Parametrização da Camada Limite Planetária (PBL)

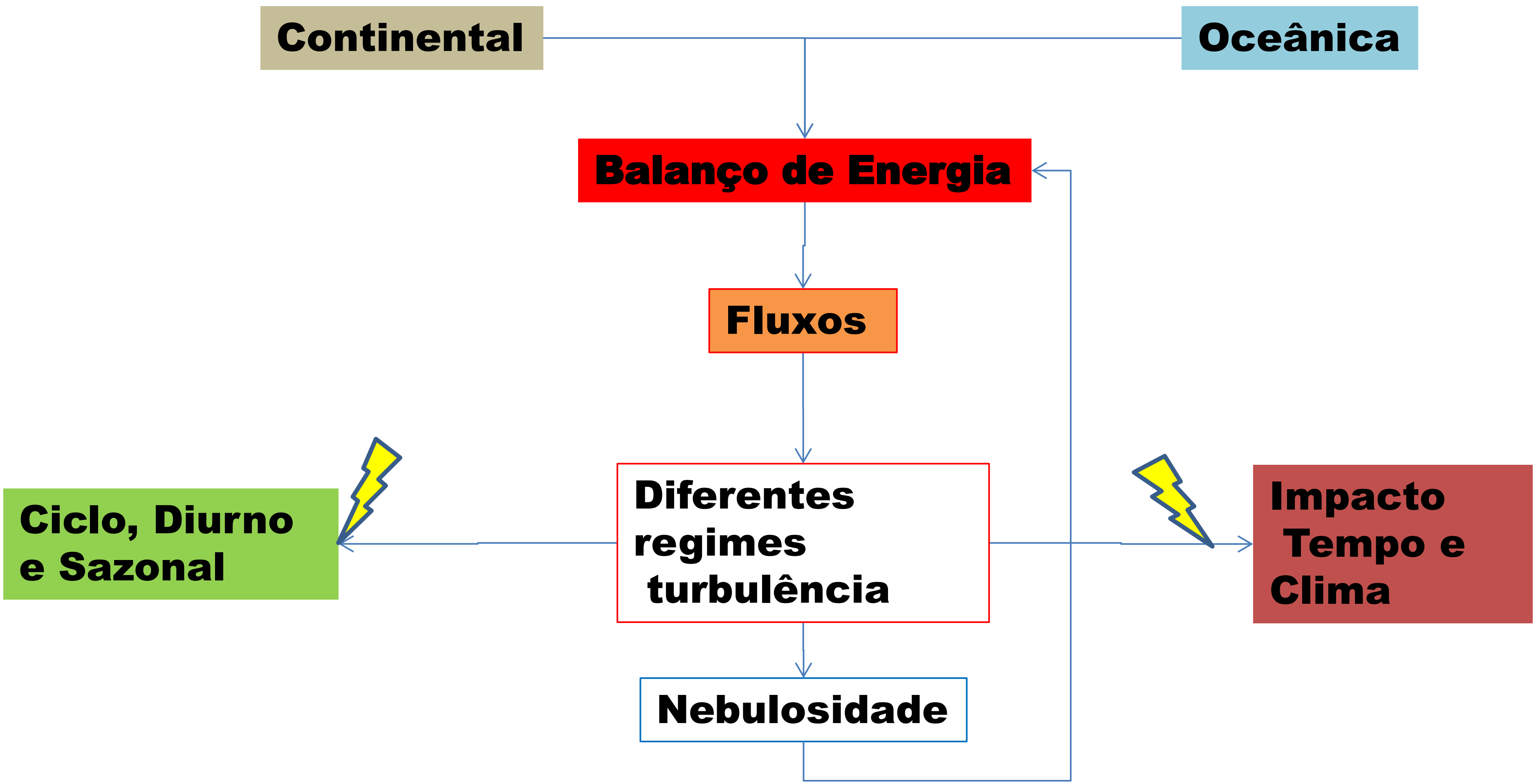
Paulo Kubota

Parametrização de turbulência úmida

Cachoeria Paulista – SP 02 julho 2018

Introdução

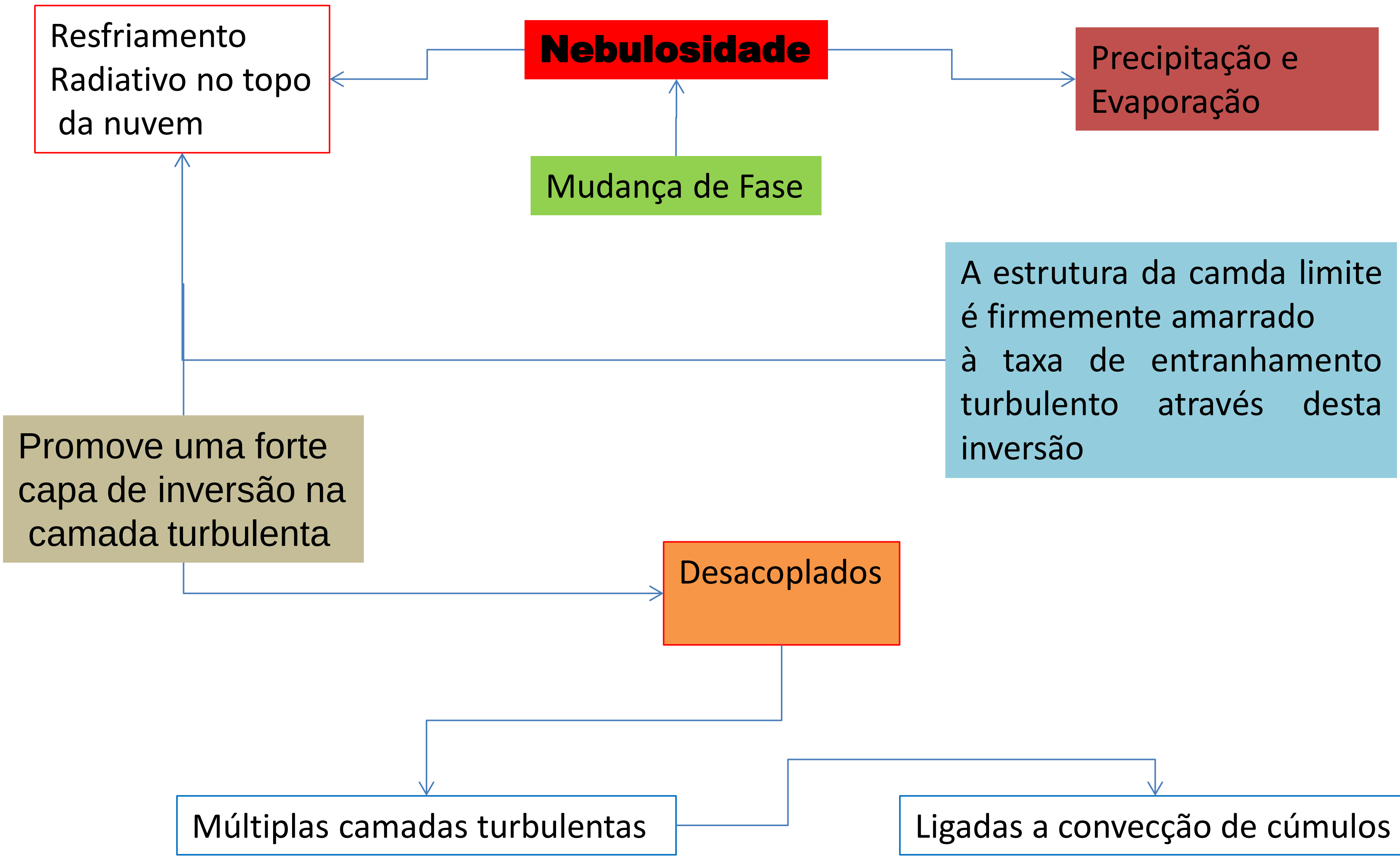
Qual a importância da PBL?



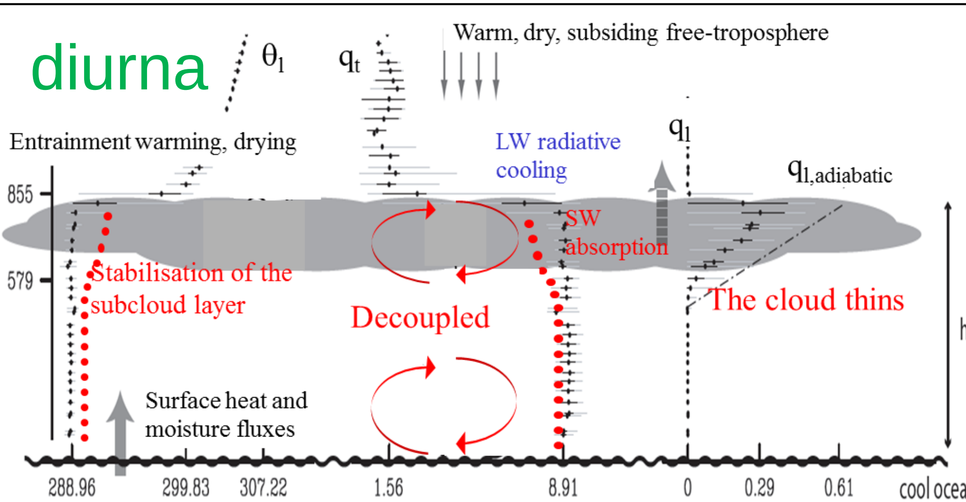
Processos de aquecimento diabáticos internos

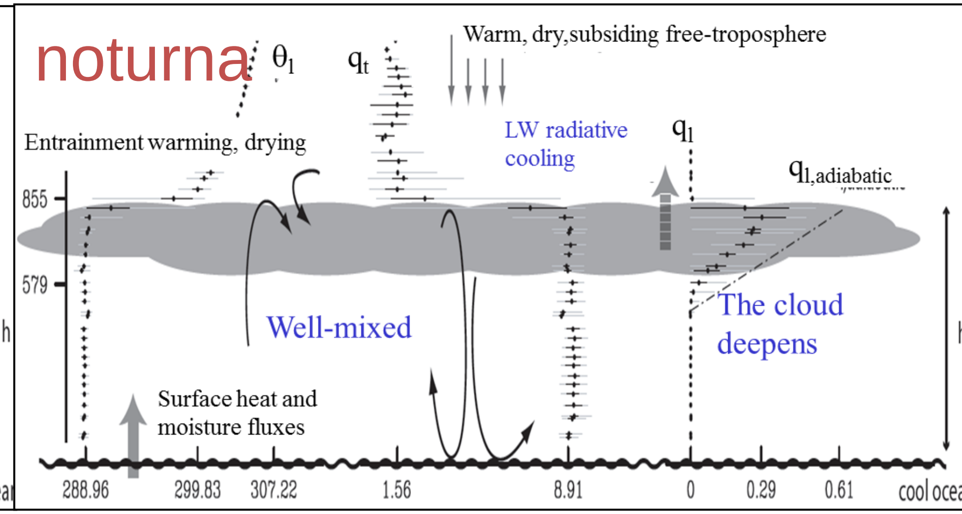
Introdução

Processos relacionados a nebulosidade

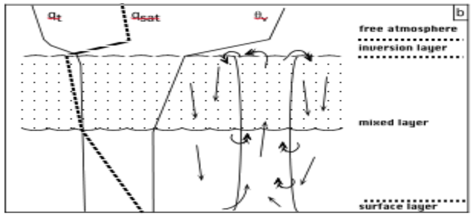


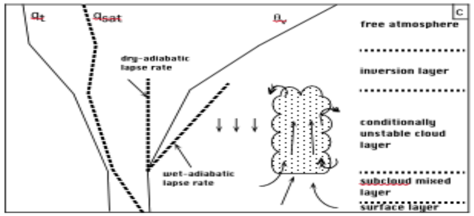
Variação Diária da PBL



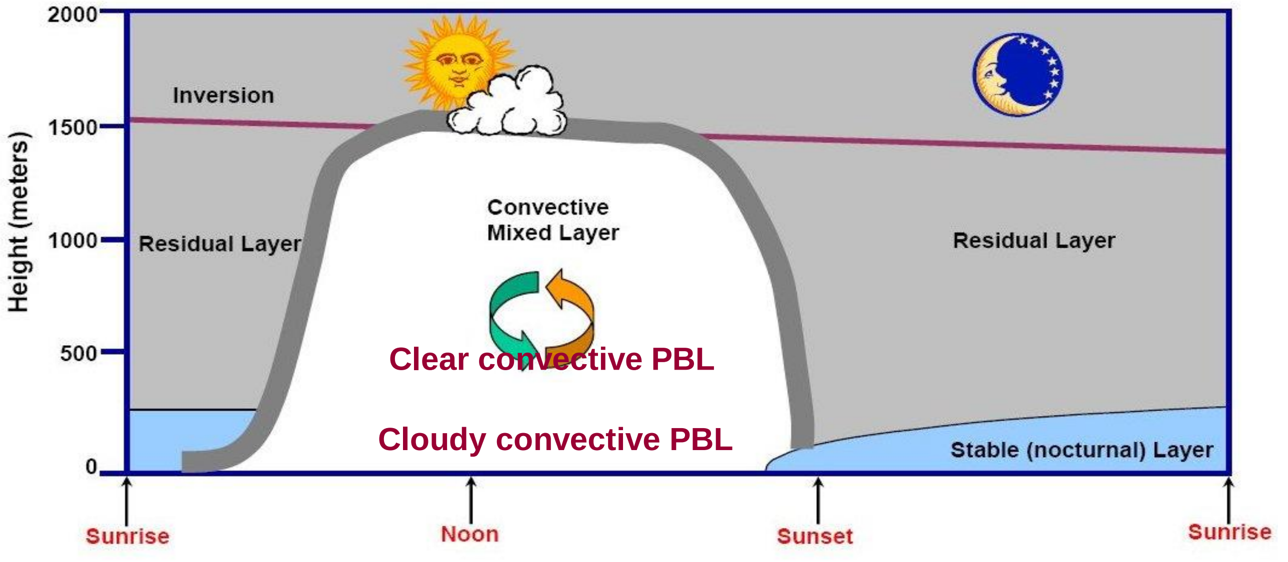


Estratocumulos PBL





Cumulos PBL



Adapted from **Introduction to Boundary Layer Meteorology** -R.B. Stull, 1988

PBL:Equações governantes do estado médio

Média de Reynolds $A = \overline{A} + A'$

☞ lei do gas $\overline{p} = \overline{\rho} \, R_d \, \overline{T_v}$ $\overline{T_v} = T(1 + 0.61 q_v - q_l)$

Temperatura virtual

Necessita ser parametrizado !

2nd ordem

☞ momentum

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j}\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\delta_{i3} g + f_c \varepsilon_{ij3} \overline{u_j} - \frac{1}{\overline{\rho}}\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\upsilon \partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j{}^2} - \frac{\partial (\overline{u_i' u_j'})}{\partial x_j}$$

Advecção media — gravidade — Coriolis — Gradiente de Pressão — Estresse Viscoso — Transporte Turbulento

☞ Eq. Continuidade

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = 0$$

☞ Calor

$$\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial t} + \overline{u_j}\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\overline{\rho} c_p}\frac{\partial \overline{F_j}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j' \theta'}}{\partial x_j} - \frac{L_v E}{\overline{\rho} c_p}$$

Advecção media — radiação — Transporte Turbulento — Liberação de Calor Latente

☞ Agua Total

$$\frac{\partial \overline{q_t}}{\partial t} + \overline{u_j}\frac{\partial \overline{q_t}}{\partial x_j} = \frac{S_{q_t}}{\overline{\rho}} - \frac{\partial \overline{u_j' q_t'}}{\partial x_j}$$

Advecção media — precipitação — Transporte Turbulento

PBL: Turbulent kinetic energy equation

☞ TKE: a measure of the intensity of turbulent mixing $\bar{e} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$

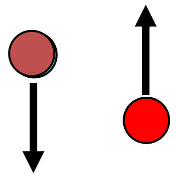
$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} = \frac{g}{\theta_0}\overline{w'\theta_v'} - \overline{u_i' u_j'}\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j' e}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{u_i' p'}}{\partial x_i} - \varepsilon$$

Produção de flutuabilidade | Cisalhamento mecânico | Transporte turbulento | Transporte pressão | dissipação

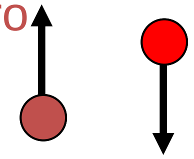
$$\theta_v = \theta\left(1 + 0.61\, q_v - q_l\right)$$ Temperatura potencial virtual

☞ Exemplo :

– $\theta_v' < 0$, $w' < 0$ ou $\theta_v' > 0$, $w' > 0$ $\longrightarrow$ $w'\theta_v' > 0$ fonte



– $\theta_v' < 0$, $w' > 0$ ou $\theta_v' > 0$, $w' < 0$ $\longrightarrow$ $w'\theta_v' < 0$ sumidouro



Como parameterizar os momentum de 2 ordem $w'\varphi'$

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j}\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\delta_{i3}g + f_c\varepsilon_{ij3}\overline{u_j} - \frac{1}{\overline{\rho}}\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\upsilon\partial^2\overline{u_i}}{\partial x_j^{\,2}} - \frac{\partial(\overline{u_i'u_j'})}{\partial x_j}$$

$$\boxed{\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = \frac{\partial \overline{u_i{}'u_i{}'}}{\partial x_i}}$$

$$\overline{w'\varphi'} = \mathbf{K(z)}\frac{d\varphi}{dz}$$

Teoria do transporte gradiente ou teoria K

$$\boxed{\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\boldsymbol{K^d(z)}\frac{\partial \bar{U}}{\partial x_3}}$$

O UWMT atualiza as variáveis difundida u usando um esquema de Euler implícito backward.

$$\frac{u(t+\Delta t) - u^*}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial z}\boldsymbol{K^d(z)}\frac{\partial}{\partial z}u(t+\Delta t)$$

Como parameterizar os momentum de 2 ordem $w'\varphi'$

$$F = \rho K(z)\frac{d\varphi}{dz} \qquad (F = \overline{w'\varphi'})$$

Calcular $K(z_{1.5})$???

Formulação em diferenças finitas

$$F_{1.5} = \rho K(z_{1.5})\,\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{z_2 - z_1}$$

Na camada se superficie integrada:

$$\varphi_1 - \varphi_s = \int_{z_{o\varphi}}^{z_1} \frac{F_{0\varphi}}{\rho K(z)}\,dz$$

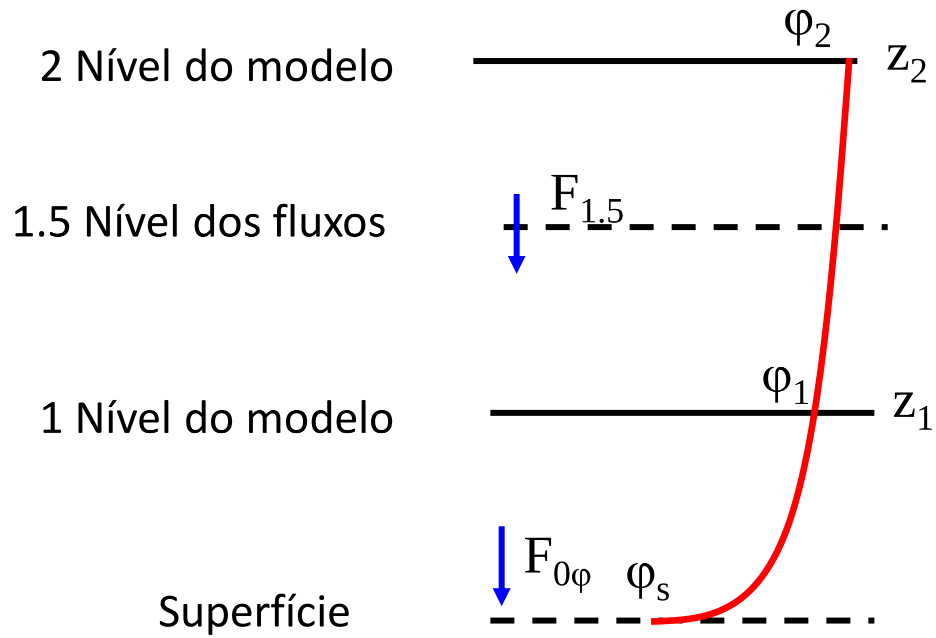
Camada de fluxo constante:

$$\varphi_1 - \varphi_s \approx \frac{F_0}{\rho}\int_{z_{0\varphi}}^{z_1} \frac{1}{K(z)}\,dz$$

Escoamento neutro: $K(z) = \kappa z u_*$

$$\varphi_1 - \varphi_s \approx \frac{F_{0\varphi}}{\rho \kappa u_*}\int_{z_{0\varphi}}^{z_1} \frac{dz}{z} \quad \Rightarrow \quad \varphi_1 - \varphi_s = \frac{F_{0\varphi}}{\rho \kappa u_*}\ln\left(\frac{z_1}{z_{o\varphi}}\right)$$

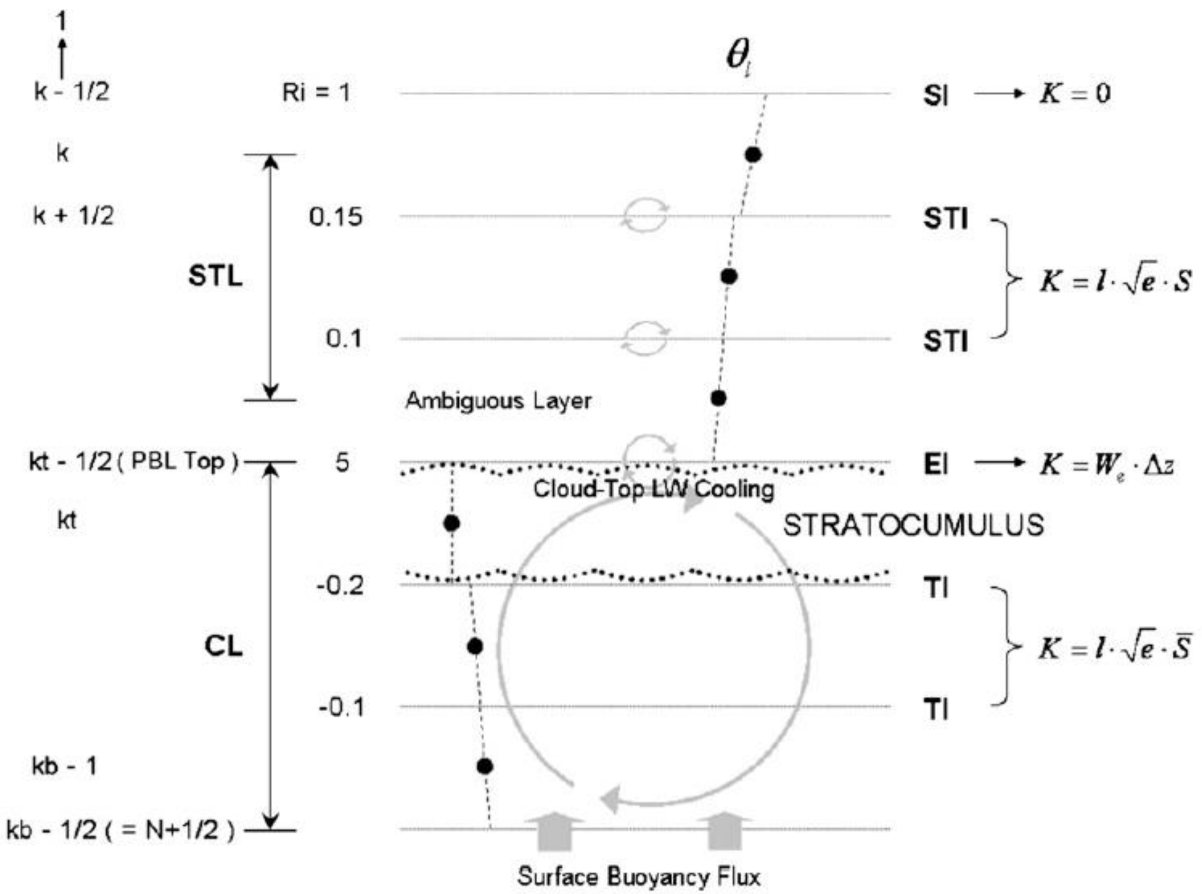
u,v,T,q



κ : Von Karman constant (0.4)
u_* : Friction velocity
ρ : Density

Formulação

a) Notação e indexação



A convenção de indexação e estrutura da camada turbulenta no UWMT.

Formulação

Uso do equema com passo de tempo longo

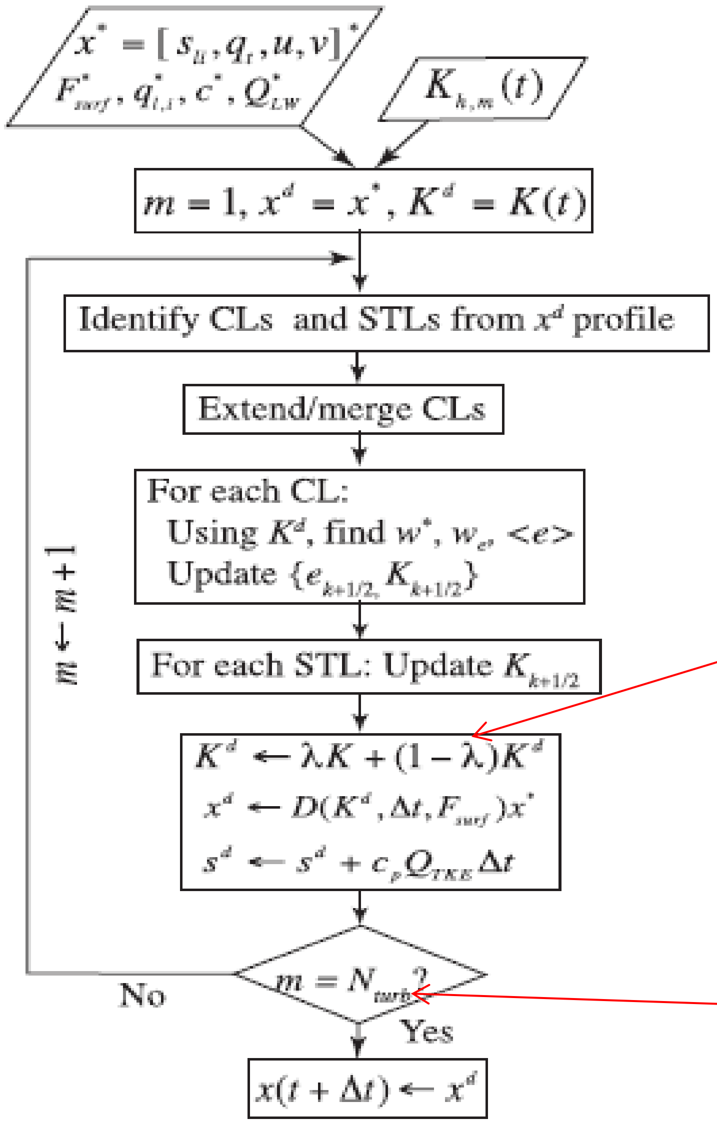


FIG. 4. Flowchart for UWMT. See text for details.

$\lambda = 0.5$ otimiza a convergência da iteração para o casos de coluna única

$N_{turb} = 5$ iterações. Uma aceitavelmente convergente climatologia em simulações globais requer ao menos 3 iterações

Formulação

Parametrização de fluxo difusivo DownGradiente

O UWMT usa a difusão downgradient para representar toda a turbulência.

$$\overline{w'\chi'} = -K_{\chi}\frac{\partial \chi}{\partial z}$$

Os Fluxo turbulentos de variáveis de mistura linear $\chi(u, v, s_l\ e\ q_y)$ calculado na interface entre as camadas do modelo.

Dado e e uma escala de comprimento de mistura turbulenta dominante l. A difusividade e a viscosidade dos vórtices turbulentos (eddy) tem a forma

$$K_h = lS_h e^{1/2} \qquad K_m = lS_m e^{1/2}$$

É importante notar que l é uma escala de comprimento de dissipação de TKE e. E não uma escala de comprimento de mistura vertical

Formulação

Parametrização de fluxo difusivo DownGradiente

A difusividade vertical é proporcional a escala de comprimento (corrigido pela estabilidade) $lS_{h,m}$

Em uma estratificação estável l é melhor considerado como uma escala de vórtice tipicamente horizontal do que uma escala de vórtice vertical.

Mellor yamada 1982 parametriza a média horizontal da taxa de dissipação de TKE D em função de l

$$D = \frac{e^{3/2}}{b_1 l}, \qquad (b_1 = 5.8)$$

$$l = \frac{\boldsymbol{e}^{3/2}}{b_1 \boldsymbol{D}}$$

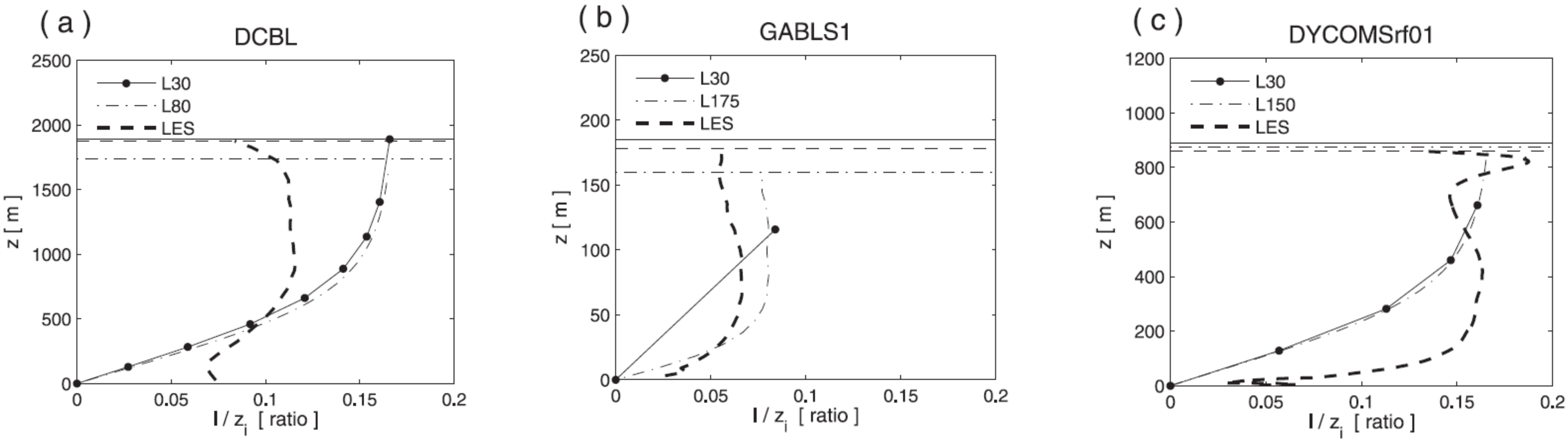
$\boldsymbol{e}$ e $\boldsymbol{D}$ derivada do LES

Formulação

Parametrização de fluxo difusivo DownGradiente

$$l = \frac{e^{3/2}}{b_1 D}$$

UWMT X LES



CL convectiva seca

CL estratificada estável

CL Estrato-cúmulo noturno

O comprimento de mistura é adimensionalisada dividindo pela profundidade da camada limite $h = z_i$ derivada do LES

Formulação

Parametrização de fluxo difusivo DownGradiente

$$l = \frac{\boldsymbol{e}^{3/2}}{b_1 \boldsymbol{D}}$$

UWMT X LES

O UWMT usa a escala de comprimento de mistura mestre de Blackadar 1962.

$$l = \frac{l_\infty}{1 + \frac{l_\infty}{kz}}$$

Assim, l é aproximadamente l_∞ exceto na camada limite turbulenta de superfície próxima ao solo. Onde se assemelha à altura z multiplicada pela constante de von Karman k=0,4 para corresponder à teoria da similaridade da camada superficial.

Sobre a física próxima ao solo , a escala de comprimento assintótico l_∞ é definida proporcional a espessura da camada turbulenta h .

$$l_\infty = \eta h$$

Formulação

Parametrização de fluxo difusivo DownGradiente

UWMT X LES

Sobre a física próxima ao solo , a escala de comprimento assintótico l_∞ é definida proporcional a espessura da camada turbulenta h .

$$l_\infty = \eta h \qquad no\ esquema\ GB01\ \eta = 0.085$$

NO UWMT foi ajustado com LES

$$\eta = 0.085\left\{2 - e^{\left[\min\left(R_i^{CL},0\right)\right]}\right\}$$

Onde R_i^{CL} é um numero de Richardson para a camada turbulenta convectiva.
(inclui pelo menos alguma subcamada de estratificação instável)

$$R_i^{CL} = \frac{\langle W_b \rangle^{int}}{\langle W_s \rangle^{int}}$$

$$W_b = l^2 N^2$$

$$W_s = l^2 S^2$$

W_b e W_S são forçantes de flutuabilidade e cisalhamento determinada da sondagem termodinâmica

Formulação

Parametrização de fluxo difusivo DownGradiente

UWMT X LES

$$\eta = 0.085\left\{2 - e^{\left[\min\left(R_i^{CL},0\right)\right]}\right\}$$

Assim, η é duas vezes maior ao assumida por GB01 na camada convectiva fortemente turbulenta [com R_i^{CL} altamente negativo]. Para camada turbulenta estratificada neutra e estável é assumida como no GB01

$$l_\infty = \eta h \qquad no\ esquema\ GB01\ \eta = 0.085$$

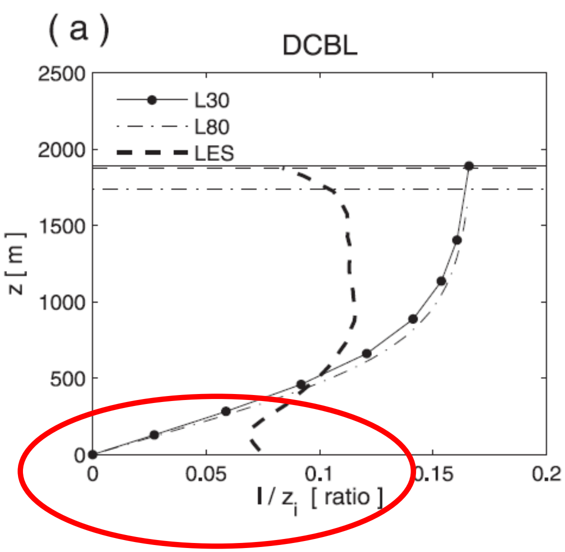
$$l = \frac{l_\infty}{1 + \frac{l_\infty}{kz}}$$

$$l = \frac{\boldsymbol{e}^{3/2}}{b_1 \boldsymbol{D}}$$

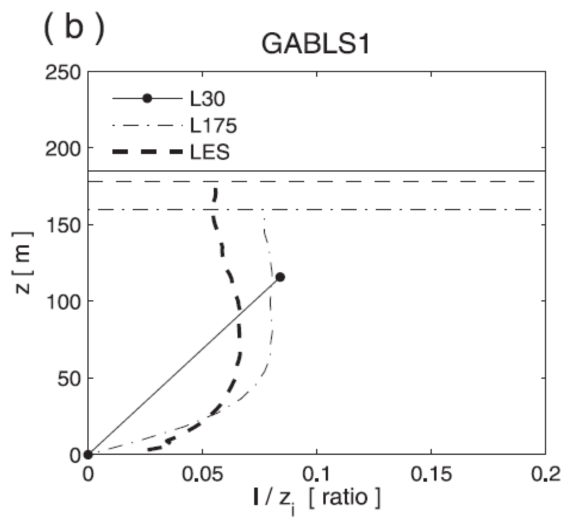
Formulação

Parametrização de fluxo difusivo DownGradiente

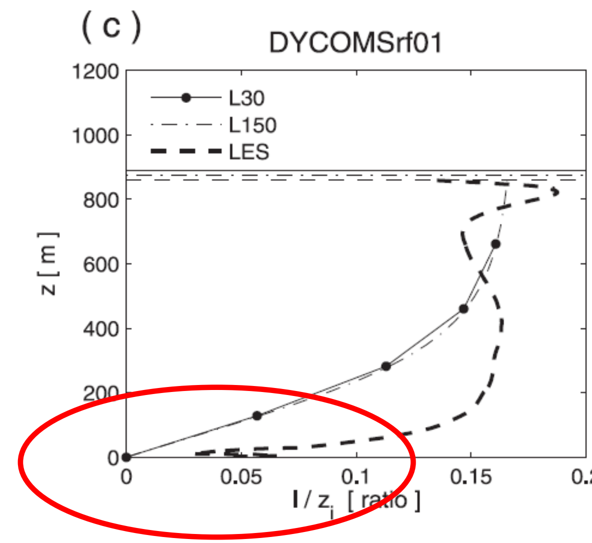
UWMT X LES



CL convectiva seca



CL estratificada estável



CL Estrato-cúmulo noturno

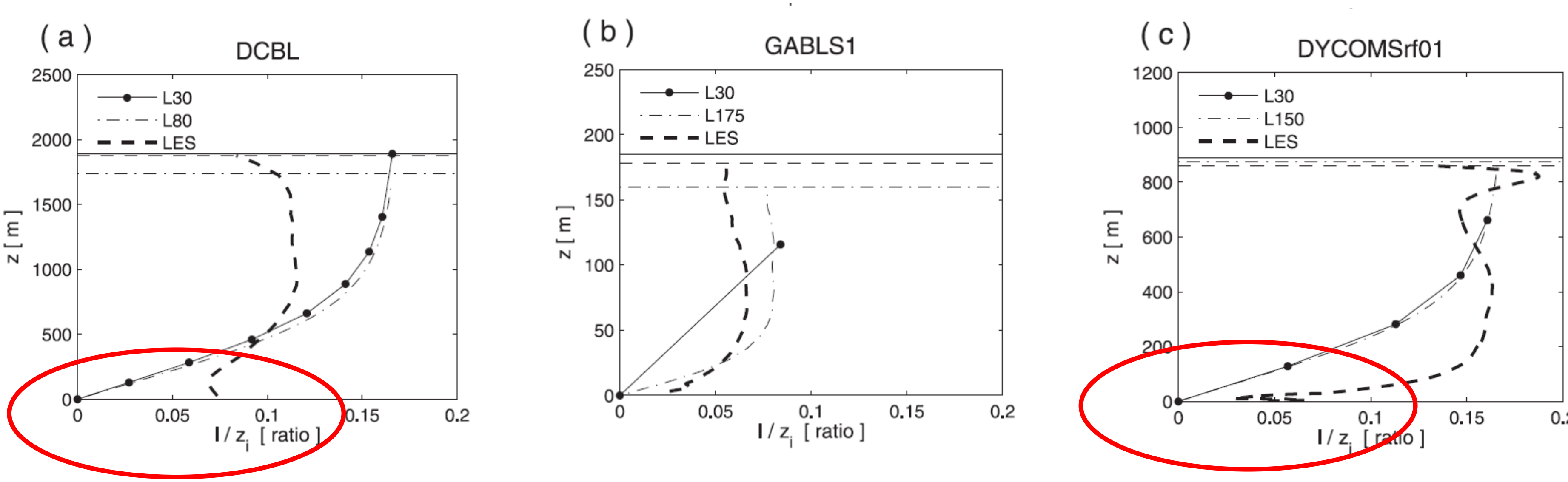
Para ambos os casos de camada limite convectiva com capa Sc seco e noturno, a escala de comprimento do UWMT é muito pequena na parte inferior da camada limite.

Isso aponta para uma deficiência da teoria de turbulência de Mellor e Yamada (1982) na camada superficial, que prediz que l se aproxima de kz próximo da superfície. Mantemos esse comportamento limitante porque é necessário combinar com a teoria de Monin-Obhukov.

Formulação

Parametrização de fluxo difusivo DownGradiente

UWMT X LES



CL convectiva seca CL estratificada estável CL Estrato-cúmulo noturno

No entanto, no LES:

O TKE próximo à superfície é quase inteiramente devido a movimentos horizontais.

$$l = \frac{e^{3/2}}{b_1 D}$$

Formulação

Parametrização de fluxo difusivo DownGradiente

UWMT X LES

A escolha de η afeta fortemente a escala de comprimento na parte superior da camada limite

$$\eta = 0.085\left\{2 - e^{\left[\min\left(R_i^{CL},0\right)\right]}\right\}$$

Claramente, os três casos (ou mesmo apenas os dois **casos convectivos**) **não podem ser ajustados exatamente pelo mesmo η**, motivando **a escolha da equação em função do R_i^{CL}.**

$$l = \frac{0.085\left\{2 - e^{\left[\min\left(R_i^{CL},0\right)\right]}\right\} h}{1 + \frac{0.085\left\{2 - e^{\left[\min\left(R_i^{CL},0\right)\right]}\right\}}{kz}}$$

Nós **escolhemos η 0.17** para o limite convectivo usando o caso estratocúmulo, ao **invés do menor valor de 0.12** calculado pelo LES no caso convectivo seco, **em parte para compensar uma leve subestimação de e** em simulações do UWMT da camada limite convectiva seca.

Formulação

Funções de estabilidade adimensional $S_{h,m}$ (Galperin, 1988)

$$S_h = \frac{\alpha_5}{1 + \alpha_3 G_h}$$

$$S_m = \frac{\alpha_1 + \alpha_2 G_h}{(1 + \alpha_3 G_h)(1 + \alpha_4 G_h)}$$

$$\boxed{\begin{aligned} K_h &= l S_h e^{1/2} \\ K_m &= l S_m e^{1/2} \end{aligned}}$$

Estas funçoes são expressos em termos de uma razão de estabilidade adimensional

$$G_h = \frac{N^2 l^2}{(2e)}$$

N^2 é o quadrado da frequência de flutuabilidade úmida

$$\alpha_1 = 0.55600;$$
$$\alpha_2 = -4.3649;$$
$$\alpha_3 = -34.6764;$$
$$\alpha_4 = -6.1272;$$
$$\alpha_5 = 0.698600$$

Formulação

Estas funçoes são expressos em termos de uma razão de estabilidade adimensional

$$G_h = \frac{N^2 l^2}{(2e)}$$

N^2 é o quadrado da frequência de flutuabilidade úmida

Nós restringimos $G_h < 0.0233$,

Esta é uma condição teórica **para manter a produção de cisalhamento positiva em turbulência homogeniamente estratificada, com cisalhamento instávelmente.**

O verdadeiro limite superior de Gh na estratificação instável é $\frac{-1}{\alpha_3} = 0.0288$, onde as funções de estabilidade se tornam infinitas,.

Nosso limite superior $G_h < 0.0233$ mantém S_h = 3.64. Comparado com um valor neutro (G_h = 0) onde S_h = 0.70

Formulação

Modelagem da equação de TKE

$$\bar{e} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$$

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} = \frac{g}{\theta_0}\overline{w'\theta_v'} - \overline{u_i'u_j'}\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j e}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{u_i'p'}}{\partial x_i} - \epsilon$$

Produção de flutuabilidade | Cisalhamento mecânico | Transporte turbulento | Transporte pressão | **dissipação**

$$\frac{de}{dt} = B + P_s + T_e - D$$

$B(x, y, z, t)$ é o fluxo de flutuabilidade
$P_s(x, y, z, t)$é a produção por cisalhamento,
$T_e(x, y, z, t)$é a convergência da soma do transporte turbulento TKE e o trabalho de pressão
$D(x, y, z, t)$é a dissipação

Despreza-se o armazenamento de TKE (pois raramente é um termo dominante nesse equilíbrio) e parametrizamos os termos no saldo resultante de produção - transporte - dissipação.

Formulação

Modelagem da equação de TKE

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} = \frac{g}{\theta_0}\overline{w'\theta_v'} - \overline{u_i' u_j'}\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j e}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{u_i' p'}}{\partial x_i} - \epsilon$$

$$\frac{de}{dt} = B + P_s + T_e - D$$

O fluxo de Flutuabilidade e a produção de cisalhamento são calculados parametrizando os fluxos necessários usando a difusão downgradient.

$$P_s = -\overline{w'u'}\frac{\partial U}{\partial z} - \overline{w'u'}\frac{\partial V}{\partial z} = \boldsymbol{K_m} S^2$$

$$S^2 = \left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2$$

$$B = \overline{w'b'} = -\boldsymbol{K_h} N^2$$

Formulação

Modelagem da equação de TKE

$$P_s = -\overline{w'u'}\frac{\partial U}{\partial z} - \overline{w'u'}\frac{\partial V}{\partial z} = K_m \boldsymbol{S}^2$$

$$B = \overline{w'b'} = -K_h \boldsymbol{N}^2$$

S^2 é o quadrado do cisalhamento vertical ,
b' é uma perturbação da flutuabilidade,
N^2 é diagnosticado a partir de gradientes verticais das variáveis conservadas s_l e q_t e a fração de nuvens σ:

$$\boldsymbol{N}^2 = c_h \frac{ds_l}{dz} + c_q \frac{dq_t}{dz}$$

$$c_h = \sigma c_{hs} + (1-\sigma) c_{hu}$$

$$c_q = \sigma c_{qs} + (1-\sigma) c_{qu}$$

Os **<u>coeficientes termodinâmicos</u>** c_{hs}e c_{qs} descrevem a contribuição de dois gradiente de variáveis conservada na N^2 no ar saturado, e $\boldsymbol{c_{hu}}$e $\boldsymbol{c_{qu}}$ no ar insaturado.

Formulação

Modelagem da equação de TKE

$$c_h = \sigma c_{hs} + (1-\sigma)c_{hu} \qquad c_q = \sigma c_{qs} + (1-\sigma)c_{qu}$$

Os coeficientes termodinâmicos c_{hs}e c_{qs} **<u>descrevem a contribuição de dois gradiente de variáveis conservada na N^2</u>** no ar saturado, e $\underline{c_{hu}}$e $\underline{c_{qu}}$ no ar insaturado.

Eq. (3.15) de Schubert et al 1979

$$c_{hs} = \alpha\beta \qquad \beta = \frac{[1+\gamma\epsilon(1+\delta)]}{[1+\gamma]}$$

L calor latente de vaporização

$$c_{hu} = \alpha \qquad \alpha = \frac{g}{s_v}$$

$c_p\ calor\ especifica$

$$c_{qs} = L\alpha \qquad \delta = 0.608$$

$s_v = energia\ estática\ virtual\ na\ interface\ é\ calculada\ como\ a\ media\ de\ dois\ pontos\ medios\ da\ camada\ adjacente$

$$c_{qu} = -\alpha c_p \delta \qquad \epsilon = \frac{c_p T}{L}$$

$$\gamma = \left(\frac{L}{c_p}\right)\frac{\partial q^*}{\partial T}$$

Formulação

Camadas turbulentas estavelmente estratificadas

Na camada turbulenta estavelmente estratificada , o transporte e armazenamento de tke é desprezado:

$$\frac{de}{dt} = B + P_s + T_e - D$$

$$D = \frac{e^{3/2}}{b_1 l}$$

. Assim:

$$P_s = K_m S^2$$

$$\frac{de}{dt} = 0 = -K_h N^2 + K_m S^2 - \frac{e^{3/2}}{b_1 l}$$

$$B = -K_h N^2$$

$$\frac{e^{\frac{3}{2}}}{b_1 l} = -K_h N^2 + K_m S^2$$

$$K_m = l S_m e^{1/2}$$

$$K_h = l S_h e^{1/2}$$

$$\frac{e^{\frac{3}{2}}}{b_1 l} = -l S_h e^{1/2} N^2 + l S_m e^{1/2} S^2$$

$$S_m = \frac{\alpha_1 + \alpha_2 G_h}{(1 + \alpha_3 G_h)(1 + \alpha_4 G_h)}$$

$$e = b_1 l^2 (-S_h N^2 + S_m S^2)$$

$$S_h = \frac{\alpha_5}{1 + \alpha_3 G_h}$$

Formulação

Camadas turbulentas estavelmente estratificadas

Na camada turbulenta estavelmente estratificada , o transporte e armazenamento de tke é desprezado:

$$D = \frac{e^{3/2}}{b_1 l}$$

$$e = b_1 l^2(-S_h N^2 + S_m S^2)$$

$$S_m = \frac{\alpha_1 + \alpha_2 G_h}{(1 + \alpha_3 G_h)(1 + \alpha_4 G_h)}$$

$$e = b_1 l^2 \left(-N^2 \frac{\alpha_5}{1 + \alpha_3 G_h} + S^2 \frac{\alpha_1 + \alpha_2 G_h}{(1 + \alpha_3 G_h)(1 + \alpha_4 G_h)} \right)$$

$$S_h = \frac{\alpha_5}{1 + \alpha_3 G_h}$$

razão de estabilidade adimensional $G_h = \frac{-N^2 l^2}{2e}$

$$-\frac{N^2 l^2}{2G_h} = b_1 l^2 \left(-N^2 \frac{\alpha_5}{1 + \alpha_3 G_h} + S^2 \frac{\alpha_1 + \alpha_2 G_h}{(1 + \alpha_3 G_h)(1 + \alpha_4 G_h)} \right)$$

$$-N^2 = 2b_1 G_h \left(-N^2 \frac{\alpha_5}{1 + \alpha_3 G_h} + S^2 \frac{\alpha_1 + \alpha_2 G_h}{(1 + \alpha_3 G_h)(1 + \alpha_4 G_h)} \right)$$

Formulação

Camadas turbulentas estavelmente estratificadas

Na camada turbulenta estavelmente estratificada , o transporte e armazenamento de tke é desprezado:

$$-N^2 = 2b_1 G_h \left(-N^2 \frac{\alpha_5}{1+\alpha_3 G_h} + S^2 \frac{\alpha_1 + \alpha_2 G_h}{(1+\alpha_3 G_h)(1+\alpha_4 G_h)} \right)$$

$$-N^2 (1+\alpha_3 G_h)(1+\alpha_4 G_h) = 2b_1 G_h \left(-N^2 \frac{\alpha_5 (1+\alpha_3 G_h)(1+\alpha_4 G_h)}{1+\alpha_3 G_h} + S^2 (\alpha_1 + \alpha_2 G_h) \right)$$

$$-N^2 (1+\alpha_3 G_h)(1+\alpha_4 G_h) = -2b_1 G_h (N^2 (\alpha_5 (1+\alpha_4 G_h)) + S^2 (\alpha_1 + \alpha_2 G_h))$$

$$-\frac{N^2}{S^2} (1+\alpha_3 G_h)(1+\alpha_4 G_h) = -2b_1 G_h \left(\frac{N^2}{S^2} (\alpha_5 (1+\alpha_4 G_h)) + \frac{S^2}{S^2} (\alpha_1 + \alpha_2 G_h) \right)$$

$$R_i (1+\alpha_3 G_h)(1+\alpha_4 G_h) = 2b_1 G_h (R_i \alpha_5 (1+\alpha_4 G_h) - (\alpha_1 + \alpha_2 G_h))$$

Formulação

Camadas turbulentas estavelmente estratificadas

Na camada turbulenta estavelmente estratificada , o transporte e armazenamento de tke é desprezado:

$$R_i(1+\alpha_3 G_h)(1+\alpha_4 G_h) = 2b_1 G_h(R_i\alpha_5(1+\alpha_4 G_h) - (\alpha_1+\alpha_2 G_h))$$

Para $R_i > R_{Icrit} = 0.19$, não há solução fisica para G_h e a interface é assumida não turbulenta

Para $R_i < R_{Icrit} = 0.19$, este polinômio tem duas raízes reais, mas somente o maior é fisico.

Para a estratificação instável, a raiz menor está fora do limite permitido faixa de Gh;

Formulação

Camadas turbulentas estavelmente estratificadas UWMT

Funções de estabilidade Sh e Sm on Ri assumindo a produção e dissipação de TKE – está em equilíbrio. Eles diminuem rapidamente à medida que o Ri aumenta e a turbulência se torna mais horizontalmente achatada:

$$R_i(1+\alpha_3 G_h)(1+\alpha_4 G_h) = 2b_1 G_h(R_i\alpha_5(1+\alpha_4 G_h) - (\alpha_1 + \alpha_2 G_h))$$

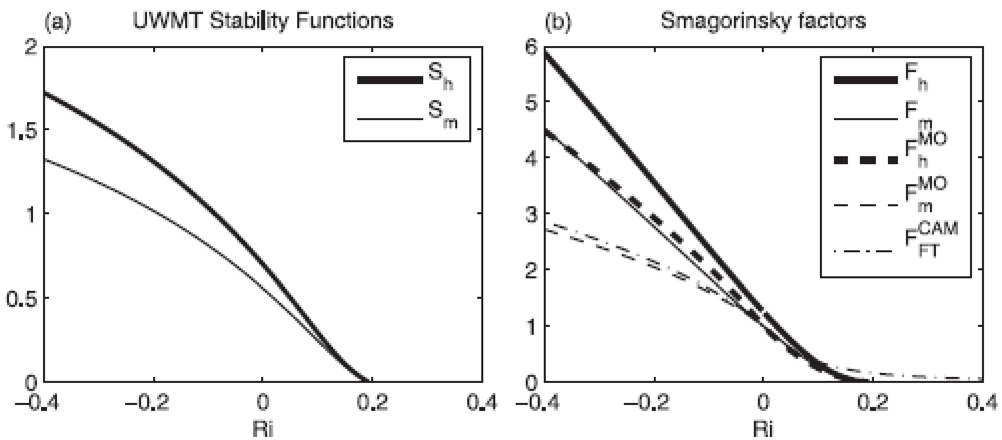


FIG. 3. UWMT (a) stability functions S_h and S_m and (b) Smagorinsky factors F_h and F_m vs Ri. In (b), the corresponding Smagorinsky factors are also shown for the Monin–Obhukov surface flux scheme used in CAM3 over the ocean and for the CAM3 free-tropospheric turbulent diffusion scheme.

Formulação

Camadas turbulentas estavelmente estratificadas UWMT

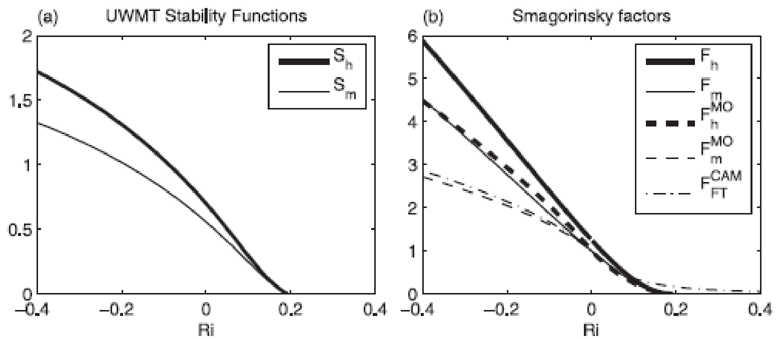


FIG. 3. UWMT (a) stability functions S_h and S_m and (b) Smagorinsky factors F_h and F_m vs Ri. In (b), the corresponding Smagorinsky factors are also shown for the Monin–Obhukov surface flux scheme used in CAM3 over the ocean and for the CAM3 free-tropospheric turbulent diffusion scheme.

A correspondencia do UWMT "fatores Smagorinsky" Fh e Fm, definido como:

$$K_h = l^2|S|F_h(R_i) \qquad K_h = lS_h(R_i)e^{1/2} \qquad lS_h(R_i)e^{1/2} = l^2|S|F_h(R_i)$$

$$K_m = l^2|S|F_m(R_i) \qquad K_m = lS_m(R_i)e^{1/2} \qquad lS_m(R_i)e^{1/2} = l^2|S|F_m(R_i)$$

estão relacionados com as funções de estabilidade da seguinte forma

$$l^2|S|F_h(R_i) = lS_h(R_i)e^{1/2} \qquad F_h(R_i) = \frac{e^{1/2}}{l|S|}S_h(R_i)$$

$$F_h(R_i) = \frac{lS_h(R_i)e^{1/2}}{l^2|S|} \qquad F_h(R_i) = \left(\frac{e}{l^2S^2}\right)^{1/2} S_h(R_i)$$

Formulação

Camadas turbulentas estavelmente estratificadas UWMT

$$F_h(R_i) = \left(\frac{e}{l^2 S^2}\right)^{1/2} S_h(R_i)$$

razão de estabilidade adimensional $G_h = \frac{-N^2 l^2}{2e}$

$$R_i^{CL} = -\frac{\langle W_b \rangle^{int}}{\langle W_s \rangle^{int}} = -\frac{-l^2 N^2}{l^2 S^2} = \frac{N^2}{S^2}$$

$$F_h(R_i) = \left(\frac{2N^2 e}{2N^2 l^2 S^2}\right)^{1/2} S_h(R_i)$$

$$F_h(R_i) = \left(\frac{N^2}{2S^2}\frac{2e}{N^2 l^2}\right)^{1/2} S_h(R_i)$$

$$F_h(R_i) = \left(-\frac{N^2}{2S^2}\frac{1}{G_h}\right)^{1/2} S_h(R_i)$$

$$F_h(R_i) = \left(-\frac{0.5 R_i^{CL}}{G_h}\right)^{1/2} S_h(R_i)$$

$$F_m(R_i) = \left(-\frac{0.5 R_i^{CL}}{G_h}\right)^{1/2} S_m(R_i)$$

Formulação

Camadas turbulentas estavelmente estratificadas UWMT

$$F_h(R_i) = \left(-\frac{0.5R_i^{CL}}{G_h}\right)^{1/2} S_h(R_i)$$

$$F_m(R_i) = \left(-\frac{0.5R_i^{CL}}{G_h}\right)^{1/2} S_m(R_i)$$

Sob condições estáveis, A funções são muito semelhantes às funções Smagorinsky

$$F_h^{MO}(R_i > 0) = (1 - 5R_i)^2$$

$$F_m^{MO}(R_i > 0) = (1 - 5R_i)^2$$

derivado das funções de estabilidade MoninObhukov

A diferença mais significativa é que o número turbulento de Prandtl é 1 para as funções de estabilidade Monin – Obhukov, mas menor para as funções de estabilidade do UWMT; qual dessas escolhas é mais realista ainda é controverso.

Sob condições mais instáveis, as funções de Smagorinsky no UWMT excedem cada vez mais as suas contrapartes Monin-Obhukov

$$F_h^{MO}(R_i < 0) = (1 - 16R_i)^{1/2}$$

$$F_m^{MO}(R_i < 0) = (1 - 16R_i)^{3/4}$$

Produz uma camada convectiva mais misturada

Formulação

Camadas turbulentas estavelmente estratificadas UWMT

$$F_h(R_i) = \left(-\frac{0.5R_i^{CL}}{G_h}\right)^{1/2} S_h(R_i) \qquad F_m(R_i) = \left(-\frac{0.5R_i^{CL}}{G_h}\right)^{1/2} S_m(R_i)$$

As difusividades turbulentas na troposféricas livres no BAM são assumidas como tendo a forma,

$$K_h = l^2|S|F_h(R_i) \qquad K_m = l^2|S|F_m(R_i)$$

Usando uma escala de comprimento de turbulência de Blackadar (4) com $l_\infty = 30m$.

$$F_{h,m}^{CAM} = \begin{cases} [1 + 10R_i(1 + 8R_i)]^{-1} & R_i < 0 \\ (1 - 18R_i)^{1/2} & R_i < 0 \end{cases} \qquad l = \frac{l_\infty}{1 + \frac{l_\infty}{kz}}$$

Eles são menores que as funções Smagorinsky da UWMT em condições fortemente instáveis.

Mais importante, eles não têm Ri de corte em condições estáveis, então sempre há mistura de fundo no CAM3 padrão. O UWMT não permite mistura de fundo para o Ri> Ric.

Formulação

Transporte de TKE e metodo de solução na camada limite convectiva

O termo fonte de transporte é incluído apenas em camadas convectivas, onde é modelado de uma nova forma através de um relaxamento para o TKE medio da camada turbulenta.

$$T_e = a_e(\langle e \rangle - e)\frac{e^{1/2}}{l}$$

Onde a_e é uma taxe de relaxamento adimensional de TKE na unidade do inverso da escala de tempo da rotatividade os vórtices $\frac{e^{1/2}}{l}$

Para uma camada turbulenta estavelmente estratificada $a_e = 0\ [sem\ transporte]$

Para uma camada convectiva $a_e = 1\ [com\ transporte]$ baseado em LES [TKE x perfil de Te]

Formulação

Transporte de TKE e metodo de solução na camada limite convectiva

Te é a verdadeira fonte turbulenta de transporte de TKE (que é a convergência da soma de um fluxo TKE vertical e trabalho de pressão).

Se as perdas de trabalho de pressão devido a ondas gravitacionais irradiadas da CL são desprezadas, então Te teria média zero na CL:

$T_e = a_e(\langle e \rangle - e)\frac{e^{1/2}}{l}$, apenas satisfaz aproximadamente essa restrição.

A restrição pode ser exatamente satisfeita mas com uma ligeira complicação adicional ao substituir TKE em $\langle e \rangle$por um desconhecido de e^{CL} cujo valor é escolhido para forçar $\langle T_e \rangle = 0$

O valor de e^{CL} pode ser determinado iterativamente usando um valor inicial de $\langle e \rangle$, calculando o perfil resultante de e, e forçando $\langle T_e \rangle = 0$ para deduzir um novo valor de e^{CL} que faria $\langle T_e \rangle = 0$ com este perfil e.

Formulação

Transporte de TKE e metodo de solução na camada limite convectiva

Te é a verdadeira fonte turbulenta de transporte de TKE (que é a convergência da soma de um fluxo TKE vertical e trabalho de pressão).

Se as perdas de trabalho de pressão devido a ondas gravitacionais irradiadas da CL são desprezadas, então Te teria média zero na CL:

$T_e = a_e(\langle e \rangle - e)\frac{e^{1/2}}{l}$, apenas satisfaz aproximadamente essa restrição.

A restrição pode ser exatamente satisfeita mas com uma ligeira complicação adicional ao substituir TKE em $\langle e \rangle$por um desconhecido de e^{CL} cujo valor é escolhido para forçar $\langle T_e \rangle = 0$

O valor de e^{CL} pode ser determinado iterativamente usando um valor inicial de $\langle e \rangle$, calculando o perfil resultante de e, e forçando $\langle T_e \rangle = 0$ para deduzir um novo valor de e^{CL} que faria $\langle T_e \rangle = 0$ com este perfil e.

Transporte de TKE e metodo de solução na camada limite convectiva

O valor de e^{CL} pode ser determinado iterativamente usando um valor inicial de $\langle e \rangle$, calculando o perfil resultante de e, e forçando $\langle T_e \rangle = 0$ para deduzir um novo valor de e^{CL} que faria $\langle T_e \rangle = 0$ com este perfil e.

Este refinamento não foi implementado no tempo.

Isso ocorre porque o TKE é apenas uma quantidade diagnosticada nesta parametrização e não é armazenada entre os passos de tempo, portanto, nenhum acúmulo de erros resulta da não conservação exata de TKE.

Formulação

Transporte de TKE e metodo de solução na camada limite convectiva

$$D = \frac{e^{3/2}}{b_1 l}, \qquad (b_1 = 5.8)$$

$$P_s = -\overline{w'u'}\frac{\partial U}{\partial z} - \overline{w'u'}\frac{\partial V}{\partial z} = K_m S^2$$

$$K_h = l S_h(R_i) e^{1/2}$$

$$K_m = l S_m(R_i) e^{1/2}$$

$$B = \overline{w'b'} = -K_h N^2$$

$$T_e = a_e(\langle e\rangle - e)\frac{e^{1/2}}{l}$$

Desprezando o termo de armazenamento de TKE $\qquad 0 \approx B + P_s + T_e - D$

$$= l S_m(R_i) e^{\frac{1}{2}} S^2 - l S_h(R_i) e^{\frac{1}{2}} N^2 + T_e - \frac{e^{3/2}}{b_1 l}$$

$$= l e^{\frac{1}{2}}(-S_h(R_i)N^2 + S_m(R_i)S^2) + T_e - \frac{e^{3/2}}{b_1 l}$$

$$= l e^{\frac{1}{2}}(-S_h(R_i)N^2 + S_m(R_i)S^2) + a_e(\langle e\rangle - e)\frac{e^{1/2}}{l} - \frac{e^{3/2}}{b_1 l}$$

Formulação

Transporte de TKE e metodo de solução na camada limite convectiva

$$0 = le^{\frac{1}{2}}(-S_h(R_i)N^2 + S_m(R_i)S^2) + a_e(\langle e \rangle - e)\frac{e^{1/2}}{l} - \frac{e^{3/2}}{b_1 l}$$

$$0 = \frac{le^{\frac{1}{2}}}{le^{\frac{1}{2}}}(-S_h(R_i)N^2 + S_m(R_i)S^2) + a_e(\langle e \rangle - e)\frac{e^{1/2}}{lle^{\frac{1}{2}}} - \frac{e^{3/2}}{b_1 lle^{\frac{1}{2}}}$$

$$0 = (-S_h(R_i)N^2 + S_m(R_i)S^2) + a_e(\langle e \rangle - e)\frac{1}{l^2} - \frac{e}{b_1 l^2}$$

$$\frac{e}{b_1 l^2} = (-S_h(R_i)N^2 + S_m(R_i)S^2) + a_e(\langle e \rangle - e)\frac{1}{l^2}$$

$$e = b_1 l^2(-S_h(R_i)N^2 + S_m(R_i)S^2) + a_e(\langle e \rangle - e)b_1$$

$$e = b_1\left(-S_h(R_i)l^2N^2 + S_m(R_i)l^2S^2 + a_e(\langle e \rangle - e)\right)$$

Formulação

Transporte de TKE e metodo de solução na camada limite convectiva

$$e = b_1\left(-S_h(R_i)l^2N^2 + S_m(R_i)l^2S^2 + a_e(\langle e\rangle - e)\right)$$

$$e = b_1\left(-S_h(R_i)W_b + S_m(R_i)W_s + a_e(\langle e\rangle - e)\right)$$

$$W_b = \frac{Bl}{S_h e^{1/2}} = -l^2N^2 \qquad W_s = \frac{P_s l}{S_m e^{1/2}} = l^2S^2$$

São forçantes de flutuabilidade e cisalhamento determinada a partir de sondagem termodinâmica

Assume-se que as funções de estabilidade são uniformes sobre cada CL.

Usa-se as funções de estabilidade da média CL, porque Mellor e Yamada (1982) e Galperin et al. (1988) para derivar as funções de estabilidade utiliza-se da escala vertical típica de um turbilhão turbulento, que é a profundidade da camada em um CL, mas em uma ABL estável é menor.

Isso ajuda a evitar o desacoplamento prematuro ou a supertratificação de CLs em interfaces de grade internas com fraca produção de flutuabilidade.

Formulação

Transporte de TKE e metodo de solução na camada limite convectiva

$$e = b_1\left(-S_h(R_i)W_b + S_m(R_i)W_s + a_e(\langle e\rangle - e)\right)$$

Nós medimos verticalmente sobre a camada, observando o termo de transporte TKE proporcional a_e

$$\langle e\rangle = \langle b_1\rangle\left\langle\left(-S_h(R_i)W_b + S_m(R_i)W_s + a_e(\langle e\rangle - e)\right)\right\rangle$$

$$\langle e\rangle = \langle b_1\rangle(\langle -S_h(R_i)W_b\rangle + \langle S_m(R_i)W_s\rangle + \langle a_e(\langle e\rangle - e)\rangle)$$

$$\langle e\rangle = \langle b_1\rangle(\langle -S_h(R_i)\rangle\langle W_b\rangle + \langle S_m(R_i)\rangle\langle W_s\rangle + \langle a_e\rangle\langle(\langle e\rangle - e)\rangle)$$

$$\langle e\rangle = \langle b_1\rangle\left(\langle -S_h(R_i)\rangle\langle W_b\rangle + \langle S_m(R_i)\rangle\langle W_s\rangle + \langle a_e\rangle\left(\langle\langle e\rangle\rangle - \langle e\rangle\right)\right)$$

$$\langle e\rangle = \langle b_1\rangle\left(\langle -S_h(R_i)\rangle\langle W_b\rangle + \langle S_m(R_i)\rangle\langle W_s\rangle + \langle a_e\rangle(\langle e\rangle - \langle e\rangle)\right)$$

$$\langle e\rangle = \langle b_1\rangle(\langle -S_h(R_i)\rangle\langle W_b\rangle + \langle S_m(R_i)\rangle\langle W_s\rangle)$$

$$\langle e\rangle = b_1(-S_h\langle W_b\rangle + S_m\langle W_s\rangle)$$

Formulação

Transporte de TKE e metodo de solução na camada limite convectiva

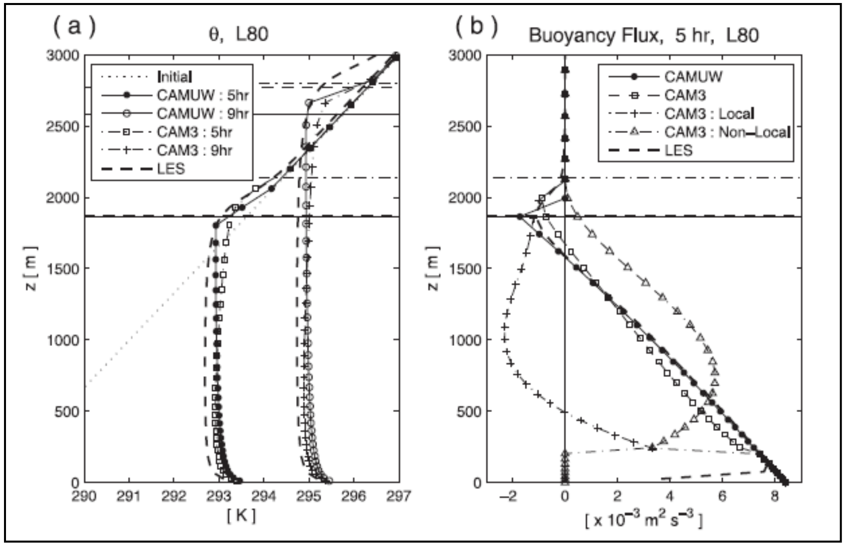
$$\langle e \rangle = b_1(-S_h\langle W_b \rangle + S_m\langle W_s \rangle)$$

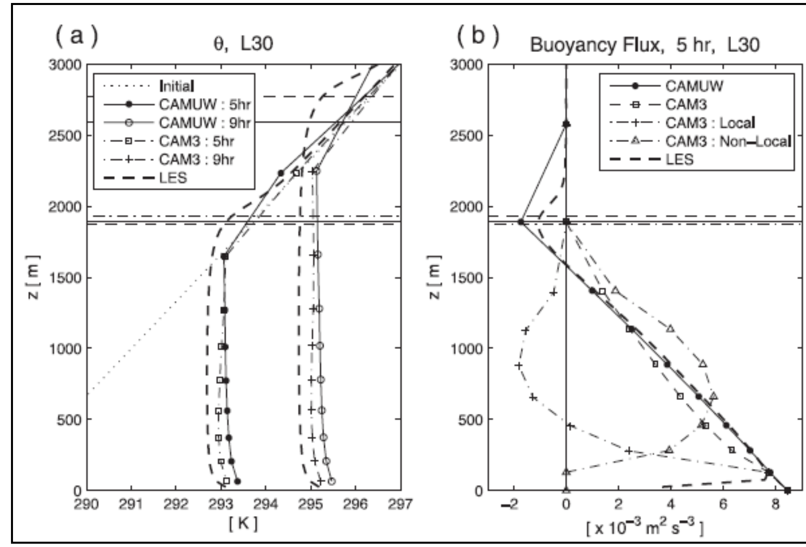
Todos os termos no lado direito desta equação podem ser calculados a partir dos perfis médios termodinâmicos e de cisalhamento

Teste em uma coluna

Teste em uma coluna

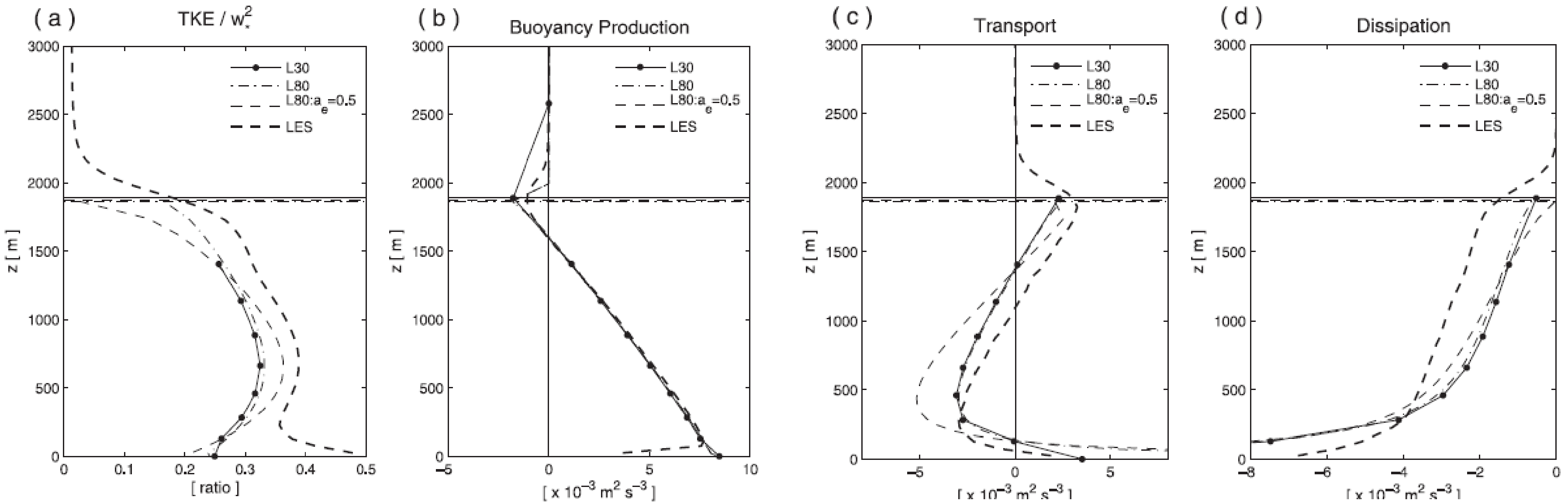
Camada Limite convectiva Seca





Teste em uma coluna

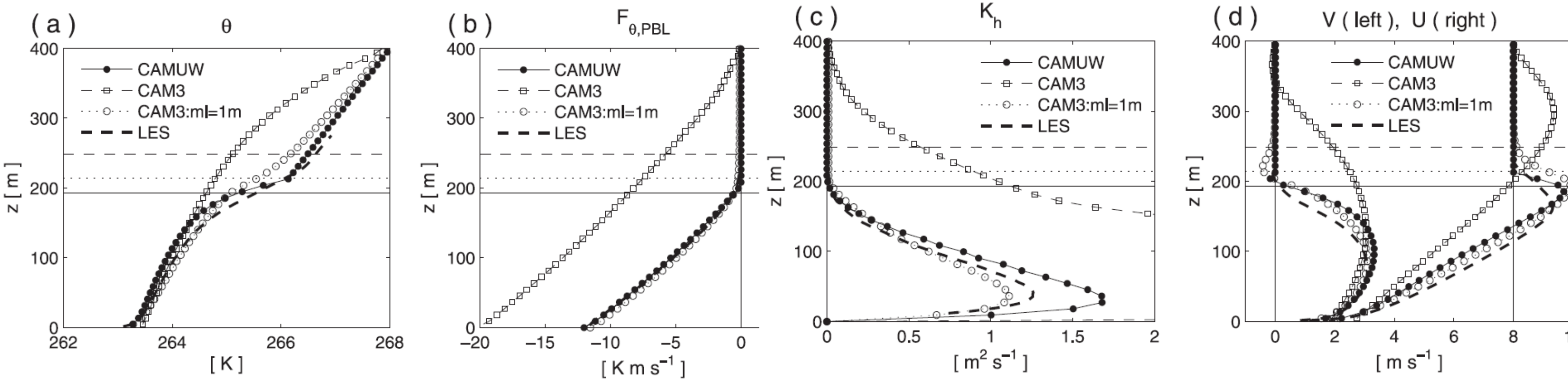
Camada Limite convectiva Seca

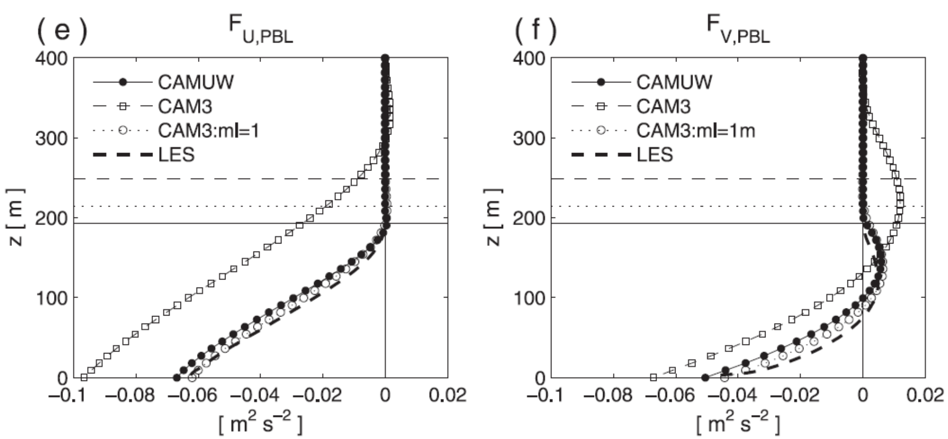


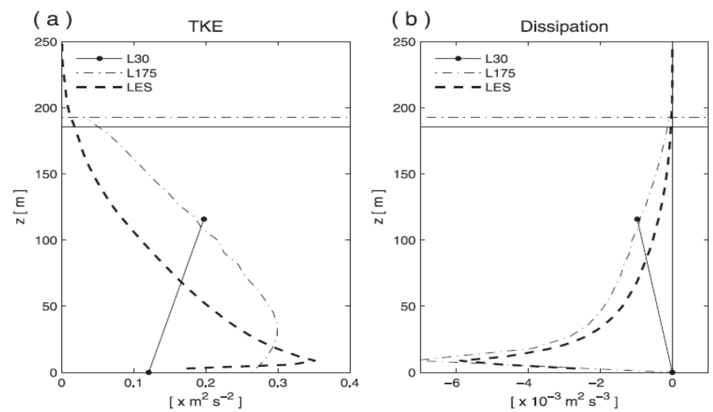
a_e taxa de relaxamento adimensional de 0.5

Teste em uma coluna

Camada Limite Estavel Idealizada

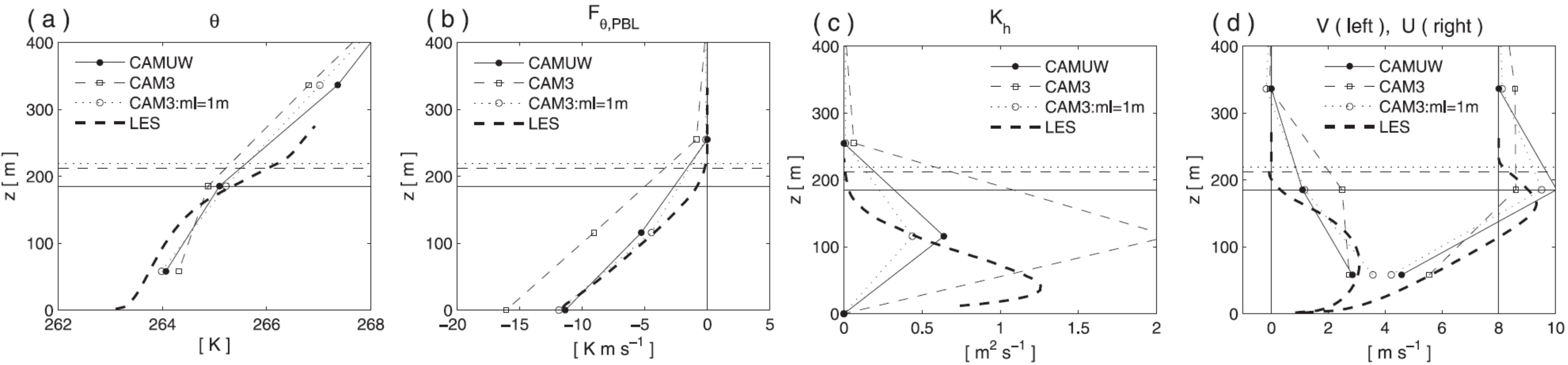


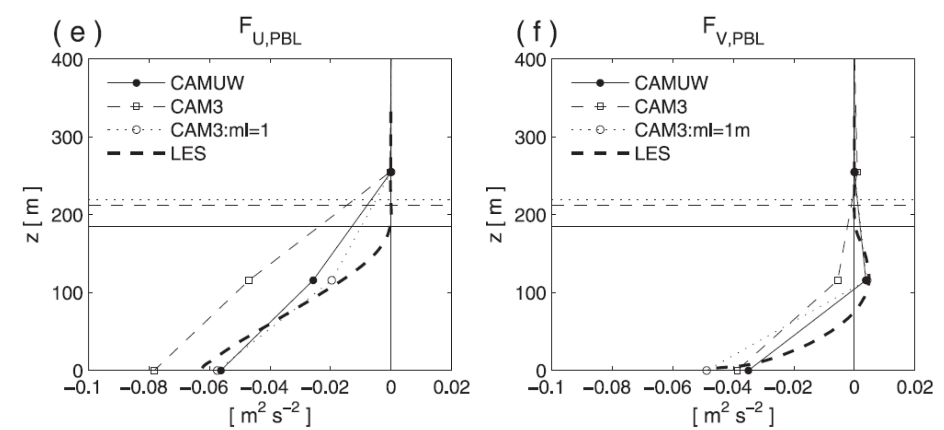


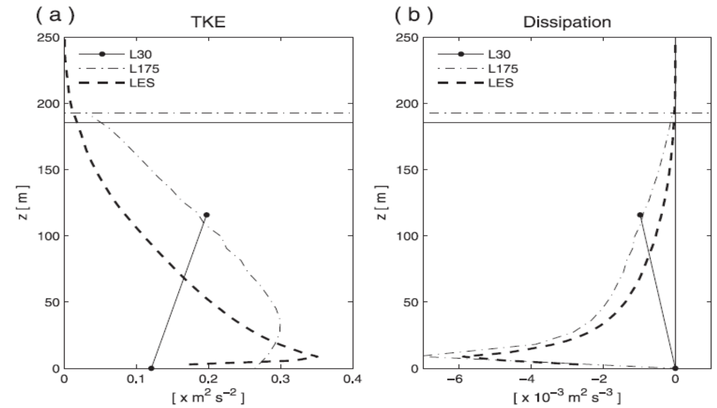


Teste em uma coluna

Camada Limite Estavel Idealizada



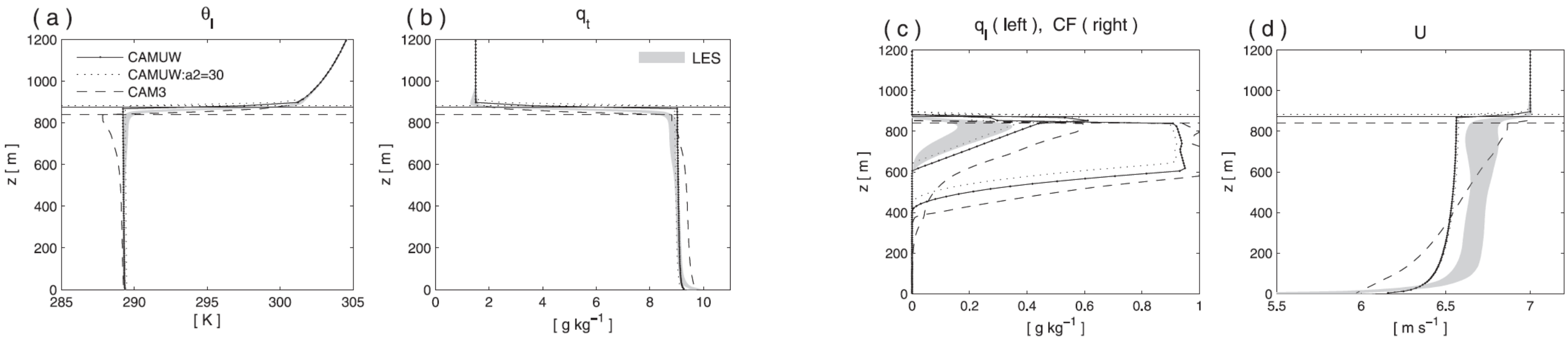


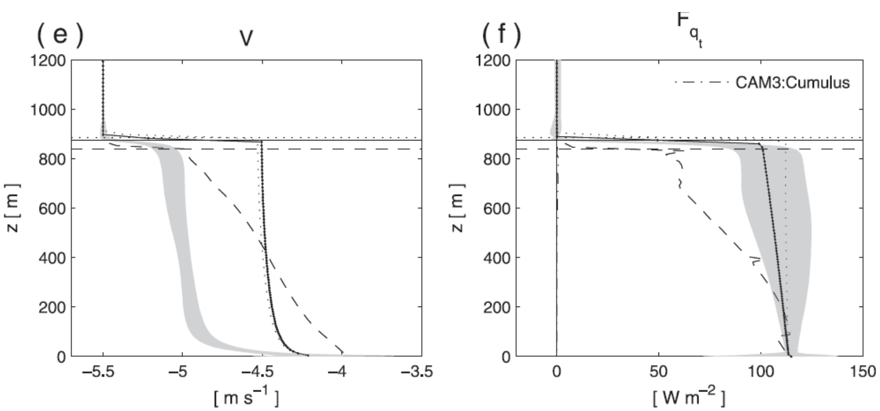


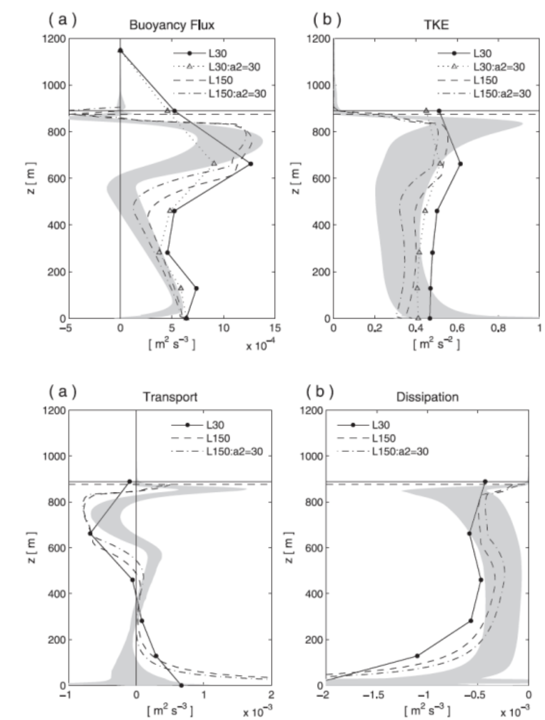
Teste em uma coluna

Estratocumulos Noturno

L150







Conclusão

Estratocumulos Noturno   L30