

曲がり開水路乱流の構造解析と 二次流れ遷移に関する研究

杉山 均¹・秋山光庸²・亀澤正之³

¹正会員 工博 宇都宮大学助教授 工学部機械システム工学科 (〒321 宇都宮市石井町2753)

²Ph. D. 宇都宮大学教授 工学部機械システム工学科 (〒321 宇都宮市石井町2753)

³宇都宮大学大学院 工学部機械システム工学科 (〒321 宇都宮市石井町2753)

曲がり開水路流れには遠心力が作用し、かつ自由水面の存在よりその流動挙動、乱流構造は複雑である。本研究では直線開水路を出入口に有する曲がり開水路を対象に代数応力モデル、境界適合座標系を用い解析を行った。解析結果は実験と比較し本解析手法の有用性を検討するとともに、直線開水路を含めた三次元開水路として計算を行い曲がり入口、出口近傍における第一種から第二種へあるいは逆の場合の二次流れの遷移挙動についても検討を加えた。その結果、本解析手法は曲がり開水路流れ場の特徴的現象を比較的良好に予測するとともに、曲がり開水路入口上流、出口下流の直線開水路では曲がりの影響が二次流れに顕著に現れることを定量的に明らかにした。

Key Words : numerical analysis, curved open-channel, secondary flow, Reynolds stress model, boundary-fitted coordinate system

1. 緒言

自然河川は直線形状を有することは希であり、多くの場合曲率を異にするいくつかの曲がり開水路流れより構成されている。こうした曲がりを有すると、流れには遠心力と圧力勾配による力が相互作用し二次流れが断面内に形成される。河道の洗掘、土砂の堆積現象はこうした二次流れ、乱流構造と深く関わり合い、同時に河川流路形状の安定、取水・排水設備あるいは水制設備の設置といった実際問題に対しても二次流れ、乱流構造は大きく影響を及ぼす。従って河川工学の上から重要な課題として古くより多くの研究が報告されている。

曲がり開水路流れに関する実験は単一の曲がりを対象とした実験と、曲がりを周期的に配置させた蛇行開水路を対象とした実験に大別できる。前者に関しては古くはThomson¹⁾による実験が挙げられ、彼は曲がり開水路流れにおける二次流れを初めて観察した。その後、Mockmore²⁾、Shukry³⁾らによっても確認されている。Mockmore²⁾、Shukry³⁾が長方形断面を対象としたのに対し台形断面曲がり開水路流れに関する流速測定、壁面せん断応力測定がIppen-Drinker⁴⁾により報告されている。乱流計測に関しては村本-遠藤⁵⁾の報告がある。彼らは乱れ強度を

回転式流速計より計測し曲がり半径比1(曲がり半径/河床幅)、180°曲がり開水路流れの場合、内壁側で乱れは減衰し外壁側で増加することを報告している。今本-石垣-藤沢⁶⁾は断面形状が長方形、および複断面形状を有した曲がり半径比3の180°曲がり開水路流れを対象に熱線流速計を用い二次流れ、レイノルズ応力を含む詳細な乱流計測結果を報告している。彼らは長方形断面曲がり開水路流れでは最大主流方向速度位置は曲がり入口で内壁に、曲がりが進むにつれ外壁に移行することなどを報告している。曲がり周期的に配置された蛇行開水路実験に関しては玉井-池内-山崎⁷⁾、Sellin-Ervine-Willetts⁸⁾などいくつかの報告が成されている。従来の多くの報告がその平均速度場を対象としているのに対して、Shiono-Muto⁹⁾はレーザ・ドップラ流速計を用い台形断面、台形断面を有する複断面開水路内の乱流構造を詳細に報告している。

一方、数値解析に関しては長方形断面180°曲がり開水路流れにおけるLeschziner-Rodi¹⁰⁾による $k-\epsilon$ 二方程式乱流モデルによる解析解が報告されている。さらにShimizu-Yamaguchi-Itakura¹¹⁾は移動河床を考慮した三次元曲がり開水路流れを対象に解析している。しかしいずれの解析も応力場まで含めた実験値との比較は行われていない。

一般に直線状河川には自由水面下近傍に強い非等方性乱流が存在し、これより流路断面内に渦が生成されることが多くの研究により報告されている。また曲がり開水路流れにおいては圧力勾配主導の二次流れが形成される。前者の渦はその発生要因から第二種二次流れと、後者の二次流れは第一種二次流れと解釈される。従って直線開水路を有する曲がり開水路流れの場合、二次流れは曲がりに入流する際、あるいは曲がりを出した際に複雑に変化する。こうした二次流れの遷移挙動を知ることは護岸設計の上で有意義なことである。同時に前述の発生要因の異なる二種類の渦を定量的に予測し得るかどうかは解析手法、乱流モデルの有用性を検証する上でも重要なことであるが、これまで多くの乱流モデルが提唱されているにも拘わらずこの種の報告はいまだ成されていない。

以上の研究経緯を考慮し本研究では、曲がりの影響を直接的に評価できる長方形断面を有する単一曲がり開水路流れを対象とした。さらに二次流れの遷移挙動に関しても新たな知見を示すため曲がり出入口に直線開水路を有する三次元曲がり開水路流れを対象に数値解析を試みることを目的とする。計算対象としてはレイノルズ応力までも詳細に測定した今本-石垣-藤沢⁶⁾の実験を対象とする。第二種二次流れ生成を予測するには乱れの非等方性を正確に再現することが不可欠となるため代数応力モデルを用い、さらにその形状に沿った境界条件も正確に設定することが必要であり、この点に関しては境界適合座標系を導入し解析を行う。

2. 記号

$c_1, c_2, c_1^*, c_1', c_2^*, c_2', c_{\mu}, \zeta, \zeta^*, \zeta'$: 経験定数
k	: 乱流エネルギー
L	: 特性距離
P_k	: 乱流エネルギー生成
R	: 径深
Re	: レイノルズ数 = RU_b/ν
r	: 曲がり半径
r_c	: 曲り流路中心位置までの半径
$u_i u_j$: レイノルズ応力
U_i	: 直交座標系での i 方向平均速度
U_b	: 断面内主流方向平均速度
U_r	: 円筒座標上の半径方向平均速度
U_θ	: 円筒座標上の円周方向平均速度
u_r	: 円筒座標上の半径方向変動速度
u_θ	: 円筒座標上の円周方向変動速度

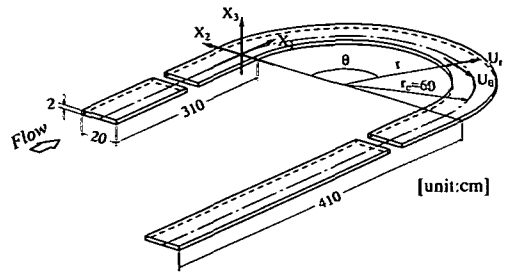


Fig.1 Curved open-channel and coordinate system

u_z	: 円筒座標上の深さ方向変動速度
X_i	: 直交座標系での i 方向座標軸
z	: 円筒座標上の奥行き方向座標
θ	: 曲り入口からの曲がり角度
ϵ	: 乱流エネルギー散逸率
ν	: 分子粘性係数
κ	: カルマン定数
π_{ij}	: 圧力・歪相関項
ρ	: 密度

3. 解析手法

(1) 計算対象実験

本解析においては、今本-石垣-藤沢⁶⁾の示した実験結果のうち長方形断面曲がり開水路を計算対象とした。実験装置概略図および計算座標系を Fig.1 に示す。実験装置は入口開水路、曲がり開水路、出口開水路より構成され、開水路断面形状は水路幅20cm、水深2cmの長方形断面である。曲がり開水路は曲がり角180°、水路中心の曲率半径 $r_c=60$ cm で構成されており曲がり入口、出口部にはそれぞれ310cm、410cmの長さの直線開水路が設けられている。入口直線開水路長さは径深 R の4倍で除した値で46程度であり完全発達乱流が曲がり部に流入しているものと解釈される。測定に際してはプロベラ流速計、X型熱線流速計を用い時間平均速度場、レイノルズ応力分布の計測を行っている。レイノルズ数は代表速度に断面内主流方向平均速度、代表寸法に径深 R を取った値で $Re=5.19 \times 10^3$ である。

座標系に関しては図に示すように直線開水路では直交座標系を曲がり開水路部では円筒座標系を用い各特性量を示した。直交座標系は主流方向を X_1 、断面方向速度を X_2, X_3 とし原点は曲がり入口に設定したが便宜的に入口から上流部を $-X_1/4R$ で曲がり出口部から下流を $+X_1/4R$ にて示した。

(2) レイノルズ応力輸送方程式

レイノルズ応力輸送方程式の厳密式は次式で示される。数値計算の上で特に障害となるのが、左辺第1項の対流項、ならびに右辺第2項の拡散項である。従来の代数応力モデルでは、これらの項に対し、各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Rodi¹²⁾近似を用いてモデル化を行った。

$$\begin{aligned} \frac{D\bar{u}_i\bar{u}_j}{Dt} = & -(\bar{u}_i\bar{u}_k\frac{\partial U_j}{\partial X_k} + \bar{u}_j\bar{u}_k\frac{\partial U_i}{\partial X_k}) \\ & - \frac{\partial}{\partial X_k}[(\bar{u}_i\bar{u}_j\bar{u}_k - \nu\frac{\partial\bar{u}_i\bar{u}_j}{\partial X_k} + \frac{p}{\rho}(\delta_{jk}\bar{u}_i + \delta_{ik}\bar{u}_j))] \\ & + \frac{p}{\rho}(\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial\bar{u}_j}{\partial X_i}) - 2\nu\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial X_k}\frac{\partial\bar{u}_j}{\partial X_k} \end{aligned} \quad (1)$$

レイノルズ応力輸送方程式をモデル化する際、問題となる圧力・歪相関項のモデル化に際しては、四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。モデル化された圧力・歪相関項を Table 1 に示す。またその定数は壁面近傍流れ、単純せん断流れの実験より決定した。Table 2 に定数系を示す。モデル導出、定数決定については、別報¹³⁾に詳述した。表中 $\pi_{ij,1}$ 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で1、壁から離れるにつれて零に近づく。 X_w は壁面からの距離を示している。

(3) 自由水面の境界条件

開水路乱流を特徴づける自由水面の影響を境界条件にいかんにか反映させるかも開水路乱流を正確に予測する上で重要な要因となる。本解析では以下のような手法より境界条件の設定を行った。自由水面での乱流散逸は、一般に壁関数として使用される次式を用い計算を行うこととした。ただし、次式に示す乱流散逸値は、壁関数を使用する場合と同様に、自由水面から計算第一点目に与えた。式中、 y は計算第一点目までの垂直距離を示している。

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4}k^{3/2}}{\kappa y} \quad (2)$$

また自由水面近傍では、その垂直方向速度変動値が自由水面に到達する以前に減衰し自由水面下にて非常に小さな値を取ることが指摘できる¹⁴⁾。この減衰現象を計算に加味する意味より、垂直方向速度変動値を自由水面から、計算第一点目まで零とし、この減衰現象を近似することとした。こうした境界条件の導出の背景は別報¹⁵⁾にて詳しく報告した。

Table 1 Modelling of the pressure-strain terms

$\pi_{ij,1} + \pi_{ji,1}$	$-C_1\frac{\varepsilon}{k}(\bar{u}_i\bar{u}_j - \frac{2}{3}k\delta_{ij})$
$\pi_{ij,2} + \pi_{ji,2}$	$-\frac{C_2 + 8}{11}(P_{ij} - \frac{2}{3}P_k\delta_{ij}) + \zeta k(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}) - \frac{8C_2 - 2}{11}(D_{ij} - \frac{2}{3}P_k\delta_{ij})$
$\{\pi_{ij} + \pi_{ji}\}_w$	$C_1 = C_1^* + C_1'f(\frac{L}{X_w}) \quad C_2 = C_2^* + C_2'f(\frac{L}{X_w})$ $\zeta = \zeta^* + \zeta'f(\frac{L}{X_w})$
$P_{ij} = -\bar{u}_i\bar{u}_k\frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \bar{u}_j\bar{u}_k\frac{\partial U_i}{\partial x_k}$ $P_k = -\bar{u}_k\bar{u}_l\frac{\partial U_k}{\partial x_l}$	$D_{ij} = -\bar{u}_i\bar{u}_k\frac{\partial U_k}{\partial x_j} - \bar{u}_j\bar{u}_k\frac{\partial U_k}{\partial x_i}$ $f(\frac{L}{X_w}) = \frac{C_\mu^{1/4}k^{1/2}}{\kappa} \frac{1}{\varepsilon X_w}$

Table 2 Constants in the pressure-strain terms

C_1^*	C_2^*	ζ^*	C_1'	C_2'	ζ'
1.4	0.44	-0.16	-0.35	0.12	-0.1

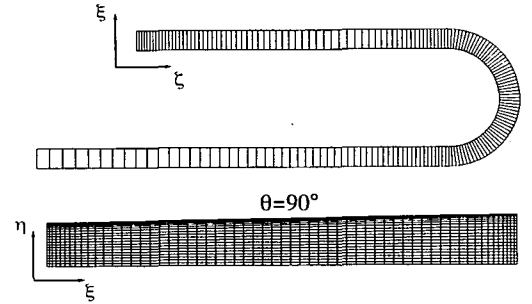


Fig.2 Computational mesh

(4) 境界適合座標

境界適合座標系による手法は、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り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。

上式中 ξ , η , ζ は、変換された計算平面での座

$$\frac{\partial}{\partial X_i} = \frac{\partial \xi}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial \zeta}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \zeta} \quad (3)$$

標軸を示す。上式を用いた各方程式の変換方法、変換により導出された輸送方程式、反変速度、計量テンソルなどは別報にて詳述した¹⁶⁾。

(5) 数値解析

数値解析に際しては曲がり入口、出口に設置された直線開水路も含め Fig.1 に示す開水路全体を計算対象とした。計算格子は現象変化の急な領域に密に配置し断面内で $\xi \times \eta = 61 \times 20$ 、流れ方向に180断面設け、曲がり開水路では3°ごとに断面を設定した。また、曲がり開水路流れでは断面内の圧力変化より水位が変化することになる。実験ではこの水位変化

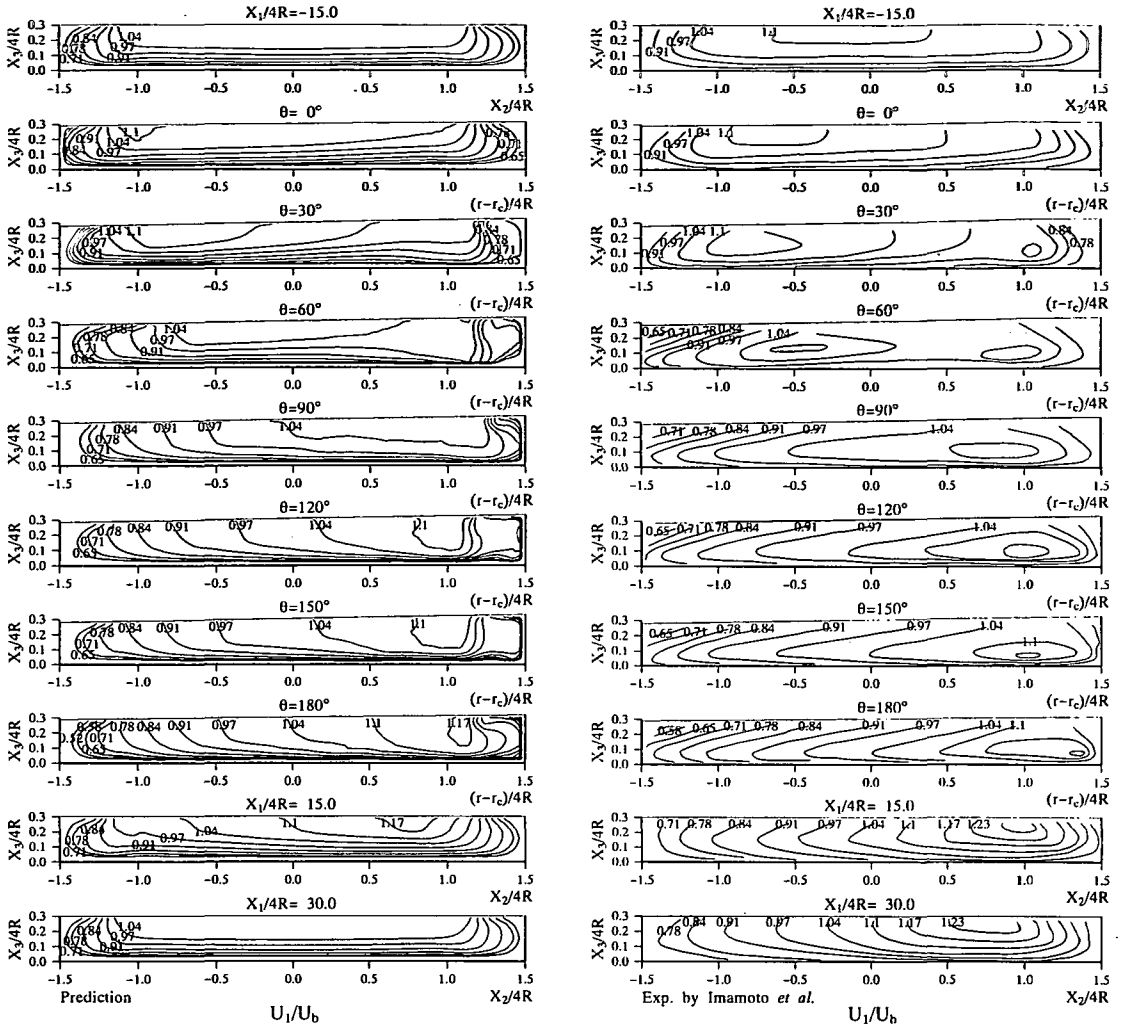


Fig.3 Comparison of streamwise velocity

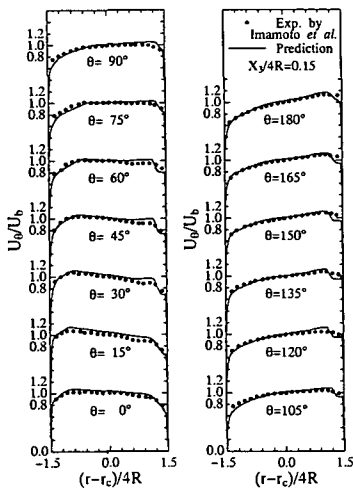


Fig.4 Comparison of local streamwise velocity

が報告されていることより、計算でもこの変化を考慮して格子生成を行った。全体の計算格子配置、ならびに $\theta=90^\circ$ における計算格子をFig.2に示す。 ξ , η , ζ は格子に沿った座標を示している。計算におけるレイノルズ数は実験同様 $Re=5.19 \times 10^3$ とした。

本解析で使用した非等方性乱流モデルは、高レイノルズ数型乱流モデルであることより乱流エネルギー、および乱流散逸方程式の境界条件には壁関数を用いた。直線開水路の入口条件は実験においても不明であるため $k=U_b^2 \times 10^{-5}$ 、 $\epsilon=k^{3/2}/4R$ と小さな値を設定した。自由水面での垂直方向速度は零とし、それ以外の速度、および k は勾配零を課した。出口境界条件はノイマン条件として計算を行った。支配方程式の離散化は、有限差分近似により行い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)

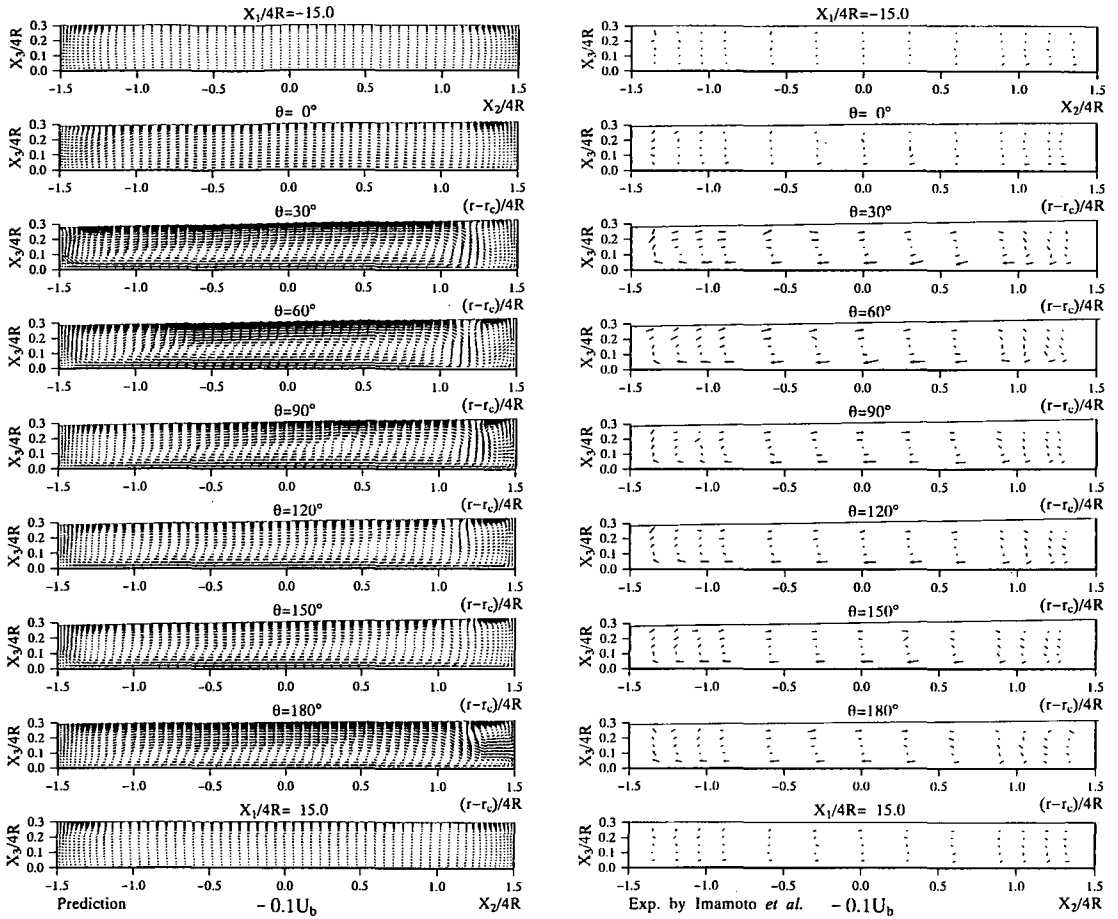


Fig.5 Comparison of secondary flow vectors

を使用した。また、各支配方程式は、主流方向の拡散項を省略することなく楕円型方程式として厳密に扱い解析を行っている。

4. 結果と考察

(1) 平均速度場の比較

Fig.3は主流方向速度等値線を比較したものである。各等値線は断面内の主流方向平均速度にて無次元化している。水路断面の左側は内壁を右側は外壁を示している。実験より主流方向速度の最大値は $\theta = 0^\circ$ では内壁側に存在するが曲がりが進むにつれ徐々に外壁に移動し、曲がり出口の $\theta = 180^\circ$ では外壁の河床壁近傍にその最大値が存在する。こうした傾向は計算でも同様に予測しているが、 $\theta = 180^\circ$ の計算結果では、その最大値は自由水面近傍に認められ実験とは異なる。 $\theta = 0^\circ$ にて等値線が内壁側による現象は外壁面に生成される高い圧力に起因するものであり、曲がりをもつ閉管路においても報告さ

れている¹⁷⁾。また流れの回復については $X_1/4R = 30$ の比較から両者には差が認められる。

Fig.4は $X_3/4R = 0.15$ での半径方向に沿う局所主流方向速度を比較した結果である。計算は比較的良好にその分布を予測している。曲がり入口近傍でその速度は内壁で高く外壁で低い分布を示し自由渦型流速分布を示すが、曲がりが進むにつれその流速分布は逆転して外壁近傍にて高い強制渦型流速分布を示す。また計算結果は外壁近傍にて速度の急激な減少が認められるが、こうした現象、および前述の自由渦型流速分布から強制渦型流速分布への移行は断面内に生成される二次流れと強い相関を有する。

Fig.5はこの二次流れベクトルを両結果にて比較したものである。計算結果 $\theta = 0^\circ$ から明らかなように外壁から内壁に向かうような二次流れが明瞭に認められる。こうした二次流れは外壁側に形成される高い圧力に起因するものであり、この二次流れにより主流方向速度等値線は内壁に寄った分布を示す。こうした傾向は曲がり入口近傍に特徴的な現象であ

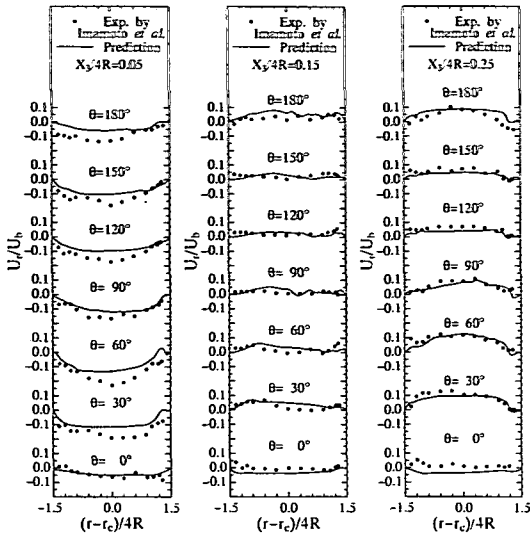


Fig.6 Comparison of spanwise velocity

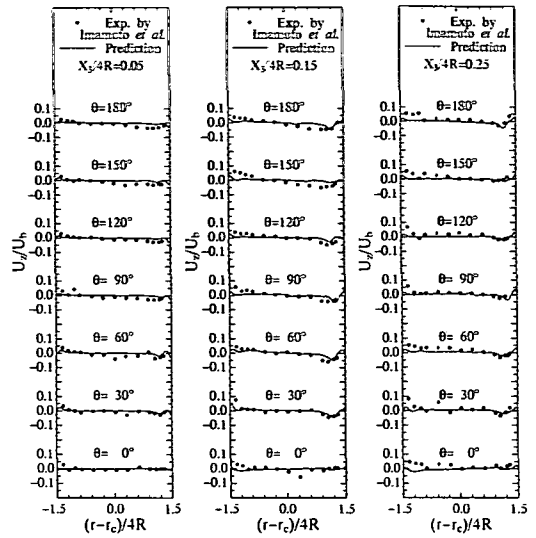


Fig.7 Comparison of vertical velocity

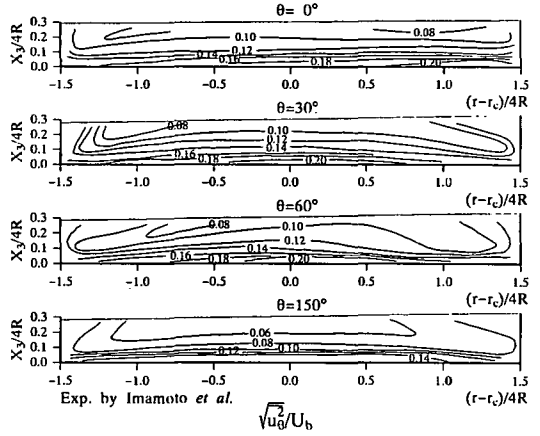
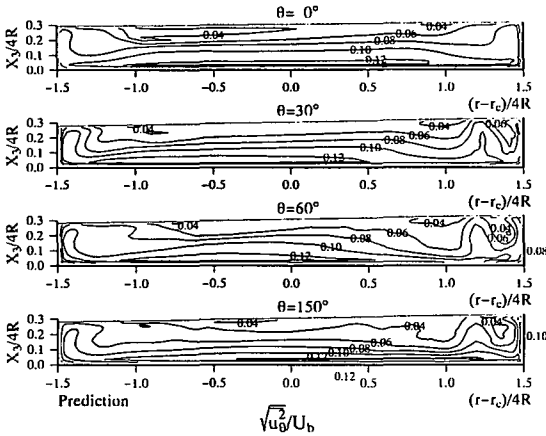


Fig.8 Comparison of streamwise normal stress

る。 $\theta=30^\circ$ に至ると自由水面近傍では遠心力が支配的であり、河床壁近傍では圧力勾配による力が支配的であることより断面の多くの領域を時計方向周りの二次流れが占めることになる。同時に外壁近傍には反時計方向の二次流れが形成される。外壁側の二次流れの生成は以下のように解釈される。直線開水路では外壁の自由水面近傍にはもともと非等方性乱流より反時計方向周りの第二種二次流れが存在する。また遠心力は外壁近傍で減衰し、外壁の高い圧力より外壁から中央部に向かう流れが形成され、先の第二種二次流れと重畳される結果、比較的明瞭な二次流れとなって現れるものと考えられる。こうした $\theta=30^\circ$ での二次流れパターンは $\theta=180^\circ$ まで保持されることを計算結果は示している。実験においては $\theta=180^\circ$ の外壁近傍に反時計周りの二次流れが

認められ計算結果と同様なパターンを示す。同時に回転の異なる二つの渦が衝突する $(r-r_c)/4R=1.2$ においては下降流が形成され、この流れにより主流方向速度の最大値が自由水面下に存在するものと解釈される。こうした現象は閉管路においては報告されておらず曲がり開水路流れに特徴的な現象と解釈される。また計算のベクトル図より二次流れ強度は $\theta=60^\circ$ 近傍にて最大値をとりその後減衰し、再度曲がり出口に近づくにつれ増加傾向を示すことも特徴的な現象として指摘できる。

二次流れ成分の定量評価を行うため水平方向速度、垂直方向速度を比較した結果を Fig.6, 7 に示す。異なる水深における半径方向に沿った流速を比較している。両結果より明らかなように、計算は比較的良くに実験値を予測しており解析手法の妥当性を示し

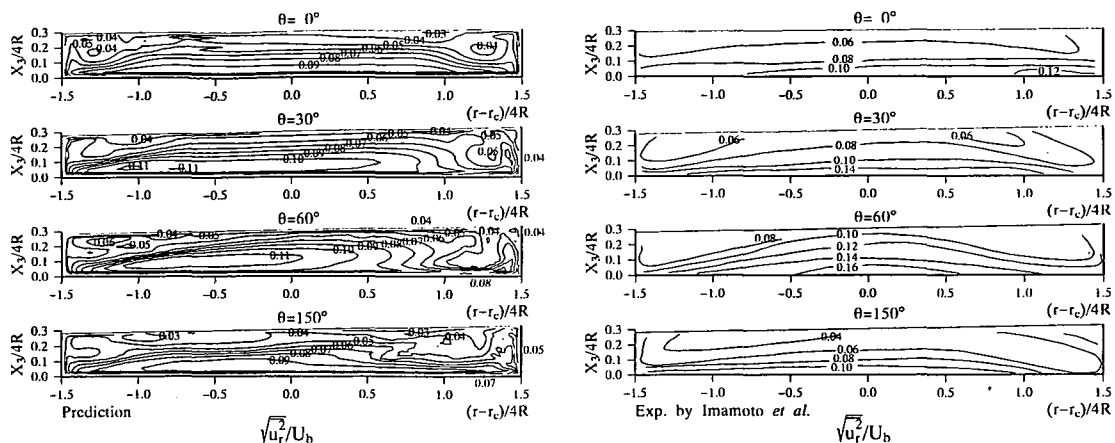


Fig.9 Comparison of spanwise normal stress

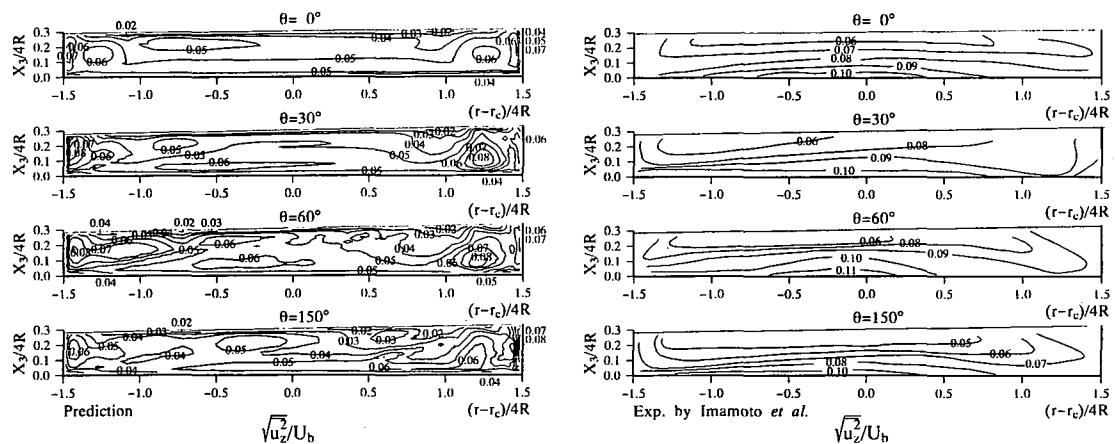


Fig.10 Comparison of vertical normal stress

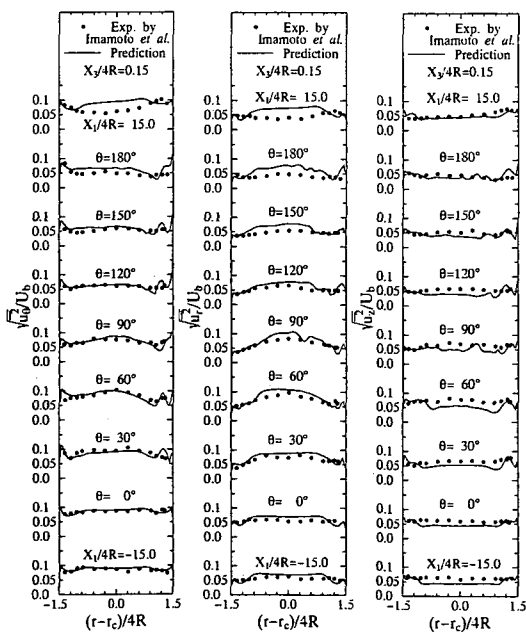


Fig.11 Comparison of local normal stresses

ているものと解釈される。

(2) 変動速度場の比較

Fig.8, 9, 10 は主流方向乱れ強度 $\sqrt{u_o^2}$, 水平方向乱れ強度 $\sqrt{u_r^2}$, 垂直方向乱れ強度 $\sqrt{u_z^2}$ 等値線を実験, 計算とで比較した結果を示したものである。Fig.8 より計算の主流方向乱れ強度の最大値は河床壁に存在し, 外壁近傍の等値線が大きく湾曲していることが認められる。等値線の大きな湾曲は下降流による主流方向速度等値線の歪みに起因している。実験と比較すると実験では河床壁で最大値を示すものの側壁近傍の等値線には大きな変化は認められない。また, 実験結果は $\theta=0^\circ$ の外壁河床で最大値を示していることも計算とは異なる。水平方向乱れ強度は河床壁で最大値を側壁ではその変動が側壁面より抑制される結果, 側壁の主流方向乱れ強度より小さな値を取ることが推察されるが, 両結果とも推察と同様な傾向を示している。ただし計算結果の

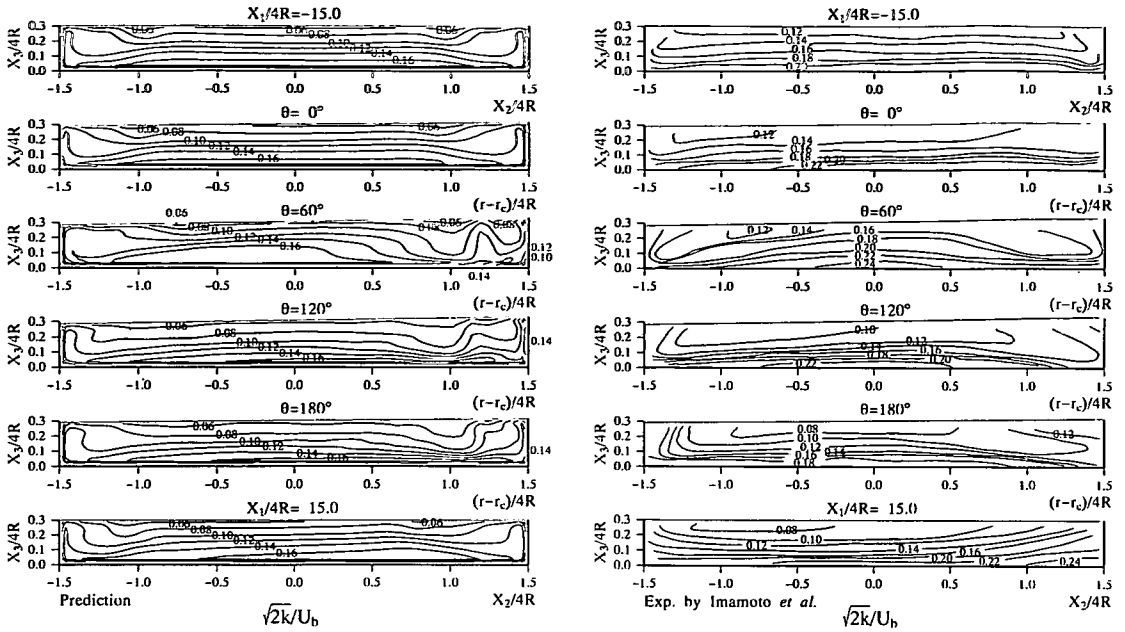


Fig.12 Comparison of turbulent energy

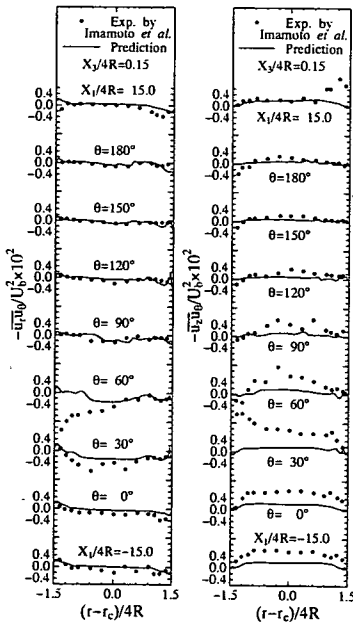


Fig.13 Comparison of shear stresses

等値線分布の方が特に外壁近傍で複雑に変化している。一方、垂直方向乱れ強度は水平方向乱れ強度とは逆に、河床壁がその変動を抑制する方向に作用するため側壁にて高く、河床壁にて小さな値を有しさらに自由水面近傍でこの値は大きく減衰することより水面近傍でも小さな値を有するものと予測される。計算はこれらの特徴を予測する分布を示しているが、

実験は河床壁で最大値を示し計算とは異なる。Fig. 11は以上の各乱れ強度の定量評価を、 $X_3/4R=0.15$ の位置で比較した結果を示しているが、計算は比較的良好に実験値を予測している。

Fig.12は乱流エネルギー等値線を比較したものである。今本らは乱流エネルギーの最大値は $\theta=60^\circ$ にて現れた後減少し、 $\theta=120^\circ$ 以降ではほとんど変化しないことを報告している。計算もその最大値に差はあるものの $\theta=60^\circ$ において0.16の等値線が占める領域が最も大きくなりその後減少し、相似な等値線分布に移行することは実験と符合している。また曲がり内壁側の乱流エネルギー値と外壁側のそれとを比較した場合、実験、計算とも外壁側にて大きな値を示すが計算の方がその傾向は顕著である。計算は実験値の最大値を小さく予測しており、この傾向は他の応力についても同様である。

Fig.13はせん断応力 u_1u_2 、 u_2u_3 の半径方向に沿う分布を比較したものである。せん断応力 u_1u_2 は $\theta=30^\circ$ 、 60° の内壁側にて両者とも異なる結果を示しているが、それ以外のところでは計算は比較的良好に実験値を予測している。また、せん断応力 u_2u_3 に関しても特に $\theta=30^\circ$ 、 60° の位置にて計算と実験は大きく異なっている。せん断応力が渦動粘性係数と主流方向速度勾配の積にて表現され、その符号は速度勾配値に左右されることを考慮すると、せん断応力 u_1u_2 の場合は内外壁にて異符号を取る

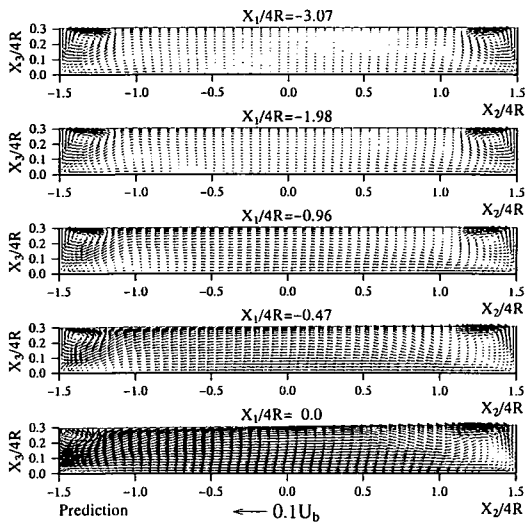


Fig.14 Transition of secondary flow at bend inlet

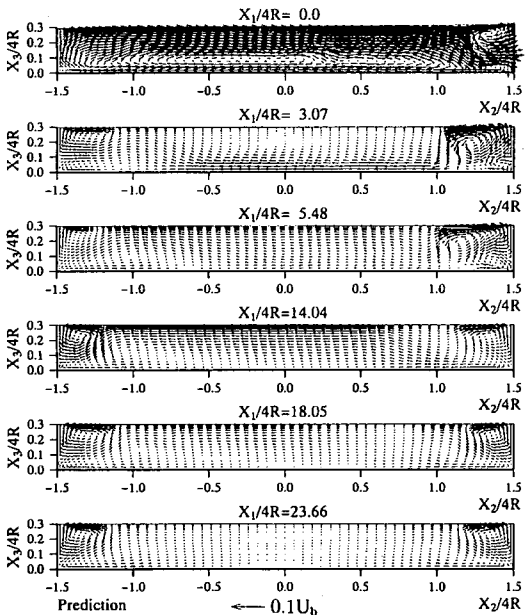


Fig.15 Transition of secondary flow at bend outlet

ものと解釈される。その異符号領域の占める領域を比較すると曲がり開水路では負の領域が全体に分布するが出口開水路では水路中央部にてほぼ零値を示し両側壁近傍にて同程度の異符号領域を形成することが特徴として指摘できる。

(3) 曲がり出入口部での二次流れ遷移挙動

曲がり開水路流入部近傍、および流出部近傍における二次流れ遷移挙動の計算結果を Fig.14, 15 に示す。こうした流れ場は、非等方性乱流より生成され

る第二種二次流れと曲がり部の影響を受け変化する圧力勾配により生成される第一種二次流れが拮抗し共存する流れ場であり、その乱流構造の変化から興味ある現象を内包している。Fig.14 に示した $X_1/4R = -3.07$ では長方形断面開水路に特徴的な第二種二次流れが左右対称の位置に認められる。こうした左右対称の二次流れは曲がりの影響を受け、非対称形分布へと遷移することになる。 $X_1/4R = -1.98$ では外壁から内壁に向かう流れが形成され曲がりの影響はかなり上流部から現れることを示唆している。この傾向はさらに下流の $X_1/4R = -0.96$ では顕著に認められる。こうした外壁から内壁へ向かう流れは、高速の流体を内壁に移流する結果、内壁の速度勾配、すなわち壁面せん断応力を増大させ、内壁の浸食を加速する。このことは内壁の護岸が重要であることを示唆している。 $X_1/4R = -0.47$ に至ると内、外壁近傍の第二種二次流れはそのパターンを変化させるまでに影響を受けることになる。すなわち内壁の第二種二次流れはその流れを抑制される方向に、逆に外壁の第二種二次流れはその流れを加速する方向に変化し曲がり開水路に流入することになる。

曲がり開水路流れでの二次流れは出口開水路に流入すると遠心力が消滅する結果、その強度を減衰させる。 $X_1/4R = 3.07$ から理解されるようにその減衰は自由水面近傍で顕著に認められる。しかし、 $X_1/4R = 5.48$ では、自由水面に外壁から内壁に向かう二次流れが再生成され逆に河床壁近傍の二次流れが減衰傾向を示す。

この再生成された二次流れは、さらに下流の $X_1/4R = 14.04$ ではさらに加速される特徴的な流れを形成している。出口開水路の断面内二次流れの平均強度を算出すると $X_1/4R = 14$ 近傍にて最大値を示し確かに二次流れは曲がり開水路を流出した後に加齢される。 $X_1/4R = 14.04$ 以降、二次流れは減衰し第二種二次流れが回復していく様子が $X_1/4R = 18.05$ から理解できる。この第二種二次流れが左右対称な形状を有するには $X_1/4R = 23.66$ から明らかなように長い距離を有する。出口開水路における二次流れ挙動は以上のように複雑であり、二次流れが再加速されること、あるいは曲がり出口の外壁近傍には断面内平均速度の 5% 程度に相当する第二種二次流れが存在し、僅かながら浸食作用を促進させることを考え合わせると、曲がり出口開水路の護岸には十分な対策が必要であることを類推できる。

5. 結論

直線開水路を有する曲がり開水路流れの乱流構造

を対象に代数応力モデル，境界適合座標系を用いその流れ場を解析した。さらに曲がり出入口部近傍での二次流れ縦渦遷移に関し考察を加え以下の結論を得た。

(1) 曲がり開水路流れでは主流方向速度の最大値が曲がり入口では内壁に，曲がりが進むにつれ外壁に移動するが，本解析手法は定性的にも定量的にも比較的良好的にこの現象を予測した。

(2) 計算は曲がり開水路の外壁近傍で中心部に生成される第一種二次流れとは回転の逆の渦を予測しているが実験でも同様な二次流れが存在する。

(3) 主流方向，水平方向乱れ強度の計算結果は実験結果と類似の傾向を示したが，垂直方向乱れ強度に関しては両者で相違が認められた。

(4) せん断応力分布は $\theta = 30^\circ$ ， 60° 断面にて実験値との差が顕著に認められた。それ以外の領域では比較的良好的に実験値を予測している。

(5) 曲がり部の影響は，曲がり入口上流8R程度から観測され外壁から内壁に向かう流れが生成される。

(6) 曲がり開水路を流出した第一種二次流れは直線開水路にてその強度を増速後減衰する。左右対称の第二種二次流れ生成まで回復するには96R程度の距離が必要である。

(7) 本解析手法は曲がり開水路流れの特徴的現象を比較的良好的に捕捉し，解析手法の妥当性を示すとともに発生要因の異なる二種類の二次流れ遷移を予測することより河川工学への有用性も示した。

謝辞：本研究を行うに際し京都大学防災研究所，今本博健教授，石垣泰輔助教からは有益なご助言，実験データの供与を賜った。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) Thomson, J. : On the original of windings of rivers in alluvial plains with remarks on the flow of water in bends in pipes, *Proc. Royal Soc.*, A25, 1876.
- 2) Mockmore, C. A. : Flow around bends in stable channels, *Trans. ASCE*, Vol. 109, pp. 593-619, 1944.
- 3) Shukry, A. : Flow around bends in an open flume, *Trans. ASCE*, Vol. 115, pp. 751-779, 1950.
- 4) Ippen, A. T. and Drinker, P. A. : Boundary shear stresses in curved trapezoidal channels, *J. Hydraulics Div., ASCE*, Vol. 88, No. HY5, pp. 143-179, 1962.

- 5) 村本嘉雄，遠藤幸一：湾曲水路における乱れの特性について，京都大学防災研究所年報，第13号B, pp. 311-321, 1970.
- 6) 今本博健，石垣泰輔，藤沢寛：複断面湾曲開水路流れの水利特性について(1)，京都大学防災研究所年報，第25号B-2, pp. 529-543, 1982.
- 7) 玉井信行，池内幸司，山崎晶：連続わん曲水路における流れの実験的研究，土木学会論文集，331号, pp. 83-94, 1983.
- 8) Sellin, H. J., Ervine, D. A. and Willetts, B. B. : Behaviour of meandering two-stage channels, *Proc. Institution of Civil Engineers*, Vol. 101, pp. 99-111, 1993.
- 9) Shiono, K. and Muto, Y. : Secondary flow structure for inbank and overbank flows in trapezoidal meandering compound channel, *Proc. 3rd Symp. on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements*, 1993.
- 10) Leschziner, M. and Rodi, W. : Calculation of strongly curved open channel flow, *J. Hydraulics Div., ASCE*, Vol. 105, No. HY10, pp. 1297-1314, 1979.
- 11) Shimizu, Y., Yamaguchi, H. and Itakura, T. : Three dimensional computation of flow and bed deformation, *J. Hydraulic Eng., ASCE*, Vol. 116, No. 9, pp. 1090-1108, 1990.
- 12) Rodi, W. : A new algebraic relation for calculating the Reynolds stresses, *Z. Angew. Math. Mech.* 56, pp. T219-T221, 1976.
- 13) 杉山均，秋山光庸，山中和典，平田賢：縦筋を伴う三次元河川流路の乱流構造解析，土木学会論文集，479/II-25, pp. 81-90, 1993.
- 14) Nakagawa, H., Nezu, I. and Ueda, H. : Turbulence of open channel flow over smooth and rough beds, *Proc. of Japan Soci. Civil Engrs.*, 241, pp. 155-168, 1975.
- 15) 杉山均，秋山光庸，松原珠：複断面開水路内の乱流構造解析と縦渦生成に関する研究，土木学会論文集，515/II-31, pp. 55-65, 1995.
- 16) 杉山均，秋山光庸，平田賢，上野智志：三次元非等方性乱流場における熱流動解析，機械学会論文集(B編)，57-539, pp. 2269-2276, 1991.
- 17) Chang, S. M., Humphrey, J. A. C. and Modavi, A. : Turbulent flow in a strongly curved U-bend and downstream tangent of square cross-sections, *PCH Physico Chemical Hydrodynamics*, Vol. 4, No. 3, pp. 243-269, 1983.

(1996. 8. 5 受付)

THE NUMERICAL STUDY OF TURBULENT STRUCTURE IN CURVED OPEN-CHANNEL FLOW

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA and Masayuki KAMEZAWA

A numerical study of turbulent flow developing in a curved open-channel flow is carried out by using an algebraic stress model. The flow configuration of interest to this study consists of a 180 degree bend of rectangular cross-section preceded and followed by straight duct sections. In the calculation, governing equations are transformed from the physical plane to the calculation plane by boundary-fitted coordinate systems. Calculated results are compared with the experimental data available. Moreover, the transitions from the secondary flow of the second kind to that of the first kind and vice versa are examined. As a result of this numerical study, it is found out that the present method can predict well the characteristic features of curved open-channel for secondary currents and streamwise velocity. As for the transition of secondary flow of the first kind, in a straight duct of a bend outlet, its secondary flow is accelerated downstream from bend outlet. After this acceleration, the secondary flow decays and gradually transforms into the secondary flow of the second kind.