

正方形断面を有する 90° 曲がり管路内乱流 の平均速度場解析*

杉 山 均^{*1}, 秋 山 光 庸^{*1}
藤 田 修^{*2}, 佐 藤 誉 之^{*2}

Numerical Analysis of Developing Turbulent Flow in a Square-Sectioned 90 Degree Bend

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA,
Osamu FUJITA and Takayuki SATO

The present study has carried out a numerical analysis for developing turbulent flow in a square-sectioned 90 deg bend at Reynolds number of 4×10^4 . The ratio of bend mean radius of curvature to hydraulic diameter is 2.3, and straight ducts of 45 and 30 hydraulic diameters long are attached to the inlet and outlet planes of the bend, respectively. In calculation, an algebraic Reynolds stress model was adopted in order to predict anisotropic turbulence precisely, and the boundary-fitted coordinate system was introduced as the method of coordinate transformation. Calculated results were compared with the experimental data measured separately by two research groups. Moreover, the transitions from the secondary flow of the second kind to that of the first kind and vice versa are examined. It was found that the present method predicted well the distributions of mean flow velocity and pressure-driven secondary flows. In the straight duct of the bend outlet, the secondary flow of the first kind maintains its value until about 1.0 hydraulic diameter from the bend outlet. After remaining constant in value up to this point, the secondary flow decays and gradually transforms to the secondary flow of the second kind at the about 10 hydraulic diameters from the bend outlet.

Key Words: Numerical Analysis, Secondary Flow, Turbulent Flow, Square-Sectioned 90 Degree Bend, Reynolds Stress Model, Boundary-Fitted Coordinate System

1. 緒 言

曲がり管路は、各種工業用配管、空気調和設備、熱交換器など工業上重要な機械要素であるばかりでなく、遠心力と圧力場との不均衡により誘起される二次流れ、層流場に見られる付加的二次流れの発生、はく離流、乱流場の凸壁、凹壁におけるレイノルズ応力に対する安定、不安定効果現象など研究のうえからも興味ある現象を内包している⁽¹⁾⁽²⁾。

同時に、この種の管路が活用される流れ場の多くは乱流であり、乱流場における曲がり管路はその流路断面形状によっても少なからぬ影響を受ける。例えば、正方形断面曲がり管路には、曲がり入口直管部に第2種二次流れが生成され、曲がり部に流入することより第1種二次流れへと遷移する。このような流れは、円形断面を有する曲がり管路には認められず、正方形断面曲がり管路に特有な現象と解釈される。

正方形断面を有する曲がり管の乱流場に関する研究は、これまで実験、計算の両面から比較的多くの研究が報告されている。Chang-Humphrey-Modavi⁽³⁾ は、

180° 曲がりで、曲がり半径比 3.35 (水力直径に対する曲がり流路中心までの半径比) の管路を対象に曲がり入口、出口部に水力直径の 31 倍の直管を設けてレーザドップラー流速計により実験を行い、曲がり角 90° における主流方向速度分布の一領域に、速度が大きく減少する領域が存在すること、同一位置において主流方向変動速度は逆に増加することを報告している。さらに、Iacovides-Launder-Loizou-Zhao⁽⁴⁾ は、流路形状、レイノルズ数を Chang ら⁽³⁾ と同一とし、曲がり入口に水力直径の 6 倍の直管を設けた場合の乱流計測を報告している。

一方、90° 曲がり管路に対し Humphrey-Whitelaw-Yee⁽⁵⁾ は、曲がり半径比 2.3 の比較的曲がりのきつい正方形断面を有する管路を対象に、レーザドップラー流速計による乱流測定を行っている。須藤・板野⁽⁶⁾ は、彼らの実験を対象に曲がり半径比 2.0、同一レイノルズ数に対し測定を行い、Humphrey ら⁽⁵⁾ の結果には示されていない二次流れベクトルの計測結果を主流方向速度分布とともに提示している。さらに須藤・高見・板野⁽⁷⁾ は、レイノルズ応力場の測定結果を詳細に報告している。Humphrey ら、須藤らの実験結果を比較すると、時間平均速度場、レイノルズ応力場とも、その分布に差異が認められる。また Taylor-Whitelaw-

* 原稿受付 1994 年 11 月 18 日。

^{*1} 正員、宇都宮大学工学部 (〒321 宇都宮市石井町 2753)。

^{*2} 宇都宮大学大学院。

Yianneskis⁽⁶⁾は、曲がり部に流入する速度分布の影響を明らかにする意味より、曲がり入口に水力直径の7.5倍の助走区間を設け、層流、乱流の発達しつつある流れを流入させ実験を行っている。最近では、縦横比6の長方形断面を有する90°曲がり管路の詳細な測定結果が、Kim-Patel⁽⁹⁾により報告されている。

以上のような研究状況にあって、著者ら⁽¹⁰⁾は、非等方性乱流モデルとして代数応力モデル、および境界適合座標系を用い Chang-Humphrey-Modavi⁽³⁾の180°曲がり管路実験を対象に三次元乱流場の数値解析を行い、その特徴的な曲がり角90°での主流方向速度分布の減少、同一位置における主流方向変動速度の増加現象を比較的良好に予測することができた。同時に直管部から曲がり部に流入する際の、第2種二次流れから第1種二次流れへの遷移、曲がり出口における第1種二次流れから第2種二次流れへの遷移についても予測し新たな知見を示している。90°曲がり管路において、この種の二次流れ遷移挙動がどのような様相を呈するのかは、180°曲がり管路の場合同様興味あるところである。さらに、前述のように Humphrey-Whitelaw-Yee⁽⁵⁾と須藤・板野⁽⁶⁾との実験結果には差が認められる。

そこで、本研究においては Humphrey-Whitelaw-Yee⁽⁵⁾の実験を対象に数値解析を行い、彼らの計測結果、ならびに、須藤・板野⁽⁶⁾の計測結果とも差異分析を行い、本解析手法の得失、妥当性について検証するとともに、90°曲がり管路内の流動挙動についても考察を加える。彼らの示した結果のうち本研究においては、特に平均速度場の比較を行う。同時に、第1種、第2種二次流れの遷移挙動についても予測を試み、新たな知見を得ることを目的とする。

2. おもな記号

$c_1, c_2, c_1^*, c_1', c_2^*, c_2', \zeta$: 経験定数

D_h : 水力直径

De : ディーン数 $Re\sqrt{D_h/2R_c}$

k : 乱流エネルギー

L : 特性距離

P : 時間平均圧力

R_c : 曲がり流路中心位置までの半径

r : 流路内の任意な位置までの半径

r_i : 内壁面までの半径

r_o : 外壁面までの半径

Re : レイノルズ数 $U_b D_h / \nu$

U_b : 混合平均速度

U_r : 円筒座標上の半径方向時間平均速度

U_θ : 円筒座標上の円周方向時間平均速度

X_i : 直交座標系での i 方向座標軸

θ : 曲がり入口からの曲がり角度

ε : 乱流散逸

ν : 粘性係数

π_{ij} : 圧力・ひずみ相関項

ρ : 密度

3. 解析手法

3.1 計算対象実験 解析対象とした Humphrey-Whitelaw-Yee⁽⁵⁾の実験装置概略図、ならびに座標系を図1に示す。 U_θ, U_r は主流方向、半径方向の速度を示している。流路断面は、一辺が4.0 cmの正方形断面であり、曲がり入口、出口部にはおのおの水力直径の45, 30倍に当たる正方形断面直管が接続されている。曲がり半径比は2.3と比較的曲がりのきつい流路を形成している。実験に際しては、作動流体に水を用い、レーザドップラー流速計にて、時間平均速度、ならびに乱流特性量の測定を、曲がり部ならびに直管部に行っている。混合平均速度、水力直径を用いたレイノルズ数は40 000であり、ディーン数は $De=26 000$ である。一方、須藤・板野⁽⁶⁾の実験は曲がり入口、出口部に100 D_h , 40 D_h の直管を設け、曲がり半径比を2.0とし、熱線流速計にて計測している点が、Humphreyらの実験と異なる。レイノルズ数はHumphreyらと同じ40 000に設定し実験を行っている。

3.2 レイノルズ応力方程式 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。

$$\frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = \underbrace{-\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k}}_{\text{Production}}$$

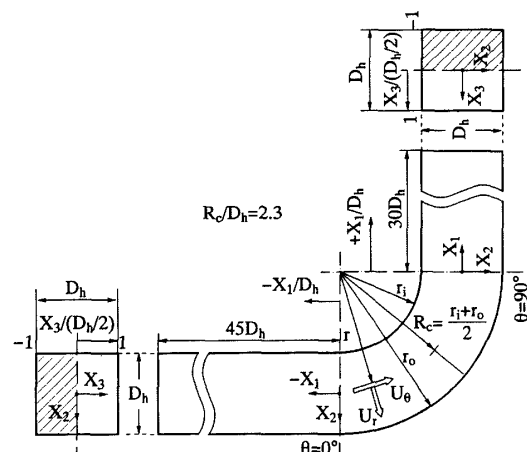


図1 計算対象空間および座標系

$$\begin{aligned}
& + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\
& \text{Pressure-strain correlation} \\
& - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[u_i u_j u_k - \nu \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_k} - \frac{p}{\rho} (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j) \right] \\
& \text{Diffusion} \\
& - 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \dots\dots\dots (1) \\
& \text{Dissipation}
\end{aligned}$$

上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⁽¹¹⁾ 近似を適用しモデル化を行った。

レイノルズ応力方程式中のモデル化された圧力・ひずみ相関項、定数系を表1, 2に示す。表1中、 $\pi_{ij,1}$ は、純粋な乱れによる影響を、 $\pi_{ij,2}$ は平均流による影響を、 $\pi_{ij,w}$ は壁面による影響を示している。また $f(L/x_w)$ は、壁の影響を示す関数で壁面近傍にて1、壁から離れるにつれ零に近づく。 x_w は壁面からの垂直距離を示している。この項を含むレイノルズ応力輸送方程式のモデル化に関しては別報⁽¹²⁾ 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。

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

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⁽¹³⁾。

3.4 数値解析 計算に際しては、系の対称性を考慮し図1の斜線で示す1/2断面にて解析を行った。曲がり部入口、出口部にはHumphreyらの実験と同じ助走区間を設け計算を行った。図2に計算格子を示す。 X_3 軸方向に21, X_2 軸方向に41, 流れ方向に144の計算格子を配列した。図2中の ζ, η, ξ は計算平面上での座標系を示している。計算レイノルズ数は実験と同じ40000である。乱流エネルギー、および乱流散逸方程式の境界条件には壁関数を用いた。乱流エネルギー

表1 圧力・ひずみ相関項のモデル化

$\pi_{ij,1} + \pi_{ji,1}$	$-c_1 \cdot \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right)$
$\pi_{ij,2} + \pi_{ji,2}$	$-\frac{c_2 + 8}{11} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) + \zeta k \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{8c_2 - 2}{11} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right)$
$[\pi_{ij} + \pi_{ji}]_w$	$c_1 = c_1^* + c_1' \cdot f\left(\frac{L}{X_w}\right), \quad c_2 = c_2^* + c_2' \cdot f\left(\frac{L}{X_w}\right),$ $\zeta = \zeta^* + \zeta' \cdot f\left(\frac{L}{X_w}\right)$

$$P_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}, \quad D_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i}$$

$$P_k = -\overline{u_k u_l} \frac{\partial U_k}{\partial x_l}$$

表2 圧力・ひずみ相関項の定数系

c_1^*	c_2^*	ζ^*	c_1'	c_2'	ζ'
1.40	0.44	-0.16	-0.35	0.12	-0.10

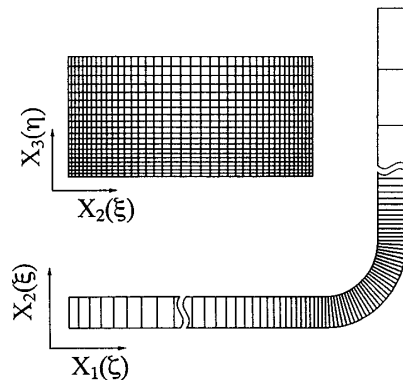


図2 計算格子

一、乱流散逸の入口条件は、実験においても不明であるため $k = U_b \times 10^{-5}$, $\varepsilon = k^{3/2}/D_h$ と小さな値を設定し解析を行った。出口境界条件は、ノイマン条件として計算を行った。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。また、数値解析に際しては支配方程式を三次元だ円型方程式として扱い解析を行った。

4. 結果と考察

Humphrey-Whitelaw-Yee⁽⁵⁾ は、曲がり入口直管部に相当する $X_1/D_h = -2.5$, 曲がり流路部 $\theta = 0, 45, 71, 90^\circ$ にて主流方向、半径方向の時間平均速度と、一部のレイノルズ応力分布を示している。一方、須藤・板野⁽⁶⁾ は $X_1/D_h = -1.0$, 曲がり流路部 $\theta = 0, 30, 60, 90^\circ$, 出口直管部の $X_1/D_h = 1.0, 5.0, 10.0, 20.0$ の各位置において、時間平均速度、二次流れの測定結果を提示して

いる。これらの測定結果のうち、本解析においては、緒言に述べたように平均速度場について比較検討を行う。

4.1 Humphrey-Whitelaw-Yee⁽⁵⁾による実験との比較 図3に、曲がり部入口直管部に相当する $X_1 = -2.5D_h$ 、曲がり部 $\theta = 0, 45, 71, 90^\circ$ における主流方向速度の実験、計算結果との比較を示す。計算結果は、実験同様、混合平均速度 U_b にて無次元化し比較した。

$-2.5D_h$ 断面での実験等値線は、コーナ部へ突き出た分布をし、第2種二次流れの存在を示唆している。計算も同様な傾向を示すが等値線ひずみは、実験ほど顕著ではない。また、その最大値にも差が認められる。

$\theta = 0^\circ$ 断面にて、最大主流方向速度位置が内壁側に寄ること、速度こう配が内壁側にて大きな、外壁側にて小さな領域が存在することが、両結果より理解できる。これは、きつい曲がり壁面より、曲がり入口近傍の外壁面側に高い圧力が存在するためである。また、実験結果は、管路中心部にて比較的高い値を示し計算結果と異なっているが、後に示す須藤・板野⁽⁶⁾との、この位置における結果との比較において、計算結果は、彼らの結果と比較的良好に一致している。Humphreyらの実験結果は、管路中心部にて比較的高い値を示す傾向にあるものと思われる。

$\theta = 45^\circ$ 断面において、主流方向最大速度位置は、まだ内壁側に存在することが両結果よりわかる。Chang-Humphrey-Modavi⁽³⁾の180°曲がり管路の実験結果によると、最大主流方向速度はこの位置では、すでに外壁側に移動しており、90°曲がりの場合と大きく異なっている。Humphreyらの場合、ディーン数は $De = 26000$ (曲がり半径比2.3)と、Changらの21900 (曲がり半径比3.35)に比較して大きいにもかかわらず、主流方向速度の外壁側への移動が小さい。これは、流体に作用する遠心力と、圧力こう配により作用する力が相互に大きく関与しているものと考えられ、90°曲がり管路を特徴づける一つの現象と思われる。

さらに下流域の $\theta = 71^\circ$ 断面においては、 0° 断面とは逆に、内壁側にて低速流で速度こう配の小さな領域が、外壁側で比較的高速の速度こう配の大きな領域が存在することが両結果より認められる。この低速領域は、 $\theta = 90^\circ$ に至ってはより顕著な領域を形成する。計算もこの領域を比較的良好に予測している。このような特徴的な等値線分布は、管路内の第1種二次流れに支配される。また、最大主流速度は外壁側に移動するものの、その移動は緩慢である。実験結果より比較的高い値が上下対称軸に存在しているが、計算では認められない点が実験と異なる。

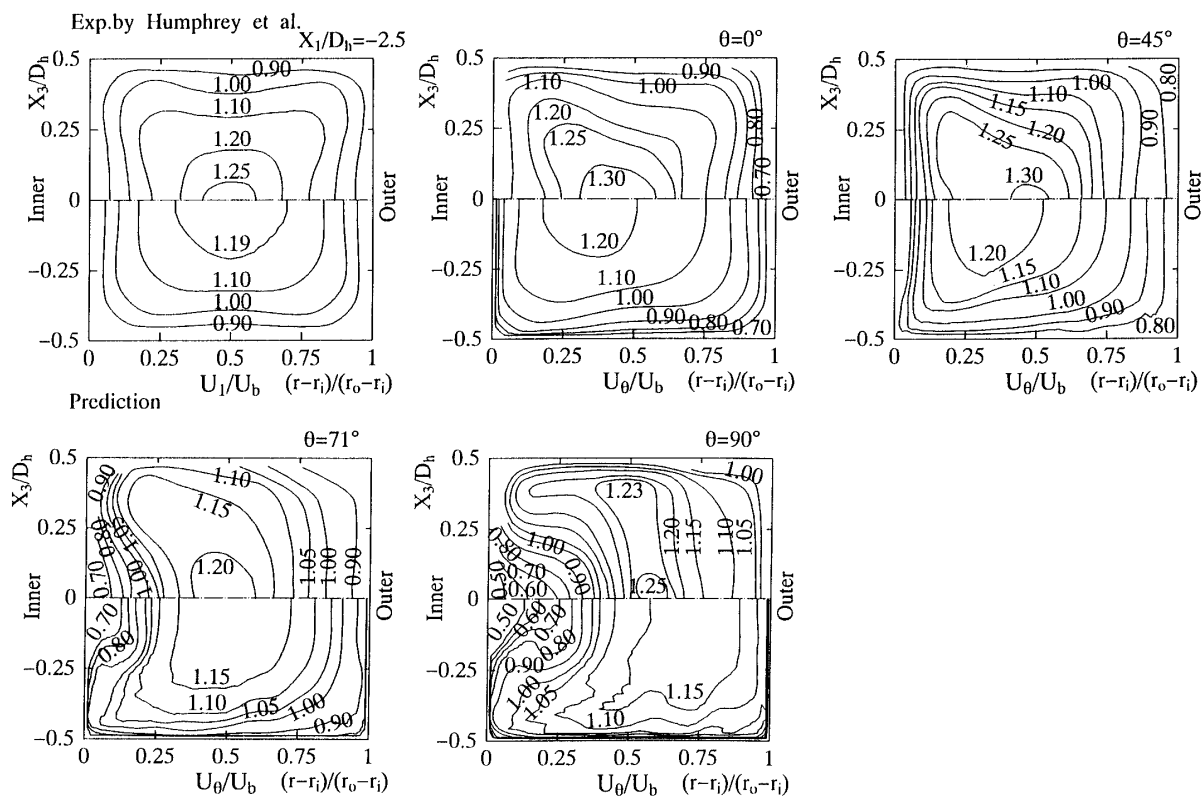


図3 Humphrey らの実験との主流方向速度比較

図4は、90°における半径方向速度を比較したものである。実験結果より零ラインを挟んで異符号領域が認められ二次流れを形成していることが理解できる。またその強度は混合平均速度の28%に達している。一方、計算も零ラインの位置を比較的良好に予測しているが、この断面での半径方向速度の最大値は、混合平均速度の24%であり実験より小さな値を示す。

4.2 須藤・板野⁽⁶⁾による実験との比較 図5に、 $X_1 = -1.0D_h$ 、曲がり部 $\theta = 0, 30, 60, 90^\circ$ における主流方向速度の実験、計算結果との比較を示す。 $-1.0D_h$ 断面にて、計算のほうがコーナ部への等値線のひずみ

が少なく、第2種二次流れ強度が計算では小さいことを示唆している。しかし、計算は管路中心部近傍での1.2のラインを予測しており、Humphreyらとの差異ほど大きくはない。

$\theta = 0^\circ$ において、前述したように計算結果は、上下対称軸近傍における1.22の等値線を予測し、須藤・板野らの実験結果に近い結果を示している。速度こう配の内壁側における大きな領域、外壁側における小さな領域は、Humphreyらの結果と共通している。 $\theta = 30, 60^\circ$ における両結果より、計算は上下対称軸近傍に存在する実験の最大値を、その占める領域は異なるものの比較的良好に予測しているものと思われる。また、主流方向速度の内壁側から、外壁側への移動は緩やかに行われていることが両結果より理解できる。

$\theta = 90^\circ$ 断面においては、内壁側に低速流体領域が広い範囲で存在すること、上下壁面近傍にまで比較的高速の流体が移流していることが、両結果より理解できる。このような特徴的な等値線分布は、二次流れに大きく起因していることは容易に類推できる。この位置における、Humphreyらの等値線と比較すると、管中心部近傍にて認められる比較的大きな値は、須藤・板野の実験には認められない。計算結果はむしろ、須藤らの結果に近い値を示している。

図6に、曲がり出口より $X_1/D_h = 1.0, 5.0, 20.0$ にお

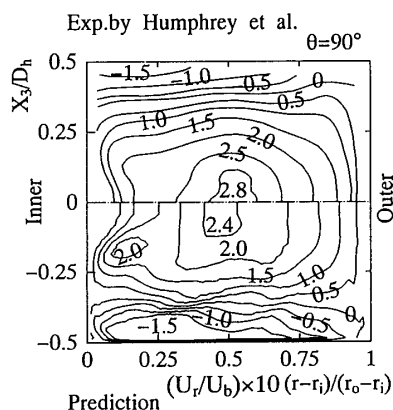


図4 曲がり出口での半径方向速度比較

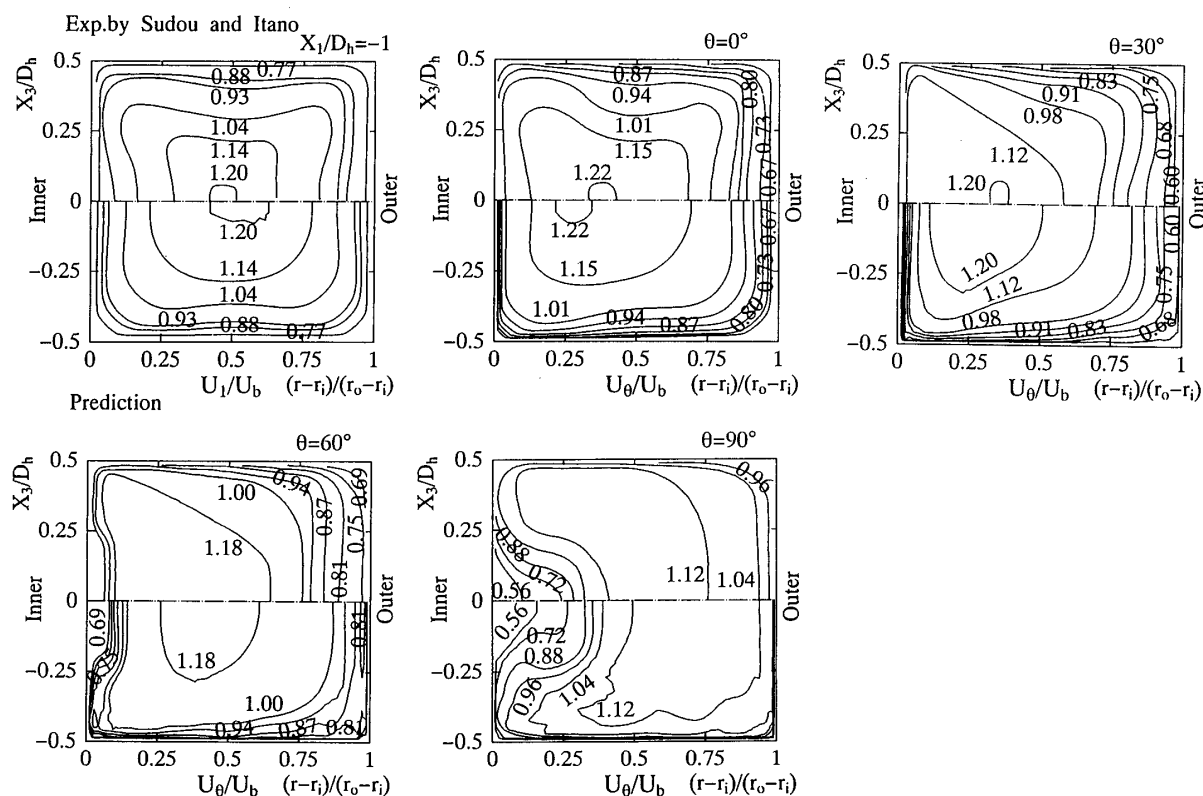


図5 須藤らの実験との主流方向速度比較

ける主流方向速度等値線を示す。1.0 D_h においては、90°における内壁近傍での低速領域がさらに拡大し、主流方向最大速度が外壁近傍に移行することが実験より理解できる。計算結果も比較的良好にこの傾向を予測している。5.0 D_h においては、さらに複雑な様相を呈し、比較的高速の流体が、外壁より内壁まで延びていることがその特徴として両結果より指摘できる。さらに下流の20 D_h において、計算では左右対称形の等値線分布を示し、流れが正方形断面管路に見られる完全発達領域での主流方向速度分布とほぼ同様な分布をしているが、実験では等値線にひずみがまだ認められ、

計算と異なる結果となっている。

図7に、二次流れベクトル図の両結果の比較を示す。曲がり入口部 $\theta=0^\circ$ 断面にて外壁から内壁に向かう、この種の流れに特徴的な二次流れが生成されることが両結果より理解できる。その二次流れ強度についても計算は比較的良好に実験値を予測している。 $\theta=30^\circ$ 断面において二次流れは上下壁面に沿って比較的高い値を示しており、その渦中心も上下壁面近傍に存在することが両結果より理解できる。この断面における計算の最大二次流れ強度は、混合平均速度の32.6%であるが、実験においても30%程度であり大きな差異

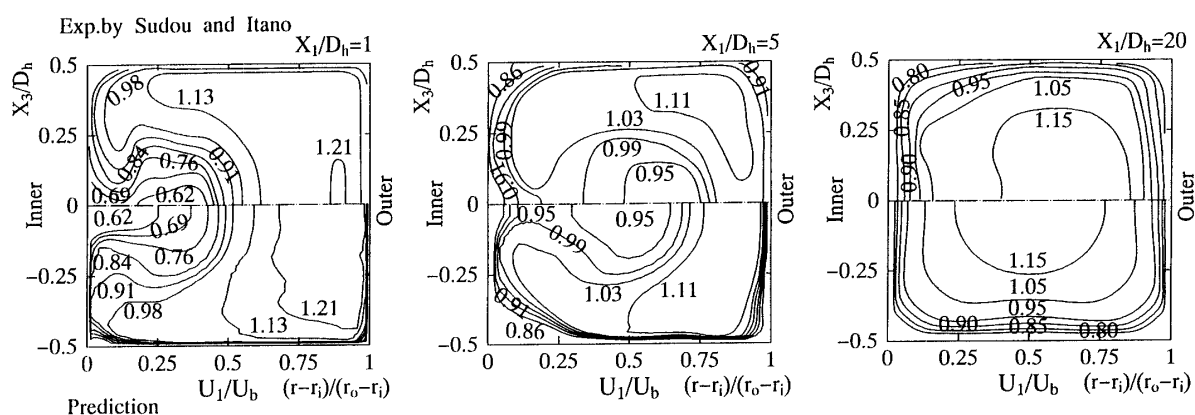


図6 出口直管部における主流方向速度比較

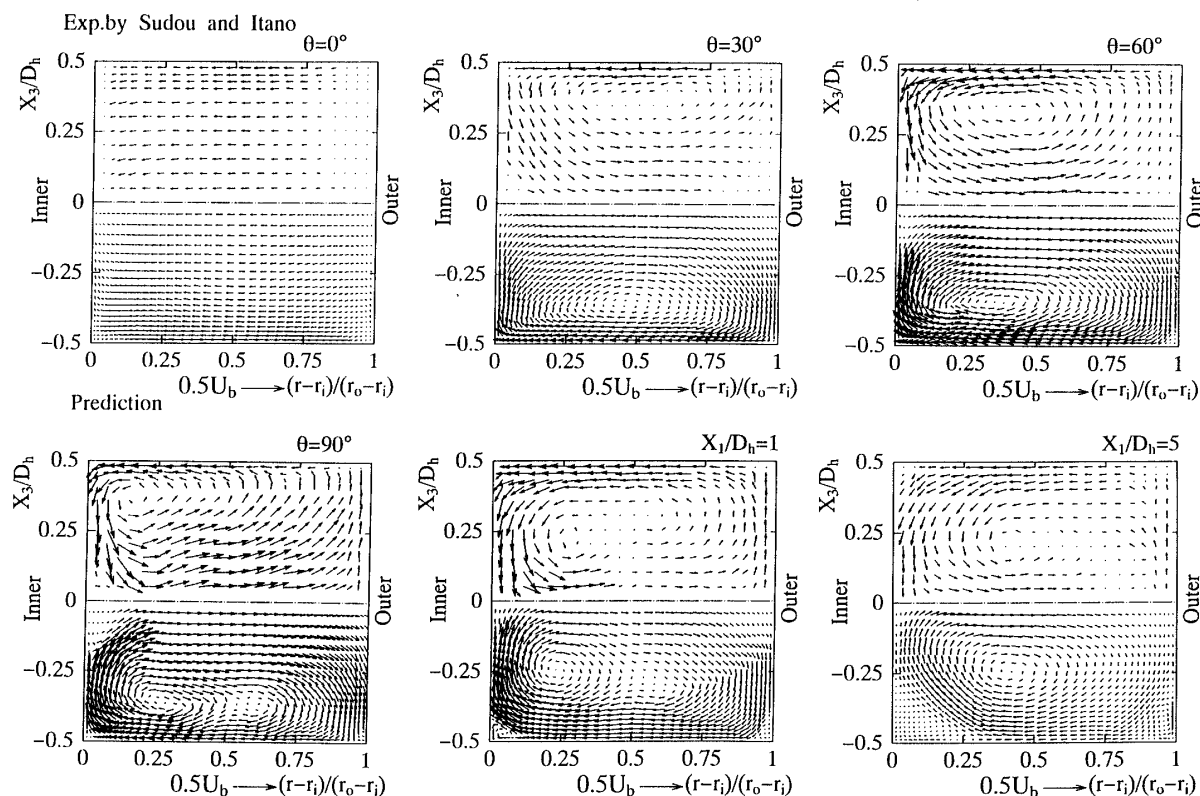


図7 二次流れベクトル図比較

は認められない。この二次流れはさらに下流の $\theta=60^\circ$ 断面においてはさらに大きくなり、計算では43.3%の強度を示す。また、計算において二次流れ強度が最大となるのは、 $\theta=63^\circ$ 断面であり43.4%の強度を示している。また、この断面にて特徴的な点として、内壁側の $X_3/D_h=0.0$ 近傍にて二次流れが大きく減衰し、よどみ領域を形成することが実験結果より認められるが、計算結果においても同様な現象をとらえている。このよどみ領域は、曲がり出口部の $\theta=90^\circ$ 断面において計算ではさらに顕著に認められる。すなわち、二次流れは、内壁の $X_3/D_h=-0.25$ 近傍より角度をもって上下対称軸に延び、内壁近傍の低速流体が移流されつつ、よどみ領域が形成されている。この断面において、二次流れ強度の最大値は、計算結果では30.4%を示し、実験結果においても同様な値を示している。また、渦中心位置は、上下壁面に沿うように内壁側に移動することが両結果より理解できる。ただし、計算において、その渦形状は実験のそれと多少異なっている。

曲がり出口側直管部に流入すると、 $1.0D_h$ 断面に観察されるように、二次流れはすぐには減衰することなく、比較的高い値を保持していること、ならびに渦中心位置が上下対称軸近傍に移動することが両結果よりわかる。さらに下流の、 $5.0D_h$ 断面では二次流れは徐々に減衰していくことも両結果より理解できる。以上のように計算結果は曲がり流路部、出口直管部の両領域にて、渦中心位置、二次流れ強度等を比較的良好に予測しており、解析手法の妥当性を示しているものと思われる。

4.3 第1種二次流れ、第2種二次流れの遷移

この種の曲がり管路には、第1種二次流れと第2種二次流れが共存し、その両者間の遷移挙動は興味あるところである。これまで多くの乱流モデルと、その解析例が提示されているが、この種の複合乱流現象を数値解析した例は見あたらない。この観点より著者ら⁽¹⁰⁾は180°曲がり管路を対象にこの遷移現象を解析した。本解析においても、それらの結果との比較も含め、その遷移挙動について検討を加えた。

図8に、入口直管部から曲がり流路に流入する際の二次流れ挙動の計算結果を示した。断面内圧力分布も同時に示している。 $X_1/D_h=-2.8$ にて、圧力分布は左右対称で、第2種二次流れが両コーナ部に認められる。 $X_1/D_h=-1.6$ においては、圧力分布は、その対称性を崩し始める。これは、曲がりによる影響と解釈されるが、二次流れ分布には大きな変化は見られない。したがって、この位置では、乱れの非等方性による二

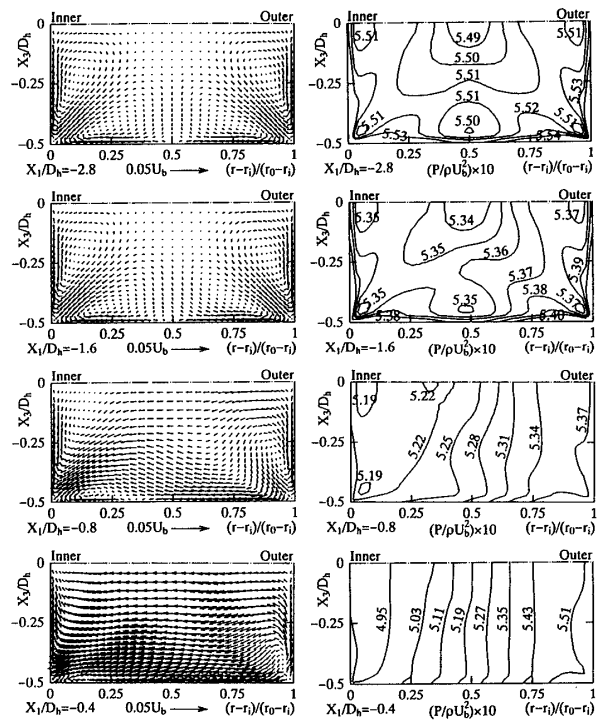


図8 曲がり入口部における二次流れの遷移

次流れ生成のほうが圧力こう配のそれより優っていることを示唆しているものと考えられる。しかし、 $X_1/D_h=-0.8$ においては、二次流れはその渦形の対称性を崩し始め、乱れの非等方性による二次流れ生成が、圧力こう配の生成に遷移されつつあることを計算結果は示している。さらに下流の $X_1/D_h=-0.4$ においては、圧力分布は外壁で高く内壁で低い、曲がり流路に認められる典型的な分布を呈し、第1種二次流れが外壁より内壁に向かって生成されている。以上のような遷移過程は180°曲がり管路でもほぼ同様に認められた。

図9は、曲がり出口より直管部に流入する際の第1種から、第2種二次流れへの遷移挙動の計算結果を示したものである。曲がり管路部出口のすぐ下流に相当する $X_1/D_h=0.13$ にて、ほとんど変化は認められないが、さらに下流の $X_1/D_h=1.0$ の圧力分布より内壁側にて、圧力は上昇し、流れ方向に沿って逆圧力こう配が誘起されることが理解できる。その結果、主流方向速度は減速され、他方、流路断面内では大きな圧力こう配が形成されることになる。この結果二次流れは、この位置においても内壁近傍にて、曲がり出口部の二次流れ強度を保持することになる。180°曲がり管路の場合には、この断面内の圧力こう配値が90°曲がりの場合よりさらに大きいため、二次流れは曲がり部を出た後、加速される様相を呈し、90°曲がり管路とは大

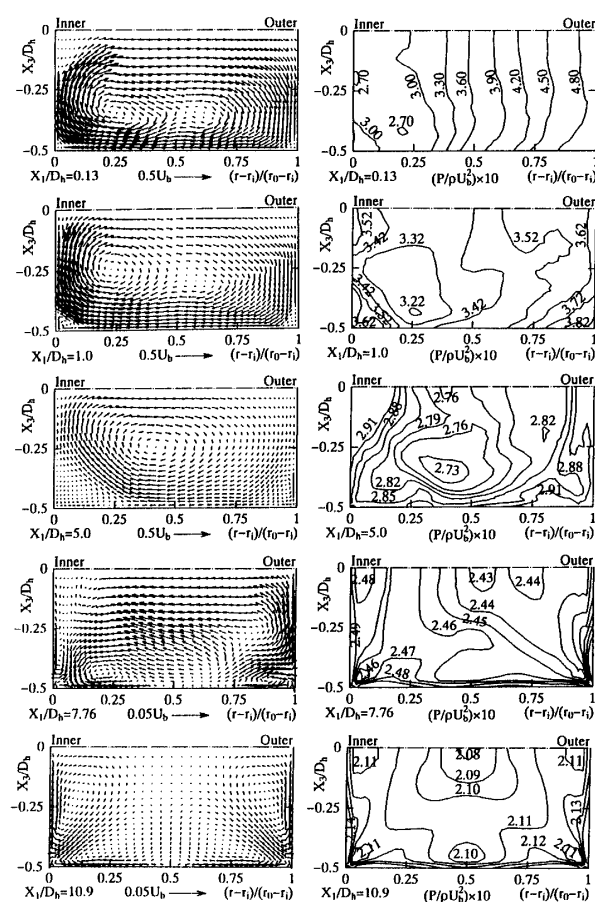


図9 曲がり出口部における二次流れの遷移

きく異なる。この後、 $X_1/D_h=5.0, 7.76$ の結果に示すように、その二次流れパターン、強度を徐々に変化させながら減衰していく。特に、 $X_1/D_h=7.76$ においては、コーナ部に第2種二次流れの生成の兆しが認められ、第1種と、第2種二次流れが共存している様子がうかがえる。この流れは、さらに下流の $X_1/D_h=10.9$ において、正方形管路に特徴的な第2種二次流れを形成する。また、この位置では圧力分布も対称形を示し曲がりによる影響は認められない。既報⁽¹⁰⁾にて180°曲がり管路の場合、第2種二次流れの回復には $20D_h$ 以上の助走区間が必要であることを示した。しかし、90°曲がり管路の場合には、その圧力分布、二次流れパターンから判断するに、曲がり出口部より $10D_h$ 程度の距離で流れは回復し、180°の場合と大きく異なり、90°曲がり管路を特徴づける現象と解釈される。

5. 結 論

正方形断面を有する90°曲がり流路を対象に、代数レイノルズ応力モデル、境界適合座標系を用いて三次

元乱流場の数値解析を行った。解析結果は、実験と比較し、差異分析、流動挙動を考察するとともに、二次流れの遷移挙動について検討し以下の結論を得た。

(1) 本解析結果は、Humphrey-Whitelaw-Yee⁽⁵⁾による測定結果より、須藤・板野⁽⁶⁾の計測した主流方向速度分布の測定結果に近い値を示した。

(2) 曲がり入口部での最大主流方向速度の内壁側への移動、曲がりが進むにつれての内壁側での高速領域から低速領域への移行など、実験にて観察される特徴的な現象を本解析手法は良好に予測している。

(3) この種の曲がり管路を特徴づける二次流れを、曲がり部、出口直管部の両領域にて、定性的にも定量的にも比較的良好に予測することができた。

(4) 計算結果より、曲がり出口直管部の第1種二次流れは、その強度を内壁近傍にて曲がり出口より $1.0D_h$ 程度まで保持し、その後減衰しながら第2種二次流れへと遷移する。その際、曲がり出口から $10D_h$ 程度の助走区間で流れは回復し、180°曲がり管路の場合と大きく異なる。

(5) 代数応力モデルと、境界適合座標系とを導入した、本解析手法により、第1種、第2種二次流れを予測することが可能であり、本解析手法、および乱流モデルの妥当性、はん用性を示した。

本研究を行うのに際し、本学4年生の村上泰隆氏の協力を得た。ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) Cheng, K. C. and Akiyama, M., *Int. J. Heat Mass Trans.*, **13**-3 (1970), 471-490.
- (2) Eskinazi, S. and Yeh, H., *J. Aeronaut. Sci.*, **23** (1956), 23-75.
- (3) Chang, S. M., Humphrey, J. A. C. and Modavi, A., *Phys. Chem. Hydrodyn.*, **3** (1983), 243-269.
- (4) Iacovides, H., Launder, B. E., Loizou, P. A. and Zhao, H. H., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **112** (1990), 409-415.
- (5) Humphrey, J. A. C., Whitelaw, J. H. and Yee, G., *J. Fluid Mech.*, **103** (1981), 443-463.
- (6) 須藤・板野, 機論, **54**-502, B (1988), 1319-1324.
- (7) 須藤・高見・板野, 機論, **55**-515, B (1989), 1861-1867.
- (8) Taylor, M. K. P., Whitelaw, J. H. and Yianneskis, M., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **104** (1982), 350-359.
- (9) Klm, W. J. and Patel, V. C., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **116** (1994), 45-52.
- (10) 杉山・秋山・山中・佐藤, 機論, **61**-581, B (1995-1), 48-55.
- (11) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56** (1976), 219-221.
- (12) 杉山・秋山・芹沢, 機論, **56**-531, B (1990), 3328-3355.
- (13) 杉山・秋山・平田・上野, 機論, **57**-539, B (1991), 2269-2276.