

## 種々の SGS モデルによるサーマルプルームの LES

### Large Eddy Simulations of a Thermal Plume by Means of Various Subgrid-scale Models

○ 阿部伸之, 消防研, 東京都調布市深大寺東町 4-35-3, E-mail: abe@fri.go.jp

Nobuyuki ABE, National Research Institute of Fire and Disaster, 4-53-3 Jindaiji-higashimachi, Chofu-shi, Tokyo, Japan

In terms of limitations of computer resources, such as processing speed and storage capacity, grid width is often larger in engineering large eddy simulation (LES). It should be making the buoyancy effect into subgrid-scale model with a coarse grid. Flow behavior of a fire plume rising from the origin of a fire is a vital motion common to any fire occurring. Therefore, I performed LES of a thermal plume by using various subgrid-scale models with disturbance. The models are Smagorinsky model, simplified Deardorff model and modified Smagorinsky model. The modified Smagorinsky model incorporates the buoyant effect. As a main result, it is found that the white Gauss noise disturbance makes the coherent structure in the plume in the case of any models.

#### 1. はじめに

ラージ・エディ・シミュレーション (以下、「LES」) を工学的に取り扱う場合、計算速度や記憶容量などの計算機資源の点から計算格子幅 (フィルタ幅) は大きくなりがちである。そのため、浮力を伴う流れのような Grid-scale (以下、「GS」) で計算していた浮力効果の一部を Subgrid-scale (以下、「SGS」) でも担うようになると考えられる。

そこで、火災の際に火元から発生した煙が建物内に伝播していく様子を予測する場合、火元から上昇する火災プルームの流動性状は、どの火災にも共通に出現する極めて重要な運動であることから<sup>1)</sup>、本研究では条件の複雑さを避けるために燃焼を伴わないサーマルプルームを計算対象として取り上げ、種々の乱流モデル (Smagorinsky モデル、簡易 Deardorff モデル、浮力効果を伴う修正 Smagorinsky モデル) を用いることによる計算結果の相違や熱源に導入したホワイトガウスノイズによる擾乱の有無が流れ場に与える影響について調べたので報告する。

#### 2. 数値計算の概要

##### 2.1 支配方程式

サーマルプルームの浮力効果を考慮するためのブシネスク近似を用いた非圧縮性流れの支配方程式は、連続の式 (式(1))、運動方程式 (式(2))、エネルギー方程式 (式(3)) から構成される。支配方程式には、LES を行うためのフィルタ操作が施されている。

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - g\beta\delta_{i3}(\bar{\theta} - \theta_0) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{\theta}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \alpha \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial h_j}{\partial x_j} \quad (3)$$

ここで、式の表記はアインシュタインの総和規約に従い、 $x_i$  はデカルト座標系[m]、下添え字  $i, j$  は水平方向 (=1, 2) 及び鉛直方向 (=3)、 $\bar{f}$  は物理量  $f$  の GS 成分を表し、 $u_i$  は速度[m/s]、 $p$  は圧力[Pa]、 $\theta$  は温度[K]、 $\rho_0$  は初期密度 (=1.1609 kg/m<sup>3</sup>)、 $\theta_0$  は初期温度 (=293.15 K)、 $\nu$  は動粘性係数 (=1.604 × 10<sup>-5</sup> m<sup>2</sup>/s)、 $g$  は重力加速度 (= -9.80665 m/s<sup>2</sup>)、 $\beta$  は体積膨張率[K<sup>-1</sup>]、 $\alpha$  は分子温度拡散係数 (=2.236 × 10<sup>-5</sup> m<sup>2</sup>/s)、 $\tau_{ij}$  は SGS レイノルズ応力[Pa]、 $h_j$  は SGS 熱フラックス[K m/s]、 $\delta_{ij}$  はクロネッカーのデルタである。

式(4)及び式(5)に示す SGS レイノルズ応力  $\tau_{ij}$  及び SGS 熱フラックス  $h_j$  は、方程式系を閉じるために後述する乱流モデルによりモデル化することになる。

$$\tau_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (4)$$

$$h_j = \bar{u}_j \bar{\theta} - \bar{u}_j \bar{\theta} \quad (5)$$

##### 2.2 乱流モデル (SGS モデル)

LES を用いる場合の乱流モデルは SGS モデルである。本研究では、渦粘性近似 (勾配拡散近似) を式(4)及び式(5)に適用すると、

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij} \quad (6)$$

$$h_j = -\alpha_{SGS} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \quad (7)$$

ここで、 $\bar{S}_{ij}$  は GS ひずみ速度テンソル[s<sup>-1</sup>]、 $\nu_{SGS}$  は SGS 渦粘性係数[m<sup>2</sup>/s]、 $\alpha_{SGS}$  は SGS 温度拡散係数[m<sup>2</sup>/s]である。SGS 渦粘性係数  $\nu_{SGS}$  と SGS 温度拡散係数  $\alpha_{SGS}$  の関係は、

$$\alpha_{SGS} = \frac{\nu_{SGS}}{Pr_{SGS}} \quad (8)$$

ここで、 $Pr_{SGS}$  は乱流プラントル数 (=0.5) である。

##### 2.2.1 Smagorinsky モデル<sup>2)</sup>

Smagorinsky モデルは、SGS 渦粘性係数  $\nu_{SGS}$  を式(9)に示すように GS ひずみ速度テンソル  $\bar{S}_{ij}$  から構成する。

$$\nu_{SGS} = (C_S \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \quad (9)$$

$$|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (10)$$

ここで、 $C_S$  は Smagorinsky 定数、 $\bar{\Delta}$  はグリッドフィルタ幅である。Smagorinsky モデルは、その使い勝手から工学的に広く使われている SGS モデルであるが、乱流エネルギーの散逸効果を主としており浮力効果は本モデルに含まれていない。

##### 2.2.2 簡易 Deardorff モデル<sup>3)~6)</sup>

簡易 Deardorff モデルは、SGS 渦粘性係数  $\nu_{SGS}$  を式(11)に示すように SGS 乱流エネルギー  $k_{SGS}$  から構成する。

$$\nu_{SGS} = C_D \bar{\Delta} (k_{SGS})^{1/2} \quad (11)$$

ここで、 $C_D$  は Deardorff 定数である。本来の Deardorff モデル<sup>3)</sup>は、SGS 乱流エネルギー  $k_{SGS}$  を求める際にその輸送方程式を用いる 1 方程式モデルであるが、ここではスケール相比例モデル<sup>4)</sup>の概念に基づく式(12)から SGS 乱流エネルギー  $k_{SGS}$  を求める 0 方程式モデルとする。したがって、本来の Deardorff モデルと区別するために簡易 Deardorff モデルと呼ぶことにする。

$$k_{SGS} = \frac{1}{2} (\bar{u}_j - \tilde{u}_j) (\bar{u}_j - \tilde{u}_j) \quad (12)$$

ここで、 $\tilde{f}$  は物理量  $f$  にテストフィルタ (テストフィルタ幅:  $2\bar{\Delta}$ )

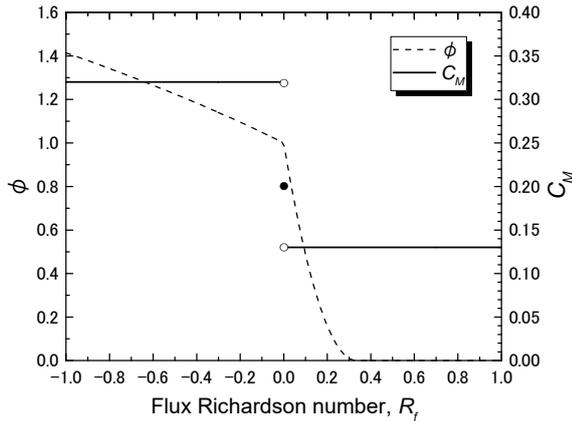


Fig. 1 Parameter  $\phi$  and coefficient  $C_M$  in Modified Smagorinsky model as a function of flux Richardson number  $R_f$ .

を施したことを表す。簡易 Deardorff モデルは、火災分野の CFD で専ら使用されている火災シミュレータ Fire Dynamics Simulator Ver. 6<sup>6)</sup>で既定モデルとして使用されている SGS モデルであることから、本研究でもその特性を調べるべく SGS モデルの一つとして用いた。浮力効果は本モデルにもまた含まれていない。

### 2.2.3 修正 Smagorinsky モデル<sup>6)~8)</sup>

SGS モデルにも浮力効果を含めるべく Smagorinsky モデルを修正した SGS モデルが、式(13)に示す修正 Smagorinsky モデルである。浮力効果を含む SGS モデルには、安定成層において鉛直方向の乱れを減衰する非等方的な効果が期待されるが、修正 Smagorinsky モデルは浮力効果を含むものの等方的である。しかし、本研究では、Smagorinsky モデルから容易に修正可能なことから本モデルを用いた。

$$v_{SGS} = (C_M \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \phi \quad (13)$$

$$\phi = \begin{cases} (1 - R_f)^{1/2} & (R_f < 0 : \text{不安定成層}) \\ \left(1 - \frac{R_f}{R_{fc}}\right)^2 & (0 < R_f < R_{fc} : \text{安定成層}) \\ 0 & (R_f > R_{fc} : v_{SGS} = 0) \end{cases} \quad (14)$$

ここで、 $C_M$ は修正 Smagorinsky 定数、 $R_f$ はフラックス・リチャードソン数、 $R_{fc}$ は臨界フラックス・リチャードソン数 (=1/3) である。フラックス・リチャードソン数 $R_f$ は式(15)を用いて導き出される。

$$R_f = - \frac{1}{|\bar{S}|^2 P_{rSGS}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} g \beta \delta_{j3} \quad (15)$$

フラックス・リチャードソン数 $R_f$ とパラメータ $\phi$ 及び修正 Smagorinsky 定数 $C_M$ の関係について、Fig.1に示す。 $R_f = 0$  (中立)の時、Smagorinsky モデル ( $C_S = 0.2$ )になる。 $R_f > R_{fc}$ において、乱流ではなくなるものとする。

### 2.3 計算空間と計算条件

計算空間を Fig. 2 に示す。直方体のポイド空間の床面中央に熱源が設置されている。空間寸法は、 $x(x_1)$ 方向 3.0m、 $y(x_2)$ 方向 3.5 m、 $z(x_3)$ 方向 2.0m である。計算格子は、等間隔直交格子である。計算格子数は、 $x \times y \times z = 300 \times 350 \times 200 = 21,000,000$ である。

初期条件は、無風状態、気温 293.15 K (20°C) である。

境界条件は以下の通り。床面及び側面は、すべりなし断熱壁である。床面中央の熱源は、0.1 m×0.1 m の平面で 323.15 K (50°C) とし、その温度を基準に後述する擾乱を導入した場合としない場合がある。天井面は自由流出条件である。

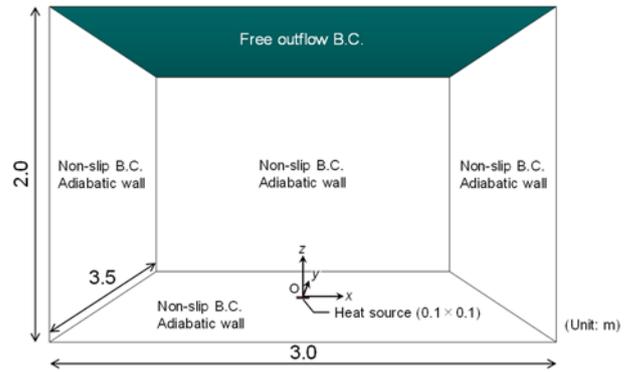


Fig. 2 Computational domain (cavity space) and boundary conditions.

Table 1 Calculation case.

Smagorinsky model	$C_S$	0.1 0.2	with or without disturbance
Simplified Deardorff model	$C_D$	0.1 0.2	
Modified Smagorinsky model	$C_M$	(cf. Fig. 1)	
No SGS model	—		

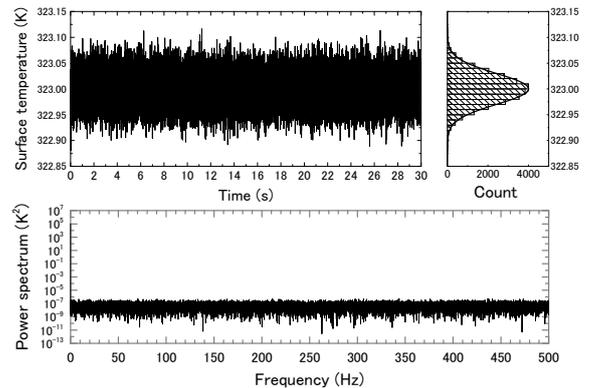
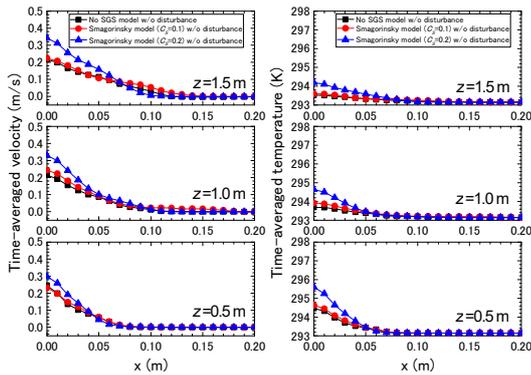


Fig. 3 Histogram and power spectrum of the time series surface temperature at the center of the heater.

本研究で用いた SGS モデルは、前述した Smagorinsky モデル、簡易 Deardorff モデル、修正 Smagorinsky モデルであり、更に SGS モデルを用いないケースの計算も行った。SGS モデルのモデル定数は、Smagorinsky 定数 $C_S = 0.1, 0.2$ 、Deardorff 定数 $C_D = 0.1, 0.2$ である。したがって、計算ケースは 6 通りになり、後述の擾乱の有無を考慮すると 2 倍の 12 通りとなり (Table 1)。

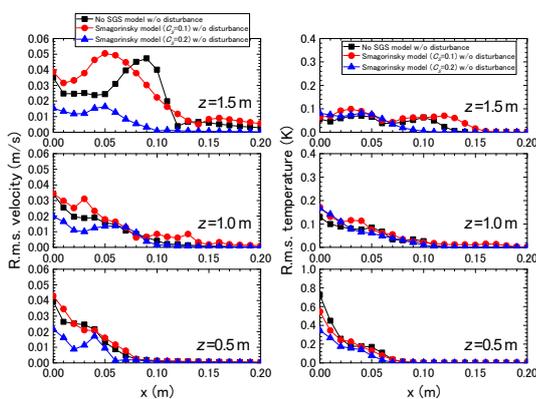
空間微分は 2 次精度中心差分法、時間進行は 3 次精度アダムス・バッシュフォース法 (時間刻み:  $1.0 \times 10^{-3}$  s)、圧力解法は HSMAC 法 (緩和係数: 0.8、収束判定基準: すべての格子で GS 速度の発散が  $1.0 \times 10^{-5}$  より小さい) として 30 秒間の流れの計算をした。

本研究で使用した計算機について、OS は CentOS6.6 64 ビット、CPU は Intel Xeon E5-1660v3 を 1 基、メモリは DDR4-2133 ECC Registered を 32GB 搭載している。プログラムは Fortran90 で作成し、Intel Fortran compiler 15.0.3.187 でコンパイルした実行ファイルを OpenMP により 8 コアの並列計算を行った。



(a) Z-direction GS velocity (b) GS temperature

Fig. 4 Time-averaged (20-25 s) values in the  $zx$  plane ( $y=0$  m) in the case of Smagorinsky model without disturbance.



(a) Z-direction GS velocity (b) GS temperature

Fig. 5 Root-mean-square values in the  $zx$  plane ( $y=0$  m) in the case of Smagorinsky model without disturbance.

## 2.4 熱源に導入する擾乱

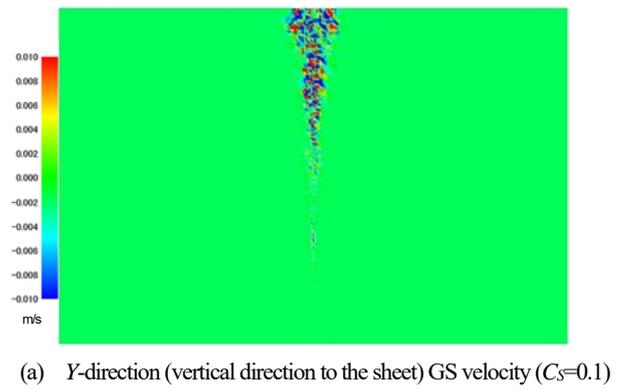
熱源に正規乱数を用いた擾乱を導入する。例えば、Fig.3 に示す熱源の表面中央温度の経時変化データとその度数分布について、標準正規分布  $N(0, 1^2)$  でありパワースペクトルが一樣になる所謂ホワイトガウスノイズの擾乱を Box-Muller 法により生成した。その擾乱を熱源上のすべての格子表面の温度に与えている。乱流強度  $TI$  は 1% である。

## 3. 結果と考察

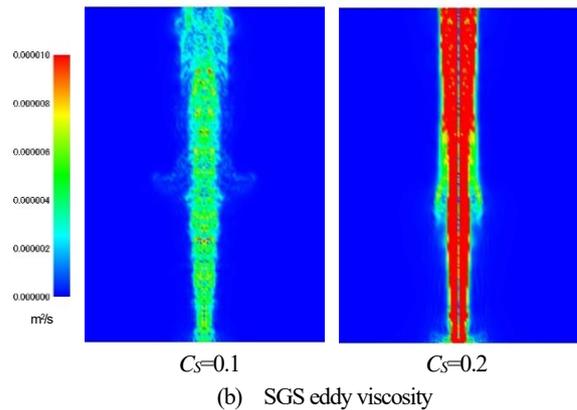
まず、種々の SGS モデルを用いた場合のブルームの GS 速度、GS 温度及び SGS 渦粘性係数から基本的な流れ場の性状を定性的に見てみる。次に、熱源に導入した擾乱が流れ場に与える影響について述べる。最後に、工学的な利用には重要な情報となる計算機の負荷について述べる。

### 3.1 Smagorinsky モデルと簡易 Deardorff モデル

Fig.4 及び Fig.5 は、Smagorinsky モデル ( $C_s = 0.1, 0.2$ ) を用いた場合及び SGS モデルを用いない場合について、20~25 秒の 5 秒間時間平均  $z$  方向 (鉛直方向) GS 速度及び GS 温度 (Fig.4) の  $zx$  平面 ( $y=0$  m) での高さ  $z$  毎の分布とそこからずれにより乱れの強さを表した同時間における r.m.s. 値 (以下、「r.m.s. GS 速度」及び「r.m.s. GS 温度」) の  $zx$  平面 ( $y=0$  m) の高さ  $z$  毎の分布である (Fig. 5)。時間平均 GS 速度は、SGS モデルを用いない場合 (GS 速度ではなく速度である) や  $C_s = 0.1$  の場合に比べ  $C_s = 0.2$  の場合はブルーム中央部分が大きい。また、高さ  $z$  が大きくなるに連れて中央付近速度が大きくなりまたは一定のまま裾野の GS 速度が大きくなる



(a) Y-direction (vertical direction to the sheet) GS velocity ( $C_s=0.1$ )



(b) SGS eddy viscosity

Fig. 6 Instantaneous contours at 25 s in the  $zx$  plane ( $y=0$  m) in the case of Smagorinsky model without disturbance.

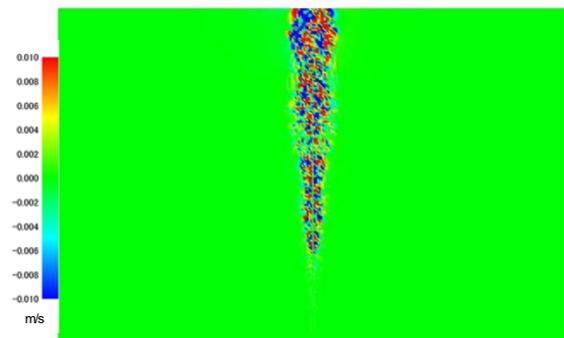
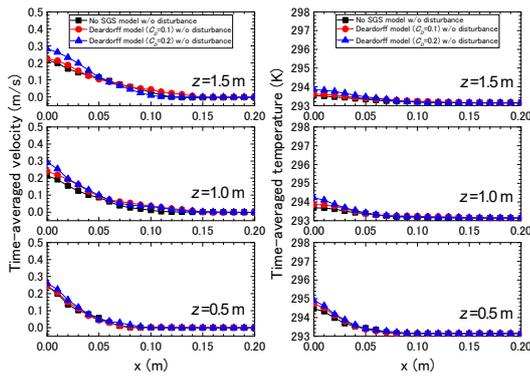


Fig. 7 Instantaneous  $y$ -direction (vertical direction to the sheet) velocity contours at 25 s in the  $zx$  plane ( $y=0$  m) in the case of No SGS model without disturbance.

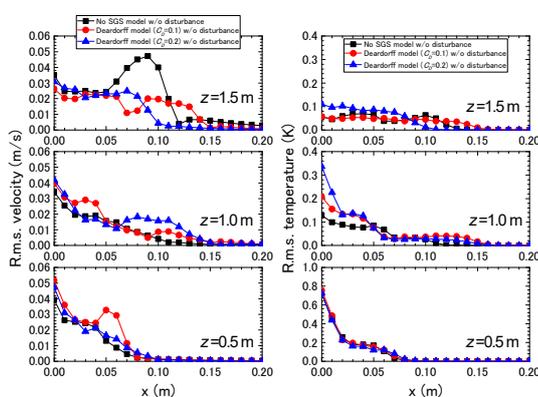
っていく。それに対して、時間平均 GS 温度は高さ  $z$  が大きくなるに連れて中央付近温度が小さくなる。r.m.s. GS 速度については、SGS モデルを用いない場合よりも  $C_s = 0.1$  の場合は同じか大きく、 $C_s = 0.2$  の場合は小さい。高さ  $z$  が増すにしたがって乱れの強い場所がブルーム中央付近から外側に広がる。 $C_s = 0.2$  の場合、乱れが小さいことが原因でブルーム中央部分の運動量が裾野部分に拡散するのを弱めたと考える。r.m.s. GS 温度の場合も同様に高さ  $z$  が増すにしたがって外側に裾野が広がっている。

Fig. 6 は、Smagorinsky モデルを用いた場合について、25 秒時点での瞬時  $y$  方向 (紙面に垂直で正が奥、負が手前方向) GS 速度及び瞬時 SGS 渦粘性係数の  $zx$  平面 ( $y=0$  m) 等値分布図を  $\pm 1.0 \times 10^{-2}$  m/s 及び  $0 \sim 1.0 \times 10^{-5}$  m<sup>2</sup>/s の範囲で示したものである。比較のために SGS モデルを用いない場合の瞬時  $y$  方向速度の  $zx$  平面 ( $y=0$  m) 等値分布図を Fig. 7 に示す。瞬時  $y$  方向速度について、SGS モデルを用いない場合は鉛直方向  $z=0.5$  m の位置から正負の細かい



(a) Z-direction GS velocity (b) GS temperature

Fig. 8 Time-averaged (20-25 s) values in the  $zx$  plane ( $y=0$  m) in the case of simplified Deardorff model without disturbance.



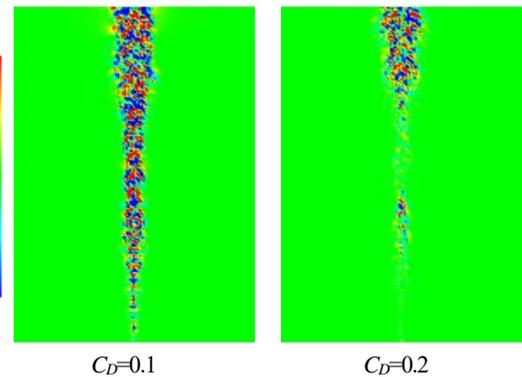
(a) Z-direction GS velocity (b) GS temperature

Fig. 9 Root-mean-square values in the  $zx$  plane ( $y=0$  m) in the case of simplified Deardorff model without disturbance.

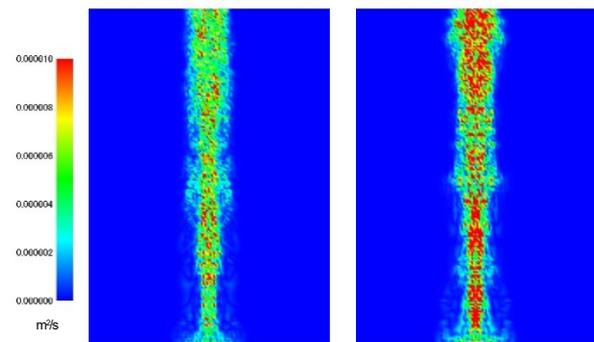
領域が出現するのに対し、 $C_S = 0.1$  の場合は鉛直方向  $z=1.0$  m の位置から同様の正負の細かい領域が出現する。 $C_S = 0.2$  の場合は瞬時  $y$  方向速度が発達せず作図しても比較表示できないほど小さい値であった。瞬時 SGS 渦粘性係数について、 $C_S = 0.1$  の場合は  $C_S = 0.2$  に比べて小さい値の分布になり、Smagorinsky 定数の大小に見合った結果となった。Smagorinsky 定数が大きくなると、その散逸効果も大きくなり瞬時  $y$  方向速度の発達を抑制するものと考えられる。

Fig. 8 及び Fig. 9 は、Fig. 4 及び Fig. 5 と同様の簡易 Deardorff モデル ( $C_D = 0.1, 0.2$ ) を用いた場合及び SGS モデルを用いない場合である。時間平均 GS 速度及び温度は、SGS モデルを用いない場合や  $C_D = 0.1$  の場合に比べ  $C_D = 0.2$  の場合はブルーム中央部分がやや大きい。時間平均 GS 速度は高さ  $z$  が大きくなるに連れて中央付近速度が一定のまま裾野の GS 速度が大きくなっていくのに対し、時間平均 GS 温度は高さ  $z$  が大きくなるに連れて中央付近温度が小さくなる。r.m.s. GS 速度については、時間平均 GS 速度分布の裾野付近に乱れの強い領域があるのに対し、r.m.s. GS 温度では中央付近に乱れの強い領域が存在する。Smagorinsky モデルの場合と同様の傾向である。

Fig. 10 は、Fig. 6 と同様の簡易 Deardorff モデルを用いた場合である。 $C_D = 0.1$  の場合に比べ、 $C_D = 0.2$  の場合は瞬時  $y$  方向速度の発達が遅い。 $C_D = 0.1$  の場合は熱源近傍から瞬時  $y$  方向速度の正負の細かい領域が出現するが、 $C_D = 0.2$  の場合は  $z=0.6\sim 0.8$  m 付近に瞬時  $y$  方向速度の正負の細かい領域が局所的に出現するが、 $z=0.8\sim 1.3$  m で消滅し、 $z=1.3$  m から上方で再び出現する。



(a) Y-direction (vertical direction to the sheet) GS velocity



(b) SGS eddy viscosity

Fig. 10 Instantaneous contours at 25 s in the  $zx$  plane ( $y=0$  m) in the case of simplified Deardorff model without disturbance.

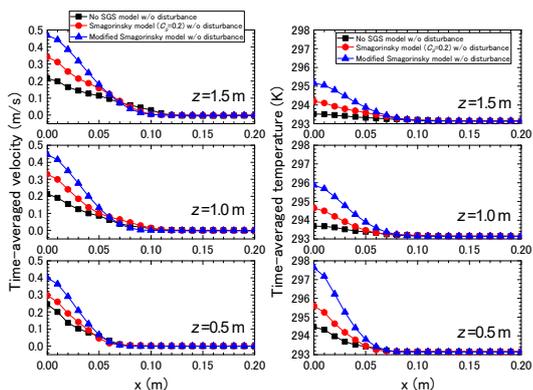
Smagorinsky モデルの場合と同様に、Deardorff 定数が大きくなると、その散逸効果も大きくなり瞬時  $y$  方向速度の発達を抑制するものと考えられる。

瞬時 SGS 渦粘性係数について、 $C_D = 0.1$  の場合は  $C_D = 0.2$  に比べて小さい値の分布になり、Deardorff 定数の大小に見合った結果となった。Smagorinsky モデルと比較すると、 $(C_S = 0.1) < (C_D = 0.1) < (C_D = 0.2) < (C_S = 0.2)$  の順に瞬時 SGS 渦粘性係数が空間分布的に大きな値になる。

### 3.2 修正 Smagorinsky モデル (浮力効果を考慮した SGS モデル)

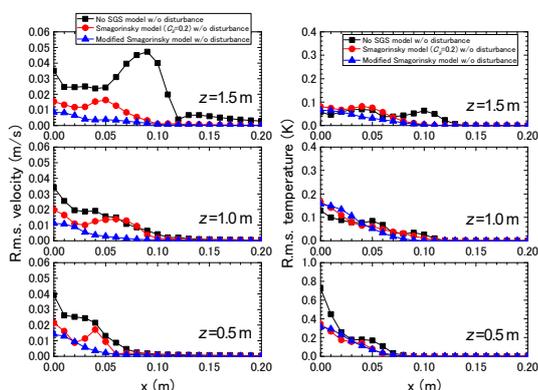
Fig. 11 及び Fig. 12 は、Fig. 4 及び Fig. 5 や Fig. 8 及び Fig. 9 と同様の修正 Smagorinsky モデルを用いた場合である。参考に、SGS モデルを用いない場合と中立状態 ( $R_f = 0$ ) で同等な Smagorinsky モデル ( $C_S = 0.2$ ) の結果も合わせて表示している。時間平均 GS 速度及び温度は共通して、修正 Smagorinsky モデル、Smagorinsky モデル ( $C_S = 0.2$ )、SGS モデルを用いない場合の順にブルーム中央付近において大きい。修正 Smagorinsky モデルを用いた場合には、r.m.s. GS 速度及び r.m.s. GS 温度が低く、Smagorinsky モデル ( $C_S = 0.2$ ) の場合に比べて乱れが弱い。そのため、ブルーム中央部分の運動量が裾野部分に分配されることが弱まり、ブルーム中央部分の時間平均 GS 速度が大きくなるものと考えられる。Smagorinsky モデルや簡易 Deardorff モデルに比べて、この傾向は顕著である。

Fig. 13 は、Fig. 6(b) や Fig. 10(b) の瞬時 SGS 渦粘性係数の部分と同様の修正 Smagorinsky モデルを用いた場合である。Smagorinsky モデル ( $C_S = 0.2$ ) の場合 (Fig. 6(b)) と同様の大きさと大部分が明瞭な同様の分布性状であった。瞬時  $y$  方向 GS 速度の  $zx$  平面 ( $y=0$  m) 等値分布図については、Smagorinsky モデル ( $C_S = 0.2$ ) の場合と同様に瞬時  $y$  方向 GS 速度が発達せず作図して比較表示できないほど小さい値であった。



(a) Z-direction GS velocity (b) GS temperature

Fig. 11 Time-averaged (20-25 s) values in the  $xz$  plane ( $y=0$  m) in the case of modified Smagorinsky model without disturbance.



(a) Z-direction GS velocity (b) GS temperature

Fig. 12 Root-mean-square values in the  $xz$  plane ( $y=0$  m) in the case of modified Smagorinsky model without disturbance.

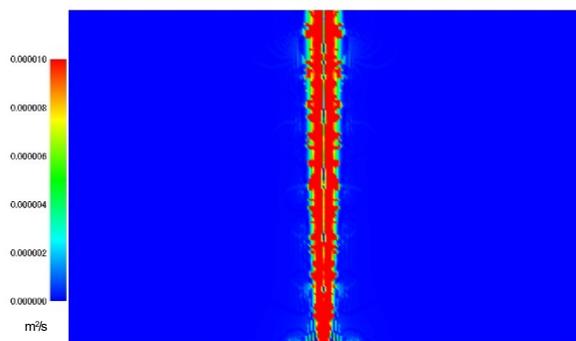
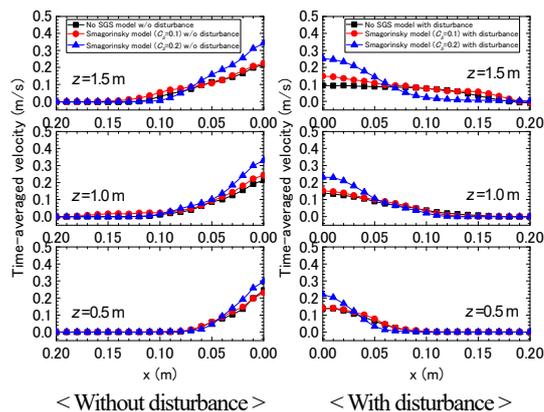


Fig. 13 Instantaneous SGS eddy viscosity contours at 25 s in the  $xz$  plane ( $y=0$  m) in the case of modified Smagorinsky model without disturbance.

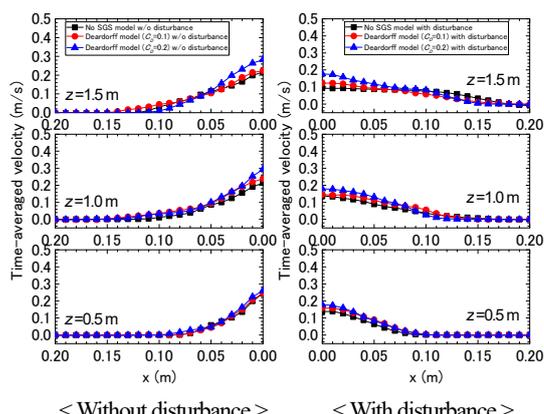
### 3.3 熱源に導入した擾乱の影響

乱流強度  $TI$  が 1% のホワイトガウスノイズの擾乱を熱源の表面温度に与えた種々 SGS モデルを用いた場合について、上述の擾乱のない結果との相違について見ていく。

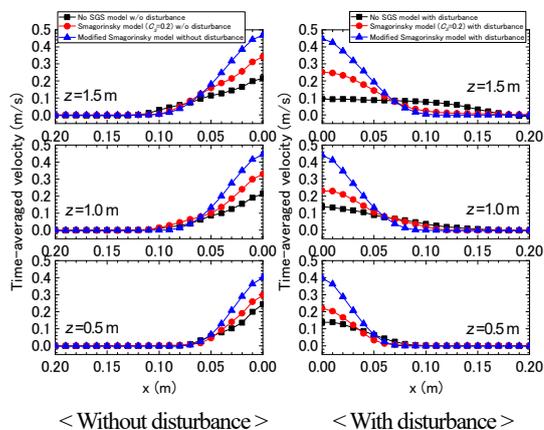
Fig. 14 は、Smagorinsky モデル、簡易 Deardorff モデル、修正 Smagorinsky モデルを用いた場合について、時間平均  $z$  方向 GS 速度の  $xz$  平面 ( $y=0$  m) での高さ  $z$  毎の分布である。左図は、既に Fig. 4(a)、Fig. 8(a)、Fig. 11(a) で掲載した擾乱なし場合について、冗長的ではあるが横軸を反転させて再掲した。Smagorinsky モデル及び簡易 Deardorff モデルを用いた場合は、擾乱を導入すると時間平均 GS 速度は中央付近が低下し、裾野部分が増加する。わずかで



(a) Smagorinsky model



(b) Simplified Deardorff model



(c) Modified Smagorinsky model

Fig. 14 Time-averaged (20-25 s)  $z$ -direction GS velocity in the  $xz$  plane ( $y=0$  m).

はあるが修正 Smagorinsky モデルも同様の傾向である。

Fig. 15 は、Smagorinsky モデル、簡易 Deardorff モデル、修正 Smagorinsky モデルを用いた場合について、r.m.s. GS 速度の  $xz$  平面 ( $y=0$  m) での高さ  $z$  毎の分布である。左図は既に Fig. 5(a)、Fig. 9(a)、Fig. 12(a) で掲載した擾乱なし場合について Fig. 14 左図と同様に横軸を反転させて再掲した。Smagorinsky モデル及び簡易 Deardorff モデルを用いた場合は、擾乱を導入すると r.m.s. GS 速度は中央付近が低下し、裾野部分が増加する。特に  $z=1.5$  m における裾野の増大は顕著でありブルームが上昇するにしたがい、乱れが拡大している様子がうかがえる。修正 Smagorinsky モデルに場合は、擾乱を導入した場合の r.m.s. GS 速度の中央付近の低下は見られないが、 $z=1.5$  m において乱れは増大している様子がうかがえる。

Fig. 16 は、種々の SGS モデルについて擾乱を導入した場合の 25

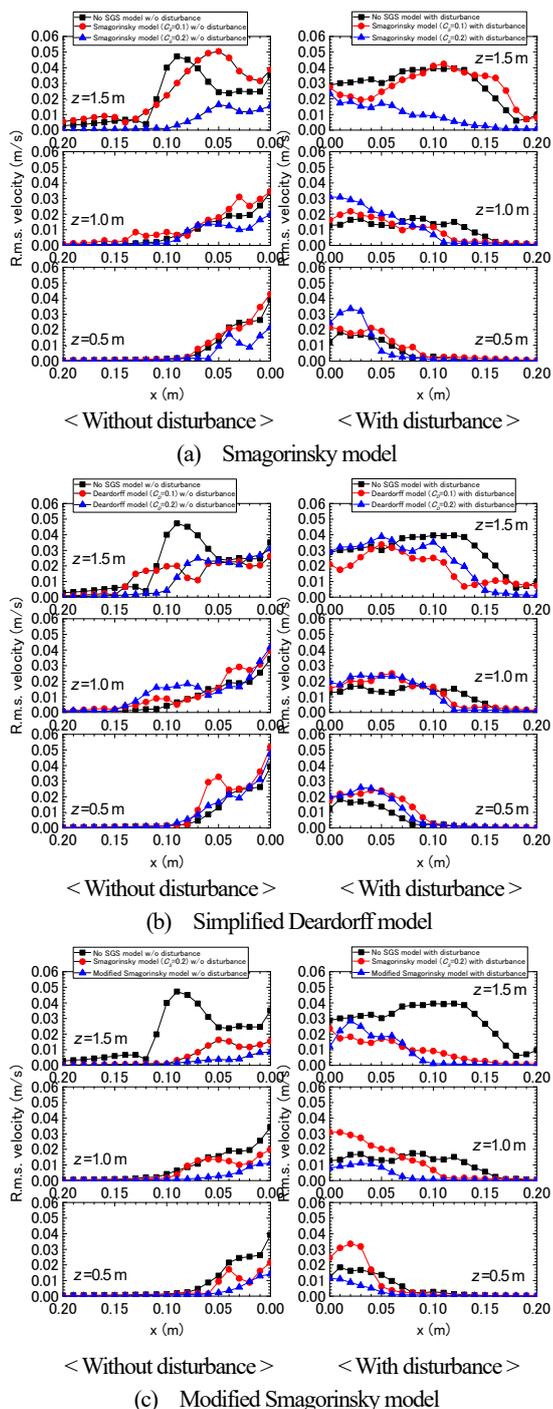


Fig. 15 Root-mean-square  $z$ -direction GS velocity in the  $zx$  plane ( $y=0$  m) with disturbance.

秒時点での瞬時  $y$  方向 (紙面に垂直で正が奥、負が手前方向) GS 速度の  $zx$  平面 ( $y=0$  m) 等値分布図を  $\pm 1.0 \times 10^{-2}$  m/s の範囲で示したものである。すべての計算ケースにおいて、 $z$  方向 (鉛直方向) に向かって瞬時  $y$  方向 GS 速度の正の領域 (Fig. 16 赤色部分) と負の領域 (Fig. 16 青色部分) が交互に配列する組織的な構造が出現する。擾乱を導入したことが要因になり、このような構造が出現したことは間違いないが、SGS モデルの種類やその定数の違いに関わらず、さらに SGS モデルを使用しない場合にも出現している。一方、ここでは示していないが、擾乱の有無によって瞬時 SGS 渦粘性係数の分布性状については顕著な違いは出なかった。

Fig. 17 は、Fig. 16 でも比較的組織的な構造が明瞭であった Smagorinsky モデル ( $C_s = 0.1$ ) について、プルームの渦の同定の

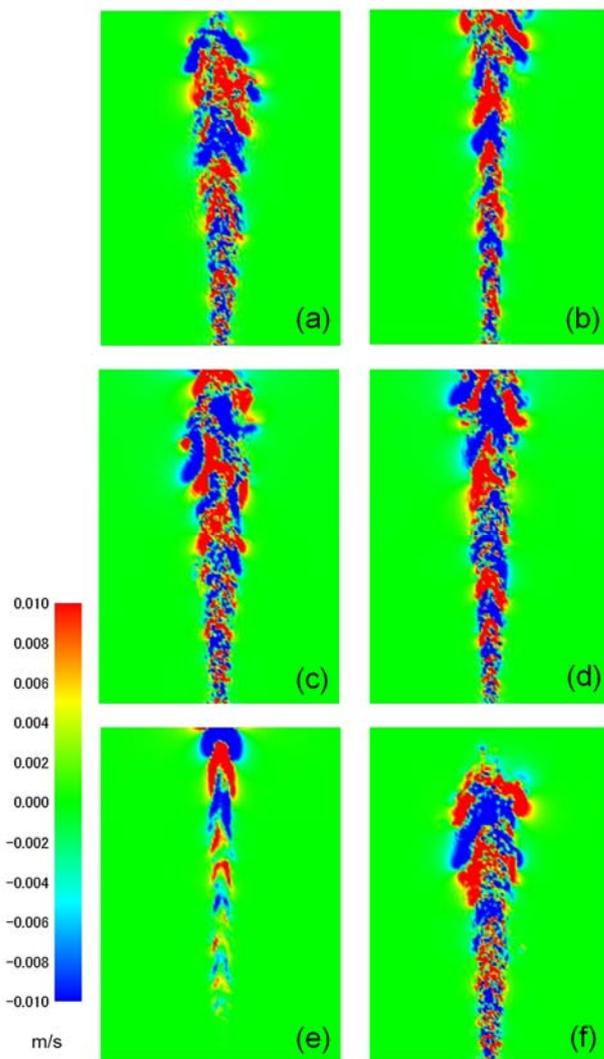


Fig. 16 Instantaneous  $y$ -direction (vertical direction to the sheet) GS velocity contours at 25 s in the  $zx$  plane ( $y=0$  m) with disturbance.

- (a) Smagorinsky model ( $C_s=0.1$ ),
- (b) Smagorinsky model ( $C_s=0.2$ ),
- (c) Simplified Deardorff model ( $C_D=0.1$ ),
- (d) Simplified Deardorff model ( $C_D=0.2$ ),
- (e) Modified Smagorinsky model,
- (f) No SGS model

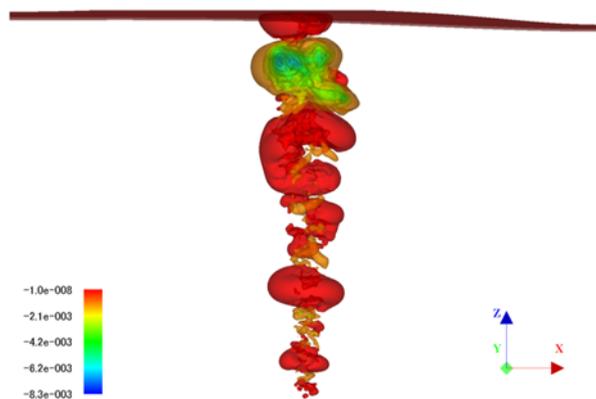


Fig. 17 Instantaneous GS pressure isosurfaces at 25 s in the case of Smagorinsky model ( $C_s=0.1$ ) with disturbance.

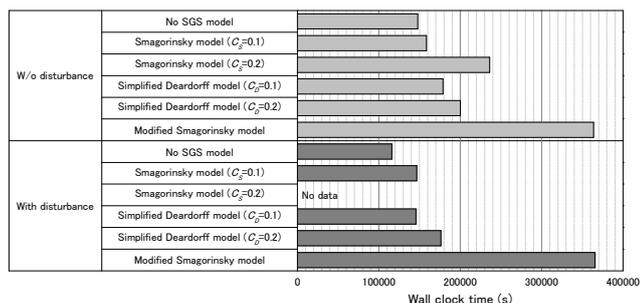


Fig. 18 Wall clock time.

ために瞬時 GS 圧力の等値面を可視化したものである。確かに組織的構造が出現し、 $z$  方向（鉛直方向）に向かってリング状の渦が等間隔に整列することが確認できた。

### 3.4 計算機の負荷

計算機の負荷として、メモリ使用量と計算時間を以下に示す。

メモリ使用量は、SGS モデルの種類、擾乱の有無にかかわらず 9.67 GB であった。SGS モデルの種類、擾乱の有無を初期設定のパラメータによって切り替え、一つのプログラムによって計算しているが、それに関わらずすべての SGS モデルにおいて使用する変数をメモリに割り当ててしまっているプログラム設計上の問題がある。したがって、チューニングすればメモリ使用量は恐らく削減可能であるから、今回示した 9.67GB はメモリの最大使用量と考えられる。

計算時間を Fig. 18 に示す。ここでの計算時間は、計算開始から計算終了まで実際に計算実行に費やした時間のことである。SGS モデルを用いない場合は計算時間が最も短い。Modified Smagorinsky モデルを用いた場合は計算時間が突出して最も長く、SGS モデルを用いない場合を基準にすると擾乱導入なしの場合で 2.5 倍、擾乱導入ありの場合で 3.1 倍である。擾乱の有無による影響について、Modified Smagorinsky モデルでは変化はないが、Smagorinsky モデル及び簡易 Deardorff モデルでは擾乱を導入する方が 1~3 割ほど計算時間が短くなる。一つの可能性として、擾乱を導入すると組織的構造が出現したことから、細かな変動を計算する擾乱なしに比べて収束計算が早く終了するために時間短縮になったと考える。また、擾乱を導入しない Smagorinsky モデル及び簡易 Deardorff モデルと擾乱を導入した簡易 Deardorff モデルにつ

いて、モデル定数の低い方が計算時間が短かった。

## 4. まとめ

サーマルプルームを計算対象として、種々の乱流モデルを用いた LES による計算結果の相違や熱源に導入したホワイトガウスノイズによる擾乱の有無が流れ場に与える影響について調べた。その結果、浮力効果を考慮した Modified Smagorinsky モデルを用いた場合のプルームは、他の Smagorinsky モデルや簡易 Deardorff モデルの分布性状と大きく異なり、中央部分の GS 速度が大きく、乱れが小さいことがわかった。また、SGS モデルの種類に関わらず、ホワイトガウスノイズの擾乱を導入すると等間隔に整列したリング状の渦が組織的構造としてプルームに出現することがわかった。

## 参考文献

- (1) 北風慎吾, 阿部伸之, "オープンソース CFD による火災プルームの数値計算 (FDS と OpenFOAM の比較)", 第 26 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, (2012), E10-3.
- (2) J. Smagorinsky, "General circulation experiment with primitive equations", Monthly Weather Review, Vol. 91, (1963), pp. 99-164.
- (3) J. W. Deardorff, "Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model", Boundary-Layer Meteorology, Vol. 18, (1980), pp. 495-527.
- (4) J. Bardina, J. H. Ferziger, W. C. Reynolds, "Improved Subgrid Scale Models for Large Eddy Simulation", In AIAA 13th Fluid & Plasma Dynamics Conference, AIAA-80-1357, (1980).
- (5) K. McGrattan, S. Hostikka, R. McDermott, J. Floyd, C. Weinschenk, K. Overholt, "Fire Dynamics Simulator Technical Reference Guide Volume 1: Mathematical Model", NIST Special Publication 1018-1 Sixth Edition, (2016), p. 27.
- (6) P. J. Mason, S. H. Derbyshire, "Large-eddy simulation of the stably-stratified atmospheric boundary layer", Boundary-Layer Meteorology, Vol. 53, (1990), pp. 117-162.
- (7) P. J. Mason, "Large-Eddy Simulation of the Convective Atmospheric Boundary Layer", Journal of the Atmospheric Sciences, Vol. 46, (1989), pp. 1492-1516.
- (8) 水谷国男, 村上周三, 持田灯, 富永禎秀, "LES による非等温室内気流解析—浮力効果を考慮した SGS モデルに関する検討—", 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集, (1992), pp. 625-628.