

地表面フラックス計算における 有限体積法モデルでの問題点と 新手法提案

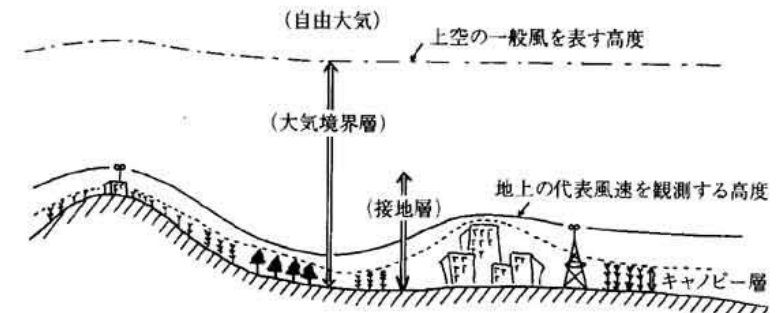
西澤誠也^{1,2}, 北村祐二²

1 理化学研究所計算科学研究機構

2 気象庁気象研究所

境界層

- 地表面における摩擦や熱的影響を直接的に受ける大気の層
 - 接地境界層 (~数十m)
 - 摩擦力が支配的。気圧傾度力・コリオリ力などは無視できる
 - キャノピー層と呼ばれる複雑な気層がある場合も(都市、森林)
 - エクマン境界層 (混合層)
 - よく混合されている
 - 接地層と自由大気を接続



接地境界層

(中立時)

- 鉛直フラックスが高さ方向にほぼ一定

$$-\overline{u'w'} = \nu \frac{du}{dz} = u_* u_*$$

- 混合距離がほぼ高度に比例

$$-l = \kappa z, \kappa: \text{カルマン定数}$$

$$- \text{拡散係数: } \nu = l^2 \frac{du}{dz}$$

- 鉛直プロファイルが対数的分布

$$-\frac{du}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} \rightarrow u = \frac{u_*}{\kappa} \log \frac{z}{z_0}$$

Monin-Obukhov 相似則

普遍関数 (成層の効果)

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \phi_m(z/L),$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{Pr \theta_*}{\kappa z} \phi_h(z/L),$$

$$L = - \frac{u_* \bar{\theta}_v}{\kappa g \overline{w' \theta'_v}|_s}$$

κ : カルマン定数

L : Obukhov 長

u_* : 摩擦速度

θ_* : 温度スケール

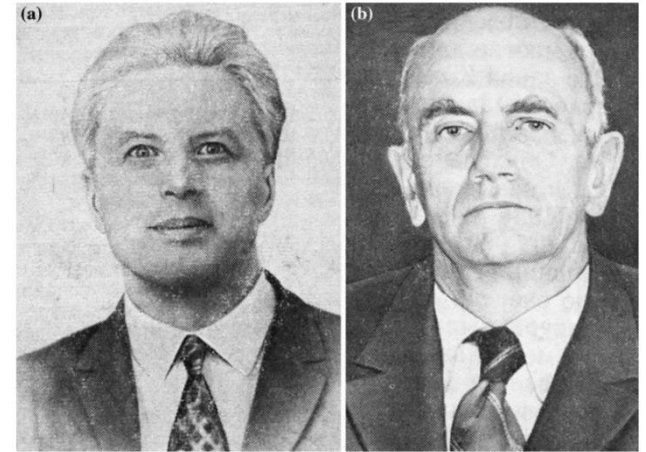


Figure 2. (a) A.S. Monin (source: Russian Academy of Science: <http://hp.iitp.ru/ger/pers.ac.htm>). (b) A.M. Obukhov (source: Yaglom, 1990).

Foken (2006)

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \{ \log(z/z_{0m}) - \psi_m(z/L) + \psi_m(z_{0m}/L) \},$$

$$\theta(z) - \theta_s = \frac{Pr \theta_*}{\kappa} \{ \log(z/z_{0h}) - \psi_h(z/L) + \psi_h(z_{0h}/L) \},$$

$$\psi_m(\zeta) = \int_0^\zeta \frac{1 - \phi_m(x)}{x} dx,$$

$$\psi_h(\zeta) = \int_0^\zeta \frac{1 - \phi_h(x)}{x} dx.$$

3つの特徴量で乱流の性質が決まる

速度スケール (摩擦速度), 温度スケール, 長さスケール (Obukhov 長)

• 普遍関数の例

観測に合うようにいくつかの関数が提案されている

— Businger et al. (1971)

$$\phi_m(\zeta) = \begin{cases} a\zeta + 1 & \text{for } L \geq 0, \\ (1 - 15\zeta)^{-1/4} & \text{for } L < 0, \end{cases}$$

$$\phi_h(\zeta) = \begin{cases} \frac{a\zeta}{Pr} + 1 & \text{for } L \geq 0, \\ (1 - 9\zeta)^{-1/2} & \text{for } L < 0, \end{cases}$$

$$a = 4.7, Pr = 0.74$$

— Beljaars and Holtslag (1991)

$$\phi_m(\zeta) = \begin{cases} -b(d\zeta - c - 1)\zeta \exp(-d\zeta) + a\zeta + 1 & \text{for } L \geq 0, \\ (1 - 16\zeta)^{-1/4} & \text{for } L < 0, \end{cases} \quad (37)$$

$$\phi_h(\zeta) = \begin{cases} -b\zeta(d\zeta - c - 1) \exp(-d\zeta) + a\zeta(1 + 2a\zeta/3)^{1/2} + 1 & \text{for } L \geq 0, \\ (1 - 16\zeta)^{-1/2} & \text{for } L < 0, \end{cases} \quad (38)$$

$$a = 1, b = 2/3, c = 5, d = 0.35, Pr = 1$$

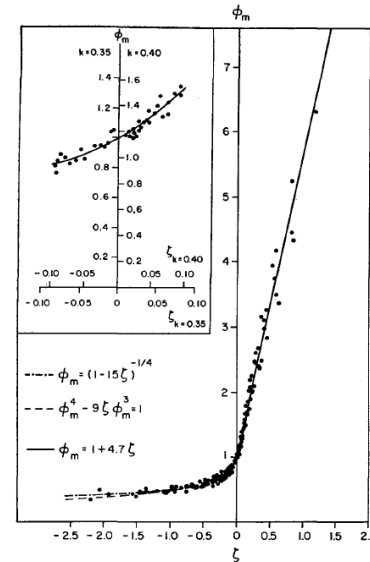


FIG. 1. Comparison of dimensionless wind shear observations with interpolation formulas.

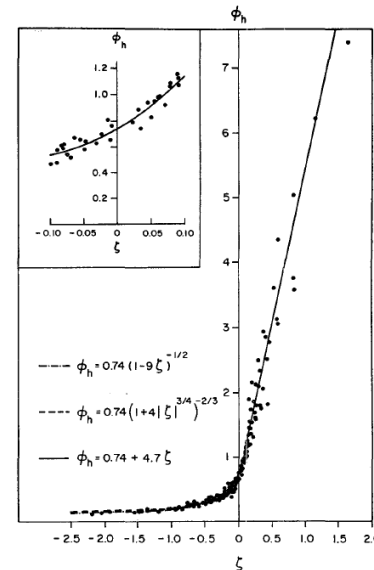


FIG. 2. Comparison of dimensionless temperature gradient observations with interpolation formulas.

Businger et al. (1971)

地表面フラックス推定

$$u_* = \frac{\kappa}{\log(z/z_{0m}) - \psi_m(z/L) + \psi_m(z_{0m}/L)} u(z),$$
$$\theta_* = \frac{\kappa}{\log(z/z_{0h}) - \psi_h(z/L) + \psi_h(z_{0h}/L)} \{\theta(z) - \theta_s\}.$$

運動量フラックス: $-u_* u_*$
熱フラックス : $-u_* \vartheta_*$

$$L = -\frac{u_* \bar{\theta}_v}{\kappa g \overline{w' \theta'_v}|_s}$$

モデル計算では、 $u(z)$, $\vartheta(z)$, z として、モデル最下層の値が使われる

有限体積法の場合、
予報変数は層平均値であるが、
層の中心点の値だと仮定されている

- 対数プロファイルだと、層平均値は層中心点での値よりも小さい
- 層平均値を層中心点での値と仮定して計算すると、フラックス絶対値を過小評価してしまう可能性

層平均を使った見積もり

- 鉛直プロファイルを鉛直積分する

$$\begin{aligned}\bar{u} &= \frac{1}{\Delta z} \int_{z_{0m}}^{\Delta z} u(z) dz \\ &= \frac{u_*}{\kappa} \left[\log(\Delta z / z_{0m}) - \Psi_m(\Delta z / L) + \frac{z_{0m}}{\Delta z} \Psi_m(z_{0m} / L) + R_{z0m} \{ \psi_m(z_{0m} / L) - 1 \} \right],\end{aligned}\tag{9}$$

$$\begin{aligned}\bar{\theta} - \theta_s &= \frac{1}{\Delta z} \int_{z_{0h}}^{\Delta z} \theta(z) - \theta_s dz \\ &= \frac{\theta_*}{\kappa} \left[\log(\Delta z / z_{0h}) - \Psi_h(\Delta z / L) + \frac{z_{0h}}{\Delta z} \Psi_h(z_{0h} / L) + R_{z0h} \{ \psi_h(z_{0h} / L) - 1 \} \right],\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}R_{z0m} &= \left(1 - \frac{z_{0m}}{\Delta z} \right), & \Psi_m(\zeta) &= \frac{1}{\zeta} \int_0^\zeta \psi_m(x) dx, \\ R_{z0h} &= \left(1 - \frac{z_{0h}}{\Delta z} \right), & \Psi_h(\zeta) &= \frac{1}{\zeta} \int_0^\zeta \psi_h(x) dx.\end{aligned}$$

層中心値と層平均値の違い

差:
$$\left[\log \left(\frac{\Delta z}{2z_0} \right) - \psi \left(\frac{\Delta z}{2L} \right) + \psi(z_0/L) \right]$$
$$- \left[\log(\Delta z/z_0) - \Psi_m(\Delta z/L) + \frac{z_0}{\Delta z} \Psi(z_0/L) + R_{z0} \{ \psi(z_0/L) - 1 \} \right]$$
$$= -\log(2) + 1 + \Psi(\Delta z/L) - \psi \left(\frac{\Delta z}{2L} \right) - \frac{z_0}{\Delta z} \{ \Psi(z_0/L) - \psi(z_0/L) + 1 \}$$

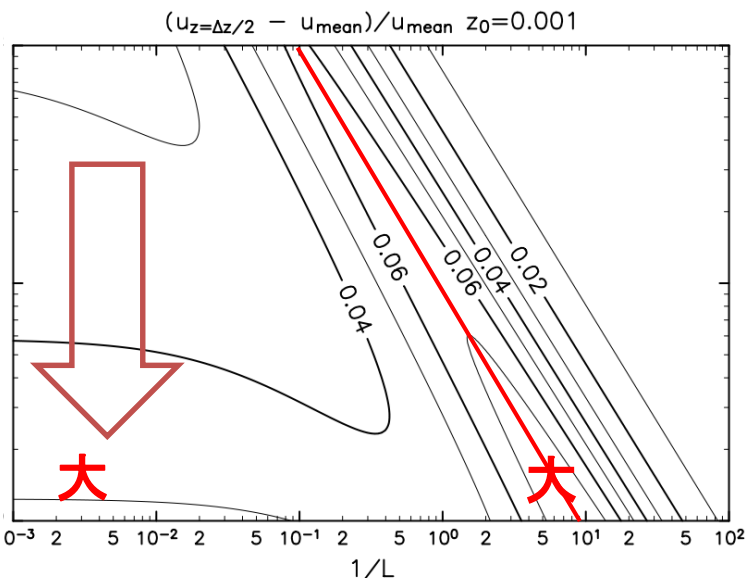
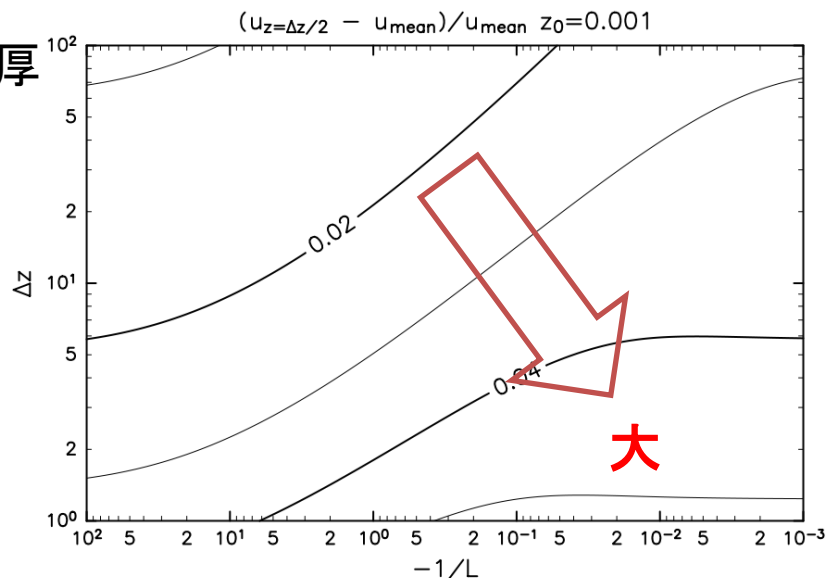
- $-\log(2) + 1$ (~ 0.307) (最も重要な項)
 - 層中心値の方が大きい
- $\Psi(\Delta z/L) - \psi(\Delta z/2/L)$
 - 不安定時、弱安定時は層中心値の方が小さい
 - $|\Delta z/L|$ が大きいほど差が大きい
 - -0.307 を超えることはほとんど起こらない
 - (運動量) $\Delta z/L = -1, -10, -\infty$ でそれぞれ、 $-0.0628, -0.151, -0.307$
 - (熱) 極端な強安定時 ($\zeta > 13.7$) では超える

平均値で正規化した差 (風速)

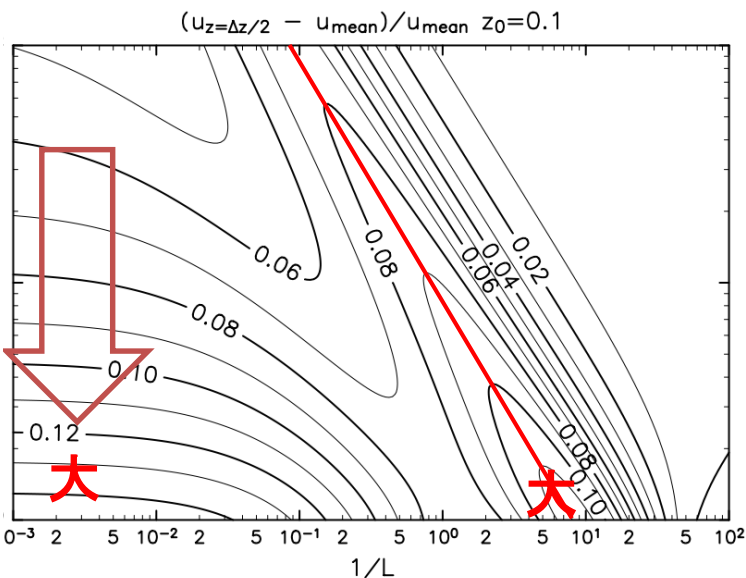
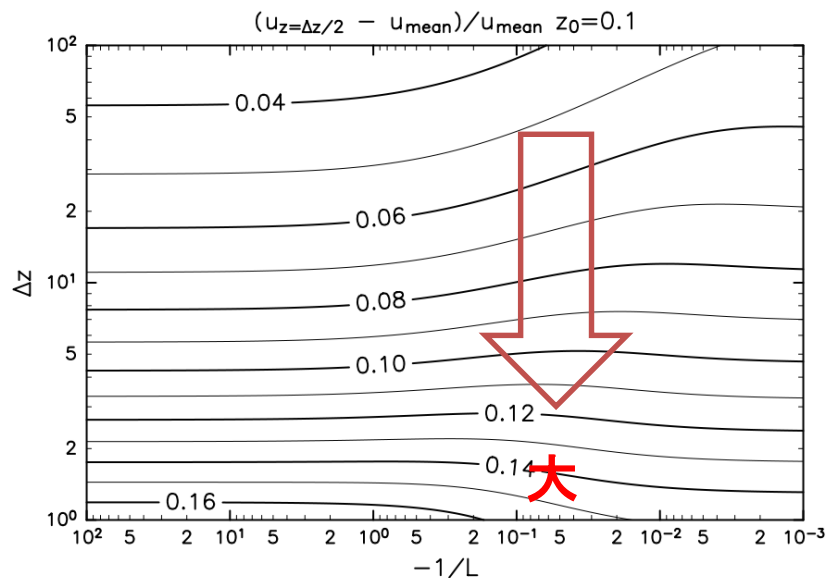
Beljaars and Holtslag (1991)
の普遍関数を使用

層厚

$z_0 = 0.001 \text{ m}$



$z_0 = 0.1 \text{ m}$



不安定 ←

$1/L$

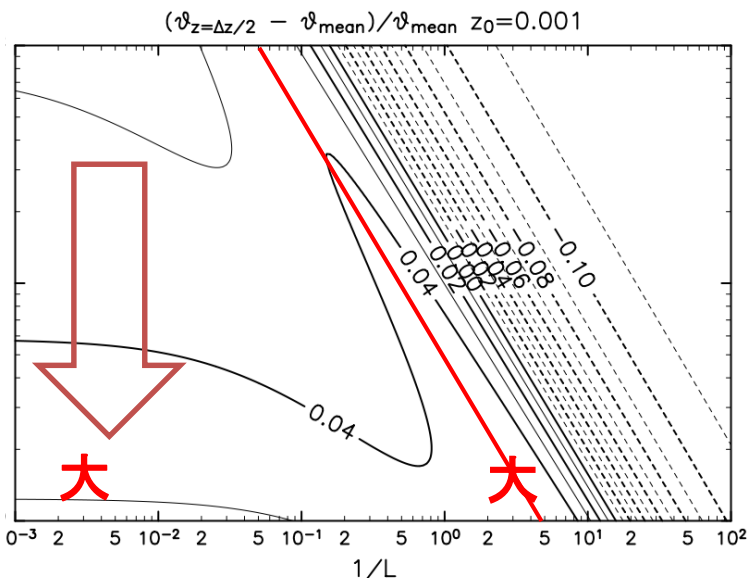
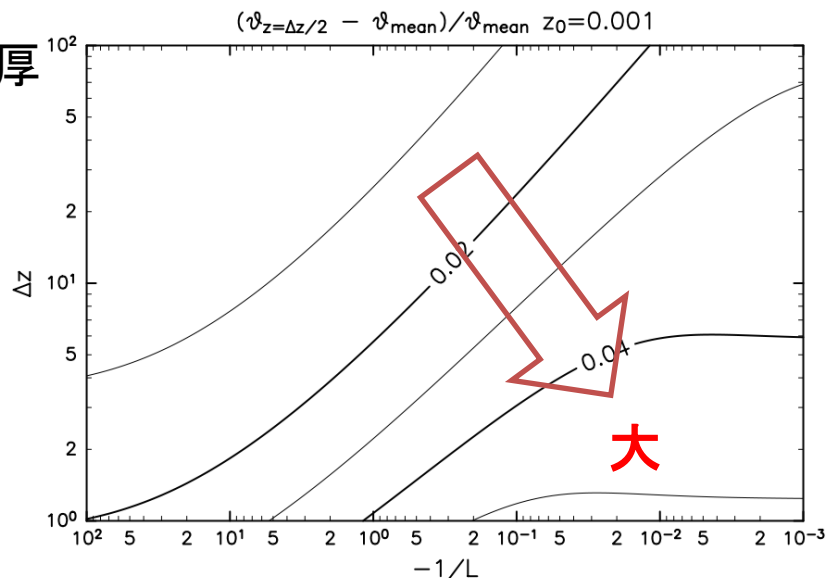
→ 安定

平均値で正規化した差 (熱)

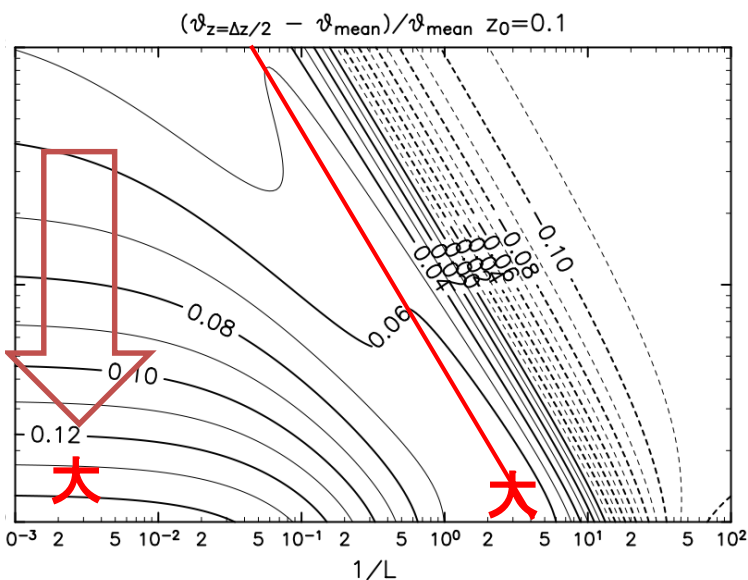
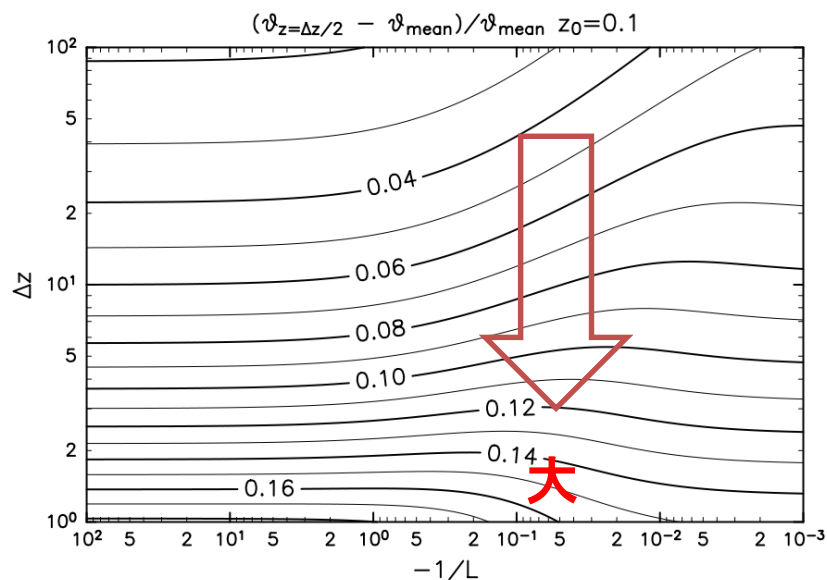
Beljaars and Holtslag (1991)
 の普遍関数を使用

層厚

$z_0 = 0.001\text{m}$



$z_0 = 0.1\text{m}$



不安定 ←

$1/L$

→ 安定

- 粗度が大きいほど差が大きい
 - 絶対値が小さくなるため
- Δz が小さいほど顕著 (強安定時を除く)
 - 差の変化に比べて、絶対値の変化が大きいため
- 安定時、 $\Delta z/L$ が10 (or 5) に場合に顕著
 - $\psi(\zeta)$ と $\psi(\zeta/2)$ の差が最大になる

- 鉛直平均した関数(Ψ)を用いることで、層平均値から摩擦速度等を見積もることができる (新手法提案)

$$u_* = \frac{\kappa}{\log(\Delta z/z_{0m}) - \Psi_m(\Delta z/L) + \frac{z_{0m}}{\Delta z} \Psi_m(z_{0m}/L) + R_{z0m} \{\psi_m(z_{0m}/L) - 1\}} \bar{u},$$

$$\theta_* = \frac{\kappa}{\log(\Delta z/z_{0h}) - \Psi_h(\Delta z/L) + \frac{z_{0h}}{\Delta z} \Psi_h(z_{0h}/L) + R_{z0h} \{\psi_h(z_{0h}/L) - 1\}} (\bar{\theta} - \theta_s).$$

Beljaars and Holtslag (1991) の普遍関数の場合

$$\Psi_m(\zeta) = \begin{cases} b(d\zeta - c + 1) \exp(-d\zeta)/(d^2\zeta) - a\zeta/2 - b(cd\zeta - c + 1)/(d^2\zeta) & \text{for } L \geq 0, \\ \log[(1+y)^2(1+y^2)/8] - 2 \tan^{-1} y + (1-y^3)/(12\zeta) + \pi/2 - 1 & \text{for } L < 0, \end{cases}$$

$$(28)$$

$$\Psi_h(\zeta) = \begin{cases} b(d\zeta - c + 1) \exp(-d\zeta)/(d^2\zeta) - 3(1 + 2a\zeta/3)^{5/2}/(5a\zeta) - b(cd\zeta - c + 1)/(d^2\zeta) + 1 + 3/(5a\zeta) & \text{for } L \geq 0, \\ 2 \log[(1+y^2)/2] - 1 + (1-y^2)/(8\zeta) & \text{for } L < 0, \end{cases}$$

$$\Psi_{m,h}(\zeta) \approx -\frac{\phi'_{m,h}(0)}{2} \zeta, \quad \text{for small } \zeta. \quad \phi'_m(0) = \begin{cases} a + bc + b & \text{for } L \geq 0, \\ 4 & \text{for } L < 0, \end{cases}$$

$$\phi'_h(0) = \begin{cases} a + bc + b & \text{for } L \geq 0, \\ 8 & \text{for } L < 0, \end{cases}$$

- 層平均値を層中心値とみなして計算すると、 u^* , $|\theta^*|$ は過小評価になる
 - $1/|L|$ が過大(中立的)になるので、層平均値と層中心値の差に比べるとやや緩和される
- フラックスの過小評価の結果のフィードバック
 - 運動量フラックスが過小評価
 - 風速が大きくなり、フラックスが大きくなる (ネガティブフィードバック)
 - 熱フラックスが過小評価
 - 不安定時:
 - 対流が非活発に(風速が小さく)なり、フラックスが小さくなる (ポジティブフィードバック)
 - 地表面との温度差が大きくなり、フラックスが大きくなる (ネガティブフィードバック)
 - 安定時:
 - 安定度が弱くなり、フラックスが大きくなる(ネガティブフィードバック)
 - 地表面との温度差が大きくなり、フラックスが大きくなる(ネガティブフィードバック)

時間発展の結果、時間平均したフラックスが有意に増えるかどうかは自明ではない

不安定時の方が差が大きくなると推測される

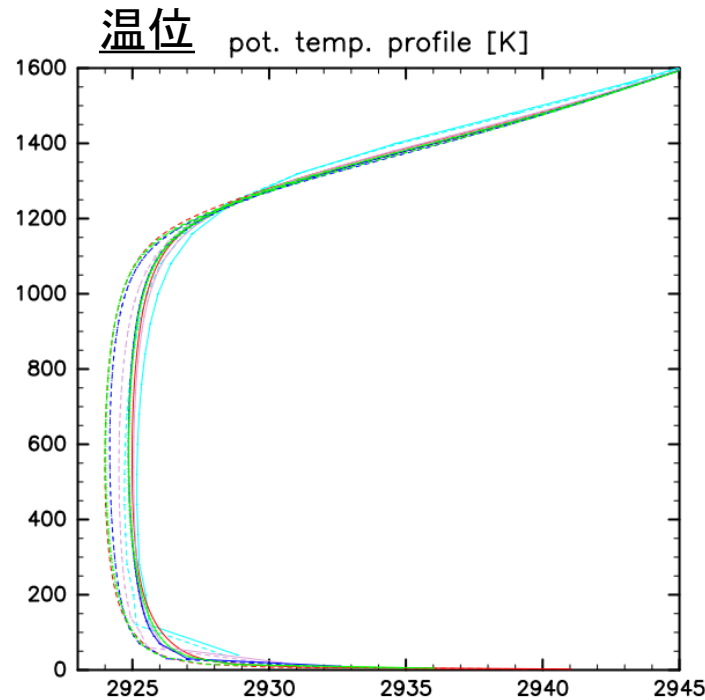
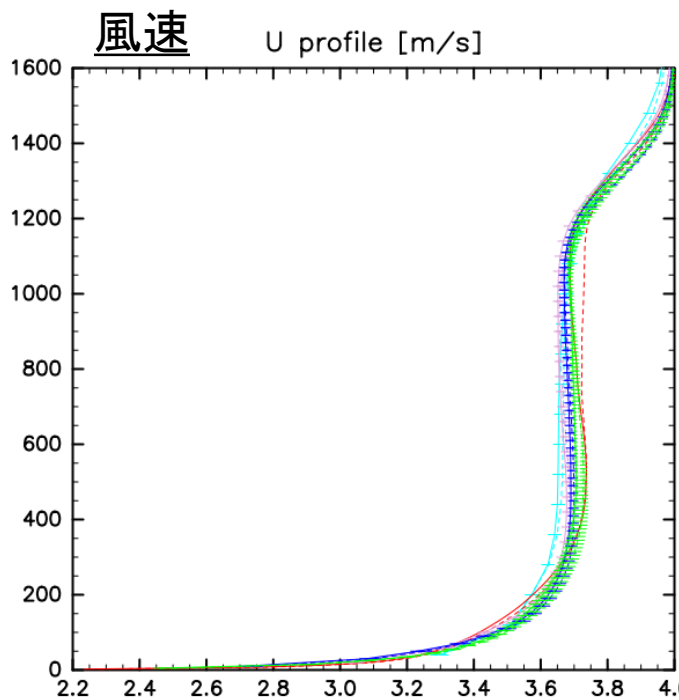
3次元境界層乱流LES実験

- 2つの実験
 - 不安定条件
 - Kitamura and Ito (2016)
 - 安定条件
 - GABLS1 (Losovic and Curry 2000, Bear et al. 2006)
- モデル: SCALE-RM
 - SGS model: Smagorinsky type (Brown et al. 1994; backscatter 無し)
 - $C_s = 0.15$, $C_k = 0.1$
 - surface flux: universal function of Beljaars and Holtslag (1991)
 - without the velocity correction term ($\beta=0$)
 - dt: $dx / (160 \text{ m/s})$, $dt_{\text{dyn}} = dt / 3$
 - advection and integration schemes: UD3 & RK4
 - dry atmosphere (no QV)

不安定条件実験

- $U_g=4, V_g=0$ [m/s]
- $T_s = 291.15 + 20 \sin(\pi t/12)$ [K] (t: hour)
- $f = 2\Omega \sin(\pi/4)$ [1/s] (45°N)
- $z_{0m} = 0.01, z_{0h} = 0.001$ [m]
- initial condition
 - $\theta_0 = 288.15 + 0.004 z$ [K]
 - perturbation: amplitude of 0.1 K for $z < 400$ m
 - $P_s = 1000$ [hPa]
- Rayleigh damping / Newtonian cooling: upper 640 m, $\tau_{\text{top}} = 100$ [s]
- domain: 9.6×9.6 [km²] x 3.2 [km]
- dx: 80, 40, 20, 10, 5 [m] (isotropic grid)
- # of ensemble member: 16, 12, 5, 2, 1 for 80, 40, 20, 10, 5m dx
- integration: 5 hours including 4-hour spin-up

境界層全体

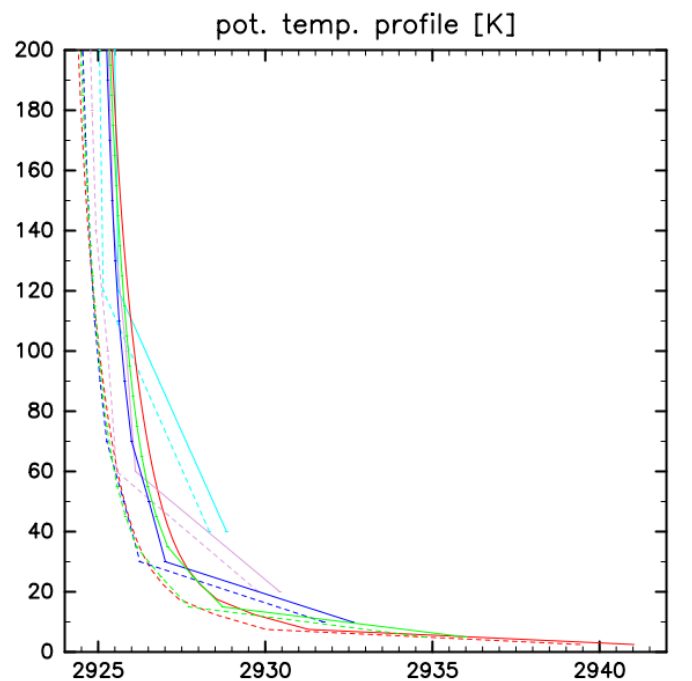
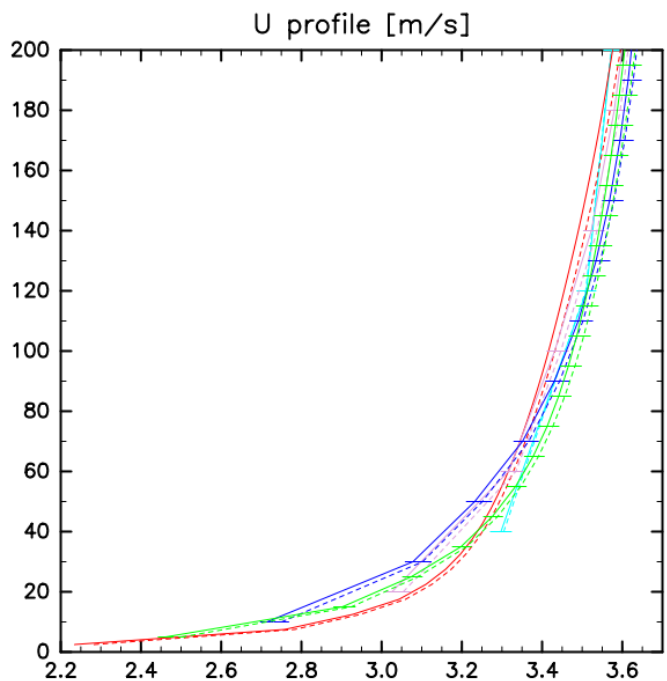


実線: 新手法
点線: 旧手法

水: 80m
紫: 40m
青: 20m
緑: 10m
赤: 5m

横線:
アンサンブルスプレッド

下層

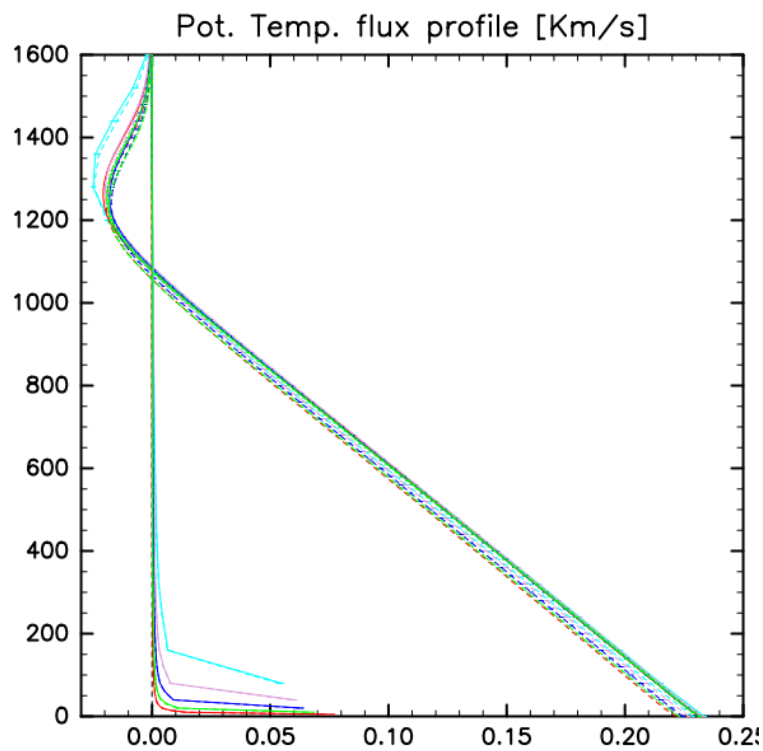


実線: 新手法
点線: 旧手法

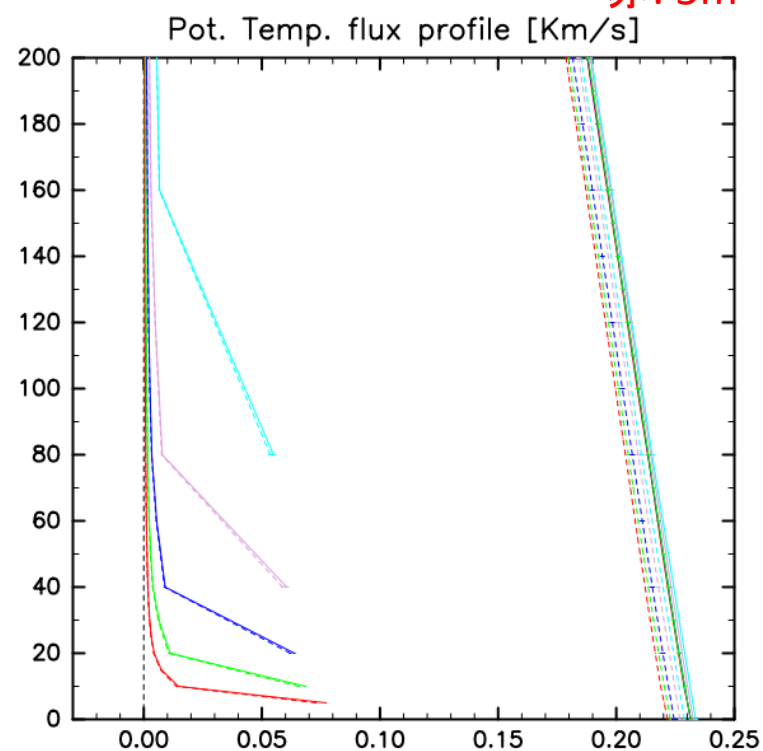
水: 80m
紫: 40m
青: 20m
緑: 10m
赤: 5m

鉛直熱フラックス

境界層全体



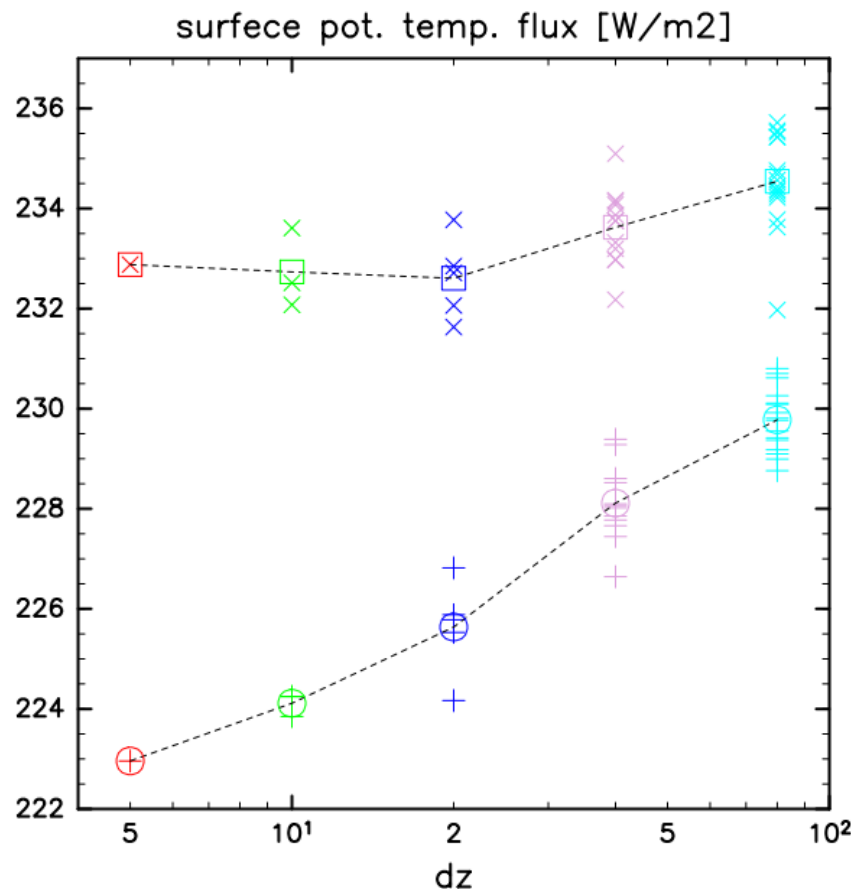
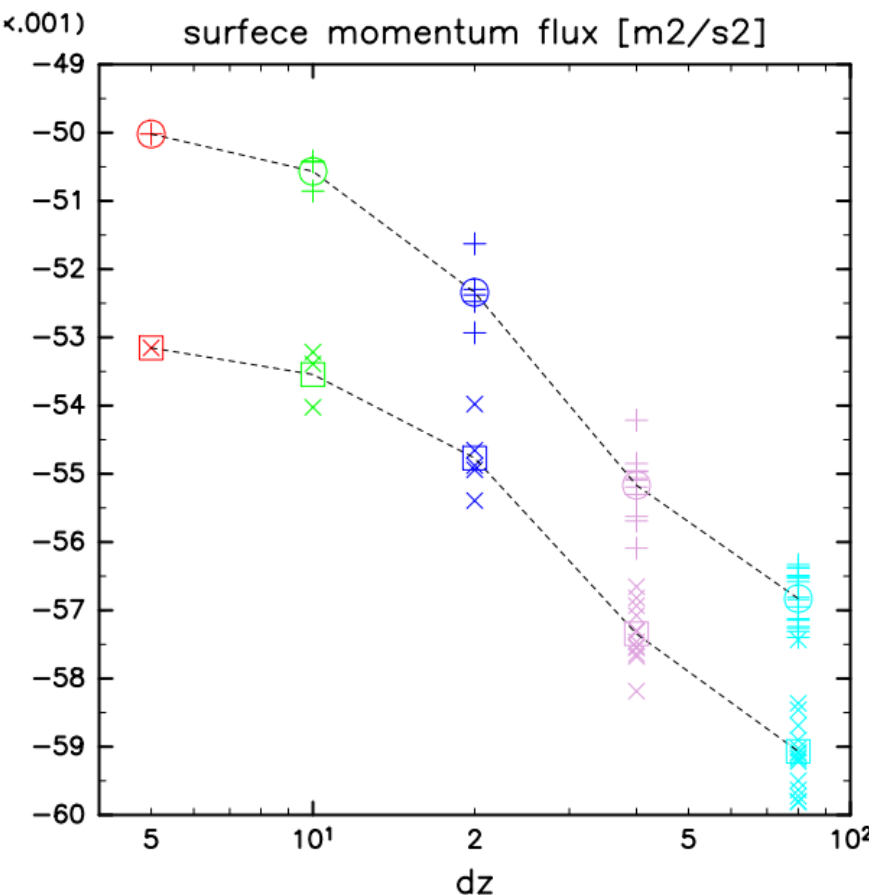
下層



アンサンブルのばらつき < 解像度による違い < 新旧手法による違い

地表面フラックス解像度依存性

+ : 旧手法
x : 新手法
□○: アンサンブル平均



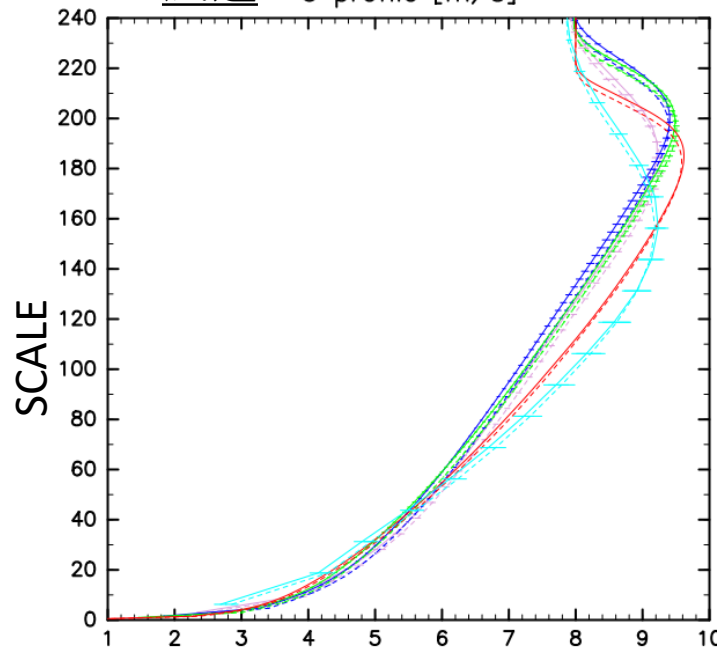
- 新手法の方がフラックスの絶対値が大きい
- 解像度が高い方が差が大きい(新手法の方が解像度に対する収束性が良い)
- アンサンブルのばらつきはおもに(最下層)風速のばらつきによる

安定条件実験

- $U_g=8, V_g=0$ [m/s]
- $T_s = 265.0 - 0.25 t$ [K] (t: hour)
- $f = 1.39e-4$ [1/s] (73°N)
- $z_{0m} = 0.1, z_{0h} = 0.1$ [m]
- initial condition
 - $\theta_0 = 265.0$ (<100m), $265.0 + 0.01 z$ (>100m) [K]
 - perturbation: amplitude of 0.1 K for $z < 50$ m
 - $P_s = 1000$ [hPa]
- Rayleigh damping / Newtonian cooling: upper 100 m, $\tau_{top} = 100$ [s]
- domain: $400 \times 400 \times 400$ [m³]
- dx: 12.5, 6.25, 3.125, 2, 1 [m] (isotropic grid)
- # of ensemble member: 16, 10, 3, 2 for 12.5, 6.25, 3.125, 2, 1m dx
- integration: 9 hours including 8-hour spin-up

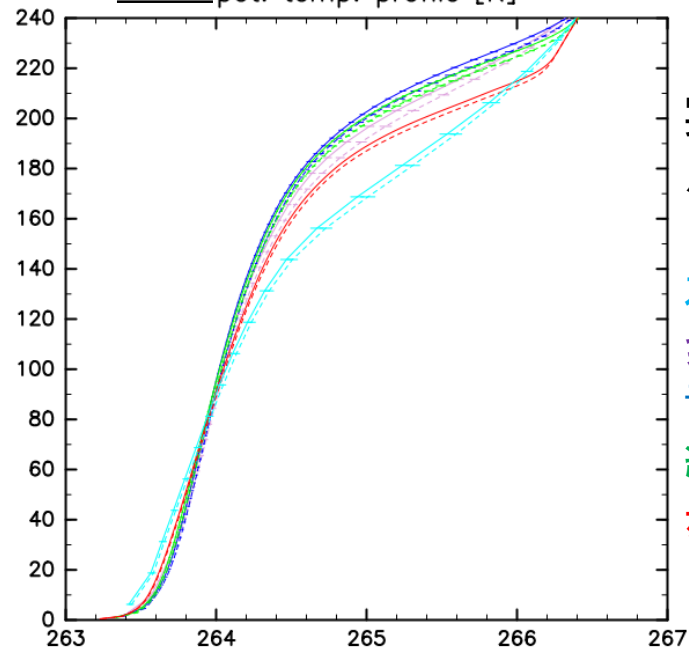
風速

U profile [m/s]



温位

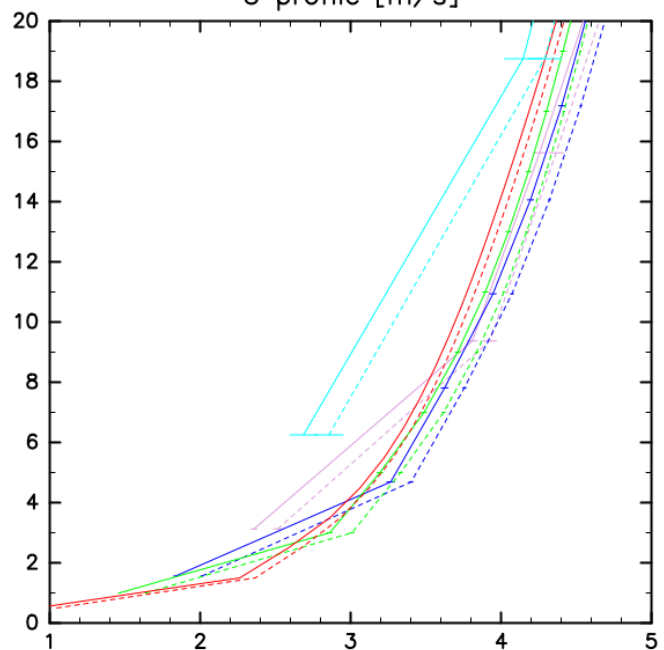
pot. temp. profile [K]



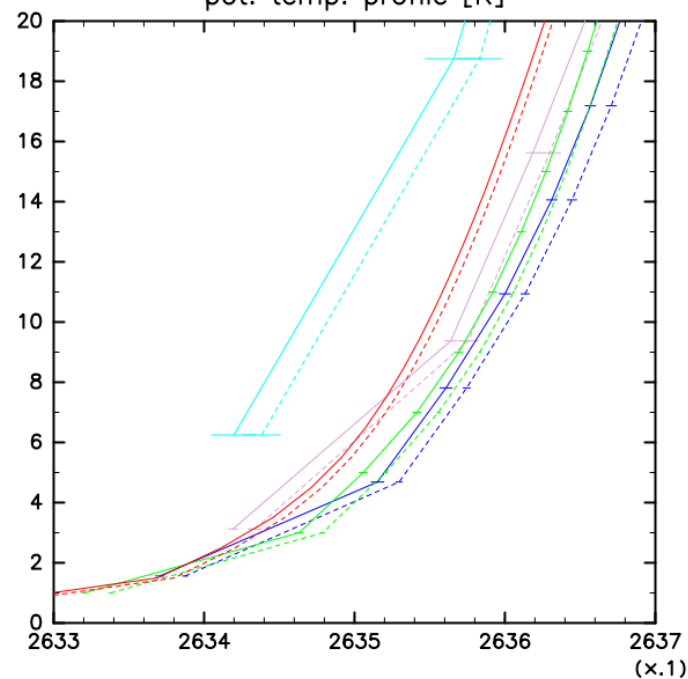
実線: 新手法
点線: 旧手法

水: 12.5m
紫: 6.25 m
青: 3.125 m
緑: 2 m
赤: 1 m

U profile [m/s]



pot. temp. profile [K]



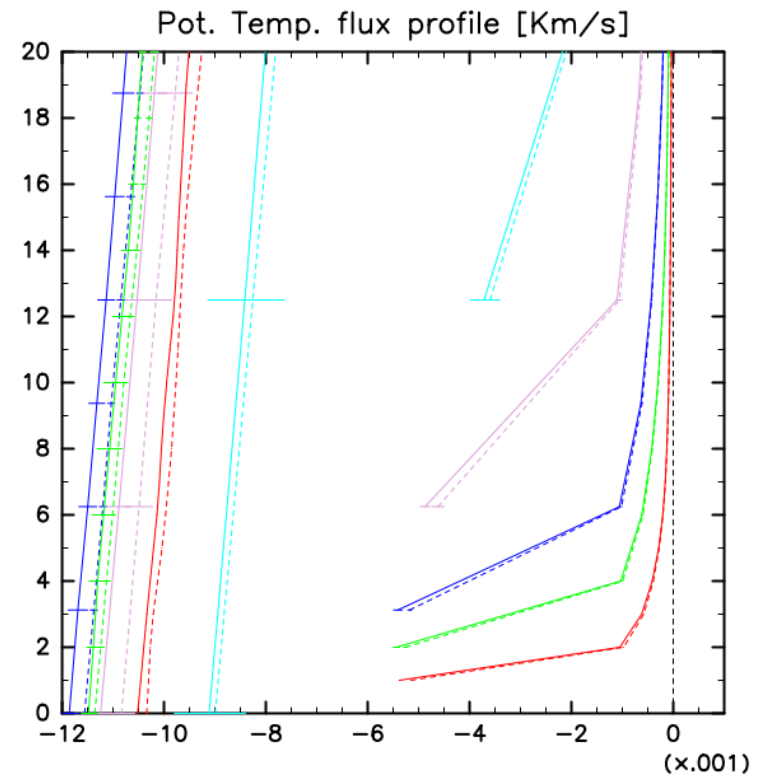
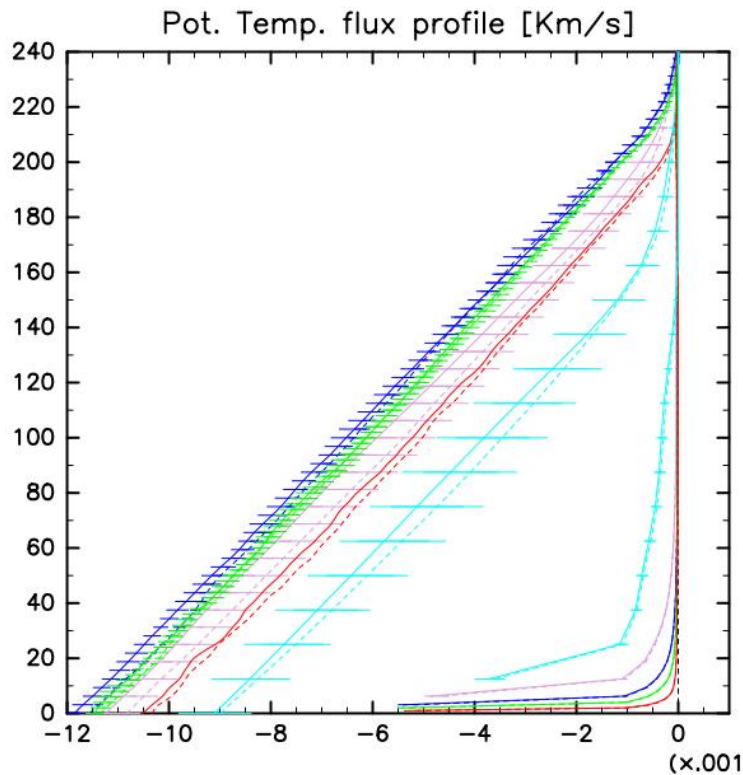
実線: 新手法
点線: 旧手法

水: 12.5m
紫: 6.25 m
青: 3.125 m
緑: 2 m
赤: 1 m

鉛直熱フラックス

SCALE

地表面付近



アンサンブルのばらつき <> 新旧手法による違い < 解像度による違い

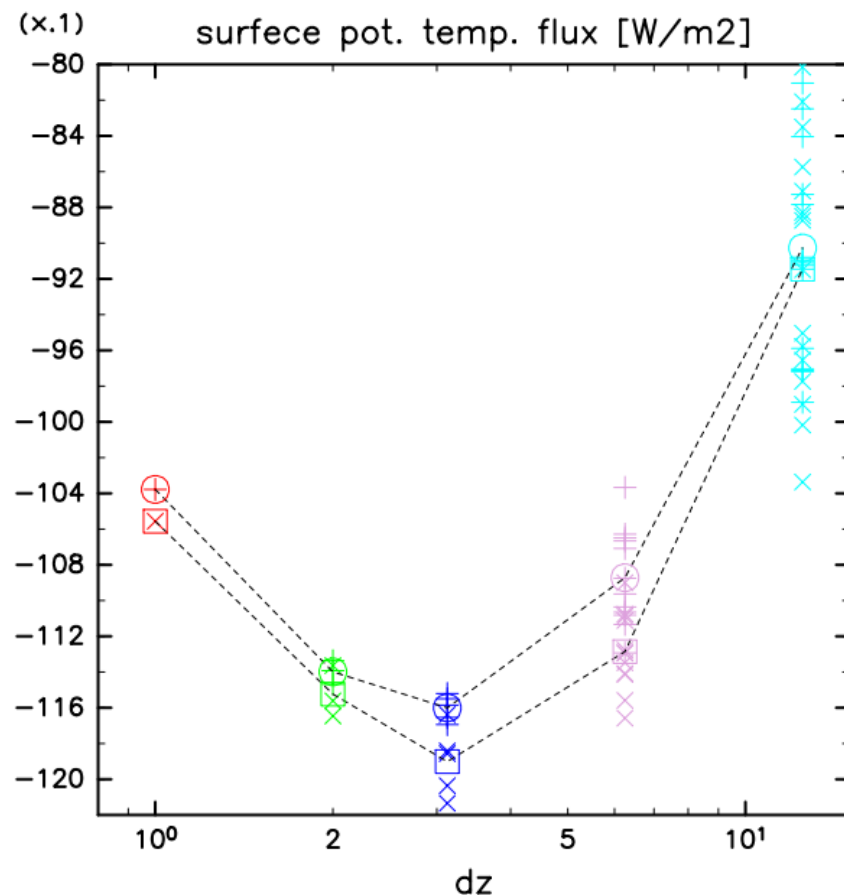
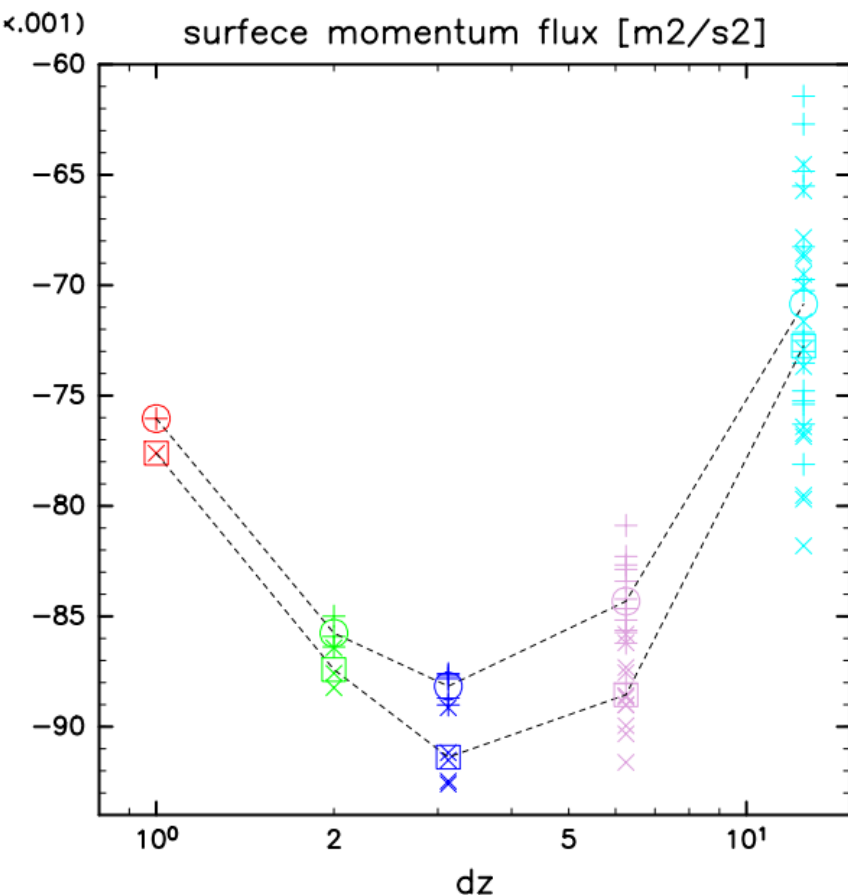
~-0.016 Km/s Vertical buoyancy flux (m^2s^{-3})

地表面フラックス解像度依存性

+ : 旧手法

x : 新手法

□○: アンサンブル平均



- 新手法の方がフラックスの絶対値が大きい
- 高解像度で差が小さくなる
 - ネガティブフィードバックのため?
 - 安定時の計算に問題 (解像度・スキーム)?

まとめ

- 有限体積法に適した地表面フラックス推定手法を提案した
 - モデル予報変数が層平均値であることを考慮する
 - 従来手法ではフラックスを過小評価
 - 解像度が高いほど差が大きい
 - 10m風速や2m気温の推定における改善も期待できる
- 境界層乱流LES実験
 - 時間積分の結果においても従来手法での見積りが過小評価であることが確認された
 - 不安定時: 解像度が高いほど従来手法との差が大きくなる
 - 新手法の方が解像度収束性が良い
 - 安定時: 従来手法との差は、解像度による差と比較すると大きくない