

静水圧近似 3次元解析モデルによる 複断面蛇行水路河床変動解析

BED TOPOGRAPHY ANALYSIS IN A COMPOUND MEANDERING CHANNEL
BY USING 3D NUMERICAL MODEL
WITH APPROXIMATION OF HYDROSTATIC PRESSURE

福岡捷二¹・渡辺明英²・岡田将治³

Shoji FUKUOKA, Akihide WATANABE and Shoji OKADA

¹正会員 工博 広島大学教授 工学部第4類(建設系)地域環境工学講座(〒739 東広島市鏡山1-4-1)

²正会員 工博 広島大学助教授 工学部第4類(建設系)地域環境工学講座(同上)

³学生会員 広島大学大学院環境工学専攻(同上)

For evaluating distribution of flows and river bed deformation in a compound meandering channel, a three dimensional numerical model was developed. In this model, the boundary fitted curvilinear system (ξ, η, σ) and the spectral method are used for computing the distribution of flows, water surface and bed variation and hydrostatic pressure was approximated. In this paper, applicability of this hydrostatic pressure model to an analysis of river-bed deformation was examined through comparing with hydraulic experiments in a physical model. In the results obtained from the hydrostatic pressure model, scouring occurred at the outer side of river bend where flow concentrated. But, this scouring didn't occur in experiments. Therefore, it was considered that the use of hydrodynamic pressure model was necessary for evaluating the bed deformation in a compound meandering channel.

Key Words: meandering compound channel, river bed deformation, 3D analysis of flows, spectral method, hydrostatic pressure

1. はじめに

複断面蛇行水路において高水敷上をある水深以上で流れる洪水流の特性は、低水路満杯時の流れ場や河床形状とは大きく異なることが、従来の研究¹⁾²⁾³⁾⁴⁾⁵⁾から、明らかにされてきた。このような場合には、低水路内の流れは内岸側から次の内岸側へ向かって流れること⁶⁾⁷⁾⁸⁾、低水路内の二次流が低水路満杯時のものとは逆回転になって構造も異なること³⁾⁷⁾⁸⁾、これらの流れ場の変化に伴って低水路の湾曲部外岸河床は洗掘されなくなり、その反面、内岸近傍に洗掘が生じる事などが示されている⁶⁾⁸⁾。

これらの流れの特性の変化は、一般的には蛇行流路の蛇行度や位相差、流量規模及び相対水深、高水敷と河床底面の粗度比、高水敷幅と低水路幅の比等によって変化すると考えられ、特に相対水深と蛇行度の影響が大きいことが、福岡らによる大型水理模型実験⁹⁾と現地の航空測量写真から求められた流速分布から示されている¹⁰⁾。

このような複雑な流れ場の構造と水理条件の違い

によるその変化を検討するには、数値解析によって種々の条件下における流れと河床形状を求めることが望ましい。そのため、複断面蛇行流れを表現可能な3次元数値モデルの開発が始められている。Jin・Egashiraらは2層モデル¹¹⁾、次いで3次元統計乱流モデルの開発¹²⁾¹³⁾を行い、相対水深の小さい場への適用を試みている。著者らは、固定床複断面蛇行水路を対象にしたスペクトル法を用いた3次元流れを表わし得る数値モデルを開発し¹⁴⁾¹⁵⁾、これを用いることにより相対水深の変化に伴う流れの構造の変化を表わし得ることを示している¹⁵⁾。しかしながら、未だ複断面蛇行河道における河床形状を的確に再現するモデルは開発されていないのが現状である。

本文では、著者らの開発したスペクトル法を用いた流れの3次元解析モデル¹⁴⁾¹⁵⁾の枠組みに河床変動モデルを組み込むことによって河床変動解析を試みて、その適用性と問題点について検討を行うこととする。ただし、河床変動計算には多くの計算時間を要することから、第1段階として流れ場の解析に静水圧近似して解析を簡略化した数値モデルを用いた。

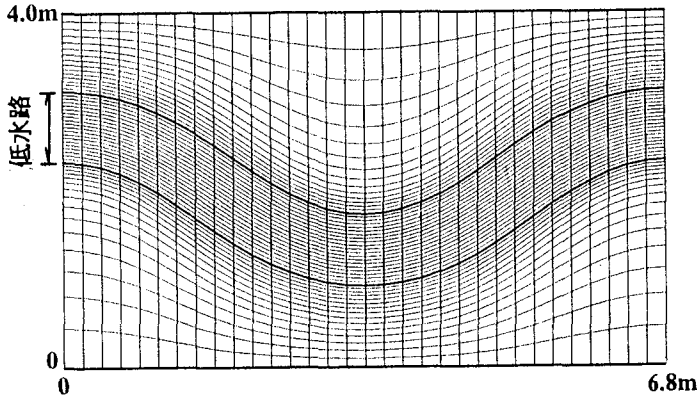


図-1 複断面水路平面形状と平面座標系

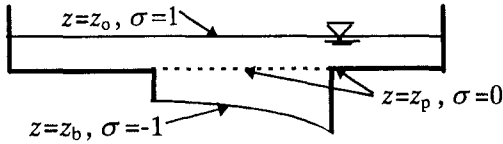


図-2 σ 座標系の定義

2. 解析方法

(1) 平面曲線座標系及び σ 座標系の導入と座標変換

複雑な境界形状の影響を数値解析へ容易に取り入れるために、座標変換を行う。解析対象とする複断面河道の平面形状と導入した平面座標系を図-1に示す。平面座標は (x, y) 直交座標系から (ξ, η) 曲線座標系に変換される。鉛直座標 z は図-2に示すような変則的な σ 座標系に変換される。 σ 座標系は、基準水面高 z_0 、高水敷高 z_p 、河床面高 z_b を用いて、

$$\begin{cases} z = z_p + (z_0 - z_p)\sigma, & (\sigma \geq 0) \\ z = z_p + (z_p - z_b)\sigma, & (\sigma < 0) \end{cases} \quad (1)$$

で定義され、 $\sigma = 1, 0, -1$ が、それぞれ基準水面、高水敷面、河床面を表わす。このとき、鉛直軸に関するスケールパラメータは、高水敷より上の水深と高水敷より下層の水深を用いてそれぞれ

$$\begin{cases} z_\sigma = (z_0 - z_p), & (\sigma \geq 0) \\ z_\sigma = (z_p - z_b), & (\sigma < 0) \end{cases} \quad (2a)$$

$$\begin{cases} z_\xi = \frac{\partial z_p}{\partial \xi} + \left(\frac{\partial z_0}{\partial \xi} - \frac{\partial z_p}{\partial \xi} \right) \sigma, & (\sigma \geq 0) \\ z_\xi = \frac{\partial z_p}{\partial \xi} + \left(\frac{\partial z_p}{\partial \xi} - \frac{\partial z_b}{\partial \xi} \right) \sigma, & (\sigma < 0) \end{cases} \quad (2b)$$

$$\begin{cases} z_\eta = \frac{\partial z_p}{\partial \eta} + \left(\frac{\partial z_0}{\partial \eta} - \frac{\partial z_p}{\partial \eta} \right) \sigma, & (\sigma \geq 0) \\ z_\eta = \frac{\partial z_p}{\partial \eta} + \left(\frac{\partial z_p}{\partial \eta} - \frac{\partial z_b}{\partial \eta} \right) \sigma, & (\sigma < 0) \end{cases} \quad (2c)$$

のように表わされる。 $z_0 = \text{Const.}$, $z_p = \text{Const.}$ であ

れば、メッシュの移動を意識しないで、河床面もしくは高水敷より下の水深の変化のみから計量テンソルの作成が可能になる。以上のように座標系を導入すると、計量テンソルマトリクスは、

$$\begin{bmatrix} T_t & \xi_t & \eta_t & \sigma_t \\ T_x & \xi_x & \eta_x & \sigma_x \\ T_y & \xi_y & \eta_y & \sigma_y \\ T_z & \xi_z & \eta_z & \sigma_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & -z_t / z_\sigma \\ 0 & y_\eta / J' & -y_\xi / J' & -(z_\xi \xi_x + z_\eta \eta_x) / z_\sigma \\ 0 & -x_\eta / J' & x_\xi / J' & -(z_\xi \xi_y + z_\eta \eta_y) / z_\sigma \\ 0 & 0 & 0 & 1 / z_\sigma \end{bmatrix} \quad (3a)$$

$$J = J' z_\sigma, J' = x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi \quad (3b)$$

のように表わされ、座標系による添字はその座標に対する偏微分を示す。 t : 時間、 J : ヤコビアンである。曲線座標系における反変流速はそれぞれ以下のように表わされる。

$$\begin{cases} U = \xi_x u + \xi_y v \\ V = \eta_x u + \eta_y v \\ W = \sigma_z W' = \sigma_z (\sigma_x' u + \sigma_y' v + w) \end{cases} \quad (4)$$

ここに、 u : x 方向流速、 v : y 方向流速、 w : z 方向流速、 U : ξ 方向反変流速、 V : η 方向反変流速、 W : σ 方向反変流速を表わす。式(4)における σ_x' 及び σ_y' は $\sigma_x = \sigma_x' \sigma_z$, $\sigma_y = \sigma_y' \sigma_z$ で定義される量である。

(2) 流れの基礎方程式

上述した様に座標系を導入すると静水圧近似した流れの運動方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial \xi} + V \frac{\partial u}{\partial \eta} + (W' + \sigma_t') \frac{\partial u}{\partial z'} &= g_x \\ -\frac{1}{\rho} (\xi_x \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial \zeta}{\partial \eta}) + v_T \Delta u & \end{aligned} \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + U \frac{\partial v}{\partial \xi} + V \frac{\partial v}{\partial \eta} + (W' + \sigma_t') \frac{\partial v}{\partial z'} &= g_y \\ -\frac{1}{\rho} (\xi_y \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} + \eta_y \frac{\partial \zeta}{\partial \eta}) + v_T \Delta v & \end{aligned} \quad (5b)$$

と表わされる。 g_x, g_y : 各方向の重力加速度、 ζ : 基準水面に対する水位変動である。 v_T は h : 基準水面からとった水深、 dz : 底面からの高さ、 u_* : 底面摩擦速度を用いて次式で表わされる。

$$v_T = \kappa u_* dz (1 - dz/h) \quad (6)$$

ここに、

$$\begin{aligned} \Delta &= \alpha \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + 2\beta \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \eta} + \gamma \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \nabla_H^2 \xi \left(\frac{\partial}{\partial \xi} - z_\xi \frac{\partial}{\partial z} \right) \\ &+ \nabla_H^2 \eta \left(\frac{\partial}{\partial \eta} - z_\eta \frac{\partial}{\partial z} \right) - 2(z_\xi \alpha + z_\eta \beta) \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial}{\partial z} \right) \end{aligned}$$

$$-2(z_\xi\beta + z_\eta\gamma) \frac{\partial}{\partial\eta} \left(\frac{\partial}{\partial z'} \right) - (\alpha z_{\xi\xi} + 2\beta z_{\xi\eta} + \gamma z_{\eta\eta}) \frac{\partial}{\partial z'} \\ + (1 + \alpha z_\xi^2 + 2\beta z_\xi z_\eta + \gamma z_\eta^2) \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{\partial}{\partial z'} \right),$$

$$\frac{\partial}{\partial z'} = \frac{1}{z_\sigma} \left(\frac{\partial}{\partial \sigma} \right),$$

$$\alpha = (\xi_x^2 + \xi_y^2), \beta = (\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y), \gamma = (\eta_x^2 + \eta_y^2),$$

$$\nabla_H^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

である。連続式は

$$\frac{\partial J' z_\sigma U}{\partial \xi} + \frac{\partial J' z_\sigma V}{\partial \eta} + \frac{\partial J' W'}{\partial \sigma} = 0 \quad (7)$$

と表わされる。この式(7)を河床面($\sigma = -1$)から水面($z = z_0 + \zeta$)まで積分すると、水位変動 ζ を表わす式(8)

$$J \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \xi} - \frac{\partial z_b}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \int_{-1}^{\sigma(z_0+\zeta)} J' z_\sigma U d\sigma \\ + \frac{\partial}{\partial \eta} \int_{-1}^{\sigma(z_0+\zeta)} J' z_\sigma V d\sigma = 0 \quad (8)$$

が得られる。水表面、河床面における σ 方向反変流速 W' は、式(9)で表わされる運動学的境界条件から与えられる。

$$\begin{cases} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} + U \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} + V \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} = W', & (z = z_0 + \zeta) \\ \frac{\partial z_b}{\partial \xi} = W', & (\sigma = -1) \end{cases} \quad (9)$$

(3)河床変動モデルの基礎方程式

河床変動量は流砂の連続式

$$J' \frac{\partial z_b}{\partial \xi} + \frac{1}{1-\lambda} \left(\frac{\partial J' q_{B\xi}}{\partial \xi} + \frac{\partial J' q_{B\eta}}{\partial \eta} \right) = 0 \quad (10)$$

から求められる。ここで $(q_{B\xi}, q_{B\eta})$ は ξ, η 座標系に対する反変掃流砂量ベクトルで、それぞれ

$$\begin{cases} q_{B\xi} = q_B \left\{ \frac{U_b}{\sqrt{u_b^2 + v_b^2}} - \frac{1}{\sqrt{\mu_s \mu_k}} \frac{u_{*c}}{u_*} \left(\alpha \frac{\partial z_b}{\partial \xi} + \beta \frac{\partial z_b}{\partial \eta} \right) \right\} \\ q_{B\eta} = q_B \left\{ \frac{V_b}{\sqrt{u_b^2 + v_b^2}} - \frac{1}{\sqrt{\mu_s \mu_k}} \frac{u_{*c}}{u_*} \left(\beta \frac{\partial z_b}{\partial \xi} + \gamma \frac{\partial z_b}{\partial \eta} \right) \right\} \end{cases} \quad (11)$$

で表わされる。これは斜面勾配の影響が考慮されている縦横断方向流砂量ベクトル¹⁶⁾を座標変換することによって得られる。ここに、 q_B ：掃流砂量、 μ_s ：静止摩擦係数、 μ_k ：動摩擦係数、 u_{*c} ：限界摩擦速度であり、流速に対する添字 b は河床面における値を表わす。本解析では、流砂量を芦田・道上式を用いており、流砂量を算定に対して河床面の傾斜に伴う付加的な掃流力と限界掃流力の変化¹⁷⁾を考慮している。

(4)スペクトル法の導入と離散化方法

境界形状が周期的であるので、平面境界形状、流れ場、河床形状を縦断方向にフーリエ級数展開して、スペクトル選点法を利用して微分方程式を解く。本解析では級数を0次～7次モードまで展開し、スペクトル選点は32点取っている。

流れ場の解析では、縦断方向の微分はスペクトル空間で微分した後に逆フーリエ変換でスペクトル選点上に値を戻して求める。 (η, z) 面内での微分に対しては、横断方向の移流項に3次精度の風上差分が、鉛直方向の移流項に1次の風上差分が用いられている。

しかし、流砂量ベクトルは非常に非線形性が強く、特に限界掃流力以下の領域が内部にある場合にはこれらのモードだけで河床形状を表わすことは難しい。本文で解析した流れ場では限界掃流力以下の領域が存在していたために、流砂量ベクトルを7次までのフーリエ級数で表わすことが困難であった。そのため、芦田・道上の流砂量式の中の

$$\left(1 - \frac{\tau_{*c}}{\tau_*}\right) \left(1 - \frac{u_{*c}}{u_*}\right)$$

の部分については別にして反変流砂量ベクトルを求めて1度0～7次モードまでで展開し、その後でこれをかけ合わせた。このようにして河床変動計算を行っても、7次モードで河床変動量をフーリエ展開すると本来河床が変動しないところまで、スペクトル選点上で小さく変動してしまう。この変動は河床変動が生じている所と比べて2オーダー以上小さい。そこで、時間積分における誤差の蓄積を防ぐために、河床変動の時間積分はスペクトル選点上で行い、有為でない変動は0にしている。このようにして求めた河床形状より、計量テンソルスペクトルを作成する場合には小さな河床変動が含まれていることになるが、その誤差のオーダーは小さい。なお、河床変動解析を行う場合には、本来ならばスペクトルのモードを十分な解像度の範囲まで広げて解析することが望ましい。

(5)境界条件及び計算方法

(4)で述べた方法でスペクトル選点上で運動方程式から流速 u, v の時間変動量を求め、これをスペクトル空間上で時間積分する。流速及び水位の時間積分は、陽的に2次精度であるHuen法によって行われている。流れの鉛直成分は連続式から求められる。

河床変動の速度は、流速の時間変化に比べて遅い。そのため、本解析では流速と時間を同時に積分するのではなく、河床変動と流速変動の計算を別の時間

表-1 解析条件

ケース	流量 (l/s)	低水路水深 (cm)	高水敷水深 (cm)	相対水深 Dr
2	24.9	7.4	1.9	0.26
3	35.9	8.0	2.5	0.31

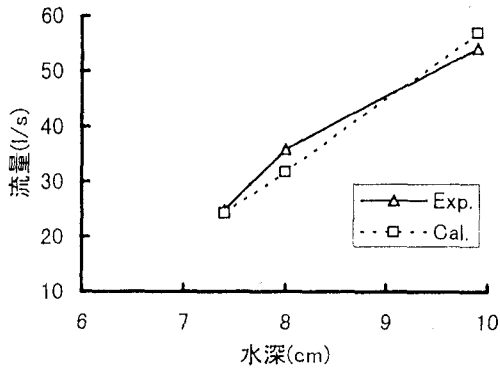


図-3 実験と解析における流量の比較

スケールで行い、交互にくり返しながらか計算が行われている。したがって、流れの運動方程式等における河床の時間変化は計算上0においている。流れに対する河床変動の時間歪みは、流砂量や河床変動速度を考慮して6~12程度に留めた。

流速に対する境界条件として、壁面において壁面近傍流速の2乗に比例する抵抗が与えられ、不透過スリップ条件が適用されている。壁面または底面上の摩擦速度は、壁面または底面近傍の流速を底面抵抗係数で除して求められる。

3. 河床変動解析

(1) 実験及び解析の条件

対象とする複断面水路の平面形状は先の図-1に示した通りである。全幅4.0m、低水路幅0.8m、低水路河岸平均高さ0.055m、区間長6.8m、蛇行度1.1である。平面上の格子点数は(33*51)である。鉛直方向には高水敷高さから下で5分割、高水敷上は2分割されている。

本文では、福岡らによって行われた大型模型実験のケース2、3⁹⁾を解析対象と検討する。実験水路の全長は15mであり、その中に蛇行が2波長分ある。水路はコンクリートで制作されている。高水敷上には粗度として人工芝が張り付けられており、低水路には粒径0.8mmの砂が敷き詰めてある。水路及び河床面の勾配は1/600である。底面抵抗係数は、相当粗度 k_s と流速の計算点である底面上1メッシュ目の中央の高さ $z_{1/2}$ を用いて、

$$\varphi_b = 5.75 \log(z_{1/2} / k_s) + 85 \quad (12)$$

とした。 k_s の値は高水敷上で2.8cmとした。掃流力が小さいことから、河床面では砂粒径の1.1倍とし、河床波等による抵抗は算定しないこととした。

表-1は解析条件を示している。本解析では水深(相対水深)が実験と一致するようにし、解析時の流量が実験時のものに合うように抵抗係数を定めている。解析による平坦床時及び河床変動時の流量と実験結果の関係を図-3に示す。これより、先に与えた抵抗係数の与え方が妥当である事が分かる。

(2) 河床変動結果

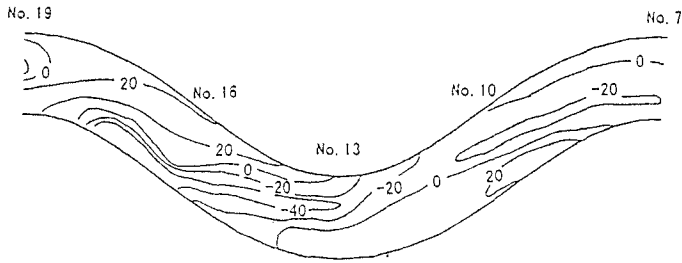
実験と解析におけるケース2に対する河床変動状況を図-4、図-5に示す。それぞれ、通水3時間後、5時間後の河床形状をコンターラインで表わしている。図-6、図-7はケース3について同様に示したものである。流れは右から左へ流れており、実験結果は水路中央部の1波長分を示している。

図-4と図-5を比較すると各時間ともに形状が良く一致しているとは言えない。実験では最大湾曲部の河道中央から外岸部変曲点付近へ向かって河床が洗掘されているのに対して、解析では外岸部から内岸にかけて洗掘域が広がっていき、最大湾曲内岸部で洗掘が最も大きくなっている。河床変動はまだ定常状態には至っておらず、この洗掘域は徐々に下流へ移動している。一方、2cm以上の堆積位置と形状は解析でも概ね表わしているようである。

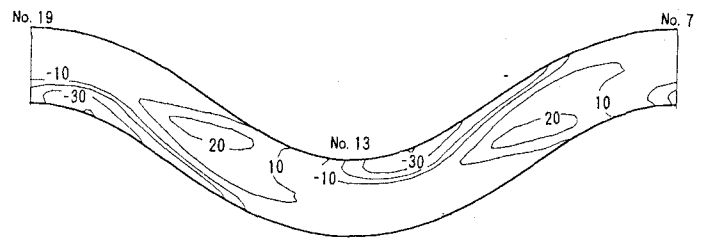
図-6と図-7を比較すると、実験では最大湾曲部の中央部から内岸付近の河床が洗掘されているのに対して、解析における洗掘域は、最大湾曲部の内岸よりの部分と外岸部の変曲点付近にある。また、堆積範囲や堆積高さは実験より解析の方が大きくなっている。一方、図-5と図-6を比較すると、ケース2の条件で解析した河床形状はどちらかといえばケース3の実験結果に形状は似ており、洗掘域がさらに下流へ移動していけば実験結果に近づくようである。

ここで、図-7における最大湾曲部の内岸側の洗掘は実験でも生じているのに対して、外岸部の変曲点付近では図-6に示される様に洗掘は生じていない。この洗掘は、解析モデルにおいて高水敷高さより下層の流れが外岸部の変曲点付近で集中することによって生じている。図-5,7の比較からこの傾向は相対水深が大きくなる程強くなっていることが分かる。本文では示さないが、さらに相対水深を大きくしていくと、流れの集中度がさらに大きくなり、かなり大きな洗掘が生じてしまい、現実の河床変動を表わせなかった。

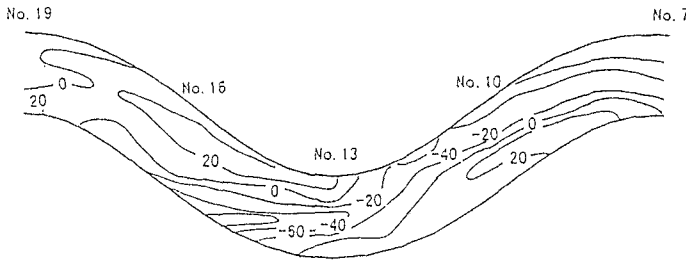
図-8にケース3(5時間後)における高水敷高さよりも下層で水深平均した流速ベクトルを示す。これより、外岸変曲点付近で流れが集中し、内岸に向



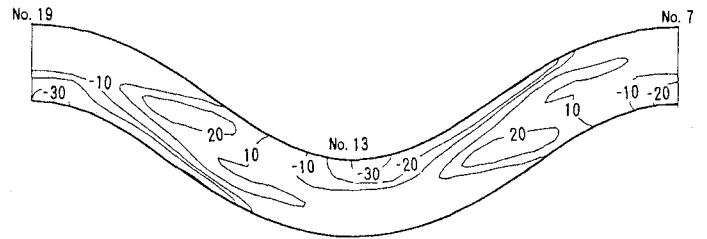
(a) 3 時間後 (単位:mm)



(a) 3 時間後 (単位:mm)



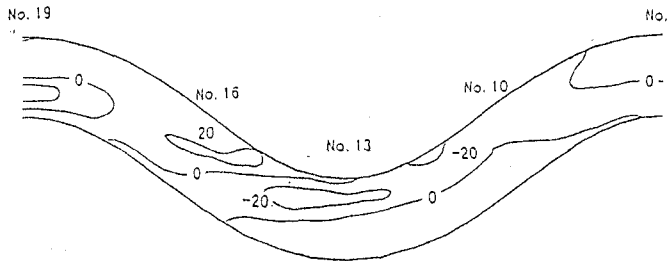
(b) 5 時間後 (単位:mm)



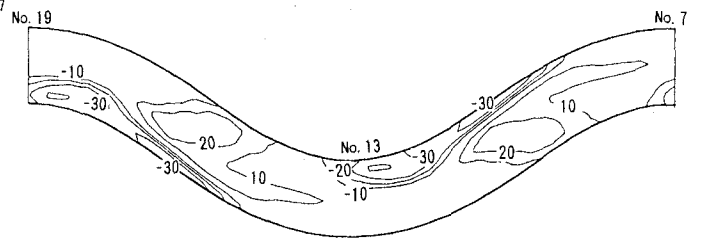
(b) 5 時間後 (単位:mm)

図-4 ケース2の河床変動コンター (実験結果)

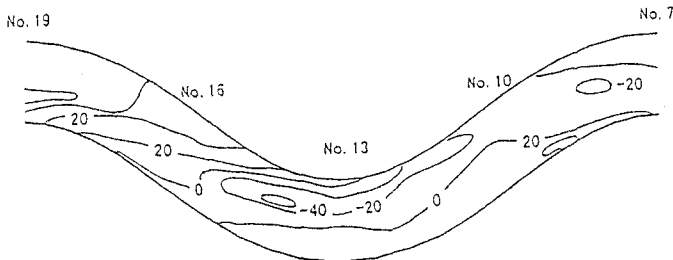
図-5 ケース2の河床変動コンター (解析結果)



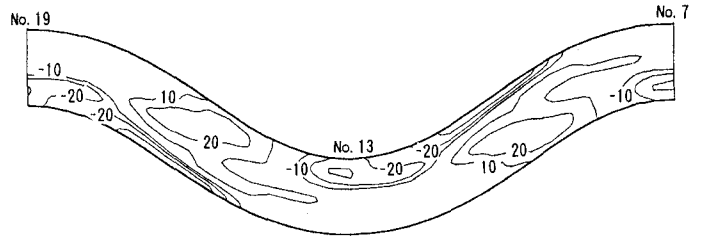
(a) 3 時間後 (単位:mm)



(a) 3 時間後 (単位:mm)



(b) 5 時間後 (単位:mm)



(b) 5 時間後 (単位:mm)

図-6 ケース3の河床変動コンター (実験結果)

図-7 ケース3の河床変動コンター (解析結果)

かって大きく加速されてしまっていることが分かる。先にも述べたように、この位置への流れの集中が大きな洗掘を引き起こすと同時に、対岸の堆積域を広げている。洗掘深が大きくなればさらに、流れが集中することになる。実験ではこのような河床変動が生じていないことから実際にはこのように流れは集中していない。流れが集中しすぎる原因として、解析を行うに当たって静水圧近似をしたことが考えられる。この流れが集中する範囲、すなわち外岸部変曲点を中心とする外岸側の河岸近傍は、静水圧近似が成立しない範囲である。固定床の場合、静水圧を

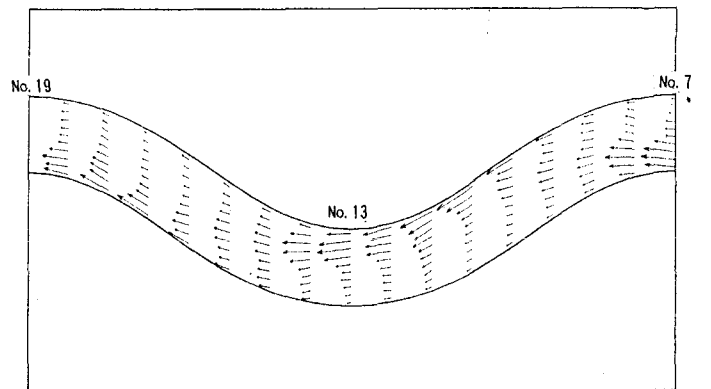


図-8 ケース3 (5時間後)における高水敷高さより下の水深平均流速ベクトルの解析結果

近似した場合と近似しない場合では、大局的には明確な違いは見られないが、外岸変曲点を中心とした範囲で流れの集中度が変化する¹⁴⁾。したがって、圧力が上昇することによって流速が遅くなり、集中が緩和されるべき流れ場が、静水圧を仮定したことによって現実の流れを表わせなくなったと推測できる。流れの集中度を緩和する便宜的な方法として横断方向の拡散係数を大きくするという方法も考えられるが、静水圧を仮定しないで流れ場を解くことが肝要であると思われる。

4. おわりに

静水圧を近似した3次元数値モデルで流れを評価して、複断面蛇行流路における河床変動解析を行った結果、以下のことが分かった。実験で生じる低水路内岸付近の洗掘や内岸部下流の堆積等については解析でも現れる。しかし、解析では低水路の外岸変曲点付近で流れが集中し、実験では現れない洗掘が生じる。この流れの集中は相対水深が大きいと強まるようであり、その原因は極狭い範囲であっても静水圧が成立しない範囲で静水圧を仮定したためであると考えられる。

したがって、静水圧近似をしない解析モデルで求めた流れ場を用いて河床変動解析を行い、実験結果と比較検討することで、3次元数値モデルの複断面蛇行河道における河床変動解析に対する有効性を確認する必要があると思われる。

参考文献

- 1) 芦田和男, 江頭進治, 劉炳義, 滝口将志: 蛇行低水路を有する複断面流路における流れの特性と河床変動機構, 京都大学防災研究所年報第32号B-2, pp.527-551, 1989.
- 2) 木下良作: 洪水時の沖積作用調査と適正複断面河道に関する実験的研究, 文部省科学研究費自然災害特別研究(1), 沖積河川における洪水流の制御と治水安全度向上に関する研究(研究研究者 岸力), pp.55-68, 1986.
- 3) 森明巨: 湾曲・蛇行流における三次元数値解析, 文部省科学研究費自然災害特別研究(1), 沖積河川にお

- る洪水流の制御と治水安全度向上に関する研究(研究代表者 岸力), pp.91-104, 1986.
- 4) 森明巨, 岸力: 昭和56年石狩川洪水で観測された湾曲部河床変動の特性, 第30回水理講演会論文集, pp.493-498, 1986.
- 5) 芦田和男, 江藤進治, 劉炳義: 複断面蛇行流の水利特性に関する研究, 水工学論文集第34巻, pp.397-402, 1990.
- 6) 福岡捷二, 宮崎節夫, 大串弘哉, 加村大輔: 堤防と低水路の法線の間位相差が存在する複断面蛇行流路の流れと河床変動, 水工学論文集第40巻, pp.941-946, 1996.
- 7) 武藤裕則, 塩野耕二, 今本博健, 石垣泰輔: 複断面開水路流れの3次元構造について, 水工学論文集第40巻, pp.711-716, 1996.
- 8) 福岡捷二, 大串弘哉, 加村大輔, 平生昭二: 複断面蛇行流における洪水流の水利(土木学会論文集掲載決定)
- 9) 福岡捷二・渡邊明英・加村大輔・岡田将治: 複断面流路における河床変動の実験的研究, 水工学論文集第41巻 pp.883-888, 1997.
- 10) 福岡捷二・高橋浩尚・加村大輔: 複断面河道の洪水流に現れる複断面的蛇行流れと単断面的蛇行流れ-洪水航空写真を用いた分析-, 水工学論文集第41巻 pp.971-976, 1997.
- 11) Haisheng Jin, Shinji Egashira, Bingyi Liu: Characteristics of Meandering Compound Channel Flow Evaluated With Two-Layered, 2-D Method, *Annual Journal of Hydraulic Engineering, JSCE Vol.40*, pp.717-724, 1996.
- 12) H.S.Jin, S.Egashira, B.Y.Liu, M.Sumino: Evaluation of velocity near bed in meandering compound open channel flow. 第52回年次学術講演会第2部, pp.618-619, 1997.
- 13) H.S.Jin, S.Egashira, B.Y.Liu, K.Kitayama: Simulation on bed deformation in meandering compound open channel flow. 第52回年次学術講演会第2部, pp.505-503, 1997.
- 14) 渡辺明英・福岡捷二: 複断面低水路蛇行流路における三次元流れの解析, 第51回年次学術講演会第2部, pp.334-335, 1996.
- 15) 福岡捷二・渡辺明英: 複断面蛇行水路における流れ場の3次元解析, 土木学会論文集, 1998.2
- 16) 福岡捷二・渡辺明英・萱場祐一・曾田英揮: ベーン工が断続的に配置された河道湾曲部の流れと河床形状, 土木学会論文集 No.479/II-25, pp.61-70, 1993.
- 17) 福岡捷二・山坂昌成: 直線流路の交互砂州, 第27回水理講演会論文集, pp.703-708, 1983.

(1997.9.30 受付)