

# Lagrangian Dynamic SGS Modelによる 2次元角柱周辺流れのLES解析

Large Eddy Simulation of Turbulent Flow past 2D Square  
Cylinder using Lagrangian Dynamic SGS Model

小 林 光\*・村 上 周 三\*\*・持 田 灯\*\*\*・カイル D. スクワイヤーズ\*\*\*\*  
Hikaru KOBAYASHI, Shuzo MURAKAMI, Akashi MOCHIDA and Kyle D. SQUIRES

2次元角柱周りの渦放出流れを Lagrangian Dynamic SGS (LDSGS) モデルを用いた LES によって解析した。従来の Dynamic Model による解析の多くはチャンネルなど比較的単純な流れを対象としていた。これらの解析では計算の不安定を避けるため、モデル係数をダイナミックに同定する過程において流れの様な方向に平均化を施すことにより、計算の安定化を図る例が多い。これに対して、LDSGS は流跡線に沿って平均化操作を施し、計算の安定化を図る手法である。この手法は3次元物体周りにように一様な方向の存在しない流れ場に Dynamic タイプの SGS モデルを適用する際に有効である。本研究では2次元角柱周りの乱流渦放出流れに対して LDSGS による安定化手法を用いた Dynamic Smagorinsky Model を適用し、計算安定性、精度の両面から同手法の有効性を確認した。

## 1. 序

筆者らは既報<sup>1),2)</sup>において Smagorinsky タイプの Dynamic SGS モデル<sup>3)</sup> (DS モデルと略記) 及び Smagorinsky モデルと Bardina モデルによる Mixed タイプの Dynamic SGS モデル<sup>4)</sup> (DM モデル) による2次元角柱周辺気流の LES 解析を行った結果を示した。これら Dynamic SGS モデル (総称して DSGS モデル) は static な通例の Smagorinsky モデル (S モデル) に比べ、角柱後方循環領域の風速分布の予測においてその精度を著しく改善する結果を得ているが、計算安定性、計算負荷の増大等に問題を残した。本研究では Meneveau 等<sup>5)</sup>により提案され、Bluff Body 周りの流れ等の複雑乱流場の解析に有効と考えられる Lagrangian Dynamic SGS Model (LDSGS モデル)<sup>5)</sup> を2次元角柱周辺気流の LES に適用し、DS, DM モデルの結果並びに Lyn の実験結果<sup>6)</sup>と比較した。

## 2. LDSGS モデルの概要<sup>5)</sup>

DSGS モデルによって算出されるモデル係数  $C$  (Smagorinsky 定数  $C_s$  の2乗に対応) は、そのままでは計算領域内の多くの点で負の値をとる。そのため負の SGS 渦粘性を生じて計算不安定を起し易い。そこで channel 流等一様な方向を持つ流れの解析では、この方向に平均化され

た量より  $C$  を求め、計算の安定化を図る<sup>7)~9)</sup>。しかし3次元 Bluff Body 周りなどの解析ではこの安定化手法は適用できない。そこで係数  $C < 0$  の場合  $C$  を単純に0に置き換えて係数の正を強制するという便宜的な方法 (clipping) により、計算不安定を回避することもある<sup>1),2),10)</sup>。この方法では本来負の値を0で置き換えるため、領域内のトータルの誤差を増大させる要因となりうる。LDSGS は流れの流跡線に沿って流れの性状が一様であると仮定し、これに沿った平均操作を行う安定化手法であり、場全体に一様な方向の無い流れに有効な安定化手法の一つである (注1)。LDSGS を用いた今回の解析においては、係数  $C < 0$  となる領域は極わずかであり、 $C < 0$  の場合においても、これを0に置き換えなくても安定に計算を実行することができた。

## 3. 計算概要

図1に示す2次元角柱周辺流れを計算対象とする。注1に示した LDSGS と通例の S モデル及び DS, DM モデルを比較した (注2)。全ての物理量をコントロールボリュームの中心で定義する collocation grid を用いた<sup>11),12)</sup>。離散スキームは、空間に2次精度中心差分、時間には移流項に2次精度の Adams-Bashforth、拡散項に Crank-Nikolson スキームを使用した。グリッドフィルタに関しては、2次精度中心差分による離散化の際にグリッドフィルタ幅のトップハットフィルタが陰に施されているものとみなした<sup>13)</sup>。また、テストフィルタについては既報<sup>2)</sup>同様文献<sup>14)</sup>で提案されているラプラシアン型のフィルタ

\*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

\*\*\*新潟工科大学

\*\*\*\*米国 Vermont 大学

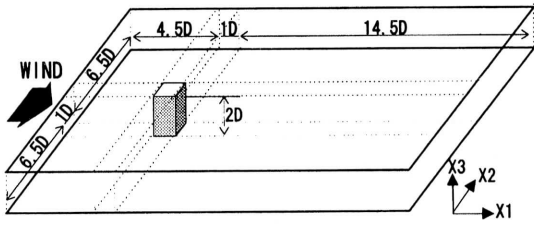


図1 計算領域

を用いた。Re数(=  $U_0 D / \nu$ )は  $2.2 \times 10^4$ 、解析領域は主流方向(X1)に20D、横方向(X2)に14.0D、角柱スパン方向(X3)に2.0Dとした(図1参照)。格子分割は106(X1)  $\times$  70(X2)  $\times$  12(X3)、角柱壁面に接する格子幅は0.022Dである。壁面に隣接する接点の壁座標  $X_n^+$  は前面で2~20、側面、背面では3~15(図4~9の表示位置では、最も壁面に近い定義点の  $X_2^+$  は4)。境界条件は流入面で  $\bar{u}_1 = U_0, \bar{u}_2 = 0, \bar{u}_3 = 0$  解析領域側面でslip壁、角柱に直交する境界面は周期境界条件。流出面は速度3成分に対し  $\partial/\partial t + U_0 \partial/\partial X_1 = 0$  とする対流型の境界条件。角柱壁面上の速度境界条件はLinear-Power law型の2層モデル<sup>15)</sup>。無次元時間差分間隔( $\Delta t U_0 / D$ )はS, LDSGSモデルで  $1 \times 10^{-3}$ 、DS, DMモデルで  $2 \times 10^{-4}$ 。SMAC(Simplified MAC)法のアルゴリズムを用い、圧力修正量のPoisson方程式の解法にMICCG法を用いた。(9)、(10)式中の係数TについてMeneveauの推奨値  $2 \bar{\Delta} I_{LM}^{-1/4}$

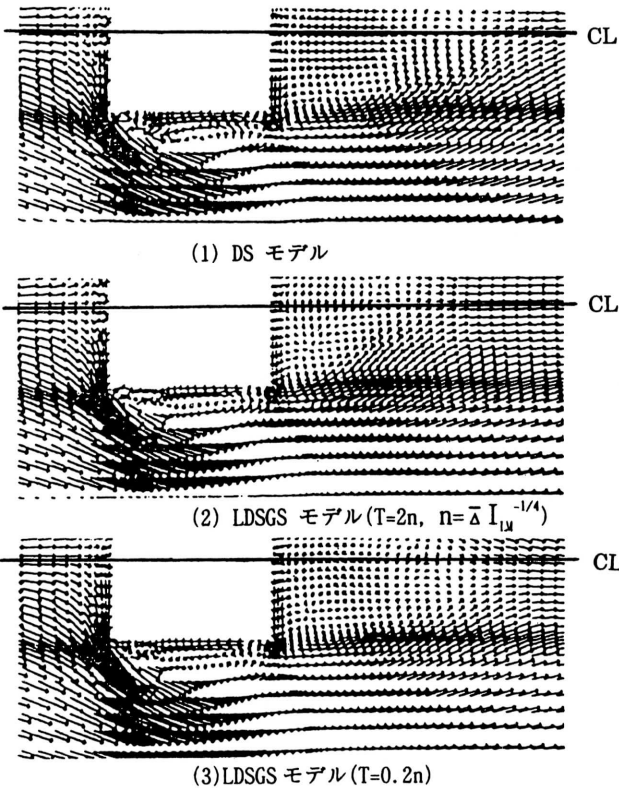


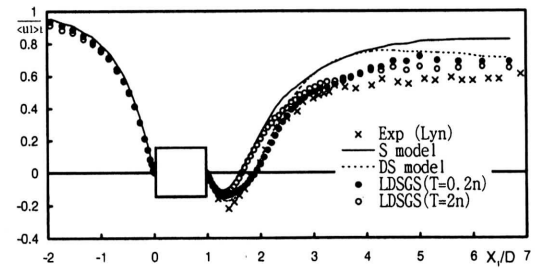
図2 平均風速ベクトル

(LDSGS (T = 2n)) 及びTを推奨値の1/10にした  $0.2 \bar{\Delta} I_{LM}^{-1/4}$  (LDSGS (T = 0.2n)) の2ケースを検討した(注3)。

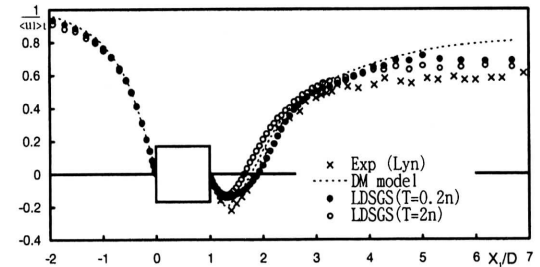
4. 計算結果と考察

(1)平均風速(図2~4)

図2にDSモデルとLDSGS (T = 0.2n, 但し  $n = \bar{\Delta} I_{LM}^{-1/4}$ )、LDSGS (T = 2n)の時間平均風速ベクトルを示す。角柱側方の剥離渦の中心で比較すると、両LDSGSの渦中心はDSよりも多少下流方向かつ角柱寄りにあることがわかる(図2)。角柱側方の剥離領域の大きさはLDSGSの2ケースはほぼ等しくDMモデルの結果とよく一致し(図4(2))、DSよりも小さめである(図4(1))。図3に角柱中心軸上の風速  $\langle u_1 \rangle_t$ の分布を示す。角柱後方の逆流領域においてT = 2nのLDSGS [—○—]の場合、実験やDS, DMモデル<sup>2)</sup>と比べ逆流領域を小さく評価している。これに対してT = 0.2nの

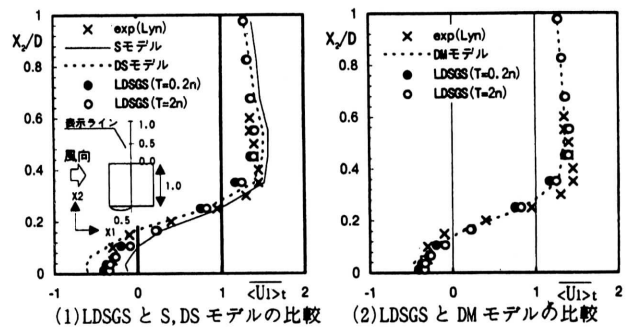


(1)LDSGSとS,DSモデルの比較



(2)LDSGSとDMモデルの比較

図3 角柱中心軸上の時間平均風速  $\langle u_1 \rangle_t$



(1)LDSGSとS,DSモデルの比較 (2)LDSGSとDMモデルの比較

図4 角柱側方の時間平均風速  $\langle u_1 \rangle_t$

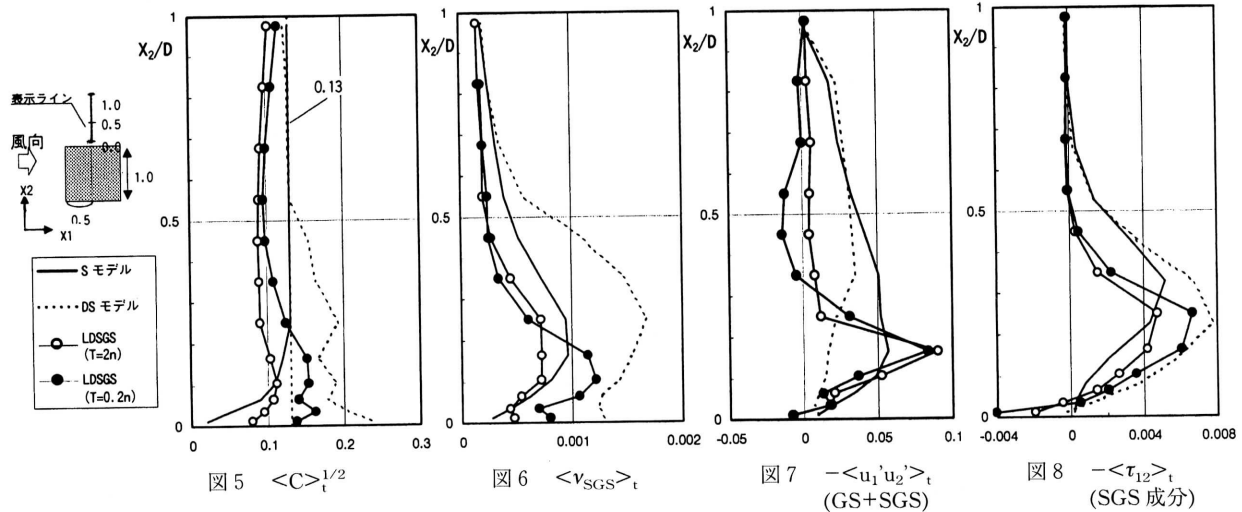


図5  $\langle C \rangle_t^{1/2}$

図6  $\langle \nu_{SGS} \rangle_t$

図7  $-\langle u_1' u_2' \rangle_t$   
(GS+SGS)

図8  $-\langle \tau_{12} \rangle_t$   
(SGS成分)

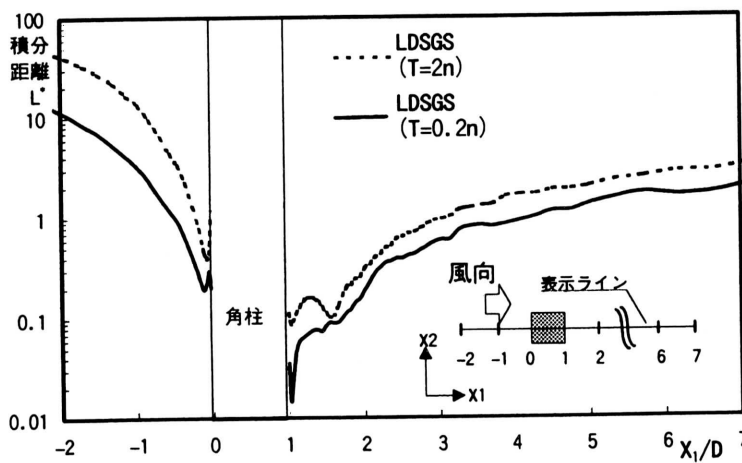


図9 角柱中心軸上における係数Cの積分範囲

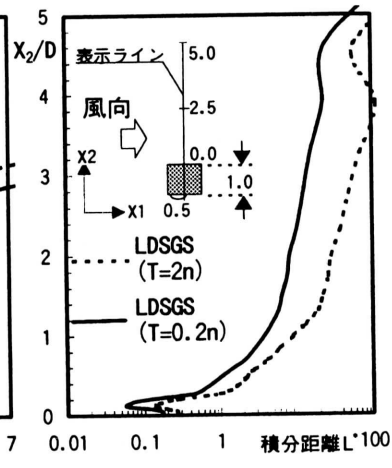


図10 角柱側方剥離域における係数Cの積分範囲

注：時刻  $t$  において、角柱中心軸上に仮想粒子を想定する時、これらの粒子の流跡線上の積分範囲の平均値

LDSGS [—●—] の結果は実験結果とよく一致した (注4)。

(2)剥離領域の風速、シアストレス等の分布 (図4~8)

図4に角柱側方の風上コーナーより0.5D後方の位置における平均風速分布を示す。前述したように、LDSGS (T=2n, T=0.2n) は共に側方の剥離による逆流域の大きさを実験より多少小さく予測し、DMモデル<sup>2)</sup>に近い (図4(2))。図5はこの領域でのモデル係数の時間平均値の分布である (Sモデルでは  $C_s (=0.13)$  に Van Driest 型の wall damping function  $f_\mu$  を乗じた値、DS, LDSGSモデルでは  $\langle C \rangle_t^{1/2}$ )。LDSGS (T=2n [—○—]), T=0.2n [—●—]) の結果は共にDSよりも小さな値を示し、角柱近傍を除いた領域でSモデルを下回る。特にT=2nは大幅に小さな値を示す (この点に関し注3参照)。結果は示していないが、LDSGSの場合全領域の係数Cの分布

はほぼ完全に正の値となり、その空間分布も比較的穏やかなものとなった。これは計算の安定化に大きく貢献し、計算時間はLDSGSの場合 (T=2n, T=0.2n共に) DSモデルの約半分となった。これはDMモデルとほぼ等しい値である<sup>注5)</sup>。図6にこの領域のSGS渦粘性係数の時間平均値  $\langle \nu_{SGS} \rangle_t$  を示す。T=2nとT=0.2nのLDSGSは角柱側面から0.2Dの範囲ではT=0.2nがT=2nを大きく上回るが、角柱より  $x_2 = 0.25D$  以上離れた所ではT=2nとT=0.2nのLDSGSはよく似た推移を示し、その値は共にSモデルを下回る。図7にこの領域の  $-\langle u_1' u_2' \rangle_t$  の分布 (Grid Scale (GS) + Subgrid Scale (SGS)) を示す。LDSGSモデルの結果はT=2n, T=0.2nともにSモデル、DSモデルのそれと全く異なる推移を示す。これは前述した側方剥離渦中心の位置の違いと関連するものと考えられる。図8に  $-\langle u_1' u_2' \rangle_t$  のSGS成分

— $\langle \tau_{12} \rangle_t$ の分布を示す。角柱から0.3 Dの範囲で  $T = 0.2n$  の LDSGS は  $T = 2n$  に比べて大きな値を示し、この領域で  $T = 0.2n$  は DS モデルに近い値を示す。これに対して、 $T = 2n$  は S モデルと DS モデルの中間程度の値を示す。LDSGS の結果では、 $\langle C \rangle_t^{1/2}$ 、 $\langle \nu_{SGS} \rangle_t$ 、 $\langle \tau_{12} \rangle_t$  何れの量も角柱から離れると速やかに減少する様子が見られる。これは角柱から離れるに従って、一様流の影響を強く取り込むためと考えられ、物理的にみて合理的な結果と考えられる。DS モデルと LDSGS によるこれら  $\langle \nu_{SGS} \rangle_t$ 、 $\langle \tau_{12} \rangle_t$ 、 $\langle u_1' u_2' \rangle_t$  等の分布性状の差異により角柱側方の平均風速分布も変化し、剥離域の大きさにおいては LDSGS モデルの結果が DS モデルの結果よりも実験に近づいたものと推察される (図4)。

### (3) 係数 C の算出における積分範囲の評価 (図9, 10)

図9, 10に係数 C の算出における積分範囲  $L^*$  (流跡線に沿った上流への距離) を示す。これらの図は注1)の(4)式に現れる重み関数  $W$  の積分値が全重み ( $-\infty$ までの積分値) に対して90%となるまでの距離の値の  $X_1$  方向 (図9)、 $X_2$  方向 (図10) の分布を示したものである (詳細については注6) 参照)。角柱近傍における積分距離  $L^*$  は、 $T = 2n$  の場合  $T = 0.2n$  のちょうど2~3倍程度の値を示す。この積分距離の長さは、流れ場の性状があまり変化しない範囲の中に収まるべきである。図10より  $T = 2n$  では角柱側方  $X_2 = 0.3 D$  (角柱側方剥離渦外縁: 図4参照) の辺りで  $L^*$  が2 D 程度であることが判る。この剥離領域で角柱 (幅1 D) 近傍の流れのスケールは1 D より小さくなると考えられるので、 $T = 2n$  の場合の  $L^*$  は過大であると判断される。このことから、Meneveau 等<sup>5)</sup>により channel 流等で最適化された  $T = 2n$  という関係をそのまま Bluff Body 周りの流れ等に適用することには問題があるものと考えられる。一方  $T = 0.2n$  の場合は  $X_2 = 0.3 D$  の位置で  $L^* \approx 1 D$  となる。図3等の比較からみて  $T = 0.2n$  の方が妥当と推測される。また、流れの性状があまり変化しない角柱上流や側方遠方の一様流中において積分距離は角柱近傍の100倍以上となり、非常に大きくなることが判る。

## 5. 結 論

- (1) LDSGS は上流への積分時間スケール  $T$  を調整することにより、平均風速において角柱側方の剥離域及び後方循環流領域の大きさを精度よく再現する。
- (2) 積分時間スケール  $T$  の値に関して、後方循環領域の大きさから Meneveau の推奨値  $T = 2n$  よりも  $T = 0.2n$  が良好な結果を示し、 $T = 2n$  が必ずしも適当ではないことが明らかとなった。流れ場の性状に合った  $T$  の最適値に関して、今後、更に検討を加えたい。

- (3) 今後、LDSGS の安定化手法を取り入れた Dynamic Mixed SGS<sup>2), 4)</sup> モデルの開発も行っていきたい。

### 注

- 注1) Germano 同様に  $L_{ij}$  (Germano Identity) を (1) 式で定義する<sup>7)</sup>。

$$L_{ij} = T_{ij} - \hat{\tau}_{ij} \quad (1)$$

但し、本論文では  $\bar{f}$  は grid-filter を施された値、 $\hat{f}$  は test-filter を施された値を示す。

時刻  $t$  の空間内のある点  $x$  における  $L_{ij}$  の真値と Smagorinsky Model の予測値との差は(2)式で示される。

$$e_{ij}(x, t) = C(x, t) M_{ij}(x, t) - L_{ij}(x, t) \quad (2)$$

但し、 $M_{ij} = \widehat{\Delta^{-2} |\bar{S}| \bar{S}_{ij} - \Delta^{-2} |\bar{S}| \bar{S}_{ij}}$ ,

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

この残差を流跡線に沿って積分し、これを最小とする  $C$  を動的に同定するモデルが LDSGS モデルである。時刻  $t$ 、位置  $x$  に存在する物質の流跡線とは、その物質が時刻  $t$  以前のある時刻  $t'$  に存在した位置  $z(t')$  のことで、 $z(t')$  は (3) 式のように定義される。

$$z(t') = X - \int_t^{t'} u(z(t''), t'') dt'' \quad (3)$$

$u(z(t''), t'')$  は時刻  $t''$ 、位置  $z(t'')$  における風速ベクトル。(4)式に示すように(2)式の左辺の平方を(3)式の流跡線に沿って時刻  $-\infty \sim t$  まで積分し、最小自乗法によって残差を最小とする係数  $C$  を決定する。

$$E = \int_{-\infty}^t [e_{ij}(z(t'), t')]^2 W(t-t') dt' \quad (4)$$

(4) 式中の  $W(t-t')$  は重み関数で、 $t-t'$  が大きくなる、即ち過去に遡るに従って、重みが小さくなる関数である。この重み関数のとり方で、上流の影響をどれだけ積分に取り入れるかが決まる。この積分された残差(4)式を係数  $C$  で微分し(5)式を得る。

$$\frac{\partial E}{\partial C} = \int_{-\infty}^t 2e_{ij} \frac{\partial e_{ij}}{\partial C} W(t-t') dt' \quad (5)$$

ただし、重み関数  $W(t-t')$  が値を持つ範囲すなわち

積分される範囲で係数 C は定数であることを仮定している。(5)式に(2)式を代入し(6)式を得る。

$$\frac{\partial E}{\partial C} = 2C \int_{-\infty}^t (M_{ij}(t'))^2 W(t-t') dt' - 2 \int_{-\infty}^t L_{ij}(t') M_{ij}(t') W(t-t') dt' \quad (6)$$

積分された残差 E に極小値を与えるためには(6)式を 0 とする C を求めればよい。(6)式=0より係数 C は(7)、(8)式となる。

$$C(x, t) = \frac{I_{LM}}{I_{MM}} \quad (7)$$

$$I_{LM} = \int_{-\infty}^t L_{ij}(t') M_{ij}(t') W(t-t') dt' \quad (8-1)$$

$$I_{MM} = \int_{-\infty}^t (M_{ij}(t'))^2 W(t-t') dt' \quad (8-2)$$

(8)式中の  $W(t-t')$  は任意にとりうるが, Meneveau ら<sup>5)</sup> はこれを  $1/T \cdot e^{-(t-t')/T}$  型の関数で与えている。この場合,  $I_{LM}$ ,  $I_{MM}$  はそれぞれ(9)式に示す輸送方程式の解となることが知られており, これらの式より  $I_{LM}$ ,  $I_{MM}$  が簡単に与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{LM}}{\partial t} + u_i \frac{\partial I_{LM}}{\partial x_i} &= \frac{1}{T} (L_{ij} M_{ij} - I_{LM}), \\ \frac{\partial I_{MM}}{\partial t} + u_i \frac{\partial I_{MM}}{\partial x_i} &= \frac{1}{T} (M_{ij} M_{ij} - I_{MM}), \end{aligned} \quad (9)$$

Meneveau らは(9)式の輸送方程式を解く際に余分な計算コストが発生することを避けるため(9)式を簡略化し, 次式より  $I_{LM}$ ,  $I_{MM}$  を求める。

$$I_{LM}^{n+1}(x) = \varepsilon [L_{ij} M_{ij}]^{n+1}(x) + (1-\varepsilon) \cdot I_{LM}^n(x - \bar{u}^n \Delta t) \quad (10-1)$$

$$I_{MM}^{n+1}(x) = \varepsilon [M_{ij} M_{ij}]^{n+1}(x) + (1-\varepsilon) \cdot I_{MM}^n(x - \bar{u}^n \Delta t) \quad (10-2)$$

但し,  $\varepsilon \equiv \frac{\Delta t / T^n}{1 + \Delta t / T^n}$ ,

$I_{LM}^n(x)$ : 位置  $x$  における  $n$  時点の  $I_{LM}$ ,  
 $\bar{u}^n(x)$ : 位置  $x$  における  $n$  時点の流速ベクトル  
 $T^n$ :  $n$  時点における係数, 詳細は後述

この  $I_{LM}$ ,  $I_{MM}$  を(7)式に代入することにより, モデル係数 C の値が定まる。この C を用いて SGS ストレス  $\tau_{ij}$  ( $=\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$ ) は次式で与えられる。

$$\tau_{ij} = -2C \overline{\Delta^2} |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (11)$$

(7) (8)式の重み関数  $W(t-t') = 1/T \cdot e^{-(t-t')/T}$  中の

係数 T は積分時間を調整するパラメーターである。この値の大小は時間の長短に対応し, (7) (8)式の積分結果に反映される。また, 係数 T は任意にとることができるが, Meneveau らは等方性乱流と channel を対象にいくつかの T の定義について試行した結果,  $T=2n$  (但し,  $n = \overline{\Delta I_{LM}}^{-1/4}$ ) として与えることを推奨している (文献 5) 参照)。

注2) 本研究では Lilly の dynamic procedure<sup>3)</sup> を用いた通例の Smagorinsky 型の Dynamic モデル (本稿では DS と略記) 及び Dynamic Mixed モデル (DM) と比較する。この場合, 計算の安定化のため, 係数  $C < 0$  の場合 C を 0 に置き換えている (文献 1) 参照)。

注3) 注 1) で述べたように, 係数 T は(8)式の積分時間範囲を支配する。そのため, T を不当に大きくとれば, 必要以上に過去 (上流) の異なる性状の流れの情報までもが  $I_{LM}$ ,  $I_{MM}$  に反映され, 係数 C が不適切になる。本解析において Meneveau らの提案のように  $T=2n$  を用いたところ, 角柱周辺及び後方で係数 C の値が DS, DM に比して著しく小さくなった (図 5)。これは角柱上流や側方遠方の一様流 (係数  $C=0$ ) の影響が取り込まれたためと考え, 積分範囲を小さくするために種々検討を加えて,  $T=0.2n$  も試行した。

注4)  $X_1/D = 4$  以降の領域において, Lyn らの実験結果<sup>6)</sup> は Durao らの実験結果<sup>16)</sup> と比べ, 後方への拡散が大幅に抑えられている。この点に関しては実験結果の精度も含めて検討する必要がある。

注5) LDSGS ( $T=2n, T=0.2n$ ) の計算時間は共に S モデルの 2~3 倍程度。DS モデルは 4~5 倍, DM モデルは 2~3 倍程度。

注6) 図 9, 10 に示した係数 C の積分距離  $L^*$  は以下のように算出した。まず計算領域内各所で注 1) の(4)式中の重み関数  $W(t-t') = 1/T \cdot e^{-(t-t')/T}$  を(4)式の時間的積分範囲 ( $t' = \text{時刻} - \infty \sim t$ ) で積分した値に対して, 範囲 ( $t' = \text{時刻 } t_{90} \sim t$ ) で積分した値が 90% となるような時刻  $t_{90}$  を求めた。次いで, 時間 ( $t - t_{90}$ ) にその位置での  $X_1 - X_2$  面内の時間平均スカラー風速  $\sqrt{\langle \bar{u}_1^2 \rangle_t + \langle \bar{u}_2^2 \rangle_t}$  を乗じた値を求め, これを積分距離  $L^*$  として示した。

## 謝 辞

本研究の遂行に当たって, 新潟工科大学富永禎秀氏, 東京大学生産技術研究所 加藤信介氏, 大岡龍三氏より有益な討論と御助言を得た。また計算の実行に当たって, 東京大学大学院飯塚悟氏に御協力いただいた。ここに記して謝意を表する。

## 記 号

- $x_i$  : 空間座標の 3 成分,  $u_i$  : 風速の 3 成分,  $p$  : 圧力  
( $i=1$ :主流方向, $i=2$ :主流直角(横)方向, $i=3$ :鉛直方向)
- $f$  : 変数  $f$  の瞬時値  $\langle f \rangle_t$  : 変数  $f$  の時間平均値
- $\bar{f}$  : 時間平均からのずれ ( $=f - \langle f \rangle_t$ )
- $\tilde{f}$  : 変数  $f$  に grid filter を施した値
- $\hat{f}$  : 変数  $f$  に test filter を施した値
- $\overline{\Delta}$  : grid filter の幅,  $\overline{\Delta} = (\overline{\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3})^{1/3}$
- $\widehat{\Delta}$  : test filter の幅,  $\widehat{\Delta} = (\widehat{\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3})^{1/3}$
- $\nu_{SGS}$  : SGS 渦粘性係数
- $\tau_{ij}$  : Sub-Grid-Scale 応力,  $\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j}$
- $T_{ij}$  : Sub-Test-Scale 応力,  $T_{ij} = \widehat{u_i u_j} - \widehat{u_i} \widehat{u_j}$
- $L^*$  : LDSGS モデルで係数  $C$  を算出する際の積分距離
- $n$  : LDSGS モデルの係数  $T$  の構成要素,  
 $n = \overline{\Delta} I_{LM}^{-1/4}$  (注1参照)
- $U_0$  : 流入平均風速,  $D$  : 角柱 1 辺の長さ  
(無次元化は  $U_0$ ,  $D$  を用いて行う)

(1995年11月13日受理)

## 参 考 文 献

- 1) 持田, 村上, 富永, 小林, 生産研究, vol. 42, No. 2, (1993).

- 2) 富永, 村上, 持田, 生産研究, vol. 47, No. 2, (1995).
- 3) D.K. Lilly, Phys. Fluids, A4 (3), March (1992).
- 4) B. Vreman et al., Phys. Fluids 6(12) (1994).
- 5) Meneveau, C., Lund, T.S. & Cabot, W., Center for Turbulence Research, Summer Program 1994.
- 6) D.A. Lyn, J. Fluid. Mech, Vol. 267, pp. 353-376 (1994).
- 7) M. Germano, U. Piomelli, P. Moin and W.H. Cabot, Phys. Fluids, A3, 1760 (1991).
- 8) K. Akselvoll and P. Moin, Engineering Applications of Large Eddy Simulation, FED-Vol. 162, ASME (1993).
- 9) K. s. Yang and J. H. Ferziger, AIAA 93-0542 (1993).
- 10) Y. Zang, R.L. Street and R. Koseff, Phys. Fluids A5 (12) (1993).
- 11) C. M. Rhie and W. L. Chow, AIAA Journal, vol. 21 (1983).
- 12) 石田, 村上, 加藤, 持田, 建築学会計画系論報, 第451号, 55 (1993).
- 13) 森西, 第36回生産研講習会テキスト (1993).
- 14) 谷口, 戴, 小林. 第9回生研 NST シンポジウム講演論文集 (1994).
- 15) W. Werner and W. Wengle, Proc. 8th Symposium on Turbulent Shear Flows, 19-4 (1991).
- 16) D. F. Durao, M. V. Heitor, J. C. F. Pereira, Experiment in Fluids, Vol. 6 (1988).