

底壁面に粗面を有する正方形断面管内乱流の数値解析*

杉山 均^{*1}, 秋山 光庸^{*1}, 松本 将師^{*1}
平田 賢^{*2}, 二宮 尚^{*1}Numerical Analysis on Fully Developed Turbulent Flow
in a Square Duct with a Rough WallHitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA, Masashi MATSUMOTO,
Masaru HIRATA and Nao NINOMIYA

Experimental and numerical studies of turbulent flow in a non-circular duct with a rough wall are very scarce. Therefore, numerical analysis has been carried out in this study for fully developed turbulent flow in a square duct with a roughened wall using the Reynolds stress model. Calculated results are compared with the experimental data available. The present method can predict well a large eddy caused by the secondary flow of the second kind in a half cross section and a small eddy is observed in the upper wall corner region. However, a small eddy which appeared in the calculated results is not recognized in the experimental data. Calculated results of normal stresses and turbulent energy are in comparatively good agreement with the experimental data. These examinations suggest that the present method utilizing the Reynolds stress model, which is classified by an anisotropic turbulent model of high Reynolds number, is able to predict the turbulent flow in a square duct with roughened walls.

Key Words: Numerical Analysis, Turbulent Flow, Secondary Flow, Reynolds Stress Model, Square Duct, Rough Wall

1. 緒 言

非円形断面を持つ流路においては、この種の流れを特徴づける第2種二次流れが発生することが知られている。この第2種二次流れは、その非等方性乱流により発生することから、流路壁の粗滑面の構成の違いにより、その流動パターンも大きく変化するであろうことは容易に推測される。このように、粗面壁を設けることにより、乱流特性分布、ひいては第2種二次流れ流動パターンを変化させることは、特に熱輸送を伴う管路において、その伝熱特性に大きな影響を与える。したがって、伝熱促進を目的とした、粗面、壁面突起に関する研究は数多くの報告がなされている。しかし、非円形断面管路を特徴づける、この第2種二次流れと粗面壁との関係を扱った研究は少ない。

実験解析において、Launder-Ying⁽¹⁾は四壁面粗面の正方形断面管路を、Humphrey-Whitelaw⁽²⁾は、一面粗面の正方形断面管路を対象に実験を行っている。これに対し、藤田らは、正方形断面管路に対しては、2壁面が粗面の場合⁽³⁾、1壁面が粗面の場合⁽⁴⁾、長方形断面管

路に対しては、短軸壁が粗面の場合⁽⁵⁾、長軸壁が粗面の場合⁽⁶⁾を対象に系統的に実験を行っている。その際、第2種二次流れも含め各乱流特性量分布について詳細な結果を提示し、その乱流挙動についても考察を加えている。また、廣田⁽⁷⁾らは、一面粗面を持つ正方形断面管路の伝熱特性について報告している。

これらの実験解析に対して、数値解析による第2種二次流れも含めた流れ予測に関する報告例は、さらに少なくなる。Fujita-Yokosawa-Hirota-Nagata⁽⁸⁾は、Launder-Ying⁽⁹⁾の非等方性乱流モデルを用いて、対向する壁面が粗面の正方形断面管路⁽³⁾を対象として、第2種二次流れ、レイノルズ応力成分の一部を実験結果と比較している。しかし、彼らの予測した第2種二次流れベクトルと実験結果のそれとの間には、差異が認められる。

こうした状況を踏まえて、著者らは、対向する2壁面が粗面の、正方形断面管内流を対象に数値解析を行い藤田ら⁽³⁾の実験結果、Fujitaら⁽⁸⁾の数値解析結果と比較検討し、本解析手法の得失を明らかにした⁽¹⁰⁾。このとき、乱流モデルとしては、レイノルズ応力方程式中の圧力・ひずみ相関項の一部に改良を加えた非等方性乱流モデル⁽¹¹⁾であり、Fujitaらが用いたLaunder-Yingモデルとは異なるモデルである。

* 原稿受付 平成4年9月29日。

^{*1} 正員、宇都宮大学工学部 (〒321 宇都宮市石井町 2753)。^{*2} 正員、芝浦工業大学システム工学部 (〒330 大宮市深作 307)。

粗面壁を持つこの種の計算は、Fujita ら⁽⁸⁾の数値解析後、報告例は見られない。それに対し実験は、前述のように系統的な報告がなされており、数値解析においても、この種の流れを予測しておくことは、工業的にも、また、実験結果の査証の意味からも有意義なことと思われる。特に、藤田ら⁽⁴⁾は、一面に粗面壁を持つ正方形断面管路内の実験に対し、貴重な第2種二次流れ分布を得たと報告している。

そこで、本研究では、一面に粗面壁を持つ正方形断面管内流⁽⁴⁾を対象に、本解析手法が対向2壁面ばかりでなく、この種の管内流に対しても有効であるか否かを検討することを目的とする。その際、藤田らの示した第2種二次流れの流動パターンも含め、実験結果と比較することより、本提示の乱流モデルの妥当性、粗面壁を有する乱流の流動挙動の特徴について考察を加える。

2. 記 号

$c_1, c_2, c_1^*, c_1', c_2^*, c_2', c_\mu, \zeta$: 経験定数

D_h : 水力直径

$f(L/x_w)$: 壁の影響を示す関数

k : 乱流エネルギー

L : 特性距離

P_k : 乱流エネルギー生成

Re : レイノルズ数 $= U_b D_h / \nu$

$\overline{u_i u_j}$: レイノルズ応力

U_i : i 方向時間平均速度成分

U_b : 混合平均速度

U_s : 流路断面最大速度

U_τ : 摩擦速度

x_i : i 方向座標軸

y : 壁面からの垂直距離

ε : 乱流散逸

λ : 平均管摩擦係数

ν : 粘性係数

π_{ij} : 圧力・ひずみ相関項

ρ : 密度

τ_w : 壁面せん断応力

3. 解 析 手 法

3.1 計算対象実験 数値解析の対象とした藤田ら⁽⁴⁾の実験装置の概略図、および座標軸を図1に示す。測定流路は一辺の長さ50 mmの正方形断面を持つ全長4500 mmの流路である。流路の底面壁には、全長にわたり図1に示すように正方形断面(1 mm×1 mm)の黄銅製の角柱の流れに直交する向きに10 mm

間隔で配置してある。レイノルズ数は、代表速度に混合平均速度 U_b 、代表寸法に水力直径 D_h を用いて $Re = U_b D_h / \nu = 6.5 \times 10^4$ である。また、測定位置は流れが十分発達していると考えられる流路出口断面から10 mm上流(最終粗さ要素から5 mm下流)で熱線流速計より測定している。流路軸方向の圧力こう配は、250 mm間隔に設置した静圧管より、滑壁面上の局所せん断応力の測定には、プレストン管を用いて測定を行っている。

座標系は、主流方向を X_1 軸、これと直交する向きを垂流方向とし、 X_2, X_3 軸と定義している。粗さ要素は X_3 軸と直交する下面に設置してある。

3.2 レイノルズ応力方程式 レイノルズ応力方程式の厳密式は次式で示される。

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = & -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \\ & P_{ij}; \text{production} \\ & + \frac{\overline{p}}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ & \pi_{ij}; \text{pressure-strain correlation} \\ & - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} - \frac{\overline{p}}{\rho} (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j) \right] \\ & \text{Diff}_{ij}; \text{diffusion} \\ & - 2\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \dots\dots\dots (1) \\ & \varepsilon_{ij}; \text{dissipation} \end{aligned}$$

数値計算のうえで特に障害となるのが、左辺第1項の対流項、ならびに右辺第3項の拡散項である。従来のモデルでは、これらの項に対して各項を省略してモデル化を行っているが、対流項、拡散項の影響を多少とも考慮する意味より Rodi⁽¹²⁾ 近似を用いてモデル化を行った。この Rodi 近似を用いることにより計算の簡便性、経済性が得られる反面、代数応力モデルとなり、近接空間での物理量の相互依存性が薄れる作用があるという問題を内包するのも事実である。

レイノルズ応力方程式をモデル化する際に問題とな

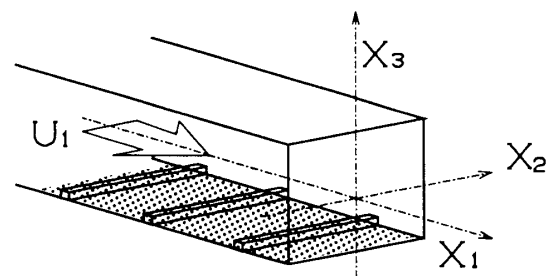


図1 計算対象空間および座標系

る圧力・ひずみ相関項のモデル化に際しては、四次相関テンソルに付与される制約条件を一部改良しモデル構築を行っている。モデル化された圧力・ひずみ相関項ならびに定数系を表 1, 2 に示す。モデル導出, モデル定数決定手法については, 別報⁽¹¹⁾にて詳述した。表 1 中, $\pi_{ij,1}$ は純粋な乱れによる影響を, $\pi_{ij,2}$ は, 平均流による影響を, $\pi_{ij,w}$ は壁面による影響を示している。また, $f(L/x_w)$ は, 壁の影響を示す関数で壁面近傍で 1, 壁から離れるにつれて零に近づく。 x_w は壁面からの垂直距離を示している。

散逸項は, 高レイノルズ数流れ場で, 局所等方性を仮定することにより次式のようにモデル化される。

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \dots \dots \dots (2)$$

3.3 数値解析 数値解析においては, スタッガード格子系を用い, 有限体積法により各方程式の離散化を行った。差分スキームは速度成分について QUICK (三次精度の風上差分), 乱流特性量の k, ε については PLDS (セル Peclet 数のべき乗で表現されるスキーム) をおのおのを使用した。圧力解法については, 連続の式より圧力補正式を導き, 連続の式を満足するように, 速度および圧力の補正を行う SIMPLE 法を用いて計算を行った。運動方程式中に現れるレイノルズ応力の取扱い方は, 計算の安定性を図る意味よりレイノルズ応力を運動方程式中に直接取り込むのではなく, 拡散項の一部としてレイノルズ応力を取り込む Pseudo-viscosity を採用した。

計算手順は, 最初に応力方程式を解き, 次に速度成分を算出した後, 圧力補正式を解いて速度および圧力を補正する。その後, 乱流特性量 k, ε を解いて 1 回の

表 1 圧力・ひずみ相関項のモデル化

$\pi_{ij,1} + \pi_{ij,2}$	$-c_1 \frac{\varepsilon}{k} (\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij})$
$\pi_{ij,2} + \pi_{ij,w}$	$-\frac{c_2 + 8}{11} (P_{ij} - \frac{2}{3} P_i \delta_{ij}) + \zeta k (\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i})$ $-\frac{8c_2 - 2}{11} (D_{ij} - \frac{2}{3} P_i \delta_{ij})$
$[\pi_{ij,1} + \pi_{ij,2}] u$	$c_1 = c_1' + c_1'' f(\frac{L}{x_w}), c_2 = c_2' + c_2'' f(\frac{L}{x_w}), \zeta = \zeta' + \zeta'' f(\frac{L}{x_w})$

$$P_{ij} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_j u_i} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \quad P_i = -\overline{u_i u_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_i}$$

$$D_{ij} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \overline{u_j u_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$$

表 2 圧力・ひずみ相関項の定数系

c_1'	c_2'	ζ'	c_1''	c_2''	ζ''
1.4	0.44	-0.16	-0.35	0.12	-0.1

計算を終了する。これを収束条件を満足するまで繰返す。収束条件としては, k 方程式をサンプルとして, 方程式の誤差が, k の生成項の 10^{-5} 以下になることを目安とした。

計算領域は, 図 1 に示す領域のうち系の対称性を考慮して 1/2 断面として計算を行った。レイノルズ数は, 実験を踏襲し $Re = 6.5 \times 10^4$, 流れは, 完全発達流れとして計算を行う。計算格子数は, 1/2 断面で 20×40 である。主流方向の圧力こう配は, 放物流れの場合と同様に管断面を通過する全質量の保存式によった。

本提示モデルは, 高レイノルズ数非等方性乱流モデルであり, 乱流特性量 k, ε に対しては, 壁関数を用いることになる。この壁関数は, 壁面近傍にて対数速度分布が成立すること, および局所平衡が成立することを仮定して導出される境界条件である。ここで問題となるのは, 粗面壁側に対する境界条件であるが, Fujita ら⁽⁸⁾ は, 実験結果より次の対数速度分布を導出している。

$$\frac{U_i}{U_\tau} = \frac{1}{0.42} \ln \left(\frac{U_\tau y}{\nu} \right) - 8.4 \dots \dots \dots (3)$$

彼らは, 上式を用いて, 対向する 2 壁面が粗面の正方形管内流を解析していること, および, 本解析においても, その粗さ要素の形状, 配置間隔は変わっていないことから, 本計算の場合も上式を用いて, 粗壁面の境界条件を設定した。

4. 結果と考察

4.1 平均速度場の比較 図 2 は, 主流方向速度等値線の藤田ら⁽⁴⁾の実験結果, および本計算結果を比較したものである。各等値線は, 管路断面最大速度 U_s で無次元化し表示してある。また, 図 2 中の下部の点

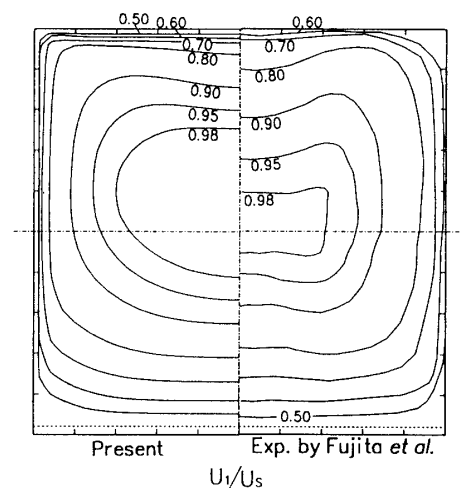


図 2 主流方向速度等値線比較

線は粗面壁の粗さ要素高さを示している。

実験結果より、その特徴的な現象を考察すると次のような点が指摘できる。粗面壁に対向する滑面壁側の等値線は、 X_3 軸近傍にて中心部にくぼんだ分布を示しているのに対して、粗面壁側の等値線は、滑面壁側ほどの等値線のひずみは認められず、壁面と平行な分布を示している。また、等値線分布より最大速度の位置は、管中心よりやや上方にある。計算結果の等値線分布において、これらの特徴的な現象について比較検討すると比較的良好に再現していることが理解できる。しかし、その絶対値を比較すると管中心部領域における等値線の値に差が認められる。

粗面壁側に比べ、対向する滑面壁側で等値線分布のくぼみが大きいことは、この断面内で発生する第2種二次流れパターンと深く関係するものであり、次に、この第2種二次流れベクトル図について比較検討する。

図3は、第2種二次流れベクトル図を両結果で比較したものである。一般に滑面壁で囲まれた正方形断面管路においては、コーナ部に向かう8個の渦が形成されることが知られているが、両結果が示すように本解析流れにおいては、まったく異なる流動パターンをとる。図3に示すように、一面に粗面壁を持つ場合には、左右対称軸 (X_3 軸) → 粗面壁 → 粗面壁に隣接する滑面壁 → 粗面壁に対向する滑面壁 → 左右対称軸という流動パターンを示し、正方形断面内では、二つの大きな渦が形成されることになる。この大きな流動パターンは両結果で共通しているが、計算において粗面壁に対向する滑面壁のコーナ部にて小さな渦が形成されていることがわかる。これは、粗面壁の乱れにより誘起される二次流れとは異なり、滑面壁コーナ部の乱れにより

誘起されたものと解釈される。実験において、コーナ部近傍のベクトルのうち、コーナ部へ向かうベクトルは認められるが循環流を形成するまでには至っていない。次に大きな渦の中心位置について比較すると、実験においては、上下対称軸 (X_2 軸) より高く、粗面壁に隣接する壁面側に寄った位置にあるが、計算においては滑面壁側に片寄ってはいるものの、上下対称軸近傍に位置し多少異なっている。また、そのベクトル値について比較すると、計算結果は実験値を小さく予測する傾向にある。ベクトル値で実験結果と計算結果とで大きく異なる点として粗面壁近傍での値があげられる。この点に関し、藤田ら⁽⁴⁾は、実験において流れは完全発達流と考えられるが、角柱形状粗さ要素近傍では、流れは局所的に変化しているものと考えられ、その影響により実験では大きな値を持つ二次流れベクトルが測定されるものと言及している。一方、計算においては、その解析手法に起因するように、一様粗面を持つ壁面を想定して計算を行っているため壁面近傍にて実験値のように大きな値をとることはない。

図2において、主流方向速度等値線が粗面壁に対向する滑面壁側で、くぼみを持つ分布となることを示したが、これは図3に示す計算値の X_3 軸上のベクトル値より説明できる。すなわち X_2 軸上のベクトル値は、滑面壁側で大きく、粗面壁側に近づくにつれその値は減少しており、滑面壁側で等値線を大きくひずませる結果となる。

4.2 変動速度場

図4は、乱流エネルギー等値線の実験結果と計算結果とを比較したものである。実験結果を見ると、粗面壁近傍で大きな値を持つ乱流エネルギーが生成され、 X_2 軸に平行な滑面壁側では、コーナ部に向かって等値線が突き出した分布となり、主

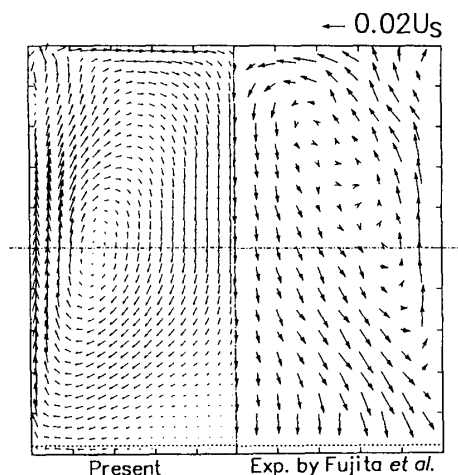


図3 第2種二次流れベクトル比較

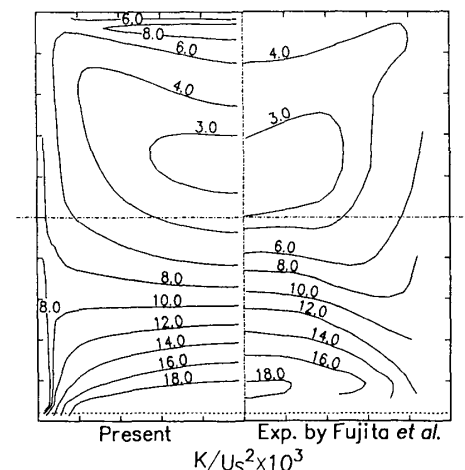


図4 乱流エネルギー等値線比較

流方向速度等値線で見られたくぼみが X_3 軸近傍でも認められる。これらの特徴的な分布形状は第2種二次流れによるものと解釈される。これらの傾向を計算結果は比較的良好に再現し、その絶対値に関しても、実験において粗面壁近傍にて18.0の等値ライン、管中心部に3.0の等値ラインが存在するが、計算においても同様に認められる。また、実験、計算における8.0の等値ラインに着目すると左右対称軸 (X_2 軸) から伸びた等値線は、 X_3 軸に平行な滑面壁近傍にて上を向いた分布となっていることがわかるが、これもこの壁面に沿う第2種二次流れによるものと考えられる。

図5は、主流方向速度変動 $\overline{u_1^2}$ の両結果の等値線を比較したものである。実験、計算とも等値線分布形状は乱流エネルギー分布と類似の分布となっている。実験において、管中心部には0.05の等値ライン、粗面壁では0.15、対向する滑面壁では0.08の等値ラインが

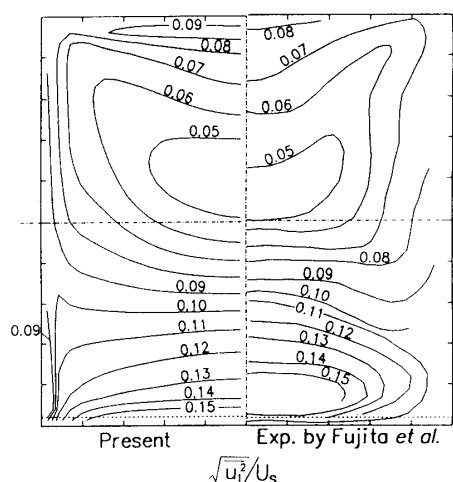


図5 垂直応力 $\overline{u_1^2}$ 等値線比較

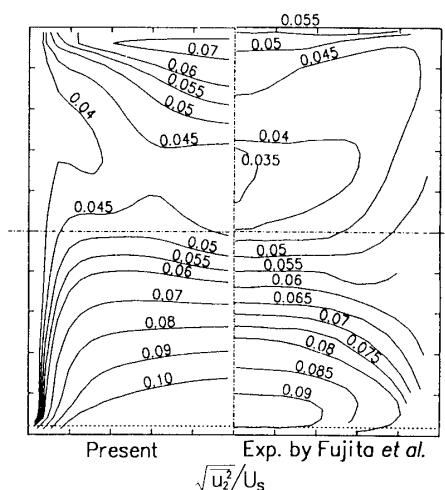


図6 垂直応力 $\overline{u_2^2}$ 等値線比較

存在しているが、計算結果においても同様のレベルを示し比較的良好に実験値を予測しているものと考えられる。

図6は、水平方向速度の速度変動 $\overline{u_2^2}$ の両結果を比較したものである。実験結果を見ると、その等値分布は、乱流エネルギー分布と似た分布を示しているが、計算結果は異なる分布形状を呈している。特に粗面に対向する滑面壁側での分布が異なっている。実験において、管中心近傍に存在する0.04の等値ラインは、計算結果においては X_3 軸に平行な滑面壁近傍にて認められる結果となっている。

図7は、垂直方向速度変動 $\overline{u_3^2}$ の両結果等値線を比較したものである。その等値線分布は粗面壁側では、管中心部に突き出た分布を、粗面壁と対向する滑面壁側ではコーナ部に突き出た分布となっており、乱流エネルギー分布と似た分布を呈している。この垂直方向速度変動は、粗面壁ばかりでなく X_3 軸に平行な滑面壁においても生成されるため、実験結果を見てわかるように、比較的值の大きい等値線が滑面壁に存在している。水平方向速度変動 $\overline{u_2^2}$ 分布においては、 X_3 軸に平行な滑面壁はその速度変動を抑制することになり、このような等値線分布は認められない。したがって、 X_3 軸に平行な滑面壁において高い値の等値線が存在する分布は垂直方向速度変動に特徴的な現象と考えられる。また、その値について検討すると、実験では管中心部より上方に0.035の等値ラインが伸びているが、本計算手法では予測できていない。しかし、全体的には、比較的良好に実験値を予測しているものと考えられる。

藤田ら⁽⁴⁾は、その論文の中で、各速度変動分布について検討すると、領域全体にわたり $\overline{u_1^2}$ が最も大きく、

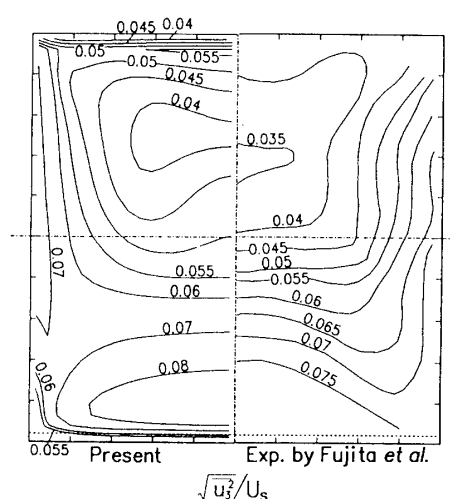


図7 垂直応力 $\overline{u_3^2}$ 等値線比較

$\overline{u_2^2}$, $\overline{u_3^2}$ の順に小さくなっていることを報告しているが、図5と図6の計算結果からわかるように、計算においても同様の傾向を示している。

図8は、せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ に関する両結果の等値線を比較したものである。実験結果を見ると、粗面壁とそれに対向する滑面壁において零ラインを挟んだ異符号領域が認められる。一般にせん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ の符号は、 $\partial U_1 / \partial X_2$ の符号変化により支配され、その絶対値は、せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ の絶対値に反映される。したがって実験に見られる異符号領域の発生、およびその絶対値は第2種二次流れによる主流方向速度等値線のひずみ程度に大きく左右される。図2に示したように、主流方向速度等値線の第2種二次流れによる変形は、粗面壁に対向する滑面壁側で大きく、実験結果に示されるように、この領域で異符号領域が発生し、その絶対値も比較的大きな値を示している。それに対し粗面壁側での異符号領域および絶対値は小さいものとなって

いる。

以上のような実験結果の特徴を、計算結果と比較すると、滑面壁近傍の異符号領域は明らかに認められるが、粗面壁のそれは非常に小さい領域が存在し、実験とは異なる。その絶対値についても計算結果は値を小さく見積もっている。これは、計算では、第2種二次流れの値を小さく予測する結果、主流方向速度等値線のひずみ程度が小さくなることに起因している。著者ら⁽¹³⁾は、第2種二次流れの強度は、圧力・ひずみ相関項のモデル定数に大きく支配され、定数系を調整することより、この異符号領域の発生を実験値に近づけることができることを明らかにした。ここで、定数系を調整し実験結果に近づけることは可能であるが、定数系は単純せん断流、壁面近傍流れをもとに理論的に導出されたものであり、定数系を対象流れごとに調整することは、本モデルの特徴をあいまいにするものと考え、定数系による調整は行わないこととした。

図9は、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ に関する両結果の等値線を比較したものである。実験結果においては、粗面壁で最も高い絶対値を示し、中心部に向かって発達している様子がうかがえる。同様に、粗面壁と対向する滑面壁からも符号が逆のせん断応力が発達し、 X_2 軸近傍に零ラインが存在する。また、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ には、前述した異符号領域は認められない。これは、 $\overline{u_1 u_3}$ の値は、 $\partial U_1 / \partial X_3$ の符号変化に支配され、 X_2 軸に沿って流路中心に向かう二次流れが存在せず、主流方向速度等値線に内側に向かうくぼみが現れてこないためと解釈される。

これらの傾向は、計算結果についても同様に認められる。計算結果にいて零ラインは中心部より上方に位置し、また X_3 軸に平行な壁面近傍にて第2種二次流

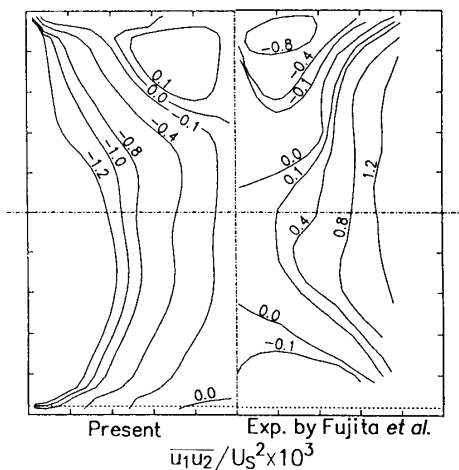


図8 せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ 等値線比較

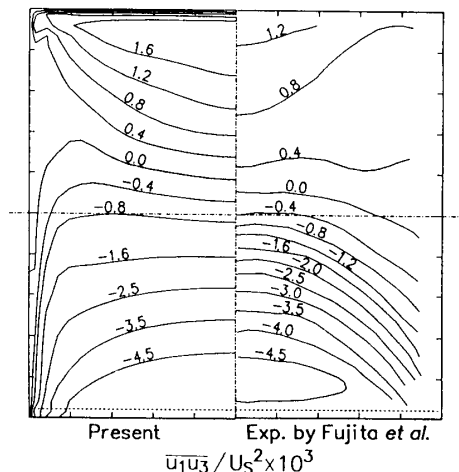


図9 せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ 等値線比較

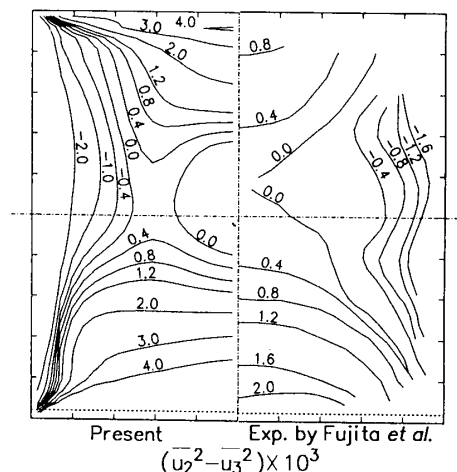


図10 垂直応力の差 $(\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2})$ 等値線比較

れによると考えられる等値線の突出しが認められ、実験結果と異なっているが、全体的には実験値を捕捉しているものと考えられる。

図10は、垂直応力の差($\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2}$)の等値線を比較したものである。この垂直応力の差は、せん断応力 $\overline{u_2 u_3}$ とともに第2種二次流れを誘起させる要因となる応力成分と考えられ、この種の実験、あるいは計算においてよく議論される。実験結果を見ると、この値は粗面ばかりでなく、 X_3 軸に平行な滑面壁でも比較的大きな値を認めることができる。数値解析結果では、粗面壁に対向する滑面壁においても高い値を示しており、実験結果とこの壁面では異なる。

主流方向の渦度輸送方程式より理解されるように、主流方向渦度は、一つには垂直応力の差のこの配値より生成する。したがって垂直応力等値線が密に存在する粗面壁コーナ部、粗面壁に対向する滑面壁のコーナ部に第2種二次流れが誘起されることが予想される。計算結果では、この二つのコーナ部で垂直応力の差の等値線は密となる。その結果、図3に示す二次流れベクトル図よりわかるように、滑面壁側コーナ部でコー

ナ部に向かうわずかな二次流れが認められることになる。

4.3 平均管摩擦係数、壁面せん断応力分布の比較

図11は、平均管摩擦係数 λ を実験値と比較した結果である。平均管摩擦係数は実験の場合と同様、次式により導出した。

$$\lambda = D_h \left(\frac{dP}{dx_1} \right) / \left(\frac{1}{2} \rho U_b^2 \right) \dots\dots\dots (4)$$

図11中には滑らかな円管に対するプラントルの式、および藤田ら⁽³⁾の行った滑面壁で囲まれた正方形管路、粗面壁を持つ正方形管路の実験結果が同時に示されている。計算結果は、円管、滑面壁正方形管路より高く、粗面壁の実験値より、多少小さい $\lambda=0.0321$ の値を示す。このような差異を生む要因としては、計算の際、一樣粗面壁を仮定して解析していることが、その一つに挙げられる。

図12は、粗面壁に隣接する滑面壁上、および、図13は粗面壁に対向する滑面壁上における壁面せん断応力 τ_w の実験結果、計算結果を比較したものである。 τ_w は当該壁面における τ_w の積分平均値 $\overline{\tau_w}$ にて無次元表示してある。粗面壁に隣接する滑面壁上の計算値は比較的良好に実験値を予測している。実験においては $X_3/D_h=0.1$ 近傍にて最大値をとる。

一方、粗面壁に対向する滑面壁でのせん断応力値は実験結果と大きく異なり、計算では $X_2/D_h=-0.45$ 近傍で最大ピーク値を示している。これは、この領域における第2種二次流れの発生に起因しているものと考えられる。すなわち、二次流れにより管内部の比較的速度の速い流体がこの領域に運び込まれるため、速度この配値が大きくなり、せん断応力値を増加させ、このような結果になると解釈される。したがって、図3

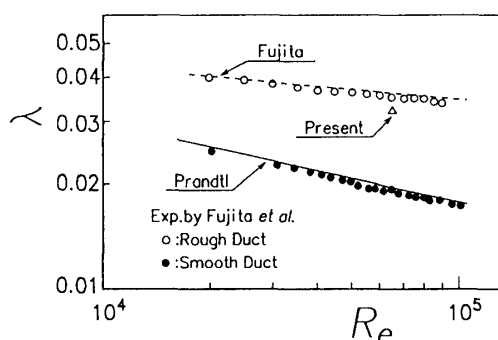


図11 平均管摩擦係数比較

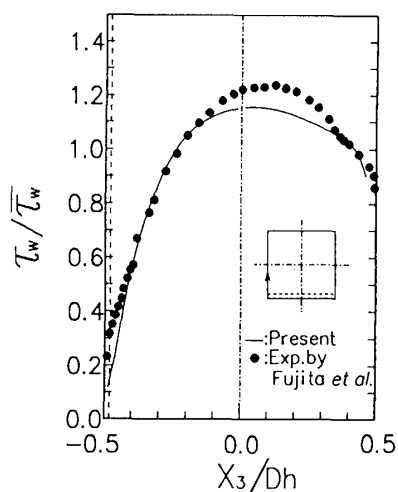


図12 粗面壁に隣接する滑面壁でのせん断応力比較

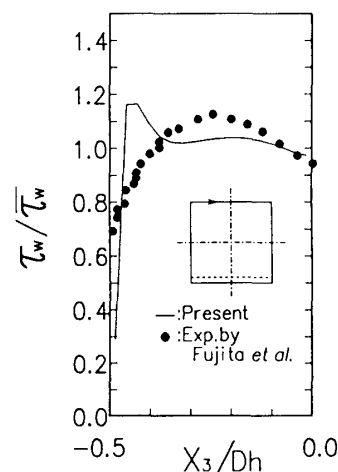


図13 粗面壁に対向する滑面壁でのせん断応力比較

に示す、滑面壁側コーナ部に生じている第2種二次流れの発生範囲と、図13に示すピーク値を含む山形の分布の範囲は、ほぼ、 $X_2/D_h = -0.45 \sim -0.5$ の範囲で生じ、互いに符合する結果となっている。このように、計算結果は実験結果を再現するものとはなっていないが、現象解釈の立場からすると必ずしも不合理な結果でなく納得のいく結果であると言える。

5. 結 論

一面に粗面壁を持つ正方形断面管内流の完全発達流を対象に、著者ら⁽¹¹⁾の示した乱流モデルを用い、平均速度場、各レイノルズ応力、平均管摩擦係数、および壁面せん断応力値などの数値予測を行い、その結果を藤田ら⁽⁴⁾の実験結果と比較検討することにより次の結論を得た。

(1) 主流方向速度等値図に関し、本解析手法は管中心部近傍での差異はあるものの、等値線分布形状などを比較的良好に再現している。

(2) 計算結果によると、一粗面壁流路における第2種二次流れは、流路断面の左右対称軸上を粗面壁に向かって下降し、粗面壁に隣接する滑面に沿って上昇し、1/2断面にて一つの大きな循環流を形成する結果となったが、これは実験結果とも一致し、その渦形状も両結果で共通した形状となった。ただし、計算においては、滑面壁のコーナ部に、第2種二次流れによる小さな循環流が存在する点が実験結果と異なり、特徴的な点として挙げられる。

(3) 垂直応力 $\overline{u_1^2}$, $\overline{u_2^2}$, $\overline{u_3^2}$, および乱流エネルギーの等値線に関しては、 $\overline{u_2^2}$ の分布に差異はあるものの比較的良好に予測している。実験結果で、断面全体を考慮すると $\overline{u_1^2}$ が最も大きく、 $\overline{u_2^2}$, $\overline{u_3^2}$ の順に小さくな

っていくことを報告しているが、この点も計算は予測することができた。

(4) せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ の等値線に関して本解析手法は、その異符号領域は予測するものの、その範囲については実験と異なる結果を示す。一方、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ については、比較的良好に実験値を予測することができる。

(5) 本解析手法により、平均管摩擦係数値を比較的良好に予測することができる。また、粗壁面に対向する滑壁面上のせん断応力値は、コーナ部近傍において実験と異なる結果を示した。

文 献

- (1) Launder, B. E. and Ying, W. H., *J. Fluid Mech.*, **54**-2 (1972), 289-295.
- (2) Humphrey, J. A. C. and Whitelaw, J. H., *Turbulent Shear Flows*, **2**(1980), 174-188, Springer-Verlag, Berlin.
- (3) 藤田・横沢・岩田・高浜, 機論, **52**-482, B(1986), 3491-3497.
- (4) 藤田・横沢・広田・西垣, 機論, **53**-492, B(1987), 2370-2376.
- (5) 藤田・広田・横沢・長谷川, 機論, **54**-504, B(1988), 2002-2008.
- (6) 藤田・広田・横沢・後藤, 機論, **55**-516, B(1989), 2285-2292.
- (7) 廣田・藤田・横沢・鏡味・室伏, 機論, **58**-548, B(1992), 1200-1208.
- (8) Fujita, H., Yokosawa, H., Hirota, M. and Nagata, C., *Chem. Eng. Comm.*, **74**(1988), 95-110.
- (9) Launder, B. E. and Ying, W. H., *Heat Fluid Flow*, **3**-2 (1973), 115-121.
- (10) 杉山・秋山・松本・平田・二宮, 機論, **59**-561, B(1993), 1502.
- (11) 杉山・秋山・芹沢, 機論, **56**-531, B(1990), 3328-3335.
- (12) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56**(1976), 219-221.
- (13) 杉山・秋山・柴田, 機論, **57**-535, B(1991), 1044-1050.