

かぶり水深変化による複断面高水敷周辺の 乱流構造と河床せん断応力

TURBULENT STRUCTURE AND BED SHEAR STRESS NEAR THE JUNCTION BETWEEN MAIN-CHANNEL AND FLOOD-PLAIN IN SHALLOWER COMPOUND OPEN-CHANNEL FLOWS

瀬津家久¹・鬼束幸樹²・相良幸輝³・池谷和哉³

Iehisa NEZU, Kouki ONITSUKA, Yuki SAGARA and Kazuya IKETANI

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

³学生員 京都大学大学院 環境地球工学専攻

In compound open-channel flows, it is very important to clarify the interaction between main-channel and flood-plain induced by coherent vortices, so-called the secondary currents and “large-scale horizontal vortices”. These turbulent structures and coherent vortices are characterized by high shear layers generated by the shear instability between main-channel and flood-plain flows. In this study, secondary currents and three-dimensional turbulent structures were experimentally revealed on shallower flood-plain by making use of a two-component fiber-optic laser Doppler anemometer (FLDA). Next, the bed shear stress on shallower flood-plain was evaluated from the accurate measured velocity profile in the viscous sublayer by making use of one-component fiber-optic LDA.

Key Words : *compound open-channel flows, shallower flood-plain, three-dimensional turbulent structures, bed shear stress, LDA measurements.*

1. はじめに

低水路と高水敷からなる複断面河道は、わが国の多くの河川がもつ形状であり、高水敷は平水時にはレクリエーション等に用いられるが、高水時には流量調節上重要な働きを果たす。複断面河道において流量が増加して流れが高水敷に及んだ場合、単断面流れとは異なる特性を示すことが知られている。このような場合の流れの特徴としては、低水路流れと高水敷上流れとの間に生じるせん断不安定に起因する水平渦構造と断面形状の急変に起因する斜昇流に伴う縦渦構造を挙げることができ、従来より数多くの研究がなされている。例えば、Tominaga and Nezu¹⁾、池田ら²⁾、石垣ら³⁾などがある。この他、富永ら⁴⁾は河床せん断応力の評価を行い、河床せん断応力が低水路から高水敷上への運動量輸送を反映した分布であることを示している。また、中川ら⁵⁾は実河川では法面勾配が様々であることに着目し、法面勾配を有する複断面水路における乱流構造を解明し、法面勾配の変化によって2次流構造が変化することを明らかにしている。以上の研究が時間平均的な特性について行われているのに対して、瀬津ら⁶⁾は定量的な可視化手法であるPTV(Particle-Tracking-

Velocimetry)法を用いて、平面渦の瞬間的・時空間的な特性を低水路と高水敷の相互作用のメカニズムの観点から検討している。さらに、乱流モデルを用いた数値計算法の開発により、Naot *et al.*^{7,8)}は、単断面モデルを複断面に拡張し、三次元代数応力モデルを提案している。

複断面流れの内部構造に関するこれまでの研究の多くが、高水敷水深が比較的深い水理条件下で行われており、高水敷水深が浅いものは計測の困難もありあまり行われていないのが現状である。ところが、高水敷水深が浅くなると、高水敷と低水路間の相互作用が激しくなり、流れの抵抗が急増すると考えられ、その2次流構造やせん断応力の解明は極めて重要である。

そこで本研究は、高水敷水深が浅い水理条件の下、ファイバーレーザ流速計(FLDA)を用いて横断面内の3方向流速を精密に計測し、時間平均的な流れの三次元構造の解析を行った。さらに、1成分FLDAを駆使して粘性底層まで詳細に計測を行い、従来までは対数則より評価された河床せん断応力を粘性底層より高精度に評価した。

表-1 実験条件

CASE	S	$H(\text{cm})$	B_f/B	H/D	$Q(\text{l/s})$	$U_{\max}(\text{cm/s})$	Fr	$Re(\times 10^4)$
H6	1/3000	6.0	0.5	1.20	1.44	13.4	0.20	1.3
H7	1/4000	7.0	0.5	1.40	2.06	14.9	0.20	1.8
H8	1/5000	8.0	0.5	1.60	2.73	15.6	0.20	2.3

2. 実験装置及び実験方法

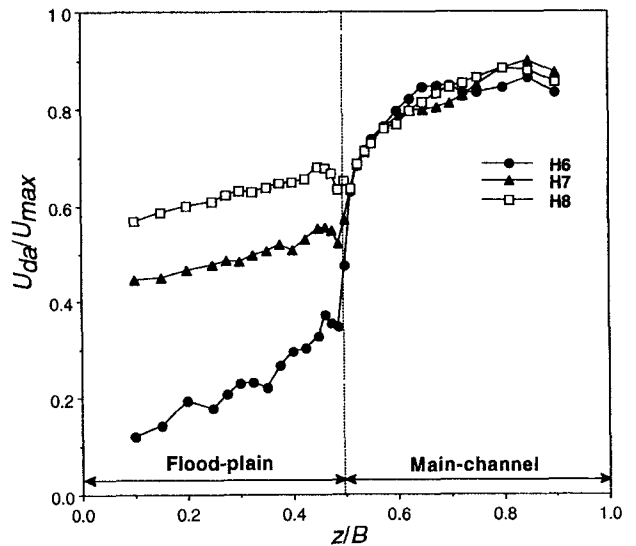
本実験で使用した水路は全長10m、幅 $B=40\text{cm}$ の可変勾配型循環式直線水路であり、特に計測用区間3mは水路側壁と底面とが1枚の光学ガラス製となっている。瞬間流速の計測には水路側壁と上方から4ビーム後方散乱型ファイバーレーザー流速計を用いて高精度に (u, v, w) の三次元計測を行った。計測地点は、水路上流端から5.5mとした。また、水路長10mのうち上流部50cm区間に遷移部を設け、残りの区間に複断面水路形状のボックスを設けた。複断面形状としては、高さ $D=5\text{cm}$ 、幅 $B_f=20\text{cm}$ とし、全ケース片側高水敷のタイプを採用した。実験条件を表-1に示す。表中の S は路床勾配、 H は低水路水深、 Q は流量、 $U_{\max}$ は断面最大主流速、 Fr はフルード数、 Re はレイノルズ数を表している。実験ケースは、低水路水深が6、7、8cmの3通り（各々CASE H6, H7, H8とする）を設定した。FLDAによる (u, w) の計測の際には水路上方から水面を通しての計測となるので、水面変動による影響をできるだけ少なくするために全ケース $Fr=0.2$ の一定とする緩やかな流れとした。測点は、高水敷と低水路の境界部が密になるように設定し、1ケース当り約500点の点計測を行った。データのサンプリング時間は約60secであり、平均サンプリング周波数は約120Hzであった。続いて、水路底面ごく近傍にある粘性底層の計測には、4ビームによる2次元計測では計測が非常に困難であるため、側壁方向からの主流方向のみの2ビームによる1次元計測を行った。計測地点は横断方向に19列、鉛直方向には0.2mmから0.6mmの間に6点設定した。なお、トラバース装置は水路に直付けであり、0.01mmの精度をもつ。

3. 実験結果とその考察

(1) 平均主流速分布および二次流分布

図-1に水深平均した主流速 U_{da} を各ケースの最大主流速 $U_{\max}$ で無次元化した横断分布を示す。この図より、全ケースとも境界部において変曲点を有しており、水深が浅くなるにつれて低水路・高水敷間の流速勾配が非常に大きくなる傾向が伺える。これより水深が浅いほど高水敷と低水路との流速差が顕著であり、大規模水平渦の発達に起因していることが再確認できる。²⁾また各ケースに共通して境界部付近で流速値がいったん減少しているが、これは斜昇流が存在しているためであり、かぶり水深が深いほどその流速の減少は大きくなっている。

図-2は平均主流速 U を各ケースの最大主流速 $U_{\max}$ で

図-1 水深平均主流速 U_{da} の横断方向分布

無次元化したコンターを示したものである。各ケースを比較すると、水深が浅くなるにつれて高水敷上の流速が低減していることがわかる。このことは、水深が浅いほど高水敷流れは低レイノルズ数になり、高水敷上と低水路での流速差が顕著となることを意味している。また、ケースH8では、境界部付近において若干ではあるがコンターラインの突出が見られ、これより斜昇流が存在することが予測される。

図-3は各ケースにおける2次流を $U_{\max}$ で無次元化してベクトル表示したものである。各ケースとも、高水敷端部から低水路に向かう2次流セルが存在している。しかし、ケースH7、H8ではその2次流セルによる渦が安定しているが、H6では渦が顕著であるとは言い難い。これは、ケースH7、H8では断面形状の急変による斜昇流が比較的卓越するが、ケースH6では断面形状の急変による影響はあまり受けず、大規模水平渦が大きく影響しているためと考えられる。

(2) 乱れ特性量

図-4は粘性底層計測から評価された摩擦速度の平均値 $\overline{U_*}$ （算出方法は後述する）を用いて、横断方向レイノルズ応力を無次元化したコンターである。各ケースとも境界部水面付近で最大値をとっており、水深が浅くなるにつれて、その値が大きくなっていることが見てとれる。これは、水深が浅いほど $\partial U/\partial z$ が大きくなり（図-1）、高せん断層になるためである。また、Nezu et al.⁹⁾が述べている高水敷

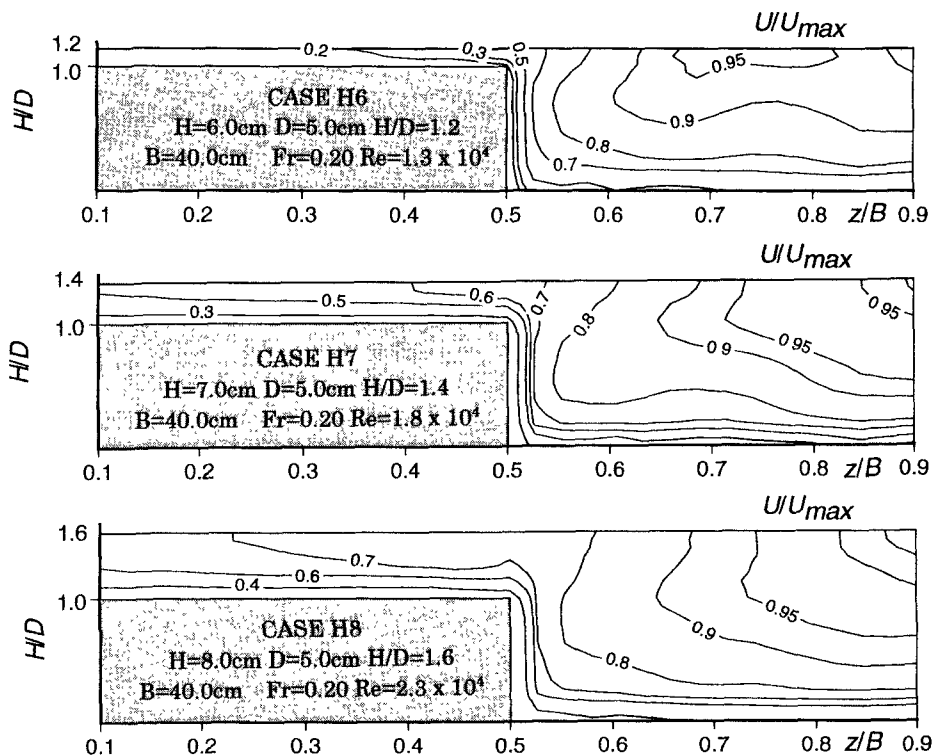


図-2 平均主流速 U のコンター

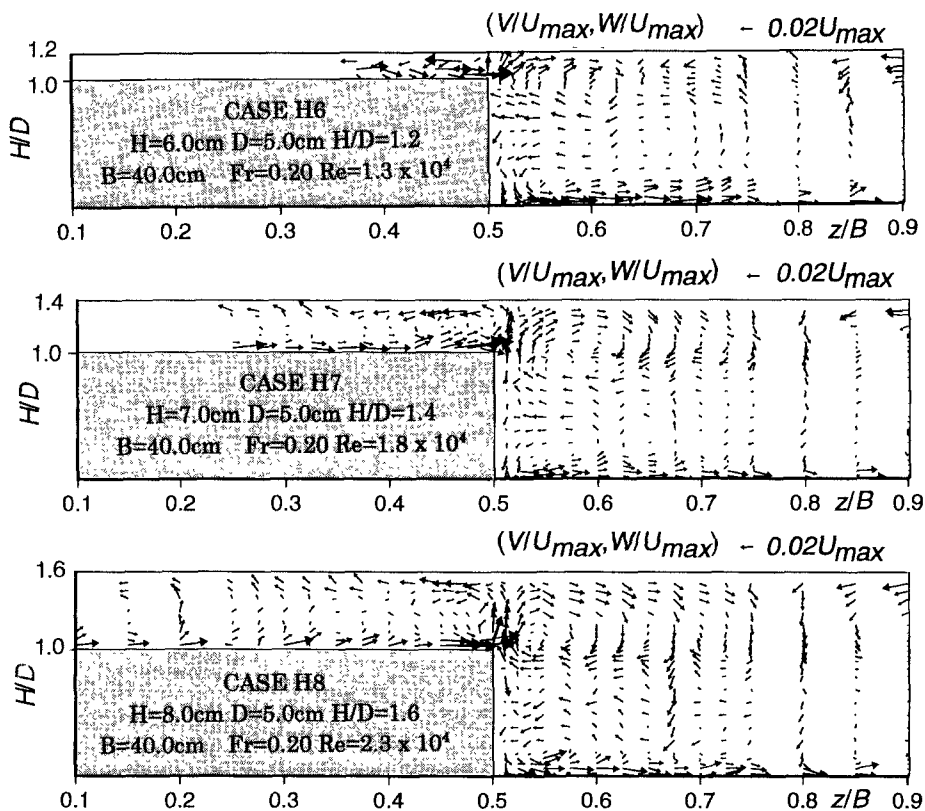


図-3 2次流ベクトル

水深が深い場合に見られる、高水深上の境界部近傍においてレイノルズ応力が負、低水路側では正というようなレイノルズ応力の逆転現象はいずれのケースにおいても見られない。これは高水深水深が浅い場合には水平渦の影響が卓越しているためと考えられる。

図-5は乱れエネルギー k を河床せん断応力 $\bar{U}_*$ によ

り無次元化したコンターである。各ケースとも、低水路においては水路床から水面に向かって乱れエネルギーが減少する傾向が見られるが、境界部に近づくにつれこの傾向がくずれている。特にH6では、境界部上の水面において極大値を有しており、水平渦が通過する際に発生する交番する流れによってシアが増加していることが認められる。

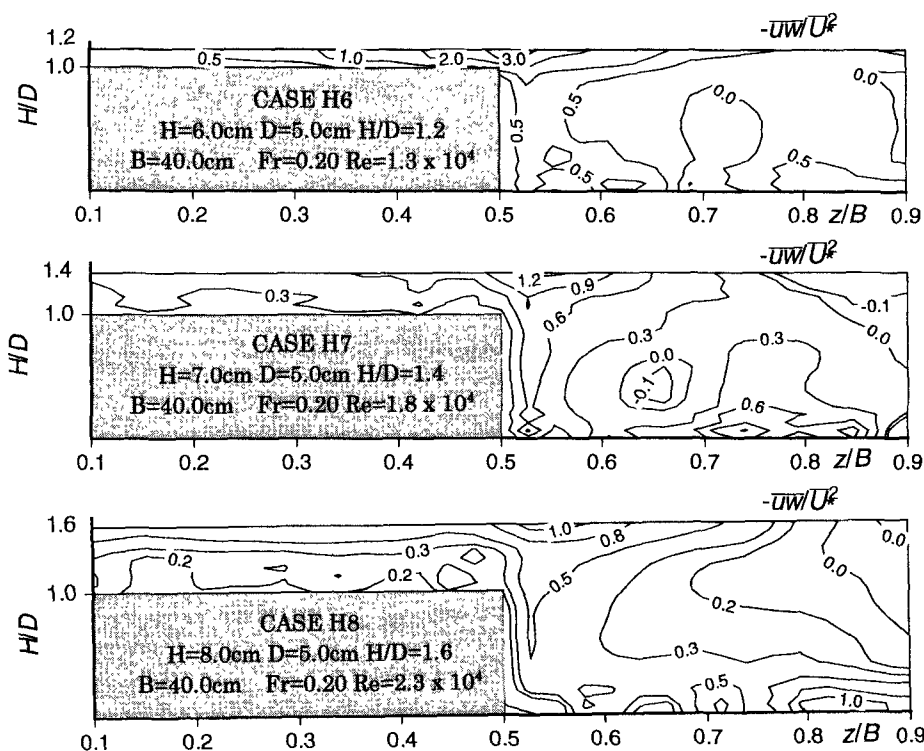


図-4 レイノルズ応力 $-uw$ のコンター

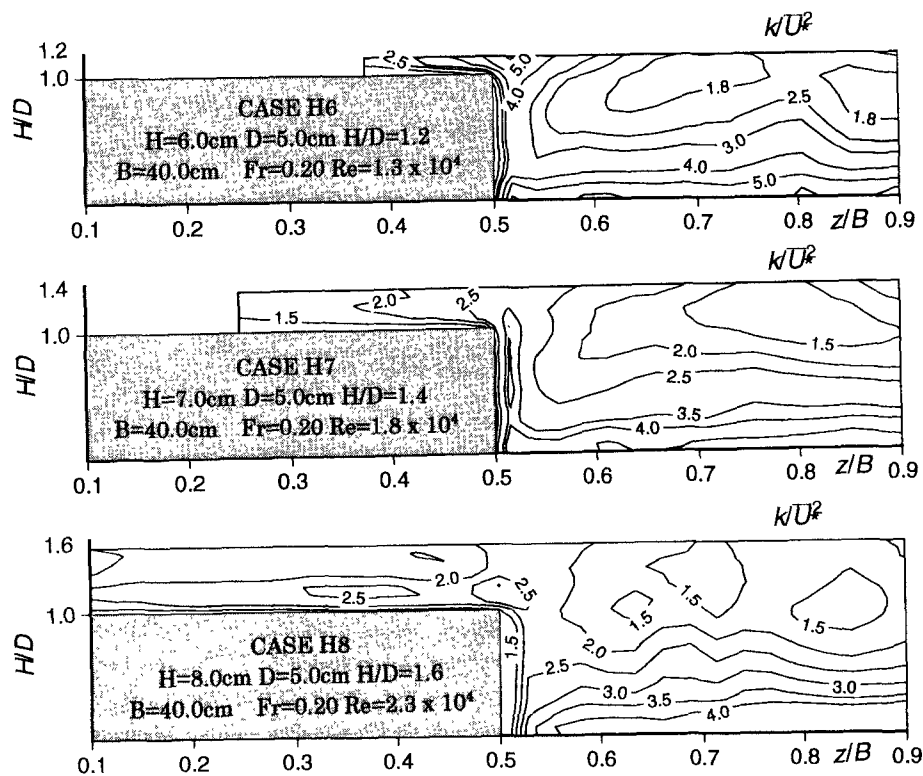


図-5 乱れエネルギー k のコンター

(3) 運動量輸送解析

(a) 理論的考察

定常かつ等流におけるレイノルズ方程式の x 成分は粘性項を無視すると式(1)で与えられる。

$$V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = gI_e + \frac{\partial(-\overline{uv})}{\partial y} + \frac{\partial(-\overline{uw})}{\partial z} \quad (1)$$

ここに、 g は重力加速度、 I_e はエネルギー勾配であ

る。次に、式(1)を y に関して底面から水面まで積分すると運動量式(2)を得る。

$$\frac{\tau}{\rho} = gH'I_e + \int_0^{H'} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} (-UW - \overline{uw}) \right\} dy \quad (2)$$

ここに、 τ は河床せん断応力、 H' は任意の断面における水深を意味し、高水敷上 ($H'=h$) と低水路 ($H'=H$) とでは異なる。次に、式(3)で示される横断方向のレ

レイノルズ応力 $-\overline{uw}$ の水深変化によるせん断応力を T とおき、式(4)で表される2次流 W によって横断方向へ輸送された運動量を J とおくと、式(5)を得る。

$$T = \frac{1}{H'} \int_0^{H'} (-\overline{uw}) dy \quad (3)$$

$$J = \frac{1}{H'} \int_0^{H'} (UW) dy \quad (4)$$

$$\frac{\tau}{\rho} = gH'I_e + H' \frac{d}{dz} (T - J) \quad (5)$$

式(5)の右辺第1項は2次元流れの河床せん断応力であり、本研究のように2次流が存在するときの河床せん断応力には右辺第2項が付加される。つまり、局所的な河床せん断応力の2次元流れからのずれは、横断方向のレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ によるせん断応力の勾配と2次流 W によって横断方向へ輸送される運動量の勾配によって決定される。すなわち、 $(T-J)$ は $x-z$ 平面に働く見かけのせん断応力であり、横断方向への運動量輸送の強さを意味している。

(b) 運動量輸送特性

点計測から得られた $-\overline{uw}$ 、 U 、 W を用いて算出した T 、 J ならびに $T-J$ の横断方向分布を各ケースごとに図-6に示す。いずれの量に対しても、粘性底層計測から評価された摩擦速度の平均値 $\overline{U_*}$ を用いて無次元化されている。同図より、 T については、いずれのケースも境界部で極大値を有するが、H6ではその値が非常に大きくなっていることがわかる。これは、水深が浅いほど大規模水平渦が発達し、この水平渦による運動量輸送が活発であるためにレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ が相対的に増加し、結果として河床せん断応力に影響を与えていると考えられる。一方 J については、いずれのケースも負の値を示しており、各ケースの T と J の大きさを相対的に見ると、H7、H8では $|J|$ の方が $|T|$ よりも大きい傾向が覗える。これは、水深が増すと、断面形状に起因する斜昇流が顕著となり、見かけのせん断力、即ち運動量輸送に対しての寄与が、レイノルズ応力よりも2次流の方が支配的であることを示唆している。続いて $T-J$ に関しては、全ケースとも境界部付近で最大値やその z 方向勾配をとっており、そこで運動量輸送が最も活発であることがわかる。また、水深が浅くなるにつれて最大値が大きくなっており、水深が浅くなると運動量輸送が活発になると考えられる。

(4) 河床せん断応力

本研究では1成分レーザ流速計を駆使して、粘性底層 $(0 < y^+ \leq 5)$ における乱流計測を行い、摩擦速度を直接評価した。一般に粘性底層では次式が理論的に成立する。

$$U^+ = y^+ \quad (6)$$

ここに、 $U^+ = U/U_*$ は無次元平均流速、 $y^+ = yU_*/\nu$ は無次元座標、 U_* は摩擦速度、 ν は

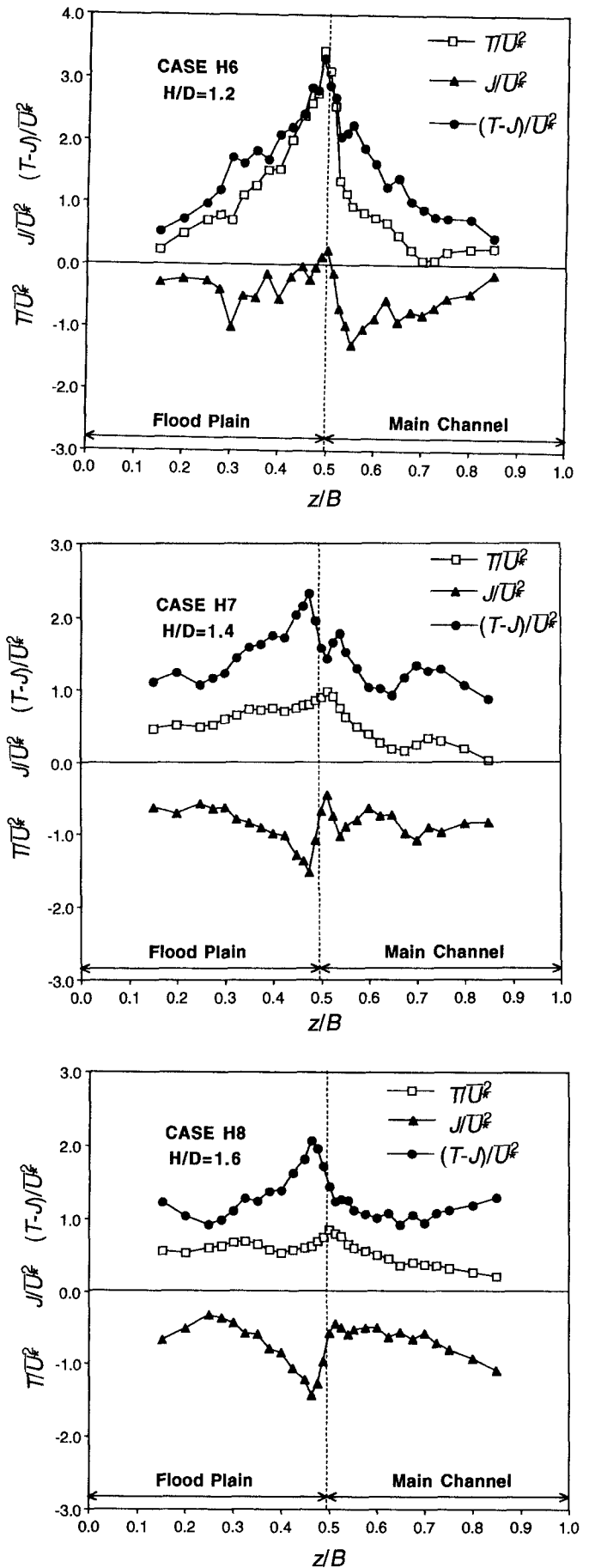


図-6 T 、 J ならびに $T-J$ の横断方向分布

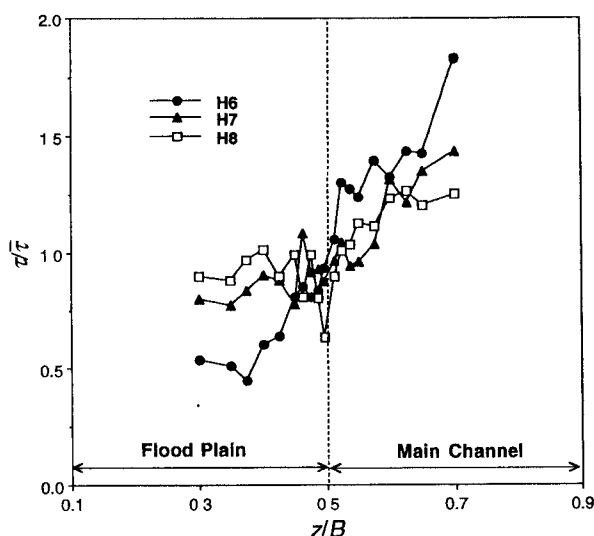


図-7 粘性底層の主流速分布から評価した
河床せん断応力の横断方向分布

動粘性係数である。なお、摩擦速度の算出は、式(6)を用いた最小二乗法によって行った。

図-7は、式(6)より算出した摩擦速度から、河床せん断応力 $\tau = \rho U_*^2$ を計算した、各ケースの河床せん断応力の横断分布である。なお、各ケースごとの河床せん断応力の平均値 $\bar{\tau}$ で無次元化している。同図より、各ケースとも高水敷から低水路に向かうにつれ河床せん断応力が増加しているが、その勾配は水深が浅いほど大きくなっている。この結果は富永⁴⁾の結果ともほぼ一致している。また、境界部において、H6では河床せん断応力が増加し続けている。これは、強いレイノルズ応力を誘起する大規模水平渦が大きく影響していると考えられる。一方、H7、H8では河床せん断応力が境界部で落ち込む現象が見られるが、水深が大きい場合において富永⁴⁾も同様な傾向を示している。橋津¹⁰⁾は、単断面水路において上昇流部では河床せん断応力が極小値を示すとしている。したがって、これは境界部における強い上昇流が存在することが要因であると考えられ、水深が深くなるにつれて斜昇流が発達していることを示唆していると推察される。

図-8は、式(5)に従い、運動量輸送解析より評価した各ケースの河床せん断応力の横断分布で、各ケースごとの河床せん断応力の平均値 $\bar{\tau}$ で無次元化している。同図より、水深が浅いほど高水敷と低水路での河床せん断応力の差が大きくなっている傾向が窺える。また、水深の増したH7、H8では、河床せん断応力が高水敷端部で減少しているのがわかる。これらの傾向は、定量的には図-7と一致しないが、定性的には一致しており、2次流およびレイノルズ応力を考慮した計算が妥当であることを示している。

4. おわりに

本研究では、三次元乱流計測により、かぶり水深の変化が複断面高水敷の乱流構造に及ぼす影響を実

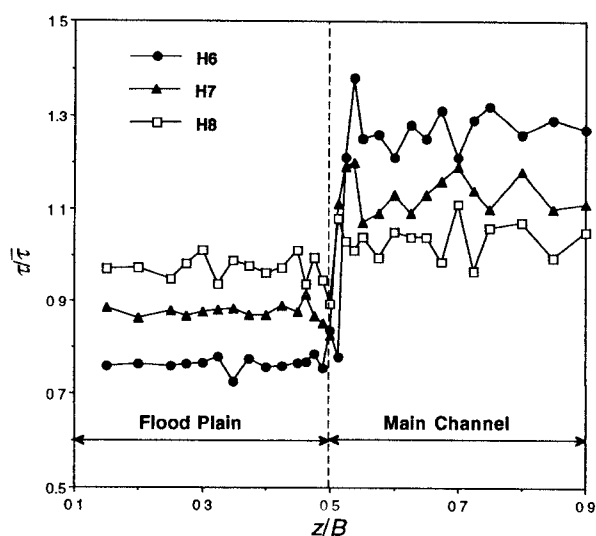


図-8 運動量輸送解析から評価した
河床せん断応力の横断方向分布

験的に検討したものである。得られた知見を簡単に示すと、かぶり水深が浅ければ大規模水平渦が発達し¹¹⁾、水深が増すと2次流が卓越する。このことと関連して、水深が浅い場合大規模水平渦による横断方向の運動量輸送が活発であり、水深が増せば2次流による運動量輸送が支配的となる。また、水深が浅い場合、高水敷から低水路に遷移する場所で河床せん断応力が増加するが、水深が増すと河床せん断応力はその場所で減少する。今後は、さらに水深を増加させた場合のデータの集積を行うとともに、低レイノルズ数乱流モデルを開発して数値計算結果との比較検討をする予定である。また、PIV(Particle-Image-Velocimetry)等による測定の実験解析を行い、複断面開水路の全貌を解明していきたい。

参考文献

- 1) Tominaga, A. and Nezu, I. : *J. Hydraulic Eng., ASCE*, vol.117, NO.1, pp.21-41, 1991.
- 2) 池田駿介・村山宜義・空閑健 : 土木学会論文集, 第509号/II-30, 1995.
- 3) 石垣泰輔・今本博健 : 土木学会論文集, 第515号/II-31, 1995.
- 4) 富永晃宏・江崎一博・小葉竹重機 : 第417号/II-13, 1990.
- 5) 中川博次・橋津家久・阿部崇・志村拓也 : 水工学論文集, 第39巻, pp.417-422, 1995.
- 6) 橋津家久・志村拓也・中山忠暢 : 水工学論文集, 第40巻, pp.1059-1064, 1996.
- 7) Naot, D., Nezu, I. and Nakagawa, H. : *J. Hydraulic Eng., ASCE*, vol.119, NO.3, pp.390-408, 1993.
- 8) Naot, D., Nezu, I. and Nakagawa, H. : *J. Hydraulic Eng., ASCE*, vol.119, NO.12, pp.1418-1426, 1993.
- 9) Nezu, I., Nakagawa, H. and Abe, T. : *26th IAHR Congress, London*, vol.1, pp.45-50, 1995.
- 10) 橋津家久・中川博次 : 第29回水理講演会論文集, pp.769-774, 1985.
- 11) Nezu, I. and Nakagawa, T. : *J. Hydraulic Research, IAHR*, vol.35, pp.191-208, 1997

(1998.9.30受付)