

シリンダ内の定常旋回流の速度分布に関する研究

——第2報 シリンダ内流れの数値計算——

Velocity Distribution of Swirl Flow in a Circular Cylinder

——2nd Report, Numerical Calculation of Flow in a Circular Cylinder——

西村勝彦*・高間信行*・遠藤敏彦*・田代伸一**・吉識晴夫*
Katsuhiko NISHIMURA, Nobuyuki TAKAMA, Toshihiko ENDOH, Shin-ichi TASHIRO and Haruo YOSHIKI

1. はじめに

今日におけるエンジンの高性能化・高効率化は、多バルブ化、燃料噴射装置、吸排気管形状の改善、各種過給装置、可変バルブタイミングなどによるところが多い。今後、より高性能のエンジンを開発するためにはエンジン内の諸現象を理解し、これに基づく制御が重要になると考えられる。

エンジン内の諸現象は、吸気行程から排気行程まで流体現象に大きく支配されており、この現象を理解するために数多くの流体計測が行われている。測定技術の発展に伴い流体計測にも数多くの進歩がみられるが、測定場所・運転条件によっては今日でも測定困難または測定不可能となっている。そこで、この流体計測に関して有効な手段が望まれている。

以上の状況の中、近年のCFD (Computational Fluid Dynamics)の発展に伴い、この流体計測の困難さを支援する目的で、エンジン内の流れ場を数値計算する試みが盛んに行われている。2次元のシリンダ内計算に始まり軸対称を仮定した計算を経て、最近では吸気管・バルブ・シリンダを含む3次元形状内の速度分布、燃焼現象、排気ガス成分まで計算されている¹⁾。しかし、計算結果と実験計測を比較した例²⁾は少なく、流れ場の速度成分に関する数値モデルの検討は十分ではない。

そこで、本報では前報³⁾で得た定常旋回流の速度分布に関して、工学的に多用されているk-εモデルを用いて数値計算を行い、実験計測値と比較検討する。

2. 支配方程式

計算対象は定常流試験であるので、数値計算は定常・非圧縮・粘性流体として行う。支配方程式は、連続の式、運動方程式、kおよびεの輸送方程式で、縮約表示を用いると以下のように表現される。

$$\frac{\partial U_i}{\partial X_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_i U_j}{\partial X_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X_i} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left\{ \nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) - \overline{u_i u_j} \right\} \quad (2)$$

$$\frac{\partial k U_j}{\partial X_j} = \frac{\partial}{\partial X_j} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial X_j} \right\} - \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial X_j} - \epsilon \quad (3)$$

$$\frac{\partial \epsilon U_j}{\partial X_j} = \frac{\partial}{\partial X_j} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial X_j} \right\} - C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial X_j} - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (4)$$

$$k = \overline{u_i u_i} / 2 \quad (5)$$

$$\epsilon = \nu \frac{\partial u_i}{\partial X_j} \frac{\partial u_j}{\partial X_j} \quad (6)$$

ただし、i方向の時間平均速度を U_i 、変動成分を u_i 、圧力を P 、動粘性係数を ν 、密度を ρ とする。

〈標準k-εモデル〉

工学的に多用されている標準k-εモデル⁴⁾では、レイノルズ応力成分 $\overline{u_i u_j}$ および渦動粘性係数 ν_t を以下のようにモデル化する。

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) \quad (7)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (8)$$

ここで、 δ はクロネッカのデルタである。

〈改良k-εモデル〉

旋回流が存在する流れ場について標準k-εモデルを用いて数値計算を行うと、実験計測値とかけ離れた計算結果を示し、乱れの非等方性を考慮した改良k-εモデル⁵⁾を用いることで改善されるという報告がされている。このモデルは、渦動粘性係数中の混合距離 l の方向依存性を考慮したモデルである。

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} = C_\mu \cdot k^{1/2} \cdot k^{3/2} \epsilon^{-1}$$

*東京大学生産技術研究所 第2部

**都立科学技術大学

研究速報
 $C_1=0.8, C_2=0.1, C_3=-0.15$ (15)

$$l_{**} = \alpha_{**} k^{3/2} \varepsilon^{-1}$$

$$v_{t**} = \alpha_{**} C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (9)$$

本報では軸対称旋回流ではなく、また、一般座標系で計算を行うため、最適化されたパラメータを用いず、以下の係数を用いた。

$$\alpha_{zz}=1.0 \quad \text{その他} \quad \alpha_{**}=0.01 \quad (10)$$

〈非等方 $k-\varepsilon$ モデル〉

乱れの非等方性を考慮するモデルとして、最近、レイノルズ応力成分を表現するのに、より高次の非等方項を付加した非等方 $k-\varepsilon$ モデル⁹⁾が提案されている。このモデルは、幾つかの乱れの問題に関して標準 $k-\varepsilon$ モデルより有効であると報告されている。以下に、高レイノルズ数領域におけるモデルを示す。

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - v_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) + \frac{k}{\varepsilon} v_t \sum_{m=1}^3 C_m \left(S_{mij} - \frac{1}{3} S_{m\alpha\alpha} \delta_{ij} \right) \quad (11)$$

$$S_{ij} = \frac{\partial U_i}{\partial X_m} \frac{\partial U_j}{\partial X_m} \quad (12)$$

$$S_{\alpha ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_m}{\partial X_i} \frac{\partial U_j}{\partial X_m} + \frac{\partial U_m}{\partial X_j} \frac{\partial U_i}{\partial X_m} \right) \quad (13)$$

$$S_{\alpha ij} = \frac{\partial U_m}{\partial X_i} \frac{\partial U_m}{\partial X_j} \quad (14)$$

本報では、非等方項に以下の定数を用いた。

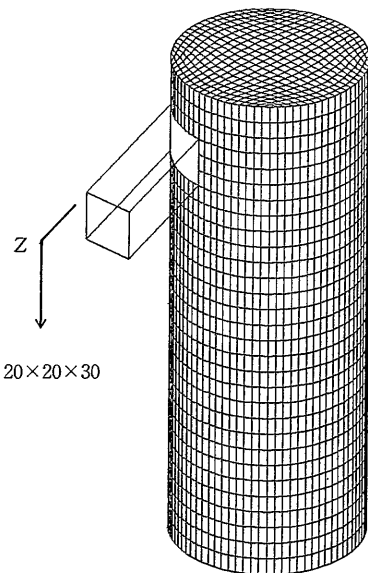


図1 格子分割

3. 計算方法

前報で用いたシリング形状は円筒形であるので、円筒座標系が順当のように思われるが、中心部で特別な取り扱いが必要となるため、本報では一般座標系⁷⁾による3次元定常流計算を行った。図1に示す格子分割は、ポアソン方程式による方法⁸⁾で求めた。一般座標系を導入すると格子形状が任意となるため、差分格子にはベクトル量とスカラー量を同一点で定義する集中格子⁹⁾を用いた。空間差分にはハイブリッド、圧力解法にはSIMPLE法、流入条件は実験に基づく値、壁面条件は壁法則、流出条件は自由流出とした。

4. 計算結果および考察

実験計測で用いた測定点に線形補間した計算結果を図2~4に示す。Exp.は実験計測値、Case 1は標準 $k-\varepsilon$ モデル、Case 2は改良 $k-\varepsilon$ モデル、Case 3は非等方 $k-\varepsilon$ モデルの計算結果を表す。図2は時間平均速度の旋回成分、図3は軸方向成分、図4は乱流エネルギー分布を示す。座標軸は前報と同様、縦軸が各成分を流入口での平均速度 U_b で無次元化した値、横軸が半径位置を表す。

〈4.1 標準 $k-\varepsilon$ モデルによる計算結果〉

Case 1の場合、上流部での旋回成分に注目すると、流入部(位置A)では実験値に近い値を示す。しかし、90°ずれた位置Bですでに旋回成分の減衰が始まり、位置B'では実験値の約半分の値になっている。分布形状も同様で、半径OAでは中心付近をのぞいて実験値に近い値を示すが、半径OB、OA'、OB'の順に中心付近の減衰の割合が大きくなる。下流部での旋回成分は剛体渦の分布で最大値が実験値の半分以下となり、実験を再現できない。

軸方向成分に注目すると、上流部では全体的な分布形状は実験値と同じ傾向を示すが、ピーク値を示す部分で実験値より小さな値を示す。位置AおよびBの壁面近傍での不一致は流入条件を流入口で与えているためである。これは計算領域をより上流側に拡張することで解決すると思われる。下流部では、中心付近の逆流が過大に計算されるが、壁面付近では実験値に近い値を示す。

半径方向成分に関しては、全断面において実験値をよく再現している。

乱流エネルギーに注目すると、上流部では噴流によって乱流エネルギーが増加するという実験結果と同じ傾向を示すが、値は過大に計算される。また、シリング壁面に衝突することによって生ずる乱流エネルギーの増加についても同様に過大に計算される。下流部では速度勾配の大きな部分で乱流エネルギーの増加が生じている。下流方向に

研究速報

向かって半径OA'のピーク値は減少し半径OB'で増加しているという実験結果に対応している。しかし、値は実験結果に比べ過大である。壁面近傍では実験値より小さな値を示す。これは、壁面条件に壁法則を用いており、速度分布が結果的に実験値より小さいため乱流エネルギーも実験値より小さくなっている。

4.2 改良k-εモデルの計算結果

Case 2の場合、旋回成分に注目すると、上流部では半径OAおよびOBで実験値に近い値を示す。半径OA'およびOB'では実験値より値は小さいが、分布形状は実験値と同じ傾向を示している。下流部も同様で値は小さいが実験値と同じ傾向を示す。

軸方向成分に注目すると、Case 1で生じていた中心部での逆流の過大評価はみられず、全断面において実験値に近い値を示す。

半径方向成分に関しては、Case 1と同様で実験値を再現している。

乱流エネルギーに注目すると、全断面において実験値より過小に計算され、10分の1のオーダーである。

4.3 非等方k-εモデルによる計算結果

Case 3の場合、旋回成分に注目すると、全断面においてCase 1と同様に減衰の割合が大きく、実験を再現できない。軸方向成分に注目すると、上流部では分布形状において実験値と異なり、違った流れ場を再現している。しかし、下流部ではCase 2と同様実験値に近い値を示している。半径方向成分に関しては、全断面においてCase 1, 2と同様に実験値を再現している。

乱流エネルギーに注目すると、全断面の壁面付近を除いて実験値に近い値を示す。

4.4 考察

Case 1では、噴流の混合領域およびシリング壁面に衝突することによる乱流エネルギーの増加が実験値より過大に計算されるため、入口部分から粘性が効き過ぎた流れとなり、旋回成分の減衰する割合が大きくなっていると考えられる。Case 2では、この乱流エネルギーの増加はなく、粘性はCase 1に比べて小さな値となっており、結果として速度分布は実験値を再現している。これはkの輸送方程式中の生成項において、Case 1では旋回成分による値が過大に計算されるためであり、Case 2ではこの項

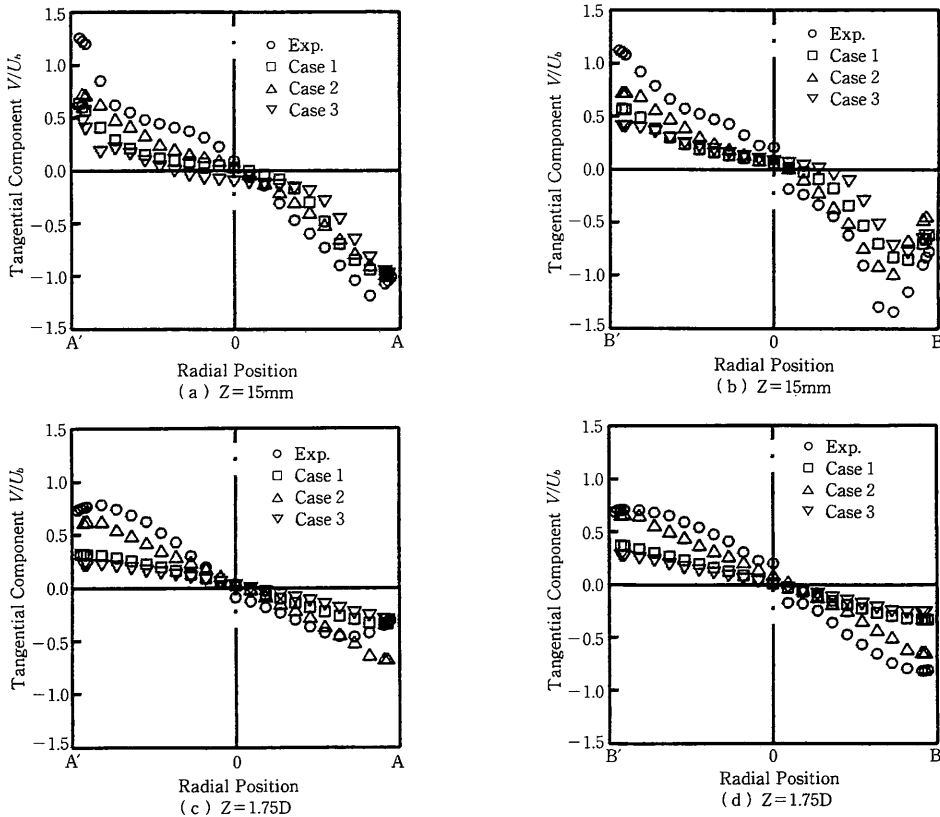


図2 計算結果 (時間平均速度の旋回成分)

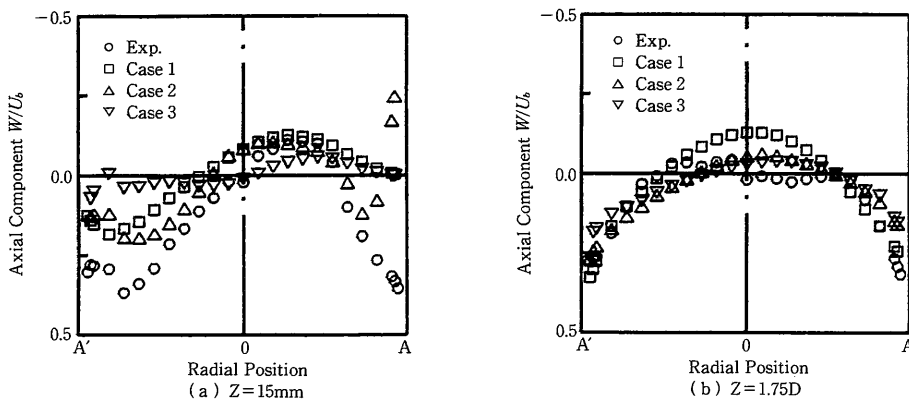


図3 計算結果 (時間平均速度の軸方向成分)

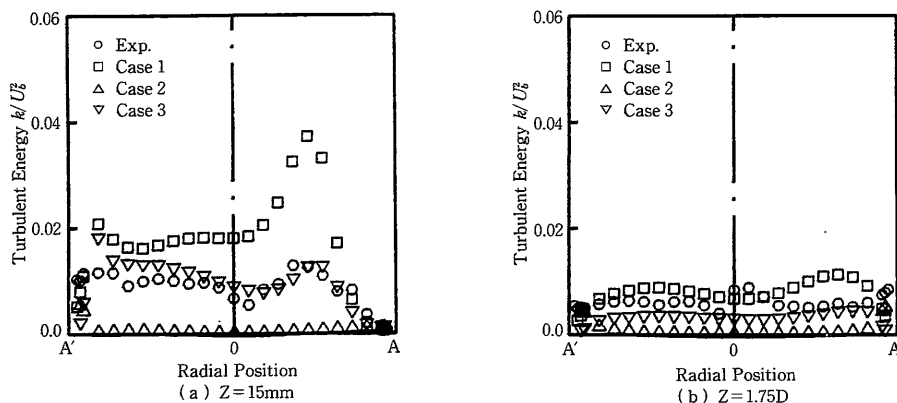


図4 計算結果 (乱流エネルギー分布)

に経験定数を掛けて1%に評価しているためであると考えられる。Case 3では、乱流エネルギー分布は壁面付近を除いて実験値を再現している。速度分布についてはCase 1と同様の結果を示しているの、レイノルズ応力成分の表現に非等方項を付加することによって、より実際の現象に近い値を計算することができると言える。

5. 結 論

以上の結果より、標準 $k-\epsilon$ モデルに比べ、改良 $k-\epsilon$ モデルは速度分布に関して有効であり、非等方 $k-\epsilon$ モデルは乱流エネルギー分布に関して有効であると言える。しかし、改良 $k-\epsilon$ モデルは乱流エネルギー分布を実験値に比べ過小に計算し、非等方 $k-\epsilon$ モデルは速度分布を実験値に比べ過小に計算するため完全な乱流モデルではなく、今後より有効なモデルの導入・開発が望まれる。

この研究を進めるにあたり有益な御討論をいただいた

研究室の皆さんに感謝いたします。

(1990年10月1日受理)

参 考 文 献

- 1) たとえばA.A. Amsden et al., "KIVA" Los Alamos National Labs. Report, LA-10245-MS, 1985.
- 2) たとえば 内藤ほか：高精度三次元数値計算によるエンジン吸気行程過渡流動の解析，機論，Vol. 55-515, p. 1868, 1989.
- 3) 西村，高間，遠藤，吉識：生産研究，42-11, 1990.
- 4) B.E. Launder & D.B. Spalding, Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng., 3, p. 269, 1974.
- 5) 小林，依田：機論，Vol. B52-481, p. 3230, 1986.
- 6) H.K. Myong, Dr. Eng. Thesis, Univ. of Tokyo, 1988.
- 7) 加藤：第28回生研講習会テキスト，p. 135, 1988.
- 8) 日本機械学会編「流れの数値シミュレーション」.
- 9) M. Peric et al., Computers & Fluids, Vol. 16, No. 4, p. 389, 1988.