

複断面曲がり開水路流れの水理特性に関する研究

Numerical Study of Turbulent Flow Structure
in Curved Open-Channel Flow with Flood Plains

杉山 均*・秋山光庸**・田中美恵子***

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA and Mieko TANAKA

*正会員 工博 宇都宮大学助教授 大学院工学研究科 (〒 321-8585 宇都宮市石井町 2753)

** Ph.D. 宇都宮大学教授 工学部機械システム工学科 (〒 321-8585 宇都宮市石井町 2753)

*** 学会員 宇都宮大学大学院工学研究科 (〒 321-8585 宇都宮市石井町 2753)

A numerical study of turbulent flow developing in a curved open-channel flow with flood plains is performed by using an algebraic stress model. The flow configuration of interest in this study consists of 180 degree bend with floodplains. This turbulent flow is characterized by interactive motions between pressure driven secondary flow and turbulence driven secondary flow in the curved channel. Therefore, it is indispensable to adopt anisotropic turbulence model to predict its flow precisely. Calculated results are compared with the experimental data available. In order to clarify the generation mechanism of secondary flow, production terms concerned with it, i.e. centrifugal, pressure and turbulence driven forces, are evaluated by using calculated results. As a result of this numerical study, the present method can realize the main features well, although agreement is certainly not perfect in all detail. As for the generation mechanism of secondary flow, the calculated results show that turbulence driven forces play an important role near the boundary between main channel and flood plains.

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

1. 緒 言

複断面開水路流れは、低水路と呼ばれる河川流路と、高水敷と呼ばれる氾濫原となる河道から構成され、一般河川に見られる最も代表的な河川流路である。しかし、その流動挙動は複雑で、例えば低水路と高水敷との境界では、活発な運動量交換が行われる結果、その境界でせん断力の発生が観測されることになる¹⁾。また、直線状複断面開水路流れの高水敷先端部では、乱れの非等方性により生成される斜昇流（第二種二次流れ）とそれにより誘起される縦渦が生成し²⁾、こうした流れを再現するには非等方性乱流モデルが不可欠となる。さらに、河川は多くの場合曲率を異にするいくつかの曲がり開水路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断面内に曲がり開水路流れに固有な二次流れが形成される。この二次流れは、先の斜昇流とは発生要因が異なることより第一種二次流れとして区別される。

複断面曲がり開水路流れは、以上のような特徴的現象が相互に干渉する流れと考えられる。例えば、曲がり開水路流れに固有な二次流れ（第一種二次流れ）と斜昇流（第二種二次流れ）との干渉の結果生成される新たな二次流れパターンの発達挙動、あるいは乱流生成の発達など研究の上から興味ある現象を内包している。こうした現象は洪水時の河道の洗

掘、土砂の堆積と深く関わり合い、河川工学の上からも重要な課題である。

こうした複断面曲がり開水路流れに関する実験は、単一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流れを対象にした実験とに大別できる。前者に関しては今本-石垣-藤沢³⁾による実験が挙げられる。彼らは複断面開水路流れを対象に180°の単一曲がりを有する開水路流れの水理特性を熱膜流速計により測定している。複断面曲がり開水路流れの場合、上流側から下流を見た複断面内の低水路領域で、低水路領域を大きく占めるように時計回りの渦が生成されること、高水敷、低水路の境界領域では反時計回りの小さな渦が生成されることを報告している。こうした複断面曲がり開水路流れに対し、単断面曲がり開水路流れに対しては多くの実験結果が報告されている。Thomson⁴⁾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。また、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-Drinker⁵⁾により報告されている。乱流計測に関しては村本-遠藤⁶⁾の報告がある。

複断面を有する蛇行開水路流れに関する実験もいくつか報告されている。Kiely⁷⁾はレーザ・ドップラー流速計を用い、複断面蛇行開水路内の測定を行い平均速度、水位変化を報告している。同時に二次流れは、主流方向速度の30%程度の速度を有する

ことを報告している。また近年、複断面蛇行開水路流れに関し大型実験水路を用いた系統的な報告がなされている。例えば Sellin -Ervin-Willetts⁸⁾は低水路断面形状が流れ方向に変化する蛇行開水路流れを対象に河床粗度、曲がり角、流量を変化させた場合の流速分布、水位変化などを報告している。さらに、Shiono-Muto⁹⁾はレーザ・ドップラ流速計を用い、台形断面を有する複断面蛇行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° 曲がり開水路流れの解析結果が、Leschziner-Rodi¹⁰⁾による報告されている。k-ε 二方程式乱流モデルによる解析であるため、彼らはレイノルズ応力場まで含めた実験値との比較は行っていない。この点から筆者ら¹¹⁾は、長方形断面を有する曲がり開水路流れを対象に代数応力モデルより、その乱流構造を予測した。結果はレイノルズ応力分布を実験結果と比較し解析手法の妥当性を示すとともに、曲がり開水路流れの水理特性を明らかにした。こうした解析例に対し、複断面曲がり開水路流れに対する、レイノルズ応力分布まで予測した三次元数値解析は単一曲がり、蛇行曲がりのいずれに対しても、いまだ報告されていない。

以上の研究経緯を考慮し本研究では、曲がりを有する複断面開水路流れを対象に三次元数値解析をすることを目的とする。複断面曲がり開水路流れでは、複断面開水路流れに特有な斜昇流、水平渦と曲がり開水路流れに固有の二次流れとの干渉問題を含み流れの予測は、単断面曲がり開水路流れと比較し難しいものと思われる。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³⁾の実験を対象とする。斜昇流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非等方性乱流モデルを用い、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

$c_1, c_2, c_1^*, c_1', c_2^*, c_2', c_\mu, \zeta, \zeta^*, \zeta'$

: モデル定数

k : 乱流エネルギー

L : 特性長さ

P_k : 乱流エネルギー生成

R : 径深

Re : レイノルズ数 $= RU_b/\nu$

r : 曲がり半径

r_c : 曲り流路中心位置までの半径

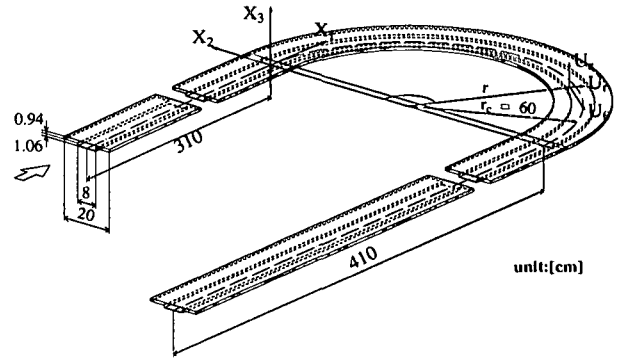


図-1 計算対象

$\overline{u_i u_j}$: 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_z : 円筒座標上の深さ方向平均速度

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

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 : 曲が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

3.1 計算対象実験

本解析においては、今本-藤沢³⁾が測定した実験結果を計算対象とした。実験装置概略図および計算座標系を図-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全幅 20cm、低水路幅 8cm、高水敷高さ 1.06cm、全水深 2cm の複断面形状をしている。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 68 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 型熱膜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 $Re = 2.33 \times 10^3$ 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。

3.2 レイノルズ輸送方程式

乱れの非等方性を正確に扱うためレイノルズ応力輸送方程式を解くことを考える。輸送方程式の厳密式は次式で示される。数値計算上で障害となるのが、左辺第1項の対流項、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。

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

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・歪相関項を表-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。表-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。

3.3 自由水面の境界条件

自由水面の境界条件も開水路乱流を正確に予測する上で重要な要因である。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た。式中の y は壁関数を使用する場合と同様に、自由水面から計算第1点目までの垂直距離を示している。

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

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⁾。この減衰現象を境界条件に加味するため、垂直方向速度

表-1 圧力・歪相関項

$\pi_{ij,1} + \pi_{ji,1}$	$-C_1 \frac{\epsilon}{k} \left(\frac{\overline{u_i u_j}}{3} k \delta_{ij} \right)$
$\pi_{ij,2} + \pi_{ji,2}$	$-\frac{C_2 + 8}{11} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) + \zeta k \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{8C_2 - 2}{11} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right)$
$[\pi_{ij} + \pi_{ji}]_w$	$C_1 = C_1^* + C_1' f \left(\frac{L}{X_w} \right) \quad C_2 = C_2^* + C_2' f \left(\frac{L}{X_w} \right) \\ \zeta = \zeta^* + \zeta' f \left(\frac{L}{X_w} \right)$
$P_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}$	$D_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i}$
	$P_k = -\overline{u_k u_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_k}$

表-2 圧力・歪相関項中のモデル定数

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

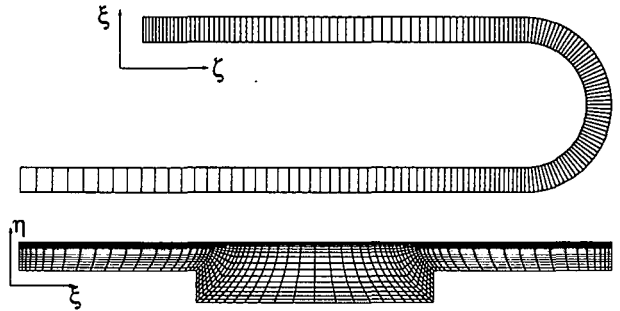


図-2 計算格子

変動値を自由水面から、計算第1点目まで零とし、この減衰現象を近似した。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。

3.4 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。

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

上式中 ξ, η, ζ は、変換された計算平面での座標軸を示す。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⁾。

3.5 数値解析

数値解析に際しては曲がり開水路入口、出口に設置された直線開水路も含め図-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 $\xi \times \eta = 75 \times 17$ 、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が、計算では水深一定のもとに計算を行った。

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図-2に示す。 ξ, η, ζ は格子に沿った座標を

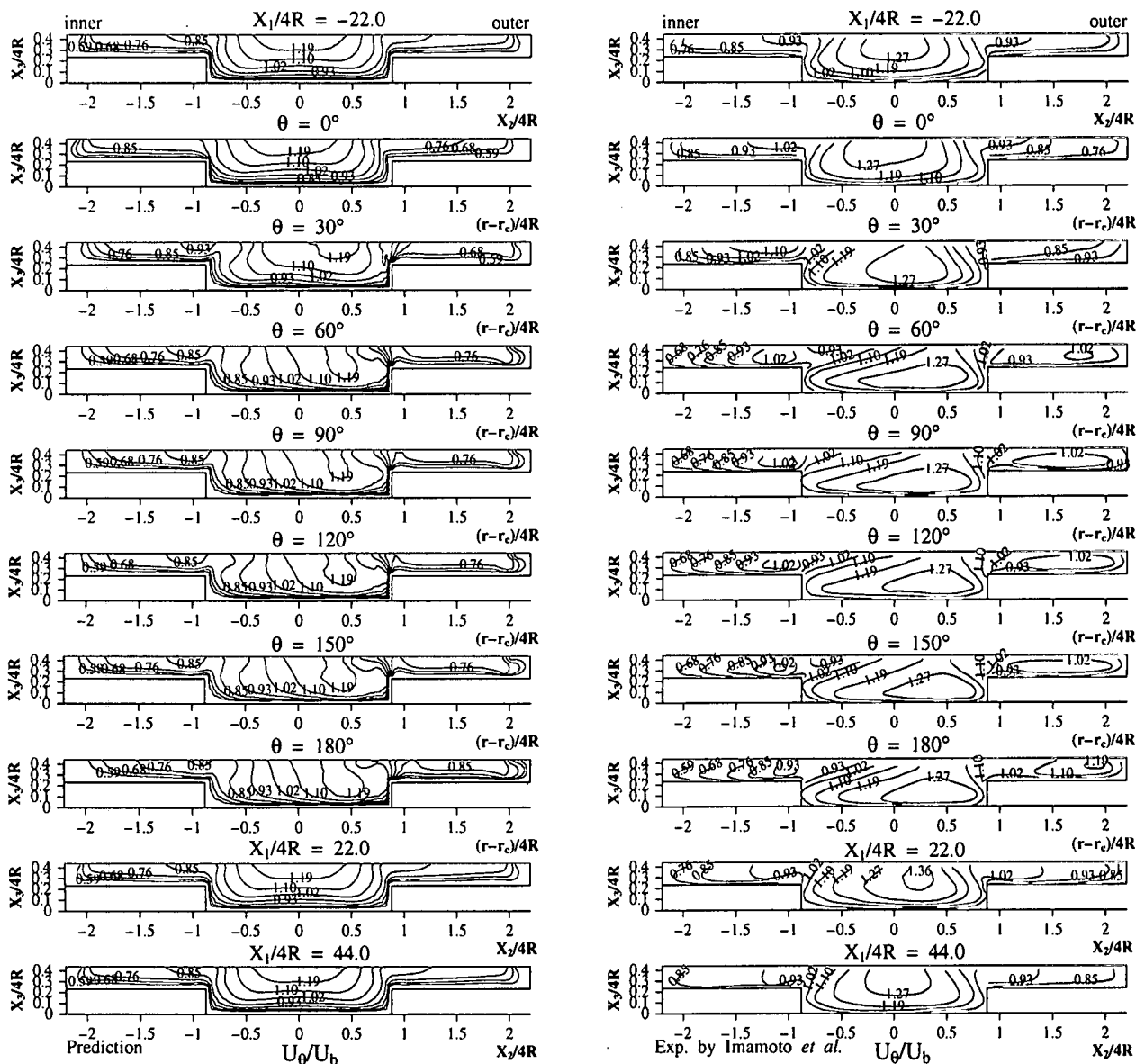


図-3 主流方向速度等値線比較

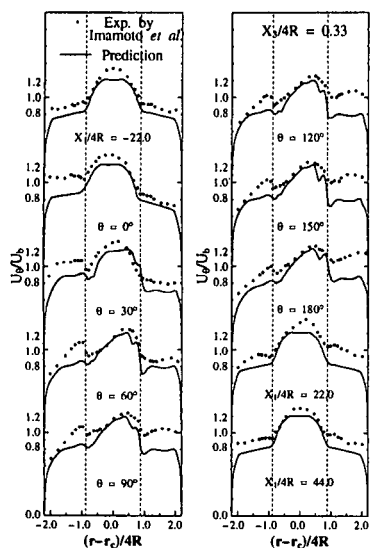


図-4 主流方向速度分布の比較

示している。計算におけるレイノルズ数は実験同様 $Re = 2.33 \times 10^3$ 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り乱流エネルギー、乱流散逸方程式の境界条件には滑面壁で使用する壁関数を用いた。直線開水路の入口条件は実験においても不明なため $k = U_b^2 \times 10^{-5}$, $\epsilon = k^{3/2}/4R$ 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た。支配方程式の離散化は、有限差分近似より行い計算諸量の格子点配置は、Regular Grid 法によった。各程式の対流項差分近似には QUICK スキームを用いた。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

4.1 速度場の比較

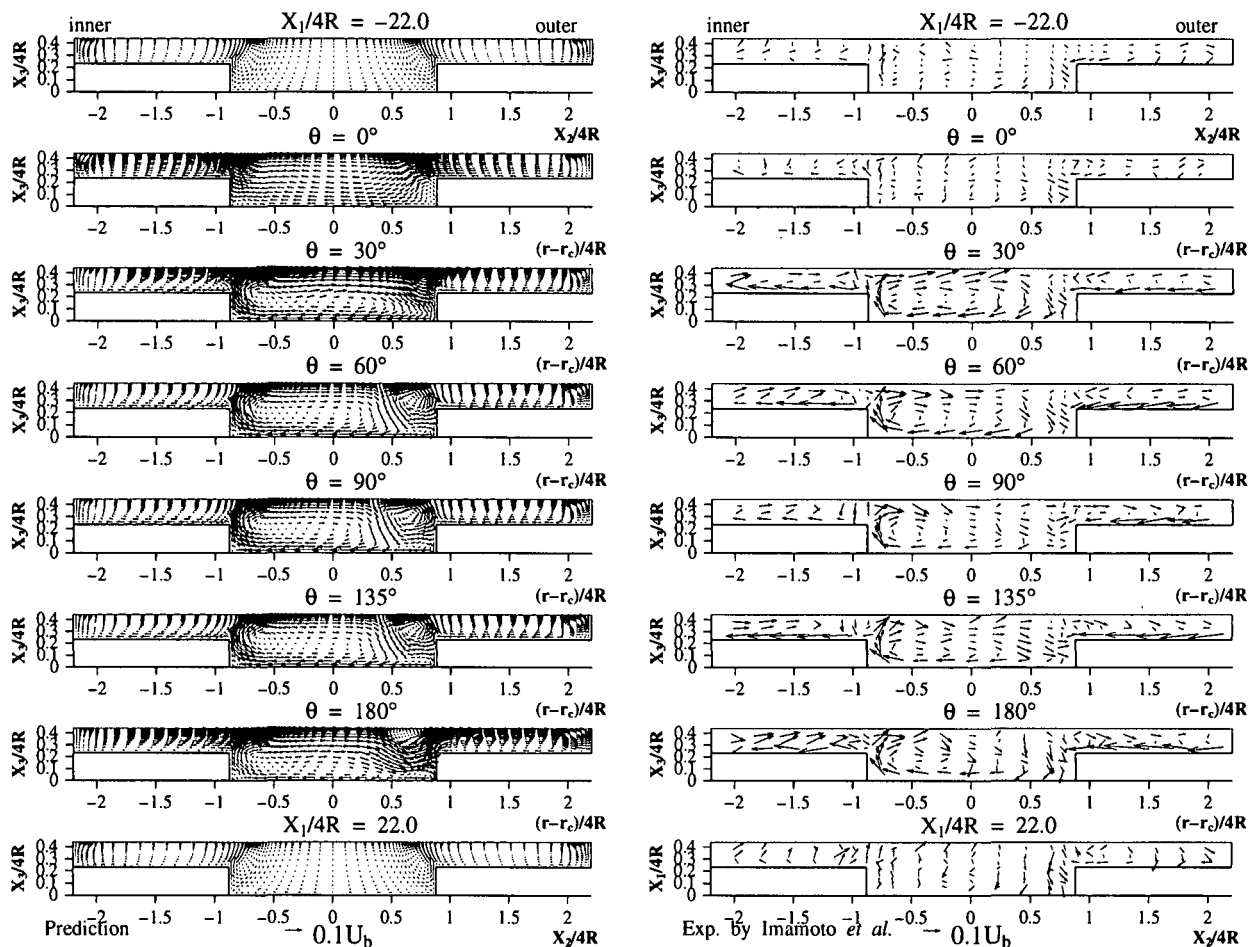


図-5 二次流れベクトルの比較

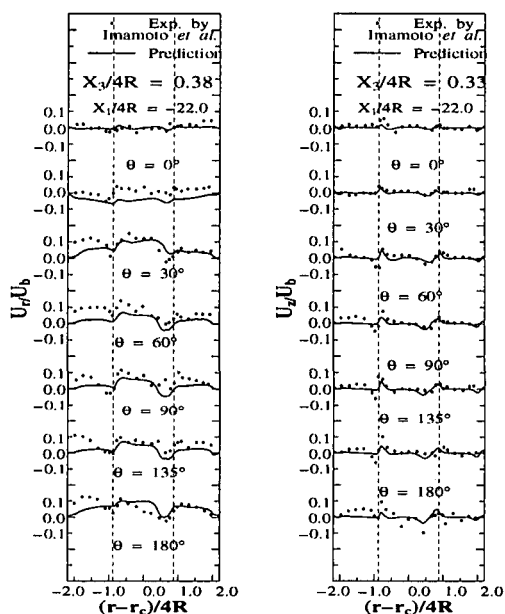


図-6 水平方向、垂直方向速度分布

図-3は主流方向速度等値線を比較した結果である。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す。実験結果より $X_1/4R = -22.0$ では主流方向速度の最大値は断面中央に位置するが $\theta = 0^\circ$ では内壁側に移動し、曲がりが進むにつれ逆に外壁側に移動することが理解できる。こうした傾向は単断面曲

がり開水路流れでも認められ¹¹⁾、曲がりを有する流れに特徴的な現象であると解釈される。計算結果もほぼ同様な傾向を示している。また、実験では最大主流方向速度は、低水路外壁の河床近傍に認められ、計算もこうした現象を再現するが等値線分布形状、予測値は異なる。

高水敷における速度分布に着目すると、実験から $\theta = 30^\circ$ の内側高水敷に 1.1 のラインが認められ外側高水敷の速度に比較して流速が速い領域が形成される。このことは $\theta = 30^\circ$ の計算結果においても確認できる。実験はその後曲がり部出口まで両高水敷にて 1.02 のラインが認められるが、計算では内側の高水敷に高い値が存在する。

図-4は $X_3/4R = 0.33$ 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。計算値は実験値より小さな値を予測している。こうした差異傾向は特に外側高水敷で顕著で最大 25% 程度の誤差を含む。今本ら³⁾は内側高水敷と低水路との境界近傍で高水敷から増加してきた速度が減少し、低水路流路で再度増加することを特徴的な点として指摘しているが、計算結果も同様な現象を再現している。こうした高水敷先端で速度が減速するのは、低速流体が移流されるためであり断面内に生成される二次流れに起因

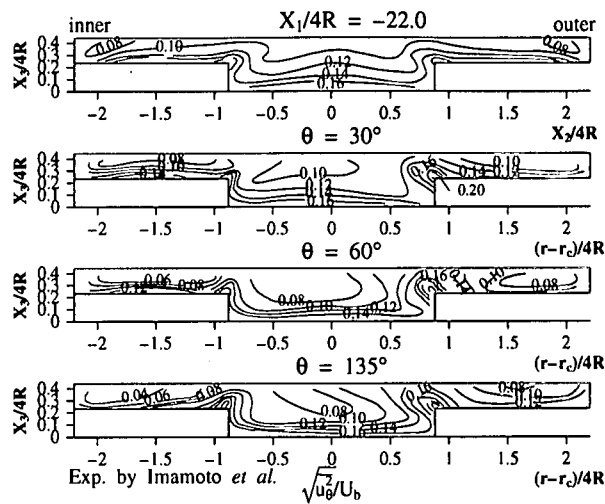
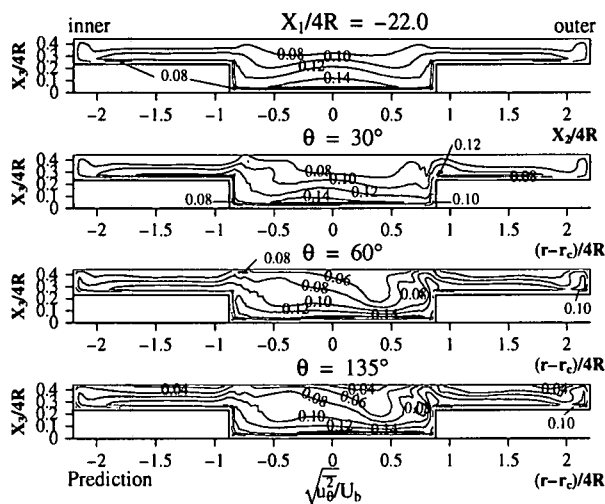


図-7 主流方向乱れ強度比較

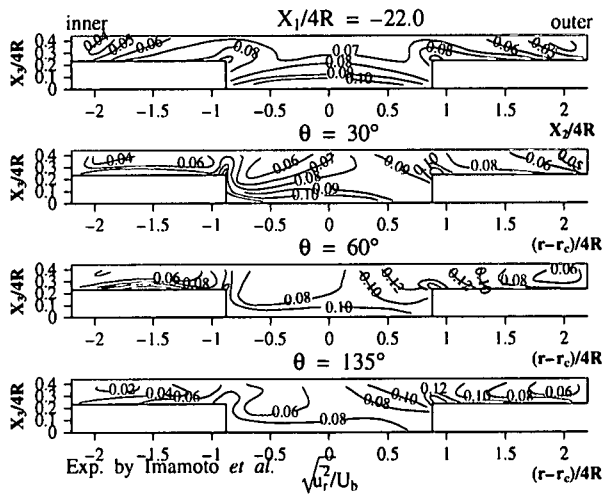
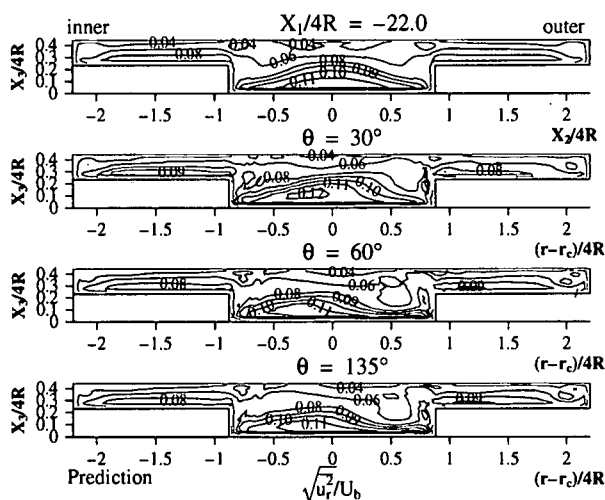


図-8 水平方向乱れ強度比較

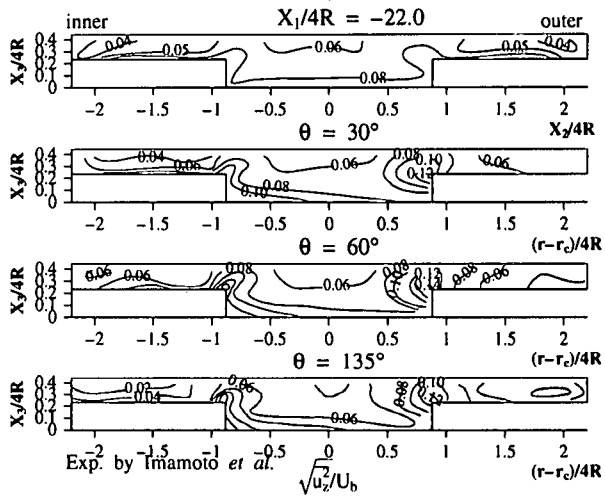
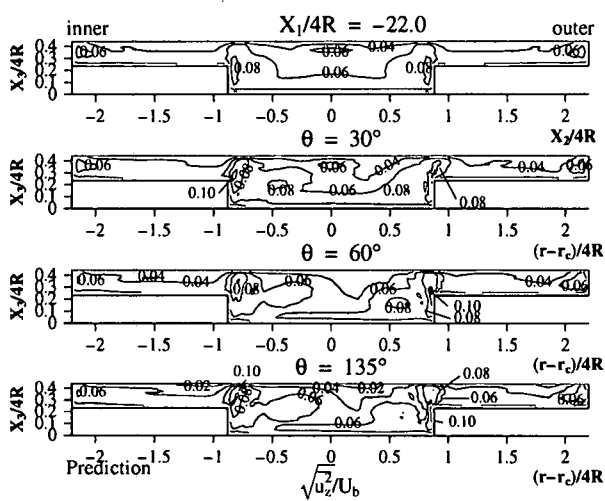


図-9 垂直方向乱れ強度比較

するものと予測される。

図-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。 $X_1/4R = -22.0$ の計算結果では両高水敷先端部に自由水面に向かう斜昇流が再現され乱流モデルの妥当性を示唆している。この斜昇流は断

面平均速度の2～3%と微弱なため測定は難しく実験では顕著には認められない。 $\theta = 0^\circ$ では外壁から内壁に向かうような二次流れが計算結果に明瞭に認められる。こうした二次流れは外壁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

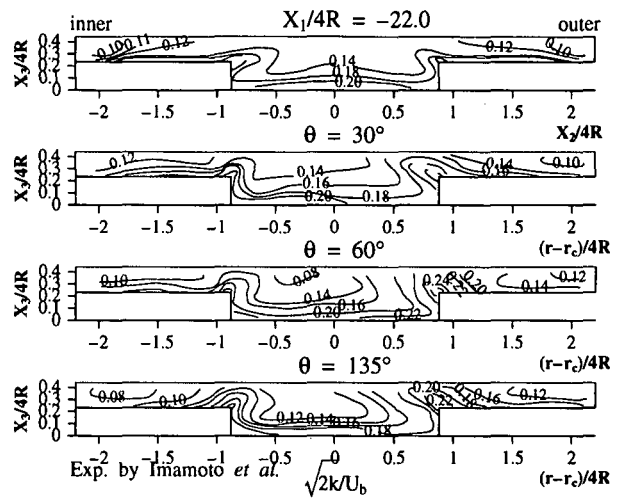
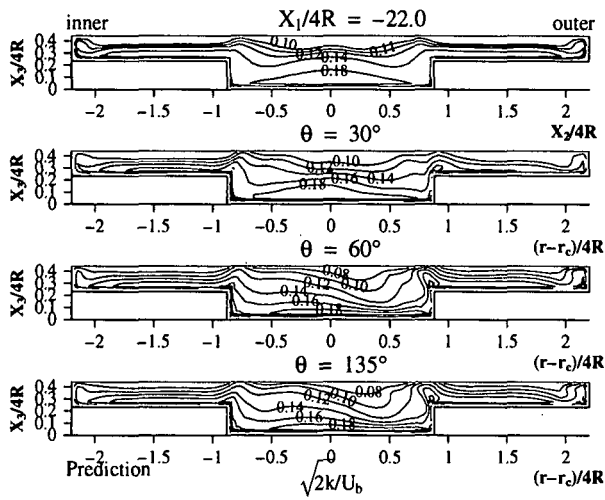


図-10 乱流エネルギーの等値線比較

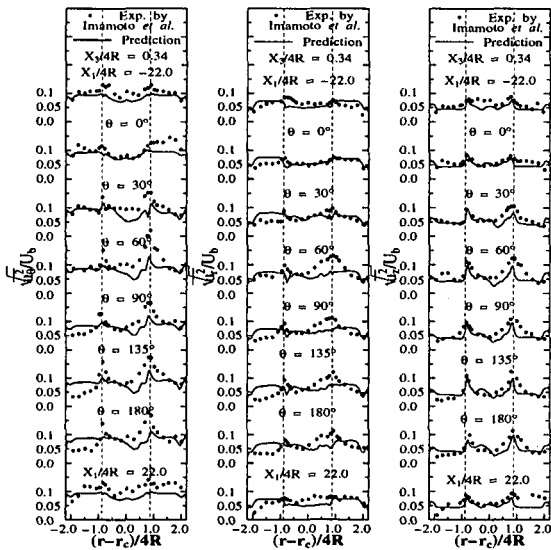


図-11 乱れ強度の水平方向分布比較

主流方向速度等値線は内壁に寄った分布を示す。θ = 30°では遠心力による流れが流速の速い自由水面近傍で、圧力勾配による流れが低水路底面近傍で形成され大きな時計回りの循環流が形成されることが両結果から理解できる。

計算結果からθ = 60°に至ると、外側高水敷先端からの斜昇流と低水路に生成された大きな循環流が $(r - r_c)/4R = 0.4$ の自由水面近傍にて干渉し、低水路の大きな循環流は自由水面から低水路外壁コーナ部へ向かう流れを形成することになる。この流れが自由水面近傍の高速流体を外壁側の低水路底面に移流する結果、最大主流方向速度は低水路外壁近傍に現れることになる。一方、高水敷先端では反時計回りの循環流が形成される。θ = 60°の実験結果からも、外側高水敷先端近傍にて同様な現象が認められる。今本ら³⁾は、同時に内側高水敷先端近傍でも反時計回りの二次流れによる循環流が形成されることを報告しているが、計算結果からは認められない。むしろ、計算結果は低水路の大きな循環流と遠心力

による二次流れが、内側高水敷先端の自由水面近傍で合流するような二次流れ分布を示す。また、内側高水敷近傍での二次流れは外側のそれより値は大きく、壁面近傍の低速流体を自由水面に移流する結果、先の主流方向速度の減少を引き起こす。

計算結果からθ = 180°に至ると、外側高水敷先端に認められた斜昇流は大きく減衰し、内壁から外壁に向かう比較的大きな値を有する二次流れが支配的となり、上流部の二次流れ分布とは大きく異なる。こうした流れの存在は、曲がり開水路出口の外側高水敷には土砂、流木等が堆積しやすく、また早い流速に乗った浮遊物が堤防に損害を与え堤防決壊の可能性が高いことを示唆している。X₁/4R = 22.0 の直線複断面開水路流れでは X₁/4R = -22.0 における結果同様に、両高水敷先端部には斜昇流が存在する。

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図-6に示す。それぞれ X₃/4R = 0.38, 0.33 における流速を比較している。比較結果から垂直方向速度は比較的良好に再現するが、曲がり開水路の内側高水敷における半径方向速度を計算は小さく予測することが解る。

4.2 速度変動場の比較

図-7,8,9は主流方向乱れ強度 $\sqrt{u_\theta^2}$ 、水平方向乱れ強度 $\sqrt{u_r^2}$ 、垂直方向乱れ強度 $\sqrt{u_z^2}$ 等値線を比較した結果を示したものである。図-7に示す実験結果より主流方向乱れ強度の最大値は河床壁、両高水敷先端部に存在し、その近傍では等値線が大きく自由水面に突出した分布を示す。また、θ = 135°では0.08, 0.1の乱れ強度等値線が、自由水面から低水路の外壁コーナ部に向かって突き出した分布を示している。こうした現象を計算も再現するが、内側高水敷先端近傍で自由水面に向かう等値線の突出しは計算で

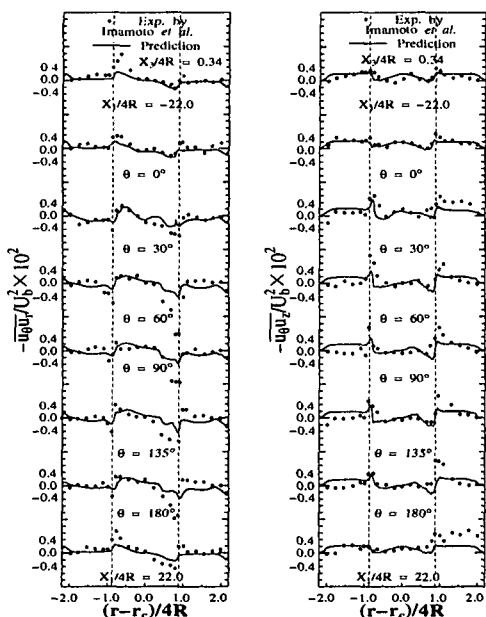


図-12 セン断応力の水平方向分布比較

は顕著には認められず実験と異なる。これは図-3に示す主流方向速度分布から理解されるように、計算では内側高水敷先端における等値線分布に変化が少ないことに起因するものと解釈される。

水平方向乱れ強度は河床壁で最大値を、側壁ではその乱れ強さが側壁により抑制される結果、小さな値を取ることが予測されるが、両結果とも予測と同様な傾向を示している。また $\theta = 30^\circ$ にて低水路河床に存在する最大値は低水路内壁に寄ることを実験は示しているが、計算もその現象を再現している。

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ため低水路、高水敷側壁にて高く河床壁にて小さな値を示す。また、この乱れ強度は自由水面近傍で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。実験は低水路側壁にて高い値を示し、さらに高水敷先端からの二次流れにより自由水面近傍まで高い値の等値線が存在する。計算も同様な現象を再現している。計算では、自由水面近傍で小さな値が存在し乱れ強度が減衰することが理解される。

図-10は乱流エネルギー分布を比較した結果である。今本ら³⁾は曲がり部での等値線が、内側高水敷先端部では鉛直上方に、外側高水敷では低水路自由水面に向かって伸びることを実験結果の特徴として指摘しているが、計算もほぼ同様な傾向を示している。計算結果の乱流エネルギー分布は、主流方向乱れ強度とほぼ相似な分布を示し乱流エネルギーは主流方向乱れ強度とほぼ等価と思われるが、高水敷先端近傍では異なり、この領域では半径方向、垂直方向の乱れ強度による影響が顕著である。このことは高水敷先端近傍の領域は、顕著な非等方性乱流場が

形成されていることを示している。

図-11は各方向の乱れ強度の定量評価を $X_3/4R = 0.34$ の位置で行った結果を示している。両結果から低水路、高水敷境界で各乱れ強度は大きく変化することが解る。これは、この領域で生成される斜昇流、平面渦等により活発な運動量交換が行われるためと解釈される。計算は水平方向乱れ強度を曲がり部に小さく予測する傾向にあるが、他の位置では比較的良好に実験値を再現している。

図-12はせん断応力 $\overline{u_\theta u_r}$, $\overline{u_\theta u_z}$ の半径方向に沿う分布を比較したものである。 $X_1/4R = -22.0$ におけるせん断応力 $\overline{u_\theta u_r}$ は、 $(r - r_c)/4R = 0.0$ を境に正負が逆転するが、これはせん断応力 $\overline{u_\theta u_r}$ の主要な生成が、主流方向速度の半径方向変化 $\partial U_\theta / \partial r$ （直線部では X_2 軸方向）に起因するためである。曲がり部に流入すると主流方向速度は二次流れにより影響を受け、せん断応力 $\overline{u_\theta u_r}$ 分布も複雑に変化する。例えば低水路と高水敷との境界のうち、内側の境界に着目すると、 $X_1/4R = -22.0$ では低水路側でせん断応力は単調に増加するが、曲がり部では負側に大きく減少した後、低水路側で増加する分布を示す。これは高水敷先端からの二次流れにより低速度の流体が移動される結果、 $\partial U_\theta / \partial r$ が負に変化するためと解釈される。計算は境界線上における値を正確には再現していないが、その特徴的分布は再現している。

実験のせん断応力 $\overline{u_\theta u_z}$ 分布から、特徴的な点として低水路、高水敷の両境界でピーク値を取ること、外側境界近傍では低水路で減少後、増加し境界でピーク値を示した後、再度高水敷側で減少することを指摘できるが、計算もこうした特徴的現象を再現している。せん断応力 $\overline{u_\theta u_z}$ の生成が $\partial U_\theta / \partial X_3$ に支配されることを考えれば、こうした現象もせん断応力 $\overline{u_\theta u_r}$ 同様、二次流れによる主流方向速度分布が大きく変化するためと解釈される。このことは、せん断応力を正確に予測するためには二次流れを精度良く再現することが必要であることを示唆している。

4.3 二次流れの生成力評価

二次流れは圧力勾配より生成される第一種二次流れと、乱れの非等方性より生成される第二種二次流れとに分類される。乱流場における複断面曲がり開水路流れは、こうした二種類の二次流れが共存する典型的な流れ場であり、従って複断面曲がり開水路流れでは、圧力勾配による力、遠心力、および非等方性乱流による力の釣り合いから二次流れは生成されるものと解釈される。こうした三種類の流体力を定量評価することから、どの領域でどの流体力が支配的であるかを知ることができる。また、こうした曲がり開水路流れでは遠心力、圧力勾配による力の方

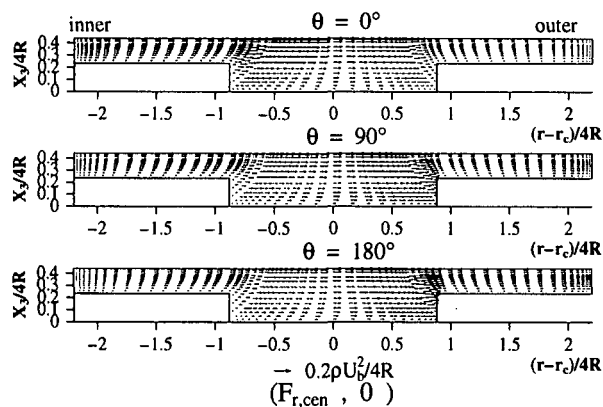


図-13 遠心力による力

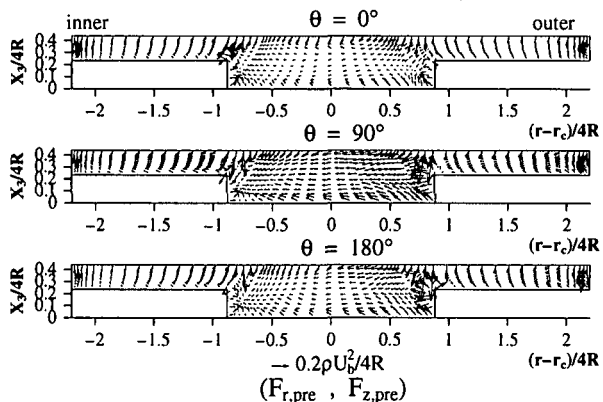


図-14 圧力勾配による力

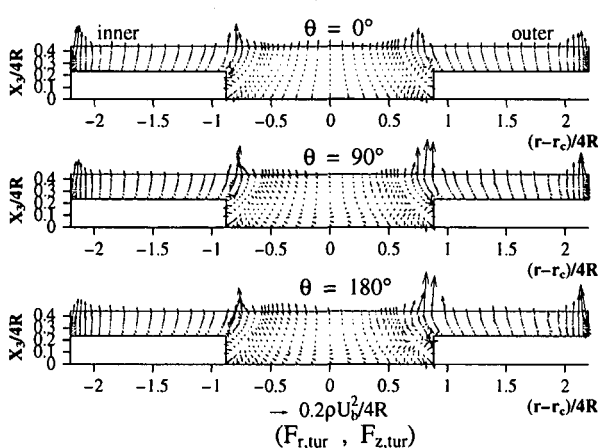


図-15 乱流拡散による力

が非等方性乱流による力より卓越し、どのような乱流モデルを用いても問題はないように思われがちであるが、こうした点に関して新たな知見を示すことができる。そこで、断面方向の運動方程式を用いて遠心力（式(4)）、圧力勾配より生成される力（式(5)）、非等方性乱流より生成される力（式(6)）をベクトル図として代表的断面にて表示し、各力の寄与を検討した。非等方性乱流より生成される力は運動方程式中の拡散項に相当している。ベクトル図は式(4)、(5)、(6)に示す諸量を算出し示した。その際速度は U_b 、圧力は ρU_b^2 で、長さは $4R$ に無次元化した。

$$\left[F_{r, cen} = \frac{\rho U_b^2}{r}, 0 \right] \quad (4)$$

$$\left[F_{r, pre} = -\frac{\partial P}{\partial r}, F_{z, pre} = -\frac{\partial P}{\partial z} \right] \quad (5)$$

$$\left[F_{r, tur} = \rho \left(-\frac{\partial \overline{u_r^2}}{\partial r} - \frac{\partial \overline{u_\theta u_r}}{r \partial \theta} - \frac{\partial \overline{u_z u_r}}{\partial z} - \frac{\overline{u_r^2} - \overline{u_\theta^2}}{r} \right), \right.$$

$$\left. F_{z, tur} = \rho \left(-\frac{\partial \overline{u_r u_z}}{\partial r} - \frac{\partial \overline{u_\theta u_z}}{r \partial \theta} - \frac{\partial \overline{u_z^2}}{\partial z} - \frac{\overline{u_r u_z}}{r} \right) \right] \quad (6)$$

図-13,14,15に、それぞれ遠心力、圧力勾配、乱流拡散による力の計算結果を示す。遠心力は内壁から外壁に向かって作用し水面近傍で大きく、河床近傍で小さな値を有する。圧力勾配による力は、一般的に外壁から内壁に向かうが、高水敷先端の自由水面近傍では河床に向かう力が作用する。乱流拡散による力は高水敷内外壁近傍、高水敷先端近傍で特に支配的で、またその大きさも他の力と同程度である。こうした分布から以下のような知見が得られる。高水敷先端ならびに高水敷内外側壁近傍では、三種の力が相互作用し二次流れを生成するが、特に乱流拡散による力は圧力勾配による力と同程度の値を有しほぼ釣り合う。従ってこの領域では乱流モデルは重要な役割を担う。低水路で生成される大きな循環流は遠心力と圧力勾配による力が支配的で乱流モデルは寄与しないが、低水路コーナ部では乱流モデルは二次流れ生成に影響を与える。

5. 結論

複断面を有する曲がり開水路流れを対象にその水理特性を予測するとともにその乱流構造について検討を加えた。解析に際しては代数応力モデル、境界適合座標系を用いた。さらに二次流れの生成機構について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は曲がり入口で内壁に、曲がりが進むにつれ低水路外壁コーナ部に移動するが、本解析手法は定性的にこうした現象を再現した。定量的には外側高水敷領域の主流方向速度予測に最も差が見られ20%程度の誤差を含む。
- (2) 直線複断面開水路流れに特徴的な高水敷先端での斜昇流を計算は再現している。
- (3) 外側高水敷先端では低水路領域を大きく占める時計回りの循環流と斜昇流による反時計回りの循環流とが干渉し、自由水面から低水路外壁のコーナ部に向かう二次流れを形成することを本解析手法も再現した。
- (4) 主流方向、水平方向、垂直方向乱れ強度は高水

敷と低水路の境界でピーク値を取り実験と類似の傾向を示すが、定量的には水平方向乱れ強度に相違が認められた。

(5) せん断応力分布は高水敷と低水路境界で増減を示す特異な分布を呈する。計算はこうした分布を定量的にも再現している。また、こうした分布は二次流れにより主流方向速度等値線が変形するためと解釈される。二次流れの正確な予測が必要である。

(6) 高水敷先端、および側壁近傍では乱流拡散による力と圧力勾配による力が拮抗し二次流れを生成する。このことは乱流モデルが重要な役割を担うことを示唆している。

(7) 本解析手法は複断面曲がり開水路流れの特徴的現象を再現し、解析手法の妥当性を示した。また発生要因の異なる二種類の二次流れも予測可能であることを示し河川工学への有用性も提示した。

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、石垣泰輔助教授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) Sellin, R.H.J.: A laboratory investigation into interaction between the flow in the channel of a river and that over its floodplain, La Houille Blanche, No.7, pp.793-802, 1967.
- 2) 今本博健, 久下俊夫: 複断面流れの水理特性に関する基礎的研究, 京都大学防災研究所年報, 第17号B, pp.665-679, 1974.
- 3) 今本博健, 石垣泰輔, 藤沢寛: 複断面湾曲開水路流れの水理特性について(1), 京都大学防災研究所年報, 第25号B-2, pp.529-543, 1982.
- 4) 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.
- 5) 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.
- 6) 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.
- 7) Kiely, G.K.: Overbank flow in meandering compound channels, the important mechanisms, Int. Conf. on River Flood Hydraulics, Wallingford, pp.207-217, 1990.
- 8) Sellin, H.J., Irvine, 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) 杉山均, 秋山光庸, 亀澤正之: 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, 土木学会論文集, 572/II-40, pp.11-21, 1997.
- 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.

(1998年4月24日 受付)