

準3次元洪水流モデルを用いた 同規模河川合流点流れの数値解析

NUMERICAL SIMULATION FOR FLOWS IN A SYMMETRICAL CONFLUENCE
USING QUASI-3D NUMERICAL MODEL FOR FLOOD FLOWS

坂本 洋¹・重枝未玲²・秋山壽一郎³

Hiroshi SAKAMOTO, Mirei SHIGE-EDA and Juichiro AKIYAMA

¹正会員 (株) 建設技術研究所 九州支社河川部 (〒810-0041 福岡市中央区大名2-4-12 CTI福岡ビル)

九州工業大学大学院 工学研究科建設社会工学専攻博士後期課程

²正会員 博士 (工) 九州工業大学大学院准教授 工学研究院建設社会工学研究系

(〒804-8550 北九州市戸畑区仙水町1-1)

³フェロー会員 Ph.D. 九州工業大学大学院教授 工学研究院建設社会工学研究系 (同上)

Numerical simulations for flood flows in a symmetrical river confluence were performed using a quasi-three dimensional numerical model. The vertically averaged and moment equations was used as governing equations to allow for the incorporation of pre-assumed linear distribution of horizontal velocity and quadratic vertical velocity and pressure distributions. The model is based on finite volume method using HLL (Harten, Lax and van Leer(1983)) numerical flux, which is one of a Riemann solver. The model is verified against two experimental data of flows in curved channel and in symmetrical river confluence. It shows that the model can reproduce the complex behavior of the flows with reasonable accuracy.

Key Words : Numerical model, quasi-3D, approximate Riemann solver, secondary flows, river confluence

1. はじめに

河川合流点は、土砂の堆積、河床の洗掘、流下能力の低下、流向の偏りに伴う水衝部の変動などの治水面上の問題¹⁾が生じるため、防災・減災の観点から重要な地点である。

河川合流点周辺の流れや河床変動特性に関する実験研究^{2),3),4),5),6)}は数多くあり、①河川合流点周辺では底面近傍では合流点のらせん流の影響によって底面流速が分離する特徴的な流れが生じること³⁾、②らせん流が合流点の河床形状の発達に重要な役割を果たすこと⁵⁾、③合流点での流れの3次元性は、本川と支川との水路幅比によって決まる水面形の関係によって変化すること⁶⁾、などが明らかとなっている。このように、河川合流点では3次元性の強い流れが生じる場合があり、そこでの流れや河床変動の予測を行うためには、3次元的な流れを再現する必要がある。

近年、合流点、湾曲部だけでなく河川構造物周辺で生じる3次元性の強い流れや海岸分野では表面波や内部波を予測する目的で、準3次元モデルの開発が活発に行われている^{7),8),9),10),11),12),13),14)}。従来の準3次元モデルは、①静

水圧分布近似を仮定し、流速分布を水深積分することで導出される2次流の影響を浅水流方程式水深に付加したモデル⁷⁾であったが、近年ではその発展は目覚しく②渦度方程式⁸⁾や重みつき残差方程式^{9),10)}を用いて2次流の発達・減衰までも考慮したモデルや③鉛直流速を考慮したモデル¹¹⁾などが開発されている。これらのモデルをさらに発展させ、④非静水圧分布を取り扱うことが可能なモデル^{12),13),14)}までもが開発されている。

著者らは上記の①の方程式を非構造格子を用いた有限体積法と近似リーマン解法を用いて準3次元モデルを開発し、湾曲部や合流部での流れに適用し、複雑な形状を取り扱える非構造格子と双曲型の偏微分方程式を安定して計算が行える近似リーマン解法の有用性を示した⁷⁾。このようなモデルを上記の④の非静圧分布を取り扱うことが可能なモデルとすれば、より適用範囲が広く予測精度の高いモデルを構築できると考えられる。しかしながら、そのようなモデルは存在しないのが実状である。

本研究は、以上のような背景を踏まえ、流れと河床変動の準3次元モデルの開発を最終的な目的としている。ここでは、有限体積法に基づく近似リーマン解法に基づき、非静圧力分布と鉛直方向流速を考慮した新たな準3次元モデルを構築した。まず、一樣湾曲流れに適用する

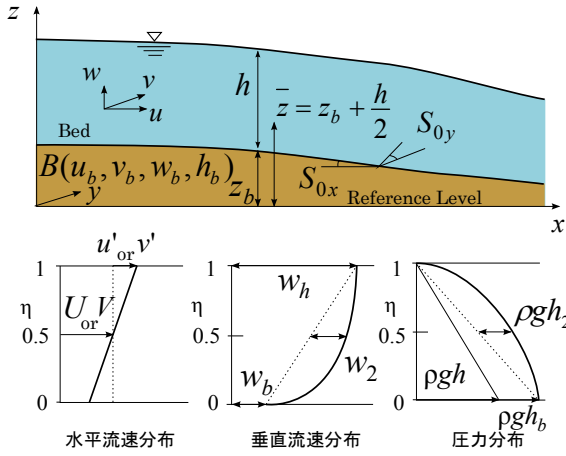


図-1 定義図

ここで、著者らの開発した流速分布を仮定し2次流の補正項を付加したモデルとの予測精度の比較を行った。次に、同規模の河川が合流する流れへの適用性について検討した。

2. 数値モデルの概要

(1) 基礎方程式

基礎方程式には、Ghamary and Steffler¹³⁾やNaef¹⁵⁾と同様な方程式を用いた。図-1に示すような x , y 軸方向の流速 u , v の流速分布を式(1)のように線形近似、 z 軸方向の流速 w の分布を式(2)のように放物近似、圧力 p の鉛直分布を式(3)のように放物線近似し水深積分を行うことで求められる水深平均の連続の式と運動方程式に加え、半水深高さ \bar{z} を用いた関数 $\Psi(=2(z-\bar{z})/h)$ を重み関数として水深積分することで導かれるモーメント方程式、底面、水面での境界条件の10個の方程式である^{13), 15)}。

$$u = U + u'(2\eta - 1), \quad v = V + v'(2\eta - 1) \quad (1)$$

$$w = w_b(1 - \eta) + w_2 4\eta(1 - \eta) + w_s \eta \quad (2)$$

$$p = \rho g(h + h_b)(1 - \eta) + \rho g h_2 4\eta(1 - \eta) \quad (3)$$

ここに、 U , V = x , y 軸方向の水深平均流速、 u' , v' = 流速の偏差成分、 w_b = 底面での流速 w , w_s = 水面での流速 w , w_2 = 半水深での流速 w , p = 圧力、 ρ = 水の密度、 h = 水深、 h_b = 底面での圧力水頭の偏差成分、 h_2 = 半水深での圧力水頭の偏差成分、 g = 重力加速度、 $\eta = (z - z_b)/h$, z = 基準面からの高さ(鉛直上向きを正)、 z_b = 水路床高である。

式(2)中の底面での流速 w_b , 水面での流速 w_s はそれぞれ底面と水面の境界条件よりそれぞれ次式で表される。

$$w_b = (U - u') \frac{\partial z_b}{\partial x} + (V - v') \frac{\partial z_b}{\partial y} \quad (4)$$

$$w_s = \frac{\partial h}{\partial t} + (U + u') \frac{\partial}{\partial x} (h + z_b) + (V + v') \frac{\partial}{\partial y} (h + z_b) \quad (5)$$

水深積分された連続の式および x , y , z 軸方向の運動方程式は、それぞれ式(6)および式(7)~式(9)で表される。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial U h}{\partial x} + \frac{\partial V h}{\partial y} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial U h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(U^2 h + \frac{1}{2} g h^2 \right) + \frac{\partial}{\partial y} (U V h) + \frac{1}{3} \left(\frac{\partial u'^2 h}{\partial x} + \frac{\partial v'^2 h}{\partial y} \right) + \frac{g}{2} \frac{\partial h h_b}{\partial x} + \frac{2g}{3} \frac{\partial h h_2}{\partial x} + \quad (7)$$

$$g(h + h_b) \frac{\partial z_b}{\partial x} + g h S_{fx} = 0$$

$$\frac{\partial V h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (U V h) + \frac{\partial}{\partial y} \left(V^2 h + \frac{1}{2} g h^2 \right) + \frac{1}{3} \left(\frac{\partial u' v' h}{\partial x} + \frac{\partial v' v' h}{\partial y} \right) + \frac{g}{2} \frac{\partial h h_b}{\partial y} + \frac{2g}{3} \frac{\partial h h_2}{\partial y} \quad (8)$$

$$g(h + h_b) \frac{\partial z_b}{\partial y} + g h S_{fy} = 0$$

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{w} U h}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w} V h}{\partial y} - \frac{1}{6} \left[\frac{\partial}{\partial x} \{ h u' (w_b - w_s) \} + \frac{\partial}{\partial y} \{ h v' (w_b - w_s) \} \right] \quad (9)$$

$$- g h \left(S_{fy} \frac{\partial z_b}{\partial y} + S_{fx} \frac{\partial z_b}{\partial x} \right) = g h_b$$

式中の S_{fx} , S_{fy} は摩擦勾配であり、次式のManningの式を用いる。ここに、 n = 粗度係数である。

$$S_{fx} = n^2 U \sqrt{U^2 + V^2} / h^{4/3}, \quad S_{fy} = n^2 V \sqrt{U^2 + V^2} / h^{4/3} \quad (10)$$

モーメントに関する連続の式および運動方程式は、それぞれ式(11)および式(12)~式(14)となる。

$$\frac{1}{4} \frac{\partial h^2}{\partial t} + \frac{1}{6} \left(\frac{\partial h^2 u'}{\partial x} + \frac{\partial h^2 v'}{\partial y} \right) + U h \frac{\partial \bar{z}}{\partial x} + V h \frac{\partial \bar{z}}{\partial y} = h \bar{w} \quad (11)$$

$$\frac{\partial u' h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (U u' h) + \frac{\partial}{\partial y} (U v' h + V u' h) + u' h \frac{\partial U}{\partial x} - \quad (12)$$

$$U \frac{\partial v' h}{\partial y} + \frac{3}{2} \left(\frac{g h_b}{3} \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{g h}{3} \frac{\partial h_b}{\partial x} + \frac{8 g h_2}{3} \frac{\partial \bar{z}}{\partial x} - 2 g h S_{fx} \right) = 0$$

$$\frac{\partial v' h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (U v' h + V u' h) + \frac{\partial}{\partial y} (V v' h) - V \frac{\partial u' h}{\partial x} + \quad (13)$$

$$v' h \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{3}{2} \left(\frac{g h_b}{3} \frac{\partial h}{\partial y} - \frac{g h}{3} \frac{\partial h_b}{\partial y} + \frac{8 g h_2}{3} \frac{\partial \bar{z}}{\partial y} - 2 g h S_{fy} \right) = 0$$

$$\frac{\bar{w}}{4} \frac{\partial h^2}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{h^2}{12} (w_b - w_s) \right] + \left[U h \bar{w} - \frac{h u'}{6} (w_b - w_s) \right] \frac{\partial \bar{z}}{\partial x}$$

$$+ \left[V h \bar{w} - \frac{h v'}{6} (w_b - w_s) \right] \frac{\partial \bar{z}}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{U h^2}{12} (w_b - w_s) \right] - \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{V h^2}{12} (w_b - w_s) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{u' h^2}{10} \frac{2}{3} \left(\frac{3}{2} \bar{w} + \frac{w_b}{2} + \frac{w_s}{2} \right) \right] +$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{v' h^2}{10} \frac{2}{3} \left(\frac{3}{2} \bar{w} + \frac{w_b}{2} + \frac{w_s}{2} \right) \right] +$$

$$\frac{g h^2}{2} \left(S_{fx} \frac{\partial z_b}{\partial x} + S_{fy} \frac{\partial z_b}{\partial y} \right) - h w^2 = \frac{2 g h}{3} h_2$$

ここに、式中の \bar{w} と w^2 はそれぞれ式(15), 式(16)で表される。

$$\bar{w} = \frac{1}{2} w_b + \frac{2}{3} w_2 + \frac{1}{2} w_s \quad (15)$$

$$\bar{w}^2 = \bar{w}^2 + \frac{w_b^2}{12} + \frac{w_s^2}{12} - \frac{w_b w_h}{6} + \frac{1}{20} (2 \bar{w} - w_b - w_s)^2 \quad (16)$$

(2) 数値解析手法

上記の方程式を①水深平均の諸量に関する方程式(式(6), (7), (8), (12), (13))と②鉛直方向および非静水圧項に関する方程式(式(4), (5), (9), (11), (14))とに分けて離散化を行った。いずれの方程式についても空間積分については有限体積法に基づき、時間積分についてはEulerの陽解法を用いた。

計算領域を分割した微小領域セル*i*の検査体積 Ω_i として、 $\mathbf{U}=(h, Uh, Vh, u'h, v'h)^T$, $\mathbf{E}=(Uh, U^2h+gh^2/2, UVh, Uu'h, Uv'h+Vu'h)^T$, $\mathbf{F}=(Vh, UVh, V^2h+gh^2/2, Uv'h+Vu'h, Vv'h)^T$, $\mathbf{M}=(0, \partial(u^2h/3+ghh_b/2+2ghh_2/3)/\partial x+\partial(u'v'h/3)/\partial y, \partial(u'v'h/3)/\partial x+\partial(v^2h/3+ghh_b/2+2ghh_2/3)/\partial y, u'h\partial U/\partial x+gh_b/2\partial h/\partial x-gh/2\partial h_b/\partial x-U\partial v'h/\partial y, -V\partial u'h/\partial x+v'h\partial V/\partial y+gh_b/2\partial h/\partial y-gh/2\partial h_b/\partial y)^T$, $\mathbf{S}_1=(0, g(h+h_b)\partial z_b/\partial x, g(h+h_b)\partial z_b/\partial y, 4gh_2\partial \bar{z}/\partial x, 4gh_2\partial \bar{z}/\partial y)^T$, $\mathbf{S}_2=(0, ghS_{f_x}, ghS_{f_y}, -3ghS_{f_x}, -3ghS_{f_y})^T$ とし、①の方程式群を有限体積法に基づき離散化すると式(17)が得られる。

$$\mathbf{U}_i^{t+1} = \mathbf{U}_i^t - \frac{\Delta t}{A_i} \sum_{k=1}^N (\mathbf{F}_n^* \cdot \mathbf{n})_k dL_k - \frac{\Delta t}{A_i} \int_V (\mathbf{M} + \mathbf{S}_1) dV - \Delta t \mathbf{S}_2 \quad (17)$$

ここに、 \mathbf{U}_i =セル*i*での \mathbf{U} の平均値、 A_i =セル*i*の面積、 t =時間に対する添字、 k =セル*i*を構成するセル境界線に対する添字、 N_i =セルを構成するセル境界線の総数、 Δt =時間の刻み幅、 $L_k=k$ 番目のセル境界線の長さ、 $(\mathbf{F}_n \cdot \mathbf{n})_k^*$ = k 番目のセル境界線を流入出する数値流束、 \mathbf{S}_2 =セル*i*での \mathbf{S}_2 の平均値である。

数値流束 $(\mathbf{F}_n \cdot \mathbf{n})_k^*$ には近似リーマン解法の一つであるHLL(Harten, Lax and van Leer)の数値流束¹⁶⁾を用いた。HLLの数値流束は式(18)で表される。

$$\begin{aligned} \cdot S_L \geq 0 \text{ の場合} : \mathbf{F}_n^* \cdot \mathbf{n} &= (\mathbf{F}_n \cdot \mathbf{n})_L \quad (18) \\ \cdot S_L < 0 < S_R \text{ の場合} : \\ \mathbf{F}_n^* \cdot \mathbf{n} &= \frac{S_R (\mathbf{F}_n \cdot \mathbf{n})_L - S_L (\mathbf{F}_n \cdot \mathbf{n})_R + S_R S_L (\mathbf{U}_R - \mathbf{U}_L)}{S_R - S_L} \\ \cdot S_R \leq 0 \text{ の場合} : \mathbf{F}_n^* \cdot \mathbf{n} &= (\mathbf{F}_n \cdot \mathbf{n})_R \end{aligned}$$

式(18)中の S_L と S_R は、セル境界線のL側とR側の特性速度であり、次式で定義される。

$$S_L = \begin{cases} (Un_x + Vn_y)_R - 2c_R & \text{if } h_L \leq h_v \\ \min((Un_x + Vn_y)_L - c_L, U_* - c_*) & \text{if } h_L > 0 \end{cases} \quad (19)$$

$$S_R = \begin{cases} (Un_x + Vn_y)_L + 2c_L & \text{if } h_R \leq h_v \\ \max((Un_x + Vn_y)_R + c_R, U_* + c_*) & \text{if } h_R > 0 \end{cases}$$

また、 $c_*=(gh_*)^{0.5}$ であり、 U_* および h_* は、次式で求める。

$$U_* = \frac{1}{2} \left((Un_x + Vn_y)_L + (Un_x + Vn_y)_R \right) + c_L - c_R$$

$$h_* = \frac{1}{16g} \left\{ 2(c_L + c_R) + \left((Un_x + Vn_y)_L - (Un_x + Vn_y)_R \right) \right\}^2$$

空間微分を含む発生項ベクトル \mathbf{S}_1 と2次流補正項ベクトル \mathbf{M} については、数値流束と同様に特性速度に基づき風上化¹⁷⁾を行い、次のように離散化を行った。

$$-\frac{\Delta t}{A_i} \int_V (\mathbf{M} + \mathbf{S}_1) dV = -\frac{\Delta t}{A_i} \sum_{k=1}^N (\mathbf{M}_n^* \cdot \mathbf{n} + \mathbf{S}_{1n}^* \cdot \mathbf{n})_k dL_k \quad (20)$$

ここに、 $\mathbf{M}_n^* \cdot \mathbf{n}$, $\mathbf{S}_{1n}^* \cdot \mathbf{n}$ は、それぞれ2次流補正項ベクトルおよび発生項ベクトル対応する数値流束であり、次式で表される。

$$\begin{aligned} \cdot S_L \geq 0 \text{ の場合} : \\ (\mathbf{M}_n^* \cdot \mathbf{n} + \mathbf{S}_{1n}^* \cdot \mathbf{n})_L &= 0 \\ (\mathbf{M}_n^* \cdot \mathbf{n} + \mathbf{S}_{1n}^* \cdot \mathbf{n})_R &= \\ &-(\mathbf{M}_n \cdot \mathbf{n})_R + (\mathbf{M}_n \cdot \mathbf{n})_L + ((\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{n})_R - (\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{n})_L) \quad (21) \\ \cdot S_L < 0 < S_R \text{ の場合} : \\ (\mathbf{M}_n^* \cdot \mathbf{n} + \mathbf{S}_{1n}^* \cdot \mathbf{n})_L &= \\ &-\frac{S_L}{S_R - S_L} [(\mathbf{M}_n \cdot \mathbf{n})_R - (\mathbf{M}_n \cdot \mathbf{n})_L + (\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{n})_R - (\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{n})_L] \\ (\mathbf{M}_n^* \cdot \mathbf{n} + \mathbf{S}_{1n}^* \cdot \mathbf{n})_R &= \\ &\frac{S_R}{S_R - S_L} [(\mathbf{M}_n \cdot \mathbf{n})_R - (\mathbf{M}_n \cdot \mathbf{n})_L + (\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{n})_R - (\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{n})_L] \\ \cdot S_R \leq 0 \text{ の場合} : \\ (\mathbf{M}_n^* \cdot \mathbf{n} + \mathbf{S}_{1n}^* \cdot \mathbf{n})_L &= \\ (\mathbf{M}_n \cdot \mathbf{n})_R - (\mathbf{M}_n \cdot \mathbf{n})_L + (\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{n})_R - (\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{n})_L \\ (\mathbf{M}_n^* \cdot \mathbf{n} + \mathbf{S}_{1n}^* \cdot \mathbf{n})_R &= 0 \end{aligned}$$

ここに、 $\mathbf{M}_n^* \cdot \mathbf{n} = (0, (u^2h/3+ghh_b/2+2ghh_2/3)n_x+(u'v'h/3)n_y, (u'v'h/3)n_x+(v^2h/3+ghh_b/2+2ghh_2/3)n_y, ((u'h)_{ave}U+1/2gh_{bave}h-1/2gh_{ave}h_b)n_x-(U_{ave}v'h)n_y, (-V_{ave}u'h)n_x+((v'h)_{ave}V+1/2gh_{bave}h-1/2gh_{ave}h_b)n_y)^T$, $\mathbf{S}_{1n}^* \cdot \mathbf{n} = (0, g(h+h_b)_{ave}z_b n_x, g(h+h_b)_{ave}z_b n_y, 4gh_{2ave}z n_x, 4gh_{2ave}z n_y)^T$ である。ここに $\bigcirc_{ave}=(\bigcirc_L+\bigcirc_R)/2$ を表す。消滅項ベクトル \mathbf{S}_2 については、計算セルの重心で定義される保存量 \mathbf{U} に基づき計算を行う。

②の鉛直方向および非静水圧項に関する方程式(式(4), (5), (9), (11), (14))からは、 w_b , w_s , h_b , \bar{w} , h_2 を計算する。これらの方程式は w_b , w_s , h_b , \bar{w} , h_2 の時間発展とはなっていないため、①水深平均の諸量に関する方程式から得られる新しい時間ステップの値を用いて、式(4), (5), (9), (11), (14)を計算し、新しい時間ステップの諸量とした。なお、式中の空間微分については中心差分に対応する数値流束を用いた。

計算セルには三角形($N_e=3$)の非構造格子を用いた。また、時間の刻み幅は、クーラン型の安定条件と消滅項を考慮した安定条件を用いた¹⁸⁾。

3. 2次流分布を仮定したモデルとの比較

Rozovskii¹⁹⁾の実験結果に基づき、本研究のモデルと2次流の補正項を付加した旧モデル⁷⁾との予測精度の比較を行った。実験水路は図-2に示す通りである。上流端からは流量 $Q=0.0123\text{m}^3/\text{s}$ が流入されている。測定項目は水深および流速である。解析領域を横断方向に8分割、流下方向に130分割し、計2360個の三角セルで分割した。水路床勾配と粗度係数はそれぞれ0と0.019とした。上下流端の境界条件には流量と水位を与えた。

図-3は、水路中心軸s上の水路内岸、中央、外岸の水

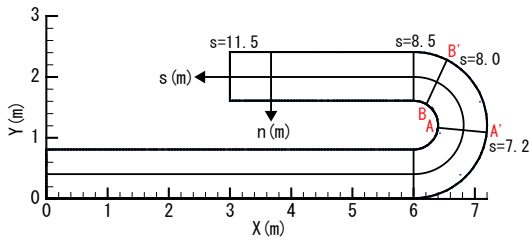


図-2 Rozovski i の実験水路

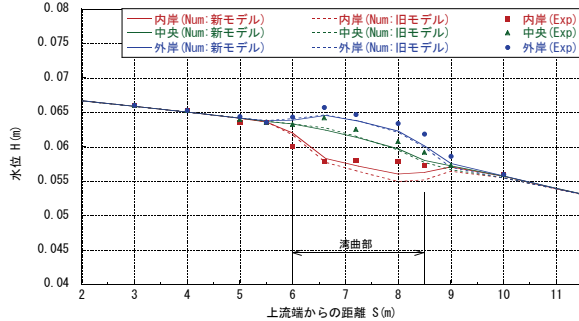
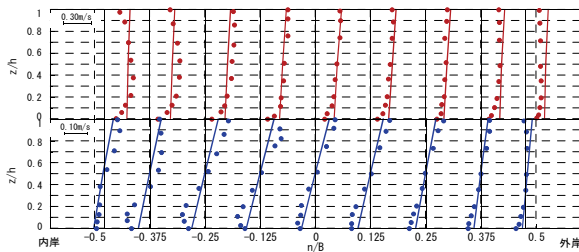
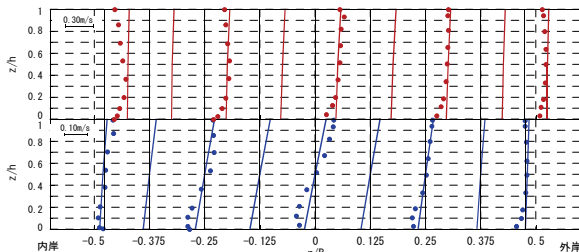


図-3 水面形の比較



(a) A-A' 断面 (上: 主流, 下: 2次流)



(b) B-B' 断面 (上: 主流, 下: 2次流)

図-4 主流および2次流の流速分布の比較
(プロット: 実験値, ライン: 解析結果)

面形を示したものである。これより、(1) 本モデルの解析結果は、水路内岸・中央・外岸の水面のいずれも概ね再現していること、(2) 2次流の補正項を付加した旧モデルに比べ、内岸側の精度が向上していること、特に旧モデルで大きな誤差が生じた内岸側の7.5~8.5m付近で改善がされていること、などが確認できる。

図-4は、図-2中の断面A-A', B-B'断面の主流および2次流の流速分布について、解析結果と実験値との比較を行ったものである。これらより、本モデルは、流速分布を最も単純な線形分布で近似しているにもかかわらず、(1) 湾曲部での2次流の発達、(2) 流速分布を概ね再現していること、などが確認できる。2次流の補正項を付加した旧モデル⁷⁾では2次流の発達・減衰や側壁付近での2次流の減衰を適切に評価できたために側壁付近の水位、流速分布に違いが生じていたが、本モデルではそのよう

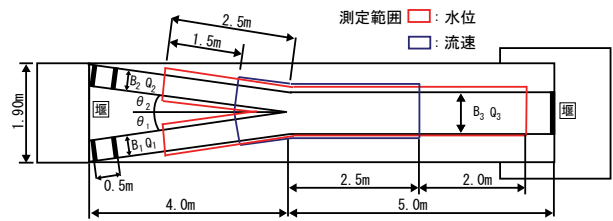


図-5 同規模河川合流点流れの実験装置の概要

な違いは生じておらず、2次流の発達・減衰を適切に評価していることがわかる。

このように、本モデルは湾曲部の流れを概ね再現できることが明らかとなった。

4. 同規模河川合流点流れへの適用

最後に、横断面形状と流入流量が等しい同規模河川の合流点での流れの実験結果に適用し、本モデルの予測精度を検証した。なお、旧モデル⁷⁾で同様な計算を行った結果、本モデルは、旧モデルに比べ底面流線等の実験結果の再現性が高いことが確認された。以下では、本モデルの解析結果に基づき考察を行う。

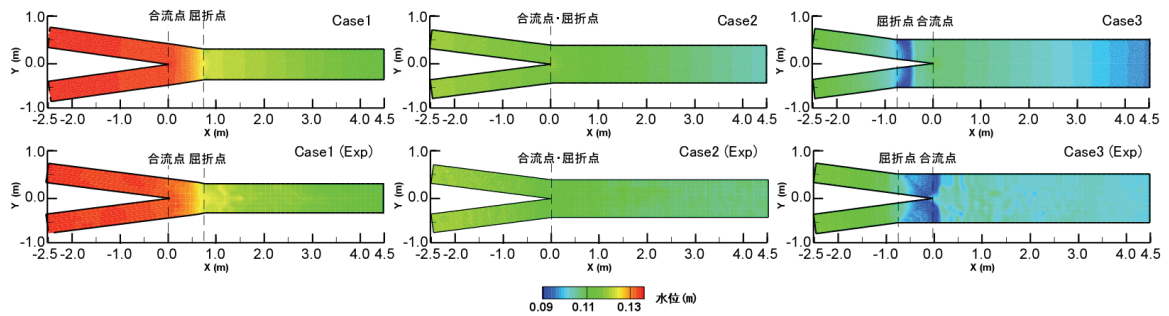
(1) 実験の概要

実験装置は、図-5に示す本支川をY型に合流させた水路である。水路平面形状は、合流角度 $\theta=15^\circ$ 、合流点上流の本支川の水路幅 $B_1=B_2=0.4\text{m}$ 、合流後の水路幅をCase1で $B_3=0.60\text{m}$ 、Case2で $B_3=0.8\text{m}$ 、Case3で $B_3=1.0\text{m}$ とし、合流前の本川と支川の水路幅比 $B_2/B_1=1$ 、合流点下流の水路幅 B_3 を $(B_2+B_1)/B_3=0.80\sim 1.33$ の範囲に設定した。水路床勾配 $I=1/800$ とした。本支川の上流端では流量比 $Q_2/Q_1=1$ となるように $Q_1=Q_2=8(\text{l/s})$ の流量を供給し、本川下流端では合流点下流で堰上げ背水となるように堰高を設定した。なお、流入フルード数 Fr は、Case1で0.42、Case2で0.58、Case3で0.69であった。

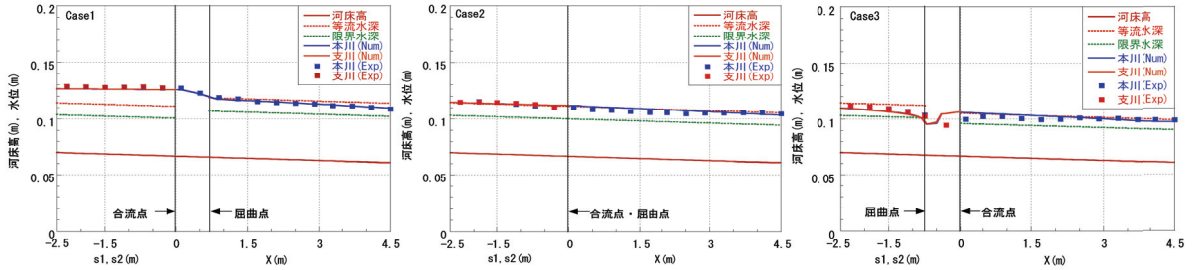
測定項目は、水位と水深平均流速および底面での流線であり、定常状態であることを確認した後に測定を開始した。水位についてはポイントゲージで、底面の流線については直径約3mmのプラスチック球を流し、その動きをビデオカメラで撮影しPTV解析を行うことで測定した。なお、プラスチック球は流れに追従するわけではないため、底面流速については流向についてのみ議論する。水深平均流速については電磁流速計を用いて一点法で測定した。測定は図-5に示す範囲で横断方向に5cm、縦断方向に10cm間隔で行い、各Caseの測定点数はCase1で720、Case2で960、Case3で1200であった。

(2) 解析の概要

各Case5800~7220個の三角セルで解析領域を分割した。水路の粗度係数は0.01とし、上下流端の境界条件には、それぞれ流量と水位を与えた。

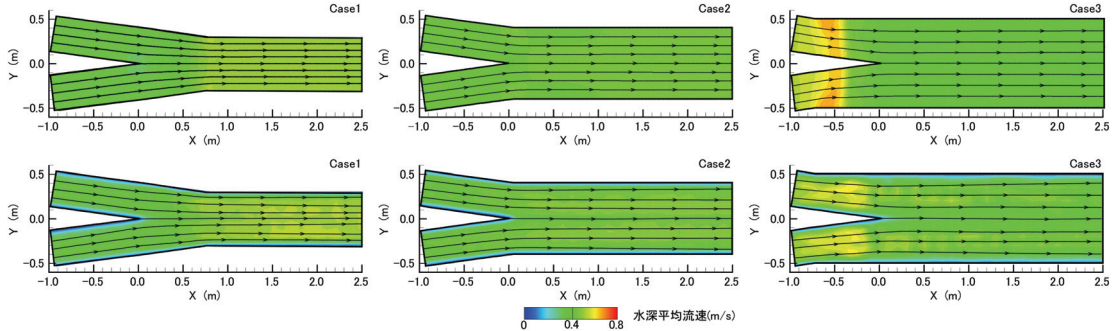


(a) 水位コンター(上: 解析結果, 下: 実験値)

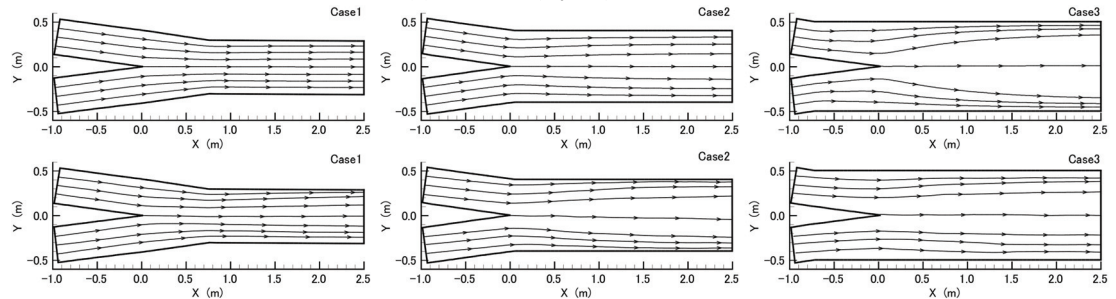


(b) 水面形

図-6 水位コンターと本川・支川の水路中心軸の水面形の比較



(a) 水深平均流線・流速コンター



(b) 底面流線

図-7 水深平均流線と底面流線の比較(上: 解析結果, 下: 実験値)

(3) 結果と考察

図-6は水位コンターと本川・支川の水路中心軸での水面形について、解析結果と実験値との比較を行ったものである。なお、図-6中には下流の水路幅によって変化する等流水深と限界水深を示している。水位コンターの実験結果に着目すると、(1) Case1では合流点上流で水位が上昇していること、(2) Case2では合流点上流、合流点周辺、合流点下流で水位に大きな変化がないこと、(3) Case3では合流点周辺で水位が低下すること、などが確認できる。また、水面形に着目すると、(4) Case1では合流点上流の等流水深は下流に比べ小さく、合流点上下流の水面形は堰上げ背水で接続されるため、他のCaseに比べ水位が上昇していること、(5) Case2では、合流点上下

流の水面形はほぼ等流状態で接続されるため、Case1に比べ合流点での堰上げの影響が小さいこと、(6) Case3では合流点上流の等流水深は下流に比べ大きく、合流点上下流の水路平面形状によっては水位低下が生じること、などが確認できる。これらと解析結果とを比較すると、本モデルは上記の(1)~(6)を再現しており、Case3の合流点周辺で水位に若干の誤差があることなど差があるものの、すべてのCaseで水面形状を概ね再現していることがわかる。

図-7は、水深平均・底面流線について、解析結果と実験値を示したものである。なお、水深平均流線には流速コンターを併せて示している。流線の実験結果から、(1) Case1では水深平均流線と底面流線に大きな差は無く、

合流点下流で水深平均流線は水路に沿った流れとなり、底面流線は若干側壁方向へ曲げられていること、(2) Case2, Case3では、合流点下流で水深平均流線は水路に沿った流れとなるが、底面流線は合流点周辺で側壁方向へ大きく曲げられていることなどがわかる。流速コンターの実験結果から、(3) Case1では合流点下流で流れが加速されること、(4) Case3では合流点上流で流れが加速され、合流点周辺で減速していることなどがわかる。これらと解析結果を比較すると、本モデルは(1)-(4)のいずれも概ね再現しているが、(2)、(4)についてはCase3の合流点上流での水深平均流速の大きさを定量的に再現できていない。

Case3で水面形と水深平均流速の解析結果と実験値との間に誤差が生じた理由としては、この区間では実験では波状跳水が生じており、本モデルで近似した流速分布では現象を再現できないためと考えられる。

以上より、本モデルは、波状跳水が生じる場合に若干の誤差が生じるが、同規模河川合流点での流れを十分な精度で再現できることがわかった。

5. おわりに

本研究では、有限体積法に基づく近似リーマン解法に基づき、非静圧力分布と鉛直方向の流速を考慮した新たな準3次元モデルを構築し、一様湾曲流れと同規模河川合流点での流れの実験結果に基づき、その予測精度の検証を行った。その結果、一様湾曲流れと河川合流点の流れを概ね良好な精度で再現できること、同モデルが2次元流の発達・減衰過程を適切に取り扱うことがわかった。今後は、同モデルに河床変動を組み込むことで、流れと河床変動の準3次元モデルを開発したいと考えている。

謝辞：本研究は、科学研究費補助金若手研究B(課題番号：21760388、研究代表者：重枝未玲)の助成を受け実施したものである。本研究を遂行するに当たり、本学学部4年生新谷恭平君、上田達郎君、松島圭君には多大な協力を得た。ここに記して感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 土木学会水工学委員会：平成15年台風10号北海道豪雨災害調査団報告書，土木学会水工学委員会，2004.
- 2) Weber, J. L. Schumate, E. and Mawer, N.: Experiments of flow at a 90°open-channel junction, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol.127, No.5, pp.340-350, 2001.
- 3) 門谷健，藤田一郎：小角度で合流する開水路流の三次元性，水工学論文集，第53巻，pp.925-930，2009.
- 4) Weerakoon, S. B. Tamai, N. and Kwahara, Y.: Bed topography, bed shear stress distribution and velocity field in a confluence, *Proceedings of hydraulic engineering*, JSCE, No.34, pp.307-312,

- 1990.
- 5) 門谷健，田中俊史，藤田一郎：固定床および移動床における小角度合流部の流れと局所洗掘の特性，水工学論文集，第54巻，pp.823-828，2010.
- 6) 重枝未玲，秋山壽一郎，森山拓士，池田寛：合流後の流況が河川合流部周辺の流れと河床変動に及ぼす影響，水工学論文集，第54巻，pp.799-804，2010.
- 7) 坂本 洋，重枝未玲，秋山壽一郎，池田 寛：近似リーマン解法を用いた準3次元洪水流モデルの開発と河川合流点流れへの適用，水工学論文集，第55巻，pp.S_1225-S_1230，2011.
- 8) 音田慎一郎，細田尚，木村一郎：一般座標系での湾曲流の水深積分モデルの改良とその検証について，水工学論文集，第50巻，pp.769-774，2006.
- 9) 吉田圭介，石川忠晴，箕浦靖久：準3次元CIP-Sorobanモデルによる利根川洪水流の大規模数値計算，水工学論文集，第53巻，pp.877-882，2009.
- 10) 赤穂良輔，石川忠晴：三角形格子におけるCIP有限体積法を用いた準3次元浅水乱流計算モデルの開発，水工学論文集，第55巻，pp.S_1207-S_1212，2011.
- 11) 木村一郎，細田 尚，岩田通明：水深積分浅水方程式における馬蹄渦のモデル化，土木学会水工学論文集，第54巻，pp.1147-1152，2010.
- 12) 内田龍彦，福岡捷二：底面流速解法による連続する水没水制群を有する流れと河床変動の解析，土木学会論文集B1(水工学)，Vol.67, No.1, pp.16-29, 2011.
- 13) Ghamary, H.K. and Steffler, P.M: Two dimensional vertically averaged and moment equations for rapidly varied flows, *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, Vol.40, No.5, pp.579-587, 2002.
- 14) 柿沼太郎，中山恵介：渦度を考慮した非線形波動方程式による表面波及び内部波の数値解析，海岸工学論文集，第54巻，pp.6-10，2007.
- 15) Naef, D. R.: Extension of the 2-dimensinal shallow water approach using moment equations, *Proceedings of Hydroinformatics '96, 2nd International Conference*, Balema, Rotterdam, pp.703-709, 1996.
- 16) Hatem, A., Lax, P.D. and van Leer, B.: On upstream differencing and Godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws, *SIAM Review*, Vol.25, No.1, pp.35-61, 1983.
- 17) Fraccarollo, L., Capart, H. and Zech, Y.: A Godunov method for the computation of erosional shallow water transients, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol.41, pp.951-976, 2003.
- 18) 秋山壽一郎・重枝未玲・小園裕司：流域特性を考慮した都市域氾濫解析モデルと都市域での浸水プロセスの予知，水工学論文集，第54巻，pp.919-924，2010.
- 19) Rozovskii, I.L.: Flow of water in bends of open channels, Israel Program for Scientific Translation, Jerusalem, Israel, 1961.