

代数応力モデルによる 3 次元室内等温流れ場の解析

3-D Study on Room Airflow without Buoyancy by Algebraic Stress Model

村上周三*・加藤信介**・近藤靖史***
Shuzo MURAKAMI, Shinsuke KATO and Yasushi KONDO

1. 序

筆者らは室内気流の数値解析に関して一連の研究を行ってきたが、当初の代表的なもの一つに、 $k-\epsilon$ モデル(以降 $k-\epsilon$ と略す)による立方体形状の室内気流の3次元解析がある¹⁾。そこでは模型実験結果との詳細な比較も行われている。その結果、 $k-\epsilon$ による平均流の様相は実験結果と良く一致した。ただし k の過大評価が吸込口近傍等で見られた。これは $k-\epsilon$ の乱流モデルとしての限界によることもすでに指摘している^{1),2)}。

一方、筆者らは代数応力モデル(ASM)を用いて2次元流れ場を解析し、 $k-\epsilon$ の持つ種々の欠点が改善されることを示した³⁾⁻¹⁰⁾。すなわち、ASMはレイノルズストレス $(\overline{u_i u_j})$ の生産項 (P_{ij}) を正しく評価でき、 $\overline{u_i u_j}$ の非等

方形が問題となる流れ場、例えば主流の流れが曲率を持つ場合や、噴流が壁に衝突する領域、吸込口近傍の縮流領域等の予測は渦粘性(EVM)の概念に基づく $k-\epsilon$ の結果より優れていることを示した。本報ではASMを図1に示す文献1)と同じ3次元等温流れ場に適用し、実験結果¹⁾および $k-\epsilon$ モデルとの比較検討を行う。

2. 計算概要¹⁾

計算対象は図1に示す吹出口・吸込口を持つ立方体。基礎式を表1に、境界条件を表2に、計算条件を表3に示す。図2に示すa)~d)4断面について検討した¹⁾。

3. 結果と考察

3.1 平均風速ベクトル

a)断面(図3)、b)断面(図7)、c)断面(図9)、d)断面(図11)ともにASMの結果は、 $k-\epsilon$ の結果とほぼ同じ

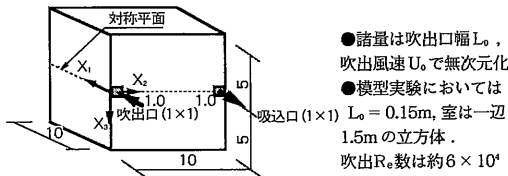


図1 計算対象

表2 境界条件

Table with 2 columns: boundary type and condition. Includes inlet/outlet velocity conditions, wall stress conditions, and formulas for velocity profiles and friction coefficients.

表3 計算条件

メッシュ分割は35(x1) x 22(x2) x 19(x3)。最小メッシュ幅は0.2、最大メッシュ幅は1.0。計算はx3方向の対称性より、x3方向の半分のみを計算対象とした。U1, k, εの移流項はQUICK、但し吹出口・吸込口近傍で風上差分。因に当初の文献1)でのメッシュ分割は22(x1) x 22(x2) x 12(x3)。

*東京大学生産技術研究所 付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

***民間等共同研究員 (㈱日建設計)

<記号> U_i: i方向平均流速 u_i: i方向流速の変動成分
P: 圧力の平均値 k: 乱流エネルギー D_k: kの拡散項
P_k: kの生産項 ε: kの散逸率 P_{ij}: u_iu_jの生産項
ε_{ij}: u_iu_jの散逸率 Φ_{ij}: 圧力-歪相関 τ_w: 壁面せん断応力
オーバーバは平均操作。δ_{ij}はクロネッカーデルタ。

表1 代数応力モデル(ASM)の基礎式(等温)

Table of equations for the Algebraic Stress Model (ASM). Includes continuity, momentum, k, and ε equations, and formulas for Reynolds stress production and dissipation terms.

C₁: 1.8 C₂: 0.6 C'₁: 0.5 C₃: 0.22 C_ε: 0.16 C_{ε1}: 1.44
C_{ε2}: 1.92 C₁: 2.5

研究速報

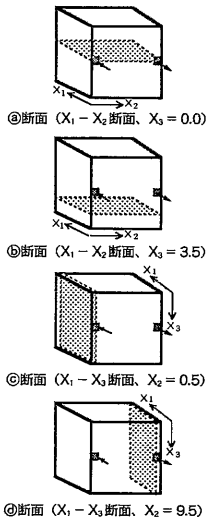


図2 検討断面

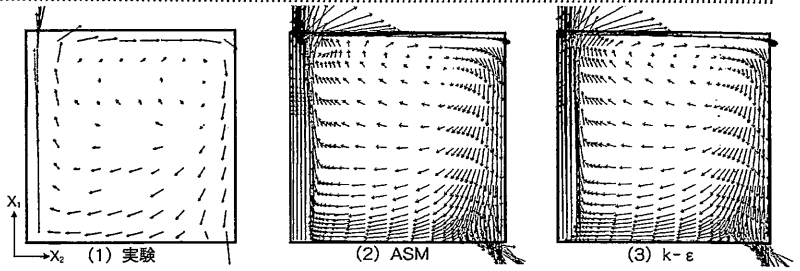


図3 平均風速分布 (a)断面

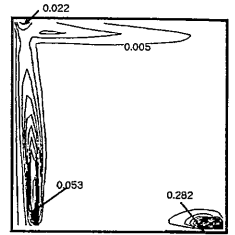
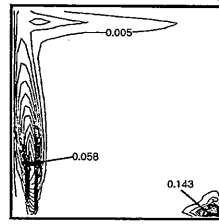
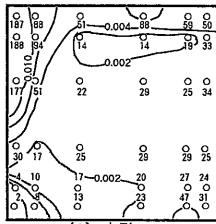


図4 kの分布 (a)断面

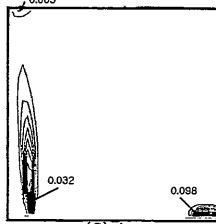
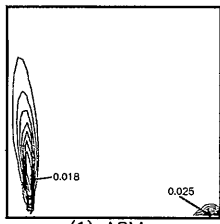


図5 εの分布 (a)断面

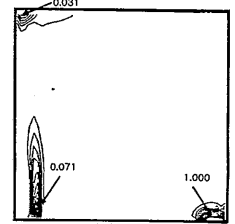
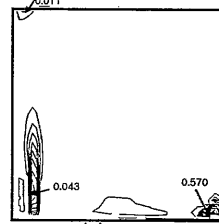


図6 P_k の分布 (a)断面

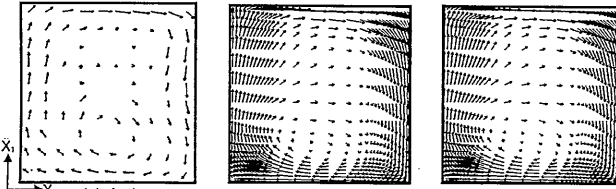


図7 (b)断面の平均風速分布

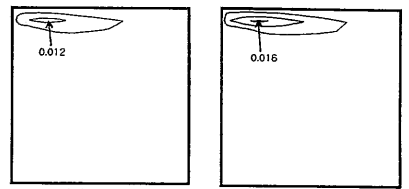


図8 (b)断面のkの分布

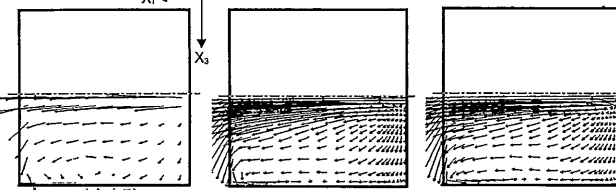


図9 (c)断面の平均風速分布

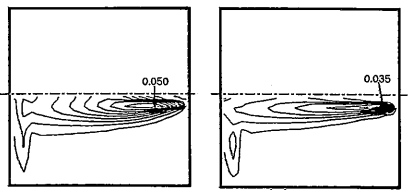


図10 (c)断面のkの分布

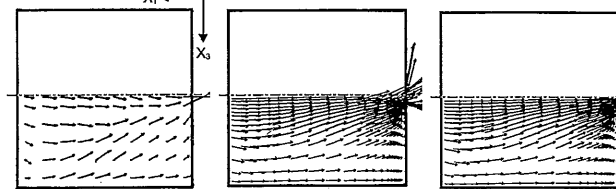


図11 (d)断面の平均風速分布

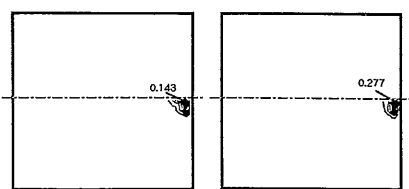


図12 (d)断面のkの分布

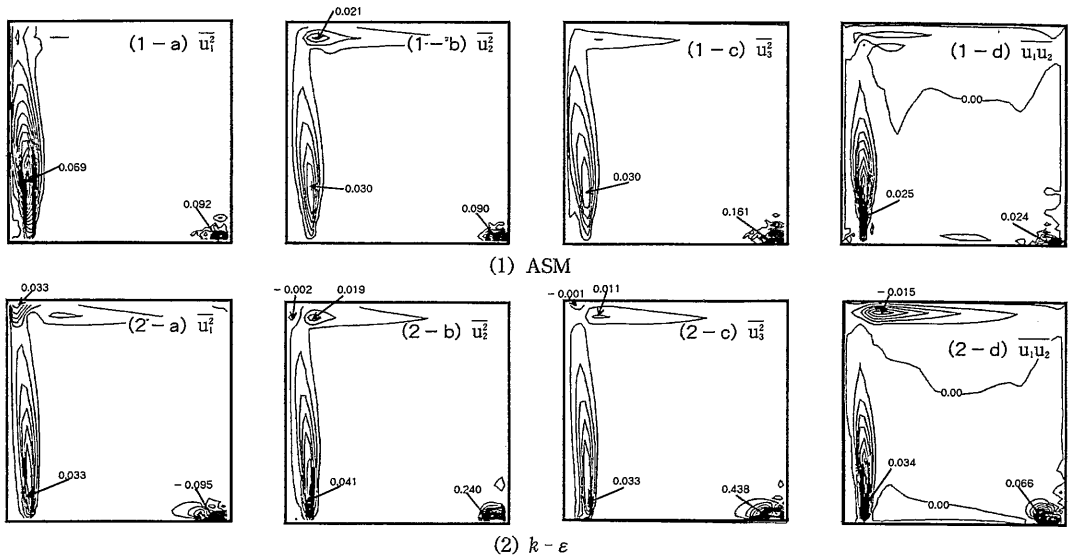


図13 a断面における $\overline{u_i u_j}$ の分布の比較

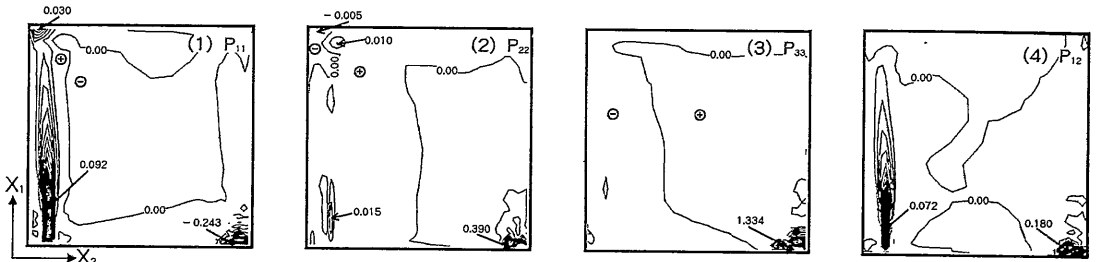


図14 a断面における P_{ij} の結果 (ASM)

であり、また実験結果との対応も極めて良い。

3.2 $k-\epsilon$

a断面の結果(図4)よりわかるように、 $k-\epsilon$ の結果では噴流が壁に衝突する領域(図4左上部)、および吸込口近傍(図4右下部)で過大な k の値が見られるのに対し、ASMではこれらの領域で $k-\epsilon$ の結果より小さく、実験結果に近づく傾向がある。またこの傾向はその他の断面の同様な場所(図8, 10, 12)でも確認できる。このような差異は、 k の値に最も大きな影響を与える P_k の評価の差(後述)に起因する。

3.3 ϵ (図5)

k と同様に $k-\epsilon$ では壁に噴流が衝突する領域、および特に吸込口近傍で値が大きいのが、ASMではそれほど大きくなく、 $k-\epsilon$ より妥当な結果であると推定される。

3.4 P_k (図6)

a断面の結果を見るとASMについても $k-\epsilon$ についても速度勾配の大きい領域、すなわち、噴流領域、噴流が壁面に衝突する領域、および吸込口近傍で値が大きい。

ただし、噴流が壁面に衝突する領域、および吸込口近傍ではASMの値は $k-\epsilon$ より小さい。これはASMにおいては、これらの領域で図14に示すとおり、 P_{22} 、 P_{33} と P_{11} が逆符号となり、互いに打ち消し合い、これらの和である P_k の値が極端に大きくなることがないためである。一方 $k-\epsilon$ では渦粘性の概念を用いるため、 $P_k = \frac{1}{2} \nu_t \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right]^2$ と常に正となるため、成分間で打ち消し合うことがなく、これらの領域で大きな値を持つことになる。したがって $k-\epsilon$ においては、前述の k の過大評価が現れることとなる。

3.5 $\overline{u_i u_j}$ (図13)

$k-\epsilon$ の結果では噴流近傍のシアの大きい領域で $\overline{u_1^2}$ 、 $\overline{u_2^2}$ 、 $\overline{u_3^2}$ の値がほぼ一樣な大きさであり、ノルマルストレスが等方的になっている。これに対し、ASMでは $\overline{u_1^2}$ が、 $\overline{u_2^2}$ 、 $\overline{u_3^2}$ に比べてはるかに大きく評価されており、非等方性が正しく現れている。これはASMでは $\overline{u_i u_j}$ の生産項 P_{ij} を各成分について個々に正しく評価し、これに基づいて $\overline{u_i u_j}$ を計算するのに対し、 $k-\epsilon$ では等方的な渦粘性の概念に基づいて $\overline{u_i u_j} = -\nu_t \left[\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] + \frac{2}{3} k \delta_{ij}$ としているた

研 究 速 報

め、 k の分布の強い影響を共通に反映し、ノルマルストレスの非等方性を十分には表現しえていない。すなわちASMでは図14に示すとおり、噴流域で P_{11} が P_{22} および P_{33} に比べて大きい(後述)ため、 $\overline{u_1^2}$ が $\overline{u_2^2}$ 、 $\overline{u_3^2}$ より大きな値を持つ結果となる。また $k-\varepsilon$ ではノルマルストレスに負の値が見られる。これは以下の理由による。すなわち、噴流が壁に当たる領域では $\frac{\partial U_1}{\partial x_1}$ が負の大きな値となり、連続式より、 $\frac{\partial U_2}{\partial x_2}$ および $\frac{\partial U_3}{\partial x_3}$ が正となる。このため、 $\overline{u_2^2} = -2v_t \frac{\partial U_2}{\partial x_2} + \frac{2}{3}k$ および $\overline{u_3^2} = -2v_t \frac{\partial U_3}{\partial x_3} + \frac{2}{3}k$ が負となる。また吸込口近傍で $\frac{\partial U_1}{\partial x_1}$ が正の大きな値となるため、 $\overline{u_1^2} = -2v_t \frac{\partial U_1}{\partial x_1} + \frac{2}{3}k$ が負となっている。このような矛盾はASMでは生じない。

3.6 P_{ij} (図14)

$u_i u_j$ の生産項 $P_{ij} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \overline{u_j u_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}$ を考察する。吹出口近傍で P_{11} が極めて大きい。これは $P_{11} = -2 \left(\overline{u_1^2} \frac{\partial U_1}{\partial x_1} + \overline{u_1 u_2} \frac{\partial U_1}{\partial x_2} + \overline{u_1 u_3} \frac{\partial U_1}{\partial x_3} \right)$ にこの場のメインシアである $\frac{\partial U_1}{\partial x_2} < 0$ ($u_1 u_2 > 0$)が含まれていることによる($\frac{\partial U_1}{\partial x_3}$ は対称断面ではゼロ)。また噴流が壁面に衝突する領域についても P_{11} が大きな値を持つ。これはこの領域で $\frac{\partial U_1}{\partial x_1}$ が大きな負の値を持つためである。また吸込口近傍では $P_{11} < 0$ 、 P_{22} 、 $P_{33} > 0$ でかなり大きな値を持つ。この領域では $\frac{\partial U_1}{\partial x_1}$ が正の大きな値を持つため、 P_{11} が負となり、また連続式より、 $\frac{\partial U_2}{\partial x_2}$ 、 $\frac{\partial U_3}{\partial x_3}$ が負の値を持ち、 P_{22} には $-\overline{u_2^2} \frac{\partial U_2}{\partial x_2}$ が、 P_{33} には $-\overline{u_3^2} \frac{\partial U_3}{\partial x_3}$ が含まれているため、 P_{22} 、 P_{33} が正の大きな値となることによる。

4. 結 論

①平均風速ベクトルについては、 $k-\varepsilon$ 、ASM共に実験結果と良く対応している。② k の値はASMの方が P_k を正しく評価するため、 $k-\varepsilon$ より実験値に近づき、特に噴流が壁面に衝突する領域や、吸込口近傍での k の値は改善されている。③ $u_i u_j$ についてもASMはノルマルストレスの非等方性を正しく評価でき、かつ $k-\varepsilon$ で見られたノルマルストレスの負値は見られない。④一般に、ASMは $k-\varepsilon$ と比べ多くの点で改善が見られた。(1989年9月28日受理)

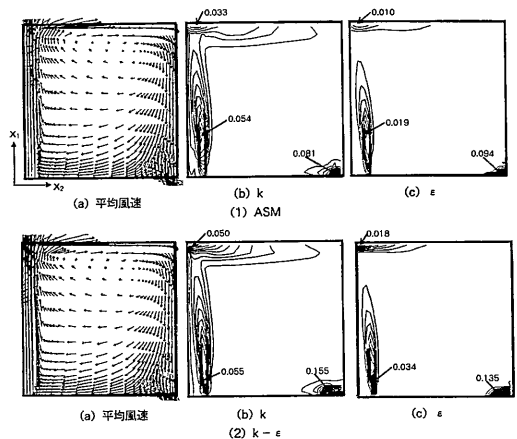
参 考 文 献

- 1) 野村・村上・加藤・佐藤：3次元乱流数値解析と模型実験—数値解析手法を用いる室内空気分布予測法に関する研究—その2 建築学会論文報告集, S55.12
- 2) 林・持田・村上：建物周辺気流の数値シミュレーションの診断システムに関する研究(第5報) $k-\varepsilon$ モデルにおける建物風上の k の過大評価とモデルの改良, 建築学会大会, S63.10
- 3), 4) 村上・加藤・近藤：応力方程式モデルによる室内気流解析(その1)(その2), 建築学会大会, S63.10

- 5), 6) 村上・加藤・近藤：応力方程式モデルによる室内気流解析(その3)(その4), 空調学会, S63.9
- 7) 村上・加藤・近藤：代数応力モデルによる室内等温・非等温流れ場の解析, 第2回数値流体力学シンポジウム講演文集, S63.12
- 8) 近藤・村上・加藤：平均運動エネルギーの輸送に対する流線の曲率の影響等に関する考察(ASMに基づく), 同上
- 9) 村上・加藤・近藤：代数応力モデルによる室内気流解析(2次元等温・非等温流れ場の検討) 生産研究1989.1
- 10) 近藤・村上・加藤：応力方程式モデルによる室内気流解析(その5), 建築学会大会, 1989.10
- 11) 村上・加藤・近藤：応力方程式モデルによる室内気流計算(その6), 空調学会, 1989.10

(注1) $\overline{u_1 u_2}$ 等のシアストレスを計算する際、(5)式をそのまま計算するとその生産項(P_{12})とシアストレス($u_1 u_2$)が逆符号を持つ場合が生じ、数値計算が不安定となった。これは $(P_k - \varepsilon) < 0$ でかつ比較的大きな値を持つ領域があることによる。本報ではこのような $P_k - \varepsilon < 0$ となる場合はシアストレスの評価においてのみ、(5)式左辺をゼロ(局所平衡)として計算した。このようにすることによって計算が安定した。

(注2) 本報では境界条件としてLog Lawを用いた場合の結果について示したが、これとは別にPower Law(1/7乗則、 k -方程式中の ε は表2④を使用)による計算も行った。④断面の結果を補図1に示す。ベクトル場についてはPower Lawの結果はLog Lawによる結果とほぼ同じであったが、 k 、 ε については異なる。特に $k-\varepsilon$ における、噴流が壁面に衝突する領域や吸込口近傍での k の過大評価はPower Lawによる結果では更に顕著となる。またASMのPower Lawの結果はLog Lawの結果と同様、 $k-\varepsilon$ に比べ、この k の過大評価は改善される傾向にある。 $k-\varepsilon$ における k の過大評価がPower Lawの場合、顕著となる理由は以下のように考えられる。すなわち、Log Lawを用いた場合、 k -方程式中の ε を壁面第一セルでPower Lawに比べ、大きく見積もる傾向にあるため(表2中③式)、壁面近傍での k の値が小さくなる。またこれは更に v_t を小さく評価し、その結果 P_k が小さくなり、 k の値を抑えるという機構にもよると考えられる。



補図1 壁面境界条件として1/7乗則を用いた場合の結果(④断面)