移動床一様湾曲水路における三次元乱流構造に関する数値解析的研究

Numerical Study on 3D Turbulence Structures in Curved Open Channel with Movable Bed

北海道大学工学部　環境社会工学科シビルエンジニアリングコース　○学生員　島田龍市　(Ryuichi Shimada)
北海道大学　工学研究院環境フィールド工学部門　准教授　正会員　木村一郎　(Ichiro Kimura)
北海道大学　公共政策大学院　教授　正会員　清水康行　(Yasuyuki Shimizu)

1.　はじめに

移動床水路では水理条件と河床材料の特性に応じて河床形態が多様に変化する．特に河川湾曲部の河床変動に関しては，河川防災や河川環境を考える上で非常に重要であるため古くから数多くの研究がなされてきた．河川湾曲部の流れは遠心力に起因する第一種二次流の発生により特徴づけられる．二次流は河川湾曲部の洗掘や堆積といった河床変動に重要な影響を与えると考えられ，河床変動予測を行う上で重要な要素である．しかしながら，湾曲部の流れは二次流のみならず馬蹄渦や外岸セルの影響を受けるため複雑で，その乱流特性やそれに起因する河床変動を予測するのは容易ではない．

既往の研究では，檜谷ら[1)]が幅水深比の小さな一様湾曲水路において詳細な流速測定の結果から，内岸の洗掘現象は外岸の砂堆の発達とそれに伴う流れの変化に起因することを指摘している．また，梶川ら[2)]は檜谷らと同条件での砂堆発生時の局所流に関する三次元数値計算を行い，流況の再現性の検討がなされている．しかし，いずれも乱流構造とそれに起因した河床変動を予測するために十分検討されているとは言い難い．そこで本研究では，檜谷らの幅水深比の小さい一様湾曲水路下で実施された実験を対象として，その流況と河床変動を三次元数値計算により計算し，その再現性の検討をし，水路湾曲部における乱流構造と河床変動形態の関連性の解明することを目的とする．

2.　一様湾曲水路を対象とした檜谷ら[1)]の実験の概要

檜谷ら[1)]は図-1 に示す幅水深比の小さい一様湾曲水路を用いて河床変動の実験を行った．水路の概要としては，曲率半径R=60cm，水路幅B=20cm，曲率偏角θ=90°，平均水深H=4cm，流量Q=4.0l/である．また，河床砂には平均粒径0.6mmの一様砂とし，初期河床勾配は水路中心線上で 1/300 である．実験では，約 2 時間通水し上流から 5 分間隔で 1.443cm^3/s給砂を行った．さらに，外岸に河床波が十分に発達した状態で河床を固定し，2 次元電磁流速計を用いて流速の測定を行っている．

3.　三次元数値解析法

3. 1　三次元流れの基礎式

本研究における数値解析モデルは RANS の三次元モデルを採用している．モデルの基礎式は，流速ベクトル反変成分に関する移動一般曲線座標系における三次元流れの式である．基礎式は以下に示す連続式，運動方程式，k-ε 方程式からなる．

$$\frac{1}{\sqrt{g}}\frac{\partial V^{\alpha}\sqrt{g}}{\partial \xi^{\alpha}}=0 \tag{1}$$

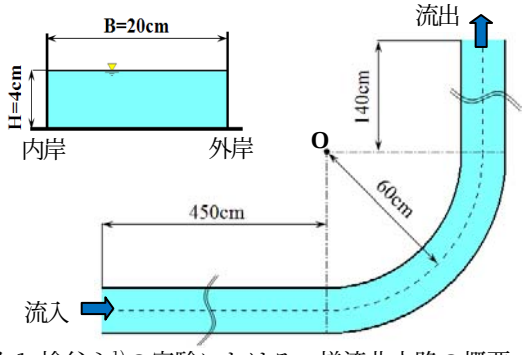


図-1 檜谷ら[1)]の実験における一様湾曲水路の概要

$$\frac{\partial V^i}{\partial t}+\nabla_j\left[V^i(V^j-W^j)\right]+V^i\nabla_j W^j+V^j\nabla_j W^i$$
$$=F^i-\frac{1}{\rho}g^{ij}\nabla_j p+\nabla_j\left[-\overline{v^i v^j}\right]+2\nu\nabla_j S^{ij} \tag{2}$$

$$\frac{\partial k}{\partial t}+\nabla_j\left[k(V^j-W^j)\right]+k\nabla_j W^j$$
$$=-g_{il}\overline{v^l v^j}\nabla_j V^i-\varepsilon+\nabla_j\left\{\left(\frac{\upsilon_t}{\sigma_k}+\nu\right)g^{ij}\nabla_i k\right\} \tag{3}$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}+\nabla_j\left[\varepsilon(V^j-W^j)\right]+\varepsilon\nabla_j W^j=-C_{\varepsilon 1}\frac{\varepsilon}{k}g_{il}\overline{v^l v^j}\nabla_j V^i$$
$$-C_{\varepsilon 2}\frac{\varepsilon^2}{k}+\nabla_j\left\{\left(\frac{\upsilon_t}{\sigma_k}+\nu\right)g^{ij}\nabla_i\varepsilon\right\} \tag{4}$$

ここに，ξ^j:計算空間の空間座標，t:,時間，V^j:流速ベクトルの反変成分，W^j: 格子移動速度ベクトルの反変成分，v^j:乱れ速度ベクトルの反変成分，p:圧力，ν:動粘性係数，ν_t:過動粘性係数，ρ:流体の密度，$v^i v^j$:レイノルズ応力の反変成分，k:乱れエネルギー，ε:乱れエネルギー散逸率，F^j:重力ベクトルの反変成分，g_{ij}, g^{ij}:計量テンソルの共変成分及び反変成分をそれぞれ表わす．

3．2　乱流モデル

本研究では乱流モデルとして二次非線形 k-εモデルを採用している．以下に二次非線形 k-εモデルの構成則を示す．

$$-\overline{v^l v^j}=\nu_t S^{ij}-\frac{2}{3}kg^{ij}-\frac{k}{\varepsilon}\nu_t(\alpha_1 Q_1+\alpha_2 Q_2+\alpha_3 Q_3) \tag{5}$$
$$\nu_t=C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon} \tag{6}$$
$$Q_1=S^{i\alpha}g_{\alpha l}\Omega^{lj}+S^{i\beta}g_{\beta l}\Omega^{lj} \tag{7}$$
$$Q_2=S^{i\alpha}g_{\alpha l}S^{lj}-S^{k\alpha}g_{\alpha m}S^{m\beta j}g_{\beta k}\delta_l^i g^{lj}/3 \tag{8}$$
$$Q_3=\Omega^{i\alpha}g_{\alpha l}\Omega^{lj}-\Omega^{k\alpha}g_{\alpha m}\Omega^{m\beta j}g_{\beta k}\delta_l^i g^{lj}/3 \tag{9}$$
$$S^{ij}=g^{j\alpha}\nabla_\alpha V^i+g^{i\alpha}\nabla_\alpha V^j \tag{10}$$
$$\Omega^{ij}=g^{j\alpha}\nabla_\alpha V^i-g^{i\alpha}\nabla_\alpha V^j \tag{11}$$

モデル係数は，ストレインパラメータ S とローテーションパラメータΩの次のような関数で与える．

$$\alpha_1 = -0.1325\, f_M \tag{12}$$

$$\alpha_2 = 0.0675\, f_M \tag{13}$$

$$\alpha_3 = -0.0675\, f_M \tag{14}$$

$$f_M = \left(1 + m_{dS} S^2 + m_{d\Omega} \Omega^2\right) \tag{15}$$

$$c_\mu = c_{\mu O}\left(1 + c_{nS} S^2 + c_{n\Omega} \Omega^2\right) / D_\mu \tag{16}$$

$$D_\mu = 1 + c_{dS} S^2 + c_{d\Omega} S^2 + c_{dS\Omega} S\Omega + c_{dS1} S^4 c_{dS\Omega 1} \Omega^4 + c_{dS\Omega 1} S^2 \Omega \tag{17}$$

$$S = \frac{k}{\varepsilon}\sqrt{\frac{1}{2} S^{i\alpha} g_{\alpha j} S^{i\beta} g_{\beta i}} \tag{18}$$

$$\Omega = \frac{k}{\varepsilon}\sqrt{\frac{1}{2} \Omega^{i\alpha} g_{\alpha j} \Omega^{i\beta} g_{\beta i}} \tag{19}$$

ここに，モデル係数としては，m_{dS}=$m_{d\Omega}$=0.01, c_{nS}=0.0028, $c_{n\Omega}$=0.007, c_{dS}=0.0085, $c_{d\Omega}$=-0.003, c_{dS1}=-0.00005, $c_{d\Omega 1}$=0.00005, $c_{dS\Omega 1}$=0.00025 を用いる．モデル関数や定数の同定については文献[3)]を参照されたい．

3. 3　流砂モデル

本研究では平衡流砂モデルを用いて河床変動を評価する．流砂は掃流砂のみを対象とし，流線方向の掃流砂量は Kovacs・Parker 式を，横断方向には長谷川式で評価している．そして，得られた流砂量フラックスを一般座標系に変換し，河床の連続式を用いて時間的変化の計算を行う．以下に Kovacs・Parker 式，長谷川式，一般座標系における河床の連続式を示す．なお長谷川式については，3 次元計算であるため，2 次流項を無視している．

$$q_{Bs} = \frac{K}{\left(1 + \frac{\partial z_b}{\partial x} \Big/ \mu_c\right)} \left[\tau^* - \tau_c^* \left(1 + \frac{\partial z_b}{\partial x} \Big/ \mu_c\right)\right] \times \left[\tau^{*1/2} - \tau_c^{*1/2} \left(1 + \frac{\partial z_b}{\partial x} \Big/ \mu_c\right)^{1/2}\right] \tag{20}$$

$$q_{Bn} = q_{Bs}\left(-\frac{\partial z_b}{\partial n}\sqrt{\frac{\tau_c^*}{\mu_s \mu_k \tau^*}}\right) \tag{21}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{z_b}{J}\right) + \frac{1}{\lambda - 1}\left(\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\frac{q_B^\xi}{J}\right) + \frac{\partial}{\partial \eta}\left(\frac{q_B^\eta}{J}\right)\right) = 0 \tag{22}$$

ここに，q_{Bs}:流線方向の掃流砂量，K:補正関数，z_b:河床高，x:流線の座標，μ_c:動摩擦係数，τ^*:無次元掃流力，τ^*_c:無次元限界掃流力，q_{Bn}:横断方向の掃流砂量，n:横断方向の座標，μ_k:静止摩擦係数，J:座標変換行列，λ:河床砂の空隙率，q^ξ_B:ξ方向の掃流砂量，q^η_B: η方向の掃流砂量をそれぞれ表す．

3. 4　計算スキーム

計算法はスタガード格子上の有限体積法とし，完全陽解法で計算を進めた．運動方程式，k 方程式，ε 方程式の移流項の離散化には TVD-MUSCL スキームを用いた．時間積分には二次の Adams Bashforth 法を用い，圧力は時間ステップ毎に HSMAC 法を用いて求めた．壁面の k と ε については壁関数法で与え，壁面近傍での流速は対数則で評価することとした．自由水面変動量は運動学的境界条件より求め，水面変動量に応じて内部の格子位置を時間ステップ毎に移動させた．

3. 5　計算条件

本研究では一様湾曲水路を対象とした計算において，水理条件は檜谷ら[1)]の実験と同様とし，流入部と流出部の直線部は 1.0mとしている．計算格子数はいずれも主流方向(ξ方向)，横断方向(η方向)，鉛直方向(ζ方向)それぞれ 66×30×16 であり，総計算格子数は 31,680 である．水路直線部では水路曲線部に向かい格子幅を等比級数的に小さく，水路曲線部では曲率偏角2.5°ごとに等間隔に，水路の流出部,流入部の計算格子 3 つには計算の安定化を図るため 10.0cm毎の等間隔となるようにしている．また，横断方向については，河岸に近づくほど格子幅を等比級数的に小さく，水深方向には等間隔となる計算格子とした．計算上流端条件を求めるために，直線部分のみを抽出して周期境界条件を用いた予備計算を行い直線水路の十分発達した流れを求めた．そして，予備計算により得られた流速とk, εの値をL字型領域の上流端に与え，流れがほぼ定常となるまで再度繰り返し計算を行った．なお，本研究では河床変動後固定床，移動床の 2 種類のモデルについて計算を行った．

4.　計算結果と考察

4. 1　河床変動後固定床

(1) 平面流速ベクトル

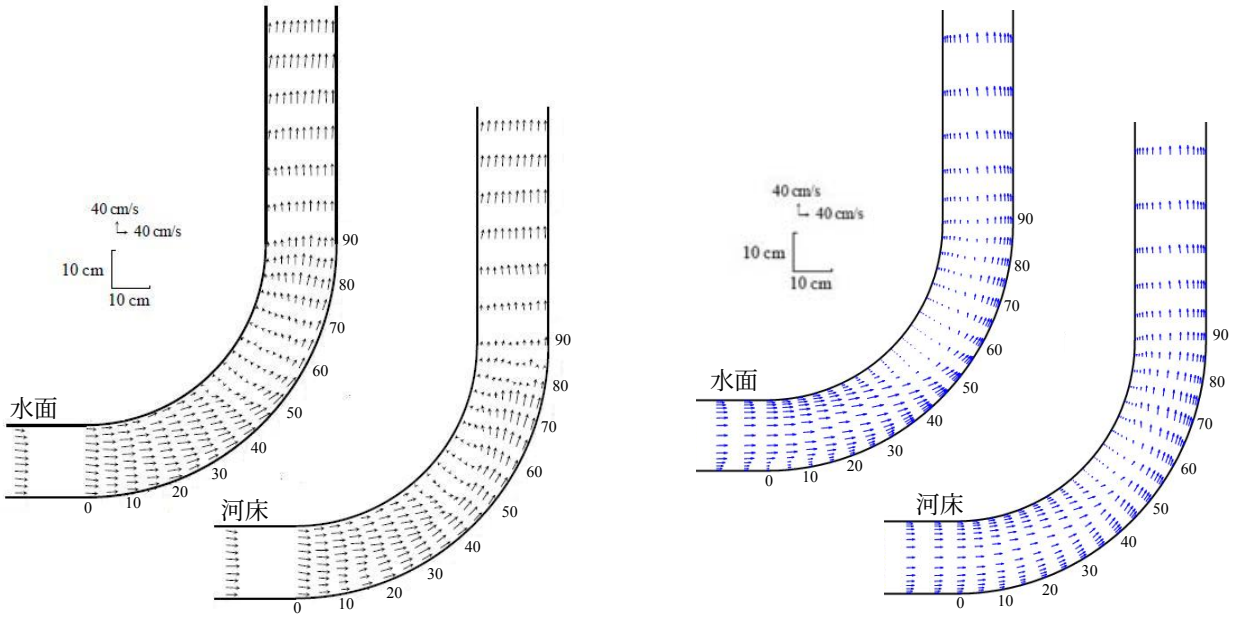
図-2 に(a)実験結果および(b)計算結果による水面および河床における平面流速ベクトルの比較をそれぞれ示す．計算結果については，実験が電磁流速計を用いていたことから，水面より 4 計算格子分下，あるいは河床より 4 計算格子分上の値を用いることとした．

図より，実験結果では，曲線流入部より 40°付近より内岸から主流の剥離を生じ逆流域が形成されている．また，最大洗掘深を生じる外岸 55°付近に向けて流れは収束し， 55°以降，外岸部に収束していた流れは， 内岸方向へと発散する流況を示しており，特に河床では後者の様子が顕著に表れている．

一方計算結果では，実験で見られるような，主流の剥離とそれに伴う逆流域の形成，外岸部への流れの収束，河床における内岸への流れの発散の傾向などが良好に再現されている．しかしながら，計算では内岸部の流れの剥離の発生位置が実験と比較して上流側に位置しており，剥離域は外岸付近へ広くなっている．さらに計算では曲線流入部付近の外岸で流速が急激に小さくなっている．これらは，側壁粗度の影響や乱流モデルが側壁付近の流速分布を適切に評価できていないなどの原因が考えられるが，現時点で明確な原因は明らかになっていない．より高精度な流れの予測を図るためにもこれらの原因を究明する必要があり，今後は側壁粗度の条件，を変えての計算や乱流モデルについての再検討を行っていく必要がある．

(2) 横断方向流速の鉛直方向分布

図-3 に 30°, 50°, 70°断面の横断方向流速の鉛直分布の比較を示す. 50°, 70°断面では流れの特性が河床付近ではよく再現されているが水面付近では流速の向きが逆である．これは，実験では生じなかった外岸セルが計算では 50°, 70°断面で現れてしまっているためで，外岸セルによる影響を過大評価してしまっている結果である.また，50°, 70°断面については水位の一致も良好ではなく，それによって横断方向流速分布の相違が生じたと考えられる．これは剥離域の拡大に起因して生じた結果であると考えられるが明確な原因は明らかになっていない．また，30°断面では流況はよく再現できているものの，水面での流速がかなり大きくまた内岸側壁付近での再現性は低い．これは 30°断面については前述した内岸での剥離の位置の相違と曲線流入部での主流方向流速が大きくなってしまったためと考えられる．特に主流方向流速が大きくなってしまったのは水面の条件や予備計算の段階での流速分布が形状ではなかったということが考



(a)実験結果　　(b)計算結果

図-2 水面・河床における平面流速ベクトルの比較

えられるが，明確な原因はわかっていない．平面流速ベクトル同様，側壁面摩擦の再検討を主流方向の計算の格子数を増やすなど様々な計算条件を考慮して，今後も計算を行い，計算モデルの改善を行い再現性の向上を図る必要がある．

4. 3　移動床

(1) 河床変動形態の実験結果との比較

図-4 に(a)実験終了時の河床変動量 (b)河床変動開始から 1000 秒後の河床変動の計算結果のコンター図を示す．いずれも比較のために最大洗掘深で除して無次元化したものである．実験結果では，外岸は通水初期では湾曲部上流端より 60°の付近の洗掘が始まり，その洗掘は上下流に波及し，拡大していき最大洗掘深は徐々に大きくなる．内岸は通水初期では湾曲部すべてに堆積するが，通水後 10 分では 70°以降すべての内岸で堆積域が洗掘域に変わる．最終的には内岸の堆積は 30°断面付近で最大となり，最大洗掘は 55°付近で生じる．実験結果と比較すると，内岸の堆積や外岸 2 カ所での洗掘など河床変動の全体的な傾向の再現性は良好であるが，堆積域と洗掘域のいずれも下流側に位置している．また湾曲部内岸での洗掘も生じていない．前項でも述べている通り，今回の計算では流れの再現性にまだまだ改善の余地がありそのために生じた違いであると考えられるが，これについても明確な原因はわかっていない．また，最大洗掘深は実験終了時では 10.15cm であるのに対し，計算では 6.817cm とまだまだ洗掘孔は浅く，計算時間は十分ではない．そのため，今後は流れの計算の再現性の向上とともに計算時間をより長くとって解析する必要があるといえる．

(2)流速と河床変動の時間変化

図-5 に特徴的な河床変動を生じる 50°断面における河床遠藤開始より 1 秒，400 秒，1000 秒の横断方向流速ベクトルと河床形状を示す．1 秒後の流況では外岸での第一種二次流の影響が卓越しており洗掘が進むことがわかる．またある程度時間が経過した 400 秒後では外岸の洗掘が進み，内岸が徐々に堆積し始めており，また，内岸より 16cm 付近でも堆積を生じ，二次流がそれにぶつかり，局所的な渦が生じ

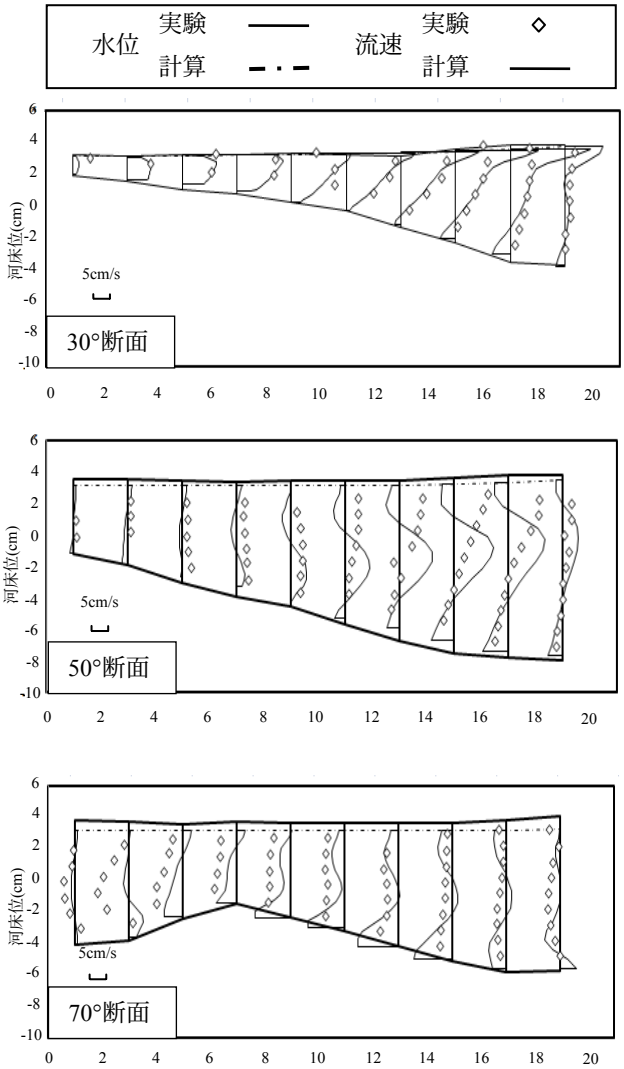


図-3 横断方向流速の鉛直分布

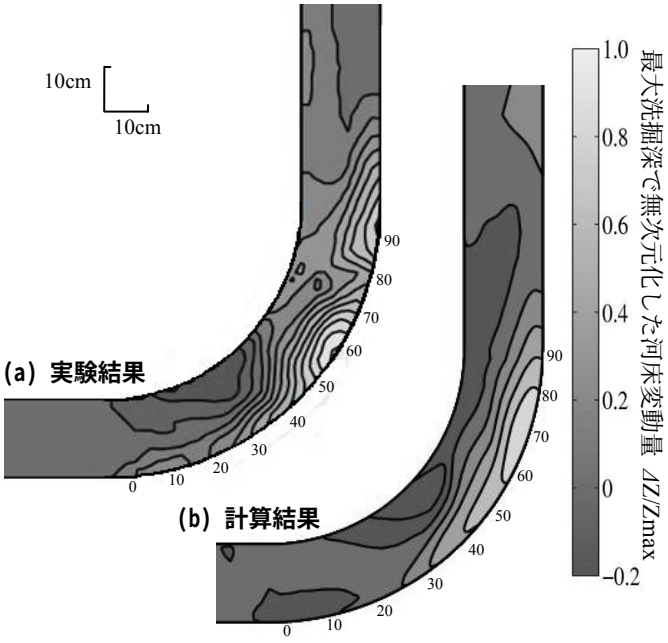


図-4 最大洗掘深で無次元化した河床変動量の比較

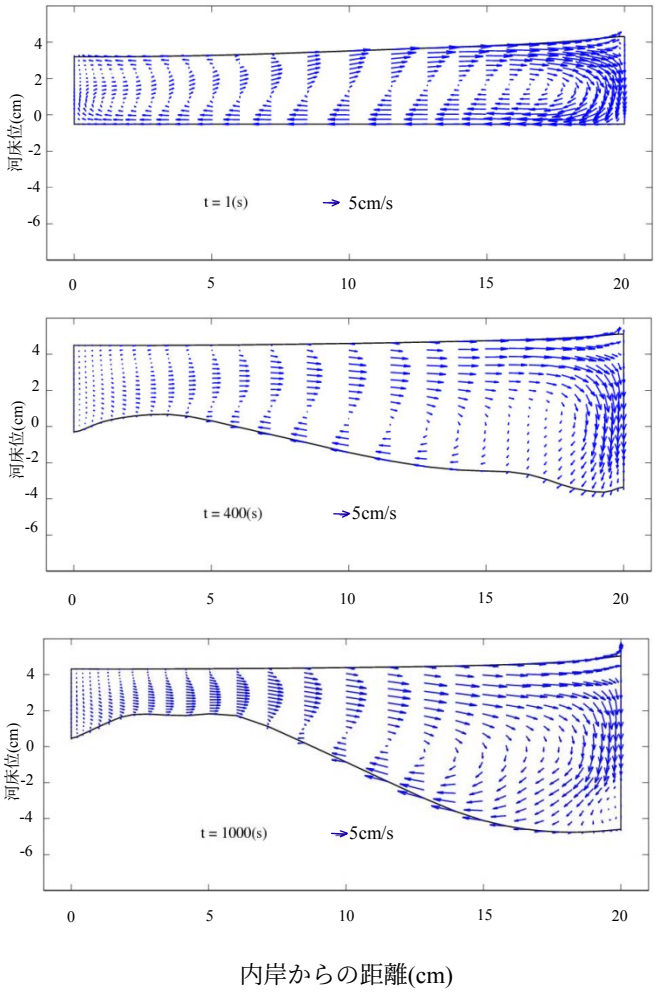


図-5 50°断面における横断方向流速と河床形状の時間変化

外岸の洗掘を加速させている．さらに時間が経過した1000 秒後では内岸での堆積が著しく，二次流は堆積部にぶつかり，さらに外岸部の洗掘を加速させているものと考えられる．また, 400 秒後の断面の内岸より 16cm 付近に見られたような局所的な堆積は 1000 秒後には見られず，外岸では一様に洗掘が進行していくのがわかる．本研究のような一様湾曲水路では洗掘，堆積はこのような二次流による局所的な渦状流れで生じると考えられるが，乱流構造による河床変動への影響を論じるには十分とはいえない．このことから，曲率半径や水路形状などの条件をさまざまに変えての実験，数値計算を行っていく必要がある.上流端から約 60°の付近の外岸で洗掘が顕著であり，20°から 40°の内岸で堆積を生じている．また，湾曲部後半では内岸に洗掘が生じている．

5. おわりに

本研究では移動一般曲線座標系を用いた一様湾曲水路の固定床，移動床における流況や河床変動の形態を三次元数値計算により求めそれらと実験結果の比較・検討を行った．以下に本研究のまとめと今後の課題を述べる．

1) 河床変動後固定床下では，流れの剥離や洗掘孔への収束，内岸への発散などの傾向はおおむね再現されているが剥離の位置や湾曲部への流入流速などの点で改善点が多い．これについては側壁摩擦や乱流モデルについての再検討の試みが必要であるが原因については現状定かではない．

2) 主流方向の計算格子数が水路の規模から判断するとまだまだ少なく，今後は現在の二倍程度に計算格子を増やし再度計算し，主流方向流速に改善が見られるかを検討する必要がある．

3) 移動床下では，河床変動における外岸部での洗掘，内岸部での堆積などの全体的な傾向は良好に再現できているが，それらの発生位置については実験結果と比較して下流側にずれることとなった これは前述の流れの不一致に起因されるもとと考えられる．また，計算時間がまだ不十分であり，洗掘孔も浅く最終的な実験結果と比較するには不十分であるといえる．河床変動は，今後は流れの再現性を向上したのちに検討し，計算を続けていく必要がある．

4) 第一種二次流により外岸河床の洗掘，内岸河床の堆積が進行するということがわかったが，一様湾曲水路における乱流構造が河床変動に与える影響ついて知るには十分な結果とは言い難い．これについては，水路の曲率半径や水路形状などの条件を変え，再度計算を行い，比較，検討を重ねる必要がある．

参考文献

1) 檜谷治・道上正規・川合茂:　一様湾曲水路における河床変動と河床波の特性に関する実験的研究，　水工学論文集，第４２巻, pp.979-984, 1998
2) 梶川勇樹・檜谷治:　幅水深比の小さな一様湾曲水路における砂堆発生時の局所流に関する３次元数値計算，水工学論文集，第５３巻, pp.883-888, 2009
3) Hosoda, T., Ali, M. S. and Kimura, I. : A non-linear k-ε model to predict the spatial change of turbulent structures in large scale vortices, J. of Applied Mech., JSCE, vol.10, pp.723-732, 2007