

粗面壁を有する 180°曲がり円管内の乱流構造解析*

杉山 均^{*1}, 秋山 光庸^{*1}, 篠原 康則^{*2}Numerical Analysis of Developing Turbulent Flow
in a 180° -Bent Tube with Roughened Wall

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA and Yasunori SHINOHARA

A numerical analysis has been performed for three dimensional developing turbulent flow in a 180° bent tube with roughened wall by algebraic Reynolds stress model which is adopted to solve anisotropic turbulent structure precisely. To our knowledge, very little has been reported about the numerical investigations of bent tube with roughened wall. In numerical analysis, an algebraic Reynolds stress model in conjunction with boundary-fitted coordinate system is applied to 180° bent tube with roughened wall and it with smooth wall. As a result of this analysis, it is found that calculated results show comparatively a good agreement with the experimental data of time averaged velocity and secondary vectors. In bend tube with roughened wall, the location of maximum streamwise velocity moves more remarkably toward the outer wall than it with smooth wall and the intensity of secondary flow increases. These phenomena are realized by the present method. As for the comparison of turbulent energy, the present model has been found to simulate characteristic features of turbulent energy, but it has a tendency to overpredict its value. Moreover, it is elucidated by using calculated results that the decrease of averaged turbulent intensity over cross-section along streamwise is caused by the gradient of stream wise velocity with respect to bend angle.

Key Words: Numerical Analysis, Turbulent Flow, Secondary Flow, Pipe Flow, Roughened Wall, Algebraic Reynolds Stress Model

1. 緒 言

曲がり管路は機械, 原子力, 伝熱工学など広範な分野にわたり活用される工学上重要な機械要素の一つであると同時に, その内部流れは遠心力と圧力こう配による力が作用し二次流れが生成される。さらに乱流場においてはレイノルズ応力の生成により, その内部流れはいっそう複雑となる。加えて管路内壁を粗面とした場合には, 曲がり管路内の乱流構造は大きく変化し先の二次流れも変化し, 内部流れも大きく変動することは容易に類推できる。実際, 伝熱促進を図るうえから粗面壁を設けることは最も簡便な手法であり多くの熱交換器配管に利用されている。また輸送用管路では長い間に輸送媒体の微小スケールがたい積し粗面壁を形成する場合も認められ, 粗面壁を有する管路内の流動挙動, 乱流構造を明らかにすることは工学的にも重要である。

曲がり管路に関しては多くの研究が報告されているが, 滑面壁 180°曲がり管路内の乱流実験に限定すると

古くは Rowe⁽¹⁾ により近年においては Azzola-Humphrey-Iacovides-Lauder⁽²⁾, Azzola-Humphrey⁽³⁾, 青山・森崎・二神⁽⁴⁾, 須藤・高見⁽⁵⁾ らにより報告されている。

一方, 粗面壁を有する管路内の乱流構造に関する実験解析とし藤田⁽⁶⁾⁽⁷⁾ らは, 正方形断面を有する直管路を対象に粗面壁乱流構造に関し系統的な測定結果を報告し第2種二次流れ分布が粗面壁を設ける位置により大きく変化することを報告している。また廣田ら⁽⁸⁾ は正方形断面直管路における温度場を対象とし平均温度場, 乱流熱流束生成に関し言及している。曲がり管路を対象とした粗面壁乱流は須藤ら⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾ により実験解析が行われており, 正方形断面 360°曲がり管路, 円形断面 360°曲がり管路に対する管摩擦係数が提示されている。さらに須藤・高見ら⁽¹¹⁾ は曲がり半径比(管路中心までの半径/管路直径)が 7.5 と曲がり半径が緩やかな 180°曲がり管路を対象に, レイノルズ数 70 000 のもとで実験を行っている。彼ら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報告している。

以上の実験解析に対し滑面壁を有する 180°曲がり管路を対象とした数値解析は, これまでいくつか報告されている。例えば Azzola ら⁽²⁾ は高レイノルズ数形

* 原稿受付 1997年6月16日。

^{*1} 正員, 宇都宮大学大学院工学研究科 (〒321-8585 宇都宮市石井町 2753)。^{*2} 宇都宮大学大学院。

k - ε 二方程式モデルを用い彼らの実験⁽²⁾⁽³⁾を対象に数値解析を行っている。著者ら⁽¹²⁾も、壁面近傍に拡張した低レイノルズ形 k - ε 二方程式モデルを用いて 180°曲がり円管内乱流場の解析を報告した。須藤・高見⁽¹³⁾はレイノルズ応力方程式を用いて、青山・土方・二神⁽¹⁴⁾は代数応力モデルを用い、最近では Boersma-Nieuwstadt⁽¹⁵⁾は LES を用いた解析結果を示している。さらに Lai-So-Zhang⁽¹⁶⁾はレイノルズ応力輸送方程式を用いた解析結果を報告しているが、いずれも完全発達乱流場を対象としレイノルズ応力成分を含めた詳細な実験結果との定量比較は報告されていない。そこで著者ら⁽¹⁷⁾は代数応力モデルを用い須藤・高見⁽⁵⁾の実験を対象に解析を行い各レイノルズ応力も含め比較的良好に予測できることを示した。

こうした滑面壁を対象とした数値解析に対して粗面壁を対象とした数値解析は少ない。これは粗面壁に適応できる乱流モデルが確立されていないことに起因すると思われるが、最近 Zhang-Faghri-White⁽¹⁸⁾は k - ε 二方程式のモデル関数中に等価粗さを考慮することにより粗面壁にも適用できる乱流モデルを提唱している。著者ら⁽¹⁹⁾は代数応力モデルと壁関数を用いて藤田ら⁽⁹⁾の粗面壁を有する正方形断面管路内の乱流構造を数値解析し第 2 種二次流れも含め比較的良好に予測できることを示した。しかしいずれの解析例も直線管路を対象としたもので粗面壁を有する曲がり管路を対象とした数値解析結果はこれまで報告されていない。こうした複雑乱流場を解析できる手法を確立しておくことは研究、工学上から有意義なものである。

以上の研究経緯を踏まえ本研究では、粗面壁を有する 180°曲がり管路を対象とし、流れ場を詳細に測定した須藤ら⁽¹¹⁾の実験を数値予測することを目的とする。同時に滑面壁の流れ場も数値解析し、粗面壁乱流との比較を行う。計算に際しては非等方性乱流を正確に予測する意味からレイノルズ応力輸送方程式を解くことを考えるが対流、拡散項を代数式で置き換えた代数応力モデルとし、圧力・ひずみ相関項に関しては制約条件の一部に改良を加えたモデルを用いた。

2. おもな記号

C_p : 圧力係数 $= 2(P - P_{ref})/\rho U_b^2$

D : 円管直径

k : 乱流エネルギー

k_s : 砂粒の粗度

P : 時間平均圧力

P_{ref} : $z_{in}/D = 15$ における圧力

Re : レイノルズ数 $= U_b D/\nu$

R : 半径方向距離

r : 断面内の半径方向距離

R_c : 曲がり管中心までの曲がり半径

U_τ : 摩擦速度

U_ϕ, U_θ, U_r : ϕ, θ, r 方向時間平均速度

u_ϕ, u_θ, u_r : ϕ, θ, r 方向の変動速度

$\overline{u_i u_j}$: レイノルズ応力

U_b : 断面内の主流方向平均速度

ε : 乱流散逸

ν : 動粘性係数

ϕ : 曲がり角度

θ : 断面内の円周方向角度

3. 解析手法

3.1 計算対象実験 解析対象とした須藤ら⁽¹¹⁾の実験装置概略図、ならびに座標系を図 1 に示す。須藤らは作動流体に空気を用い熱線流速計を回転させて測定する回転プローブ法にて曲がり管内乱流の計測を行った。曲がり部の入口、出口部には、それぞれ 80D, 15D 直円管を設け曲がり管入口では十分発達した直円管乱流を流入させている。曲がり半径は $R_c = 780$ mm, 円管直径は $D = 104$ mm, したがって曲がり半径比は 7.5 と比較的緩やかな曲がり形状を有している。粗面壁は平均粒径約 2 mm と 5 mm の 2 種類の砂粒を管路内壁に接着することにより構成されている。本研究においては実験結果の豊富な 5 mm 砂粒を接着した 180°曲がり管路を対象とした。実験レイノルズ数は $Re = 70\,000$ に設定し行っている。

座標系は図 1 に示すように ϕ, θ, r 方向の時間平均速度をそれぞれ U_ϕ, U_θ, U_r と定義した。また曲がり入口上流, 下流の直管部での位置はそれぞれ $z_{in},$

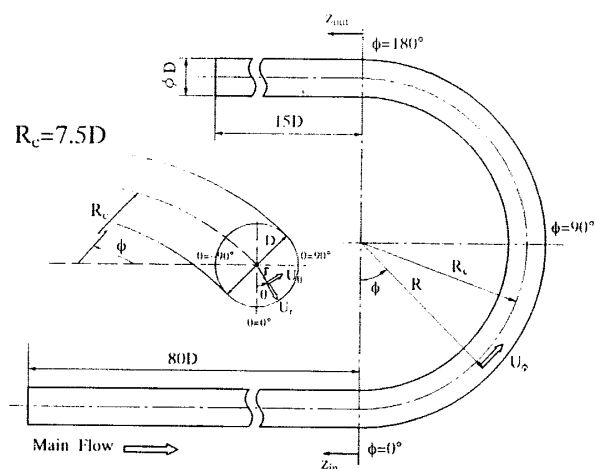


Fig. 1 180° bent tube and definition of coordinate system

z_{out} にて表し矢印の方向を正として各位置を便宜的に示すものとした。

3・2 レイノルズ応力輸送方程式 レイノルズ応力方程式の厳密式は次式にて示される。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。

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

数値計算のうえで、特に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⁽²⁰⁾近似を用いてモデル化を行った。レイノルズ応力方程式中の圧力・ひずみ相関項のモデル化も特に問題となるが、この項のモデル化、ならびに定数系に関しては別報⁽²¹⁾に詳述した。

3・3 境界適合座標 複雑形状を対象とする場合、形状に沿って境界条件を設定することが必要となる。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。

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。式中 ξ, η, ζ は変換された計算平面

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

での座標軸であり主流方向を ζ 、断面方向を ξ, η とし計算格子に沿う座標軸と定義される。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⁽²²⁾。

3・4 数値解析 計算領域は、系の対称性を考えて全断面の1/2断面とした。実験では曲がり管入口上流部に $80D$ の直管を設け完全発達乱流を流入させている。計算では計算負荷を低減する意味から $40D$ とした。ただし形状は異なるが、だ円断面直管における計算、実験結果より流れは水力直径の40倍程度の長さにて十分発達した流れになることを確認している⁽²³⁾。下流部に接続された直管長さは実験では $15D$ に対し計算では $40D$ とした。

須藤らは粗面壁の直円管路にて以下に示す対数速度分布が成立することを報告している。同時に 5 mm

$$\frac{U_\phi}{U_\tau} = 5.75 \log_{10} \frac{(D/2-r)}{k_s} + 8.5 \dots\dots\dots (3)$$

の砂粒に対する相対粗度 k_s/D は 0.110 となることを報告している。粗面の影響は、上式より得られる摩擦速度から壁関数として定義される乱流エネルギー、乱流散逸を求めることにより間接的に考慮する。上式は直円管路における対数速度分布であり、曲がり管路に適用することには議論の余地があるが、第一次近似として適用し結果を考察することとした。

乱流エネルギー、乱流散逸の直円管入口条件としては $k/U_b^2 \times 10^{-5}$ 、 $\epsilon = k^{3/2}/D$ と小さな値を設定した。出口境界条件はノイマン条件とした。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。支配方程式の対流項差分近似は QUICK (三次精度の風上差分) を使用した。計算レイノルズ数は実験と同一である。計算格子数は $1/2$ 断面で 41×21 、主流方向に 140 とした。断面内の計算格子、流れ方向の格子配置を図2に示す。

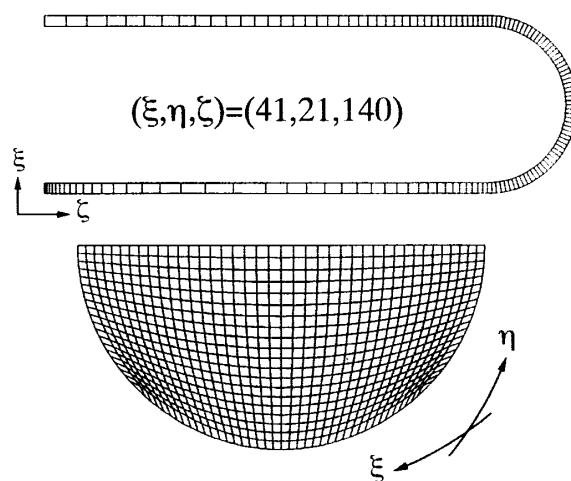


Fig. 2 Computational mesh

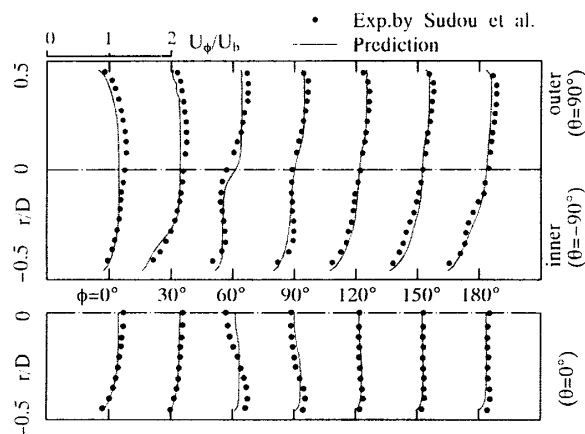


Fig. 3 Comparison of streamwise velocity for smooth wall

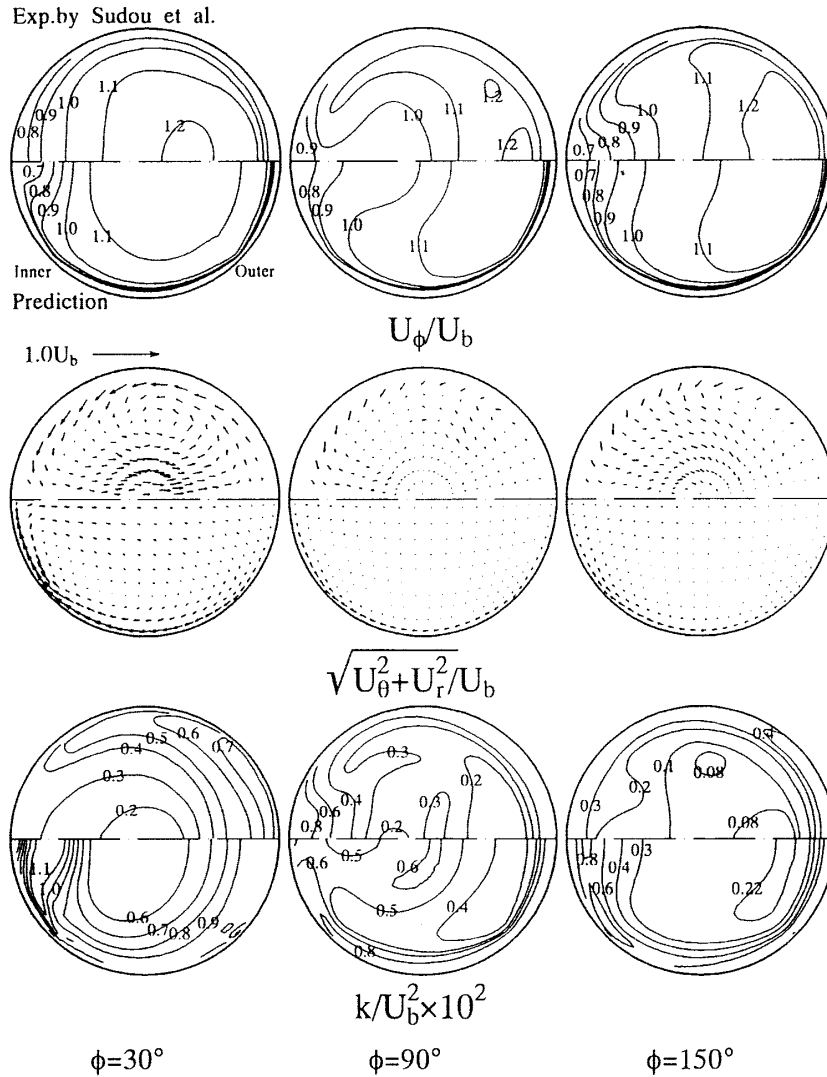


Fig. 4 Comparison of streamwise velocity, secondary flow and turbulent energy for smooth wall

4. 結果と考察

4・1 滑面壁 180°曲がり管路の比較 図3は滑面壁曲がり管路の円形断面上下対称軸($\theta = \pm 90^\circ$), 左右対称軸($\theta = 0^\circ$)に沿った主流方向速度を両結果にて比較したもので断面内平均速度 U_b にて無次元化している。図4は滑面壁曲がり管路における主流方向速度, 二次流れベクトル, 乱流エネルギー分布を両結果にて比較したものである。左列より曲がり角度 $\phi = 30, 90, 150^\circ$ に相当する。各値は断面内平均速度 U_b にて無次元化し円形断面の左側は曲がり内壁に, 右側は外壁に相当する。図3より各対称軸に沿う主流方向速度を計算は比較的良好に再現していることがわかる。一方, 図4に示す実験の主流方向速度等値線より, 等値線は曲がりが進むにつれ遠心力より外壁に寄った分布を示し $\phi = 90^\circ$ にて最も大きくひずんだ分布をすること, 内壁近傍に低速領域が形成されることが指摘できるが,

計算もこうした傾向を再現している。しかし実験では最大速度 1.2 のラインが認められるのに対し計算では再現されていない。

こうした等値線の湾曲は二次流れによるものと解釈される。実験では $\phi = 30^\circ$ の円周壁近傍にて最も大きな値を示し計算も同様な傾向を再現しているが, 計算は全般的に二次流れを小さく予測している。

実験における乱流エネルギー等値線に着目すると曲がり角度の小さい $\phi = 30^\circ$ では管路外壁に高い値が生成されるが, $\phi = 90^\circ$ では管路内壁に最大値が現れる。さらに下流の $\phi = 150^\circ$ においては外壁に高い値が再度生成されている。こうした実験結果に対し計算結果は $\phi = 30^\circ$ からすでに内壁側に最大値が生成されこの傾向は $\phi = 90^\circ$ においても認められる。その後 $\phi = 150^\circ$ では実験同様外壁にも高い値が生成される。また, 計算結果は管路中央部にて定量的に実験値より大きな値を予測している。

4・2 粗面壁 180°曲がり管路の比較 図5は粗面壁曲がり管路の円形断面上下対称軸($\theta = \pm 90^\circ$), ならびに左右対称軸($\theta = 0^\circ$)に沿った主流方向速度を両結果にて比較したものである。図6は粗面壁曲がり管路

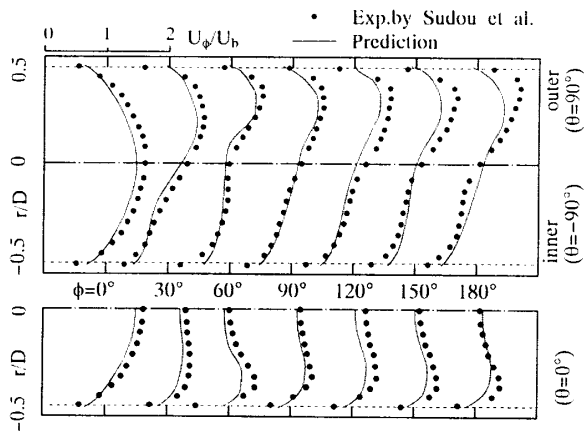


Fig. 5 Comparison of streamwise velocity for rough wall

における主流方向速度, 二次流れベクトル, 乱流エネルギー分布を両結果にて比較したものである。図6中点線にて示した線は, 粗面壁形成に使用した砂粒の平均高さを示している。

図5に示す上下対称軸上の主流方向速度は外壁側にて大きな値を有し図3に示した滑面壁の場合とは大きく異なる。このことは図6に示す主流方向速度等値線からも理解できる。すなわち流れは抵抗となる粗面壁近傍を避けて管中央部を流れ, したがって最大流速は滑面壁の場合よりも増大する。最大流速が増大すると作用する遠心力も滑面壁曲がり管路と比較し増大し最大速度位置は, より外壁側に移動することになる。実験, 計算の両結果からこうした現象を読取ることができる。さらに滑面壁の場合と比較し異なる点として等値線が円周壁に沿って大きく外壁から内壁に向かって突出した等値線分布をしていることがわかる。こうした等値線の湾曲は二次流れに起因する。

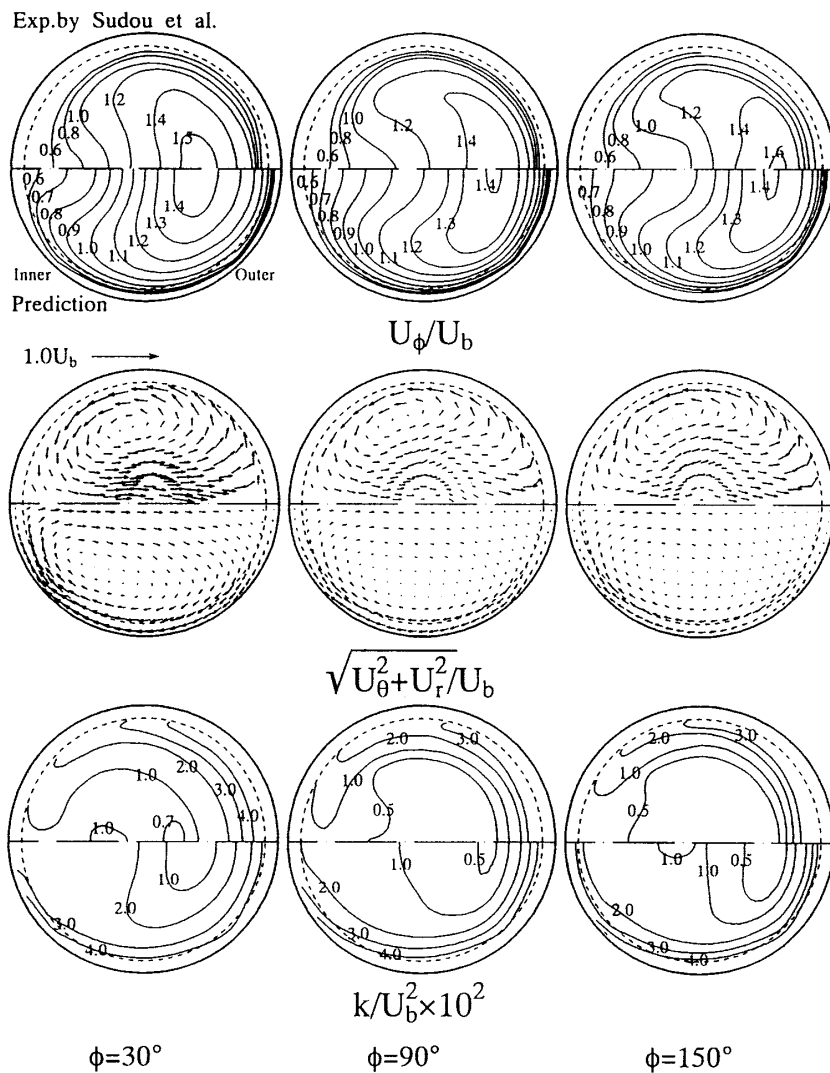


Fig. 6 Comparison of streamwise velocity, secondary flow and turbulent energy for rough wall

二次流れ分布を比較すると、計算結果は実験の二次流れ強度を小さく予測するが、両結果とも滑面壁の二次流れ強度と比較するとより大きな値を示している。こうした二次流れ強度の増加は、滑面壁より大きな遠心力が作用することによる断面内の圧力こう配変化、ならびに乱れの非等方性がより強まることの2種類の要因に起因するものと解釈される。

乱流エネルギーの両結果について比較すると、粗面壁近傍に沿って比較的高い値が生成され、滑面壁に認められた内壁側での高い値を有する乱流エネルギー領域が認められなくなる点は両結果にて共通している。しかし 1.0 の等値線に注目すると実験では外壁から壁面に沿って内壁に向かって伸びた等値線を示しているが、計算では内壁近傍まで至らず管中央部にとどまっております。比較すると多少差が認められる。

4.3 滑面壁曲がり管路と粗面壁曲がり管路との相違 須藤ら⁽¹¹⁾より定義された主流の偏り $\bar{x}/D$ 、二次流れ、乱流エネルギーの断面内平均量 I_s 、 k_a について滑面壁、粗面壁曲がり管路それぞれについて比較した結果を図7に示す。各値は以下の式にて定義される。

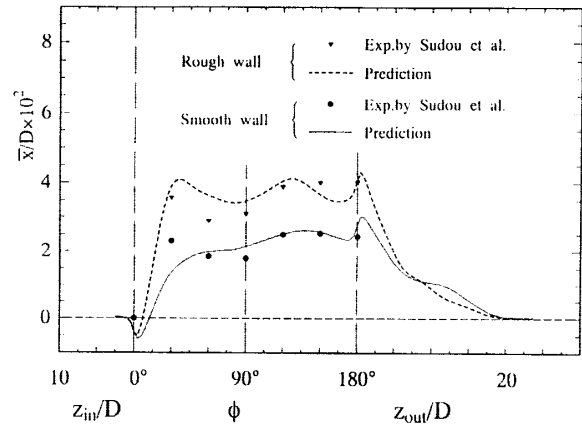
$$\frac{\bar{x}}{D} = \frac{8}{\pi D^2 U_b} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{D/2} \frac{r \sin \theta}{D} U_\phi r dr d\theta \dots (4)$$

$$I_s = \frac{8}{\pi D^2 U_b^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{D/2} (U_\phi^2 + U_r^2) r dr d\theta \dots (5)$$

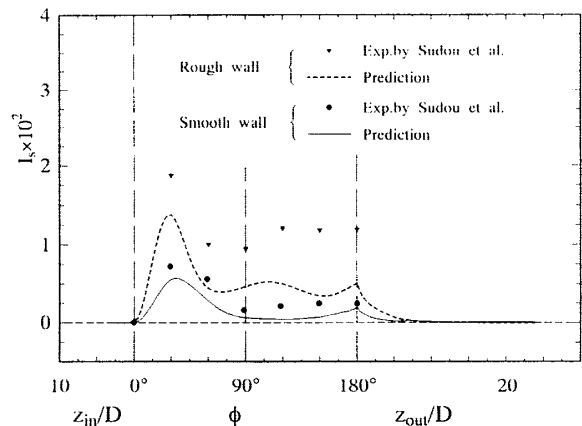
$$k_a = \frac{8}{\pi D^2 U_b^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{D/2} \frac{1}{2} (\overline{u_\phi^2} + \overline{u_\theta^2} + \overline{u_r^2}) r dr d\theta \dots (6)$$

主流の偏りは主流方向速度の重心位置が断面左右対称軸からどの程度離れているかを示している。この偏りは実験結果より粗面壁のほうが滑面壁より大きく、その分布形状は相似な分布を示している。すなわち $\phi = 30^\circ$ でピークを示した後減少、 90° より再度増加傾向を示す。これに対し計算結果は相似な分布を示すことなく、粗面壁のほうが大きな変動を示している。 $\phi = 0^\circ$ 付近にて計算は偏りが内壁に寄ることを示しているが、こうした現象は外壁に生成される高い圧力に起因し曲がり管路に特徴的現象である⁽⁵⁾。

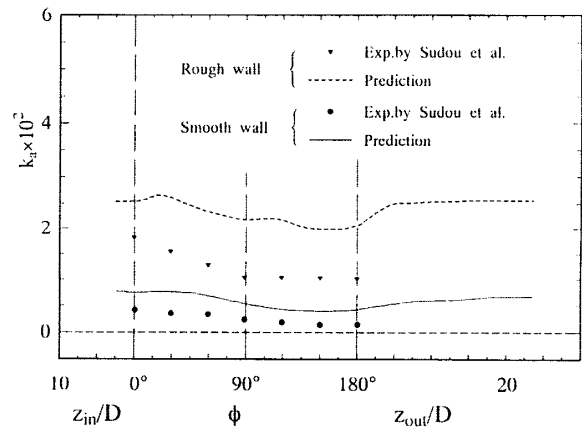
断面内の平均二次流れ強度を比較すると計算は、壁面性状にかかわらず 30° 付近で最大値を有すること、粗面壁のほうが大きな強度を示すことは再現するものの、粗面壁の二次流れ強度を実験より小さく予測している。ただしその分布形状は類似の分布を示している。粗面壁にて二次流れ強度が増加するのは、最大主流方向速度の増加より遠心力も増大、この遠心力と均衡するよう圧力こう配も変化することより増速される



(a) Deviation of streamwise velocity from vertical center line



(b) Averaged intensity for secondary flow



(c) Averaged intensity for turbulent energy

Fig. 7 Difference between smooth bend and rough bend

要因と、粗面壁を設けたことによる乱れの非等方性が増すことによる要因が指摘できる。いずれがどの程度寄与するかについては定量的な評価が必要である。

断面内の平均乱流エネルギー強度を比較すると、粗面壁曲がり管路に対し、その分布を定性的には予測するものの定量的には実験値を大きく予測する結果となった。こうした差異要因として、粗面壁の直円管にお

ける対数速度分布, および壁関数を用い粗面壁曲がり管路へ適用したことが最適ではないことを計算側から指摘できる。

また, 図 8 には圧力係数の比較結果を示す。図 8 に示す圧力係数分布の結果においても滑面壁では比較的良好に予測するものの, 粗面壁では計算と実験ではその値に差が認められる。こうした差異も前述の点に起因するものと解釈される。

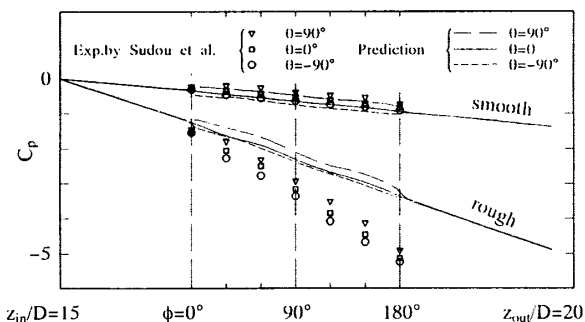


Fig. 8 Comparison of distribution of pressure coefficient

また, 平均乱流エネルギー強度は $\phi=30^\circ$ 以降, 壁面性状に関係なく減少し 90° 以降は横ばいか減少傾向を示す。 $R_c/D=4$ と曲がり急な管路では曲がり入口から出口部まで単調増加を示す⁽⁵⁾ ことより, この減少傾向は曲がりの緩やかな管路に特有な現象と考えられる。

図 9 は粗面壁の代表的な断面における乱流エネルギー等値線分布の計算結果を示したものである。1.0 ラインに着目すると $\phi=30^\circ$ から 90° にかけてその領域を急激に拡大することが理解できる。したがって, こうした減少傾向は管路中央近傍にて小さな値が大きな領域を占めることに起因するものと解釈できる。

さらに乱流エネルギーの小さな値が管中央近傍に生成される機構について考察する。乱流エネルギーは主流方向速度変動により支配されることを考慮して主流方向速度変動の生成項を考えると以下のように示される。座標系は図 1 に準じた。

$$Pr(\overline{u_\phi^2}) = -2\overline{u_\phi u_r} \frac{\partial U_\phi}{\partial r} - 2\overline{u_\phi u_\theta} \frac{1}{r} \frac{\partial U_\phi}{\partial \theta} - 2\frac{\overline{u_\phi^2}}{h} \frac{\partial U_\phi}{\partial \phi}$$

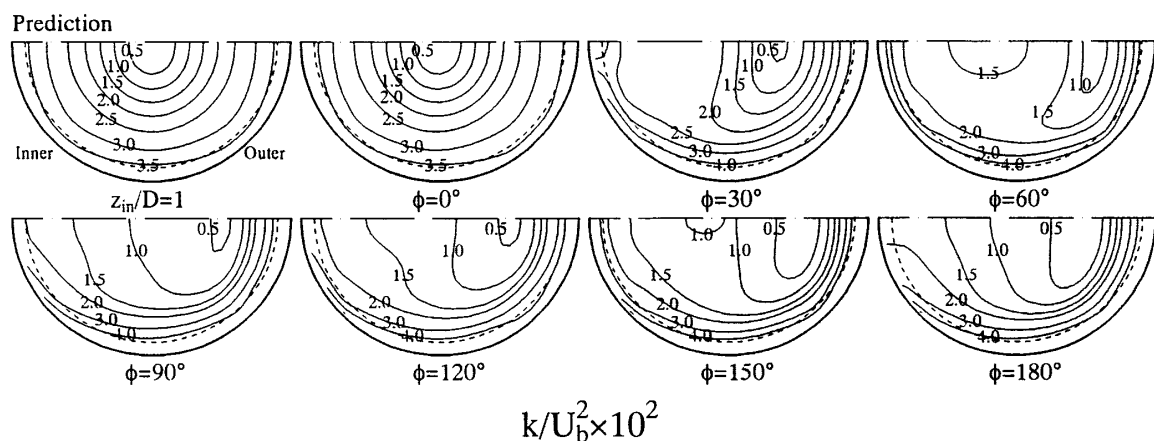


Fig. 9 Calculated results of development of turbulent energy

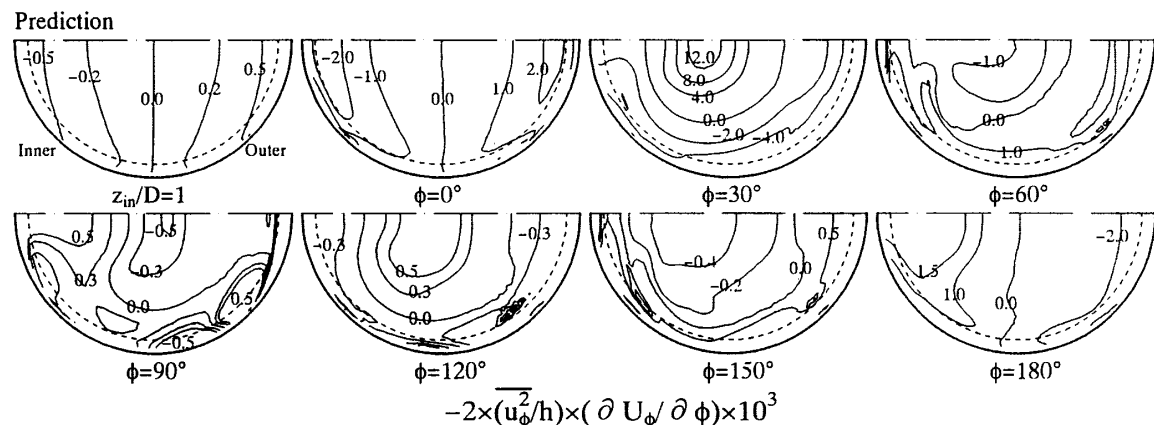


Fig. 10 Calculated results of development for production term contained gradient of streamwise with respect to bend angle

$$-2 \frac{u_{\phi}^2 (U_r \sin \theta + U_{\theta} \cos \theta)}{h} \dots\dots\dots (7)$$

ここで $h = R_c + r \sin \theta$ である。計算結果より各項の値を算出すると、右辺第 1 項、2 項は曲がり管路中央部においてその符号も含め 10^{-3} 程度の正值を示し、主流方向垂直応力の生成に寄与している。これに対し右辺第 3 項は、 $\phi = 30^\circ$ 近傍までは管路中央部にて正值を示し主流方向垂直応力の生成に寄与するが、それ以降は 10^{-3} 程度の負の値を示し、その生成を抑制する方向に作用する。

図 10 は右辺第 3 項の値を等値線分布にて示した結果である。図に示す等値線分布より前述の点を理解できる。同時に主流方向垂直応力、 h はつねに正であることを考慮すると主流方向速度こう配が支配的要因であることも理解できる。また第 4 項は管路中央部にて、他の項と比較すると 1 オーダ低い、 10^{-4} 程度の負の値を示すことより主流方向垂直応力の生成を抑制するが第 3 項ほど支配的ではない。

以上より断面内の平均乱流エネルギー値が $\phi = 30^\circ$ 近傍から減少するのは、主流方向速度の流れ方向への速度こう配が負から正に、すなわち減速から加速へと変化することに起因するものと解釈される。

5. 結 論

粗面壁、滑面壁を有する 180°曲がり円管円乱流場を対象に代数応力モデル、境界適合座標を用い数値解析を行った。解析結果は須藤・高見ら⁽¹¹⁾の実験と比較し以下の結論を得た。

(1) 粗面壁の場合、最大主流方向速度は曲がり外壁近傍に認められ等値線分布は大きく変形するが、本解析手法もこうした特徴的現象を定量、定性的に予測した。

(2) 粗面壁を設けることより二次流れは、滑面壁の場合と比較し、その強度を増すが計算結果も同様の結果を示した。しかし計算はその値を小さく予測する。

(3) 計算は断面内の平均乱流エネルギー強度分布を定性的には再現するものの定量的には実験値を大きく予測する。こうした差異要因とし粗面壁の直円管における対数速度分布、および壁関数を用い粗面壁曲がり管路へ適用した点を計算側から指摘できる。

(4) 断面内平均乱流エネルギーは、曲がり管路に流入すると減少傾向を示し特に粗面壁管路の場合に顕著であるが、こうした要因が主流方向速度の流れ方向速度こう配に起因することを定量的に示した。

(5) 粗面壁曲がり管路は対流現象が顕著な流れ場であり、対流効果よりその乱流構造も複雑に変化するが、代数応力モデルでも粗面壁を有する曲がり管内流れをある程度予測することが可能であることを示した。

文 献

- (1) Rowe, M., *J. Fluid Mech.*, **43**(1970), 771-783.
- (2) Azzola, J., Humphrey, J. A. C., Iacovides, H. and Launder, B. E., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **108** (1986), 214-221.
- (3) Azzola, J. and Humphrey, J. A. C., *Univ. California, Rep. LBL-17681*(1984).
- (4) 青山善行・森崎秀行・二神浩二, 第 30 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, II (1993-5), 520-522.
- (5) 須藤浩二・高見敏弘, ターボ機械, **20** 12(1991), 33-38.
- (6) 藤田秀臣・横沢肇・岩田彰太郎・高浜平七郎, 機論, **52**-482, B(1986), 3491-3497.
- (7) 藤田秀臣・横沢肇・廣田真史・西垣聡, 機論, **53** 492, B (1987), 2370-2376.
- (8) 廣田真史・藤田秀臣・横沢肇・鏡味伸輔・室伏敏光, 機論, **58**-548, B(1992), 1200-1208.
- (9) 須藤浩三・高見敏弘, 機論, **55**-512, B(1989), 972-977.
- (10) 須藤浩三・高見敏弘, 機論, **56**-521, B(1990), 29-34.
- (11) 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.
- (12) 杉山均・秋山光庸・菊池裕, 機論, **61**-585, B(1995), 1707-1713.
- (13) 須藤浩二・高見敏弘, 機論, **54**-506, B(1988), 2755-2761.
- (14) 青山善行・土方邦夫・二神浩二, 機論, **56**-528, B(1990), 2300-2308.
- (15) Boersma, B. J. and Nieuwstadt F. T. M., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **118**(1996), 248-254.
- (16) Lai, Y. G., So, R. M. C. and Zhang H. S., *Theoret. Comput. Fluid Dyn.*, **3**(1991), 163-180.
- (17) 杉山均・秋山光庸・篠原康則・人見大輔, 機論, **63**-609, B (1997), 1533-1540.
- (18) Zhang, H., Faghri, M. and White F. M., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **118**(1996), 255-259.
- (19) 杉山均・秋山光庸・松本将師・平田賢, 機論, **59** 561, B (1993), 1510-1517.
- (20) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56**(1976), 219-221.
- (21) 杉山均・秋山光庸・芹沢寿行, 機論, **56**-531, B(1990), 3328-3335.
- (22) 杉山均・秋山光庸・平田賢・上野智志, 機論, **57**-539, B (1991), 2269-2276.
- (23) 杉山均・秋山光庸・八鍬喜規・若山英樹, 機論, **60**-571, B (1994), 842-848.