# RANSモデルによる開水路湾曲部における 外岸セルの再現性

RANS COMPUTATIONS OF MILD CURVED OPEN CHANNEL FLOWS FOCUSING ON AN OUTER-BANK CELL

木村 一郎<sup>1</sup> · Wim S.J. Uijttewaal<sup>2</sup> · 細田 尚<sup>3</sup> · Wim van Balen<sup>4</sup> Ichiro KIMURA, W.S.J. UIJTTEWAAL, Takashi HOSODA and Wim van Balen

<sup>1</sup>正会員 博(工) 松江工業高等専門学校准教授 環境・建設工学科 (〒690-8518 松江市西生馬町14-4) <sup>2</sup>非会員 PhD Assoc. Prof. Delft University of Tech., Faculty of Civil Eng. and Geosciences,

(P.O. Box 5048, 2600 GA Delft, The Netherlands)

3 正会員 工博 京都大学大学院教授 工学研究科都市社会工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

<sup>4</sup>非会員 PhD Student, Delft University of Tech., Faculty of Civil Eng. and Geosciences,

(P.O. Box 5048, 2600 GA Delft, The Netherlands)

A curved open channel flow is characterized by formations of cross-sectional secondary currents. The main structure of the cross-sectional flow is classified into the secondary current of 1st kind, which is caused by the centrifugal force. The outer-bank cell is generated near the corner between the surface and the outer-bank. Though the scale of the outer-bank cell is much smaller than the main secondary current, the outer-bank cell affects the erosion of the outer-bank. The previous studies showed that the outer-bank cell is initiated by two combinational effects, i.e., turbulence an-isotropy and the centrifugal force. Therefore, the criterion of the outer-bank cell is rather complicated. In this study, linear and non-linear k- $\epsilon$  models are applied to the mild curved open channel flows studied experimentally by Booij (2003). Only non-linear models could capture the outer-bank cell and could reproduce velocity and Reynolds stress profiles well. A 3rd order non-linear model slightly improved the accuracy. The computations with different curvature radiuses indicate that the linear k- $\epsilon$  models can also generate the outer-bank cell was 22. The model with lower eddy viscosity could yield the outer-bank cell in the flows with larger R/H.

Key Words : Curved open channel flow, Outer-bank cell, RANS, 3D computations, Secondary current, Non-linear k- $\varepsilon$  model

# 1. はじめに

蛇行河川などに一般的に見られる開水路湾曲流は、遠 心力に起因する第一種二次流の発生に特徴付けられ、そ のメカニズムや河床変動などに及ぼす影響については多 くの研究が進められている<sup>1)</sup>. ところで、外岸側の水面 付近にはある条件のもとで第一種二次流とは逆向きの渦 が発生することが知られている.本研究ではこの渦を外 岸セルと呼ぶことにする.この外岸セルは第一種二次流 に比べて規模は小さいが、外岸の極めて近傍に発生する ため、河岸侵食に及ぼす影響が大きいことが予想され、 防災や河川環境を考える上で重要な現象と考えられる.

外岸セルは流れが層流の場合にも発生することが知ら れており、この場合の発生原因は第一種二次流と同じく 遠心力の働きによるものである.すなわち、外岸付近の 主流流速の鉛直分布が水面付近で逆勾配となり、遠心力 の強度が水面付近で小さくなることに起因する.乱流の 場合の外岸セルの発生メカニズムはさらに複雑となり、 Blanckaert et al(2004)<sup>20</sup>は、遠心力と乱流の非等方性の双 方が寄与することを実験的に示している.

外岸セルに着目した数値解析的研究も数例が報告され ている. Booij (2003)<sup>3)</sup>は、LESと標準型k-Eモデルにより、 自身の行った緩湾曲開水路における実験(曲率半径 R=4.1m, レイノルズ数 Re=10<sup>4</sup>)の再現計算を試みた結 果, LES (Smagorinskyモデル) は外岸セルを再現したが, 標準型k-εモデルでは再現されないことを示した. Christensen et al (1999)<sup>4)</sup>は、標準型k-Eモデルによる場合で も、R/H < 16(H: 平均水深)の極めて急な湾曲流につ いては外岸セルが再現されることを示した. Jia et al (2001)<sup>5</sup>は、二次の非線形k-モデルにより外岸セルが再 現されることを示した. これらの研究より, 緩やかな湾 曲部の乱流における外岸セルの再現のためには、LESや 非線形RANSのような乱れの非等方性を考慮できるモデ ルの適用が必要であるといえる.しかしながら、外岸セ ルに着目した数値解析例はまだ少なく、今後、種々のモ デルの適用可能性について検討を行っていく必要がある.

ところで、河川工学上重要となるのは河道の計画段階 で外岸セルの発生を予測することである.このためには、 外岸セルの発生の有無を決定づける水理パラメータとそ



図-2 Booij(2003)の実験における θ=135°断面の平均流況

の範囲を明らかにすることが必要となる. 層流の場合, Dean数が支配パラメータなるが,乱流の場合はDean数 のみでは不十分である. De Vriend (1981)<sup>9</sup>は, Dean数中 の動粘性係数を渦動粘性係数で置き換えた修正Dean数を 指標の一つとして提案している.しかし,乱流湾曲流の 支配パラメータやその外岸セル発生範囲の検証はまだ十 分行われていない. その原因の一つは外岸セルが比較的 小規模な現象であり,実験室でその発生を捉えることが 困難であるためと考えられる.この点からも,信頼性が 高く,かつ計算機負荷の小さい計算方法の提案が急務と いえる.

本研究では、比較的小さい計算機負荷で乱れの非等方 性を再現できるモデルとしてRANS型の非線形k-εモデル を採用し、湾曲部の流れ場の再現計算を試みる.計算は Booij(2003)<sup>3</sup>の実験と同条件で実施する.まず、U字 型の水路全域を対象とした実験を行い、外岸セルの構造、 平均流速やレイノルズ応力の再現性などについて検討す る.次に、水路円弧部の一部を切り出した計算領域を設定 し、上下流端に周期境界条件を与えることにより、十分に発 達した湾曲流を対象とした計算を効率的に実施し、U字型水 路全域を対象とした結果と比較する.非線形次数(一次、二 次、三次)の影響等についても若干の検討を行う.

## 2. Booij (2003) による実験の概要

Booij (2003)<sup>3</sup>は図-1に示すU字型の開水路を用いて湾 曲流の実験を行った.湾曲部の局率半径はR = 4.1m,水 路幅はB = 50cm,平均流速 $U_{av} = 20$ cm/s,平均水深H = 5.0cmであり, Reynolds数はRe = 10000, Froude数はFr = 0.29, Dean数はDe = Re(H/R)<sup>05</sup> = 1100である. 流速の計 測は図の中心角 $\theta$ =135°の断面で三次元LDVを用いて 行われた. 各点で6分間の計測が行われ, これより平均 流速が求められており, 信頼性の高いデータと考えられ る. **図-2**は $\theta$ =135°の断面における流況の計測結果であ り, 外岸付近の10cmの区域について示している. 左下 の時計周りの渦は第一種二次流であり, 外岸の水面近傍に は半時計周りの外岸セルが形成されている様子がわかる.

# 3. 数值解析法

## (1) 基礎式

本研究における数値解析モデルの基礎式は,流速ベクトルの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.移動座標系とするのは水面の変動に適合する格子を用いるためである.基礎式は,次に示す連続式,運動方程式,k-ε方程式からなる.

[連続式] 
$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial V^{\alpha} \sqrt{g}}{\partial \xi^{\alpha}} = 0$$
(1)

[運動方程式]

$$\frac{\partial V^{i}}{\partial t} + \nabla_{j} \left[ V^{i} (V^{j} - W^{j}) \right] + V^{i} \nabla_{j} W^{j} + V^{j} \nabla_{j} W^{i}$$

$$= F^{i} - \frac{1}{\rho} g^{ij} \nabla_{j} p + \nabla_{j} \left[ -\overline{v^{i} v^{j}} \right] + 2v \nabla_{j} S^{ij}$$

$$(2)$$

[k-ɛ方程式]

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla_{j} \left[ k(V^{j} - W^{j}) \right] + k \nabla_{j} W^{j} \qquad (3)$$

$$= -g_{il} \overline{v^{l} v^{j}} \nabla_{j} V^{i} - \varepsilon + \nabla_{j} \left\{ \left( \frac{D_{i}}{\sigma_{k}} + v \right) g^{ij} \nabla_{i} k \right\} \qquad (4)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla_{j} \left[ \varepsilon (V^{j} - W^{j}) \right] + \varepsilon \nabla_{j} W^{j} = -C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} g_{il} \overline{v^{l} v^{j}} \nabla_{j} V^{i} \qquad (4)$$

ここに、 $\xi^{j}$ :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, v:動 粘性係数,  $\rho$ :流体の密度, k:乱れエネルギー,  $\varepsilon$ :乱 れエネルギー散逸率,  $F^{j}$ :重力ベクトルの反変成分をそ れぞれ表わす.  $g_{ij}, g^{ij}$ は計量テンソルの共変成分及び反変 成分であり,次のような関係がある.

$$g_{ij} = \frac{\partial x^k}{\partial \xi^i} \frac{\partial x^l}{\partial \xi^j} \delta_{kl}, g^{ij} = \frac{\partial \xi^k}{\partial x^i} \frac{\partial \xi^l}{\partial x^j} \delta_{kl}, g_{ij} g^{jk} = \delta_i^k$$
(5)

ここに、メはデカルト座標系を表す. また,

$$g = \det[g_{ij}] \tag{6}$$

である. さらに、 $\nabla_j$ は共変微分を表し、例えば、あるベクトルの反変成分 $A^k$ に関しては、次のようになる.

$$\nabla_i A^k = \partial A^k / \partial \xi^i + A^j \Gamma_{ij}^{\ \ k} \tag{7}$$

ここに、 Γ<sub>i</sub><sup>k</sup>はクリストッフェルの記号(接続の係数)

であり、次式で計算される.

$$\Gamma_{ij}^{k} = \begin{cases} k \\ i j \end{cases} = \frac{1}{2} g^{km} \left( \frac{\partial g_{jm}}{\partial \xi^{i}} + \frac{\partial g_{im}}{\partial \xi^{j}} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial \xi^{m}} \right) = \frac{\partial \xi^{k}}{\partial x^{p}} \frac{\partial^{2} x^{p}}{\partial \xi^{i} \partial \xi^{j}} (8)$$
なお, 流速ベクトルの反変成分(V<sup>k</sup>)と直交成分(U<sup>k</sup>)は次の関係 (chain rule) により変換される.

$$V^{i} = \left(\partial \xi^{i} / \partial x^{j}\right) \cdot U^{j}, \quad U^{i} = \left(\partial x^{i} / \partial \xi^{j}\right) \cdot V^{j} \tag{9}$$

## (2) 乱流モデル

乱流モデルとしては、標準型k-εモデル、二次非線形kεモデル、三次非線形k-εモデルについて検討を行っている.二次、三次非線形モデルの構成則を次に示す.

#### a)二次非線形モデル

二次非線形k-εモデルの一般曲線座標系における構成 則を次に示す.

$$-\overline{v^{i}v^{j}} = D_{t}S^{ij} - \frac{2}{3}kg^{ij} - \frac{k}{\varepsilon}D_{t}[\alpha_{1}Q_{1} + \alpha_{2}Q_{2} + \alpha_{3}Q_{3}] \quad (10)$$

$$D_t = C_\mu k^2 / \varepsilon \tag{11}$$

$$Q_{1} = S^{i\alpha}g_{\alpha l}\Omega^{lj} + S^{j\beta}g_{\beta l}\Omega^{li}$$
(12)

$$Q_2 = S^{i\alpha} g_{\alpha l} S^{lj} - S^{k\alpha} g_{\alpha m} S^{m\beta} g_{\beta k} \delta^i_l g^{lj} / 3$$
(13)

$$Q_3 = \Omega^{i\alpha} g_{\alpha l} \Omega^{lj} - \Omega^{k\alpha} g_{\alpha m} \Omega^{m\beta} g_{\beta k} \delta^i_l g^{lj} / 3$$
(14)

 $S^{ij} = g^{j\alpha} \nabla_{\alpha} V^{i} + g^{i\alpha} \nabla_{\alpha} V^{j}, \Omega^{ij} = g^{j\alpha} \nabla_{\alpha} V^{i} - g^{i\alpha} \nabla_{\alpha} V^{j}$ (15) モデル係数は、ストレインパラメータSと、ローテイ ションパラメータΩの次のような関数で与える.

$$\alpha_1 = -0.1325 f_M, \ \alpha_2 = 0.0675 f_M, \ \alpha_3 = -0.0675 f_M$$
 (16)

$$f_{M} = \left(1 + m_{ds}S^{2} + m_{d\Omega}\Omega^{2}\right)^{-1}$$
(17)

$$c_{\mu} = c_{\mu\nu} \left(1 + c_{ns}S^2 + c_{n\Omega}\Omega^2\right) / D_{\mu}$$
 (18a)

$$D_{\mu} = 1 + c_{ds}S^{2} + c_{d\Omega}\Omega^{2} + c_{ds\Omega}S\Omega$$
  
+  $c_{ds}S^{4} + c_{ds\Omega}\Omega^{4} + c_{ds\Omega}S^{2}\Omega^{2}$  (18b)

$$S = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} S^{i\alpha} g_{\alpha j} S^{j\beta} g_{\beta i}}, \Omega = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \Omega^{i\alpha} g_{\alpha j} \Omega^{j\beta} g_{\beta i}}$$
(19)

ここに、モデル定数としては、 $m_{dS} = m_{d\Omega} = 0.01$ ,  $c_{nS} = 0.0028$ ,  $c_{n\Omega} = 0.007$ ,  $c_{dS} = 0.0085$ ,  $c_{d\Omega} = 0.004$ ,  $c_{dS\Omega} = -0.003$ ,  $c_{dS1} = 0.00005$ ,  $c_{d\Omega1} = 0.00005$ ,  $c_{dS\Omega1} = 0.00025 \delta$ 用いる. モデル関数や定数の同定については文献<sup>7)</sup>を参照されたい.

#### b)三次非線形モデル

三次非線形モデルの構成則は、式(10)の右辺にさらに 次の三次非線形項を付加したものである.

$$-\frac{k^2}{\varepsilon^2} v_t \left( C_4 T_A^{\ ij} + C_5 T_B^{\ ij} \right) \tag{20}$$

$$T_A^{\ ij} = \Omega^{i\alpha} g_{\alpha k} S^{k\beta} g_{\beta l} S^{lj} - S^{i\alpha} g_{\alpha k} S^{k\beta} g_{\beta l} \Omega^{lj}$$
(21a)

$$T_{B}^{ij} = \Omega^{i\alpha} g_{\alpha k} \Omega^{k\beta} g_{\beta l} S^{lj} + S^{i\alpha} g_{\alpha k} \Omega^{k\beta} g_{\beta l} \Omega^{lj}$$

$$-\frac{2}{3} S^{m\alpha} g_{\alpha n} \Omega^{n\beta} g_{\beta o} \Omega^{o\gamma} g_{m} g^{lj}$$
(21b)

である. 係数C4, C5については, 幾通りかのテスト計算の結果から, 次の関数を用いる.



図-3 U字水路を対象とした計算における平面内の計算格子





$$C_4 = 0, \ C_5 = +0.01 f_M$$
 (22)

#### (3) 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.運動方程式の移流項の離散化には QUICKを,kおよびを方程式の移流項にはHybrid法を用い 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SOLAアルゴリズムと同様の収束計 算により求めた.壁面のkとをについては壁関数法で与え, 壁面近傍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ごとに移動させた.計算 法の詳細は既報の文献<sup>8</sup>を参照されたい.

# 4. 計算結果と考察

#### (1) 計算領域の設定

計算はBooij(2003)<sup>3</sup>の実験結果の再現を目指して行う が、①U字型(直線→円弧→直線)の水路を対象とした 計算,②湾曲部の一部を切り出して上下流端に周期境界 条件課した計算,の2通りを実施する.後者は無限に続 く円形水路において十分発達した流れ場に対応する.

#### (2) U字型水路を対象とした計算

## a) 計算格子と計算手順

U字型水路の計算で用いた計算格子の平面図を図-3に 示す.格子数は主流方向(x方向)が80,横断方向(y方 向)が34,鉛直方向(z方向)が20であり,横断方向に ついては外岸付近の格子幅を小さくとっている.



図-5 二次非線形k-モデルU字水路の断面流況

計算の上流端条件を求めるため、直線部分のみを対象 に周期境界条件を用いた予備計算を行い、十分発達した 直線水路の流況を求めた.この予備計算では計算過程に おいて、流量が実験値と適合するよう水路勾配を10(sec) (実時間)毎に調整した.図-4はこの予備計算における 断面内の流況を示したものである.ここで見られる二次 流は直線水路乱流において一般的に観察される第二種二 次流であり、乱れの非等方性に起因する.このうち、図 の右側水面付近の渦は、図-2の実験の外岸セルの位置と ほぼ一致しているが、この渦の断面内流速の最大値は、 外岸セルの30%程度以下である.

直線水路における予備計算により得られた流速とk,  $\epsilon$ の値を上流端に与え,流れがほぼ定常となるまで計算を 行った. 図-5は、 $\theta$ =0,°45°,135°,180°における断 面内の流況を示したものである.初期条件として与えら れた外岸付近の渦は、意外にも $\theta$ =0°の断面で完全に消 滅する.これは、湾曲の開始により外岸付近に急激に内 岸側向きの圧力が働くためと考えられる. $\theta$ =45°の断 面では再び外岸付近に渦が見られ、その形状はほぼ円形 である.流れが下流に進むにつれて、この渦が次第に横



図-6 周期境界条件を用いた計算の計算領域と得られた平面ベクトル(二次非線形モデル)

長になっていくことがわかる. θ=135°の断面の流況を 実験結果(図-2)と比較すると、ほぼ良好な一致が見ら れる.ただし、計算結果の外岸セルは実験に比較して若 干水平方向に伸張した形状となっている.

#### (2) 水路円弧部に周期境界条件を用いた計算

#### a)計算領域と計算格子

+分に発達した湾曲流を効率良く計算する方法として、 湾曲部の一部を切り出して、上下流端に周期境界条件を 用いた計算方法が考えられる.本研究では、中心角30° の部分を対象とし、主流方向の格子数を10に設定した. 計算格子数の総数は6,800である.計算過程において、 流量が実験値と適合するよう水路勾配を調整した.図-6 に計算領域と、二次非線形モデルによって計算された水 面付近の流速ベクトルを示す.外岸側に大きな流速が生 じていることがわかる.

#### b)U字型水路の計算結果との比較

図-7は、平均流速分布を4つの断面について計算結果 と実験結果で比較したものであり、内岸から0.3B. 0.5 B. 0.7B, 0.9B (B:水路幅(=50cm)) の4つの断面について 示した. 先に述べたU字型水路を対象とした θ=135°に おける計算結果も合わせて示している.全ての流速成分 について2つの計算結果はほぼ一致し、また実験結果と も非常によく適合している. 図-8は、レイノルズ応力の 分布について、同様に比較したものである. 2つの計算 結果はほぼ一致している.実験結果との適合性も良好で あるが、 uv 成分の外岸側(0.9B)において、水面付近に向 けて実験値が大きくなる現象は再現されていない. これらの 結果で、周期境界条件を用いた計算と、U字型水路を対象 とした計算結果が非常に良く一致している. 周期境界条件 を用いた計算結果は無限に続く円形水路内の流れに相当 し、十分発達した湾曲流と考えられる.これと、U字水路の θ=135°の断面流況が一致することから、θ=135°の流況は十 分発達した湾曲乱流と考えられる.なお,θ=180°の断面は 直線水路との接合部であり、曲率半径の急変の影響を受け る.以後の検討は、計算時間の短縮のため周期境界条件を 用いた計算結果のみを用いて進めていく.

# c) 乱流モデルの非線形次数の影響

図-9は、標準型モデル(線形)、二次非線形モデル、三次





非線形モデルの3つのモデルを用いて計算された断面内 の流速ベクトルを示したものである.標準型モデルでは外



岸セルは再現されないが、二次、三次モデルでは再現されている。二次モデルの結果はセル形状が実験より若干扁平であるが、三次モデルではセルの横幅が二次モデルより小さく再現され、実験結果(図-2)により近い形状となっている。なお、二次モデルによる結果はU字水路を対象とした計算結果(図-5(c) $\theta$ =135°)とほぼ一致する。

図-10は平均流速Vの分布について二次と三次のモデルを比較したものである. 0.9Bの断面において,三次モ



図-12 曲率半径を小さくした場合の標準型モデルによる断面流況

デルの適合性が向上している.図-11レイノルズ応力成 分 w について同様に比較したものである.外岸側を中 心に若干の精度向上がみられるが,0.9B断面における水 面付近に向けての大きな値は、やはり再現されていない. なお、この外岸付近の w 成分が水面に向けて増大する 現象は、van Balen et al (2007)<sup>9</sup>のLESによる計算結果では ある程度再現されている.

# d) 渦動粘性係数の影響

Christensen et al (1999)<sup>4)</sup>は、線形の標準型k-・モデルによ る場合でも、曲率半径が小さい急な湾曲部 (R/h<16) にお いては外岸セルが再現されることを示した.これは,外 岸セルの成因が必ずしも乱流の非等方性ではないことを意 味する.本研究で対象とした流れ場についても、曲率半径 のみを小さくして標準型モデルによる計算を試みた. 図-12 はR=1.15m. 1.1mの場合の断面流況を示したものであり、こ の結果から本研究においては標準型モデルで外岸セルを 再現する最大曲率半径はR/H = 22程度であることがわかる. 渦動粘性係数の影響をみるため,構成則は線形のままとし, 渦動粘性係数中のC<sub>µ</sub>に式(18)を用いた修正線形モデルを 用いて同様に外岸セルの発生限界を求めたところ, R/H = 24となった. 修正線形モデルの特徴はせん断や渦度の大き い箇所で渦動粘性係数の値が小さくなる点であり, 渦動粘 性係数が小さい場合,外岸セルの発生のR/Hの限界値が大 きくなることがわかる. de Vriend (1981)<sup>9</sup>は,外岸セルの支配 パラメータの一つとしてDean数中の動粘性係数を渦動粘性 係数で置き換えた無次元量を提案しているが、本結果はこ のパラメータの妥当性を示す結果ともいえる. ただし, 乱流 における外岸セルは遠心力と乱流の非線形の相乗作用に よるものであり、層流の場合と異なり複数の支配パラメータ が存在する.従って、支配パラメータとその外岸セル発生範 囲の同定に関しては、今後さらに多くの検討を要する.

# 5. まとめ

本研究は、開水路湾曲流に対して線形、非線形k-Eモ

デルの適用を行い,主に外岸セルの再現性に着目して検 討を行ったものである.主な結果は次の通りである.

- U字型の水路を対象とした θ=135°の断面の計算結 果と円弧状水路に周期境界条件を用いた計算結果は ほぼ一致した.これより、θ=135°の断面の流況は 十分発達した湾曲流であると判断された.
- 2) Booij (2003)<sup>3</sup>の実験(曲率半径R=4.1m)において 明瞭に観測された外岸セルは,非線形モデルによって のみ再現された.三次非線形モデルは二次非線形モ デルに比べて外岸セルの形状をより良好に再現した.
- 3) 二次非線形モデルは実験結果の流速分布はレイノル ズ応力をほぼ良好に再現したが、外岸付近のuvが水 面に向けて増大する現象は再現されず、三次モデル によってもこの点は改善されなかった.
- 4) 標準型モデルによる外岸セルを再現するR/Hの最大値は22であった. 渦動粘性係数が小さくなるとこのしきい値は大きくなることが示された.

本研究で用いたRANSモデルは計算機負荷がもともと小 さく、円弧部に周期境界条件を用いた計算法との組み合 わせにより湾曲流を非常に効率的に再現できる.今後は この方法を用いて、外岸セルの支配パラメータに関する 検討を行っていきたい.

#### 謝辞

本研究を進めるにあたりデルフト工科大学R. Booij氏 より実験データの提供を受けるとともに、数々の有益な ご助言をいただいた.また、ローザンヌ工科大学K. Blanckaert氏からも多くのご助言をいただいた.ここに 記して深甚なる謝意を表する.

#### 参考文献

- 例えば, Blanckaert, K.: Flow and turbulence in sharp openchannel bends, PhD thesis 2545, Ecole Polytechnique Federale Lausanne, Switzerland, 2002.
- Blanckaert, K. and de Vriend, H. J.: Secondary flow in sharp open-channel bends, J. Fluid Mech., Vol.498, pp.353-380, 2004.
- Booij, R.: Measurements and large eddy simulations of the flows in some curved flumes, J. of Turbulence, Vol. 4, pp.1-17, 2003.
- Christensen, B., Gislason, K. and Fredsoe, J.: Secondary turbulent flow in an infinite bend, !st RCEM Symp., Genova, Italy, vol.1, pp.543-553, 1999.
- Jia, Y. Blanckaert, K. and S. Y. Wang, S.: Simulation of secondary flow in curved channels, Advances in Fluid Modeling & Turbulence Measurements, World Scientific, pp.55-62, 2001.
- de Vriend, H. J.: Steady flow in shallow channel bends, Rep.81-3, Lab. Fluid Mech., Dept. Civil Eng., Delft Univ. of Tech., 1981.
- 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.
- 木村一郎,細田尚,音田慎一郎:橋脚による堰き上げ効果の 再現性に着目した数値解析モデルの比較,水工学論文集, Vol.49, pp.559-564, 2005.
- van Balen, W., Booij, R. and Uijttewaal, W.S.J.: Large eddy simulation of the flow through a curved flume, 5th Int. Symp. Envir. Hydr., Arizona, USA, 2007(in printing).

(2007.9.30受付)