

かぶり水深の変化が複断面開水路流れの組織渦 に及ぼす影響に関する研究

瀬津家久¹・鬼束幸樹²・相良幸輝³・池谷和哉⁴

¹正会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²正会員 博(工) 京都大学大学院助手 環境地球工学専攻 (同上)

³正会員 修士(工) 大阪市 (〒530-0052 大阪市北区南扇町6-28)

⁴正会員 修士(工) 三井造船(株) (〒134-0088 東京都江戸川区西葛西8-4-6)

複断面開水路流れには低水路と高水敷との間のシアーによって発生する水平渦と、乱れの非等方性によって生じる Plandl の第2種2次流が存在する。両者のいずれかが卓越するかは高水敷高さ D に対する低水路水深 H との比 H/D によって決定されると思われるが、その詳細は現在の所不明である。本研究では複断面開水路流れにおいて H/D を系統的に変化させて、LDA および PIV を用いた組織渦構造を含む乱流計測を行った。その結果、 $H/D < 1.5$ の場合は水平渦が卓越し従来の研究による知見と一致するが、 $H/D > 1.5$ の場合は境界部付近に水平方向に軸を持つ渦が発生し、流れを低水路と高水敷に分離させ、それぞれ領域で水平渦が発生することが明らかにされた。

Key Words : compound open-channel flows, turbulence, secondary currents

1. はじめに

日本の河川は洪水時における最大流量と平時における最小流量との比、いわゆる河況係数が大きいことが特長の一つである。単に最大流量時に流水が堤防からあふれることなく流下させるには、堤外地において断面積が最大となるように水路幅を最大限に確保し、長方形断面あるいは台形断面とするのが最も効率がいい。しかし、これでは流量の少ない平時において水深および流速がかなり小さくなり、大型の魚類が物理的に生息できなくなるばかりでなく、ヘドロなどが河床に堆積することによって、水生生物の生活環境の悪化をまねいてしまう。そこで、平時においても水深および流速をある程度確保するために、複断面開水路流が最近着目されている。複断面開水路流は低水路と高水敷とによって構成されているが、平時には水路幅の狭い低水路にのみ水が流れ、また、洪水時には高水敷高さよりも水位が増加することによって、低水路だけでなく高水敷上にも水が流れるようになる。そのため、平時においては高水敷上でさまざまなリクリエーションを行うことができ、市民のゆとりの場にもなっている。

洪水時の複断面流れでは、低水路と高水敷との間の境界部付近に鉛直軸をもつ水平渦が水面付近に発

生ずる。Sellin¹⁾はアルミ粉末を用いて水平渦の撮影を初めて行った。続いて芦田ら²⁾、Townsend³⁾も染料を用いて水平渦の可視化を試みた。今本・石垣⁴⁾、石垣・今本⁵⁾は流水中に比重1.005で平均粒径が0.45mmのポリスチレン粒子を挿入し、レーザーライトシートを照射することによって明瞭な可視化に成功し、低水路と高水敷との間における運動量の交換に水平渦が大きく寄与していることを明らかにした。また、瀬津ら⁶⁾、Nezu & Nakayama⁷⁾は PTV (Particle Tracking Velocimetry) を用いて水平渦の移流過程を測定し、条件付き時空間相関解析および四象限区分法を用いた解析を行い、水平渦によって行われる低水路と高水敷との間の運動量交換機構を定量的に解明した。このような水平渦の定量的特性は徐々に明らかにされてきたが、水平渦の発生理由は長い間推測の域をでなかった。そこで、Tamai *et al.*⁸⁾、Chu *et al.*⁹⁾、池田ら¹⁰⁾は Rayleigh 方程式を用いた線形不安定解析を行った結果、複断面流れや側岸に植生を有する開水路流では変曲点不安定性によって水平渦が発生することを理論的に明らかにした。

一方、複断面流れにおいて高水敷水深が増加すると、断面内における2次流が顕著となる。上述したように、境界部の水面付近においては半周期的に水平渦が発生するが、長時間平均をとり横断面内の特

性としてとらえると、流下方向の変化は変動成分や2次流としてとらえられる。今本・久本¹¹⁾は複断面流れにおける2次流を Hot-film 流速計を用いて計測し、低水路と高水敷との境界付近において、高水敷端部から低水路側の斜め上方に向かう2次流を発見し“斜昇流”と名付けた。その後、Tominaga *et al.*¹²⁾, Tominaga & Nezu¹³⁾は低水路水深と高水敷水深との比を3ケース変化させた流れをファイバー型のレーザードップラー流速計(LDA: Laser Doppler Anemometer)を用いて計測し、高精度な2次流の計測に成功した。また、Shiono & Knight¹⁴⁾は高水敷から低水路にかけて法面を有する複断面流れをファイバー型レーザードップラー流速計を用いて計測し、渦動粘性係数や摩擦損失係数などを定量的に明らかにした。さらに、このようにして得られた実験データを元に、乱流モデルを用いた2次流を含む流況の予測も試みられた。Naot *et al.*^{15),16)}は単断面開水路流における2次流の予測を初めて可能とした代数応力モデル(N-R モデル¹⁷⁾)を複断面流れに拡張し、Tominaga & Nezu¹³⁾の実験値を良好に再現することに成功した(3N モデル)。Cokljat & Younis¹⁸⁾はLaunder *et al.*¹⁹⁾の開発したLRR-Reynolds 応力モデルに壁面によるダンピング効果を取り込んでTominaga & Nezu と同一条件で計算を行った結果、底面せん断応力分布を良好に再現できることを示した。最近では、Sofialidis & Prinos^{20),21)}およびLin & Shiono²²⁾は非線形 $k-\epsilon$ モデルを用いて乱れ強度等の乱流統計量がTominaga & Nezuの結果と良好に一致することを示した。また、Nezu²³⁾は複断面形状を系統的に変化させ、また、高水敷上に粗度をおいて詳細なLDA計測を行い、これらが3Nモデルによって良好に数値シミュレーションできることを示している。

以上のように、複断面開水路流においては、鉛直方向に回転軸をもつ水平渦と、流下方向に回転軸をもつ2次流とが混在する多重構造であることが特長として挙げられる。池田ら²⁴⁾は両者の渦の相互作用について着目した。彼らは、レーザードップラー流速計によって得られた時系列から、水平渦によって生じる周期性を抽出してアンサンブル平均を施し、空間データを推定した。その結果、境界部の任意の点を固定点と考えたとき、水平渦の中心が固定点を通過する直前に、低水路から高水敷に流体が移流し、渦の中心が固定点を通過する瞬間はほとんど流体の混合は行われず、さらに渦が固定点を通過した後は、逆に高水敷から低水路に流体が移流されることを示した。瀬津ら^{25),26)}は片断面に模擬植生を有する開水路流れにおいて、PIV (Particle Image Velocimetry)を用いて水平渦を可視化した結果、池田らと同様な結論に達している。このように、2次流と水平渦との相互作用が徐々に明らかにされ

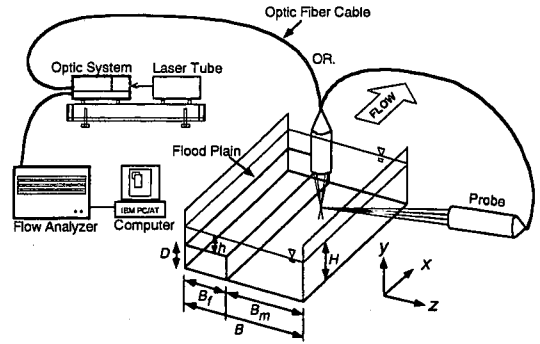


図-1 実験装置

表-1 実験条件

case	S	H cm	Bf/B	H/D	Q ℓ/s	U _{max} cm/s	Fr	Re × 10 ⁴
H6	1/3000	6.0	0.5	1.2	1.44	13.4	0.20	1.3
H7	1/4000	7.0		1.4	2.06	14.9		1.8
H8	1/5000	8.0		1.6	2.73	15.6		2.3
H10	1/6000	10.0		2.0	4.20	16.4		3.1
H15	1/7500	15.0		3.0	8.37	19.0		6.2

ているものの、池田らは高水敷高さ D に対する低水路水深 H の比 H/D が1.2の時のみの解析であり、 H/D の変化によって2次流と水平渦の相互作用がどのように変化するかなどは不明である。また、数値計算の開発を行う上で、Tominaga & Nezu¹³⁾のデータベースが多く用いられているが、彼らの測定点はやや粗であり、斜昇流などの大きな渦はとらえているが、小さな渦は多少とらえづらい。その上、壁面付近や水面付近のデータはほとんど得られていない。今後、さらに精度の高い数値計算法を開発する上で、細かな渦の構造をもとらえることのできる測定点数の多い実測値を得ることは必要不可欠である。

以上のことから、本研究においては低水路水深と高水敷水深との比を系統的に変化させ、LDAを用いた横断面内の計測を行うと共に、PIVを用いて水平渦および境界部近傍の上昇流を計測し、低水路水深と高水敷水深との比の変化が2次流および水平渦の構造にどのような影響を与えるかを実験的に解明する。

2. LDAを用いた横断面内構造の解析

本研究では低水路水深と高水敷水深との比を系統的に変化させた流れ場に対し、LDAを用いた横断面内における渦構造の解析とPIVを用いた水平面における渦構造解析を行うが、本章ではまず、LDAを用いた解析について示す。

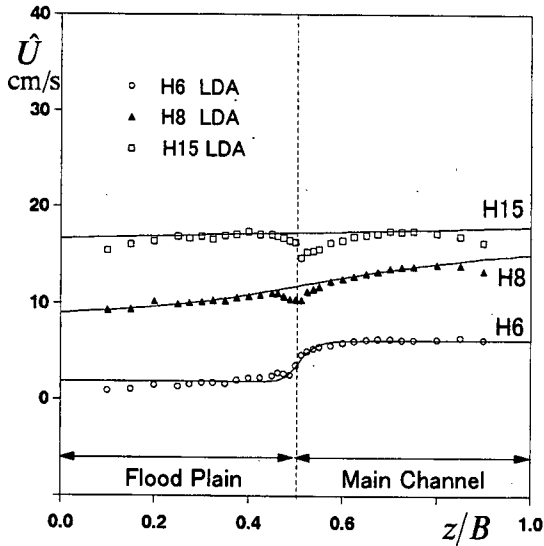


図-2 線形不安定解析による流速分布の再現性

(1) 実験装置および実験条件

本実験で用いた水路は、長さ10m、全幅 $B = 40\text{cm}$ の可変勾配型循環式直線水路である。この水路の左岸側には図-1に示すように、アクリル板で作成された高水敷が設置されている。ここに、 B_m は低水路の幅、 B_f は高水敷の幅、 h は高水敷水深である。座標系としては、流下方向に x 軸を、 x 軸と垂直上向きに y 軸を、横断方向に z 軸をとり、時間平均流速をそれぞれ U 、 V 、 W とし、変動成分の RMS 値を u' 、 v' 、 w' とした。

流速計測には後方散乱型 2 成分アルゴンイオンレーザーを使用した。ここで、計測システム (DANTEC 社製) を説明する。2W のレーザー発光器から発生したレーザー光線は、ビームスプリッターによって周波数分離され、40MHz の周波数シフトをかけられた後に光ファイバーを通過し、ガラス製の水路側壁および水面から流体中に照射され、ドップラーバースト信号を発生させる。このバースト信号は受光部で検出され、再び光ファイバーを通過して処理機 (Flow Analyzer) に送られ、相関法によって流速値が算出される。

本研究では低水路水深と高水敷水深との比が変化することによる渦構造の変化特性を解明するために、実験条件としては表-1に示すように Froude 数を一定とした。高水敷高さ D を 5cm に固定し、低水路水深 H を変化させることにより H/D を系統的に変化させた。ここに、 S は水路床勾配、 Q は流量、 U_{\max} は断面内で得られた最大流速、 $Fr = U_m / \sqrt{gH}$ は Froude 数、 g は重力加速度、 $Re = U_m R / \nu$ は Reynolds 数、 U_m は断面平均流速、 R は径深、 ν は動粘性係数である。ケース名は低水路水深が容易に

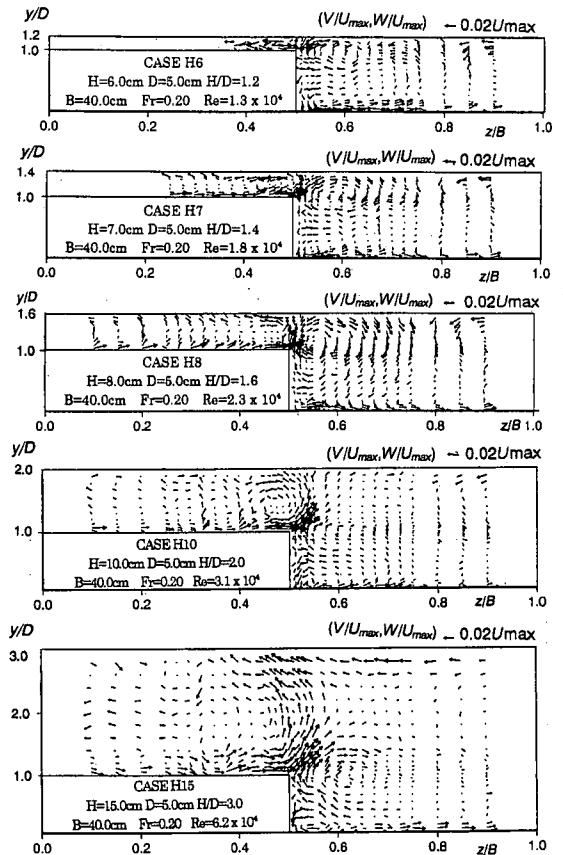


図-3 2次流ベクトル

わかるように、H6、H7、H8、H10および H15とした。なお、全ケースにおいてサンプリング周波数は 100Hz 以上であり、サンプリング時間を 60s としたが、粘性底層および粘性底層よりも少し上方の領域においては、サンプリング時間を 180s とした。

(2) 実験結果および考察

a) 線形不安定解析による流速分布の再現性

Tamai et al.⁸⁾、Chu et al.⁹⁾ および池田ら^{10),24)} は複断面開水路流れにおいて、Rayleigh 方程式を用いた線形不安定解析を行った結果、植生を有する開水路流および複断面流れでは変曲点不安定性によって水平渦が発生することを理論的に明らかにし、水深平均された横断方向流速分布が以下のようになることを示した。

i) 低水路内

$$\frac{\hat{U}}{\hat{U}_{\max}} = 1 - \frac{1}{3}(1-I)\exp(\sqrt{2p})\{4 - \exp(\sqrt{2p})\} \quad (1)$$

ii) 高水敷内

$$\frac{\hat{U}}{\hat{U}_{\max}} = I \left[1 + \frac{1}{3}(1-I)\exp\left(-\frac{\sqrt{2p}}{I}\right) \right]$$

$$\left\{ 4 - \exp\left(-\frac{\sqrt{2}p}{I}\right) \right\} \quad (2)$$

$$p = \frac{z}{B\sqrt{\chi}} \quad (3.a)$$

$$\chi = \frac{\varepsilon_z H^{4/3}}{g n_m^2 \hat{U}_{\max} B^2} \quad (3.b)$$

$$I = \left(\frac{h}{H}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{n_m}{n_f}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.c)$$

$$\frac{\varepsilon_z}{U_{\infty} H} = \frac{\gamma^2}{2C_f^{1.5}} (1-J)^2 (1+J)^4 \quad (3.d)$$

$$\gamma = 0.035 \exp\left\{-2.95 \exp(-3.8J^2)\right\} \quad (3.e)$$

$$C_f = \left(\frac{U_{\infty}}{\hat{U}_{\max}}\right) \quad (3.f)$$

ここに、 $U_{\infty} = \sqrt{gHS}$ 、 ε_z は横断方向渦動粘性係数、 n は Manning の粗度係数であり、添字 m は低水路における諸量で、添字 f は高水敷における諸量である。また、 \hat{h} は水深平均を示す。池田ら²⁴⁾は低水路における粗度係数 n_m と高水敷における粗度係数 n_f を同一の値として取り扱っている。この場合、式(3.c)において粗度係数の項が見かけ上消え、粗度係数の決定が不要となる。本研究においても、 $n_m = n_f$ として横断方向の流速分布の再現を試みた。図-2 に式(1)~式(3)によって計算された横断方向流速分布を実線で、LDA による実測値をプロットで示した。 H/D が 1.2 のケース H6 では、理論式によって実測値が良好に再現されているが、 H/D が 1.6 のケース H8 では低水路と高水敷との境界付近における流速の落ち込みを理論値では再現できていない。これは、池田ら²⁴⁾の行った H/D が 1.9 のケース(文献 24)中の CASE A) においてもその傾向が指摘されている。この傾向は、 H/D が 3.0 のケース H15 においては、極めて顕著に現れている。従って、 H/D がおよそ 2.0 を越えると池田らの理論式を用いて複断面開水路流れの境界付近の流速分布を予測することはかなり難しいといえる。このような意味においても、 H/D の大きな流れの乱流計測することは意義深い。

b) 2次流

図-3 は各ケースにおける断面内最大主流速 U_{\max} によって無次元化された 2 次流 ($\sqrt{V^2 + W^2}$) をベクトル表示したものである。ケース H6 や H7 といった水深の浅い場合は、低水路内の水面付近と隅角部にそれぞれ半水深規模の楕円形の渦が観察される。矩形断面開水路流れにおいては前者は水面渦、後者は底面渦と呼ばれ、特に水面渦は自由水面という境界条件が存在するために、閉管路流におけるものよりも強度が大きくなることが瀬津・中川²⁷⁾の実験で明らかされている。本研究においてもこの呼称を採用することにする。ケース H6 と H7 を比較すると、

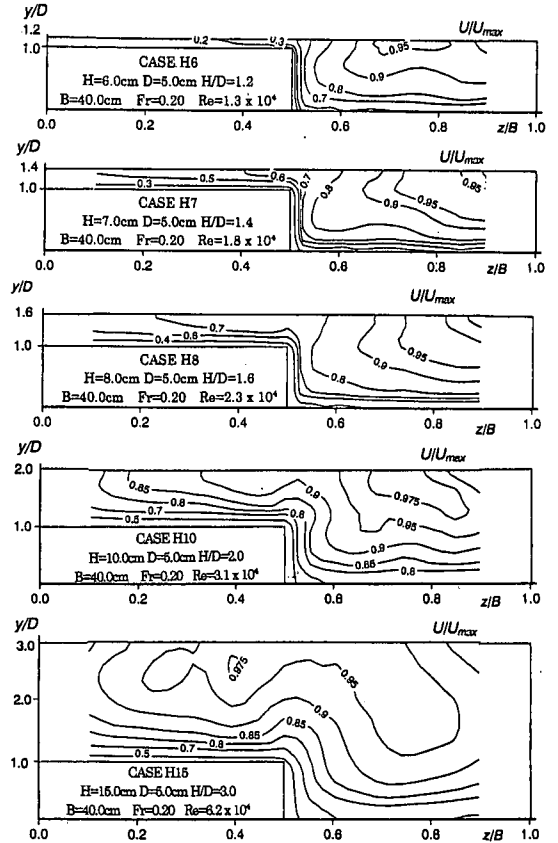


図-4 主流速分布

水深の増加に伴い、水面渦の鉛直方向スケールが大きくなっていることがわかる。しかし、ケース H8 および H10 の 2 次流ベクトル図を見ると、高水敷の角 ($z/B=0.5, y/D=1.0$) から低水路の水面方向に向かう斜昇流は明瞭に観察されるものの、流れが高水敷の角から離れるに連れて、2 次流の強度が小さくなると共に水面渦の横断方向スケールが大きくなり、はっきりとした形状が確認できなくなる。これは、高水敷の角付近における 2 次流の発生要因が、自由水面の存在ではなく、垂直壁と水平壁が隣接するという幾何学形状にあるからである。さらに、水深の深いケース H15 においては、斜昇流に伴って低水路側に生成される渦のスケールはケース H6 や H7 と異なり、もはや水深の影響を受けず、高水敷高さに依存しているように見受けられる。ただし、この現象の物理的把握をよりの確にするには、今後、高水敷水深だけでなく高水敷高さを変化させた実験が必要となる。一方、高水敷上の 2 次流に着目すると、ケース H6 および H7 に着目すると、鉛直方向成分 V よりも水平方向成分 W の強度が強いことがわかる。しかし、高水敷水深の増加に伴い、徐々に鉛直方向成分 V が増加していく。このように、低水路水深に対する高水敷水深が小さい場合の 2 次流は、矩形断面開水路流れにおける 2 次流の形態と類似し

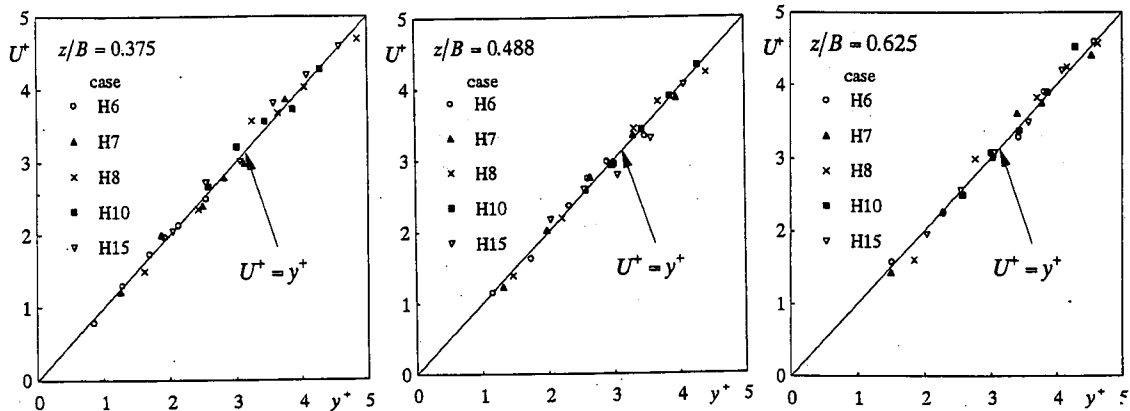


図-5 粘性底層における主流速分布 (左から高水敷, 境界部付近, 低水路)

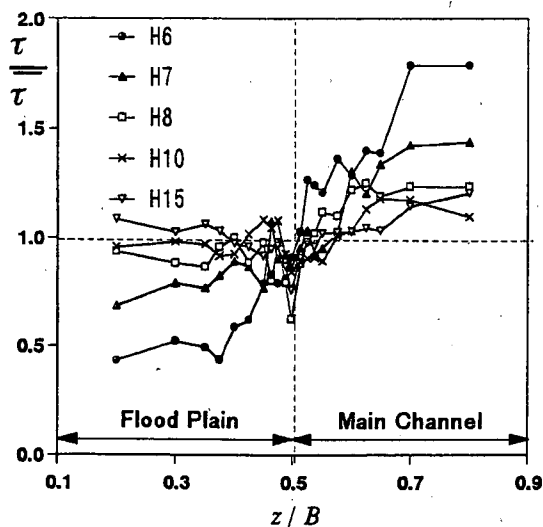


図-6(a) 粘性底層から求めた底面せん断応力

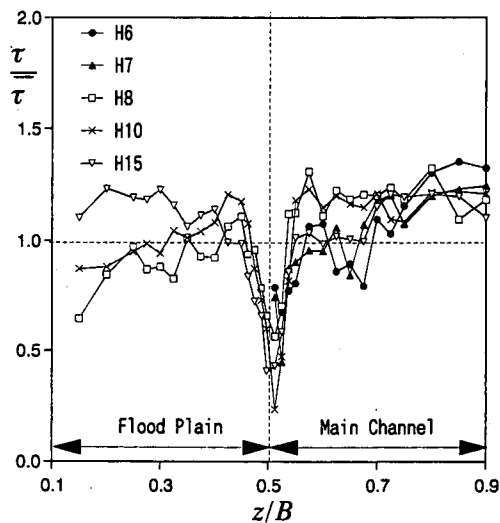


図-6(b) log 則から求めた底面せん断応力

ているが、高水敷水深が高くなると、鉛直壁と水平壁が隣接することによって2次流の形態が決定されているといえる。

c) 主流速分布

図-4は各ケースにおける断面内最大主流速 U_{max} によって無次元化された主流速 U の等値線を示したものである。高水敷水深の浅いケース H6および H7における高水敷の角 ($z/B=0.5$, $y/D=1.0$) 付近の領域に着目すると、等値線は、角を形成する高水敷の垂直壁および水平壁にほぼ平行となっていることがわかる。しかし、ケース H8における角付近の等値線は、低水路側の水面方向へと張り出していることがわかる。これは、2次流の影響によって発生しているものである。また、ケース H8, H10, H15と比較すると、高水敷水深の増加に伴い等値線が角からかなり離れた領域でも張り出していることから、2次流の影響が強くなっているといえる。さらに、最大流速点に着目すると、ケース H6では低水路中央

の水面付近に存在する。この特性は、矩形断面開水路流れにおける特性と類似している。最大流速点は水深の増加に伴い水面から降下しつつ、高水敷から遠ざかっており、斜昇流の影響を受けているものと推測できる。ところが、水深の最も高いケース H15においては、最大流速点は低水路ではなく、高水敷上に発生する。これは、高水敷の角から上昇した斜昇流が徐々に低水路側と高水敷に向かう流れに分離した結果、水面付近で高水敷に向かう流れが高運動量塊を高水敷上に移流させた結果生じたものと考えられる。このように、複断面流れにおける主流速分布は2次流によって多大な影響を受ける。

d) 摩擦速度の評価

摩擦速度は、乱流統計量を無次元化するために必要とされるだけでなく、実河川における浮遊砂濃度や掃流砂量などを予測する上で重要な水理量であり、これを正確に求めることが重要である。開水路等流における代表的な摩擦速度の評価法は以下のようである。

i) エネルギー勾配 I_e より

$$U_* = \sqrt{gRI_e} \quad (4)$$

ii) 直接測定

iii) Reynolds 応力分布より

$$\frac{\tau}{\rho U_*^2} = \frac{-\overline{uv}}{U_*^2} + \frac{dU^+}{dy^+} = 1 - \frac{y^+}{R_*} \quad (5)$$

iv) 内層 ($30 \leq y^+ \leq 0.2R_*$) の流速分布から log 則より

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + A \quad (6)$$

v) 運動量方程式より

$$\frac{\tau_w}{\rho} = gH'I_e + H' \frac{d}{dz} (T - J) \quad (7)$$

$$T = \frac{1}{H'} \int_0^H (-\overline{uw}) dy \quad (8.a)$$

$$J = \frac{1}{H'} \int_0^H (UW) dy \quad (8.b)$$

vi) 粘性底層 ($0 \leq y^+ \leq 5$) の流速分布より

$$U^+ = y^+ \quad (9)$$

ここに、 τ はせん断応力、 ρ は密度、 $U^+ = U/U_*$ は無次元平均流速、 $y^+ = yU_*/\nu$ は無次元座標、 $R_* = H'U_*/\nu$ は乱流 Reynolds 数、 H' は任意の水深、 κ は Karman 定数、 A は積分定数、 $\tau_w = \rho U_*^2$ は底面せん断応力である。

方法 i) については、エネルギー勾配 I_e を正確に測定することがかなり困難であり、また、径深分割法などを用いても、低水路と高水敷の平均的な摩擦速度は算出できるが、局所的な摩擦速度の算定は困難である。方法 ii) については、プレストン管などがよく使用されているが、微小な設定誤差などが結果に大きく影響するため、特殊な熟練を要する。方法 iii) については、2次流などの影響のない2次元流れで成立する式であり、本実験流れのような3次元流れには適応できない。方法 iv) については、底面付近におけるせん断応力が一定で、混合距離が壁面から線形的に増加するという大胆な仮定のもとに導かれているもの、境界層流、管路流、開水路流などにおいて摩擦速度を良好に評価することができることから現在広く用いられている。式(5)中における Karman 定数 κ は流れ場の種類および流れ場の状態に関わらず、普遍値 $\kappa=0.41$ をとることが知られている²⁸⁾。方法 v) については、連続式を用いて保存形となった運動方程式を水深積分することによって得られる方法であり、 T および J はそれぞれせん断応力に及ぼす Reynolds 応力および2次流の影響を表す。一方、方法 vi) については、従来用いられてきた Pitot 管、Hot-film 流速計、プロベラ流速計などの比較的センサー部が大きく、しかも、接触型の流速計では粘性底層の計測がほぼ不可能であったため、適応例はほとんどなかった。また、この方法は、運動方程式において壁面に非常に近い領域で粘性が卓

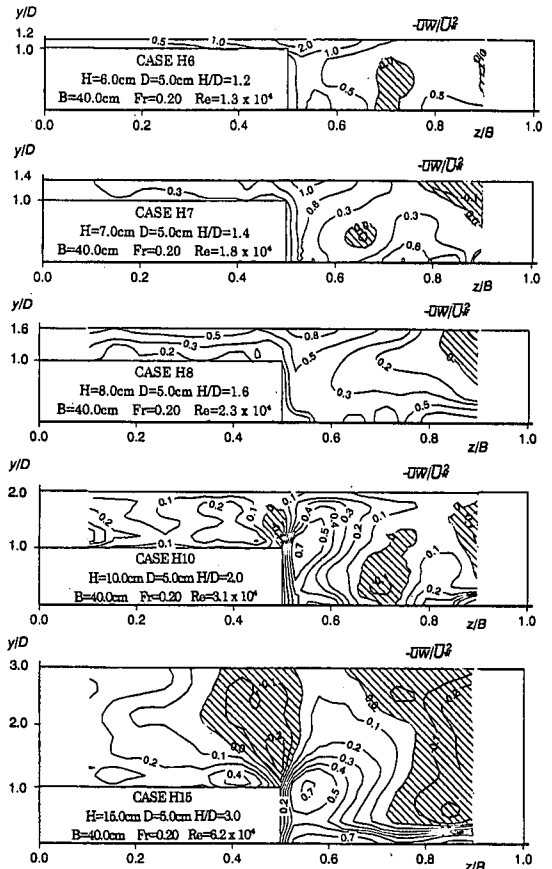


図-7 Reynolds 応力分布

越しているという条件の下に導かれた理論式であり、等流だけでなく、圧力が変化するような複雑な流れにおいても妥当であることが証明されている²⁹⁾。

従来の研究においては、底面せん断応力の算出は主に方法 iv) の log 則(6)が用いられてきたが、そもそも複断面流れのような3次元流れにおいて、この方法が使用可能かどうかについての検証は未だになされていない。本研究では、ファイバー型レーザー流速計と 1/100mm の精度をもつトラバース装置を駆使して粘性底層における流速分布の計測に成功した。そこで、従来頻りに用いられてきた log 則による摩擦速度の精度を検証する。図-5(a)~(c)にそれぞれ高水敷 ($z/B=0.375$)、境界部近傍 ($z/B=0.488$) および低水路 ($z/B=0.625$) における粘性底層の流速分布をプロット示し、粘性底層の直線式(9)を直線で示す。高水敷、境界部近傍および低水路のいずれの領域においても流速分布がほぼ線形的に増加していることが認められる。また、この傾向は、高水敷水深と低水路水深との比の変化に影響を受けないことも確認できる。図-6(a), (b)に粘性底層の直線式(9)および log 則(6)から求められた底面せん断応力をそれぞれ示す。ただし、log 則の適応範囲は内層の $30 \leq y^+ \leq 0.2R_*$ であるため、乱流 Reynolds 数 R_* が 150 以下の場合には log 則領域が消滅

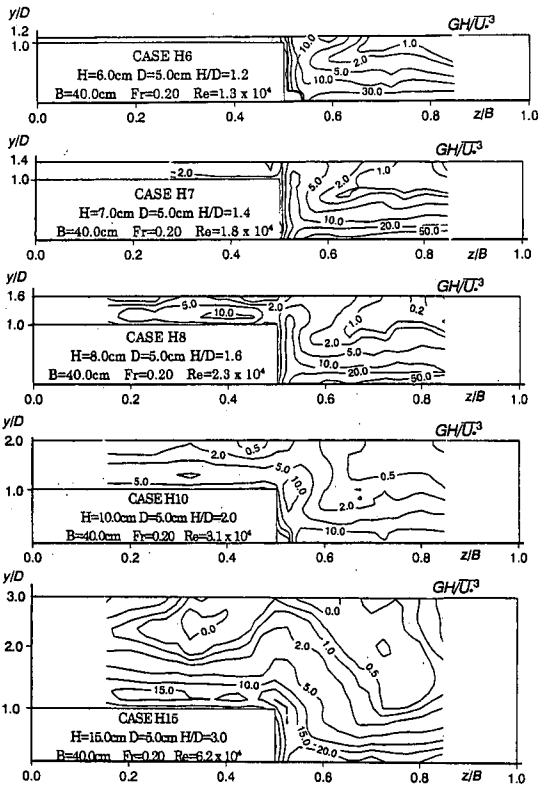


図-8 乱れの発生率の分布

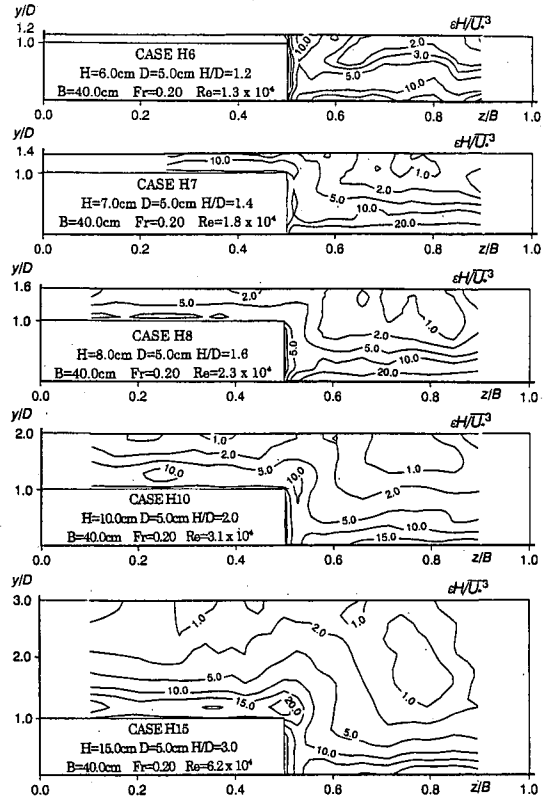


図-9 乱れの散逸率の分布

する。そのため、ケース H6 および H7 については、高水敷において乱流 Reynolds 数が小さいため、log 則による摩擦速度の算出ができなかった。図-6(a)に着目すると、高水敷水深が小さいほど低水路と高水敷との間の底面せん断応力の差が大きくなり、逆に高水敷水深が大きいほど底面せん断応力の差が小さくなるのがわかる。一般的に水深が小さくなるほど抵抗は大きくなるので、低水路水深と比べて高水敷水深が小さくなるほど、両者の領域の間に発生するシアが増加する。そのため低水路と高水敷との間の底面せん断応力の差が大きくなっており、従来の研究結果と一致する^{13),24)}。また、境界部に着目すると、高水敷水深の増加に伴い、境界部におけるせん断応力の値が局所的に減少していることが観察される。この現象は 2 次流によって引き起こされているものであるが¹³⁾、log 則を用いて摩擦速度を算出した図-6(b)を見てもその傾向が現れている。しかし、log 則による評価では、摩擦速度を過小評価してしまう。ただし、斜昇流の顕著な高水敷角付近から離れるに従って、log 則によって算出された摩擦速度の分布は粘性底層によって評価されたものとはほぼ一致する。

e) Reynolds 応力分布

先述したように、複断面流れには 2 次流と水平渦

とが混在する。池田ら²⁴⁾、Nezu & Nakayama⁷⁾は可視化手法を用いて、低水路と高水敷との境界部の水面付近に発生する水平渦の測定に成功した。水平渦は少なからず横断面内の乱流特性量に影響を与えるものと考えられるが、Tominaga & Nezu¹³⁾、冨永ら³⁰⁾、瀬津ら³¹⁾が行った LDA を用いた乱流計測では、水面付近が測定されていない。特に、高水敷水深の浅い場合の高水敷上の領域については、まったく実測値が得られていないのが現状である。本研究では、ファイバーレーザー流速計を駆使し、水深の浅い場合の乱流計測に成功した。図-7 に低水路および高水敷で得られた摩擦速度の平均値 \bar{U}_* によって無次元化された横断方向 Reynolds 応力 $-\overline{uw}$ の分布を示す。ケース H6 に着目すると、境界部 ($z/B=0.5$) の水面付近において Reynolds 応力 $-\overline{uw}$ が極大をとっていることがわかる。これは、低水路と高水敷との間の水面付近に発生する水平渦の影響によるものと考えられる。また、高水敷上の等値線の値を見ると、高水敷のかなり奥まで大きな値をもっていることから、水平渦が高水敷の奥まで影響を及ぼしていることが推察できる。このことに関しては後に PIV を用いた実験結果を用いてさらに考察を加える。一方、水深の増加に伴い境界部の水面付近における極大領

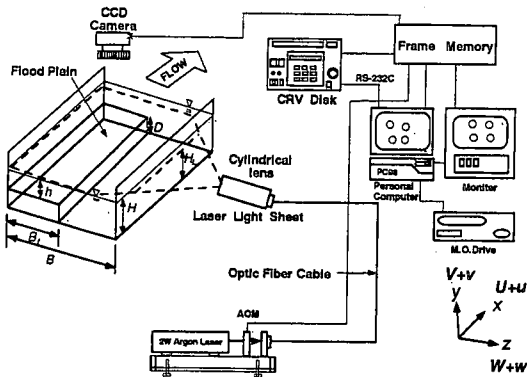


図-10(a) 水平方向測定における測定装置

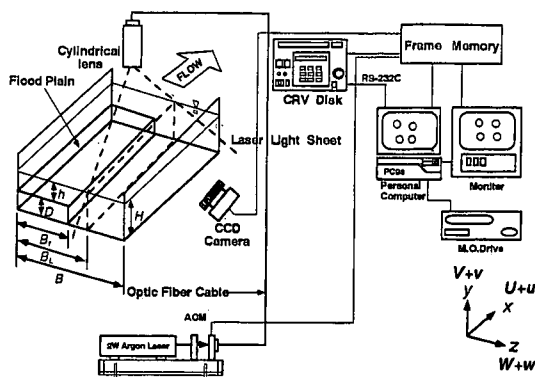


図-10(b) 鉛直方向測定における測定装置

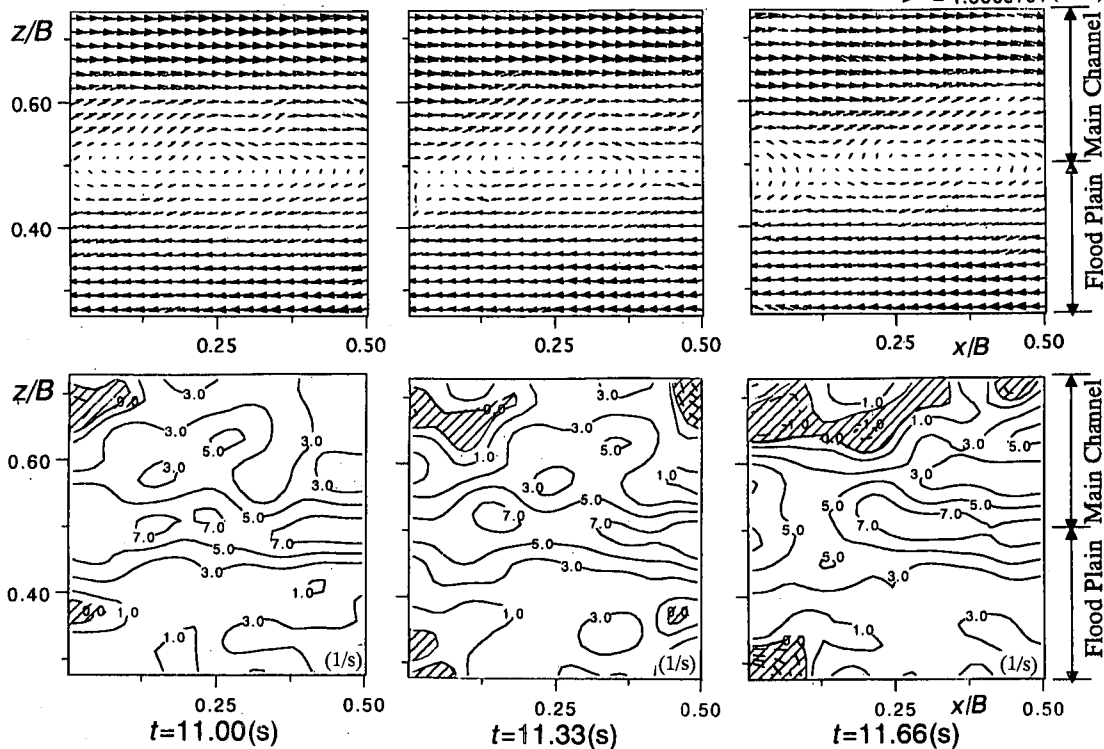


図-11(a) ケース H6 の水平面測定における瞬間流速ベクトルと温度

域は徐々に減少していき、またその値も小さくなる。ケース H10 および H15 においては、境界部 ($z/B=0.5$) の水面付近における極大領域は観察されなくなる。また、このケース H10 および H15 のケースにおいては、境界部よりもやや高水敷側で Reynolds 応力 $-uw$ が負の値をとっていることが確認できる。これは、斜昇流に伴って生じる高水敷上の反時計回りの渦によって生じているものであり、Tominaga & Nezu¹³⁾の結果と一致する。

f) 乱れのエネルギー収支

本実験のような開水路等流における乱れの発生率 G は次式のようになる。

$$G = -\overline{uv} \frac{dU}{dy} - \overline{uw} \frac{dU}{dz} \quad (10)$$

右辺第 1 項は鉛直方向のシアによって、第 2 項は横断方向のシアによって発生するものである。図-8 に摩擦速度 \overline{U} および低水路水深 H によって無次元化された乱れの発生率 G の分布を示した。ケース H6 においては境界部 ($z/B=0.5$) の水面付近において発生率が極大をとっていることが確認される。図-7 を参照すると、水平渦によって大きな横断方向 Reynolds 応力 $-uw$ が生成されたことによって、境界部の水面付近で極大を示すものと考えられる。また、高水敷水深の低いケース H6 や H7 においては、低水路内における高水敷側壁付近および底面付近でそれぞれ極大領域をもち、等値線が比較的壁面と平行であることがわかる。ところが、ケース H10 や

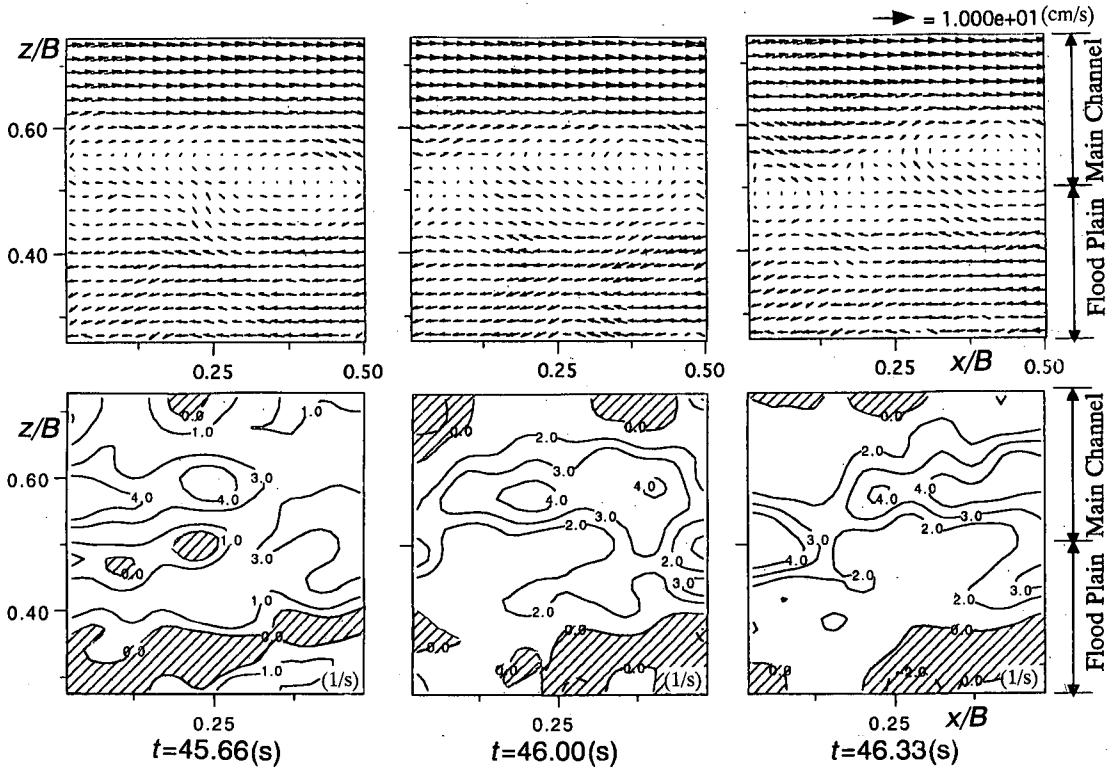


図-11(b) ケース H7の水平面測定における瞬間流速ベクトルと渦度

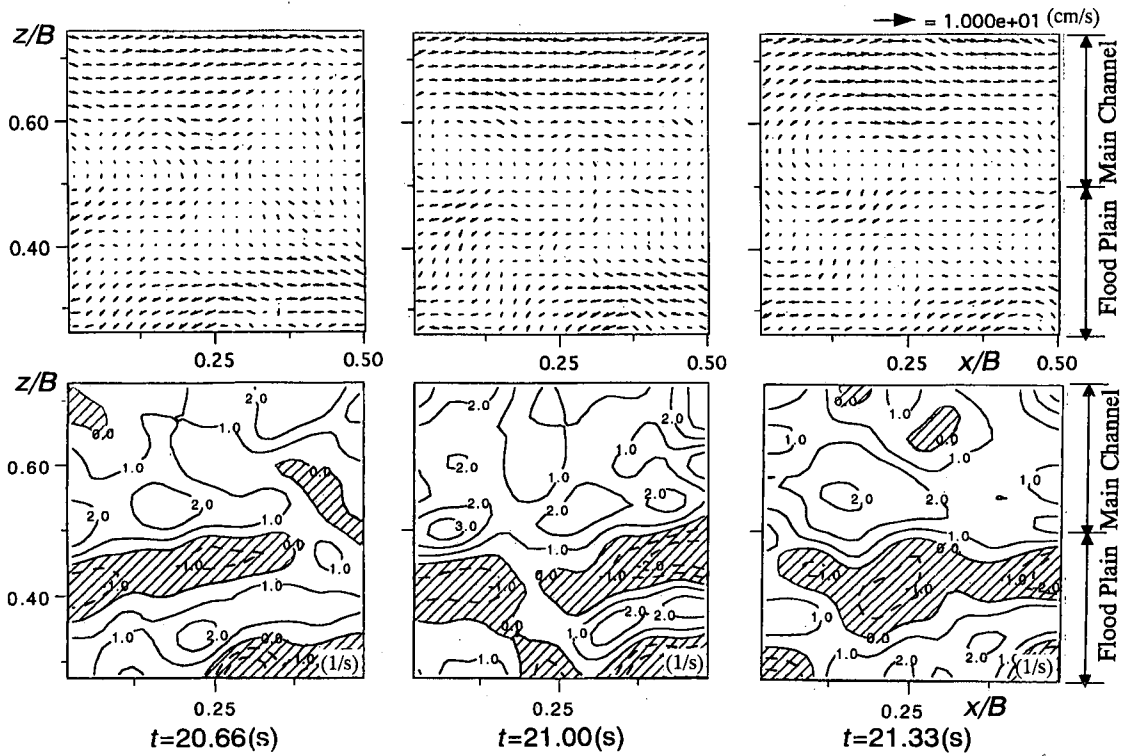


図-11(c) ケース H8の水平面測定における瞬間流速ベクトルと渦度

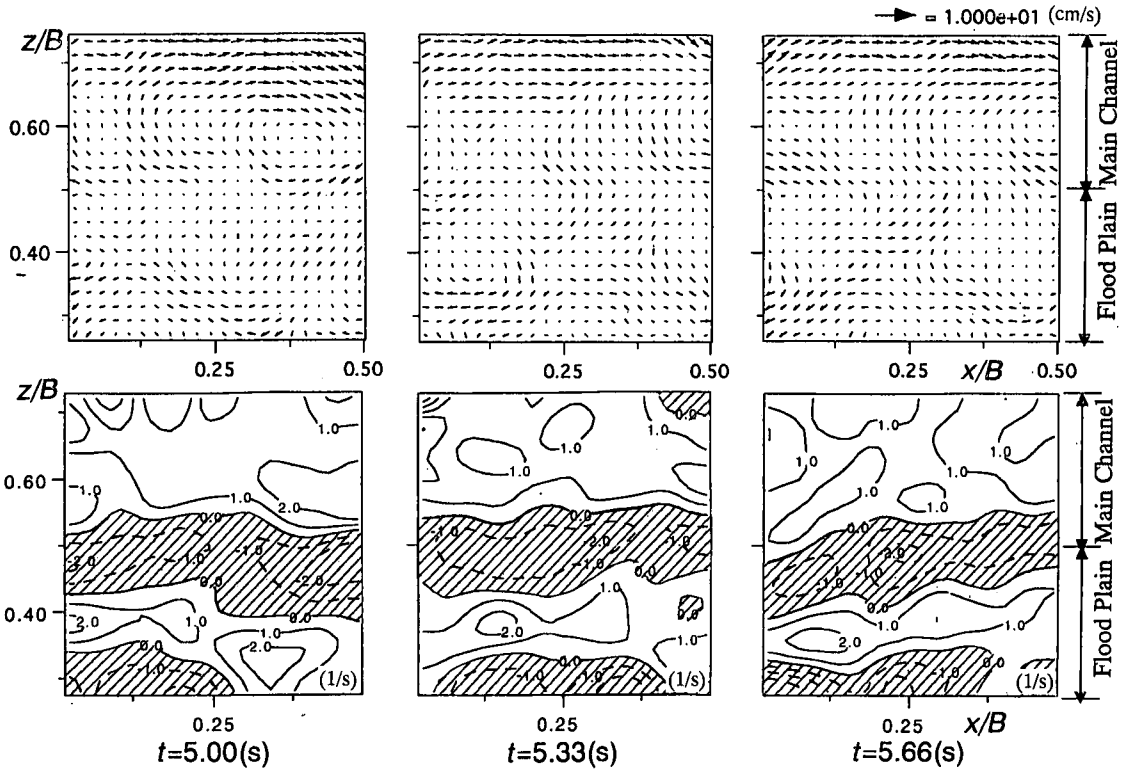


図-11(d) ケース H10の水平面測定における瞬間流速ベクトルと渦度

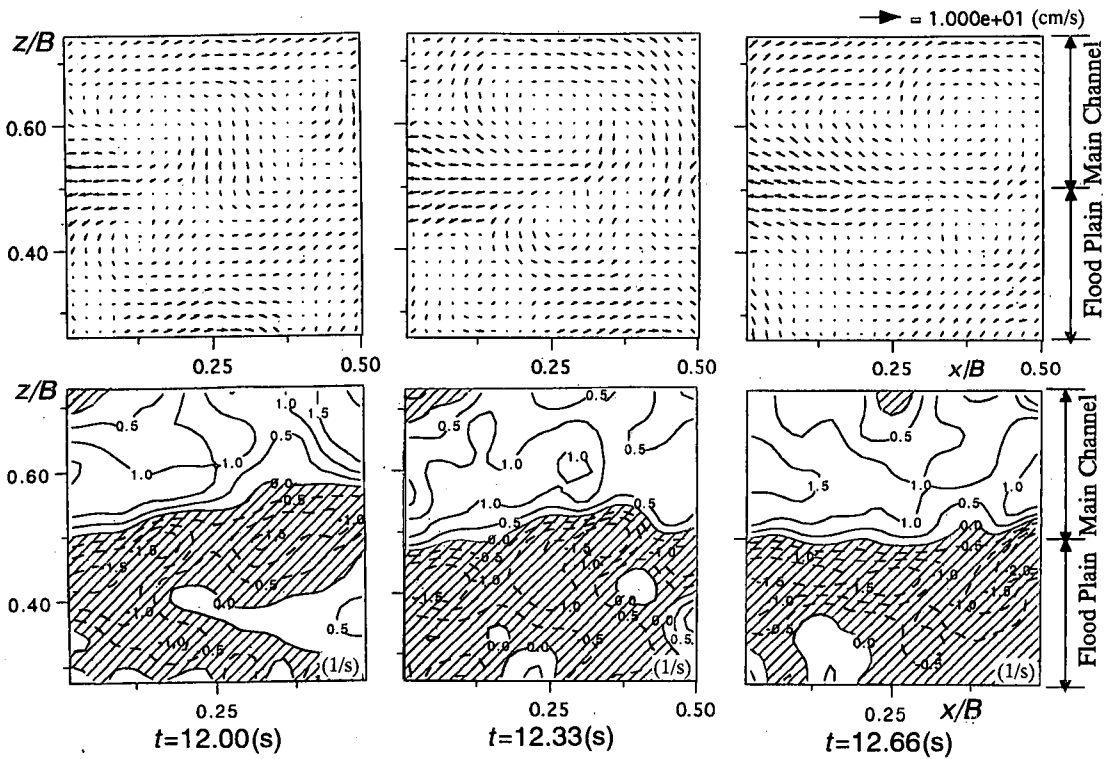


図-11(e) ケース H15の水平面測定における瞬間流速ベクトルと渦度

H15 においては高水敷の角 ($z/B=0.5$, $y/D=1.0$) 付近から等値線が低水路中央の水面方向に突出している。図-3を参照すると、等値線の張り出している方向に斜昇流が移流していることが確認される。

ところで、池田・空閑³²⁾は複断面開水路流れにおいても、乱れのスペクトルが慣性小領域において次式の Kolmogoroff の-5/3乗則に従うことを明らかにした。

$$E(f) = \frac{A_s}{(2\pi)^{2/3}} U^{2/3} \varepsilon^{2/3} f^{-5/3} \quad (11)$$

ここに、 π は円周率、 ε は散逸率、 f は周波数であり、 A_s はKolmogoroff定数であり流れの状態に影響を受けず普遍値0.50を示す。本実験流れにおいても低水路、境界部および高水敷においてKolmogoroffの-5/3乗則に従っていることを確認したので、式(11)より、散逸率 ε を算出した。図-9に摩擦速度 \bar{U} および低水路水深 H によって無次元化された散逸率 ε の分布を示した。乱れの発生率の分布とほぼ同様な分布形状を示していることがわかる。また、ケースH10およびH15については、高水敷の角($z/B=0.5$, $y/D=1.0$)付近からやや低水路中央の水面方向の位置に極大領域が存在している。このように壁面から離れた領域で散逸率が極大を示すといった特性はいわゆる壁面乱流の特徴ではない。これは、高水敷の角付近から上昇する斜昇流によって引き起こされている現象であり、複断面流れ特有の現象である。

3. PIVを用いた水平渦及び斜昇流の構造解析

第2章において、横断面内における2次流を含めた乱流構造の解析を行った結果、高水敷水深が浅い場合と深い場合とでは乱流構造が大きく異なることが示された。本章においては、PIV (Particle Image Velocimetry)を用いた水平面内における計測によって水平渦の構造解析を行い、さらに、鉛直断面における計測によって斜昇流の構造解析を行った。

(1) 実験装置および実験条件

PIVは流体そのものではなく、流体中に含まれる超微細な粒子分布を2枚の濃度画像として取り込み、相関法によって粒子群の速度を検出するものである。

計測システムとしては以下のものである(図-10(a)および図-10(b)参照)。2Wのアルゴン-イオンレーザーよりレーザー光線が発信され、ファイバーおよびシリンドリカルレンズを通過し、厚さ2mmのレーザーライトシート(LLS)に変化され、水路側壁(水平面内測定)あるいは水面(鉛直面内測定)より照射される。この時、照射された領域の一部をCCDカメラによって撮影し、CRVディスクに画像データが保存される。微小時間間隔の2枚の画像を得るために、本実験ではCCDカメラのシャッターは常時開放し、コンピュータ制御によるAOM

によって、レーザー光線をパルス状に発射させた。本システムではNTSC規格³³⁾を用いており、得られた処理空間を横512ピクセル、縦480ピクセルの解析空間に写像して、さらに濃度相関法により流速値を算出した。なお、トレーサー粒子として、スチレン・ジビニルベンゼン系のハイポラスポリマー³⁴⁾を用いた。この粒子は比重が1.01と非常に水に近く、また、平均粒径が75 μ mであるため乱流運動への追従性がよい。Nezu & Nakayama⁷⁾および襦津ら^{25),26)}は本実験に用いたトレーサー粒子と素材が同一で、平均粒径が100 μ mのトレーサー粒子を用いたPIVおよびPTV (Particle Tracking Velocimetry)による計測結果と、LDA (Laser Doppler Anemometer)による計測結果とを比較して、PIVの計測精度が十分に高いことを明らかにした。実験は水平渦の計測を目的とした水平面内測定(図-10(a)参照)および斜昇流の計測を目的とした鉛直面内測定(図-10(b)参照)を行った。

実験条件は、表-1に示したLDAによって計測された流れ場と同一条件とした。水平面内測定においてはレーザーライトシートの高さ H_L を高水敷水深の半水深の位置とし、水平および流下方向に20cm \times 20cmの領域を撮影した。一方、鉛直面内測定においてはレーザーライトシートの位置 B_L を境界部よりもやや低水路側の $B_L/B=0.525$ とした。なお、測定時間は全て60sである。

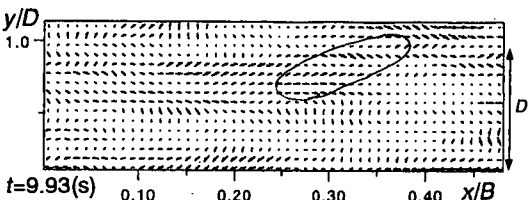
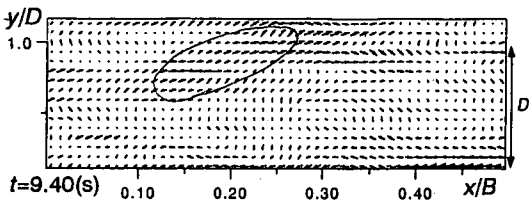
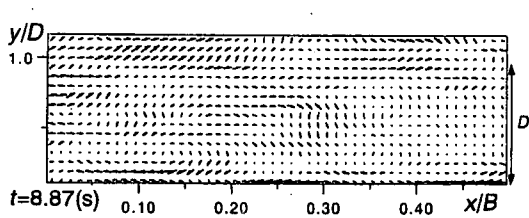
(2) 実験結果および考察

a) 瞬間流れ場と渦度

図-11(a)~(e)に全ケースにおける瞬間流速ベクトルおよび渦度 ω_y の時系列を示す。ただし、流速ベクトルは解析領域内における平面平均流速を差し引いた移動座標ベクトルとなっており、渦度 ω_y は以下のように定義される。

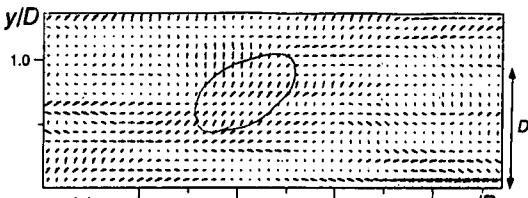
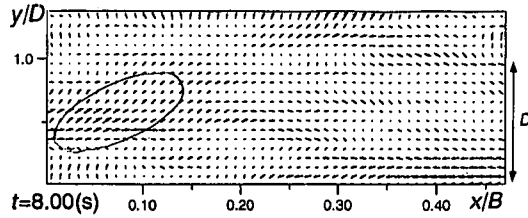
$$\omega_y = \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial x} \quad (12)$$

また、渦度 ω_y の図において負の領域に斜線を施した。ケースH6のベクトル図に着目すると、境界部($z/B=0.5$)を中心とし、時計回りの渦が存在していることがわかる。また、同じくケースH6の渦度を見ると、渦度の分布があまり変化せずに移流していく様子が窺われる。池田ら²⁴⁾もケースH6($H/D=1.2$)と同様の H/D をもつ複断面流れにおいて同様の結論を得ている。ケースH7~H15より、水深の増加に伴う H/D の増加に関わらず、渦度の分布があまり変化せずに移流している過程が認められる。このことより、 H/D の変化に関わらず、水平渦はほぼ凍結乱流的に移流しているといえる。また、ケースH6~H15のベクトル図を観察すると、水深の増加に伴い渦の横断方向スケールが減少していることが認められる。よって、水深の浅いケースH6では水平渦の横断方向スケールが大きいため、



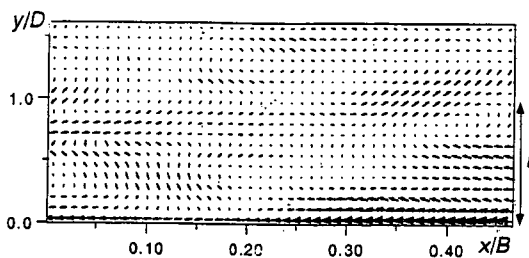
→ = 1.000e+01 (cm/s)

図-12(a) ケース H6の鉛直断面内の瞬間ベクトル

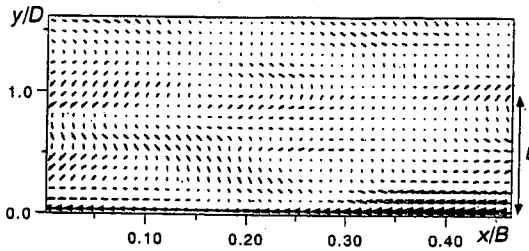


→ = 1.000e+01 (cm/s)

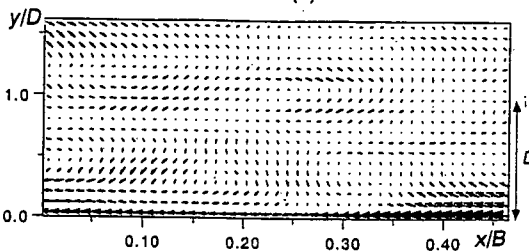
図-12(b) ケース H7の鉛直断面内の瞬間ベクトル



t=39.87(s)

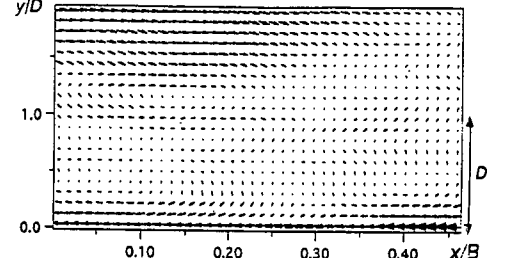


t=40.13(s)

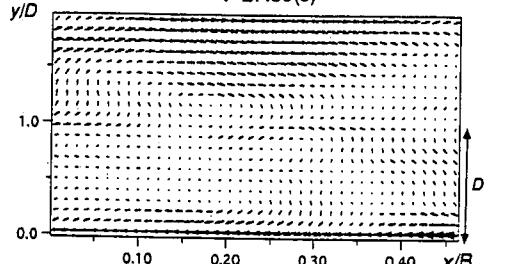


t=40.40(s) → = 1.000e+01 (cm/s)

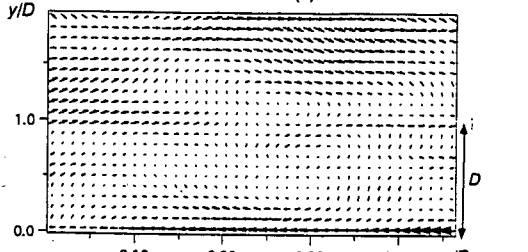
図-12(c) ケース H8の鉛直断面内の瞬間ベクトル



t=27.60(s)



t=27.87(s)



t=28.13(s) → = 1.000e+01 (cm/s)

図-12(d) ケース H10の鉛直断面内の瞬間ベクトル

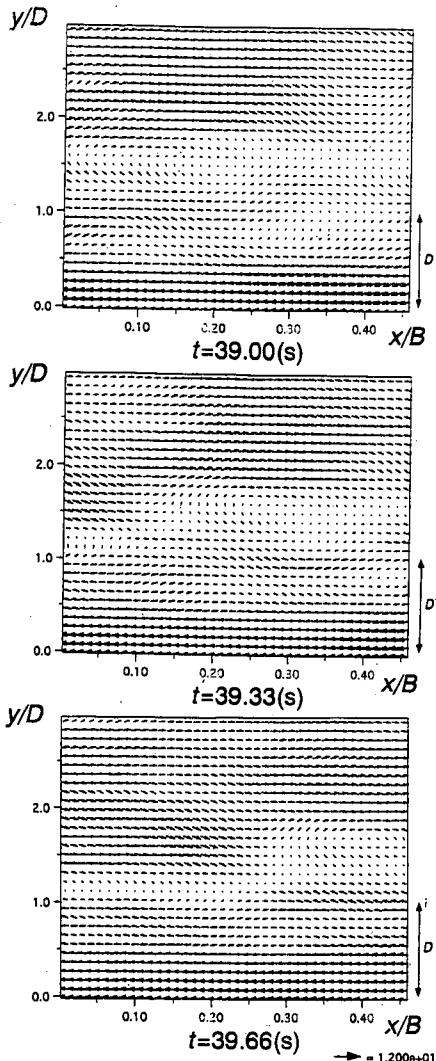


図-12(c) ケース H15 の鉛直断面内の瞬間ベクトル

図-7に示したように高水敷の奥まで Reynolds 応力 $-uw$ の大きな領域が存在し、水深が増加すると Reynolds 応力が極大を持つ領域がほとんど観察されなくなるものと考えられる。さらに、ケース H6~H15の渦度に注目すると、ケース H6および H7では境界部付近に符号が正である渦度の極大領域が存在するが、ケース H8, H10および H15では境界部を挟んで低水路側 ($z/B > 0.5$) において符号が正の渦度が、高水敷側 ($z/B < 0.5$) において符号が負の渦度が存在していることが確認される。つまり、水深が浅い場合は境界部を中心としたスケールの大きな時計回りの渦が存在するが、水深の増加に伴い渦のスケールが小さくなると共に、低水路で時計回りの渦が、そして、高水敷で反時計回りの渦が存在するといった構造に変化する。

b) 鉛直断面内の流れ場の構造

図-11(a)~(e)において水深の浅い場合 (ケース H6

および H7) と水深の深い場合 (ケース H8, H10および H15) とでは水平渦の構造が変化することが確認された。そこで、その原因を解明するため、鉛直断面内の瞬間的な流速ベクトルを図-12(a)~(e)に示す。なお、流速ベクトルは解析領域内における平面平均流速を差し引いた移動座標ベクトルとなっている。水深の浅いケース H6および H7においては、図中に楕円で示したような領域において、群体化した流れが間欠的な上昇流が認められ、それが移流していく様子が見て取れる。また、これと同オーダーの下降流は観察されず、比較的空間スケールおよび強度の小さい下降流が存在するのみである。ところが、ケース H8においては、上昇流が通過した後に下降流も対となって存在し、さらにケース H10および H15になるとその傾向が顕著となり、横断方向に回転軸を持つ渦が発生していることが認められる。ケース H10および H15よりこの渦のスケールは半水深規模であることがわかる。ここで、横断面内の2次流ベクトル (図-3) を参照すると、ケース H6 ($H/D=1.2$) および H7 ($H/D=1.4$) では、水面付近の2次流は矩形断面開水路流れに見られる水面渦と類似しているが、H8 ($H/D=1.6$), H10 ($H/D=2.0$) および H15 ($H/D=3.0$) では、今本・久本¹¹⁾が名付けた斜昇流の特色が認められる。このように、ケース H8~H15においては、横断方向に回転軸を持つ渦が半周期的に発生しているが、長時間平均するとその特性は見かけ上消える。このような空間的、時間的に複雑な現象を時間平均したものは、図-3に示した2次流であるといえる。また、高水敷水深の深い流れ場では横断方向に軸を持つ渦によって、高水敷と低水路とに流れ場が分離し、それぞれの領域で水平渦が生じるものと考えられる。

4. おわりに

本研究では、高水敷高さ D と低水路水深 H との比 H/D を系統的に変化させた複断面開水路流において、2次流を含めた横断面内の流況を LDA を用いて測定すると共に、PIV を用いて低水路と高水敷との境界付近に発生する水平渦および境界部付近に発生する上昇流および渦の瞬間構造をとらえた。本研究で得られた知見を以下に示す。

図-13(a), (b)に複断面開水路流の概念図を示す。高水敷高さ D と低水路水深 H との比 H/D がおよそ 1.5以下の流れ場は、図-13(a)に示したように、低水路と高水敷との間に発生するシアーによるせん断不安定性によって水平渦が発生する。この水平渦の存在により、境界部付近に横断方向 Reynolds 応力の高い領域が発生し、それが高水敷奥まで輸送される。しかし、水深が深くなると水平渦の横断方向スケールが徐々に減少する。そして、 H/D がおよそ 1.5以上になると、図-13(b)に示したように高水敷と低水路との境界付近において、水平方向に軸を持つ渦が

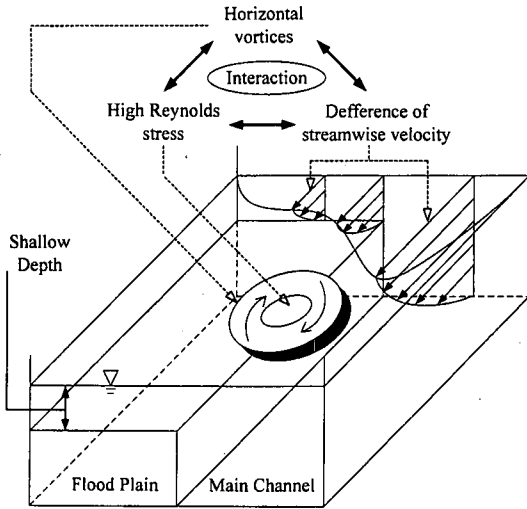


図-13(a) $H/D < 1.5$ における流れの概要

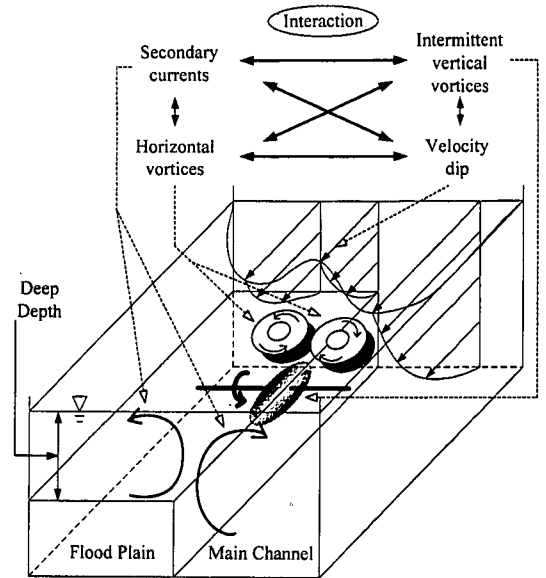


図-13(b) $H/D > 1.5$ における流れの概要

半周期的に発生する。この渦によって高水敷と低水路とに流れ場が分離され、それぞれの領域において水平渦が発生する。また、このような時間的、空間的に複雑な挙動を示す渦を長時間平均的にみると2次流となる。

謝辞：本研究を行うに当たり、PIV について御助言いただいた新日本製鐵(株)技術開発本部・津田宜久氏に謝意を表す。また、実験に協力いただいた本学大学院生・稲荷誠氏に謝意を表す。

参考文献

- 1) Sellin, R.H.J.: A laboratory investigation into the interaction between the flow in the channel for a river and that over flood plain, *La Houille Blanche*, No.7, 1964.
- 2) 芦田和男, 高橋保, 竹元忠嗣: 複断面水路における洪水流, 京大防災研年報, 第10号B, pp.133-145, 1967.
- 3) Townsend, D.R.: An investigation of turbulence characteristics in a river model of complex cross section, *Proc. Institution of Civil Engineers*, London, vol.40, pp.155-175, 1968.
- 4) 今本博健, 石垣泰輔: 複断面開水路流れにおける中規模渦の形成過程に関する研究, 第29回水理講演会論文集, pp.833-838, 1985.
- 5) 石垣泰輔, 今本博健: 可視化法による複断面開水路流れの3次元構造に関する研究, 土木学会論文集, No.515/II-31, pp.45-54, 1995.
- 6) 橘津家久, 阿部崇, 志村拓也, 中山忠暢: PTV法による複断面開水路流れの時空間相関解析, 土木学会論文集, No.539/II-35, pp.89-98, 1986.
- 7) Nezu, I. and Nakayama, T.: Space-time correlation structures of horizontal coherent vortices in compound open-channel flows by using particle-tracking velocimetry, *J. Hydraulic Research, IAHR*, vol.35, No.2, pp.191-208, 1997.

- 8) Tamai, N., Asaeda, T. and Ikeda, H.: Study on generation of periodical large surface eddies in a composite channel flow, *Water Resour. Res.*, vol.22, No.7, pp.1129-1138, 1986.
- 9) Chu, V.H., Wu, J.H. and Khayat, R.E.: Stability of transverse shear flows in shallow open channels, *J. Hydraulic Division, ASCE*, vol.117, pp.1370-1388, 1991.
- 10) 池田駿介, 太田賢一, 長谷川洋: 側岸部植生境界の周期渦の発生機構, 土木学会論文集, No.443/II-18, pp.47-54, 1992.
- 11) 今本博健, 久本俊夫: 複断面流れの水理特性に関する基礎的研究, 京都大学防災研究所年報, 第17号B, pp.665-679, 1974.
- 12) Tominaga, A., Nezu, I. and Kobatake, S.: Flow measurements in compound channels with a fiber optic laser Doppler anemometer, *IAHR workshop on Inst. for Hydraulics Lab.*, Canada Centre for Inland Waters, pp.45-59, 1989.
- 13) Tominaga, A. and Nezu, I.: Turbulent structure in compound open channel flows, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, vol.117, pp.21-41, 1991.
- 14) Shiono, K. and Knight, D.W.: Turbulent open channel flows with variable depth across the channel, *J. Fluid Mech.*, vol.222, pp.617-646, 1991.
- 15) Naot, D., Nezu, I. and Nakagawa, H.: Hydrodynamic behavior of compound rectangular open channels, *J. Hydraulic Eng.*, Vol.119, pp.390-408, 1993.
- 16) Naot, D., Nezu, I. and Nakagawa, H.: Calculation of compound-open-channel flow, *J. Hydraulic Eng.*, Vol.119, pp.1418-1426, 1993.
- 17) Naot, D. and Rodi, W.: Calculation of secondary currents in channel flow, *J. Hydraulic Division*, ASCE, vol.108, pp.948-968, 1982.
- 18) Cokljat, D. and Younis, B.A.: Second-order closure study of open-channel flows, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, vol.121, pp.94-107, 1995.

- 19) Launder, B.E., Reece, G.J. and Rodi, W.: Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure, *J. Fluid Mech.*, vol.63, pp.537-, 1975.
- 20) Sofialidis, D. and Prinos, P.: Compound open-channel flow moderating with nonlinear low-Reynolds k- ϵ models, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, vol.124, pp.253262, 1998.
- 21) Sofialidis, D. and Prinos, P.: Numerical study of momentum exchange in compound open channel flow, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, vol.125, pp.152-165, 1999.
- 22) Lin, B. and Shiono, K.: Numerical modelling of solute transport in compound channel flows, *J. Hydraulic Research*, IAHR, vol.33, No.6, pp.773-788, 1996.
- 23) Nezu, I.: Experimental and numerical study on 3-D turbulent structures in compound open-channel flows, *Flow Modeling and Turbulence Measurements*(eds. C.J.Chen et al.), Balkema, pp.65-74, 1996.
- 24) 池田駿介, 村山宜義, 空閑健: 複断面開水路水平渦の安定性とその3次元構造, 土木学会論文集, 第509号, pp.131-142, 1995.
- 25) 禰津家久, 上矢博之, 定免英樹, 相良幸輝: 植生開水路流れの乱流構造に関する実験的研究, 水工学論文集, 第41巻, pp.1061-1066, 1997.
- 26) 禰津家久, 鬼束幸樹, 定免英樹, 相良幸輝: PIV計測による植生開水路流れの乱流構造に関する研究, 水工学論文集, 第42巻, 1998.
- 27) 禰津家久, 中川博次: 一様開水路および閉管路の三次元乱流構造に関する研究, 土木学会論文集, No.369/II-5, pp.89-98, 1986.
- 28) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, Rotterdam, 1993.
- 29) Nagano, Y., Tagawa, M. and Tsuji, T.: Effects of adverse pressure gradients on mean flows and turbulence statistics in a boundary layer, *Turbulent Shear Flows 8*(ed. F. Durst et al.), Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, pp.7-21, 1993.
- 30) 富永晃宏, 江崎一博, 小葉竹重機: 複断面開水路流の三次元構造, 土木学会論文集, No.417/II-13, pp.129-138, 1990.
- 31) 禰津家久, 阿部崇, 中川博次: 複断面流れの乱流構造と二次流に関する実験および数値計算, 水工学論文集, 第39巻, pp.747-752, 1995.
- 32) 池田駿介, 空閑健: 直線複断面開水路流れに発生する大規模水平渦列の安定性と運動量輸送に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.558/II-38, pp.91-102, 1997.
- 33) 津田宜久, 小林敏雄, 佐賀徹雄: 画像処理を用いた高Re流れの可視化システムの開発, 可視化情報, Vol.11, Suppl.No.1, pp.181-184, 1991.
- 34) 三菱化学株式会社編: *ダイヤイオン I 基礎編*, p.125, 1996.

(1999. 3.24 受付)

EFFECTS OF RELATIVE DEPTH BETWEEN MAIN-CHANNEL AND FLOOD-PLAIN ON TURBULENT STRUCTURE IN COMPOUND OPEN-CHANNEL FLOWS

Iehisa NEZU, Kouki ONITSUKA, Yuki SAGARA and Kazuya IKETANI

Turbulence measurements of compound open-channel flows were conducted with PIV and LDA. The horizontal vortices near the free surface have a big scale in condition that the ratio between the flow depth in the main channel and the height of the flood-plain is smaller than 1.5. In contrast, the vortices, which have an axis in spanwise direction, are generated semi-periodically near the junction between the flood-plain and the main-channel in condition of the ratio is larger than 1.5. This generation mechanics of secondary currents and horizontal vortices is quite different in both cases.