

チャンネル流, 室内気流に関する 3種の低 Re 数型 k-ε モデルの比較計算

Comparison of Three Low Reynolds Number k-ε Turbulence Models for Channel and Room-Air Flows

青柳 敦*・加藤 信介*・村上周三**

Tsutomu AOYAGI, Shinsuke KATO and Shuzo MURAKAMI

1. はじめに

乱流の数値シミュレーションに関し標準 k-ε モデルは、各種の工学問題に巾広く用いられ相応の成果をおさめてきた。同モデルは、十分乱れた流れ場を対象としており、壁近傍において乱流特性を記述する壁関数を用いて解析を行う。

しかしこの壁関数は、剝離、付着を含む流れ場や熱伝達に係わる問題、レイノルズ数が低く遷移域を含む流れ場や非定常な流れ場では、一般に十分な精度を確保して計算を行うことができない。また、閉空間内の流れでは、流れ場の一部のみ乱れており、残りは乱れがほとんど無いような流れ場が多く存在する。このような流れ場では層流域や極めて乱れの小さい領域にも対応可能な乱流モデルを用いる必要がある。

上記の問題に対応するため低 Re 数型 k-ε 乱流モデルが開発されよく用いられている。現在まで種々の低 Re 数型 k-ε 乱流モデルが提案されているが、これらモデルの比較、検証はチャンネル流等を対象に行われてきており¹⁾、より複雑な流れにおける性状は必ずしも明らかではない。本報では Launder-Sharma (LS)^{注1}、安部-長野-近藤 (ANK)^{注2}、村上-加藤-近本 (MKC)^{注3}の3種の低 Re 数型 k-ε 乱流モデルについて、まず基本的な等温速度場である「チャンネル流」によりその基本的性状を確認する。さらに非等温で浮力の影響のある複雑な流れ場である「閉鎖空間内の安定成層流れ」においてその性状比較を行う^{注4}。

2. チャンネル流れ

2.1 計算条件

対称性を考慮してチャンネルの下半部分の2次元計算を行う。チャンネルの半巾 h, 流路長さ 100h, 格子分割は、100

*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 付属計測技術開発センター

表1 チャンネル流れ:境界条件

入口: $Re_\tau = 395, k_{in} = 0.5(0.05\bar{U}_{in})^2, \epsilon_{in} = C_\mu k_{in}^{2/3} / h$ の一様流
出口: 各物理量 ϕ に対して, $\partial\phi/\partial n = 0$
壁面: $\bar{U} = 0, k = 0, \epsilon = 2\nu(\partial\sqrt{k}/\partial y)^2, \tilde{\epsilon} = 0$

×74, 壁最近接の格子巾の1/2が $y^+ \cong 0.1$ となるよう等比分割した。レイノルズ数 $Re_\tau = 395$ である。境界条件は、表1参照。計算アルゴリズムは SMAC 法、差分スキームは Navier-Stokes 方程式対流項を Quick, スカラー方程式対流項は一次風上差分, その他の項は中心差分。

2.2 計算結果

計算結果を図1, 2, 3に示す。

(1) 平均風速 (図1) 粘性底層において LS, ANK, MKC の各モデルとも, $y^+ \cong 6.0$ まで $\bar{U}^+ = y^+$ によく一致した。対数速度領域では, LS モデルの流速が全般に大きく, ANK, MKC の順になっている。実験では当 $Re_\tau = 395$ の場合, $\bar{U}^+ = 20.1$ であり ANK モデルが最もよい対応を示す。MKC モデルは, 壁の影響の無い低 Re 数効果も考慮するようにモデルを作成しているので, 多少 ANK モデルと異なる性状を示すものと考えられる。

またチャンネル入口からの境界層の発達性状 (境界層厚など) は3モデルとも同様であった。(図省略)^{注5}

(2) 乱れエネルギー 図2は, k^+ 分布である。各モデルとも $15 < y^+ < 25$ の範囲にピークが出ている。ピーク値は各々 ANK: 4.0, MKC: 3.3, LS: 3.1 である。実験によるピーク値はより大きく, ANK モデルの対応が最もよい。

(3) 漸近挙動 文献7より $y \rightarrow 0$ とき $k \propto y^2$ である。各モデルともこれを満たしている。図3は v_i/ν の分布である。

文献7より $y \rightarrow 0$ のとき $\overline{u_1 u_3} \propto y^3, \partial\bar{U}_1/\partial x_3 \propto y^0$ であり, $v_i = \overline{u_1 u_3} / (\partial\bar{U}_1/\partial x_3)$ から $v_i \propto y^3$ である。各モデルともこれを満たしている。以上, 各モデルの乱流諸量が壁面方向へ正しい漸近挙動を示すことが確認された^{注6}。

研究速報

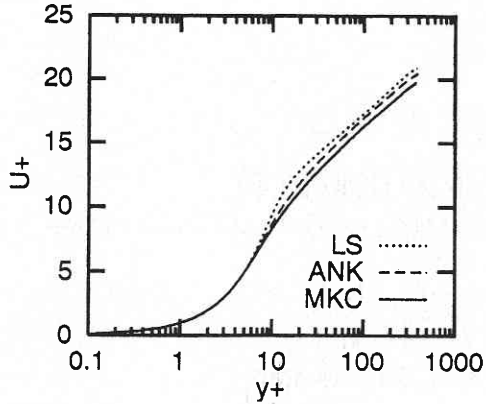


図1 速度プロファイル

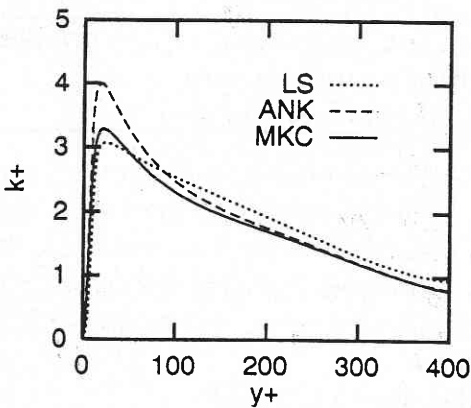


図2 乱れエネルギー

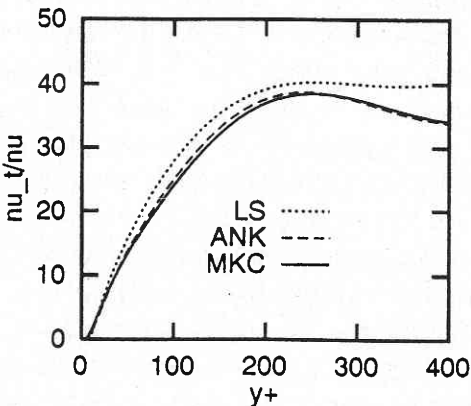


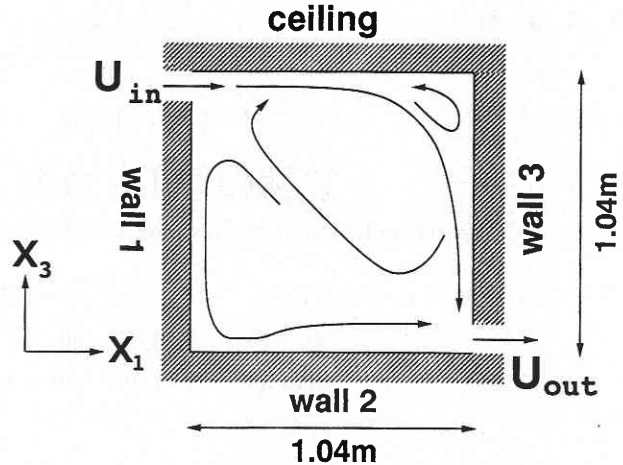
図3 渦動粘性係数

また本計算により各モデルが等温速度場に対して高い予測精度を持つことを確認した^{註7)}。

3. 閉鎖空間内の安定成層流れ

3.1 計算条件

計算対象を図4に示す。2次元の非等温流れである。流



$$\begin{aligned} \bar{U}_{in} &= 0.6 \text{ m/s}, \bar{\Theta}_{in} = 15.0^\circ\text{C}, \\ k_{in} &= 0.00125 \text{ m}^2/\text{s}^2, l_{in} = 0.018 \text{ m} \\ \bar{U}_{out} &= 0.45 \text{ m/s}, l_{out} = 0.024 \text{ m} \\ \bar{\Theta}_{ceiling} &= 35.0^\circ\text{C}, \bar{\Theta}_{wall1,2,3} = 15.0^\circ\text{C} \end{aligned}$$

図4 計算対象
(天井だけ加熱された安定流れ場)

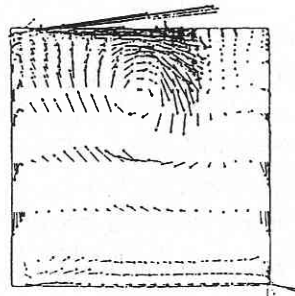


図5 速度分布
→ 0.5 m/s

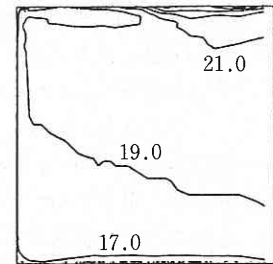


図6 温度分布

れ場の詳細は文献9参照。図5, 6に実験で得られた風速, 温度分布(中心断面)を示す。格子分割は, 100×100, 壁最近接の格子中の1/2が, $y^+ \leq 1$ となるように等比分割した。境界条件は, 表2参照。計算アルゴリズム, 差分スキームはチャンネル流と同様^{註8,9)}。

3.2 計算結果

いずれのモデルでも解がわずかに振動しているため主渦が平均的位置にある時の計算結果を図7～図12に示す。図7～図9は速度分布図である。浮力による乱れのダンピング効果を考慮したMKCモデルの速度分布において, 主渦は上部中央右寄りに位置し, 入口・出口を結ぶ対角線上にまっすぐに沿った上昇流が見られる。これは実験(文献9, 図5), LES計算(文献10, 図省略)の結果によく対応している。これに対してLS, ANKモデルの主渦の上昇流はやや蛇行している。図10～図12は温度分布図である。各モデルとも計算結果は実験値に比べ若干低めになっている

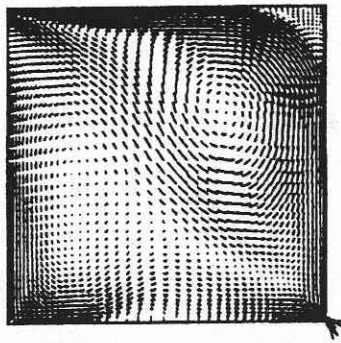


図7 速度分布 LS
→ 0.5 m/s

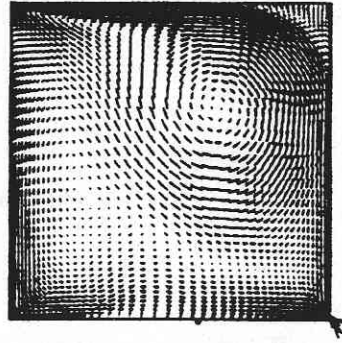


図8 速度分布 ANK

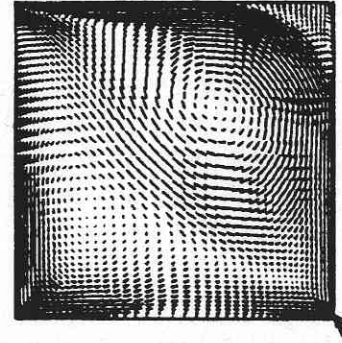


図9 速度分布 MKC

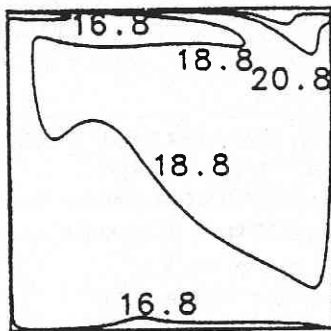


図10 温度分布 LS

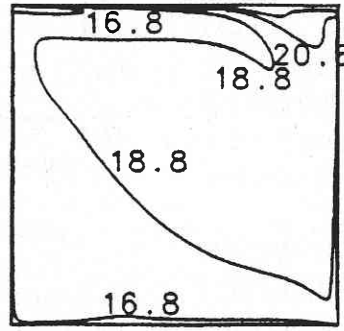


図11 温度分布 ANK

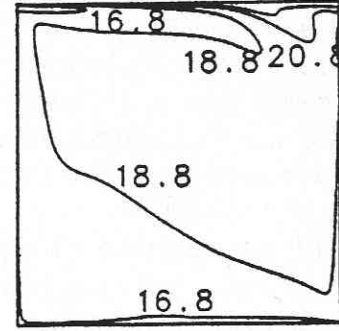


図12 温度分布 MKC

表2 閉鎖空間内の安定成層流れ：境界条件

入口: $\bar{U}_{in} = 0.6m/s, k_{in} = 0.00125m^2/s^2, \epsilon_{in} = C_{\mu}k^{2/3}/0.5l_{in}, \bar{\Theta}_{in} = 15.0^{\circ}C$
出口: $\bar{U}_{out} = 0.45m/s$, その他のスカラー量 ϕ は $\partial\phi/\partial n = 0$,
壁面: $\bar{U} = 0, k = 0, \epsilon = 2\nu(\partial\sqrt{k}/\partial y)^2, \tilde{\epsilon} = 0, \bar{\Theta}_{wall,2,3} = 15.0^{\circ}C, \bar{\Theta}_{ceiling} = 35.0^{\circ}C$

表3 瞬時伝熱特性 (主渦が平均的位置にある瞬間の伝熱量に基づく)

LS	天井面	左壁面	底面	右壁面
対流熱伝達率 (W/m ² °C)	4.4	5.8	2.3	8.1
熱伝達量 (W/m ²)	76.9	-14.6	-5.6	-20.4
熱バランス (W): (供給熱:38.5)-(換気による排出熱:32.9)=5.6				
ANK	天井面	左壁面	底面	右壁面
対流熱伝達率 (W/m ² °C)	4.1	3.4	1.7	5.9
熱伝達量 (W/m ²)	71.0	-9.5	-4.6	-16.2
熱バランス (W): (供給熱:42.9)-(換気による排出熱:36.0)=6.9				
MKC	天井面	左壁面	底面	右壁面
対流熱伝達率 (W/m ² °C)	4.2	4.7	1.8	6.9
熱伝達量 (W/m ²)	72.3	-12.8	-4.9	-18.7
熱バランス (W): (供給熱:38.0)-(換気による排出熱:35.4)=2.6				

が, MKC モデルの温度パターンは実験結果 (文献9, 図6) のパターンとよく対応している. 空間各点での実験と計算との差異は天井面と冷壁面との温度差 (20°C) で無

次元化した温度で0.01以内であった. これに対し, LS, ANK モデルは左壁から領域内部に向かって温度の低い領域がやや広がっている.

LS, ANK モデルは安定成層における浮力による乱流拡散の抑制効果をモデル化しておらず, これを考慮している MKC モデルに比べ実験との対応が悪くなっている. 表3に面平均対流熱伝達率, 熱伝達量, 及び熱バランスを示す. 熱伝達率は気流出口温度 (空間平均温度にほぼ対応) と表面温度差を用いて算出している. 熱伝達率の値は各モデルで1~2割程度の差異が生じており, LS モデルでは大きめに, ANK モデルはやや小さめに評価しており, MKC モデルは両者の中間であった. 今回解析した流れ場は成層流体における重力波などにより非定常場となる. 各モデルとも室内全体で熱バランスを満たさず非定常性を示している.

4. ま と め

- ① 低 Re 数型 k-ε 乱流モデル LS, ANK, MKC を「チャンネル流」「閉鎖空間内の安定成層流れ」に適用した.
- ② 「チャンネル流」では各モデルが乱流諸量の壁面漸近挙動を正しく予測することを確認した.
- ③ しかし遷移域から対数域にかけて平均流, 乱流量に少し差が現れた. ANK モ

研究速報

デルが実験とよく対応し MKC, LS の順に対応している。
 ④「閉鎖空間内の安定成層流れ」では、速度場、温度場とも浮力ダンピング効果を組み込んだ MKC モデルの結果が最もよく実験に対応している。⑤瞬時の伝熱特性から MKC モデルの熱収支差は 3 モデル中では最も小さく予測する。各モデルとも熱伝達率、熱流束は流れ場に対して定性的に妥当な分布を示している。

注 1 LS モデルは高 Re 数型標準 $k-\epsilon$ 乱流モデルのモデル定数をそのまま使用しており低 Re 数効果を表現する付加項を導入し $k-\epsilon$ 方程式を解く。このとき、壁での ϵ の境界条件を $\epsilon = 0$ としており比較的安定した計算を行うことができる。

注 2 ANK モデルはモデル関数の中で u_r の代わりにコルモゴロフ速度スケール u_ϵ を用い壁からの距離を定義することにより $u_r = 0$ となる剝離点や再付着点が存在する乱流場においても適用可能にしている。またモデル定数にも修正が加えられている³⁾。

注 3 MKC モデルは ANK モデルを基に壁から離れた場所等の浮力ダンピングによる層流化の効果を導入したモデルである。尚、浮力による減衰関数は浮力のみならず剪断による乱れの生産によっても変化する⁴⁾。

注 4 汎用プログラム FUJITSU/ α -FLOW (直交) に組み込み、その検証としている。

注 5 チャネル入口の流入にかなり強い乱れを与えており、壁面境界層はすぐに乱流化するので境界層の発達層流～乱流境界層遷移に関して問題を生じない。チャネル入口で主流に乱れを与えない場合、 $k-\epsilon$ モデルは層流～乱流境界層遷移を正しく予測することが難しくなり、便宜的に強い乱れ (k, ϵ) をチャネル入口境界層域に与えて層流～乱流境界層遷移を促進させる必要が生じる。

注 6 その他 LS モデル： $f_\mu \propto y^0, \epsilon \propto y^1, -\overline{u_1 u_3} \propto y^3$
 ANK, MKC モデル： $f_\mu \propto y^{-1}, \epsilon \propto y^0, -\overline{u_1 u_3} \propto y^3$
 であった。図省略。

注 7 筆者らはさらにバックステップ流れの計算も行ったが、境界条件の違い等、比較する実験・計算がないため、計算条件と再付着距離の結果のみを記す。流路拡大比 1.5、レイノルズ数 $Re_H = 46000$ 、流入条件は発達チャネル乱流である。再付着距離は、LS： $6.65 \pm 0.05H$ 、ANK： $6.85 \pm 0.05H$ 、MKC： 6.95 ± 0.05 であり、LS モデルと ANK, MKC モデルには大きな差があった。

注 8 複雑形状下の流れ場では壁からの距離 y の定義に

多くの任意性がある。一般には計算領域内の任意の点から壁までの距離 (複数) の最小値を採る方法が多く用いられている。

本解析では計算領域内の任意の点と壁との位置関係から、 $1/y = 1/2 \int_0^\pi d\phi / s$ を展開することで壁までの距離の全てを用いて y を決定している。ここで、 s ：任意点から壁まで伸ばした線分の長さ、 ϕ ：線分と壁とのなす角である⁵⁾。さらにバックステップ等に現れる凸角周りの y の決定には文献 6 のように凸角までの距離を考慮に入れている。本報の計算は cartesian 系で行っているが、凹凸壁面近傍で特異な点の無い滑らかな等値曲線 (曲面) が得られている。

注 9 温度輸送方程式は、3 モデルとも、EDM であり $\theta_0 = 0.9$ 一定値を用いた。(1996年5月15日受理)

記号 \bar{U} : 主流平均速さ, \bar{U}_i : 主流平均速度成分, $\bar{\theta}$: 平均温度,
 u_i : 変動速度, k : 乱流エネルギー, ϵ : 乱流エネルギー散逸率,
 $\tilde{\epsilon}$: $\epsilon - 2\nu\partial\sqrt{k}/\partial y^2$, ν : 分子動粘性係数, ν_t : 渦動粘性係数,
 u_τ : 壁面摩擦速度, y : 壁からの距離, y^+ : 無次元壁座標 ($u_\tau y / \nu$),
 $\bar{U}^+ : \bar{U} / u_\tau$, $k^+ : k / u_\tau^2$, R_f : 乱流レイノルズ数 $k^2 / \nu \epsilon$,
 h : 初巾の 1/2, H : ステップ高さ, L : 開口高さ,
 Re_τ : レイノルズ数 ($u_\tau h / \nu$), Re_H : レイノルズ数 ($\bar{U}_H H / \nu$),
 u_ϵ : コルモゴロフ速度スケール $(\nu \epsilon)^{1/4}$, y^* : 無次元壁座標 ($u_\epsilon y / \nu$)
添字 c : 流路中央部, in, out : 入口, 出口, $wall, 1, 2, 3$: 冷壁面,
 $ceiling$: 天井面

参考文献

- 1) Patel, V.C., Rodi, W., and Scheuerer, G Turbulence models for near wall and low Reynolds number flows. A review. AIAA J., 23(9) pp 1308-1319 1984.
- 2) Launder, B.E. and Sharma, B.I., 1974, Application of Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow near a Spinning Disc, Letter in Heat and Mass Transfer, Vol. 1, pp 131-138.
- 3) 安部, 長野, 近藤. 機論 (B編) 58-554, 1992.10.
- 4) 村上, 加藤, 近本. 生産研究 46-2, 1994.2.
- 5) Fue-Sang Lien, Computational Modeling of 3D Flow in Complex Ducts and Passages, 1992.2.
- 6) 一之瀬, 徳永, 里深. 機論 (B編) 59-560 1993.4.
- 7) 近本, 村上, 加藤. 日本建築学会 関東支部研究報告集 63 1993.
- 8) 近本, 村上, 加藤. 日本建築学会 関東支部研究報告集 64 1993.
- 9) Blay, D., Mergui, S. and Nicluc, C.: HTD-Vol. 213, Fundamentals of Mixed Convection, ASME (1992).
- 10) 村上, 持田, 松井. 生産研究 47-2, 1995.2.