

2つの乱流スキーム(LESとMYNN) の基本設計

中西 幹郎
防衛大学校地球海洋学科
JAMSTEC RIGC

今日の内容

- 平均流に対する方程式
 - ▶ Averaged Navier-Stokes方程式
- 乱流を計算するスキーム
 - ▶ 乱流スキームがモデル化する領域
 - ▶ 乱流スキームの計算上の分類と名称
 - ▶ 2つの乱流スキーム(LESとMYNN)の決定的な違い
- LESの詳細と計算例
- MYNNの詳細と計算例 (一部、新しい結果)

LES : Large Eddy Simulation

MYNN : Mellor-Yamada-Nakanishi-Niinoスキーム

平均流に対する方程式

Navier-Stokes方程式 から
Averaged Navier-Stokes方程式

平均流と乱流の分離

■ Navier-Stokes方程式

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{g}{\theta_0} (\theta - \theta_0) \delta_{i3} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

ここで、浮力項(右辺第2項)にはBoussinesq近似を使っている

■ 流れを平均流と乱流に分離

$$u_i = \langle u_i \rangle + u_i'$$

■ 移流項(非線形項、左辺第2項)は

$$u_i u_j = (\langle u_i \rangle + u_i')(\langle u_j \rangle + u_j') = \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle + \langle u_i \rangle u_j' + \langle u_j \rangle u_i' + u_i' u_j'$$

Averaged Navier-Stokes方程式

■ 2つの平均操作

▶ アンサンブル平均 : $\langle\langle u_i \rangle\rangle = \langle u_i \rangle$, $\langle u_i' \rangle = 0$, $\langle\langle u_i \rangle\langle u_j \rangle\rangle = \langle u_i \rangle\langle u_j \rangle$, $\langle\langle u_i \rangle u_j' \rangle = 0$

▶ 空間平均 : $\langle\langle u_i \rangle\rangle \neq \langle u_i \rangle$, $\langle u_i' \rangle \neq 0$, $\langle\langle u_i \rangle\langle u_j \rangle\rangle \neq \langle u_i \rangle\langle u_j \rangle$, $\langle\langle u_i \rangle u_j' \rangle \neq 0$

気象分野では、空間平均の操作もアンサンブル平均と同様とすることが多い

■ 方程式に平均操作を加える。平均操作した移流項は

$$\langle u_i u_j \rangle = \langle\langle u_i \rangle\langle u_j \rangle\rangle + \langle u_i \rangle u_j' + \langle u_j \rangle u_i' + u_i' u_j' = \langle\langle u_i \rangle\langle u_j \rangle\rangle + \langle u_i' u_j' \rangle$$

■ 平均流に対するNavier-Stokes方程式

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{g}{\theta_0} (\langle \theta \rangle - \theta_0) \delta_{i3} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial x_j}$$

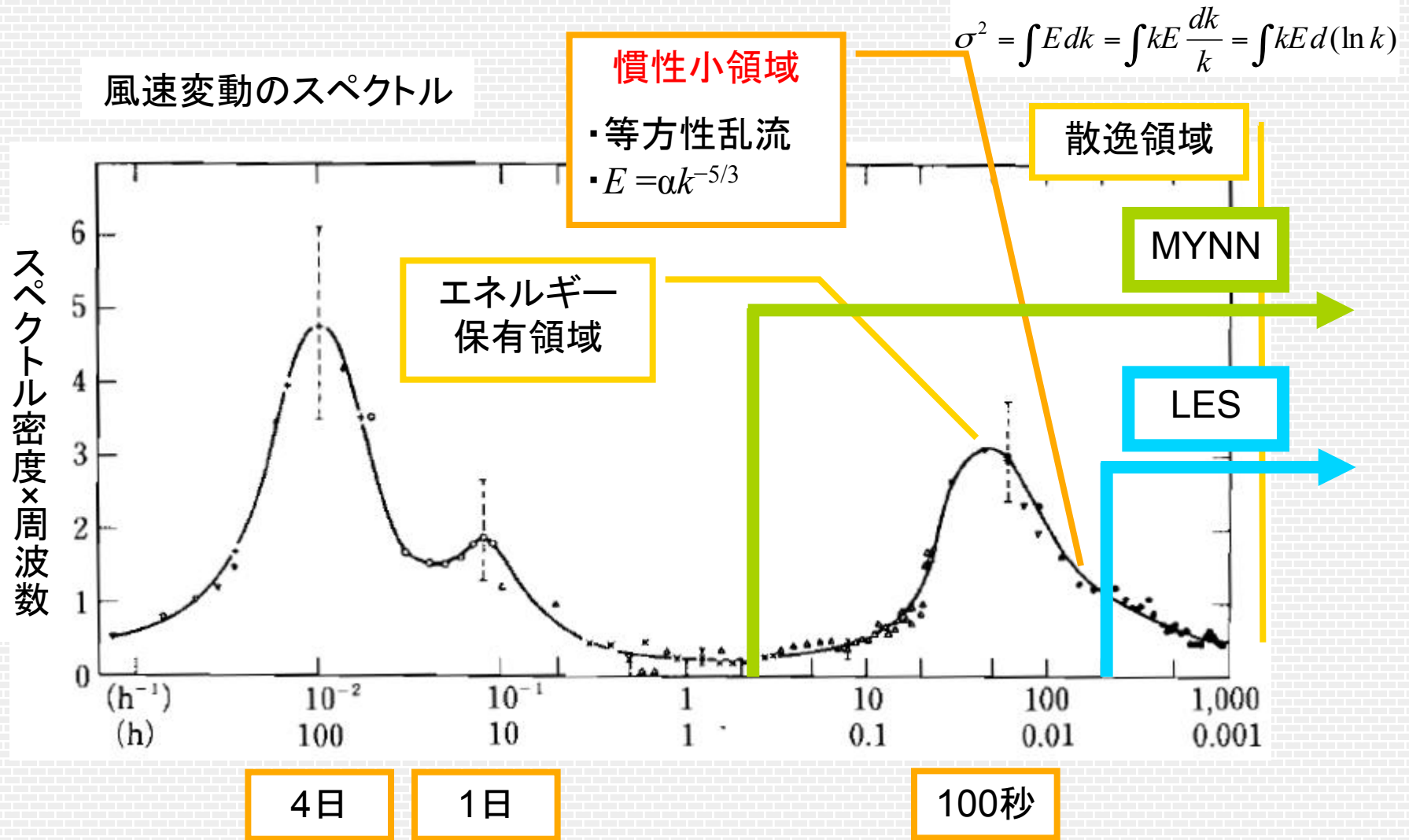
未知の項 ← ‘渦’ 粘性項

乱流を計算するスキーム

乱流スキームの主目的は渦粘性項を求めること

- ・乱流スキームがモデル化する領域
- ・乱流スキームの計算上の分類と名称
- ・LESとMYNNの決定的な違い

乱流スキームがモデル化する領域



周波数 ⇔ 波数

物理空間で見ると

大気境界層上端

エネルギー
保有領域の渦

渦A

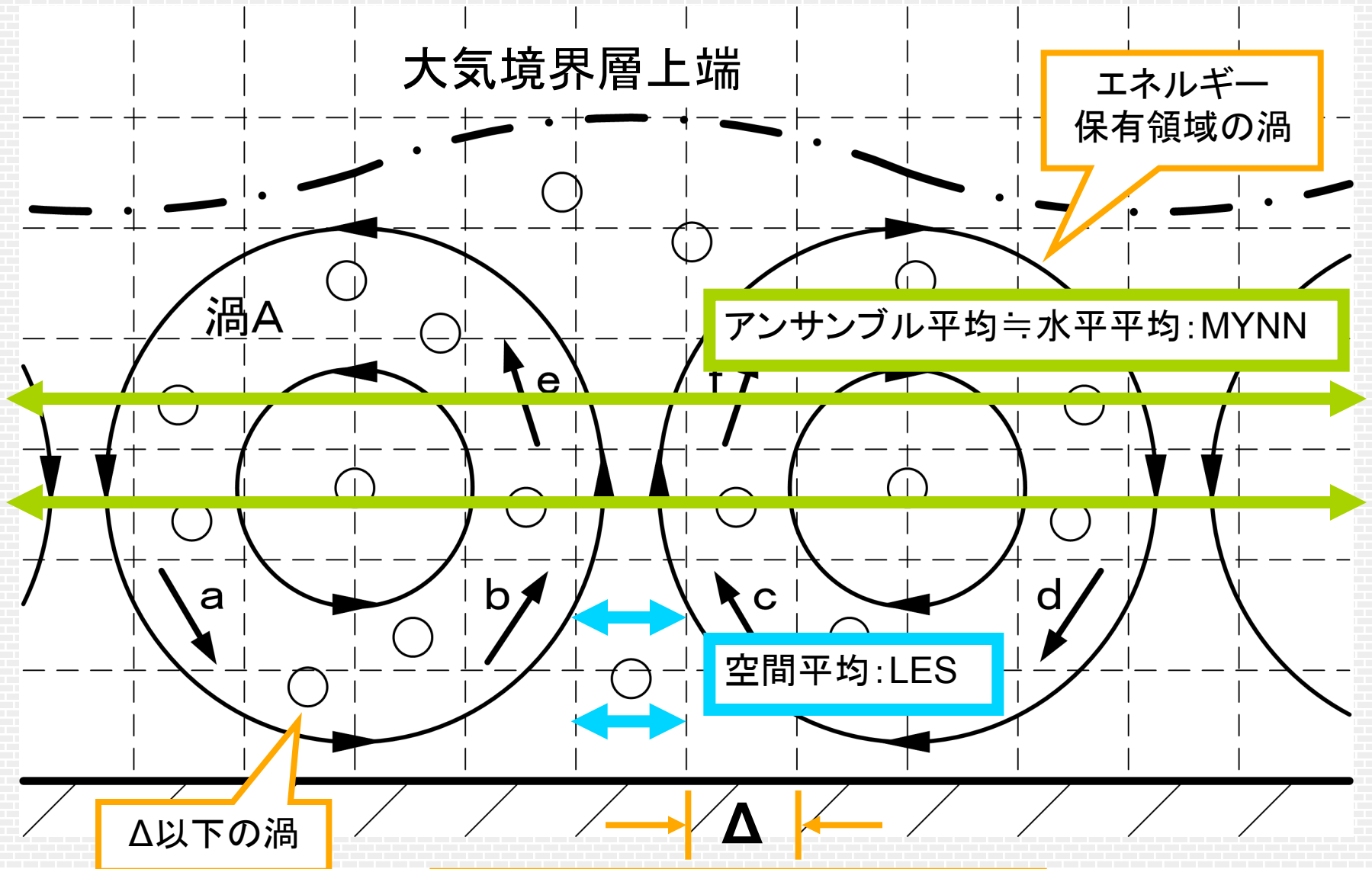
アンサンブル平均 \equiv 水平平均: MYNN

空間平均: LES

Δ 以下の渦

Δ

慣性小領域に入るサイズの格子間隔



乱流スキームの計算上の分類と名称

■ 1次乱流クロージャースキーム

- ▶ 2次乱流量を1次の量(平均量)でパラメタライズ

$$\langle u'w' \rangle = -K_M \left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} + \frac{\partial \langle w \rangle}{\partial x} \right)$$

K_M は渦粘性係数という

- ▶ ほとんどのLESで、このスキームが用いられている

■ 2次乱流クロージャースキーム

- ▶ 2次乱流量の予報式(乱流 u_i' の予報式に u_j' を掛けて平均)で計算

$$\frac{d \langle u_i' u_j' \rangle}{dt} = - \langle u_i' u_k' \rangle \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_k} - \langle u_j' u_k' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_k} + \dots - \frac{\partial \langle u_i' u_j' u_k' \rangle}{\partial x_k}$$

ただし、 $\langle u'v'w' \rangle = -K_q \left(\frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial z} + \frac{\partial \langle u'w' \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle v'w' \rangle}{\partial x} \right)$ のようにパラメタライズ

- ▶ MYNNで用いている

2次乱流クローザーの分類と名称

■ 乱流の等方性の程度に応じて分類 (Mellor & Yamada 1974)

▶ レベル 1、2、2.5、3、4

- レベル4を除き、**境界層近似**(水平微分は無視)の併用により、2次乱流量が1次乱流クローザーの形に帰着できるのが特徴
- 本来

$$\frac{d\langle u'_i u'_j \rangle}{dt} = -\langle u'_i u'_k \rangle \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_k} - \langle u'_j u'_k \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_k} + \dots - \frac{\partial \langle u'_i u'_j u'_k \rangle}{\partial x_k}$$

を解くべきところ

$$\langle u' w' \rangle = -K_M \left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} + \frac{\partial \langle w \rangle}{\partial x} \right) \approx -K_M \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z}$$

のように求めることができる

▶ 見かけ上のLESとMYNNの違いはない？

LESとMYNNの決定的な違い

■ 乱流の長さスケールにある

▶ LES

- 格子間隔 Δ の中の渦だけをパラメタライズする(空間平均)
- 乱流の長さスケールは、格子間隔で代表できる

▶ MYNN

- エネルギー保有渦をもパラメタライズする(アンサンブル平均)
- 乱流の長さスケールは、格子間隔とは無関係
 - 地上からの距離に依存する長さ L_s
 - 大気境界層の厚さに依存する長さ L_t
 - 安定度に依存する長さ L_b

$$1/L = 1/L_s + 1/L_t + 1/L_b$$

■ 渦粘性係数の‘係数’にある(定数または関数)

LES (Large Eddy Simulation)

- ・支配方程式
- ・渦粘性係数

支配方程式

■ 連続の式

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \right)$$

オーバーバーが
空間平均を表す

■ 運動方程式 (右辺第1項はコリオリ項、分子粘性項は省略)

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -2\varepsilon_{ijk} \Omega_j \bar{u}_k - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{g}{\theta_0} (\bar{\theta} - \theta_0) \delta_{i3} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j}$$

■ 熱力学方程式 (温位保存式)

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\theta} \bar{u}_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial \overline{\theta' u'_j}}{\partial x_j}$$

■ $\overline{u'_i u'_j}$ と $\overline{\theta' u'_j}$ が平均操作で現れた2次乱流量

渦粘性係数

- ほとんどのLESで、1次乱流クロージャースキームを使用

$$\overline{u'_i u'_j} = -2K_M S_{ij} \quad \left(\text{厳密には } \overline{u'_i u'_j} = -2K_M S_{ij} + \frac{2}{3} e \delta_{ij} \right)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

$$e = \left(\frac{K_M}{C_k l} \right)^2 \quad l \text{ は長さスケール}$$

$$\overline{\theta' u'_j} = -\frac{K_M}{\text{Pr}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j}$$

- 乱流の局所平衡(生成=散逸)を仮定すると

$$K_M = (C_S l)^2 \left(2S_{ij} S_{ij} - \frac{1}{\text{Pr}} \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_3} \right)^{1/2}$$

-5/3乗則と室内実験の結果を利用して求めることができる。
ほぼ定数 $\doteq 0.18$

LESの計算例

- Wangara実験(昼間) : 不安定成層
- Kelvin-Helmholtz波 : 安定成層
- 台風境界層 : 中立成層

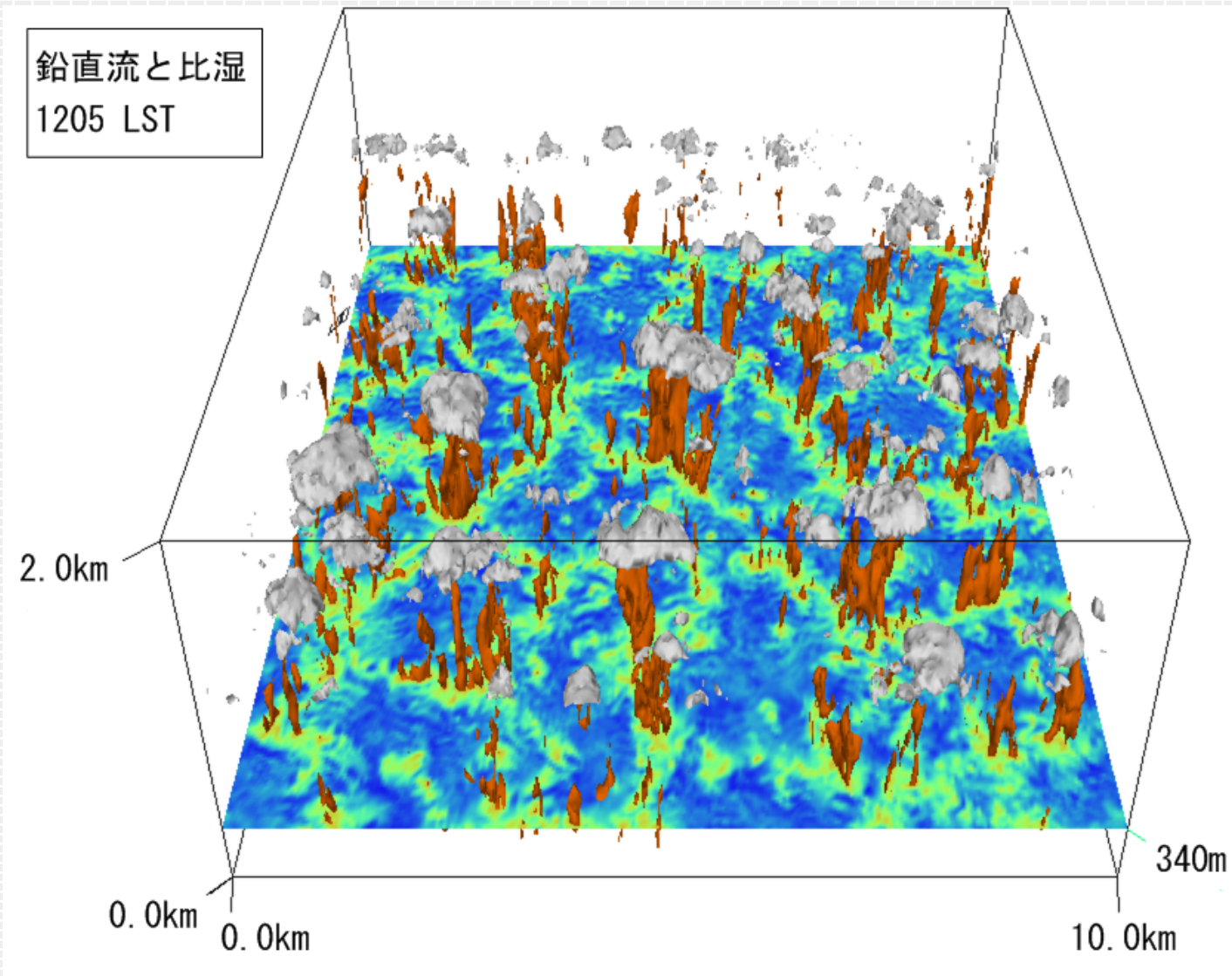
Wangara実験の計算条件

- 格子数 : 250×250×50
- 格子間隔 : 40m×40m×40m
- 時間間隔 : 2.0 s (9時～16時)

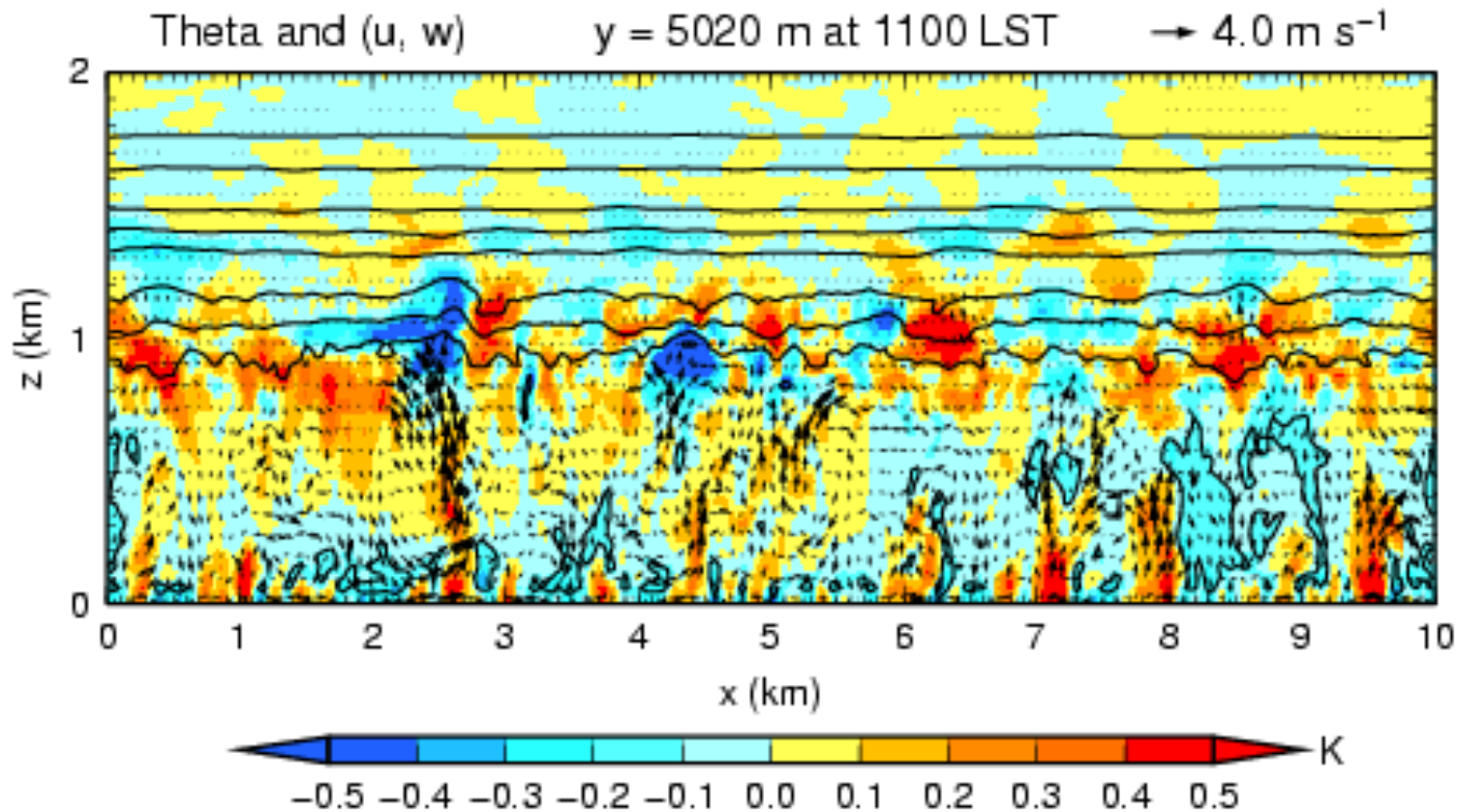
- 側面境界 : 周期境界条件
- 下面境界 : sinカーブで時間変化する顕熱・潜熱輸送を与える
: 摩擦速度は粗度長1cmとして計算
- 上面境界 : フリースリップ、Rayleigh摩擦層無し

- 初期値 : Wangara実験33日目の0900LSTの観測値
- 地衡風 : = 水平方向の平均圧力勾配
: 鉛直分布を持つが、時間変化はしない

鉛直流のパターンと高比湿の分布



大気境界層内の対流

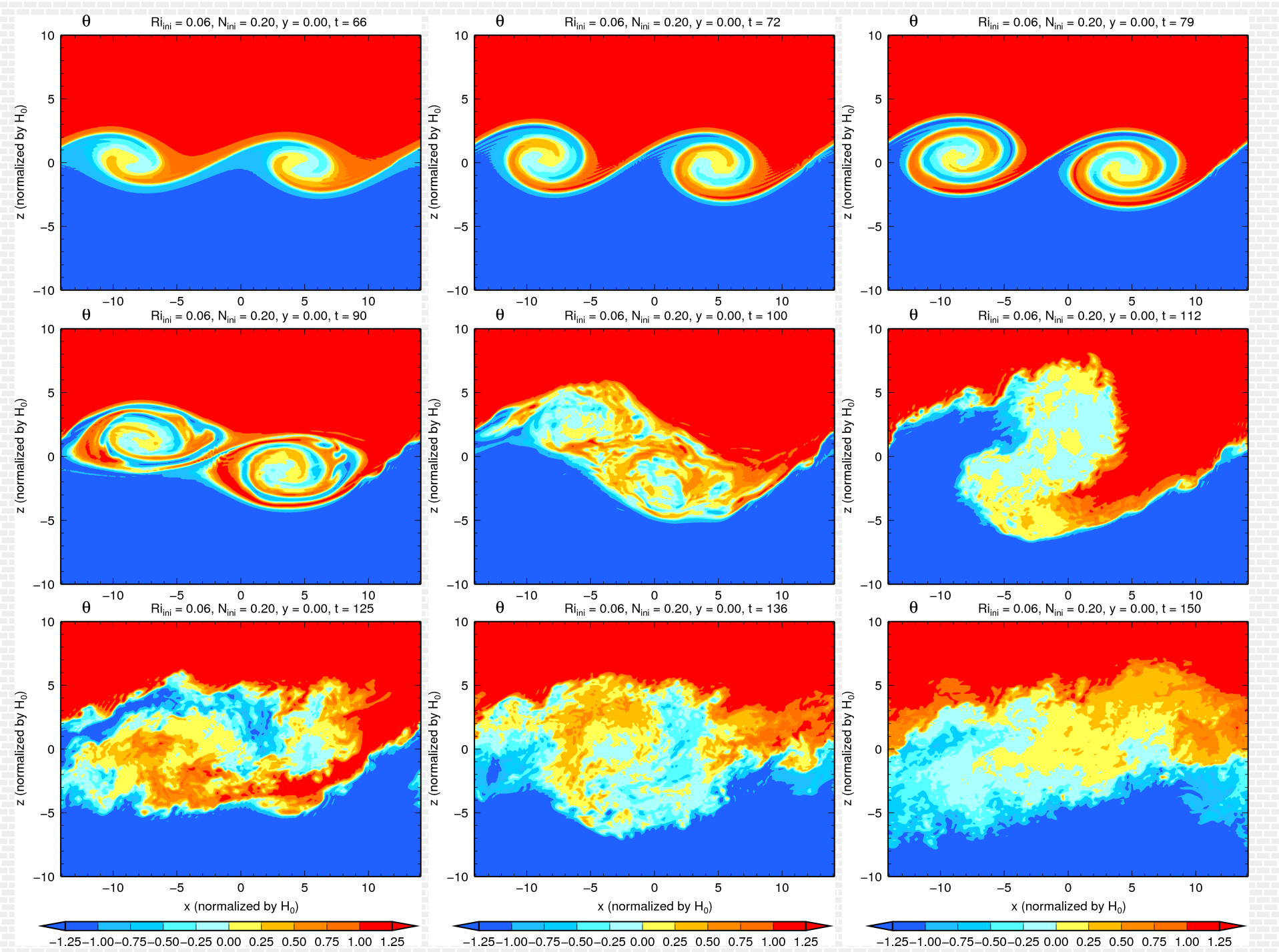


Kelvin-Helmholtz波の計算条件

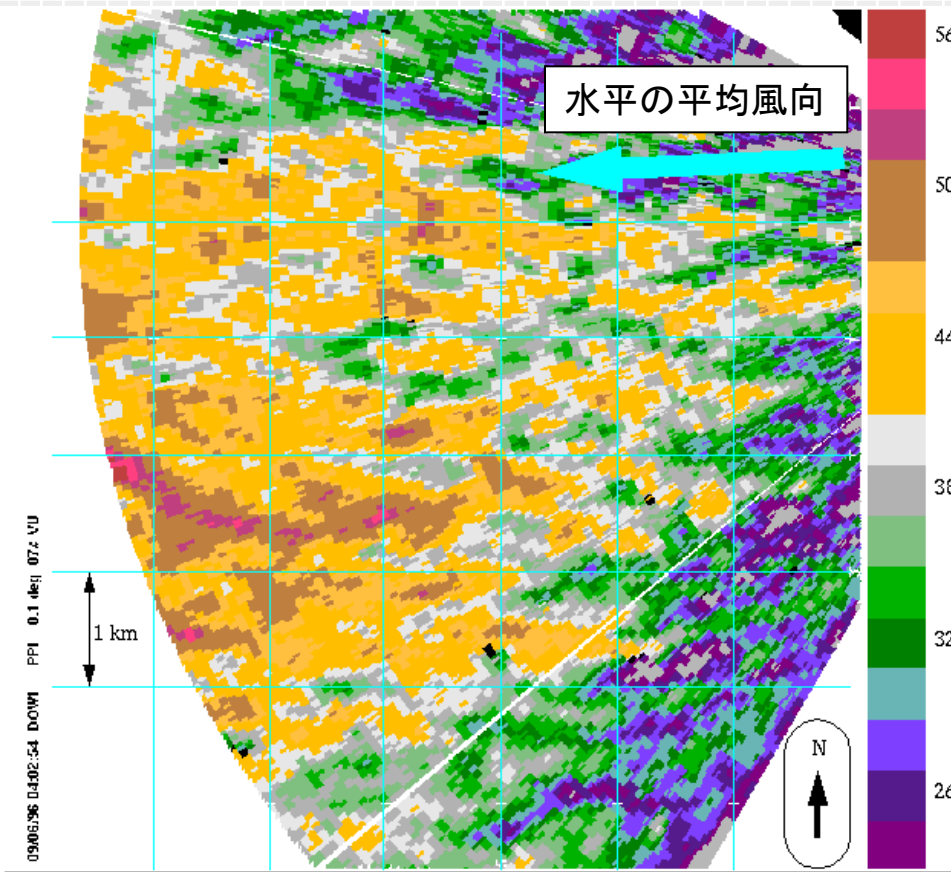
- 格子数 : $270 \times 135 \times 200$
- 格子間隔 : $0.1 \times 0.1 \times 0.1$ (無次元)
- 時間間隔 : 0.01 (無次元時間0~150)

- 側面境界 : 周期境界条件
- 下面境界 : フリースリップ、Rayleigh摩擦層無し
- 上面境界 : フリースリップ、Rayleigh摩擦層無し

- 初期値 : $U(z) = \tanh(z)$
: $\Theta(z) = \tanh(z) + \Gamma z + \Theta(0)$
: シア層中心 ($z=0$) で、 **$Ri = 0.06$**



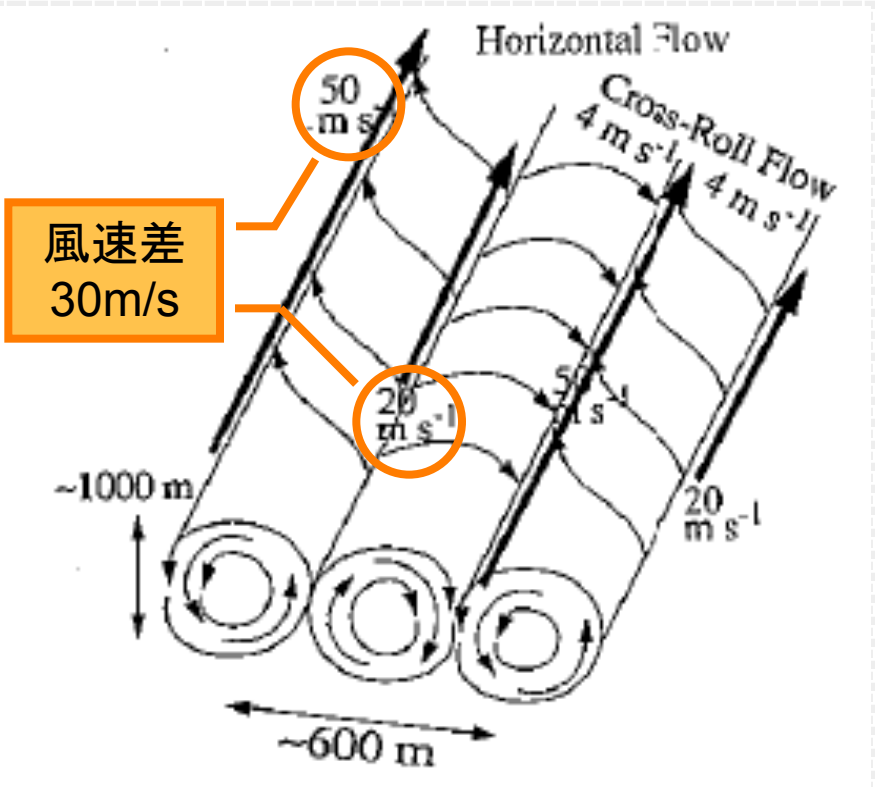
台風境界層構造の観測例



Doppler On Wheels (DOW) radar data in hurricane Fran just before landfall in Wilmington, NC on 96 September 05/06.

The plotted region is approximately 15 km inland from the North Carolina coast, near the point of landfall of the hurricane. Blue lines are a 1 km grid. Blue arrow denotes the general easterly windflow from the storm.

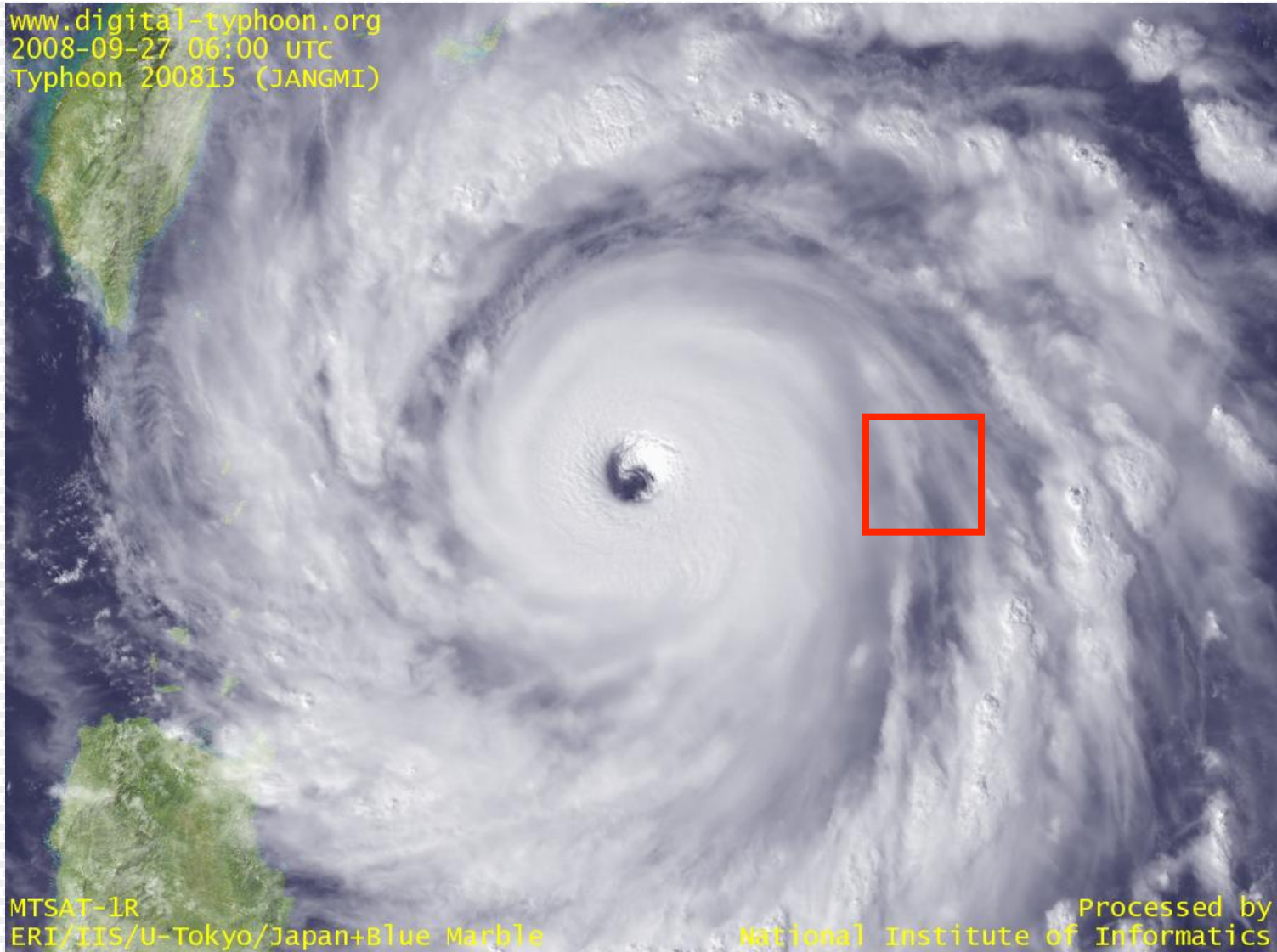
Doppler velocity in sub-kilometer scale boundary layer rolls is shown. All velocities are away from the radar ranging from about 28 to 54 m/s in the waves. The peak to peak amplitude of the waves is as high as 25 m/s over scales of 300-1000 m, resulting in azimuthal shear values of up to 0.1 s^{-1} .



Wurman and Winslow (1998)より。
 強風域の平均の間隔は約600m。
 彼らは、鉛直シア流中の熱対流、そうでなければ、ヘアピン渦(ストリーク)と考えた

台風境界層の計算領域

www.digital-typhoon.org
2008-09-27 06:00 UTC
Typhoon 200815 (JANGMI)



MTSAT-1R
ERI/IIS/U-Tokyo/Japan+Blue Marble

Processed by
National Institute of Informatics

台風境界層の計算条件

- 方程式 : 円筒座標に変換し、遠心力の項は近似
- ケース : 目からの距離 100km および 40km

- 格子数 : 500×500×100
- 格子間隔 : 40m×40m×40m
- 時間間隔 : 0.1 s (定常計算、4時間30分積分)

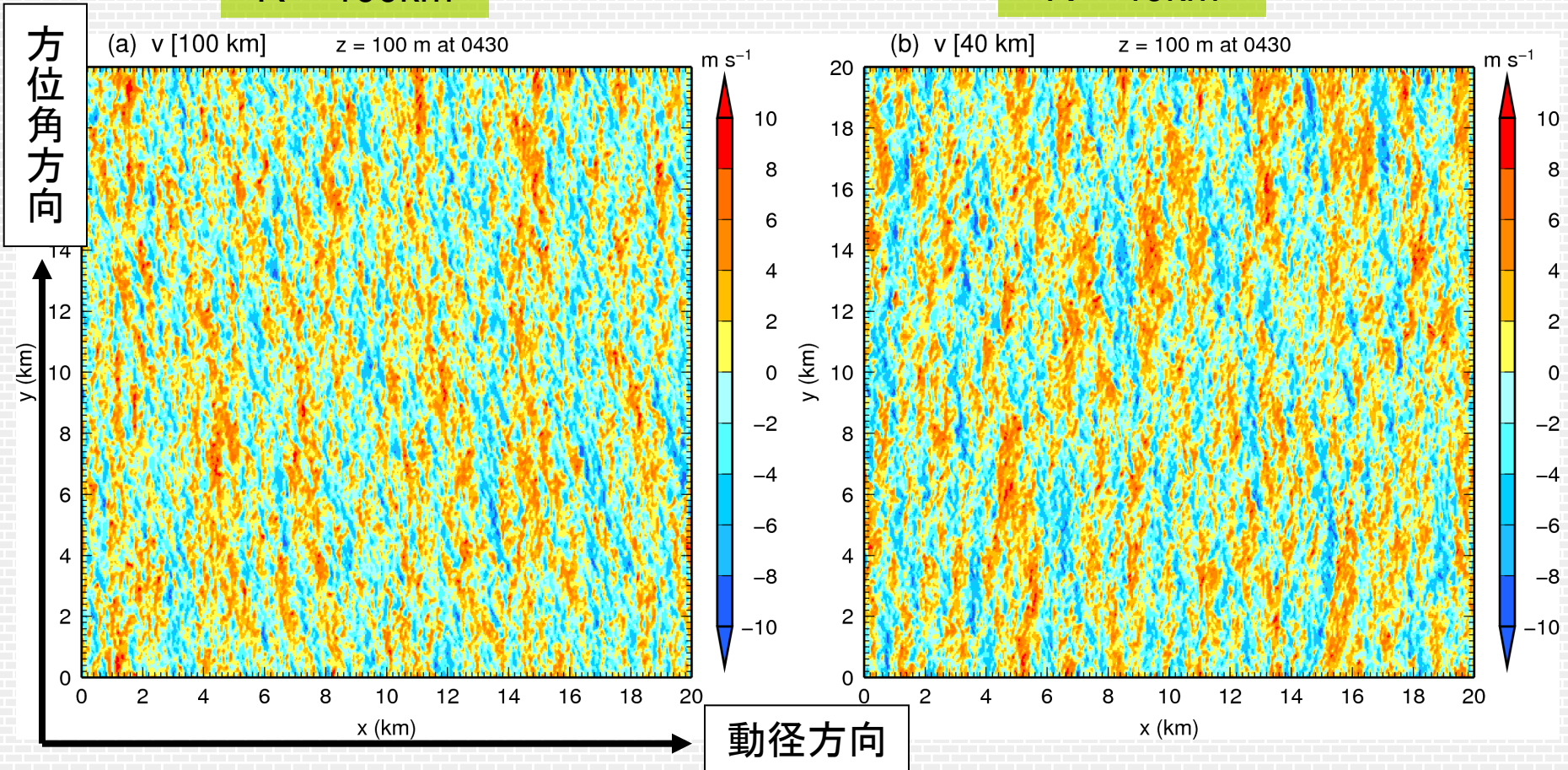
- 側面境界 : 周期境界条件
- 下面境界 : 地面からの顕熱輸送は無し(熱対流は考えない)
: 摩擦速度は粗度長10cmとして計算
- 上面境界 : フリースリップ、Rayleigh摩擦25層

- 初期値 : 全層に傾度風35m/s
: 地上温位300Kで始まり、温位勾配0.004K/m

方位角方向の変動風 v' の水平分布

R = 100km

R = 40km



最大風速差はともに約26m/s ← Wurman and Winslow (1998)に近い値

TKE収支

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \langle u'^2 / 2 \rangle}{\partial t} &= - \underbrace{\langle u' w' \rangle \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z}}_{\text{シア生成項}} - \underbrace{\frac{\partial \langle w' u'^2 / 2 \rangle}{\partial z}}_{\text{浮力生成項}} - \left\langle u' \frac{\partial (\tau_{1j} - \langle \tau_{1j} \rangle)}{\partial x_i} \right\rangle \\
 &+ \underbrace{\left\langle \frac{p'}{\rho_0} \frac{\partial u'}{\partial x} \right\rangle}_{\text{輸送(渦粘性)項}} + \underbrace{f \langle u' v' \rangle + \frac{\langle \bar{v} \rangle}{R} \langle u' v' \rangle}_{\text{散逸項}} \\
 \frac{\partial \langle v'^2 / 2 \rangle}{\partial t} &= - \underbrace{\langle v' w' \rangle \frac{\partial \langle \bar{v} \rangle}{\partial z}}_{\text{シア生成項}} - \underbrace{\frac{\partial \langle w' v'^2 / 2 \rangle}{\partial z}}_{\text{輸送(渦粘性)項}} - \left\langle v' \frac{\partial (\tau_{2j} - \langle \tau_{2j} \rangle)}{\partial x_i} \right\rangle \\
 &+ \underbrace{\left\langle \frac{p'}{\rho_0} \frac{\partial v'}{\partial y} \right\rangle}_{\text{輸送(渦粘性)項}} - \underbrace{f \langle u' v' \rangle - \frac{\langle \bar{v} \rangle}{R} \langle u' v' \rangle}_{\text{散逸項}} \\
 \frac{\partial \langle w'^2 / 2 \rangle}{\partial t} &= \underbrace{\frac{g}{\theta_0} \langle \theta' w' \rangle}_{\text{再分配項}} - \underbrace{\frac{\partial \langle w'^3 / 2 \rangle}{\partial z}}_{\text{輸送(渦粘性)項}} - \left\langle w' \frac{\partial (\tau_{3j} - \langle \tau_{3j} \rangle)}{\partial x_i} \right\rangle \\
 &+ \underbrace{\left\langle \frac{p'}{\rho_0} \frac{\partial w'}{\partial z} \right\rangle}_{\text{輸送(渦粘性)項}} - \underbrace{\frac{\partial \langle w' p' \rangle}{\partial z}}_{\text{輸送(渦粘性)項}}
 \end{aligned}$$

シア生成項

浮力生成項

輸送(渦粘性)項

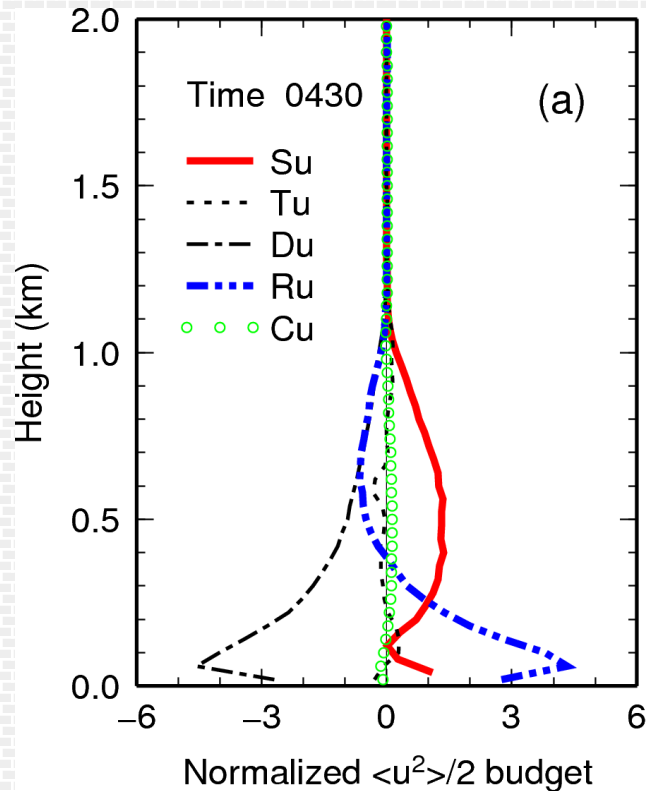
散逸項

再分配項

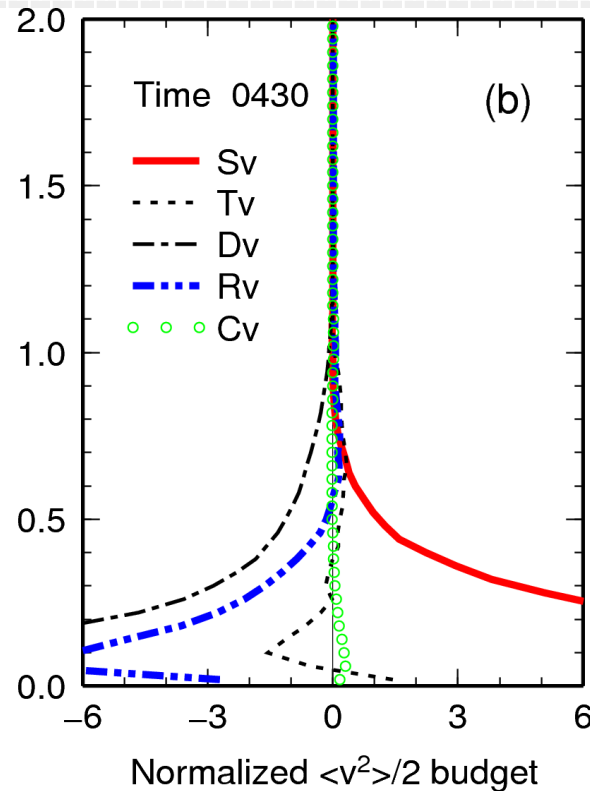
コリオリ・遠心力

TKE収支の鉛直分布 (R=100km)

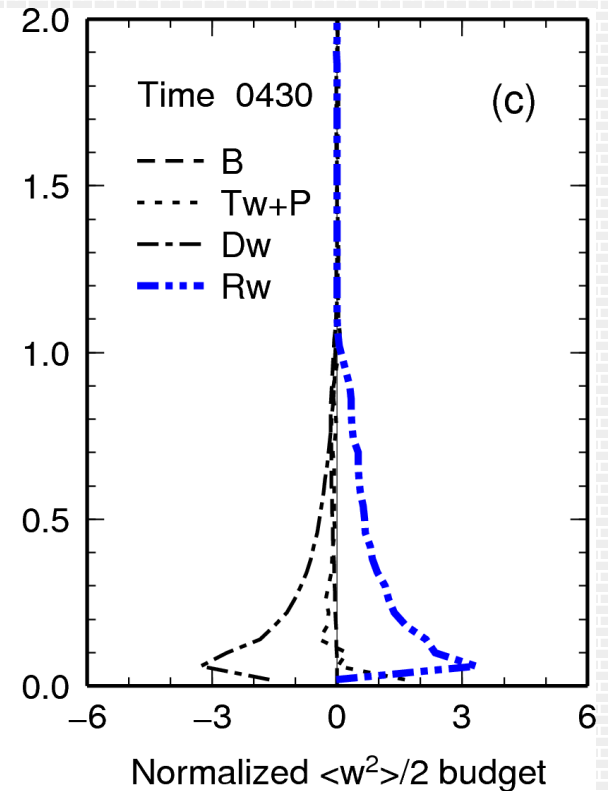
動径方向 $\langle u'^2 \rangle$ 成分



方位角方向 $\langle v'^2 \rangle$ 成分

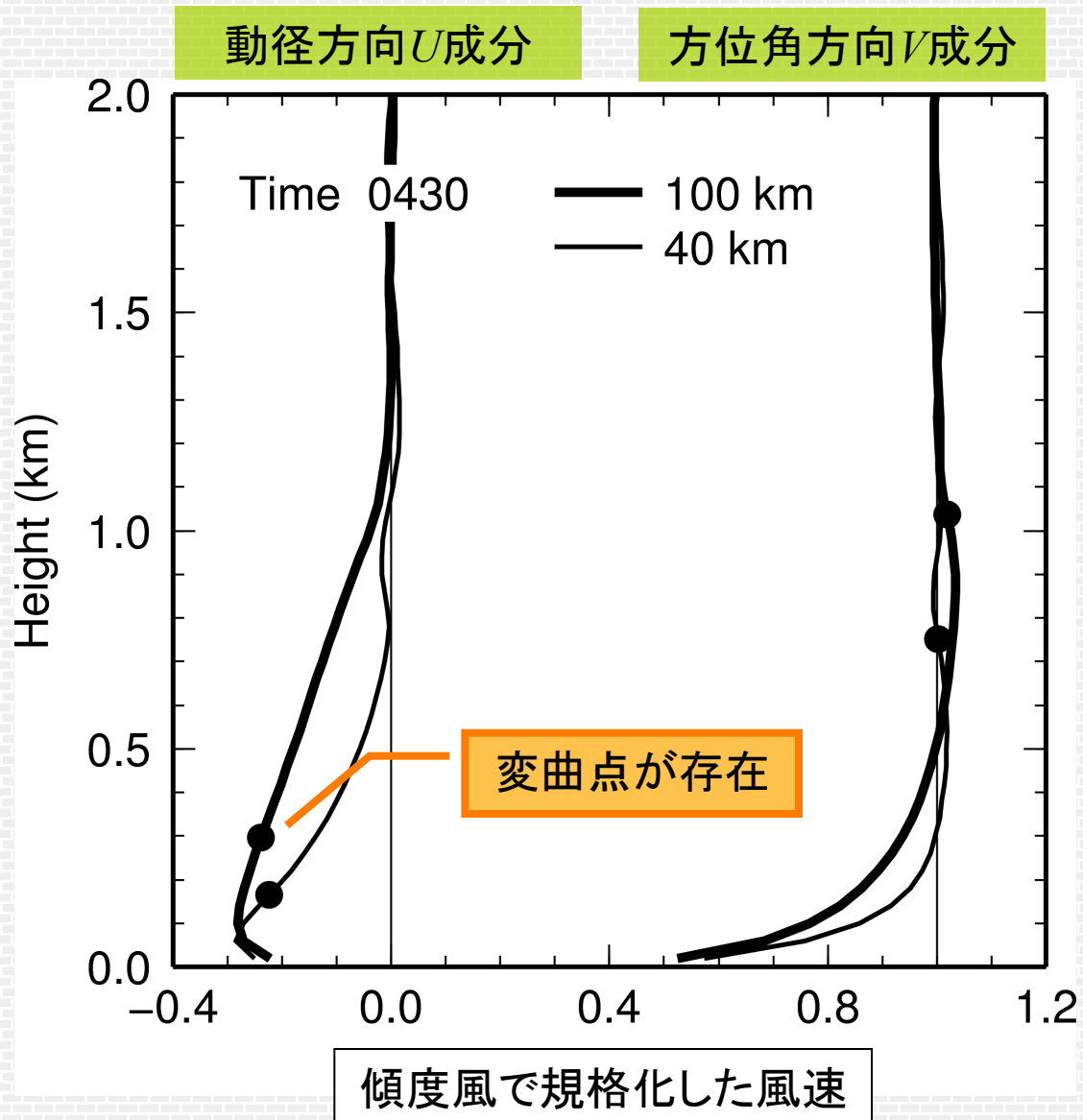


鉛直方向 $\langle w'^2 \rangle$ 成分

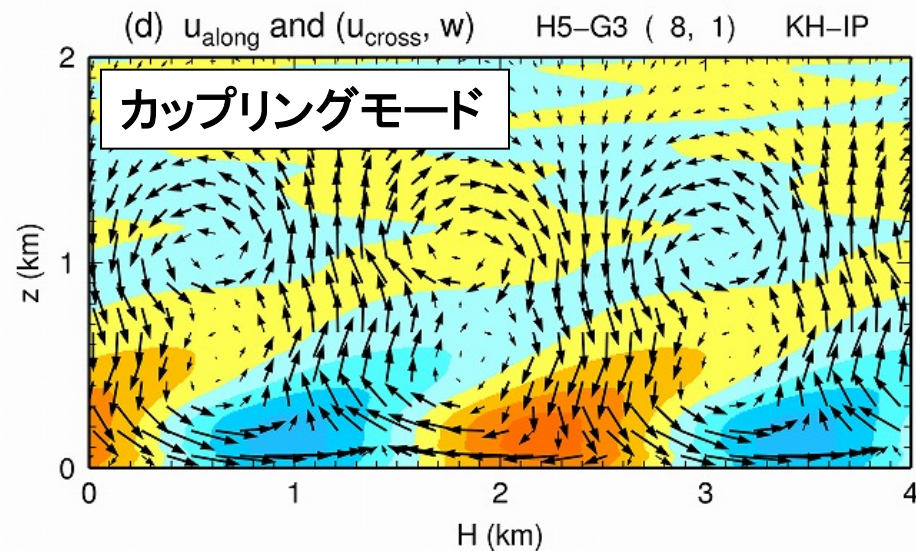
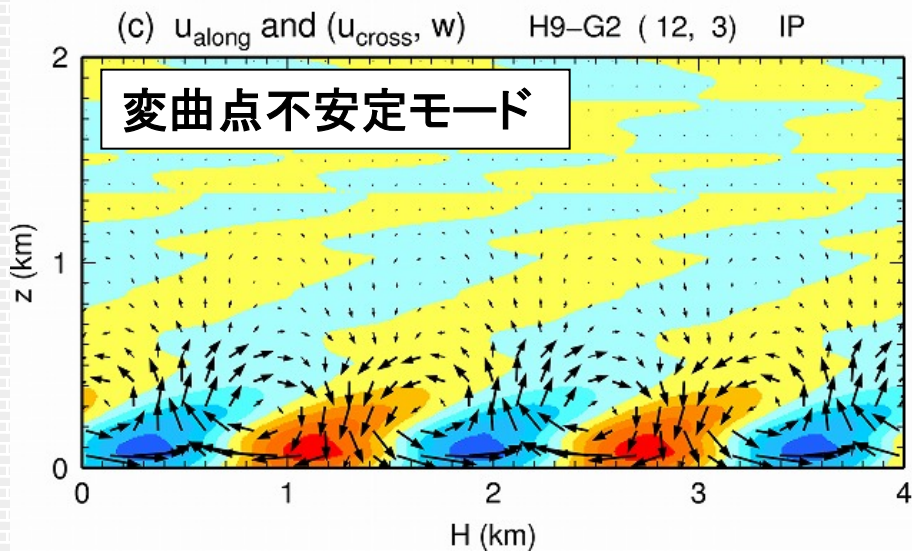
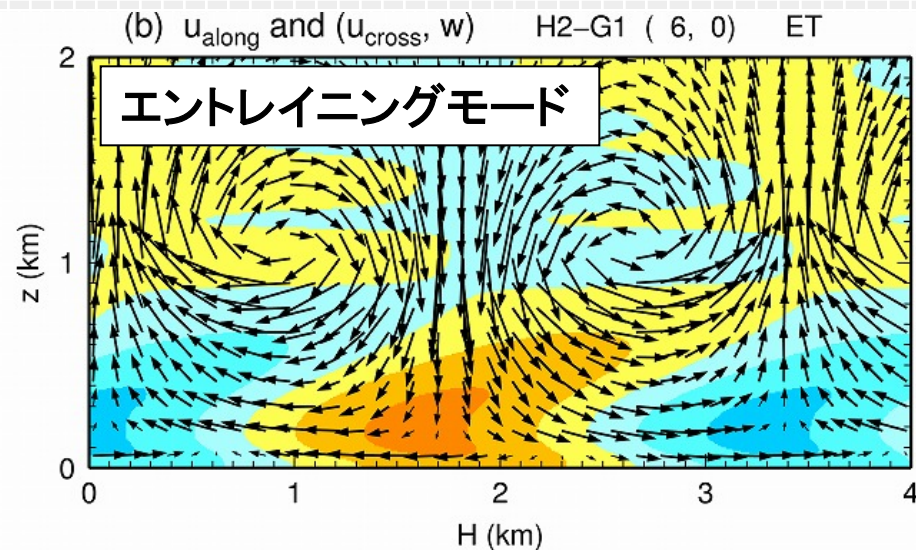
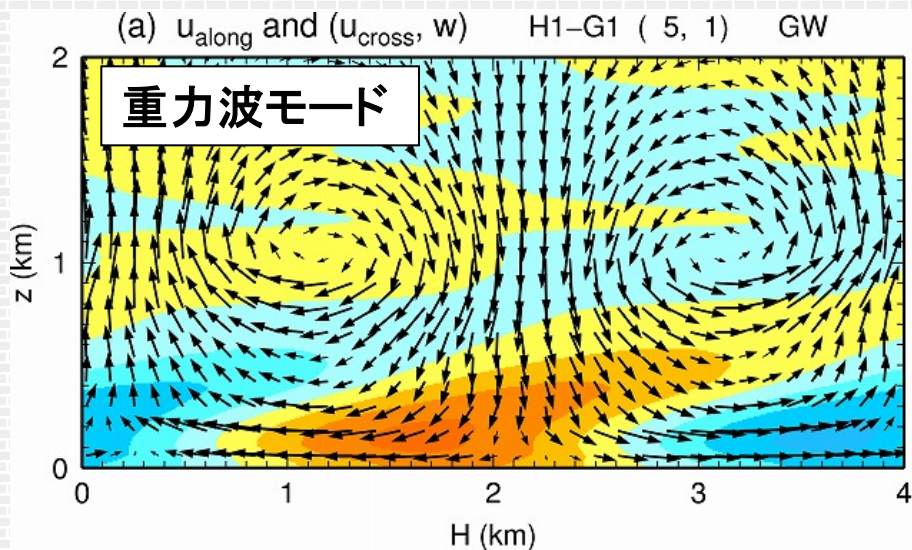


S: シア生成、T: 乱流輸送、D: 散逸、R: 再分配、C: 遠心力、
B: 浮力生成、P: 圧力輸送

水平平均の風の鉛直分布



EOF解析による卓越モードのパターン



MYNN (Mellor-Yamada-Nakanishi-Niino)

- ・支配方程式
- ・再分配項のパラメタライズ
- ・渦粘性係数

支配方程式

- 水平一様の扱いから、鉛直1次元の計算で良い
- 表示の簡略化のため、 $\langle u \rangle \rightarrow U$ 、 $u' \rightarrow u$ に置き換え
- 運動方程式、温位保存式、比湿保存式

$$\frac{\partial U}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \langle uw \rangle + f(V - V_g),$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \langle vw \rangle - f(U - U_g),$$

$$\frac{\partial \Theta_l}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \langle w\theta_l \rangle + \frac{f\Theta_0}{g} \left(V \frac{\partial U_g}{\partial z} - U \frac{\partial V_g}{\partial z} \right),$$

$$\frac{\partial Q_w}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \langle wq_w \rangle,$$

平均圧力勾配
を表す地衡風

温度風平衡から
得られる水平移流

2次乱流量の予報式

■ 2次乱流クロージャースキームを使用

▶ 例えば、 $\langle u^2 \rangle$ の予報式

$$\frac{\partial \langle u^2 / 2 \rangle}{\partial t} = -\langle uw \rangle \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial \langle wu^2 / 2 \rangle}{\partial z} - \underbrace{\nu \left\langle \frac{\partial u}{\partial x_j} \frac{\partial u}{\partial x_j} \right\rangle}_{\varepsilon / 3} + \underbrace{\left\langle \frac{p}{\rho_0} \frac{\partial u}{\partial x} \right\rangle}_{\varepsilon / 3}$$

- シア生成項(右辺第1項)は、パラメタライズ無しに求まる
- 渦粘性項(第2項)は、渦粘性係数を使ってパラメタライズする
- 散逸項(第3項)は、次元解析的に $\propto q^3/L$
ここで、 $q^2 = \langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle + \langle w^2 \rangle$ = 乱流運動エネルギーの2倍
- 再分配項(第4項)のパラメタライズに乱流モデルの差が出る

再分配項のパラメタライズ

$$\left\langle \frac{p}{\rho_0} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\rangle = - \frac{q}{3A_1L} \left(\langle u_i u_j \rangle - \frac{1}{3} q^2 \delta_{ij} \right) + C_1 q^2 \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$$

等方化の働き

シアの効果

浮力の効果

追加導入: 破線

$$\left\langle \frac{p}{\rho_0} \frac{\partial \theta_l}{\partial x_i} \right\rangle = - \frac{q}{3A_2L} \langle u_i \theta_l \rangle$$

新たなクロージャー定数
 C_2, C_3 等が加わる

LESのデータベースを利用
して決定した

渦粘性係数

- 通常、レベルは2.5または3を使用

$$\langle uw \rangle = -K_M \frac{\partial U}{\partial z} = -LqS_M \frac{\partial U}{\partial z} = -Lq(S_{M2.5} + S'_M) \frac{\partial U}{\partial z}$$

$$\langle w\theta_l \rangle = -K_H \frac{\partial \Theta_l}{\partial z} = -LqS_H \frac{\partial \Theta_l}{\partial z} = -Lq(S_{H2.5} + S'_H) \frac{\partial \Theta_l}{\partial z}$$

$$S_{M2.5} = \alpha_c A_1 \frac{\Phi_3 - 3C_1 \Phi_4}{D_{2.5}}, \quad S'_M = \alpha_c A_1 \frac{\Phi_3 - \Phi_4}{D'} \Phi',$$

$$S_{H2.5} = \alpha_c A_2 \frac{\Phi_2 + 3C_1 \Phi_5}{D_{2.5}}, \quad S'_H = \alpha_c A_2 \frac{\Phi_2 + \Phi_5}{D'} \Phi',$$

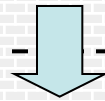
- S_M と S_H が、LESの定数 C_S に対応する関数で、
 Φ_2 や $D_{2.5}$ などは、かなり複雑な関数 (Nakanishi & Niino 2009)

具体的にレベルとは

- 乱流の等方性の程度に応じて、予報式を**診断式**に簡略化

レベル4

$$\frac{\partial \langle u_i u_j \rangle}{\partial t} - D_{uu} = -\langle u_i u_k \rangle \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \langle u_j u_k \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{g}{\Theta_0} (\langle u_i \theta_V \rangle \delta_{j3} + \langle u_j \theta_V \rangle \delta_{i3}) + \dots$$



レベル3

$$0 = -\langle u_i w \rangle \frac{\partial U_j}{\partial z} - \langle u_j w \rangle \frac{\partial U_i}{\partial z} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \langle u_l w \rangle \frac{\partial U_l}{\partial z} + \dots$$

$$0 = -2\langle uw \rangle \frac{\partial U}{\partial z} - 2\langle vw \rangle \frac{\partial V}{\partial z} + 2 \frac{g}{\Theta_0} \langle w \theta_V \rangle - 2\varepsilon$$

レベル2.5

$$0 = -2\langle w \theta_l \rangle \frac{\partial \Theta_l}{\partial z} - 2\varepsilon_{\theta}$$

レベル2

$$0 = -2\langle w q_w \rangle \frac{\partial Q_w}{\partial z} - 2\varepsilon_{qw}$$

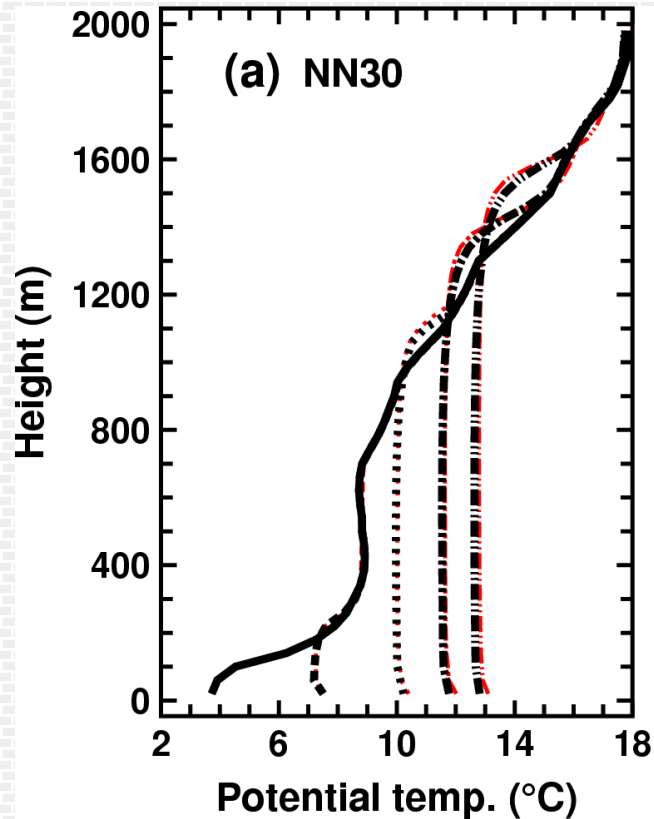
$$0 = -\langle w \theta_l \rangle \frac{\partial Q_w}{\partial z} - \langle w q_w \rangle \frac{\partial \Theta_l}{\partial z} - 2\varepsilon_{\theta q}$$

MYNNの計算例

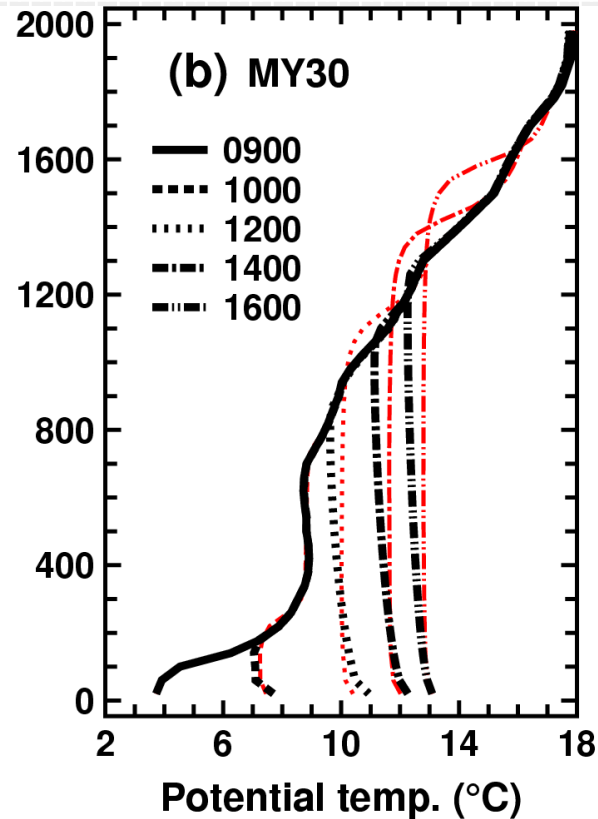
- Wangara実験(昼間) — LESと同様の条件
- 新潟・福島豪雨
- Wangara実験(昼夜)

Wangara実験(温位の鉛直分布)

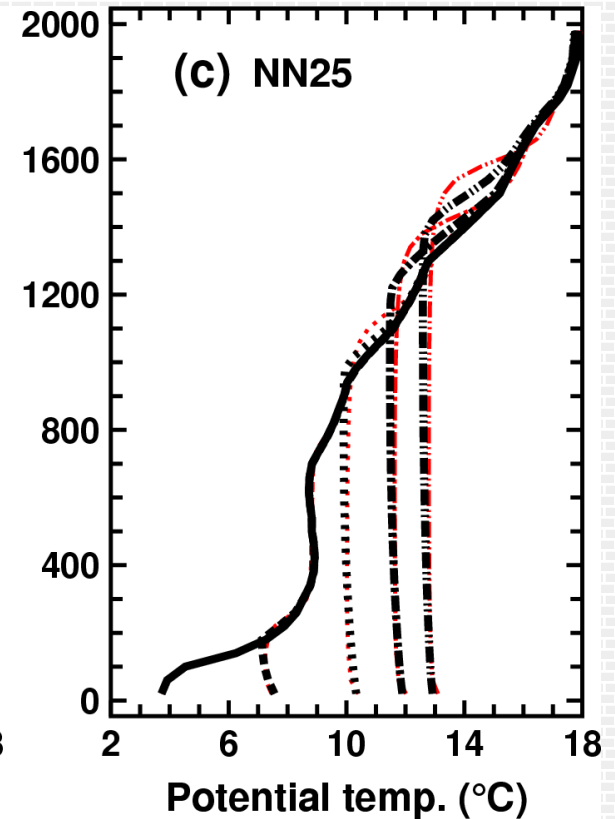
MYNN Level 3



MY Level 3



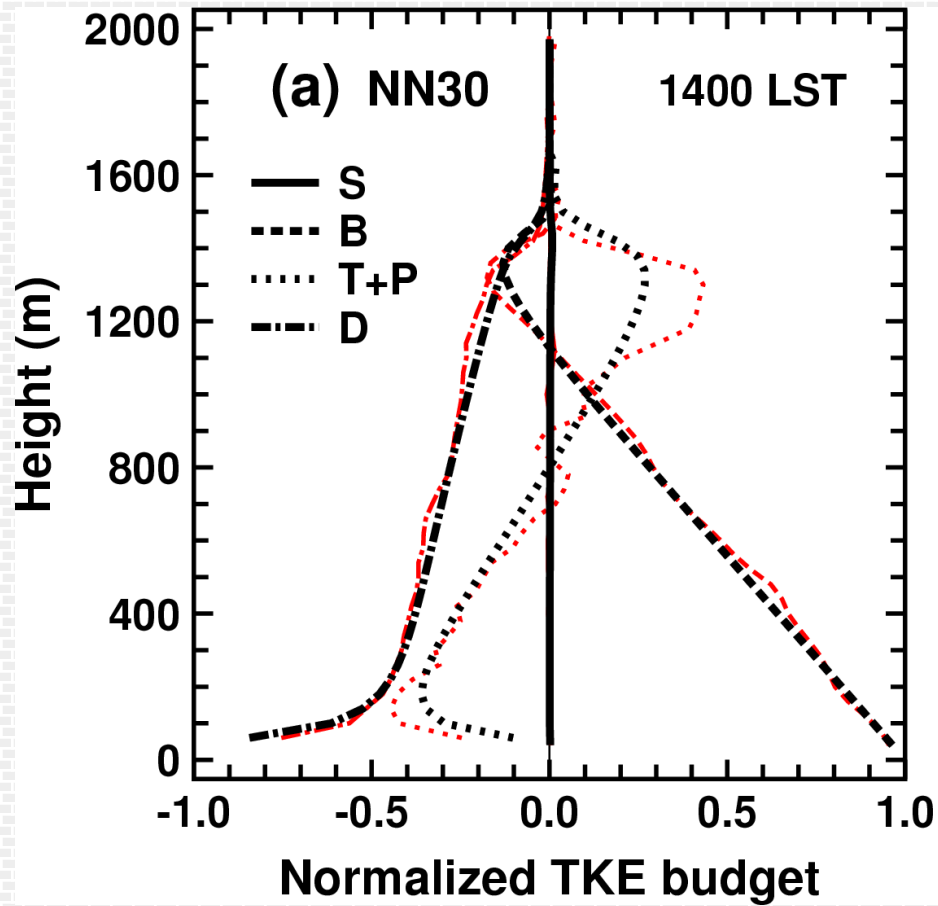
MYNN Level 2.5



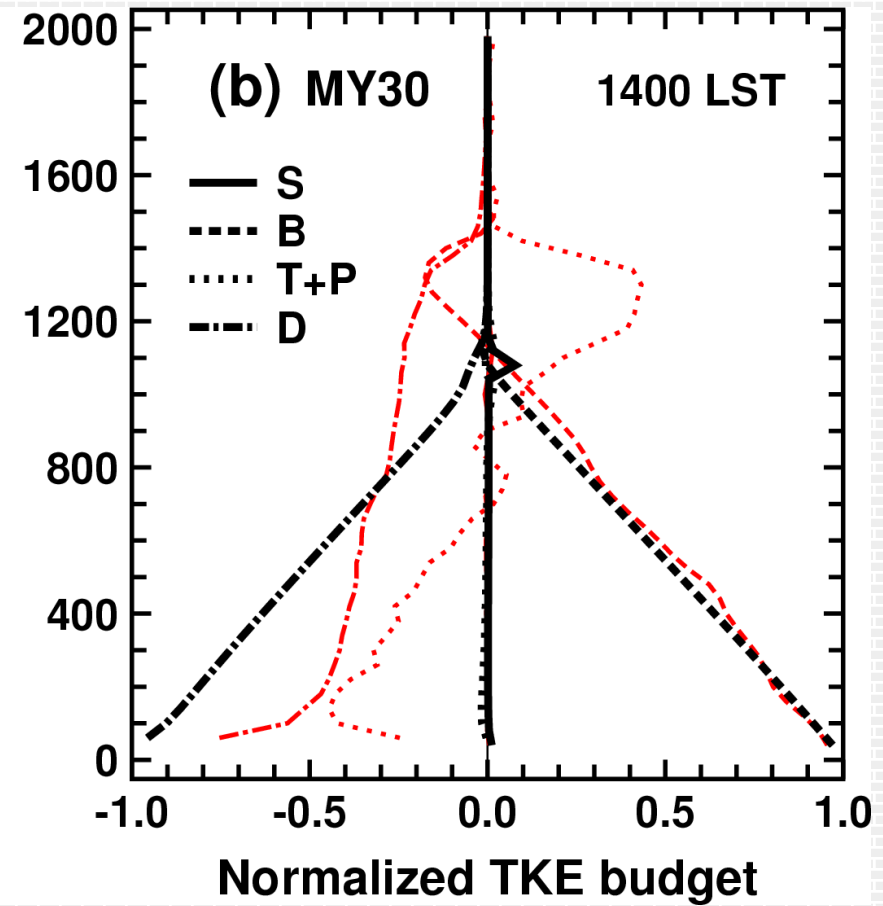
赤線はLES

Wangara実験 (TKE収支)

MYNN Level 3



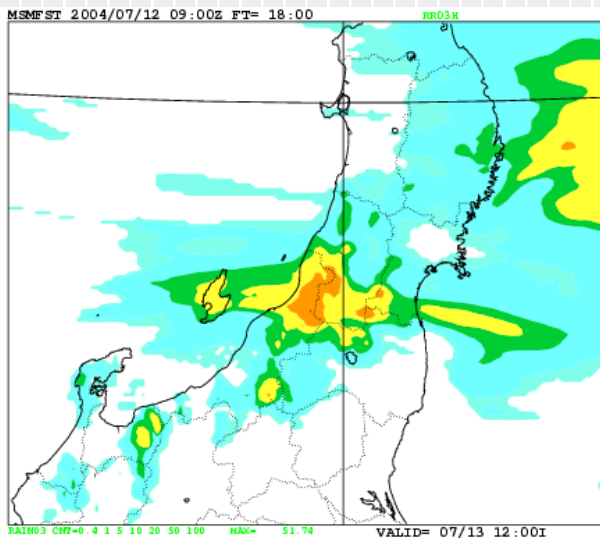
MY Level 3



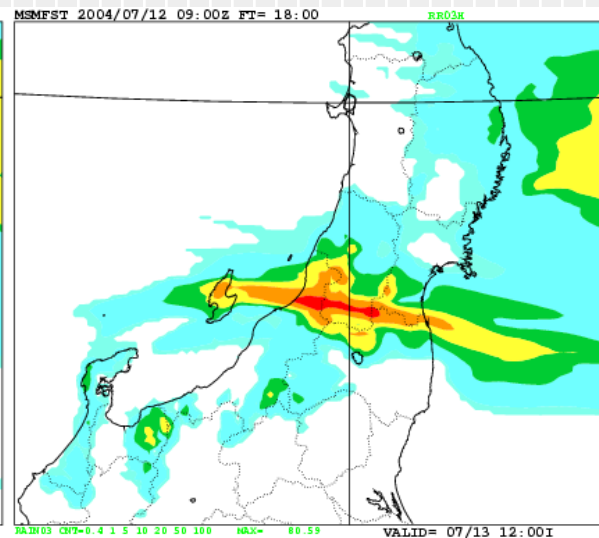
赤線はLES

新潟・福島豪雨(気象庁、原さん)

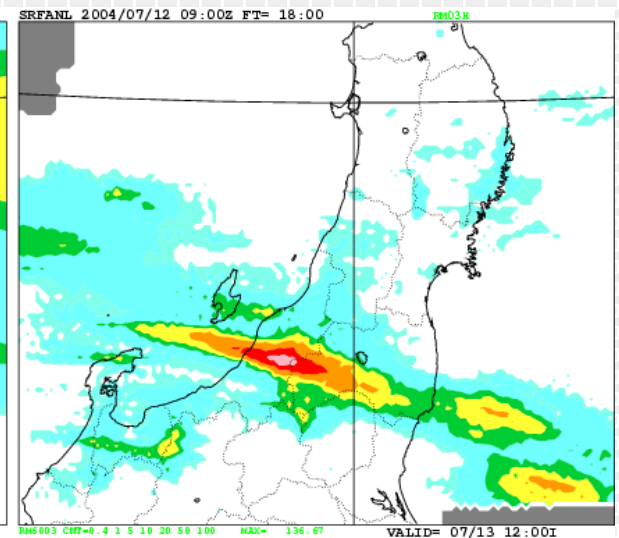
従来のモデル



MYNN Level 3の導入後



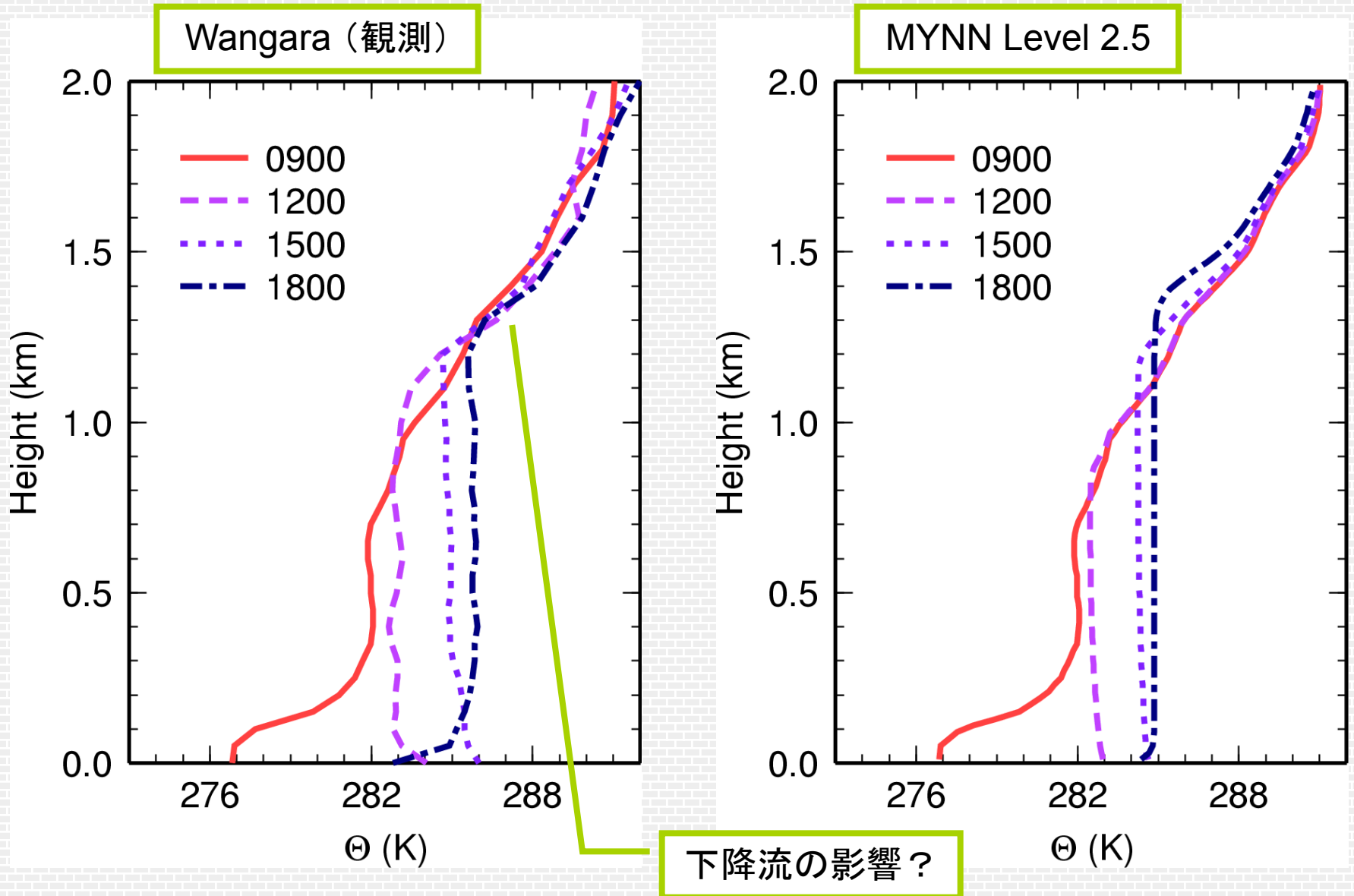
Radar-AMeDAS



Wangara実験(昼夜)の計算条件

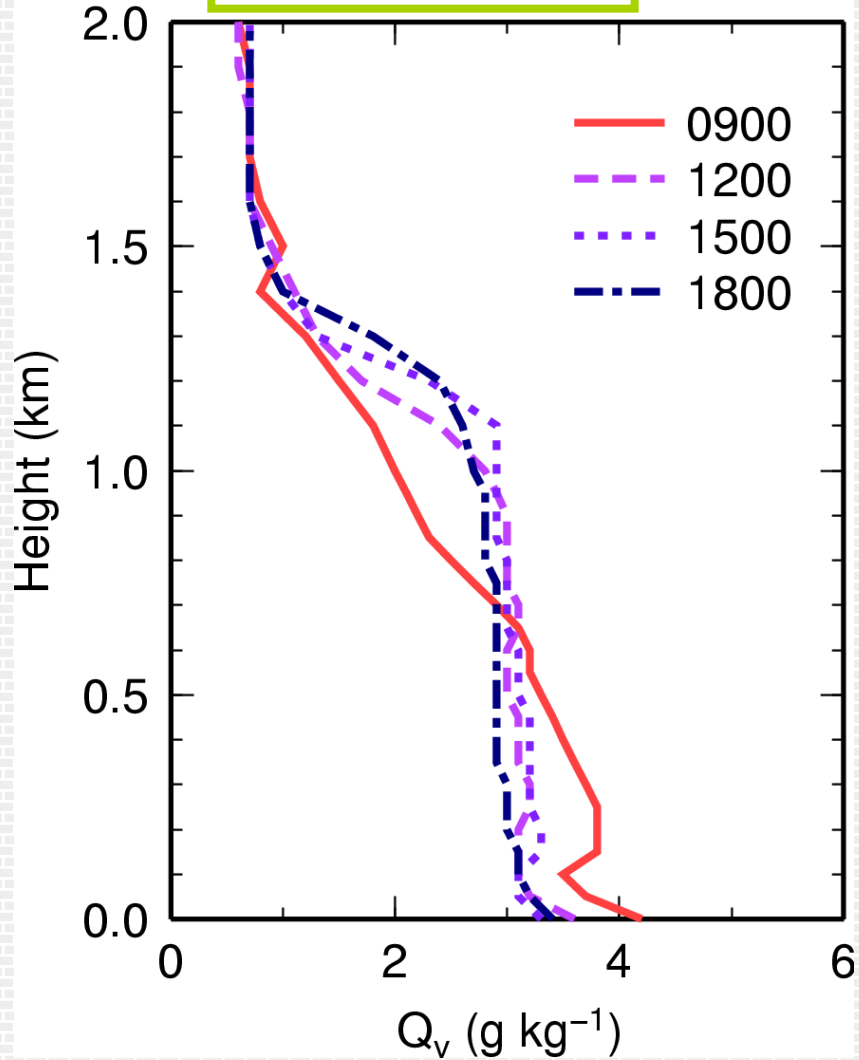
- 物理過程 : 放射過程を考慮(Katayamaスキーム)
- 格子数 : 100 (鉛直方向のみ)
- 格子間隔 : 20m
- 時間間隔 : 10.0 s (9時~翌朝6時)
- 下面境界 : 地上1.2mで測定された気温を与えて、
: 顕熱・潜熱輸送を計算する
: 摩擦速度は粗度長1cmとして計算
- 上面境界 : フリースリップ
- 初期値 : Wangara実験33日目の0900LSTの観測値
- 地衡風 : 鉛直分布を持ち、時間変化もする

温位の鉛直分布(昼間)

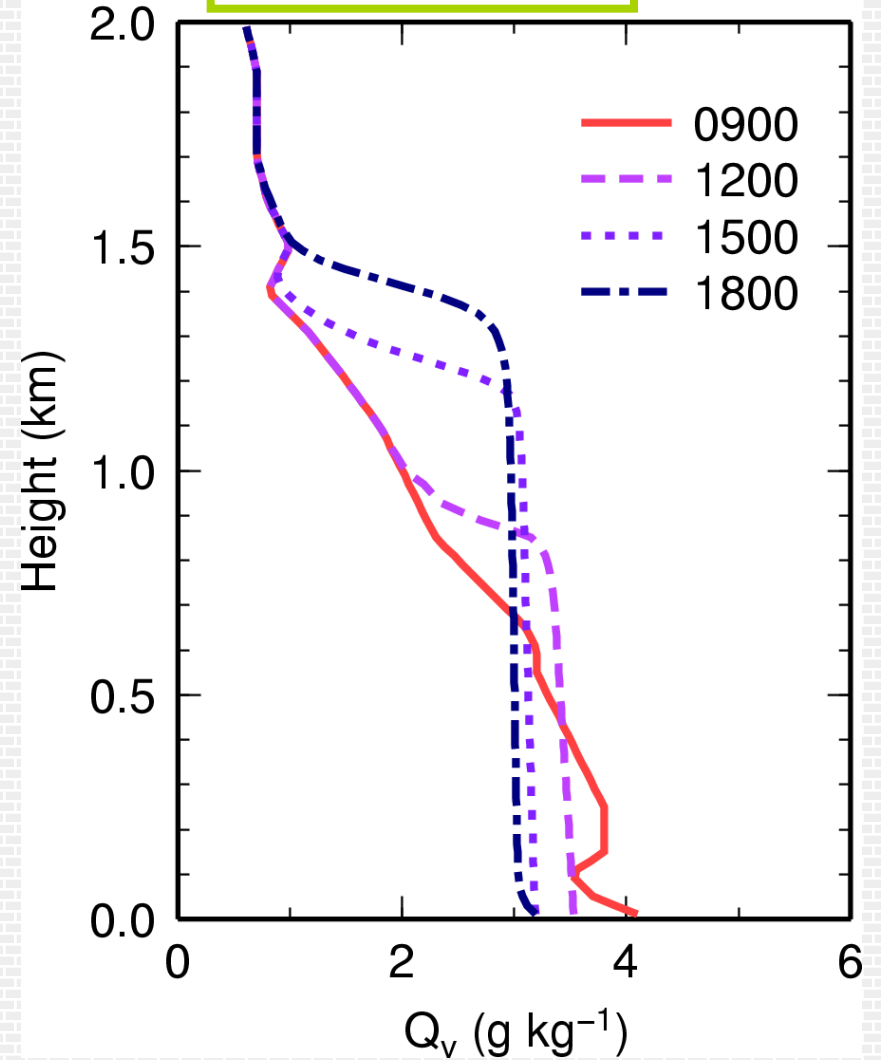


比湿の鉛直分布(昼間)

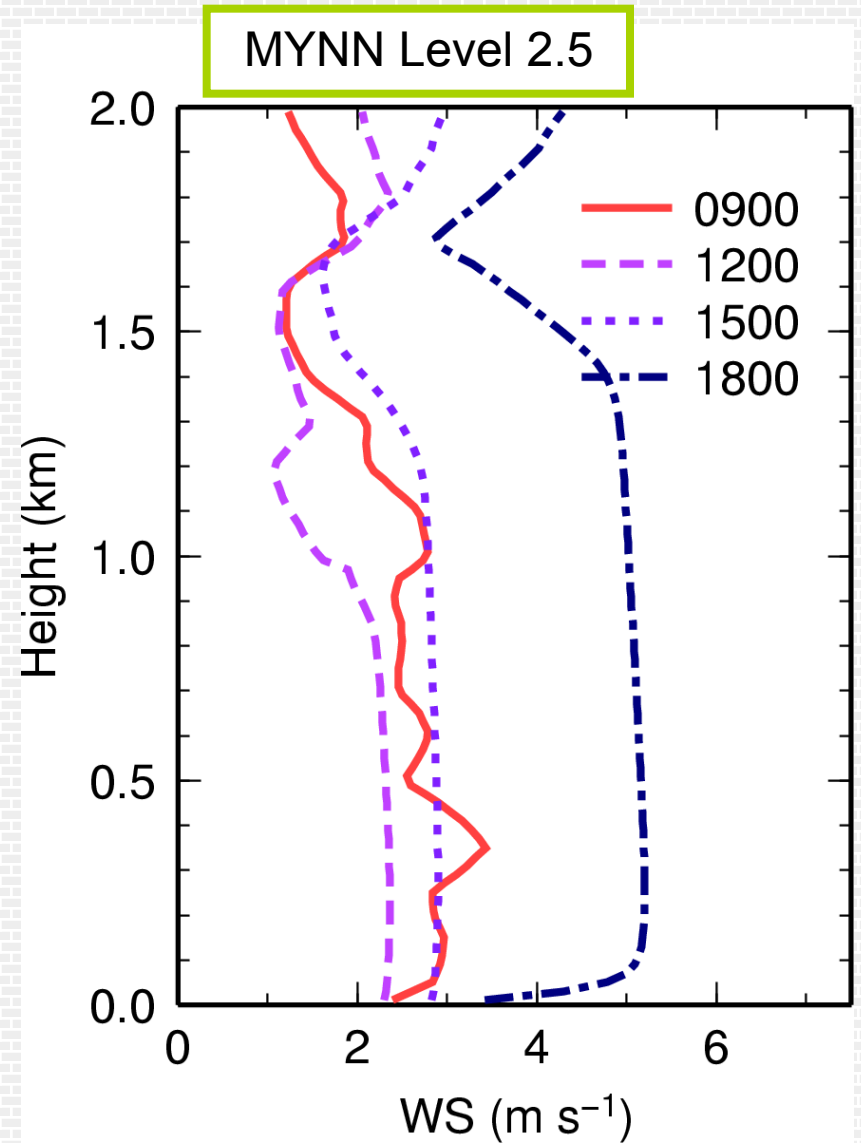
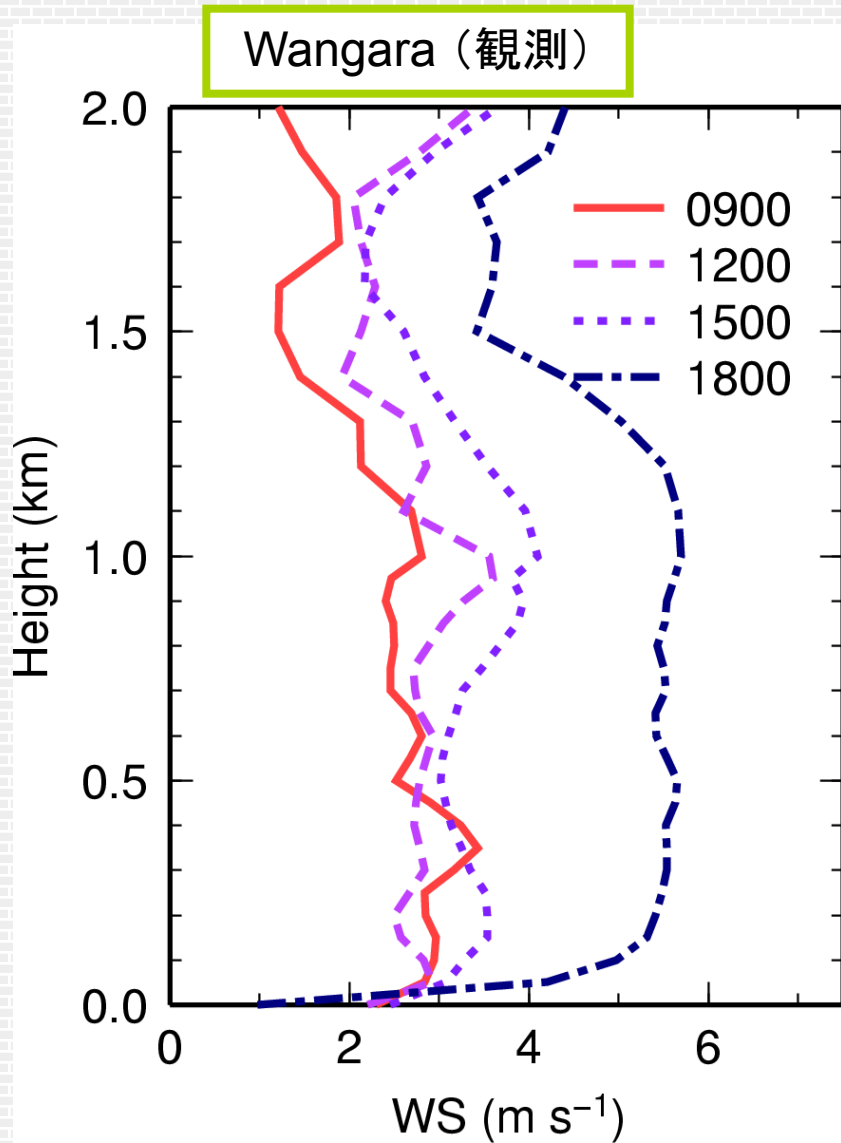
Wangara (観測)



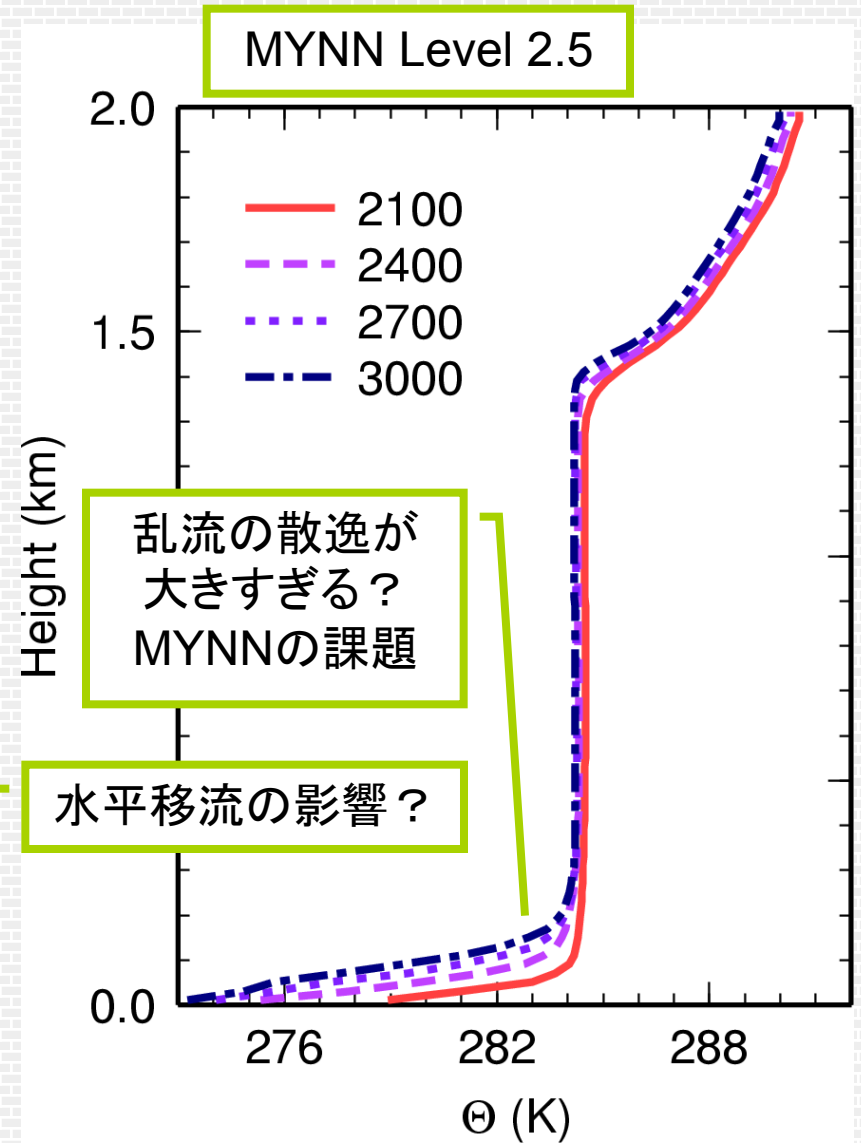
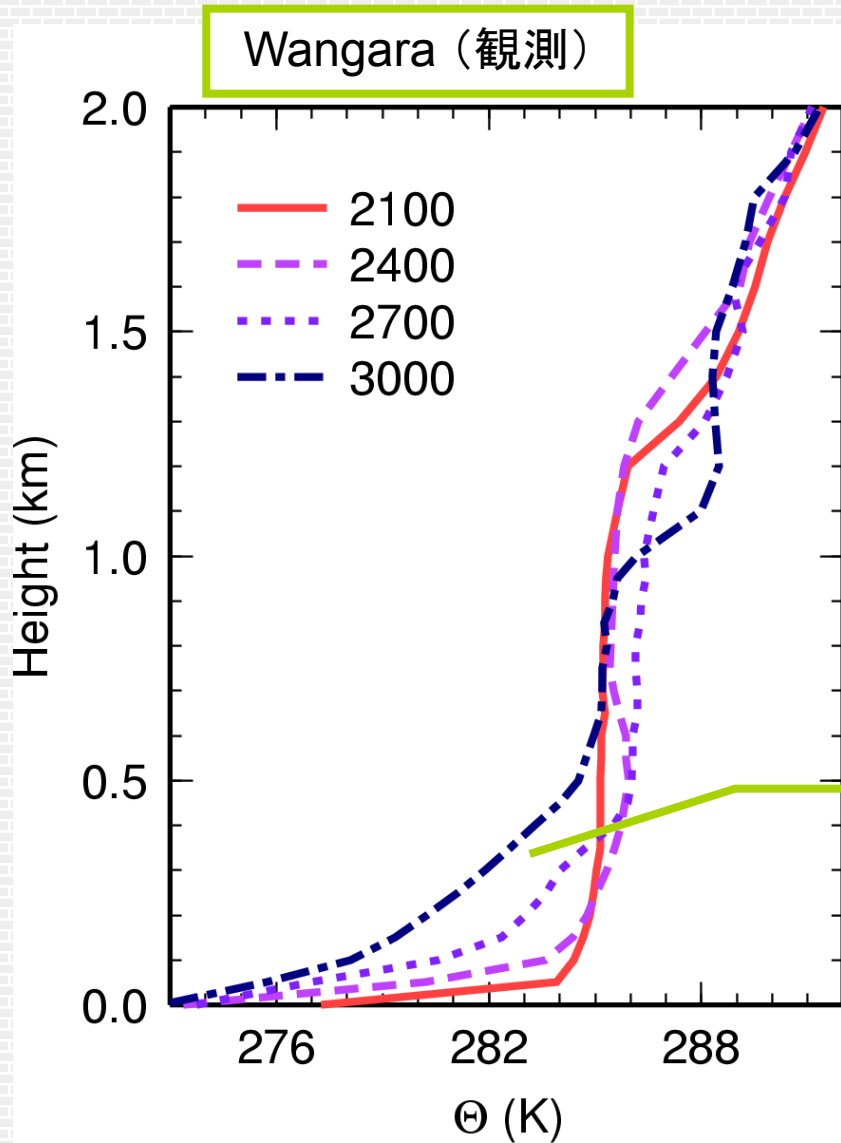
MYNN Level 2.5



風速の鉛直分布(昼間)

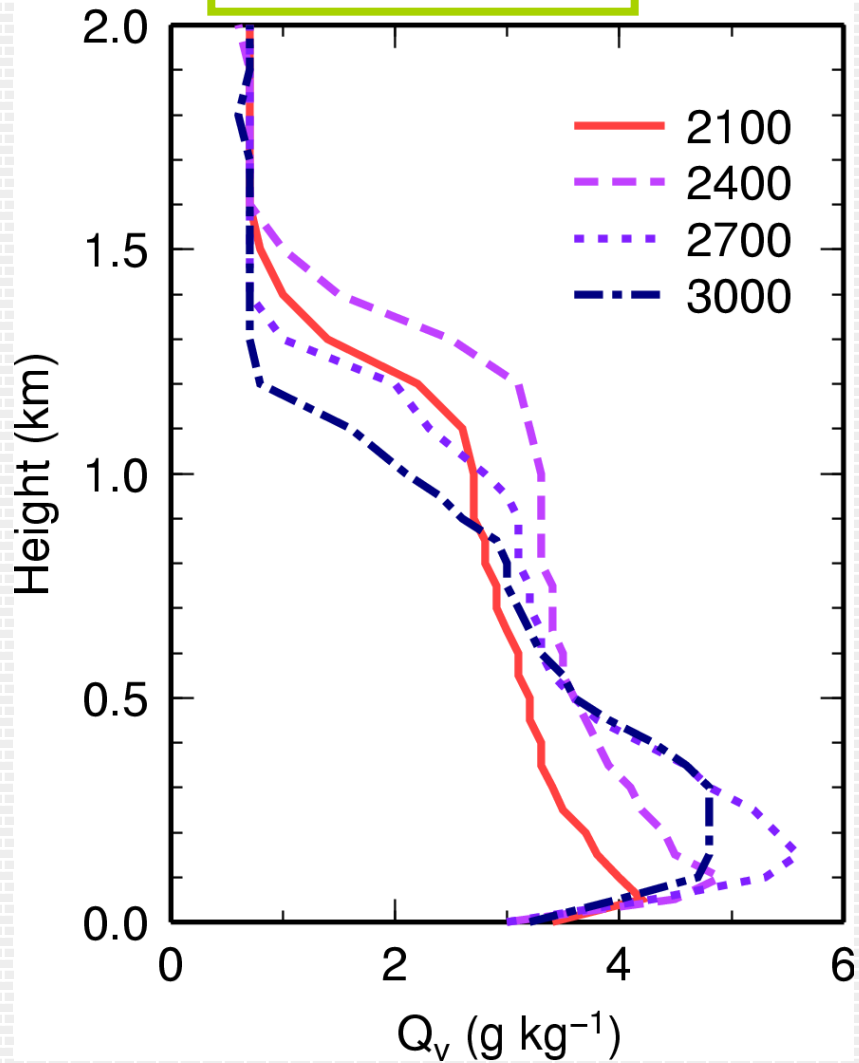


温位の鉛直分布(夜間)

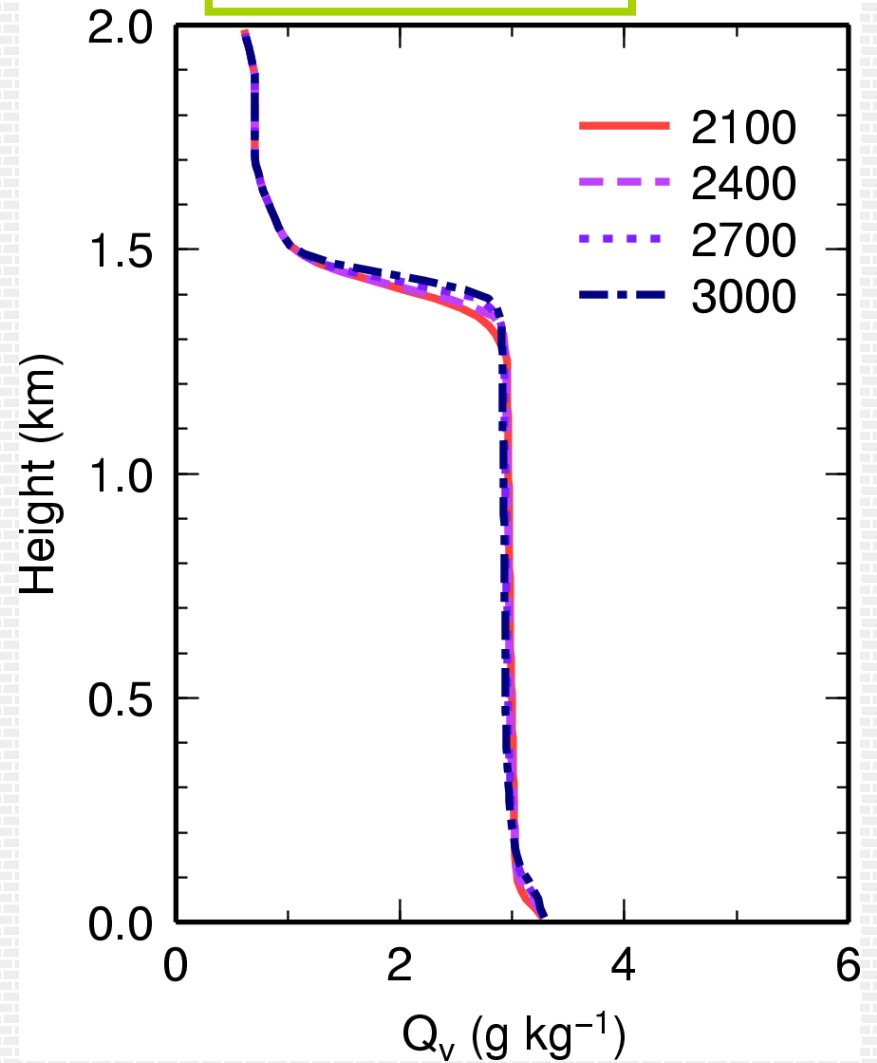


比湿の鉛直分布(夜間)

Wangara (観測)

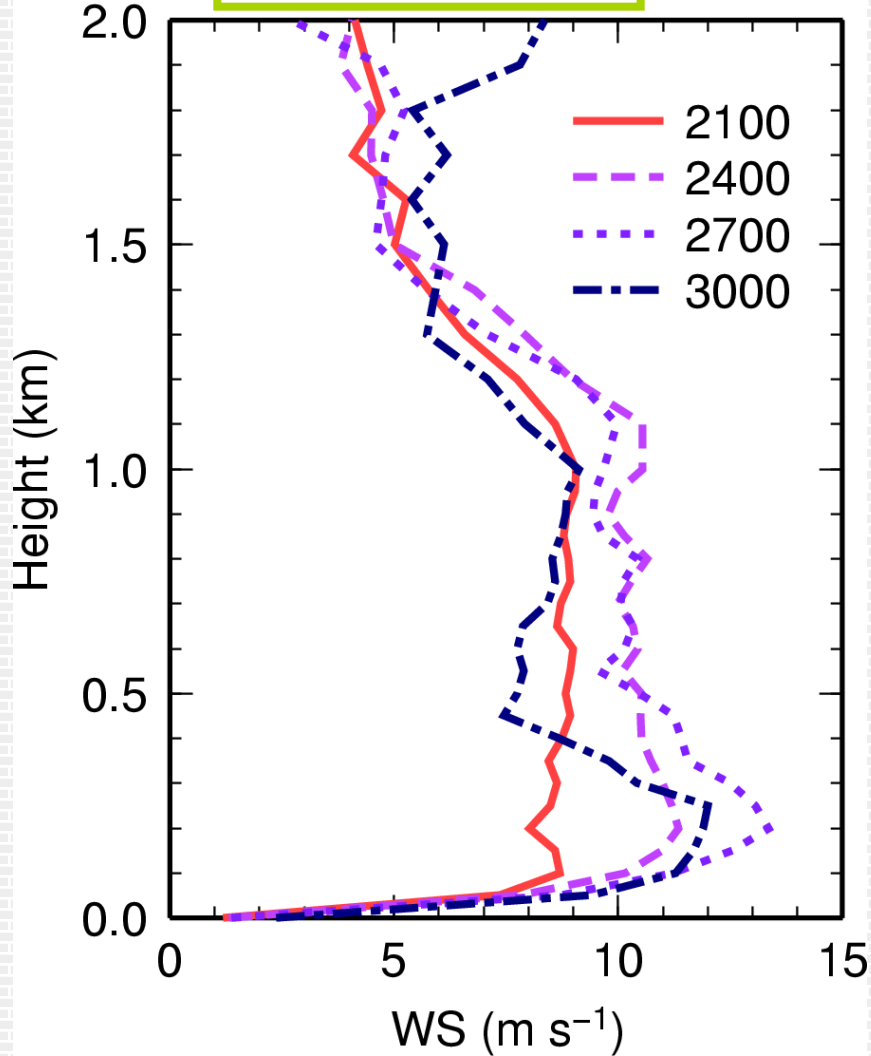


MYNN Level 2.5

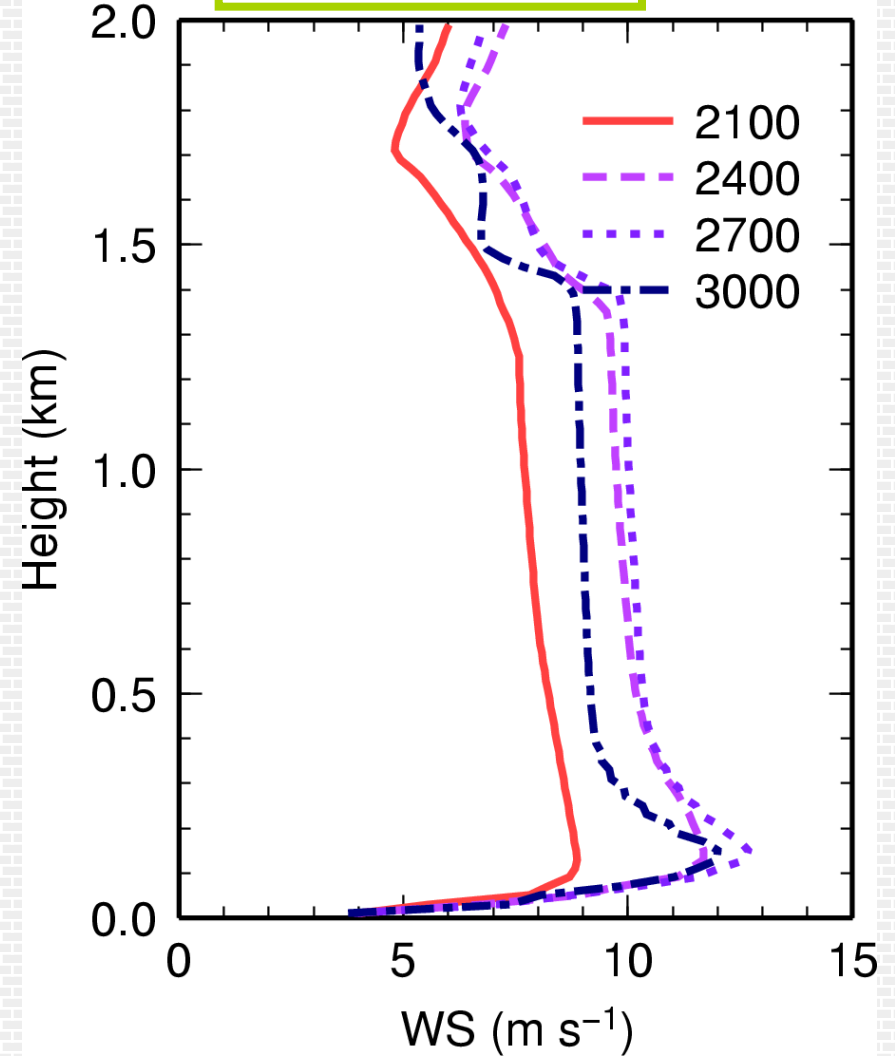


風速の鉛直分布(夜間)

Wangara (観測)



MYNN Level 2.5



まとめ

■ 乱流スキーム

▶ n 次乱流クロージャースキーム

- $n+1$ 次の乱流量をパラメタライズするスキーム

▶ レベル n

- 2次乱流クロージャーに対し、乱流の等方性の程度に応じた簡略化

■ LES

▶ $-5/3$ 乗則を利用して慣性小領域の乱流をパラメタライズ

- 通常、1次乱流クロージャースキーム

■ MYNN

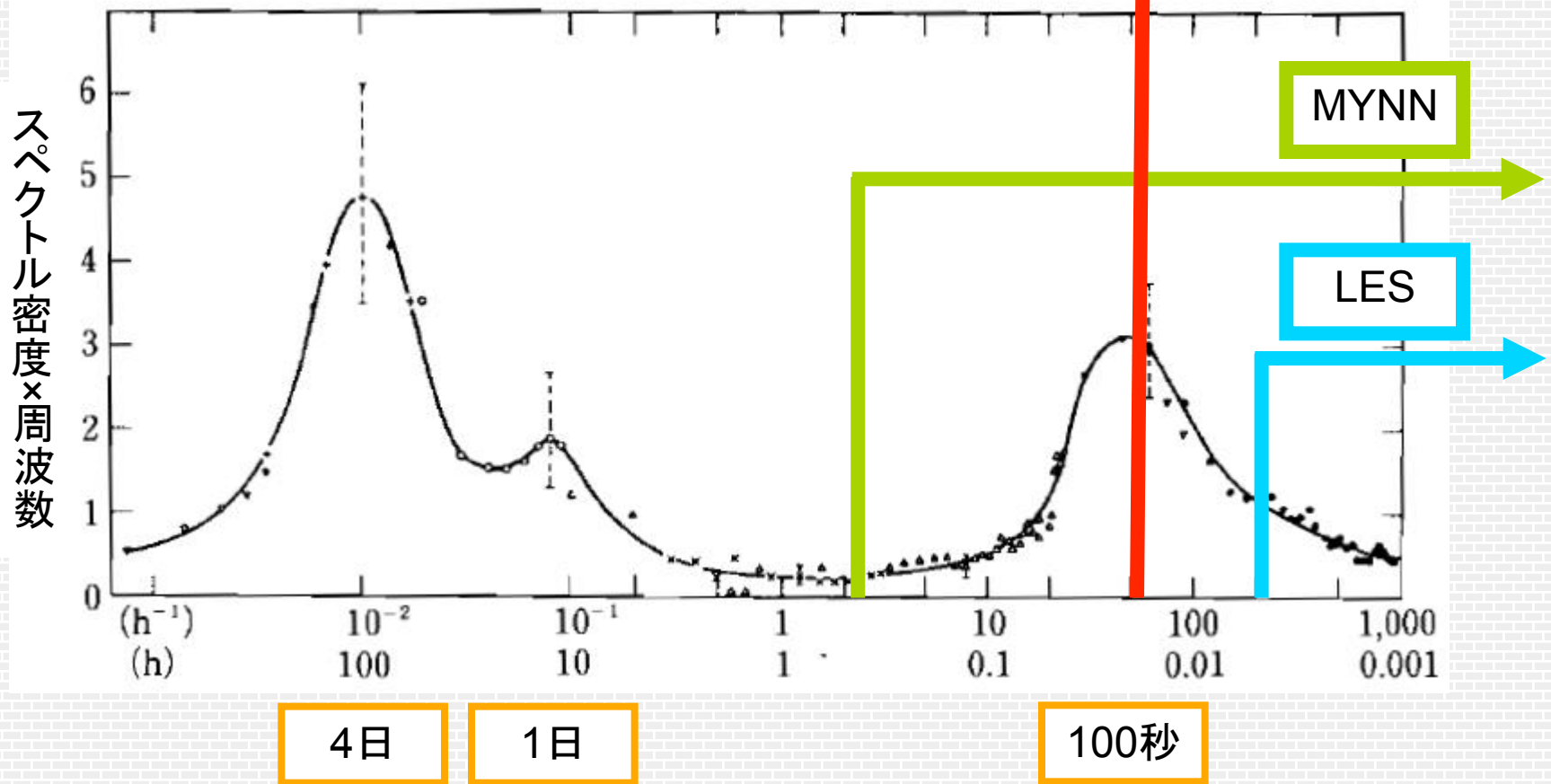
▶ すべての乱流をパラメタライズ

- 2次乱流クロージャースキームで、通常、レベルは2.5または3

■ Terra incognitaの問題

Terra incognitaの問題

風速変動のスペクトル



周波数 ⇔ 波数

ご清聴ありがとうございました