

Modelagem Numérica da Atmosfera – Parte 4

<http://www.fap.if.usp.br/~hbarbosa>

Henrique M. J. Barbosa
Instituto de Física – USP
hbarbosa@if.usp.br



Parametrização de Convecção

- A energia estática seca é definida como a entalpia mais a energia potencial gravitacional

$$s = c_p T + gz$$

- Na energia estática úmida, incluímos também o calor latente

$$h = c_p T + gz + Lq$$

Grandezas Conservadas

- Em processos adiabáticos úmidos a energia estática úmida por unidade de massa é conservada

$$h = cte$$

- Se a nuvem rasa é não precipitante, então o conteúdo total de água também é conservado

$$q_T = q_v + q_L = cte$$

Eq. de conservação

- Das aulas anteriores, sabemos que uma grandeza escalar conservada obedece a seguinte equação:

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho \chi \mathbf{V})$$

- Convecção é um fenômeno turbulento, então vamos usar a mesma decomposição que já fizemos nas aulas anteriores

$$\chi = \bar{\chi} + \chi'$$

$$\mathbf{V} = \bar{\mathbf{V}} + \mathbf{V}'$$

Turbulência

- Podemos escrever a equação de conservação como

$$\frac{\partial \bar{\chi}}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \nabla_h \cdot (\rho \bar{\mathbf{v}}_h \bar{\chi}) + \frac{\partial(\rho \bar{w} \bar{\chi})}{\rho \partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\overline{\rho w' \chi'})}{\partial z}$$

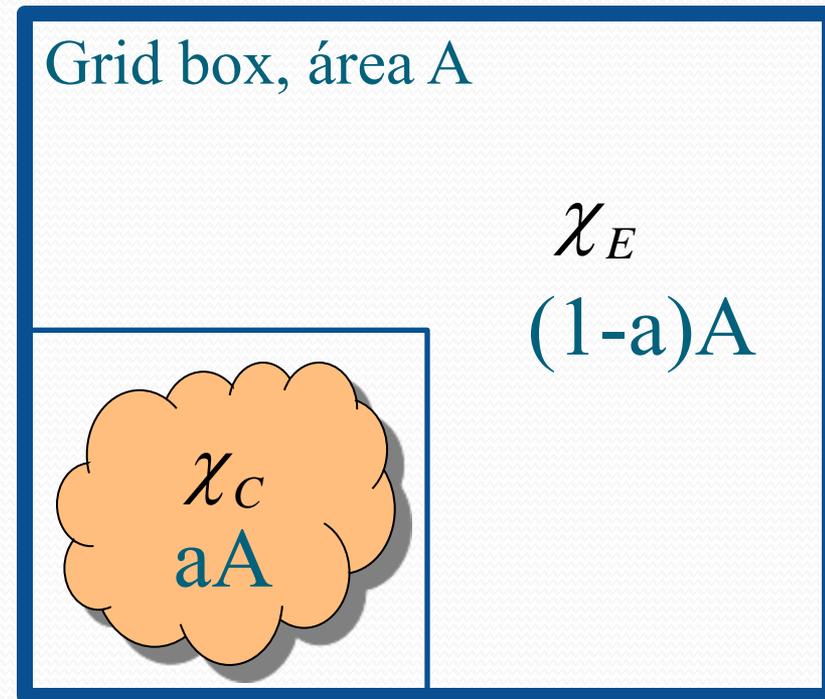
Grande escala / Navier-Stokes

Escala sub-grade / parametrização

- Onde já desprezamos os termos de turbulência na horizontal, e separamos o transporte vertical da advecção horizontal.

Contribuição das Nuvens

- Parte da turbulência total se deve a turbulência associada a convecção.
- Vamos considerar um grid-box de área A , fração de cobertura de nuvem a .
- As grandezas dentro das nuvens são constantes, assim como fora da nuvem



Note que a área deve ser grande o suficiente para conter um conjunto representativo de nuvens mas pequeno o suficiente para que as variáveis de grande escala possam ser tomadas como constantes.

Contribuição das Nuvens

- A contribuição das nuvens ao transporte turbulento é encontrada decompondo o fluxo turbulento médio nas componentes nuvem e ambiente

$$\overline{\rho w' \chi'} = \frac{\rho}{A} \int_{\text{nuvem}} (w - \bar{w})(\chi - \bar{\chi}) dA + \frac{\rho}{A} \int_{\text{ambiente}} (w - \bar{w})(\chi - \bar{\chi}) dA$$

- E de maneira similar para as grandezas de grande escala:

$$\begin{aligned}\bar{\chi} &= a\chi_C + (1-a)\chi_E = \chi_E + a(\chi_C - \chi_E) \\ &= \chi_C - (1-a)(\chi_C - \chi_E)\end{aligned}$$

Contribuição das Nuvens

- Substituindo na expressão original, temos

$$\frac{1}{A} \int_{\text{nuvem}} w' \chi' dA = \frac{1}{A} \int_{\text{nuvem}} [(w - w_C) + (1 - a)(w_C - w_E)] [(\chi - \chi_C) + (1 - a)(\chi_C - \chi_E)] dA$$

$$= \frac{1}{A} \int_{\text{nuvem}} (w - w_C)(\chi - \chi_C) dA + \frac{1}{A} \int_{\text{nuvem}} (1 - a)(w_C - w_E)(\chi - \chi_C) dA$$

$$+ \frac{1}{A} \int_{\text{nuvem}} (w - w_C)(1 - a)(\chi_C - \chi_E) dA + \frac{1}{A} (1 - a)^2 (w_C - w_E)(\chi_C - \chi_E) \int_{\text{nuvem}} dA$$

Dentro da nuvem

- O primeiro termo representa as correlações entre as flutuações com respeito a média dentro da nuvem

$$\frac{1}{A} \int_{\text{nuvem}} (w - w_C)(\chi - \chi_C) dA \equiv \overline{w' \chi'}^C$$

- Esse termo deve ser pequeno pois dentro da nuvem temos que $w \sim w_C$.
- Assim, a contribuição dentro da nuvem é

$$\frac{1}{A} \int_{\text{nuvem}} w' \chi' dA = \overline{w' \chi'}^C + a(1-a)^2 (w_C - w_E)(\chi_C - \chi_E)$$

Fora da nuvem

- Podemos fazer o mesmo para a integral sobre o ambiente. Neste caso, obtemos:

$$\frac{1}{A} \int_{\text{ambiente}} w' \chi' dA = (1-a) \overline{w' \chi'}^E + a^2 (1-a) (w_C - w_E) (\chi_C - \chi_E)$$

- O primeiro termo representa as correlações entre as flutuações com respeito a média fora da nuvem
- Esse termo deve ser pequeno pois fora da nuvem temos que $w \sim w_E$.

Contribuição total

- Agora temos que somar os dois termos e obtemos:

$$\begin{aligned}\overline{\rho w' \chi'} &= a \overline{\rho w' \chi'}^C + (1-a) \overline{\rho w' \chi'}^E \\ &\quad + a \rho (w_C - \bar{w})(\chi_C - \chi_E)\end{aligned}$$

- O último termo contém a diferença entre a velocidade média dentro da nuvem e a velocidade média. Há transporte de massa na vertical quando a velocidade média dentro da nuvem for maior que a velocidade vertical média da grande escala.

Simplificação

- Assumimos que a turbulência organizada é mais importante do que a turbulência apenas dentro da nuvem, ou apenas fora da nuvem (Siebesma and Holtslag, 1996). Isto significa,

$$\overline{\rho w' \chi'} \approx a \rho (w_C - \bar{w}) (\chi_C - \chi_E)$$

Fluxo de Massa

- Seguindo Siebesma and Holtslag (1996) podemos definir um fluxo de massa ($\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$)

$$M_C = a\rho(w_C - \bar{w})$$

- e simplificar esta equação para:

$$\overline{\rho w' \chi'} \approx M_C (\chi_C - \chi_E)$$

- Onde o termo de fluxo de massa descreve o “updraft” organizado dentro das nuvens com o correspondente “downdraft” no ambiente.

Tendência

- Para encontrar a contribuição da convecção rasa para a tendência total, devemos substituir na equação de conservação

$$\frac{\partial \bar{\chi}}{\partial t} \stackrel{\text{splitting}}{=} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\overline{\rho w' \chi'})}{\partial z}$$

- E obtemos que:

$$\frac{\partial a \chi_C}{\partial t} + \frac{\partial (1-a) \chi_E}{\partial t} \approx - \frac{1}{\rho} \frac{\partial M_C (\chi_C - \chi_E)}{\partial z}$$

Acoplamento

- χ_C e χ_E são independentes (ou quase) e a equação acima pode ser separada em duas equações independentes
- Devemos ter cuidado, entretanto, porque nós desprezamos a turbulência na horizontal, que iria misturar massas de ar entre as duas regiões
- Podemos levar isso em consideração introduzindo uma taxa de entranhamento (E) e de desentranhamento (D)

Eq. de fluxo de massa

- Introduzimos os termos de acoplamento devido ao entranhamento, E , e desentranhamento, D , obtemos

$$\rho \frac{\partial a \chi_c}{\partial t} = - \frac{\partial M_c \chi_c}{\partial z} + E \chi_E - D \chi_c$$

$$\rho \frac{\partial (1-a) \chi_E}{\partial t} = + \frac{\partial M_c \chi_E}{\partial z} - E \chi_E + D \chi_c$$

- Que pode ser simplificada usando

$$\rho \frac{\partial a}{\partial t} = - \frac{\partial M_c}{\partial z} + E - D$$

Eq. de fluxo de massa

- Assim obtemos equações mais simplificadas:

$$a\rho \frac{\partial \chi_C}{\partial t} = -M_C \frac{\partial \chi_C}{\partial z} + E(\chi_E - \chi_C)$$

$$(1-a)\rho \frac{\partial \chi_E}{\partial t} = +M_C \frac{\partial \chi_E}{\partial z} - D(\chi_E - \chi_C)$$

- Estas são as equações fundamentais das parametrizações baseadas em fluxo de massa e precisam ser resolvidas numericamente pelos modelos para calcular a contribuição das nuvens rasas para as tendências de grande escala.

Simplificações

- Para ser capaz de resolver estas equações é necessário fazer uma série de hipóteses simplificadoras.
 - A turbulência organizada é mais importante

$$\overline{\rho w' \chi'} \approx M_C (\chi_C - \chi_E)$$

- O campo de nuvens rasas está em quase-equilíbrio e portanto as tendências nas nuvens são nulas

$$\partial \chi_C / \partial t \approx 0$$

- A fração de cobertura das nuvens rasas é pequena (Siebesma and Cuijpers, 1995) e portanto

$$a \ll 1 \quad \text{e} \quad \chi_E \approx \bar{\chi}$$

Modelo simplificado

- Com estas hipóteses as equações de fluxo de massa são dadas por

$$\frac{\partial M_c}{\partial z} \approx E - D$$

$$\frac{\partial \chi_c}{\partial z} \approx \frac{E}{M_c} (\chi_E - \chi_c)$$

- E são válidas apenas onde $M_c > 0$, ou seja, acima da base da nuvem. A tendência é calculada por:

$$\frac{\partial \bar{\chi}}{\partial t} \approx - \frac{\partial M_c (\chi_c - \bar{\chi})}{\rho \partial t}$$

Parametrizações

- As taxas de entranhamento e desentranhamento são parametrizadas em termos do fluxo de massa. Segundo Betts (1975):

$$E = \lambda M_c$$

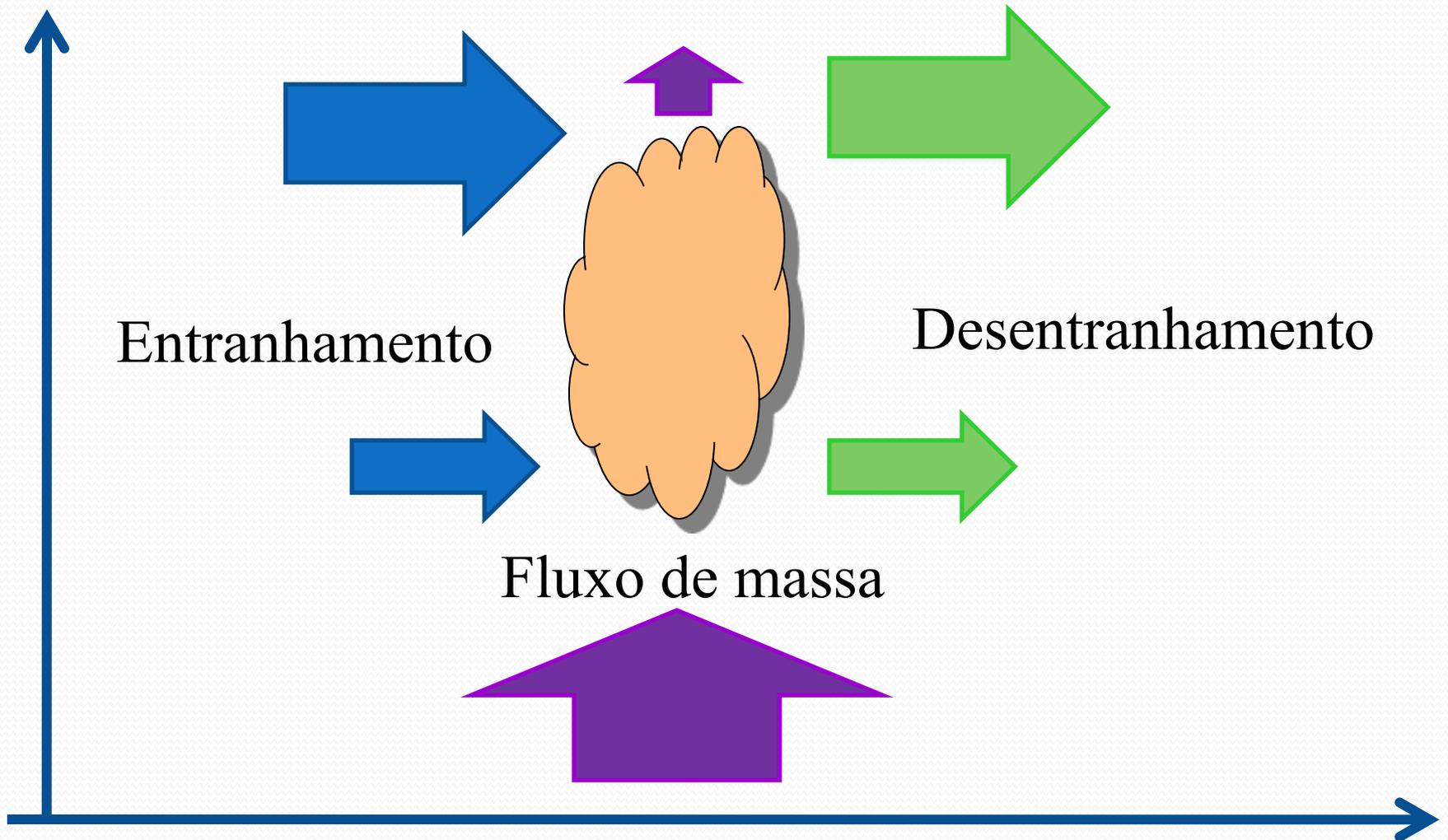
$$D = E + \delta$$

- Onde

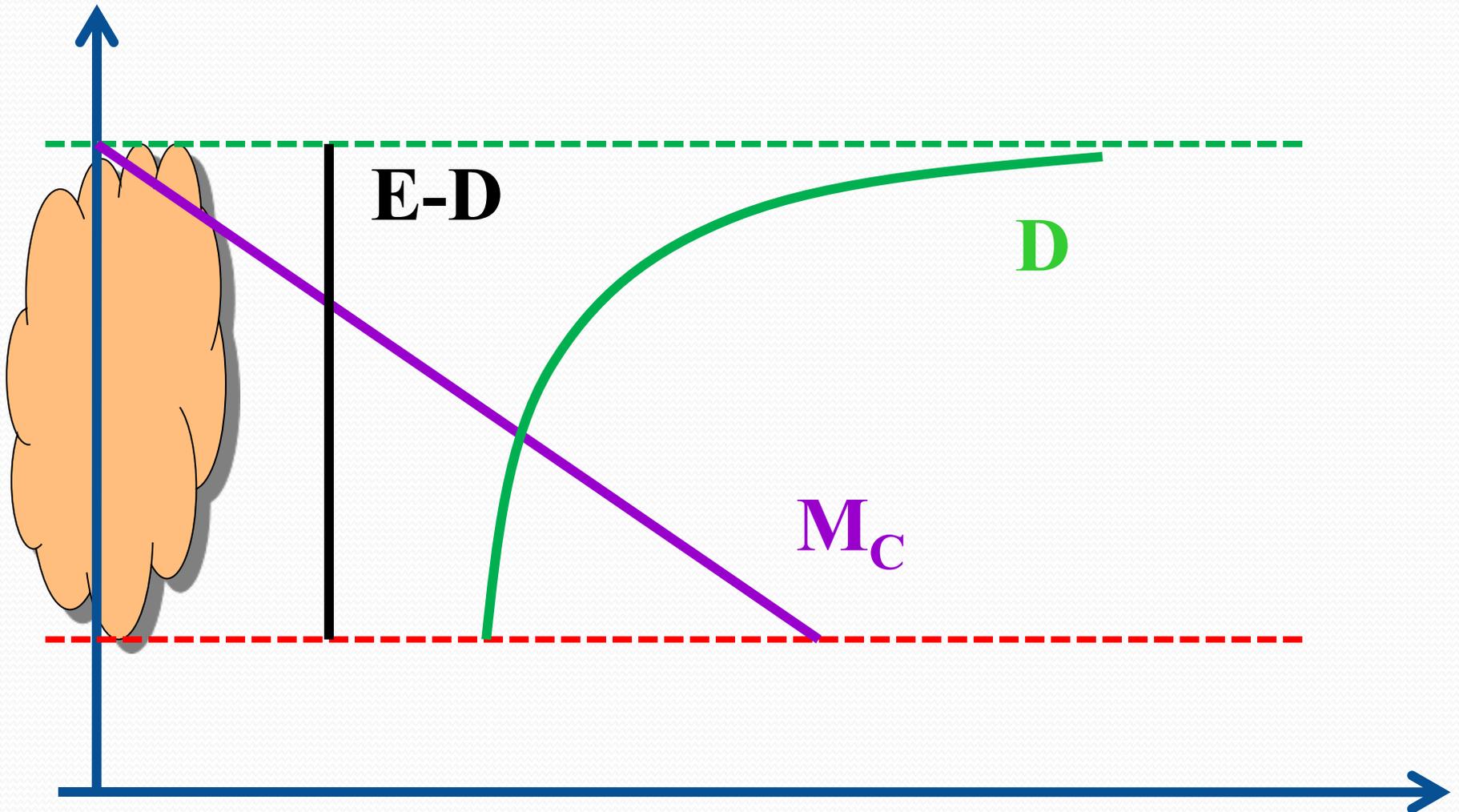
$$\lambda(z) = \lambda_0 10^{\frac{z-z_0}{z_{ref}}}$$

$$\delta = \frac{1}{z_{top} - z_{base}}$$

O que está acontecendo??



O que está acontecendo??



Condições de contorno

- Para resolver as equações acima ainda são necessárias algumas condições de contorno. A mais importante é o fluxo de massa na base da nuvem (Neggers et al., 2004), ou seja, **o fechamento do esquema.**
- Aula passada:
 - Kuo: baseado na convergência em baixos níveis
 - Betts Miller: baseado no ajuste convectivo

Máquina Térmica

- Renno and Ingersoll (1996) mostrou que o ciclo de vida de uma nuvem é como uma máquina térmica, na qual calor é transportado da camada limite para a troposfera, sendo parte radiada para o espaço e parte transformada em trabalho.
- Renno and Ingersoll (1996) também mostrou que o trabalho produzido por esta máquina térmica está relacionado ao CAPE (convective available potential energy).

$$M_C^{base} = \varepsilon \frac{Lat + Sens}{2CAPE}$$

Máquina Térmica

- A eficiência da máquina térmica é dada

$$\varepsilon = \frac{T_{hot} - T_{cold}}{T_{hot}}$$

- Em função das temperaturas dos reservatórios quente (superfície) e frio (média dentro da nuvem)
- A princípio podemos mudar um pouco este valor para ajustar a parametrização

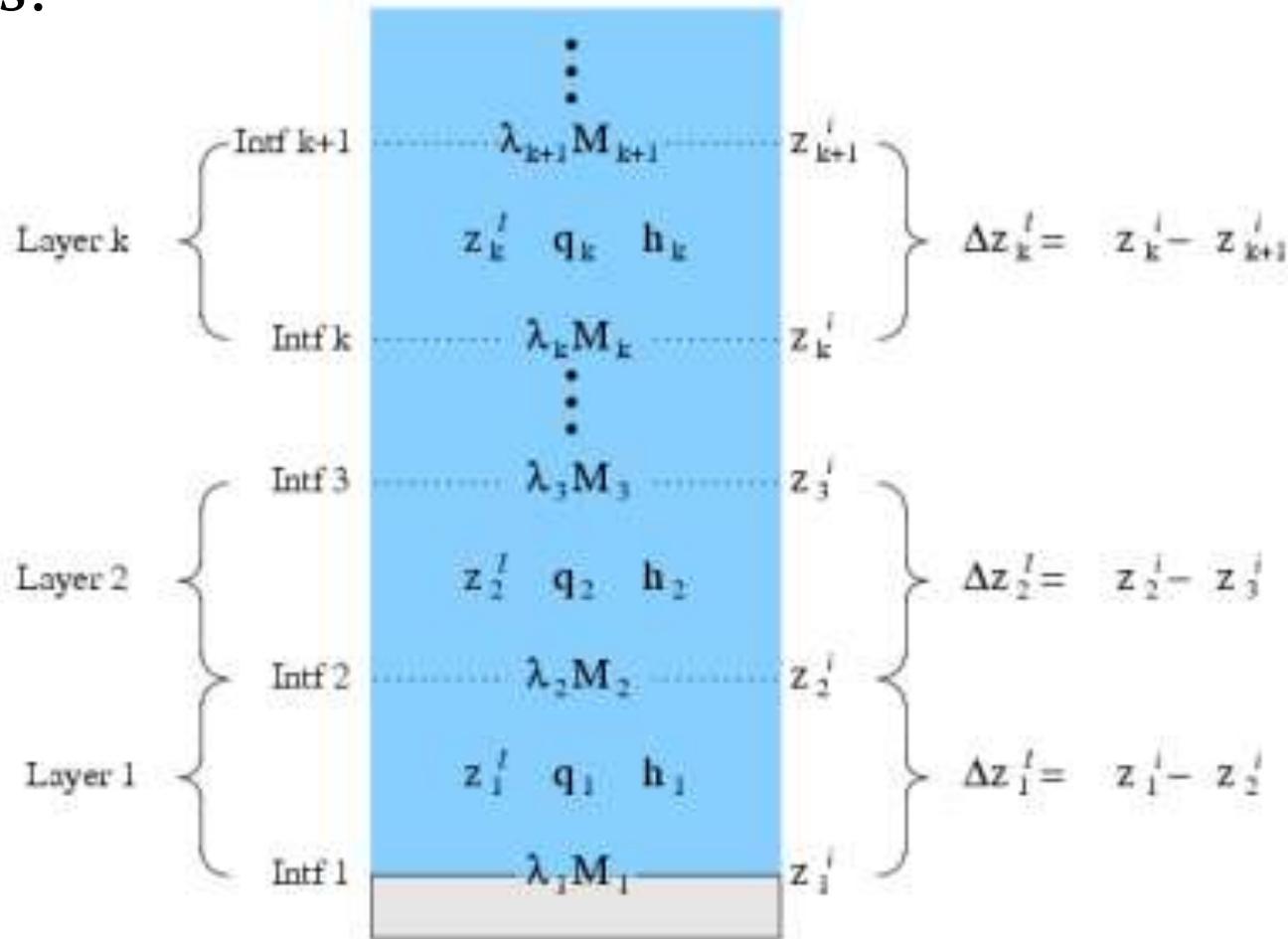
Condições de Contorno

- Ainda precisamos de mais algumas condições de contorno para resolver o problema
 1. A altura da base da nuvem:
 - Calculamos levantando uma parcela e vendo quando o ar começa a condensar (LCL)
 - Se a parcela tiver energia suficiente para atingir o nível de condensação livre (LFC), então forma-se a nuvem
 2. A altura do topo da nuvem:
 - O topo é encontrando assumindo que a flutuabilidade integrada vai a zero, i.e., quando a parcela não tem mais energia suficiente para continuar subindo

Discretização

- Precisamos discretizar as equações para resolver em um modelo numérico.... Mas já sabemos fazer isso, basta usar diferenças finitas!

- Antes, entretanto, precisamos definir um sistema de coordenadas



Grade Arakawa-C

Discretização

$$\alpha^k = \frac{z_i^k - z_l^{k-1}}{z_l^k - z_l^{k-1}} \quad (1.101)$$

$$h_C^k = h_C^{k-1} \frac{1 - \delta\delta^k(1 - \alpha^k)}{1 + \delta\delta^k\alpha^k} + \frac{\delta\delta^k}{1 + \delta\delta^k\alpha^k} (h_E^k\alpha^k + h_E^{k-1}(1 - \alpha^k)) \quad (1.102)$$

$$q_t^k = q_t^{k-1} \frac{1 - \delta\delta^k(1 - \alpha^k)}{1 + \delta\delta^k\alpha^k} + \frac{\delta\delta^k}{1 + \delta\delta^k\alpha^k} (q_E^k\alpha^k + q_E^{k-1}(1 - \alpha^k)) \quad (1.103)$$

$$q_C^k = q_{es}^k + \frac{\gamma^k}{L(1 + \gamma^k)} (h_C^k - h_{es}^k) \quad (1.104)$$

$$q_t^k = q_t^k - q_C^k \quad (1.105)$$

$$T_{cv}^k = \left(T_E^k + \frac{h_C^k - h_{es}^k}{c_p(1 + \gamma^k)} \right) \left(1 + \frac{q_C^k}{\varepsilon} - q_t^k \right) \quad (1.106)$$

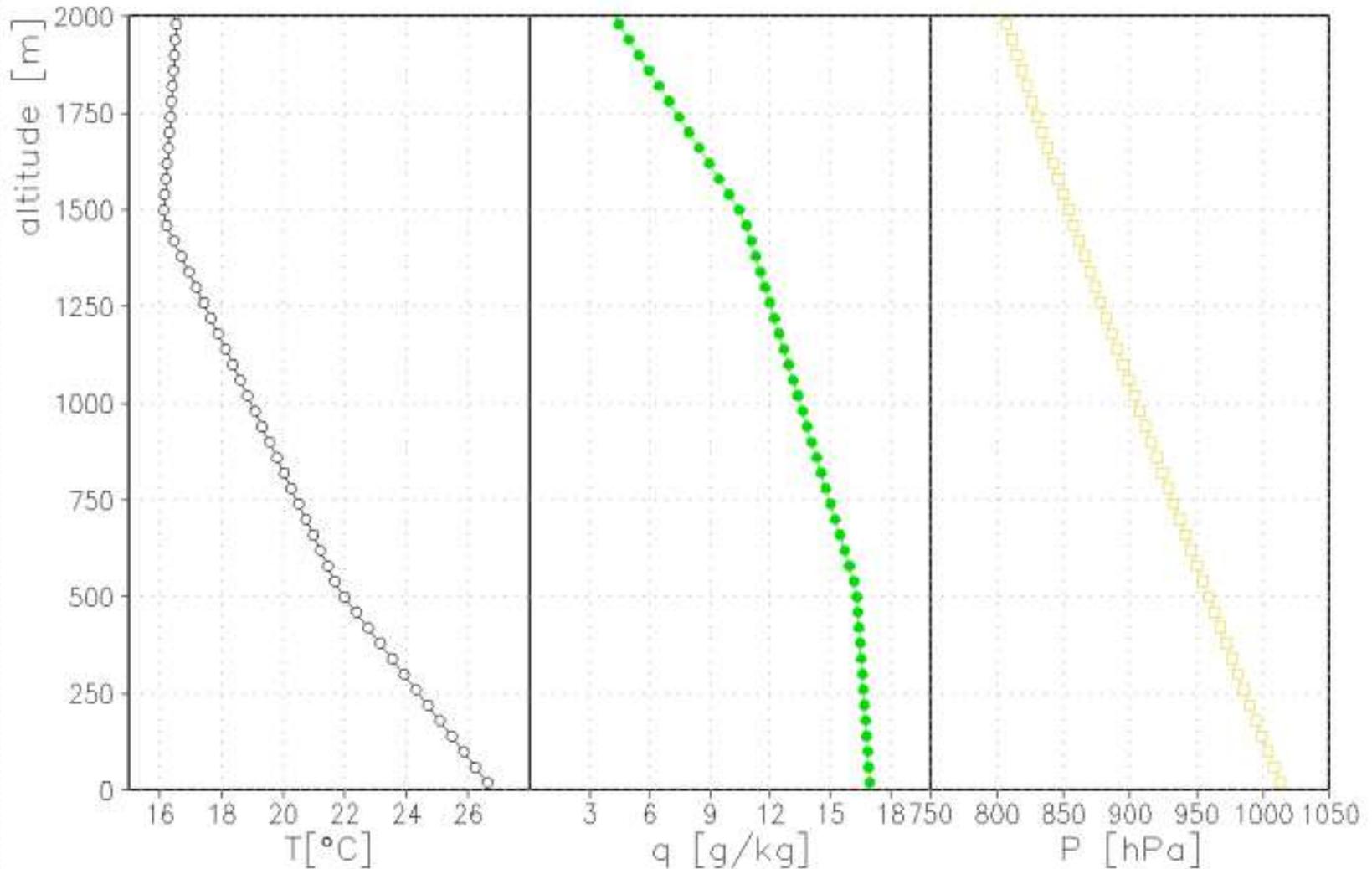
$$B^k = g \frac{T_{cv}^k - T_{ev}^k}{T_{ev}^k} \quad (1.107)$$

$$M_C^k = \frac{(z_i^{k_i+1} - z_i^k)}{(z_i^{k_i+1} - z_i^{k_b})} M_{cb} \quad (1.108)$$

$$wh^k = M_C^k (h_C^k\alpha^k + h_C^{k-1}(1 - \alpha^k) - h_E^k\alpha^k - h_E^{k-1}(1 - \alpha^k)) \quad (1.109)$$

$$wq^k = M_C^k (q_t^k\alpha^k + q_t^{k-1}(1 - \alpha^k) - q_E^k\alpha^k - q_E^{k-1}(1 - \alpha^k)) \quad (1.110)$$

BOMEX - The Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment



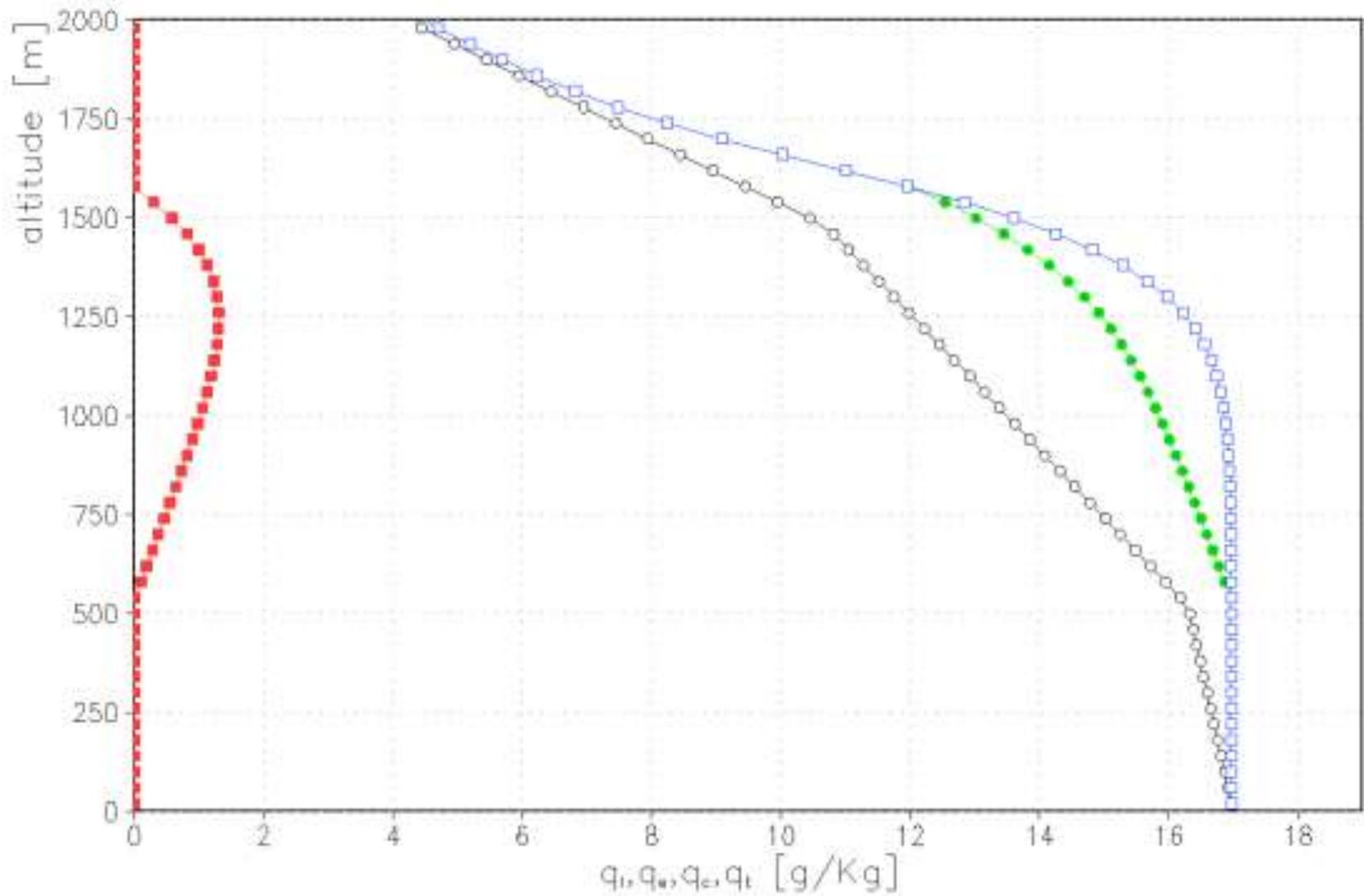
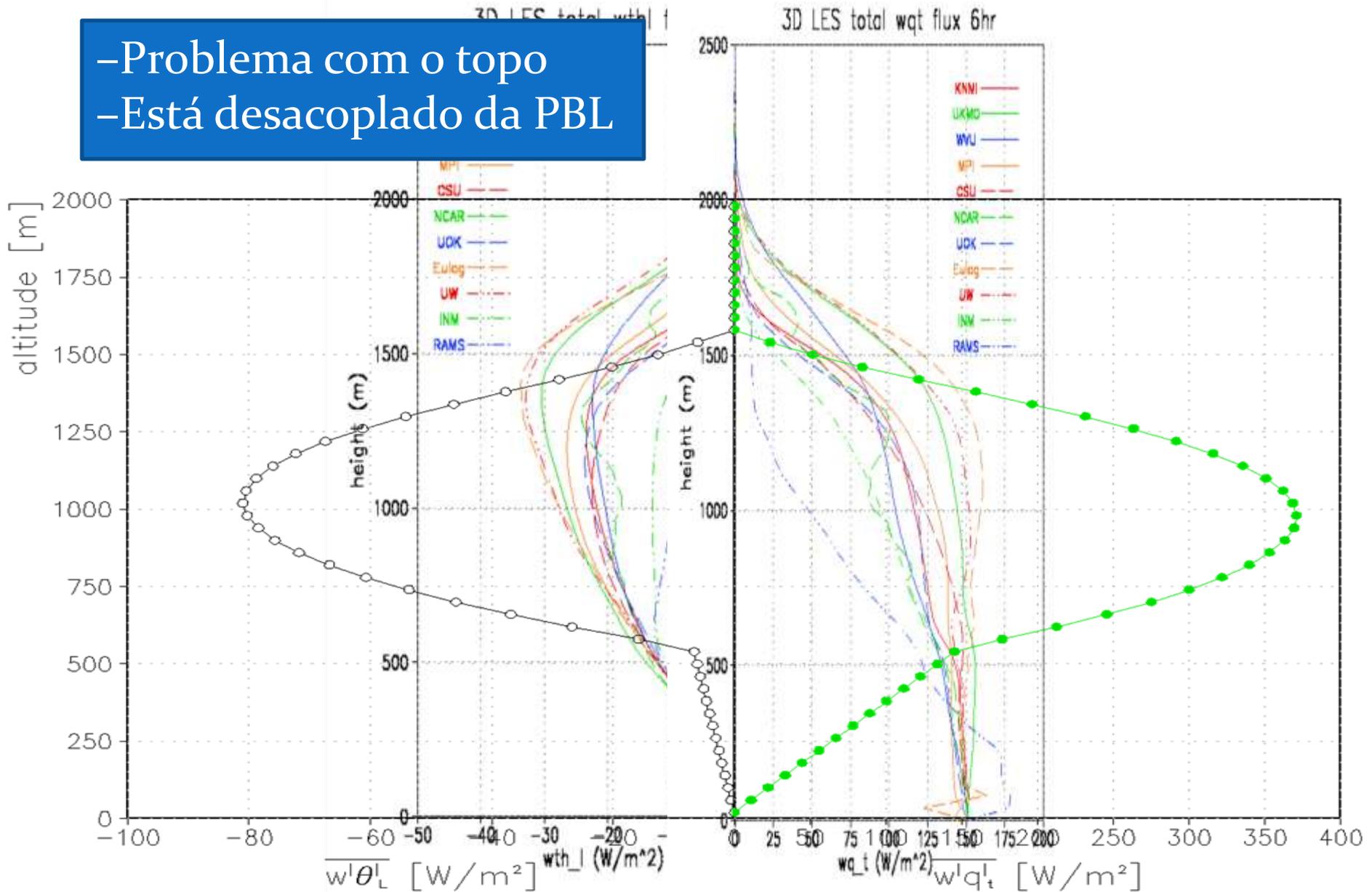


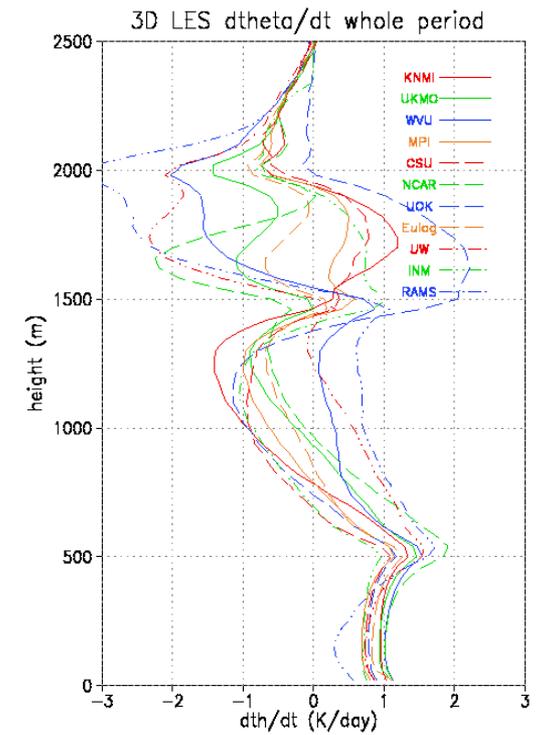
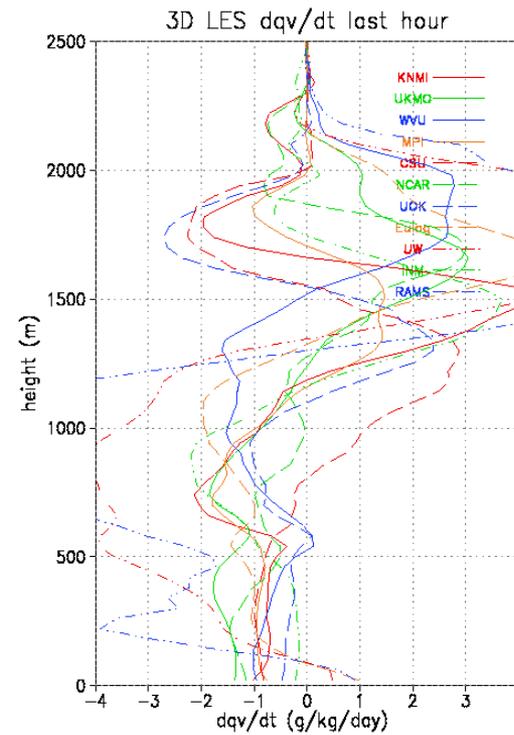
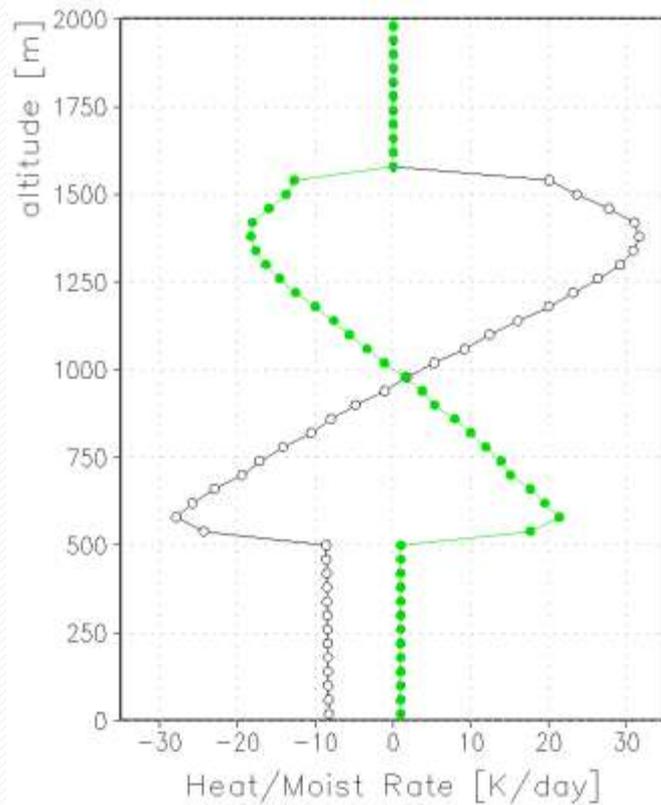
Figure 2.2 - Vertical profiles of environment specific humidity (black) and in-cloud liquid (red), vapor (green) and total water (blue) calculated by the shallow convection scheme for the BOMEX case.

Fluxo de q e θ_e x sim. com LES

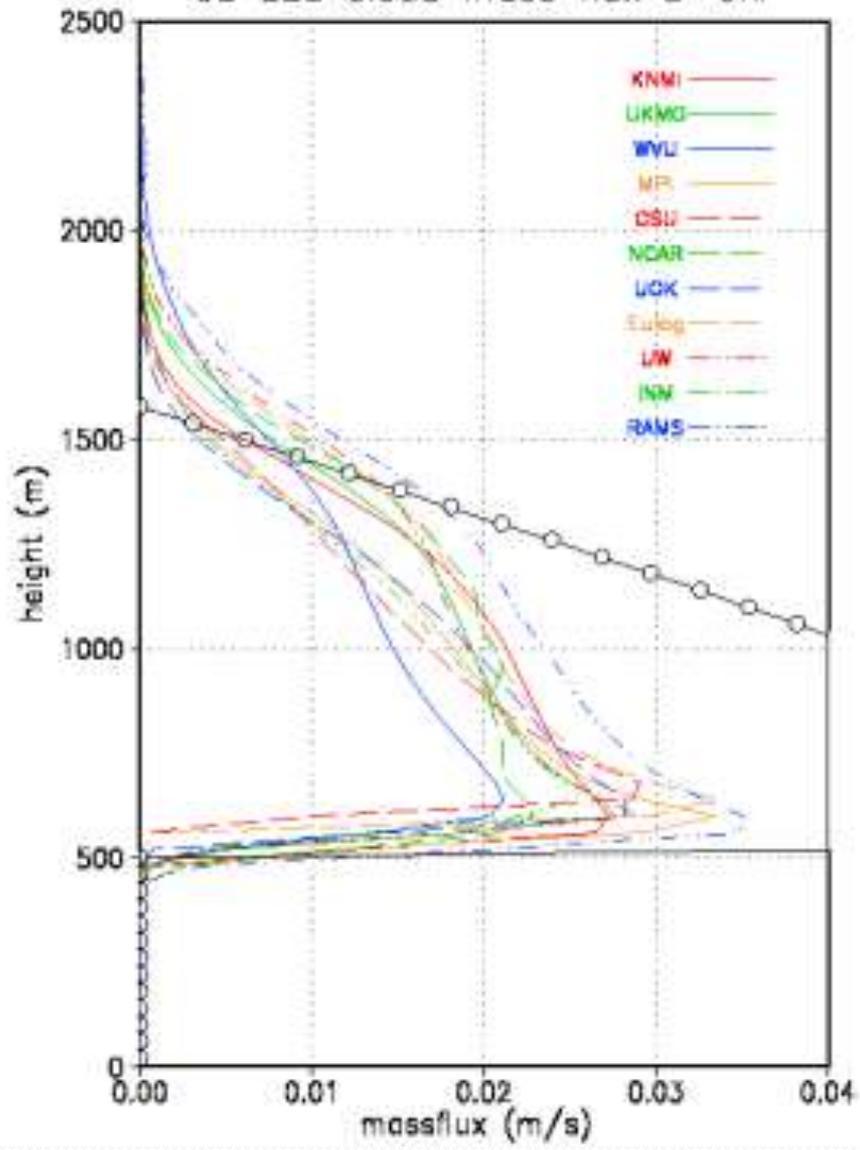
- Problema com o topo
- Está desacoplado da PBL



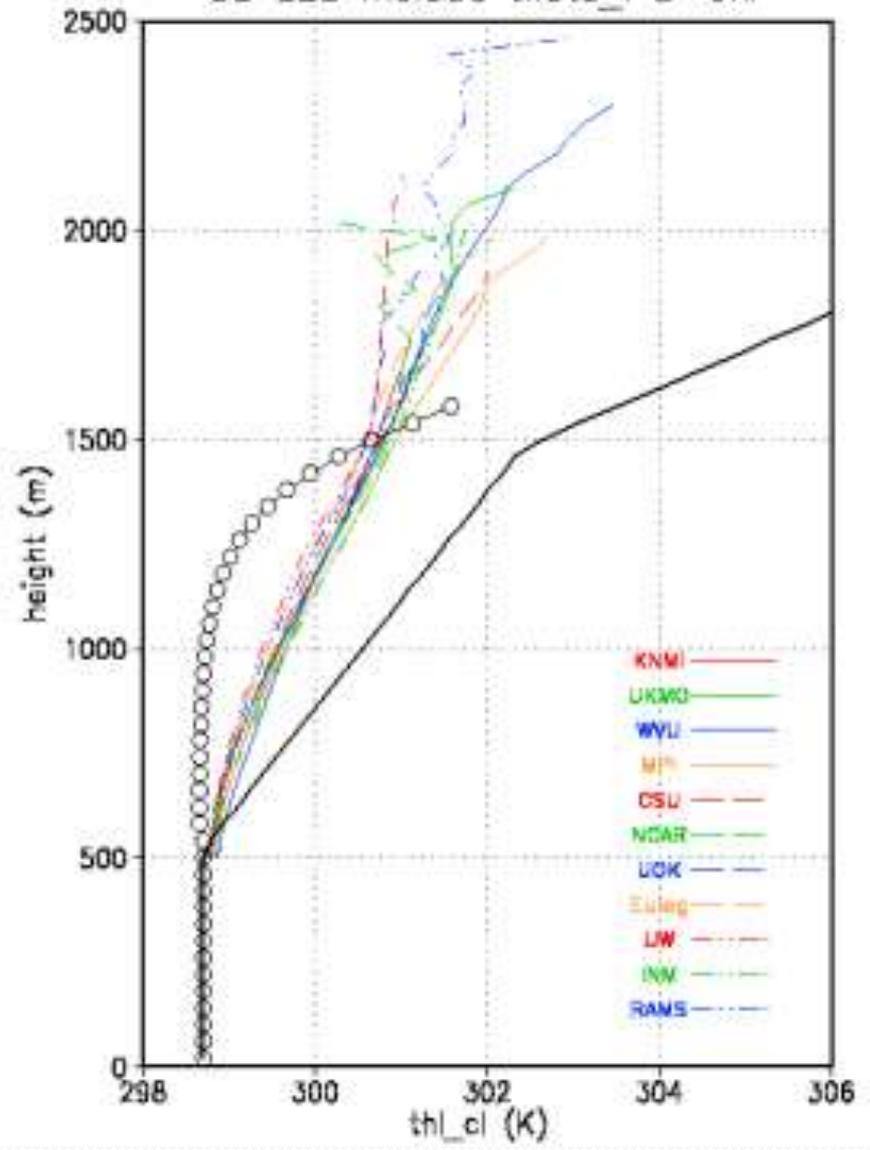
Taxas de aquecimento

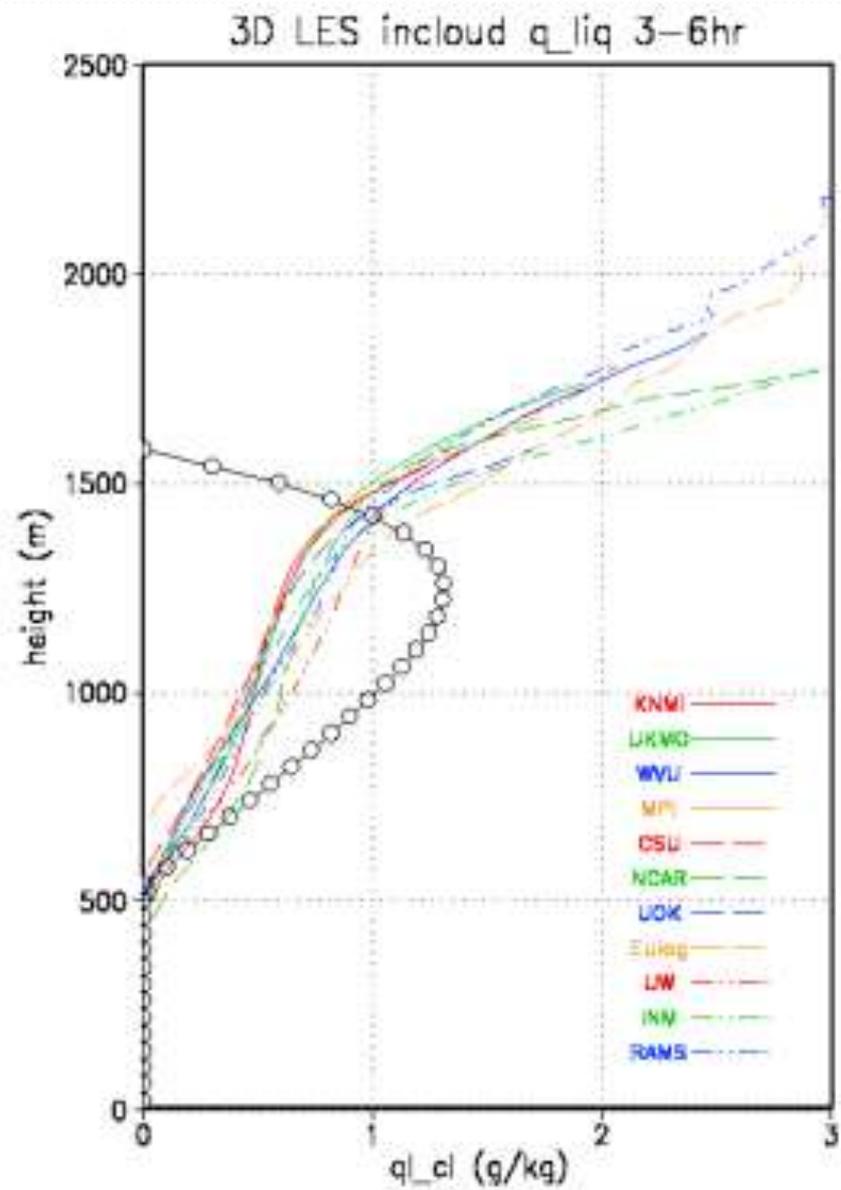
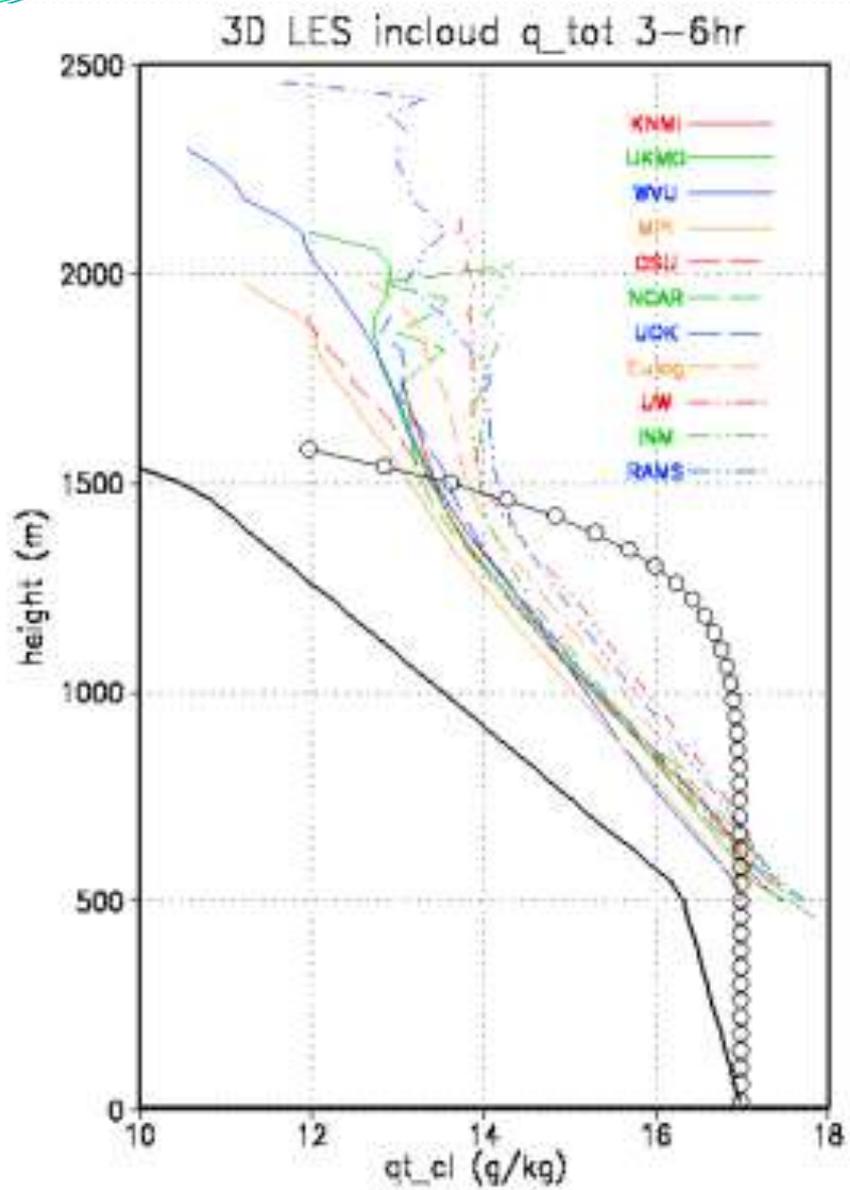


3D LES cloud mass flux 3-6hr



3D LES incloud theta_l 3-6hr





Discussão

- Estamos comparando com resultados de LES que tem
 - Alta resolução
 - Estão integrando no tempo e não apenas calculando 1 vez em cima de um perfil médio
- Mas percebemos limitações do modelo:
 - A altura do topo não é bem determinada
 - ... Isso atrapalha o cálculo do fluxo de massa
 - ... E de todas as variáveis dentro da nuvem
 - O desentranhamento no topo parece estar errado
 - O esquema está dando um “chute” muito forte em 1 time-step, ao invés de calcular pequenas tendências..

Há também limitações teóricas

- O campo de nuvens rasas está em quase-equilíbrio e portanto as tendências nas nuvens são nulas

$$\partial \chi_c / \partial t \approx 0$$

Não permitimos que a cobertura de nuvens varie continuamente... Ou se forme a partir de céu claro

- A fração de cobertura das nuvens rasas é pequena (Siebesma and Cuijpers, 1995) e portanto

$$a \ll 1 \quad \text{e} \quad \chi_E \approx \bar{\chi}$$

$a \ll 1$ só funciona em modelos de grande escala e em alguns casos.

Há também limitações teóricas

- As taxas de entranhamento e desentranhamento são parametrizadas em termos do fluxo de massa.
Segundo Betts (1975):

$$E = \lambda M_c$$

$$D = E + \delta$$

- Onde

$$\lambda(z) = \lambda_0 10^{\frac{z-z_0}{z_{ref}}}$$

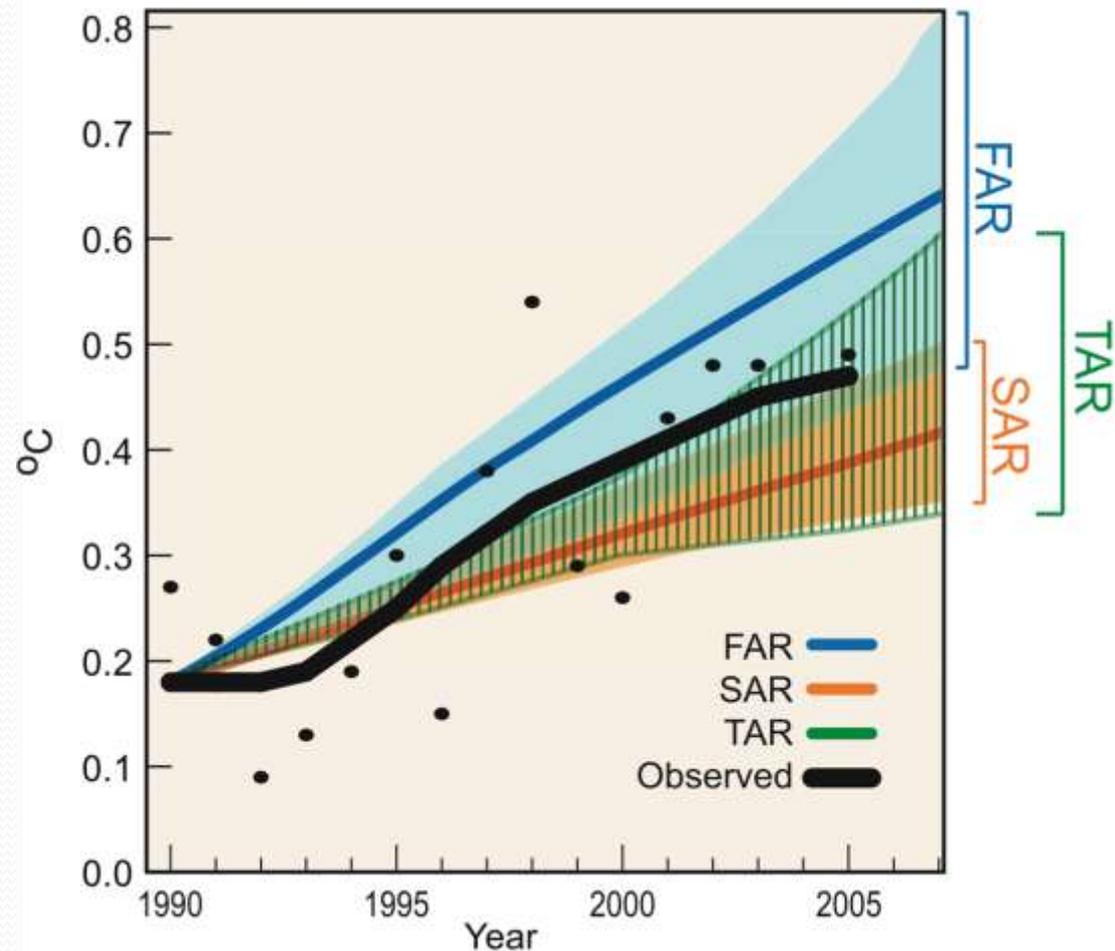
$$\delta = \frac{1}{z_{top} - z_{base}}$$

Estes termos precisam ser melhor parametrizados usando modelos LES.

Dependem do estágio de desenvolvimento da nuvem! Conteúdo de CCN!!
E outras coisas !!!

Apesar de tudo

- Apesar de todos os problemas parametrizações são e serão ainda **MUITO** usadas em modelos climáticos.
- Não estão totalmente erradas, pois as **previsões** que foram feitas desde o 1º IPCC **acertaram em cheio** o que ia acontecer!



Compromisso

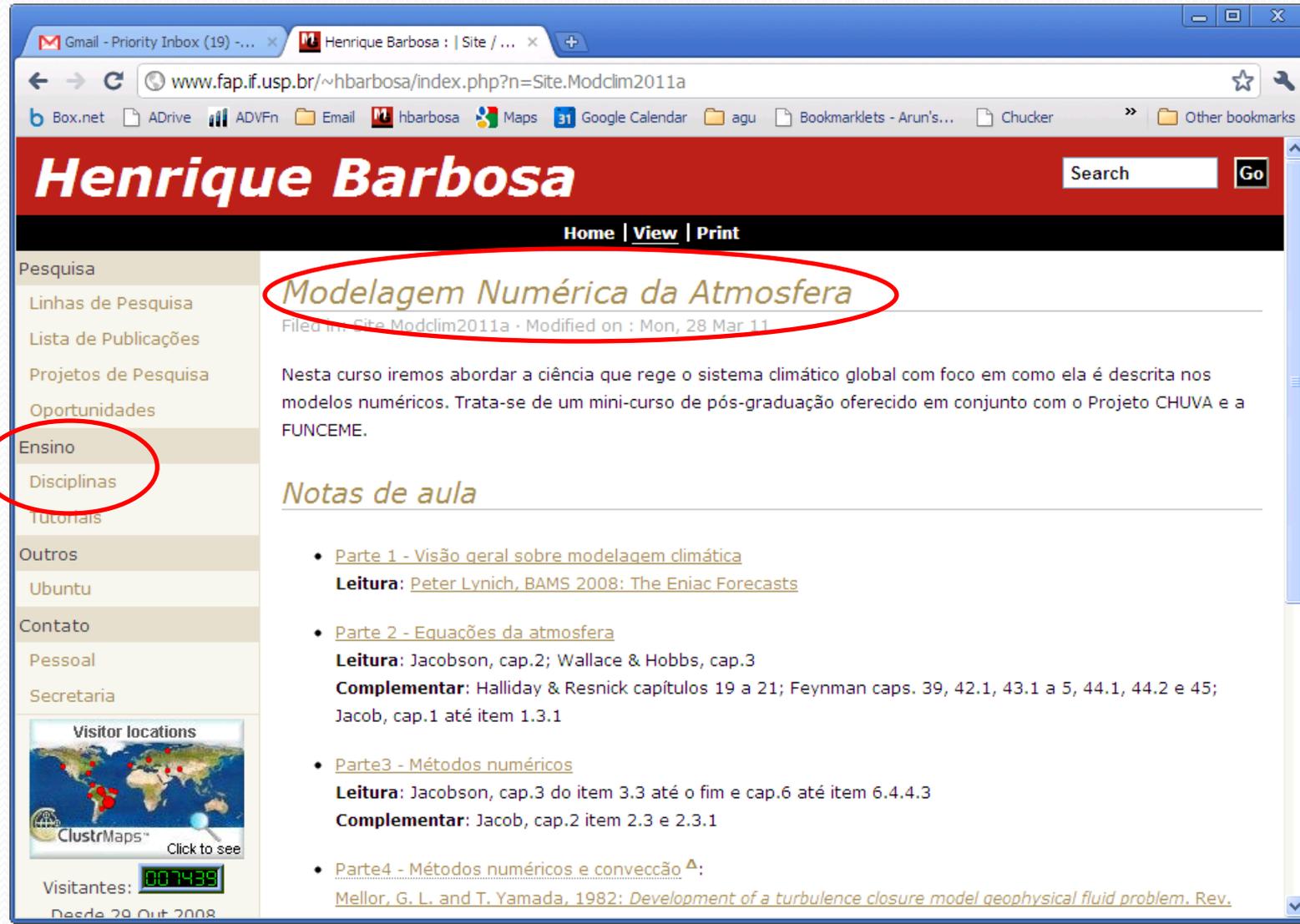
- Ao modelar a atmosfera, precisamos fazer um compromisso entre
 - Esforço computacional
 - Custo de CPU,
 - Total de tempo de máquina,
 - Consumo de memória e de espaço em disco
 - Nossa própria ambição científica.

Uma parametrização de convecção não serve para se estudar as interações aerossóis-nuvens-clima

Mas podem servir para estudar a circulação de grande escala, por exemplo.

Obrigado!

<http://www.fap.if.usp.br/~hbarbosa>
hbarbosa@if.usp.br



Henrique Barbosa

Home | View | Print

Pesquisa

Linhas de Pesquisa

Lista de Publicações

Projetos de Pesquisa

Oportunidades

Ensino

Disciplinas

Tutoriais

Outros

Ubuntu

Contato

Pessoal

Secretaria

Visitor locations

ClustrMaps™

Click to see

Visitantes: 007439

Desde 29 Out 2008

Modelagem Numérica da Atmosfera

Filed in: Site.Modclim2011a - Modified on : Mon, 28 Mar 11

Nesta curso iremos abordar a ciência que rege o sistema climático global com foco em como ela é descrita nos modelos numéricos. Trata-se de um mini-curso de pós-graduação oferecido em conjunto com o Projeto CHUVA e a FUNCEME.

Notas de aula

- [Parte 1 - Visão geral sobre modelagem climática](#)
Leitura: [Peter Lynch, BAMS 2008: The Eniac Forecasts](#)
- [Parte 2 - Equações da atmosfera](#)
Leitura: Jacobson, cap.2; Wallace & Hobbs, cap.3
Complementar: Halliday & Resnick capítulos 19 a 21; Feynman caps. 39, 42.1, 43.1 a 5, 44.1, 44.2 e 45; Jacob, cap.1 até item 1.3.1
- [Parte3 - Métodos numéricos](#)
Leitura: Jacobson, cap.3 do item 3.3 até o fim e cap.6 até item 6.4.4.3
Complementar: Jacob, cap.2 item 2.3 e 2.3.1
- [Parte4 - Métodos numéricos e convecção](#) ^Δ
[Mellor, G. L. and T. Yamada, 1982: Development of a turbulence closure model geophysical fluid problem. Rev.](#)