

Dynamic LES による上向き冷風吹出を持つ室内気流解析

LES Analysis of Non-Isothermal Flow in an Enclosed Space with Vertical Cold Jet using Dynamic SGS Model

飯塚 悟*・村上 周三**・大岡 龍三**・小杉 茂樹*

Satoru IIZUKA, Shuzo MURAKAMI, Ryoza OOKA and Shigeki KOSUGI

1. 序

筆者らは既報^{1,2)}において水平吹出口を持つ比較的低 Re 数の非等温室内気流の LES 解析を行った。その結果、Dynamic 型の SGS モデルを用いた場合、標準型の static な Smagorinsky モデル (以下 S モデルと略記) の結果に比べ、実験との対応が格段に向上する結果を得ている。本報では引き続き Dynamic SGS モデルの 1 つである Dynamic Smagorinsky モデル^{3,4)} (以下 DS モデルと略記) を鉛直上向吹出口を持つ比較的高 Re 数の 2 次元閉鎖空間内の非等温流れ場に適用し、通例の S モデル並びに Blay の実験⁵⁾ と比較する。

2. 計算概要

2.1 計算対象

図 1 に示す冷風吹出を含む閉鎖空間内の非等温流れ。この流れ場は安定、不安定両方の領域を含み、数値解析の対象として大変取り扱いの難しいものである。比較する実験

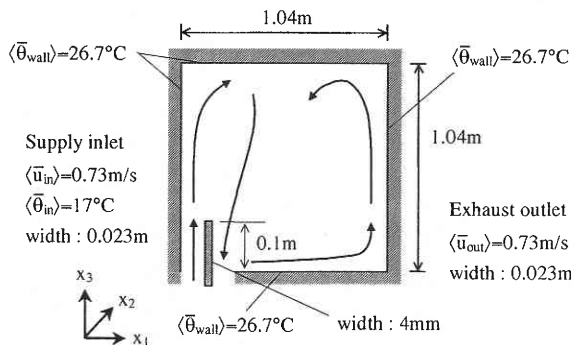


図 1 計算対象

は Blay⁵⁾ による 2 次元の精密模型実験。

2.2 解析方法

staggered grid を使用。離散スキームは空間に 2 次精度中心差分、時間に 3 次精度 Runge-Kutta 法⁶⁾ を用いた。計算領域は $45.217 L_0 (x_1) \times 13.044 L_0 (x_2) \times 45.217 L_0 (x_3)$ (L_0 : 吹出口幅) で、grid 分割は $83 (x_1) \times 15 (x_2) \times 68 (x_3)$ 。Re 数 ($U_0 L_0 / \nu$) は 1158, Ar 数 ($g\beta\Delta\theta_0 L_0 / U_0^2$) は 0.014。流入境界^{3):1)} は速度、温度ともに実験値。流出境界は速度に流入平均風速 U_0 の一様流を与え、温度は勾配を 0 とした。側面 (x_2) 方向境界面は対象壁条件 ($\partial \bar{u}_1 / \partial x_2 = \partial \bar{u}_3 / \partial x_2 = \partial \bar{\theta} / \partial x_2 = 0, \bar{u}_2 = 0$) とした。速度に対する壁面境界条件は Werner-Wengle 型モデル⁷⁾ を利用し、温度に対しては linear law (no-slip) を利用。使用した SGS モデル

表 1 SGS モデルの基礎方程式

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij} \quad (1), \quad \nu_{SGS} = C\bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \quad (2)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3), \quad |\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (4)$$

$$h_j = -\alpha_{SGS} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = -\frac{\nu_{SGS}}{Pr_{SGS}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \quad (5)$$

①標準型 Smagorinsky モデル (case 1)

$C=0.0256$ ($C_s=0.16$, C は C_s の 2 乗に対応) とし、 $\bar{\Delta}$ に Van Driest 型の damping function $f_\mu=1-\exp(-x_n^+ / 25)$ を乗じている。Pr_{SGS} は 0.5。

②Dynamic Smagorinsky モデル (case 2)²⁾

$$C = \frac{1}{2} \frac{\hat{\epsilon}_{ij} M_{ij}}{M_{kl}^2} \quad (6), \quad \frac{1}{Pr_{SGS}} = \frac{P_j R_j}{CR_k^2} \quad (7)$$

$$\hat{\epsilon}_{ij} = \widehat{u_i u_j} - \hat{u}_i \hat{u}_j \quad (8), \quad M_{ij} = \widehat{\Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij}} - \hat{\Delta}^2 |\hat{S}| \hat{S}_{ij} \quad (9)$$

$$P_j = \widehat{u_j \bar{\theta}} - \hat{u}_j \hat{\bar{\theta}} \quad (10), \quad R_j = \widehat{\Delta^2 |\bar{S}| \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j}} - \hat{\Delta}^2 |\hat{S}| \frac{\partial \hat{\bar{\theta}}}{\partial x_j} \quad (11)$$

*東京大学生産技術研究所 第 5 部

**東京大学生産技術研究所 附属計測技術開発センター

研 究 速 報

は標準型 Smagorinsky モデル (case 1) 及び Germano-Lilly^{3,4)} による Dynamic Smagorinsky モデル (case 2). 尚, SGS モデルの基礎方程式については表 1 に示す.

3. 計 算 結 果

3.1 平均風速 (図 2, 4)

図 2 に case 1 (S モデル), case 2 (DS モデル) 及び Blay の実験結果の風速ベクトル (x_1 - x_3 断面) を, 図 4 に室中央高さ ($x_3 = 0.5$ m) での $\langle \bar{u}_3 \rangle / U_0$ の水平 (x_1) 方向分布を示す. $x_1 = 0 \sim 0.025$ m の吹出噴流の領域において, case 1 (S モデル) の結果は実験に比べ風速を極めて小さく評価しているのに対し, 同じ領域において case 2 (DS モデル) の結果は, やや実験と差異が見られるものの, case 1 に比べ実験との対応が大幅に改善されている (図 2 参照). これは 3.3 で後述するように, case 2 は case 1 に比べて水平方向の乱流拡散が抑えられたためと考えられる.

3.2 平均温度 (図 3, 5)

図 3 に case 1 (S モデル), case 2 (DS モデル) 及び実験の $\langle \bar{\theta} \rangle / \Delta\theta_0$ の分布 (x_1 - x_3 断面) を示す. 実験では吹出口から天井面近傍まで 0.4 以下の領域が見られるのに対し, case 1 では 0.4 以下の領域は吹出口から $x_3 = 0.8$ m 付近までとなっており, 実験とは大きく異なる. 一方, case 2 では吹出噴流により冷却された気流の鉛直 (x_3) 方向への到達距離が長くなり, 実験に近づく. 図 5 に図 4 と同じ高さ ($x_3 = 0.5$ m) での $\langle \bar{\theta} \rangle / \Delta\theta_0$ の水平方向分布を示す. $x_1 = 0 \sim 0.025$ m の吹出噴流の領域において case 1, case 2 ともに実験値より温度を高め評価しているが, case 1 (S モデル) に比べ case 2 (DS モデル) の方が温度が低く, 実験に近い結果となっている. また, 側壁から少し離れた $x_1 = 0.025 \sim 0.2$ m にかけて実験では温度が急速に上昇しているが, 同じ領域において case 1, case 2 の結果は水平方向への拡散がやや過剰となっており, ともに緩やかな温度上昇を示す.

3.3 $\langle u'_1 u'_3 \rangle$ の分布 (図 6)

図 6 に室中央高さ ($x_3 = 0.5$ m) での $\langle u'_1 u'_3 \rangle / U_0^2$ の GS (grid scale) 成分の水平方向分布 (0.0 m $< x_1 < 0.1$ m) を示す. 尚, ここには示さぬが SGS 成分は両ケースとも GS 成分の 1/10 以下のオーダーであり, その寄与は十分に小さいものとする. $x_1 = 0.06$ m 付近において case 1 (S モデル), case 2 (DS モデル) ともにピーク値が見られるが, case 1 の方が case 2 に比べて大きな値を有する. すなわち, case 1 ではこの領域における過剰な水平方向への運動量拡散により, 図 4 に示すように, 吹出噴流の領域における風速のピークが減少し, 実験と差異が大きくなったと考えられる. 一方, case 2 では case 1 で見られた過剰な運動量拡散が抑えられ, 同じ領域における case 2 の風速値は実験に

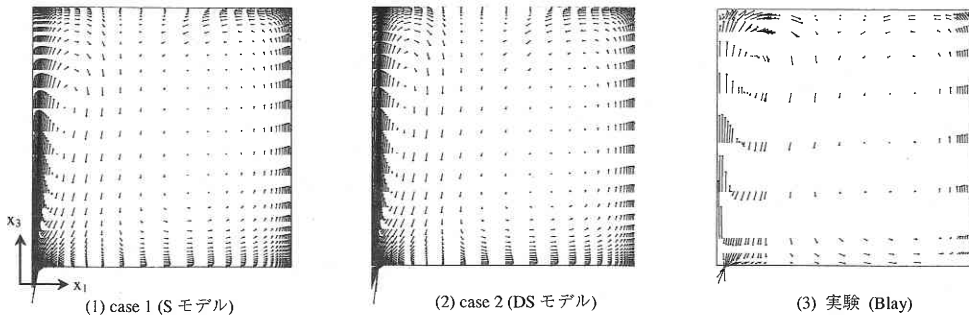


図 2 時間平均風速ベクトル (鉛直断面)

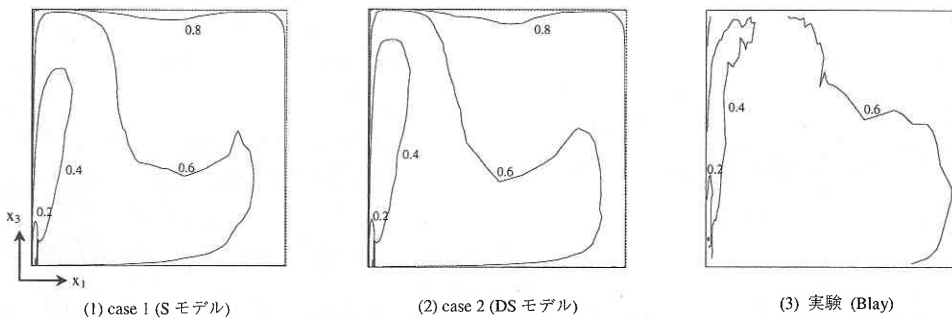


図 3 $\langle \bar{\theta} \rangle / \Delta\theta_0$ 分布 (鉛直断面)

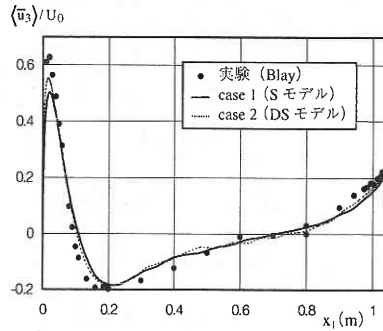
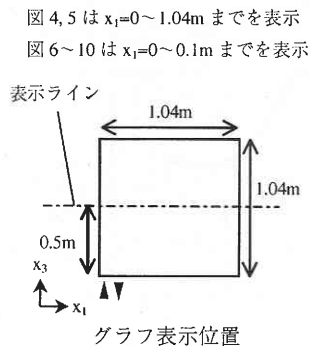


図 4 $\langle \bar{u}_3 \rangle / U_0$ の水平分布 ($x_3 = 0.5\text{ m}$)

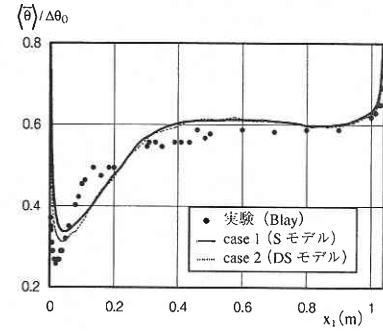


図 5 $\langle \bar{\theta} \rangle / \Delta \theta_0$ の水平分布 ($x_3 = 0.5\text{ m}$)

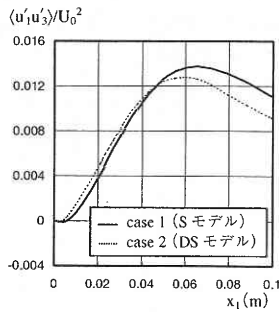


図 6 $\langle u'_1 u'_3 \rangle / U_0^2$ の水平分布 ($x_3 = 0.5\text{ m}$)

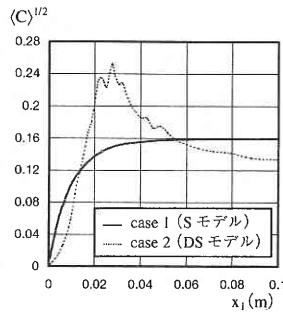


図 7 $\langle C \rangle^{1/2}$ の水平分布 ($x_3 = 0.5\text{ m}$)

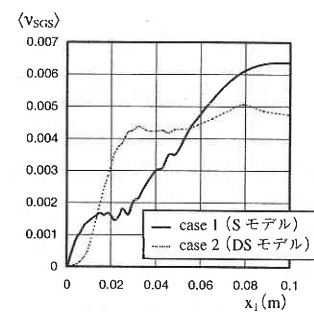


図 8 $\langle v_{SGS} \rangle$ の水平分布 ($x_3 = 0.5\text{ m}$)

近づく (図 4)。

3.4 $\langle C \rangle^{1/2}$ の分布 (図 7)

図 7 に図 6 と同じ高さ ($x_3 = 0.5\text{ m}$) でのモデル係数 C の水平方向分布を示す。ここで、case 1 (Sモデル) の場合は、 $C_s (= 0.16)$ に wall damping function $f_w (= 1 - \exp(-x_n^+/25))$ を乗じた値 ($\langle C_s \times f_w \rangle$)、case 2 (DSモデル) では $\langle C \rangle^{1/2}$ を示している。case 1 の場合、 $\langle C_s \times f_w \rangle$ の値は f_w の分布が直接反映され、壁面近傍で単調に 0 に向かっていく。一方、case 2 の dynamic に同定される $\langle C \rangle^{1/2}$ は、壁面のごく近傍では case 1 の値より小さく、また同じ表示位置 ($x_3 = 0.5\text{ m}$) の吹出噴流位置である $x_1 = 0.02\text{ m}$ 付近 (図 4 参照) においてピークを示す分布となっており、case 1 と case 2 では大きな差異が認められる。この両ケースにおけるモデル係数の差異は次に示す v_{SGS} の分布性状 (図 8) に密接に関連している。

3.5 $\langle v_{SGS} \rangle$ の分布 (図 8)

図 8 に図 6, 7 と同じ高さ ($x_3 = 0.5\text{ m}$) での $\langle v_{SGS} \rangle$ の水平方向分布を示す。case 2 (DSモデル) は、壁面のごく近傍で case 1 (Sモデル) に比べ非常に小さな値を持ち、噴流中心領域を含む $0.015\text{ m} < x_1 < 0.055\text{ m}$ の範囲では逆に大きな値を示している。この両ケースにおける $\langle v_{SGS} \rangle$ の分布性状の違いは SGS の乱流拡散、ひいては GS の乱流拡散性状に大きく影響³⁾、図 6 に示すように case 1 と case

2 において $\langle u'_1 u'_3 \rangle$ の分布に差が生じたと考えられる。

3.6 $\langle \alpha_{SGS} \rangle$ の分布 (図 9)

図 9 に $x_3 = 0.5\text{ m}$ での $\langle \alpha_{SGS} \rangle$ の水平方向分布を示す。case 2 の $\langle \alpha_{SGS} \rangle$ の値は、全般に case 1 (Sモデル) に比べて一桁程度小さく、極めて小さな値を示す。これは case 2 (DSモデル) では (7) 式によって dynamic に同定される Pr_{SGS} の値が case 1 の場合 ($Pr_{SGS} = 0.5$) に比べ、この領域で大きな値を示すためである (図省略)。

3.7 $\langle u'_1 \theta' \rangle$ の分布 (図 10)

図 10 に図 9 と同じ高さ ($x_3 = 0.5\text{ m}$) での total (GS+SGS 成分) の $\langle u'_1 \theta' \rangle$ の水平方向分布を示す。case 1, case 2 とともに GS 成分にあまり差が見られないのに対し、SGS 成分を加えた total の成分で比較すると、吹出噴流の領域である $x_1 = 0 \sim 0.02\text{ m}$ において case 1 の方が case 2 より大きな値を示す。この両ケースの差は、図 9 に示すように両ケースの α_{SGS} のレベルの差により生じたものである。この結果、case 1 ではこの領域において熱拡散が過大となり、吹出噴流の領域の温度分布において実験との差違が大きくなったと考えられる。これに対し、case 2 では case 1 で見られた過大な SGS 成分の熱拡散が抑えられ、同じ領域の温度分布に関して、case 1 に比べ実験に近づく傾向にある。しかしながら、平均温度は平均風速の予測精度に比べれば、両ケースとも実験への対応が全般に悪い (図 5 参照)。

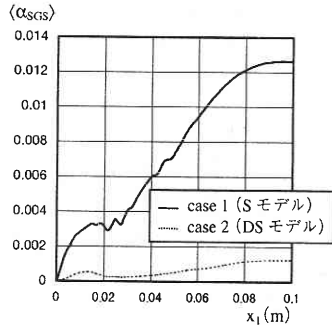
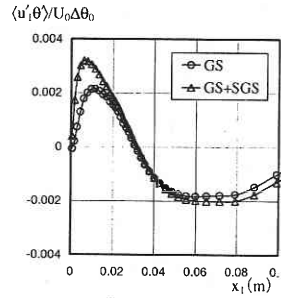
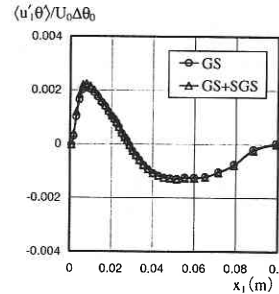


図 9 $\langle \alpha_{SGS} \rangle$ の水平分布



(1) case 1 (S モデル)



(2) case 2 (DS モデル)

図 10 $\langle u'_1 \theta' \rangle / U_0 \Delta \theta_0$ の水平分布 ($x_3 = 0.5$ m)

4. ま と め

- ① Van Driest 型の wall damping function を併用した S モデル (case 1) に比べ、DS モデル (case 2) の結果は、吹出噴流領域の過剰な運動量拡散が抑えられ、平均風速に関して実験との対応が改善された。
- ② 平均温度に関して、DS モデルの方が S モデルよりも実験との対応は良い。しかしながら、両ケースとも平均風速の予測精度に比べれば、実験値に対して若干の不一致を示す。この点については実験の精度を含め今後の検討課題としたい。

謝 辞

本研究の遂行に当たって、持田灯助教(新潟工科大学)、富永禎秀助手(新潟工科大学)より種々の貴重なご助言を頂いた。記して謝意を表する。

注 1) Blay の実験では流入の乱れ強さは約 6% であるが、本計算ではこの乱れは考慮していない。この点は今後の課題としたい。

注 2) 本計算の DS モデル (case 2) においては、dynamic に同定される C 及び $1/Pr_{SGS}$ に関して、① $C < 0$ の場合 $C = 0$ 、 $1/Pr_{SGS}$ の範囲を 0.01 ~ 100 までとした clipping、② 一様なスパン (x_2) 方向への平均化を行って C 及び $1/Pr_{SGS}$ の安定化を図っている。

注 3) ν_{SGS} が増加すると一般に GS 成分の乱れは減少する。これを以下の乱流エネルギーの GS 成分 k_{GS} の輸送方程式より説明する。

$$Dk_{GS} / Dt = P_{kGS} + D_{kGS} - \epsilon_{GS} \dots \dots \dots (12)$$

ここで、 P_{kGS} 、 D_{kGS} はそれぞれ k_{GS} の生産項と拡散項。また、 ϵ_{GS} は k_{GS} の散逸項であり $\epsilon_{GS} = (\nu_{SGS} + \nu) |\bar{S}|^2$ で表すことができる。即ち、 ν_{SGS} が増大すると ϵ_{GS} が大きくなり、乱れの GS 成分は減衰することになる。本

報の結果を見ると、case 2 (DS モデル) は case 1 (S モデル) に比べて噴流中心領域で ν_{SGS} が大きく、そのため GS 成分の乱れが抑制され case 2 では case 1 に比べてこの領域で $\langle u'_1 u'_3 \rangle$ の値を小さく評価したものと考えられる。

記 号

- x_i : 空間座標の 3 成分
- u_i : 風速の 3 成分
($i = 1$: 噴流と直角方向, $i = 2$: スパン方向, $i = 3$: 噴流の主流方向)
- f : 変数 f の瞬時値, \bar{f} : 変数 f にグリッドフィルタを施した値
- $\langle f \rangle$: 変数 f の時間平均値
- f' : 時間平均からのずれ ($f - \langle f \rangle$)
- C_s : Smagorinsky 定数, ν_{SGS} : SGS 渦粘性係数
- α_{SGS} : SGS 温度拡散係数
- Pr_{SGS} : 乱流プラントル数 ($= \nu_{SGS} / \alpha_{SGS}$)
- $\bar{\Delta}_i$: i 方向のグリッドフィルタ幅 $\bar{\Delta} = (\bar{\Delta}_1 \bar{\Delta}_2 \bar{\Delta}_3)^{1/3}$
- $\hat{\Delta}_i$: i 方向のテストフィルタ幅 $\hat{\Delta} = (\hat{\Delta}_1 \hat{\Delta}_2 \hat{\Delta}_3)^{1/3}$
- τ_{ij} : SGS 応力, h_j : SGS 乱流熱フラックス
- L_0 : 吹出口幅, U_0 : 吹出風速,
 $\Delta \theta_0$: 代表温度差 (壁面温度 - 吹出温度)
諸量は吹出口幅 L_0 , 吹出風速 U_0 , 温度差 $\Delta \theta_0$ で無次元化している。

(1997 年 11 月 10 日受理)

参 考 文 献

- 1) 村上, 持田, 松井, 生産研究, 47 巻 2 号, (1995) pp. 7-12.
- 2) A. Mochida, S. Murakami, Y. Tominaga and S. Iizuka, ERCOF-TAC journal, Flow, Turbulence and Combustion 投稿中.
- 3) M. Germano, U. Piomelli, P. Moin and W. H. Cabot, Phys. fluids. A3. pp. 1760-1765.
- 4) D. K. Lilly, Phys. fluids A4. pp. 633-635.
- 5) D. Blay, 私信 (1993).
- 6) J. H. Williamson, J. of Computational Physics, (1980) pp. 35-48.
- 7) H. Werner and H. Wengle, Proc. 8th Symp. on Turbulent Shear Flows, 19-4, Munich (1991).