

準3次元浅水流モデルを用いた複断面 河道湾曲部流れの解析と実験との比較

池田駿介¹・河村一弘²・粕谷泉³

¹フェロー会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科(〒152-8552 東京都目黒区大岡山2-12-1)

²正会員 修士(工) 日本ヒューレット・パッカー株式会社

³学生員 修士(工) 東京工業大学大学院 理工学研究科土木工学専攻

複断面河道湾曲部は、横断面内では遠心力に起因する2次流が生じ、低水路・高水敷境界部では大規模水平渦が発生する複雑な流れ場である。本研究では複断面湾曲部を対象に2次流と水平渦の効果を扱うために準3次元数値解析を行い、さらに実験を行った。その結果、乱れの三次元性が強い内岸側低水路・高水敷境界部を除いて、水平渦の発生や時間平均流れ場をおおよそ再現することができた。準3次元数値解析法の妥当性を実験値との比較により確認し、その後、水深、低水路幅、曲率を変化させた数値実験を行い、流れや横断方向運動量輸送に及ぼす影響を考察した。

Key Words : curved compound channels, horizontal vortex, laboratory tests, quasi-3D model, secondary flow

1. 序論

複断面湾曲部の流れは、複断面形状特有の流れと湾曲部特有の流れが混在する非常に複雑な流れ場である。直線複断面流れは低水路・高水敷の水深差によって横断方向に主流速差が生じる。そのため低水路・高水敷境界部では間欠的に上昇する斜昇流の存在や、相対水深(高水敷水深/低水路水深)が小さい場合には周期的な大規模水平渦(以下、水平渦と呼ぶ)が発生し、横断方向の運動量輸送・物質輸送に大きな影響を与える^{1),2),3)}。湾曲部の流れ場は遠心力に起因する2次流(第1種の2次流)が発生するため、横断方向運動量輸送や河床変動に大きな影響を及ぼすことが知られている⁴⁾。

複断面湾曲部の流れに関しては今本ら⁵⁾や富永・長尾⁶⁾により断面内に遠心力に起因する2次流や斜昇流が存在することが明らかにされている。数値解析では杉山ら⁷⁾が代数応力方程式モデルを用いて流れ場を再現している。しかし、これらの研究は低水路・高水敷境界部に発生する水平渦の影響については考慮していない。先に著者らは一様湾曲複断面水路で比較的相対水深の小さい流れについて実験を行った⁸⁾。その結果、外岸側の低水路・

高水敷境界部で水平渦が発生することを確認した。また、同流れ場を対象に1方程式モデルを用いた平衡領域の断面2次元計算を行い⁸⁾、遠心力に起因する2次流や主流速を比較的良好に再現したが、そのモデルでは水平渦による運動量輸送を扱っていないため、低水路・高水敷境界部近傍の流れ場の再現性に問題が残っていた。

本研究では、複断面湾曲流れ場に生じる2次流および水平渦の影響を取り入れた数値解析を行う。このとき、より複雑な流れ場へ適用することが容易となるよう準3次元浅水流モデルを用いる。準3次元モデルは、これまで開水路湾曲部の流れ⁹⁾、剥離渦¹⁰⁾などに適用されており、比較的確立された手法である。本研究ではまず、複断面湾曲水路を対象に実験を行い、同モデルの流れ場への適用性を確認した後、水深・低水路幅・曲率を変化させた数値実験を行い、流れ場の把握や各パラメータの変化による影響を考察する。

2. 準3次元浅水流モデルの概要

(1) 方程式系

浅水流場に発生する水平渦を再現する乱流モデルとしてはSDS-2DHモデル¹¹⁾が知られている。こ

のモデルは水深に比べ水平スケールが大きい流れ場に有効で、水深スケール以下の等方性が強い乱れ (SDS 乱れ) は乱れエネルギー輸送方程式を用いた 1 方程式モデルで表現し、大規模水平渦運動のような水深スケール以上の乱れは水深平均連続式および運動量式を直接数値積分して解く平面 2 次元モデルである。著者ら⁹⁾はこのモデルを用いて直線複断面水路に発生する水平渦を含む流れ場を良好に再現している。

しかし、湾曲部のように鉛直構造が流れ場の特徴を決定づける場合、単純な浅水流モデルでは流れ場を再現することができない。石川ら⁹⁾は開水路湾曲部において準 3 次元解析を行っている。これは主流速および横断方向流速成分に試行関数を与え、重みつき残差法を用いて速度分布を求めようとするもので、計算負荷の高い三次元計算をすることなく主流及び 2 次流の鉛直構造とそれにより生じる運動量輸送を考慮できるため、湾曲部の流れ場を簡便かつ精度良く解析できる。

本研究で用いたモデルは SDS-2DH モデルのように基礎式を水深平均するのではなく、流速成分を複数のモードの鉛直試行関数とその重みの積の和として与え、Galerkin 法を用いて重みつき積分するモデルである (灘岡ら¹⁰⁾)。すなわち、主流、2 次流および水平大規模渦成分については、非定常準 3 次元解析を行い、水深スケール以下の乱れ (SDS 乱れ) については水深平均の 1 方程式モデルで表現している。

以下に準 3 次元浅水流モデルの基礎方程式系を示す。これは連続式、運動方程式 (試行関数の i 番目のモードに対してのみ示す)、水深平均の SDS 乱れエネルギー K の輸送方程式から構成されており、円筒座標系を用いて書かれている (Notation は図-1 参照)。

水平流速成分を以下のように表す。

$$u_\theta(r, \theta, z, t) = \sum_{m=1}^N F_{\theta m}(z) U_{\theta m}(r, \theta, t) \quad (1)$$

$$u_r(r, \theta, z, t) = \sum_{m=1}^N F_{rm}(z) U_{rm}(r, \theta, t) \quad (2)$$

ここに $F_{\theta m}(z), F_{rm}(z)$ は鉛直分布試行関数、 $U_{\theta m}, U_{rm}$ はその重み係数、 N は考慮するモードの数である。式 (1), (2) を用いることにより、本数値解析における未知変数は、水位 η および $2N$ 個の重み係数 $U_{\theta m}, U_{rm}$ となる。以下これらの表記を用いて連続式、運動方程式を示す。

連続式：

式 (1), (2) を連続式に代入し、水深積分することにより次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \sum_{\theta} \frac{\partial}{r \partial \theta} \{ U_{\theta} (G_{\theta 0} + \eta F_{\theta 0}) \} \\ + \sum_{\theta} \frac{\partial}{\partial r} \{ U_{r\theta} (G_{r\theta 0} + \eta F_{r\theta 0}) \} + \sum_{\theta} (G_{r\theta 0} + \eta F_{r\theta 0}) \frac{U_{r\theta}}{r} = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

ここに、添え字 0 は $z=0$ での値を表す。

運動方程式 (θ 方向, i モード成分)：

式 (1), (2) を θ 方向および r 方向の運動方程式に代入する。しかし、代入後の方程式を単純に水深積分するだけでは 2 個の方程式しか得られないため、 $2N$ 個の重み係数を決定することができない。そのため、各運動方程式に試行関数を乗じて水深積分を行い、各試行関数のモードに対応した $2N$ 個の残差方程式を導出する。これらの残差方程式をゼロとするように $2N$ 個の重み係数を決定する (Galerkin 法)。 θ 方向の運動方程式から導出される試行関数の i モード成分に対応する方程式は以下の通りである。

$$\begin{aligned} \sum_m C [F_{\theta} F_{\theta m}] \cdot \frac{\partial U_{\theta m}}{\partial t} - \sum_m \sum_m C \left[F_{\theta} \frac{\partial F_{\theta m}}{\partial z} G_{\theta m} \right] \cdot \left(U_{\theta} \frac{\partial U_{r m}}{\partial r} + \frac{U_{\theta} U_{r m}}{r} \right) \\ - \sum_m \sum_m C \left[F_{\theta} \frac{\partial F_{\theta m}}{\partial z} G_{\theta m} \right] \cdot U_{\theta} \frac{\partial U_{\theta m}}{r \partial \theta} + \sum_m \sum_m C [F_{\theta} F_{r m} F_{\theta m}] \cdot U_{r m} \frac{\partial U_{\theta m}}{\partial r} \\ + \sum_m \sum_m C [F_{\theta} F_{\theta} F_{\theta m}] \cdot U_{\theta} \frac{\partial U_{\theta m}}{r \partial \theta} + \sum_m \sum_m C [F_{\theta} F_{r m} F_{\theta m}] \cdot \frac{U_{r m} U_{\theta m}}{r} \\ = C [F_{\theta}] \cdot \left(-g \frac{\partial \eta}{r \partial \theta} + g t \right) - F_{\theta b} \cdot \tau_{\theta b} \\ + \sum_m C \left[\frac{\partial F_{\theta}}{\partial z} G_{\theta m} \right] \cdot \bar{v}_i \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial (r U_{r m})}{\partial r} \right\} + \sum_m C \left[\frac{\partial F_{\theta}}{\partial z} G_{\theta m} \right] \cdot \bar{v}_i \frac{\partial^2 U_{\theta m}}{r^2 \partial \theta^2} \\ - \sum_m C \left[\frac{\partial F_{\theta}}{\partial z} \frac{\partial F_{\theta m}}{\partial z} \right] \cdot \bar{v}_i U_{\theta m} + \sum_m C [F_{\theta} F_{r m}] \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(\bar{v}_i \frac{\partial U_{r m}}{r \partial \theta} \right) + \frac{2 \bar{v}_i}{r} \frac{\partial U_{r m}}{r \partial \theta} \right\} \\ + \sum_m C [F_{\theta} F_{\theta m}] \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(\bar{v}_i \frac{\partial U_{\theta m}}{\partial r} \right) + 2 \frac{\partial}{r \partial \theta} \left(\bar{v}_i \frac{\partial U_{r m}}{r \partial \theta} \right) + \frac{2 \bar{v}_i}{r} \frac{\partial U_{\theta m}}{\partial r} \right\} \\ - \frac{2}{3} C [F_{\theta}] \cdot \frac{\partial K}{r \partial \theta} \end{aligned} \quad (4)$$

運動方程式 (r 方向, i モード成分)：

θ 方向と同様に Galerkin 法を用いることによって、以下の式が導出される。

$$\begin{aligned} \sum_m C [F_{r i} F_{r m}] \cdot \frac{\partial U_{r m}}{\partial t} \\ - \sum_m \sum_m C \left[F_{r i} \frac{\partial F_{r m}}{\partial z} G_{r m} \right] \cdot \left(U_{r m} \frac{\partial U_{r m}}{\partial r} + \frac{U_{r m} U_{r m}}{r} \right) \\ - \sum_m \sum_m C \left[F_{r i} \frac{\partial F_{r m}}{\partial z} G_{\theta m} \right] \cdot U_{r m} \frac{\partial U_{\theta m}}{r \partial \theta} + \sum_m \sum_m C [F_{r i} F_{r m} F_{r m}] \cdot U_{r m} \frac{\partial U_{r m}}{\partial r} \\ + \sum_m \sum_m C [F_{r i} F_{\theta} F_{r m}] \cdot U_{\theta} \frac{\partial U_{r m}}{r \partial \theta} - \sum_m \sum_m C [F_{r i} F_{\theta} F_{\theta m}] \cdot \frac{U_{\theta} U_{\theta m}}{r} \\ = -C [F_{r i}] \cdot g \frac{\partial \eta}{\partial r} - F_{r b} \cdot \tau_{r b} \\ + \sum_m C \left[\frac{\partial F_{r i}}{\partial z} G_{r m} \right] \cdot \bar{v}_i \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial (r U_{r m})}{\partial r} \right\} \\ + \sum_m C \left[\frac{\partial F_{r i}}{\partial z} G_{\theta m} \right] \cdot \bar{v}_i \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial U_{\theta m}}{r \partial \theta} \right) - \sum_m C \left[\frac{\partial F_{r i}}{\partial z} \frac{\partial F_{r m}}{\partial z} \right] \cdot \bar{v}_i U_{r m} \\ + \sum_m C [F_{r i} F_{r m}] \cdot \left\{ \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\bar{v}_i \frac{\partial U_{r m}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{r \partial \theta} \left(\bar{v}_i \frac{\partial U_{\theta m}}{r \partial \theta} \right) \right\} \\ + \sum_m C [F_{r i} F_{\theta m}] \cdot \left\{ \frac{\partial}{r \partial \theta} \left(\bar{v}_i \frac{\partial U_{\theta m}}{\partial r} \right) - \frac{2 \bar{v}_i}{r} \frac{\partial U_{\theta m}}{r \partial \theta} \right\} - \frac{2}{3} C [F_{r i}] \cdot \frac{\partial K}{\partial r} \end{aligned} \quad (5)$$

表-1 実験および計算の条件

Case	実験							再現計算									
	B1	B2	B3	C1	C2	C3	A1	A2	A3	B1	B2	B3	C1	C2	C3		
低水路水深	h_m	(cm)	6.5	7.5	10	6.5	7.5	10	6.5	7.5	10.0	6.5	7.5	10.0	6.5	7.5	10.0
高水路水深	h_r	(cm)	1.5	2.5	5	1.5	2.5	5	1.5	2.5	5.0	1.5	2.5	5.0	1.5	2.5	5.0
相対水深	h_r/h_m	(-)	0.231	0.333	0.5	0.231	0.333	0.5	0.231	0.333	0.500	0.231	0.333	0.500	0.231	0.333	0.500
マニング粗度係数	n	($m^{-1/3}$)	0.022	0.02	0.022	0.018	0.02	0.022	0.020	0.018	0.018	0.022	0.022	0.018	0.020	0.022	0.022
低水路幅	b	(cm)	40	40	40	10	10	10	60	60	60	40	40	40	10	10	10
片側高水路幅	B_s	(cm)	2.5	2.5	2.5	4.0	4.0	4.0	15	15	15	2.5	2.5	2.5	4.0	4.0	4.0
曲率半径	R	(m)	4	4	4	4	4	4	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0
低水路レイノルズ数	Re	(-)	13772	19352	29294	10116	12616	18813	16521	23731	39012	13544	18977	28898	9881	12389	19232
θ 方向クラン数	Cr	(-)	-	-	-	-	-	-	0.0730	0.0909	0.1121	0.0558	0.0711	0.0834	0.0459	0.0532	0.0700
r 方向クラン数	Cr	(-)	-	-	-	-	-	-	0.0637	0.0793	0.0978	0.0487	0.0620	0.0728	0.0400	0.0464	0.0611
数値実験																	
Case	D1	D2	D3	E1	E2	E3	E4	F1	H1	H2	H3	I1	J1	K1	L1	M1	
低水路水深	h_m	(cm)	6.5	7.5	10.0	6.5	7.5	8.5	10.0	6.5	6.5	7.5	10.0	6.5	6.5	6.5	6.5
高水路水深	h_r	(cm)	1.5	2.5	5.0	1.5	2.5	3.5	5.0	1.5	1.5	2.5	5.0	1.5	1.5	1.5	1.5
相対水深	h_r/h_m	(-)	0.231	0.333	0.500	0.231	0.333	0.412	0.500	0.231	0.231	0.333	0.500	0.231	0.231	0.231	0.231
マニング粗度係数	n	($m^{-1/3}$)	0.018	0.018	0.018	0.018	0.018	0.018	0.018	0.018	0.018	0.018	0.018	0.018	0.018	0.018	0.018
低水路幅	b	(cm)	60	60	60	40	40	40	40	30	10	10	10	2	40	40	40
片側高水路幅	B_s	(cm)	15	15	15	25	25	25	25	30	40	40	40	44	25	25	25
曲率半径	R	(m)	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	2.0	8.0	12.0	∞
低水路レイノルズ数	Re	(-)	16165	20897	34354	15423	20612	26249	35462	13847	10381	15420	29772	8825	15423	15423	15423
θ 方向クラン数	Cr	(-)	0.0811	0.0909	0.1121	0.0682	0.0790	0.0887	0.1019	0.0612	0.0459	0.0591	0.0855	0.0390	0.2727	0.0170	0.0076
r 方向クラン数	Cr	(-)	0.0708	0.0793	0.0978	0.1190	0.1378	0.1549	0.1778	0.1068	0.0801	0.1031	0.1493	0.0681	0.1190	0.1190	0.1190

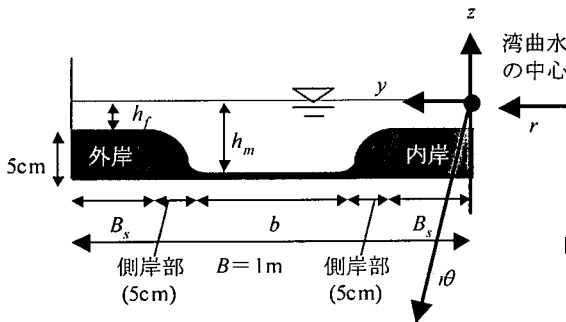


図-1 水路横断面図 ($z=0$ は図-2に示す水平面にとる)

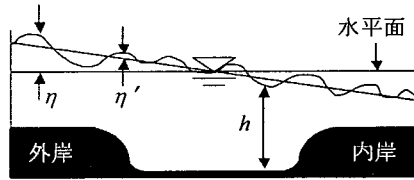


図-2 水深水面変動定義図 (h はある瞬間の水深, η は遠心力による水面上昇を含む水平面からの水面変動, η' は時間平均水面からの水面変動を表している.)

SDS 乱れエネルギー輸送方程式:

$$\frac{\partial K}{\partial t} + u_\theta \frac{\partial K}{r \partial \theta} + u_r \frac{\partial K}{\partial r} = \frac{\partial}{r \partial \theta} \left(\frac{\bar{v}_i}{\sigma_k} \frac{\partial K}{r \partial \theta} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\bar{v}_i}{\sigma_k} \frac{\partial K}{\partial r} \right) + \bar{P}_{kh} + \bar{P}_{kv} - \bar{\varepsilon} \quad (6)$$

ここに, $C[\]$ および $C[\]$ は以下のような演算子を表す.

$$C[\phi_i \phi_n \phi_m] = \int_{-h}^0 \phi_i \phi_n \phi_m dz = \int_{-h}^0 \phi_i \phi_n \phi_m dz + \eta (\phi_i \phi_n \phi_m)_{z=0} \quad (7)$$

$$C[\phi_i \phi_m] = \int_{-h}^{0.7h} \phi_i \phi_m L_1 dz + \int_{0.7h}^0 \phi_i \phi_m L_2 dz = \int_{-h}^{0.7h} \phi_i \phi_m L_1 dz + \int_{0.7h}^0 \phi_i \phi_m L_2 dz + \eta (\phi_i \phi_m L_2)_{z=0} \quad (8)$$

ϕ は名目関数である. 又,

$$G_{\theta n}(z) = \int_{-h}^z F_{\theta n} dz, \quad G_{r m}(z) = \int_{-h}^z F_{r m} dz \quad (9)$$

$$\tau_{\theta\theta} = C_f u_\theta \sqrt{u_\theta^2 + u_r^2}, \quad \tau_{r\theta} = C_f u_r \sqrt{u_\theta^2 + u_r^2} \quad (10)$$

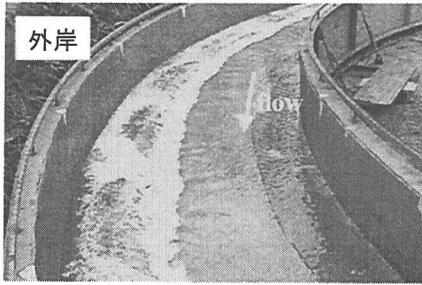
$$C_f = \frac{2g\eta^2}{h^{1/3}} \quad (11)$$

$$\bar{P}_{kh} = \bar{v}_i \left\{ 2 \left(\frac{\partial \bar{u}_\theta}{r \partial \theta} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \bar{u}_r}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \bar{u}_r}{r \partial \theta} + \frac{\partial \bar{u}_\theta}{\partial r} \right)^2 \right\} \quad (12)$$

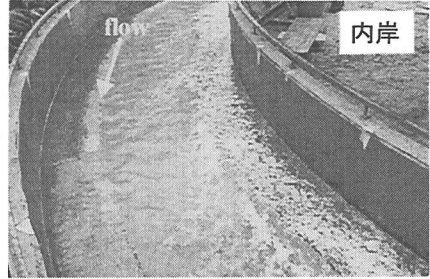
$$\bar{P}_{kv} = \frac{C_f (u_r^2 + u_\theta^2)^{3/2}}{l} \quad (13)$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{C_d K^2}{l}, \quad \bar{v}_i = \frac{C_\mu}{C_d} \sqrt{Kl} \quad (14), (15)$$

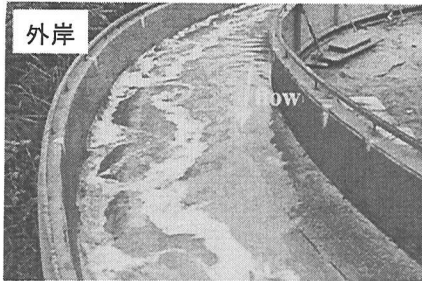
である. ここに, t : 時間, η : 水位, h : 水深(図-2 参照), $U_{\theta i}, U_{r i}$: 重み係数, $F_{\theta i}, F_{r i}, G_{\theta i}, G_{r i}$: 鉛直分布試行関数 ($i, m, n = 1, 2, \dots$), K : 水深平均 SDS 乱れによる乱れエネルギー, u_θ, u_r : θ および r 方向流速, g : 重力加速度, ν_i : 渦動粘性係数, σ_k : 乱流モデル係数 (=1.0), $\tau_{\theta\theta}, \tau_{r\theta}$: 底面せん断力, C_f : 底面摩擦係数, ε : 乱れエネルギー逸散率, $\bar{P}_{kh}, \bar{P}_{kv}$: それぞれ水平せん断, 底面摩擦による乱れエネルギー生産率, C_μ, C_d : モデル定数でそれぞれ 0.09, 0.17 とした. $\bar{\quad}$ は水深平均値, 添字 $0, b$ はそれぞれ $z=0, z=-h$ の値を示し, 添え字 i, m, n は試行関数のモードを示している. 平面 2 次元モデルでは, SDS 乱れの長さスケール l について池田ら³⁾, 灘岡・八木¹¹⁾ は鉛直方向に一様値を用いている. しかし, 本計算は準 3 次元モデルであ



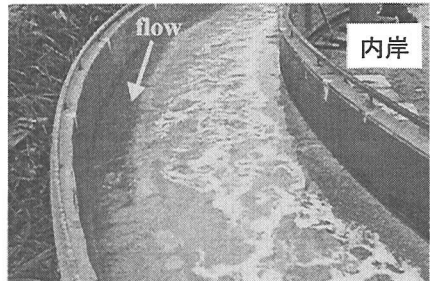
a) Case B1 (外岸側)



b) Case B1 (内岸側)



c) Case B3 (外岸側)



d) Case B3 (内岸側)



e) Case C1

写真-1 水面付近の流況の可視化

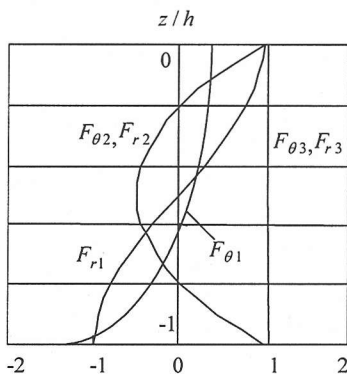


図-3 鉛直分布試行関数

り、2次流を精度良く取り扱う必要がある。そのため、主流の鉛直分布をうまく表現する必要があり、長さスケールを一定とすると水路底付近の

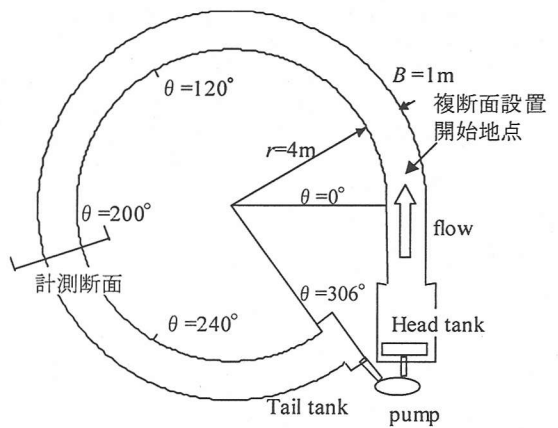


図-4 実験水路概念図

主流の鉛直勾配が小さくなる。そこで、本論文では池田ら⁹⁾が用いた以下の鉛直分布を与えた。すなわち、底面付近においては底面からの距離に比例して与え、それ以外のところでは水深に比例する値を与えている。しかしながら式(14)、(15)に示されるように乱れエネルギー生産、逸散に関しては、平面2次元モデル(SDS-2DHモデル)と同様に水深平均によって表している。これは2次流などによって流れは若干の3次元性を帯びるものの、乱れの基本構造は平面2次元流と同じ浅い流れで持つという仮定によっている。

$$l = \begin{cases} \alpha h & \left(\frac{z+h}{h} > 0.3 \right) \\ \frac{\alpha}{\beta}(z+h) & \left(\frac{z+h}{h} < 0.3 \right) \end{cases} \quad (16)$$

ここに $\alpha = 0.1, \beta = 0.3$ である。また L_1, L_2 は、 l が鉛直方向に分布を持つことによる次式のような関数である。

$$L_1 = \frac{1}{0.85} \cdot \frac{10}{3} \left(1 + \frac{z}{h} \right), \quad L_2 = \frac{1}{0.85} \quad (17)$$

(2) 鉛直分布関数

流速成分を近似するための鉛直分布試行関数については複断面湾曲部流れの特徴を容易に表現できる関数を与える。実験結果³⁾より主流速分布は対数分布、横断方向流速分布は正弦分布に近い分布形であり、また2次流による運動量交換を調整できるように式(18)のように主流方向、横断方向にそれぞれ3個の試行関数を与えた(図-3参照)。

$$\begin{aligned} F_{01} &= -75.932 \left(\frac{z}{h} \right)^6 - 198.16 \left(\frac{z}{h} \right)^5 - 195.82 \left(\frac{z}{h} \right)^4 - 89.783 \left(\frac{z}{h} \right)^3 \\ &\quad - 19.293 \left(\frac{z}{h} \right)^2 - 1.1347 \left(\frac{z}{h} \right) + 0.402662 \\ F_{02} &= 6 \left(\frac{z}{h} \right)^2 + 6 \left(\frac{z}{h} \right) + 1 \\ F_{03} &= 1 \\ F_{r1} &= -4 \left(\frac{z}{h} \right)^3 - 6 \left(\frac{z}{h} \right)^2 + 1 \\ F_{r2} &= 6 \left(\frac{z}{h} \right)^2 + 6 \left(\frac{z}{h} \right) + 1 \\ F_{r3} &= 1 \end{aligned} \quad (18)$$

(3) 計算条件

数値計算は数値モデルの適用性を検討するために実験と流量を合わせた再現計算を行い、その後水平渦や2次流の影響を評価出来るように粗度を一定にして水深、低水路幅、曲率を変化させた数値実験を行った(表-1)。計算時間は再現計算に関しては実験の計測断面に対応した時間とし、数値実験に関しては100秒間とした。計算領域は中心曲率の半径を R (m)として r 方向に100cm、 θ 方向に $\theta_{\max} = (90 \times R/4)$ 度とした。計算格子は $\Delta r = 1.0$ cm、 $\Delta \theta = \theta_{\max} / 360$ とした。直線水路(曲率半径 ∞)の場合は流下方向に720cm、横断方向に100cmの計算領域とし、計算格子は流下方向に2.0cm、横断方向に1.0cmである。境界条件は、平均流れ場、乱れの場合ともに上下流端を周期境界条件、左右壁をslip条件とした。初期条件はまず流下方向に平衡領域で計算を行い、主流速成分に1%の擾乱を加えた後、その結果を空間全体に与えた。

3. 実験と数値解析との比較

(1) 実験概要

実験水路は中心曲率半径450cm、水路幅100cm、湾曲角306°の循環式長方形断面水路を使用し、粗砂(粒径1mm)を用いて低水路と水路の両側に高水敷を形成し、ボンドで固めた。低水路と高水敷は図-1に示すように余誤差曲線でなめらかに結んでいる(Case Aのみ文献³⁾の実験条件と合致させるため、低水路・高水敷境界部は直としている)。側岸部の幅は各々5cmである。水路勾配は1/500、低水路底面粗度は1mmである。実験水路の平面概念図を図-4に示す。計測断面は複断面設置地点から12m(湾曲流入部から約20°)下流の横断面とした。この地点では、流速分布や水平渦の長期周期は完全に発達しており、また同じ水路を用いた従来の研究⁴⁾においてもこの地点では完全発達域であることが確認されている。

水平渦の発生周期計測には電磁流速計を用い、外岸側と内岸側の低水路・高水敷境界部で主流速の流速変動を測定し、そのスペクトル解析を行った。スペクトル卓越周期は可視化の結果と合わせてスペクトルのパワー密度がピーク値を持つ周期とした。低水路・高水敷境界部の水面変動は容量式波高計を用いて測定した。水平成分の時間平均流速は流れの向きにピトー管を合わせ、流速の絶対値と流下方向となす角度から主流方向流速 u_θ と横断方向流速 u_r を求めた。流速の測定間隔は横断方向に2.5~10.0cm、鉛直方向に0.5~1.0cmで、水深平均流速は加重平均法で算出した。

(2) 大規模水平渦の発達

写真-1は実験水路における水表面付近の流況の可視化写真である。可視化には粒径130~150 μ mの塩化ビニル粒子を用いた。低水路幅が大きく相対水深(h/h_m)が小さいCase B1、低水路幅が大きく相対水深が大きいCase B3、低水路幅が小さく相対水深が小さいCase C1についてそれぞれ示している。まず、低水路幅が大きいCase Bのシリーズについて述べる。Case B1では外岸側の低水路・高水敷境界部において周期的な水平渦が発生している一方、内岸側の低水路・高水敷境界部には明瞭な水平渦発生を確認できなかった。著者ら³⁾が行った直線複断面開水路実験では、相対水深が0.3を超えると低水路高水敷境界部でボイルが卓越し、明瞭な水平渦が確認できなかった。このことから外岸側と内岸側で水平渦の発達状況が異なるのは、2次流が作用しているためであると考えられる。すなわち、2次流が外岸側の低水路・高水敷境界部では下降流となり、ボイルを抑

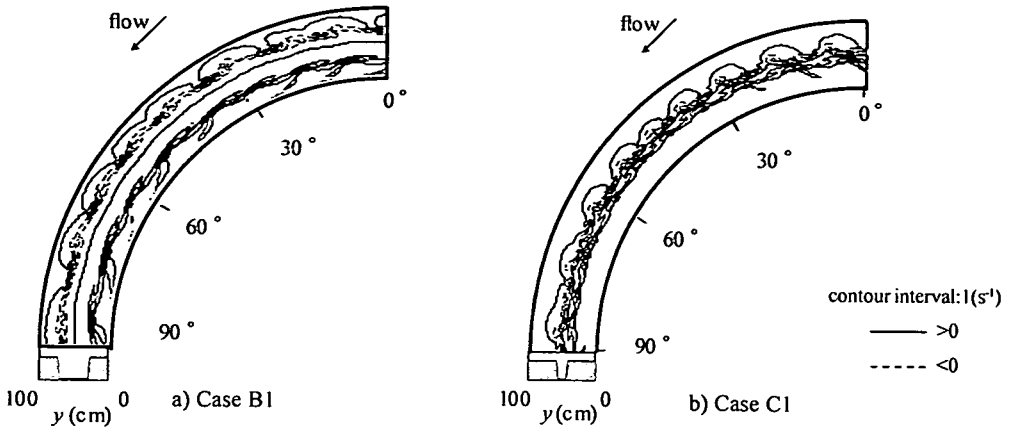


図-5 瞬間渦度分布の計算結果

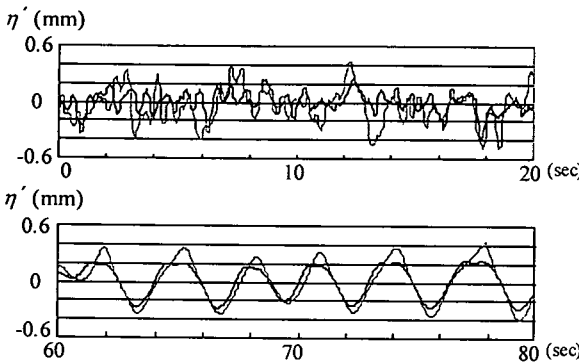


図-6 低水路・高水敷境界部における水面変動
(Case C1, 上:実験, 下:計算)
.....: 外岸側 —: 内岸側

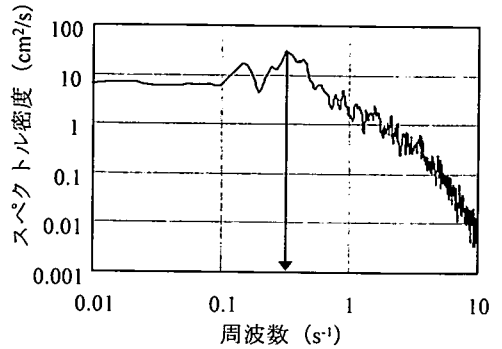


図-7 主流速変動スペクトル(Case B1, 実験値)

表-2 水平渦発生の卓越周期(外岸側)

Case	実験渦周期 (sec)	計算渦周期 (sec)
A1	2.56	2.98
A2	1.86	2.68
A3	1.69	1.66
B1	3.01	3.20
B2	3.36	3.35
B3	2.33	1.79
C1	3.19	3.10
C2	2.13	2.14
C3	2.09	1.53

制して水平渦構造が現れるのに対し、内岸側では2次流が上昇流となり、乱れの3次元性が卓越するため水平渦構造を壊すと考えられる。このような外岸側と内岸側での水平渦の発達状況が異なる傾向は相対水深の大きいCase B3でも同様であった。しかしCase B3の内岸側では正負逆方向きの渦が交互に発生する様子が見られた。これは上向き2次流及び斜昇流が底面付近の遅い運動量塊を水面付近に持ち上げ、境界部付近で主流速分布に極小値を生じさせるためであると考えられる。

図-5は実験計測断面に対応した時刻の渦度分布の計算結果である。Case B1については、外岸側の低水路・高水敷境界部において水平渦が発達している。しかし、内岸側は計算では水平渦が発達しており、実験とは異なった結果を示している。これは実験では内岸側低水路・高水敷境界部はボイルなどにより乱れの3次元性が強い場となっているのに対し、本モデルではこのような流れ場を再現できないことによる。

次に低水路幅が狭いCase C1については、実験の可視化写真および計算の渦度分布からみても兩岸の渦が干渉し並んで存在している様子がわかる。このことを示すために低水路・高水敷境界部における水面変動 η' の時系列を示す(図-6)。実験結果および計算結果ともに、外岸側と内岸側でほぼ同位相で水位低下が生じている。水位低下は水平渦の通過を示しており、水平渦の干渉によって外岸側の渦と内岸側の渦が同位相で存在していることがわかる。渦列の干渉は直線複断面水路でも報告されているが、この場合には兩岸の渦が逆位相で

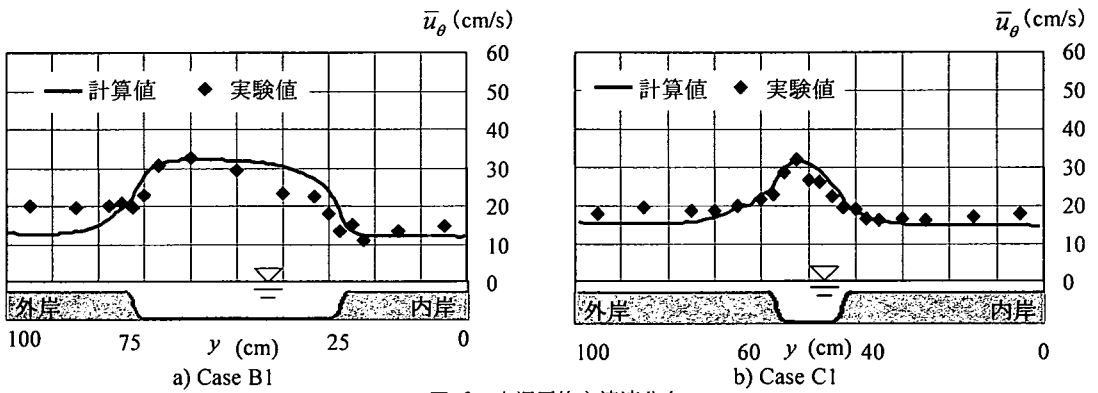


図-8 水深平均主流速分布

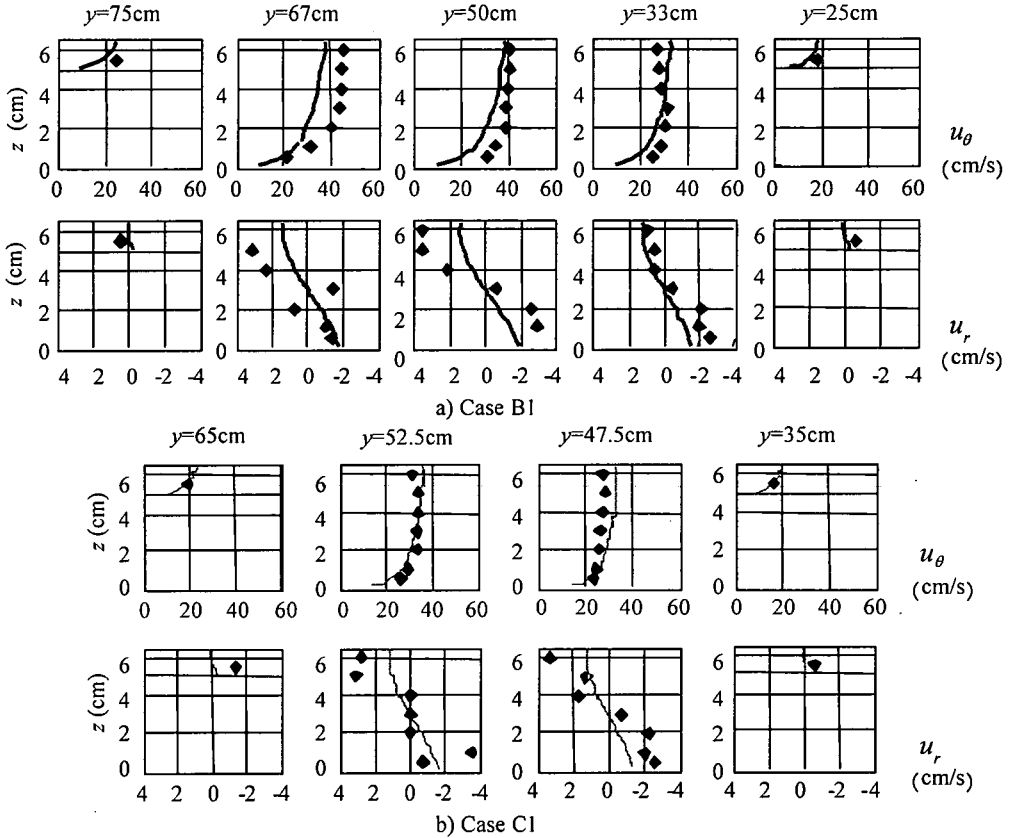


図-9 主流速・横断方向流速鉛直分布 (— 計算値, ◆ 実験値 yは内岸からの距離を示す)

存在する¹²⁾。このように同じ渦列の干渉現象でも違いが生じるのは、直線複断面水路では兩岸の渦の強さが同程度であるのに対し、湾曲複断面では外岸側の渦の方が内岸側に比べて強いことにより、外岸側の強い渦が内岸側の弱い渦を支配しているためであると考えられる。

次に卓越渦周期について考察する。図-7が流速の実験値(Case B1)をスペクトル解析したものであり、図中の矢印は卓越周期を示している。表-2に外岸側低水路・高水敷境界部に発生した水平渦周期の実験結果及び計算結果を示す。Case Aに関して

は実験と計算では低水路・高水敷境界部の形状が異なるため多少差異が見られるが、計算で求められた水平渦の周期は基本的に実験結果と良好に一致している。しかし、相対水深の大きいCase B3、Case C3に関して計算結果は周期を過小評価している。これは相対水深が大きくなるほど乱れの3次元性が強くなるため、本モデルによる再現性が低下することによっている。

(3) 時間平均流れ場

図-8にCase B1とCase C1の水深平均主流速分布

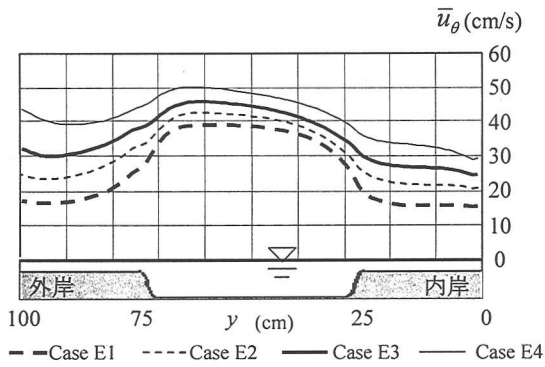
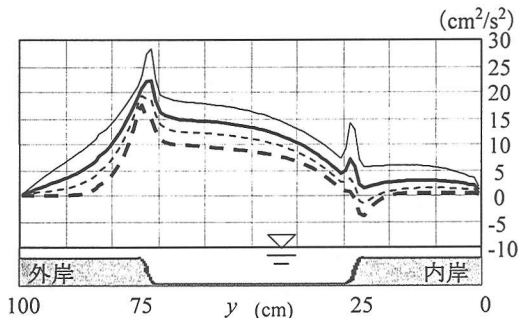
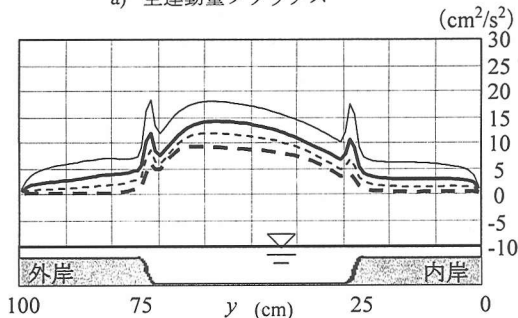


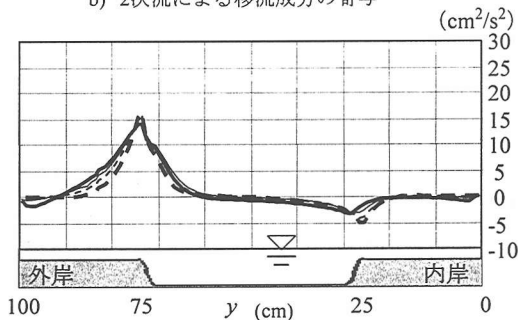
図-10 水深をパラメータとした水深平均主流速分布



a) 全運動量フラックス



b) 2次流による移流成分の寄与



c) 乱流成分の寄与

--- Case E1 -.-.- Case E2 — Case E3 — Case E4

図-11 水深をパラメータとした水深平均横断方向運動量フラックス

を示す。高水敷上で実験値が計算値より大きい値を示しているが、これは高水敷の水深が小さく1点しか測定できないことによる精度上の問題と考えられる。Case B1の内岸側低水路・高水敷境界部では前述のように乱れの3次元性が強いいため、実験値とよく一致していない。しかし、外岸側低水路・高水敷境界部では水平渦による運動量拡散が生じ、そのために流速勾配が緩やかになる様子を再現できており、乱れの3次元性が強い場を除いてはおおよそ一致している。

次にCase B1, Case C1の代表地点の主流速・横断方向流速鉛直分布を図-9に示す。主流速の鉛直方向勾配は遠心力に起因する2次流の駆動力となるので、鉛直分布を精度良く求めることは重要である。本モデルは式(16)のようにSDS乱れの長さ l に壁からの距離によって変化する分布を与えており、計算結果は乱れの3次元性の強い内岸側低水路高水敷境界部を除いて、主流速・横断方向流速の鉛直分布に関する基本的パターンを比較的良好に再現している。しかし、Case B1については $y=33\text{cm}$ において主流の最大流速が河床付近で現れることを再現できなかったり、2次流をやや小さめに計算するなどの問題が残っている。これに関しては試行関数の選び方などに今後工夫が必要であると考えられる。また、渦列の干渉が生じるCase C1でも時間平均流速の鉛直分布に違いは見られず、渦列の干渉が流れの鉛直構造に殆ど影響を及ぼさないことが示されている。

4. 複断面湾曲流れの数値実験

(1) 水深変化による流れ場の違い

低水路幅が水深に比べて十分に広く、両岸から発生する水平渦の干渉の影響が少ないCase E(低水路幅40cm)において低水路水深を変化させて(水深: 6.5cm, 7.5cm, 8.5cm, 10cm)流れ場への影響を調べた。

図-10は水深平均主流速分布である。水深が大きくなるほど外岸側と内岸側の主流速差が大きくなるのがわかる。これは水深が大きいかほど2次流が強くなり、横断方向への運動量輸送が増大した結果、外岸側と内岸側の流況の違いが大きくなっていることを示す。

図-11は水深平均の横断方向へのa)全運動量フラックスとそれに対するb)2次流による寄与(移流成分)とc)水平渦など乱れによる寄与(乱流成分)を示しており、正が外岸側への輸送を表している。水深が大きいかほど外岸側への輸送量が増大している。

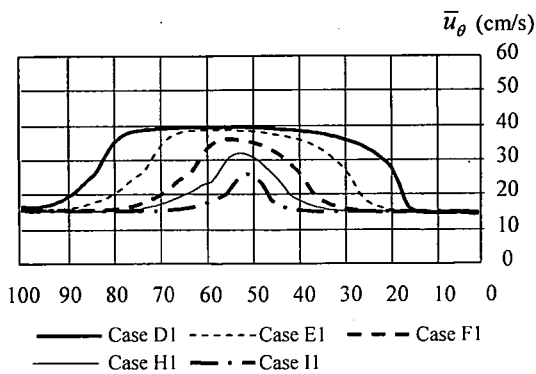


図-12 低水路幅をパラメータとした水深平均主流速分布

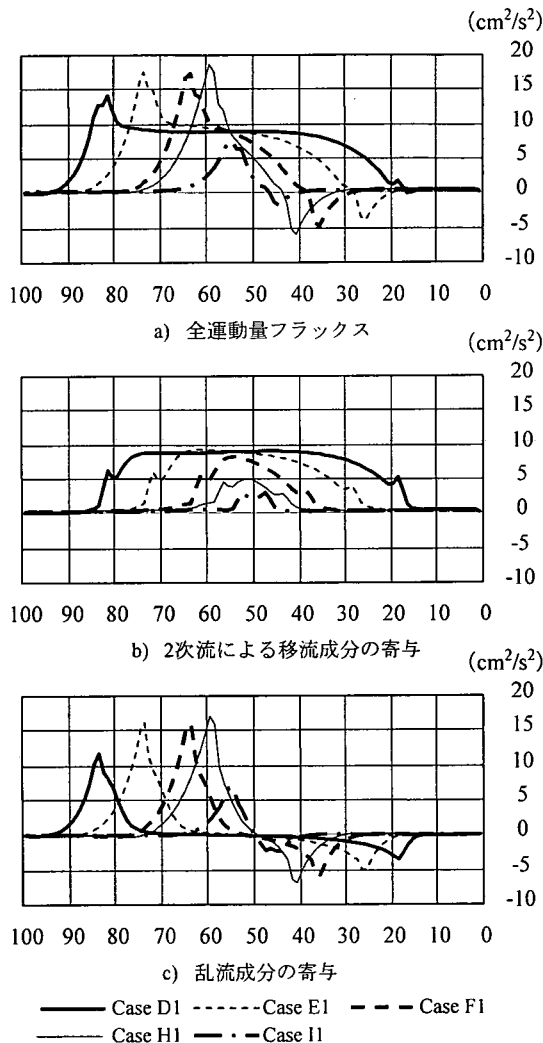


図-13 低水路幅をパラメータとした水深平均横断方向運動量フラックス

これは水深が大きいほど2次流が強くなり、移流による輸送が増大するためである。逆に水深が小さい場合は、外岸側の低水路・高水敷境界部では乱流成分が移流成分に比べ卓越している。つまり相対水深が小さいほど、横断方向運動量輸送に関して水平渦の影響が重要になることがわかる。

(2) 低水路幅変化による流れ場の違い

次に水平渦が発達する相対水深の小さい流れ場(相対水深0.231)において低水路幅変化(低水路幅: 60cm, 40cm, 20cm, 10cm, 2cm)の影響を考察する。

図-12は水深平均主流速分布である。低水路幅が小さくなるほど主流速は小さくなり、低水路・高水敷境界部の水平せん断力は小さくなる。これは水平渦の強さが弱くなることを意味している。

図-13は水深平均した横断方向へのa)全運動量フラックス、b)その移流成分、およびc)乱流成分の横断分布である。比較的low水路幅が狭いCase H1の場合に低水路・高水敷境界部で運動量輸送が増大していることがわかる。このケースは先に示したCase C1と低水路幅が同じであり、兩岸の渦列が干渉している。このことから運動量輸送増大の要因は、水平渦など乱流成分による運動量輸送が増大した結果であることが知られる。しかし、さらに低水路幅が小さいCase I1では横断方向運動量輸送は極端に減少している。これは図-12で見られるように、低水路幅が小さくなることにより低水路部と高水敷部流速差が急激に小さくなったことによる。

次に、渦列の干渉による運動量輸送増大の要因について検討する。計算結果により、渦列の干渉が起こる場合(Case H1)には渦列の干渉のない場合(Case E1)に比べて、外岸側の水平渦が流下方向に対して傾き、渦度分布も変化していることがわかる(図-14)。そこで渦構造の変化を見るためにCase E1, Case H1に関して外岸側の低水路・高水敷境界部における水深平均流速変動の4象限解析を行った(図-15)。渦列の干渉がほとんどないCase E1では、水平渦に伴って高水敷へ向かう弱いsweepと低水路に向かう強いejectionが生じるが、渦列の干渉が生じるCase H1では高水敷に向かって強いsweepと低水路に向かう弱いejectionを伴った水平渦構造に変化しており、さらに運動量輸送を生じさせる正の相関が強い流速変動に変化している。なお、一般には第1象限をsweep、第3象限をejectionと呼ぶが、ここではr方向の取り方(外向きを正)から第2象限をsweep、第4象限をejectionとしている。このような渦列の干渉による水平渦構造の変化は、直線水路に発生する渦列の干渉のメカニズム^{3), 12)}とは異なっ

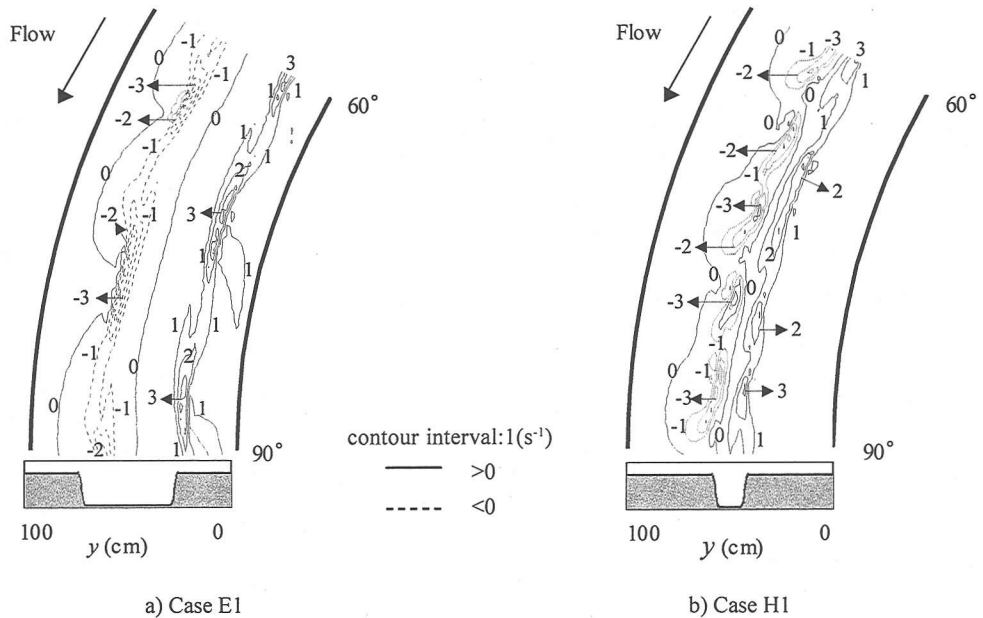


図-14 外岸側低水路・高水敷境界部における瞬間温度の空間分布

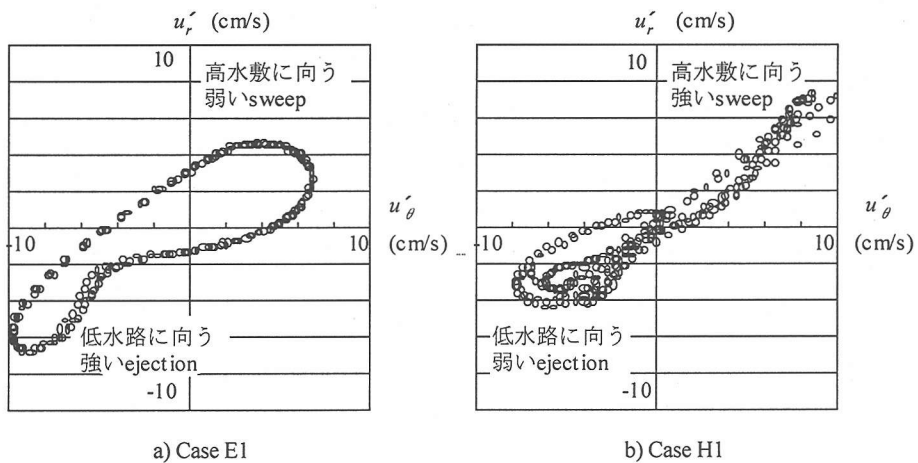


図-15 外岸側低水路・高水敷境界部における水深平均流速変動4象限解析

ている。直線水路ではKarman 渦列の安定配列条件の下で渦列が安定化し、渦構造を強めていることが知られているが¹²⁾、湾曲水路では曲率をもつことから兩岸の渦列の強さが異なり、直線水路の場合の運動量輸送を増大する仕組みと相違が生じたものと考えられる。

(3) 曲率変化による流れ場の変化

次に水平渦の影響が強く、渦列の干渉が生じない流れ場（相対水深0.231，低水路幅40cm）において曲率変化（曲率半径：2m, 4m, 8m, 12m，直線）の影響を考察する。図-16は水深平均主流速分布を示してい

る。曲率を持つほど2次流が強くなるため外岸側に運動量が輸送され、低水路内の外岸側と内岸側の主流速差が大きくなっている。このことにより外岸側と内岸側の低水路・高水敷境界部で水平せん断の大きさの差が増大し、兩岸で発達する渦の強さの違いが生じる。図-17は水深平均の横断方向への全運動量フラックスとそれに対する移流成分と乱流成分の寄与分の横断分布である。曲率を増大させるほど外岸側への運動量フラックスが増大することがわかる。これも2次流の移流成分による輸送が増加するためである。水平渦などの乱流成分による運動量輸送については、外岸側では

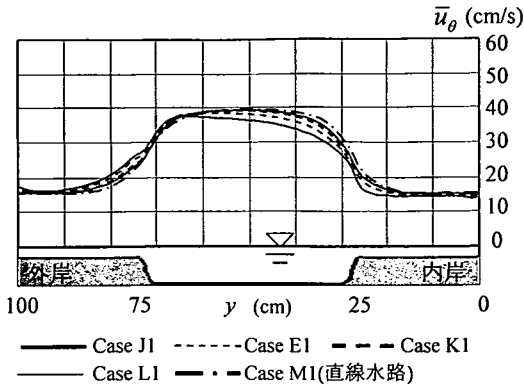


図-16 曲率をパラメータとした水深平均主流速分布

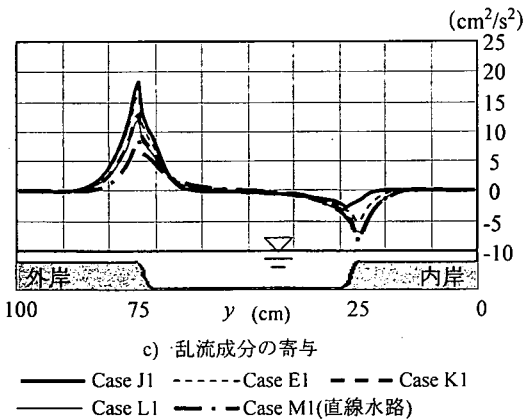
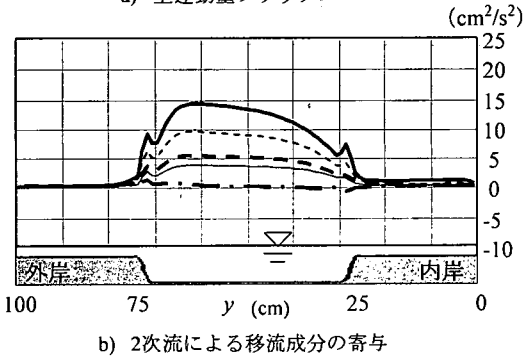
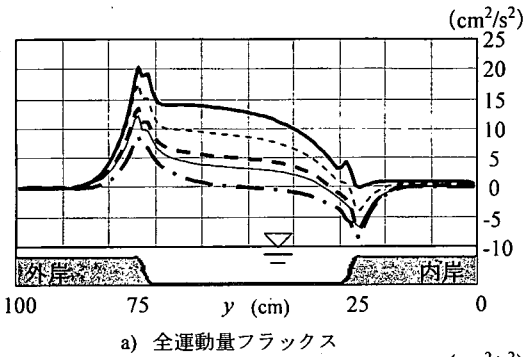


図-17 曲率をパラメータとした水深平均横断方向運動量フラックス

曲率が増大するほど水平渦が発達するため、乱流成分による運動量輸送が増加している。一方、内岸側では曲率を持たない直線水路のケース (Case M1) で最も内岸側への運動量輸送が大きくなっている。つまり、曲率が増大するほど2次流が強くなるので、移流成分による運動量輸送が増大し、さらに、低水路・高水敷境界部の水平せん断の大きさも変化し、外岸側の水平渦が強く発達して内岸側の水平渦は弱くなる。すなわち、水平渦による運動量輸送も曲率が増大すると内岸側への運動量輸送が減少する。

5. 結論

複断面湾曲流れを対象に、準3次元浅水乱流モデルを用いた数値計算および実験を行い、両者の比較と数値実験により以下の結論を得た。

1. 乱れの3次元性が強い内岸側低水路・高水敷境界部を除いて、本モデルは流れ場を精度良く再現することができる。
2. 低水路幅が狭くなって両岸の渦列が干渉すると、渦列の配置が同位相になる。
3. 数値実験の結果によれば、水深が大きくなるほど2次流が強くなり、外岸側への運動量輸送が増大する。一方、水深が小さい場合は低水路・高水敷境界部では水平渦による運動量輸送が卓越する。低水路幅が狭くなり、両岸の渦列が干渉するようになると水平渦構造が変化し、外岸側への運動量輸送が増大する場合がある。
4. 曲率が増大するほど2次流が強くなり、外岸側への運動量輸送が増大する。それに伴い低水路・高水敷境界部に発生する水平渦による運動量輸送も外岸側への運動量輸送が増大するように作用する。

謝辞：本研究は、日本学術振興会科学研究費基盤研究(A)(2)(研究代表者：池田駿介、課題番号：11305035)の補助を受けて行われたものである。また、準3次元モデルの枠組みおよび数値計算について東京工業大学情報理工学研究所灘岡研究室田村仁氏に種々御教示頂いた。記して謝意を表します。

参考文献

- 1) 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-2, pp.1-15, 1973.
- 2) 木下良作: 航空写真による洪水流解析の現状と今後の課題, 土木学会論文集, No.345/II-1, pp.1-19, 1984.
- 3) 池田駿介, 佐野貴之, 福元正武, 河村一弘: 複断面開

- 水路に生じる大規模組織渦と浮遊砂輸送, 土木学会論文
集, No.656/II-52, pp.135-144, 2000.
- 4) 吉川秀夫, 池田駿介, 北川明: 弯曲水路の河床変化につ
いて, 土木学会論文報告集, No.251, pp.65-75, 1976.
- 5) 今本博健, 石垣泰輔, 藤沢寛: 複断面弯曲開水路流れの
水理特性について (I), 京都大学防災研究所年報, 第25
号B-2, pp.529-543, 1981.
- 6) 富永晃宏, 長尾正志: 複断面開水路湾曲部の流れ構造,
土木学会応用力学論文集, Vol.1, pp.693-700, 1998.
- 7) 杉山均, 秋山光庸, 田中美恵子: 複断面曲がり開水路流
れの水理特性に関する研究, 土木学会応用力学論文集,
Vol.1, pp.683-692, 1998.
- 8) 池田駿介, 福元正武, 花村斉, 河村一弘: 複断面河道湾
曲部の水平組織渦および2次流に関する研究, 水工学
論文集, 第45巻, pp.493-498, 2001.
- 9) 石川忠晴, 鈴木研司, 田中昌宏: 開水路流の準三次元計
算法に関する基礎的研究, 土木学会論文集, No.375/
II-6, pp.181-189, 1986.
- 10) 齋岡和夫, 田村仁, 八木宏, 二瓶泰雄: 準三次元浅水
乱流モデルの開発に基づく三次元大規模渦構造の数値
シミュレーション, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.466-
470, 2000.
- 11) 齋岡和夫, 八木宏: SDS-2DHモデルを用いた開水路水
平せん断乱流の数値シミュレーション, 土木学会論文
集, No.473/II-24, pp.35-44, 1993.
- 12) 池田駿介, 空閑健: 直線複断面開水路流れに発生する
大規模水平渦列の安定性と運動量輸送に関する実験的
研究, 土木学会論文集, No.558/II-38, pp.91-102, 1997.

(2001. 6. 5. 受付)

NUMERICAL COMPUTATION USING QUASI-3D MODEL AND LABORATORY TESTS ON FLOWS IN CURVED-COMPOUND CHANNELS

Syunsuke IKEDA, Kazuhiro KAWAMURA and Izumi KASUYA

In curved compound channels, cross-sectional secondary flow is generated by the imbalance of centrifugal force, and horizontal vortices are induced at the junction of a main channel and flood plains by shear instability. Numerical computations using quasi-3D model was performed, and the results were compared with the experiments to know the flow field associated with the secondary flow and the horizontal vortices. As a result, this model was shown to be appropriate to simulate the entire flow field except for the inner junction of the main channel and the flood plains where 3D-turbulence associated with boils is predominant. Based on the results, numerical tests were performed by varying the water depth, the main channel width and the curvature, and their effects on the flow field and the lateral transport of fluid momentum were examined.