

特 集 1
研 究 解 説

LES による 2 次元角柱周辺流れの解析

—Dynamic Mixed SGS Model の適用—

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

持 田 灯**・村 上 周 三*・富 永 禎 秀**

Akashi MOCHIDA, Shuzo MURAKAMI and Yoshihide TOMINAGA

Dynamic Subgrid Scale (SGS) モデルを用いた Large Eddy Simulation により, 正方形断面の 2 次元角柱周りの乱流渦放出流れを解析した. 本研究では, Smagorinsky モデルに基づく dynamic モデルと Smagorinsky モデルと Bardina モデルを併用した dynamic mixed SGS モデルを適用し, モデル係数を一定とする通例の Smagorinsky モデルの結果ならびに Lyn の実験結果と比較している. 今回取り上げた 2 つの Dynamic SGS モデルはともに通例の Smagorinsky モデルの結果に比べて実験との対応が改善する. なかでも Dynamic mixed SGS モデルが最も実験とよい対応を示す.

1. 序

Large Eddy Simulation (LES) における高精度の Subgrid-scale (SGS) モデルの一つとして, Germano ら¹⁾により提案された dynamic SGS モデルが関心を集めている. 最近では, この dynamic SGS モデルを有限体積法 (差分法) 等に適用し, 比較的複雑な流れ場を解析した例も報告されている^{2)~6)}. これらの多くは SGS モデルとして, Smagorinsky モデルを利用する dynamic Smagorinsky モデルによるものである. 筆者らもこのモデルにより 2 次元角柱周辺流れや非等温室内気流を解析^{6),7)}し, Smagorinsky 定数を一定とした通例の Smagorinsky モデルの結果に比べ, 実験との対応が向上する結果を得ている. 一方, 最近の堀内, 店護らの研究^{8),18)}により, Bardina モデル¹⁹⁾が SGS レイノルズ応力に対して, 高精度の近似を与えることが指摘されている. 本研究では, 正方形断面の 2 次元角柱周りの乱流渦放出流れ (写真 1) の解析に, Smagorinsky モデルに基づく dynamic モデル (以下 DS モデル) と Smagorinsky モデルと Bardina モデルを併用した dynamic mixed SGS モデル³⁾ (DM モデル) を適用し, モデル係数を一定とする通例の Smagorinsky モデル (S モデル) の結果ならびに Lyn の実験結果¹³⁾と比較した.

2. 数値計算の概要

すべての物理量をコントロールボリューム中心で定義す

* 東京大学生産技術研究所 附属計測技術開発センター

** 東京大学生産技術研究所 第 5 部

る collocation grid を用いた^{9),10)}. 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 Adams-Bashforth, 拡散項に Crank-Nicolson スキームを使用. グリッドフィルタとしては 2 次精度の中心差分による離散化の際にグリッド幅の top hat フィルタが陰に施されているとみなした¹¹⁾. Re 数 ($=U_0D/\nu$) は 2.2×10^4 . 解析領域は主流 (x_1) 方向に 20D (角柱風上側に 4.5D, 後方に 14.5D), 横 (x_2) 方向に 14.0D, 角柱スパン (x_3) 方向に 2.0D とした. 格子分割は $106(x_1) \times 71(x_2) \times 12(x_3)$. 角柱壁面に接する格子幅は 0.022D. 壁面に隣接する節点の壁座標 x_n^+ は前面で 2~20, 側面, 背面では 3~15 (図 7~11 の表示位置では, 最も壁面に近い節点の x_n^+ は 4). 流入面では $\bar{u}_1=U_0$, $\bar{u}_2=0$, $\bar{u}_3=0$, 解析領域側面では slip 壁 ($\bar{u}_2=0$, $\partial \bar{u}_1/\partial x_2=\partial \bar{u}_3/\partial x_2=0$), 角柱に直交する境界面では周期境界. 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

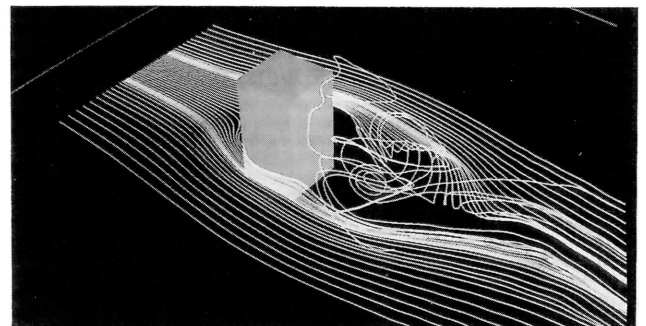


写真 1 2 次元角柱周辺の流れ場

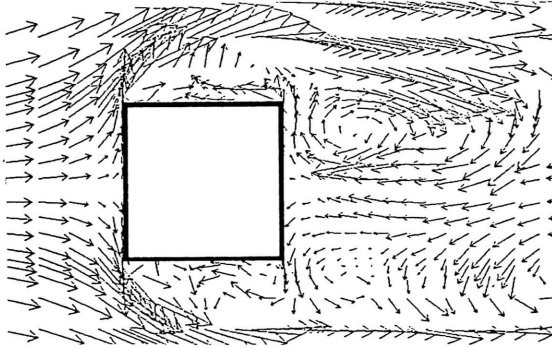


図1 瞬時風速ベクトル (DS モデル)

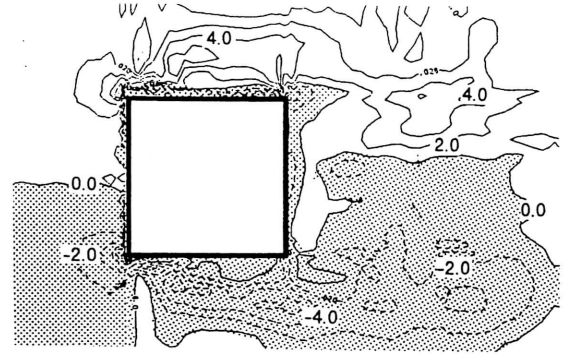


図3 \bar{S}_{12} の瞬時値 (DS モデル, ■は負値を表す)



図2 C の瞬時値 (dynamic SGS モデル, ■は負値を表す)

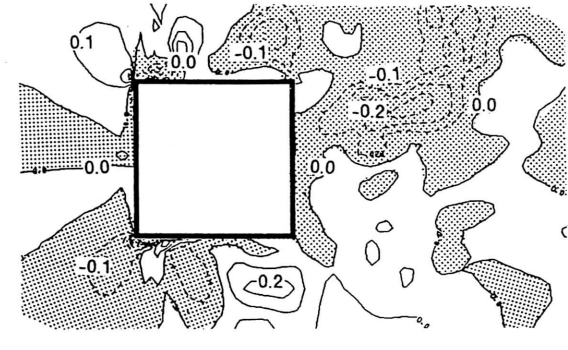


図4 τ_{12} の瞬時値 (■は負値を表す)

上の速度境界条件は linear-power law 型の 2 層モデル¹²⁾ を使用した。無次元時間差分間隔 $\Delta t U_0/D$ は S モデルで 1×10^{-3} , DS, DM モデルで 2×10^{-4} 。SMAC (Simplified MAC) 法のアルゴリズムを使用し、圧力修正量の Poisson 方程式の解法に MICCG 法を用いた。

3. SGS モデルの概要

まず S モデルでは、SGS 応力 τ_{ij} は次式で表される。

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

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

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

(2)式中のモデル係数 C は Smagorinsky 定数 C_s の 2 乗に対応する。本研究の S モデルによる解析では (2) 式の $C=0.0169$ ($C_s=0.13$) とし、Van Driest 型の damping function $f_\mu (1 - \exp(-x_n^+/25))$ をグリッドスケール $\bar{\Delta}$ に乗じている。

DS, DM モデルでは、(2)式の係数 C の時間的・空間的变化を瞬時瞬時の計算結果から動的に同定する。ここでは Germano らのモデル¹⁾に基づき、Lilly の最小自乗法による C の算出方法¹⁴⁾を用いる。DS モデルの場合、C は次式で与えられる。

$$C = -\frac{1}{2} \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{kl}^2} \quad (4), \quad L_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (5),$$

$$M_{ij} = \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} - \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (6)$$

一方, DM モデルでは τ_{ij} は Smagorinsky モデルと Bardina モデルの和として次式で表される.

$$\tau_{ij} = \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij} + B_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} B_{kk} \quad (7)$$

$$B_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} \quad (8)$$

ここで B_{ij} は, Cross 項, Reynolds 項の他に Leonard 項も含んでいる.

DM モデルでは C は次式となる^{注1)}.

$$C = -\frac{1}{2} \frac{M_{ij} (L_{ij} - H_{ij})}{M_{kl}^2} \quad (9)$$

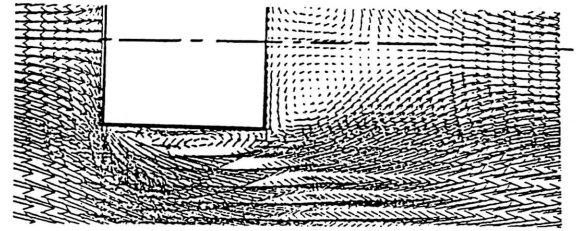
$$H_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} \quad (10)$$

なお後述するように, 計算の安定化のため, $C < 0$ の場合 $C = 0$ としている^{注2), 3)}.

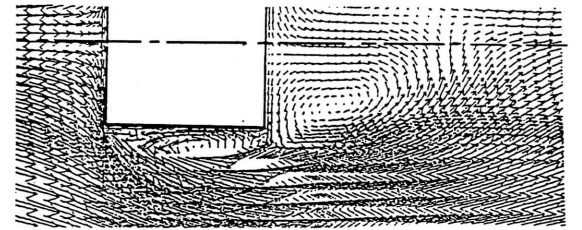
4. 計算結果

(1) 瞬間風速ベクトルとモデル係数 C (図 1, 2) : DS モデルにより得られた瞬間風速ベクトルと同時刻のモデル係数 C の空間分布を図 1 および図 2 (1) に示す. 図 2 (2) は DM モデルによる C の分布である. ここには示さぬが, 図 1 と同時刻の DM モデルの場合の瞬間風速ベクトルは, DS モデルの結果 (図 1) とほとんど同じである. DS, DM の両モデルとも, 瞬間風速ベクトル (図 1) において流れの方向が急変する角柱風上コーナー付近および角柱後方の領域で, 図 2 (1), (2) 中の C が負値や正の大きな値を示す傾向にある. また, 連続画像で観察すると流れの方向が急変し, C が大きくなる領域は渦放出の phase の変化に伴って時間的, 空間的に変化している. この点がモデル定数を時間・空間で一定とする S モデルの場合とは大きく異なっており, 後述するように角柱後方の予測結果には無視し得ぬ差が現れる.

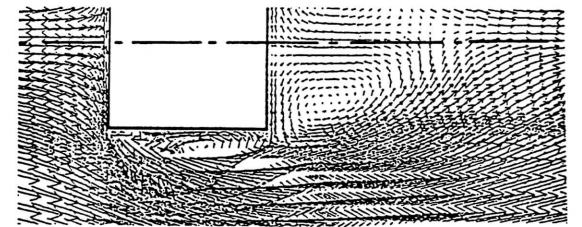
図 3 に DS モデルによる 2 次元角柱周りの \bar{S}_{12} の分布を示す. 角柱背後等では, \bar{S}_{12} が正の領域と負の領域が混在している. C が負の領域というのは, (1), (2) 式よりわかるように, \bar{S}_{12} と τ_{12} が正の相関を有するということを示している. DS モデルによる瞬時の τ_{12} の分布を図 4 (1) に示す^{注4)}. おおむね両者は逆符号 (すなわち負の相関) を示しているが, 角柱風上側コーナー付近の比較的広範な領域や角柱後方の一部では \bar{S}_{12} と τ_{12} が等符号 (正の相関) の領域が現れる. 本計算では, 最小自乗法により C を求めているので ((4), (9) 式), 必ずしも \bar{S}_{12} と τ_{12} の関係だけでは C の符号は決まらないが, この \bar{S}_{12} と τ_{12} が等符号の領域と図 2 (1) 中の $C < 0$ の領域とは, ほぼ対応している. 一方, DM モデルによる C の分布 (図 2 (2)) は DS モデル (図 2 (1)) に比べて, 負値を示す領域が風上コー



(1) Sモデル



(2) DSモデル



(3) DMモデル

図 5 平均風速ベクトル

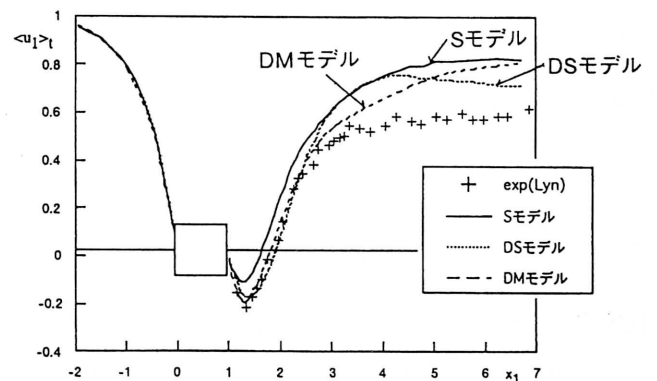


図 6 風速の時間平均値 $\langle u_1 \rangle_t$ の分布 (角柱中心軸上)

ナーの斜め前方等で大幅に減少し, また, 正負のピークの絶対値も小さくなる傾向が見られる. これは計算の安定化に大きく貢献し, 計算時間は DM モデルの場合, DS モデルの約半分となった^{注5)}. 図 3 と同時刻の DM モデルの \bar{S}_{ij} の分布は DS モデルとほぼ同様の分布を示すが (図省略), その時の τ_{12} (図 4 (2)) は DS モデルと比較的大きな差異を示し, 符号の異なる領域もある. これは, 瞬間的には DM モデルの τ_{ij} の評価式 ((7) 式) 中の Bardina 項 ((7) 式 B_{ij} 項) が Smagorinsky 項 ((7) 式右辺第 1 項) と逆の

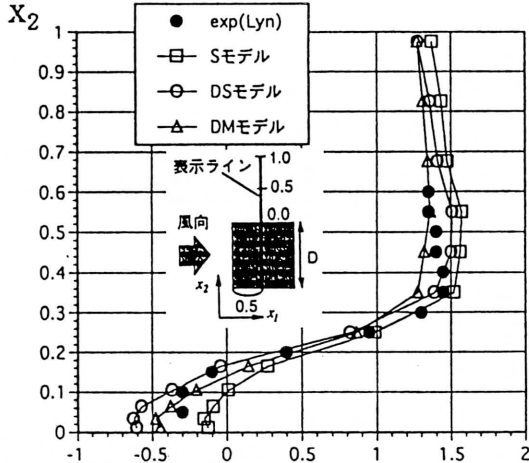


図7 $\langle u_1 \rangle_t$

符号を持つ場合があるためである。なお上記のようにCが負値をとることによって Back scatter 効果を表現できることが dynamic SGS モデルの利点の一つであると言われているが、両モデルともCの負値を許したまま計算を続行したところ計算は発散した。以降の統計量は $C < 0$ の領域で $C = 0$ とした計算の結果である^{注6)}。

(2)平均風速(図5,6): DSモデルの結果(図5(2))はSモデル(図5(1))に比べて、側面付近の剥離域が広い(図7も参照)。したがってDSモデルの方が角柱背後の循環領域が後方まで延びている。DMモデルはDSモデルより循環領域がやや小さくなるが両者の差は小さい。図6に角柱中心軸上の風速 $\langle u_1 \rangle_t$ の分布を示す。DSモデル、DMモデルの結果は、ともに角柱背後の逆領域の広さがLynの実験結果¹³⁾ときわめてよく一致しているが、DMモデルの方がそのピークの位置、循環流の広さが実験に近い。またDSモデルで見られた、循環領域よりさらに後方の x_1 が4以上の領域で風速が減少する傾向が、DMモデルでは解消されている^{注7)}。

(3)剥離領域の風速、シアストレス等の分布(図7~11): 図7に風上コーナーより0.5D後方の位置の平均風速分布を示す。DSモデルではSモデルに比べて、剥離による逆領域が広く、角柱側方のより遠方まで風速が負となる。DMモデルではこの逆領域がやや小さくなるが実験には一番近い。図8はこの領域でのモデル係数の時間平均値(Sモデルでは $C_s (=0.13)$ に Van Driest 型の wall damping function f_w を乗じた値、DSモデル、DMモデルでは $\langle C \rangle_t^{1/2}$ の分布を示している。Cの値は時間的に大きく変動するが、角柱側方付近の逆領域中における時間平均値は $\langle C \rangle_t^{1/2} = 0.2$ 程度の値を示す。これに対し、Sモデルで与えた $C_s (=0.13)$ に wall damping function を乗じたモデル係数は角柱近傍では0に向かうため、角柱近傍においてSモデルとDSモデル、DMモデルには大きな差異がある。

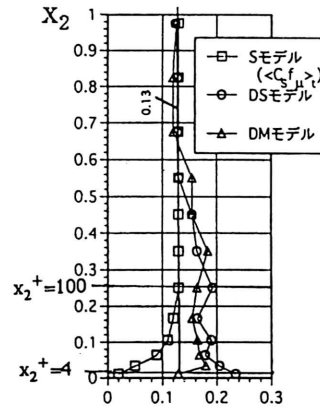


図8 $\langle C \rangle_t^{1/2}$

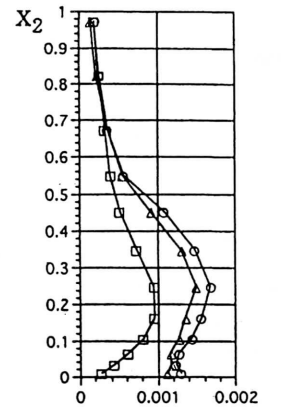


図9 $\langle v_{SGS} \rangle_t (= \langle C \Delta^2 | \bar{S} | \rangle_t)$

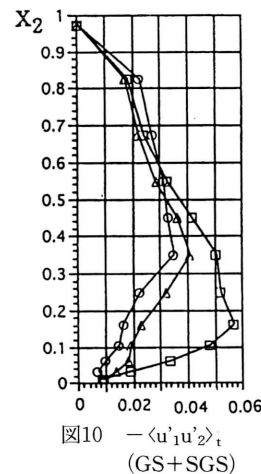


図10 $-\langle u_1' u_2' \rangle_t$ (GS+SGS)

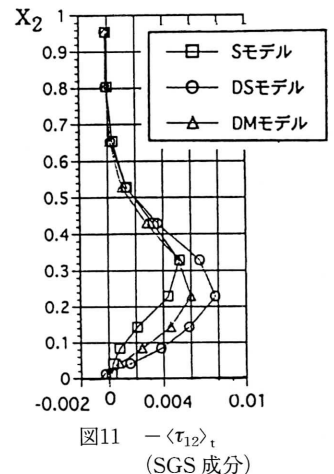


図11 $-\langle \tau_{12} \rangle_t$ (SGS成分)

また、角柱からある程度離れた領域において、DS、DMモデルの $\langle C \rangle_t^{1/2}$ はSモデルで与えた $C_s = 0.13$ に近い値となった。また、角柱近傍においてDMモデルの $\langle C \rangle_t^{1/2}$ はDSモデルの値よりやや小さな値となっている。図9はこの領域でのSGS渦粘性係数の時間平均値 $\langle v_{SGS} \rangle_t$ の分布を示している。Sモデルでは減衰関数の効果により速やかに壁近くで減衰するのに対して、DSモデル、DMモデルでは壁近傍でもあまり減衰しない。この結果は、既報⁶⁾で指摘したように、剥離域では Van Driest 型の wall damping function が妥当性を持ち得ないことを示唆している。また、DMモデルの $\langle v_{SGS} \rangle_t$ はDSモデルの場合よりもやや小さい。次にこの領域での $-\langle u_1' u_2' \rangle_t$ の分布(Grid Scale (GS)+SGS)を比較すると(図10)、DSモデル、DMモデルはSモデルより小さな値を持ち、この部分でSモデルの方が拡散的であることがわかる。SGSにおけるエネルギー散逸率を ϵ_v 、乱流エネルギーのSGS成分 k_{SGS} の生産項を Pk_{SGS} とし、 k_{SGS} の輸送方程式に関して局所平衡を仮定すれば ϵ_v は、 $\epsilon_v = Pk_{SGS} = -\tau_{ij} \bar{S}_{ij}$ で表される。ここで、エネルギー散逸の大半はSGSで行わ

れていることを考えると, ε_v は GS+SGS の全スケールで行われているエネルギー散逸率の総量 ε にほぼ等しいとみなせる. Smagorinsky モデルでは τ_{ij} は (1) 式で表されるので, $\varepsilon_v = -\tau_{ij}\bar{S}_{ij} = 2\nu_{SGS}(\bar{S}_{ij})^2$ となり, ν_{SGS} が小さければ $\varepsilon_v (= \varepsilon)$ もまた小さくなる. これにより, damping function により壁近傍で急速に ν_{SGS} が減少する S モデルの場合, $\varepsilon_v (= \varepsilon)$ が小さくなり, 乱流変動が散逸しにくくなる. これにより, GS+SGS のトータルで見ると, 乱流エネルギーが増加し, 運動量の乱流拡散が過大となる. この結果 S モデルの場合, 図 5, 7 に示したように, 剝離領域の成長が抑制されたものと考えられる. 一方, DS モデルでは, 大きな ν_{SGS} によって ε が増加し, GS+SGS トータルの乱流拡散が減少するため角注側方の逆流域が大きくなる.

一方, DM モデルでは τ_{ij} は $-2\nu_{SGS}\bar{S}_{ij} + B_{ij}$ (7) 式で表されるので, DM モデルの場合の $\varepsilon_v (= -\tau_{ij}\bar{S}_{ij})$ は $2\nu_{SGS}(\bar{S}_{ij})^2 - B_{ij}\bar{S}_{ij}$ と表される. 図 11 に $-\langle u_1'u_2' \rangle_t$ の SGS 成分 $\langle -\tau_{12} \rangle_t (= 2\nu_{SGS}\bar{S}_{12} - B_{12})$ の比較を示す. DM モデルの $\langle -\tau_{12} \rangle_t$ は, 全体に DS モデルの結果より小さい. これは DM モデルでは C の変動が抑えられて $\langle \nu_{SGS} \rangle_t$ が DS モデルに比べて小さくなったことに加えて, 瞬間的には Bardina 項が Smagorinsky 項と逆符号に働く効果により $\langle \tau_{12} \rangle$ 全体の値も小さく抑えられたためであると考えられる. この小さな τ_{12} により DM モデルでは, $\varepsilon (= \varepsilon_v = -\tau_{ij}\bar{S}_{ij})$ が DS モデルよりやや小さくなっているものと考えられる. その結果, DS モデルに比べて GS+SGS のトータルの乱流拡散がやや増加し, 角注側方の逆流域もやや小さくなり, 平均風速を比較すると, 実験と最もよく一致する結果となっている (図 7). この部分での $\varepsilon_v (= \varepsilon)$ の差異により生じる剝離性状の変化が, 図 6 に示した角柱後方の循環流の大きさ等にも影響しているものと推定される.

5. 結 論

1) DS, DM モデルの結果は, wall damping function を併用した S モデルの結果に比べて後方循環流の風速分布に関して大幅な改善が見られた. これは角柱側面における乱流拡散の性状を dynamic SGS モデルがより正確に再現していることによる所が大きい.

2) DM モデルは, DS モデルに比べて, 後方循環流域および側面の風速分布に関してより実験に近づいた. また DM モデルでは係数 C の変動が抑えられたため, DS モデルの約半分まで計算時間が短縮された.

3) 今後の課題としては, ①一様流のような速度勾配のない領域へのモデルのスムーズな接続, ②Backscatter 効果の組み込み, ③計算の安定化・高速化等が考えられる.

(1994年11月17日受理)

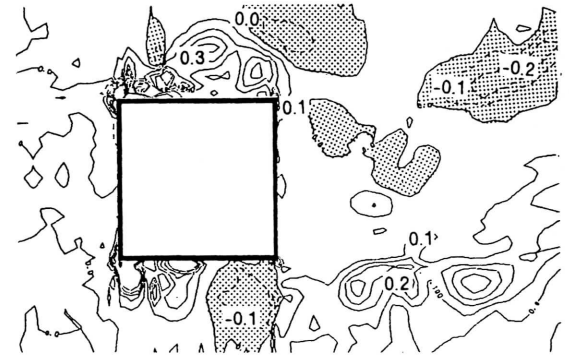


図12 Pk_{SGS} の瞬時値 (DM モデル, C=0, ■は負値を表す)

注 1) (4) 式と (9) 式の相違は右辺の分子に含まれる H_{ij} ((10) 式) の有無である. この H_{ij} が Bardina モデルに由来する項である. なお dynamic SGS モデルのテストフィルタおよび Bardina モデルの場合の 2 重フィルタは, 谷口らの提案 (文 15) に基づいて次式で与えた.

$$\hat{f} = \bar{f} + \frac{\hat{\Delta}^2}{24} \nabla^2 \bar{f} + O(\hat{\Delta}^4) \quad (11)$$

$$\bar{\bar{f}} = \bar{f} + \frac{\bar{\Delta}^2}{24} \nabla^2 \bar{f} + O(\bar{\Delta}^4) \quad (12)$$

注 2) 今回の計算対象は角柱スパン (x_3) 方向では統計的性状が一樣な 2 次元角柱であるため, この方向に (4), (9) 式に分母・分子をそれぞれ平均して安定化を図ることも行われる^{1), 2), 4)}. 流れに一樣な方向が存在する際には, その方向に平均化した C を用いた上で, $C < 0$ の場合のみ $C = 0$ で置き換えた方が置き換えの頻度は低くなると考えられ, 置き換えが減る分だけ精度も向上すると考えられる. しかし今後の 3 次元性の強い流れへの適用を考えると, 特定の方向に関して平均を行うことはモデルの普遍性を低下させると考え, 今回は使用しなかった.

注 3) 角柱上流および側方の一様流中では (4), (9) 式に分母の M_{ij} が 0 に近づき, 計算不能となるため $M_{ij}^2 < 10^{-5}$ の場合 $C=0$ とした.

注 4) この場合, C の負値も許して評価している.

注 5) DS モデルの計算時間は S モデルの約 4 ~ 5 倍. DM モデルでは S モデルの約 2 ~ 3 倍であった.

注 6) Back scatter とは, k_{SGS} の輸送方程式の生産項 $Pk_{SGS} (-\tau_{ij}\bar{S}_{ij})$ が負となり, GS の運動エネルギー K の輸送方程式中の生産項 ($\tau_{ij}\bar{S}_{ij}$) が正となる (Subgrid から Resolvable へのエネルギー輸送が行われる) 状況を指している. Smagorinsky モデルの場合, Pk_{SGS} は次のように表現される.

$$Pk_{SGS} = -\tau_{ij}\bar{S}_{ij} = 2\nu_{SGS}(\bar{S}_{ij})^2 \quad (13)$$

$$\text{ここで } \nu_{SGS} = C\Delta^2 |\bar{S}| \quad (14)$$

したがって Back scatter ($Pk_{SGS} < 0$) を表現するには、 $C < 0$ となる必要がある。すなわち通例の static な Smagorinsky モデルでは Back scatter は再現されない。dynamic SGS モデルでは、 C が負値になり得るので、本来 Back scatter を表現できる。しかし本計算では $C < 0$ のとき、 $C = 0$ としているので DS モデルでは Back scatter を表現していない。一方、DM モデルでは、 τ_{ij} は (7) 式で表されるので、 $C \geq 0$ という制約を設けたとしても、(7) 式の B_{ij} 項の寄与によってある程度の Back scatter 効果を表すことができる。図12に $C \geq 0$ としたときの DM モデルにより得られた Pk_{SGS} の分布を示す。 $C \geq 0$ としても、角柱後方に何か所か Pk_{SGS} が負の領域が観察される。ただし、本解析での τ_{ij} における Bardina 項の寄与は全体的にはあまり大きくない。本計算では Bardina 項にかかる係数を 1 としているが、堀内らの研究によればこの係数は 4 ~ 5 程度がよいとされており⁸⁾、Bardina 項の寄与を小さめに評価している可能性がある。今後は Bardina 項にかかる係数も dynamic に同定する方法について検討したい。

注7) 循環流域よりさらに後方で、いずれの計算でも Lyn の実験⁴⁾ と異なる分布の傾向を示しているが¹⁶⁾、に示したように LES だけでなく DSM, $k-\varepsilon$ 等の他のモデルでも循環流域後方の風速を大きめに評価している。又ここには示していないが $Re = 1.4 \times 10^4$ の Durao らの実験¹⁷⁾ は LES の結果の方に近く、この点に関しては実験結果の誤差も含めてさらに検討が必要である。

(1994年11月17日受理)

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
 $\overline{\Delta}_1$: i 方向の grid filter の幅, $\overline{\Delta} = (\overline{\Delta}_1 \overline{\Delta}_2 \overline{\Delta}_3)^{1/3}$
 $\widetilde{\Delta}_1$: i 方向の test filter の幅, $\widetilde{\Delta} = (\widetilde{\Delta}_1 \widetilde{\Delta}_2 \widetilde{\Delta}_3)^{1/3}$
 k_{SGS} : 乱流エネルギーの SGS 成分

Pk_{SGS} : k_{SGS} の生産項
 ν_{SGS} : SGS 渦粘性係数
 ε_v : SGS におけるエネルギー散逸率,
 ε : GS+SGS の全スケールにおけるエネルギー散逸率
 U_0 : 流入平均風速, D : 角柱一辺の長さ
 x_n+ : 壁座標 ($\langle u^* \rangle_{x_n} / \nu$), x_n : 壁面からの距離
 無次元化は U_0, D を用いて行う。

参考文献

- 1) M. Germano, U. Piomelli, P. Moin and W. H. Cabot, Phys. Fluids, A3, 1760 (1991)
- 2) K. Akselvoll and P. Moin, Engineering Applications of Large Eddy Simulation, FED- Vol. 162, ASME (1993)
- 3) Y. Zang, R. L. Street and R. Koseff, Phys. Fluids A5 (12) (1993)
- 4) K. S. Yang and J. H. Ferziger, AIAA 93-0542 (1993)
- 5) 野澤, 田村. 第26回乱流シンポジウム (1994)
- 6) 持田, 村上, 富永, 小林. 生産研究, vol. 42, No. 2 (1993)
- 7) 松井, 村上, 持田, 第8回数値流体力学シンポジウム論文集 (1994) 投稿中
- 8) 堀内, 第7回数値流体力学シンポジウム論文集 (1993)
- 9) C. M. Rhie and W. L. Chow, AIAA Journal, vol. 21 (1983)
- 10) 石田, 村上, 加藤, 持田. 建築学会計画系論報, 第451号, 55 (1993)
- 11) 森西, 第36回生研講習会テキスト (1993)
- 12) W. Werner and W. Wengle, Proc. 8th Symp. on Turbulent Shear Flows, 19-4, Munich (1991)
- 13) D. A. Lyn, Proc. 23rd Congress Int. Ass. Hydraulic Research, A85-A92 (1989)
- 14) D. K. Lilly, Phys. Fluid, A4, 633 (1992)
- 15) 谷口, 戴, 小林. 第9回生研 NST シンポジウム講演論文集 (1994)
- 16) 持田, 村上, Rodi, 坂本. 第6回数値流体力学シンポジウム論文集 (1992)
- 17) D. F. Durao and M. V. Heitor and J. C. F. Pereira, Experimenta in Fluids, vol. 6 (1988)
- 18) 店護, 宮内. 第9回生研 NST シンポジウム講演論文集 (1994)
- 19) J. Bardina, J. H. Ferziger and W. C. Reynolds, Stanford Univ. Rep. TF-19 (1983)