2次流の時空間発展を考慮した水深積分モデルに関する基礎的検討

FUNDEMENTAL INVESTIGATION OF DEPTH-AVERAGED MODEL
WITH EVOLUTION OF SECONDARY CURRENTS

吉田圭介[1]・石川忠晴[2]
Keisuke YOSHIDA and Tadaharu ISHIKAWA

[1]正会員　博士（工）　東京工業大学大学院　産学官連携研究員（〒226-8502 横浜市緑区長津田4259番地）
[2]フェロー会員　工博　東京工業大学大学院　教授（〒226-8502 横浜市緑区長津田4259番地）

In this study, a new two-dimensional depth-averaged numerical method was developed to simulate a quasi 3-D flow with the effect of time and spatial evolution of a secondary current in a generalized curvilinear coordinate system. The secondary current was calculated by means of a weighted residual method, with the assumption that the velocity profiles of the main flow and secondary flow remain similar in the computation space. From the verification of this numerical model in comparison with the experimental measurements of curved open channel flows by Hicks *et al*., it is shown that the proposed numerical method reasonably predicts the main flow profile in a cross-sectional axis. Especially, it is pointed out that growth and decay of the secondary currents along the main flow direction are effectively evaluated by this method.

Key Words : *quasi 3-D depth-averaged model, secondary currents, model verification weighted residual method, generalized curvilinear coordinate*

１．はじめに

従来の河道計画は，1次元不定流モデルによる解析を基本に行われている．しかし，低水路線形等の河道詳細設計や河床変動の予測などにあたっては，より高次元の水理モデルの活用が望まれる．そこで最近は浅水流方程式に基づく平面2次元モデルの汎用化が進められており[1)]，実務でも利用されようとしている．

一方，河川の湾曲部や分合流あるいは大型の構造物周辺においては，流線の湾曲に起因して生じる 2 次流が多く見られる．2 次流は横断方向に運動量を輸送することから，断面内の水位偏差や水衝部の形成などに深く関わっている．このため，2 次流に関する基礎的研究が多数行われた[2),3), 4), 5)]．

ところで，前述の浅水流方程式は水深平均された流速を取り扱うので，何かしら便宜的方法を用いない限り，2 次流に起因する運動量輸送を考慮できない．例えば，単湾曲水路に対する浅水流方程式の解は自由渦型の流速分布となり，湾曲部外岸で現実に生じる高流速を表現できないことが知られている[6)]．

このため最近は，河川流の 3 次元的モデルの開発も行われつつあり[7)]，その発展が期待されている．しかし計算機資源の制約から，少なくとも現時点ではこれらモデルの適用は実際の河道のごく狭い区間に限られており，一般の河道計画の現場における活用には，まだ相当の時間を要するものと思われる．

しかし，河川空間寸法は一般に[縦断方向]>>[横断方向]>>[水深方向]であるため，流れは“全く自由に3 次元的”というわけではない．すなわち，縦断方向流に横断方向偏寄流が加わり，それに螺旋流が載っているとみなせる場合が多い．実際，湾曲流に関する多くの研究はそれを前提として組み立てられている[8), 9)]．

そこで，このような流れの構造を踏まえて3次元性を簡略に表現しようとする試みもなされている[6), 10), 11)]．本研究では，この種のモデル化を既存の浅水流モデルの枠組みに適合させることにより，純3次元計算モデルより少ない計算負荷で，河川の3次元的流動を表現する準3次元計算モデルを構築する．また，単湾曲流に関して，この構築された数値モデルによる解析結果とHicksらの実験結果[12)]との比較を行って，その妥当性について考察する．

２．モデル構築の基本的考え方

通常の平面流計算は，**図-1**(a)に示すように，鉛直平均された流速(U,V)を変数としている．しかし実際の流速ベクトルは水深方向に変化するため，(b)のようになる．(a)と(b)の残差を，浅水流の流速ベクトルの方向とそれに直交する方向に分解して図示すると(c)となる．

残差成分の鉛直分布については，**図-2** に示すように種々の形式[2), 3), 6), 13)]があるが，ここで最も簡単なFinnie らの直線分布[14)]を採用すれば，流速分布は次

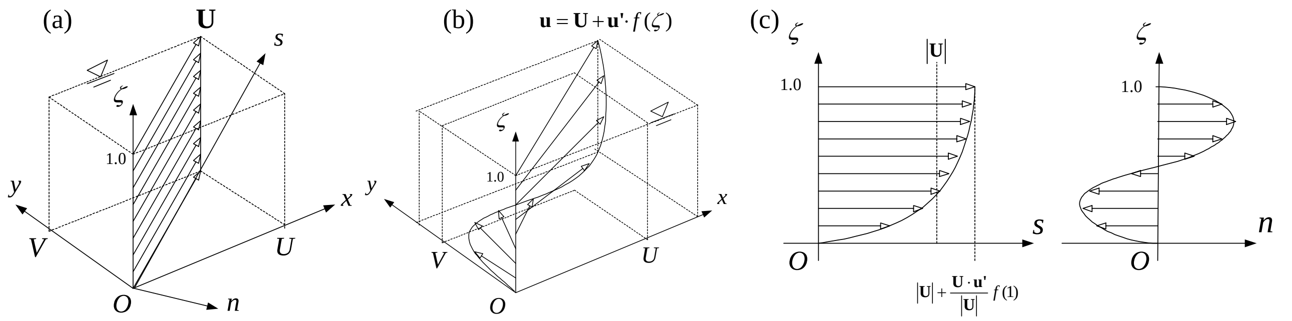


図-1　モデルにおける流速分布の概念図 (a)水深平均流 $\mathbf{U}$，(b)水深方向で変化のある実際の流速分布 $\mathbf{u}$ および(c)主流と2次流の分布（ただし，(x, y, ζ) はデカルト座標，(s, n, ζ) は流線座標，$\mathbf{u}'$ は偏差流である．）

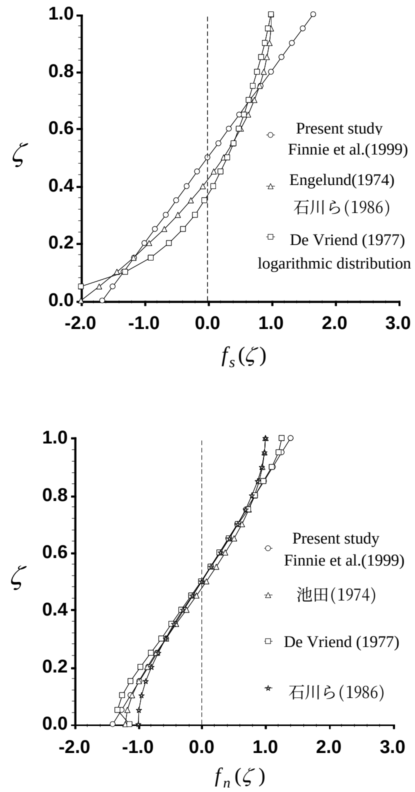


図-2　流速分布関数 f_s と f_n [2), 3), 6), 13), 14)]
（各分布は適当な水理条件の下で，2次モーメントがほぼ一致する条件で規格化して図示した．）

式で表される．

$$u(x, y, z) = U(x, y) + u'(x, y)\cdot f(\zeta) \tag{1}$$

$$v(x, y, z) = V(x, y) + v'(x, y)\cdot f(\zeta) \tag{2}$$

ここに，x, y は水平面内の座標，z は鉛直方向座標，u, v は x, y 方向の流速，U, V は x, y 方向の鉛直平均流速，$f(\zeta) = \zeta - 1/2$，ζ は無次元水深($=(z-B')/h$)，B' は河床高，h は水深である．上式は，2 つの 2 次元ベクトル $\mathbf{U}(x, y)$ と $\mathbf{u}'(x, y)$ で流速場を表現するもので，変数の量は“多層モデルで層数を 2 とした場合”と同等である．しかし，**図-1** に示した種類の 3 次元性を表現できるという意味で 2 層モデルより優れている．

さて，湾曲流などの研究で用いられる 2 次流の概念と，上式で定義される偏差成分 $\mathbf{u}'\cdot f(\zeta)$ との対応は次のようになる(**図-3** 参照)．$\mathbf{u}'\cdot f(\zeta)$ の鉛直平均値

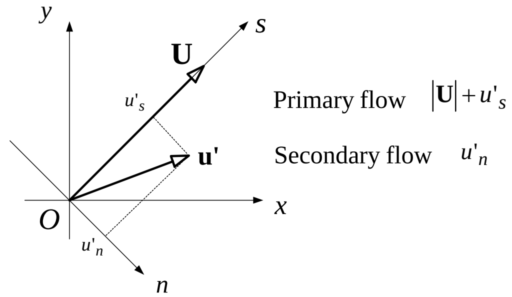


図-3　河川における2次流の概念と本モデルの偏差流 $\mathbf{u}'$ との対応関係（x, y 平面）

はゼロだから，主流方向は $\mathbf{U}$ の方向と一致している．そこで，$\mathbf{u}'\cdot f(\zeta)$ を主流方向と直交方向に分解すれば，前者と $\mathbf{U}$ の和が“主流成分の鉛直分布”，後者は“2 次流成分の鉛直分布”となる．これを式で表せば次式となる．

$$\text{主流：}\ \mathbf{U} + \left\{\mathbf{U}(\mathbf{U}\cdot\mathbf{u}')/|\mathbf{U}|^2\right\} f(\zeta) \tag{3}$$

$$\text{2 次流：}\ \left\{\mathbf{u}'\text{-}\mathbf{U}(\mathbf{U}\cdot\mathbf{u}')/|\mathbf{U}|^2\right\} f(\zeta) \tag{4}$$

ここに $(\mathbf{U}\cdot\mathbf{u}')$ は $\mathbf{U}$ と $\mathbf{u}'$ の内積，$|\mathbf{U}|$ は $\mathbf{U}$ の絶対値である．なお，鉛直流速 w は連続条件式から次式で求められる．

$$w = -h\int_0^1 div_{xy}\left\{\mathbf{U} + \mathbf{u}'\cdot f(\zeta)\right\} d\zeta + w_{B'} \tag{5}$$

ここに $div_{xy}\{\cdot\}$ は x, y 平面内の発散を表す演算子である．また，$w_{B'}$ は河床での鉛直流速で，河床勾配ベクトルを $\mathbf{B}'$ と書けば，次式により求められる．

$$w_{B'} = \left(\mathbf{U}\text{-}\mathbf{u}'/2, \mathbf{B}'\right) \tag{6}$$

ところで，**図-2**に挙げた研究はいずれも流線座標系または近似的な流線座標系を使用しているため，主流と2次流に対して異なる分布形を導入することが可能である．一方，本研究では流向が予め特定できない場合にも適用できるモデルを考えている．このため u' と v' の鉛直分布形が同一なFinnieの式[14)]を用いた．

３．湾曲流に関する数値計算手法

３．１　基礎方程式

（1）導出過程

デカルト座標系 $x_i = (x, y, z)$ における物理量 ϕ の

保存則は次式で表現される．

$$\frac{\partial \phi}{\partial t}+\frac{\partial(\phi u)}{\partial x}+\frac{\partial(\phi v)}{\partial y}+\frac{\partial(\phi w)}{\partial z}=S_\phi \tag{7}$$

ここで， $u_i=(u,v,w)$はそれぞれx_i方向の時間平均の時間平均流速であり， S_ϕは生成項である．本研究では各水深zにおける流速の偏差成分u'_i（水深平均流からの残差）を求めるために，基礎式(7)に対して重み付き残差法を適用する．具体的には，式(7)に重み付け関数pを掛け合わせ，水底($z=B'$)から水面($z=H$)まで積分し，水底および水面での運動学的条件及びライプニッツ則から次式が導かれる．

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}\int_{B'}^{H}p\phi dz+\frac{\partial}{\partial x}\int_{B'}^{H}p\phi u dz+\frac{\partial}{\partial y}\int_{B'}^{H}p\phi v dz\\ =\int_{B'}^{H}pS_\phi dz+\int_{B'}^{H}\phi\frac{Dp}{Dt}dz\end{aligned} \tag{8}$$

式(8)において，p=1の場合，ϕ=1とおくと連続式が，$\phi=u$およびvとおくと運動量式が得られ，平面2次元浅水流方程式が求められる．さらに， $p=f$の場合には偏差成分を求める式が得られる．

Galerkin重み付き残差法を用いて，式(1),(2)を式(8)へ代入して整理をすると，以下の基礎方程式が導出される．

$$\frac{\partial h}{\partial t}+\frac{\partial M}{\partial x}+\frac{\partial N}{\partial y}=0 \tag{9}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial M}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(MU)+\frac{\partial}{\partial y}(MV)+\gamma\frac{\partial}{\partial x}(mu')+\gamma\frac{\partial}{\partial y}(mv')\\ =-g\frac{\partial H}{\partial x}+\frac{\tau_{bx}}{\rho}+\frac{\partial h\tau_{uu}}{\partial x}+\frac{\partial h\tau_{uv}}{\partial y}\end{aligned} \tag{10}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial N}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(NU)+\frac{\partial}{\partial y}(NV)+\gamma\frac{\partial}{\partial x}(nu')+\gamma\frac{\partial}{\partial y}(nv')\\ =-g\frac{\partial H}{\partial y}+\frac{\tau_{by}}{\rho}+\frac{\partial h\tau_{uv}}{\partial x}+\frac{\partial h\tau_{vv}}{\partial y}\end{aligned} \tag{11}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial m}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(mU)+\frac{\partial}{\partial y}(mV)+\frac{\partial}{\partial x}(Mu')+\frac{\partial}{\partial y}(Mv')\\ =\frac{1}{\gamma}\left(\tau_{f,u}+g_u+\frac{\partial h\tau_{f,uu}}{\partial x}+\frac{\partial h\tau_{f,uv}}{\partial y}\right)\end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial n}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(nU)+\frac{\partial}{\partial y}(nV)+\frac{\partial}{\partial x}(Nu')+\frac{\partial}{\partial y}(Nv')\\ =\frac{1}{\gamma}\left(\tau_{f,v}+g_v+\frac{\partial h\tau_{f,uv}}{\partial x}+\frac{\partial h\tau_{f,vv}}{\partial y}\right)\end{aligned} \tag{13}$$

ここで，$M=Uh$, $N=Vh$, $m=u'h$, $n=v'h$は水深平均流$U_i=(U,V)$および偏差成分流の線流量であり， γは線形な分布関数fを仮定した場合の係数（本研究ではγ=1/12）である．また， ρは流体の密度， τ_{bx_i}は底面せん断応力であり， $\tau_{u_iu_j}$及びτ_{f,u_iu_j}は平均流とその偏差成分に対して水深平均を施したレイノルズ応力を表す．本研究での基礎方程式の特徴に関して述べると，式(12)及び式(13)では2次流が水深平均流との相互作用から時間発展を伴い算定される．一方, 式(10)及び式(11)では左辺第4項および第5項において2次流による運動量輸送が移流形式で表現されており，通常の平面2次元計算における水深平均流の時空間発展にこれらの項が寄与することがわかる．また，式(10)～(13)は式形が類似しており，同一の計算スキームで離散化可能で，プログラミングが簡便である．

（2）基礎式の具体化

式(12)および式(13)の右辺第1項は重み付き残差法の弱形式化と同様の方法により，

$$\begin{aligned}\tau_{f,u_i}&=\int_{B'}^{H}f\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu\frac{\partial u_i}{\partial z}\right)dz\\ &=\left|f\left(\nu\frac{\partial u_i}{\partial z}\right)\right|_{B'}^{H}-\int_{B'}^{H}\frac{\partial f}{\partial z}\left(\nu\frac{\partial u_i}{\partial z}\right)dz=\frac{\tau_{bx_i}}{2\rho}-\frac{\nu_{ave}u'_i}{h}\end{aligned} \tag{14}$$

となる．ここで， $\nu(z)\equiv\nu_m+\nu_t$は分子粘性と渦粘性を合わせた，水深方向の実質の動粘性係数であり，ν_{ave}はその水深平均値である．また，式(12)及び式(13)の右辺第2項に関しては, 式(5)から水深方向流速wを評価すると，次式となる．

$$\begin{aligned}g_{u_i}&=\gamma\Phi\left(u'\frac{\partial h}{\partial x}+v'\frac{\partial h}{\partial x}\right)+\gamma\Phi\left(\frac{\partial hu'}{\partial x}+\frac{\partial hv'}{\partial x}\right)\\ &-\frac{\gamma\psi}{2}\left\{u'\left(\frac{\partial H}{\partial x}+\frac{\partial B'}{\partial x}\right)+v'\left(\frac{\partial H}{\partial y}+\frac{\partial B'}{\partial y}\right)\right\}\end{aligned} \tag{15}$$

３．２　一般座標系における基礎方程式

本研究では実河川などの複雑な形状を有する流路に対して, 上述の解析モデルを適用する. その際, 計算格子数に対して効率的に流路形状を表現することが望まれる．そこで，本研究では一般座標系を用いた湾曲流に関する長田らの研究[15]に準拠して，上述のモデルを一般座標系へ変換した基礎方程式を用いる．

デカルト座標系(x,y)から一般座標系(ξ,η)に変換するために，

$$\left.\begin{aligned}\partial/\partial x=\xi_x\partial/\partial\xi+\eta_x\partial/\partial\eta\\ \partial/\partial y=\xi_y\partial/\partial\xi+\eta_y\partial/\partial\eta\end{aligned}\right\} \tag{16}$$

$$\partial\left(\xi_{x_i}/J\right)/\partial\xi+\partial\left(\eta_{x_i}/J\right)/\partial\eta=0 \tag{17}$$

などの関係式を用いる．ここで， $\xi_x,\eta_x,\xi_y,\eta_y$は変換のメトリックス， $J=\left(x_\xi y_\eta-x_\eta y_\xi\right)^{-1}$は変換のヤコビアンである．また，後述するように，本研究では離散化手法として有限体積法，変数配置としてStaggered格子を用いるため，運動方程式(10)~(13)に関しては未知量を反変成分で表示する．例えば，式(10)は次式(18)に変形できる．

$$\partial\left(Q^\xi/J\right)/\partial t+ConvQ=Convq+Dep+Tau+Dif \tag{18}$$

ここで，

$$\begin{aligned}ConvQ&=\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\frac{Q^\xi\hat{U}}{J}\right)+\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{Q^\xi\hat{V}}{J}\right)\\ &-\frac{M}{J}\left(\hat{U}\frac{\partial\xi_x}{\partial\xi}+\hat{V}\frac{\partial\xi_x}{\partial\eta}\right)-\frac{N}{J}\left(\hat{U}\frac{\partial\xi_y}{\partial\xi}+\hat{V}\frac{\partial\xi_y}{\partial\eta}\right)\end{aligned} \tag{19}$$

$$Convq = -\gamma \frac{\partial}{\partial \xi}\left(\frac{q^{\xi}\hat{u}'}{J}\right) - \gamma \frac{\partial}{\partial \eta}\left(\frac{q^{\xi}\hat{v}'}{J}\right) + \gamma \frac{m}{J}\left(\hat{u}'\frac{\partial \xi_x}{\partial \xi} + \hat{v}'\frac{\partial \xi_x}{\partial \eta}\right) + \gamma \frac{n}{J}\left(\hat{u}'\frac{\partial \xi_y}{\partial \xi} + \hat{v}'\frac{\partial \xi_y}{\partial \eta}\right) \tag{20}$$

$$Dep = -gh\left(\frac{\xi_x^2 + \xi_y^2}{J}\frac{\partial H}{\partial \xi} + \frac{\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y}{J}\frac{\partial H}{\partial \eta}\right) \tag{21}$$

$$Tau = -\tau_b^{\xi} / \rho J \tag{22}$$

$$Dif = \left(\frac{\xi_x^2}{J}\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\xi_x \eta_x}{J}\frac{\partial}{\partial \eta}\right)(h\tau_{uu}) + \left(\frac{\xi_y^2}{J}\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\xi_y \eta_y}{J}\frac{\partial}{\partial \eta}\right)(h\tau_{vv}) + \left(\frac{2\xi_x \xi_y}{J}\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\xi_x \eta_y + \xi_y \eta_x}{J}\frac{\partial}{\partial \eta}\right)(h\tau_{uv}) \tag{23}$$

ただし，$Q^{\xi}, Q^{\eta}, q^{\xi}, q^{\eta}$ は流量フラックスの反変成分であり，τ_b^{ξ} はせん断応力の反変成分である．また，上付きハット＾は変数の反変成分を示す．他の式は紙面の制約のため省略するが，基本的に同型である．

４．湾曲流に関する室内実験との比較検討

４．１　数値解析法

本研究では離散化方法として，有限体積法を用いる．また，空間微分について，移流項には簡単に1次精度の風上差分，その他の項には2次精度の中央差分を用いた．時間積分については2次精度のAdams-Bashforth法を適用した．変数変換のメトリックス $\xi_x, \eta_x, \xi_y, \eta_y$ の計算には2次精度の中央差分を用いた．**図-4**には本研究で用いたStaggered格子における各変数の配置図を示した．水深平均流の反変成分はセル境界に，水深はセル中心に配置するが，偏差流の反変成分はセル頂点に定義する．

４．２　湾曲流に関する室内実験との比較

本節では上述の解析モデルを用いて数値解析の結果得られる定常解とHickらの実験結果[12]との比較検討を行う．**図-5**には実験水路と水理条件の概要を示した．水路は13mの流入直線部，約17mの270°湾曲部および2.4mの流出直線部より構成される．実験ではLDAによる高精度流体計測が行われている．

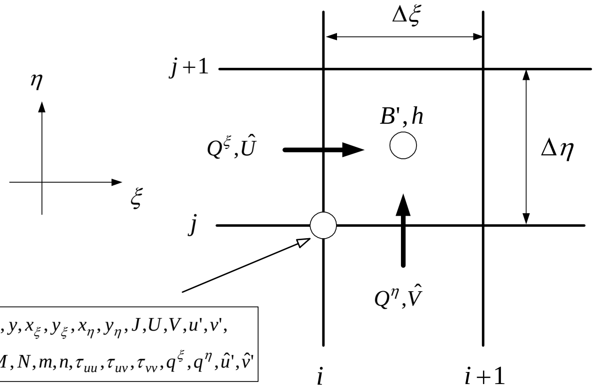
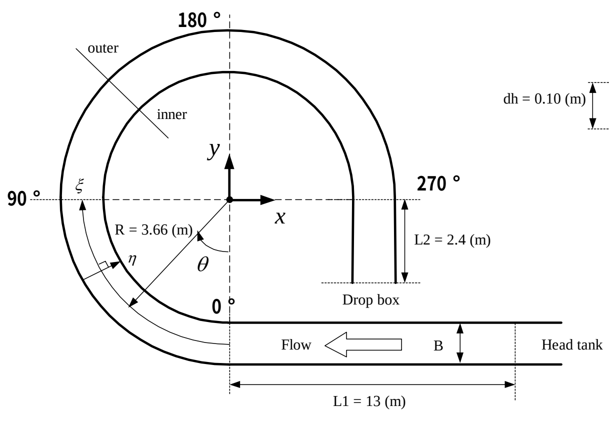


図-4　Staggered格子における変数配置

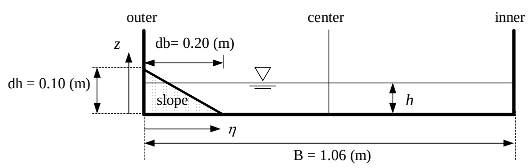
図-5に示すように，デカルト座標原点は水路の曲率円の中心とし，ξ 軸は水路の湾曲入口から下流向きに，η 軸は ξ 軸に局所的に直行して水路左岸から右岸向きにとる．θ は湾曲流入口からの中心角である．

計算の初期条件は2次流を考慮しない浅水流計算の結果を利用する．つまり，流速偏差 u'_i を0とし，水深平均流のみを与える．本計算では2次流を考慮して，この初期条件から定常状態に達するまで，陽的な時間スキームで計算を進める．計算の境界条件は，上流端ではManning則により水深に応じて流量を配分し，下流端では実験で得られた水深を与える．また，流量の ξ 方向の勾配を0とした．側壁および底面では流速のスリップ条件とし，それぞれの断面でManning式により摩擦力を加えた．さらに，上流端では開水路等流条件での u'_i を主流方向のみ与えた．用いた計算格子は縦断・横断方向(ξ, η)においてそれぞれ等間隔の粗い格子であり，水路流入直線部の流れ方向の格子間隔は1m，曲線部は270度を24分割し，横断方向には0.1mとした．文献12)には底面勾配に関する記述がないが，再現計算ではManningの粗度係数 n を0.01とし, 流路を直線とした仮定した時に等流を形成するための縦断方向河床勾配 i を与えた．また, 時間刻み Δt はCourant数が0.1以下となるように定めた．さらに，レイノルズ応力

Plan view



Cross-section view



Hydraulic condition

Run	A6	B1
Cross-cectionally averaged velocity V(m/s)	0.37	0.42
Mean water depth h(m)	0.06	0.06
Froude number $Fr = V/\sqrt{gh}$	0.478	0.554
Reynolds number $\mathrm{Re} = Vh/\nu$	2.2×10^4	2.5×10^4

図-5　実験水路概要図と実験条件（Hicksら[12]）

は次式に示すように，0方程式モデルにより与えた．

$$\left.\begin{aligned}&\tau_{uu}=2D_h\partial u/\partial x-\frac{2}{3}k,\quad \tau_{vv}=2D_h\partial v/\partial y-\frac{2}{3}k\\ &\tau_{uv}=D_h(\partial v/\partial x+\partial u/\partial y),\quad D_h=\alpha hU_*\end{aligned}\right\}\quad(24)$$

ここで，D_h は平面方向の水深平均渦動粘性係数，k は水深平均乱れエネルギー，α は定数，U_* は摩擦速度である．水深平均乱れエネルギーに関しては，Nezu & Nakagawa[16]による水深方向の k の分布に関する式を水深積分して得られる値（$k=2.07U_*^2$）を用いた．また，水深方向の渦動粘性係数の水深平均値 ν_{ave} は，開水路等流での値 $\nu_{ave}=\kappa hU_*/6$ を用いる．なお，本研究では簡単のため，τ_{f,u_iu_j} は無視した．

図-6にはRun:A6における，本モデルによる定常状態での水深平均流 (U,V) のベクトル図を示した．本モデルでは2次流を考慮しているため，水路を流下する間に主流速の横断方向分布が変化し，外岸側の水深平均主流速が内岸より大きくなる．一方，**図-7**にはRun:A6における，本モデルによる定常状態での流速偏差 (u',v') のベクトル図を示した．湾曲入口から，流速偏差ベクトルは水深平均流ベクトルから外岸側へとそれることがわかる．紙面の制約でここでは割愛するが，定義式(1)及び(2)より底面では当然外岸から内岸に向かう流れが計算できている．このことから，水面での高速主流速が外岸へと，底面での低速主流速が内岸へと移流した後にそれぞれが両岸で上昇・下降することで，主流速の外岸側での高速化，内岸側での低速化といった2次流の運動機構が説明される．

図-8にはRun:B1における水路内の4つの断面(u/s, $\theta=90^o$, 180^o, 270^o)に垂直な主流速 U_ξ に関して，Hicksらの実験結果，2次流を考慮した場合の定常状態の数値解(present)および2次流を考慮しない場合の数値解(CDM)を断面毎に示した．ここで，文献12)より，u/s(=upstream)とは湾曲部入口から約0.58m上流の断面を指し示し，$U_{\xi,ave}$ は主流速 U_ξ の各断面平均値を示す．ただし，Hicksらの実験データでは主流速の断面平均値によるデータの規格化が行われていないために，**図-6**ではその補正値を掲示した．2次流を考慮していない計算では，湾曲部入口($\theta=0^o$)から湾曲部出口($\theta=270^o$)まで終始主流速が右岸側で卓越しており，自由渦型の分布を示している．一方，2次流を考慮した場合には，遠心力と圧力のバランスから，右岸側（内岸）から左岸側（外岸）への横断方向の運動量輸送が存在するため，水路を流下する間に主流速の横断方向分布が変化し，外岸側の主流速が卓越するようになる．つまり，自由渦型から強制渦型の流速分布へと変化することがわかる．本計算では粗い格子を用いているが，2次流を考慮した場合の計算結果はほぼ実験値と一致しており，その定性的な傾向および湾曲部に起因する2次流現象をよく再現している．

図-9にはRun:A6における4つの断面の水路中央

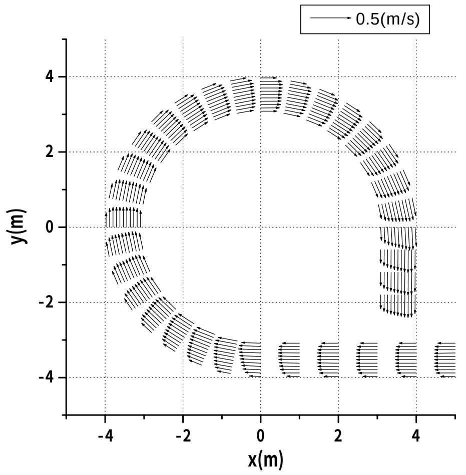


図-6　本モデルにより算定された定常状態における水深平均流 (U,V) のベクトル図(Run:A6)

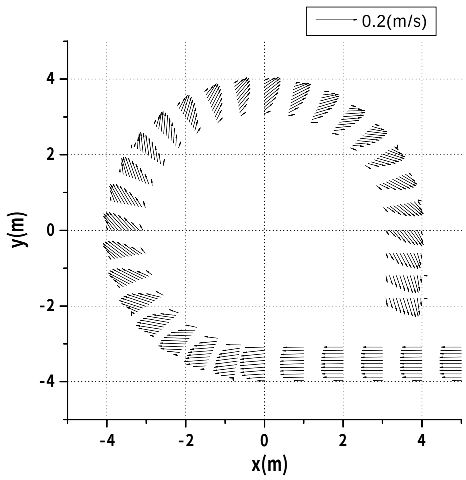


図-7　本モデルにより算定された定常状態における流速偏差 (u',v') のベクトル図(Run:A6)

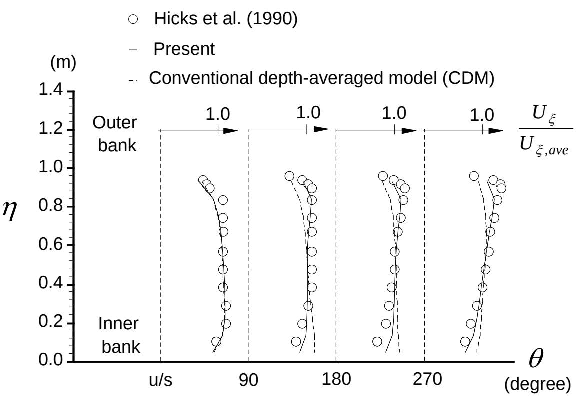


図-8　主流速 U_ξ の横断分布の比較(Run:B1)

η/B =0.5における横断方向流速 U_η の水深方向変化に関して，実験値(Exp.)と計算値(Sim.)を図示した．計算値は実験値よりもやや絶対値が小さい．これは主流と2次流で流速分布を同様の関数で与えている点および低次の差分スキームを用いたためと考え

られる．

図-10にはRun:B1における底面での横断方向の偏差流の大きさ$\left|u'_\eta\right|$の縦断方向変化に関して，横断面内での2地点(η/B = 0.16, 0.5)での実験値と計算値を図示した．ただし，実験値は底面付近のu'_ηの最大値を図示した．η/B=0.5の地点では，実験値・計算値ともに，湾曲部内で縦断方向（θ方向）に対してu'_ηの変化は0～90°まで発達してピーク値を示し，その後90～180°では減衰，180°以降では安定している．このような計算結果は2次流の定常かつ発達状態を仮定した既往の数値計算法では表現できないため，本計算法の有効性を示すものと考えられる．

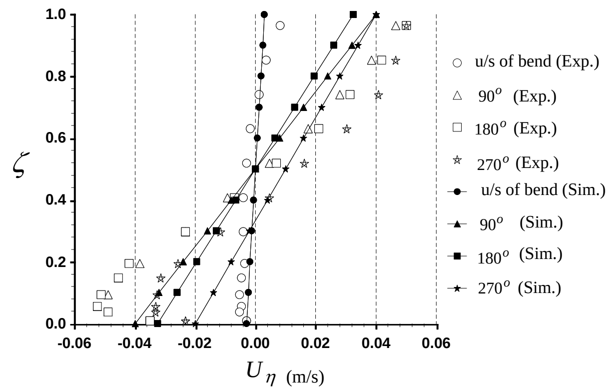


図-9　4つの断面(u/s, 90^o,180^o,270^o)における横断方向流速U_ηの水深方向変化(Run:A6)

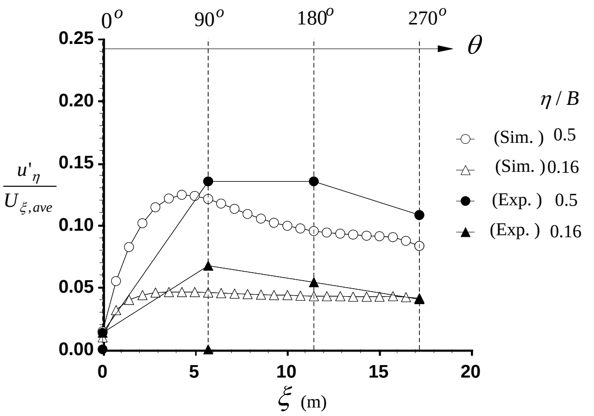


図-10　横断方向偏差流の縦断方向変化(Run:B1)

5．おわりに

本研究では河川流の3次元的特性を考慮して，水深方向の流速分布形を仮定し，既存の浅水流モデルの枠組みへ適合させ，一般座標系へと拡張した数値モデルを新たに構築した．また，270度の単湾曲流に関して，その構築された数値モデルによる計算結果とHicksらの実験結果を比較検討し,モデルの妥当性について考察を行った．その結果，計算結果は主流速および2次流分布ともに概ね実験結果を説明することがわかった．特に，縦断方向の2次流の発達・減衰プロセスを表現できる点で本計算法は実用上有効であると考えられる．また，本計算法は流線湾曲が生ずるような流域の流動予測に適用可能なため，柔軟性に富む計算法と言える．今後は，実用性の観点から計算精度やモデル定数などを考慮して，本計算法の適用性を検討していきたい．

参考文献

1) 細田尚(2002): 河川流のモデリングと河床･河道変動解析の進歩，水工学に関する夏期講習会，A-2, pp.1-22.

2) Engelund, F. (1974): Flow and bed topology in channel bends, Proc. ASCE, *J. Hydr. Div.*, Vol.100, HY11, pp. 1631-1647.

3) De Vriend, H. J. (1977): A mathematical model of steady flow in curved shallow channels, *J. Hydr. Res.*, IAHR, Vol.15, No,1, pp.327-342.

4) 池田駿介・西村達也 (1986): 砂床蛇行河川の三次元流れと河床形状，土木学会論文集，第369号/II-5, 5月, pp. 99-108.

5) Johannesson, H. and Parker, G. (1987): Secondary flow in mildly sinuous channel, *J. Hydr. Eng.*, ASCE, Vol.115, No.3, pp.289-308.

6) 石川忠晴･鈴木研司･田中昌弘(1986): 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，第375号/II-6, pp.181-189.

7) 杉山均･秋山光庸･佐藤亮介(1999): 矩形断面蛇行開水路流れの三次元乱流構造に関する研究, 土木学会論文集, No.628/II-48, 8 月, pp.149-161.

8) 細田尚・長田信寿・岩田通明・木村一郎(2000): 一般座標系での主流と２次流の遅れを考慮した平面２次元流モデル，水工学論文集，第 44 巻, pp.587-592.

9) 西本直史･清水康行･青木敬三(1992): 流線の曲率を考慮した蛇行水路の河床変動計算，土木学会論文集，No.456/II-21, pp.11-20.

10) 富所五郎(1980): FEMによる浅水域における三次元流動解析法，海岸工学講演会論文集，第27巻，pp.453-457.

11) 石川忠晴・金舜範(1986): 湾曲流の二次流に関する基礎的研究，土木学会論文集，第375号/II-6, pp.143-149.

12) Hicks, F. E., Jin, Y. C. and Steffler, P, M. (1990): Flow near sloped bank in curved channel, *J. Hydr. Eng.*, ASCE, Vol.116, No.1, pp. 55-69.

13) 池田駿介(1974): 移動床河川の弯曲部における二次流と動的横断平衡河床について，土木学会論文報告集，第229号, pp.55-65.

14) Finnie, J., Donnell, B., Letter, J. and Bernard, R. S. (1999): Secondary flow correction for depth-averaged flow calculation, *J. Hydr. Eng.*, ASCE, Vol.125, No.7, pp. 848-863.

15) 長田信寿・細田尚・村本嘉雄(1999): 河岸浸食を伴う河道変動の特性とその数値解析法に関する研究，土木学会論文集，No.621/II-47, 5 月, pp. 23-39.

16) Nezu, I. and Nakagawa, H. (1993): Turbulence in Open-Channel Flows, IAHR-Monograph, Balkema.

(2005.9.30受付)