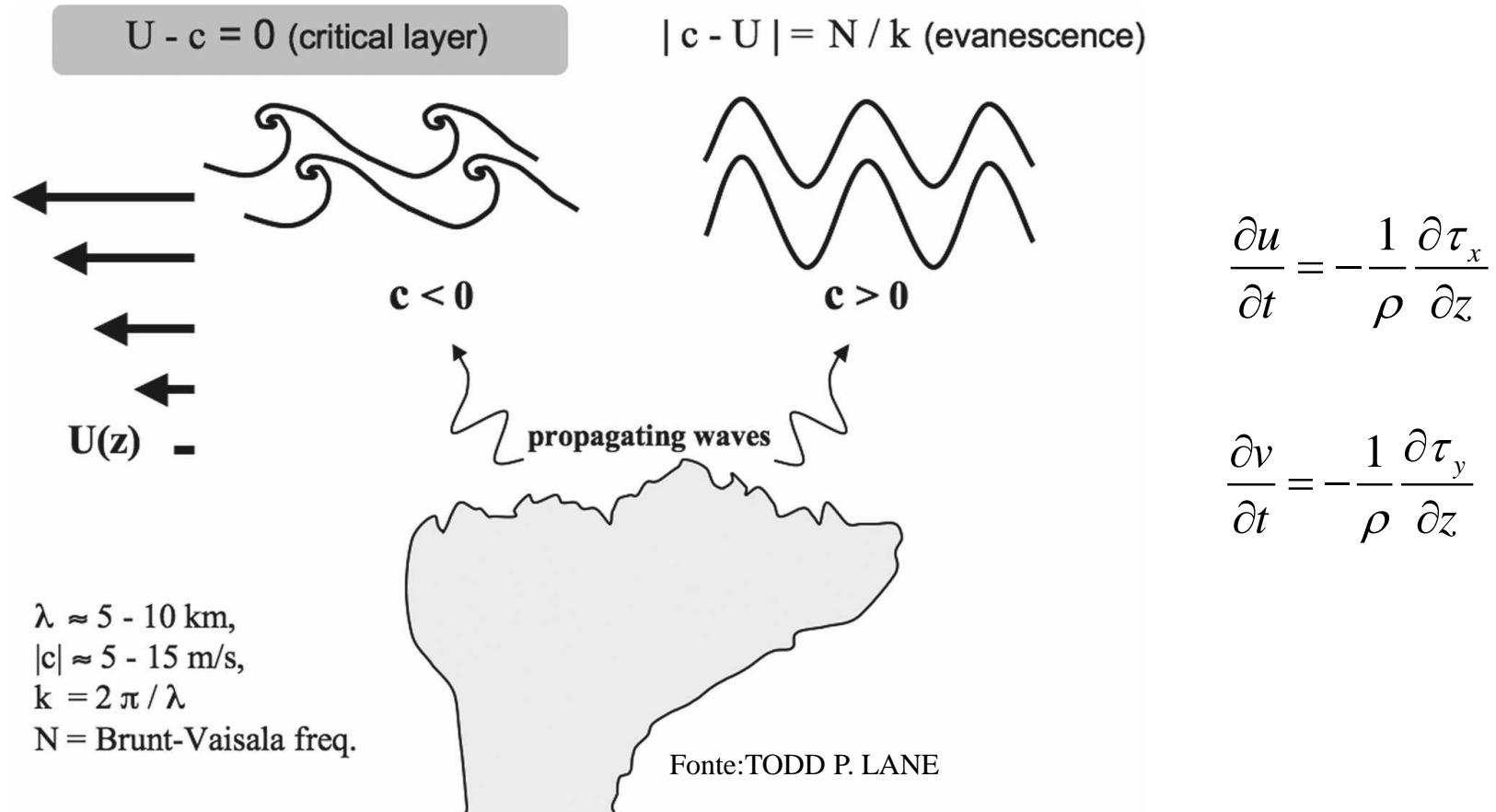


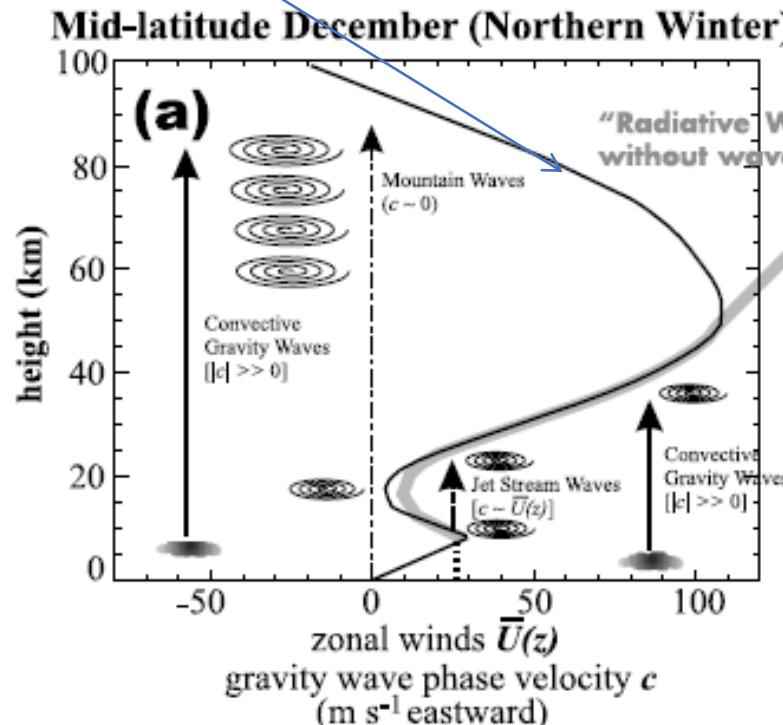
FIG. 1. Esquema da propagação e quebra da onda gravitacional acima da convecção profunda em um ambiente com cisalhamento negativo do vento acima da nuvem, em um referencial movendo-se com o vento do topo da nuvem. Se a mudança na velocidade do vento for suficientemente grande, as ondas com velocidade de fase negativa encontrarão uma camada crítica e quebrarão em turbulência, enquanto as ondas com velocidade de fase positiva se tornarão evanescentes. Valores típicos de velocidades de fase e comprimentos de onda horizontais são mostrados.

Arrasto Por Onda De Gravidade

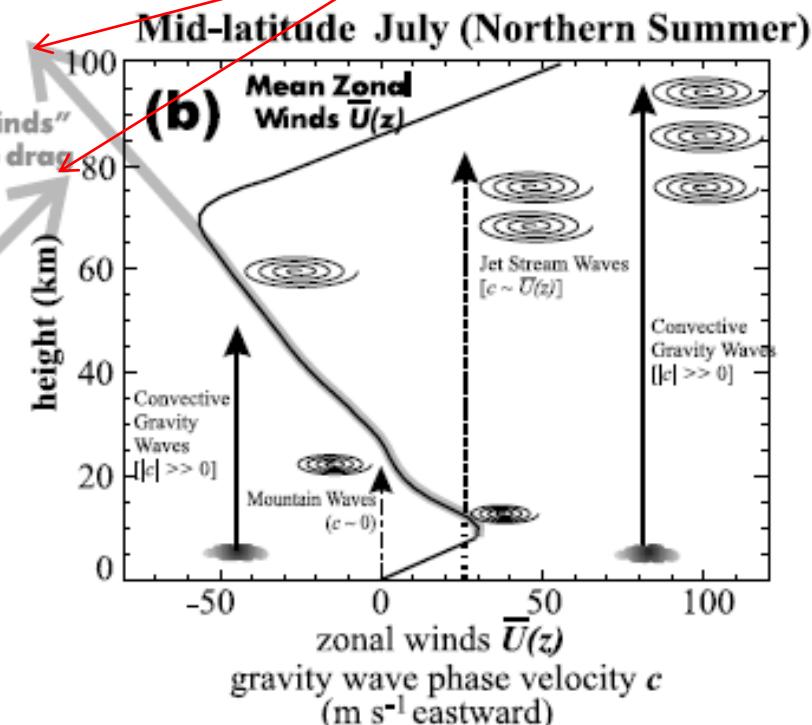
Mecanismos de amortecimento deturpados em modelos

Atmos em Equilíbrio Radiativo

Vento observado



Vento Sem Parametrização do GWD



c = velocidade de fase da onda de gravidade

$c = 0$ **Ondas de gravidade de Montanhas**

$|c| \gg 0$ **Ondas de gravidade Convectiva**

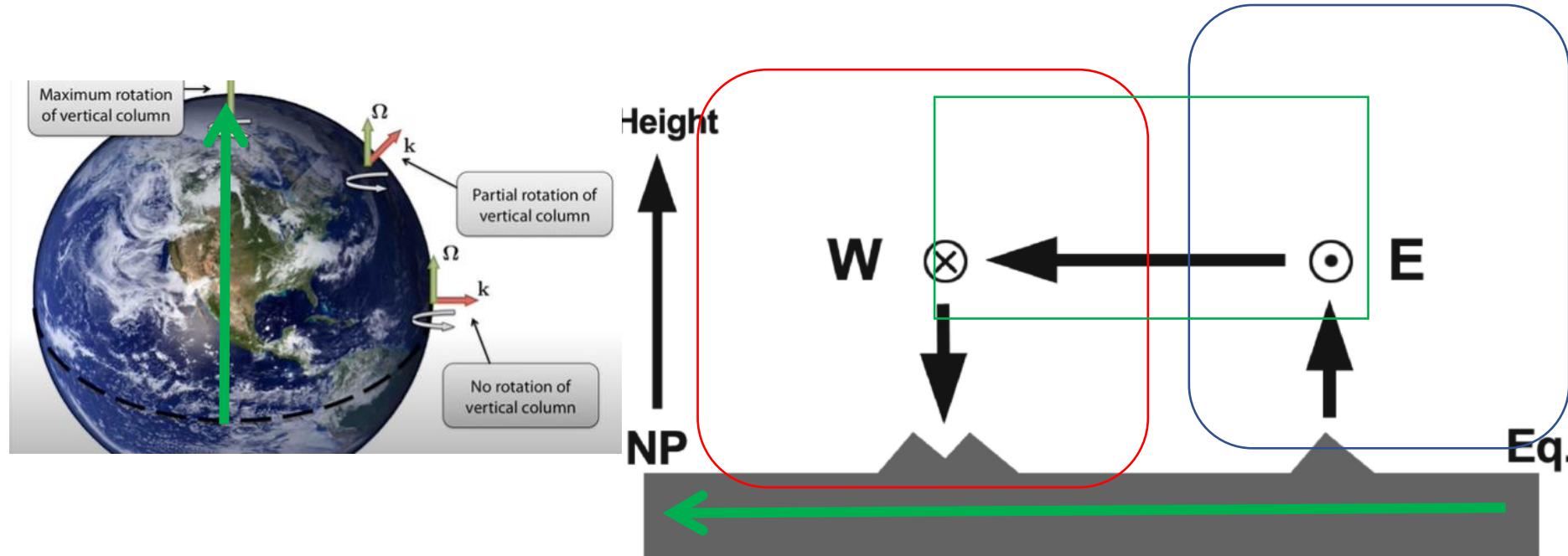
$c \sim \bar{U}(z)$ **Ondas de gravidade de Correntes de Jatos**

Arrasto Por Onda De Gravidade

Orografia aprimorada e os efeitos no arrasto por ondas de gravidade



Transporte de Momentum Angular entre a Atmosfera e Superfície Hemisfério Norte



O momento angular é transportado verticalmente de oeste para o solo sobre uma área montanhosa em latitudes médias e do solo para leste em baixas latitudes.

Para equilibrar a perda de momento na região oeste e o ganho na região leste, o transporte de momento meridional surge para manter a continuidade da massa.



Arrasto Por Onda De Gravidade

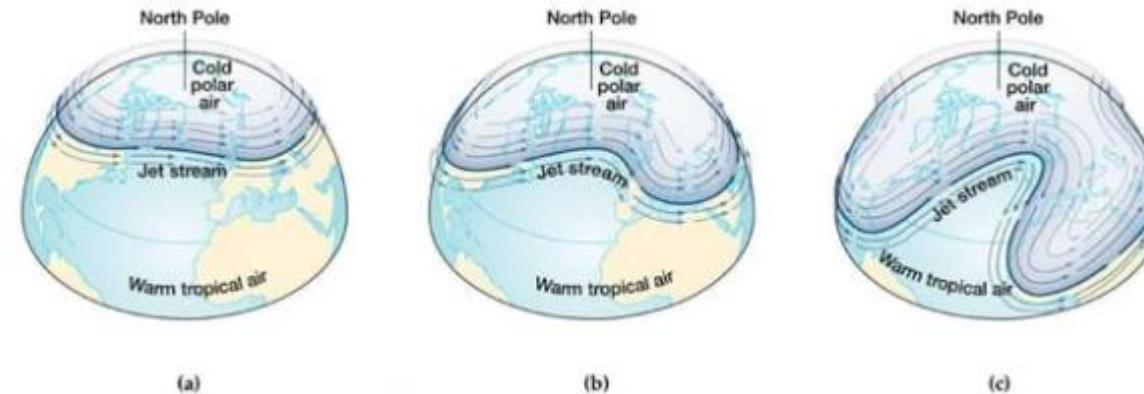
Orografia aprimorada e os efeitos no arrasto por ondas de gravidade



Transporte de Momentum Angular entre a Atmosfera e Superfície Hemisfério Norte

As melhorias na simulações dos modelos obtidas com o aprimoramento da orografia:

- Vieram em sua maior parte de uma maior geração de ondas de Rossby,



- Os efeitos parametrizados das ondas gravidade em escala de sub-grade tem pouca contribuição nos momentum dos modelos

(embora as informações na orografia de sub-grade sejam usadas para criar a orografia em escala de grade).

Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade

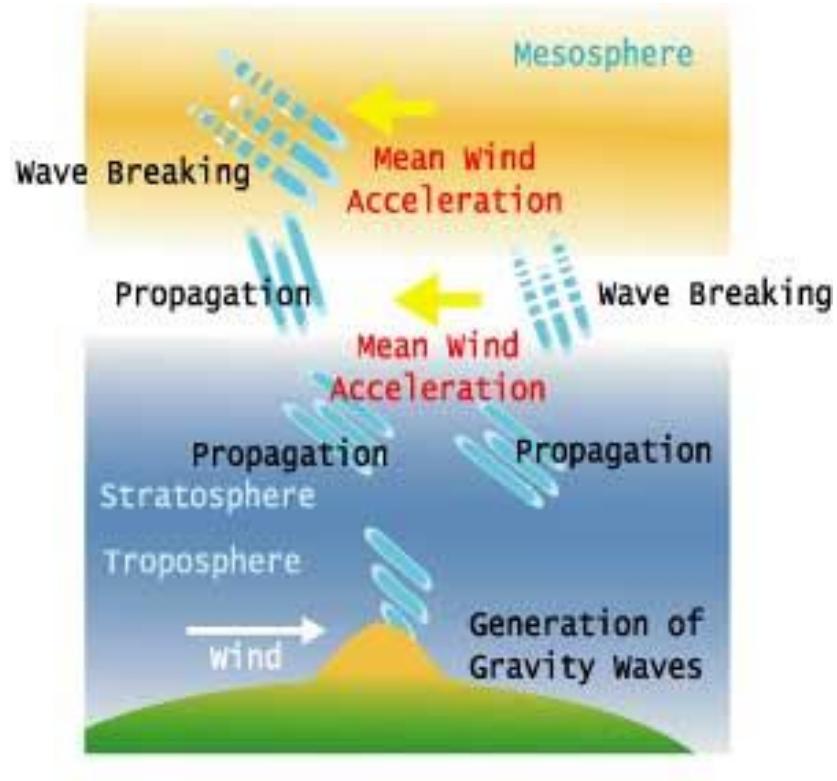


Os estudos subsequentes aos discutidos na seção anterior logo evoluíram para uma consideração explícita da quebra de propagação vertical de ondas de gravidade “internas”

As primeiras parametrizações foram para:

ondas de gravidade geradas pelo fluxo sobre orografia em sub-grade (também chamada de ondas da montanha),

ondas horizontais de propagação horizontal, mas verticalmente “retidas”



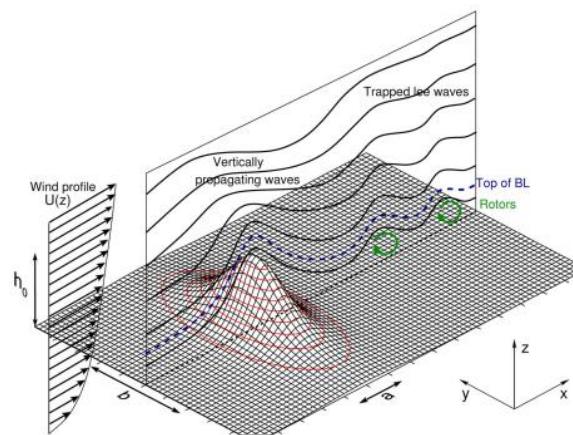
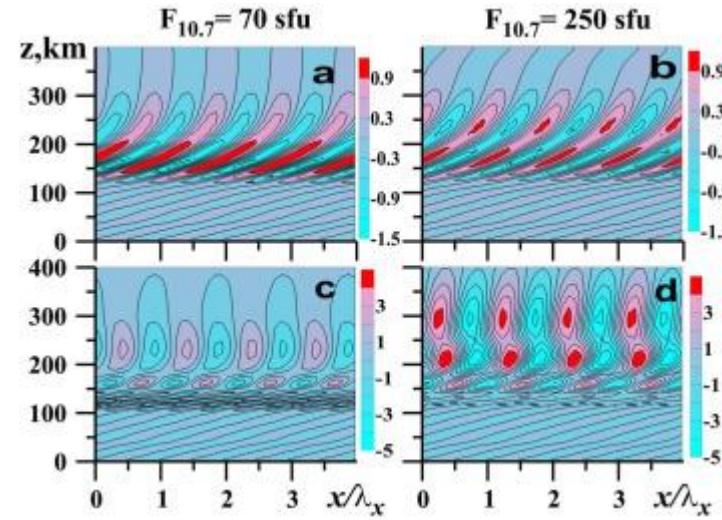
Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade



Os estudos subsequentes aos discutidos na seção anterior logo evoluíram para uma consideração explícita da quebra de propagação vertical de ondas de gravidade “internas”

As primeiras parametrizações foram para:

Com o topo dos modelos estendendo-se para cima, surgiu uma nova necessidade de parametrizar o arrasto nos níveis superiores devido à dissipação das ondas de gravidade “não estacionárias”;



Fonte: Katie Mack

Fonte: N.M.Gavrilov

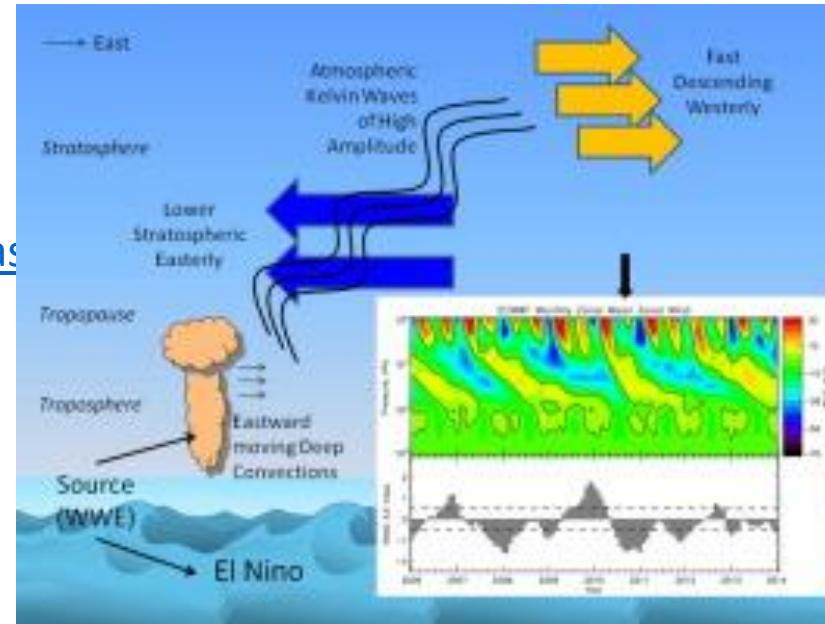
Paulo Yoshio Kubota

Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade

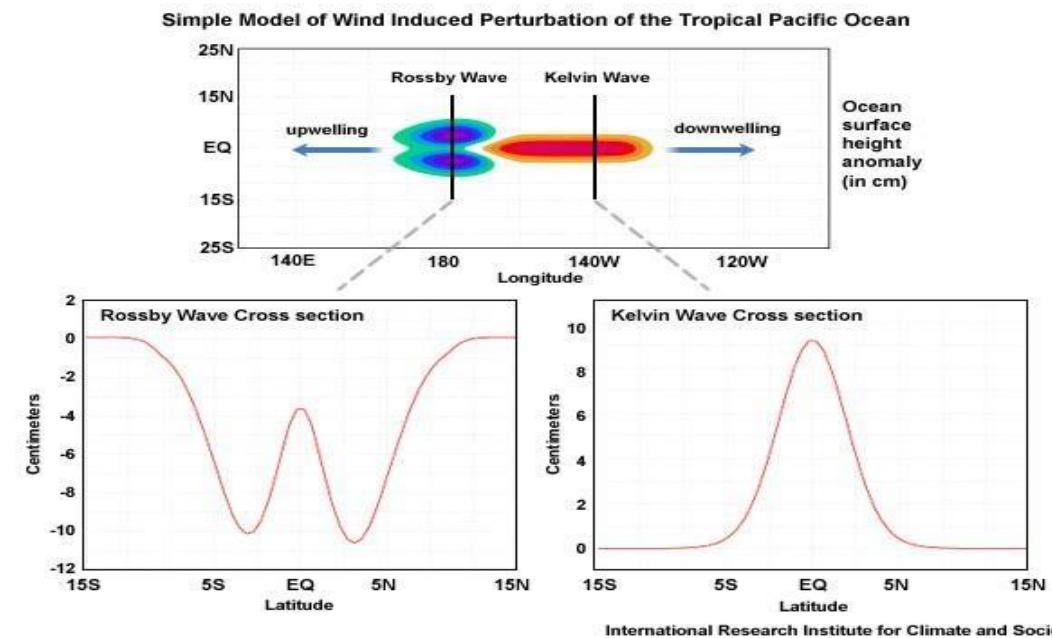
Os estudos subsequentes aos discutidos na seção anterior logo evoluíram para uma consideração explícita da **quebra de propagação vertical de ondas de gravidade “internas”**

As primeiras parametrizações foram para:

UmaDas



Fonte: UmaDas



International Research Institute for Climate and Society

Em ***regiões tropicais***, ondas gravitacionais e ondas planetárias tropicais (por exemplo, ondas Kelvin) geradas por convecção profunda são consideradas as principais fontes de arrasto de ondas não estacionária que impulsiona a **variabilidade atmosférica** na estratosfera e acima.

Paulo Yoshio Kubota



Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade

Parametrização de arrasto por onda de gravidade orográfica

As primeiras formulações foram parametrizações de uma simples onda baseadas na teoria bidimensional linear de onda gravitacional hidrostática não rotativa de onda (2D) a "hipótese de saturação" (Lindzen, 1981):

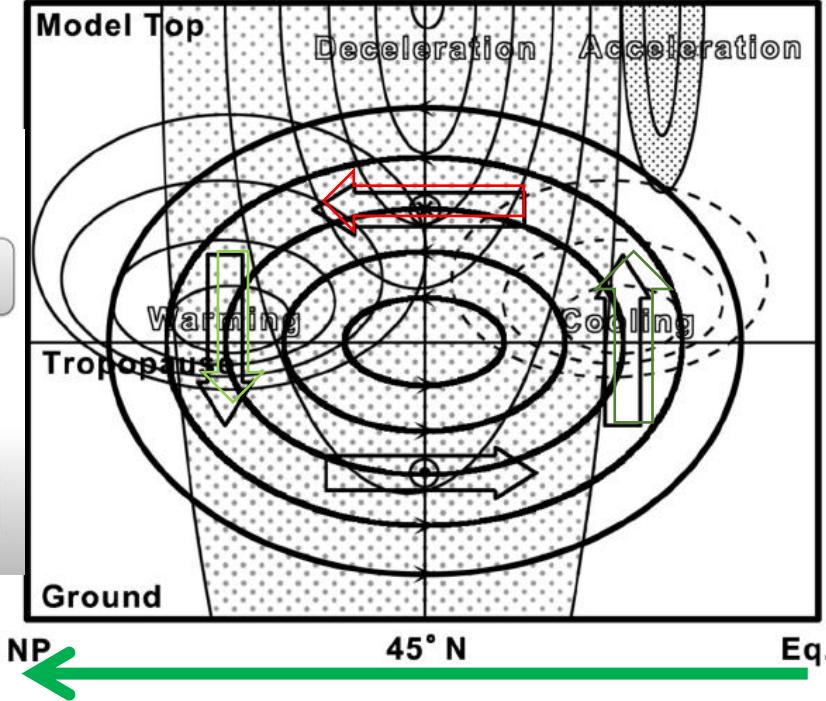
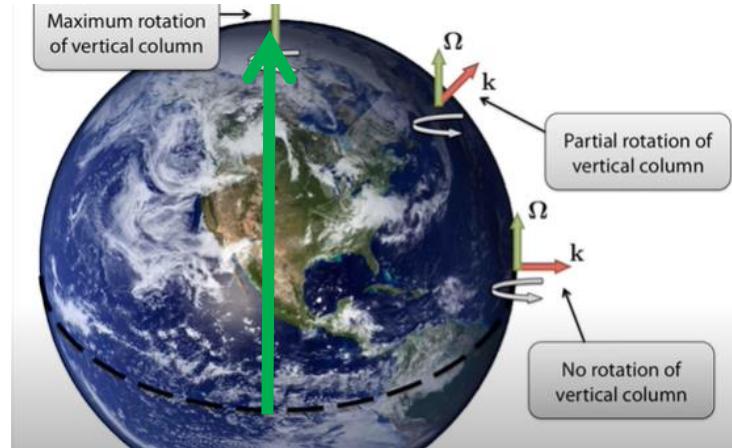
Uma das principais funções desses esquemas era separar o jato noturno polar estratosférico do jato subtropical troposférico, reduzindo a magnitude geral dos jatos e criando um cisalhamento do vento de leste mais forte na troposfera superior.

Um impacto típico desses esquemas é o arrasto estratosférico muito grande, de latitude média, que impacta diretamente o jato estratosférico e também tem um impacto indireto à superfície através da circulação secundária induzida pelo arrasto estratosférico

Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade



Um impacto de um sumidouro de momento estratosférico na circulação em larga escala com média zonal para o inverno do Hem. norte.



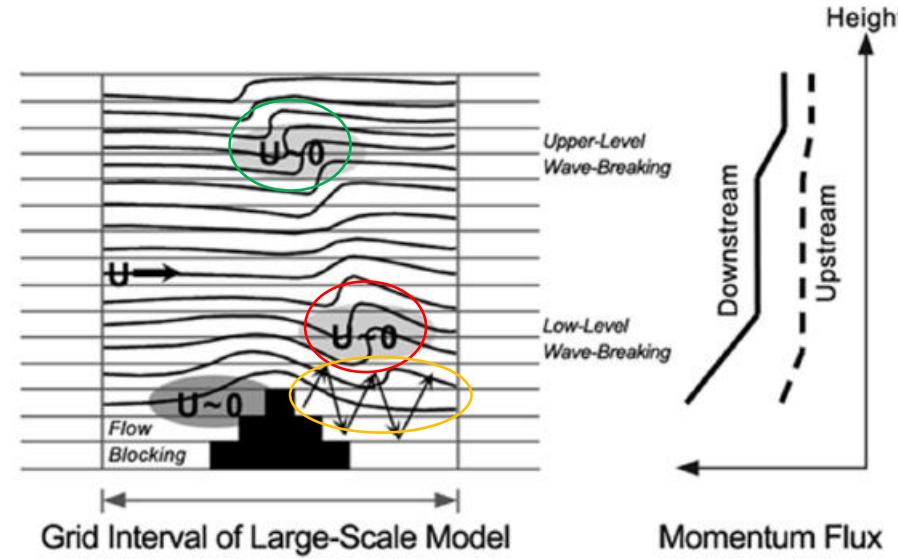
$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z}$$

O arrasto estratosférico na latitude média é desviado para o Polo Norte devido à força de Coriolis, e para a troposfera, em altas latitudes e de volta à estratosfera nas baixas latitudes, enquanto induz aquecimento/resfriamento adiabático nas altas/baixas latitudes e desaceleração dos ventos em toda a atmosfera em latitudes médias.

Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade



Um impacto de um sumidouro de momento estratosférico na circulação em larga escala com média zonal para o inverno do Hm. norte.



$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z}$$

Figura esquemática mostrando pontos de **estagnação $U \sim 0$** e **quebra de ondas em baixo nível** gerados em um modelo por amplificação ressonante das ondas de montanha entre a superfície e uma camada crítica induzida por ondas perto do pico das montanhas no Downstream. Também é mostrada uma **região de quebra de ondas em nível superior** devido à **quebra de ondas de montanha que se propagam verticalmente** e uma região de bloqueio de fluxo no Upstream. (Direita) Um perfil típico de fluxo de momento vertical com média horizontal correspondente às regiões a Upstream e a Downstream da figura esquemática à esquerda.



Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade

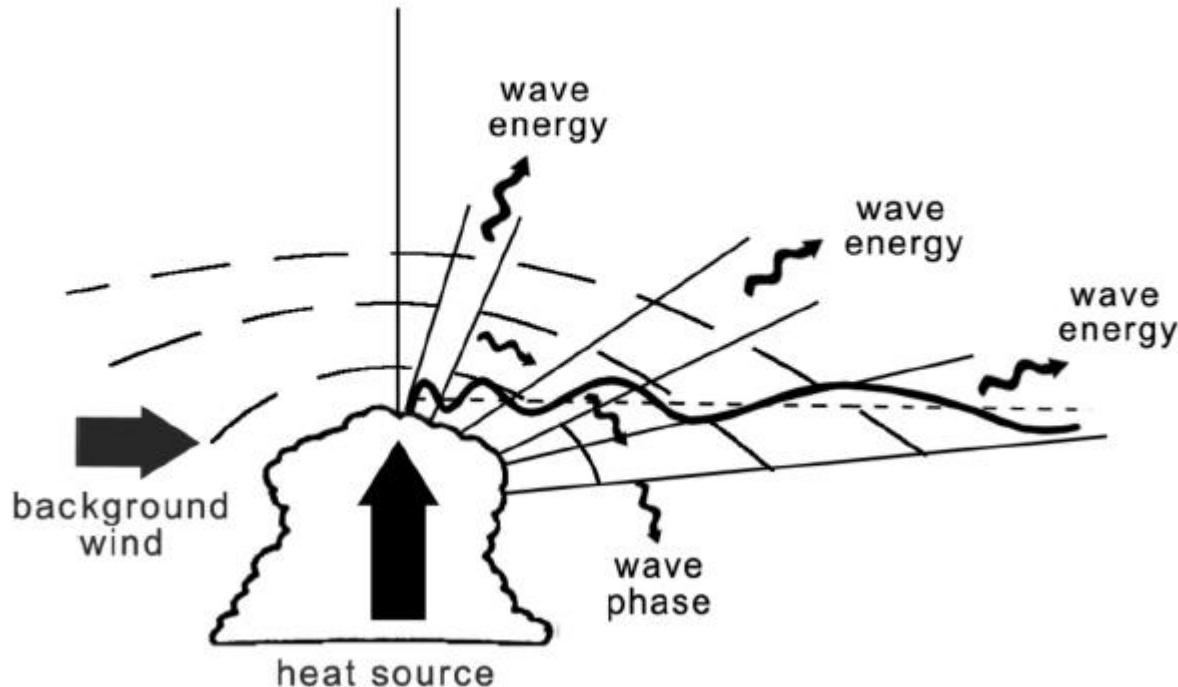


Parametrização por arrasto de onda de gravidade convectivas

Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade

Parametrização por arrasto de onda de gravidade convectivas

72 / Young-Joon Kim et al.



Ondas de gravidade geradas por convecção penetrante na presença de vento de fundo.



Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade



Parametrização por arrasto de onda de gravidade convectivas

IMPORTÂNCIA

É observada há muitos anos que As ondas tropicais geradas covectivamente induz uma forçante na oscilação equatorial estratosférica semestral(semi-anual) (SAO) e na oscilação quase bienal (QBO)

Mas a **importância relativa** da escala planetária, de escala intermediária e de pequena escala (ondas de escala (subgrids)) para o balanço de momento equatorial **ainda são debatidas.**

Modelos globais podem ser usados para testar isso até certo ponto, uma vez que ondas em escala planetária podem ser explicitamente simuladas, enquanto o GWD, devido a ondas de menor escala, pode ser parametrizado separadamente.



Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade



Parametrização por arrasto de onda de gravidade convectivas

Atualmente, existem três mecanismos de geração propostos na literatura

O primeiro mecanismo considera as nuvens convectivas em termos de sua forçante "diabática" ou "térmica".

O segundo mecanismo supõe que o aquecimento por convecção nas nuvens produz "obstáculos" ao fluxo na forma de protuberâncias verticais de camadas isentrópicas acima da região convectiva.

O Terceiro mecanismo é chamado de “mechanical oscillator” (Clark et al., 1986; Fovell et al., 1992; Lane et al., 2001).



Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade



Parametrização por arrasto de onda de gravidade convectivas

Atualmente, existem três mecanismos de geração propostos na literatura

O primeiro mecanismo considera as nuvens convectivas em termos de sua forçante "diabática" ou "térmica".

Nesta situação, termos de forçagem térmica dentro das nuvens convectivas irradiam ondas de gravidade na atmosfera estratificada acima das nuvens.

Os comprimentos de onda verticais das ondas de gravidade geradas pela convecção são aproximadamente o dobro da profundidade de aquecimento.

Portanto, as velocidades de fase intrínseca dessas ondas são determinadas principalmente pela profundidade vertical da região de aquecimento.



Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade

Parametrização por arrasto de onda de gravidade convectivas

Atualmente, existem três mecanismos de geração propostos na literatura

O segundo mecanismo supõe que o aquecimento por convecção nas nuvens produz "obstáculos" ao fluxo na forma de protuberâncias verticais de camadas isentrópicas acima da região convectiva.

As ondas de gravidade são geradas pelo **fluxo relativo sobre esses obstáculos convectivos**, um processo análogo à geração de ondas de gravidade orográfica (Clark et al., 1986)

Esse mecanismo foi identificado em **observações de ondas** acima da **camada limite convectiva** (Kuettner et al., 1987)



Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade



Parametrização por arrasto de onda de gravidade convectivas

Atualmente, existem três mecanismos de geração propostos na literatura

O Terceiro mecanismo é chamado de “mechanical oscillator” (Clark et al., 1986; Fovell et al., 1992; Lane et al., 2001).

Aqui, **movimentos oscilatórios dentro de um sistema convectivo colidem com a tropopausa** e geram ondas de gravidade em regiões estáveis acima das nuvens sob condição de vento de fundo = zero em relação ao sistema convectivo.



Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade



Parametrização por arrasto de onda de gravidade convectivas

Atualmente, existem **três mecanismos** de geração propostos na literatura

Embora esses três mecanismos sejam freqüentemente discutidos e investigados, existe uma pergunta fundamental sobre se esses mecanismos são realmente distinguíveis ou se são apenas maneiras diferentes de olhar para o mesmo mecanismo.



Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade

Nível Crítico de Filtragem de ondas de gravidade

As ondas gravitacionais geralmente se **dissipam totalmente** e são absorvidas pelo ecoamento à medida que se aproximam de seu **nível crítico Z_c** .

Z_c é onde a **velocidade** de fase horizontal intrínseca e o **comprimento de onda vertical desaparecem**.

Este “**nível crítico de filtragem**” das ondas gravitacionais é importante na parametrização **GWD de atmosfera média**.



Evolução do Arrasto Por Onda De Gravidade



Nível Crítico de Filtragem de ondas de gravidade

“ciclo de vida”
"nascimento" - "evolução" - “dissipação”

As parametrizações concentram-se nos efeitos de arrasto produzidos pela dissipação das ondas gravitacionais, importantes para os modelos NWP e climáticos.

Isso representa o estágio final do ciclo de vida da onda, mas para descrevê-lo com precisão, as parametrizações também devem descrever os estágios anteriores de "nascimento" e "evolução" que levam a ele.

Esse paradigma básico de “ciclo de vida” em três estágios para uma onda de gravidade sustenta a construção da maioria dos esquemas de parametrização de GWD.



Aprimoramento na Baixa troposfera gwdd em um MCGA-PNT



Aprimoramento na Baixa troposférica do arrasto de ondas gravitacionais em um modelo de previsão atmosférica espectral global

Song-You Hong, Jung Choi, Eun-Chul Chang, Hoon Park,
And Young-Joon Kim (2008, Wea. Forecasting)



Revised KA95 scheme

- **Esquema KA95: determinado como nível de referência = altura do PBL.**

Os resultados são sensíveis ao esquema de parametrização PBL.

Utilizando o novo método de determinação do nível de referência proposto em Kim & Doyle 2005.

Ref. $L_v = 2 * h$

h: Desvio padrão das alturas das montanhas em escala de sub-rede



Aprimoramento na Baixa troposfera gwdd em um MCGA-PNT



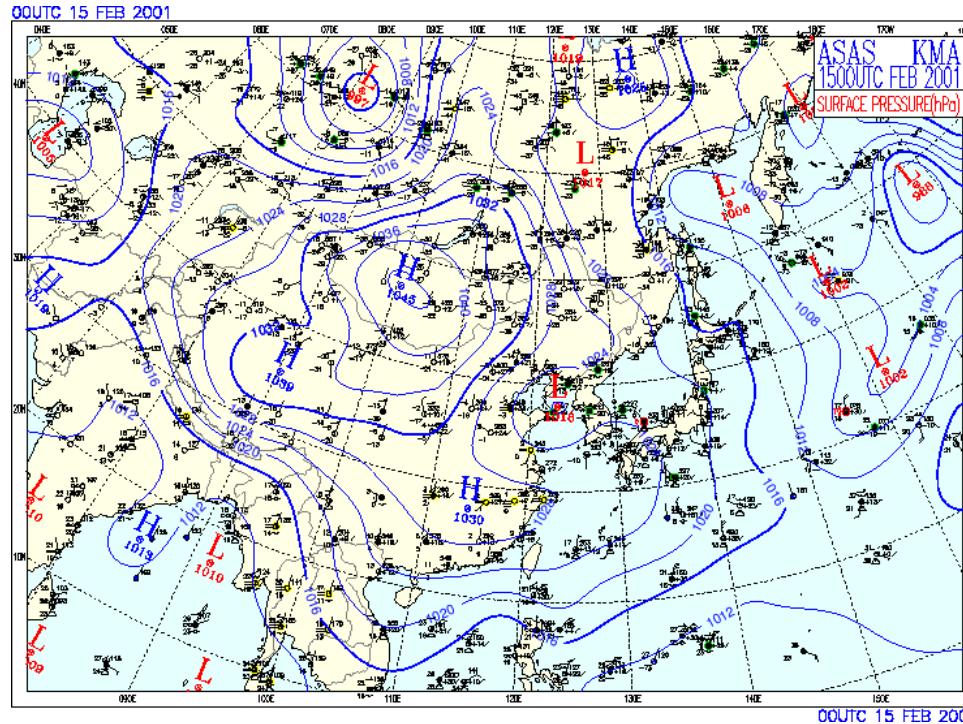
Teste de Sensibilidade ao Nível de Referencia

- Modelo: YOURS GSM T62L28
- YSUPBL

Exp.	Descrição
UPGWD	O Tipico GWDO, referencia lv. = 0.7(6) (Alpert et al., 1988).
LOGWD	Nível de referencia aprimorado GWDO, reference lv. = PBL (Kim and Arakawa, 1995).
LOGWD_KD	O mesmo experimento LOGWD mas, reference lv= $2 \cdot 6_h$ (Kim and Doyle, 2005). σ_h = Desvio padrão das alturas das montanhas em escala de sub-rede
LOGWD_MX	Reference lv. = Max (KA95 , KD05)



Case – Snowstorm case



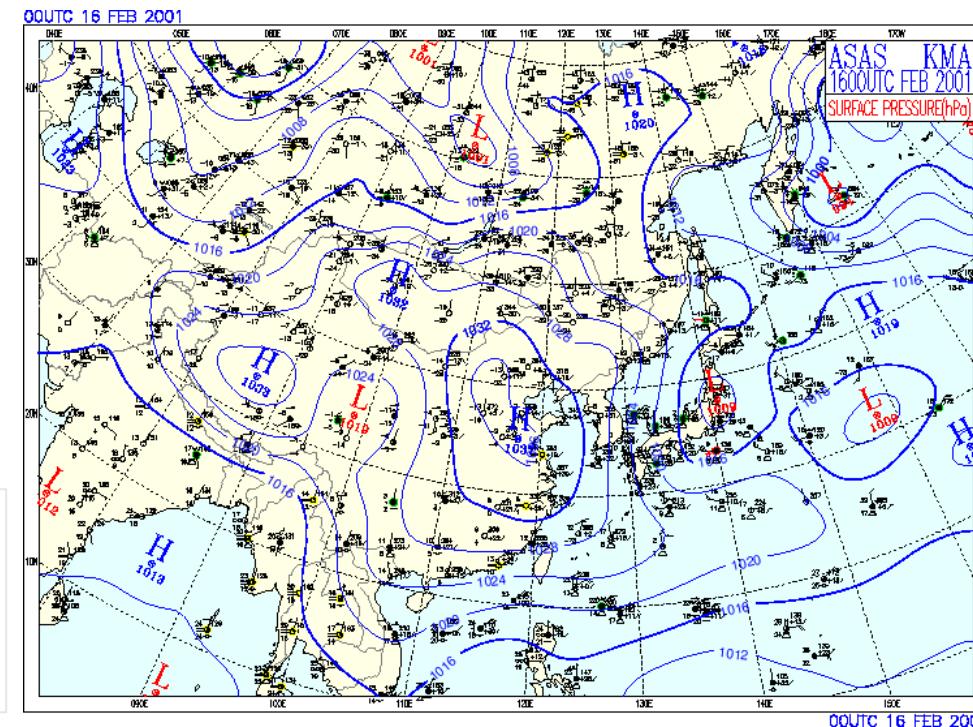
- 2001. 2. 15~16

Seoul : 23.4 cm

Kang-Wha : 27.2 cm

- Model run

2001. 2. 13. 00UTC
~2. 18. 00UTC (120-hr)

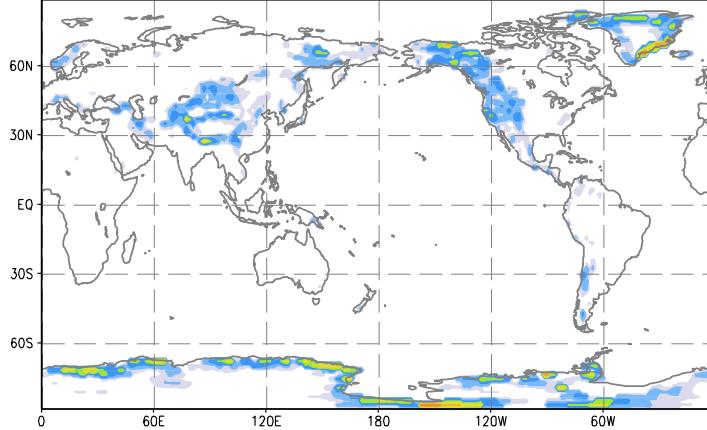


Paulo Yoshio Kubota

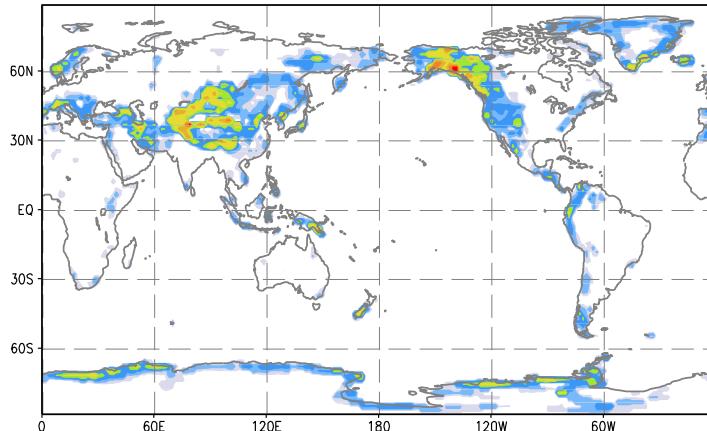
Case – Snowstorm case

Drag stress – spatial distribution (120hr mean)

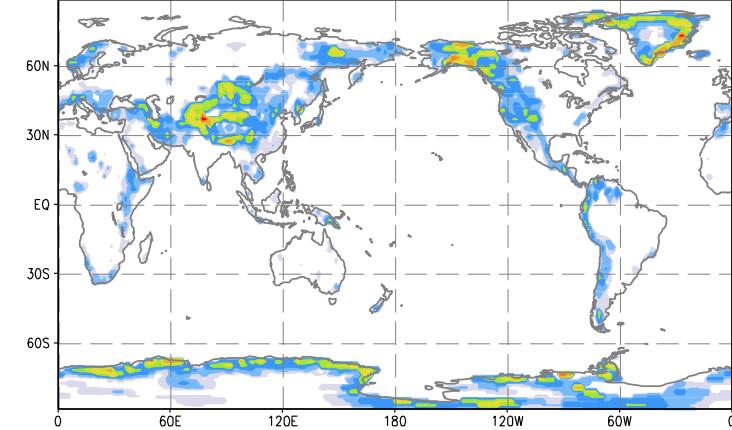
- LOGWD(Kim95 reference lv. = PBL



- UPGWD(Alpert referencia lv. = 0.7(6)

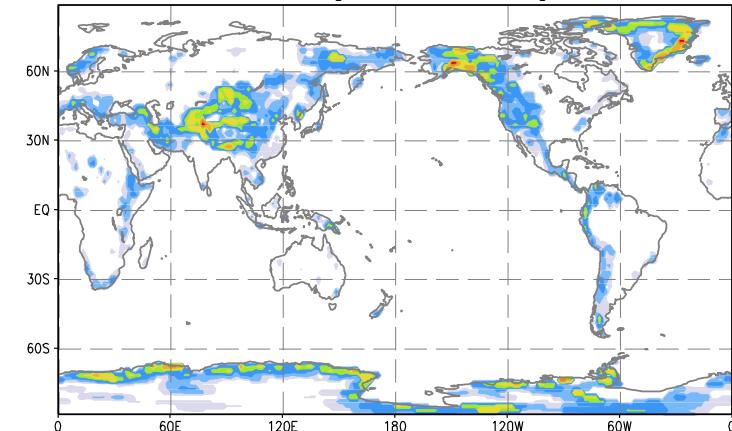


- LOGWD_KD(Kim05reference lv= $2 \cdot 6_h$



Similar!

- LOGWD_MX(Kim_new)



➤ Simula bem a distribuição do momento causado pela montanha.

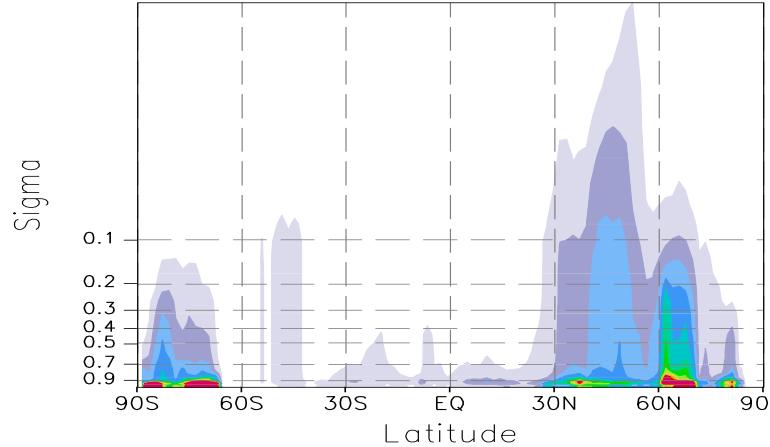


Case – Snowstorm case

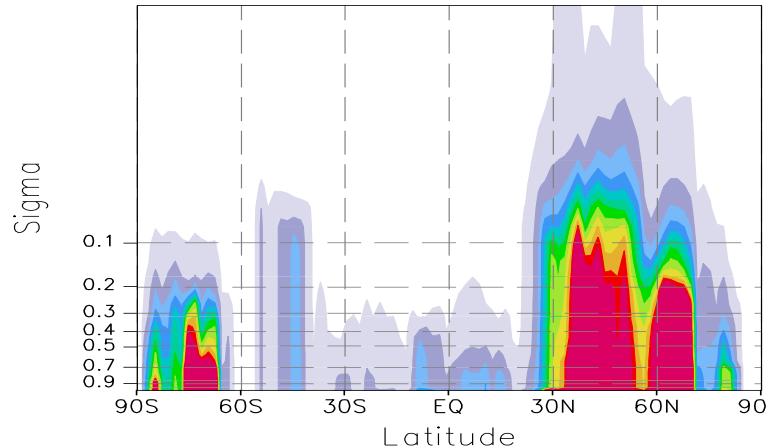
Zonal mean Drag Stress [10⁻² Nm⁻²] (120hr mean)



- LOGWD(Kim95 reference lv. = PBL

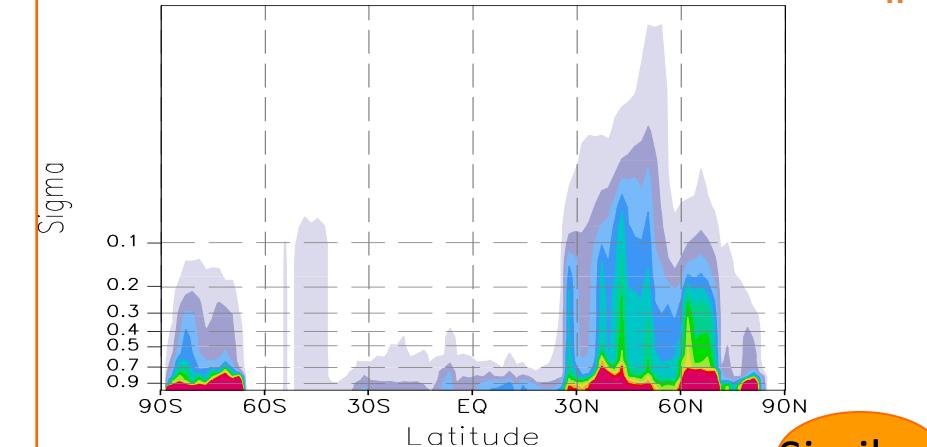


- UPGWD(Alpert referencia lv. = 0.7(6)



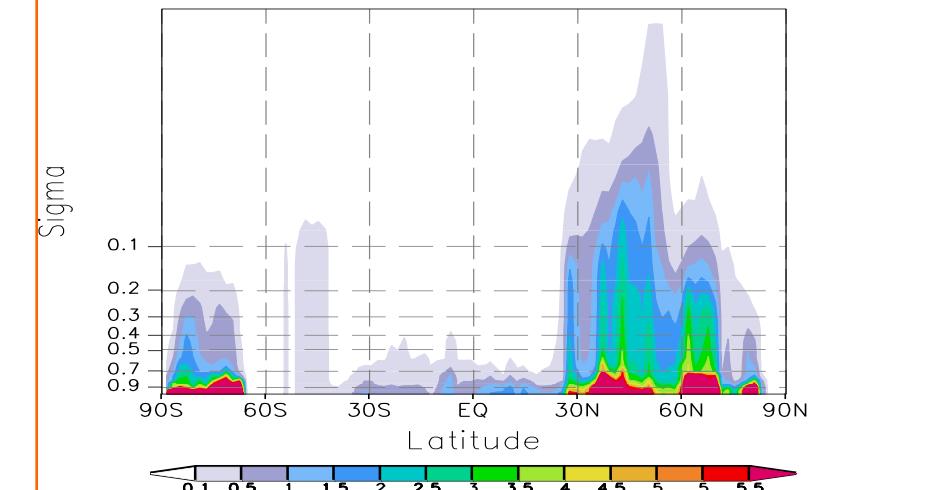
➤ UPGWD > LOGWD_MX,KD > LOGWD
(0.7σ > 2^*SD_h > PBL)

- LOGWD_KD(Kim05 reference lv= 2^*6_h –



Similar!

- LOGWD_MX(Kim_new)



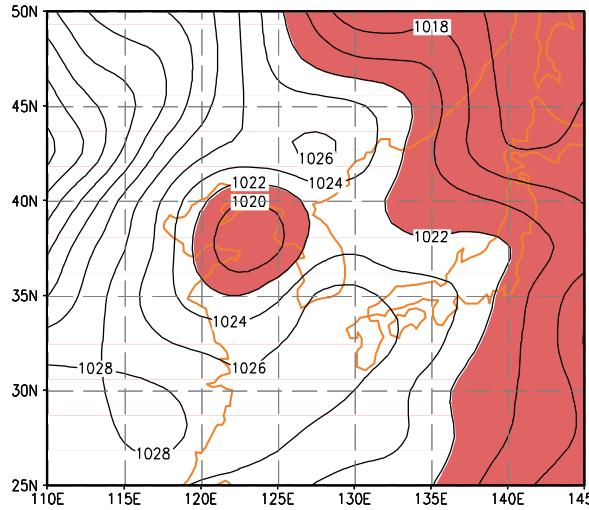


Case – Snowstorm case

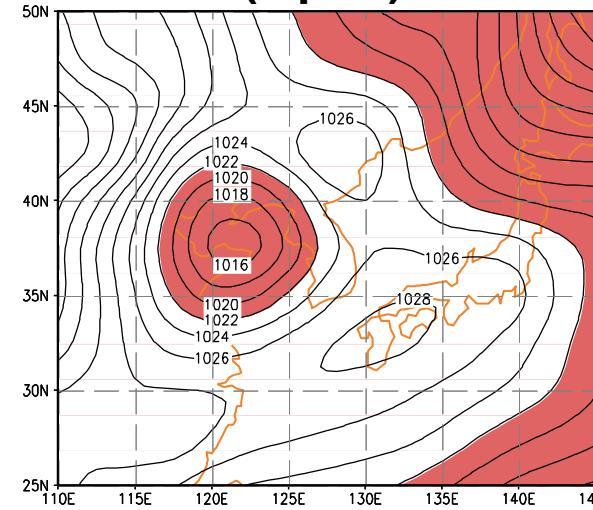
SLP at 00z15Feb (48-hr fcst)



▪ RA2



▪ UPGWD(alpert)



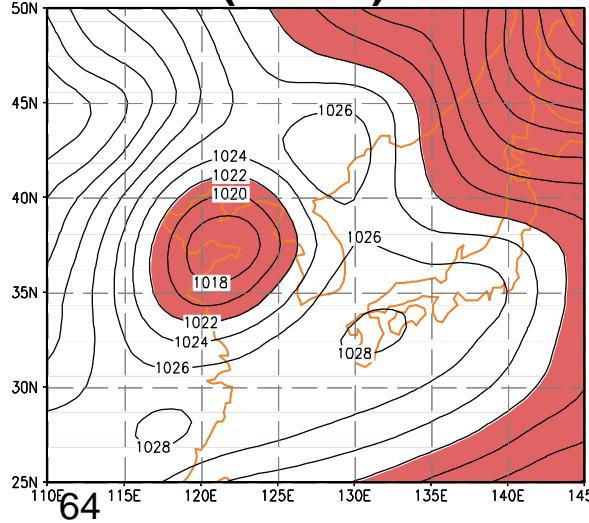
▪ LOGWD_KD(Kim05)

reference lv= $2 \times 6_h$

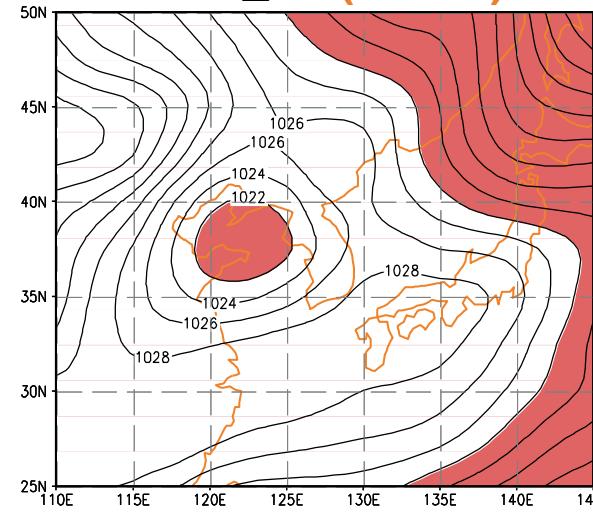
▪ UPGWD(Alpert referencia lv. = 0.7(6)

▪ LOGWD(Kim95 referencia lv. = PBL

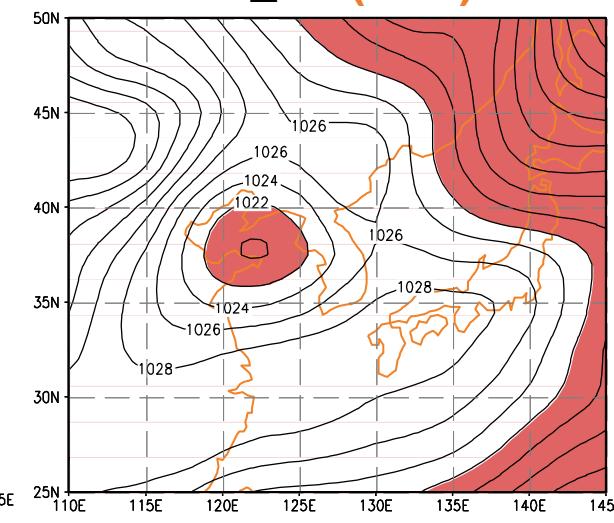
▪ LOGWD(kim95)



▪ LOGWD_KD(kim05)



▪ LOGWD_MX(new)



Case – Snowstorm case

Tendência SLP at 00z15Feb (48-hr fcst)

- Error Table

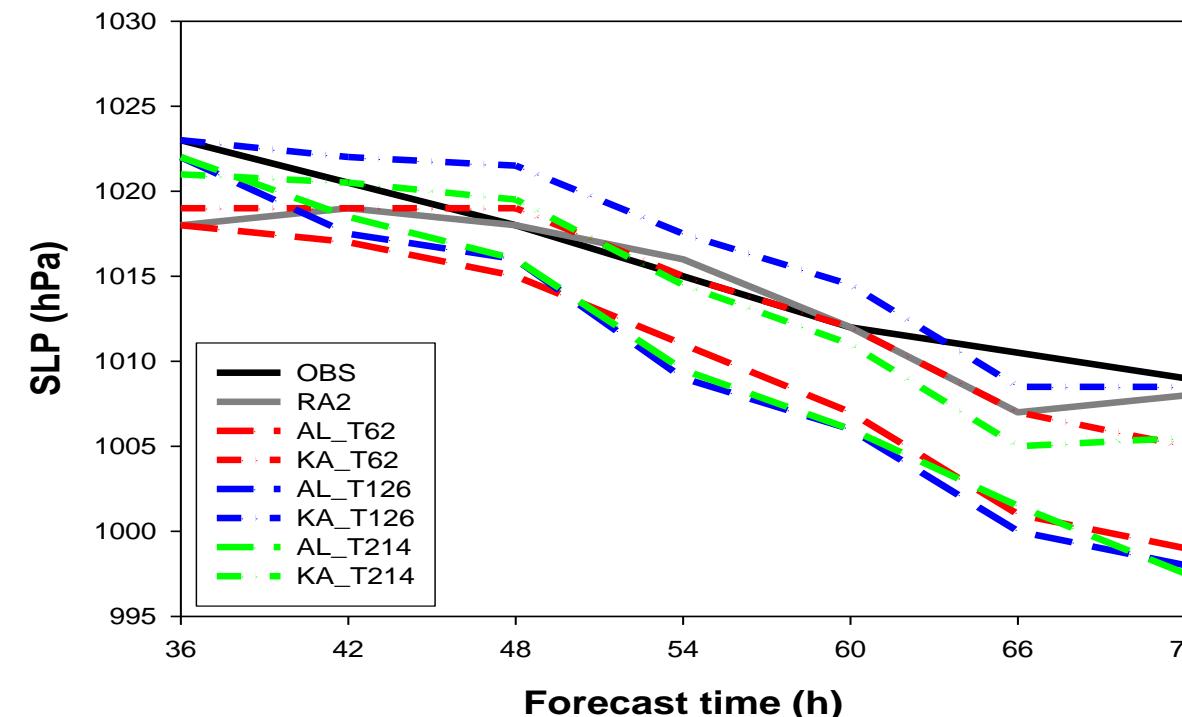
- **LOGWD**(Kim95
reference lv. = PBL)

- **LOGWD_KD**(Kim05
reference lv= $2 \times 6_h$)

- **UPGWD**(Alpert
referencia lv. = 0.7(6))

- Resolution Test

Time	48-h forecast		72-h forecast	
	RMSE	PC	RMSE	PC
NOGWD	2.34	0.89	4.33	0.88
UPGWD	2.23	0.91	4.79	0.85
LOGWD	2.12	0.91	4.28	0.84
LOGWD_KD	2.29	0.93	3.04	0.92
LOGWD_MX	2.19	0.93	2.95	0.92



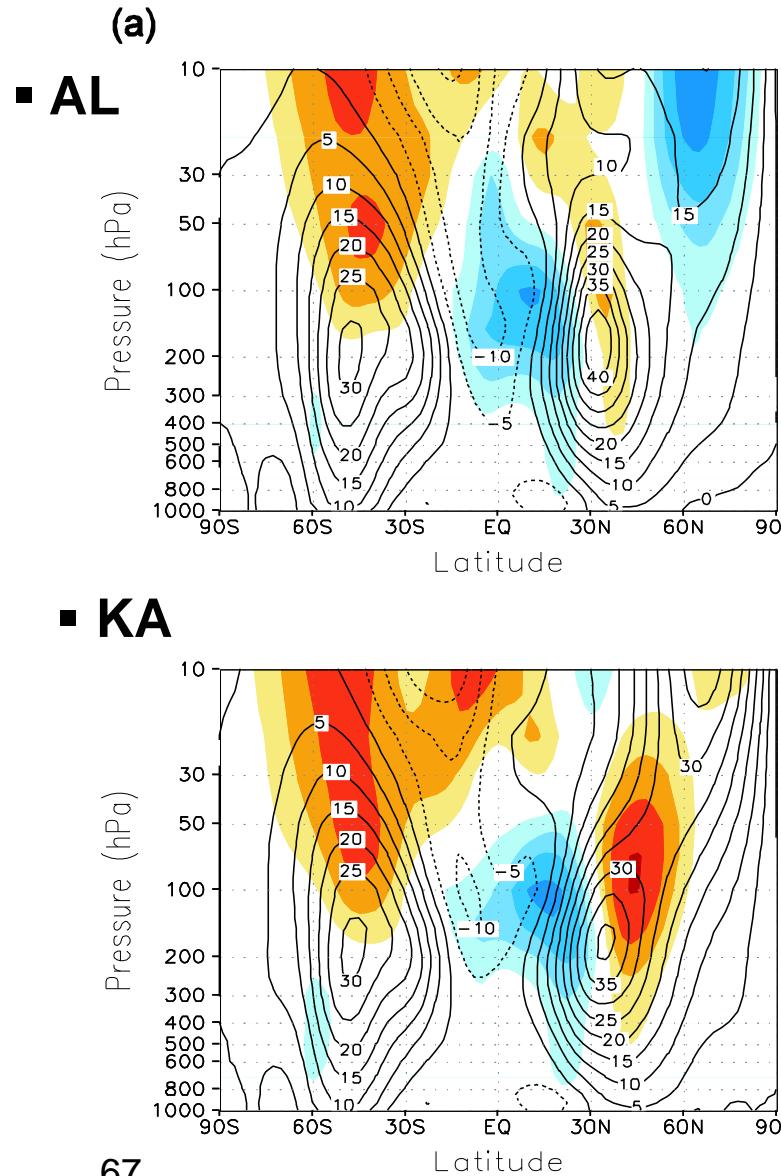


Simulação Sazonal



- Nosso GSM T62L28
- 1996, 1997, 1999 DJF
(Normal, Elnino, Lanina yr * 3 ensemble member)

Exp.	Description
AL	The typical GWDO forcing in the upper troposphere (Alpert et al. 1988).
KA	Kim & Arakawa 1995 (reference heights = Kim and Doyle 2005) $\langle \text{LOGWD_MX} \rangle$



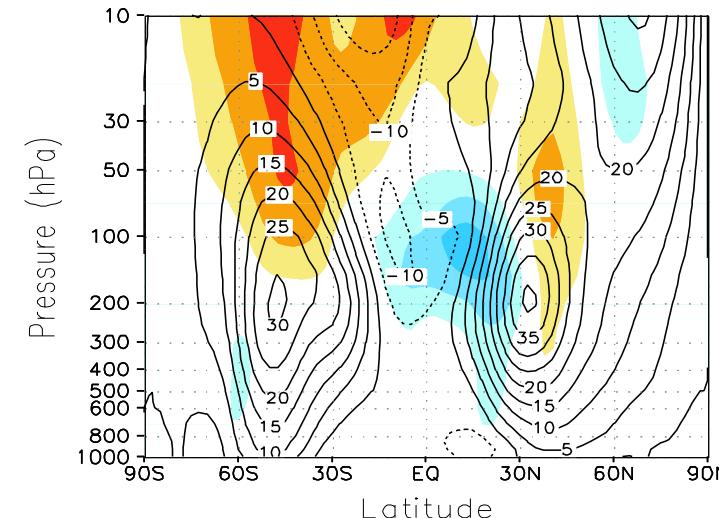
Zonal mean Zonal wind

Contour: Model output

Shading: BIAS= Model – RA2

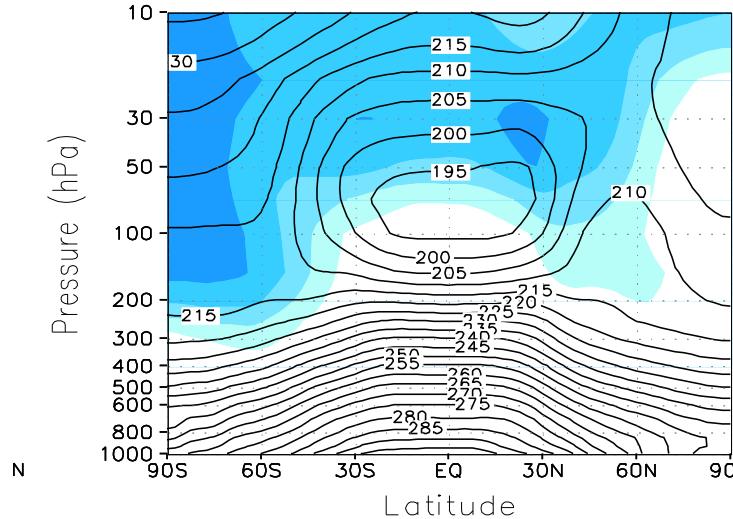


■ KA (Ric=0.75)

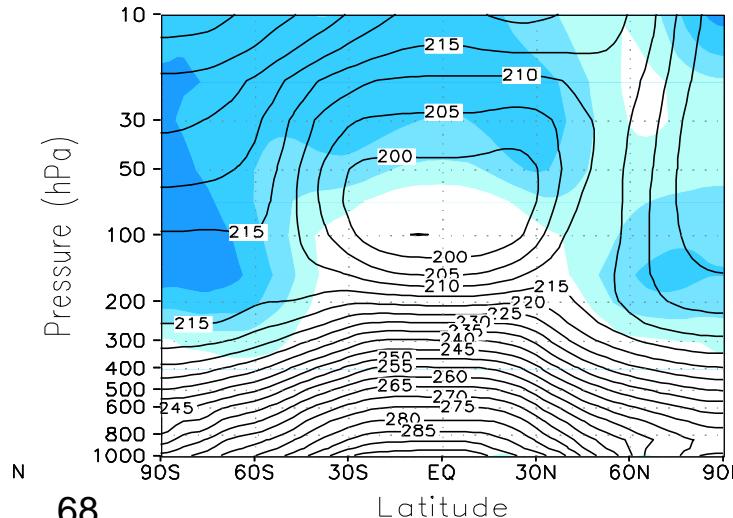


Simulação Sazonal

- AL



- KA



68

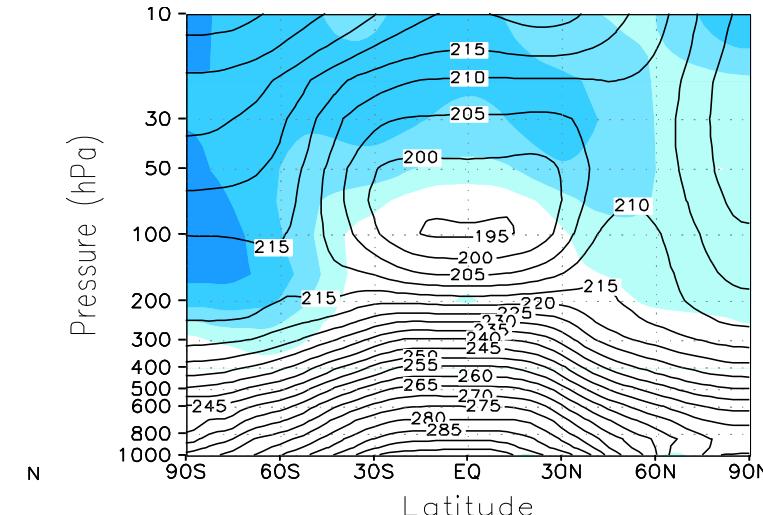
Zonal mean temperature

Contour: Model output

Shading: BIAS= Model – RA2

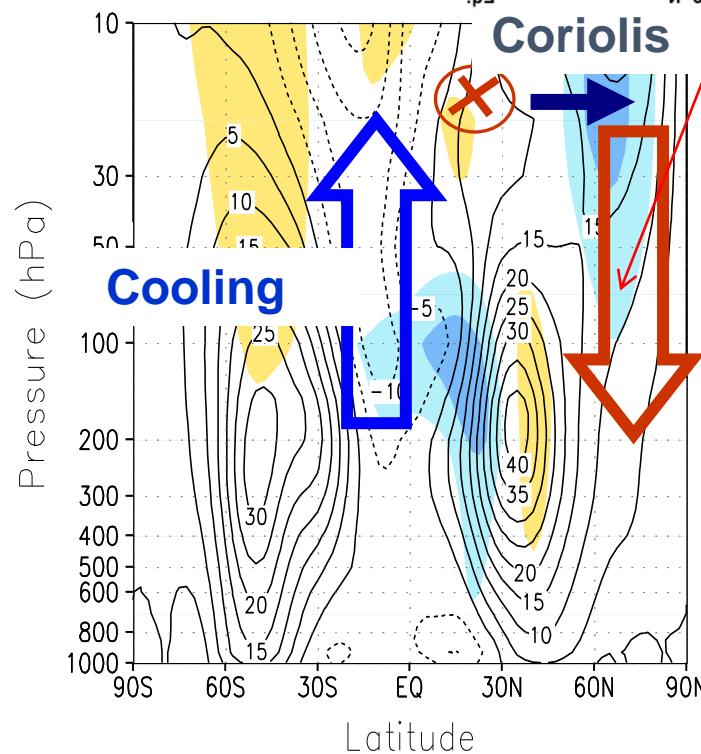
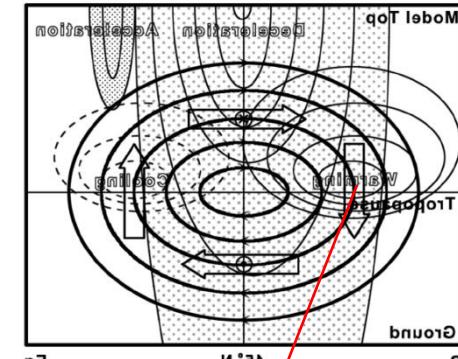


- KA (Ric=0.75)

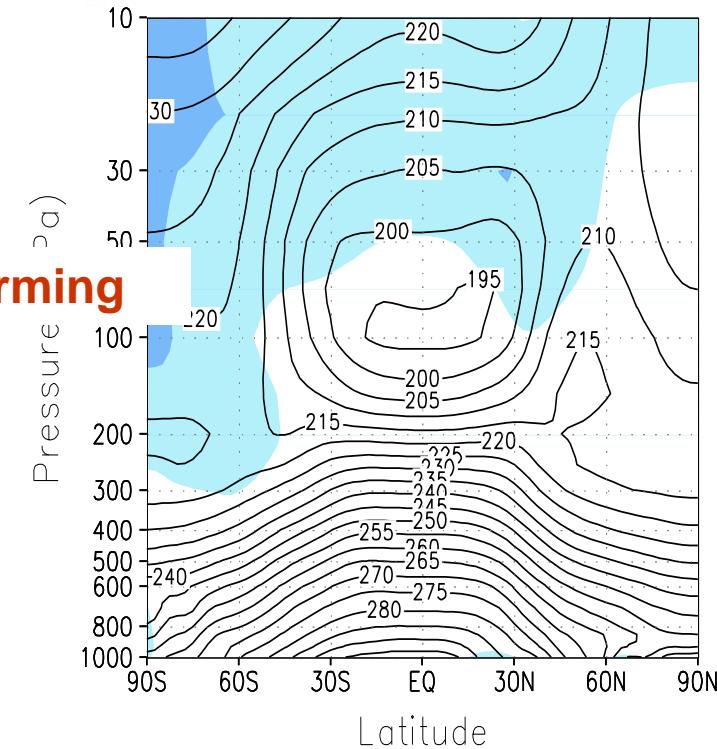


Simulação Sazonal

Porque?



: Arrasto (em oposição ao vento oeste)



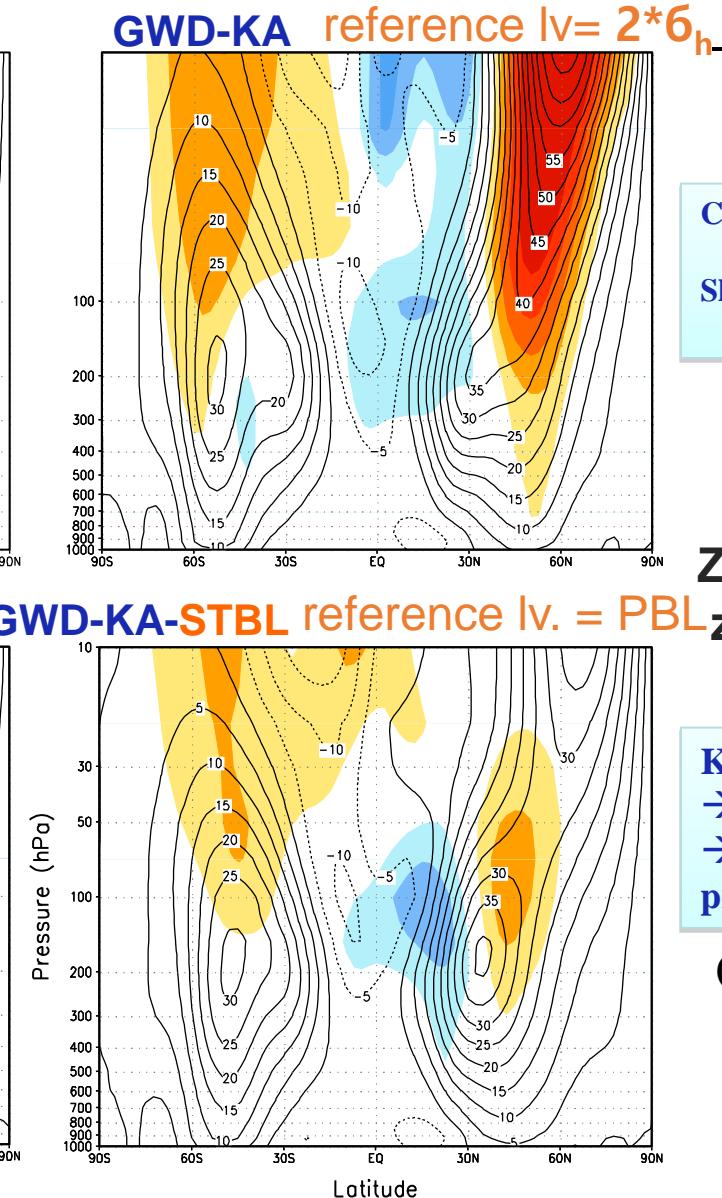
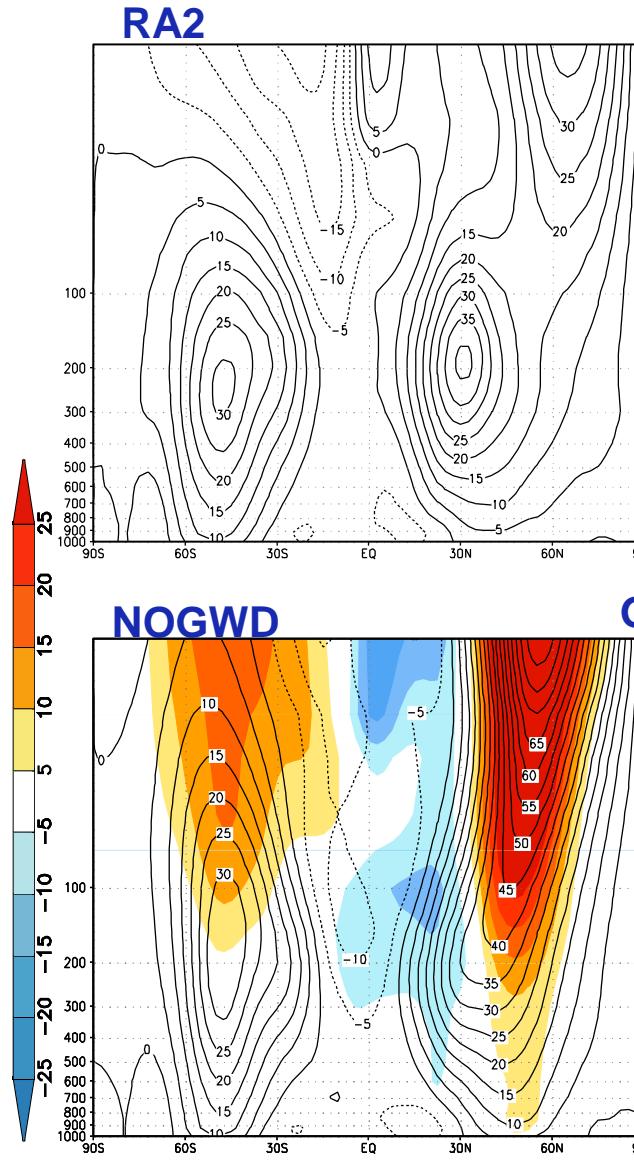
<Kim et al. 2003>

Paulo Yoshio Kubota

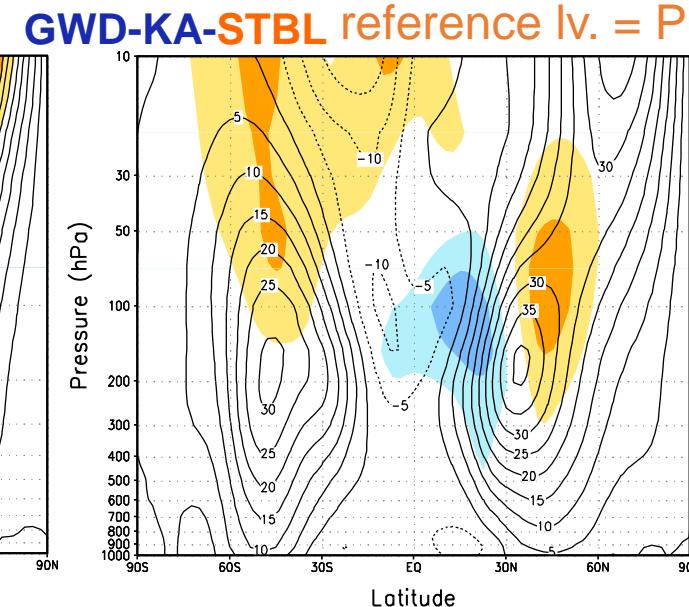
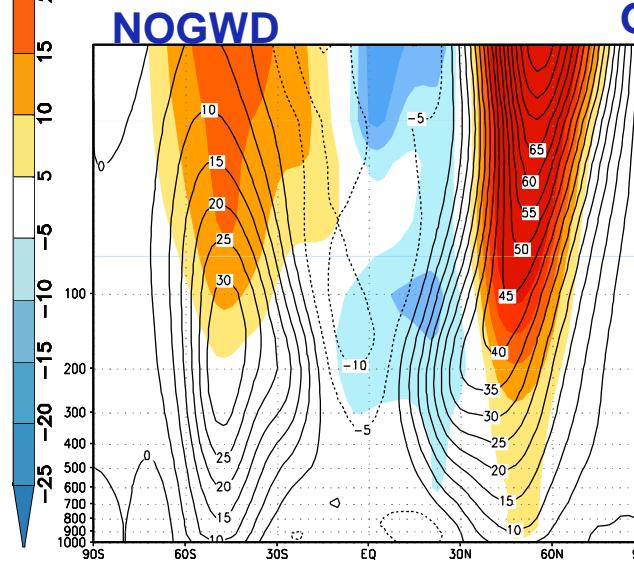


Simulação Sazonal

GWDO : Interaction with stable PBL



Contour : Zonal averaged
zonal wind
Shaded: Deviations from
the RA2



Kim and Arakawa
→Improves upper level jets
→Improves the sea level
pressure

(Kim and Hong, 2009)



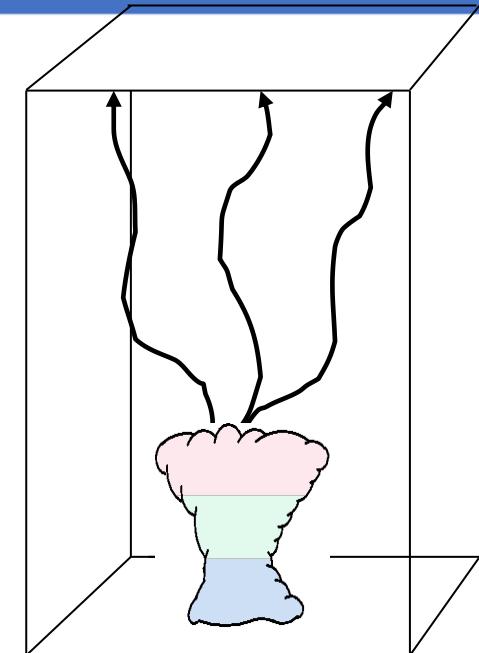
4.4. Convective GW Drag (CWDC)



4.4. Convective GW Drag (CWDC)

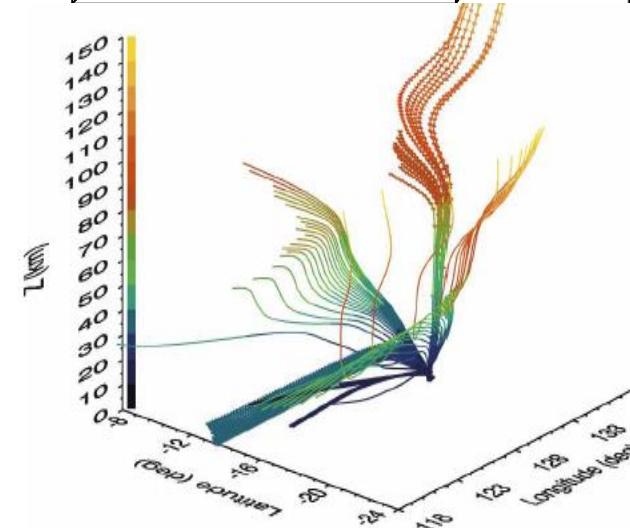
Parametrizações da CGWD em coluna atmos.

- **Chun and Baik (1998, 2002):** O espectro do fluxo de momento para a parametrização CGWD foi formulado analiticamente
- **Chun et al. (2008):** Um efeito de fonte não linear foi incluído na parametrização de CGWD de Song e Chun (2005) que consideraram apenas uma fonte diabática



Parametrização CGWD baseada em linhas

- **Song and Chun (2008):** As propriedades de propagação de GW foram explicitamente calculadas e uma propagação tridimensional de GWs foi representada realisticamente
- **Choi and Chun (2011):** velocidade de movimento da fonte convectiva e a direção de propagação da onda





Espectro de Fluxo de Momentum da GW no TOPO de Nuvem



▪ Cloud-top GW momentum flux spectrum

$$M_{ct}(c, \varphi, z_{ct}) = \text{sgn}[c - U_{ct}(\varphi)] \rho_{ct} \frac{2(2\pi)^3}{A_h L_t} \left(\frac{g}{c_p T_{ct} N_q^2} \right)^2 \frac{N_{ct} |X|^2}{|c - U_{ct}(\varphi)|} \Theta(c, \varphi)$$

	$N_{ct} X ^2$
	$\Theta(c, \varphi)$
WFRF	
Source	

Song and Chun (2005, JAS)

✓ c : phase speed (-100 m/s ~ 100 m/s, dc = 2 m/s)

✓ φ : wave-propagation direction ($0^\circ \leq \varphi < 180^\circ$)

[$\varphi = 0^\circ, 90^\circ$ in Song et al. 2007; Chun et al. 2008; Song and Chun 2008,
 $\varphi = 45^\circ, 135^\circ$ in Choi and Chun 2011]

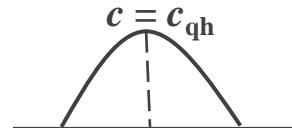
▪ Wave-filtering-and-resonance-factor (WFRF)

✓ Wave filtering by the vertical propagation condition

✓ Resonance between the vertical harmonics consisting of convective source and natural wave modes with the vertical wave numbers given by the dispersion relation of internal GWs

▪ Convective source spectrum

$$\Theta(c, \varphi) = q_0^2 \left(\frac{\delta_h \delta_t}{32\pi^{3/2}} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{1 + (c - c_{qh})^2 / c_0^2}},$$



✓ δ_h, δ_t : spatial and time scales of the convective source (= 5 km, 20 min), $c_o = \delta_h / \delta_t$

✓ c_{qh} : moving speed of the convective source (= $c_{qx} \cos \varphi + c_{qy} \sin \varphi$)

[$c_{qh}(\varphi) = (\bar{u}_{CL} - \bar{u}_{LL}) \cos \varphi + (\bar{v}_{CL} - \bar{v}_{LL}) \sin \varphi$ (Corfidi et al. 1996)]

$$c_{qh}(\varphi) = \bar{u}_{700} \cos \varphi + \bar{v}_{700} \sin \varphi$$

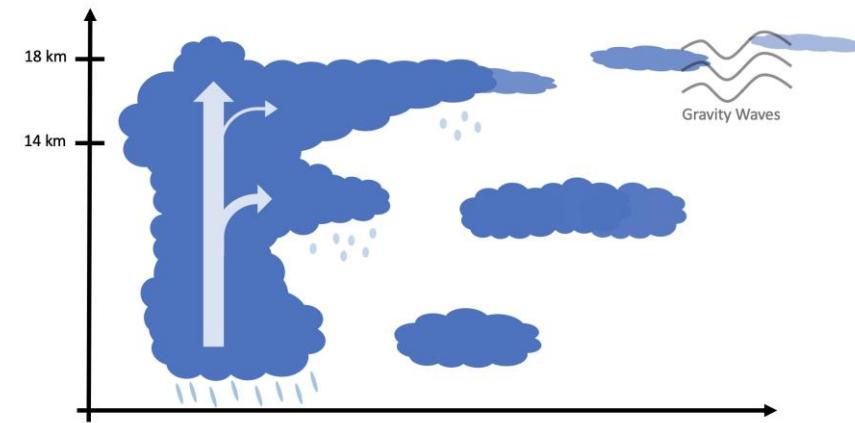
in the original parameterizations
 in Choi and Chun (2011)]



Convective GW Drag (CWDC)



Teste de uma parametrização por arrasto por onda de gravidade forçada por convecção em um modelo de circulação geral



Credit: [Robert Holmes, CC BY-NC-ND 2.0](#)

Yonsei Univ.
Numerical Modeling Laboratory
Jeon, Jong-Hun



Numerical Modeling Laboratory



Paulo Yoshio Kubota



Arrasto de onda de gravidade Convectiva (CWDC)



Conteúdo

- Conceito Básicos da Parametrização de GWDC (Chun & Baik 1998)
- Design do Experimento
- Algumas Mudanças no algoritmo do CB-98
- Resultados dos Experimentos
- Resumo & conclusão



Numerical Modeling Laboratory



Paulo Yoshio Kubota



Conceito Básico do CB-98



Model top

Cloud top

Cloud bottom

5. Atualiza a **tendencia do vento** devido ao efeito da GWDC

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z} \quad \& \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z}$$

4. Calcula a decomposição do momentum na região das nuvens

$$\int_{\sigma_{ct-1}}^{\sigma_{ct}} \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) d\sigma = - \int_{\sigma_{ct}}^{\sigma_{mt}} \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) d\sigma$$

$$\int_{\sigma_{ct-1}}^{\sigma_{ct}} \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right) d\sigma = - \int_{\sigma_{ct}}^{\sigma_{mt}} \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right) d\sigma$$

3. Decisão do nível em que a quebra de onda ocorre através do número Richardson local e mínimo de em cada nível..

$$if \quad Ri_{min} \geq \frac{1}{4}, \quad \tau = \tau_{ct} \quad \& \quad if \quad Ri_{min} < \frac{1}{4}, \quad \tau = \left[\frac{\rho U^3}{N \Delta x} \right] c_1 c_2 \mu_s^2$$

2. Calcula o stress da onda τ_{ct} no topo da nuvem.

$$\tau_{ct} = -\frac{\rho_{ct} |u_{ct}|^2}{N \Delta x} u_{ct} c_1 c_2 \mu_{ct}^2$$

$$\mu_{ct} = \frac{g Q_0 a_1}{c_p N T |u_{ct}|^2}$$

1. define a região de nuvem
- Taxa de aquecimento da convecção profunda -





Modificação no Algoritmo CB98/ CB02

1. Usando um fator de Nuvem (para filtragem da GWDC devido o efeito de nuvem baixa)

$$q_{gwd} = q_{cld} \left(\underbrace{\frac{P_{depth}}{P_2}}_{\text{I}} \right) \times \left(\underbrace{\frac{P_1 - P_{top}}{P_2}}_{\text{II}} \right)$$

* **I part** : linear down scaling abaixo de nuvens profundas inferior a **800hpa** ($P_1 = 800[\text{hPa}]$)

* **II part** : linear down scaling acima do topo de nuvens profundas acima de **200hpa** ($P_2 = 200[\text{hPa}]$)

- q_{cld} : Maximum deep convective heating rate [Ks^{-1}] in i-th grid box

- P_1, P_2 : Valor critico de nuvens profundas e topo de nuvens para efeito da GWDC, respectivamente **800, 200[hPa]**

obre essa profundidade da nuvem
redimensionamento linear para baixo sobre a profundidade
danuvem abaixo

2. Limitação da tendência do vento devido ao efeito da GWDC (50% do campo do vento básico)

Essa limitação da variação do vento pelo efeito GWDC é arbitrária, mas é necessária para evitar que o modelo seja instável devido à quebra de ondas perto do topo do modelo.





Configuração do Modelo



• Design do Experimento

Experimentos.	Descrição	
SAS	Control experiment (CTRL) which the SAS convection scheme is used	Control experiments
CCM	Control experiment(CTRL) which the CCM convection scheme is used	
SAS_G	SAS experiment which is included the GWDC effect	GWDC experiments
CCM_G	CCM experiment which is included the GWDC effect	

- Model :: NCEP_GSM
- Resolution :: T63L28
- Model run :: Summer season 1996
- Ensemble member :: 8
- Cumulus convection scheme :: SAS (Byun and Hong, 2007)
CCM (Zhang and McPhalane 1995)
- Basic experiment option :: GWDC (Chun and Baik, 1998)





Resultados dos Testes



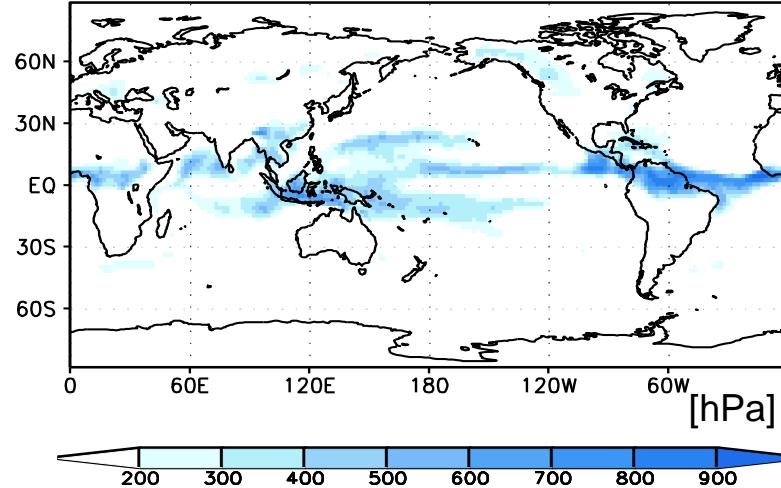


Resultados

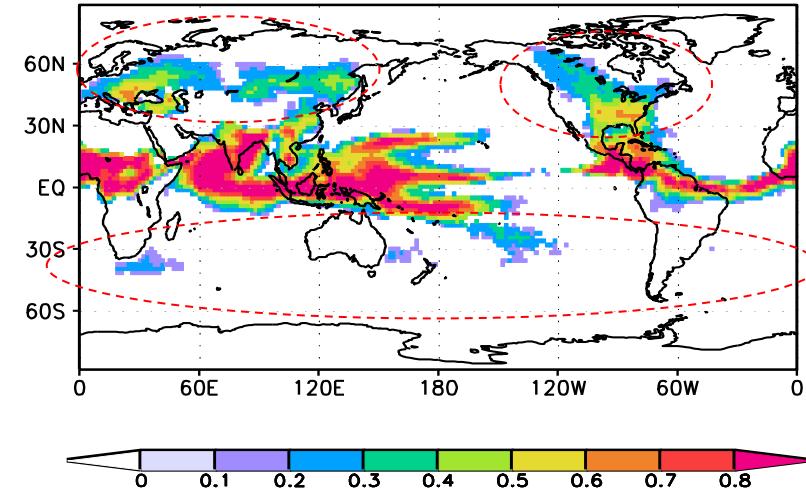
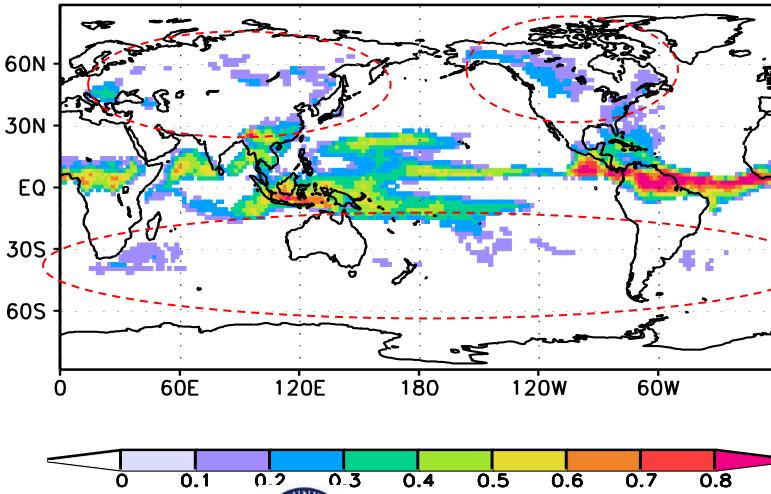
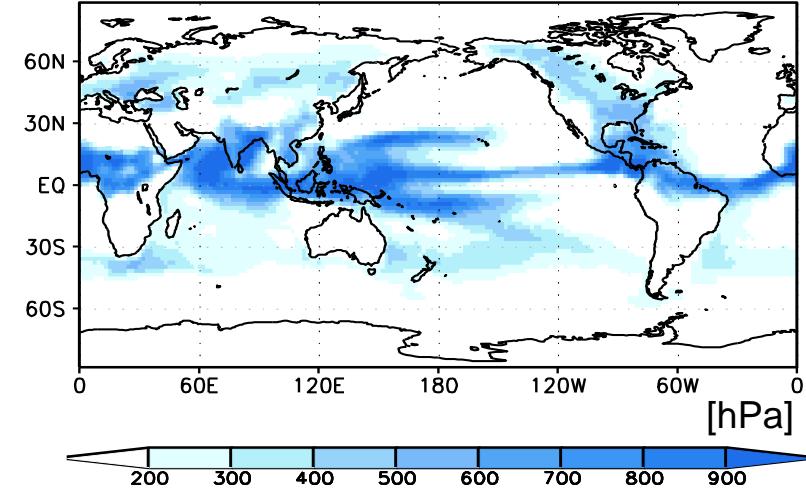
- Espalhamento da media sazonal profundidade de nuvem & fator de nuvem



SAS_G98



CCM_G98



Results : Impacto devido a GWDC

**Wave stress at
cloud top**

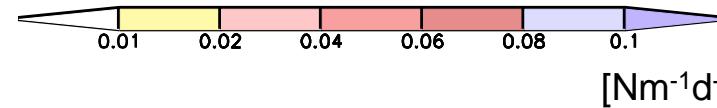
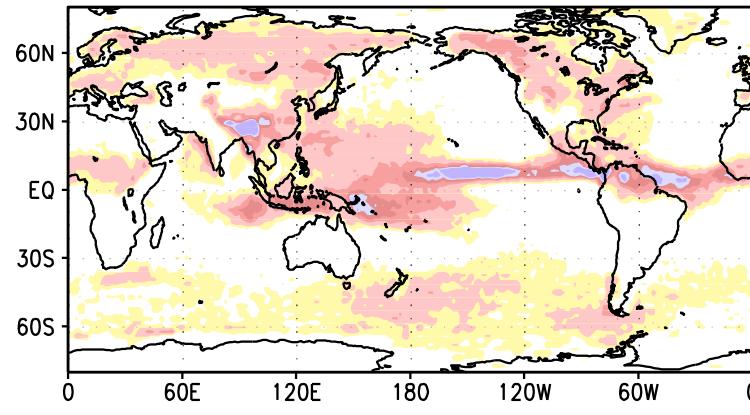
Wind tendency

Wind & RMSE

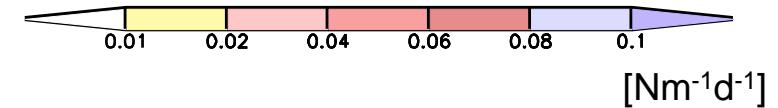
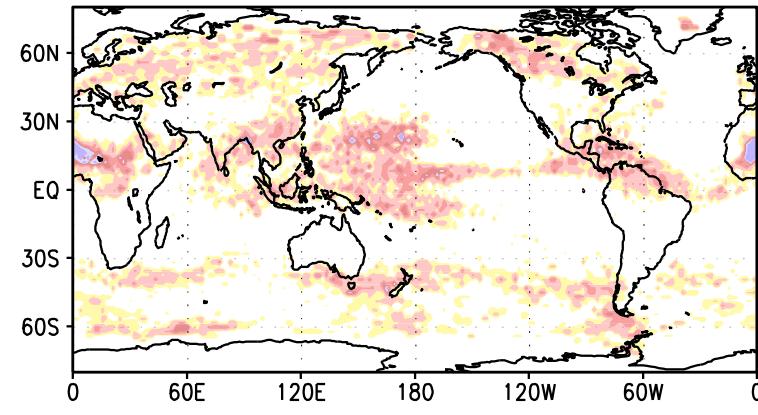
Temperature

Precipitation

SAS_G98



CCM_G98



$$\tau_{ct} = -\frac{\rho_{ct} |u_{ct}|^2}{N \Delta x} u_{ct} c_1 c_2 \mu_{ct}^2$$



Results :: Impacto devido a GWDC

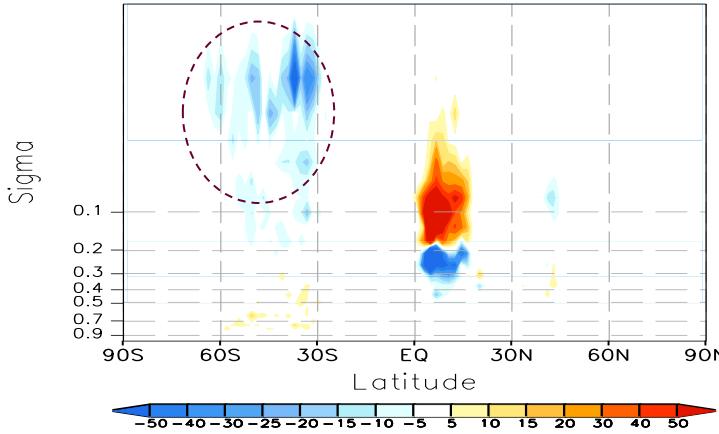
Wave stress at
cloud top

Wind tendency

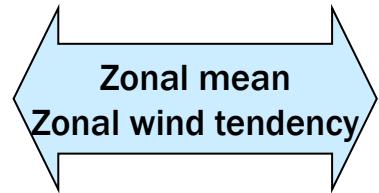
Wind & RMSE

Temperature

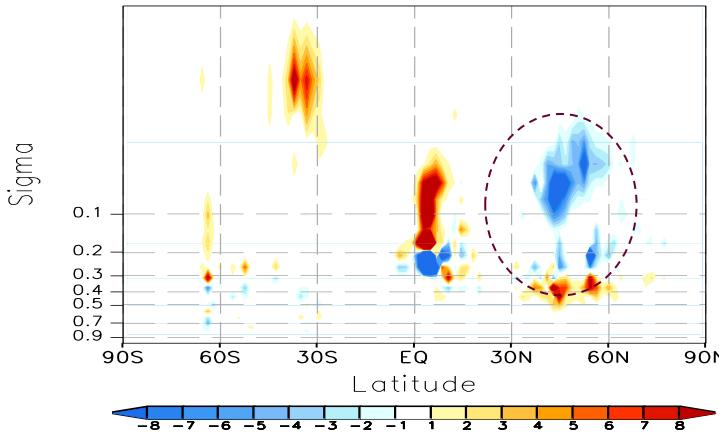
Precipitation



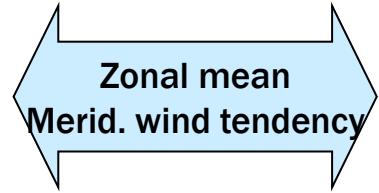
SAS_G98



Shading interval $5\text{ms}^{-1}\text{d}^{-1}$
(scaled by *100)

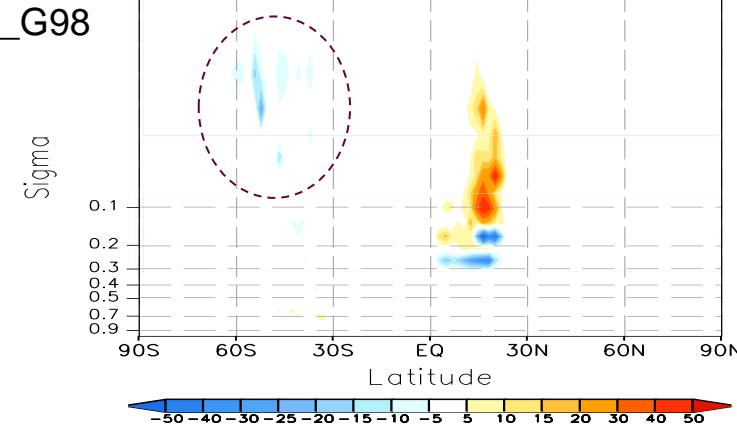


SAS_G98

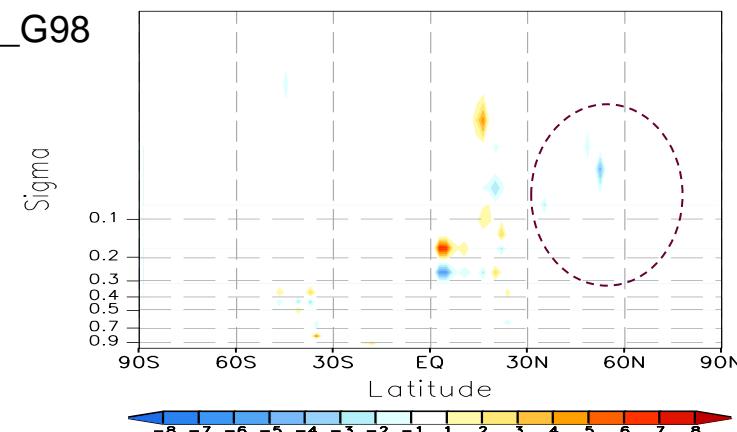


Shading interval $1\text{ms}^{-1}\text{d}^{-1}$
(scaled by *100)

CCM_G98



CCM_G98





Results :: Impacto devido a GWDC

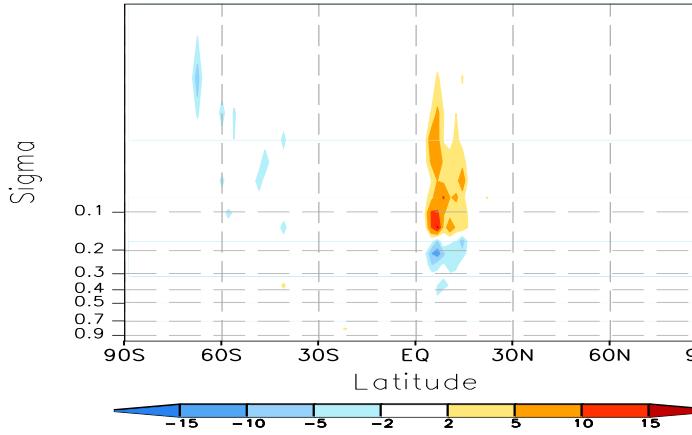
Wave stress at
cloud top

Wind tendency

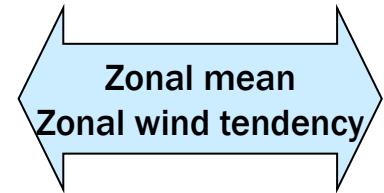
Wind & RMSE

Temperature

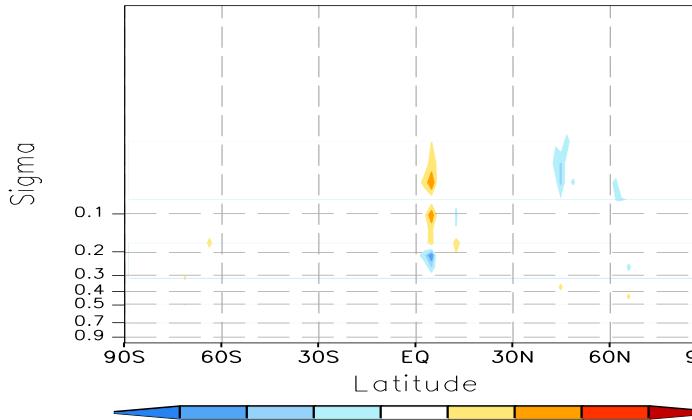
Precipitation



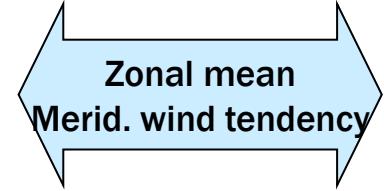
SAS_G02



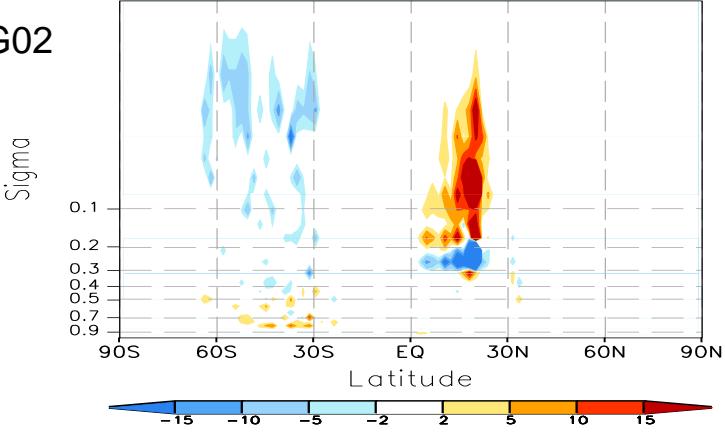
Shading interval $5\text{ms}^{-1}\text{d}^{-1}$
(scaled by *100)



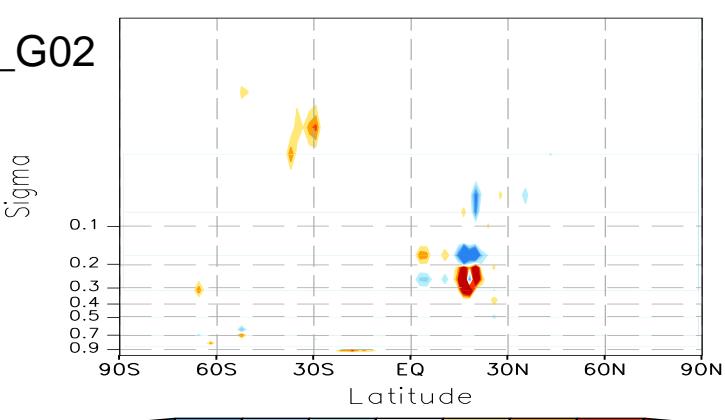
SAS_G02



Shading interval $1\text{ms}^{-1}\text{d}^{-1}$
(scaled by *100)



CCM_G02



CCM_G02





Results : Impacts due to the GWDC

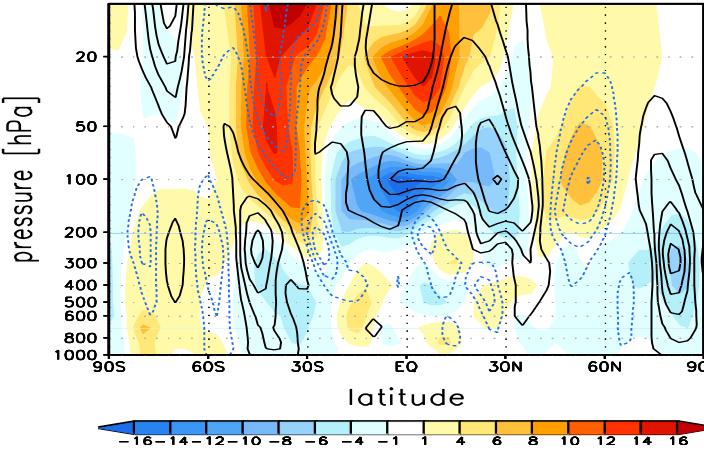
Wave stress at
cloud top

Wind tendency

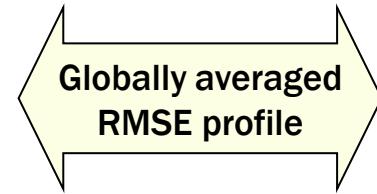
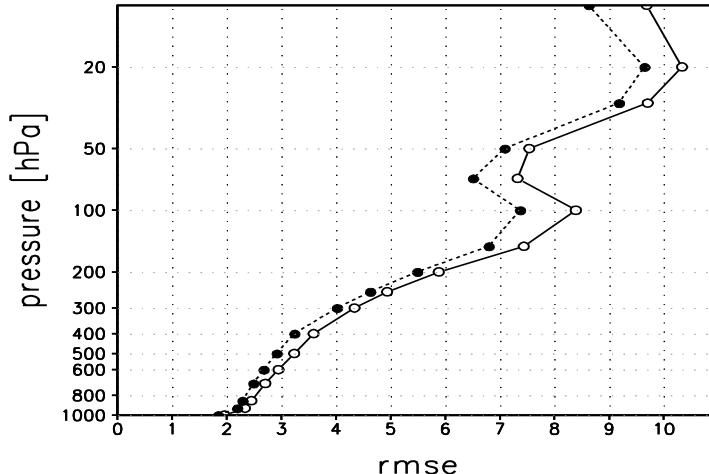
Wind & RMSE

Temperature

Precipitation

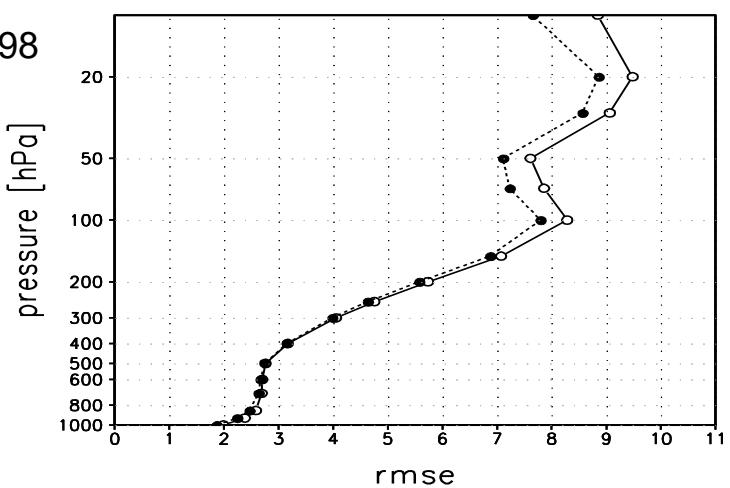
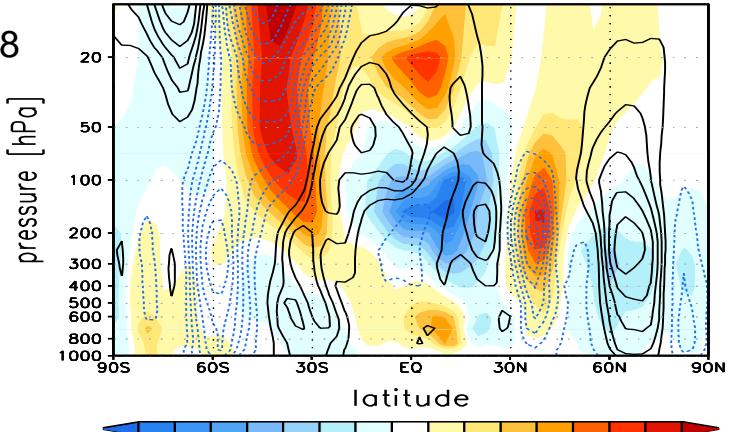


Shading :: CNTL - RA2(interval : 2ms^{-1})
Contour :: GWDC - CNTL(interval : 0.5ms^{-1})



Solid :: Control exp.
Dashed :: GWDC exp.

CCM_G98



Zonal wind



Results : Impacts due to the GWDC

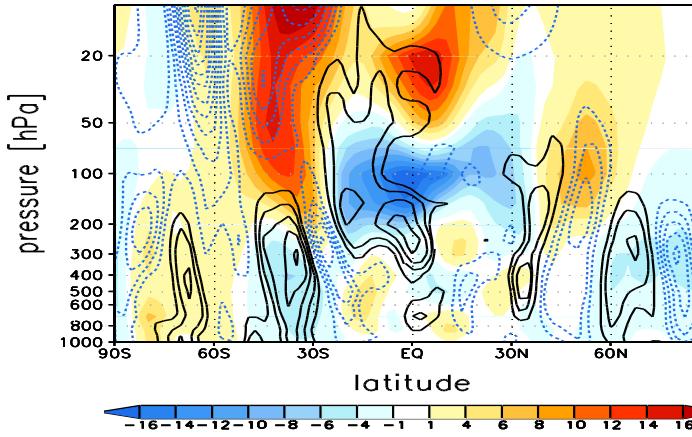
Wave stress at
cloud top

Wind tendency

Vento & RMSE

Temperature

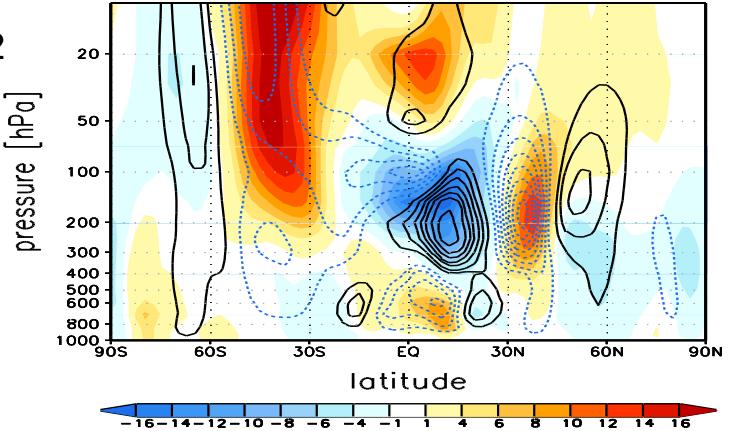
Precipitation



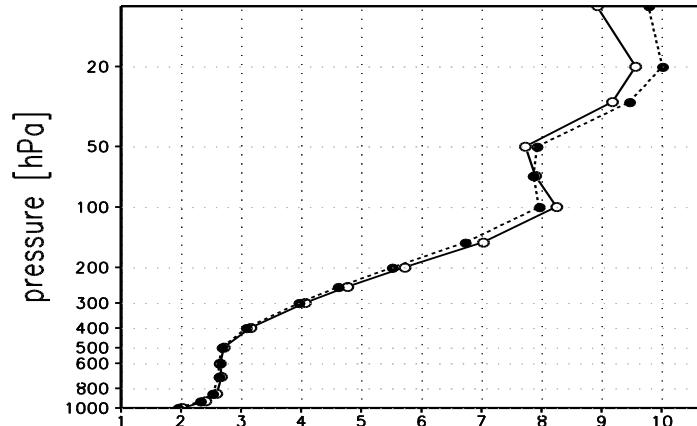
SAS_G98



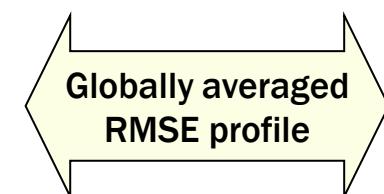
CCM_G02



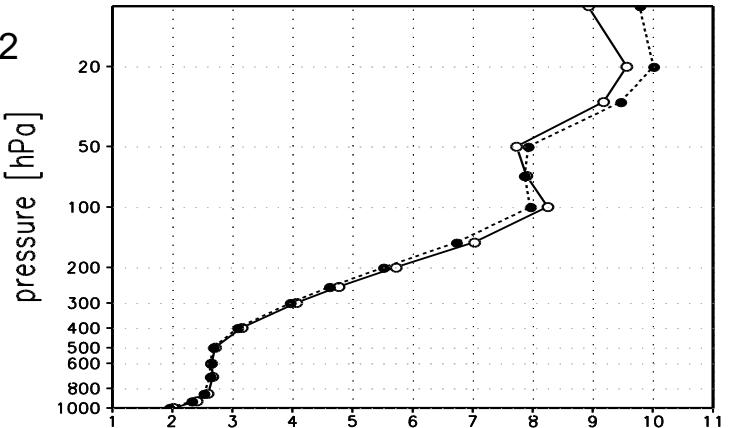
Shading :: CNTL - RA2(interval : 2ms^{-1})
Contour :: GWDC - CNTL(interval : 0.5ms^{-1})



SAS_G02



CCM_G02



Solid :: Control exp.
Dashed :: GWDC exp.

Zonal wind



Results : Impacts due to the GWDC

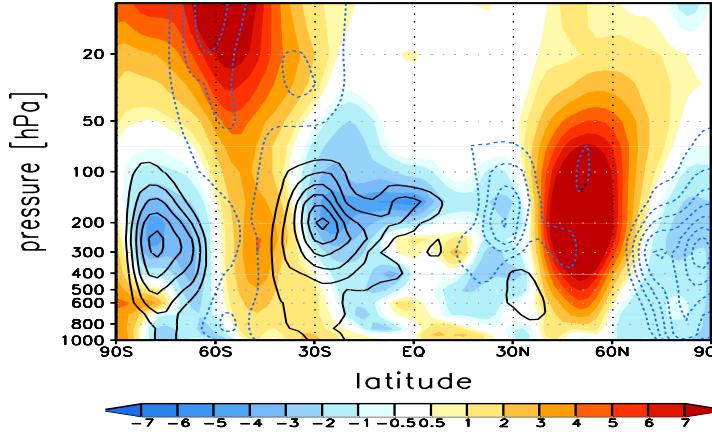
Wave stress at
cloud top

Wind tendency

Wind & RMSE

Temperature

Precipitation



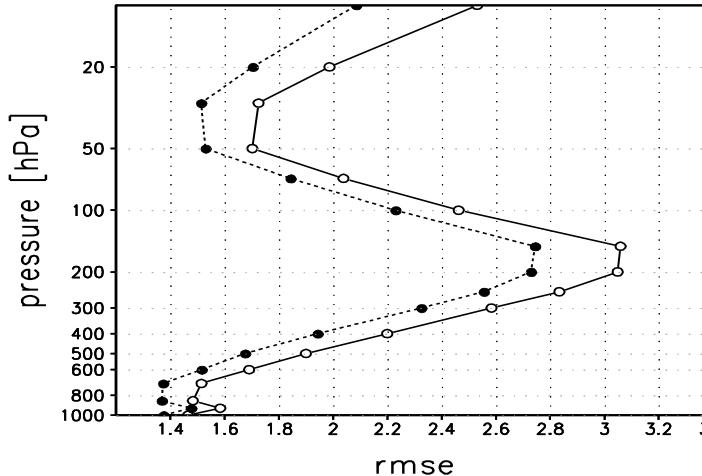
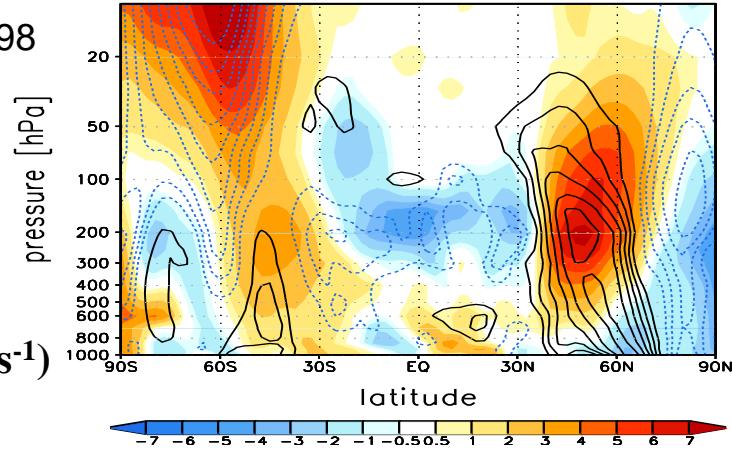
SAS_G98



Shading :: CRTL – RA2(interval : 1ms⁻¹)

Contour :: GWDC – CRTL(interval : 0.25ms⁻¹)

CCM_G98

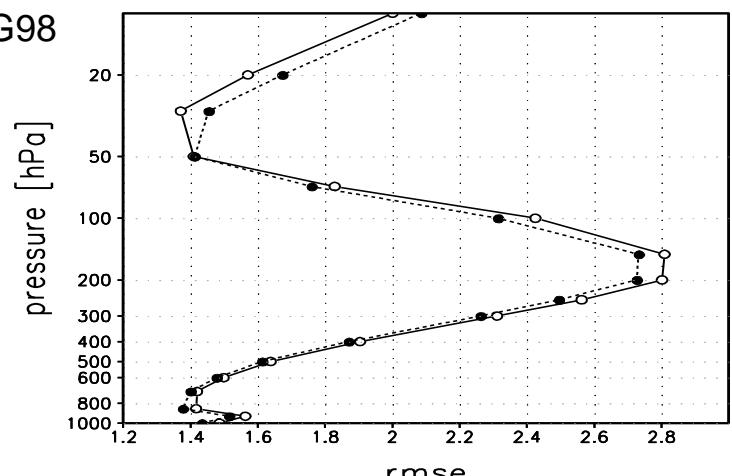


SAS_G98



Solid :: Control exp.
Dashed :: GWDC exp.

CCM_G98



Meridional wind





Results : Impacts due to the GWDC

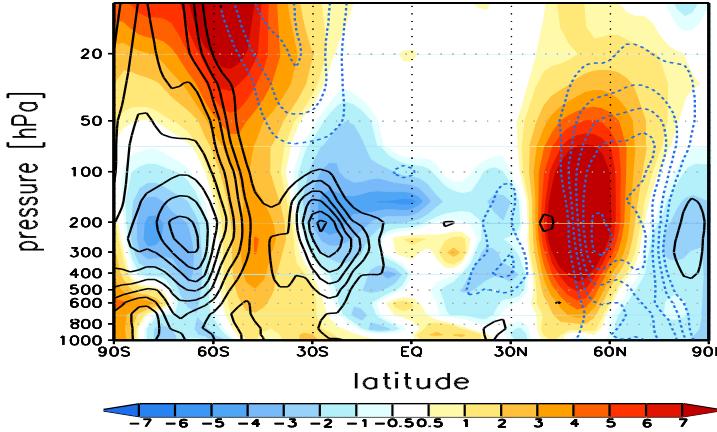
Wave stress at
cloud top

Wind tendency

Wind & RMSE

Temperature

Precipitation

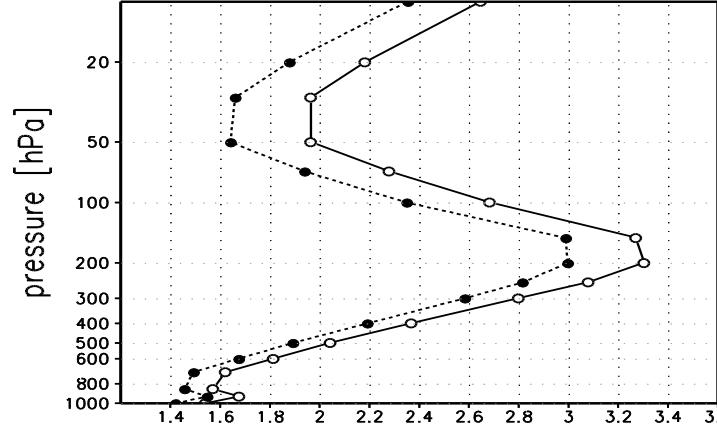
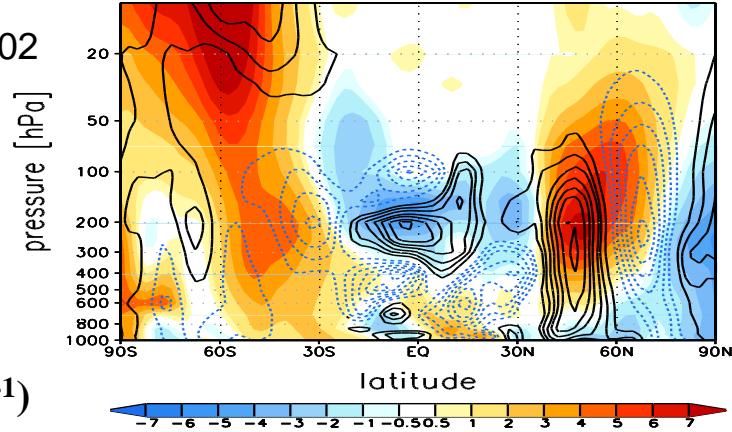


SAS_G02

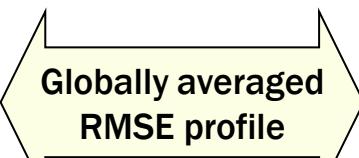


Shading :: CNTL – RA2(interval : 1ms⁻¹)
Contour :: GWDC – CNTL(interval : 0.25ms⁻¹)

CCM_G02

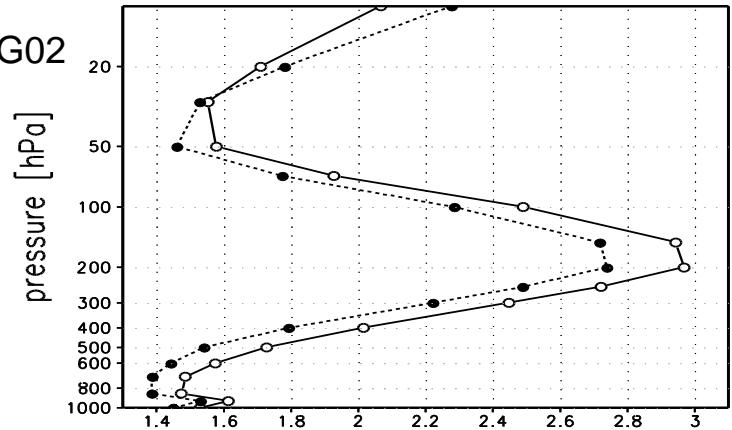


SAS_G02



Solid :: Control exp.
Dashed :: GWDC exp.

CCM_G02



Meridional wind

Paulo Yoshio Kubota



Numerical Modeling Laboratory



Results : Impacts due to the GWDC

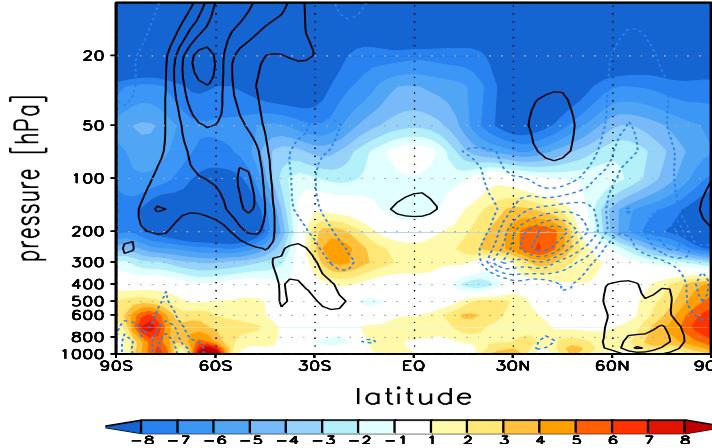
Wave stress at
cloud top

Wind tendency

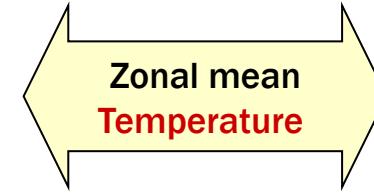
Wind & RMSE

Temperature

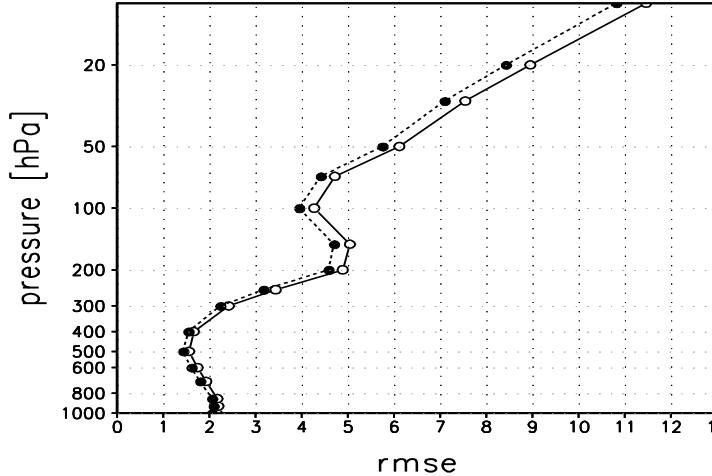
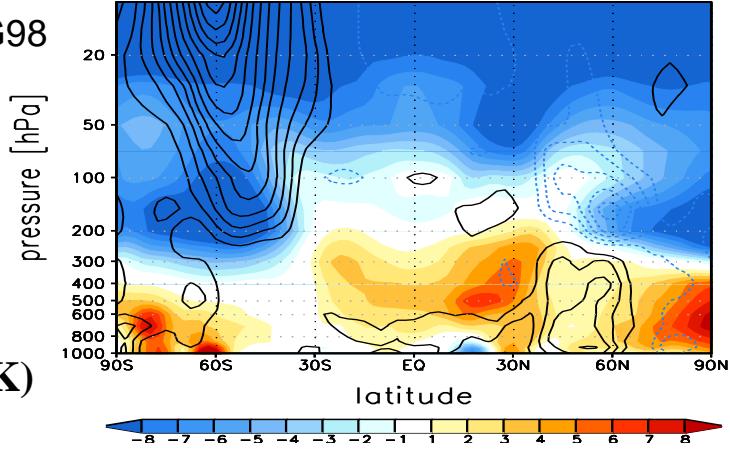
Precipitation



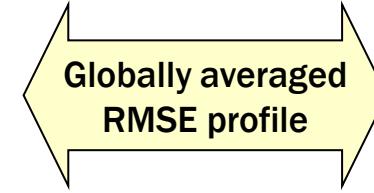
SAS_G98



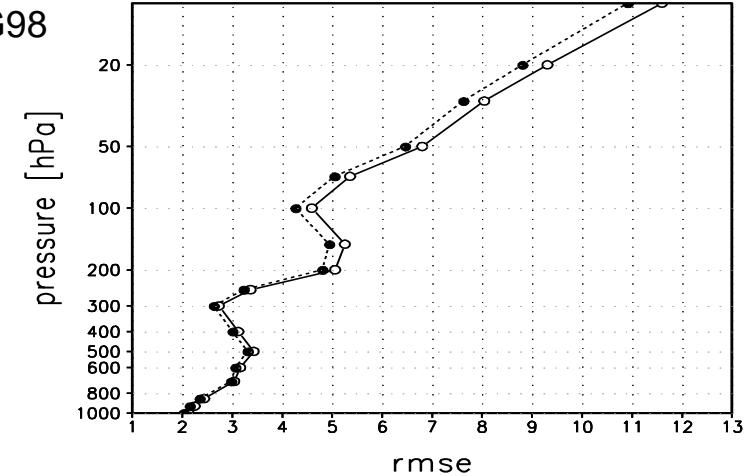
CCM_G98



SAS_G98



CCM_G98



Resultados : Impactos devido a GWDD

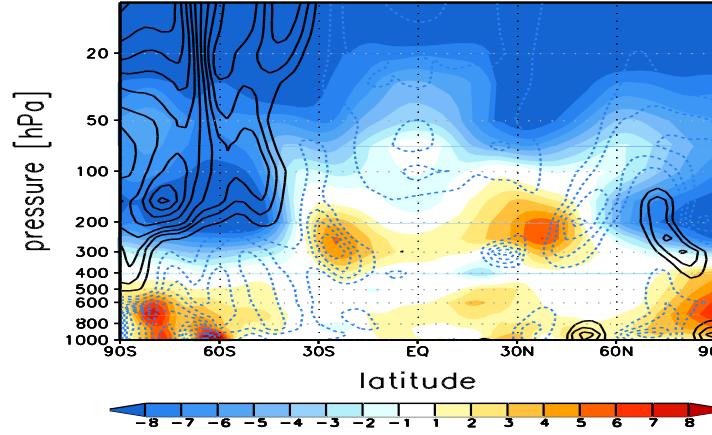
Wave stress at
cloud top

Tendencia Vento

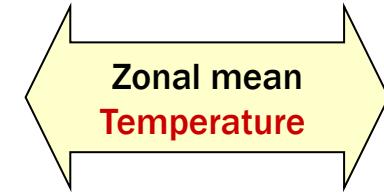
Vento & RMSE

Temperatura

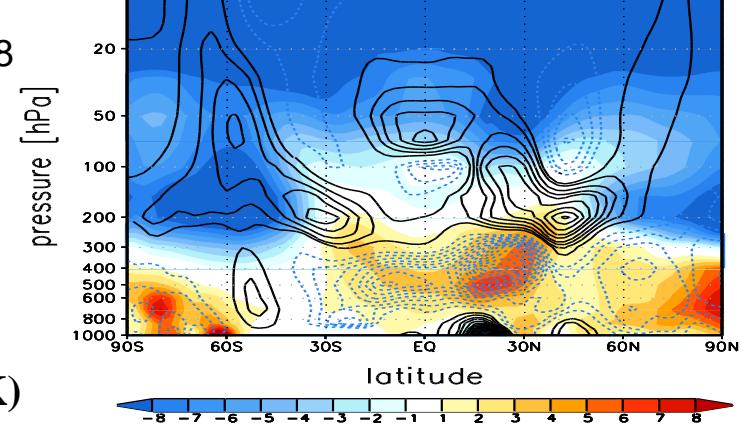
Precipitação



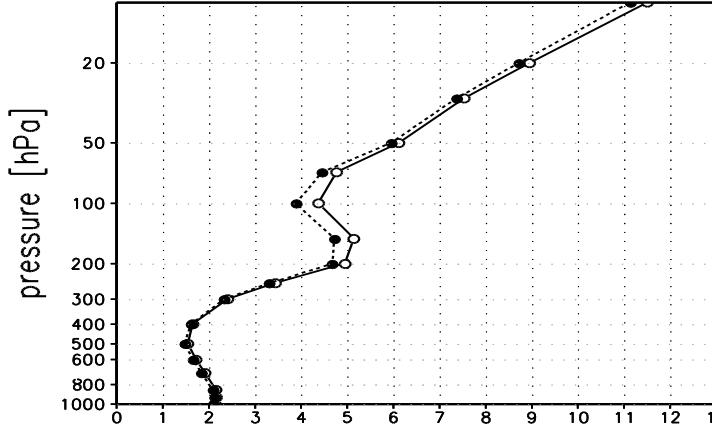
SAS_G02



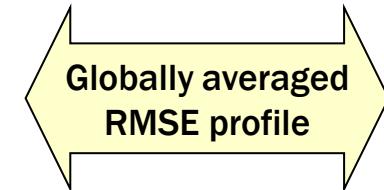
CCM_G98



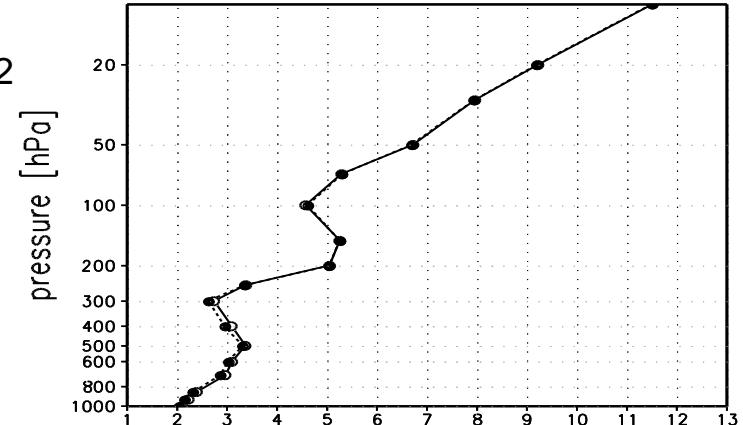
Shading :: CNTL – RA2 (interval : 1K)
Contour :: GWDC – CNTL (interval : 0.25K)



SAS_G02



CCM_G02



Solid :: Control exp.
Dashed :: GWDC exp.



Resultados : Impactos devido a GWDD

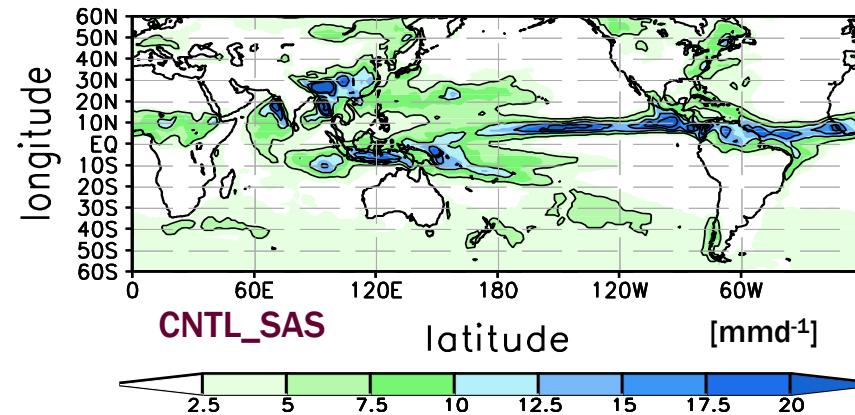
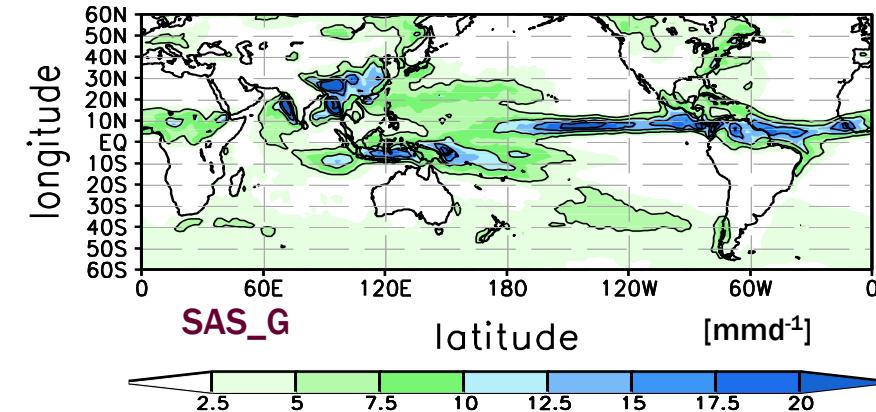
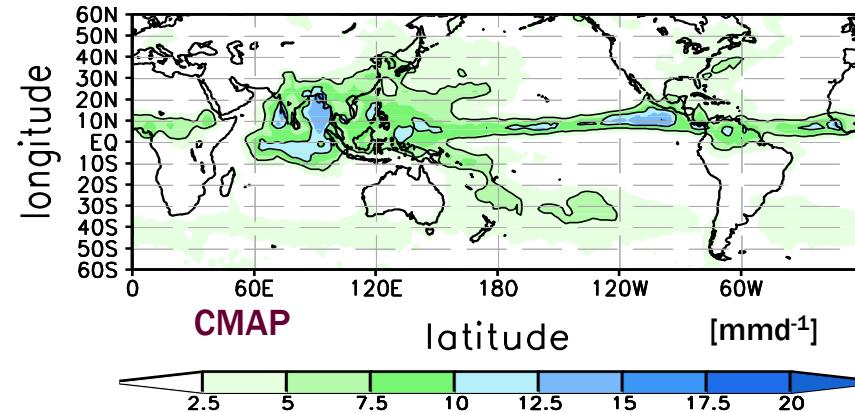
Wave stress at
cloud top

Tendência Vento

Vento & RMSE

Temperatura

Precipitação



few or no

	CNTL_SAS	SAS_G
PC	0.70	0.70
Bias	0.84	0.81
RMSE	2.76	2.71





Resultados : Impactos devido a GWDD

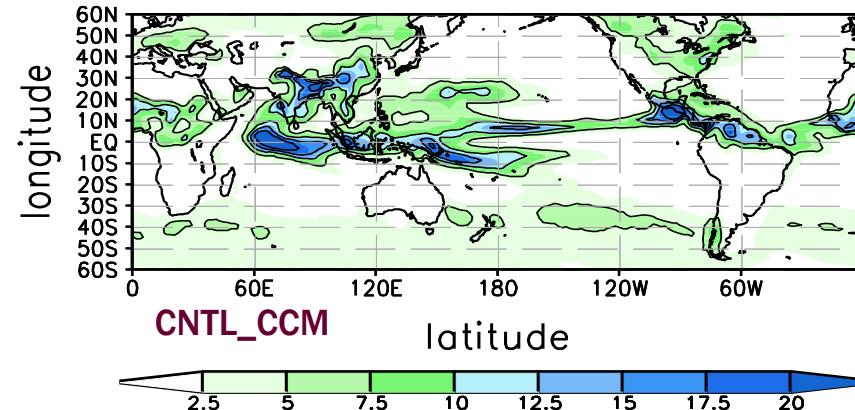
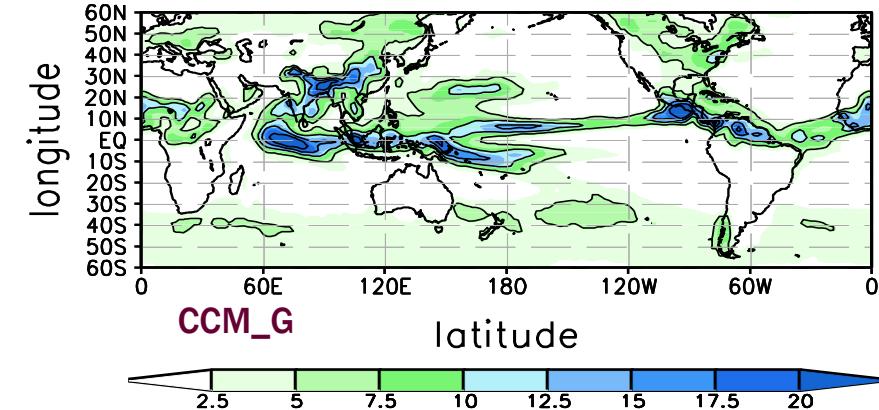
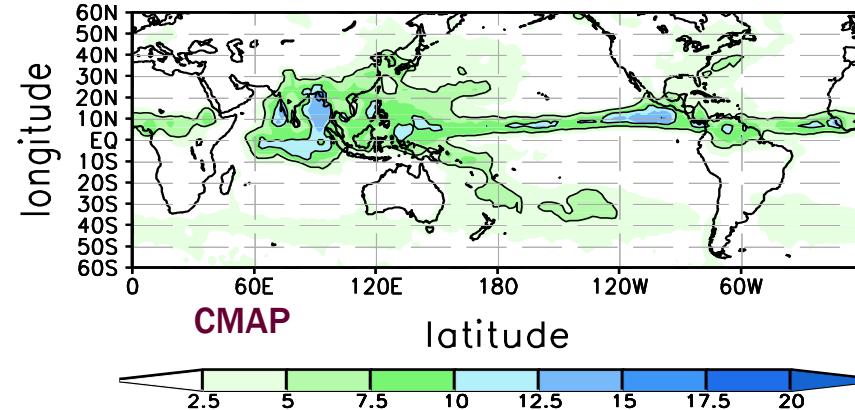
Wave stress at
cloud top

Tendências do Vento

Vento & RMSE

temperatura

precipitação



few or no

	CNTL_CCM	CCM_G
PC	0.69	0.70
Bias	0.77	0.77
RMSE	2.76	2.73





Considerações finais



A parametrização de GWDC foi implementado com sucesso no GCM (YOURS-GSM)

Efeito da GWDD na climatologia

Necessidade de alguma modificação no algoritmo original CB-98



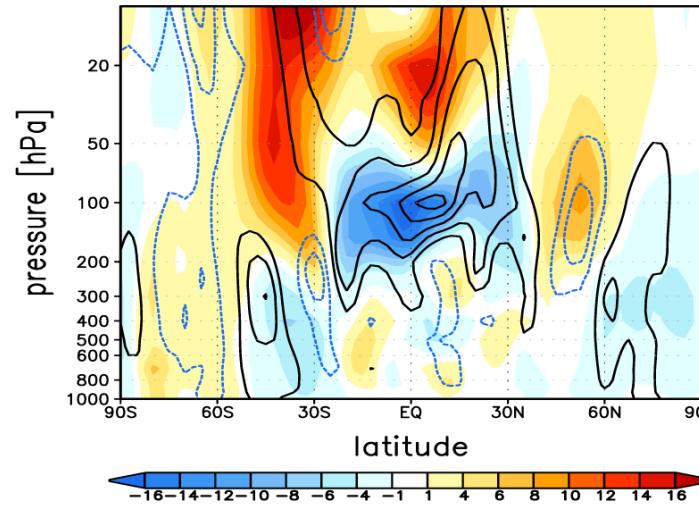
- **Fator de nuvem** é necessário para **controlar uma instabilidade** do modelo por efeito de arrasto de onda de gravidade devido a nuvens baixas em latitudes media do hemisfério Sul
- A **limitação da variação do vento** pela GWDD é necessário para **prevenir o modelo de ser instável** devido a quebra de ondas próximo ao topo do modelo
- A **reconsideração do nível critico** é necessário para representar a **propagação de ondas de gravidade realisticamente**.
- Coloca um **papel critico** na **melhora dos recursos de grande escala** em todos os aspectos.



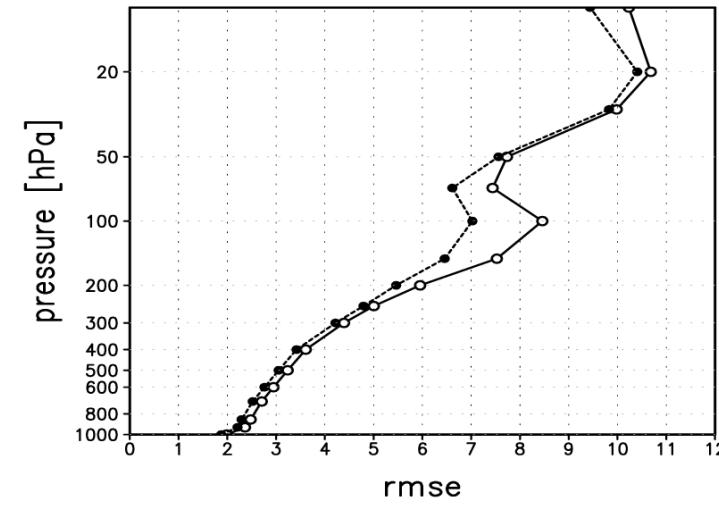
GWDD implementado por (Jeon et al. 2010, APJAS)



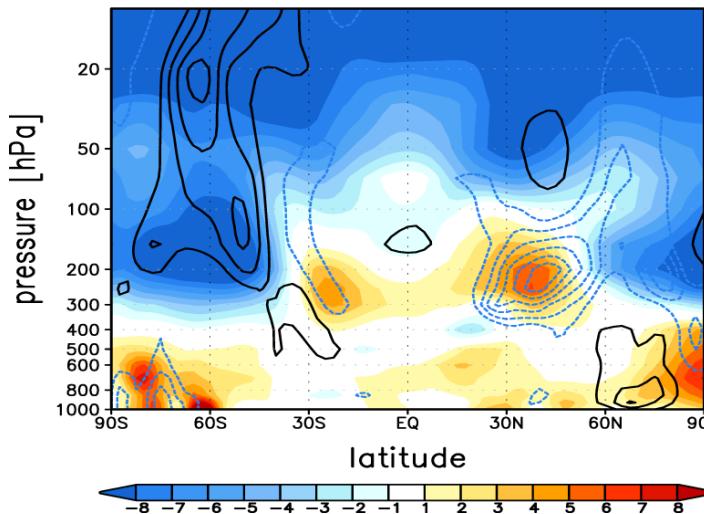
a) SAS_CB98 Zonal wind difference



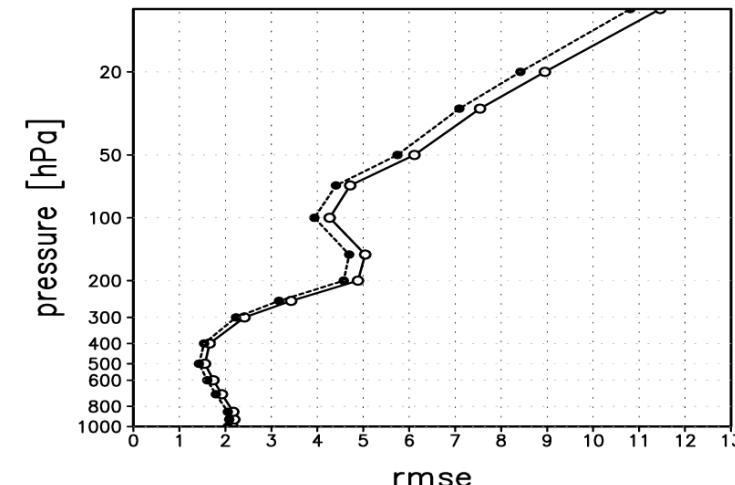
c)



a) SAS_CB98 Temperature difference



b)





4.5. Further issues

GWDO issues

Other em baixos níveis GWDB (Lott and Miller 1997, Gregory et al.1998) é também usado para. GWDO melhorar a representação de ondas curtas, média e climatologia (Hong et al. 2008)
Interação com a camada limite estável BL é importante (Kim and Hong 2009)

GWDC : *phys_gwd_chunbaik.F90*

Kershaw 1995, Chun and Baik 1998 : vórtices (eddies) estacionários
Song and Chun 2005 : quebra de onda espectral

$$\tau_{GWDC} = -\frac{1}{\Delta x} \frac{\rho_0 U_0^3}{N_0} c_1 c_2^2 \mu_0^2 \quad \mu_0 = \frac{g Q_0 a_1}{c_p N_0 T U_0^2}$$

- GWDC (GWD induzida pela convecção profunda), não é implementado em muitos GCMs
- Relação com as GWDD não orográficas GWD como no modelo do ECMWF
- Difusão horizontal versus ondas de gravidade na estratosfera