

複断面開水路流の三次元乱流構造

THREE-DIMENSIONAL TURBULENT STRUCTURE
IN COMPOUND OPEN CHANNEL FLOWS

富永晃宏*・江崎一博**・小葉竹重機***

By Akihiro TOMINAGA, Kazuhiro EZAKI and Shigeki KOBATAKE

An investigation on three-dimensional turbulent structure accompanied with turbulence-driven secondary currents in compound open-channel flows is very important in basic hydraulics as well as river engineering to elucidate the friction law of the flow and sediment transport. In this study, accurate measurements in fully developed compound open-channel flows were conducted by making use of fiber-optic laser Doppler Anemometer (FLDA) and X-type hot-film anemometer. Strong inclined upflow which is associated with a pair of longitudinal vortices is generated in a junction region between a main channel and a flood plain. Primary mean velocity is directly influenced by the secondary currents. The structures of turbulence intensities and Reynolds stresses are observed in detail. The contribution of secondary currents to spanwise momentum transport from the main channel to the flood plain is found to be very large.

Keywords: compound open-channel, secondary current, turbulent structure, laser doppler anemometer

1. 序 論

複断面開水路は低水路と高水敷で構成され、洪水時には高水敷上に流れが発生する。このとき流水断面積に比べて潤辺が著しく増加するために、流水断面を分割して別々に流量を計算する方法、いわゆる断面分割法が一般的である。しかし、低水路上の比較的高速な流体と高水敷上の比較的低速な流体とが相互作用し激しい運動量の交換が行われるため、付加的なエネルギー損失が起り単なる断面分割法では流量の過大評価になることが知られている。これに対しては低水路と高水敷の接合面に働くいわゆる見掛けのせん断応力を考慮に入れた方法がとられる。そこで、この接合面における見掛けのせん断応力あるいは低水路から高水敷への運動量輸送の評価が複断面流れの研究の中心的課題となった。ピトー管による流速分布の計測やプレストン管による壁面せん断応力の計測によって、見掛けのせん断応力を評価したり、せん断応力が働かない分割面を求めようとする試みが多くなされてきた^{1)~5)}。

一方、複断面流れの流況は低水路と高水敷の接合部で鉛直軸をもつ大規模渦と、接合部の角から斜め方向に間欠的に上昇する流れを含む二次流（縦渦）で特徴付けられる^{6),7)}。このうち前者が低水路と高水敷の運動量交換に寄与していることは明らかで、玉井・河原⁸⁾はこの大規模渦をモデル化して接合面のせん断応力を評価し抵抗則を導いているが、横断方向の代表流速といった不明確なパラメーターを残している。また、見掛けのせん断応力を考慮した二次元解析や乱流モデルによる二次元計算がいくつか行われているが^{9)~11)}、このような解析では二次流の影響は考慮されない。二次流の三次元乱流構造に及ぼす影響が大きいことは長方形断面の開水路流で確かめられているので¹²⁾、複断面流れにおいても二次流の構造を解明しこの影響を明らかにすることが不可欠である。一方では、近年の乱流モデルを用いた三次元乱流の数値計算法の発達によって、二次流を含めた複断面流れの乱流構造が再現されつつある^{13),14)}。しかし、これまでの複断面流れの研究では、平均流速と壁面せん断応力に関するデータは多く得られているが、計算結果を比較検証すべき二次流および乱流構造の詳細な実験データはほとんどないといってよい。複断面流れの乱流計測を行ったものとしては、Townsend¹⁵⁾、今本・久下¹⁶⁾およびPrinosら¹⁷⁾などの研究があるのみである。二次流につ

* 正会員 工博 群馬大学助手 工学部建設工学科
(〒376 桐生市天神町 1-5-1)

** 正会員 工博 群馬大学教授 工学部建設工学科(同上)

*** 正会員 工博 群馬大学助教授 工学部建設工学科(同上)

Table 1 Experimental Conditions.

CASE	Flow depth of main channel H (cm)	Flow depth of flood plain h (cm)	h/H	Main channel Width b (cm)	Maximum velocity U_{max} (cm/s)	Friction velocity U_* (cm/s)	Mean bulk velocity U_m (cm/s)	Reynolds number $Re(x10^4)$ ($4U_m R/\nu$)	Froude number Fr (U_m/\sqrt{gR})
A-1	8.03	6.01	0.75	20.0	40.9	1.84	36.8	6.72	0.415
A-2	5.98	3.97	0.66	20.0	35.4	1.51	31.9	4.50	0.416
A-3	8.00	4.00	0.50	20.0	38.9	1.84	34.9	5.45	0.393
A-4	6.06	2.06	0.34	20.0	34.0	1.37	28.8	3.23	0.374
A-5	8.05	2.03	0.25	20.0	35.8	1.41	28.8	3.68	0.324
A-6	8.05	4.03	0.50	20.0	35.2	1.54	27.7	3.97	0.312
B-1	10.03	5.02	0.50	8.7	42.19	1.71	34.35	5.09	0.346
B-2	7.63	2.62	0.34	8.7	42.06	1.72	32.54	3.25	0.376
B-3	6.58	1.57	0.24	8.7	45.91	1.66	31.39	2.38	0.391
C-1	10.01	5.00	0.50	18.8	40.76	1.52	31.50	5.44	0.317
C-2	7.62	2.61	0.34	18.8	38.50	1.35	27.32	3.50	0.316
C-3	6.61	1.60	0.24	18.8	44.01	1.58	31.99	3.43	0.397

R = the hydraulic radius, ν = the kinematic viscosity

いては今本・久下が大きな計測を行っているが、定量的には依然不明である。複断面流れの特性をよりよく理解し、また低水路護岸の侵食や高水数への土砂の堆積などの問題を解決するためには、二次流を含めた三次元的な乱流構造を明らかにしなければならない。

著者らはホットフィルム流速計を用いて複断面開水路流の二次流を含めた三次元乱流構造を計測したが^{18),19)}、ホットフィルム流速計は、水中の不純物や温度変化などに出力が敏感に影響されることと、センサー部分の2本のファイバーが1 mm 離れているため流速勾配の影響を受けやすいという問題点が指摘されていた。そこで本研究では、ファイバー型レーザー・ドップラー流速計 (FLDA) を用いて、複断面開水路流の高精度の計測を行い、二次流構造および乱流構造を明らかにした。さらに、ホットフィルム流速計による実験結果も含めて複断面流れの運動量輸送機構に果たす二次流の役割について検討した。

2. 実験装置および計測方法

(1) 実験水路および実験条件

実験水路は、長さ12.5 m、幅40 cm、高さ40 cmの勾配可変形開水路であり、水路上流端に整流槽を設置し整流板、ガーゼ、ハニカムを置き、水路入口で一様な流れが得られるようにした。計測断面は水路流入口より7.5 m 下流に設け、ここでは十分に発達した乱流が得ら

れる。所定の水深で等流状態が得られるように水路勾配および下流端の河道堰を調節した。

水路横断面形状として用いた流速計に応じて異なる複断面形を設定した。ファイバー・レーザー・ドップラー流速計 (FLDA) を用いた実験では、側壁からの光の透過を妨げないように水路の片側だけに幅20 cmの高水敷を設置し、Fig.1(a) に示すような非対称の複断面とした。この場合高水敷高さを2 cm、4 cm、6 cmの3種類変化させた。底面は低水路、高水敷ともに滑らかな塩化ビニル板を用い、側壁はガラス張りである。これをケースAシリーズとする。また、ケースA-6では高水敷上を粗面とした。粗面としては市販の滑り止めビニールマットを用いた。この相当砂粒粗度 k_s は約2 mmであり、また平均の $k_s U_* / \nu$ は約34で遷移領域に位置する。ホットフィルム流速計を用いた実験では、水路の両側に高水敷を設置し、Fig.1(b) のような対称複断面とした。この場合、高水敷高さは5 cmで高水敷の幅を10 cmと15 cmの2種類とし、水深を3通り変化させた。この場合、低水路底面は滑らかな塩化ビニル板、高水敷底面はペンキ塗装鉄板である。この高水敷幅が10 cmのケースをBシリーズ、高水敷幅15 cmのケースをCシリーズとする。以上の実験条件表をTable 1に示す。座標系は、流下方向を x 、鉛直方向を y 、横断方向を z とし、それぞれの平均流速成分、変動流速成分および乱れ強度を (U, V, W) , (u, v, w) , および (u', v', w') とした。

(2) FLDAによる計測方法

流速計測には、2カラー4ビームのファイバーレーザー・ドップラー流速計 (FLDA) [日本KANOMAX社製] を用いた。光源には2Wのアルゴン・イオンレーザーが用いられた。光学プローブは、直径45 mm、長さ200 mmで焦点距離は250 mmであり、後方散乱型で動作する。また、ビームの交差角 2ϕ は 6.6° である。このプローブは、流下方向 (x 軸) と鉛直方向 (y 軸) の流速成分 (u, v) の計測のときは水路の横に設置され、流下方向と横断方向 (z 軸) の流速成分 (u, w) の計測のときは水面上に、Fig.2 のように設置された。水面変動が十分小さかったので水面からの計測も十分な精度で可能であっ

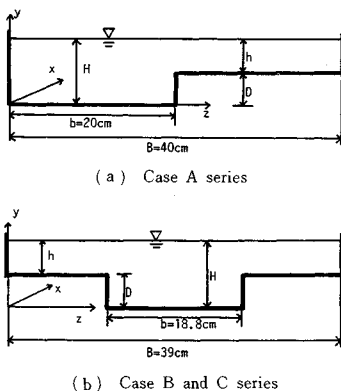


Fig.1 Schematic Description of Compound Open Channel.

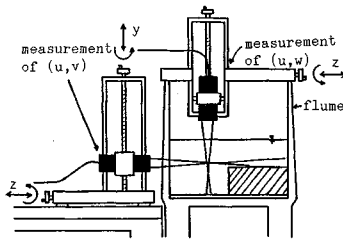


Fig.2 Measuring System using Fiber-Optic Laser Doppler Anemometer.

た。このことは、 (u, v) 計測の U および u' が同一計測点での (u, w) 計測のそれらと一致したことから確かめられた。両方の計測における U の誤差の平均は最大主流速 U_{max} の約 $\pm 1.5\%$ 、乱れ強度 u' の誤差の平均は最大乱れ強度 u'_{max} の約 $\pm 3\%$ であった。また両方の計測から得られた u のスペクトル特性もほぼ一致することが確認された。ただし、水路底よりの反射光の影響で底面から 1 cm 以下のところは計測できなかった。また、光学プローブの水中焦点距離の制限のため、 $z \leq 30\text{ cm}$ の範囲で計測が行われた。

ビーム交差面と流下方向軸とのなす角 θ はドップラーバースト信号が十分得られるように 45° にセットされた。この角度を正確に合わせることは困難であるが、高精度の二次流計測のためにはこのずれを補正しなければならない。この微小な角度のずれを $\Delta\theta$ とすると x 軸および y 軸の流速成分 \tilde{u} および \tilde{v} は次式で表わされる (Nezu and Rodi²⁰)。

$$\tilde{u} = \{\tilde{u}_2 \sin(\theta - \Delta\theta) + \tilde{u}_1 \sin(\theta + \Delta\theta)\} / \sin 2\theta \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\tilde{v} = \{\tilde{u}_2 \cos(\theta - \Delta\theta) - \tilde{u}_1 \cos(\theta + \Delta\theta)\} / \sin 2\theta \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $\tilde{u}_i = (\lambda_i / 2 \sin \phi) \cdot (f_i - f_s)$ であり、 $i=1$ および 2 の成分はそれぞれ緑および青のビームから得られる瞬間流速である。 λ_i は各ビームの波長、 ϕ は交差半角、 f はドップラー周波数、 f_s はシフトされた周波数であり、 $f_s = 500\text{ kHz}$ に設定された。 θ を 45° に設定すると平均流速 U, V は式 (1) および (2) から次のように得られる。

$$\left. \begin{aligned} U &= U_m \cos \Delta\theta - V_m \sin \Delta\theta \\ V &= V_m \cos \Delta\theta + U_m \sin \Delta\theta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

ここで下付き添え字の m は計測値を意味する。 (u, v) 計測におけるこの角度のずれ $\Delta\theta$ は次のように求められた。

$$\tan \theta_1 = -(1/bD) \int_0^b \int_0^D (V_m/U_m) dz dy \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 b は低水路の幅、 D は高水敷高さである。全断面にわたって流速が計測されなかったので、このように

低水路の $y \leq D$ の領域で質量保存を考慮した。 (u, w) 計測に関しても式 (2), (3) の V を W に置き換えることによって同様に補正され、補正角 $\Delta\theta_2$ は次のように求められた。

$$\tan \theta_2 = -(1/bH) \int_0^b \int_0^H (W_m/U_m) dy dz \quad \dots\dots\dots (5)$$

本実験ではこの $\Delta\theta_1, \Delta\theta_2$ は 0.5° 以内であった。

また、4ビームによる計測ではビームが底面または水面上に遮られるため、水路底面および水面近くが計測できない。このような領域では、2ビームのみを用いた1成分計測を行った。 (u, w) 計測ではまた、プローブ径が大きいため、側壁より 3 cm 以内が計測できなかった。信号処理器としてはトラッカーを用い、この出力信号はサンプリング周波数 100 Hz で A-D 変換され、1測点につき 4100 個のデータが得られ、種々の処理が行われた。

(3) ホットフィルム流速計による計測法

ケース B および C では、2成分の熱線流速計システムに X 型エンドフローホットフィルムプローブが用いられた。ホットフィルム流速計による二次流計測が十分可能であることが著者らによって示されており、同様の二次流の補正法を用いた^{21), 22)}。その他の乱流特性量についても同一測点で主流および鉛直成分の計測と主流および横断成分の計測を行い、同様の手法によってこれらを合成した。この計測法の妥当性は本研究の FLDA による計測結果との比較からも確認された。計測は流れの対称性を考慮して半断面のみとした。流速計の出力電圧はデータレコーダに記録された後、サンプリング周波数 50 Hz で A-D 変換され 1 測点につき 2050 個のデータが得られた。

3. 実験結果とその考察

行われた実験結果から高水敷高さ D と低水路水深 H との比が 0.5 のとき最も強い二次流が高水敷と低水路の接合部に発生することがわかり、この結果は複断面開水路流の典型的な例であると考えられる。ここでは FLDA によって高精度で最も詳細に計測されたケース A-3 の結果を中心として複断面開水路の二次流、平均主流速、レイノルズ応力および乱れ強度の分布特性について述べることにする。

(1) 二次流 (縦渦) の構造および実験精度の検討

ケース A-3 の二次流ベクトル図を Fig. 3(a) に示す。流速値は最大流速 U_{max} で無次元化されており、その単位ベクトルは図の右上に示されている。二次流速 V と W は次の連続式を満足しなければならない。

$$\partial V / \partial y + \partial W / \partial z = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

実験精度の程度は実験値がこの連続式を満足するかどうかによって判断されるべきであるが、実験値を式 (6)

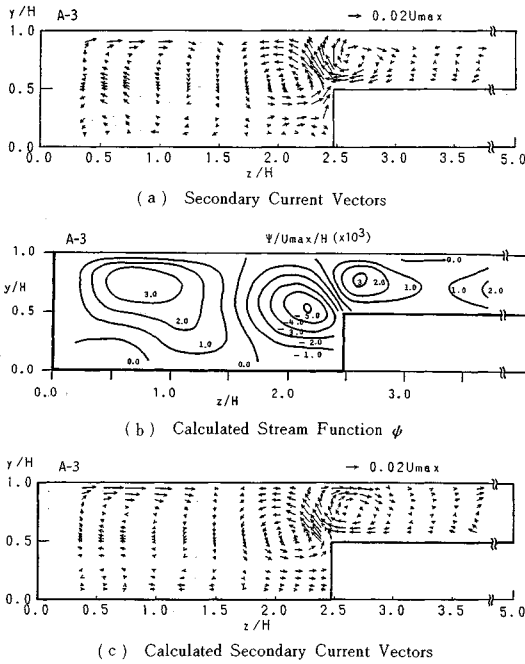


Fig. 3 Structure of Secondary Currents (Case A-3).

に直接代入しても評価が困難である。そこで、次のような間接的方法によって実験値の妥当性を確かめた。まず、横断方向流速 W のみを用いて、二次流の流れ関数 ψ を $y=H$ で $\psi=0$ とおいて次のように求めた。

$$\psi = - \int_y^H W dy \dots\dots\dots (7)$$

この計算された ψ の等値線、すなわち二次流の流線を Fig. 3(b) に示す。これを再び微分することによって連続式 (6) を満足する V および W が得られる。Fig. 3(c) はこの流れ関数から逆算された二次流ベクトル図である。これは実験値 Fig. 3(a) とほとんどの部分でよく一致しており、本実験の精度は非常に高いと結論づけられる。

複断面開水路流に特有の二次流の特性についてみると、接合部のエッジから強い斜め方向の上昇流が発生しているのが明確に認められる。 $\sqrt{V^2+W^2}$ で定義される、この斜め上昇流の流速の最大値は U_{max} の約 4% であり、この値は長方形断面で発生する二次流の水面での最大値 (U_{max} の約 2~3%) と比べて若干大きい。しかし、乱れの非等方非一様性に起因する二次流の速度の大きさは一般的に主流速の数パーセント程度であると考えられる。またこの斜め上昇流の角度 $\theta_{up} = \tan^{-1}(V/W)$ は約 60° 程度である。この斜め上昇流をはさんで両側に一對の縦渦が形成されている。いま高水敷側の渦を“高水敷渦”，低水路側の渦を“低水路渦”とよぶことにする。この両方の渦は自由水面にまで達し、横断方向には接合

面 $z/H=2.5$ を中心として $1.6 \leq z/H \leq 3.0$ の領域を占めている。低水路渦の下側の二次流構造については底面近くの W が計測されていないことから明確ではないが接合部側壁へ向かう流れが支配的である。このような二次流構造は、今本・久下¹⁶⁾の結果と定性的に一致している。

一方、低水路の側壁付近 ($z/H \leq 1.5$) には、水面で低水路側壁から水路中央への水平な流れが認められ、長方形断面の開水路で認められたと同様の水面渦が存在している。水面渦はアスペクト比 B/H が 5 以上のとき、水深の 2 倍程度まで発達することが著者ら²¹⁾ および Nezu and Rodi²³⁾ によって示されているが、本実験の場合水面渦と低水路渦が低水路内で干渉しあい、 $z/H=1.6$ 付近にその境界があり下降流が発生している。したがって、低水路渦の横方向のスケールは低水路のアスペクト比に依存しているといえる。また、 $z/H \leq 0.8$ の底面近傍にはやはり長方形断面でみられた底面渦が確認される。

次に対称複断面水路におけるホットフィルム流速計による計測結果を Fig. 4 に示す。基本的な二次流の構造および強さは、ほぼ FLDA による計測結果と一致することからホットフィルムによる二次流の計測精度も十分に高いことが確認される。また非対称な複断面としても複断面特有の流れ構造が保持されていることが確認される。

Fig. 5 は V の横断分布と W の鉛直分布を示したもの

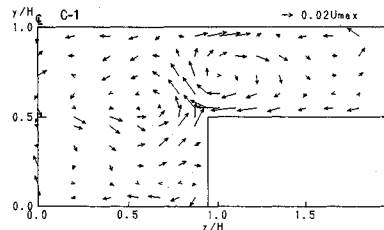


Fig. 4 Structure of Secondary Currents (Case C-1).

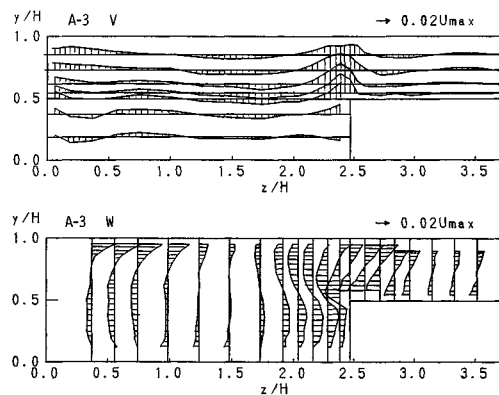


Fig. 5 Distributions of Secondary Current Velocity.

である。Vは接合部付近の比較的狭い範囲で大きな正の値をとり、その両側で相対的に小さな負の値をとっていることがわかる。またWは接合部付近の低水路側では $y/H > 0.5$ で負の値、 $y/H < 0.5$ で正の値を示し、底面および水面で絶対値が小さくなる傾向にある。一方高水敷上では底面側が負、水面側が正のほぼ直線的な分布を示している。

(2) 平均主流速分布

Fig. 6に最大主流速 U_{max} で無次元化された平均主流速 U の等値線を示す。等流速線の第1の特徴は接合部のエッジから水面に向かって鋭く突出した分布を示すことである。この領域は Fig. 3 で示した斜め上昇流に沿っており、壁から離れる二次流による低運動量流体の輸送によって減速されていることを示している。この凸部の両側で等流速線は高水敷底面および接合部側壁に向かって突出し、ここでは逆に壁に向かう二次流によって高運動量流体が輸送されたために加速されていることを示している。低水路側壁付近 ($z \leq 1.5$) では水面での著しい減速がみられ、長方形断面の特徴である側壁に突出した等流速線形状を示す。 $z/H = 0.75$ 付近では底面渦による減速も認められる。低水路の中央においてはこの付近の下降流の影響によって、最大流速が水面より下に現われ、底面近くが加速されている。

次に $U^+ \equiv U/U_*$ の $y^+ \equiv yU_*/\nu$ に対する片対数プロットを低水路上の中央より接合部側と高水敷上について示したものが Fig. 7 である。図中の破線は次の対数則分布を示している。

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{U_* y}{\nu} + A \dots \dots \dots (8)$$

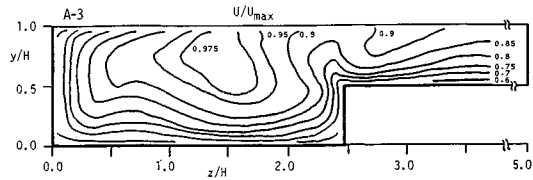


Fig. 6 Isovels of Primary Mean Velocity U .

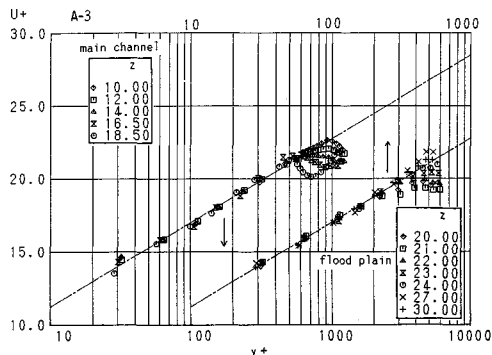


Fig. 7 Log-Law Distributions of Primary Mean Velocity.

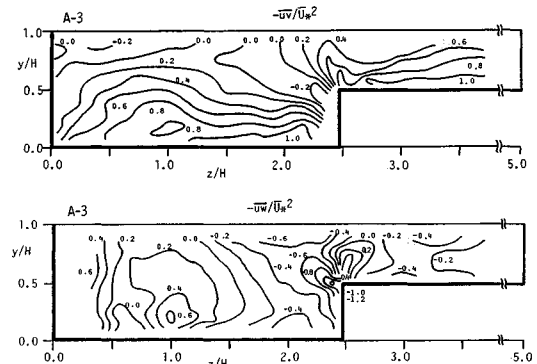


Fig. 8 Contours of Reynolds Stresses $-\overline{u'v'}$ and $-\overline{u'w'}$.

ここで、Nezu and Rodi²⁰⁾ によって得られた開水路における値 $\kappa = 0.41$, $A = 5.3$ を用いた。各断面における局所的摩擦速度 U_* は壁近くの U の実験値を対数則に一致させるように求められたものである。主流速分布は低水路では $y^+ \leq 400$ で、高水敷上では $y^+ \leq 200$ の範囲で、側壁ごく近傍を除いて対数則によく従っている。低水路内の外部領域の U は横断方向の低運動量の輸送の影響で対数則から下にずれている。このずれの大きさは接合部が近づくにつれて大きくなる。 $z/H = 18.5$ cmでの分布は $y = D$ の高さで極小値をとった後再び増大している。

(3) レイノルズ応力の構造

Fig. 8はレイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$, $-\overline{u'w'}$ の等値線であり、平均の摩擦速度 \overline{U}_* で無次元化されている。一般にレイノルズせん断応力は特別な場合を除いて主流速の勾配に関係づけられる。 $-\overline{u'v'}$ の負の値は斜め上昇流の下側の領域と $z/H \leq 1.3$ の自由水面領域に現われる。前者は複断面開水路に特徴的であり、後者は長方形断面の特徴である。これらの $-\overline{u'v'}$ の負の領域は $\partial U / \partial y$ が負となる領域とよく対応している。高水敷上では $-\overline{u'v'}$ はちょうど接合部の上の領域で先述の負の値から急激に増大しピークをとり、接合部から離れるにつれて再び減少し極小値をとるに至る。

一方、 $-\overline{u'w'}$ の値は $z/H = 1.5$ 付近でゼロとなりこれより低水路側壁側で正の値、高水敷側で負の値となる。接合部エッジ付近では激しい変化を示し、高水敷側で正のピーク、低水路側で負のピークを交互にとり、この付近で横断方向に大きな運動量輸送があることを示している。 $-\overline{u'w'}$ の符号はやはり $\partial U / \partial z$ の符号とよく対応している。

(4) 乱れ強度の分布特性

Fig. 9に u' , v' および w' の等値線を示す。乱れ強度の3成分とも接合部エッジ近傍で増大しているが、注意深くみると等値線形状に若干の相違がみられる。 u' の等値線は接合部エッジから上方および横方向に張り出

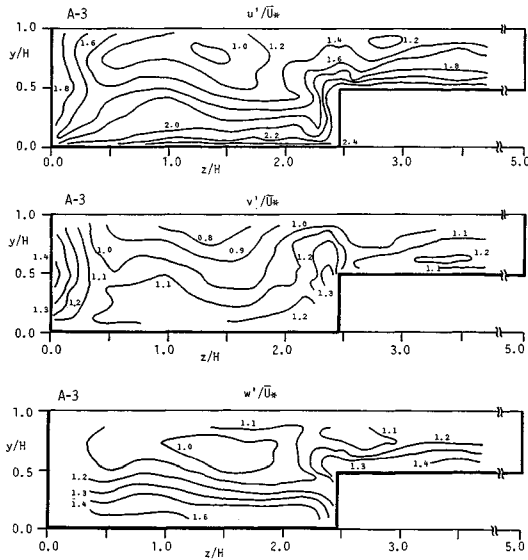


Fig. 9 Contours of Turbulence Intensities u' , v' and w' .

し、斜め上昇流の方向に沿った中央部がむしろくぼむ傾向にある。これは、乱れの輸送に対しては二次流による移流の効果が平均主流速ほど支配的でないことを意味している。これに対して、 v' の等値線は接合部側壁近くから鉛直上方に張り出し、 w' の等値線は高水敷高さより上の領域で横方向に低水路側へ張り出す傾向にある。このことは接合部付近で乱れの非等方向性が強くなることを示唆している。

u' は最小値が水面より下に現われているが、これは最大流速位置の水面からの降下現象と対応している。 w' も u' と同様の傾向がみられる。一方、 v' は水面に向かって単調に減少し最小値は水面に現われている。このことは開水路流に本質的な特徴であり、この水面近傍での乱れの非等方向性の増大が開水路特有の水面渦を発生させることが示されている²¹⁾。

ここで、乱れエネルギー発生率 P は次のように定義される。

$$P = P_1 + P_2 \quad \left. \begin{aligned} P_1 &= -\overline{uv} \partial U / \partial y, & P_2 &= -\overline{uw} \partial U / \partial z \end{aligned} \right\} \dots\dots (9)$$

これらの横断分布を Fig. 10 に示す。乱れエネルギー式の各項の中で、これらの項は移流項 $V \partial k / \partial y$ および $W \partial k / \partial z$ よりも 1 オーダー大きかった。乱れ発生率と乱れ強度の間には注目すべき関係が認められる。すなわち、低水路の両サイドで、 v' の値の大きな領域は P_2 の大きな領域と対応し、 w' のコンターは P_1 のコンターとよく類似している。また、 u' のコンターは全発生率 P のコンターとよく一致している。これらの事実から、乱れ強度の三次元構造は、二次流による直接移流の効果よりも、二次流によってゆがめられた主流速場の三次元構

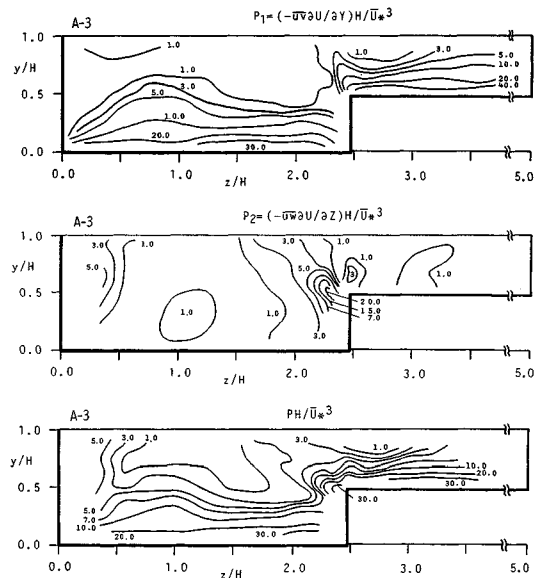


Fig. 10 Contours of Productions of Turbulent Kinetic Energy.

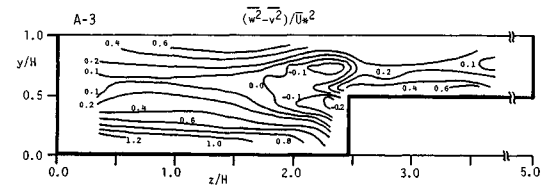


Fig. 11 Contours of $(\overline{w^2} - \overline{v^2})$.

造から引き出される乱れエネルギーの発生率の変化に支配されていることがわかる。ここで指摘された関係は三次元乱流のモデル化に重要な情報を与えるものと考えられる。

Fig. 11 は二次流の発生を支配する垂直応力差 $(\overline{w^2} - \overline{v^2})$ のコンターである。 $(\overline{w^2} - \overline{v^2})$ の鉛直方向の分布をみると、 y/H の増加に伴い減少し、 $y/H = 0.6 \sim 0.7$ で極小値に至り、そこから再び水面に向かって増大する。接合部近傍では $(\overline{w^2} - \overline{v^2})$ の値は負になり複雑な挙動を示す。この乱れの非等方向性は接合部が近づくにつれて大きくなり、コーナー流や水面渦と同様なメカニズムで斜め上昇流を安定に維持しているものと考えられる。しかし、この二次流発生メカニズムは複雑で、以前に著者らが長方形断面および台形断面開水路流において行ったような実験値を用いた検証^{15), 21)} は困難である。複断面開水路の二次流を正確に予測するためには乱れの非等方向性を精度よく取り入れた、より洗練された乱流モデルの開発が必要であろう。

4. 二次流構造に及ぼす断面形状および粗度の効果

ここでは、FLDAによる h/H が異なる場合の結果および高水敷上が粗面の場合の結果と、ホットフィルム流速計による計測結果とについて、断面形状および粗度の二次流構造、平均主流速およびせん断応力分布に及ぼす効果を検討する。

(1) 二次流構造

Fig. 12(a), (b)のケースA-1 ($h/H=0.75$)とケースA-5 ($h/H=0.25$)の二次流ベクトル図である。ケースA-5では高水敷上の二次流ベクトル図が得られなかった。これらのケースにおいても接合部エッジから斜め上昇流が発生している。この斜め上昇流の最大値はそれぞれ最大主流速 U_{max} の約3.5%および2.5%である。ケースA-1では低水路渦が明確に認められないが、

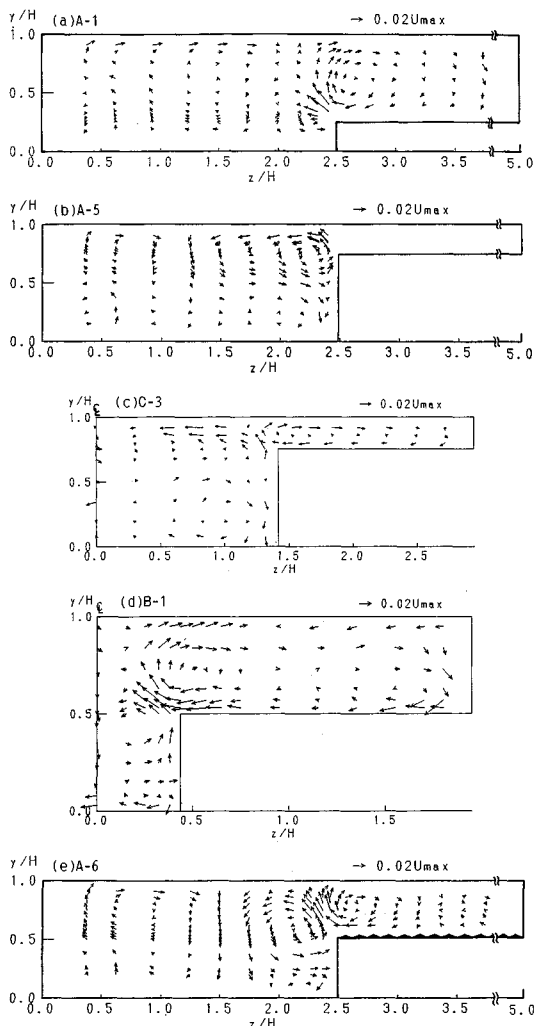


Fig. 12 Secondary Current Vectors in Various Cases.

高水敷渦は強く水面にまで達する大きな渦となっている。したがって斜め上昇流は接合部エッジから離れるとすぐに鉛直上方向きになる。一方、低水路内では接合部付近での低水路渦が弱いため低水路側壁近傍の水面渦が $z/H=2.0$ 付近まで及んでいる。ケースA-5では、低水路渦が横方向に拡大し、 $y/H>1.5$ の領域でかなり扁平な渦を形成する。この低水路渦の下でコーナーに向かって下降する流れが顕著になる。結果として低水路内の二次流構造は高水敷領域が減少するに従って幅の狭い長方形断面開水路の流れに近づく。また、Fig. 12(c)に同様に高水敷水深が小さいケースC-3の二次流ベクトル図を示す。これによると高水敷水深がかなり小さな場合でも高水敷渦が形成されていることがわかる。

Fig. 12(d)は低水路幅を小さくしたケースB-1の二次流ベクトル図である。ここでも斜め上昇流が同様に発生し、高水敷渦および低水路渦が明確に認められる。ただし、低水路幅が小さいために低水路渦は水面にまで達していない。以上のことより、いずれの場合も接合部エッジ近傍で複断面特有の二次流の渦構造が存在しているが、渦の強さと規模は水路幅や水深などの条件によって変化することがわかる。特に、高水敷水深が小さい場合、上昇流は小さくなるが横方向の運動量輸送には依然として貢献している。

次に、高水敷上を粗面としたケースA-6の二次流ベクトル図をFig. 12(e)に示す。このケースは $h/H=0.5$ でケースA-3と同じ水理条件にあるが、二次流構造はFig. 3(a)に示したものとほとんど同じである。これは、本実験程度の粗度高さでは、二次流に及ぼす粗度の効果がほとんどないことを意味している。開水路側壁近傍の流れにおける粗度の効果は、渦のスケールは変化させるものの、本質的な渦構造を変化させるものではないことが示されており²¹⁾、またNaot²³⁾は、乱流モデルによる数値計算において、粗度の影響は壁面近くに限定されることを示した。したがって、二次流に及ぼす粗度の効果は、幾何的な条件に比べて小さいといえる。

(2) 平均主流速分布

Fig. 13(a), (b)はケースA-1およびA-5の平均主流速のコンターである。ケースA-1では、等値線は接合部を中心として広い範囲で上方に張り出している。高水敷水深が大きいにもかかわらず、接合部エッジからの低運動量の輸送による減速が水面にまで達していることがわかる。この等値線の張り出し方はケースA-3に比べてかなり緩やかである。一方、ケースA-5では等値線はもはや接合部で上方に張り出さず、むしろ低水路側へ張り出している。低水路では最大流速の位置が著しく下降している。

次にFig. 13(c)はケースA-6の U のコンターである。

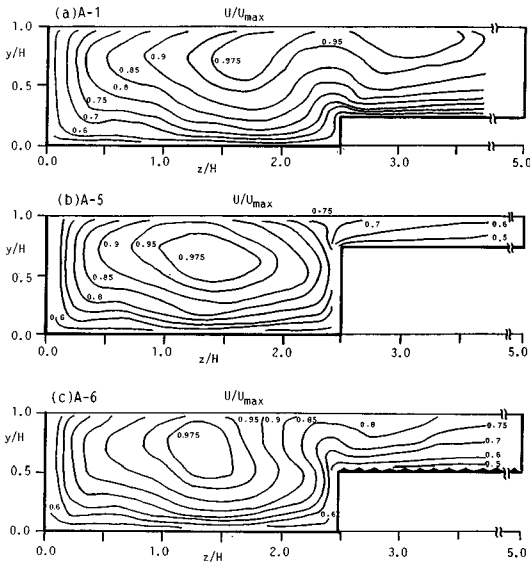


Fig. 13 Isovels of Primary Mean Velocity U .

高水敷上の流速はケース A-3 に比べて粗面の減速効果により相対的に遅くなっている。接合部でのコンターの張り出しは同様に認められるが、高水敷上の底面に向かっての張り出しは弱くなっている。低水路の分布をみると $z/H \leq 1.5$ の領域ではケース A-3 とほぼ同じであるが、 $1.5 \leq z/H \leq 2.5$ の高水敷高さより上の領域ではケース A-6 の方が減速が大きい。

(3) 底面せん断応力分布

摩擦速度 U_* はすでに述べたように対数則分布から良好に評価される。そこで壁面せん断応力 $\tau = \rho U_*^2$ として計算される。Fig. 14 はそれぞれの潤辺に沿ったせん断応力分布を示す。値は低水路および高水敷底面の平均のせん断応力 $\bar{\tau}$ で無次元化されている。複断面流れの特徴は高水敷底面のせん断応力分布に現われ、この領域のせん断応力は高水敷側壁から接合部に向かって急激に増大する。このピーク値と高水敷中央の値との差は h/H が小さくなるほど大きくなる。この結果は Rajaratnam ら²⁾の結果と一致し、彼らがいうように高水敷上の τ の中央から接合部にかけての増加分は低水路からの運動量輸送の大きさを示していると考えられる。 $h/H \geq 0.5$ のとき、 τ は接合部直上で斜め上昇流による減速効果によって減少するが、 $h/H = 0.25$ のケース A-5 ではこの減少はみられない。低水路の分布をみると長方形断面で指摘されたと同様な屈曲点が低水路側壁近くにみられるが、接合部側壁近くではこの屈曲点がみられず、接合部側の τ の方が低水路側壁側に比べて大きい。また、ピークの位置は h/H の減少とともに接合部側から低水路側壁側へと移動している。ケース A-6 では、高水敷上の τ は粗面であるためかなり大きな

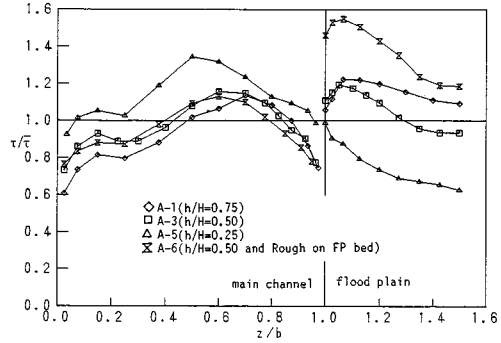


Fig. 14 Distributions of bed shear stress.

るが、その横断方向の分布の挙動はケース A-3 とほぼ同様である。この事実は横断方向の運動量輸送機構は両者でほぼ同様であることを意味していると考えられる。

5. 複断面開水路の運動量輸送機構

(1) 運動量式

定常の等流におけるレイノルズ方程式は粘性項を省略すると次のように書かれる。

$$V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = gI_e + \frac{\partial(-\overline{uv})}{\partial y} + \frac{\partial(-\overline{uw})}{\partial z} \dots (10)$$

これを水路床から水面まで積分すると次の運動量式が得られる。

$$\frac{\tau(z)}{\rho} = gh'I_e + \frac{d}{dz}(h' \cdot T) - \frac{d}{dz}(h' \cdot J) \dots (11)$$

$$T = \frac{1}{h'} \int_0^{N'} (-\overline{uw}) dy, \quad J = \frac{1}{h'} \int_0^{N'} (UW) dy \dots (12)$$

ここに、 $\tau(z)$ は底面せん断応力、 h' は任意の断面における水深を意味し、高水敷上では h 、低水路では H となる。 T が任意の x - y 平面に働く乱れ輸送による平均せん断応力を意味し、 J がこの面を通して横断方向流速 W によって輸送される x 方向の運動量を意味する。したがって $(T-J)$ は任意の x - y 平面に働く見掛けのせん断応力を表わしていることになり、この横断方向の勾配がせん断応力の重力項からのずれを示している。

(2) 運動量式の内部構造

実験値から $-\overline{uw}$ 、 U 、 W の y 方向の積分を行い求めた T 、 J および $(T-J)$ の横断分布の一例を Fig. 15 に示す。 $h/H \geq 0.5$ では、 J すなわち二次流による移流輸送量の方がレイノルズ応力に比べて卓越している。 J の値は接合部近傍でピークをとりその両側の広い範囲で正の値をとる。一方、 T は接合部より低水路側で負の大きな値をとり、接合部から高水敷にかけて急に増大し正の値となる。 h/H が小さくなると J はあまり変化しないが、 T の負のピークが増大し、高水敷側では T の負の値が現われなくなる。 h/H が小さくなるほど、接合部の見掛けのせん断応力に占めるレイノルズ応力の寄与が

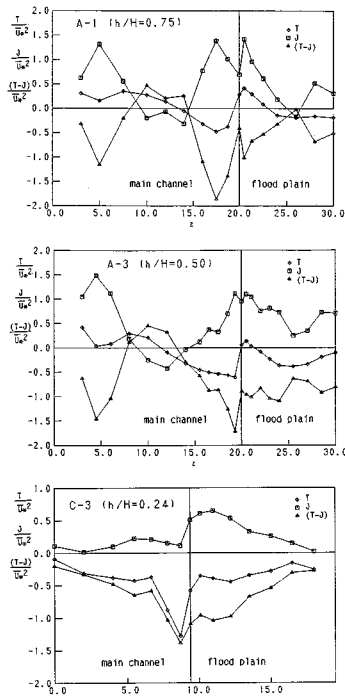


Fig. 15 Spanwise Distribution of Apparent Shear Stresses.

Table 2 Characteristic Values in Spanwise Momentum Transport.

CASE	Apparent Shear Stress at Junction			Secondary velocity W_0/U_*^2	Eddy Viscosity	
	T_0/U_*^2	$-J_0/U_*^2$	$(T_0-J_0)/U_*^2$		E_{xz}/U_*	$E_{xz}/(U_*b)$
A-1	0.28	-1.06	-0.78	0.49	0.60	0.030
A-2	0.31	-0.58	-0.27	0.46	0.53	0.027
A-3	0.10	-1.03	-0.93	0.67	0.64	0.032
A-4	---	---	---	0.51	---	---
A-5	---	---	---	0.50	---	---
B-1	0.28	-0.65	-0.37	0.56	0.36	0.042
B-2	-0.03	-0.50	-0.53	0.56	0.22	0.025
B-3	-0.44	-0.49	-0.93	0.60	0.27	0.031
C-1	0.04	-1.14	-1.18	0.99	0.43	0.023
C-2	-0.02	-0.74	-0.76	0.67	0.43	0.023
C-3	-0.58	-0.56	-1.14	0.63	0.47	0.025

大きくなるものの、高水敷上では依然として二次流が重要な役割を果たしている。この接合部近傍での値 T_0 と $(-J_0)$ の概算値を Table 2 に示す。二次流の輸送の寄与は、ほぼ $0.5 \sim 1.0 U_*^2$ 程度であることがわかる。

ここで高水敷上の J について考察する。まず二次流 W は高水敷上ではほぼ直線的な分布となることが Fig. 5 からいえる。すなわち、 $W = W_0(2y/h - 1)$ と与えられ、 W_0 は底面または水面での W の最大値である。主流速 U の鉛直分布はほぼ対数則に従うから、

$$\begin{aligned}
 J &= \frac{1}{h} \int_0^h (UW) dy \\
 &= \frac{1}{h} \int_0^h \left\{ W_0(2y/h - 1) \left(\frac{U_*}{\kappa} \ln \frac{U_* y}{\nu} + AU_* \right) \right\} dy \\
 &= 1.25 W_0 U_* \dots \dots \dots (13)
 \end{aligned}$$

となる。 W_0 については実験値から読み取ったおよその

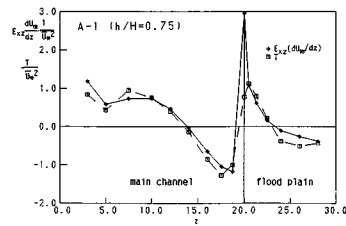


Fig. 16 Spanwise Distribution of Mean Velocity Gradient and Reynolds stress.

値を Table 2 に示す。これから W_0 は約 $0.5 \sim 0.8 \bar{U}_*$ 程度であるから、左辺は $0.6 \sim 1.0 \bar{U}_* U_*$ となり、二次流による移流項 J はほぼ底面せん断応力程度であることが示された。ここに、 \bar{U}_* は平均摩擦速度、 U_* は局所的摩擦速度である。

次にレイノルズ応力については、 $-\bar{u}w$ は $\partial U/\partial z$ と渦動粘性係数によって結びつけられると考えられ、これを水深平均された値にも適用すると、 T は水深平均された主流速 U_m を用いて次のように表わされる。

$$T = (1/h) \int_0^h (-\bar{u}w) dy = E_{xz} (dU_m/dz) \dots \dots \dots (14)$$

ここに、 E_{xz} は横断方向の平均渦動粘性係数である。 U_m の横断分布から計算した dU_m/dz に適当な E_{xz} を乗じた値の横断分布を T とともに示したのが Fig. 16 である。これから T と dU_m/dz はほとんど同形の分布を示し、式 (14) が妥当であることが明らかであり、係数 E_{xz} はほぼ一定値と考えてよいことがわかる。各ケースの平均の E_{xz} を U_* で割った値も Table 2 に示す。同一の幾何条件では同程度の値となるが、低水路幅の違いによって異なる値を示している。これをさらに低水路幅 b で割り無次元化した値も表に示したが、これらはほぼ近い値を示し、 $E_{xz} = 0.028 U_* b$ 程度であることがわかる。

一般的には、二次流の効果とレイノルズ応力の効果を一まとめにして dU_m/dz に結びつける解析がなされているが、 h/H が小さい場合、 T と $(-J)$ は常に同符号となるためこのような解析がある程度許される。この場合は、二次流の移流効果を含んだ形で、接合部近傍から高水敷上にかけて大きな渦動粘性係数を与えなければならない。ただし、 h/H が極端に小さくなると見掛けのせん断応力が相当大きくなり²⁾、 T がほとんどを占めるようになることが予想される。 h/H が大きい場合は、二次流の効果ははるかに大きく、 T と $(-J)$ の符号の逆転も生じるためこのような解析は不可能となり、二次流を考慮した解析が必要となる。

6. 結 論

本研究は、複断面開水路流の三次元乱流構造を実験的に解明したものである。ファイバー・レーザー・ドップ

ラー流速計を水路側壁および水面に設置する方法によって流れの3方向成分を高精度に計測した。得られた二次流速は連続の式を十分に満足し、本実験精度がきわめて高いことが示された。また、平均主流速、乱れ強度およびレイノルズ応力の構造に及ぼす二次流の影響を明らかにし、さらに複断面流れに果たす二次流の役割について検討した。以下に本研究で得られた主な結論を列挙する。

(1) 複断面開水路流では、低水路と高水敷の接合部から強い斜め上昇流が発生する。この斜め上昇流の大きさは最大で、最大主流速の約4%に達する。この値は長方形開水路で観測される水面渦の流速（最大主流速の約2~3%）と比べて若干大きい。この斜め上昇流の両側に一對の縦渦、すなわち高水敷渦および低水路渦が発生する。

(2) 主流速の構造は二次流による運動量輸送の効果を直接的に受け、接合部エッジから上方に斜め上昇流に沿って減速され、低水路では高水敷水深が小さくなるにつれて最大流速位置の水面からの降下が著しくなる。

(3) 複断面開水路のレイノルズ応力と乱れ強度の三次元構造が明らかにされた。レイノルズ応力の正負の符号は平均主流速のそれぞれの方向の勾配とよく一致する。乱れ強度はいずれも接合部エッジ付近で増大し、低水路の高水敷側では減少がみられた。乱れ強度の3成分の挙動は、乱れエネルギーの発生率の構造と密接な関係にある。また、接合部付近で乱れの非等方向性が強くなることが示された。

(4) h/H が大きいとき ($h/H=0.75$)、低水路渦は非常に弱くなるが、高水敷渦は発達し水面にまで達する強い渦となる。 h/H が小さいとき ($h/H=0.25$)、低水路渦は横断方向に発達し扁平な渦となり、また高水敷渦も依然として存在している。低水路幅が小さい場合、低水路渦が水面にまで達しなくなるが、この低水路幅の影響は二次流構造にあまり影響しない。

(5) 底面せん断応力は、低水路から高水敷への運動量の輸送を反映した分布を示す。この横断方向の運動量輸送に果たす二次流の寄与は大きく接合部でほぼ底面せん断応力程度になる。 h/H が小さくなるに従って、レイノルズ応力の寄与する割合が大きくなる。

本研究で得られた結果は、水工学的に重要な知見を与えるのみならず、乱流モデルによる三次元流れの数値計算法開発のための貴重なデータを与えるものと確信する。

最後に本研究を遂行するにあたり、京都大学工学部中川博次教授ならびに瀬津家久助教授に貴重なご助言を頂いたことを記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Myers, W.R.C. and Elsway, E.M. : J. Hydraulics Div., ASCE, Vol.101, No. Hy7, pp.933~946, 1975.
- 2) Rajaratnam, N. and Ahmadi, R.M. : J. Hydraulic Research, Vol.19, pp.43~60, 1981.
- 3) Knight, D.W. and Demetriou, J.D. : J. Hydraulic Eng., ASCE, Vol.109, pp.1073~1092, 1983.
- 4) Knight, D.W. and Hamed, M.E. : J. Hydraulic Eng., ASCE, Vol.110, pp.1412~1430, 1984.
- 5) Wormleaton, P.R., Allen, J. and Hadjipanous, P. : J. Hydraulics Div., ASCE, Vol.108, pp.975~993, 1982.
- 6) 今本博健・石垣泰輔：第27回水理講演会論文集，pp.61~66, 1983.
- 7) 今本博健・石垣泰輔・木下聖司：京都防災研究所年報，第27号B-2, 1985.
- 8) 玉井信幸・河原能久：第25回水理講演会論文集，pp.113~118, 1981.
- 9) 福岡捷二・浅野富夫・藤田光一・坂野 章：第30回水理講演会論文集，pp.499~504, 1986.
- 10) Shiono, K. and Knight, D.W. : Proc. of 3rd Symposium on Refined Flow Modeling and Turbulence Measurements, Tokyo, pp.503~510, 1988.
- 11) Keller, R.J. and Rodi, W. : J. Hydraulic Research, Vol.26, pp.425~441, 1988.
- 12) 富永晃宏・江崎一博：土木学会論文集，第357号/II-3, pp.81~88, 1985.
- 13) Kawahara, Y. and Tamai, N. : Proc. of 3rd Symp. on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements, Tokyo, pp.527~536, 1988.
- 14) Larsson, R. : Proc. of 3rd Symp. on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements, Tokyo, pp.537~544, 1988.
- 15) Townsend, D.R. : Proc. Institution of Civil Engineers, Vol.40, pp.155~175, 1968.
- 16) 今本博健・久下俊夫：京都防災研究所年報，第17号B, pp.1~15, 1974.
- 17) Prinos, P., Townsend, R. and Tavoularis, S. : J. Hydraulic Eng., ASCE, Vol.111, pp.1246~1261, 1985.
- 18) Tominaga, A. and Ezaki, K. : Proc. of 6th Congress of APD, IAHR, Kyoto, pp.465~472, 1988.
- 19) Tominaga, A., Nezu, I. and Ezaki, K. : Proc. of 3rd Symp. on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements, Tokyo, pp.511~518, 1988.
- 20) Nezu, I. and Rodi, W. : J. Hydraulic Eng., ASCE, Vol.112, pp.335~355, 1986.
- 21) Tominaga, A. and Nezu, I., Ezaki, K. and Nakagawa, H. : J. of Hydraulic Research, Vol.27, pp.149~173, 1989.
- 22) Nezu, I. and Rodi, W. : Proc. of 21st Congress of IAHR, Melbourne, Vol.2, pp.19~23, 1985.
- 23) Naot, D. : J. Hydraulic Engineering, Vol.110, No.11, pp.1568~1587, 1984.

(1989.7.13・受付)