

## 周期配列リブを有する正方形断面管路内の乱流解析\*

杉山 均<sup>1</sup>, 宇野 孝博<sup>2</sup>Numerical Analysis of Turbulent Flow in a Square Duct  
with Periodic Rib-Roughened WallHitoshi SUGIYAMA<sup>3</sup> and Takahiro UNO<sup>3</sup> Graduate School of Engineering, Utsunomiya University,  
7-1-2 Yoto, Utsunomiya-shi, Tochigi, 321-8585 Japan

Numerical analysis has been performed for three-dimensional developing turbulent flow in a square duct with rib-roughened walls by using an algebraic Reynolds stress model. This squared sectioned duct with roughened wall has been applied for coolant passage employed in gas turbine blades and heat exchanger in many engineering fields. Roughened wall is composed of many ribs, which is periodically located along the flow on the bottom wall of a square duct. In the numerical calculation, periodic boundary condition has been used for this flow and an algebraic Reynolds stress model is adopted in order to predict preciously Reynolds stresses. Calculated results of mean velocity and Reynolds stresses are compared with the experimental data in order to examine the validity of the presented numerical method and an algebraic Reynolds stress model. It has been pointed out as a characteristic features from the experimental result that secondary flow of the second kind is generated near roughened wall with flowing to roughened wall. The present method could predict its phenomenon correctly and reproduce well mean velocity profile distorted by the secondary flow. Besides, calculated results of Reynolds stresses are in good agreement with the experimental results, especially, shear stress distributions, which are characterized by generating the opposite sign regions, are predicted well as a result of estimating the secondary flow pattern preciously. Since the presented turbulent model is defined as high Reynolds number model, wall function is used for setting boundary conditions of turbulent energy and dissipation. As for this wall function, calculated results suggest that the universal constant of log-law velocity which is assumed in wall function, has to be changed according to the wall condition, that is smooth or rough.

**Key Words:** Numerical Analysis, Turbulent Flow, Secondary Flow, Three-Dimensional Flow, Roughened Wall, Algebraic Reynolds Stress Model

## 1. 緒論

伝熱促進を意図する目的から、伝熱壁面に微小突起を設け粗面壁とすることは最も簡単で効果的な伝熱促進手法である。例えばタービン翼の冷却問題は、ガスタービン性能、材料の疲労寿命に直接的に影響する因子であり、その冷却手法にはいくつかの工夫が施されている。冷却媒体をタービン翼表面に吹き出す膜冷却もその一つであり、またタービン翼内に設けられた冷却用内部流路内の伝熱壁面に微小リブを周期的に設け粗面壁を構成する工夫も施されており、こうした工夫により伝熱促進を図っている<sup>(1)(2)</sup>。

以上のようにリブを設け粗面壁を構成することは、非常に簡単で有効な手法ではあるが、流れはより複雑

に変化する。特に流れが乱流の場合には乱れの非等方性の顕在化、あるいはリブ後流でのく離領域の生成などが相互に干渉し複雑乱流構造を形成する。特に乱れの非等方性により、この種の非円形断面直線管路には第2種二次流れが形成されるが、粗面壁を設けることによるこの非等方性乱流分布の構造変化により、その二次流れ分布は大きく変化する。

こうした粗面壁を有する管路内の乱流計測に関しては、これまでにもいくつかの乱流計測結果が報告されている。こうした粗面壁を有する乱流計測の結果は、大きく2種類の計測に分類できる。すなわち、管路断面の一辺長に比較して、粗面を形成するリブ高さが低い場合と、高い場合である。前者の場合、乱れの非等方性に起因する第2種二次流れが支配的であるのに対し、後者の場合は圧力こう配による二次流れ生成が支配的となる。計測に関しても前者の計測のほうが、その二次流れ強度が小さいため計測も難しい。前者の計測結果として、藤田らは系統的な実験解析を行い、対向する二面に粗面壁をもつ正方形断面流路<sup>(3)</sup>、一面に

\* 原稿受付 2002年8月12日。

<sup>1</sup> 正員、宇都宮大学大学院工学研究科(〒321-8585 宇都宮市陽東7-1-2)。<sup>2</sup> 宇都宮大学大学院工学研究科大学院生。

E-mail: sugiyama@cc.utsunomiya-u.ac.jp

粗面をもつ場合の正方形断面流路<sup>(4)</sup>などの流れを対象に乱流計測結果を報告している。廣田ら<sup>(5)</sup>は、一面粗面の正方形断面管路内の乱流熱伝達現象を対象に、温度分布、乱流熱流束分布を計測している。後者の計測結果としては、Humphrey-Whitelaw<sup>(6)</sup>の正方形断面管路の底壁面にリブを設けて乱流計測を行った実験などを指摘できる。また、Ekkad ら<sup>(7)</sup>は、直管路に4種類の突起形状を設けた流れ場を対象に感温液晶を用い、粗面壁上のヌッセルト数分布を測定している。

一方、数値解析に関しても、多くの報告がなされているが、その多くは代表長さに比較してリブ高さが高い場合である。例えば Iacovides-Raisee<sup>(8)</sup>は標準的な二方程式乱流モデル、レイノルズ応力輸送方程式モデルを用いて粗面壁を有する 180° 曲がり管路内の乱流場を解析している。Jang-Chen-Han<sup>(9)</sup>は、粗面壁を構成するリブが流れに対し 60° 傾いた場合の流れを対象に、Iacovides ら<sup>(8)</sup>と同様にレイノルズ応力輸送方程式に低レイノルズ数形乱流モデルを導入し解析を行っている。

以上の数値解析に対し、リブ高さが管路一辺長に比較して低い場合の報告例は少ない。そこで、著者ら<sup>(10)</sup>は非等方性乱流から生成される第2種二次流れを予測する意味から、藤田ら<sup>(4)</sup>の一面が粗面壁を形成する正方形断面管路を対象に、代数応力モデルを用いて解析を行った。その際、リブ形状を直接的に考慮するのではなく、乱流エネルギー、乱流散逸の境界条件に間接的に取り込み、微小リブが周期的に設けられた粗面壁を一様粗面壁と仮定した解析を行った。Naimi-Gesner<sup>(11)</sup>も同じ実験結果を対象に、一様粗面を仮定した解析結果を報告している。Naimi ら<sup>(11)</sup>は、レイノルズ応力輸送方程式の対流、拡散項を考慮した微分形応力モデルを用いている。両解析結果とも比較的良好に実験値を予測するが、第2種二次流れの分布において両者とも実験と差が認められた。すなわち実験では、粗面壁近傍の二次流れの値は比較的大きく、その流れはリブが設置された壁面へ向かって流れる。しかし、計算では粗面壁に近づくにつれ、値は減衰し二次流れ方向もリブ設置壁面とは直交しない。こうした差異要因が、リブ形状を直接的に考慮することにより改善されるのか、同時に実際の乱流場で、第2種二次流れの方向が粗面壁に向かって流れるのかも興味ある問題である。そこで、この点を明らかにするため、本解析ではリブ形状を直接考慮し代数応力モデルにて解析することを目的とする。解析結果は一様粗面として仮定した計算結果<sup>(10)</sup>とも比較しどの程度の改善が得られるのかも検討する。同時にリブ形状を考慮すること

によりリブ周りの流れについても明らかになりこの点についても検討する。

## 2. おもな記号

$B$ ：正方形断面の一辺長  $D$  の半分

$D$ ：正方形断面の一辺長

$D_h$ ：水力直径

$P$ ：壁面静圧

$p$ ：変動圧力

$Re$ ：レイノルズ数 =  $U_b D / \nu$

$\bar{u}_i u_j$ ：レイノルズ応力

$U_b$ ：断面内の主流方向平均速度

$U_s$ ：断面内の最大主流方向速度

$U_\tau$ ：摩擦速度

$U_i$ ： $i$  軸方向の時間平均速度

$X_i$ ：直交座標系における  $i$  方向座標軸

$y$ ：計算第1点めまでの垂直距離

$\tau_w$ ：壁面せん断応力

$\bar{\tau}_w$ ：当該壁面平均せん断応力

$\delta_{ij}$ ：クロネッカーデルタ記号

$\nu$ ：動粘性係数

## 3. 解析手法

**3・1 計算対象実験** 解析対象とした藤田ら<sup>(4)</sup>の実験装置の概略図、および座標系を図1に示す。測定流路は正方形断面形状の直線管路であり、正方形の一辺長は 50 mm である。流路の底壁面には、全長にわたり図に示すように、正方形断面 (1 mm × 1 mm) の黄銅製の角柱を流れに直交する向きに 10 mm 間隔で配置し、粗面壁を構成している。レイノルズ数は代表長さに水力直径、代表速度に断面内平均速度を用いて  $6.5 \times 10^4$  である。計測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 下流の位置)断面で熱線流速計より測定している。流路軸方向に沿う圧力こう配は、250 mm 間隔に設置された静圧管より、また滑面壁上

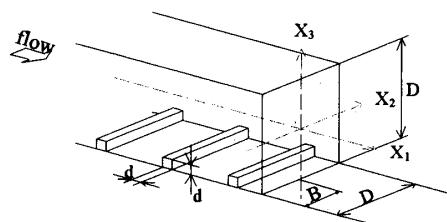


Fig. 1 Schematic diagram of square duct with roughened wall and coordinate systems

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に水平方向を  $X_2$  軸、垂直方向を  $X_3$  軸と定義している。粗さ要素にて構成された粗面壁は  $X_3$  軸と直交する下面に設置してある。

**3・2 支配方程式** 本解析のように非等方性の強い流れ場においては、レイノルズ応力場を正確に予測することが要求される。そこで、本解析ではレイノルズ平均化された運動量輸送方程式(RANS)、レイノルズ応力輸送方程式を解くこととした。運動量、レイノルズ応力輸送方程式の各式は以下のように示される。

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

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = & - \left( \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial X_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial X_k} \right) \\ & + \frac{\nu}{\rho} \left( \frac{\partial u_i}{\partial X_j} + \frac{\partial u_j}{\partial X_i} \right) - \frac{\partial}{\partial X_k} \left[ \overline{u_i u_j u_k} \right. \\ & \left. - \nu \frac{\partial u_i u_j}{\partial X_k} + \frac{\nu}{\rho} (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j) \right] - 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial X_k} \frac{\partial u_j}{\partial X_k} \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (2)$$

レイノルズ応力輸送方程式を直接的に解くことは不可能であり何らかのモデル化が必要となる。数値計算を実行するうえで障害となる左辺の対流項、拡散項に対しては Rodi<sup>(12)</sup> 近似を用いてモデル化を行った。この近似より輸送方程式は、微分式形から代数式形に変換されることになり計算負荷の低減に寄与する。反面、微分方程式にて関係づけられた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。レイノルズ応力輸送方程式の圧力-ひずみ相関項のモデル化も問題となるが、この項のモデル化、ならびに定数系に関しては、著者らがリブ形状を考慮せず、一様粗面壁を仮定して行った解析結果<sup>(10)</sup>にて詳述した。

**3・3 数値解析** 本解析においてはリブ形状を考慮して計算を行った。実験においてリブは、管路全長にわたり設置されているが、計算においては計算負荷の軽減を目的として、2列リブを対象に流路入口、出口に周期境界条件を課して解析を行った。計算格子を図2に示す。計算格子は側面からの格子配置と正面からの格子配列を示している。計算格子数は流れ方向に46、断面方向に  $39 \times 35$  を設定している。計算対象領域は、正方形断面の全断面を対象とした。初期条件として、速度に関しては主流方向に一様流を与え、乱流エネルギー、乱流散逸値に関しては、 $k/U_b^2 = 1 \times 10^{-5}$ 、 $\varepsilon = k^{3/2}/D_h$  と小さな値を流入条件として課した。周期

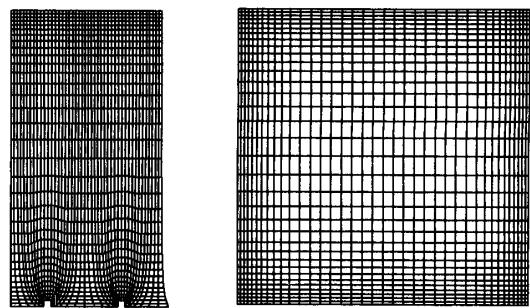


Fig. 2 Computation mesh layout from side view

境界条件に関しては、圧力以外は入口、出口での値を同一値とし、圧力に関しては入口、出口での圧力こう配値が同一となるように設定した。

本解析で使用した乱流モデルは、高レイノルズ数形乱流モデルであり、乱流エネルギー、乱流散逸値に関しては壁関数を用いて境界条件の設定を行っている。その際に、対数速度分布領域内に計算格子の第1点めが存在するよう計算格子を配置した。同時に、対数速度分布を仮定することが必要となるが、対数速度分布の与え方も重要な要素と考えられる。本解析において滑面壁の対数速度分布としては、以下の対数速度分布を用いた。

$$\frac{U_1}{U_\tau} = \frac{1}{0.42} \ln \left( \frac{U_\tau y}{\nu} \right) + 5.5 \quad \dots \dots \dots (3)$$

粗面壁に対する対数速度分布に関しては、藤田ら<sup>(4)</sup>により実験的に明らかにされており、本解析でも彼らにより示された以下の式を使用した。使用に際しては、リブ側面を含む底壁面全体を対象とした。

$$\frac{U_1}{U_\tau} = \frac{1}{0.42} \ln \left( \frac{U_\tau y}{\nu} \right) - 8.4 \quad \dots \dots \dots (4)$$

計算諸量の格子点配置は Regular Grid 法によった。支配方程式の対流項差分近似は QUICK 法を使用し、計算レイノルズ数は実験と同じ  $6.5 \times 10^4$  である。

#### 4. 結果と考察

**4・1 平均速度場の比較** 図3に主流方向速度分布の実験と計算との比較結果を示す。速度は管路断面内の最大速度  $U_s$  にて無次元化して比較した。また図3中の下部に示された点線はリブの高さを示している。特徴的な点として粗面壁と対向する滑面壁側で等值線が  $X_3$  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、粗面壁側の等值線は、そのような等值線のくぼみは認められずに、壁面と平行な分布を示している。こうした特徴的な現象は、リブ形状を考慮しない場合<sup>(10)</sup> も良好に予測することが可能であるが、

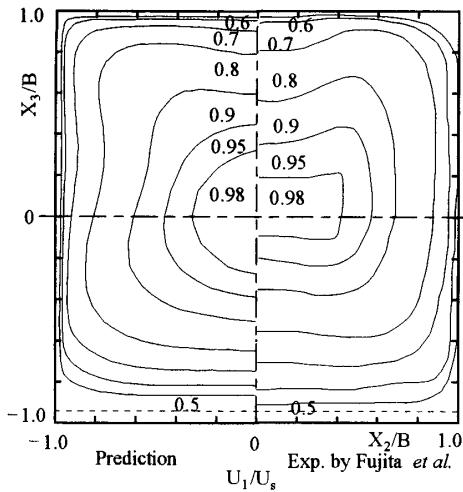


Fig. 3 Comparison of mean velocity

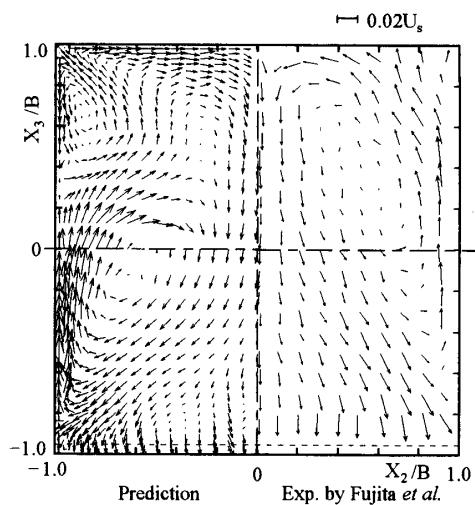


Fig. 4 Comparison of secondary flow of the second kind

定量的に比較すると 0.98 の等値ラインをより実験値に近い分布で再現しており本解析のほうが実験値を良好に再現している。また、実験結果の等値線は、上壁および下壁コーナ部近傍にてわずかに湾曲した分布を示しているが、本解析も同様の傾向を示している。リブ形状を考慮しない場合には、こうしたわずかな変化を再現できなかったことから、本解析の場合のほうが、かなり良好に実験値を予測しているものと判断できる。

こうした速度等値線のひずみは、乱れの非等方性により発生する第2種二次流れに起因する。図4は、この二次流れを比較した結果を示している。一般に滑面壁にて囲まれた正方形断面管路では、コーナ部に向かう一対の対称渦が対角線を挟んで、第2種二次流れにより形成される。しかし、両結果が示すように粗面壁を設けると、乱れの非等方性が大きく変化することにより二次流れにより形成される渦形状も大きく変化する。実験結果から明らかなように、二次流れは左右対称軸( $X_3$ 軸)に沿って、粗面壁に向かい下降するが、一部の二次流れはコーナ部に向かい、残りは粗面壁に向かう流れを形成する。コーナ部に向かった流れは側壁に沿いながら上壁滑面、左右対称軸と流れて大きな渦を形成する。一方、粗面壁に向かった二次流れは、循環流を形成することなく、粗面壁に垂直に向かう特徴的分布を示す。また、その二次流れ強度も粗面壁近傍で比較的大きな値を示している。リブ形状を考慮しない計算手法によると、こうした粗面壁近傍で比較的強度の強い二次流れの存在を再現することはできなかつたが、本解析では、二次流れの強度には差があるものの、こうした特徴的な流れを再現する結果となった。こうした微小高さリブを設け粗面壁を形成した乱流場

において、第2種二次流れは粗面壁に垂直に向かう流れを形成する。

両結果の二次流れを比較すると、大きく異なる点として計算では、上壁面コーナ部において反時計回りの小さな循環流が生成される点を指摘できる。前述のように滑面壁で囲まれた正方形断面管路においては、各コーナ部に対角線を挟んで一対の対称渦が形成されるが、計算結果は、あたかもこの対称渦の一つが残されたことを示唆している。もう一方の渦は、断面内を大きく占める渦の循環方向とその循環方向が一致するために、この大きな渦に吸収される結果、コーナ部には反時計回りの渦のみが形成されるものと解釈できる。この上壁面コーナ部に形成される渦は、形状を考慮しない場合の解析手法においても同様に存在している。また、Naimi-Gessner<sup>(11)</sup>は同じ実験を対象に、形状を考慮しない解析手法を用い、2種類の乱流モデルを用いて数値解析を行っているが、彼らの解析結果にも本解析と同じように、上壁面コーナ部においてわずかな循環渦を予測している。

**4・2 変動速度場の比較** 図5は乱流エネルギー等値線分布を実験と計算で比較した結果である。実験結果から明らかなように粗面壁近傍で最大値を示し、上壁面と比較して3倍程度の値を示す。また、粗面壁と対向する滑面壁側ではコーナ部に突き出した等値線分布が形成される。本解析結果は、リブ形状を考慮しない場合の計算結果と比較すると、粗面壁側に生成される乱流エネルギーの最大値を比較的良好に予測している。ただし、最小値の3.0の等値線図に関しては、本解析はその占める領域を大きく予測しており、この点に関してはリブ形状を考慮しないほうがより実験値

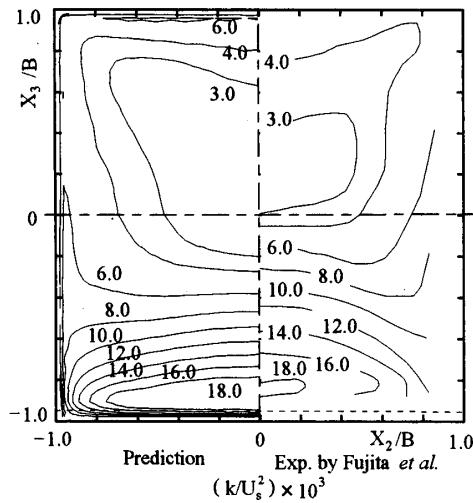


Fig. 5 Comparison of turbulent energy

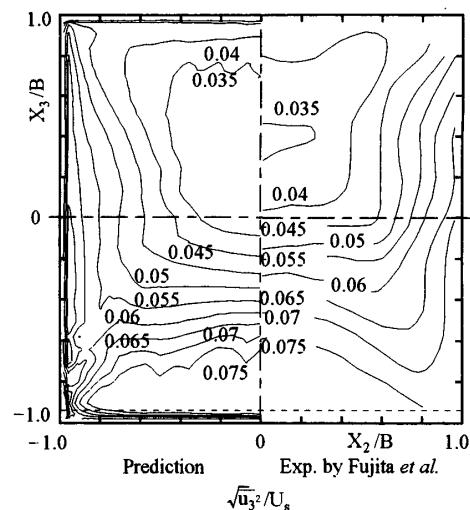


Fig. 8 Comparison of normal stress along vertical direction

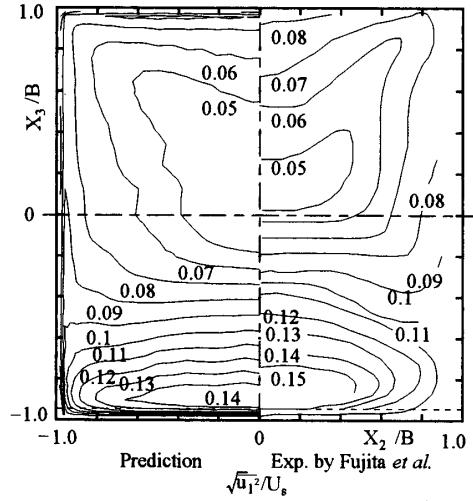


Fig. 6 Comparison of normal stress along streamwise flow

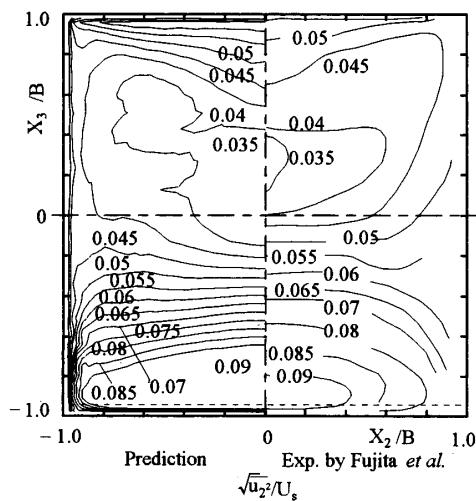


Fig. 7 Comparison of normal stress along horizontal direction

に近い値を予測している。

図6~8は乱流エネルギーを構成する各方向の速度変動分布の比較結果を示している。それぞれ、主流方向速度の速度変動値、水平方向速度の速度変動値、および垂直方向速度の速度変動値の比較結果を示している。最大速度変動値は、主流方向の速度変動値に現れ、図6に示すように粗面壁近傍で0.15の等值線が存在する。本解析では、0.14とわずかに小さな値を予測する。リブ形状を考慮しない場合には、その最大値0.15を正確に予測するが、等值線分布が粗面壁と平行に伸びた分布を示し実験のような島状の等值線分布とはならない点が異なる。

水平方向の速度変動値に関して、本解析はその最大値0.09の領域、そして最小値0.035の領域とも比較的大きく予測する傾向にあるが、その最大値、最小値を予測している点で、リブ形状を考慮しない解析結果よりも良好な値を示している。また、上壁コーナ部に向かって等值線は突き出した分布を示しているが計算もこうした特徴を再現している。

一般に垂直方向の速度変動値に関しては、上壁面、および粗面壁面の存在により、その乱れが制約されることが予想される。上壁面の滑面壁では、予測どおり小さな値を有するが、粗面壁面近傍では0.075と、水平方向の最大速度変動値の0.09に近い値を示し、かなり高い値を示している。リブの存在により大きな乱れが生成されたものと解釈できる。計算もこうした分布を比較的良好に予測している。リブ形状を考慮しない場合の結果と比較すると、リブ形状を考慮しない場合、上壁面側に存在する0.035の等值線を再現することはないが、本解析の場合は、この等值線を再現して

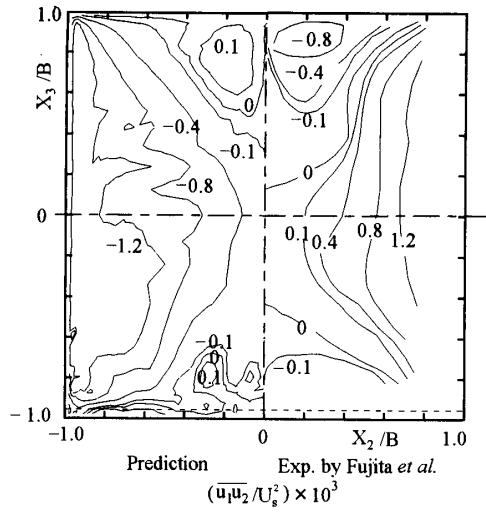


Fig. 9 Comparison of shear stress  $\overline{u_1 u_2}$

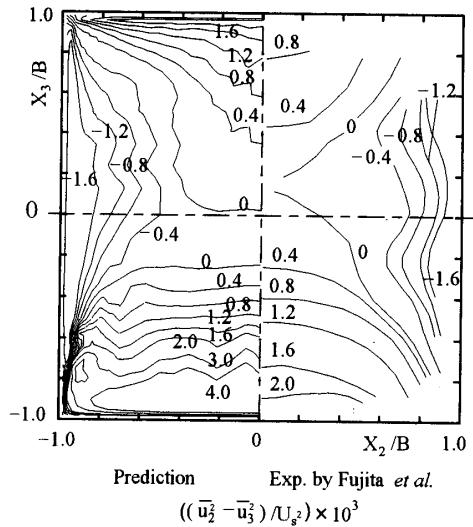


Fig. 11 Comparison of difference between normal stresses

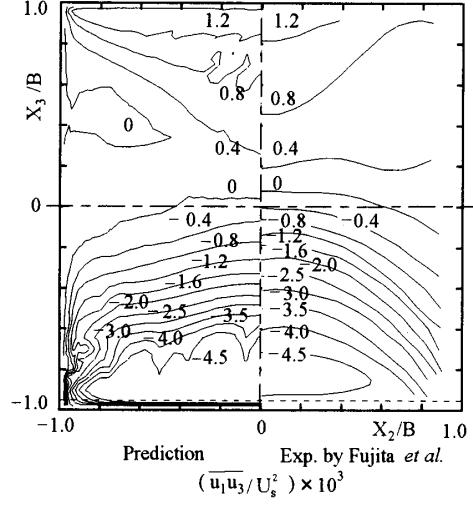


Fig. 10 Comparison of shear stress  $\bar{u}_1 u_3$

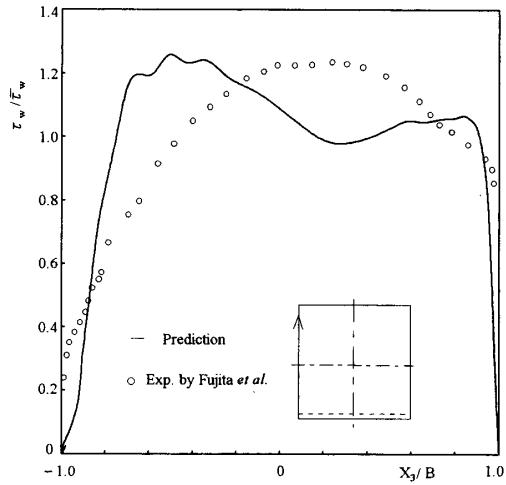


Fig. 12 Wall shear stress distribution along side wall

おりより妥当な予測値を示している。

図9はせん断応力  $u_1 u_2$  に関する結果を比較したものである。実験結果から特徴的な点として、上壁面、および粗面壁近傍で零ラインを挟んだ異符号領域を形成する点を指摘できる。これは、第2種二次流れにより主流方向速度等値線が、ひずまされる結果生成するものであり、したがって、二次流れを正確に予測して初めて再現するものと解釈できる。本解析は、定量的には多少差はあるものの、こうした特徴的な現象を再現している。リブ形状を考慮しない場合には、滑面壁側の異符号領域は予測するものの、粗面壁側に形成される異符号領域を再現するには至っていない。本解析においては、粗面壁側に生成される0.1の等値線も再現しており、大きく改善されている。

図 10 は、せん断応力  $\bar{u}_1 \bar{u}_3$  に関する結果を比較した

ものである。このせん断応力  $\overline{u_1 u_3}$  も、異符号領域を形成し管路上下対称軸付近に、零の等值線が水平に形成されている。また上壁面で 1.2 の値が、粗面壁で -4.5 の値が計測されているが、本解析もこうした値を再現している。

図 11 は、水平方向の速度変動値と、垂直方向の速度変動値の差を比較した結果である。この値は、乱れの非等方性の程度を示す量と考えられる。上壁滑面、および粗面壁近傍では水平方向の、側壁面では垂直方向の速度変動値が卓越していることが両結果から理解でき、かつその値から、粗面壁近傍にて非等方性が強いことが理解できる。計算は最大値が占める領域を大きく予測する傾向にあるが、比較的実験値を再現している。

#### 4・3 壁面せん断応力分布の比較

図 12, 13 は粗

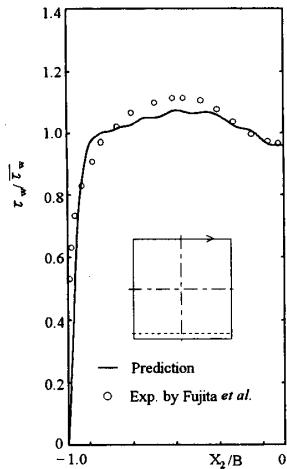


Fig. 13 Wall shear stress distribution along upper wall

面壁に隣接する滑面壁、粗面壁に対向する上壁滑面壁に沿う壁面せん断応力分布を比較した結果である。両結果とも当該壁面における平均せん断応力  $\bar{\tau}_w$  にて無次元化している。図 12 から計算結果は  $X_3/B = -0.6$  近傍で最大値を、 $X_3/B = 0.8$  近傍にて第 2 のピーク値を示すことがわかる。これに対して実験結果は  $X_3/B = 0.3$  近傍にて最大値を示し、かつその分布も単調増加から単調減少する分布を示しており、計算結果とは異なる。壁面せん断応力分布は、第 2 種二次流れ分布との相関が深いことを考慮すると、計算では比較的高速の流体が二次流れにより、 $X_3/B = -0.6$  近傍と  $X_3/B = 0.8$  近傍とに移流される結果、主流方向速度こう配値が増加し、二つのピーク値をもつものと解釈できる。Naimi-Gessner<sup>(11)</sup> も壁面せん断応力を提示しているが、彼らの結果と比較すると、その分布は本解析結果と同様な分布を示している。また、リブ形状を考慮しない場合の解析結果は、逆にその最大値、分布とも実験値を比較的良好に再現する結果となっている。しかし、これまでの各物理量の比較結果から判断すると、本解析結果で予測した第 2 種二次流れは、より実際の流れを再現しているものと解釈でき、本解析で予測した二つのピーク値を有する壁面せん断応力は、実際の流れを反映した分布と考えられる。

図 13 は、上壁滑面壁に沿う壁面せん断応力分布の比較結果である。両結果とも当該壁面における平均せん断応力  $\bar{\tau}_w$  にて無次元化している。特徴的な分布として壁面中央部に向かうに従い減少し、極値をもつがこれは上壁滑面壁に沿う第 2 種二次流れにより、低速流体が中央位置に移流され、主流方向速度こう配値が小さくなることに起因している。本解析結果もこうした現象を再現している。この分布に関しては、リブ形

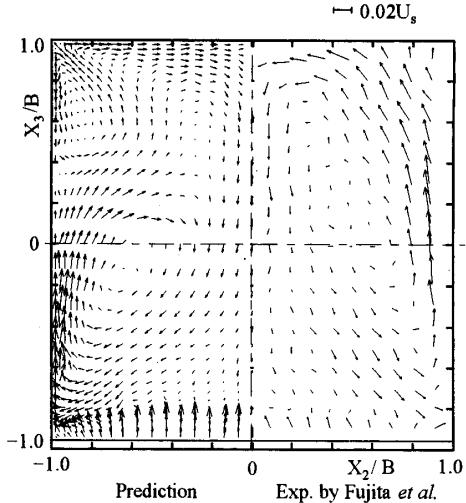


Fig. 14 Comparison of secondary flow of the second kind in the cross section located over rib

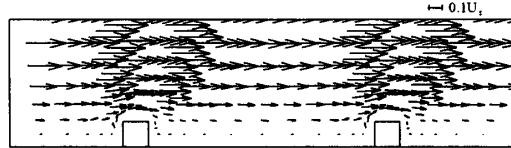


Fig. 15 Velocity vectors around ribs

状を考慮しない場合より改善されている。

**4・4 リブ周囲の流動挙動** 図 14 は、突起リブの上壁面の中央位置における第 2 種二次流れの分布を実験値と比較した結果である。実験結果から明らかなようにリブ上壁面近傍では、壁面と垂直に管路中央部に向かう二次流れが認められる。これは図 4 に示した二次流れ分布とは大きく異なる。計算結果も、定量的には実験値を大きく予測する傾向にあるが、こうした特徴的な流れ場を再現している。粗面壁と対向する滑面壁のコーナ部に形成される小さな渦は、図 4 に示した渦とほぼ同形の渦を形成することから、この程度の高さを有するリブ突起による影響は、リブ近傍に限られ、リブによる強い非等方性乱流はその近傍に限られることが推察される。

図 15 は、 $X_2/B = 0$  位置における流れ方向に沿ったリブ近傍周囲の計算結果を示したものである。リブ先端近傍で流れベクトルの方向は大きく変化することがわかる。これはリブ形状に起因するものと思われ、こうした微小リブにより粗面壁を形成する場合に、リブ形状によっても流れが変化することを示唆している。また、リブ後流の流れに着目するとはく離領域が形成されているが、その形成領域は小さくリブ近傍に限られ、はく離再付着位置もリブの近くに存在する。さら

にリブ突起に挟まれた壁面近傍の流れは、非常に低速な流れで占められることがわかる。図4にて示した第2種二次流れ分布は、リブ間隔の中央に位置し底壁面近傍で下降流の特徴的分布を示すが、リブ近傍周りの流動挙動から判断すると、こうした二次流れの特徴的な流れは、はく離再付着現象に起因するものではなくむしろ乱れの非等方性が支配的因素であるものと推察される。

### 5. 結 論

リブ形状を考慮した場合の粗面壁管路内の乱流場を代数応力モデルにて解析した。解析結果は測定結果と比較することより以下の結論を得た。

(1) リブ形状を考慮することにより、予測精度はかなり改善される。特に、主流方向速度、第2種二次流れ分布は大きく改善された。同時に第2種二次流れの予測精度の向上は、せん断応力分布の予測精度の向上にもつながっている。

(2) 実験結果から粗面壁近傍の第2種二次流れは、粗面壁面に垂直に向かう流れを形成するが、本解析結果もこうした二次流れを再現した。微小高さリブを設けた場合に認められる特徴的な現象と解釈される。また、こうした特徴的な二次流れは、リブ後流に形成されるはく離再付着現象より、乱流の非等方性に起因するものと考えられる。

(3) 第2種二次流れ分布に関して、粗面壁に対向

する上壁コーナ部には、二次流れが形成するわずかな循環流が存在する。これは、リブ形状を考慮しない場合の計算結果にも存在する。

(4) 本解析の場合、高レイノルズ数形乱流モデルであるため、壁関数を用いて乱流特性量の境界条件を設定したが、このとき、対数速度分布の普遍定数の設定値を当該壁面の凹凸形状に即した値を用いることが必要である。

### 文 献

- (1) Han, J. C. and Park, J. S., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **31**-1 (1988), 183-195.
- (2) Kiml, R., Mochizuki, S. and Murata, A., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **123** (2001), 675-681.
- (3) 藤田秀臣・横澤肇・岩田彰太郎・高浜平七郎, 機論, **52**-482, B (1986), 3491-3497.
- (4) 藤田秀臣・横澤肇・廣田真史・西垣聰, 機論, **53**-492, B (1987), 2370-2376.
- (5) 廣田真史・子荒井元一・藤田秀臣・中村真一・板倉昭三, 機論, **67**-653, B (2001), 154-161.
- (6) Humphrey, J. A. C. and Whitelaw, J. H., *Turbulent Shear Flows*, **2** (1980), 174-188. Springer-Verlag.
- (7) Ekkad, S. V. and Han, J.-C., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **40**-11 (1997), 2525-2537.
- (8) Iacovides, H. and Raishee, M., *Int. J. Heat Fluid Flow*, **20** (1999), 320-328.
- (9) Jang, Y.-J., Chen, H.-C. and Han, J.-C., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **123** (2001), 563-575.
- (10) 杉山均・秋山光庸・松本将師・平田賢, 機論, **59**-561, B (1993), 1510-1517.
- (11) Naimi, M. and Gessner, F. B., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **119** (1997), 550-558.
- (12) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56** (1976), 219-221.