

不透過水制群を有する流れの 水理特性に関する研究

池田 駿介¹・杉本 高²・吉池智明³

¹フェロー会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科 (〒152-8552 東京都目黒区大岡山2-12-1)

²正会員 修士(工) 清水建設株式会社

³正会員 修士(工) 埼玉県 企業局大久保浄水場

不透過水制群を有する流れ場を対象とし、水制間隔が平面2次元的な流れの構造に及ぼす影響に関して、室内実験および数値計算により検討を行った。数値計算では、SDS-2DHモデルにより剥離渦を伴う非定常的な流れを良好に再現した。また、経験的に用いられてきた水制間隔／水制長比が2～3は、主流域・水制域間で質量・運動量の交換率が最大となる比であることが実験および計算により示された。特に、十分に発達した平衡領域では主流域から水制域へ運動量輸送が行われ、この比が2～3のとき剥離渦のスケールと水制間隔が一致し、剥離渦が消滅せず、その構造を保ったまま流下し、これが水制域と主流域の交換に大きく寄与していることがわかった。

Key Words : spur dikes, interval length ratio, horizontal vortices, mass and momentum transports, laboratory experiment, numerical computation

1. はじめに

水制工は古くから河岸の浸食防止や航路水深の維持などの目的で使用されており、近年では、河川環境への関心の高まりから、多様な水際を形成する工法として注目が集まっている。水制は複数を群として設置することで総合的に効果を発揮し、河岸近傍の流速の減少効果や、流れを河心へはねることによる水流の制御の効果により、護岸近傍の洗掘防止、水制域への土砂堆積などをもたらしている。しかし、水制の設計の諸値等は、例えば統計的に水制間隔 d / 水制長 $l = 2 \sim 3$ が多い¹⁾など経験により決定されることが多く、水理学的に扱われるようになったのはごく最近のことである。

最近の研究としては、単一水制周りの流れや局所洗掘を現地観測²⁾、室内実験³⁾、数値解析⁴⁾により検討を行ったものや、水制群周りの土砂の堆積・洗掘を室内実験、数値解析により検討したもの^{5), 6)}などがあるが、水制群を有する流れ場自体を扱った研究は少ない。

本研究では、直線水路における非越流型不透過水制群を有する流れ場を対象として、室内実験および2次元LESの一種であるSDS-2DHモデル⁷⁾を用いた非定常数値解析により平面2次元流れの構造を取り扱った。特に、支配パラメータとして水制間隔・水制長比に着目して d/l を系統的に変化させ、それが流れの構造に及ぼす影響を、特に水制・主流域間での浮遊土砂や栄養塩などの物質輸送

を考える上で重要となる質量・運動量の交換率に関して検討を行った。

2. 実験及び数値解析の概要

(1) 実験概要

a) 実験装置

実験は東京工業大学水工学実験室の長さ12m、幅1.2mの循環式可変勾配水路を用いて行った。長さ30cm、高さ30cm、厚さ1cmのアクリル板を不透過水制として、水路の左岸側に設置した。測定は、平面的2次元流速分布を1点法により2成分電磁流速計を用いて測定し、水位変動は容量式波高計を用いて測定を行った。主流域と水制域の境界面における交換量を詳しく見るためにドップラー型レーザー流速計を用いて2成分流速を、サンプリング周波数20Hzで高さ方向に4点について約2分間の測定を行った。

b) 実験条件

表-1に実験条件を示す。実験は、流入流量、水路床勾配などの水理条件や水制長を一定として、水制間隔を変化させて行った。図-1に本研究で用いる座標系や記法の定義を示す。座標原点は左岸側の最上流に設置された水制を基準とし、主流域と水制域を図のように定義する。

表-1 実験条件

ケース	E1	E2	E3	E4	E5
水制間隔 d (cm)	30	60	100	150	200
水制間隔／水制長さ d/l	1.0	2.0	3.3	5.0	6.7
水制の個数 N_{SD}	15	10	7	6	5
水路床勾配 I_0	5.0×10^{-4}				
流入流量 Q (l/sec)	10.1				
平均水深 h (cm)	5.2				
断面平均流速 U_0 (cm/s)	17.36				
摩擦損失係数 C_f	8.62×10^{-3}				

(2) 計算概要

計算モデルとしては、対象としている流れ場の現象を決定する重要な要素である水制先端部からの非定常的な水平剥離渦を表現しうる2次元LES型乱流モデルのSDS&2DHモデル（灘岡・八木）⁷⁾を用いる。水深スケール以上の大規模水平運動を直接計算し、それ以下の3次元性の強い乱れをモデル化することによって解を求めるものであり、今回対象としているような河川での流れなど鉛直スケールに比べて水平スケールの運動が卓越している場などでは有用なモデルである。

a) 基礎式

まず大規模水平運動に関しては、

連続式：

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} + v \frac{\partial \eta}{\partial y} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} + gI - \frac{C_f}{\eta+h} u \sqrt{u^2 + v^2} \quad (1)$$

流下方向の運動量保存式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -g \frac{\partial \eta}{\partial x} + gI - \frac{C_f}{\eta+h} u \sqrt{u^2 + v^2} \\ &+ \frac{1}{\eta+h} \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu_t \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) (\eta+h) \right] \\ &+ \frac{1}{\eta+h} \frac{\partial}{\partial x} \left[-\frac{2}{3} k (\eta+h) + 2\nu_t \frac{\partial u}{\partial x} (\eta+h) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

横断方向の運動量保存式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} &= -g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{C_f}{\eta+h} v \sqrt{u^2 + v^2} \\ &+ \frac{1}{\eta+h} \frac{\partial}{\partial x} \left[\nu_t \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) (\eta+h) \right] \\ &+ \frac{1}{\eta+h} \frac{\partial}{\partial y} \left[-\frac{2}{3} k (\eta+h) + 2\nu_t \frac{\partial v}{\partial y} (\eta+h) \right] \end{aligned} \quad (3)$$

水深スケール以下の乱れに関しては、

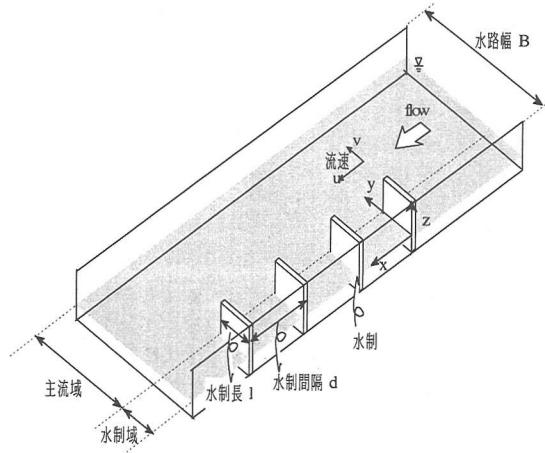


図-1 座標系の定義及び記法の説明

SDS乱れエネルギーの輸送方程式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} &= \frac{1}{\eta+h} \frac{\partial}{\partial x} \left[(\eta+h) \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right] \\ &+ \frac{1}{\eta+h} \frac{\partial}{\partial y} \left[(\eta+h) \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right] + P_{kh} + P_{kv} - \varepsilon \end{aligned} \quad (4)$$

水平せん断による乱れ生成項

$$P_{kh} = \nu_t \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (5)$$

底面摩擦による乱れ生成項

$$P_{kv} = \frac{C_f}{\eta+h} (u^2 + v^2)^{\frac{3}{2}} \quad (6)$$

SDS乱れの消散項

$$\varepsilon = C_d \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l_c} \quad (7)$$

渦動粘性係数

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (8)$$

を用いている。ここに u, v : 水深平均流速, h : 平均水深, η : 水位変動, I : 河床勾配, k : SDS乱れエネルギー, ν_t : 渦動粘性係数, C_f : 底面摩擦係数, モデル定数は一般的に乱流計算に用いられる値 ($\sigma_k = 1.0$, $C_d = 0.17$, $C_\mu = 0.09$) を使用している。また1方程式モデルであるので特性長さ l_c を与える必要があるが,

$$l_c = \alpha h \quad (9)$$

のように水深スケール h に比例する形で与え、比例定数は一般的に用いられている $\alpha = 0.1$ を使用した。

b) 計算手法, 境界条件, 初期条件

計算は、有限差分法により行い、時間ステップとして

表-2 計算条件

ケース		Run0	Run1	Run2	Run3	Run4	Run5
水制間隔	$d(\text{cm})$		30	60	90	120	150
水制間隔／水制長さ	d/l		1.0	2.0	3.0	4.0	5.0
水制の個数	N_{SD}	1	15	8	6	5	5
計算格子		不等間隔		等間隔			
水路幅	$B(\text{cm})$	120		120		120	
水路長	$L(\text{cm})$	880		750		900	
格子間隔	$\Delta x(\text{cm})$	0.5~5.0		1.3			
	$\Delta y(\text{cm})$	0.5~5.0		2.5			
時間ステップ	$\Delta t(\text{sec})$	1.0×10^{-2}		0.5×10^{-3}			

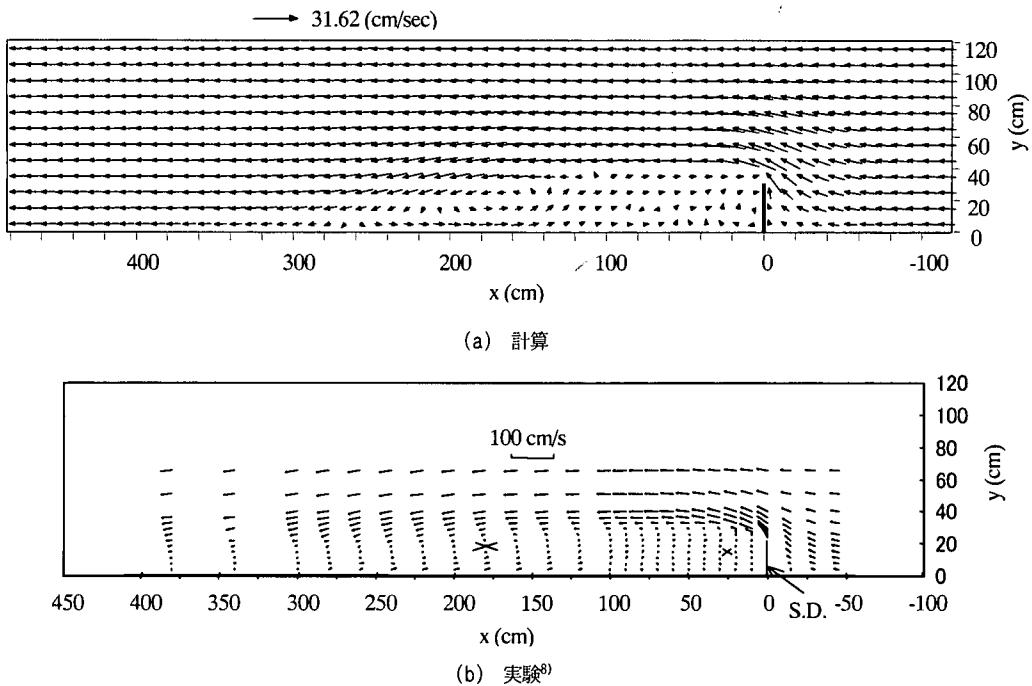


図-2 時間平均流速ベクトル

完全陰解法を用い、移流項には3次の風上差分、その他空間差分項には中央差分を用いている。

壁面の境界条件は、水制の壁面を含めて流速およびSDS乱れエネルギーに関して壁関数を用いている。また、水制の効果として、基礎式中には取り込みます壁が存在しているという境界条件のみで評価している。

流入条件は、流速、水位変動、SDS乱れエネルギーに数%のランダムノイズを与えており、一方、流出条件として、流速、SDS乱れエネルギーに関しては水平渦の影響を計算領域内に残すことなく流出させる対流境界条件を、水位変動に関しては自由流出条件を用いている。

c) 計算条件

本研究では室内実験の再現計算を考えているので、水理条件に関しては表-1の実験と一致させている。計算ケースは、使用するモデルの剥離流れへの適用性を検討するため水制が1つだけの場合と、水制を複数入れた場

合 d/l を1.0~5.0まで1.0刻みで変化させたRun1~Run5までの計6ケース行っている。計算領域、計算格子、時間ステップ等の設定に関しては、表-2に示す通りである。格子幅に関しては、このモデルが、水深スケールを基準とするものであり、最小格子スケールが今回は水深スケールの10分の1となっているので、若干モデルを逸脱しているように思えるが、この場を支配している水平大規模渦は水深スケールよりかなり大きなスケールで、SDS乱れそのものの誤差はそれほど大きな影響を及ぼさないと考えられる。

3. 結果とその考察

(1) 単一水制を有する流れ場について

まず、はじめにもっともシンプルなケースとして、単

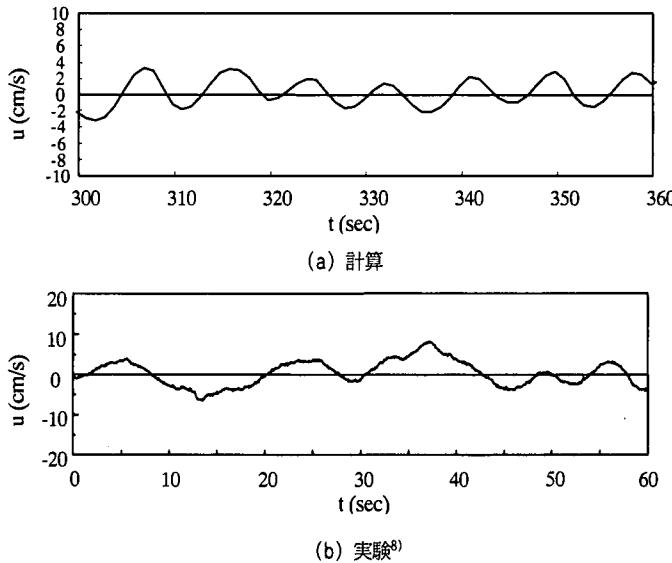


図-3 再付着点付近の流下方向流速の時系列

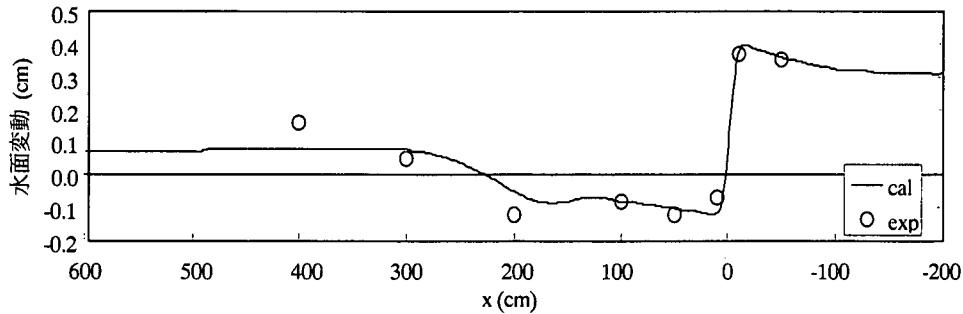


図-4 時間平均水位の流下方向分布 ($y=20\text{cm}$)

一水制を有する流れを考える。計算は、開始から約20,000ステップ ($t=200\text{秒}$) で平衡状態に達したので、それ以降のおよそ10,000ステップ ($t=100\text{秒間}$) のデータを用いて解析を行った。

a) 時間平均値

図-2(a)に計算による時間平均流速ベクトルを、図-2(b)に実験により得られた時間平均流速ベクトルを示す。計算の方は、実験結果と比較しやすいように、計算領域の一部を拡大したものである。計算結果を見ると、水制前部で流れは流心方向へはねられ、やがて左岸側へ再付着する、そして、水制背後の死水域では反時計周りの循環流が存在しているなど、池田・陳⁹⁾による実験で得られた流れ場がほぼ良好に再現できている。計算結果と実験結果を詳細に比較すると、水はねの程度や循環流の中心位置が両者ともほぼ170cm付近にあるなどおおまかな流況はほぼ一致しているが、再付着点距離が実験では水制長さの14倍 (=420cm) であるのに対して、計算では、水制長さの10倍 (=300cm) と過小評価されている。また、図-3(a)及び図-3(b)は、計算と実験それぞれの再付着点

(計算: $x=300\text{cm}$, 実験: $x=420\text{cm}$) での壁面近傍の流下方向流速 u の時系列を示したものである。計算は、非定常的な振動を表現しているが、周期が実験値よりも若干短くなっている。

再付着点距離があわない理由としては、水制先端付近での計算格子が十分に細かく取られておらず、水剝離を十分には再現できていない事が主な原因と考えられる。その他の副次的原因として、本計算では2次元計算を基本としているため、2次流などの3次元性が考慮されていないことがあると思われる。水制下流では水制先端部から剥離した流線が曲率を持つことで2次流(底面付近で死水域の方向へ、水面付近で主流域の方向に流れる流れ)が発生する。流下方向流速は底面から水面に向かって流速が大きくなるので、2次流によって主流速に向かってネットの運動量輸送が生じる。そのために2次元計算に比較して、実験では再付着点が伸ばされると推測される。また、計算では再付着点距離が過小評価されることでマージングによる渦のスケールが十分でないため、流速の振動の周期も、実験に比べ短くなっているものと

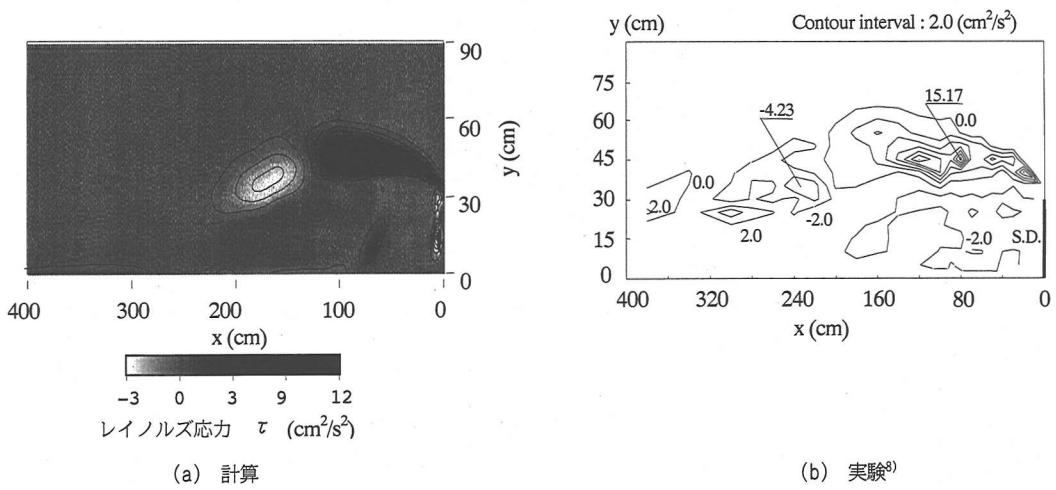


図-5 レイノルズ応力の空間分布

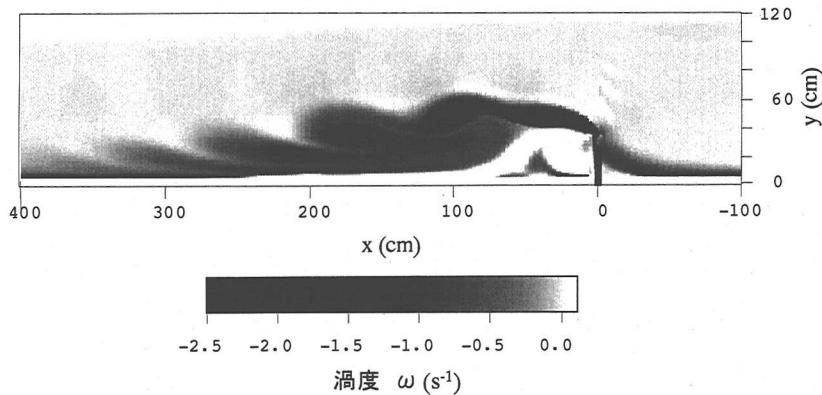


図-6 渦度の空間分布瞬間像

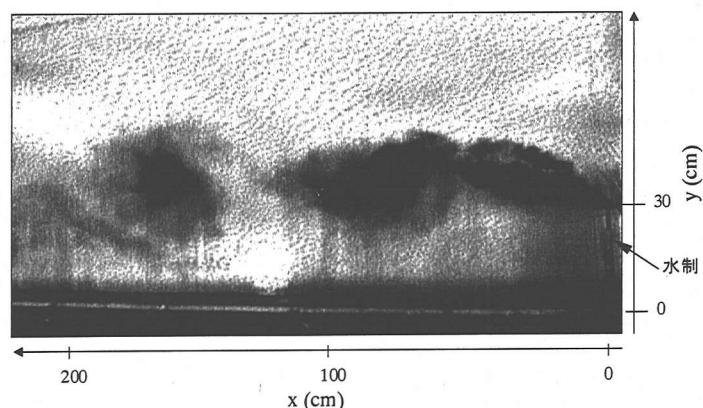


図-7 インクによる流れの可視化写真

考えられる。

図-4に、 $y=20\text{cm}$ のライン上における時間平均水位の流下方向分布を示す。流れが水制の前部で堰き止められる

ことで水制前部の水面が盛り上がり、流れが水制の横を通り抜け、水制背後では、流体塊が剥離渦に連行されるために水面が低くなる。

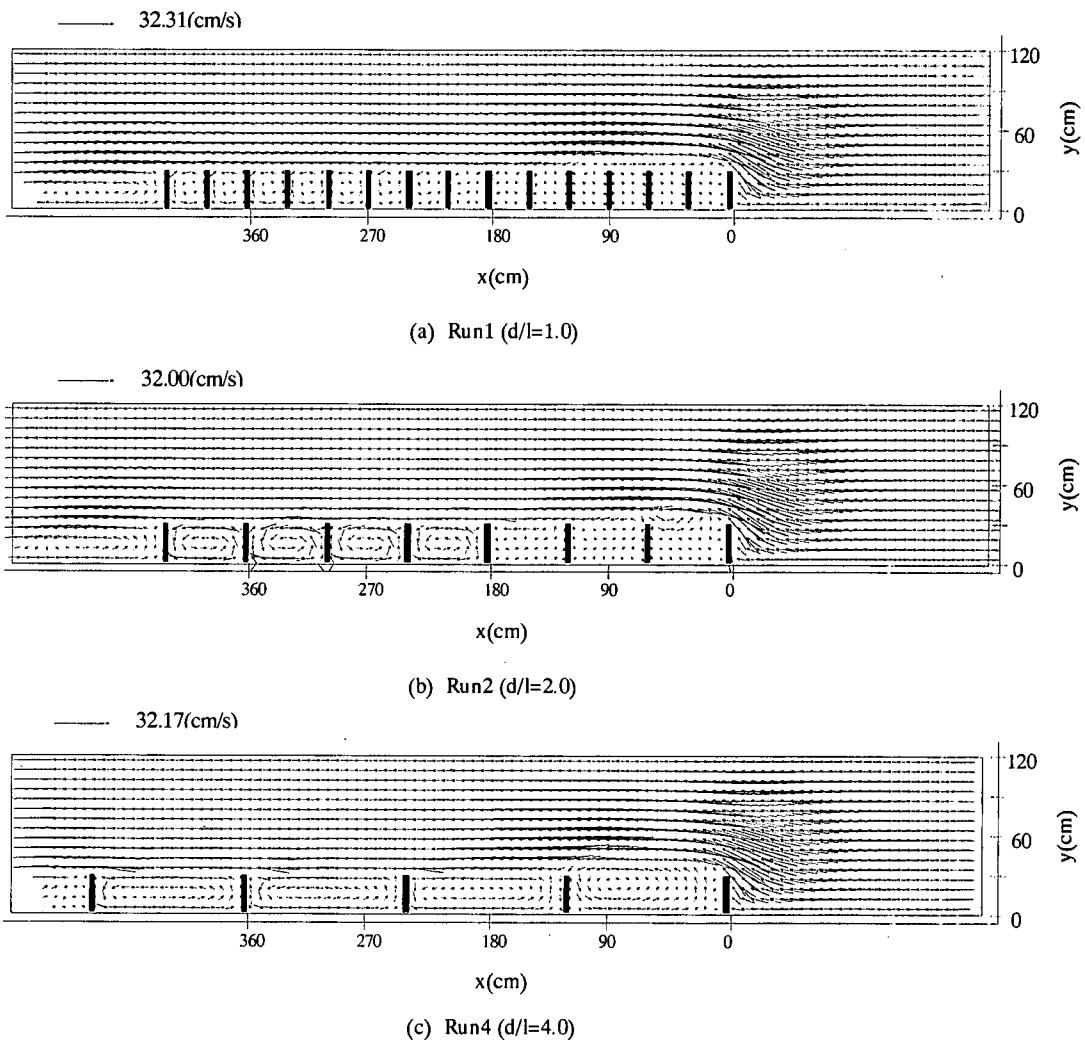


図-8 時間平均流速ベクトル（計算）

図-5にレイノルズ応力の空間分布を示す。計算でのレイノルズ応力は、式(10)のように水平大規模渦によるレイノルズ応力とSDS乱れによるレイノルズ応力を足しあわせたものである。

$$\tau = -\overline{u'v'} + \nu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (10)$$

ここに、 u' 、 v' は水平渦による流速変動、上付きバーは時間平均を表す。右辺の第一項が水平渦に伴うレイノルズ応力項であり、第2項がSDS乱れの項である。SDS乱れによるレイノルズ応力が水制先端から剥離した直後には支配的であり、流下し水平渦が発達するに従い水平渦によるレイノルズ応力が主要部分を占めるようになる。レイノルズ応力が最大となる地点($x=140\text{cm}$, $y=40\text{cm}$)でその割合を見ると、85%が水平渦の寄与分となっている。

計算値を実験と比較すると、レイノルズ応力の分布、レイノルズ応力の最大位置などはほぼ一致するが、値自体は若干過小評価されている。

b) 瞬間像

本研究では、非定常な渦運動に注目しているので、瞬間像が再現されているかが重要なポイントとなる。図-6に計算結果から得られた渦度分布の瞬間像を示す。計算結果において、反時計回りの剥離渦の発達がみられる。実験においても、水制先端から剥離した剥離渦が流下するに従ってマージングにより次第に大きく発達し、やがて左岸側に再付着し流下していく現象が生じている(図-7)。

先に述べたように再付着点、渦の周期等は計算においてやや小さく評価されているが、剥離渦の発達、左岸への再付着といった瞬間的な現象はおおむね再現できている。

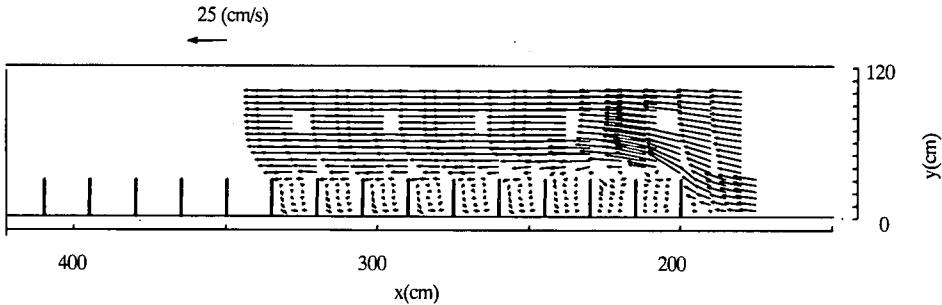


図-9 時間平均流速ベクトル（実験） $d/l=1.0$

(2)複数水制を有する流れ

a)時間平均流速

流れ場全体の流況を把握するために、時間平均流速分布の計算結果から代表的な流況を表しているRun1, Run2, Run4の3ケースを図-8に示す。図-9には、実験で得られたRun1と同じ水制間隔の時間平均流速分布を示す。計算では最上流端の水制からの大きな剥離流、剥離流線の再付着、さらに完全発達域（平衡領域）で生じる水制域の循環流など、実験でみられた流況パターンが良く再現できている。しかし、最上流端の水制下流に存在する大きな剥離域が存在する領域（剥離領域）では、特に水制間隔が小さいケースで、水制域内の流速が実験値と比較すると小さく、十分には再現されていない。これは、流下方向の格子間隔が2.5cmと荒く、解像度が不十分で複雑な流れを呈する剥離域内の流れを十分表せなかつたためであると思われる。

b)瞬間像

図-10に、Run1, Run2, Run4について計算開始から120秒後の渦度分布の瞬間像を示す。図中のセンターは渦度を $0.2(s^{-1})$ 間隔で表している。各分布を比較すると3ケースで渦度分布の状況が大きく異なることがわかる。水制間隔が狭いRun1では剥離渦が先端の第1水制から5,6基後方の水制に再付着し、その後は水制間隔が狭いために水制群をあたかも壁のようして流れている。また、動画で見ると第1水制からの剥離渦の時間変化は振れ幅が小さく非常に安定した流れである。次に、水制間隔が広いRun4では、第1水制から剥離が生じているという共通の現象は見られるものの、下流側の水制区間ににおいても渦構造の発達が見られるように、水制群としての機能が弱まっていることがわかる。最後に水制間隔が中間的なRun2では、先に挙げた2ケースとは大きく異なる特徴的な現象が見られる。第1水制からの剥離渦のスケールと次の水制までの距離、すなわち水制間隔とがほぼ一致しているこのケースでは剥離渦は消滅せず、渦度の大きさは小さくなるものの後方に渦としての構造が保たれたまま流下していく様子が動画から見られ、非常に非定常性の強い流れ場となっていることがわかった。同様な現象はRun3でも見られた。

c)主流域・水制域間の質量・運動量交換率

ここでは、水制域・主流域間での栄養塩や浮遊砂等の輸送に寄与している質量・運動量交換に注目する。木村ら⁸⁾、池田・陳⁹⁾を参考にし、水制先端を結んだ主流域と水制域の境界での水制間の1区間平均の交換率として、次のような無次元質量交換率 ϕ と無次元運動量交換率 θ を定義する。

$$\phi = \frac{1}{\rho U_0 d} \int_0^d \rho |\vec{v}| dx \quad (11)$$

$$\theta = \frac{1}{\rho U_0^2 d} \int_0^d \rho \vec{u} \cdot \vec{v} dx \quad (12)$$

ここに、 U_0 ：断面平均流速、 d ：水制間隔である。運動量交換率は、各計算格子（測定点）上での時間平均横断方向流速がゼロとならないので、移流と乱れの両方の成分を含んでいる。また、特に輸送される方向が重要となるので絶対値は付けずに評価しており、水制域から主流域へ向かう輸送を正と定義している。なお、計算では平面2次元流速を用いて交換率を算出しているが⁵⁾、実際には水深方向に分布を持っている。そこで、実験により流速を鉛直方向に4点測定し、交換量が平面二次元的な流速分布及びレイノルズ応力分布によってほぼ把握できることを確認している（図-11, 図-12）。

図-13に d/l と計算で得られた無次元質量交換率 ϕ の関係を示す。先に示したとおり剥離域と平衡領域では流況が大きく異なるため別々に整理している。剥離域内の水制区間1（第1水制と第2水制の間の区間）および平衡領域での区間ではともに、 $d/l = 2.0$ の時にピークを示している。木村ら⁸⁾の研究では、水面振動との関係も指摘されているが今回はフルード数が約0.2と小さく、水面変動は最大で数mm程度で、大きな影響は及ぼさないと考えられる。図-14に d/l と無次元運動量交換率 θ との関係を示す。ここでも同様に2つの領域に分けて結果を示している。剥離域内の水制区間1では、 $d/l = 3.0$ の時に正のピークをもっており、運動量が水制域から主流域へと輸送されていることを示している。

一方、平衡領域では、 $d/l = 2.0$ で負のピークを持つており、この間隔の時に主流域から水制域へ運動量輸送が

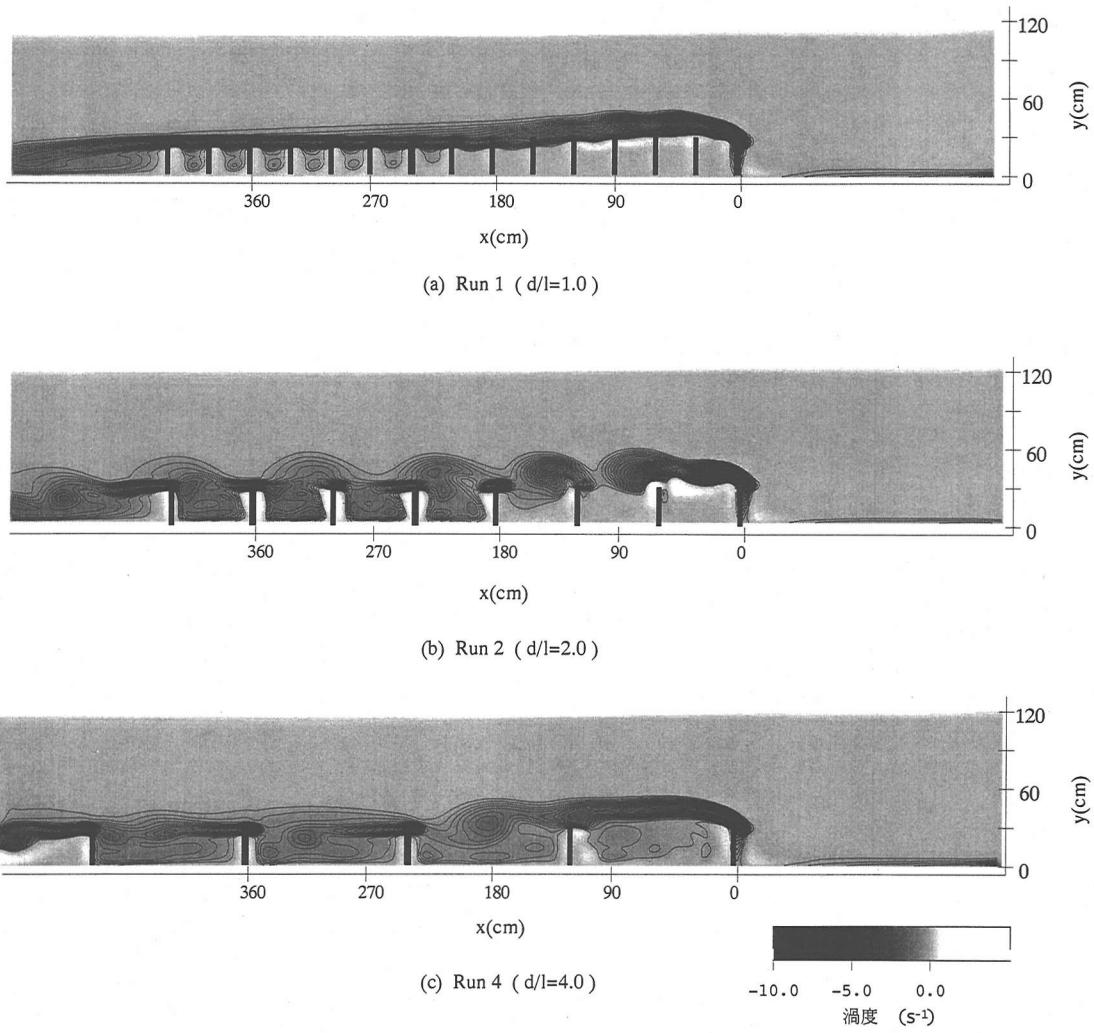


図-10 $t=120$ 秒での渦度分布（計算）

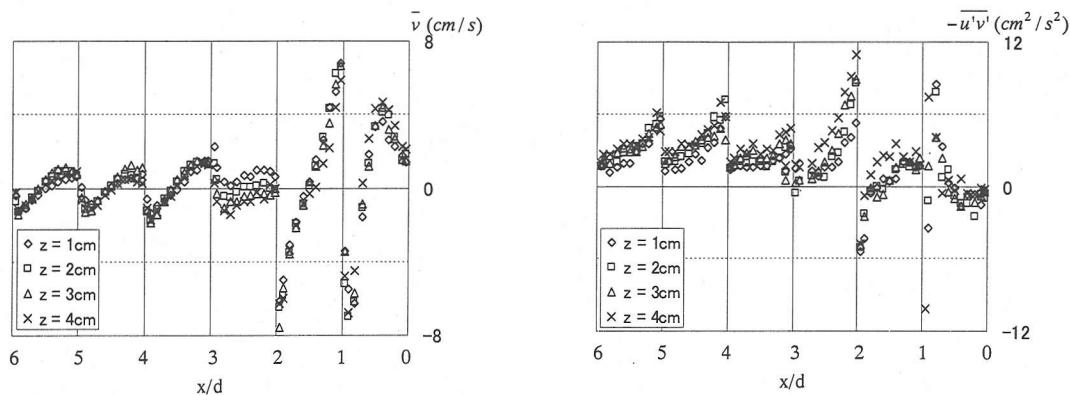


図-11 水制・主流域境界線上での横断方向流速
(実験値)

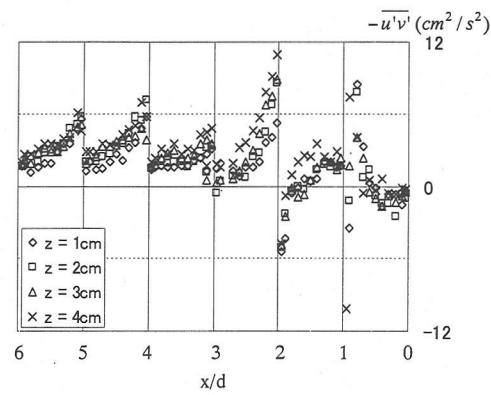
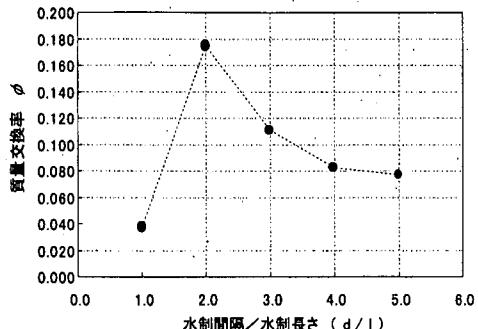
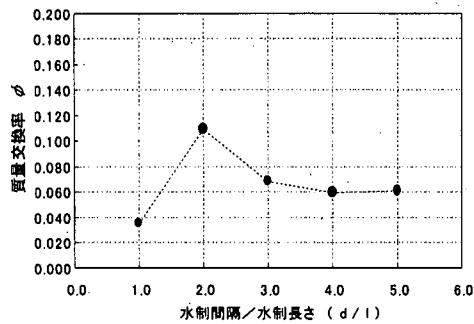


図-12 水制・主流域境界線上でのレイノルズ応力
(実験値)

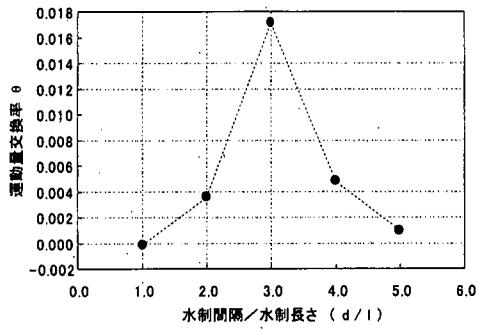


(a) 水制区間 1

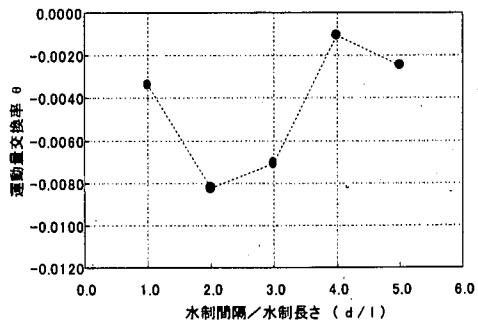


(b) 平衡領域

図-13 各区間での質量交換率



(a) 水制区間 1



(b) 平衡領域

図-14 各区間での運動量交換率

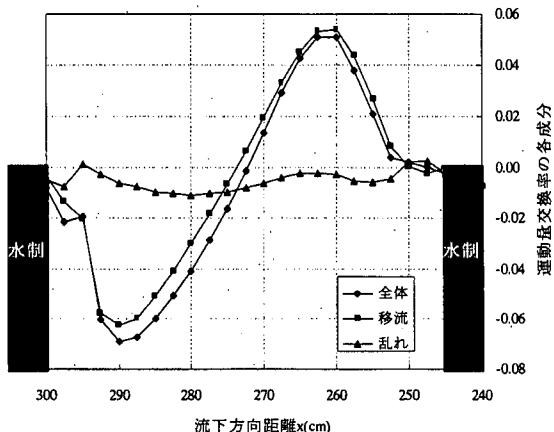


図-15 運動量交換率の各成分の流下方向分布 (Run2 : x=240~300cmの区間)

活発に起こっていることになる。

Run2で平衡領域に含まれる水制区間内の運動量交換の流下方向分布を移流と乱れの2つの成分に分けてプロットしたものを図-15に示す。移流成分の分布を見ると水制域の前方では流出、水制域後方では流入が起こっており、ほぼ水制域内の循環流に依存していると考えられる。一方、乱れ成分を見ると、ほぼ区間に均等に主流域から水制域への輸送が見られる。水制区間で値を平均化すると移流成分は正負で相殺され、その効果が小さくなり、

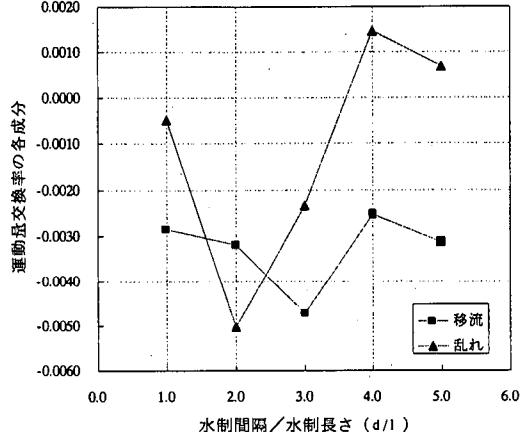


図-16 平衡域での運動量交換率の各成分

よって乱れ成分の寄与が高くなると考えられる。

各 d/l での無次元運動量交換率を移流と乱れの成分に分けたものを図-16に示す。移流成分が d/l によらずほぼ一定値を示しているのに対し、乱れ成分は d/l に大きく依存しており、そのピークが図-14で見られた $d/l=2.0$ のピークと一致していることから、運動量交換が大きい d/l では乱れによる輸送が活発であることがわかる。これは、図-10の渦度分布の瞬間像より、運動量交換が大きい $d/l=2.0, 3.0$ のケースでは、第1水制からの非定常

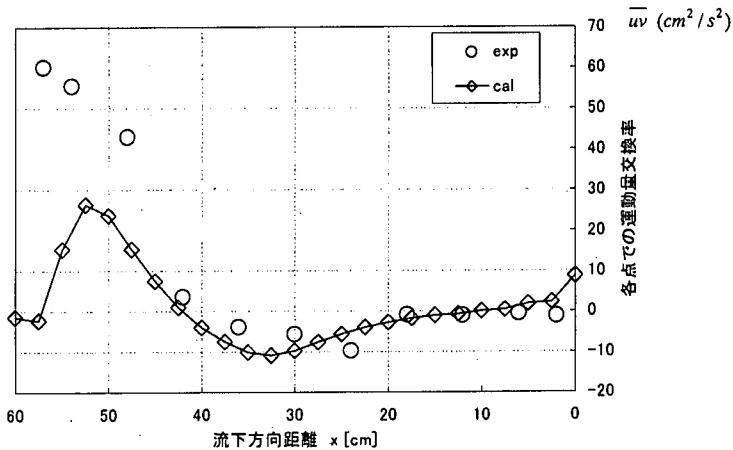


図-17 第1水制区間内の運動量交換率の比較

的な乱れである剥離渦が構造を保ったまま流下することがわかつており、この渦が平衡領域での運動量交換に大きく寄与していると考えられる。

図-17は、Run2において第1水制区間で運動量交換率を各点で実験と計算を比較したものである。水制区間の上流側ではほぼ両者が一致しているが、後半部分では実験の値の方が大きくなっている。これは、先の考察でも述べたとおり、水制近傍の格子が粗いこと及び3次元性が計算では考慮されていないためである。

4. 結論

本研究では、不透過水制群を有する流れについて水制間隔を系統的に変化させ、特に主流域・水制域間での質量及び運動量交換について、数値解析ならびに室内実験により調べた。以下に主要な結論を述べる。

- (1) SDS-2DHモデルを用いて水制群を有する流れ場の剥離流や循環流などの流況パターンを良好に再現できた。
- (2) 従来、河川工学の分野において経験的に用いられてきた $d/l = 2 \sim 3$ という値は、主流域と水制域間での質量や運動量の交換率が最大となる d/l とほぼ一致することがわかつた。
- (3) 今回扱った流れ場は水平方向に広がる大規模剥離渦に支配されており、水深平均2次元モデルでも大局的に現象を把握できることが示された。
- (4) 水制群下流の平衡領域では、運動量が主流域側から水制域側へ輸送されており、交換率が最大となるのは $d/l = 2.0$ の場合であった。このとき水制間隔と剥離渦のスケールがほぼ一致し、剥離した渦が構造を保ったまま流下しており、これが主流域と水制域の交換に大きく寄与していることが判明した。

謝辞：本研究は文部省科学研究費補助金基盤研究(A)(2)（研究代表者：池田駿介、課題番号：11305035）の補助を受けたものである。記して謝意を表する。

参考文献

- 1) 秋草勲、吉川秀夫、坂上義次郎、芦田和男、土屋昭彦：水制に関する研究、土木研究所報告、第107号、pp.61-153、1960.
- 2) 松岡保正：大規模水制群内の水平渦、水工学論文集、第39巻、pp.773-778、1995.
- 3) 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.
- 4) 道上正規、檜谷治：水制周辺の平面2次元河床変動計算に関する研究、水工学論文集、第36巻、pp.61-66、1992.
- 5) 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.
- 6) Michie, M., Suzuki, K. and Hinokidani, O. : Formation of low-water bed by spur-dikes in alluvial channels, Proc. of 4th APD-IAHR, pp.685-698, 1984.
- 7) 薩岡和夫、八木宏：SDS&2DHモデルを用いた開水路水平せん断乱流の数値シミュレーション、土木学会論文集、No.473/II-24、pp.35-44、1993.
- 8) 木村一郎、細田尚、村本嘉雄：開水路流れにおける死水域内の流体振動に及ぼす水理パラメータの効果、水工学論文集、第39巻、pp.779-784、1995.
- 9) 池田駿介、陳飛勇：水制周りの水平剥離渦の構造に関する実験的研究、水工学論文集、第40巻、pp.787-792、1996.
- 10) 池田駿介、吉池智明、杉本高：不透過水制群を有する流れの構造に関する実験的研究、水工学論文集、第43巻、pp.281-286、1999.

(1999.10.7 受付)

STUDY ON THE CHARACTERISTICS OF FLOW IN CHANNELS WITH IMPERMEABLE SPUR DIKES

Syunsuke IKEDA, Takashi SUGIMOTO and Tomoaki YOSHIIKE

Hydraulic characteristics of flow in open channels with spur dikes were studied both theoretically and experimentally. Series of laboratory tests and 2-D numerical computations were performed by varying the interval of spur dikes. It was found that the mass and the momentum exchange rates between the main flow region and the spur dike region are influenced by the interval. Especially, momentum transport is much affected by the interval in equilibrium region. For the case in which the interval of spur dikes is nearly equal to the scale of separated eddies from the first spur dike, the eddies move downstream without changing their structure, and consequently the momentum transport in equilibrium region between the main flow and the spur dike region takes a maximum value.