

# 改良 k-ε モデルを用いた低層建物モデル壁面風圧力の モデル壁面風圧力の数値解析

Numerical Study on Surface Pressures of Low-Rise Building Using Revised k-ε Model

持田 灯\*・村上 周三\*\*・近藤 宏二\*\*\*・土谷 学\*\*\*\*

Akashi MOCHIDA, Shuzo MURAKAMI, Koji KONDO and Manabu TSUCHIYA

標準モデルのレイノルズ応力等の渦粘性近似自体に改良を加え、渦動粘性係数  $\nu_t$  の評価式中の係数  $C_\mu$  をスカラー化した渦度  $\Omega$  と変形速度  $S$  の比  $\Omega/S$  の関数とするモデル (MMK モデル) を提案し、1:1:0.5の低層建物モデルまわりの流れの解析に適用した。MMK モデルを用いた解析では、屋根面風上端付近の乱流エネルギー分布、屋根面の剝離流の性状、屋根面や風上壁面の風圧分布等に関して、標準 k-ε モデルより大幅に改善された結果が得られた。

## 1. はじめに

建物のような bluff body まわりの流れ場を予測対象とした場合、標準 k-ε モデルは淀みや剝離を含む流れにうまく適合できず、屋根面や壁面の風圧力を正しく再現することができない<sup>1),2)</sup>。これは、標準 k-ε モデルは屋根風上コーナー部のように主流の方向が大きく変化する場所では、乱流エネルギー  $k$  の生産項  $P_k$  が過大に評価してしまうためである。LES (Large Eddy Simulation), ASM (Algebraic Stress Model), DSM (Differential Stress Model)<sup>2),3)</sup>ではこの問題は生じにくい、反面計算時間の増大や計算不安定性などの欠点がある。Launder & Kato は、この点を改善し淀み点付近の  $k$  の過大評価を解消するモデルとして、 $P_k$  の評価式を修正した改良 k-ε モデルを提案した<sup>4),5)</sup>。このモデルは、屋内風上コーナー付近の  $k$  の過大評価、屋根付近の剝離流の再現性などに一定の改善を与える。しかし、運動方程式中のレイノルズ応力は通例の渦粘性モデル (Eddy Viscosity Model: EVM) でモデル化し、 $k$  方程式や  $\varepsilon$  方程式の生産項に含まれるレイノルズ応力の表現のみを修正しているため、モデルの数値的一貫性に問題が残る。即ち  $k$  方程式の生産項  $P_k$  が、平均運動エネルギー  $\langle u_i \rangle \langle u_i \rangle / 2$  の輸送方程式中の平均流から乱れ成分へのエネルギー輸送項 ( $-P_k$ ) と釣り合わないという問題がある。これに対して筆者らは、レイノルズ応力等の渦粘性近似自体に改良を加える新しいモデル

(以下 MMK モデル)<sup>6),7)</sup>を提案し、風向角  $0^\circ$  の場合の 2 次元建物モデル<sup>6),7)</sup>や立方体まわり<sup>8)</sup>の流れ場の計算でその有効性を確認してきた。

本研究では、MMK モデルを淀み域、剝離、再付着、種々の渦形成などの複雑な流れ場を形成する建物幅、奥行き、高さ比が 1:1:0.5 の低層建物モデルまわりの流れの解析に用い、その適用性を検討した。特に、本検討では、複数の風向角に対する解析を実施し、建物モデルに斜めに風が当たるときの屋根面、壁面の風圧力の再現性に注目した。MMK モデルによる計算結果は、風洞実験および標準 k-ε モデルによる結果との比較からその有効性を検討した<sup>9)</sup>。

## 2. モデルの概要

標準 k-ε モデルの基礎方程式を表 1 の(1)~(6)式に示す。これに対して、MMK モデルでは EVM で表現した渦動粘性係数  $\nu_t$  中の  $C_\mu$  をスカラー化された変形速度  $S$  (6)式)とスカラー化された渦度  $\Omega$  ((10)式)の比である  $\Omega/S$  の関数として、(7)~(9)式のようにモデル化するものである。MMK モデルでは、淀み点付近のように  $\Omega/S < 1$  となる領域 (図 1) では、標準 k-ε モデルの場合の(4)式で評価される  $P_k$  の値を減じ、単純なせん断流れのように  $\Omega/S = 1$  となる流れでは、(4)式と同じになる。一方、 $\Omega/S > 1$  の領域 (図 1 の斜線部)では(8)式を用いると標準 k-ε モデルの場合より  $P_k$  が過大となるため、(8)式の適用範囲を  $\Omega/S < 1$  に限定し、 $\Omega/S \geq 1$  の場合は、通例の  $\nu_t$  の算定式 ((9)式)とする。

\*新潟工科大学 建築学科 (東京大学生産技術研究所研究員)

\*\*東京大学生産技術研究所 附属計測技術開発センター

\*\*\*鹿島技術研究所 (東京大学生産技術研究所受託研究員)

\*\*\*\*鹿島技術研究所

表 1 基礎方程式

1. 標準  $k-\varepsilon$  モデル

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( P + \frac{2}{3} k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu_t \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \right\} \quad \cdots (1)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_1} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - \varepsilon \quad \cdots (2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\varepsilon}{k} C_1 P_k - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad \cdots (3)$$

$$P_k = \nu_t S^2 \quad \cdots (4)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \cdots (5)$$

$$S = \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right)^2} \quad \cdots (6)$$

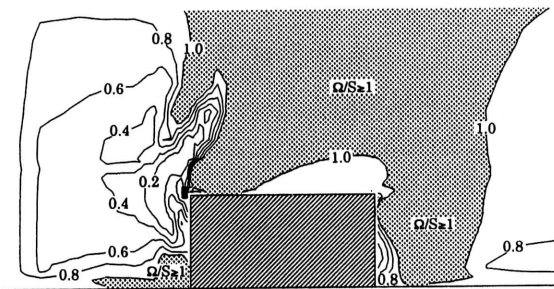
## 2. MMK モデル

$$P_k = \nu_t S^2 \quad (\nu_t \text{は、(8)、(9)式}) \quad \cdots (7)$$

$$\nu_t = C_\mu^* \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad C_\mu^* = C_\mu \frac{\Omega}{S} \quad \left( \frac{\Omega}{S} < 1 \text{ の場合} \right) \quad \cdots (8)$$

$$\nu_t = C_\mu^* \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad C_\mu^* = C_\mu \quad \left( \frac{\Omega}{S} \geq 1 \text{ の場合} \right) \quad \cdots (9)$$

$$\Omega = \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right)^2} \quad \cdots (10)$$

図 1 MMK モデルにおける建物近傍の  $\Omega/S$  の分布 (風向角  $0^\circ$  の中心断面)

## 3. 計算の概要

## 3.1 計算格子

計算に用いた格子は、建物近傍を覆う細かいグリッド A と計算領域全体を覆う粗いグリッド B を組み合わせた複合グリッド<sup>10)</sup>である。対象とした風向角  $0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ$  の 3 風向を、建物近傍の細かいグリッド A を回転させて表

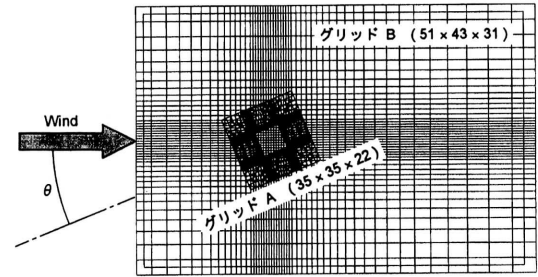


図 2 計算格子 (平面図)

表 2 境界条件

流入面	$\langle u_i(x_3) \rangle = \text{実験値の分布に従う (図 3 参照)},$ $\langle u_2(x_3) \rangle = \langle u_3(x_3) \rangle = 0,$ $k(x_3) = \text{実験値の分布に従う (図 3 参照)},$ $l(x_3) = (C_\mu k(x_3))^{1/2} \left( \frac{\partial \langle u_i(x_3) \rangle}{\partial x_3} \right)^{-1}$ (流入面で $P_k = \varepsilon$ ), $\varepsilon(x_3) = C_\mu k(x_3)^{3/2} / l(x_3),$ $\nu_t(x_3) = k(x_3)^{1/2} l(x_3)$
流出面	$\langle u_i \rangle, k, \varepsilon : \partial / \partial x_1 = 0$
上空面 側面	$\langle u_n \rangle = 0, \langle u_i \rangle, k, \varepsilon : \partial / \partial x_n = 0$ $\langle u_n \rangle$ : 法線方向成分, $\langle u_i \rangle$ : 接線方向成分
地表面 建物壁面	壁面のシアストレスは①式、 $k$ 方程式中の壁面第 1 セルの $\varepsilon(\bar{\varepsilon})$ は②式、 $\varepsilon$ 方程式中の壁面第 1 セルの $\varepsilon(\varepsilon_p)$ は③式で与える。 $\frac{\langle u_i \rangle}{(\tau_w / \rho)} \left( C_\mu^{1/2} k_p \right)^{1/2} = \frac{1}{\kappa} \ln \left[ E \frac{1}{2} h_p \left( C_\mu^{1/2} k_p \right)^{1/2} / \nu \right] \quad \cdots \textcircled{1}$ $\bar{\varepsilon} = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa h_p} \ln \left[ E h_p \left( C_\mu^{1/2} k_p \right)^{1/2} / \nu \right] \quad \cdots \textcircled{2}$ $\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa h_p / 2} \quad \cdots \textcircled{3}$ $k : \partial k / \partial x_n = 0, \kappa = 0.4, C_\mu = 0.09, E = 9.0$

現した (図 2)。格子の総節点数は 94,933 で、建物近傍の最小メッシュ幅は建物高さの  $1/15$  である。

## 3.2 境界条件

境界条件を表 2 に示す。流入境界における平均風速および乱流エネルギー  $k$  の鉛直方向分布は、風洞実験値 (1/4 勾配流。流入部のモデル高さにおいて乱れの強さ 26.5% (図 3).) を用い、乱流消散率  $\varepsilon$  は乱流エネルギー  $k$  の生産と釣り合うように与えた。また、建物モデル壁面および風洞床面には、Launder & Spalding 型の generalized log law を用いた。

## 3.3 差分スキーム

平均流の運動方程式、 $k, \varepsilon$  の輸送方程式の移流項には QUICK スキームを用い、他の空間微分項には 2 次精度の

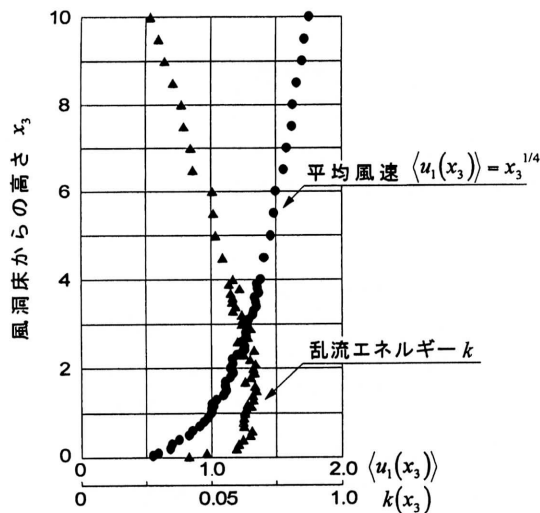


図3 流入気流の高さ方向分布 (実験に基づく)  
( $x_3$ : 建物高さ  $H$  で無次元化,  $u_1$ : 建物高さ  $H$  における平均風速  $\langle u_1 \rangle$  で無次元化)

中心差分を用いた。また、時間差分には、1次精度の Full Implicit スキームを用いた。

#### 4. 計算結果

##### 4.1 乱流エネルギー $k$ (図4)

標準  $k-\epsilon$  モデルは既往の立方体モデルの場合<sup>1),2)</sup>と同様に、風上側コーナー付近の  $k$  を過大に評価している (図4 (a))。これに対して、運動方程式中のレイノルズ応力の評価を修正した MMK モデルの場合、標準  $k-\epsilon$  モデルに比べて風上側コーナー付近の  $k$  の過大評価がかなり改善されている (図4 (b))。また、屋根面付近の  $k$  が標準  $k-\epsilon$  モデルより増加しており、既往の立方体モデルの実験結果等から判断して MMK の方がこの点に関してもより妥当であると推定される。

##### 4.2 風速ベクトル (図5)

屋根面付近の風速ベクトルを見ると、標準  $k-\epsilon$  モデルでは、風上側コーナーからの剥離が全く生じていない (図5 (a))。このため後述する屋根面の風圧係数も風洞実験と大きく異なったものとなっている (図6, 図7)。これに対して、MMK モデルでは、風上側コーナーから剥離した流れが風上端から  $0.83H$  付近で再付着しており (図5 (b))、屋根面の風圧係数分布も風洞実験と対応したものとなっている (図6, 図7)。

##### 4.3 風圧係数 (図6, 図7)

風圧係数は、数値解析、風洞実験とも建物モデルがない場合のモデル中心位置、モデル高さでの速度圧で基準化した。また静圧はモデル中心の上空、境界層外の値とした。

図6 (a)~(f) に風向角  $0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ$  の場合の A-A' 平面、B-B' 断面上の風圧係数の比較を示す。また、図7 (a)~(c)

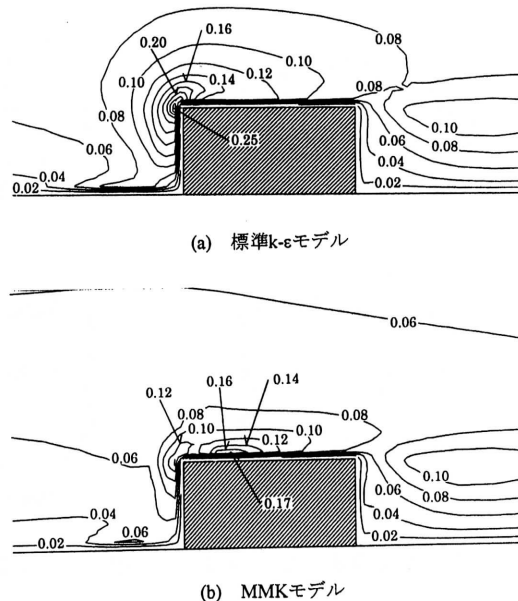


図4 建物近傍の乱流エネルギー  $k$  の比較  
(風向角  $0^\circ$  の中心断面)

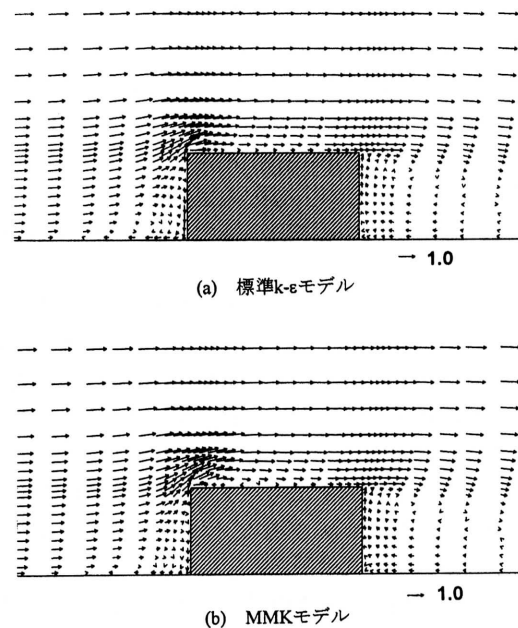


図5 建物近傍の風速ベクトルの比較  
(風向角  $0^\circ$  の中心断面)

にそれぞれの風圧係数の分布を示す。

(1) 風向角  $0^\circ$  の場合 (図6 (a), (b), 図7 (a))

a. 屋根面 標準  $k-\epsilon$  では屋根面の負圧の分布性状が風洞実験とはかなり異なっている。これは、図5に示したように標準  $k-\epsilon$  モデルでは風上端からの剥離流が正しく再現されていないためである。一方、MMK モデルでは風上端から剥離が生じており (図5 (b))、標準  $k-\epsilon$  より改善された結果となっている。MMK モデルの屋根中央付近で

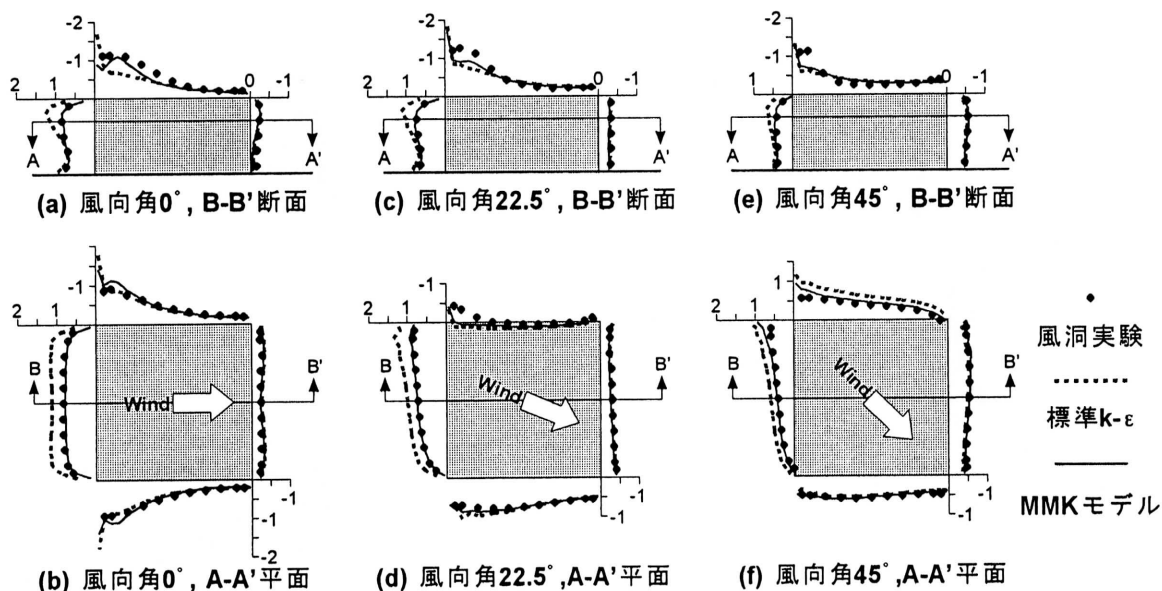


図6 平均風圧係数の比較

一致度が若干悪いのは、剥離域の大きさが風洞実験よりやや狭くなっているためであると考えられる。

b. 風上壁面 標準  $k-\epsilon$  が淀み点付近での風圧係数を過大に評価している。これに対して、MMK モデルでは風上面の風圧係数が実験と極めてよく一致している。これは風上面近傍の  $v_t$  が標準  $k-\epsilon$  より小さくなり<sup>6)</sup>、レイノルズ応力の分布が改善されたことによると推察される。

(2) 風向角  $22.5^\circ$  および  $45^\circ$  の場合 (図 6 (c) - (f), 図 7 (b), (c))

a. 屋根面 風洞実験では屋根面に円錐渦による風圧の変化が明瞭に現れている。これに対して、MMK モデルでもこの円錐渦の影響は、十分再現できていない。この点に関しては、移流効果を取り込むなど、さらにモデルの改良が必要であると考えられる。

b. 風上面 風上側の正圧を示す壁面では、風向角  $0^\circ$  の場合と同様に、MMK モデルは、標準  $k-\epsilon$  モデルに比べてかなり改善された結果を与えている。

c. 側面 風向角  $22.5^\circ$  の側壁面 (図 6 (d) 中の上側の面) では、標準  $k-\epsilon$  モデル、MMK モデルとも負圧の減少の度合いが風洞実験とは異なり、MMK モデルを用いても大きな改善はみられない。

## 5. 結 論

MMK モデルを用いることにより、標準  $k-\epsilon$  モデルでは再現されなかった屋根面風上側からの剥離流が再現され、風圧分布の実験との一致度も、全般的には標準  $k-\epsilon$  モデルに比べ遥かに改善される。しかし、円錐渦に起因する屋根面の風圧係数分布等に関しては、MMK モデルを用いても改善の余地が残されており、さらにモデルの改良が必要

である。

(1995年12月14日受理)

## 記 号

- |  |                       |
|--|-----------------------|
| $x_i$ : 空間座標の 3 成分                                   | $u_i$ : 風速 3 成分       |
| ( $i=1$ : 主流方向, $i=2$ : 横方向, $i=3$ : 鉛直方向)           |                       |
| $k$ : 乱流エネルギー  | $\epsilon$ : エネルギー消散率 |
| $l$ : 乱れの長さスケール                                      | $\nu_t$ : 渦動粘性係数      |
| $\langle f \rangle$ : 変数 $f$ の時間平均                   |                       |
| $f'$ : 変数 $f$ の変動成分 ( $f' = f - \langle f \rangle$ ) |                       |
| $C_p$ : 風圧係数   |                       |

(なお、文中の諸量は建物高さ  $H$  および建物高さ  $H$  での流入風速  $\langle u_1 \rangle$  で無次元化されている。)

## 参 考 文 献

- 1) 持田灯, 村上周三, 林吉彦: 立方体周辺の非等方乱流場に関する  $k-\epsilon$  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, 1991. 5.
- 2) Murakami: COMPARISON OF VARIOUS TURBULENCE MODELS APPLIED TO A BLUFF BODY, First International Symposium on Computational Wind Engineering, 1992, Tokyo.
- 3) 村上周三, 持田灯, 近藤靖史, 田中忠範: 代数応力モデルによる 2 次元角柱周辺気流の数値解析, 日本建築学会計画系論文報告集, 第419号, 1991. 1.
- 4) E. Launder, M. Kato: MODELLING FLOW-INDUCED OSCILLATIONS IN TURBULENT FLOW AROUND A SQUARE CYLINDER, ASME Fluid Engineering Conference, 1993. 6, Washington DC.
- 5) Kato, B.E. Launder: THE MODELLING OF TURBULENT FLOW AROUND STATIONARY AND VIBRATING SQUARE CYLINDERS, 9th Symposium on Turbulent Shear Flows, 1993. 8 Kyoto.

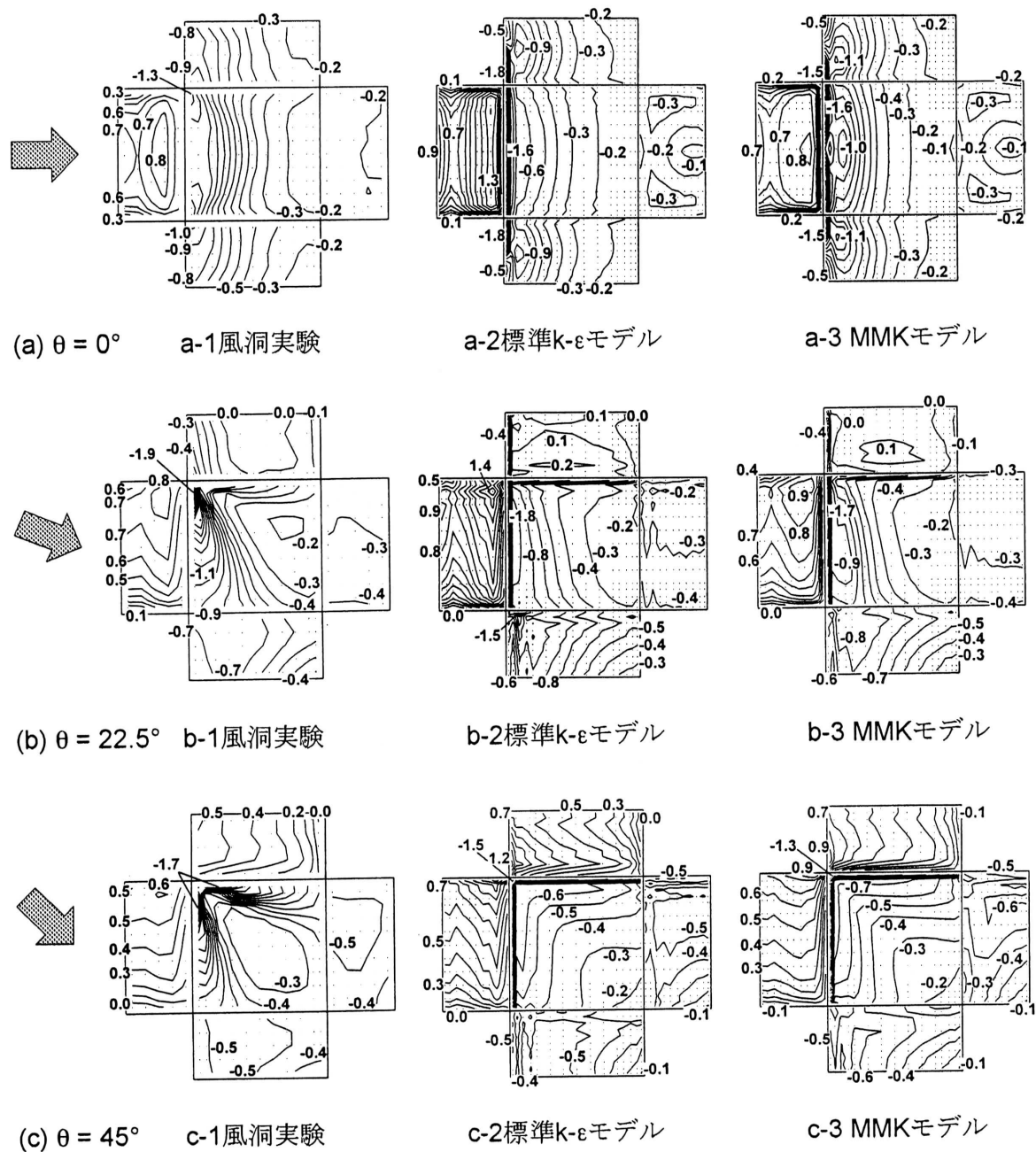


図7 平均風圧係数の各面の分布

- 6) 村上周三, 持田灯, 近藤宏二: 改良 k-ε モデルによる 2 次元建物モデル周辺気流の数値計算, 第 8 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, 1994, 東京.
- 7) 村上周三, 持田灯, 近藤宏二: 改良 k-ε モデルによる 2 次元建物モデル周辺気流の数値計算, 生産研究 Vol. 47, no. 2, 1995. 2.
- 8) 石田義洋, 村上周三, 持田灯, 近藤宏二: 改良 k-ε モデルによる立方体モデル周辺気流数値解析, 日本建築学会大

会学術講演梗概集, 1995. 8.

- 9) 土谷学, 村上周三, 持田灯, 近藤宏二, 石田義洋: 改良 k-ε モデルによる低層建物モデル壁面風圧力の数値解析, 1995, 東京.
- 10) 石田義洋, 村上周三, 加藤信介, 持田灯: 解強制置換法を用いた複合グリッドシステムによる建物内外の気流解析法に関する研究, 日本建築学会計画系論文報告集, 第 451 号, 1993. 9.