

微小リブ断面形状変化による乱流熱伝達変化の数値予測*

杉山 均^{*1}, 宇野 孝博^{*2}, 人見 大輔^{*1}

Numerical Analysis of Turbulent Heat Transfer in a Square Duct with Different Rib Shapes

Hitoshi SUGIYAMA^{*3}, Takahiro UNO and Daisuke HITOMI

^{*3} Graduate School of Engineering, Utsunomiya University,
7-1-2 Yoto, Utsunomiya, 321-8585 Japan

Numerical analysis has been performed for three-dimensional developed turbulent flow in a square duct with rib-roughened walls. Special attention pays for the prediction of turbulent heat transfer with roughened wall. Roughened wall is composed of small ribs which are located periodically on bottom wall of square duct. In order to clarify the influence of rib cross sectional shape on flow and temperature fields, three kinds of ribs, that are square, triangular and elliptical cross section, is examined from the point of heat transfer. In numerical calculation, algebraic Reynolds stress model is selected for flow field in order to predict anisotropic turbulent flow precisely and zero equation model assuming constant Prandtl number is applied for temperature field to make clear whether such simple model is able to evaluate Nusselt number correctly. Periodic boundary condition has been used for this flow to save computational time. Calculated results of temperature field are compared with the experimental data in order to examine the validity of the presented numerical method. As a result of this calculation, it has been found out that the present method could predict temperature contour lines and Nusselt number qualitatively although agreement is certainly not perfect in all detail. Adding to this, turbulent structure is affected by rib cross section shape, although rib height is small compared with side length of square. Especially, elliptical cross section promotes the production of vertical fluctuating velocity and shear stress which leads to generate the secondary flow of the second kind more actively than the other rib shapes. At the same time, calculated results suggest that heat transfer is enhanced by the elliptical cross section.

Key Words: Numerical Analysis, Turbulent Flow, Heat Transfer, Secondary Flow, Heat Transfer Enhancement, Roughened Wall,

1. 緒 論

粗面壁を伴う流れ場は、多くの工学分野において、遭遇する基本的な流れ場であり、粗度を設けることにより発生する拡散現象は、粗面壁流れを特徴づける一つの現象と解釈される。伝熱工学分野において、伝熱促進を意図し、伝熱壁面に微小突起を設け粗面壁とすることは、この拡散現象を応用した例^{(1),(2)}であり、最も簡便で効果的な伝熱促進手法である。また、長期間使用された管路の内壁は、腐食等により粗面壁化し圧力損失の増加をもたらすことになる。粗面壁管路の

圧力損失予測も工学的には重要な問題である。さらに、粗面壁管路が応用される流れ場の多くは乱流であり、乱流場における粗面壁を有する流れは、非等方性乱流に代表される流れ場でもある。

一般に、管路内に粗面壁を形成する場合、砂粒を用いる場合と、微小リブを周期的に配置する場合とに分類できる。例えば、須藤ら⁽³⁾は、砂粒により形成した 360° 曲がり管路流れの粗面壁乱流を対象に管摩擦係数を報告している。さらに須藤・高見ら⁽⁴⁾は、滑面壁曲がり管路と粗面壁曲がり管路内の流動挙動の相違を二次流れ、乱流エネルギーを含めて報告している。微小リブを設けた粗面壁乱流に関する計測も報告されている。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持つ正方形断面流路⁽⁵⁾、一面に粗面壁を持つ場合の正方形断面流路⁽⁶⁾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⁽⁷⁾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

*原稿受付 2004年3月 日。

^{*1} 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)。

^{*2} 宇都宮大学大学院工学研究科 (〒321-8585 宇都宮市陽東 7-1-2)

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

度分布, 乱流熱流束分布を計測している。リブ高さが代表寸法に比べ比較的大きな場合の計測結果としては, Humphrey-Whitelaw⁽⁸⁾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⁽⁹⁾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と比較してリブ高さが高い場合である。例えば Iacovides Raisee⁽¹⁰⁾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⁽¹¹⁾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⁽¹⁰⁾と同様にレイノルズ応力輸送方程式に低レイノルズ数型乱流モデルを導入し解析を行っている。最近では Leonardi ら⁽¹²⁾は, DNS を用い, 周期リブが設けられたチャンネル乱流を解析し, 対数速度分布中に示される粗さ関数とリブ配置との関係を報告している。

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計算報告例は少ない。そこで, 筆者ら⁽¹³⁾は, 非等方性乱流構造の予測精度を明らかにする意味から, 藤田ら⁽⁶⁾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い比較的良好に乱流場を予測できることを報告した。さらに, 乱流熱伝達場における数値解析結果も報告されているが, 速度場同様に, 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。この非等方性乱流熱伝達場を特徴づけるパラメータとして乱流熱流束分布があるが, Sugiyama ら⁽¹⁴⁾は, 二種類の乱流熱流束モデルを用いて廣田ら⁽⁷⁾により計測された, 乱流熱流束分布の計測結果と比較し, 乱流熱流束モデルの特徴を明らかにしている。

以上のように, 微小リブにより構成された粗面壁乱流に関する実験, 解析結果はいくつか報告されているが, 微小リブ断面形状が伝熱促進向上, あるいは乱流構造の変化にどのような影響を示すかについては, 工学的な面, ならびに研究的な面からも興味ある問題であるが, 報告されていない。同時に, 粗面壁乱流熱伝達現象を解析する際に, 計算時間の削減を意図する意味から温度場零方程式モデルを用いてどの程度温度場を予測できるのかを明らかにしておくことも意義あるものと思われる。ここで微小リブとは, リブを設けた際に非等方性乱流に起因する第2種二次流れが顕著に

生成される場合に限り, そのリブを微小リブと便宜的に呼称した。

そこで, 本解析では, リブ断面形状に正方形, 三角形, だ円断面形状の三種類を選び, 速度場に関しては代数応力モデルを, 温度場に関しては温度場零方程式モデルを用いて解析し速度場, 温度場への影響を明らかにすることを目的とする。温度場に関しては, 廣田ら⁽⁸⁾の正方形断面リブの実験結果と比較し解析手法の妥当性を検証する。

2. おもな記号

B	: 正方形断面の一辺長さ D の半分
c_p	: 定圧比熱
D	: 正方形断面の一辺長
Nu	: ヌセルト数
P	: 壁面静圧
p	: 変動圧力
P_b	: 断面内平均圧力
$(P_b)_{in}$: 入口断面における断面内平均圧力
q_w	: 壁面における伝熱量
Pr_f	: 乱流プラントル数
Re	: レイノルズ数 $U_b D / \nu$
T	: 平均温度
T^+	: 無次元温度
T_c	: 断面内中心位置での平均温度
T_w	: 壁面温度
t	: 時間
$\frac{u_i u_j}{\rho}$: レイノルズ応力
$\overline{u_i t'}$: 乱流熱流束
U_b	: 断面内の主流方向平均速度
U_τ	: 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点目までの垂直距離
y^+	: 無次元距離
α	: 温度伝導率
δ_{ij}	: クロネッカーのデルタ記号
κ	: カルマン定数
ρ	: 密度
	: 動粘性係数
ν_t	: 渦動粘性係数

3. 解析手法

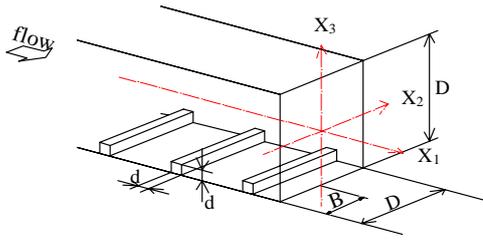


Fig.1 Schematic diagram of square duct with roughened wall and coordinate systems

3.1 計算対象実験 解析対象とした廣田ら⁽⁷⁾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、正方形の一辺長さは $D=50\text{mm}$ 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 ($1\text{mm} \times 1\text{mm}$) の黄銅製の角柱を流れに直交する向きに 10mm 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 6.5×10^4 で、加熱条件は全壁面等温加熱である。計測位置は、速度、温度場とも十分発達していると考えられる断面で熱線速度、冷線温度プローブによる速度、温度の同時計測を行っている。加熱状態、非加熱状態での主流方向速度分布は良好に一致し、自然対流による影響の無いことを確認している。

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 レイノルズ応力場を正確に予測する意味から、本解析ではレイノルズ応力輸送方程式を解くこととした。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。

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = & - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial X_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial X_k} \right) + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial X_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial X_i} \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial X_k} \left\{ \overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial X_k} + \frac{p}{\rho} (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j) \right\} \\ & - 2\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial X_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial X_k} \end{aligned} \quad (1)$$

数値計算を実行する上で障害となる左辺の対流項、拡散項に対しては $\text{Rodi}^{(15)}$ 近似を用いてモデル化を行った。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、別報⁽¹⁶⁾にて詳述した。

温度場におけるエネルギー輸送方程式は、以下の式にて示される。式中の右辺に現れる乱流熱流束に関

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial}{\partial X_i} \left(\alpha \frac{\partial T}{\partial X_i} - \overline{u_i t} \right) \quad (2)$$

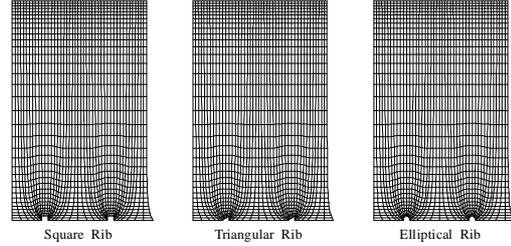


Fig.2 Computational grid layouts for three kinds of rib shapes

しては、乱流プラントル数一定を仮定することにより算出した。その際の乱流プラントル数は、全断面で 0.9 として計算を行った。また、ヌセルト数を算出する際には、無次元温度分布を用いて算出した。無次元温度は以下のように定義される。

$$T^+ = \frac{(T_w - T) \rho c_p U_\tau}{q_w} = \text{Pr}_t y^+ \frac{\nu}{\nu_t} \quad (3)$$

ここで、右辺の渦動粘性係数と動粘性係数との比は、以下の式を用いて置き換え、(3)、(4)式から壁面上のヌセルト数を算出した。

$$\frac{\nu_t}{\nu} = \frac{1}{dU^+ / dy^+} - 1 = \kappa y^+ - 1 \quad (4)$$

3.3 数値解析 数値解析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。周期境界条件に関しては、圧力、温度以外は入口、出口での値を同一値とし、圧力、温度に関しては入口、出口での勾配値が同一となるように設定し、入口混合平均温度は一定とした。計算対象とした三種類の計算格子を図3に示す。図には管路全体の計算格子と、リブ近傍の計算格子とを示した。計算格子数は流れ方向に 46 、断面方向に 39×35 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。本解析で使用した乱流モデルは、高レイノルズ数型乱流モデルであり、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。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。

$$\frac{U_1}{U_\tau} = \frac{1}{0.42} \ln \left(\frac{U_\tau y}{\nu} \right) + 5.5 \quad (5)$$

粗面壁に対する対数速度分布に関しては、藤田ら⁽⁶⁾により実験的に明らかにされており、本解析でも彼ら

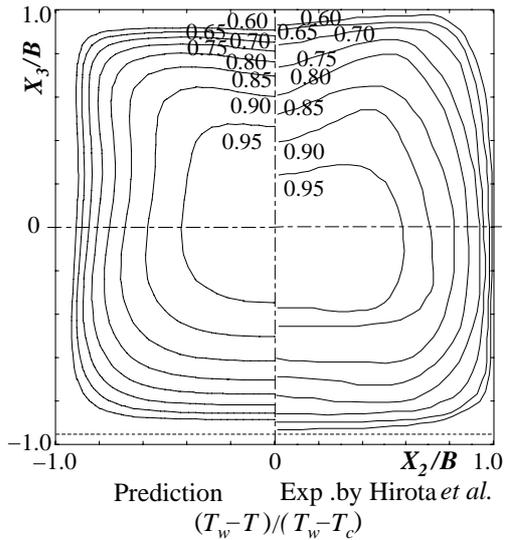


Fig.3 Comparison of mean temperature distribution

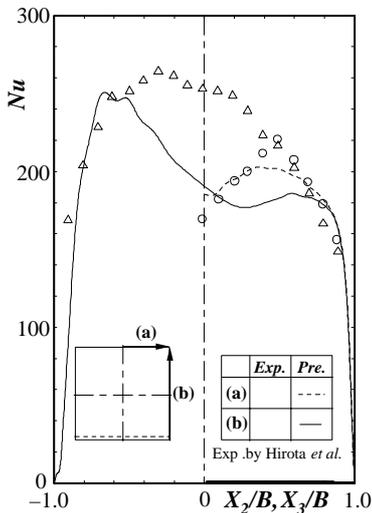


Fig.4 Comparison of Nusselt number distributions along vertical and horizontal walls

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．

$$\frac{U_1}{U_\tau} = \frac{1}{0.42} \ln \left(\frac{U_\tau y}{\nu} \right) - 8.4 \quad (6)$$

計算諸量の格子点配置は **Regular Grid** 法に依った．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 6.5×10^4 である．また，浮力に関しては考慮せず速度場，温度場を独立に解いた．

4. 結果と考察

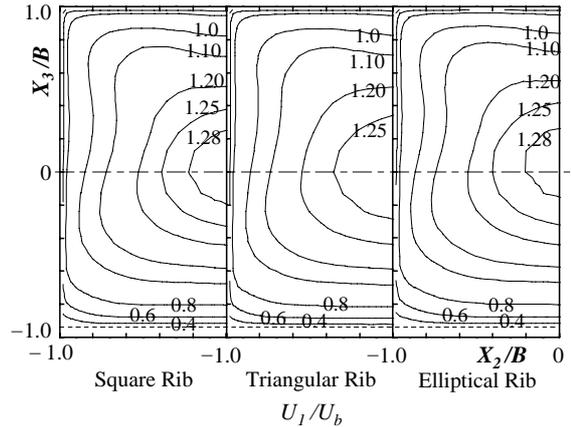


Fig.5 Calculated results of mean velocity distributions

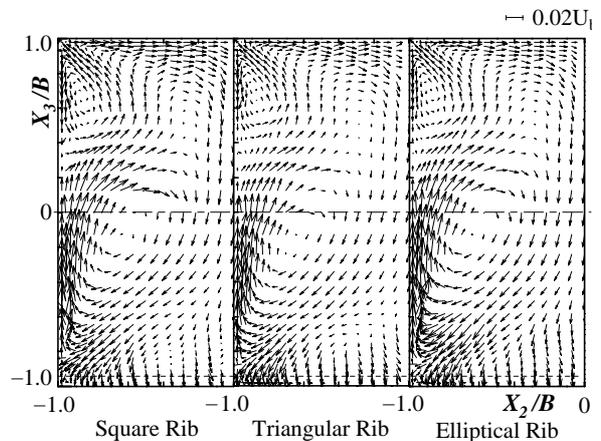


Fig.6 Calculated results of secondary flow of the second kind

4.1 平均温度場の比較 図3に平均温度分布の実験と計算との比較結果を示す．比較断面位置は，リブ間の中央に位置する断面である．管路中央位置における温度 T_c ，壁面温度 T_w を用いて無次元化し比較した．また図中の下部に示された点線はリブの高さを示している．なお，速度場における解析結果と実験との比較は，別報⁽¹³⁾にて詳述し比較的的良好に平均速度場，レイノルズ応力場を再現することを報告した．特徴的な点として粗面壁と対向する滑面壁側で等値線が 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，粗面壁側の等値線は，そのような等値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，主流方向速度分布にも認められる．しかし，0.6の等値線を比較すると実験値に比較して計算値は，管路内部に位置しており定量的に差が認められる．

ヌセルト数を算出する際には，(3)式から明らかのように，壁面近傍での乱流プラントル数 Pn を決め

ることが必要である．計算の際には，全断面で一定な 0.9 を設定して行ったが，藤田・廣田⁽¹⁷⁾は，粗面壁と垂直方向の滑面壁近傍に沿う乱流プラントル数分布を報告しており，0.6 から 2.4 の範囲で壁面に沿いながら変化することを示している．そこで，本解析では，その平均的な値 1.5 を採用してヌセルト数分布を算出した．

図4は，ヌセルト数分布を比較した結果である．図から明らかなように粗面壁と対向する滑面壁上でのヌセルト数は比較的良好に予測していることが分かる． $X_2/B=0.0$ 近傍で最小値を取るのは，滑面壁近傍の高温流体が，第2種二次流れにより壁面中央部に移流される結果，低温度等値線が管路内部に突出され温度勾配値が小さくなることに起因している．垂直壁に沿うヌセルト数分布については，計算の最大値は実験値に近い値を予測するものの，最大値の生成位置，分布に関しては相違が認められる．ヌセルト数分布は，第2種二次流れにより歪まされる温度等値線に左右されることを考慮すると，実験との相違は，第2種二次流れ分布の相違に起因すると解釈される．後の図6に示すように計算では，上壁コーナ部に実験では認められない二次流れを予測する．この二次流れと，垂直壁に沿う二次流れが相互干渉する $X_3/B=0.3$ 近傍にて管路内部に向かう二次流れを形成し，この領域で最小値を予測することになる．計算により予測される上壁コーナ部の二次流れは，Naimi-Gessner⁽¹⁸⁾の数値解析結果にも同様に認められる．

4.2 リブ断面形状変化の速度場への影響 一般に，断面内の圧力分布が大きく変化するようなリブを設けた場合には，圧力損失に直接的に影響を与えるため，リブ形状，配置などは重要な要因となる．しかし，リブ形状が微小化し圧力損失に大きな影響を与えなくなると，その断面形状の影響も弱まり，リブ断面形状まで子細に検討した例は報告されていない．しかし，リブ断面形状変化による乱流構造の変化が，伝熱促進に寄与することも容易に類推でき，さらなる伝熱促進向上を図るには，ミクロ的な観点からの検討も必要と思われる．この観点からリブ断面変化の速度場，温度場への影響について検討する．リブ形状は，正方形断面の他に三角形，だ円断面形状を対象に検討した．リブ断面形状に関しては，図2に示すようにリブ高さ，幅，リブ配置間隔は同一寸法とし計算格子，計算条件は全て同一とした．

図5は，三種類の断面形状での主流方向速度等値線を比較した結果である．比較断面位置は，温度場と同様リブ間の中央位置である．等値線は断面内平均速度

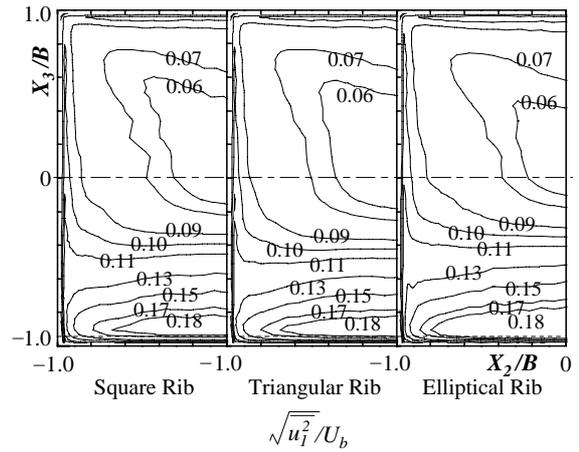


Fig.7 Calculated results of fluctuating velocity along flow direction

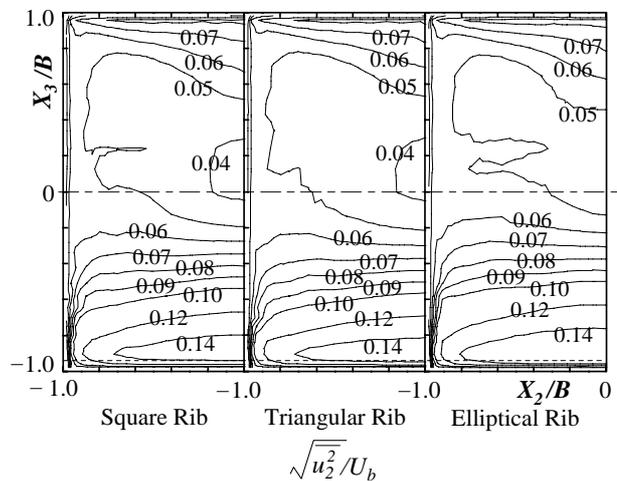


Fig.8 Calculated results of fluctuating velocity along vertical direction

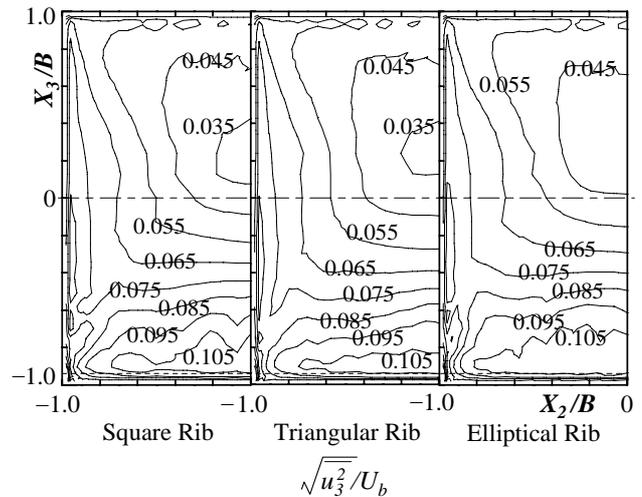


Fig.9 Calculated results of fluctuating velocity along vertical direction

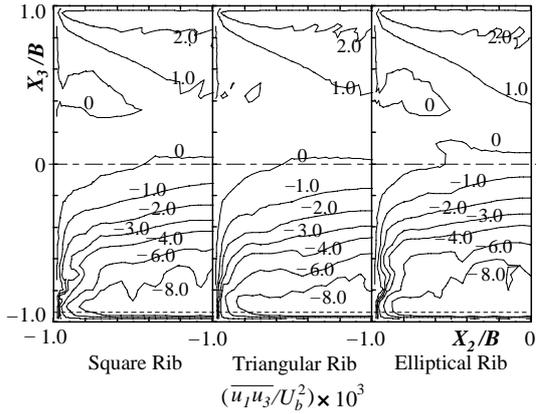


Fig.10 Calculated results of shear stress $\overline{u_1 u_3}$

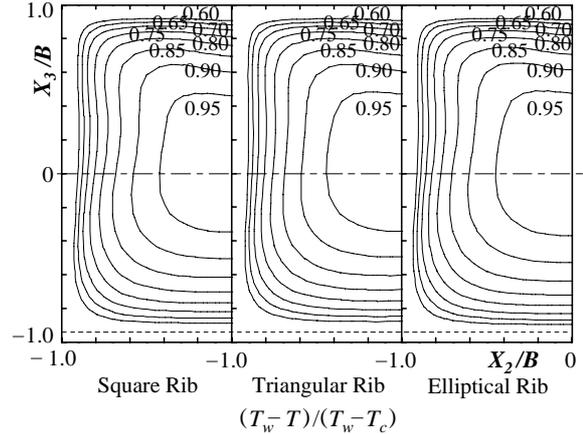


Fig.12 Calculated results of mean temperature distributions

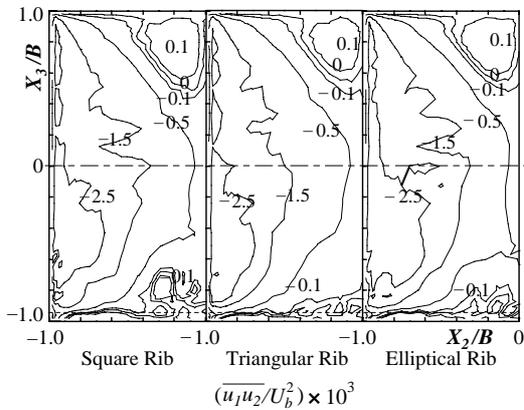


Fig.11 Calculated results of shear stress $\overline{u_1 u_2}$

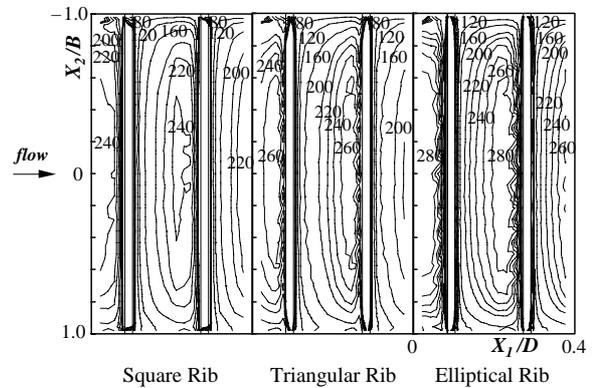


Fig.13 Calculated results of Nusselt number distributions over bottom wall

にて無次元化している．最大速度に着目すると正方形，だ円断面リブが高い値を示すのに対して，三角形断面リブは僅かに小さい値を示す．この点を除けば，等値線分布は，いずれも大きく異なることはなく，同様な分布を示している．また，等値線分布は先に示した温度分布と比較しても等値線の歪み程度にも類似の分布を示す．こうした速度等値線の歪みは，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6は，この二次流れを比較した結果を示している．何れの結果も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，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も共通する現象として指摘できる．しかし，子細に観察するとだ円断面リブの二次流れ強

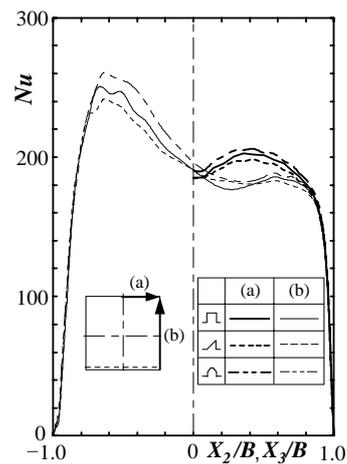


Fig.14 Calculated results of Nusselt number distributions along vertical and horizontal walls

度は，他のリブと比較して，僅かに大きな強度を示している．この第2種二次流れが，乱れの非等方性に起因していることを考えると乱流構造に相違があること

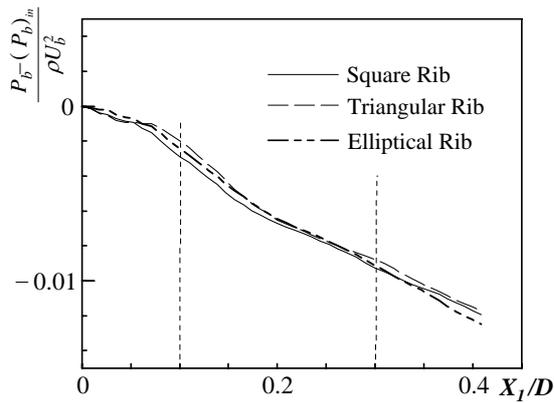


Fig.15 Calculated results of developing averaged-pressure over cross section

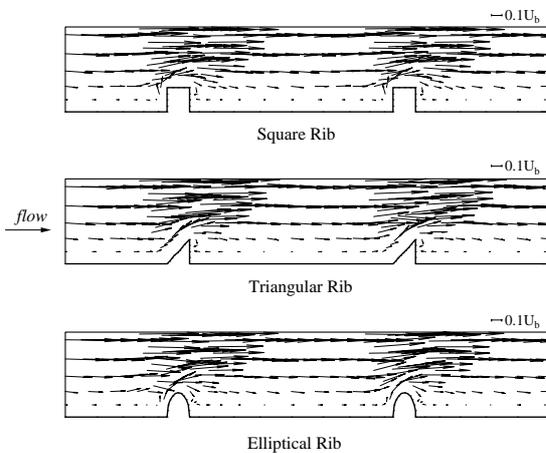


Fig.16 Calculated results of streamwise flow vectors around ribs

を示唆している．そこで、レイノルズ応力場の比較を次に示す．

4.3 リブ断面形状変化のレイノルズ応力場への影響

図7, 8, 9は、それぞれ主流方向、水平方向、垂直方向の速度変動値を比較した結果である．いずれの速度変動値も粗面壁近傍で最大値を示すが、その値をリブ形状で比較すると、いずれの速度変動値の場合にも、だ円断面形状リブの場合が最大値の占める領域が最も大きい．特に垂直方向の速度変動値分布においては、0.105の等値線が大きな領域を占めて形成しており、他のリブとは明らかに異なる．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、その乱れが抑制され水平方向の速度変動値と比較すると小さな値を示すことになるが、粗面壁面近傍では0.105と、水平方向の最大速度変動値の0.14に近い値を示し、リブの存在により大きな乱れが生成されているものと解釈できる．しかも、だ円断面リブの垂直方向速度変動値が大きな値を示すことから、せん断

応力 $\overline{uu_3}$ についても他のリブと比較して差が認められると推察される．そこで、次にせん断応力分布について比較検討した．

図10, 11は、せん断応力 $\overline{uu_3}$, $\overline{uu_2}$ 分布の結果を比較したものである．比較結果から明らかなように、せん断応力 $\overline{uu_3}$ に着目すると、だ円断面リブは粗面壁近傍にて、最大絶対値を示す領域がもっとも大きく、他のリブと大きく異なることが分る．垂直方向への運動量輸送が広範囲に行われていることが理解できる．一方、せん断応力 $\overline{uu_2}$ 分布に関しては、リブ断面形状変化に伴う顕著な変化は認められず、せん断応力 $\overline{uu_2}$ は、リブ断面形状によって大きく影響されることはなく、その影響程度は小さいものと判断される．

以上の第2種二次流れ、速度変動値分布の結果が示すように、断面形状変化は乱流構造に少なからぬ影響を与えている．この乱流構造変化が、温度場への程度影響を与えるかを明らかにする意味から、温度場零方程式モデルを用いて各断面リブにおける温度場解析を行った．

4.4 リブ断面形状変化の温度場への影響 図12は、各断面形状における温度分布の比較結果である．管路中央位置における温度 T_c 、壁面温度 T_w を用いて無次元化し比較した．いずれのリブにおいても類似の等温度分布を予測しており、リブ断面形状変化は温度分布には顕著には現れていない．等温度分布の等値線の歪は、前述のように第2種二次流れによるものであり、この点に関しても大きな差異は認められない．

図13は、リブ間に挟まれた底壁面上でのヌセルト数分布を計算した結果である．リブが設けられた底壁面を上方から鳥瞰した分布であり、底壁面での等値線分布について議論する意味からリブ上の等値線については省いた．解析結果から明らかなようにヌセルト数分布については、リブ断面形状による差が明確に現れている．すなわち、いずれのリブにおいても、最大ヌセルト数は、リブ間の中央位置からいくらか下流側に離れた位置で最大値を示しているものの、三種類のリブ形状によるヌセルト数分布を比較すると、だ円断面リブ形状において最大のヌセルト数を示している．さらに、図4に示したと同じ位置における粗面壁と対向する滑面壁、粗面壁に垂直な滑面壁におけるヌセルト数分布を比較した結果を図14に示す．この結果においても、だ円断面形状リブは他のリブと比較すると高い値を示している．

レイノルズのアナロジからすると熱伝達率と管摩擦係数とは比例関係にあり、従って伝熱促進が向上すると圧力損失は大きくなる．この点を確認する意味から、

断面内の平均圧力値 P_b を求めて、流れ方向に算出し比較した結果を図 15 に示す。各値は、密度 と断面内平均速度 U_b にて無次元表示した。図中の鎖線はリブの中央位置を示している。図から圧力分布に周期性が認められない矛盾もあるが、単に入口、出口の圧力差で比較するとだ円断面形状リブの場合が圧力損失は大きいことが理解できる。ただし、その差は、他のリブと比較しても僅かである。圧力損失を極力抑制し、伝熱促進を図るために粗面壁を設けることは有効な手段と考えられるが、その際に粗面壁を構成するリブ形状も少なからぬ影響を及ぼし、だ円断面形状リブは、正方形断面、三角形断面リブと比較すると伝熱向上に寄与することを計算結果は示唆している。

4.5 リブ周りの流動場への影響 図 16 は、 $X_2/B=0$ 位置における流れ方向に沿ったリブ近傍周りの計算結果を示したものである。リブ断面形状による相違点として、リブ先端近傍で二次流れの方向が異なることが分かる。特に、三角形断面リブでは、斜辺に沿うように流れが形成されている。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。この点は、いずれのリブにおいても共通している。また、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分かる。図 6 にて示した第 2 種二次流れ分布から、二次流れはリブ間隔の中央位置で底壁面近傍に向かう下降流を形成する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要因であるものと推察される。

5. 結 論

リブ断面形状を変化させた場合の粗面壁管路内の乱流熱伝達現象を解析し以下の結論を得た。

(1) 温度場零方程式モデルでも温度分布の定量的な比較においては実験値と差があるが、定性的な現象は再現できる。実験又セルト数分布を無次元温度分布を用いて予測できることを示した。

(2) 粗面壁を構成するリブ断面形状は、乱流構造に影響を及ぼす。特に垂直方向の速度変動値、せん断応力 $\overline{u'v'}$ は大きく変化する。

(3) リブ断面形状変化による乱流構造変化は、第 2 種二次流れ分布に影響を及ぼし、だ円断面形状リブは、

正方形、三角形と比較して第 2 種二次流れの強度を増加させる。

(4) 伝熱促進向上を意図した場合、粗面壁を構成するリブ断面形状は伝熱促進に少なからぬ影響を与える。本解析の範囲では、だ円断面リブとすることが工業的な応用面からは得策であることを示した。

文 献

- (1) Han, J.C. and Park, J.S., Int. J. Heat Mass Transfer, 31-1 (1988), 183-195.
- (2) Kiml, R., Mochizuki, S. and Murata, A., Trans. ASME, J. Heat Transfer, 123 (2001), 675-681.
- (3) 須藤浩三・高見敏弘, 機論, 56-521, B (1990), 29-34.
- (4) 須藤浩三・高見敏弘・岡村浩・檜原秀樹, ターボ機械, 23-8 (1995), 25-30.
- (5) 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.
- (6) 藤田秀臣・横澤 肇・廣田真史・西垣 聡, 機論, 53-492, B (1987), 2370-2376.
- (7) 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.
- (8) Humphrey, J. A. C. and Whitelaw, J. H., Turbulent Shear Flows, 2 (1980), 174-188. Springer - Verlag
- (9) Ekkad, S. V. and Han, J.-C., Int. J. Heat Mass Transfer, 40-11 (1997), 2525-2537.
- (10) Iacovides, H. and Raisee, M., Int. Journal of Heat and Fluid Flow, 20 (1999), 320-328.
- (11) Jang, Y.-J., Chen, H.-C. and Han, J.-C., Trans. ASME, J. Fluids Eng., 123 (2001), 563-575.
- (12) Leonardi, S., Orlandi P., Smalley R. J., Djenidi L. and Antonia R. A., J. Fluid Mech., 491 (2003), 229-238.
- (13) 杉山 均・宇野孝博, 機論, 69-681, B (2003), 1051-1058.
- (14) Sugiyama, H., Akiyama M., Nemoto Y. and Gessner F. B., Int. J. of Heat and Fluid Flow, 23(2002), 13-21.
- (15) Rodi, W., Z. Angew. Math. Mech., 56 (1976), 219-221.
- (16) 杉山 均・秋山光庸・松本将師・平田 賢, 機論, 59-561, B (1993), 1510-1517.
- (17) 藤田秀臣・廣田真史, 熱工学講演会講演論文集, No.01-9, (2001), 21-26.
- (18) Naimi, M. and Gessner, F. B., Trans. ASME, J. Fluids Eng., 119 (1997), 550-558.