

単断面から複断面へ遷移する非定常な 複断面流れにおける高水敷上のせん断応力分布

BED SHEAR STRESS ON FLOODPLAIN IN UNSTEADY FREE SURFACE FLOWS WITH
TRANSITION STAGE FROM RECTANGULAR TO COMPOUND CHANNEL

瀬津家久¹・山上路生²・若元洋樹³

Iehisa NEZU, Michio SANJOU and Hiroki WAKAMOTO

¹フェロー会員 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学生員 京都大学大学院 環境地球工学専攻博士後期課程 (同上)

³学生員 京都大学大学院 環境地球工学専攻修士課程 (同上)

It is very important to investigate the time-dependent characteristics of bed shear stress on the floodplain while considering the rivers in flood. In this study, LDA measurements were conducted on the floodplain in depth-varying unsteady free surface flows with the transition process from a rectangular to compound channel. Particularly, the friction velocity was evaluated accurately from the primary velocity profiles in the viscous sublayer. From these experimental results, it was found that the Manning's roughness coefficient on the floodplain becomes larger at the transition-stage.

Key Words : *Unsteady compound open-channel flows, Bed shear stress, Floodplain, Viscous sublayer*

1. はじめに

我が国の実河川の多くは、低水路と高水敷で構成される複断面開水路流れである。流量の少ない平水時では流れを低水路に集中させることで、上水取水や水生生物のために必要な水位を確保する。高水敷は親水空間やレクリエーションの場として利用される。一方、流量が著しく増加する洪水時には、高水敷に流れが氾濫し水位増大が抑制される。最大流量と最小流量の差が著しい河況係数の大きな日本の河川においては、このような効果をもつ複断面形状は、利水・治水および河川環境の全ての面に対して有益であり、今日までに複断面流れにおける抵抗則や乱流構造に関して多くの研究が行われてきた。

例えば、福岡・藤田¹⁾は低水路と高水敷の境界部に発生するせん断応力が流水抵抗を変化させる特性に注目した。彼らはこのせん断応力を低水路と高水敷の主流速差の2乗に比例する形で与え、定常複断面流れにおけるこの比例係数(混合係数)と断面形状の関係を実験的に求めている。中川ら²⁾は矩形複断面と2種類の異勾配の定常な台形複断面流れを対象に高精度な乱流実験を行っており、平均流速分布、二次流分布、レイノルズ応力および渦動粘性係数に与える法面角度の効果を検討している。しかしながら実際の洪水流は単断面から複断面への遷移過程を有することから、上述のような水深固定の定常流研究では不十分である。最近、渡辺ら³⁾は複断面蛇行河道に非定常流が通過した場合に生じるハイドログラフの変形とピーク流量の低減量を平面2次元の数

値計算で良好に再現しているが、断面遷移にともなう3次元の乱流構造や抵抗特性には未解明な部分が多い。

特に高水敷への氾濫時にはかぶり水深が非常に小さい低レイノルズ数流れになり、対数層が存在しないから摩擦速度の評価に対数則を適用することができない。したがって断面平均的な方法や経験則では氾濫乱流の厳密な抵抗評価が難しい。実際、高水敷への氾濫時には河床抵抗が大きく変化するので、水工学的にもこの抵抗特性を正確に解明することは非常に重要である。

本研究では高水敷抵抗の時間変化特性に着目し、これを実験的に解明する。具体的には、流量の時間変化にともなう単断面から複断面への断面遷移過程を有する非定常な開水路乱流を対象に、高水敷上を中心にレーザ流速計による乱流計測を行い、粘性底層の流速分布から厳密に摩擦速度を評価する。また堤体の安定性からほとんどの複断面河道が台形状であるので、中川ら²⁾と同様に矩形複断面と台形複断面流れを計測し、断面形状が遷移プロセスに与える影響も考察する。

2. 実験条件と実験方法

図-1に本研究における実験装置図を示す。乱流実験に用いた水路は、長さ10m、幅40cm、高さ50cmの可変勾配型水路である。 $H(t)$ は低水路水深、 $h(t)$ は高水敷のかぶり水深、 B は水路幅、 B_f は高水敷幅

表-1 水理条件

case	θ (°)	H_b (cm)	H_p (cm)	Q_b (l/s)	Q_p (l/s)	Um_b (cm/s)	Um_p (cm/s)	T_d (s)
A90	90	4.0	8.3	2.3	13.8	28.8	59.4	60
A45	45	4.0	8.3	1.1	17.6	18.8	82.1	60
A26.6	26.6	4.0	8.3	1.05	17.0	16.2	80.2	60

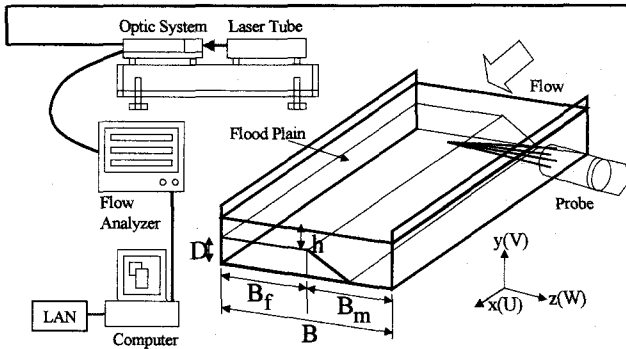


図-1 実験装置図

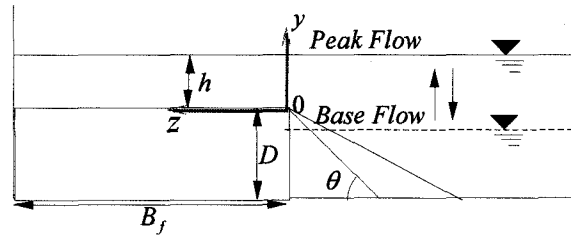


図-2 本実験のイメージ図

である。流量 $Q(t)$ は電磁流量計およびインバータ・モータの回転数を制御することで任意に自動制御できる。本実験の流量ハイドログラフには三角波を与え、非定常開水路流れを発生させた。流速計測には4ビーム後方散乱型2成分アルゴンイオンレーザー流速計を使用し、上流から約7mの地点において高水敷上を中心に主流速 U を約200点計測した。なお、鉛直方向の計測メッシュは粘性底層を含むように河床に近いほど細かく設定した。時間変化する水位の測定には超音波波高計を用いた。表-1に水理条件を示す。 Um は断面平均流速、 T_d はベース時からピーク時までの増水時間である。なお、添字の b および p はベース時とピーク時の値を表す。図-2に示すように、本実験は矩形複断面と法面勾配 θ の異なる2種類の台形複断面の計3ケースについて行った。

3. 実験結果とその考察

(1) 主流速と水深の時系列変化

図-3は低水路と高水敷の境界部と高水敷中央部の $y/D=0.024$ における主流速 U と高水敷水深 h の時間変化をケースA90について示したものである。ここで $T \equiv t/T_d$ は無次元時刻で、 $T=1.0$ が水深ピーク時刻である。主流速のピークが水深のピークよりも早く現れる。特に高水敷中央部の主流速よりも境界部の主流速の方が早くピークに達することがわかる。

(2) 主流速分布と摩擦速度の評価

摩擦速度 U_* は乱流構造や土砂輸送のメカニズムを解明する上で重要な速度スケール量である。一般に摩擦速度の評価には式(1)で示される標準対数則⁴⁾が用いられるが、本研究のように単断面から複断面への遷移プロセスを含む流れを扱う場合、遷移直後の状態ではかぶり水深が小さく低レイノルズ流れとなり、対数領域が十分に確保されないため、この

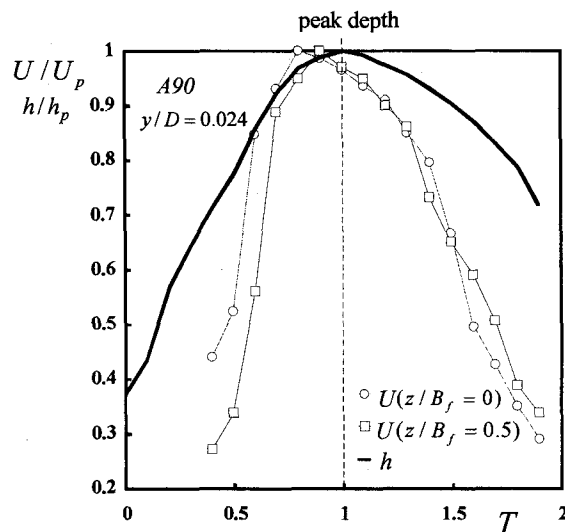


図-3 水深と平均流速の時系列

方法は厳密ではない。

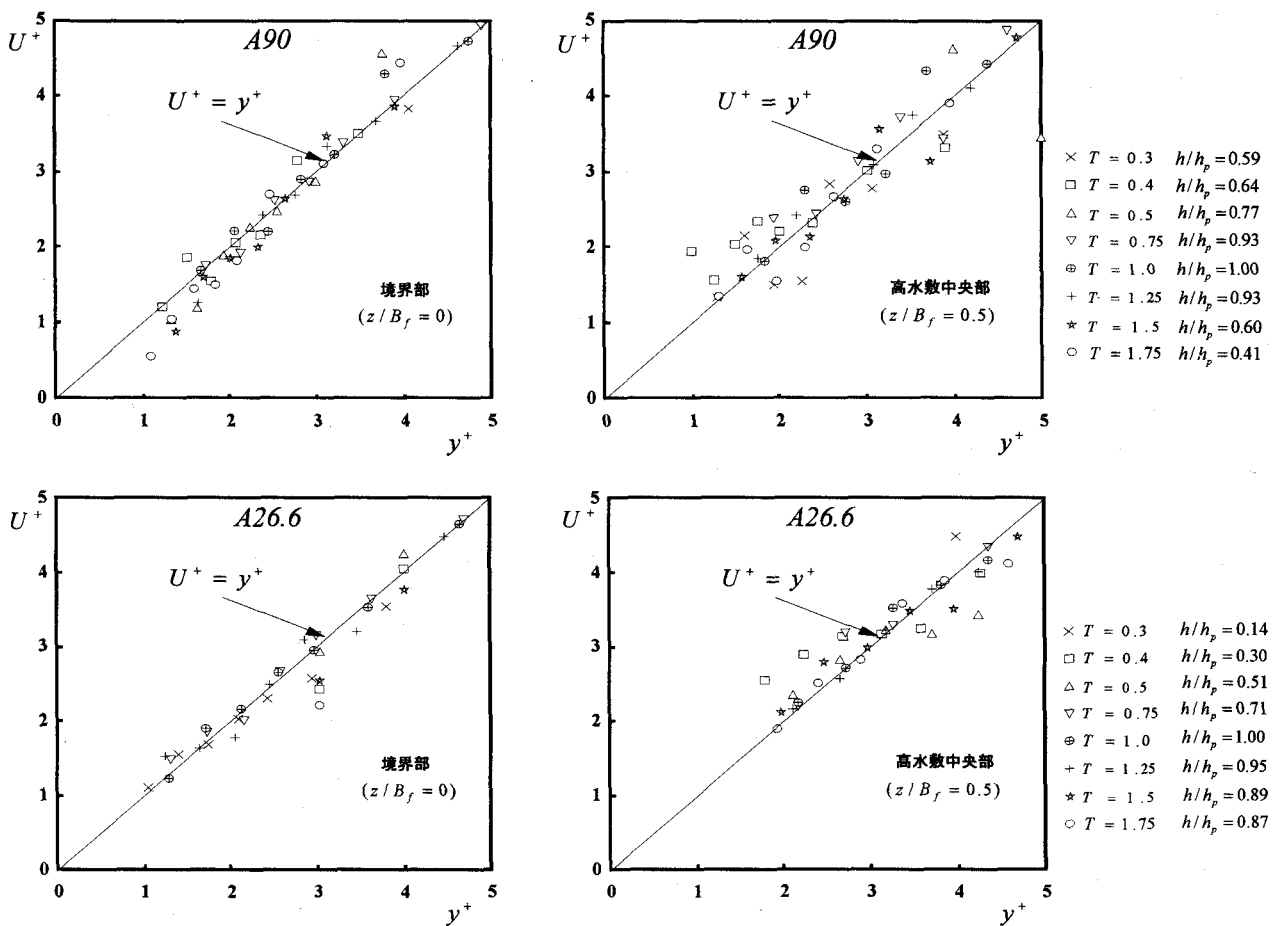
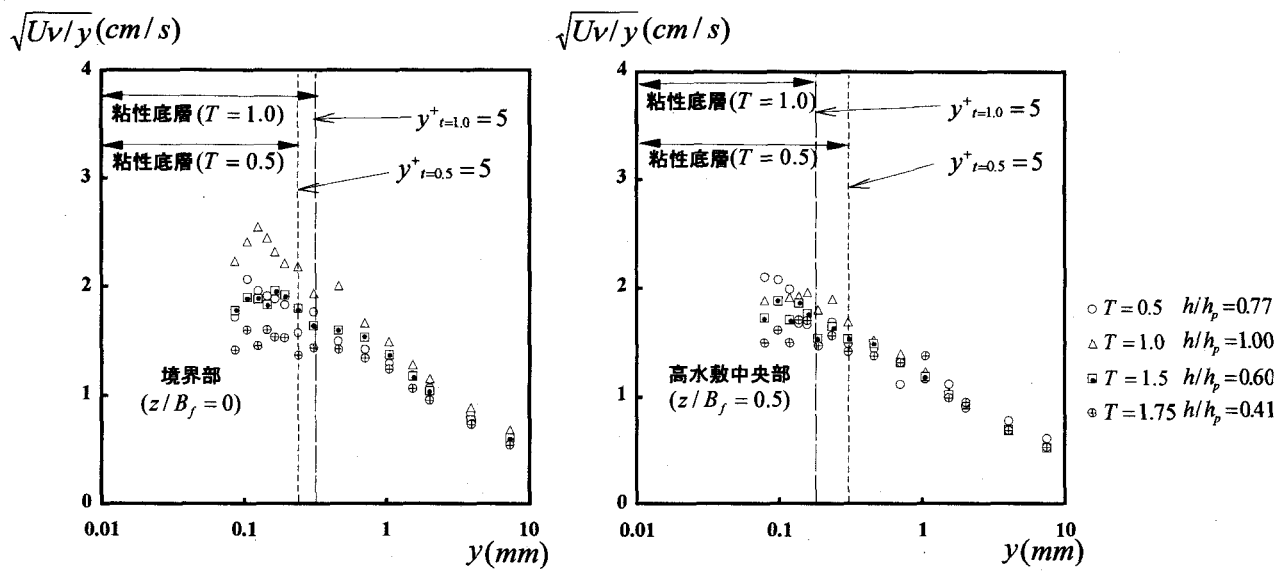
$$U^+ = \frac{1}{0.41} \ln y^+ + 5.29 \quad (y^+ \geq 30) \quad (1)$$

ここで $U^+ \equiv U/U_*$ 、 $y^+ \equiv yU_*/\nu$ であり、 U_* が摩擦速度である。瀬津ら⁵⁾は定常な複断面流れを対象に粘性底層までLDA計測し、式(2)で示される粘性底層で成立する理論式から最小2乗近似で摩擦速度を評価している。

$$U^+ = y^+ \quad (y^+ \leq 5) \quad (2)$$

$$U_* = \sqrt{U\nu/y} \quad (3)$$

本研究でも粘性底層の速度分布式(3)から摩擦速度 U_* を計算する。図-4はケースA90について壁面からの鉛直距離 y と $\sqrt{U\nu/y}$ の実測値を T をパラメータにとってプロットしたものであり、実寸表示してい



る。また遷移直後($T=0.5$)とピーク時($T=1.0$)における粘性底層($0 \leq y^+ \leq 5$)に対応する領域も示した。この結果から両ケースとも横断方向位置に関係なく $\sqrt{Uv}/y$ は粘性底層ではほとんど変化しないことがわかる。

したがって、式(3)より U_* が求められる。このように本計測ケースのような断面変化する洪水浅水流においては式(3)から摩擦速度の評価が最も妥当であると考えられる。

図-5にこのようにして求められた U_* で無次元化

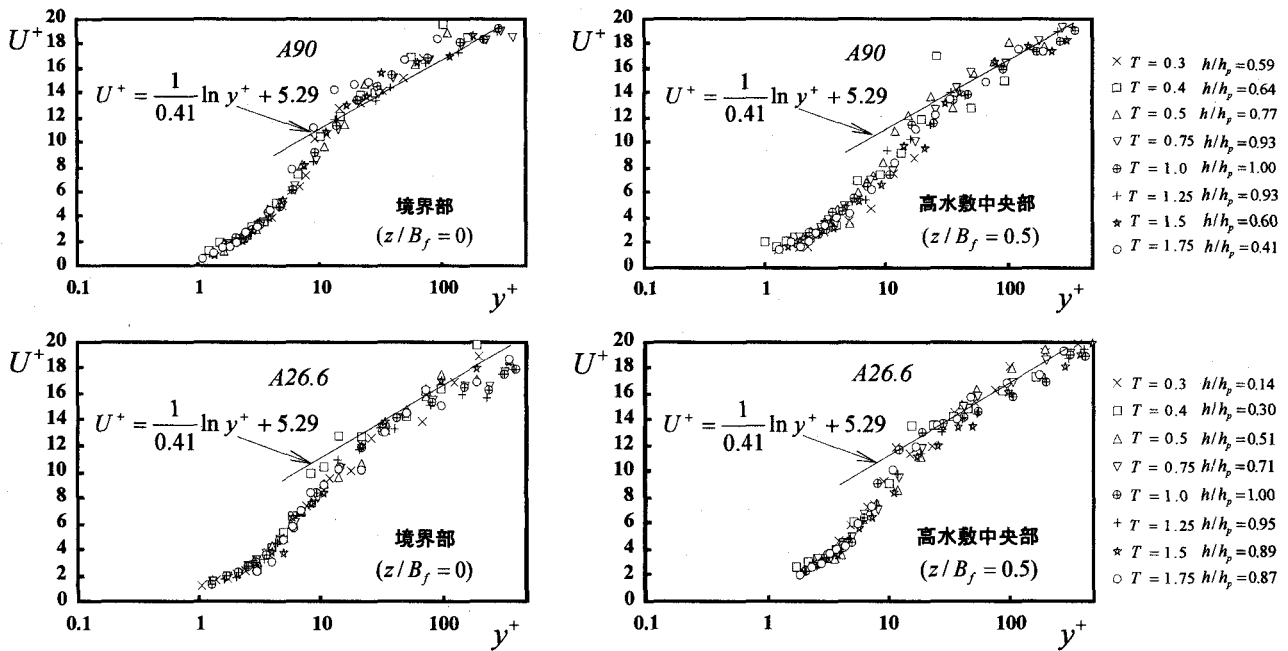


図-6 流速分布

されたケースA90およびA26.6の境界部および高水数中央部の粘性底層における流速分布 $U^+ = U/U_*$ を示す。この図から両ケースともに横断位置 z に関係なく、全時間ステージ T において理論式(2)に良好に一致しており、対数則を用いずにはほぼ正確に摩擦速度が算出できたといえる。

図-6はケースA90およびA26.6の境界部および高水数中央部の全層における無次元主流速分布を示したものである。図中の直線は標準対数則である。ケースA90の高水数中央部においては、遷移直後の $T=0.3$ ではかぶり水深が小さく速度分布に対数領域は見られないが、A90の境界部およびA26.6に関しては、 $T=0.3$ においても比較的に対数則に近い分布形をもつようである。

図-7はケースA90の高水数中央部の外部変数表示した主流速分布を示す。縦軸に相対水深 y/h ，横軸に鉛直計測ラインの最大流速 $U_{\max}$ による無次元速度 $U/U_{\max}$ を示す。氾濫直後 ($T=0.3$) では粘性効果が卓越するためにピーク時 ($T=1.0$) に比べて底面付近における分布の膨らみが小さく、層流分布の特性を呈していることがわかる。

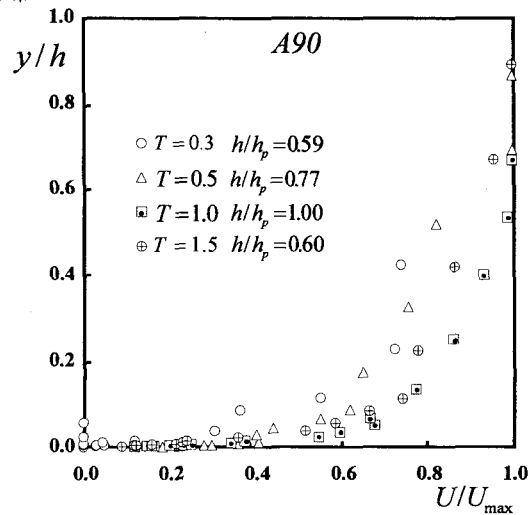


図-7 外部変数表示した主流速分布

横断方向分布を示す。 τ_w の値は $T=0.5$ での横断方向平均値 $\bar{\tau}_{w,0.5}$ で無次元化してある。 τ_w は摩擦速度 U_* を用いて式(4)から計算される。

$$\tau_w \equiv \rho U_*^2 \quad (4)$$

全時間ステージにおいて境界部 ($z \cong 0$) で分布の落ち込みがみられる。境界部から高水数中央部にむかって分布が増加し凸型分布となっている。この特性は主流速の横断方向分布と対応している。

(5) 乱れ強度分布

図-10はケースA90の境界部および高水数中央部の粘性底層における主流方向の無次元乱れ強度 u'/U_* を時系列に示したものである。図から全時間ステージにおいてほぼ線形分布に従っており、主流方向乱れ強度の鉛直分布は2次元乱流の式

(3) 摩擦速度の時系列変化

図-8は境界部 ($z/B = 0$) の摩擦速度の時系列を示したものである。3ケースとも時間変化するが、主流速と同様に水深ピーク時刻以前にピーク値をとる。法面勾配 θ が 45° (1:1) のケースは $\theta = 90^\circ$ (1:0) の場合とほぼ一致するが、 $\theta = 26.6^\circ$ (1:2) と θ が小さくなると U_* の変化が小さくなることが説明される。

(4) 底面せん断応力の横断方向分布

図-9にケースA90における底面せん断応力 τ_w の

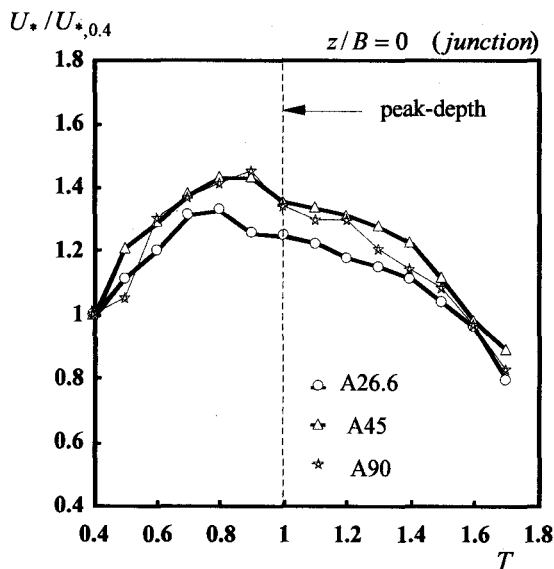


図-8 摩擦速度の時系列変化

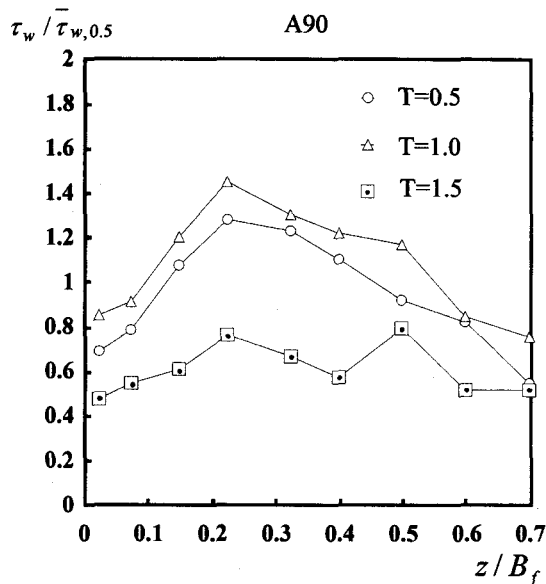


図-9 底面せん断応力の横断分布

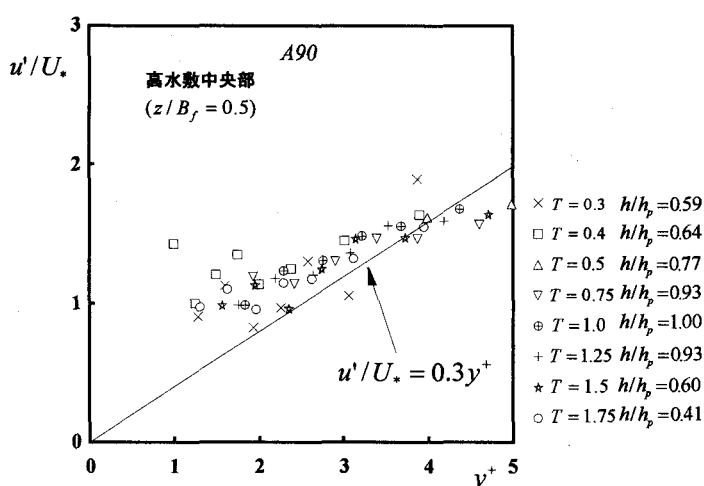
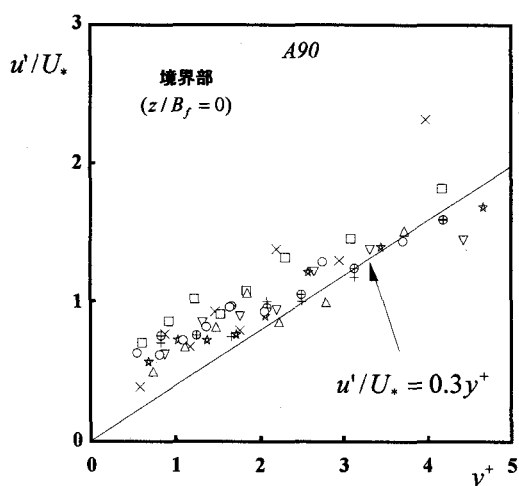


図-10 乱れ強度分布

$u'/U_* = 0.3y^+$ にほぼ一致している。すなわち、普遍性を保ち、断面遷移の影響をほとんど受けないことが示唆される。

(6) 粗度係数の評価

ここでは本実験で得られた平均主流速 U と底面せん断応力 τ_w から高水数におけるマンニングの粗度係数 n_f の時間変化特性を求めてみる。マンニング式は式(5)で表される。

$$Um = \frac{1}{n_f} R_f^{2/3} I^{1/2} \quad (5)$$

ここで Um は断面平均主流速、 R_f は高水数の径深、 I はエネルギー勾配である。また流下方向の力のつり合いから式(6)が成り立つ。

$$\tau_f S_f - \tau_a (H - D) = \rho g A_f I \quad (6)$$

τ_f は潤辺平均せん断応力であり、 τ_w の潤辺平均値と見なす。 τ_a は境界部の運動量交換によるみかけのせん断応力であり、従来の研究では式(7)のように一般に低水路と高水数における断面平均主流速の差 $(v_m - v_f)$ の2乗に比例する形でモデル化されている¹⁾。

$$\tau_a = \rho f (v_m - v_f)^2 \quad (7)$$

f は境界混合係数で、水平渦による運動量交換のスケール指標である。水平渦の安定性は複断面の形状に大きく依存するので、 f は水路幅、高水数高さ、水深によって変化する^{1),6)}。本研究のような水深変化する非定常流れでは当然 f が時間変化する予測されるが、ここでは福岡・藤田の結果を参考にして $f = 0.1$ を全時間ステージに適用して簡略化した。式

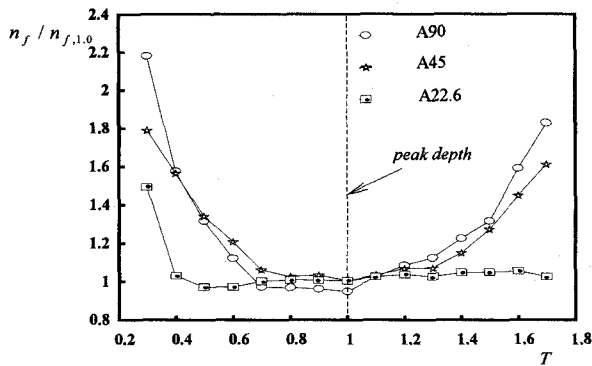


図-11 粗度係数の時間変化

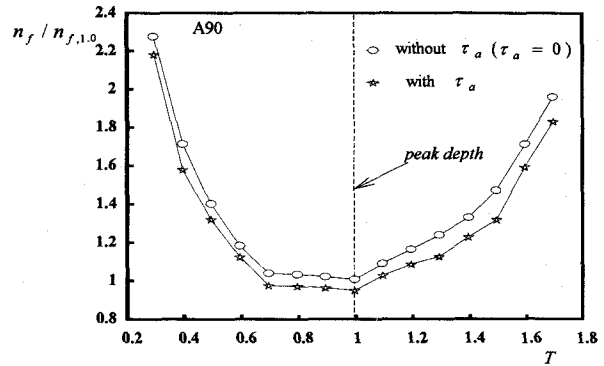


図-12 みかけのせん断応力の影響

(5)および(6)から高水敷におけるマンニングの粗度係数 n_f は次式で評価される。

$$n_f = \sqrt{\frac{R_f^{4/3} (\tau_f S_f - \tau_a (H - D))}{\rho g A_f v^2}} \quad (8)$$

図-11に式(8)で算出した n_f の時系列変化を示す。

n_f の値はピーク時 ($T=1.0$) の粗度係数 $n_{f,1.0}$ で無次元化した。全ケースで、 n_f はかぶり水深の小さい $T \leq 0.4$ および $T \geq 1.7$ で卓越し、断面遷移ステージで粗度係数が増大することがわかる。この特性は矩形複断面であるA90で最も顕著である。一方、法面角度の小さいA26.6(勾配1:2)では時間変化幅は小さい。このことから、台形複断面にすることで、断面遷移にともなう高水敷抵抗の増加を抑制できることが期待できる。

図-12にA90におけるみかけのせん断応力 τ_a をゼロ ($\tau_a = 0$) として算出した n_f の時系列変化を示す。みかけのせん断応力 τ_a によって、高水敷上の流体は加速されるから、 τ_a を考慮しなければ、高水敷の粗度係数を過大評価することになる。本結果からもこのことが理解できる。

4. おわりに

本研究は、単断面から複断面への遷移を有する開水路流れの高水敷の乱流構造や抵抗特性およびそれに及ぼす断面形状効果を実験的に解明したものである。ここで得られた知見を以下に整理して示す。

- 1) 高水敷上を粘性底層から詳細に計測し、摩擦速度を対数則を用いずに粘性底層の流速分布から算出することができた。また、主流速分布を外部変数表示した結果、氾濫直後では層流分布的な特性を呈していることがわかった。
- 2) 摩擦速度は流量の増減とともに、時間変化するが、主流速と同様に水深のピーク時刻以前にピーク値をとる。また摩擦速度の時間変化は法面勾配が1:2と小さくなると減少する。

3) 底面せん断応力は全時間ステージにおいて境界部で分布が落ち込み、高水敷中央部に向かって増加する凸型分布となる。

4) 主流速方向の乱れ強度の鉛直分布は粘性底層において、全時間ステージで線形分布にほぼ従う。

5) 粗度係数はかぶり水深の小さい遷移ステージにおいて卓越し断面遷移の時刻で増大する。この特性は法面勾配が大きいほど顕著に表れる。また、みかけのせん断応力を考慮しない場合、高水敷の粗度係数は過大評価される。

本研究では断面遷移する非定常な複断面開水路流れを対象に主流速や底面摩擦の時間変化特性を明らかにした。今後は、増水時間や水深の増加幅を系統的に変化させて非定常効果をより詳細に検討したい。

謝辞: 本研究は笹川科学研究助成の下で行われたものである。ここに謝意を表する。

参考文献

- 1) 福岡捷二・藤田光一: 複断面河道の抵抗予測と河道計画への応用, 土木学会論文集, No.41/II-12, pp.63-72, 1989.
- 2) 中川博次・棚津家久・阿部崇・志村拓也: 低水路・高水敷間の法面勾配が流速分布および二次流分布に及ぼす影響, 水工学論文集, 第39巻, pp.417-422, 1995.
- 3) 渡辺明英・福岡捷二・Alex George Mutasingwa・太田勝: 複断面蛇行河道におけるハイドログラフの変形と河道内貯留の非定常2次元解析, 水工学論文集, 第46巻, pp.427-432, 2002.
- 4) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulence in Open Channel Flows, Balkema, Publishers, Netherlands, 1993.
- 5) 棚津家久・鬼束幸樹・相良幸輝・池谷和哉: 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, 土木学会論文集, No.649/II-51, pp.1-15, 2000.
- 6) 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.

(2002. 9. 30受付)