

流れ方向に矩形断面突起を有する直円管路内の乱流構造解析*

杉山 均^{*1}, 秋山 光庸^{*1}, 篠原 康則^{*2}Numerical Analysis of Turbulent Flow Developing
in Longitudinally Finned Tubes

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA and Yasunori SHINOHARA

A numerical analysis has been performed for turbulent flow developing in longitudinally finned tubes. Three tube geometries were calculated: two 8-finned tubes (fin height-to-radius ratios of 0.333 and 0.167) and one 16-finned tube (fin height-to-radius ratio of 0.167). In calculations, an algebraic Reynolds stress model was adopted in order to predict precisely the secondary flow of the second kind induced by anisotropic turbulence and boundary-fitted coordinate system was introduced as the method of coordinate transformation. Mean velocities in axial, radial and circumferential directions, pressure drop in tubes and primary shear stress distribution are compared with the experimental data. As a result of this analysis, it was found that the present method could predict well the streamwise mean-velocity. In the case of 8-finned tube of fin height-to-radius ratio 0.333, two secondary flow cells which were measured in experiment, were reproduced by the present turbulent model although a small intensity of secondary flow were observed compared with the experiment. Moreover, numerical results suggest that these two secondary flow cells disappear in 8-finned tube of fin height-to-radius ratio 0.167 and the secondary flow has a influence on the wall shear stress distribution. The calculated results also show that the turbulence in the interfin region is greatly reduced as well as the experiment.

Key Words: Numerical Analysis, Turbulent Flow, Secondary Flow, Finned Tube, Algebraic Reynolds Stress Model, Boundary-Fitted Coordinate System

1. 緒 言

伝熱促進の向上を図るため、管路内壁に突起を設ける手法は最も簡便で多くの伝熱管路に応用されている。また、こうした管路が利用される流れは、多くの場合乱流である。突起を管路壁に設ける場合、圧力損失を極力抑えることに重点を置くと流れと平行に突起を設けたほうが得策である。こうした突起を設けることより、円管路の場合も非円形断面形状管路となり、乱流場においては非等方性乱流により誘起される第2種二次流れが、熱伝達現象に少なからぬ影響を与える。

こうした流れ方向に突起を設置した場合の実験解析は数多く報告されている。大別すると矩形断面管路に設置された場合と円形断面管路に設置された場合とに分類される。前者の場合、Nezu-Nakagawa⁽¹⁾は台形断面突起を矩形断面管路に配置した流れ場を対象に、Tominaga-Nezu-Nagao⁽²⁾は三角形断面突起が配置された流れ場を対象に乱流計測を行い、第2種二次流

れも含めレイノルズ応力分布を提示している。

後者の円形断面管路に突起を設置した実験解析としては Carnavos⁽³⁾, Watkinson-Miletti-Kubanek⁽⁴⁾らの報告がある。彼らは突起形状の異なる数十種にも及ぶ管路を対象に管路形状と管摩擦係数、ヌッセルト数との関係を実験的に示している。彼らの報告がその乱流構造に関し何ら言及していないのに対し Trupp-Lau-Said-Soliman⁽⁵⁾は、乱流構造を明らかにする意味から熱線流速計、ピトー管を用いた乱流計測結果を報告している。彼らは内径 114.3 mm の円管に矩形断面突起(幅 4.9 mm, 高さ 38.1 mm)を 6 個等配した直円管路を対象にレイノルズ数 50 000 と 71 000 の 2 種類の流れ場を解析した。彼らは突起で挟まれた空間に、第2種二次流れにより生成された回転方向の異なる一対の渦対が存在することを報告し、その二次流れの大きさは主流方向平均速度の 4.5%であることを報告している。さらに最近 Edwards-Hirsa-Jensen⁽⁶⁾は突起高さ、突起配列、レイノルズ数による影響について検討を加える意味から、突起形状の異なる 3 種類の管路を対象に、レイノルズ数を変化させた乱流計測結果を報告している。計測に際しては 2 カラーレーザドップラー流速計を用い、管摩擦係数、断面方向平均速度分布、乱流エネルギー分布などを計測している。

* 原稿受付 1997 年 11 月 6 日。

^{*1} 正員、宇都宮大学大学院工学研究科(☎ 321-8585 宇都宮市東 7-1-2)。^{*2} 宇都宮大学大学院。

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

彼らは Trupp ら⁽⁵⁾ が報告した突起間に挟まれた領域に生成される二次流れのほかに、矩形断面突起頂上部の両コーナ部からも二次流れが生成することを指摘している。

以上の実験解析に対し、乱流モデルを用いて数値的にこうした流れ場を予測した報告例は少ない。特に円管路に突起を設けた場合の解析は、第2種二次流れの予測も含め、著者の知る限り、いまだ報告されていない。こうした流れ場における突起高さ、突起配列による第2種二次流れの変化を定性的に明らかにしておくことは、伝熱管路を設計する際の指針を与える意味からも重要なことである。

そこで本研究では、3種類の突起形状を有する直円管路内の流れを解析した Edwards-Hirsa-Jensen⁽⁶⁾ の実験解析を対象に数値解析を行う。計算結果は彼らの実験結果と比較し解析手法の妥当性を検討することを目的とする。同時に突起形状と第2種二次流れの相関、乱流構造についても検討し新たな知見を得ることも試みる。第2種二次流れを再現するには非等方性乱流を正確に予測することが要求される。本解析ではレイノルズ輸送方程式の対流項、拡散項を代数式にて置き換えた代数応力モデルを用いた。また複雑形状への境界条件設定が容易な境界適合座標系を導入し三次元乱流場として解析する。

2. おもな記号

- D_h : 水力直径
- f : 管摩擦係数 $= 2(dP/dZ)D_h/(\rho U_b^2)$
- h : 突起高さ
- s : $\theta=0^\circ$ からの壁面に沿う長さ
- L : $\theta=0^\circ$ から突起頂部中央までの距離
- P : 時間平均圧力
- r : 流路内の任意な位置までの半径
- R : 円管路の内半径
- Re : レイノルズ数 $= U_b D_h / \nu$
- U_b : 断面内の主流方向平均速度
- U_r : 半径方向平均速度
- U_θ : 円周方向平均速度
- U_z : 主流方向の時間平均速度
- $U_{z \max}$: 主流方向の断面内最大速度
- $\overline{u_i u_j}$: レイノルズ応力
- W : 突起幅
- Z : 管路入口からの距離
- θ : 突起間隔中央点からの角度
- ν : 動粘性係数
- ρ : 密度

τ_w : 壁面せん断応力

τ_{wav} : 当該壁面の平均壁面せん断応力

3. 解析手法

3・1 計算対象実験 本解析では Edwards-Hirsa-Jensen⁽⁶⁾ が行った実験を計算対象とした。彼らが対象とした3種類の矩形断面突起形状、ならびに座標系を図1に示す。円管路の内半径 R は 38.13 mm で、3種類の突起形状に共通している。Tube No. 1, 2 は8個の突起を有し、それぞれ突起高さ $h=12.7$ mm, 突起幅 $W=4.76$ mm と $h=6.35$ mm, $W=4.76$ mm の突起形状を有する。Tube No. 3 は16個の突起を有し $h=6.35$ mm, $W=3.17$ mm の形状を有している。直円管路の全長は 3.66 m でありこの長さは、突起形状によって異なるが水力直径の70倍から90倍に相当する長さとなる。測定はレーザドップラー流速計にて行い、測定断面は管路入口から水力直径の30倍から50倍に相当する位置にて行っている。この位置は完全発達領域であることも同時に報告している。作動流体には空気を用いている。

計算に際しては以上に説明した3種類の管路すべてを対象に計算を行った。またその際のレイノルズ数は実験値と同一とした。すなわち Tube No. 1 に対しては $Re=4\,950$ と $26\,550$ の二つのケースを数値解析し、No. 2 および No. 3 に対してはそれぞれ $Re=28\,100$, $25\,350$ として計算を行った。

時間平均速度は主流方向、半径方向、円周方向速度をそれぞれ U_z , U_r , U_θ とし半径方向速度は管中心から壁面方向を正に、円周方向速度は図1に示す反時計方向を正とする。

3・2 代数応力モデル 非円形断面管路流れに特徴的な第2種二次流れを正確に予測するには乱れの非等方性を表現できる乱流モデルであることが必要であ

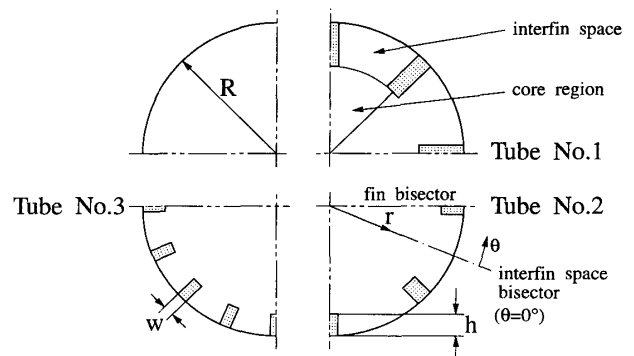


Fig. 1 Longitudinally finned tube and definition of coordinate system

る。そこで本解析ではレイノルズ応力輸送方程式を解くことを考える。レイノルズ応力輸送方程式の厳密式は次式のように示される。しかし次式を直接的に解くことは不可能でありモデル化が必要となる。

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

数値計算の際障害となるのが左辺の対流項、ならびに右辺第3項の拡散項である。従来の代数応力モデルでは、これらの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⁽⁷⁾ 近似を適用しモデル化を行った。さらにモデル化のうえで特に問題となる圧力・ひずみ相関項のモデル化、ならびにその定数に関する詳細については別報⁽⁸⁾にて詳述した。

3・3 境界適合座標 境界適合座標系による計算手法は、物理平面上の解析領域を計算領域へと座標変換し計算平面上で支配方程式を解く手法である。境界条件の設定、方程式の離散化が容易な反面、変換された支配方程式が複雑になるという特徴をもつ。支配方程式の計算平面上への変換は次の数学定理より変換される。

$$\frac{\partial}{\partial X_i} = \frac{\partial \xi}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial \zeta}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \zeta} \dots\dots (2)$$

上式中 ξ, η, ζ は、変換された計算平面での座標軸を示している。上式を用いた各方程式の変換法、変換により導出される輸送方程式、反変速度、計量テンソルなどは別報にて詳述した⁽⁹⁾。

3・4 数値解析 計算に際しては系の対称性を考慮し Tube No. 1, No. 2 の場合は円形断面の 1/8 断面を Tube No. 3 の場合には 1/16 断面にて解析を行っ

た。管路長さは計算でも完全発達流れを得るために管路直径 $2R$ の 100 倍を設けた。この長さは Tube No. 1 の場合水力直径の 206 倍に、No. 2, 3 の場合、それぞれ 150, 199 倍の長さに相当する。図 2 に 3 種類の突起形状の計算格子を示す。図 2 中の η, ξ は計算平面上の座標系を示し格子に沿う座標を示している。計算格子数は No. 1, 2, 3 の場合断面内でそれぞれ $\xi \times \eta = 75 \times 21, \xi \times \eta = 61 \times 21, \xi \times \eta = 53 \times 19$ で、流れ方向にいずれの場合も $\zeta = 45$ の格子点を配置した。

本解析では高レイノルズ数形の乱流モデルを用いているため乱流エネルギー、乱流散逸方程式の境界条件には壁関数を用いた。管路入口の流入条件は乱れ強度の小さな一様流を設定した。具体的には乱流エネルギー、乱流散逸値を $k = U_b^2 \times 10^{-5}, \epsilon = k^{3/2}/D_h$ と小さな値を管路入口に与えた。出口境界条件はノイマン条件とし、式の離散化は有限差分近似により行い各計算諸量の格子点配置は Regular Grid 法によった。支配方程式中の対流項差分近似は QUICK を、それ以外の項に関しては中心差分を使用した。また、数値解析に際しては支配方程式を三次元だ円形方程式として扱い解析を行った。

4. 結果と考察

以下に実験結果との比較を示すが、実験では完全発達流れであることを報告している。したがって計算でも完全発達流れに相当する直円管路出口部の結果を実験結果と比較した。

4・1 平均速度場の比較 図 3 に Tube No. 1 を対象としてレイノルズ数 26 550 における主流方向速度の比較結果を示す。各値は断面内の最大主流方向速度 $U_{z_{max}}$ にて無次元化した。両結果より突起部にて挟まれた領域 (interfin space, $0.667 \leq r/R \leq 1$) では流速が減衰することが理解できる。むしろ流体は抵抗の少ない管路中心部領域 (core region, $0 \leq r/R \leq 0.667$) を流れる。計算結果は $\theta = 13.5^\circ$ の突起部にて挟まれた

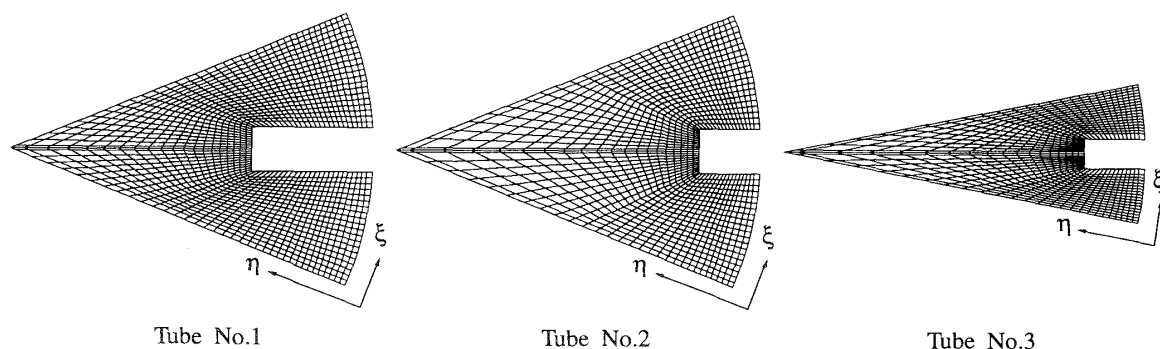


Fig. 2 Computational mesh for three finned tubes

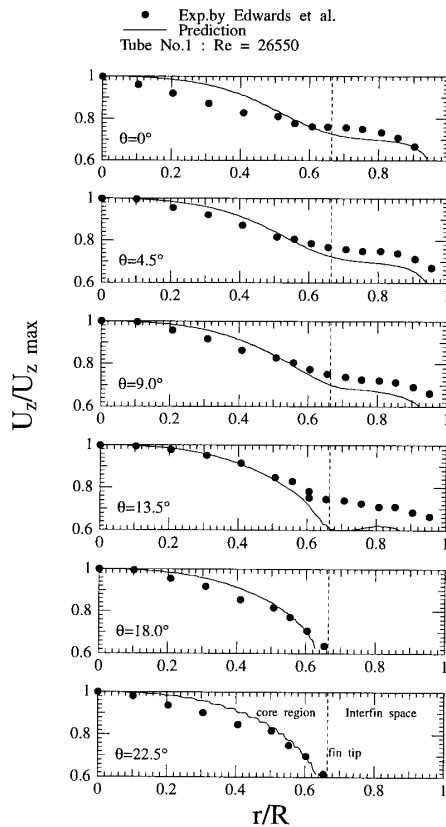


Fig. 3 Comparison of stream wise velocity at $Re=26\,550$

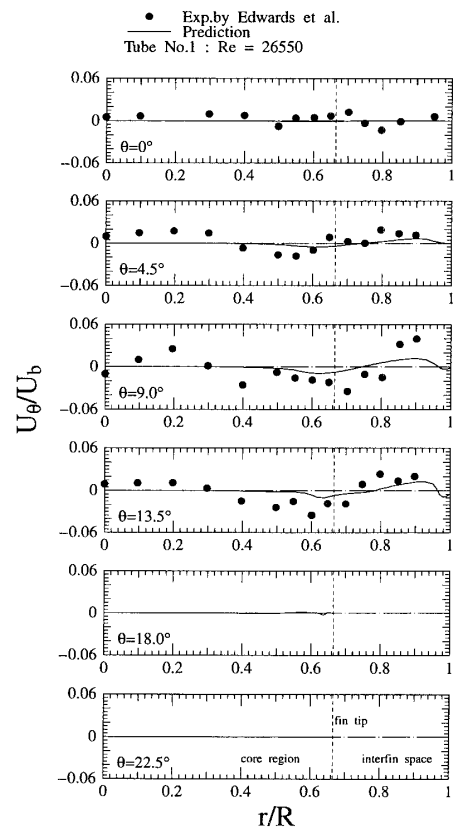


Fig. 5 Comparison of circumferential velocity at $Re=26\,550$

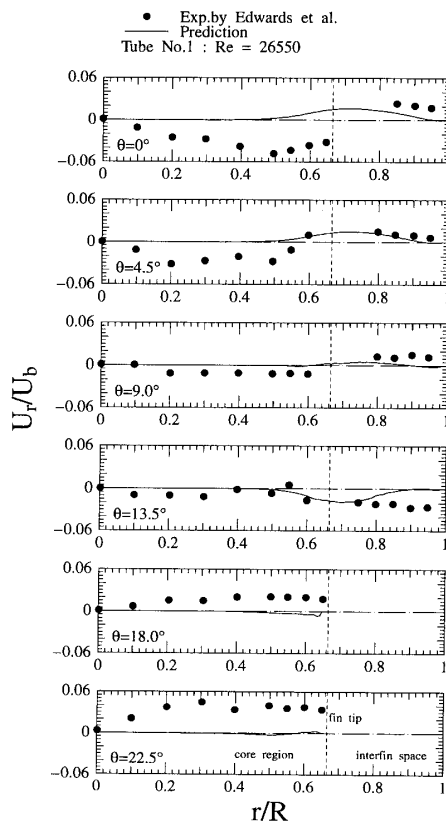


Fig. 4 Comparison of radial velocity at $Re=26\,550$

領域で差が認められ、最大で21%の誤差を生じているがその他の領域では実験値を再現している。

図4, 5にそれぞれ半径方向速度, 円周方向速度を比較した結果を示す。実験結果の両平均速度は最大で断面内平均速度 U_b の4~5%以内であるのに対して計算は2%と小さな値を示している。半径方向速度分布の比較結果をみると実験と異なる点として $\theta=0, 22.5^\circ$ における分布の相違を指摘することができる。 $\theta=0^\circ$ の実験結果では $r/R=0.667$ を境に正負が反転し $\theta=22.5^\circ$ では core region にて実験は管路中心から壁面に向かう正の値を示すが、計算ではこうした傾向は認められない。図5に示す円周方向平均速度を比較すると計算は、管中心 ($r/R=0$) から管壁 ($r/R=1$) に向かうにつれ負から正に逆転する傾向を示している。実験も同様な傾向を示している。

図6, 7は Tube No.1 を対象として $Re=4\,950$ における半径方向速度, 円周方向速度を比較した結果を示したものである。実験と計算結果との差異は先に示した $Re=26\,550$ の場合とほぼ同様であるが、円周方向速度は $Re=26\,550$ の場合より良好に実験値を再現している。

第2種二次流れのベクトル図は実験では示されておらず直接比較はできないが、2種類の計算結果の主流

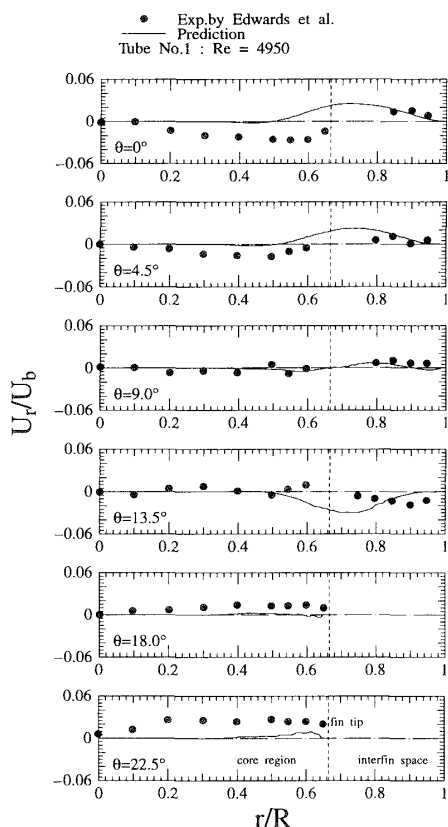
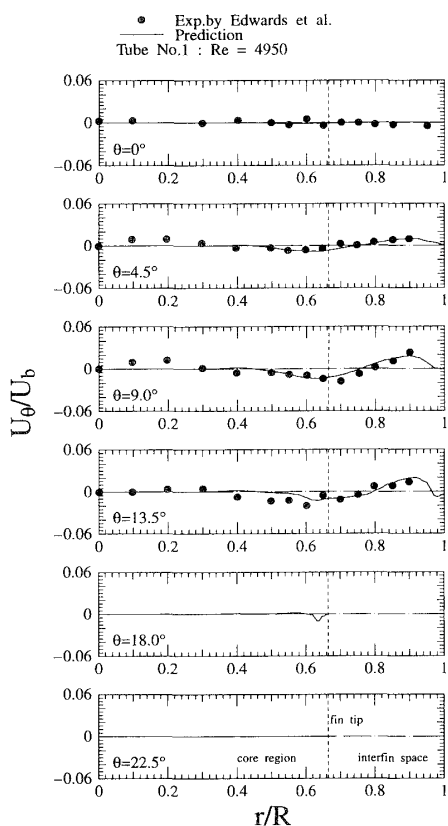
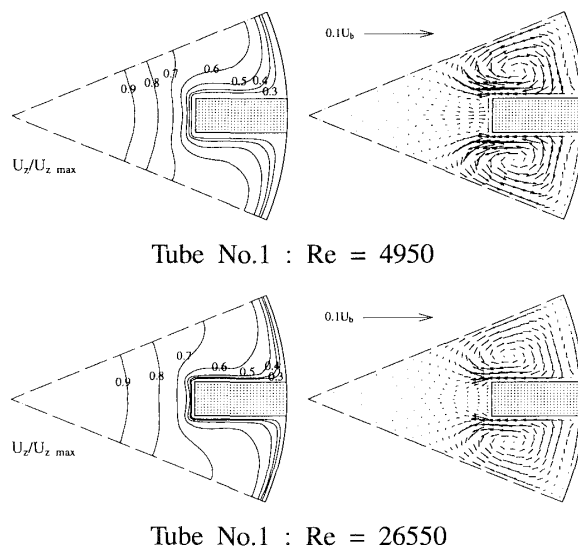
Fig. 6 Comparison of radial velocity at $Re=4950$ Fig. 7 Comparison of circumferential velocity at $Re=4950$ 

Fig. 8 Calculated results of streamwise velocity and secondary flow in Tube No. 1

方向速度等値線および二次流れベクトル線図を図8に示す。 $Re=4950$ の場合、矩形断面突起にて挟まれた空間には、その領域を大きく占めるように二次流れによる循環流と、円管内壁近傍に沿うように回転方向の逆な二次流れによる循環流が存在する。また、突起頂上部近傍では、わずかであるが中心から突起頂上部に向かう二次流れが認められる。このことは突起頂上部近傍では回転方向の異なる一対の循環流が存在することを示している。岡本ら⁽¹⁰⁾は平板に正方形断面突起を流れ方向に設置した場合、正方形断面突起頂上部には一対の循環流が生成されることを報告している。その結果、突起頂上のコーナ部近傍の主流方向速度等値線が二次流れにより突き出した分布になることを報告している。 $Re=4950$ の場合、こうした報告と符合する結果となっているが $Re=26550$ の場合は等値線のコーナ部からの突出しは認められるものの、突起頂上部において顕著な二次流れは認められない。図4, 6に示す半径方向速度分布の $\theta=0, 22.5^\circ$ における結果から、実験でも突起頂上部で、二次流れによる循環流が生成されることが理解できる。

こうした実験値との定量的な差異要因について、数値解析から以下の点を指摘できる。完全発達領域における主流方向渦度 ω_1 の輸送方程式は X_1 軸を主流方向に、 X_2 軸、 X_3 軸を断面方向にとって示すと次のように示される⁽¹¹⁾。式中、添字は座標軸を示す。

$$\begin{aligned}
 U_2 \frac{\partial \omega_1}{\partial X_2} + U_3 \frac{\partial \omega_1}{\partial X_3} = & \nu \left(\frac{\partial^2 \omega_1}{\partial X_2^2} + \frac{\partial^2 \omega_1}{\partial X_3^2} \right) \\
 & + \frac{\partial^2}{\partial X_2 \partial X_3} (\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2}) + \left(\frac{\partial^2}{\partial X_3^2} - \frac{\partial^2}{\partial X_2^2} \right) \overline{u_2 u_3} \\
 & \dots \dots \dots (3)
 \end{aligned}$$

ここで

$$\omega_1 = \frac{\partial U_3}{\partial X_2} - \frac{\partial U_2}{\partial X_3} \dots\dots\dots (4)$$

式(3)より完全発達領域における第2種二次流れは右辺第2, 3項の垂直応力差, およびせん断応力に依存することがわかる。さらに本乱流モデルから垂直応力の差, せん断応力を求めると以下のように示される。ただし問題の本質を明確にする意味から, 導出に際し断面方向速度を含む項は省略した。

$$\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2} = \frac{4(4c_2 - 1)}{11(P_k - \varepsilon + c_1\varepsilon)} \left(\overline{u_1 u_2} \frac{\partial U_1}{\partial X_2} - \overline{u_1 u_3} \frac{\partial U_1}{\partial X_3} \right) \dots\dots\dots (5)$$

$$\overline{u_2 u_3} = \frac{4(4c_2 - 1)}{11(P_k - \varepsilon + c_1\varepsilon)} \left(\overline{u_1 u_2} \frac{\partial U_1}{\partial X_3} + \overline{u_1 u_3} \frac{\partial U_1}{\partial X_2} \right) \dots\dots\dots (6)$$

ここで c_1, c_2 は再配分項中のモデル定数⁽⁸⁾, k, ε, P_k はそれぞれ乱流エネルギー, 乱流散逸, 乱流エネルギーの生成率を示す。上式より理解できるように垂直応力差, せん断応力はモデル定数により大きく変化する。 c_1 を固定し c_2 が変化することを考えると, $c_2 = 0.25$ のとき, 第2種二次流れは生成されない。また, c_2 を大きくすると二次流れ強度も増大する⁽¹²⁾。以上のように実験値との定量的な差異要因は, 乱流モデル中の定数に起因するものと推察される。しかし, 定数は単純せん断流, 壁面乱流から理論的に導出した値であり, モデル定数の変更は避けた。

さらに第2種二次流れに関し Tube No. 2, No. 3 の計算結果を主流方向速度等値線とともに図9に示す。突起高さが No. 1 より小さい Tube No. 2 の場合, 突起に挟まれた空間にて形成される二次流れによる循環流が突起頂上部まで大きく成長し, 突起頂上部の中央

部から円管路中心に向かって上昇流を形成することを特徴的現象として指摘できる。これに伴って突起近傍の主流方向速度等値線も突起頂上コーナ部近傍で Tube No. 1 とは異なる分布を示す。突起間隔が最も短い Tube No. 3 での二次流れ分布は No. 2 の場合と類似の分布を示すが, 突起に挟まれた空間に生成される循環流は他の突起形状の場合と比較して小さくなる。実験では Tube No. 2, No. 3 における二次流れに関する測定結果が示されていないため, その半径方向, 円周方向の速度成分は比較できない。

以上のように計算結果は突起形状, 突起配置により第2種二次流れは大きく影響されることを予測した。こうした矩形断面突起が円管内に配置された場合, 突起間に挟まれた領域では, その領域を大きく占める循環流と円管壁近傍にもう一つの循環流が形成され, 突起高さが高い場合には突起頂上部の中央に中心から壁面に向かう下降流が生成し一対の渦を形成する。この突起頂上部での現象は突起高さが小さくなると, 突起部で挟まれた領域に形成される渦に吸収される形となって消滅する。

4.2 壁面せん断応力分布の比較 図10は3種類の突起形状の壁面せん断応力分布を比較した結果である。 $\theta = 0^\circ$ からの壁面に沿った距離 s は, $\theta = 0^\circ$ から突起頂上部の中央点までの壁面に沿った全長 L で無次元化した。Edwards ら⁽⁶⁾ は特徴的な現象として壁面せん断応力分布に相似性が認められないことをその論文の中で指摘しているが, 計算結果も同様な現象を示している。これは主流方向速度分布も相似な分布とはならないことを示唆するものであり, こうした要因は先の第2種二次流れ分布の相違に起因するものと解釈される。

管路壁(tube wall)に沿った壁面せん断応力は, $\theta = 0^\circ$ にて最大値をとることは両結果に共通している。これは先に示した二次流れ分布から理解できるように $\theta = 0^\circ$ のラインに沿って円管路壁に向かう二次流れにより高速流体が壁面近傍に移流される結果, 主流方向速度こう配が大きな値をとるためである。突起壁(fin wall), 突起頂上部の分布を比較すると実験は突起頂上部のコーナ部(fin tip)にて最大値をとるが計算では異なる結果を示している。例えば Tube No. 2 において計算は $s/L = 1$ に向かって減少傾向を示すのは突起頂上部からの中心に向かう二次流れにより主流方向速度等値線が山なりの分布となり主流方向速度こう配を小さくすることに起因している。全体的な定量比較では, $Re = 28100$ にて最大22%の差を有する。

図11は管摩擦係数の実験, 計算との比較を示した

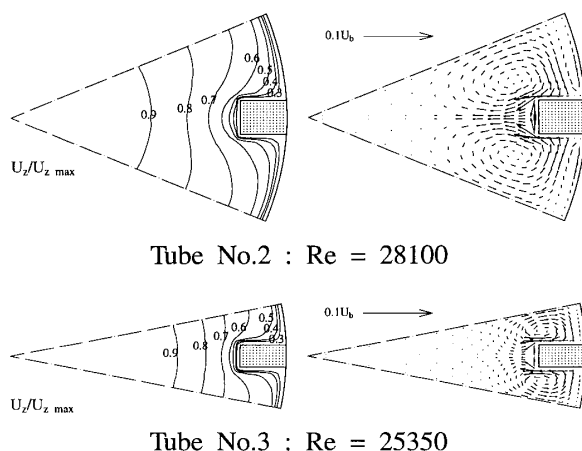


Fig. 9 Calculated results of streamwise velocity and secondary flow in Tube No. 2 and No. 3

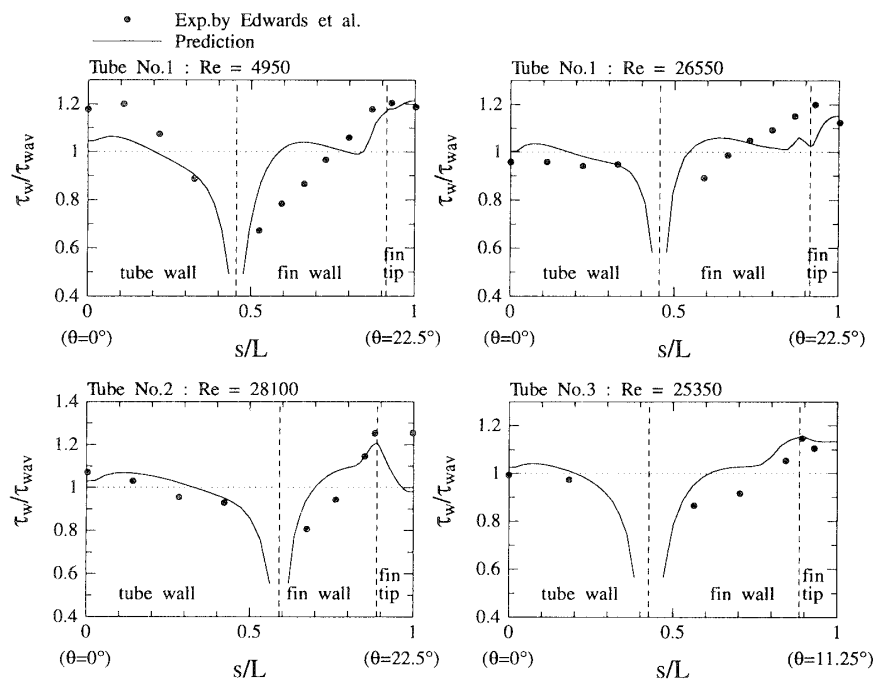


Fig. 10 Comparison of wall shear stress distributions

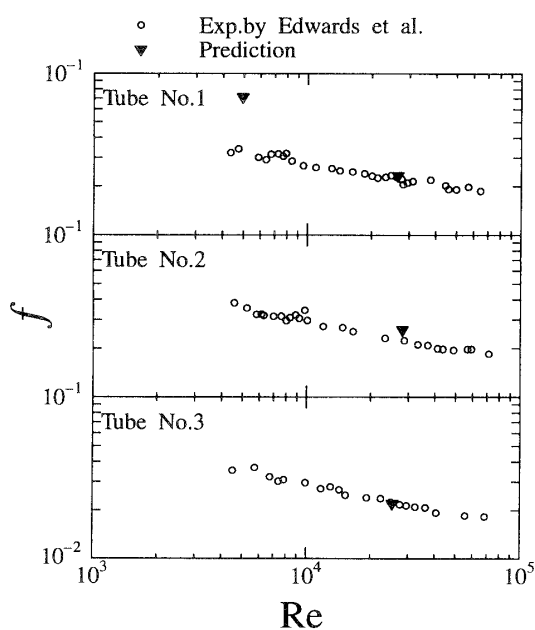


Fig. 11 Comparison of friction factor for three finned tubes

結果である。結果より Tube No.1 の $Re=4950$ では実験値を大きく予測するがその他の場合には良好に実験値を予測している。 $Re=4950$ では実験の 0.034 に対し計算は 0.071 と 2.1 倍の値を予測している。

4・3 応力場の比較 実験では以下に示す応力を定義し計測結果を示している。計算でも定義に従って算出した値を実験値と比較した。 $\overline{u_r u_z}$ は半径方向と主流方向との速度変動より生成される応力であり、

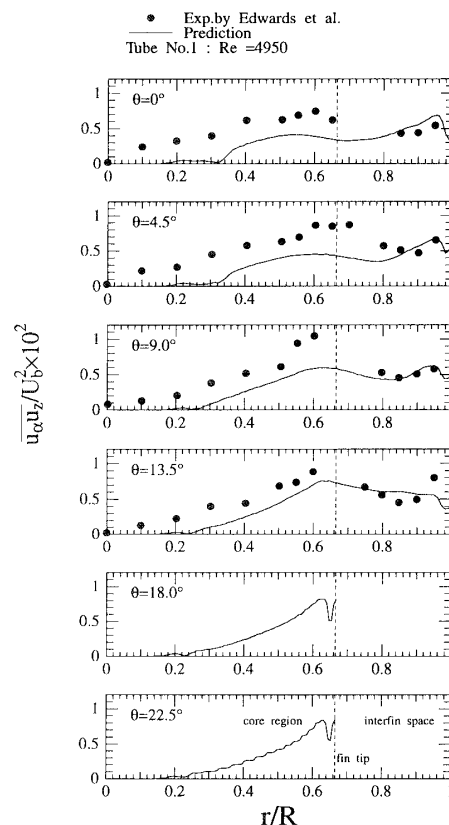


Fig. 12 Comparison of principal, primary shear stress for Tube No. 1

$\overline{u_\theta u_z}$ は円周方向と主流方向との速度変動より生成される応力である。実験にて測定した突起形状は Tube No.1 で、レイノルズ数は 4950 の場合である。

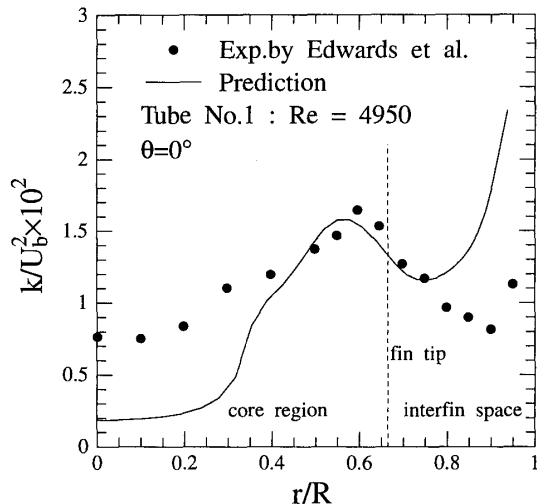


Fig. 13 Comparison of turbulent kinetic energy along $\theta=0^\circ$ for Tube No. 1

$$\overline{u_a u_z} = \sqrt{\overline{u_r u_z^2} + \overline{u_\theta u_z^2}} \dots\dots\dots (7)$$

比較した結果を図 12 に示す。実験結果より管中心から $r/R=0.667$ までは上昇し、突起間に挟まれた領域に入ると値は減少し、円管壁近傍で再度上昇する分布を示しているが、計算も同様な傾向を示している。せん断応力 $\overline{u_r u_z}$ は円管壁近傍で大きな値を有していることから、先の円管壁近傍での値の上昇に寄与しているものと考えられる。一方、せん断応力 $\overline{u_\theta u_z}$ は矩形断面突起の長辺壁近傍で大きな値を有しこの領域で支配的である。定量的には $\theta=4.5, 9.0^\circ$ にて大きな差が認められ 47% の誤差を有する。

図 13 は $\theta=0^\circ$ に沿った乱流エネルギー分布の比較結果である。先のせん断応力分布同様、 $r/R=0.667$ までは単調増加し、その後減少し円管壁に近づくにつれ再度上昇する分布を示す。計算結果は $r/R=0.6$ のピーク値を再現しているが、全領域での定量的な一致までは至っていない。例えば $r/R=0.875$ にて最も差が大きく計算は実験値の 2 倍の値を予測している。

5. 結 論

円管路内に流れ方向に矩形断面突起を有する 3 種類の管路を対象に代数応力モデル、境界適合座標系を用い三次元乱流計算を行い、実験結果と比較することにより以下の結論を得た。

(1) 主流方向速度は突起間に挟まれた領域で大き

く減速するが計算も同様な現象を再現している。計算は最大 21% の誤差で実験値を予測している。

(2) 第 2 種二次流れに関し Tube No. 1 は突起頂上部にて二次流れによる一対の循環流を実験、計算ともに形成するが計算はその値を小さく予測する。

(3) 計算は、突起高さが低くなると Tube No. 1 にみられた突起頂上部での一対の循環流は突起間に挟まれた領域に形成される循環流に吸収されることを予測した。また突起配置間隔が狭くなると、突起間に挟まれた領域に形成される循環流の占める領域、強度は減少する。

(4) 壁面せん断応力は相似な分布とはならず、突起形状に特有の分布を示し、この要因が第 2 種二次流れに起因することを示した。

(5) 計算は乱流エネルギー、レイノルズ応力のせん断応力分布の傾向、すなわち半径方向に沿って中心から単調増加し、突起間に挟まれた領域で減少、円管壁近傍で再度上昇する現象を再現した。しかし定量的な一致には至っていない。

本研究を行うに際し、本学 4 年生の藤田幸央氏の協力を得た。ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) Nezu, I. and Nakagawa, H., *J. Hydraul. Eng. ASCE*, **110**-2(1987), 173-193.
- (2) Tominaga, A., Nezu, I. and Nagao, M., *Proc. 9th Symp. Turbulent Shear Flows*, (1993), 14-4-1-14-4-6.
- (3) Carnavos, T. C., *Advances in Enhanced Heat Transfer*, (1979), 61-67, ASME.
- (4) Watkinson, A. P., Miletti, D. L. and Kubanek, G. R., *ASHRAE Trans.*, **234**7-81(1975), 330-337.
- (5) Trupp, A. C., Lau, A. C. Y., Said, M. N. A. and Soliman, H. M., *Adv. Heat Transf., ASME, HTD*, **18**(1981), 11-19.
- (6) Edwards, D. P., Hirs, A. and Jensen, M. K., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **118**(1996), 506-513.
- (7) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56**(1976), 219-221.
- (8) 杉山均・秋山光庸・芹沢寿行, 機論, **56**-531, B(1990), 3328-3335.
- (9) 杉山均・秋山光庸・平田賢・上野智志, 機論, **57**-539, B(1991), 2269-2276.
- (10) 岡本史紀・小野敬之・並木和明・高来徳次郎, 機論, **61**-582, B(1995), 428-436.
- (11) Demuren, A. O. and Rodi, W., *J. Fluid Mech.*, **140**(1984), 189-222.
- (12) 杉山均・秋山光庸・柴田勝広, 機論, **57**-535, B(1991), 1044-1050.