

周期配列突起を有する直線管路内の乱流解析*

岡垣 百合亜¹⁾ 杉山 均²⁾ 加藤 直人³⁾ 日野 竜太郎⁴⁾

Numerical Analysis of Turbulent Flow in Periodically Arranged Ribs

Yuria Okagaki Hitoshi Sugiyama Naoto Kato Ryutaro Hino

Numerical analysis has been performed for turbulent flow in a square duct with periodically arranged ribs on bottom wall by using an algebraic Reynolds stress model and boundary fitted coordinate system which is one of coordinate transformation method. Calculated results are compared in detail with the experiment in order to confirm the validity of the presented model. This kind of turbulent flow is characterized by separated flow which is one of difficult flows to predict. It has been found that the calculation can reproduce reasonably the reattachment point of separated flow including secondary flow vectors. As for Reynolds stresses, although prediction of Reynolds stresses is not perfect, typical features are able to reproduce by an algebraic Reynolds stress model.

Key Words: (Standardized) Heat·Fluid, Aerodynamic performance/Aerodynamic noise, Computational fluid dynamics
(Free) Algebraic Reynolds Stress Model, Heat Exchanger (D1)

1. 緒 言

自動車開発において、開発期間を短縮させ、コスト削減を可能とする数値流体力学 CFD (Computational Fluid Dynamics) の果たす役割は大きい。特に自動車部品は熱と流れが関与する部品が多用され、かつ運動量移動と熱移動との相関は強く、その流動挙動は、機器性能を大きく左右する。現在、CFD は、多種多様な管路や熱交換器、自動車まわりの流れなど多くの自動車部品に活用されているが、それらは複雑形状に加え、その流れ場は多くの場合乱流である。しかし、乱流構造は未だ不明確な点が多く、乱流構造を 3 次元的に明らかにし、乱流解析の精度向上、計算時間の短縮化が求められている¹⁾。

本解析では、矩形断面管路内にリブと呼ばれる突起を周期的に配置し、非等方性乱れによる伝熱促進向上を意図する流れ場を対象としている。この種の周期リブを有する管路に関する研究は、実験、計算ともに数多く報告されている。流れと直交する方向にリブを設けた場合の実験²⁾、計算³⁾、傾斜リブを対象として扱った実験⁴⁾、計算⁵⁾も報告されている。

一方、乱流モデルを評価する指標として、レイノルズ応力があるが、リブを有する三次元乱流場にて各レイノルズ応力分布を測定した論文は、測定の困難さから非常に少ない。しかし、最近、Casarsaら⁶⁾は水力直径に対し 30%の高さを有す

* 2011 年 12 月 1 日受理。

1) 宇都宮大学大学院工学研究科 大学院生 (321-8585 宇都宮市陽東 7-1-2) (E-mail:dt107106@cc.utsunomiya-u.ac.jp)

2)・3) 宇都宮大学大学院工学研究科 (同上)

4) (独) 日本原子力研究開発機構 原子力水素・熱利用研究センター (311-1393 茨城県東茨城郡大洗町成田町 4002)

る周期リブを有する直線管路の乱流場を対象に、PIV (Particle Image Velocimetry) 計測によりレイノルズ応力分布を測定、報告している。Lohászら⁷⁾は、Casarsaら⁶⁾の実験を対象に LES (Large Eddy Simulation) による解析結果を報告しているが、レイノルズ応力との比較は報告されていない。また、藤田ら⁸⁾は水力直径に対し 2%の高さのリブを底面に有する正方形流路内の流れを対象に熱線流速計により乱流計測を行い、流体挙動とレイノルズ応力を詳細に報告した。藤田ら⁸⁾の計測結果に対しては、Sugiyamaら⁹⁾による乱流熱流束分布の比較を含む乱流解析結果が報告されている。

本研究では、Casarsaら⁶⁾による実験を対象に、代数レイノルズ応力モデルを用いて解析を行う。代数レイノルズ応力モデルは、乱れの非等方性を再現し、レイノルズ応力輸送方程式の対流項、拡散項を代数近似するため、計算負荷を小さく抑えることができるという特徴を有する。そのため、計算時間や計算環境に制約される工業的な分野での使用が期待できる。解析結果は、Casarsaら⁶⁾の実験結果と比較検討することより、本解析手法の妥当性について検討することを目的とする。

2. 記 号

D	: 正方形断面管路の一辺長
h	: 正方形断面リブ高さ
P	: 壁面静圧
p	: 変動圧力
$\overline{u_i u_j}$	: レイノルズ応力
k	: 乱流エネルギー
U_b	: 正方形断面管路の断面平均速度

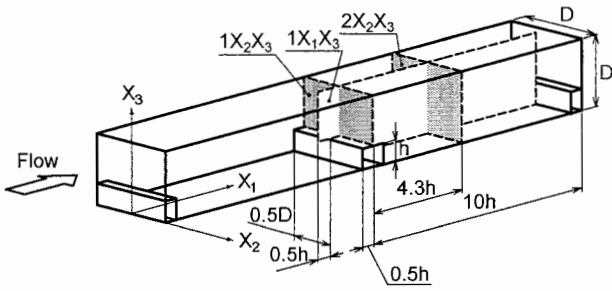


Fig. 1 Diagram of square duct with periodically arranged ribs and definition of coordinate system

- U_i : 直交座標上の i 軸方向の時間平均速度
 X_i : 直交座標上の i 方向座標軸
 δ_{ij} : クロネッカーのデルタ記号
 ε : 乱流散逸
 ν : 動粘性係数
 ρ : 密度

3. 解析手法

3.1. 計算対象実験

解析対象とした Casarsa ら⁽⁶⁾の周期配置突起を有する管路の概略図、および直交座標系を図 1 に示す。流路は、正方形断面を有する直線管路でその一辺は $D=100\text{mm}$ である。リブ高さは $h=30\text{mm}$ 、断面形状は正方形で、流路底壁面に流れに直交するように $10h$ 間隔で配置されている。レイノルズ数（代表長さ：水力直径、代表速度：管路断面内平均速度）は、 4.0×10^4 である。測定は完全発達領域で行い、測定結果は複数の異なる流路断面にて示している。

実験と比較した測定断面を図中の $1X_1X_3$ 、 $1X_2X_3$ 、 $2X_2X_3$ とし示す。 $1X_1X_3$ 断面は管路の X_2 軸中央において側壁に並行に配置され、 $1X_2X_3$ 断面はリブの中央に、 $2X_2X_3$ 断面はリブ中央から $4.3h$ 下流の位置に、流れに直交する方向で配置されている。

座標系に関しては、主流方向を X_1 軸、水平方向を X_2 軸、垂直方向を X_3 軸と定義している。座標原点は、底壁面中央部に取った。

3.2. 支配方程式

本解析ではレイノルズ平均化された運動量輸送方程式と、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。

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

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

Table 1 Modeling of the pressure-strain correlation term

$\pi_{ij,1} + \pi_{ji,1}$	$-C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right)$
$\pi_{ij,2} + \pi_{ji,2}$	$-\frac{C_2 + 8}{11} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) + \zeta k \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right)$ $-\frac{8C_2 - 2}{11} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right)$
$[\pi_{ij} + \pi_{ji}]_w$	$C_1 = C_1' + C_1' f \left(\frac{L}{X_w} \right) \quad C_2 = C_2' + C_2' f \left(\frac{L}{X_w} \right)$ $\zeta = \zeta' + \zeta' f \left(\frac{L}{X_w} \right)$
$P_{ij} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial X_j} - \overline{u_j u_i} \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \quad D_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial X_j} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_k}{\partial X_i}$	
$P_k = -\overline{u_k u_i} \frac{\partial U_i}{\partial X_k} \quad f \left(\frac{L}{X_w} \right) = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa \varepsilon X_w}$	

Table 2 Model constants of the pressure-strain correlation term

C_1^*	C_2^*	ζ^*	C_1'	C_2'	ζ'	C_μ	κ
1.4	0.44	-0.16	-0.35	0.12	-0.1	0.09	0.42

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上で障害となる左辺の対流項、拡散項に対しては Rodi⁽¹⁰⁾による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軽減に寄与する。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という問題も内包する。圧力・ひずみ相関項のモデル化は、モデル性能を左右し、最も問題となる項とされている。表 1 に本解析で用いた圧力・ひずみ相関項を示す。純粋な乱れによる影響を示す $\pi_{ij,1} + \pi_{ji,1}$ は Rotta⁽¹¹⁾によるモデル化を用いている。平均流の影響を示す $\pi_{ij,2} + \pi_{ji,2}$ は Launder ら⁽¹²⁾による 4 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た。壁面による影響を示す $[\pi_{ij} + \pi_{ji}]_w$ は、モデル式中に表れる定数が壁からの距離の関数となるように設定した。 $f(L/X_w)$ は、壁の影響を示す関数であり、壁から離れるにつれ減少する。 X_w は壁面までの垂直距離、 C_μ は渦動粘性係数に関する定数、 κ はカルマン定数である。表 2 にモデル定数を示す。モデル化されたレイノルズ応力方程式に壁面乱流、単純せん断流れ場の実験値を適用することで決定した。以上のモデル導出、定数決定については別報⁽¹³⁾にて詳述した。また、本モデルの妥当性検証に関しては、非等方性乱流場の特徴的な第 2 種二次流れの予測⁽¹⁴⁾、流体抵抗低減現象の予測⁽¹⁵⁾など実験結果との差異分析を通し、比較的良好に乱流場を再現できることを報告した。

3.3. 数値解析

数値解析においては、周期境界条件を課し、2 周期のリブ列を対象に解析を行った。周期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、出口での勾配値が同一となるように設定した。計算格子を図 2 に示す。計算格子数は断面方向に 40×30 、流れ方向に 273 を設

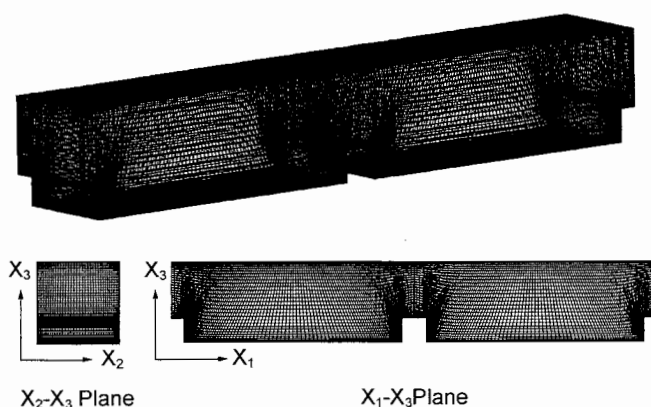


Fig. 2 Grids layouts for three dimensional view and cross sectional planes

定し、物理量変化が急な場所では密に格子を配列している。本解析で使った乱流モデルは、高レイノルズ数型乱流モデルであり、乱流エネルギー、乱流散逸の境界条件に対しては、壁関数を用いて設定した。

計算に際して、座標変換手法として境界適合座標系を導入し支配方程式の変換を行った。境界条件の設定が容易な反面、変換された支配方程式は複雑となるという特徴を有する。計算諸量の格子点配置は同一点にて計算諸量を配置する Regular Grid 法による。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 4.0×10^4 である。また、非定常項は陽解法とし、次の計算ステップにおける物理量が既知の時間ステップにて表されるように差分した。陽解法の場合、計算時間刻みは大きく取ることができず、Courant 数が常に 1 以下となるように時間刻みを設定した。

4. 結果と考察

乱流の場合、はく離再付着点の位置は時間的に変化するが、解析においても、はく離再付着点は時間変化し、非定常性を示した。実験との比較の際は、時間平均を取り比較を行った。また、解析では 2 周期領域を設け計算しているが 1 周期の結果にて比較した。以下に時間平均された 1 周期領域での解析結果と実験結果との比較を示す。

4.1. $1X_1X_3$ 断面での実験結果との比較

図 3 に $1X_1X_3$ 断面での主流方向速度に関する比較結果を示す。図中の (a), (b) は、それぞれ実験、解析の流跡線比較図、解析結果による主流方向速度ベクトル図を示している。図 3(a) の実験、解析結果より流れはリブ前面壁に衝突し、循環流を形成する。図においては後方に位置するリブ前面壁にて確認することができるが、実験と比較すると解析では比較的明瞭に循環流を確認できる。前面壁衝突後、斜昇流を形成しながらリブ前縁先端から流れははく離し、リブ上壁にて再付着、僅かな領域ではく離循環流を形成している。リブ通過後は、はく

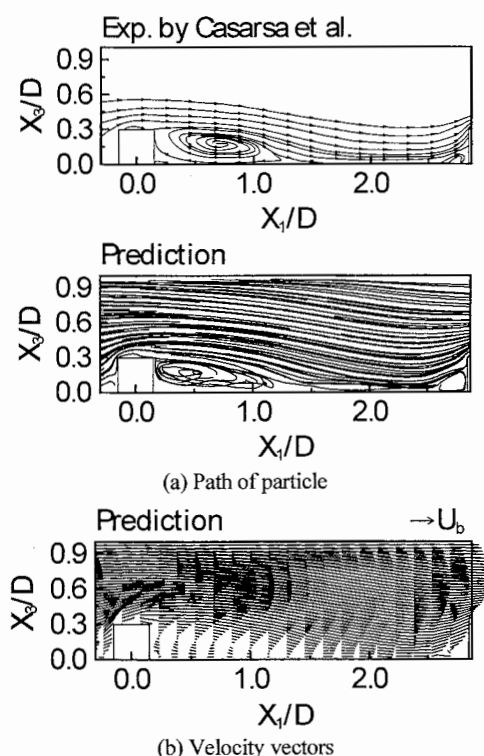


Fig. 3 Comparison of the averaged flow field in plane $1X_1X_3$

離せん断層を形成して、リブ後方の底壁面に再付着する。再付着した流れの一部は逆流し、リブ後方で比較的大きな循環流を形成する。以上のような流動状態は、実験、解析とも同様に確認できる。リブを有する乱流場において、はく離再付着点の予測は、乱流モデル評価の一つである。Casarsa ら⁽⁶⁾は、論文にて、はく離再付着点位置を $X_1/D=1.30$ と報告している。解析では、図 3(b) に示すベクトル線図から判断すると $X_1/D=1.22$ であり、比較的近い値を予測している。

図 4 に $1X_1X_3$ 断面でのレイノルズ応力分布の比較結果を示す。上から主流方向垂直応力 $\overline{u_1^2}$ 、鉛直方向垂直応力 $\overline{u_3^2}$ 、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の比較結果を示している。それぞれ、断面内主流方向平均速度にて無次元化表示している。垂直応力 $\overline{u_1^2}$ は、リブ上壁面前縁近傍にて最大値を取るの、実験、解析とも共通しているが、実験の最大値は、解析よりも 2 倍程度大きな値を示している。リブ後流にて生成される循環領域においてもこの傾向は変わらない。最近、Coletti ら⁽¹⁶⁾は回転を考慮した周期リブを有する直線管路の PIV による乱流計測を行い、回転がなく、 $Re=1.5 \times 10^4$ 、リブ高さ $h/D=0.1$ で底壁面に $10h$ 間隔で配置された管路での垂直応力 $\overline{u_1^2}$ の最大値は約 0.33 となることを報告している。他にも、Liou ら⁽²⁾は、上下壁に対称なリブを設けた矩形断面管路を対象に、 $Re=3.3 \times 10^4$ 、リブ高さ $h/D=0.13$ 、リブ間ピッチ $10h$ の条件にてレーザ・ドップラ流速計により計測し、リブ上壁面における最大値は 0.33 となることを報告している。また、解析結果は、流れが衝突するリブ前面壁においても比較的高い応力値が生成されることを予

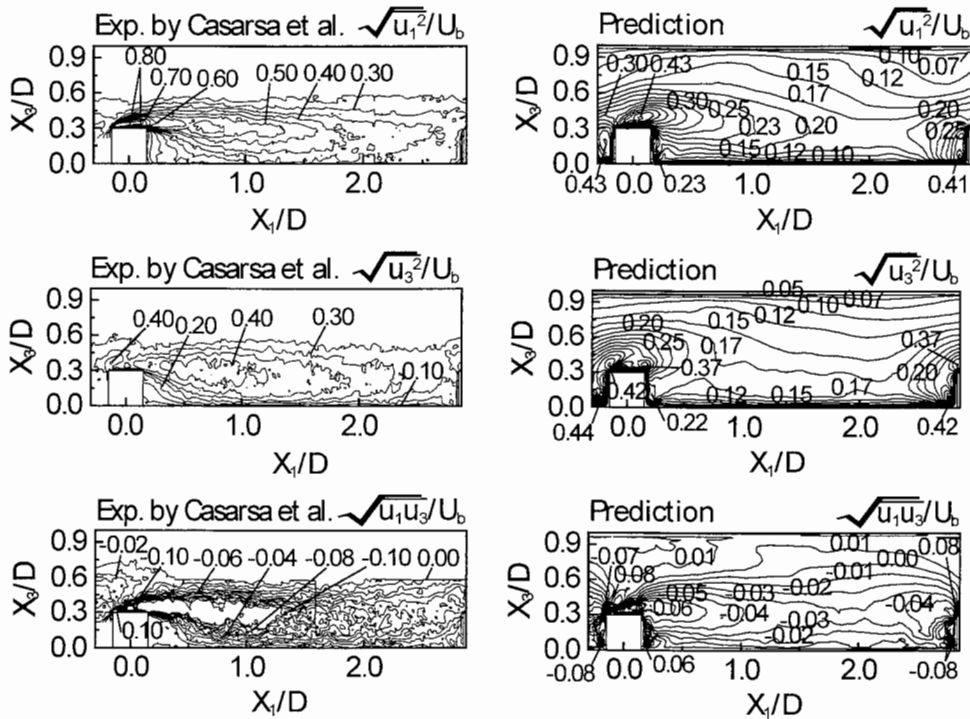


Fig. 4 Comparison of the normal and shear stresses in plane $1X_1X_3$

測している。等値線分布を比較すると、リブから舌状に伸びた分布を示しており両結果に共通している。これは、はく離せん断層に沿って主流方向乱れが活発に生成された結果と解釈される。また、舌状に伸びる等値線分布の形成は、垂直応力 u_1^2 の生成機構から次のようにも解釈できる。その生成項 P_{11} の厳密式は、式(1)から以下のように示される。

$$P_{11} = -2 \left(\overline{u_1^2} \frac{\partial U_1}{\partial X_1} + \overline{u_1 u_2} \frac{\partial U_1}{\partial X_2} + \overline{u_1 u_3} \frac{\partial U_1}{\partial X_3} \right) \quad (3)$$

リブ後流での減速現象は速度勾配 $\partial U_1 / \partial X_1$ を、さらに、リブ背後のはく離流れの存在は $\partial U_1 / \partial X_3$ は大きく変化させる。こうした速度変化が舌状に伸びる等値線分布を形成すると考えられる。

垂直応力 $\overline{u_3^2}$ に関しては、リブ上面壁前縁近傍にて最大値を取るの、実験、解析ともに共通している。相違点とし実験では比較的高い値がリブ後流まで拡散し到達しているのに対して、解析では高い値はリブ周辺に限られている点が指摘できる。Coletti ら⁽¹⁶⁾ の計測結果を参考にすると、高い値の応力値は、リブ周辺に限られリブ間の中央領域まで高い値が拡散することはなく、解析結果と類似の傾向を示している。せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ を比較すると、実験の最大絶対値は、リブ上壁近傍に 0.1 の値を持って生成されるが、解析においても 0.08 程度であり同程度の値を示している。また、実験の等値線分布から、せん断応力は、リブ後流まで比較的高い値が拡散し、垂直応力 $\overline{u_1^2}$ 分布と類似の等値線分布を示しているが、解析結果もほぼ同様の傾向を示している。はく離せん断層の存在により比較的高い値が生成されたものと解釈できる。解析結果

の等値線分布から、せん断応力は上壁面側では正の値、底壁面側では負の値を持ち、リブ近傍を除いて、零等値線が流れ方向と平行に存在する。実験では上壁面側の等値線が抜けているため確認はできないが、こうした正、負の値を持つのはせん断応力分布の特徴であり、主流方向速度の X_3 軸方向の速度勾配に起因するものと考えられる。

4.2. $1X_2X_3$ 断面, $2X_2X_3$ 断面での実験結果との比較

図 5 に $1X_2X_3$ 断面での平均速度場の比較結果を示す。(a)は流跡線分布の実験と解析結果との比較を、(b)は解析における二次流れベクトル図を示す。実験では二次流れベクトル線図は示されていない。(a)より、実験、解析ともに管路の中央部で左右にほぼ対称な循環流が生成され、 $X_3/D=0.7 \sim 0.9$ の領域に渦中心が形成されていることがわかる。この渦生成は、(b)に示す二次流れベクトル線図から以下のように説明できる。両側壁面の $X_3/D=0.4$ 付近で比較的速度の速い流れが形成され、両側壁面に沿い上昇し上壁に到達後、上壁中央部に向かう流れを形成し上壁中央部で衝突、下降流を形成する。一方、リブ側からは上昇流が形成され、先の下降流と相互干渉し一対の渦が形成される。解析では、上部コーナ部にわずかに渦も予測しているが、非等方性乱流場の特徴的な第 2 種二次流れ、圧力勾配に起因する第 1 種二次流れとの相互作用に起因するものと推測される。

図 6 に $1X_2X_3$ 断面でのレイノルズ応力分布の比較結果を示す。上段が水平方向垂直応力 $\overline{u_2^2}$ 、下段が鉛直方向垂直応力 $\overline{u_3^2}$ の比較結果である。実験、計算ともにほぼ同程度の値を示しており、実験において垂直応力 $\overline{u_2^2}$ ではリブ上で、 $\overline{u_3^2}$ では側壁

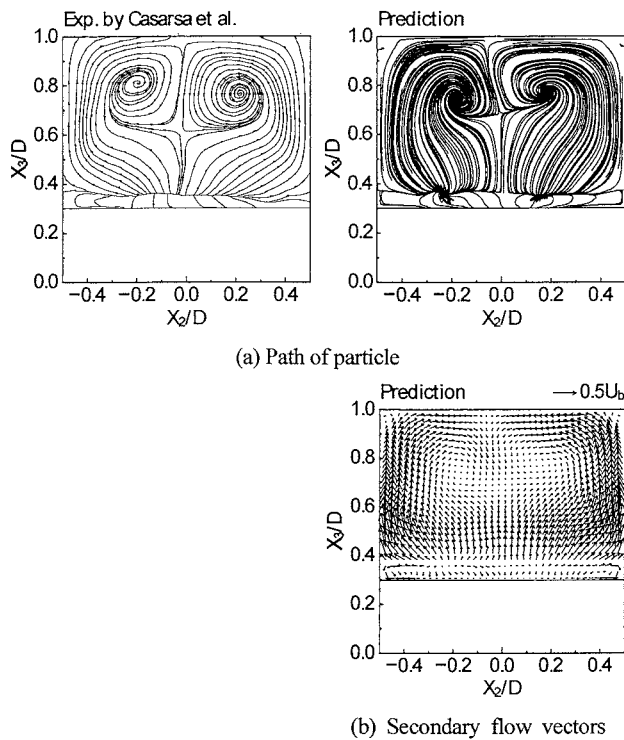


Fig. 5 Comparison of the averaged flow field in plane LX_2X_3

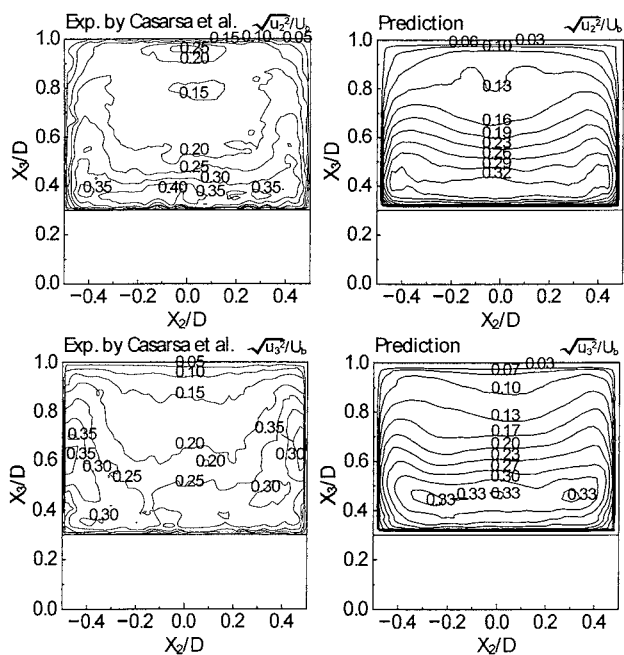


Fig. 6 Comparison of the normal stress in plane LX_2X_3

面 $X_3/D=0.6$ 近傍に最大値が存在する。解析と比較すると、垂直応力 $\overline{u_2^2}$ では実験結果の傾向を再現するが、 $\overline{u_3^2}$ では側壁面の局所的な最大値は予測できていない。解析結果が、両垂直応力ともリブ上にて最大値を示すのは、リブ位置での断面積縮小による加速流と、はく離流れが垂直応力生成に寄与していると解釈される。例えば、垂直応力 $\overline{u_2^2}$ の生成項 P_{33} は、

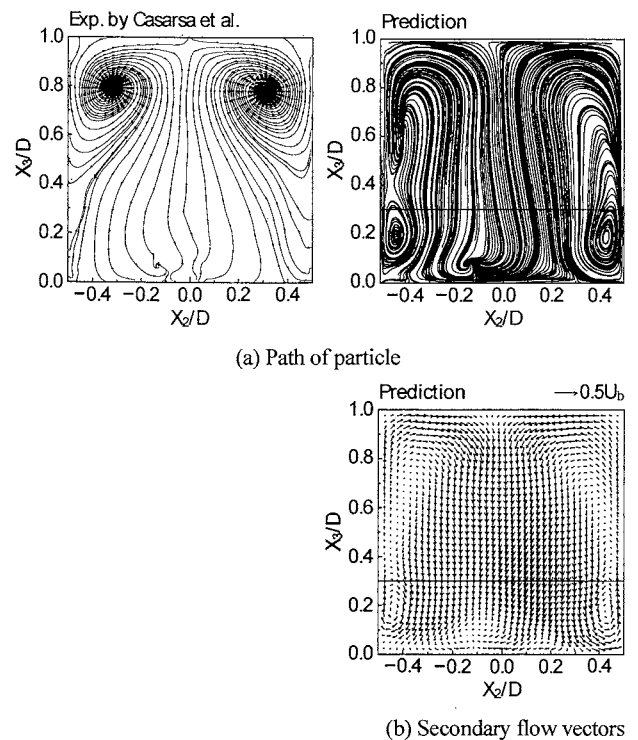


Fig. 7 Comparison of the averaged flow field in plane $2X_2X_3$

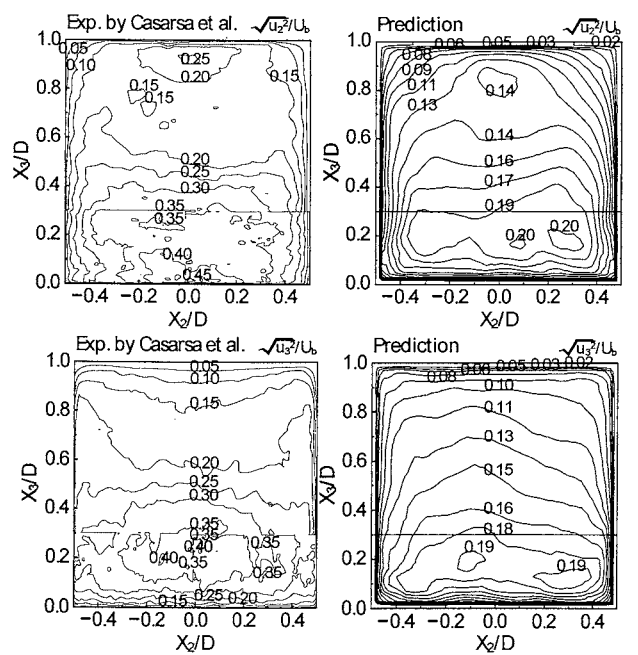


Fig. 8 Comparison of the normal stress in plane $2X_2X_3$

本モデルでは以下のように示される。

$$P_{33} = -2 \left(\overline{u_1 u_3} \frac{\partial U_3}{\partial X_1} + \overline{u_2 u_3} \frac{\partial U_3}{\partial X_2} + \overline{u_3^2} \frac{\partial U_3}{\partial X_3} \right) \quad (4)$$

リブ先端からはく離流れは $\partial U_3 / \partial X_1$ の値を、また、リブの存在による加速流は $\partial U_3 / \partial X_3$ の値を大きく変化させることになる。

解析結果の等値線は側壁面に沿い上部に突き出すような分布を示し、側壁で比較的高い値を示す定性的傾向はわずかに現れている。前述のように垂直応力 $\overline{u_3^2}$ の最大値の生成位置を解析では再現できていないが、代数レイノルズ応力モデルの場合、対流項、拡散項を代数式にて近似することから、リブに誘引される大きな対流効果を十分捕捉できていない点を一つの差異要因として指摘できる。

図7に $2X_2X_3$ 断面での平均速度場の比較結果を示す。(a), (b)は、流跡線分布と解析結果の二次流れベクトル図を示している。(a)の実験結果において、図5(a)の $1X_2X_3$ 断面の対称渦と比較すると、 $X_3/D=0.7\sim0.9$ 付近に発生する対称渦は、渦中心位置は X_3 方向には変化せず、側壁面に接近した位置に存在する。最近、Lohász ら⁽⁷⁾により LES 解析結果が報告されたが、解析結果は、ほぼ実験結果と一致する分布を示している。本解析結果の流跡線分布は、実験と比較すると異なる。解析結果では $X_3/D=0.2$ の両側壁面近傍に小さな渦が形成されている。(b)に示す二次流れ分布からも、側壁近傍の渦を確認できる。同時に $X_3/D=0.8$ 近傍にも大きな渦形成が認められ実験と共通するものの流跡線では明瞭な渦として確認されないのは、その渦強度が小さいことによるものと推察される。

図8に $2X_2X_3$ 断面でのレイノルズ応力分布の比較結果を示す。比較結果から、実験、計算ともに垂直応力 $\overline{u_2^2}$ 、 $\overline{u_3^2}$ は底壁面付近に最大値が存在する。一般に水平方向垂直応力は底壁面近傍で、鉛直方向垂直応力は側壁近傍にて高い値になるが、両垂直応力が底壁面近傍にて高い値を示すのは、はく離流れに起因するものと思われる。 $2X_2X_3$ 断面の位置は、はく離再付着点近傍に位置しており、はく離せん断層により活発な乱流生成が行われているものと解釈される。垂直応力の最大値に着目すると、解析結果の最大値は $0.19\sim0.2$ 、実験の最大値は $0.4\sim0.45$ となり、実験の方が2倍程度大きな値を示している。ただし、実験の最大値 0.45 は局所的であり、その占める領域は小さい。等値線分布を比較すると、垂直応力 $\overline{u_2^2}$ の場合、実験では水平な等値線分布と、上壁面近傍で島状の閉じた等値線 0.2 が形成されるが、定量的には差があるものの、解析結果も同様な等値線分布を示している。垂直応力 $\overline{u_3^2}$ に関しては、実験では上壁面側の領域にて下に突き出た等値線分布を形成しているが、解析結果では再現できず、逆に上に伸びた等値線分布を予測した。また、垂直応力 $\overline{u_3^2}$ は、矩形断面直線管路の場合、上下壁面でその乱れが壁面の存在により抑制され、小さな値を取るが、本対象流れでは、下壁面にて高い値を示すのは、この断面がはく離再付着点近傍に位置し、式(4)に示した生成項中の速度勾配 $\partial U_3/\partial X_1$ 、 $\partial U_3/\partial X_3$ が大きく変化するためと解釈できる。

レイノルズ応力分布に差異が認められるが、計算からの差異要因としては、レイノルズ応力輸送方程式の対流、拡散項を微分式形から代数式形にモデル化した点、乱流エネルギー、乱流散逸の境界条件に壁関数を用いている点を指摘できる。

5. 結 論

底壁面にリブ高さ $h/D=0.3$ の周期配列突起を有する直線矩形管路を解析対象とし、代数レイノルズ応力モデルを用いて乱流解析を行った。解析結果は、流動挙動、レイノルズ応力について Casarsa ら⁽⁶⁾の PIV 計測による実験結果と比較検討し、以下の結論を得た。

- (1) リブを有する流れの特徴として、リブ後流のはく離再付着現象が指摘できるが、解析結果は、再付着点位置を比較的良好に予測した。同時にリブ周辺に形成される渦も再現した。
- (2) 横断面内の二次流れを流跡線分布にて比較すると、リブ中央に位置する $1X_2X_3$ 断面では、実験結果を再現するが、リブ間に位置する $2X_2X_3$ 断面では実験と差異が認められた。二次流れベクトル線図からは上壁面側に大きな領域を占める渦対を確認できるが、渦強度が弱く流跡線には明瞭に現れない。
- (3) $1X_1X_3$ 断面でのレイノルズ応力分布を比較すると、垂直応力の最大値、せん断応力の最大絶対値の発生位置は実験、解析とも一致するが、垂直応力 $\overline{u_3^2}$ の最大値には差異が認められた。また、解析結果からせん断応力 $\overline{u_1u_3}$ は、零等値線を挟んで異符号領域を形成する。
- (4) 横断面での垂直応力分布を比較すると、 $1X_2X_3$ 断面では、実験値と同程度の値を予測するが、垂直応力 $\overline{u_3^2}$ に関し、その最大値発生位置に差異が認められた。 $2X_2X_3$ 断面では、最大値の位置は一致するものの等値線分布に差が認められた。
- (5) 代数レイノルズ応力モデルでも、リブ高さが高い管路内の非等方性乱流場を予測することが可能であることを示した。

参 考 文 献

- (1) 永岡 真 : CAE としての CFD の位置付けおよび可能性, エンジンテクノロジー, Vol.9, No.6, pp.8-13 (2007)
- (2) Liou, T. -M., Wu, Y. -Y., Chang, Y. : LDV Measurements of Periodic Fully Developed Main and Secondary Flows in a Channel With Rib-Disturbed Walls, Transactions of the ASME, Journal of Fluid Engineering, Vol.115, pp.109-114 (1993)
- (3) Tafti, D. K. : Evaluating the role of subgrid stress modeling in a ribbed duct for the internal cooling of turbine blades, Int. Journal of Heat and Fluid Flow, Vol.26, pp.92-104 (2005)
- (4) Bonhoff, B., Parneix, S., Leusch, J., Johnson, B. V., Schabacker, J., Böls, A. : Experimental and numerical study of developed flow and heat transfer in coolant channels with 45 degree Ribs, Int. Journal of Heat and Fluid Flow, Vol.20, pp.311-319 (1999)
- (5) 岡垣 百合亜, 杉山 均, 加藤 直人 : 傾斜リブを有する直線管路内の乱流熱流動解析, 自動車技術会論文集, Vol.41, No.3, pp.709-715 (2010)
- (6) Casarsa, L., Arts, T. : Experimental investigation of the aerothermal performance of a high blockage rib-roughened cooling channel, Transactions of the ASME, Journal of

Turbomachinery, Vol.127, pp.580-588 (2005)

(7) Lohász, M. M., Rambaud, P., Benocci, C. : Flow feature in a fully developed ribbed duct flow as a result of LES, Engineering Turbulence Modeling and Experiments 6 – Proceedings of ERCOFTAC ETMM6, 23-25May, Sardinia, Italy, pp.267-276 (2005)

(8) 藤田 秀臣, 横沢 肇, 広田 真史, 西垣 聡 : 1面に粗面をもつ正方形流路内の乱流, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.53, No.492, pp.2370-2376 (1987)

(9) Sugiyama, H., Akiyama, M., Nemoto, Y., Gessner, F. B. : Calculation of turbulent heat flux distributions in a square duct with one roughened wall by means of algebraic heat flux models, Int. Journal of Heat and Fluid Flow, Vol.23, pp.13-21 (2002)

(10) Rodi, W. : A new algebraic relation for calculation the Reynolds stresses, Z. Angew. Math. Mech., 56, pp.219-221 (1976)

(11) Rotta, J. : Statistische theorie nichthomogener turbulenz, Zeitschrift für Physik, Vol.129, No.6, pp.547-572 (1951)

(12) Launder, B. E., Reece, G. J., Rodi, W. : Progress in the development of a Reynolds-stress turbulent closure, J. Fluid Mech. Vol.68, No.3, pp.537-566 (1975)

(13) Sugiyama, H., Hitomi, D. : Numerical analysis of developing turbulent flow in a 180° bend tube by algebraic Reynolds stress model, Int. J. Numer. Meth. Fluids, Vol.47, pp.1431-1449 (2005)

(14) 杉山 均, 田澤 亨, 人見 大輔 : 壁面粗度変化を有する矩形断面管路内の発達乱流解析, 自動車技術会論文集, Vol.37, No.2, pp.97-102 (2006)

(15) 杉山 均, 今井 太一, 覺幸 知輝, 岡垣 百合垂, 加藤 直人 : ハーフトリップを有する曲がり管路内の乱流数値解析, 自動車技術会論文集, Vol.41, No.5, pp.1119-1125 (2010)

(16) Coletti, F., Maurer, T., Arts, T. : Flow field investigation in rotating rib-roughened channel by means of particle image velocimetry, Exp. Fluids, Online First, 6 September (2011)

