

## 離散渦法による非越流不透水制周りの流れ場解析

Calculation of Flow Field around Non-overflow Non-permeable Groin  
using Discrete Vortexes Method

久保田 稔\*・前島 正彦\*\*・中西 竜也\*\*\*

Minoru KUBOTA, Masahiko MAEJIMA, Tatuya NAKANISHI

\* 正会員 工博 大同工業大学教授 環境都市デザイン学科 (〒457-8532 名古屋市南区白水町)

\*\*正会員 博(工) 福井工業高等専門学校教授 環境都市工学科 (〒916-8507 鯖江市下司町)

\*\*\*修士(工) 興栄コンサルタント(元本学大学院生, 〒500-8288 岐阜市中鷺4丁目)

The numerical analyses with regard to the flow field structure around non-permeable groins have been carried out by lots of researchers. These proposed techniques divide each area of interest to be analyzed into meshes and are so suitable to examine the relationship between the bed profile and the flow field structure. In order to reproduce the flow field around non-overflow non-permeable groins, we here have applied a boundary element method to express the geometry of non-permeable groins and caused discrete vortexes to be generated from the ends of an arbitrary number of non-permeable groins. We have then carried out the numerical analyses with regard to the flow field structure around the groins and compared the results of the numerical analyses with experimental values.

**Key Words:** *Groin, Installation Angle of Groin, Discrete Vortex Method, Boundary Element Method*

## 1. はじめに

水制周りの流れ場を数値解析手法と実験とで検討する研究が精力的に行われてきている。任意の河道形状に対して水制を適切に設置する研究は、福岡ら<sup>1)</sup>によって、準三次元モデルを用いて越流型水制を配置して河道弯曲部外岸側の洗掘を軽減する問題として取り上げられた。その後福岡ら<sup>2)</sup>は、越流型水制が流れに影響をおよぼす外力(抗力と揚力)を運動方程式に取り込み、水制周りの流れ場構造と河床変動とに検討を加え、川口ら<sup>3)</sup>は、水制設置角度と水制間距離とを変化させて、越流型水制に作用する流体力を測定し、抗力係数と揚力係数に関する知見を得た後、水制設置角度が異なる場合の解析を行い、実験結果との適合性を検討している<sup>4)</sup>。また富永ら<sup>5)</sup>は、側壁に直角と傾斜した越流型水制周りの流れ場をPIV手法で計測し、水制が傾くと流れ場の3次元性が各傾き方向ごとに、極めて強くなる事を示している。

河道に水制を適切に設置する一連の研究や傾斜水制に関する研究の他に、水制によって発生する2次流を再現する研究として、崇田ら<sup>6)</sup>はEngelundの1様弯曲部の2次流に関する考え方を単独水制の流れに適用した。

また最近は、水制間内の渦に着目した研究も行われ、木村<sup>7)</sup>は水制によって形成された凹部と主流部との境界面付近でせん断不安定に起因して発生する周期的な大規模渦の挙動を数値解析手法で検討しており、瀬津ら<sup>8)</sup>は凹部のアスペクト比の大小によって凹部内に発生している渦の定常性が異なり、更にアスペクト比が大きくなる

と、主流部の流れが間欠的に凹部内に流れ込む現象をPIV手法で検討している。

上述の様に、水制を対象とした研究は多面的に行われ、多くの貴重な成果が蓄積されてきている。このような研究状況の中で、著者らは流れ場を形成する渦そのものに着目して、水制周りの流れ場を再現する試みを行った。

離散渦法は2次元の流れを表現する手法であり、基本的に3次元構造である水制周りの流れ場への適用には本手法は強い制約となっているが、この手法は流れ場をいわば直感的にイメージできる点が優れており、水制先端から剥離した離散渦が集合・合体あるいは固定境界面での消滅を繰り返して、どの程度、流れ場を再現するかを検討している。なお今回は、まずは平均流速の再現に主眼を置いており、凹部内での渦の非定常性や渦の合体による周期性の違い等については、今後の検討課題とした。

著者らは、任意の本数の水制を表現することが可能である境界要素法<sup>9)</sup>で不透水制の幾何形状を表現し、離散渦法によって水制間の流れ場を再現した。

この手法で、水制間での安定な流れ場を再現する水制設置本数に検討を加え、水制先端部に存在する2個の剥離点の流れ場への関与の程度、さらに水制設置角度と流れ場構造との関係について検討を加えている。

## 2. 境界要素法と離散渦法による計算手法

境界要素法は、領域の境界上の未知関数を積分して、境界条件を満足させる手法であり、広くポテンシャル問題の解法として用いられている。

## 2.1 使用した複素ポテンシャル

対象とした流れは、側岸に設置した非越流不透水水制周りの定常流れ場である。水制と側岸とが接した水制上流側の点を座標原点、流れ方向を  $x$  軸、座標原点から流れに直角な水路幅方向を  $y$  軸の正とし、複素座標

$z = (x + iy)$  を用いている。

水制周りの複素ポテンシャル  $\Psi(z)$  を以下のように表現した。

$$\Psi(z) = \Psi_0(z) + \Psi_v(z) + \Psi_m(z) \quad (1)$$

ここに、 $\Psi_0(z)$  は無次元領域中での一様流の複素ポテンシャル、 $\Psi_v(z)$  は境界要素法（パネル法）による複素ポテンシャル、 $\Psi_m(z)$  は離散渦法による複素ポテンシャルである。以下に、各ポテンシャルについて説明する。

### (1) 一様流の複素ポテンシャル $\Psi_0(z)$

$\Psi_0(z)$  は、一様流を  $U_0$  とすると、

$$\Psi_0(z) = U_0 \cdot z \quad (2)$$

である。

### (2) 境界要素法による複素ポテンシャル $\Psi_v(z)$

境界条件を図-1のように微小なパネルに区分し、それぞれ点  $z_j$  ( $j=1, \dots, n+1$ ) に離散的に渦の強さ  $\Gamma_j$  ( $j=1, \dots, n+1$ ) を配置し、各渦間の中点（参照点） $z_{rk}$  ( $k=1, \dots, n$ ) において、すべての渦と一様流による誘起速度が境界面に沿うように  $\Gamma_j$  を決定する。

中点  $z_{rk}$  におけるすべての渦と一様流  $U$  による誘起速度を  $u_{rk}$  ( $k=1, \dots, n$ ) とすると

$$\overline{u_{rk}} = \overline{U} - \frac{i}{2\pi} \sum_{j=1}^n \frac{\Gamma_j}{z_{rk} - z_j} = \overline{U} + \sum_{j=1}^n \frac{dW}{dz} \Big|_{z=z_{rk}-z_j} \quad (3)$$

である。ここに上棒は共役複素数である。すなわち、流れが境界面に沿うためには、中点  $z_{rk}$  に生じた誘起速度が境界面に対して法線方向成分を持たないことが必要である。換言すれば、 $z_{rk}$  において境界面に垂直な法線ベクトル  $n_{rk}$  ( $k=1, \dots, n$ ) と速度ベクトル  $u_{rk}$  が直交する必要がある<sup>10)</sup>。

$\Gamma/2\pi$  を  $K$  ( $=\Gamma/2\pi$ ) と置き、図-1のように特異

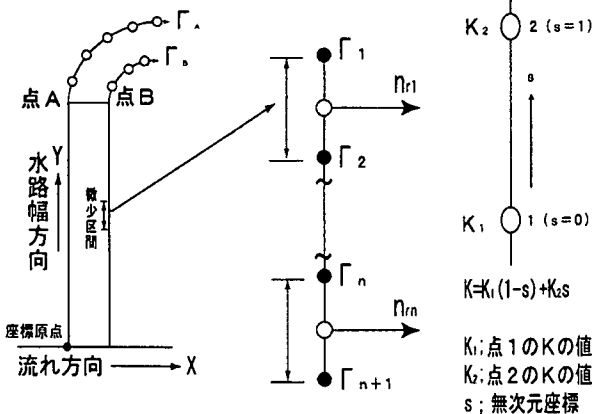


図-1 境界要素法概念図と離散渦の発生位置と特異点間のパネル図

点間のパネルの  $K$  を

$$K = K_1(1-s) + K_2(s) \quad (4)$$

と無次元距離  $s$  を用いて直線で記し、渦の強さ  $K$  の座標を  $\xi, \eta$  とすると、複素ポテンシャル  $W$  の  $z$  での微分は

$$\frac{dW}{dz} = \frac{\{K_1(1-s) + K_2s\} \{-(y-\eta) - i(x-\xi)\}}{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2} \quad (5)$$

であり、法線速度ベクトル  $u_n$  は

$$u_n = u \cos \vartheta + v \sin \vartheta = \frac{[K_1(1-s) + K_2s] \{-(y-\eta) \cos \vartheta + (x-\xi) \sin \vartheta\}}{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2} \quad (6)$$

である。ここで、 $K_1$  点での座標を  $(\xi_1, \eta_1)$ 、 $K_2$  点での座標を  $(\xi_2, \eta_2)$  とすると、渦の座標  $\xi, \eta$  は渦の強さの分布形と同じ型式で、

$$\xi = \xi_1(1-s) + \xi_2s = (\xi_2 - \xi_1)s + \xi_1 \quad (7a)$$

$$\eta = \eta_1(1-s) + \eta_2s = (\eta_2 - \eta_1)s + \eta_1 \quad (7b)$$

と表記される。上式を式 (6) に代入すると微小パネルでの法線速度ベクトル  $u_n$  が得られる。なお式を見易くするために、

$$A = (\xi_1 - \xi_2)^2 + (\eta_1 - \eta_2)^2 = \ell^2 \quad \ell : \text{パネルの長さ}$$

$$B = (x - \xi_1)(\xi_1 - \xi_2) + (y - \eta_1)(\eta_1 - \eta_2)$$

$$C = (x - \xi_1)^2 + (y - \eta_1)^2$$

$$D = -(y - \eta_1) \cos \vartheta + (x - \xi_1) \sin \vartheta$$

$$E = (\eta_2 - \eta_1) \cos \vartheta + (\xi_1 - \xi_2) \sin \vartheta$$

と置くと、法線速度ベクトル  $u_n$  は、

$$u_n = K_2 \ell \int_0^1 \frac{Ds + Es^2}{As^2 + 2Bs + C} ds + K_1 \ell \int_0^1 \frac{D + (E-D)s - Es^2}{As^2 + 2Bs + C} ds \quad (8)$$

と表記される。被積分関数の分母 ( $As^2 + 2Bs + C$ ) の判別式より、 $AC > B^2$  であるから、

$$F = \sqrt{AC - B^2} \quad (9)$$

と置き、式 (8) を積分すると、

$$u_n = K_2 \ell \left[ \frac{D}{2A} \ln |As^2 + 2Bs + C| - \frac{DB}{A} I_B + \frac{Es}{A} - \frac{EB}{A^2} \ln |As^2 + 2Bs + C| + \frac{E(2B^2 - AC)}{A^2} I_B \right]_0^1 + K_1 \ell \left[ DI_B + \frac{E-D}{2A} \ln |As^2 + 2Bs + C| - \frac{(E-D)B}{A} I_B - \frac{Es}{A} + \frac{EB}{A^2} \ln |As^2 + 2Bs + C| - \frac{E(2B^2 - AC)}{A^2} I_B \right]_0^1$$

であり、ここに

$$I_B = \frac{1}{F} \arctan \frac{As + B}{F} \quad \text{で、} \ln \text{ は自然対数である。}$$

前述したように、境界面に垂直な法線速度ベクトル  $u_n$  と誘起速度とが直交する条件より、微小パネルでの渦の強さ  $K_1, K_2$  が決まる。すなわち、境界面に沿っての積分を  $\oint_B$  と記

述すると、パネル法による複素ポテンシャルは

$$\Psi_v(z) = i \oint_B K \cdot \ln z \, ds \quad (10)$$

と表現される。

### (3) 離散渦による複素ポテンシャル $\Psi_m(z)$

渦中心が  $z_A$  にある 2 次元の単一渦を表す複素ポテンシャルと、 $z_A$  の鏡像点  $\bar{z}_A$  に渦中心を持ち、強さが同じで回転方向が逆の単一ポテンシャルとを組み合わせると、境界形状面の境界条件が満足される。そこで、図-1 のように水制先端部の剥離点 A、B 点から離散渦を発生させると、複素ポテンシャルは

$$\Psi_m(z) = i \sum_{k=1}^M \left\{ \frac{\Gamma_{Ak}}{2\pi} \ln(z - z_{Ak}) - \frac{\Gamma_{Ak}}{2\pi} \ln(\bar{z} - \bar{z}_{Ak}) + \frac{\Gamma_{Bk}}{2\pi} \ln(z - z_{Bk}) - \frac{\Gamma_{Bk}}{2\pi} \ln(\bar{z} - \bar{z}_{Bk}) \right\} \quad (11)$$

である。

## 2.2 離散渦法での渦糸の発生

渦糸の強さは、境界層外縁の流速を  $U_s$ 、渦糸の導入時間間隔を  $\Delta t_v$  とすると、

$$\Gamma = \frac{U_s^2 \Delta t_v}{2} \quad (12)$$

で与えられる。渦の回転方向は、反時計回りを正、時計回りを負としている。ここで、渦導入時間間隔  $\Delta t_v$  は、

$$\Delta t_v = \frac{0.1B}{U_0} \quad (13)$$

とした。ここに、 $B$  は水制幅である。

## 2.3 粘性効果の導入と渦の消去

ポテンシャル流の渦は、渦中心で無限大の流速を生じ、また、一度発生した渦は強さを変えずに永久に存在するなど、粘性を考慮しない事による矛盾点を含んでいる。そこで本計算では、見掛け上の粘性効果を計算に取り入れた。すなわち、実際の渦は、渦糸のように中心で速度が無限大になることはなく、粘性効果により中心部分では強制渦、外部では自由渦的な構造を有していると考えられている。そこで、渦の接線方向の速度  $v_\theta$  を次の粘性渦で与えた。

$$v_\theta = \frac{\Gamma_i}{2\pi} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{4\nu t}\right) \right\} \quad (14)$$

ここに、 $r$  は渦中心からの距離、 $\nu$  は動粘性係数および  $t$  は渦が生成されてからの経過時間である。

一般に、微小渦相互があまりにも接近すると、2 次元流れにおける誘起速度が非現実的なものとなる。そこで以下の 2 つの基準を設けて微小渦を消去した。

- ① 水制表面あるいは側壁に渦糸が接した場合、その渦を消去した。
- ② 隣接渦が互いに強制渦部分に入り合ったら、1 つ

の等価渦に置き換える。等価渦の強さは二つの渦の強さの代数和で、位置は、それぞれの渦の中心を結んだ線上の渦の強さに比例して内分した。

## 2.4 主流と逆方向へ移動する渦の減衰に関するパラメータ $\beta$ の導入と渦発生位置

著者らの実験結果では主流部の流れが水制領域内に入り込む現象、つまり流れ関数の形状が水制間で凹型であるが、予備計算では、主流部の流れが水制領域内に入り込む現象を表現できなかった。そこで著者らは、この実験と計算の違いを渦の減衰が円柱からの剥離流<sup>11)</sup>の場合に比べて早いためと考え、渦糸の強さを

$$\Gamma_i \cdot e^{-\alpha \cdot \beta \cdot t}$$

と表した。この  $\alpha$  の表現で、水制間の逆流領域での流れ関数の形状は実験とほぼ同様な凹型形状へと改善された。なお  $\beta$  は、逆流域の流れ方向が主流方向と逆の場合には、渦の減衰が一層早まると考え、渦の移動方向が主流方向と逆方向の場合に渦の減衰を早める新たなパラメータである。ここに、 $\alpha$  は予備実験より 0.01 の定数とし、 $\beta$  は実験結果を再現するように決定した。

剥離点での渦の発生位置については、予備計算では水制先端を通過する速度  $w$  と微小時間  $dt$  との積  $w \cdot dt$  だけ水制から離れた位置で離散渦を発生させた。ところが、さらに主流部の流れを水制領域内に入り込ませるために、離散渦の発生位置を  $w \cdot dt/2$  の距離とした。

## 3. 可視化手法での水制先端部付近の流れ

水制領域内の流れには、領域内ほぼ全域を占めている大きな逆流渦、水制先端から剥離した渦、さらに水制前面で水面と路床間との空間に発生している渦、とそれぞれ強さや大きさ及び回転方向が異なった渦が発生している。

著者らは、水制先端部付近の流れの特徴を把握するために可視化実験を行った。本節では、水制前面先端部付近の水制に沿った流れについて検討を加え、主流部と水制領域内での流れについて、後の数値計算結果を理解する端緒とする。

### 3.1 実験手法と結果

電磁流速計による流速測定に用いたと同じ幅 50 cm、長さ 25 m の水路を使用して、水深を 6 cm の一定に保ち、水制間隔 (45 cm と 67.5 cm) と流量 (3 l/s と 6 l/s) とを変化させ、可視化実験を行った。

水制領域内のほぼ中央部で、トレーサー粒子 (TAMIYA 製粉絵の具) を連続して流し、水制真上に設置したデジタルビデオカメラで水制先端部付近の粒子を撮影した。対象領域で読み取る速度の時間間隔を 1 秒とし、ビデオカメラは 1 秒間に 30 フレーム録画しているので、時間経過  $t_0$  秒での速度を 2 フレーム前の  $(t_0 - 2/30)$  と 2 フレーム後の  $(t_0 + 2/30)$  とから、粒子の移動距離を求め水制に沿った速度に変換している。なお、この時間間隔 4/30 秒は試行錯誤より決定した。

図-2 は、高周波成分を消去するために 3 項移動平均

を行った水制前面先端付近の無次元流速 $V^*_B$ と無次元経過時間 $T^*$ である。ここで、流速測定領域は、水制前面先端から水制に沿って2.5 cm程度の長さ、水制側面から幅1 cm程度を測定領域としており、無次元流速 $V^*_B$ は断面平均流速 $U$ で無次元化( $V/U$ )しており、無次元経過時間 $T^*$ は $T^*=T U/h$ で、 $h$ は平均水深である。

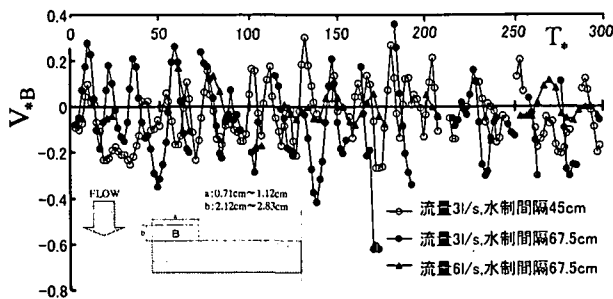


図-2 水制先端部前面の速度変動

同図より、 $V^*_B$ は正・負の値と成っており、水制前面先端部付近の流速は、主流部側へ流れ出したり、または主流部から水制間へ流れ込んだりしていると考えられる。この事実は、水制前面先端付近で流れ関数の値が零に成ることを示唆している。なお、ビデオ撮影中、水制領域内全体でゆっくり移動する大きな渦が発生して、トレーサ粒子が皆無となる状態が発生し、この際の流速測定は行えず、周期性に関する検討は出来なかった。

#### 4. 計算結果

さて、計算結果の検討を行う前に、無次元での水制形状について触れておこう。水制周りの流れ場を支配する代表的な長さスケールとして、まずは水深が考えられる。ところが、本計算は2次元平面を対象としており、水深を代表スケールとすることは出来ない。そこで便宜上、無次元水制幅 $B^*$ を単位長さにして、水制幅 $B$ で各長さを無次元化している。すなわち、水制幅 $B^*=1$ 、水制間隔 $D^*=D/B$ 、水制長さ $l^*=l/B$ と無次元化した。

なお著者らは、実験と計算結果とを比較・検討して、この計算手法の妥当性を検証するため、実験と計算の幾何形状を相似形にしている。

離散渦の発生位置については後に詳しく検討を加えているが、水制先端部のA、B 2個の剥離点のうち、以下の計算では、水制先端上流側の剥離点A点から剥離渦を発生させている。

##### 4.1 水制本数の決定

本計算手法では、複数の水制が設置された流れ領域での計算を行うことが可能である。したがってまず、計算時間や計算容量との関係上、水制間に安定した流れ場を再現する水制本数を決定する事とした。この検討により、効率良く安定した水制間の流れ場を再現することが可能となる。

図-3は、水制長さ、水制間隔などの幾何条件がすべて同一の場合で水制本数を2、5、10、20、30本設置した場合での時間平均流れ関数図である。同図から、

水制本数が5本と20本以上の場合に、逆流域内の流れ関数図がほぼ同じ形状となっている。ここで、水制設置本数5本では水制を22本設置して行った水路実験に比べて本数が少なく、一方20本では多くの計算時間が必要であった。したがって、逆流域の流れ関数値が少し小さ目に出ている水制本数10本を、以後の水制設置本数とした。

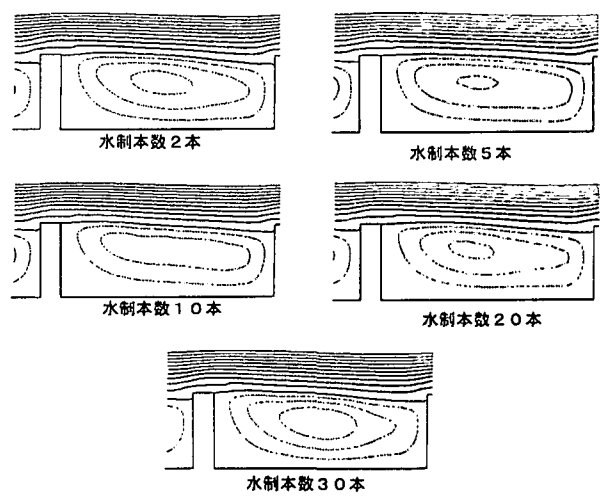


図-3 水制本数と流れ関数図

#### 4.2 側壁に直角に設置された水制の実験と計算結果について

図-4は、著者らが行った幅50 cm、長さ25 mの水路を用いた固定床実験から得た流れ関数図である。実験による流れ関数図は、流れ方向と水路幅方向にメッシュ分割した各測点における水深方向での流れ方向と水路幅方向との流速 $u$ と $v$ とを2成分電磁流速計で求め、水深方向に平均している。同図の実線は主流方向の流れで、破線は流れ関数値が零と逆流域である。

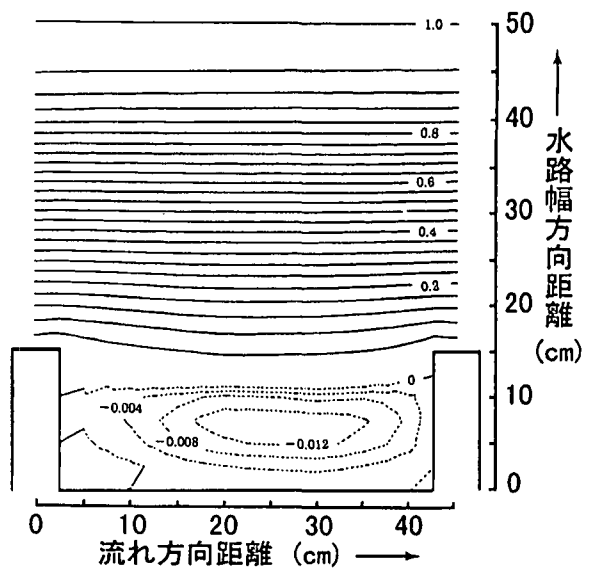


図-4 固定床実験での流れ関数図

計算では、 $\beta$ を任意に変化させて実験による流れ関数図を再現する試みを行っている。

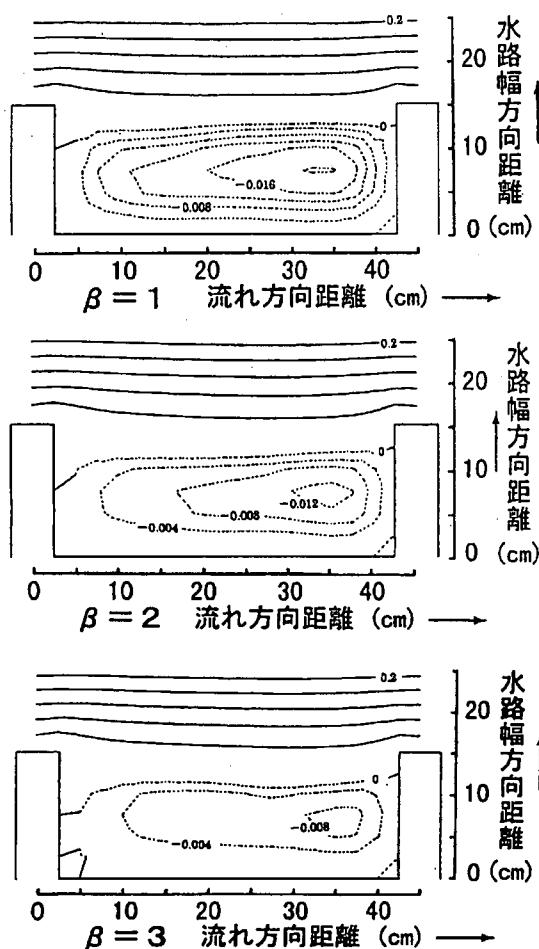


図-5 各種の $\beta$ による計算結果の同定

図-5は、図-4の実験による水制設置条件と同じ幾何条件で、実験と同じ測点での時間平均流速 $u$ と $v$ の計算値を用い、 $\beta$ の値を1から3まで変化させて得られた流れ関数図である。同図の結果より、 $\beta = 2$ が図-4の実験結果を良く再現している。

### 1) $\beta$ の水理学的意味について

$\beta$ は実験結果に合う様に決定しており、水理条件の違いは $\beta$ の値に現れるはずである。

図-6は、水制幅 $B$ を2.5cmと5cmと変化させた各種の実験データによる流れ関数図と実験測点と同じ計

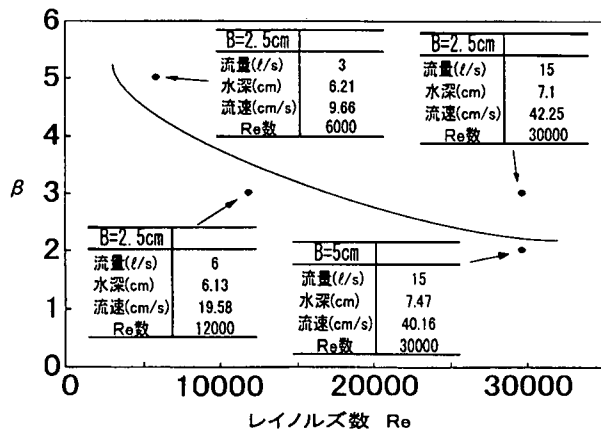


図-6  $\beta$ とレイノルズ数との対応関係

算点を用いて流れ関数図を同定した $\beta$ とレイノルズ数との関係である。なお、同図中には、各実験の水理条件も加えてある。同図より、レイノルズ数が小さくなるにつれて、つまり粘性の影響が大きくなると渦の減衰が早くなり、 $\beta$ の値が大きくなっている。すなわち、離散渦法は、レイノルズ数が極めて大きい流れに対応した計算手法であり、今回の実験でのレイノルズ数は $6 \times 10^3 \sim 3 \times 10^4$ 程度であり、逆流域の流れが主流部の流れ方向と逆方向を向いた渦の減衰を早める $\beta$ の導入は適切であると考えられる。同図より、レイノルズ数が極めて大きくなると、 $\beta$ の値は1に収束する様である。

### 2) 実験と計算による流速の検討

図-7は、図-4の流れ方向(図-7 a)と水路幅方向(図-7 b)の流速値と計算結果である。なお、縦軸の計算値は一樣流速 $U_0$ で無次元化しており、横軸の実験値は次元を持っている。また同図中の記号は、計算の座標原点(図-1 参照)から水路幅方向に測定した流速であり、数値は座標原点から下流方向への測線位置(水制間隔4.5 cm)である。なお著者らの計算では、水制周りの流れ場解析に重点を置き、対岸が存在しない条件で計算しており、対岸近く的主流部の流れは再現されていない。そこで、水制設置側面から水路幅の中央部(25cm)間までの実験値と計算値とを比較・検討している。

図-7 aより、水制原点から2.0 cm 下流のほぼ水制間中央測線(●印)の1点が散らばっているものの、他の計算値は実験値とほぼ直線関係にあり、水制設置側壁から水制幅中心部までの流れ方向の速度はほぼ実験値を再現していると考えられる。なお同図中の原点付近の四角枠は、速度の値が小さい水路幅方向の流速値の範囲である。

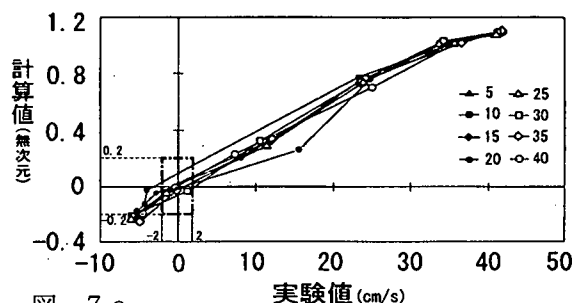


図-7 a

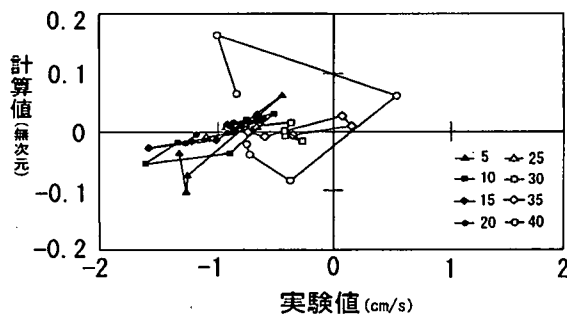


図-7 b 実験値と計算値との対応関係

図-7 bは、水路幅方向の各速度の対応関係である。

同図から、水制原点から距離40cm(○印、水制間隔45cm)下流のデータが大きなループを描いているが、他のデータは多少の散らばりはあるものの、ほぼ1本の直線で現されている。ところで同図では、計算値が零の場合に実験値はほぼ $-0.8\text{ cm/s}$ (出力電圧で $-40\text{ mV}$ )とずれており、このずれの原因については、電磁流速計からの出力が40mV程度小さいのか、計算値がわずかに大きく出ているのか、今後検討すべき点である。

図-7から明らかなように、本手法による水制周りの流れ場構造は、水路幅方向の流速に $-1\text{ cm/s}$ 弱の散らばりが含まれているが、主流方向の流速分布はほぼ実験値を再現しているものと考えられる。

## 5. A、B剥離点での流れ場の再現

水制設置角度と水制間の流れ場構造との関係は極めて興味ある問題である。

ところで著者らは、3節の可視化実験結果と流れ関数図との対応や4節の実験値と計算値の流速値の対応より、本手法は水制周りの流れ場をほぼ再現すると考えた。以下に、剥離点の位置と水制設置角度との関係に検討を加えよう。

水制先端から流れが剥離する点は、図-1のA、B2点である。ところが、これら両剥離点からの渦の強さや剥離時間間隔が両点で同じである保証は全く無く、前述したようにこれまでの計算では、水制先端上流側のA点から離散渦を発生させた。以下では、水制設置角度を上・下流側に5度、10度、15度と傾けて剥離点の違いによる逆流域への影響を検討する。なお、 $\beta$ の値は2としている。

### 5.1 剥離点A点から離散渦を発生させる場合

計算結果を検討する前に、これまでの水制設置角度に関する知見をまとめておこう。

真田<sup>12)</sup>は水制を上流向きに設置することを推奨している。すなわち水制が上流向きの場合、砂州が水制下手に沿って付着し、水制を越流する場合、水流は水制に直角に落ち込み、流れは水制根際や河岸から離れるため、設置角度が直角や下向きの場合よりも安全であると述べ、15度前後の角度を推奨している。

富永<sup>13)</sup>は、利根川の水制設置状況に検討を加え、上向き水制の角度は直線河道部で10~15度が適当であると述べている。

久保田ら<sup>14)</sup>は、木曽川下流域に設置されている水制の統計的特長を検討して、直線河道部の不透過水制は全て上流向きに設置されており、右岸では5度以下の不透過水制が11基あり、角度が大きくなるに従って設置本数が減少していた。一方左岸では、5度以下で1基、5~10度の場合に4基と最も多く、その後角度が増加するにしたがって、右岸と同様に設置本数が減少していた。すなわち、木曽川下流域の不透過水制は、右岸と左岸で設置角度の大きさは異なっているものの、全ての水制が上流

向きに設置されている。

川口ら<sup>4)</sup>による無次元水制間隔(水制間距離/水制長)と水制設置角度とを変えた流体力測定によって、抗力係数は無次元水制間隔と設置角度に関わらず、5.6の定数であり、揚力係数は無次元水制間隔に関わらず、上流に15度傾いた場合に1.6、直角で0.2、下流に15度傾いた場合に-1.6の値を得ている。これらの係数の値は、水制が傾いた場合に、水制周辺の圧力分布が大きく異なる事を示唆している。

さて計算結果について検討を加えよう。

図-8は、A点から渦を発生させた場合である。図-8aより、上流向きの設置角度を5度~15度へ増加させるにしたがって、水制間内に発生している逆流領域の範囲はあまり変わらないが、逆流領域の強さは弱まっている。この逆流強さの減少、つまり水制間内の流れが弱くなる現象は、真田が述べている、「上向き水制の場合、砂州が水制下手に付着する」現象が期待されることを示唆していると考えられる。

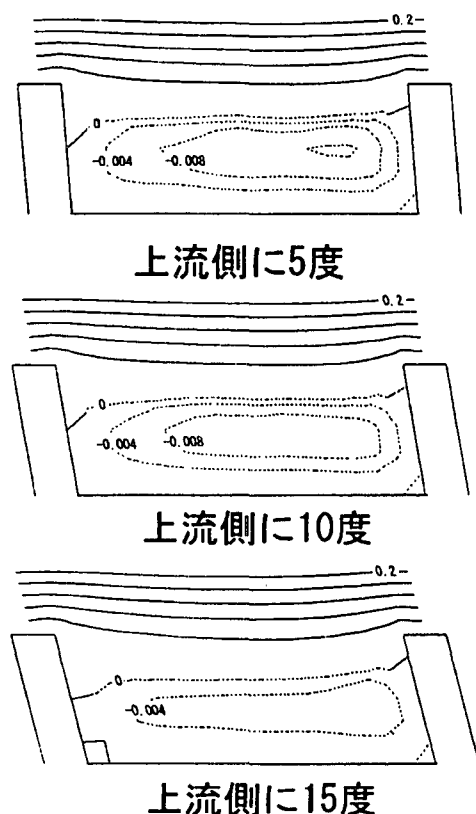


図-8 a 剥離点A点より離散渦を発生させ、上流側に水制を傾けた場合。

一方、図-8bの下流向きに水制が傾いた場合、直角の場合(図-4参照)よりも逆流域の強さが強くなっているが、5度~15度での逆流領域の大きさにも強さにも余り大きな変化が認められない。

なお水制が下流に傾いた場合、直角の場合よりも逆流域の強さが強くなっている現象は、あたかも図-5で $\beta$ の値を2より小さくしたこと、つまりレイノルズ数を増加したことと相当しており、レイノルズ数が流量に比例

することを想起すれば、水制を下流側に傾けるのは余り望ましくないと考えられる。

川口ら<sup>4)</sup>の設置角度を変えた越流型水制では、上流に15度傾いた流速測定では、剥離した流れが路床近くの水制後方で渦を形成しており、この渦によって揚力係数がプラスの値となっている。一方、下流側に15度傾いた場合、上流に傾いた場合とは逆回転の渦が路床近くに発生しており、この渦によって揚力係数がマイナスの値となっている。

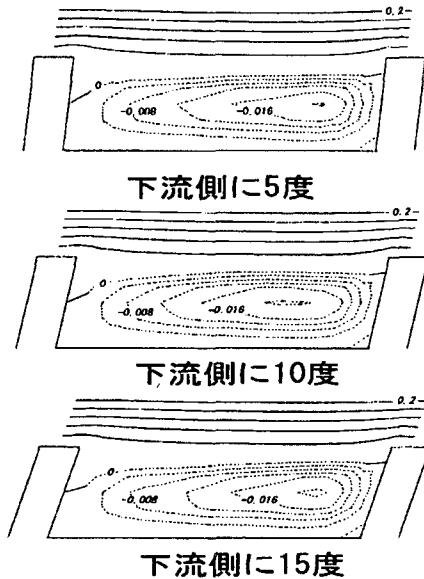


図-8 b 剥離点A点より離散渦を発生させ、下流側に水制を傾けた場合。

富永ら<sup>5)</sup>の直角と上・下流に30度傾けた実験結果より、水制先端の剥離点は、直角の場合に水制前方の剥離点で流れが剥離し、上流側に傾いた場合には路床近くから水制上面に近づくに従って、剥離点が水制先端後方に移動する様であり、下流側に傾いた場合には、水制前方剥離点で剥離した流れが主流域へ大きく張り出していた。

著者らは非越流型水制を対象としており、越流形式の違いによる圧力分布への影響を検討する必要があるものの、傾き角度が上流側へ大きくなるにつれて揚力係数が大きくなる実験結果より、上流に傾くに従って逆流域の強さが弱くなる計算結果は一応うなづけるものと考えている。

## 5.2 剥離点B点から離散渦を発生させる場合

図-9は、B点から渦を発生させた場合である。図-9 aより、角度10度までは、A点での計算より逆流域が強くなっており、さらに角度15度で、主流の流れが深く水制間に流れ込んでいる。一方、下流に傾いた図-9 bの場合、各角度で流れ関数零の線が水制設置側面に着いており、水制直下流付近で強い流れ場が発生していることを示している。

これらの傾向は川口ら<sup>4)</sup>の実験事実と反しており、B点から渦を発生させると、上流側に大きく傾いた場合と下流側に傾いた場合には、B点直下で渦の結合（混合）がまだ十分行われず、逆流を形成する渦の発達が不完全

であると考えられる。

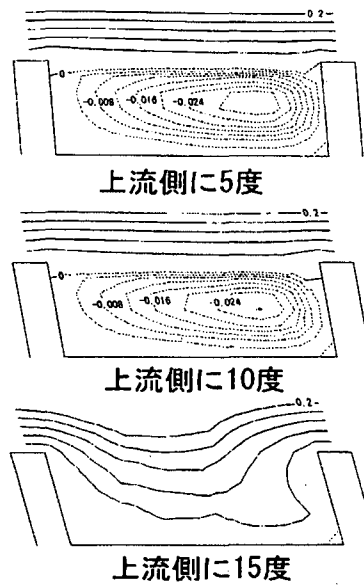


図-9 a B点より離散渦を発生させた場合。

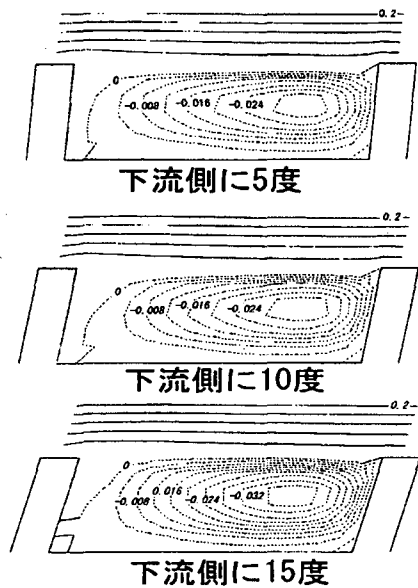


図-9 b B点より離散渦を発生させた場合。

## 5.3 剥離点A、B両点から離散渦を発生させる場合

図-10は、両剥離点から渦を発生させた場合の結果である。上流側に傾いた図-10 aの場合、A点から剥離した図-8 aと同様に、逆流域の強さは角度が増すにしたがって弱くなっているが、逆流域の強さは、各角度とも図-8 aよりも強くなっている。

下流に傾いた場合の図-10 bでは、傾き角度が大きくなるにつれ、流れ関数零の線が水制設置側面に接近しており、B点からの場合と同様、渦の結合が不完全であると考えられる。

## 5.4 剥離点について

水制先端の剥離点は、A、B2点であり、必ずこの2点で流れは剥離している。

ところがこの2点の剥離現象つまり、剥離する渦の強さや剥離する時間間隔は必ずしも同じではないと考えら

れる。これら2点での剥離現象がどの様に異なるか不明な現在、剥離点を1点に仮定して、実験結果を再現するのも、現状では致し方ないものと考えている。

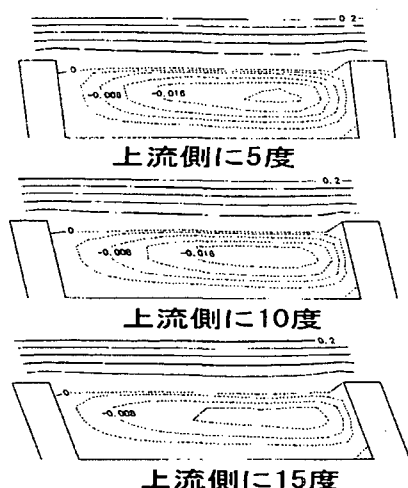


図-10a A、B两点より離散渦を発生。

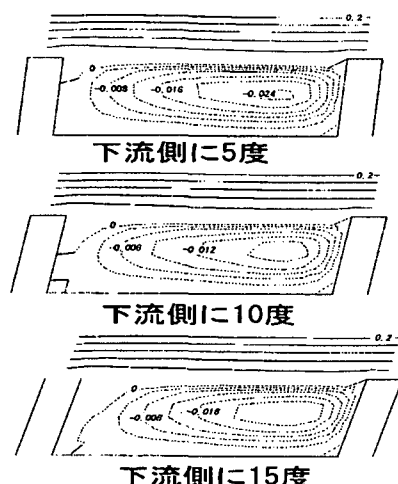


図-10b A、B两点より離散渦を発生。

すなわち、A、B2点の剥離点から渦を放出して流れ場を再現することも可能ではあろうが、各剥離点の影響度が不明な現在、物理的に解釈可能な $\beta$ の値を導入して流れを再現する事も止むを得ないものと考えている。

## 6. おわりに

著者らは、水制の幾何形状を境界要素法で、流れ場を離散渦法で表現して、水制周りの流れ場構造に検討を加えた。

2点ある剥離点のうち、水制先端部上流側の剥離点だけを取り上げる著者らの手法によって、水路幅方向の流速に $1\text{ cm/s}$ 以下の誤差が含まれるものの、ほぼ実験値を再現することができた。

水制を上・下流方向に傾けた場合については、上流側に傾けた場合には、水制間の逆流域が弱くなり、水制間で

の土砂の堆積に寄与するものと考えられる。なお今後は、水制を斜めに設置した際の剥離点の位置および水制周りの圧力分布に関して検討する必要がある。

## 参考文献

- 1) 福岡捷二、渡辺明英、西村達也：水制工の配置法の研究、土木学会論文集、No.443/Ⅱ-18、pp.27-36、1992,2.
- 2) 福岡捷二、西村達也、高橋晃、川口昭人、岡信昌利：越流型水制工の設計法の研究、土木学会論文集、No.593/Ⅱ-43、pp.51-68、1998,5.
- 3) Kawaguchi Hiroshi, Fukuoka Shoji: Study on Hydrodynamic forces On submersible groins in series, Hydro Informatics, pp.122-129, July 2000.
- 4) 川口広司、渡辺明英、福岡捷二：異なる角度の越流型水制周辺流れの二次元数値解析、水工学論文集、第45巻、pp.137-142、2001,2.
- 5) 富永晃宏、井嶋康二、中野義郎：斜め越流型水制周辺流れ構造のPIV解析、水工学論文集、第45巻、pp. 379-384、2001,2.
- 6) 崇田徳彦、清水康行：水制を含む流れの準3次元数値計算モデルの開発、土木学会論文集、No.497/Ⅱ-28、pp.31-39、1994、8.
- 7) 木村一郎：開水路流れにおける大規模運動の数値解析法とその水工学への応用に関する研究、京都大学学位論文、pp.35-115、1997,6.
- 8) 瀬津家久、鬼束幸樹、池谷和哉：PIVを用いた開水路凹部流れにおける水平渦構造の解析、土木学会論文集、No.677/Ⅱ-55、pp.53-61、2001,5.
- 9) edited by P.K. Banerjee and R.P. Shaw: Developments in Boundary Element Methods-2, Applied Science Publishers, 1982.
- 10) 林正徳、麻生茂、田口倫典：パネル方と離散渦法による台形柱周りの流れの数値計算、第1回数値流体力学シンポジウム講演論文集、pp.271-274、1987.
- 11) 前島正彦、久保田稔、伊藤政博、檜和田宗彦：路床近くに設置された円柱周りの流れ場構造—離散渦法を用いて—、土木学会論文集、No.593/Ⅱ-43、pp.165-176、1998,5.
- 12) 真田秀吉：日本水制工論、岩波書店、351 pp.、1941.
- 13) 富永正義：河川、岩波書店、332 pp.、1942.
- 14) 久保田稔、大嶺大生、山下敦：木曾川下流域における水制の統計的特長、第13回環境情報科学論文集、pp.149~154、1999.

(2001年4月20日 受付)