

乱流構造に基づく SGS モデルを用いた微気象場の LES 計算手法の開発

Development of Computational Method for Large Eddy Simulation of Micrometeorological Field using Subgrid-Scale Model Based on Turbulence Structures

井上 実

Minoru INOUE

Synopsis

The diffusion phenomena of heat and pollutants caused by the heat convection or the turbulence flow in the non-isothermal field is one of the important phenomena concerned with the local heavy rain or air pollution. The large eddy simulation (LES) which can analyze the turbulence structures in the non-isothermal field is considered as one of the effective means for investigating those phenomena. The purpose of this study is to develop a computational method for the large eddy simulation of the turbulent transport of heat and vapor in the micrometeorological field. The equations for conservation of mass, momentum, heat and vapor are discretized by the finite volume method using a generalized curvilinear coordinate system, and the coherent-structure Smagorinsky model is applied to a subgrid-scale model. The large eddy simulations of the turbulent channel flow, the backward facing step flow, the Rayleigh-Bénard convection and the shallow cumulus convection are carried out to demonstrate the validity of this method.

キーワード: 微気象場, LES, コヒーレント構造スマゴリンスキーモデル, 熱輸送, 水蒸気輸送

Keywords: micrometeorological field, LES, coherent-structure Smagorinsky model, turbulent transport of heat, turbulent transport of vapor

1. はじめに

熱対流や温度成層中の乱れによる熱や物質の拡散現象は、局地的な集中豪雨や大気汚染物質の高濃度化に係わる重要な現象の一つである。例えば、急速に発達する積乱雲の下で発生する集中豪雨は、そのまわりで活発な熱や水蒸気の交換が行われていると考えられる。また、ヒートアイランド現象にともなう都市上空の循環流が大気汚染の高濃度化を招くとも言われている。このような非等温場における拡散現象の挙動や乱流構造を理解することは、集中豪雨の早期予測や大気汚染の緩和に役立つものと考えられる。また、近年、増加傾向にあるといわれる集中豪雨は数 km の範囲で 1 時間程度の間に発生しており、台風や前線の通過に伴う豪雨と比べて空間的にも時

間的にもスケールの小さな現象である。このような現象を解析する有効な手段の一つとして、非等温場における乱流構造を捉えることができる LES (Large Eddy Simulation) が挙げられる。

そこで、本研究では微気象場における熱輸送や水蒸気輸送を扱うことができる LES の数値計算手法を開発する。支配方程式は 3 次元のナビエ・ストークス方程式と熱および水蒸気の輸送方程式であり、併せて雲水の生成、消滅を考慮するため凝結過程を導入する。本計算手法では複雑地形を扱えるように、これらの支配方程式を一般曲線座標系上で有限体積法によって離散化する。SGS (Subgrid-Scale) の乱流モデルには Kobayashi (2005) が提案した乱流構造に基づいてモデル係数を決定する CSM (Coherent-structure Smagorinsky Model) を適用する。SGS の乱流モデルと

して、これまでに様々なモデルが提案されており、代表的なものに標準スマゴリンスキーモデル(SM, Smagorinsky, 1963)やダイナミックスマゴリンスキーモデル(DSM, Germano *et al.*, 1991)などがある。それぞれ乱流研究において大きな成果を挙げているが、SM では流場に応じて適切なモデル係数を設定する必要がある。また、壁近傍の低レイノルズ数効果を表すために壁面からの距離に応じた減衰関数を導入する必要がある。DSM ではモデル係数を自動的に決定できるものの、数値的な不安定が生じやすいという問題がある。これらの問題に対して、CSM ではある時間や場所ごとの乱流構造に応じてモデル係数を自動的に与えることができ、数値的な安定性にも優れるという特徴を持つ。

まず、乱流モデル構築の妥当性を確認するため、等温場でのチャンネル乱流およびバックステップ流れの問題に適用し、実験値や他の乱流モデルの結果と比較した。次いで、本手法の熱輸送に対する妥当性を調べるため、レイリー・ベナール対流の数値実験を行い、レイリー数により熱伝達の機構が変化する様子を確認した。最後に、水蒸気輸送に対する妥当性を検証するため、Siebesma *et al.*(2003)が行った境界層積雲に対する LES の結果と比較した。この結果、いずれの場合も他の実験値や計算値に対して概ね妥当な結果が得られており、本計算手法の微気象場における熱輸送や水蒸気輸送に対する有効性が示された。

2. 計算方法

2.1 支配方程式

本計算手法は複雑地形にも適用できるよう支配方程式を一般曲線座標系上で有限体積法によって離散化する(井上他, 1992)。時間 t における閉曲面 S で囲まれた体積 V のコントロールボリュームを考えると、フィルター操作を施した質量保存側および運動量保存側は、

$$\int_S \mathbf{n} \cdot \mathbf{u} dS = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{u} dV = \int_S \mathbf{n} \cdot \mathbf{T} dS - \int_V \beta \mathbf{g} (\theta_v - \theta_0) dV \quad (2)$$

と表される。なお、基礎変数の GS(Grid-Scale)成分を表すオーバーバーは省略して示す。ここで $\mathbf{n}$ は境界 S における外向き単位法線ベクトルであり、 $\mathbf{u}$ は速度ベクトルである。 β は大気 の 体積膨張率、 $\mathbf{g}$ は重力加速度、 θ_v は仮温位、 θ_0 は基準温位を表す。 $\mathbf{T}$ は応力テ

ンソルであり、

$$\mathbf{T} = -p\mathbf{I} - \mathbf{uu} + (v + v_t)\{\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^{Tn}\} \quad (3)$$

と与えられる。ここで p は圧力、 $\mathbf{I}$ は恒等テンソルであり、 v は動粘性係数、 v_t は渦動粘性係数である。 $\nabla \mathbf{u}$ は速度ベクトルの勾配を表し、 Tn は転置テンソルを表す。また、液水温位 θ_l 、全水分量の比湿 q_t をスカラー量 ϕ とおくと、それぞれの保存則は、

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \phi dV = \int_S \mathbf{n} \cdot \{-\phi \mathbf{u} + (\alpha + \alpha_t) \nabla \phi\} dS \quad (4)$$

と表される。ここで α は熱拡散係数、 α_t は渦熱拡散係数である。なお、 θ_v 、 θ_l および q_t はそれぞれ、

$$\theta_v = \theta(1 + 0.61q_v - q_l) \quad (5)$$

$$\theta_l = \theta - \frac{\theta L_v}{T C_p} q_l \quad (6)$$

$$q_t = q_v + q_l \quad (7)$$

と与えられる。ここで q_v は比湿、 q_l は雲水量、 θ は温位、 T は温度である。また、 C_p は定圧比熱、 L_v は蒸発潜熱である。

2.2 乱流モデル

(3)式および (4)式に現れる v_t および α_t はそれぞれ、

$$v_t = C_s(\Delta)^2 \left(2S_{ij}S_{ij} + \frac{\beta \mathbf{g}_i \partial \theta_v}{Pr_t \partial x_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

$$\alpha_t = \frac{v_t}{Pr_t} \quad (9)$$

のようにモデル化する。ここで Δ はフィルター幅($\Delta = V^{1/3}$)、 S_{ij} は後述する速度歪みテンソルであり、 Pr_t は乱流プラントル数である。 C_s はモデル係数であり、Kobayashi(2005)が提案した手法 CSM (Coherent-structure Smagorinsky Model)に従い、その乱流場に応じたコヒーレント構造関数 F_{cs} (無次元化した速度勾配テンソルの第2不変量)を用いて、

$$C_s = C_1 |F_{cs}|^{\frac{3}{2}}, \quad C_1 = 0.05 \quad (10)$$

と与える。ここで、 F_{cs} は

$$F_{cs} = \frac{Q}{E} \quad (11)$$

$$Q = \frac{1}{2}(W_{ij}W_{ij} - S_{ij}S_{ij}) \quad (12)$$

$$E = \frac{1}{2}(W_{ij}W_{ij} + S_{ij}S_{ij}) \quad (13)$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) \quad (14)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) \quad (15)$$

と定義される． W_{ij} および S_{ij} はそれぞれ速度勾配テンソルの非対称成分および対称成分であり，流体の回転運動とひずみ率を表す． Q はこれらの大きさを比べたもので， Q の値が正の場合，ひずみ率に対して回転運動が大きいことを表しており，乱流解析においてしばしば強い渦層から回転運動を伴った渦構造を抽出するのに用いられる(Tanaka *et al.*, 1993, 宮内他, 2000 など)． Q の値は渦の中心付近で極大から極小をとり，その周囲でエネルギー散逸が大きくなることが知られており，CSMはこの性質をモデル係数の算出に利用したものである．CSMの特徴は，ある時間や場所ごとのコヒーレント構造関数 F_{cs} から乱流構造に応じたモデル係数を自動的に与えることができる点であり，モデル係数は常に正の値をとることから数値的な安定性にも優れる．

2.3 凝結過程

本計算手法では水蒸気の相変化を扱えるよう凝結過程を導入する．ここでは，ある時間や場所ごとの全水分量が飽和に達したか否かを判断し，飽和比湿を超えた量がすべて凝結するものとして扱う．その際の潜熱の出入りは液水温度として考慮されることになる． $T_l = \theta_l T / \theta$ のときの飽和比湿を q_{sl} とすると，凝結した雲水量 q_l は，

$$q_l = \begin{cases} a(q_t - q_{sl}), & q_t > q_{sl} \\ 0, & q_t \leq q_{sl} \end{cases} \quad (16)$$

$$a = \frac{1}{1 + \frac{L_v}{C_p} \frac{\partial q_s}{\partial T_l}} \quad (17)$$

と表される．ここで， $q_{sl} = q_s(T_l)$ はティーテンスの式，

$\partial q_s / \partial T_l$ はクラウジウスクラペイロンの式から求められる．

2.4 数値解法

以上の方程式系を井上他(1992)の方法に従って有限体積法によって離散化する．基礎変数の定義点は，速度ベクトルの各成分はコントロールボリュームを構成する各セル面の中央で，スカラー量はコントロールボリュームの中央で定義するスタッガード配置とする．空間微分は2次精度の中心差分を基本とし，スカラーの対流項にだけ QUICK スキームを採用する．時間積分は特別に断りが無い場合はオイラー陽解法を用いる．質量保存則(1)式は直接解かず，速度圧力同時反復法によって満足させる．

3. 計算結果

3.1 チャンネル乱流

今回構築した乱流モデルの妥当性を確認するため，等温場での基本的な乱流場に本計算手法を適用した．

まず，チャンネル乱流の問題に適用し，標準スマゴリンスキーモデル(SM)の計算結果と比較した．計算領域は平板間の半分の距離 D で無次元化した値で，流れ方向(x方向)に $6.4D$ ，平板間距離(y方向) $2.0D$ ，スパン方向(z方向)に $3.2D$ とし，流れ方向およびスパン方向に周期境界条件を課した．計算格子はx-z平面の解像度が異なる2種類を用意し，粗い場合をx, y, z方向に $32 \times 40 \times 32$ ，密な場合を $64 \times 40 \times 64$ の計算格子で分割した．y方向には壁面に計算格子を引きつけており，最小格子間隔は粗い場合が $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 0.2D \times 0.005D \times 0.10D$ ，密な場合が $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 0.1D \times 0.005D \times 0.05D$ である．壁面の境界条件には(18)式のスボルディング則(張他, 1998)を課した．

$$F(y^+, u^+) = u^+ - y^+ + e^{-\kappa B} \left\{ e^{\kappa \cdot u^+} - 1 - (\kappa \cdot u^+) - \frac{(\kappa \cdot u^+)^2}{2} - \frac{(\kappa \cdot u^+)^3}{6} \right\} = 0 \quad (18)$$

$\kappa = 0.4, B = 5.5$

ここで， y^+ および u^+ は壁面摩擦速度 u_* で無次元化された壁座標および流速であり，

$$y^+ = \frac{u_* y}{\nu}, \quad u^+ = \frac{u}{u_*}, \quad u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (19)$$

壁面摩擦応力 τ_w は(20)式のように表される．

$$\tau_w = \nu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{\text{wall}} \quad (20)$$

時間増分 ΔT を粗い格子の場合 $\Delta T=0.002$, 密な格子の場合 $\Delta T=0.001$ とし, $1/7$ 乗則の速度分布に $\pm 15\%$ の一様乱数による攪乱を与えた状態から計算を開始した. このとき, (18)~(20)式から求められる壁面摩擦応力と釣り合うように流れ方向に圧力勾配をかけた. 壁面摩擦速度 u_* とチャンネル半幅 D で無次元化された乱流レイノルズ数 $Re_\tau = u_* D / \nu$ は約 462 である.

Fig. 1 に SM と CSM で得られた $T=150 \sim 250$ までの平均速度分布を示す. SM は減衰関数を用いた場合と用いなかった場合の結果を示している. また, CSM では解像度が異なる 2 種類の計算格子を用いた計算を行い, 密な格子を用いた場合の結果を u^+ で 10 上方にずらして示した. 減衰関数を用いた SM の結果 (青丸) は壁法則 (破線) と良く一致しているが, 減衰関数を用いない場合 (黒丸) は壁近傍の $y^+ < 5$ から下方に大きくずれており, SM における減衰関数の重要性が良くわかる. CSM では粗い格子を用いた場合 (赤丸), 対数則の領域で過大評価しているが, 密な格子を用いた場合 (赤四角) に壁法則と良く一致している. Fig. 2 は流れ方向の乱流強度を DNS (Direct Numerical Simulation, Kozuka et al., 2008) の結果 (破線) と比較した図である. DNS は Re_τ が多少異なるが, この結果によると乱流強度は壁近傍で約 2.8 のピークを持ち, 壁から離れるにしたがって減衰する様子が捉えられている. 本研究で実施した LES の結果はいずれも同様の傾向を示しているものの, 減衰関数を用いない SM (黒丸) はピークの値が小さく, その位置も他と比べて壁から離れている. その他の LES の結果はピークの値に過大評価が見られるが, 壁からの距離は概ね DNS の結果と一致しており, 中でも密な計算格子を用いた CSM (赤四角) の結果が最も良い一致を示した.

以上のことから, チャンネル乱流の計算において, CSM は密な計算格子を用いた場合に, SM と同等以上の結果を示すことがわかった. 特に壁面と平行な計算格子の解像度を上げることにより, 計算精度が上がるのが興味深い. Fig. 3 は密な計算格子を用いた CSM で得られた $T=250$ のときの流れ方向の渦度成分 ω_1 の等値面である. 赤が正, 青が負の渦度を示しており, 壁近傍でこれらがペアを組んだストリーク構造が捉えられている. 乱流構造に基づきモデル係数を算出する CSM での水平格子解像度と計算精度の関係は, このような流れの 3 次元構造をある程度解像する必要があることを示唆するものと思われる.

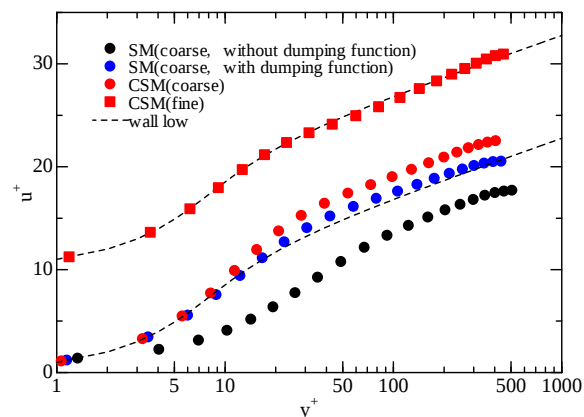


Fig. 1 Profiles of mean streamwise velocity

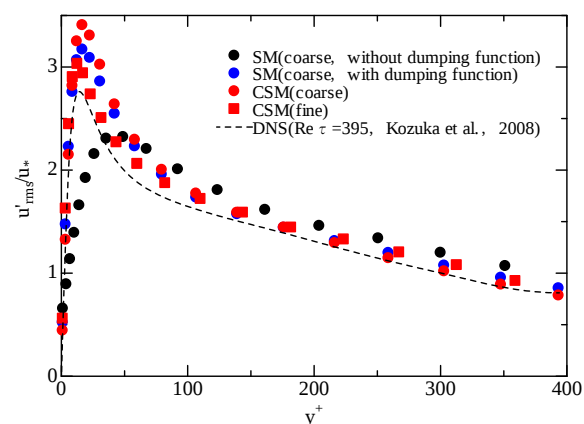


Fig. 2 Profiles of rms of streamwise velocity fluctuations

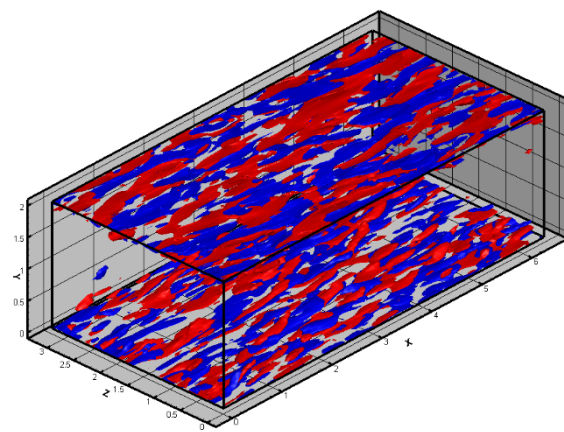


Fig. 3 Iso-surface of streamwise vorticity ω_1 at $T=250$, (red: +2.0, blue: -2.0)

3.2 バックステップ流れ

次に, 流れの剥離, 渦放出および再付着など複雑乱流場の特徴を有するバックステップ流れの問題に本計算手法を適用した. 計算対象は Fig. 4 のような拡大率 1.5 のバックステップを持つチャンネル流れであり, スパン方向 (z 方向) には周期境界条件を課した.

計算格子は壁面近傍とバックステップ背後の逆流領域を密とし、 x , y , z 方向に $179 \times 50 \times 20$ の計算格子で分割した。それぞれの方向の最小格子間隔はステップ高さ H に対して $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 0.1H \times 0.02H \times 0.1H$ である。壁面境界条件は前述のチャンネル乱流の場合と同じスポンジリング則を課し、流出境界は勾配零の条件とした。流入条件はチャンネル乱流の計算結果から得られた平均速度分布とし、乱れ成分は片岡他(1999)の方法により与えた。初期条件は k - ε モデルで得られた流場に $\pm 5\%$ の一様攪乱を与えた。時間増分は $\Delta T = 0.005$ であり、入口の流れがチャンネルを通り抜ける $T = 300$ まで時間積分した。流入側のチャンネル中央の風速 u_0 とステップ高さ H で無次元化したレイノルズ数 $Re = u_0 H / \nu$ は5000である。

Fig. 5は $T = 300$ での流れの中心断面における速度ベクトルおよび低圧部の等値面である。複雑な乱流場が捉えられており、周期的な渦放出が見られる。低圧部は剥離渦の構造を表しているが、スパン方向に一樣な2次元的なステップ形状でも渦構造は3次元的に変形していることがわかる。Fig. 6に $T = 100 \sim 300$ までの時間平均およびスパン方向に空間平均をとった(アンサンブル平均)流速分布および流線図を示す。ステップ背後の再付着距離の確認は、この種の計算手法の検証に多く取り上げられている例題である。こ

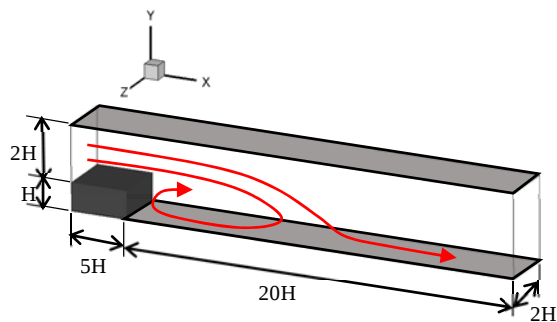


Fig. 4 Computational domain of backward facing step

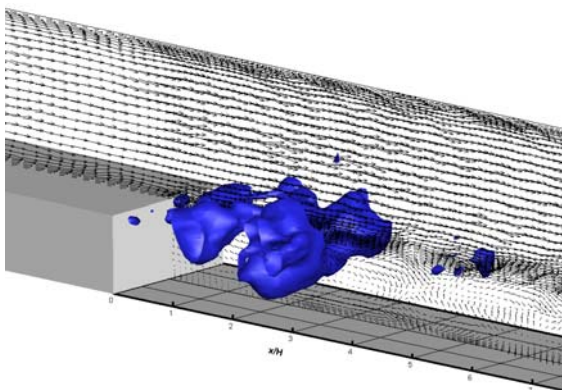


Fig. 5 Velocity vectors at the vertical center plane and iso-surface of pressure $p = -0.1$ at $T = 300$

こでは比較のため、 k - ε モデルおよびSMの結果も併せて示す。なお、ここで示したSMの結果は減衰関数を適用していない。減衰関数の設定に関して、ステップ背後の領域ではステップ後面および下流底面からの距離を考慮する必要がある、実際の複雑地形や街区では多くの壁面に囲まれた領域が存在しうするため、減衰関数の設定が非常に煩雑になる。この点は減衰関数を必要としないCSMの利点の一つである。流線を比較すると、2つのLESの結果はステップ背後の2次渦を再現しており、再付着距離は k - ε モデルよりも長めに評価している。これまでに蓄積された物理実験では、再付着距離は概ね $x/H = 6.5 \sim 7.0$ とされている(乱流解析, 1995)。これに対して、 k - ε モデル、SMおよびCSMで得られたおおよその再付着距離は、それぞれ $x/H = 6.0, 7.5$ および 7.2 である。いずれもほぼ妥当な結果であるが、CSMが3者の中間的な値を示している(Table 1)。格子解像度が異なるが、Kobayashi (2008)によるCSMを用いた同様の計算では $x/H = 7.09$ であることから、本研究で行った乱流モデルの構築が妥当であると考えられる。

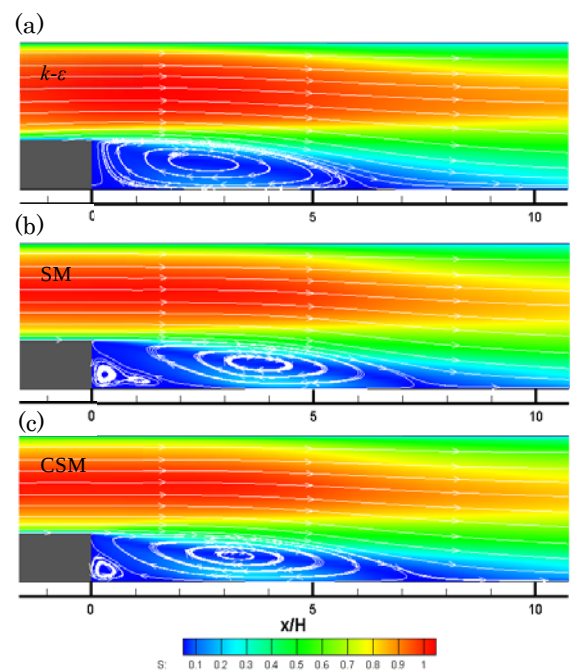


Fig. 6 Mean streamlines and contour maps of mean velocity magnitude, (a) k - ε model, (b) SM, (c) CSM

Table 1 Comparison of reattachment length

Model	Reattachment Length (x/H)
experiments(1995)	6.5~7.0
Kobayashi(2008)	7.09
k - ε model	6.0
SM	7.5
CSM	7.2

Fig. 7はCSMで得られたモデル係数 C_s のアンサンブル平均($T=100\sim 300$)をとった分布図である。SMでは $C_s=0.01$ の一定値を与えているが、流場に応じて C_s を自動的に算出するCSMでは場所により値が異なっている。チャンネル中央の大部分ではSMと同じ $C_s=0.01$ 前後であるが、チャンネル上面で減衰しており、ステップ後面では2倍程度の大きな値となっている。上面の C_s の減衰は通常のSMで適用される減衰関数に対応しており、ステップ後面の C_s の増加はSMとの2次渦の形状の違いに影響を与えたと考えられる。

以上のように、本計算手法を基本的な乱流場であるチャンネル乱流やバックステップ流れの問題に適用し、他の実験値や計算値と比較した。その結果、いずれも概ね良い一致が得られており、本研究における乱流モデルの構築が妥当であることが確認できた。

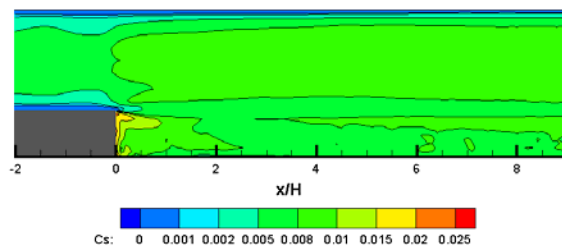


Fig. 7 Contour map of mean Smagorinsky coefficient C_s

3.3 レイリー・ベナール対流の数値実験

次に本計算手法の熱輸送の問題に対する妥当性を調べるため、レイリー・ベナール対流の数値実験を行った。レイリー・ベナール対流は古典的な熱対流の問題であり、対流渦が熱した味噌汁や雲の中の模様として見られることがある。Fig. 8のように上下が平板で囲まれた厚さ D の流体層において、底面を加熱、上面を冷却した場合を考える。このとき上下の温度差を均一にしようとする機構が働くが、この現象を支配する無次元数、レイリー数 $Ra = \beta g D^3 \Delta T / \nu \alpha$ によって熱伝達の機構が異なることが知られている(例えば、新野, 1987, Grötzbach, 1983など)。 Ra が小さい場合は熱伝導により熱が運ばれ、臨界値($Ra_c=1,708$)を超えると対流による熱輸送が生じ、さらに Ra が大きくなるにつれて乱流状態へ遷移する。ここでは Ra が異なる5つの計算条件で数値実験を行い、熱伝達の機構が変化の様子を調べた。

Table 2に計算条件の一覧を示す。これらの計算条件は Ra を臨界値未満のCase1から徐々に大きくし、Case5で乱流状態となることを想定したものである。計算領域は鉛直方向の流体層厚 D に対して、水平方向に $2.8D$ ずつとり、周期境界条件とした。計算格子は水平方向に均等に32分割し、鉛直方向には壁面で最

小格子間隔が $0.015D$ となるようにtanh関数を用いて20分割した。壁面の境界条件はGrötzbach (1982)と同様に、速度場についてはno-slip条件を課し、温度場は壁面温度と壁面に隣接する格子の値から勾配を求めた。乱流プラントル数 Pr_t は 0.71 とした。計算はそれぞれのケースで上下壁面の温度差 ΔT がTable 2と同じになるような壁面温度を設定し、温度場に $\pm 0.05K$ の初期攪乱を与えて開始した。時間増分は $\Delta T=0.02s$ であり、 $T=1,000s$ まで時間積分した。

Fig. 9に $T=1,000s$ のときの各ケースの速度ベクトルおよび温度分布を示す。初期の温度場はほぼ一様であるが、流れの生じていないCase1でも鉛直方向に連続的な温度勾配が生じている。これは熱伝導により底面から上面へ熱が伝達した様子を捉えたものであり、 Ra が臨界値を下まわる場合の熱伝達の機構を良く表している。 Ra が臨界値を超えるCase2では x 軸に平行なロール状の対流渦のペアが現れており、 Ra がさらに大きくなるにつれて左右に周期的な振動を始める。 Ra が $50,000$ を超えるCase5では乱流状態となり、複雑な対流渦の生成が見られた。

この結果はレイリー数によって熱伝達の機構が変化するレイリー・ベナール対流の特徴を良く捉えており、熱輸送に対する本計算手法の妥当性を示すものである。

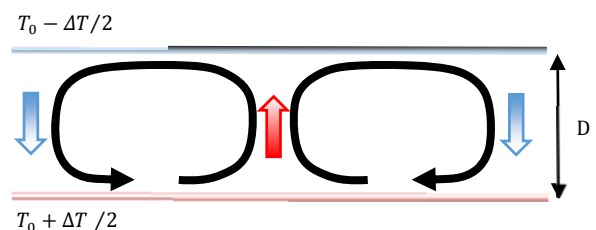


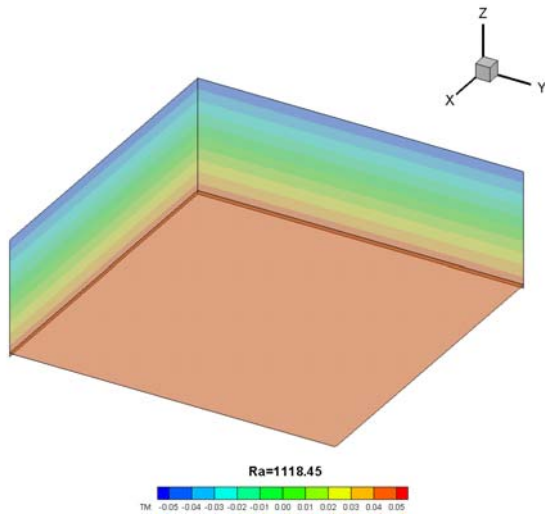
Fig. 8 Diagram of Rayleigh-Bénard convection

Table 2 Computational conditions

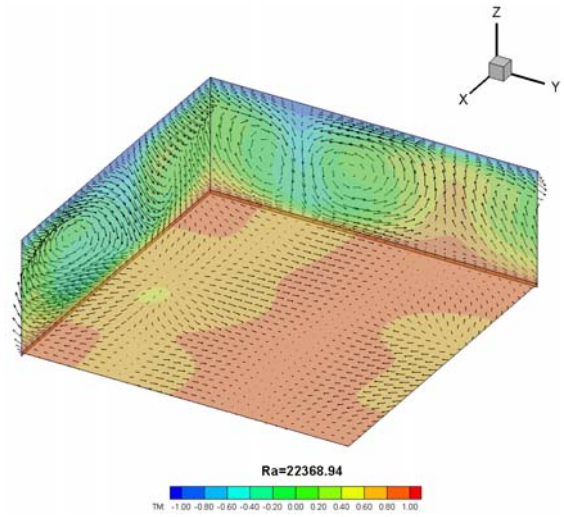
Case	$\Delta T(K/m)$	Ra
Case1	0.1	1,118
Case2	0.5	5,592
Case3	1.0	11,184
Case4	2.0	22,369
Case5	5.0	55,922

$$\nu = 1.50 \times 10^{-3} m^2/s, \alpha = 2.14 \times 10^{-3} K^2/s$$

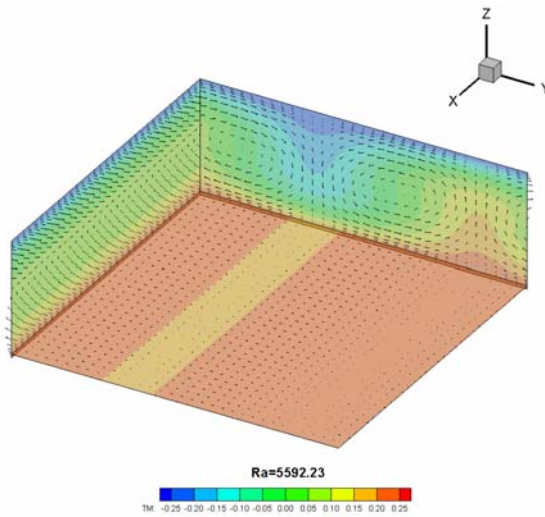
(a) $Ra=1,118$



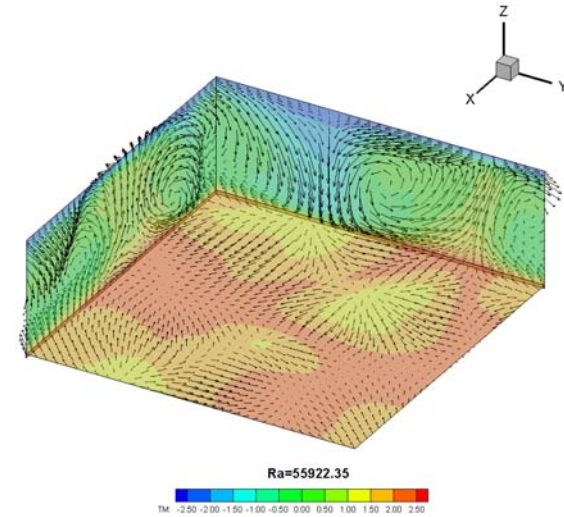
(d) $Ra=22,369$



(b) $Ra=5,592$



(e) $Ra=55,922$



(c) $Ra=11,184$

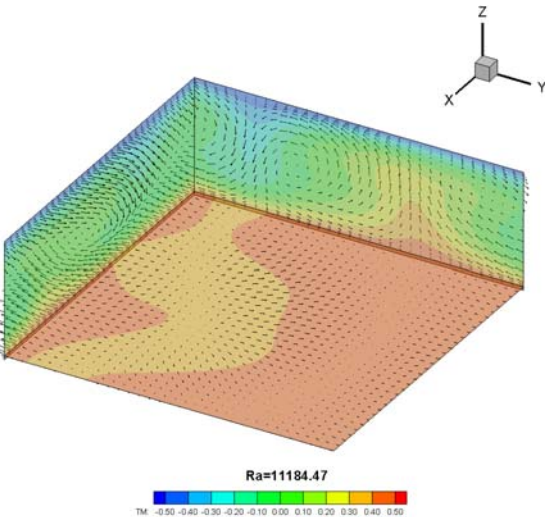


Fig. 9 Velocity vector fields and contour maps of temperature at $T=1,000s$, (a) $Ra=1,118$, (b) $Ra=5,592$, (c) $Ra=11,184$, (d) $Ra=22,369$, (e) $Ra=55,922$

3.4 積雲の生成を伴う境界層のLES

最後に本計算手法の水蒸気輸送に対する妥当性を検証するため、境界層積雲の問題に適用した。Siebesma *et al.* (2003) はカリブ海沖の境界層積雲を対象に、10の研究機関で開発されたLESモデルの比較実験を行った。ここでは彼らと同様の計算条件で境界層積雲のLESを行い、その計算結果を比較する。

計算領域は水平方向に6,400m、鉛直方向に3,000mとした。このとき、高度2,800mより上層にはスポンジ層を設定した。格子間隔は水平100m、鉛直40mの等間隔格子とし、 $64 \times 64 \times 75$ の計算格子で分割した。境界条件は水平方向に周期境界条件を課し、海面からの運動量フラックス $\overline{u'w'}$ 、顕熱フラックス $\overline{w'\theta'}$ および潜熱フラックス $\overline{w'q_t'}$ はSiebesma *et al.* (2003)と同じ固定値で与えた。

$$\overline{u'w'} = -u_*^2 \frac{u}{|u|}, \quad u_* = 0.28 \text{ (m/s)} \quad (21)$$

$$\overline{w'\theta'} = 8.0 \times 10^{-3} \text{ (Km/s)} \quad (22)$$

$$\overline{w'q_t'} = 5.2 \times 10^{-5} \text{ (m/s)} \quad (23)$$

また、外力項としてコリオリ力、大規模沈降流、水蒸気の水平移流および長波放射の効果を加えた(Siebesma *et al.* (2003)参照)。乱流プラントル数は $Pr_t = 0.50$ とした。初期場はFig. 10に示すように高度500m以下の下層に中立、その上空1,500mまでに条件付不安定な層があり、さらに高度2,000mまでに逆転層が存在するような場である。風は定常的な東風が吹く場を想定している。この初期場に高度1,600mより下層に $\theta_l = \pm 0.1K$ 、 $q_t = \pm 0.025 \text{ g/kg}$ の一様攪乱を与えて、時間増分 $\Delta T = 2.0s$ で6時間後までアダムス・バッシュフォース法により時間積分を行った。

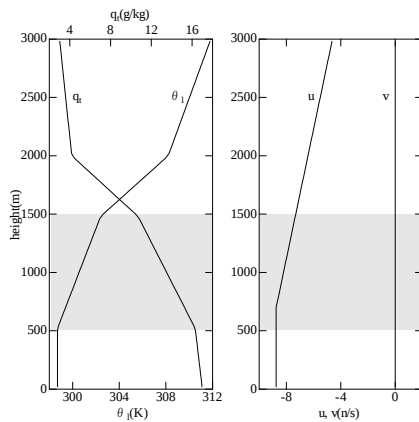


Fig. 10 Initial profiles of total water specific humidity q_t , liquid water potential temperature θ_l and horizontal wind components u and v

Fig. 11に計算開始から6時間後の雲水の等値面および鉛直方向の速度成分 w の分布図を示す。おおよそ高度500mから2,000mの間で積雲の生成が見られ、下層では活発な鉛直混合が起きていることがわかる。Fig. 12は5～6時間のアンサンブル平均をとった温位および比湿の鉛直分布である。ほとんど初期場(破線)を保っており、Siebesma *et al.* (2003)の結果と同様にこの海域における定常的な気象条件を再現している。

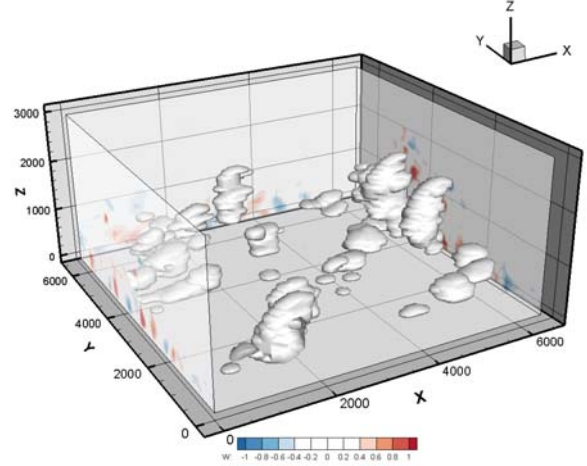


Fig. 11 Iso-surface of liquid water q_l ($=1.0 \times 10^{-6}$) and contour maps of vertical velocity component w at $T=6h$

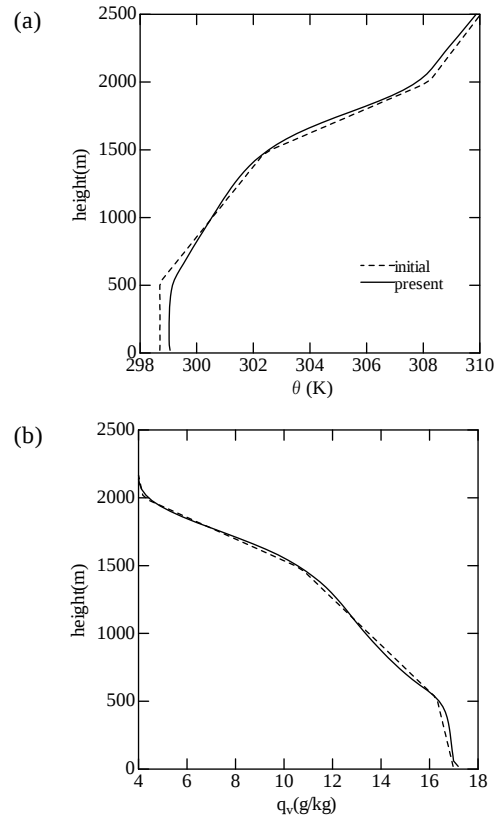


Fig. 12 Mean profiles averaged over the last hour of (a) potential temperature θ and (b) water vapor specific humidity q_v

この計算結果を元に雲水量や乱流フラックスの鉛直分布をSiebesma *et al.*(2003)の結果と比較した。Fig. 13に5～6時間の雲水量、積雲による天空の遮蔽率、3～6時間の水蒸気フラックスおよび温位フラックスのアンサンブル平均をとった鉛直分布を示す。右列のSiebesma *et al.*(2003)の結果は10の研究機関のLES

を比較したものであり、実線が平均値、陰影がモデル間のばらつきを表している。左列の本計算結果は下層の水蒸気フラックスに過大評価が見られるが、いずれもほぼ同様の鉛直分布を示しており、定量的にも概ねモデル間のばらつきの内に収まっている。

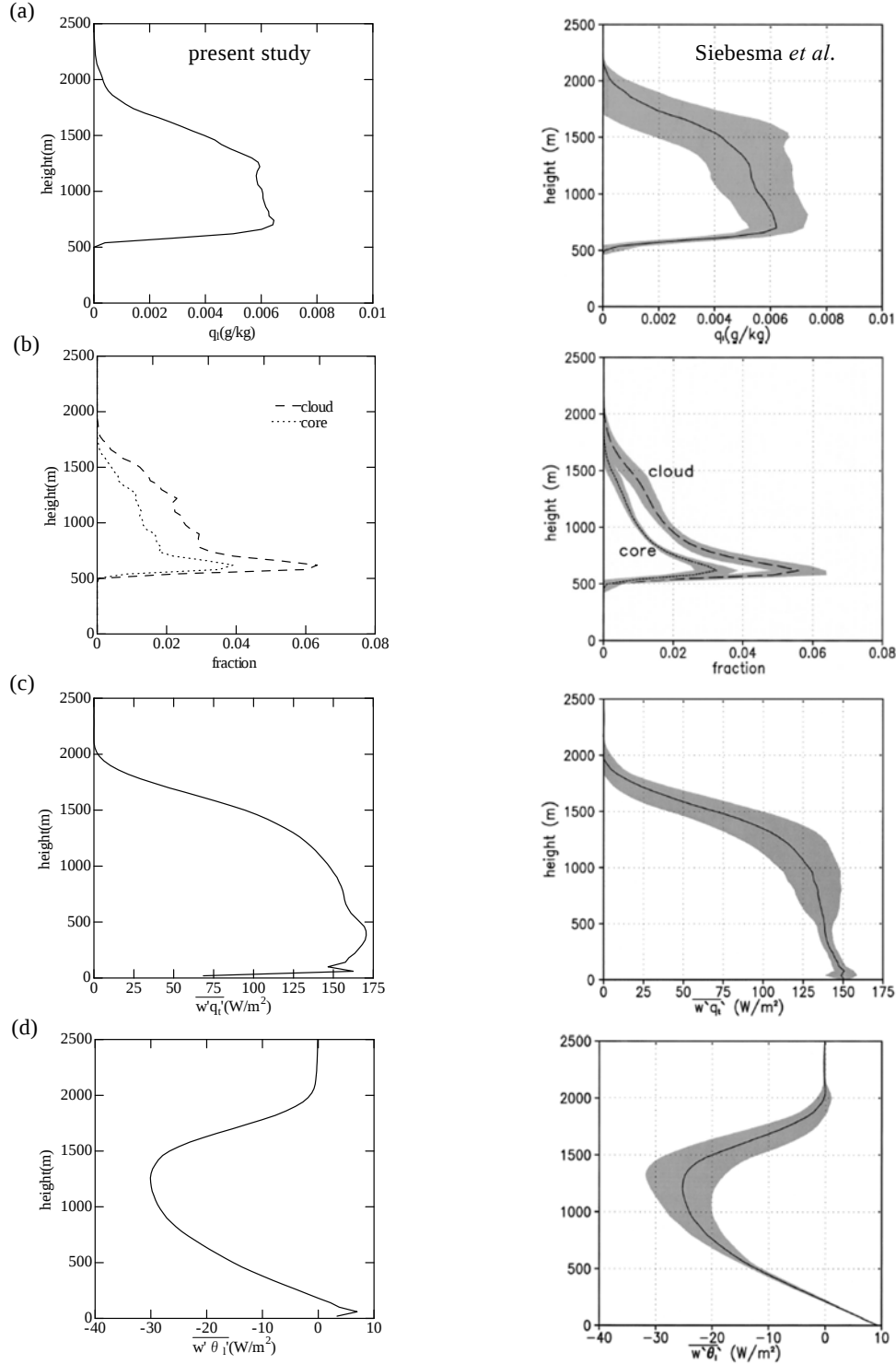


Fig. 13 Mean profiles averaged over the last hour of (a) liquid water q_l and (b) cloud cover and core cover, and turbulent flux profiles averaged over the last 3h of (c) total water q_t and (d) liquid water potential temperature θ_l (left side : present study, right side : Siebesma *et al.* (2003))

Fig. 14はCSMで得られたモデル係数 C_s のアンサンブル平均をとった鉛直分布(実線)である。高度500m以下の混合層および積雲が生成される条件付不安定な層において、SMで一般的に用いられるモデル係数 $C_s=0.01$ (チャンネル乱流の推奨値、破線)より大きな値となっている。併せて鉛直方向の乱流強度 $\overline{w'w'}$ の鉛直分布(点線)を示したが、CSMのモデル係数はこの分布に対応しているように思われる。ただし、図は省略するが、同じ計算条件のSMで得られた各物理量の平均値や乱流フラックスとの間に大きな差異は見られなかった。このことは、比較的粗い計算格子を用いる気象場の計算においても、CSMはSMと同等の結果を得ることができることを示唆するものであり、先にも述べたように、流れの剥離や剪断層を伴う複雑地形や街区まわりの複雑乱流場においては、CSMの優位性がより顕著になると思われる。

以上のように、境界層積雲の生成に関する本計算結果はSiebesma *et al.* (2003)が実施したLESの比較実験とほぼ一致する結果を示しており、水蒸気輸送の問題に対する本計算手法の妥当性が検証された。

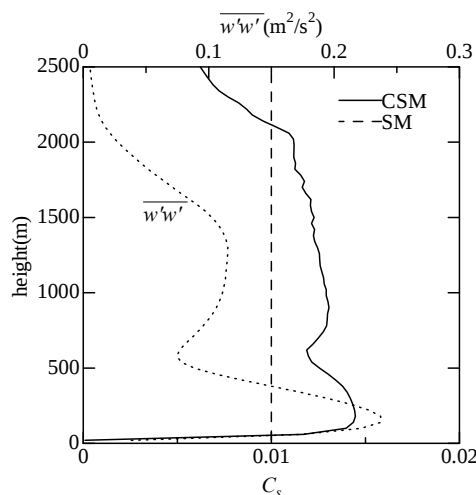


Fig. 14 Mean profiles of Smagorinsky coefficient C_s (solid line : CSM, dashed line : SM), the dotted line shows the profile of vertical turbulence intensity $\overline{w'w'}$

4. まとめ

非等温場における熱や水蒸気の乱流輸送の解析を目的として、乱流構造に基づくSGSモデルを用いた微気象場のLES計算手法を開発した。まず、乱流モデル構築の妥当性を確認するため、これまでに多くの知見が得られているチャンネル乱流やバックステップ流れのLESを実施した。次に、熱輸送の問題に対する本計算手法の妥当性を調べるため、レイリー・ベナール対流の数値実験を行い、レイリー数によって熱伝達機構が変化する様子確かめた。最後に本手

法の水蒸気輸送に対する妥当性を検証するため、境界層積雲の生成に関するLESを実施した。いずれの場合においても他の実験値や計算値と概ね一致する結果が得られており、本計算手法の熱輸送や水蒸気輸送を伴う微気象場の乱流解析に対する有効性が示された。

参考文献

- 井上 実 他 (1992) : 自由表面適合座標系を用いた有限体積法による非線形水波の計算, 関西造船協会誌, 第217号, pp. 13-20.
- 片岡浩人, 水野 稔 (1999) : 流入変動風を用いた三次元角柱周りの気流解析, 日本建築学会計画系論文集, 第523号, pp.71-77.
- 数値流体力学会編集委員会編 (1995) : 乱流解析. 数値流体力学シリーズ3, 東京大学出版会
- 張 会来, 小林敏雄, 谷口伸行 (1998) : 一般座標系LESにおける壁法則の応用, 生産研究, 50巻, 2号, pp.107-110.
- 新野 宏 (1987) : 流れの安定性について, 天気, 34, 11, pp.15-28.
- 宮内敏雄, 店橋 護 (2000) : 一様乱流のcoherent微細構造, 数理解析研究所講義録, 1121巻, pp.9-19.
- Germano M. *et al.* (1991): A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model, *Phys. Fluids A*, 3, pp.1760-1765.
- Grötzbach G. (1982): Direct numerical simulation of laminar and turbulent Bénard convection, *J. Fluid Mech.*, Vol. 119, pp.27-53.
- Grötzbach G. (1983): Spatial resolution requirements for direct numerical simulation of the Rayleigh-Bénard convection, *J. Comp. Phys.*, 49, pp.241-264.
- Kobayashi H. (2005): The subgrid-scale models based on coherent structures for rotating homogeneous turbulence and turbulent channel flow, *Phys. Fluids*, 17, 045104.
- Kobayashi H., Ham F. and Wu X. (2008): Application of a local SGS model based on coherent structures to complex geometries, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 29, pp.640-653.
- Kozuka M., Seki Y. and Kawamura H. (2008): DNS database of wall turbulence and heat transfer, Kawamura lab., Tokyo Univ. of Science, <http://murasun.me.noda.tus.ac.jp/turbulence/>
- Siebesma A. P. *et al.* (2003): A large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 60, No. 10, pp.1201-1219.
- Smagorinsky J. (1963): General circulation experiments with the primitive equations. I. the basic experiment, *Mon. Weather Rev.*, Vol. 91, pp.99-164.

Tanaka M. and Kida S. (1993): Characterization of vortex tubes and sheets, *Phys. Fluids A*, 5, pp.2079-2082.

(論文受理日 : 2015年6月9日)