

混合タイムスケールを用いた改良 $k-\epsilon$ モデルによる建物周辺気流の解析CFD Analysis of flowfield around building using revised $k-\epsilon$ models
based on mixed time-scale白澤 多一¹⁾ 持田 灯²⁾ 吉野 博³⁾ 村上 周三⁴⁾ 富永 禎秀⁵⁾
Taichi SHIRASAWA¹⁾, Akashi MOCHIDA²⁾, Hiroshi YOSHINO³⁾, Shuzo MURAKAMI⁴⁾ and Yoshihide TOMINAGA⁵⁾

ABSTRACT

The flowfields around a front-step and a cubic shaped building model placed within the surface boundary layer were analyzed by using various $k-\epsilon$ models; namely standard $k-\epsilon$, Durbin's revised $k-\epsilon$ and revised $k-\epsilon$ with mixed time-scale concept. The calculated results are compared with those of wind tunnel experiment. Turbulent kinetic energy k around the windward corner is overestimated by the standard $k-\epsilon$ and the Ω type revised $k-\epsilon$ models, while it is improved by the S type model and the model proposed by Durbin. However, all revised $k-\epsilon$ models overestimate the reattachment length behind the building in comparison with the experimental data.

keyword: Revised $k-\epsilon$ model, Mixed time-scale, front-step, cube

1. はじめに

筆者らは境界層流中に置かれた3次元角柱まわりの流れを対象に、Launder-Kato型やDurbin型等の各種改良 $k-\epsilon$ モデルの予測精度を比較してきた¹⁾。改良型の $k-\epsilon$ モデルの場合、標準 $k-\epsilon$ モデルに比べて屋上面のはく離流の予測精度が向上するが、全体的に実験との対応が優れていたDurbinによる改良 $k-\epsilon$ モデル²⁾を含め、比較したいずれのモデルも建物後方の再付着距離を実験よりも大きく評価する傾向にあった。

本研究では、Durbinモデルと同様、標準 $k-\epsilon$ モデルにおける渦粘性係数(ν_t)を定義する時間スケール(k/ϵ)の評価に対して改良を加えた、長野・服部らが提案する改良 $k-\epsilon$ モデル^{3, 4)}をbluff bodyまわりの流れに適用し、その結果を標準 $k-\epsilon$ モデル、Durbinモデルと比較する。接地境界層流中の3次元角柱まわりの流れは、衝突、はく離、再付着、後方循環流、渦放出等の多くの異なる性状の流れが混在しているために、モデルの変更の効果が各々の流れに複雑な形で関与し、結果の評価を困難にする。そこで本研究では、はじめに風上コーナー付近の流れの再現性に焦点を絞り front-step について検討し、次に接地境界層流中に置かれた立方体建物まわりの流れに適用し予測精度の比較を行った。

2. 数値計算の概要

2.1 対象流れ場

2次元 front-step の流れと立方体まわりの流れを解析対象とする。front-step まわりの流れは文献5、立方体まわりの流れは文献6で実験結果が報告されている。

1) 東北大学大学院工学研究科都市・建築学専攻 大学院生 (〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉06)

2) 東北大学大学院工学研究科都市・建築学専攻 助教授 (〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉06)

3) 東北大学大学院工学研究科都市・建築学専攻 教授 (〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉06)

4) 慶応義塾大学理工学部 教授 (〒223-8522 横浜市港北区日吉3-14-1)

5) 新潟工科大学工学部建築学科 助教授 (〒945-1195 柏崎市藤橋1719)

2.2 計算ケース

標準k-εモデル、Durbinモデル、混合タイムスケールを用いた改良k-εモデル(2.3に示すSモデル、Ωモデル)を比較した。front-step、立方体まわりの解析の解析領域、メッシュ分割、境界条件等を表1に示す。

主な記号

<f>: f のアンサンブル平均

x_i : 空間座標の3成分(i=1:主流方向、

i=2:スパン方向、i=3:鉛直方向)

u_i : 風速ベクトルのi成分

H: step, 立方体高さ

u_H : 流入境界における高さHの風速(u_i 成分)

表1 計算条件

| | |
|------------------|---|
| 解析領域 | ①front-step: 崖から風上側に6.7H、風下側に26.7H、高さは実験を行った風洞と同一高さの24Hとした。 ②立方体: 風洞実験とほぼ対応した16.3H(X_1)×10.3H(X_2)×7H(X_3)。 |
| 流入境界 | ①front-step: < u_i >は1/7乗則のpower law、kは0.016×< u_H > ² の一定値で与えた。εは流入面でkの生産項 $P_k=ε$ を仮定し算出。 ②立方体: < u_i >は1/4乗則のpower law、kは風洞実験値。εは流入面でkの生産項 $P_k=ε$ を仮定し算出。 |
| 上空境界 | ①front-step: 固体壁として扱い、generalized log lawを仮定した。 ②立方体: 法線方向の速度成分はゼロ、他の諸量に関しては法線方向の勾配をゼロにする。 |
| 側面境界 (立方体の場合) | 法線方向の速度成分はゼロ、他の諸量に関しては法線方向の勾配をゼロにする。 |
| 流出境界 | 諸量に関して法線方向の勾配をゼロにする。 |
| 地表面境界 | generalized log law (滑面用) |
| 建物壁面境界 | generalized log law (滑面用) |
| メッシュ分割 | ①front-step: 97(X_1)×63(X_3) ②立方体: 50(X_1)×49(X_2)×28(X_3)。 |
| 移流項スキーム | 全輸送方程式にQUICKを使用。 |

2.3 混合タイムスケールを用いた改良k-εモデルの概要

長野・服部らは、エネルギー保有渦の時間スケール(τ_u)と平均流の速度こう配による時間スケール(τ_s)を調和平均した混合時間スケール(τ_m)を次式のように定義している^{3,4)}。

$$\frac{1}{\tau_m} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_u} + \frac{C_s}{\tau_s} \right) \dots (1)$$

$$\tau_u = \frac{k}{\varepsilon} \dots (2) \quad C_s = 0.4^{\text{註1)}}$$

τ_s の定義により、長野らは以下の2種類のモデルを提案している。

$$\tau_s = \frac{1}{S} = \frac{1}{\sqrt{S_{ij} S_{ij}}} \dots (3) \text{ (Sモデル)}^4)$$

$$\tau_s = \frac{1}{\Omega} = \frac{1}{\sqrt{\Omega_{ij} \Omega_{ij}}} \dots (4) \text{ (}\Omega\text{モデル)}^{\text{3,4)}$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \dots (5)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \dots (6)$$

ここで、1/Sはせん断歪や伸縮歪などの変形時間スケール、1/Ωは渦運動(回転)の時間スケールを表す。

(1)式より、

$$\tau_m = \frac{2}{1/\tau_u + C_s/\tau_s} = \frac{k}{\varepsilon} \left(\frac{2R_u}{R_u + C_s} \right) \dots (7)$$

$$R_u = \tau_s / \tau_u \dots (8)$$

この τ_m より v_t を評価すると、

$$v_t = C_\mu k \tau_m \dots (9)$$

一方、Durbinモデルの時間スケールは、応力主軸上のノルマルストレスの realizability の条件^{註2)}($2k \geq \langle u'_a \rangle^2 \geq 0$ 、但し、αは縮約をとらない)から、以下のように定義され、(9)式で v_t が算出される。

$$\tau_m = \min[\tau_u, \tau_D] \dots (10)$$

$$\tau_D = \frac{\sqrt{2}}{3C_\mu} \tau_s \dots (11) \text{ (2次元)}$$

$$\tau_D = \frac{1}{\sqrt{6}C_\mu} \tau_s \dots (12) \text{ (3次元)}$$

長野、服部らのSモデルとDurbinモデルは、ともに(2)式から与えられる時間スケール τ_u と(3)式から与えられる時間スケール(τ_s)から乱流場の時間スケールを算出している点では同様である。Sモデルは、 τ_u と τ_s の調和平均をとり((1)式)、Durbinモデルでは単純に両者の大小関係で時間スケールが切り替わる((10)式)。

3. 計算結果

3.1 front-stepの計算結果

1) front-step 角付近の平均風速と乱流エネルギーk (図1)

step 風上コーナー部から0.5H後方における平均風速、kの鉛直分布を図1に示す。Ωモデルは標準k-εモデルと同様に X_3/H が1.4付近から上方で実験値と比べ、kが過大となっている(図1(2))。一方Sモデルは、Durbinモデルよりもkの値が小さくなっている。平均風速分布(図1(1))にモデル間の大きな差は見られない

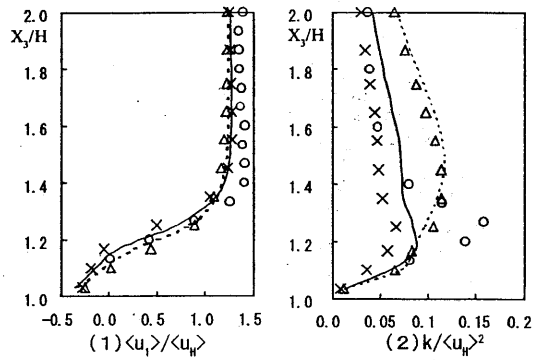
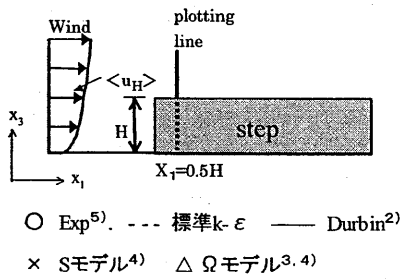


図1 平均風速と乱流エネルギーの鉛直分布

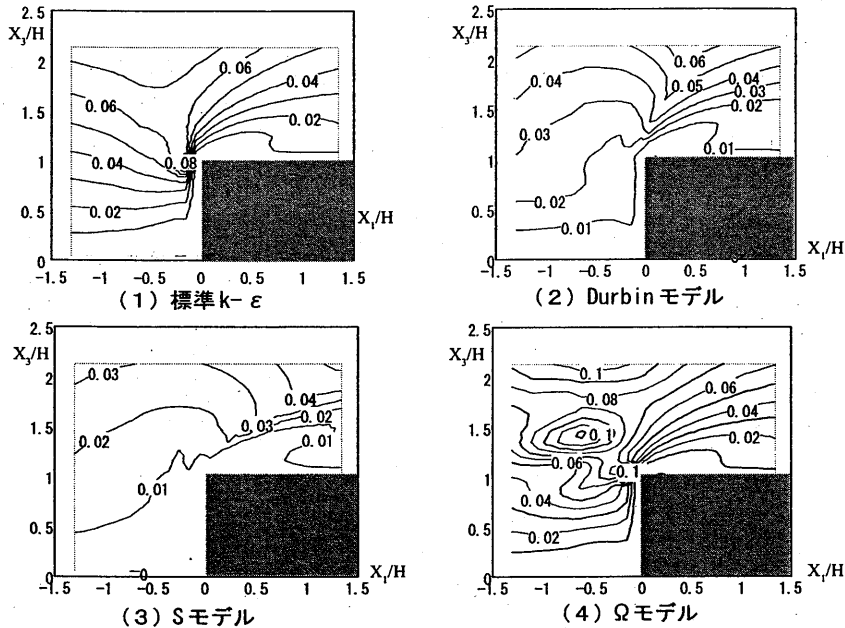


図2 渦粘性係数 ($\nu_t / \langle u_H \rangle H$) の分布

が、kの過大評価が抑えられた結果、 X_3/H が1.6付近より上方ではSモデルが若干実験に近づいている。

2) 渦粘性係数 ($\nu_t / \langle u_H \rangle H$) の分布 (図2)

標準k-εモデルとΩモデルは、風上コーナー部前方において ν_t が大きな値をとっている。一方、DurbinモデルとSモデルはstep風上コーナー部における ν_t を小さく評価している。この部分ではSが大きくなるために、Durbinモデルでは $\tau_b < \tau_u$ となり(10)式で計算される時間スケールが小さくなるため、(9)式で計算される ν_t を小さく評価している。また同様にSモデルもこの領域でSが大きくなるために τ_u ((3)式)が小さくなり、この結果(1)式で算出される時間スケール τ_u も小さくなっている。一方、Ωモデルは風上コーナー近傍とstepコーナーの左上方の2箇所に ν_t のピークが見られる。step風上コーナー近傍で ν_t を大きく評価しているのは、この部分でΩが0に近づくために(4)式で計算される τ_u が大きくなったためと考えられる。またstepコーナーの左上方の領域では τ_u ((2)式)と τ_u ((4)式)の2つの時間スケールがともに大きくなったため、2つの時間スケールを調和平均した結果((1)式)が最大値をとったものと考えられる。

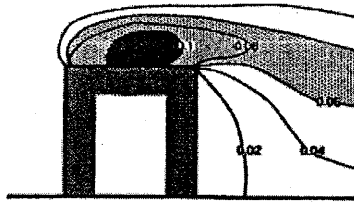


図3 k の分布 (風洞実験結果⁶⁾)

表2 再付着点の比較

| | X_r | X_R |
|-------------------|-------|-------|
| Exp ⁶⁾ | 0.7H | 1.2H |
| 標準 $k-\epsilon$ | - | 2.0H |
| Durbin | 0.42H | 1.9H |
| S model | 0.50H | 2.0H |
| Ω model | 0.39H | 1.9H |

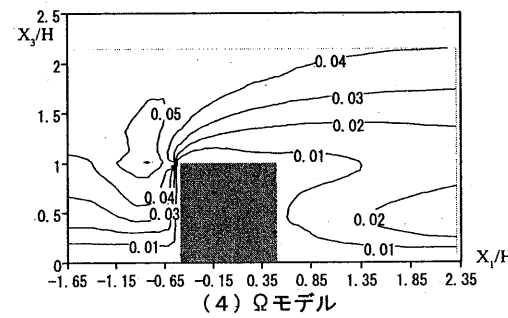
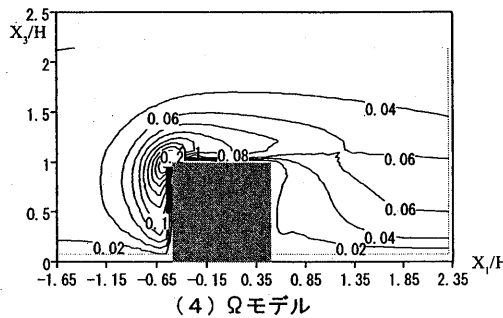
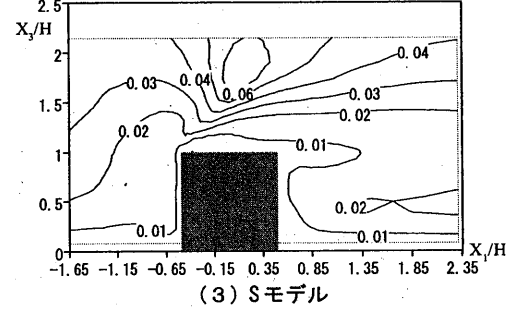
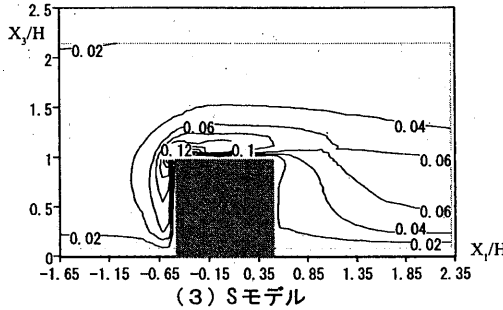
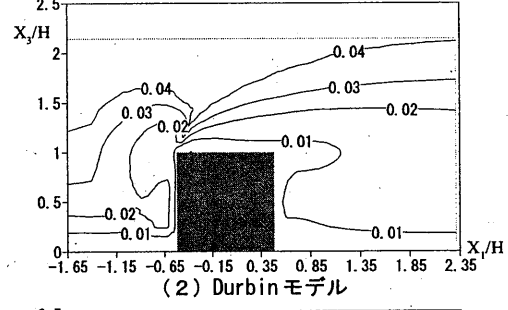
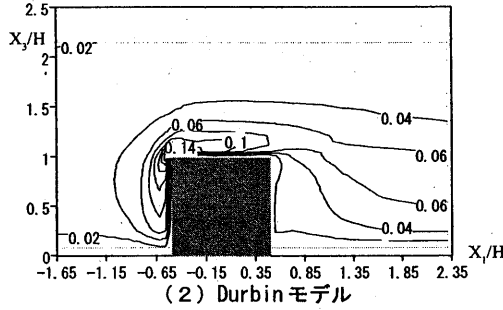
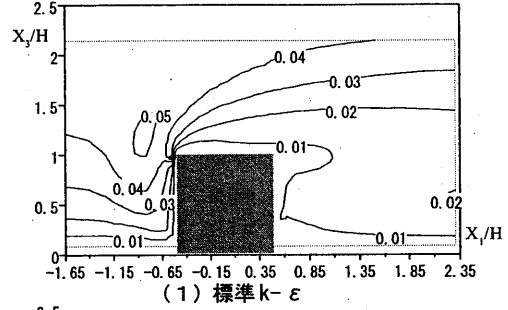
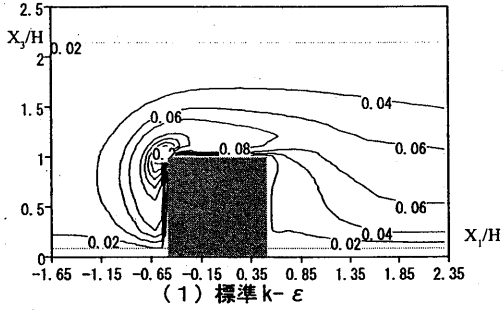
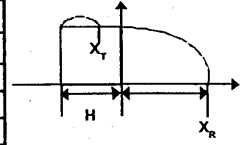


図4 乱流エネルギー ($k/\langle u_r \rangle^2$) の分布

図5 渦粘性係数 ($\nu_t / \langle u_r \rangle H$) の分布

3.2 立方体の計算結果 1) 屋上及び後方床面の再付着点(表2)

屋上面及び後方床面の再付着点位置の比較を表2に示す。Durbinモデル、Sモデル、 Ω モデルでは屋上面の逆流は再現されるが実験より小さめとなった。2次元山越え気流の解析では、丘陵後方でDurbinモデルは後方再付着点を極めて過大に予測し、 Ω モデルは山前方でkを過大に評価するものの、後方循環流の再付着距離はDurbinモデルの問題を改善した^{7,8)}。しかし、本解析では後方循環流の再付着距離はすべてのモデルで実験より大きめに評価されておりモデル間の差はほとんど見られなかった。

2) 乱流エネルギーkの分布(図3, 4)

中心断面における乱流エネルギーkの分布の風洞実験結果⁶⁾と計算結果を、各々、図3、図4に示す。front-step同様、Durbinモデル、Sモデルでは、立方体風上コーナー部でのkの過大生産がある程度改善され、 Ω モデルは標準k- ϵ モデルとはほぼ同じ分布性状を示した。また、後方循環流領域の分布性状にモデル間の大きな違いは見られない。この領域のノルマルストレスの非等方性が十分に再現されないことが、再付着距離が実験より大きくなった原因と推察される。筆者らは境界層流中の1:1:2角柱周辺流れをLESとDurbinモデルの解析結果を比較し、渦放出に伴う建物後方の周期的変動の再現が、建物後方の再付着距離の適切な予測には必要であることを指摘している⁹⁾。本対象の場合も、立方体後方では渦放出の影響で、ノルマルストレスの各成分の中で水平方向成分 $\langle u_i^2 \rangle$ が相対的に大きな値を示すことが実験により確認されている⁶⁾。従って、後方循環流の広さを適切に予測するためには、渦放出に伴う周期的変動を正確に再現することが重要であると考えられる。本解析は、HSMAC法に基づく非定常計算をおこなったにもかかわらず、この周期的な変動が明確には再現されなかった。RANSモデルによる3次元物体周りの流れの解析における周期的変動の再現性については、今後詳しく検討していきたい。

3) 渦粘性係数 $(\nu_t / \langle u_{ij} \rangle H)$ の分布(図5)

front-step同様、標準k- ϵ モデルと Ω モデルは、風上コーナー部前方において ν_t が大きな値をとり、DurbinモデルとSモデルはこの領域における ν_t を小さく評価している。

4) 時間スケールの分布(図6, 7)

立方体の0.04H前方における時間スケールの鉛直分布を図6に示す。風上コーナー(高さH付近)部において、Durbinモデル、Sモデルに比べて、標準k- ϵ モデル、 Ω モデルは時間スケールを大きく評価している。図7は平均流の速度こう配から決まる時間スケール $1/S$ 、 $1/\Omega$ の風上コーナー前方における分布を比較したものである。ここでは、今回比較したモデルの中では、この領域でのkの過大評価の影響が最も少なく、屋上再付着位置も最も実験に近いSモデルの結果からこれらの時間スケールの分布を求めている。建物風上壁面付近ではせん断歪や伸縮歪などの変形が生じ、Sが大きな値をとるため、時間スケールを表す $1/S$ が、小さい値を取り、(1)式で算出される調和平均された混合時間スケールが小さくなる。一方、 Ω は建物風上側面の淀み点付近で小さくなるため、渦運動を表す時間スケール $(1/\Omega)$ は、 $1/S$ よりも大きな値を示している。その結果、 Ω モデルは、風上コーナー付近で混合時間スケールが

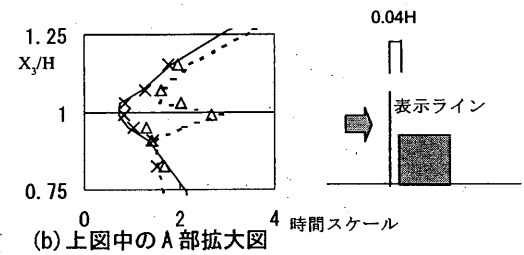
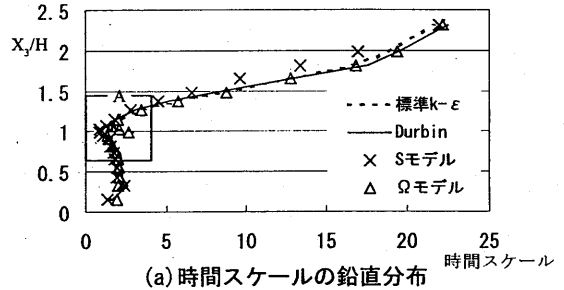


図6 立方体風上コーナー部から0.04H前方の時間スケール

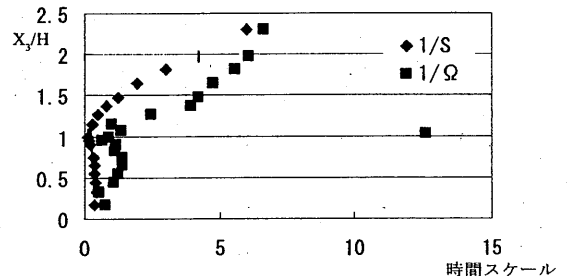


図7 平均流の速度こう配から決まる時間スケール $1/S$ と $1/\Omega$ (Sモデルの結果から算出)

Sモデルよりはるかに大きくなり、標準k-εモデルの値に近づいたものと考えられる。

5) 平均風圧係数 (図8)

標準k-εモデル、Ωモデルは前面の高さ0.8H付近で正圧の絶対値が実験に比べ大きく、わずかながら平均風圧係数が1を超えている^{注3)}。一方、SモデルとDurbinモデルは実験との対応が良い。屋上面中央付近の負圧の絶対値はどのモデルも実験値より小さいものの、Sモデルが実験結果に近く、屋上面の再付着点の結果と対応している。

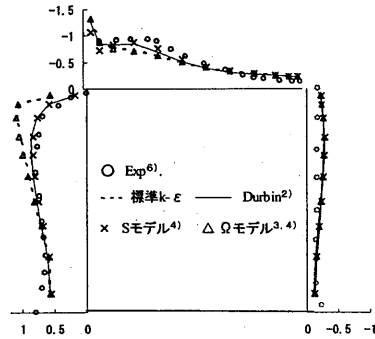


図8 平均風圧係数分布

4. まとめ

①標準k-εモデルの渦粘性係数を定義する時間スケールに改良を加えたモデルにより、2次元front-stepと立方体まわりの流れの解析を行った。

②DurbinモデルとSモデルは風上コーナー付近の乱流エネルギーの過大生産を抑制し、立方体まわりの流れの場合、屋上面のはく離流の再付着点の予測精度が向上する。しかし、どのモデルも立方体後方の循環流領域の広さを同程度に過大評価し、モデル変更の効果が見られなかった。

③今後はさらに2次元リブ、back-step等の様々な流れに混合タイムスケールを用いた改良k-εモデルを適用し、その特性を把握していきたい。

注1) モデル定数 C_2 は文献4において、2次元チャンネル乱流のDNSデータベースを用い、壁から離れた領域で $(2R_c/(R_c+C_2))=1$ となるように定められている。

注2) 主軸座標においてノルマルストレスのrealizabilityの条件が満足されれば、計算座標でもrealizabilityが成立することを、筆者らは文献10中で2次元空間を対象に確認している。

注3) 標準k-εモデルで風上壁面の平均風圧係数が大きめに評価される傾向は文献11、12等においても報告されている。

<謝辞> 本研究は、新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) から委託された離島用風力発電システム等技術開発の中の局所的風況予測モデルの開発の一環として行われたものである。また混合タイムスケールを用いた改良k-εモデルに関して、名工大の長野靖尚教授、服部博文博士より有益な情報を頂いた。記して謝意を表する。

<参考文献>

- 1) 富永、持田、村上、大岡、佐脇：各種改良k-εモデル、DSMによる高層建物周辺気流のCFD解析、第16回風工学シンポジウム論文集、pp.155-160、2000年
- 2) P.A. Durbin: On the k-ε stagnation point anomaly, Int. J. Heat and Fluid Flow, 17, pp.89-90, 1996
- 3) 長野、服部、入門：乱流モデルによる複雑地形上の風況予測、日本機械学会熱工学講演会講演論文集、pp.75-76, 2001
- 4) 宮沢、佐藤、服部、長野：乱流モデルによる衝突はく離・再付着を伴う流れの予測、第15回数値流体力学シンポジウム、C08-2、2001年
- 5) M. F. Yassin, S. Kato, S. Murakami, R. Ooka, T. Takahashi, T. Ohtsu: Turbulence characteristics of flow over two-dimensional step model, 日本建築学会学術講演梗概集D-2, pp.757-758, 2001年
- 6) 例えば、持田、村上、林：立方体モデル周辺の非等方乱流場に関するk-εモデルとLESの比較、日本建築学会計画系論文報告集、第423号、pp.23-31、1991年5月
- 7) 倫裕發、持田灯、吉野博、村上周三：CFD Prediction of Flow over Topographic Geometries by Revised k-ε Models (Part1), 日本建築学会学術講演梗概集D-2, pp.661-662, 2002年
- 8) 白澤、持田、吉野、村上、倫：改良k-εモデルによる地形周りの解析(その2)、日本建築学会学術講演梗概D-2, pp.663-664, 2002年
- 9) 富永、持田、村上、佐脇：境界層流中の1:1:2角柱周辺流れのLES、第15回数値流体力学シンポジウム、C06-1, 2001年
- 10) 白澤、持田、吉野、村上、富永、飯塚：Durbinにより提案された改良k-εモデルの概要とその拡張(1)、日本建築学会東北支部研究報告集計画系、第65号、pp.81-84, 2002年
- 11) 近藤、持田、村上：改良k-εモデルによる2次元モデル周辺気流の数値計算、第13回風工学シンポジウム論文集 pp.515-520, 1994年
- 12) 近藤、村上、持田：改良k-εモデルによる建物周辺気流の数値計算、第8回数値流体力学シンポジウム論文集、pp.363-366, 1994年