日本機械学会論文集(B編)
73巻734号(2007-10)

論文 No. 07-0082

らせん曲がり管路内の三次元乱流解析*

杉山　均*1, 佐々木 陽一*2

Numerical Analysis of Turbulent Flow in a Helically Curved Pipe

Hitoshi SUGIYAMA*3 and Yoichi SASAKI

*3 Graduate School of Engineering, Utsunomiya University,
7-1-2 Yoto, Utsunomiya-shi, Tochigi, 321-8585 Japan

Numerical analysis has been performed for three-dimensional fully developed turbulent flow in a helically curved pipe by using an algebraic Reynolds stress model. This kind of duct with helical sharp has been applied for passage employed in air conditioner and heat exchanger in many engineering fields. It is interesting point whether the present method can predict correctly the complicated turbulent flow in helically curved pipe, or not. In the numerical calculation, an algebraic Reynolds stress model is introduced to predict correctly anisotropic turbulence. Besides, boundary fitted-coordinate system is used as the method for coordinate transformation to set boundary conditions along complicated shape of helical curved pipe. Three types of helical pipe with different torsion ratio are selected to calculate turbulent flow structure in this research. Calculated results of streamwise mean velocity, secondary flow vectors and turbulence intensity are compared with the experimental data in order to examine the validity of the presented method. As a result of this calculation, it was found that the present method could predict reasonably the streamwise velocity, i.e., the movement of maximum mean velocity from outer wall to inner wall with increasing torsion ratio is reproduced correctly by the presented method. Besides, calculated results of secondary flow are relatively good agreement with the experiment except for the middle point of rotation flow generated by secondary flow in circular cross section. As for the turbulent intensity, the presented method is able to predict characteristic features of its distribution qualitatively but has tendency to underestimate the experimental results. Six components of Reynolds stresses are presented in helical pipe because there is no data to show these distributions. Calculated results suggest that the presented method can predict the turbulent flow in helical pipe.

Key Words: Numerical Analysis, Turbulent Flow, Secondary Flow, Three-Dimensional Flow, Helical Pipe, Algebraic Reynolds Stress Model

1. 緒　論

曲がり管路は，機械工学分野のみならず，化学工学，原子力工学，航空工学など多くの分野で活用される工業的に重要な機械要素であり，研究面からも二次流れ，はく離・再付着流れなどいくつかの興味ある現象を提示する基礎的な流れとして古くより多くの研究，解説が報告されている(1)(2)．一方，曲がり管路が工業的に応用される場合，ねじりを伴うらせん管路として活用される場合が一般的である．ねじりが加わると二次流れ，圧力損失に少なからぬ影響を及ぼすことより流れの解明が不可欠であるが，らせん曲がり管路に関する研究は，曲がり管路の研究報告と比較すると少ないのが現状である．いくつかの理由が考えられるが，例えば内部流れを計測する場合，位置決め精度の確保，計測手法の難しさなどを指摘できる．

円形断面を有するらせん管路内流れに関しては，古くはEustice(3)，Taylor(4)らの実験により報告され，Eusticeは，らせん管路の圧力損失を，Taylorはらせん管路内の二次流れの存在を可視化手法により明らかにした．Yamamotoら(5)は，煙による可視化手法を用い層流場での二次流れを計測すると同時に，計算による解析結果とよく一致することを報告している．同時にYamamotoら(6)(7)は，らせん管路内の流れを無次元ねじりパラメータを導入し，管摩擦係数，乱流への臨界レイノルズの変化など系統的に報告している．Cioncoliniら(8)も，ねじりによる乱流への臨界レイノルズ数の影響について報告している．最近，山本ら(9)は，3種類のねじり率の異なるらせん管路を対象に完全発達乱流場における主流方向速度，断面内二次流れ，乱流エネルギー分布の計測結果を報告している．計測に際しては熱線風速計を用い，らせん管路に沿うプロ

* 原稿受付　2007年1月25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 学生員，宇都宮大学大学院工学研究科.
E-mail: sugiyama@cc.utsunomiya-u.ac.jp

ーブを管路出口から挿入し計測している．

以上の実験解析に対して数値解析による報告は，比較的多く報告されている．Wang[10]は，非直交ヘリカル座標系を用い曲がりの曲率，ねじり率とも小さいらせん管路を対象に層流場での解析結果を示している．彼らの結果に対してGermano[11]は，直交ヘリカル座標系を提案した．Liuら[12]は，直交ヘリカル座標を用いて曲がりの曲率，ねじり率を変化させた場合の層流場における二次流れ分布変化を報告している．Hüttlら[13]も直交ヘリカル座標を用い計算を行い，Linら[12]の結果と一致することを報告している．らせん管路が回転する場合の数値解析結果も，コリオリの力を運動方程式に加味することより解析結果が報告されている[14]．最近では，円形断面ではないが，正方形断面を有するらせん管路に関する解析結果がSakalisら[15]により報告されている．彼らは，曲率が小さくねじり率が大きい場合には二次流れにより断面内に一つの渦が形成される傾向にあることを解析結果より示している．以上の研究報告は，層流場での解析結果であるが乱流場における結果も報告されている．Hüttl-Friedrich[16]は，ねじりのない円管路，およびらせん管路を対象にDNSを用いて解析し，二次流れ分布を含む時間平均速度，レイノルズ応力分布を両管路にて比較している．

らせん管路に関する研究は，以上に示したように実験，解析の両面から報告されているが，実験においてはその多くが層流場であり乱流場における計測結果に関する報告例は少ない．乱流場の計測が報告されたのは，最近であり，山本ら[9]により平均速度，乱流エネルギー分布の計測結果が報告されているが，レイノルズ応力分布までも計測した結果は報告されていない．一方，数値解析に関しても，DNSによる解析は報告されているものの，乱流モデルを用いた解析結果の報告例は少ない．このことは，乱流場での計測結果が示されていないことに起因していると考えられるが，工業的な応用を考慮した場合，乱流モデルにてらせん管路内乱流をどの程度予測可能か明らかにしておくことは重要な点であると思われる．そこで，本解析では，山本ら[9]の実験を対象に代数応力モデルにて解析することを目的とする．同時に実験では示されないレイノルズ応力分布も算出し考察を加える．解析に際しては，境界条件の設定が容易な境界適合座標系を導入して解析する．

2. おもな記号

$\vec{B}(s)$：ヘリカル座標上の陪法線
D：管路直径
h_i：i軸方向スケールファクタ
H：らせん管路間ピッチ
k：乱流エネルギー
$\vec{N}(s)$：ヘリカル座標上の主法線
P：圧力
p：変動圧力
R_c：らせん半径
Re：レイノルズ数　$=U_bD/\nu$
$\vec{R}(s)$：ヘリカル座標上の管中心の位置ベクトル
s：ヘリカル座標上の管中心の主流方向距離
$\vec{T}(s)$：ヘリカル座標上の接線
$\overline{u_iu_j}$：レイノルズ応力
U_b：らせん管路の断面平均速度
U_i：直交座標上のi軸方向の時間平均速度
U_s：らせん管路の主流方向平均速度
U_r：らせん管路断面内の半径方向平均速度
U_θ：らせん管路断面内の円周方向平均速度
X_i：直交座標上のi方向座標軸
$\vec{X}$：直交座標上の位置ベクトル
λ：らせん管路の曲率
τ：らせん管路のねじり率［式(11)にて定義］
τ^*：らせん管路の無次元ねじり率　$=\tau D/2$
φ：らせんの位相角
δ_{ij}：クロネッカのデルタ記号
ν：動粘性係数

3. 解析手法

3・1　計算対象実験　解析対象とした山本ら[9]のらせん管路形状の概略図，および直交座標系，ヘリカル座標系を図1に示す．ねじり率の異なる3種類の管路を対象に計測を行っているが，管路断面は円形断面で直径はすべて50.5 mmである．3種類のらせん管を便宜的にらせん管路I，II，IIIとすると，それぞれのらせんピッチHとらせん半径R_cは，らせん管路Iで138.2，250.0 mm，らせん管路IIでは628.3，49.38 mm，らせん管路IIIでは297.3，11.70 mmとなる．無次元ねじり率τ^*で示すと，それぞれ0.009，0.203，0.503となりらせん管路I，II，IIIの順番でねじりは強くなる．

実験ではレイノルズ数を440から20 850の範囲で変化させ，作動流体には空気を用い熱線風速計にて測定を行っている．計測断面は，いずれの管路流れも完全発達領域に位置し完全発達流れであることを報告している．計算では，計測データの示されているレイノルズ数にて計算することを考えらせん管路Iは，レイ

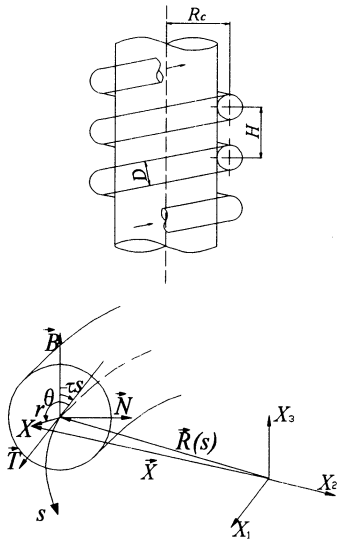

Fig. 1　Helically coiled pipe and description of orthogonal helical coordinate system

ノルズ数 20 850 にて，IIは 19 910，IIIは 15 690 にて計算を行った．

図1中，直交座標系とヘリカル座標系が表記されており直交座標系の場合，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．ヘリカル座標系では，主流方向は添字 s で，円形断面内の半径方向は添字 r，円周方向は添字 θ で示した．

3・2　支配方程式　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．

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

$$\frac{D\overline{u_iu_j}}{Dt}=-\left(\overline{u_iu_k}\frac{\partial U_j}{\partial X_k}+\overline{u_ju_k}\frac{\partial U_i}{\partial X_k}\right)+\overline{\frac{p}{\rho}\left(\frac{\partial u_i}{\partial X_j}+\frac{\partial u_j}{\partial X_i}\right)}-\frac{\partial}{\partial X_k}\left[\overline{u_iu_ju_k}-\nu\frac{\partial\overline{u_iu_j}}{\partial X_k}+\overline{\frac{p}{\rho}(\delta_{jk}u_i+\delta_{ik}u_j)}\right]-2\nu\overline{\frac{\partial u_i}{\partial X_k}\frac{\partial u_j}{\partial X_k}} \quad \cdots\cdots(2)$$

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[17] 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，別報[18] にて詳述した．

3・3　直交座標系とヘリカル座標系の相関　解析結果は直交座標系にて算出されるため，円形断面上でのレイノルズ応力分布を算出する際には直交座標系からヘリカル座標系への変換が必要となる．

図1に直交座標系とヘリカル座標系とを示したが，このとき，直交座標上での位置とヘリカル座標上での位置関係に関して以下の関係式が成り立つ．

$$\vec{x}=\vec{R}(s)-r\sin(\theta-\tau s)\vec{N}(s)+r\cos(\theta-\tau s)\vec{B}(s) \quad \cdots\cdots(3)$$

ただし

$$\vec{R}(s)=(R_C\cos\varphi,\ R_C\sin\varphi,\ bs) \quad \cdots\cdots(4)$$

$$\vec{T}(s)=d\vec{R}/ds=(-\sqrt{\lambda R_C}\sin\varphi,\ \sqrt{\lambda R_C}\cos\varphi,\ b) \quad \cdots\cdots(5)$$

$$\vec{N}(s)=d\vec{T}/\lambda ds=(-\cos\varphi,\ -\sin\varphi,\ 0) \quad \cdots\cdots(6)$$

$$\vec{B}(s)=\vec{T}(s)\times\vec{N}(s)=(b\sin\varphi,\ -b\cos\varphi,\ \sqrt{\lambda R_C}) \quad \cdots\cdots(7)$$

$$\varphi=s/\sqrt{R_C^2+(H/2\pi)^2} \quad \cdots\cdots(8)$$

$$b=(H/2\pi)/\sqrt{R_C^2+(H/2\pi)^2} \quad \cdots\cdots(9)$$

$$\lambda=R_C/[R_C^2+(H/2\pi)^2] \quad \cdots\cdots(10)$$

$$\tau=(H/2\pi)/[(R_C^2+(H/2\pi)^2] \quad \cdots\cdots(11)$$

式(3)からヘリカル座標上でのスケールファクタは，以下のように求まる．

$$h_s=1+\lambda r\sin(\theta-\tau s) \quad \cdots\cdots(12)$$

$$h_r=1 \quad \cdots\cdots(13)$$

$$h_\theta=r \quad \cdots\cdots(14)$$

したがって，ヘリカル座標上での主流方向速度 U_s，半径方向速度 U_r，円周方向速度 U_θ は，次式のように示される．

$$U_s=\frac{1}{h_s}\frac{\partial X_1}{\partial s}U_1+\frac{1}{h_s}\frac{\partial X_2}{\partial s}U_2+\frac{1}{h_s}\frac{\partial X_3}{\partial s}U_3 \quad \cdots\cdots(15)$$

$$U_r=\frac{1}{h_r}\frac{\partial X_1}{\partial r}U_1+\frac{1}{h_r}\frac{\partial X_2}{\partial r}U_2+\frac{1}{h_r}\frac{\partial X_3}{\partial r}U_3 \quad \cdots\cdots(16)$$

$$U_\theta=\frac{1}{h_\theta}\frac{\partial X_1}{\partial \theta}U_1+\frac{1}{h_\theta}\frac{\partial X_2}{\partial \theta}U_2+\frac{1}{h_\theta}\frac{\partial X_3}{\partial \theta}U_3 \quad \cdots\cdots(17)$$

流れが完全発達流れであるとすると，流れ方向への変化はないから管路入口断面，すなわち $s=0$ として

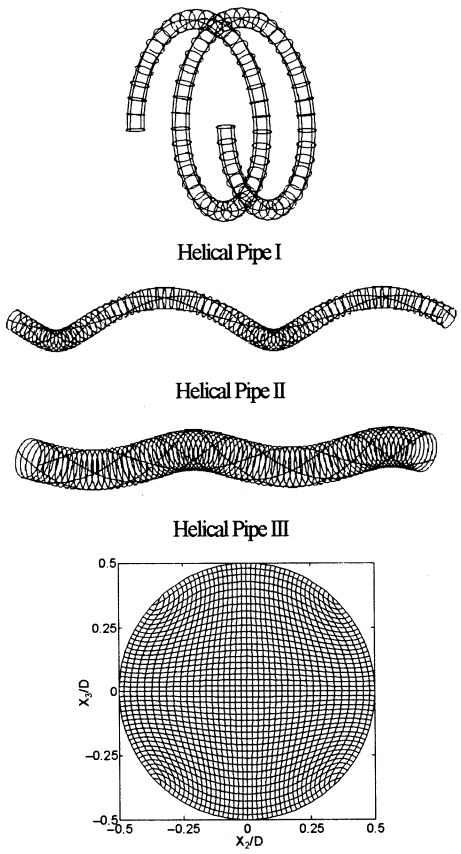

Fig. 2　Helical pipes and grids layout in cross section

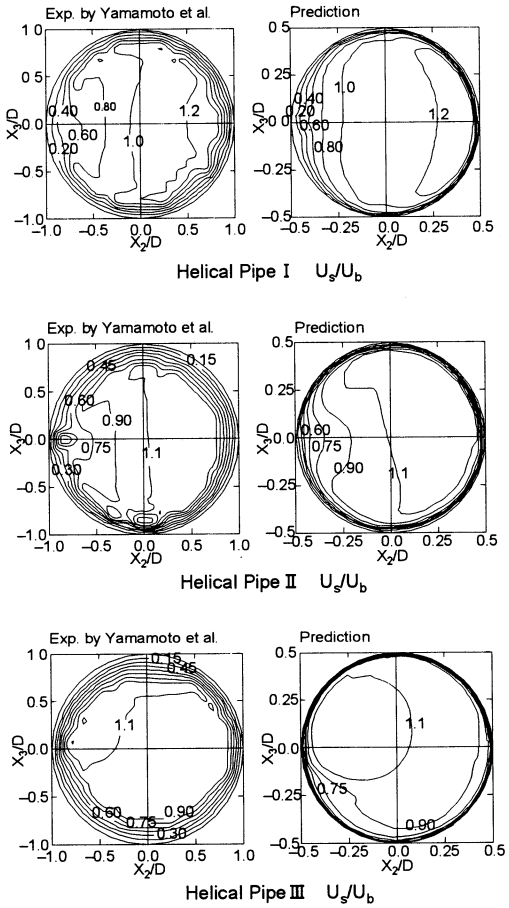

Fig. 3　Comparison of streamwise velocity

ヘリカル座標上での速度を求めると次式を得る．

$$U_s=\lambda U_3+bU_1 \quad \cdots\cdots(18)$$

$$U_r=U_2\sin\theta-bU_3\cos\theta+\sqrt{\lambda R_C}\,U_1\cos\theta \quad \cdots\cdots(19)$$

$$U_\theta=U_2\cos\theta+bU_3\sin\theta-\sqrt{\lambda R_C}\,U_1\sin\theta \quad \cdots\cdots(20)$$

上式は，直交座標系での平均速度とヘリカル座標系での平均速度を関係付ける式であり，ねじり強度を示すパラメータ b，曲がり強度を示すパラメータ λ が含まれ，これらの値により速度場が影響されることが理解できる．例えば，らせん管路のピッチ H を無限大とすると式(9)，(10)から $b=1$，$\lambda=0$ であり上式から直線管路となることがわかる．変動速度についても上式は，同様に成立することから，直交座標系にて求めたレイノルズ応力値を用いてヘリカル座標系でのレイノルズ応力値を求めることが可能となる．

3・4　数値解析　実験から完全発達流れ場での計測結果であることが報告されている．この点を考慮し計算においては周期境界条件を課して計算を行うこととした．圧力以外の物理量は，入口と出口で同一値とし圧力に関しては s 軸方向圧力こう配が一定となるように境界条件の設定を行った．また，流れ方向には各らせん管とも2周期分の管路長さを設け計算を行っている．計算対象としたらせん管路形状，ならびに円形断面の計算格子を図2に示す．円形断面内で計算格子は41×41配置し，流れ方向には81断面配置し各管路共通とした．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法を使用した．

4. 結果と考察

実験では3種類のらせん管路を対象に計測結果を示しているが，計算においても3種類のらせん管路を対象に計算を行った．各らせん管路はらせん管路I～IIIとして区別している．実験と解析結果を比較する際に，ねじりの位相，すなわちねじりの角度を合せる必

要があるが，実験では明示されていないため主流方向速度分布，二次流れベクトル分布が同様な分布となる位置で両結果を比較した．

4・1　平均速度場の比較　図3に主流方向速度分布の実験，計算との比較結果を示す．速度は，実験にならい管路断面内の平均速度 U_b にて無次元化して比較した．各断面管路の左側は，らせん管路の中心位置側を，すなわち曲がりの内壁側を，右側は逆の外壁側を示している．

らせん管路Ⅰの主流方向速度分布の計算結果から，最大主流方向速度は外壁側に生成されることがわかる．らせん管路Ⅰは，ねじりのない曲がり管路形状に近く，したがって曲がり管路にて計測される速度分布に似た等値線分布を示し，かつ上下ほぼ対称な分布となる．計算においても同様に，最大主流方向速度を外壁側に予測し，上下対称等値線分布を呈している．らせん管路Ⅱは，ねじりがやや強い場合のらせん管路に相当するが，実験結果から最大主流方向速度は，外壁側に形成され，対称形速度分布を保持する分布となっていることがわかる．また，最大速度が占める領域はらせん管路Ⅰと比較すると拡大されていることがわかる．計算結果においても，最大主流方向速度1.1を比較的良好に予測し，その最大主流方向速度が円形断面を占める領域も大きくなっている．ねじりがらせん管路Ⅰよりは強いにもかかわらず，上下対称分布を保持している点も実験と共通している．

らせん管路Ⅲは，3種類のらせん管路の中で，最もねじりが強い管路に相当するが，最大主流方向速度分布は，管路Ⅰ，Ⅱとは大きく異なり管路内壁側の第2象限に形成されることが実験より理解できる．計算も実験同様に第2象限にて最大主流方向速度を予測しているが，計算では最大速度1.1の占める領域は，実験値より大きく，その等値線分布も円形状分布を呈する分布となり実験とは多少異なる．むしろ，計算結果の速度等値線分布は直線管路内の速度分布に漸近している傾向にある．

一般に曲がり管路では，曲がりによる遠心力と断面内に生成する圧力こう配による力とにより，二次流れは形成される．すなわち管路中央部では，遠心力が圧力こう配による力より勝り，内壁から外壁に向かう二次流れが，一方，壁面近傍では逆に圧力こう配による力が遠心力より勝るため，外壁から内壁に向かう二次流れが形成される．その結果，断面内には対称な一対の渦が二次流れにより形成されることになる．らせん管路では，ねじりの影響により遠心力，断面内圧力分布が変化するためねじりの程度により特有の二次流れを形成することになる．

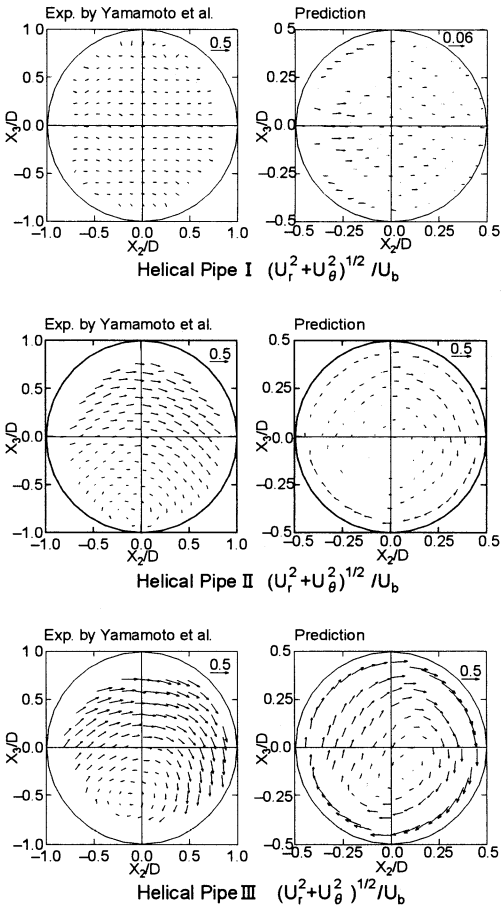

Fig. 4　Comparison of secondary flow vectors

図4に，二次流れベクトル線図を比較した結果を示す．らせん管路Ⅰの実験結果から明らかなようにわずかな強度を有する二次流れが内壁側から外壁側に一様に形成されていることがわかる．流れは完全発達流れであることから断面内で二次流れは連続の式を満足しなければならない．この点を考慮すると壁面近傍にて外壁から内壁に向かう二次流れが存在することが必要である．実験では壁面近傍で計測が難しいことから二次流れの存在は明確でないが，計算では壁面近傍で外壁から内壁への二次流れを予測している．同時に計算でも，実験と同様に管路中央部において内壁から外壁への一様な二次流れを予測し，ねじりの影響が小さいため，ほぼ対称な二次流れパターンを示している．計算は，微小な二次流れを予測しているが，本解析手法で微小二次流れの予測が可能なことは，これまでのいくつかの流れに適用して報告している[19][20]．らせん

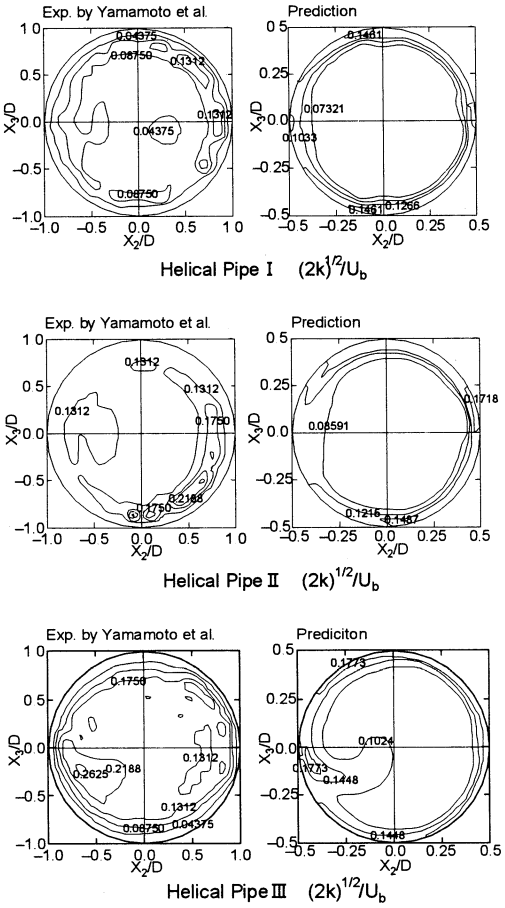

Fig. 5　Comparison of turbulent energy

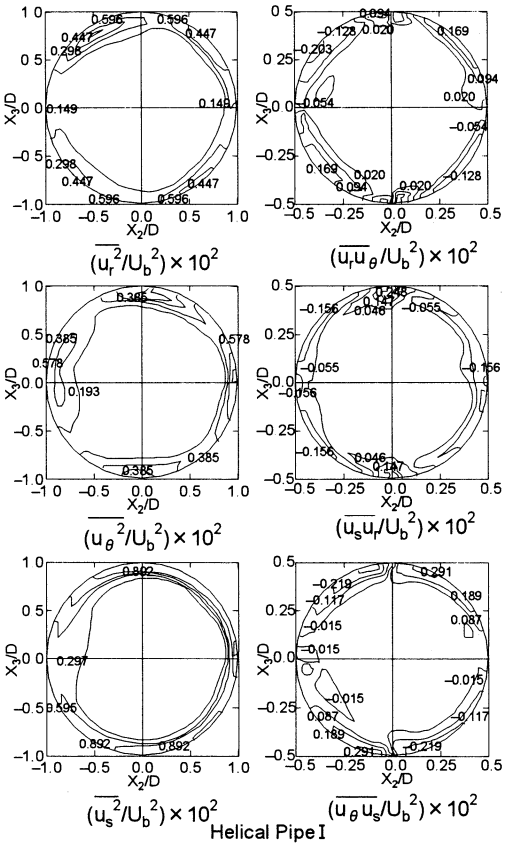

Fig. 6　Distributions of Reynolds stresses for helical pipe I

管路IIでは，実験結果から明らかなように時計方向の二次流れを示し，二次流れにより形成される循環流の回転中心位置は下方に位置している．計算でも，時計方向に回転する二次流れを予測するものの，回転の中心位置は，管路中央部近傍に位置し実験とは異なる結果を示したねじりの影響が最も大きいらせん管路IIIでは，時計方向に回転する二次流れが形成されらせん管路IIと比較すると二次流れ強度が大きくなっていることがわかる．また回転中心位置は，断面下方にあることが実験結果よりわかる．計算結果は，時計方向の二次流れの生成を強度も含め比較的良好に予測しているが，回転中心位置に関しては実験結果と異なる位置に予測している．前述したように断面内の二次流れは，連続の式を満足することが必要であるが，実験結果のように回転中心位置が下壁面近傍に存在する場合，連続の式を満足するには上壁面近傍で外壁から内壁側に流れる二次流れ，あるいは下壁面近傍で時計方向の強い二次流れが形成されることが必要と思われる．計算結果では，らせん管路II，IIIともに回転中心位置は，管路中央部近傍に位置し，時計方向に回転しているため連続の式を満足する結果となっている．

4・2　変動速度場の比較　図5は，乱流エネルギー分布を実験と計算とで比較した結果である．乱流エネルギーは，断面平均速度にて無次元化して比較している．らせん管路Iの場合，実験結果は比較的高い値が外壁側に点在し，内壁側で等値線が管路中央部に突出した分布となっている．計算結果は壁面近傍に高い値を示し，等値線も大きくひずむこともなく同心円状の分布を示し，実験結果とは異なる分布を示している．また，乱流エネルギー値に関する計算は，実験値より小さな値を予測している．らせん管路IIの結果を比較すると実験では，管路外壁側の第4象限にて最大値を示すが，計算結果は比較的高い値を第4象限の外壁側に予測するものの，壁面近傍であり実験とは多少異なる．また，その占める領域についても差が認めら

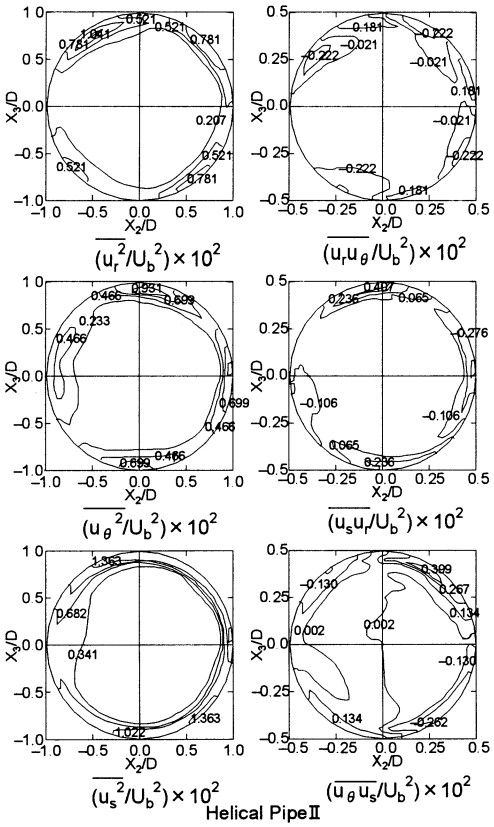

Fig. 7 Distributions of Reynolds stresses for helical pipe II

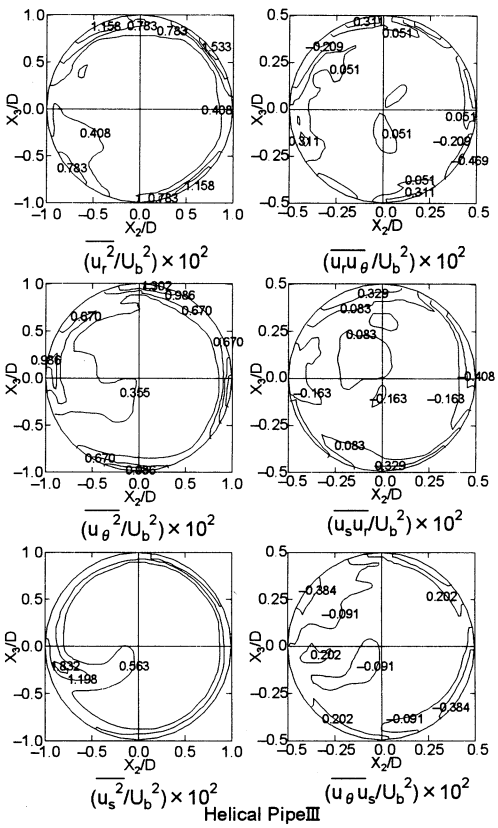

Fig. 8 Distributions of Reynolds stresses for helical pipe III

れる．らせん管路IIIにおいては，他のらせん管路とは異なる乱流エネルギー分布を呈する．実験結果から明らかなように最大値は，第3象限の内壁側に生成され，比較的高い値の等値線が管路内部まで形成された分布となっている．計算結果も第3象限にて最大値を示し，突出した等値線から比較的高い値が管路内部まで形状されるのは共通しているが，最大値が生成される位置は壁面近傍であり，また，その最大値の占める領域は実験と比較すると小さく実験とは多少異なる．

4・3　レイノルズ応力分布　らせん管路の断面内におけるレイノルズ応力分布の計測例はなく，比較はできないが，解析結果から求めた6成分のレイノルズ応力分布を示す．ヘリカル座標系でのレイノルズ応力分布を示すが，座標変換手法は前述した．

図6〜8に，それぞれらせん管路I〜IIIのレイノルズ応力分布を示す．各図を比較すると半径方向垂直応力 $\overline{u_r^2}$ はらせん管路Iでは，上下壁に最大値を形成し水平軸に対し対称分布を示すが，ねじりが強くなるにつれ，その最大値も大きくなり，その占める領域も拡大されることがわかる．円周方向垂直応力 $\overline{u_\theta^2}$ についても同様な現象を指摘できる．すなわちらせん管路Iでは外壁側で比較的高い値を生成しているが，ねじりが強くなるにつれて，その最大値も増加し比較的高い値が壁面に沿って形成される．一方，主流方向垂直応力 $\overline{u_s^2}$ は壁面近傍で円周に沿い高い値を形成するが，ねじりの最も強いらせん管路IIIでは，第3象限に最大値を示し，他の垂直応力とは大きく変化することがわかる．また，主流方向垂直応力分布は乱流エネルギー分布と類似の分布を示し，乱流エネルギーの主要項が主流方向垂直応力であることがわかる．この点は，いずれのらせん管路にも共通的な現象として指摘できる．

らせん管路Iのせん断応力分布に着目すると，最大の絶対値が大きく，その占める領域が最も大きいのは，せん断応力 $\overline{u_\theta u_s}$ であることがわかる．この傾向は，らせん管路II，IIIについても同様に認められ，絶対値の最大値，ならびにその値が占める領域は，せん断応力 $\overline{u_\theta u_r}$, $\overline{u_r u_s}$, $\overline{u_\theta u_s}$ の順番で大きくなっている．同

時に，ねじりの強度が大きくなるにつれ，すなわちらせん管路Ⅰ，Ⅱ，Ⅲの順番でせん断応力の絶対値，ならびにその占める領域も拡大し，ねじりがせん断応力の生成に寄与することが理解できる．らせん管路Ⅰ，Ⅱでは比較的大きな値が壁面に沿って生成されているが，らせん管路Ⅲでは，管路中央部にまで値は小さいが等値線が形成され，ねじりによる影響が顕著に認められる．速度分布がひずまされ応力を生成しているものと思われる．

5. 結　　論

ねじり率の異なる3種類のらせん管路を対象に代数応力モデルを用いて解析した．解析結果は，実験結果と定量的比較を行い以下の結論を得た．

（1） 計算は，ねじり率の異なる3種類のらせん管路内の主流方向速度分布を比較的良好に予測する．ねじりが最も大きならせん管路の最大主流方向速度は，断面内の内壁側に生成される特徴的な分布を示すが，本解析手法は実験値を再現した．

（2） ねじり率の小さならせん管路で，二次流れは，内壁から外壁に向かう一様で強度の小さな二次流れを形成するが，計算も同様な流れを再現する．ねじり率が大きくなると時計方向に回転する二次流れを形成するが，計算も同様の流れを再現するが，回転中心位置に関して差異が認められる．

（3） 乱流エネルギー分布に関し，解析手法は特徴的な等値線分布は再現するものの，その値を小さく予測する傾向にある．

（4） 代数応力モデルを用いらせん管路内乱流場でのレイノルズ応力分布を提示した．本解析手法により，らせん管路内乱流を解析することが可能であることを示した．

文　　献

（1） Berger, S. A. et al., Flow in Curved Pipes, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 15 (1983), pp. 461-512.

（2） Iacovides, H. et al., LDA Study of the Flow Development through an Orthogonally Rotating U-Bend of Strong Curvature and Rib Roughened Walls, *Engineering Turbulence Modelling and Experiments*, Vol. 3 (1996), pp. 561-570, Elsevier Science.

（3） Eustice, J., Flow of Water in Curved Pipes, *Proceedings of the Royal Socity of London Ser. A*, Vol. 84 (1910), pp. 107-118.

（4） Taylor, G. I., The Criterion for Turbulence in Curved Pipes, *Proceedings of the Royal Socity of London Ser. A*, Vol. 124 (1929), pp. 243-249.

（5） Yamamoto, K. et al., Visualization of the Flow in a Helical Pipe, *Fluid Dynamics Research*, Vol. 30 (2002), pp. 251-267.

（6） Yamamoto, K. et al., Torsion Effect on the Flow in a Helical Pipe, *Fluid Dynamics Research*, Vol. 14 (1994), pp. 259-273.

（7） Yamamoto, K. et al., Experimental Study of the Flow in a Helical Circular Tube, *Fluid Dynamics Research*, Vol. 16 (1995), pp. 237-249.

（8） Cioncolini, A. and Santini, L., On the Laminar to Turbulent Flow Transition in Diabatic Helically Coiled Pipe Flow, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 30 (2006), pp. 653-661.

（9） Yamamoto, K. et al., Measurement of Flow Velocity and Turbulence in a Helically Curved Pipe, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Ser. B*, Vol. 71, No. 705 (2005), pp. 1278-1285.

(10) Wang, C. Y., On the Low-Reynolds-Number Flow in a Helical Pipe, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 108 (1981), pp. 185-194.

(11) Germano, M., On the Effect of Torsion on a Helical Pipe Flow, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 125 (1982), pp. 1-8.

(12) Liu, S. and Masliyah, J. H., Axially Invariant Laminar Flow in Helical Pipes with a Finiete Pitch, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 251 (1993), pp. 315-353.

(13) Hüttl, T. J. et al., Navier-Stokes Solutions on Laminar Flows Based on Orthogonal Helical Co-Ordinates, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 29 (1999), pp. 749-763.

(14) Yamamoto, K. et al., Flow through a Rotating Helical Pipe with Circular Cross-Section, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 21 (2000), pp. 213-220.

(15) Sakalis, V. D. et al., Numerical Procedure for the Laminar Development Flow in a Helical Square Duct, *Transactions of the ASME, Journal of Fluid Engineering*, Vol. 127 (2005), pp. 136-148.

(16) Hüttl, T. J. and Friedrich, R., Influence of Curvature and Torsion on Turbulence Flow in Helically Coilde Pipes, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 21 (2000), pp. 345-353.

(17) Rodi, W., A New Algebraic Relation for Calculating the Reynolds Stresse, *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik*, Vol. 56 (1976), pp. 219-221.

(18) Sugiyama, H. et al., Numerical Analysis of Developing Turbulent Flow in a 180° Bend Tube by an Algebraic Reynolds Stress Model, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 47 (2005), pp. 1431-1449.

(19) Sugiyama, H. and Uno, T., Numerical Analysis of Turbulent Flow in a Square Duct with Periodic Rib-Roughened Wall, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 69, No. 681 (2003), pp. 1051-1058.

(20) Sugiyama, H. et al., Experimental Analysis of Developing Turbulent Flow in an Elliptical Duct by Laser-Doppler Anemometer, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 62, No. 595 (1996), pp. 1006-1012.