

非定常開水路流れの乱流構造に関する実験的研究

禰津家久*・門田章宏**・中川博次***

洪水時の河川にはコルクボイル渦に代表されるように様々な組織構造が存在する。これらの実河川にみられる現象は、洪水の増水期と減水期とではまったく異なる特性を示すことが知られている。本研究では、実河川に発生する各種の組織乱流を解明する第一段階として、非定常開水路流れにおける平均流速分布の特性、乱れ特性およびせん断応力特性、さらに2次流の影響について実験的検討を行った。

Key Words: effects of unsteadiness, mean structure, bed shear stress, secondary currents

1. 緒 論

開水路の流れ、すなわち河川の流れにおいては、様々な組織渦が存在し、各種の物質輸送がこの組織渦によって引き起こされる。河床近傍の内層においては、乱れエネルギーの発生機構であるバースティングが周期的に発生し、乱れを維持している。一方、水面付近の外層においては、主としてコルク・ボイル渦や縦渦が観察される。コルク・ボイル渦は、強い間欠性のある上昇渦が水面に向かって発生するもので、高濃度の浮遊砂を伴う。また、縦渦は、縦筋状の *sand ribbon* との相互作用で発生するセル状の2次流である¹⁾。

このような河川乱流における組織構造は、特に洪水時において頻繁に見られる現象であり、増水期における強いコルク・ボイル渦の存在によって、浮遊砂濃度が非常に高くなる。これは、洪水の増水期が砂堆の発達期であり、砂堆の前縁から剥離した強い流れが、前方の砂堆の再付着点に間欠的に衝突し、この付近の砂礫が急激に洗掘されるためであると考えられている^{2,3)}。しかしながら、増水期の方がむしろ河床が平坦になり、減水期に砂礫の発達がみられるという観測例もある⁴⁾。

洪水時に発生する砂堆の発達過程やそれに伴う浮遊砂の挙動を把握するためには、開水路流れでの非定常性による乱流構造や組織渦の変化を解明することが重要である。しかしながら、従来の洪水時の大規模乱流構造に関する研究のほとんどは、洪水時のピーク流量を基準とした準定常流と見なして解析されており、洪水の非定常性が及ぼす乱流構造の変化に関しては不明な点が多い。林ら(1988)⁵⁾は、このような問題点に着目し、3次元複列正

弦波床上での洪水流の乱流計測をホットフィルム流速計を用いて行い、先鞭をつけた。その結果、同一水深における洪水の増水期と減水期において、増水期の方が乱れが大きく、また水深のピークと流速のピークとは時間的に位相差を伴うことが指摘された。この傾向は、実河川の洪水観測においても古くから示唆されており、最近では長谷川(1992)⁶⁾により増水期の方が浮遊砂濃度が高く、乱れも強いと報告されている。また富永ら(1989)⁷⁾は、バルブを急激に解放させることで段波的な非定常流を滑面水路上に発生させ、乱流計測を行った。その結果、平均流速分布は非定常流においても対数則が成立し、水深変化に対して摩擦速度が時間的に位相差が生じること、さらに乱れの普遍性が保たれることも指摘した。

著者らのグループは、これまで非定常開水路流れにおける乱流構造、あるいは乱流構造と河床形状との相互関係に関して、基礎的研究を行ってきた^{3,8,9)}。そこで本研究では、これまでの研究で得られた知見を進展させ、流量自動制御装置とレーザー流速計を駆使し、滑面および粗面上で非定常開水路流れの乱流計測を高精度に行い、非定常開水路流れにおける乱流構造を実験的に解明するものである。

2. 理論的考察

非定常開水路流れに関する運動量方程式は、N-S方程式より次式のように導かれる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial U^2}{\partial x} + \frac{\partial UV}{\partial y} = g S_s + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\tau}{\rho} \right) \dots \dots \dots (1)$$

$$S_s = \sin \theta - \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x}, \quad \tau = -\overline{uv} + \nu \frac{\partial U}{\partial y} \dots \dots \dots (2,3)$$

ここで、 U および V は、それぞれ主流方向、鉛直方向の平均流速成分であり、 u および v は、それぞれ UV に対応する乱れ成分である。また、 S_s は水面勾配で、

* 正会員 工博 京都大学助教授 環境地球工学教室 (〒606 京都市左京区吉田本町)

** 学生会員 工修 京都大学大学院 土木工学専攻

*** 正会員 工博 京都大学教授 環境地球工学教室

表一 水理条件

Case	T_d (sec)	h_b (cm)	h_p (cm)	U_b (cm/s)	U_p (cm/s)	Re_b ($\times 10^3$)	$F r_b$	α ($\times 10^{-3}$)
SA3-1~3	60,90,120	7.0	9.9	17.9	37.7	8.0	0.21	1.76,1.18,0.88
SA4-1~3	60,90,120	7.0	11.1	17.9	45.3			2.07,1.43,1.09
SA5-1~3	60,90,120	7.0	12.1	17.9	51.9			2.32,1.63,1.24
SB3-0~3	30,60,90,120	4.0	5.9	15.6	32.1	4.0	0.25	2.25,1.29,0.92,0.69
RA3-1~3	60,90,120	6.9	9.7	18.1	38.9	8.0	0.22	1.54,1.07,0.84
RA4-1~3	60,90,120	6.9	10.8	18.1	46.6			1.86,1.32,1.04
RA5-1~3	60,90,120	6.9	11.7	18.1	53.4			2.12,1.49,1.18
RB3-0~3	30,60,90,120	4.0	5.8	15.6	32.4	4.0	0.25	2.09,1.23,0.90,0.68

SA,SB:滑面実験, RA,RB:粗面実験, 添え字**b**および**p**は, それぞれベースフロー時, ピークフロー時における値を示す. α :本研究で導入した非定常パラメータ (第4節参照)

$S_b = \sin \theta$ は水路床勾配である. 比較的非常性の強い流れを対象とする場合, $|\partial U/\partial t|, |\partial U^2/\partial x| > |\partial UV/\partial y|$ であり, 全せん断応力 τ および底面せん断応力 τ_b は, 式(1)を任意の y から自由水面 $y=h$ まで積分することにより次式となる.

$$\frac{\tau}{\rho} = gS_s(h-y) - \int_y^h \frac{\partial U}{\partial t} dy - \int_y^h \frac{\partial U^2}{\partial x} dy \quad \dots\dots\dots(4)$$

$$\therefore \frac{\tau_b}{\rho} = gS_s h - \int_0^h \frac{\partial U}{\partial t} dy - \int_0^h \frac{\partial U^2}{\partial x} dy \quad \dots\dots\dots(5)$$

水深勾配 $\partial h/\partial x$ は, 近似的に $-1/c \cdot \partial h/\partial t$ と表されるので, 水面勾配 S_s は, $S_s = S_b + \cos \theta/c \cdot \partial h/\partial t$ となる. ここで, c は長波の伝播速度 \sqrt{gh} である. したがって, S_s は増水期に大きくなり, 一方, 減水期では小さくなる.

3. 実験方法

(1) 実験装置

本実験で使用した水路は, 長さ10m, 幅40cm, 高さ50cmの強化ガラス製可変勾配型循環式直線水路である. 流量制御は, コンピューターで制御される電磁流量計とインバーターモータの回転数を同期・制御することにより行われた. 滑面実験では, ベンキ塗りされた水路床を用い, 一方粗面実験では, 均一な粒径(12mm)のガラスビーズを水路床に稠密に敷き詰めたもの(Nikuradse粗面)を用いた. 瞬間流速の測定には, 3ビーム前方散乱型2成分レーザー流速計(DANTEC製)を使用した. この流速計は, レーザーの光軸まわりに回転でき, 任意の2成分の流速を高精度に計測することができる. また, 非接触のため流れを乱さず, 非常の実験には特に最適である. 水深変化の測定には, 容量式波高計を用いた. なお, サンプリング周波数および時間は, それぞれ200Hz, 250~370secとした.

(2) 水理条件

計測区間は, 上流からの流れが十分に発達している必要があり, 上流端から約7mの地点にレーザー流速計が

設置された. また, 水路床勾配は, 滑面上の実験においては $1/10^4$, 粗面上の実験においては $1/10^3$ に設定された. 波高変動計測地点は, 滑面および粗面上の実験ともに, 流速計測地点より上流側150cmと下流側50cmに設けられた.

流量変化は, 実際の洪水流の最も単純な形状であり, また洪水流の本質的な特性を失わない三角波を用いた. まず, 底面近傍の乱流構造の解明を目的として, 表一に示すようにベース時の流量を $Q_b=5.0(l/s)$, ピーク時の流量 Q_p を Q_b の3,4,5倍に設定し, それぞれのピーク時の流量に対して水位上昇時間 T_d を60,90,120(sec)と系統的に変化させ, 計9ケースの実験を行なった(ケースSA,RA). またこれらの実験結果を検討した結果, 最大流速点水面下に降下するvelocity-dip現象が見られ, 側壁による2次流の影響であると推測された. 最近, 筆者ら(1993)¹⁰は, 定常流でアスペクト比 B/h がほぼ5以下の水路を「狭水路」と定義し, 水路中央断面でも2次流の影響が無視できないことを指摘した. 非常流でもこの2次流の発生基準が適用できると考え, ピーク水深でも $B/h_p > 6$ を満足する実験(ケースSB,RB)を行い, 非常効果のみが検討できるように工夫した. これらの実験ケースでは, ベース時の流量を $Q_b=2.5(l/s)$, ピーク時の流量を $Q_p=7.5(l/s)$ とし, 非常性については, 水位上昇時間 $T_d=30,60,90,120$ (sec)と4通り変化させた. また, 全ケースの実験において, 堰上げをなるべく小さくし, その影響を最小限にとどめるようにした.

4. 解析方法

(1) 平均流速成分の決定手法

非常流の乱流構造を解析する上でもっとも困難となる点は, 平均流速成分 $U(t) = \bar{u}(t) - u(t)$ をいかに定義するかである¹¹. ここで, $\bar{u}(t)$ は瞬間流速, $u(t)$ は乱れ成分である. 極低周波数で構成される平均流速成分と高周波の乱れ成分とを分離する解析法には, (a)移動平均法, (b)

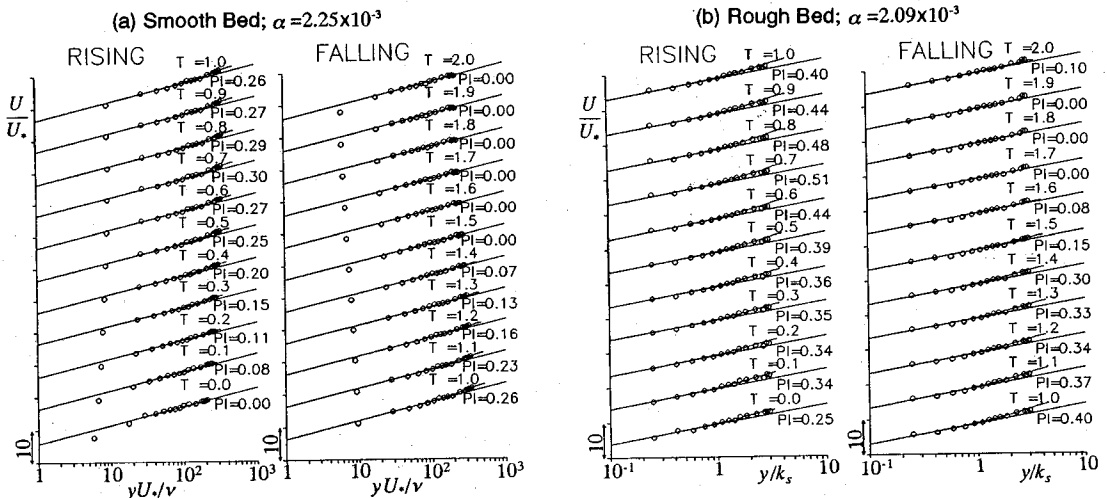


図-2 平均流速分布の時間的変化
各位相の流速分布は、それぞれ縦軸方向に10ずつ移動させて表示している

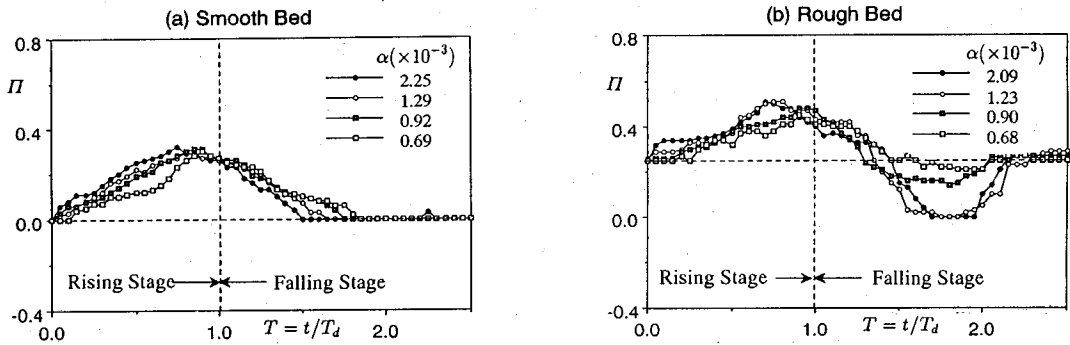


図-3 Wake強度パラメータ Π の時間変化

勾配の時間変化が挙げられる。前述したように流速計測地点の上流側および下流側に波高計を設置し(計測距離 $\Delta x=2m$)、滑面および粗面上で水深勾配($\Delta h/\Delta x$)の時間変化が計測された。さらに、得られた水深勾配を用いて、次式により式(2)の水面勾配 S_s の近似値を求めた。

$$S_s \approx \sin \theta - \cos \theta \frac{\Delta h(t)}{\Delta x} \dots \dots \dots (12)$$

図-1は、滑面上の実験で得られた水面勾配の時間的変化を示したものである。ここに図示した水面勾配の値は、ベースフローからの変化 $S_s(t) = S_s(t) - S_s(0)$ であり、ベースフローから水深がピークとなるまでの時間を20等分し、それぞれの時間区間で平均化してある。非定常性が強くなるにつれ、すなわち非定常パラメータ α の値が大きくなるにつれ、増水期と減水期における水面勾配の偏差が大きくなるのが観察される。このような水面勾配の時間変化特性は、粗面上の実験においても同様な結果が得られた。

(2) 平均流速の分布特性

図-2(a)は、滑面乱流の比較的非常性の強いケースの平均流速分布を示したものである。粘性底層および

バッファー層を除く内層($y^+ = yU_0/v > 30$ かつ $\xi = y/h \leq 0.2$)では、増水期および減水期の全ての位相にわたり、良好に対数則分布している。したがって、非定常開水路流れにおいても底面近傍では壁法則が成立し、平均流速分布は対数則に従う。このとき、カルマン定数 κ は、境界層流、管路流、さらに開水路乱流においても、主流の条件によらず0.41の普遍定数であることが報告されているので、対数則の成立する内層での直線の勾配から、摩擦速度 U_τ が評価できる。一方、外層($0.2 < \xi \leq 1$)においては、増水が進行するとともに、対数則からのずれが無視できなくなる。Nezu・Rodi(1986)¹⁶⁾は、滑面開水路の外層における対数則からのずれが、境界層で用いられているColesのwake関数 $w(\xi)$ で良好に表せることを示し、次式を提唱した。

$$\frac{U(y)}{U_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{U_\tau y}{\nu} \right) + A_s + \frac{\Pi}{\kappa} w(\xi), \quad w(\xi) = 2s \sin^2 \left(\frac{\pi \xi}{2} \right) \dots (13)$$

ここで、 Π はwake強度で、対数則からのずれの大きさを表す指標であり、レイノルズ数 Re の関数である¹⁶⁾。そこで、非定常開水路流れにおいても同様に、内層で対数則が成立し、外層でwakeが観察されたので、式(13)を用い

フーリエ成分法、(c)アンサンブル平均法がある³⁾。(a)では、計算に要する時間も短く、また解析も簡便なことから、過去の研究においても非定常流の平均流速の決定手法としてよく用いられている。(b)は、離散型のフーリエ変換を応用するもので、瞬間流速 \bar{u} を数列 $\{\bar{u}_j\}(j=0,1,2,\dots,m-1)$ として周波数領域に展開し、基本振動から $(m-1)/2$ 倍振動までの低周波成分を抽出して合成し、これを逆フーリエ変換したものを平均流速と定義する方法である。(c)のアンサンブル平均法は、非定常流においては、同一の水理条件で何度も計測された結果を単に集合平均するものである。

非定常流の理論では、(c)がもっとも妥当であり、(a)や(b)は近似的な解析と考えられる¹¹⁾。しかし、非定常流の開水路実験ではアンサンブル個数を十分多くとるには非常に長時間の計測を要し、一般に困難である。また、集合平均の位相トリガとなる水深変化の計測精度が管路に比べて極めて低く(管路では圧力変化に対応し、高精度の圧力計測が可能である)、開水路では(c)は適切でない。筆者(1991)³⁾は(a)と(b)を用いて解析結果の比較を行い、(b)の方法が平均流データのばらつきが小さく、開水路の非定常流の解析には最適であると結論した。したがって、本研究では次式で与えられる(b)のフーリエ成分法を採用した。

$$U_j = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{k=1}^{(m-1)/2} \left(a_k \cos \frac{2\pi k j}{n} + b_k \sin \frac{2\pi k j}{n} \right) \quad (6)$$

($j=0,1,2,\dots,n-1$)

$$a_k = \frac{2}{n} \sum_{j=0}^{n-1} \bar{u}_j \cos \frac{2\pi k j}{n} \quad (k=0,1,2,\dots,m-1/2) \quad (7)$$

$$b_k = \frac{2}{n} \sum_{j=0}^{n-1} \bar{u}_j \sin \frac{2\pi k j}{n} \quad (k=0,1,2,\dots,m-1/2) \quad (8)$$

本研究では、フーリエ成分の項数を $m=7$ にとり、乱れのバースト周期よりも3オーダー以上大きくとったために、極低周波の平均流と高周波の乱れを合理的に分離できると考えられる³⁾。

(2) 非定常パラメータ

非定常開水路流れにおいては、その非定常性の大きさを表すある種のパラメータを導入し、非定常流の諸特性がそのパラメータで整理されることが望ましい。

林(1951)¹²⁾は、一様水路上の洪水波をkinematic waveとして理論的に解析するにあたって、波頂における水位変動加速度 \ddot{h} と重力加速度 g との比により流れ特性が記述できると考え、一次元運動方程式に無次元量 $\sigma = \sqrt{-\ddot{h}_p / (g S_b)}$ を導入し、 $\sigma \ll 1$ の場合に波頂付近で σ に関する逐次近似解を求め、その解が実際の洪水波の低減特性をよく説明することを見出した。しかし、この理論では波形全体にわたる追跡ができないので、実際には各地点での $\ddot{h}_p = \partial^2 h_p / \partial t^2$ の値を求めることは困難である。また、実験においても \ddot{h}_p を正確に評価することは困

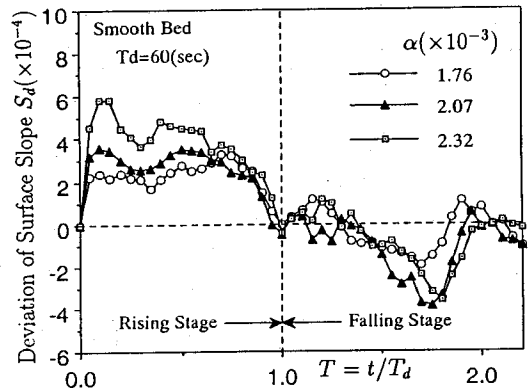


図-1 水面勾配の時間変化(滑面)
 $T=t/T_d$, $T=0\sim 1$:増水期, $T=1\sim 2$:減水期

難である。一方、高橋(1969)¹³⁾は、鉛直および水平方向の加速度をむしろ省略して、一次元運動方程式中に非定常パラメータ $\lambda = V_s / (c \cdot S_b)$ を導入している。ここで、 $V_s = (h_p - h_b) / T_d$ は水面の上昇速度、 $c = \sqrt{gh_p}$ は長波の伝播速度、また、 h_b と h_p はそれぞれベース時およびピーク時の水深である。

本研究では、kinematicな準定常的な乱流だけでなく、非定常性の強いdynamicな乱流構造をも対象としているので、圧力勾配の変化が流れに及ぼす影響が大きいに着目し^{14,5)}、圧力勾配を考慮した非定常パラメータ α を以下のように導入した。

非定常開水路における圧力勾配は、圧力 $P = \rho g(h-y) \cos \theta$ と静水圧分布で近似すると、次式のようになる。

$$\frac{1}{\rho g} \frac{dP}{dx} = \frac{\cos \theta}{U} \left(1 - \frac{U}{c} \right) \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{U} \frac{\partial h}{\partial t} \quad (9)$$

式(9)を考慮して、非定常パラメータ α を次式で定義する¹⁵⁾。

$$\alpha = \frac{1}{U_c} \frac{h_p - h_b}{T_d} = \frac{V_s}{U_c} \quad (10)$$

ここで、 U_c は乱れの移流速度で次式で近似的に表す。

$$U_c = (U_b + U_p) / 2 \quad (11)$$

ここで、 U_b と U_p はそれぞれベース時およびピーク時の断面平均流速である。 λ は、 α とほぼ比例関係にあるが、流れの条件が同一でも本実験のように粗面および滑面の実験で河床勾配 S_b が大きく相違するから、両者の乱流構造を比較するには α の方が合理的であると考えられる。さらに、管路流や境界層流では圧力勾配が重要な指標であるから¹⁴⁾、 α を用いると開水路と管路の非定常性を統一的に論ずることができる¹⁵⁾。

5. 実験結果とその考察

(1) 水面勾配の時間変化

非定常開水路流れ特有の重要な特性の一つとして水面

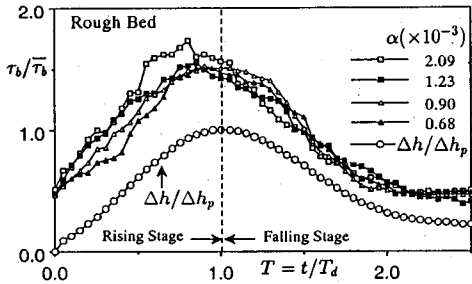


図-4 底面せん断応力 τ_b の時間変化

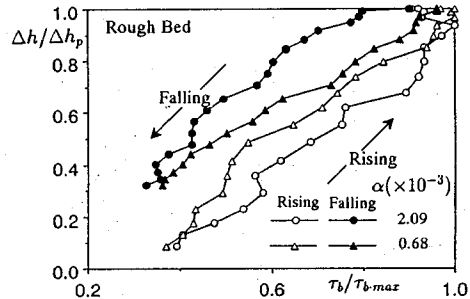


図-5 水深変化に対する底面せん断応力 τ_b の時間変化

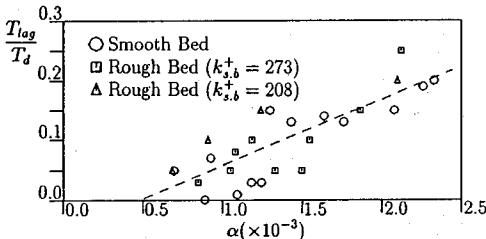


図-6 底面せん断応力と水深との位相差に対する非正常性の影響

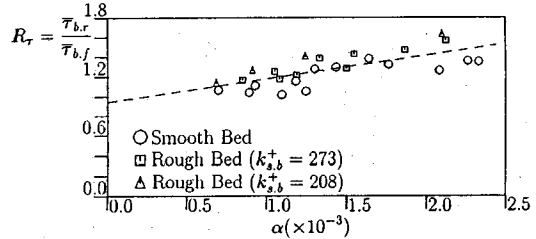


図-7 増水期の減水期に対する底面せん断応力の比

て、各位相における Π を評価すれば、滑面乱流の流速分布が決定できる。なお、切片定数 A_s は、全位相にわたってほぼ 5.5 の一定値を示した。

一方、図-2(b)は、粗面乱流の平均流速分布を示したものである。粗面乱流場においても、滑面と同様、内層において対数則が良好に成立し、外層において wake が見られたので次式により粗面上での流速分布を決定した。

$$\frac{U(y)}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y}{k_s} \right) + A_r + \frac{\Pi}{\kappa} w(\xi), \quad w(\xi) = 2 \sin^2 \left(\frac{\pi \xi}{2} \right) \dots (14)$$

ここで、 k_s は相当粗度である。また A_r は切片定数で、全位相にわたりほぼ 8.5 の一定値となる。ただし、粗面乱流場においては、粘性底層が粗度の頂部より下に存在するので、原点補正量をいかに決定するかが重要となる。そこで、予備実験として、同じ粗面を用いて定常流の乱流計測を行い、対数則が成立する内層 ($30 < y^+ < 0.2R_*$, $R_* = U_* h/\nu$) において、できるだけ多くの点に対数則に従うように原点補正量を決定した。その結果、粗度頂部より $k_s/6 = 2\text{mm}$ 下方に原点を取ればよいことが確認された。

図-3(a),(b)は、それぞれ式(13)および(14)から逆算された Π 値の時間変化を、非正常性を変化させて示したものである。滑面上での Π 値の時間変化は、非正常性が大きくなるほど、水深のピークとの位相差が大きくなる。すなわち、水深がピークとなる以前に Π 値がピークに達し、その後は減少し、水深が定常化する以前に最小値をとる。粗面上でも、これと同様な傾向がみられるが、減水期の後半において、ベースフロー時よりも小さな値をとること、さらに Re 数の等しいベースフロー時においても Π の絶対値は、粗面と滑面で大きく異なる。粗面乱流

の Π 値は、 Re 数のみならず粗度レイノルズ数 $k_s^+ = k_s U_* / \nu$ にも依存することが推測される。本研究では、原点補正量を時間 T に対し一定と仮定して解析を進めたが、非定常境界層流では時間的に粘性底層の厚さが変化するのであり、図-2(a)の $y^+ < 30$ の分布にその傾向が見られる。したがって、 Π 値の評価には、原点補正量の時間的な変化を考慮する必要がある。粗面乱流の Π 値の時間変化特性については今後さらに検討が必要である。

Wake 強度 Π の値は増水期の方が減水期に比べ大きくなる。一般に、 Π 値は、主流の圧力勾配や境界層の発達過程により変化すると報告されている^{14,16)}。すなわち、順圧力勾配 ($-dP/dx > 0$; 加速流) の場合、無視できるほど小さくなる(対数則からの修正があまり必要でなくなる)が、逆圧力勾配 ($-dP/dx < 0$; 減速流) では、対数則からのずれが大きくなる。この境界層流における Π の変化は、式(9)の圧力勾配を考慮すると¹⁵⁾、本非定常開水路実験で得られた上述の結果と一致する。

(3) 底面せん断応力の時間変化特性

摩擦速度 U_* は、乱流理論で最も重要な特性速度スケールであり、各種の乱れ特性値の普遍関数表示や組織渦などのスケール則を確立する上で不可欠な水理量である。また、流砂水理学においても、Rouse 公式に代表される浮遊砂濃度分布には U_* は重要なパラメータとして導入される¹⁷⁾。

図-4 は、粗面上の実験で得られた底面せん断応力 $\tau_b = \rho U_*^2$ の時間変化を示す一例である。図中には、ベースフローからの水深変化も併示している。底面せん断応力は、水深がピークとなる時刻 ($T=1$) より以前にピークに達し、その時間遅れは、非正常性が強くなる

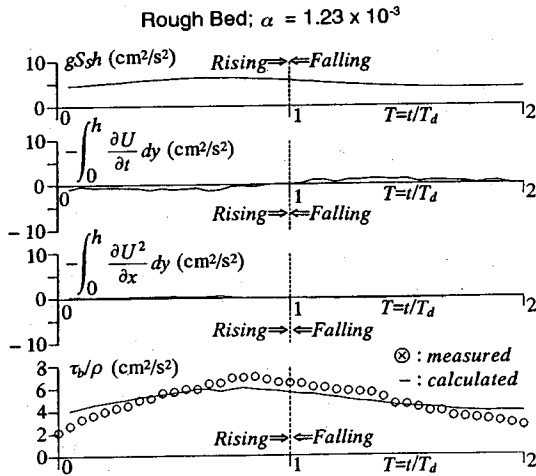


図-8 底面せん断応力に及ぼす非定常効果

ほど大きくなる。図-5は、刻々と変化する水深に対し、 τ_b の時間変化を示したものである。この図には、 α の大小を顕著に変え、非定常効果を比較している。 h と τ_b の関係は、反時計回りのループ状の変化を示し、同一水深における増水期と減水期の底面せん断応力 τ_b を比較すると、増水期の方が大きく、またその差は非定常性が大きいほど顕著となる。この底面せん断応力の時間変化特性は、滑面乱流場でも得られ、非定常流特有の現象と考えられる。また、実河川においても、洪水時に浮遊砂濃度のピークと水深のピークとの位相差を伴うことが観測されており⁹⁾、この現象は河床せん断応力の時間変化特性に深く依存していると考えられる。

図-6は、非定常パラメータ α の関数として、水深と底面せん断応力のピーク間の位相差 T_{lag} を示したものである。図中、この位相差は増水期間に対する占有率を示すために、水位上昇時間 T_r で無次元表示されている。図中の実測値は、滑面および粗面上の全ての実験ケースで得られた値を示した。この図から、非定常性が強くなるにつれ、すなわち非定常パラメータ α が大きくなるにつれて、水深と底面せん断応力の位相差は、ほぼ線形的に増加することが分かる。また、この線形的な増加は、境界壁面の粗滑に依存しないようであり、非定常効果が α によって良好に整理される。底面せん断応力を増水期のみで時間平均した $\bar{\tau}_{b,r}$ と減水期のみで時間平均した $\bar{\tau}_{b,f}$ を算出し、これらの比 R_τ を非定常パラメータ α に対して示したものが図-7である。増水期間における平均底面せん断応力 $\bar{\tau}_{b,r}$ は、減水期の $\bar{\tau}_{b,f}$ よりも大きく、その差は非定常性が大きいほど顕著となる。この場合も、 R_τ は α に対して底面の粗滑に無関係に直線的な増加を示し、注目される。すなわち、非定常特性が α によって良好に整理される。

図-8は、理論式(5)を用いて計算された底面せん

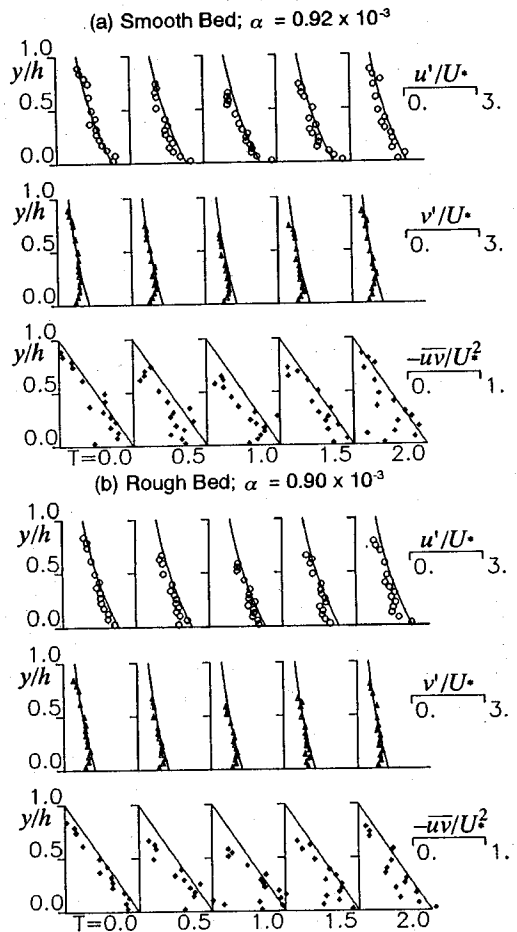


図-9 乱れ強度およびレイノルズ応力分布

断応力 τ_b/ρ と実測値 $\tau_{b,r}/\rho=U^2$ とを比較した一例である。また、式(5)左辺の各項の変化も併示してある。この図から、理論値と本実験で得られた実測値とは良好な一致を示し、他の実験ケースでも同様な結果が得られた。図中の $gS_s h$ は、式(12)の近似値ではあらず、水深 h を時間微分したものである。移流項 $\partial U^2/\partial x$ の変化は、他の項に比べて小さく、水面勾配と非定常項の変化によって、 τ_b が水深のピーク時以前に最大値を示すことが分かる。しかし、 $\partial Q/\partial t$ は、 τ_b に負の寄与となるから、この項を無視して、水面勾配 S_s のみから τ_b を計算すると過大評価となり、 τ_b による諸々の物質輸送や抵抗則を大きく見積ることになる。

(4) 非定常流れの乱れ特性

図-9は、滑面および粗面上の乱れ強度 u', v' およびレイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ の各分布の時間変化を示したものである。図中の曲線は、次式で表される等流状態での瀬津(1977)¹⁰⁾の普遍関数である。

$$u' / U_* = 2.30 \exp(-y/h) \dots\dots\dots (15)$$

$$v' / U_* = 1.27 \exp(-y/h) \dots\dots\dots (16)$$

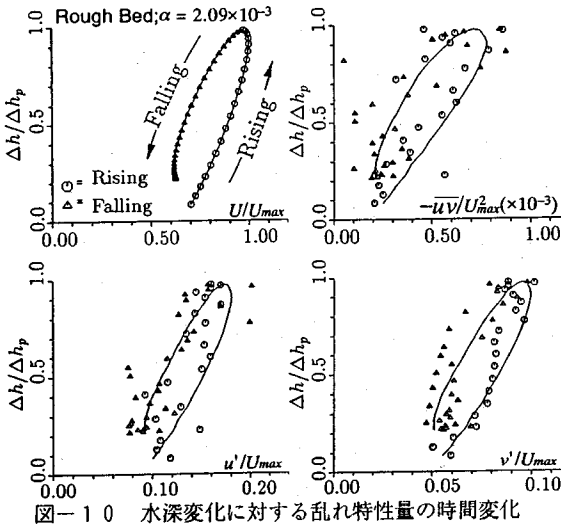


図-10 水深変化に対する乱れ特性量の時間変化

滑面乱流の主流方向の乱れ強度分布 u' は、底面近傍で式(15)で表される乱れ強度よりもやや大きめの値をとるが、粗面においては粘性底層が粗度の頂部以下のごく限られた範囲内に存在するためこのような傾向が見られない。また、鉛直方向の乱れ強度分布 v' においても、滑面では粘性底層内で式(16)で表される曲線よりも少なめの値をとっているが、粗面ではこの傾向が若干弱まり、曲線に沿うような分布形状となっている。しかしながら、全位相にわたって式(15)および(16)で表される乱れ強度分布から大きく外れない。レイノルズ応力についても、次式の粘性項を省略した三角形分布に近い形状を保っており、増水期および減水期においてさほど相違は見られない。

$$-\overline{uv} = U_*^2 (1 - y/h) \dots \dots \dots (17)$$

また、これらの傾向は非定常性に影響されず、その普遍性を保つことが、他の実験ケースの結果からも分かっている。しかし、今回の実験では、水深増加領域($y > h_b$)の乱流計測を行っていないことから、これらの普遍性を保つ傾向は、平均流速分布が外層において時間的に変化したのと同様に、自由水面近傍でも大きく変化するものと考えられ、今後の研究課題としたい。

前述したように、底面せん断応力あるいは摩擦速度は、増水期と減水期とでは大きく異なる。もし、非定常性の乱れ特性に与える影響が、摩擦速度 U_* の時間変化の中に相当含まれるとすれば、乱れ特性量も、増水期と減水期とでは大きく異なるはずである。図-10は、同一計測点における乱れ特性量の変化を時間をパラメータにとって示したもので、ここに示す実験ケースは、比較的非常性の強いものである。図中では、乱れ強度分布が式(15)、(16)の普遍関数に、レイノルズ応力分布が式(17)の三角形分布にそれぞれ近い形状を示すと仮定し、実測の摩擦速度を用いて逆算した各時間の乱れ特性量の時間

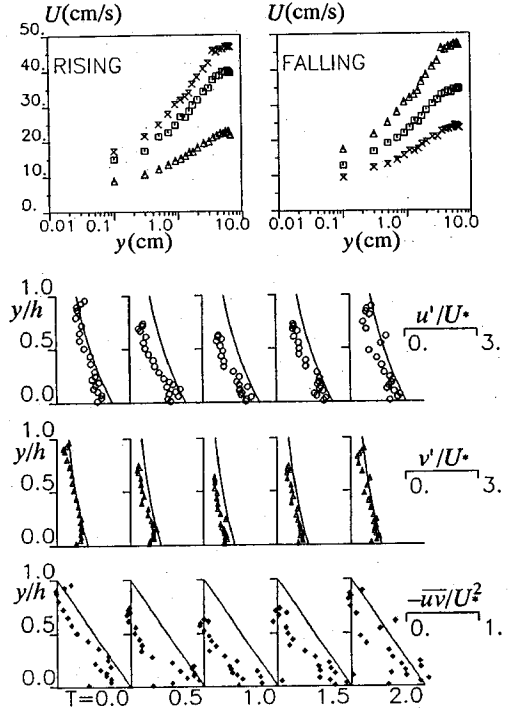


図-11 乱流構造に及ぼす2次流の影響

変化を実線で示してある。この図から、平均流速が反時計回りのループを描いていくのと同様に、乱れ特性量もほぼ同じ面積でループを描くことが分かる。したがって、乱れ特性量は摩擦速度 U_* を特性速度スケールとして無次元化すれば非定常流においても定常流と同じく普遍特性を保つと考えられ、スケール乱流理論が非定常流にも適用できると示唆される。

(5) 乱流構造に及ぼす2次流の影響

図-11は、ベースフローでもアスペクト比 B/h_b が小さく側壁の影響を受けやすい、すなわち2次流の影響が大きい場合の平均流速、乱れ強度およびレイノルズ応力の各分布を示したものである。平均流速は、全ての位相で、水面付近に様な落ち込みが見られ、最大流速点は水面下に現われる。また、この傾向は水深がピークに近づくにつれて顕著となる。主流方向の乱れ強度 u' は、主に外層において普遍分布から大きく外れ、水深のピークの時点で最も顕著となるが、その後水深の降下とともに普遍分布に戻っていくことが分かる。また、各位相の u' の分布は、ちょうど平均流速のピークの地点で最小値となっている。鉛直方向の乱れ強度 v' も u' ほど顕著ではないが、同様に水深のピーク時に大きく普遍分布から外れる。レイノルズ応力は、ベースフロー時で、すでに三角形分布からの欠損が見られ、水深が増加するにつれてゼロもしくは負となる位置が降下する。これらの現象は、襍津ら¹⁹⁾が指摘している2次流を有する場での乱流構造

とよく一致するものである。このことから、アスペクト比が小さな非定常開水路流れの乱流構造は、外層において2次流の影響を受けることが分かる。

6. 結 論

本研究では、2成分レーザー流速計を用いて、高精度な非定常開水路流れの乱流計測を行い、非定常性が乱流構造やせん断特性に及ぼす影響を考察するとともに、滑面と粗面上の乱流特性を比較・検討を行った。また、非定常開水路流れの乱流構造に及ぼす2次流の影響についても言及した。

底面近傍の内層においては、摩擦速度で無次元化された平均流速分布や乱れ特性に非定常性や2次流の影響が見られず、それぞれ対数則分布、普遍関数分布あるいは三角形分布に従う。また、水面付近の外層においては、非定常性が強くなるほどwake成分が顕著に現われ、全断面においてlog-wake則を適用すべきであることが分かった。アスペクト比が小さく側壁の影響が存在する水理条件下では、2次流の影響により外層での最大平均流速の落ち込み現象や乱れ強度分布が等流で成立する普遍分布からのずれが見られる。さらに、非定常開水路流れにおいては、増水期の方が減水期より底面せん断応力、乱れ強度およびレイノルズ応力が大きくなり、これらの変化特性は非定常パラメータ α を用いて、滑面および粗面乱流ともに統一的に論ずることができる。

これまでの実験結果に関する考察より、少なくとも底面近傍の内層においては、定常流の乱流構造と相似な現象がみられ、非定常性より壁面の影響の方が支配的であると考えられる。平均流速分布のwake領域において変化がみられたように、外層において非定常性が大きく影響し、外層における詳細な乱流構造に関する研究が望まれる。これは、コルクボイル渦などの組織構造やそれに付随する土砂輸送現象を解明する上で非常に重要なことと考えられる。

最後に、本研究を遂行するにあたり、実験・解析に協力してくれた大学院生 石田吉宏氏(現 阪急電鉄)、学部生 藤本英典氏(現 五洋建設)、ならびに住友財団から研究助成を受けたことを記し、これらに感謝する。

参 考 文 献

- 1) Nezu, I. and Nakagawa, H.: IAHR-Monograph, Balkema Publishers, Rotterdam, 1993.
- 2) 伊勢屋ふじこ・池田宏:第30回水理講演会論文集, pp.505-510, 1986.
- 3) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Proc. of Int. Symp. on Transport of Suspended Sediments and its Mathematical Modelling, IAHR, Firenze, pp.165-189, 1991.
- 4) 木下良作:水工学論文集, 第34巻, pp.463-468, 1990.
- 5) 林泰造・大島正憲:第32回水理講演会論文集, pp.607-612, 1988.
- 6) 長谷川和義:種々のスケールにおける流れと流砂運動の同時計測による土砂輸送・河床変動機構の解明, 科研費成果報告書(代表:芦田和男), pp.45-55, 1992.
- 7) 富永晃宏・湯下孝司・小葉竹重機:第44回土木学会全国大会概要集, pp.484-485, 1989.
- 8) 瀬津家久・中川博次・越智厚:第24回乱流シンポジウム講演論文集, pp.144-148, 1992.
- 9) Nezu, I., Nakagawa, H., Ishida, Y. and Kadota, A.: ASCE-Hydraulic Conference, San Francisco, HM-1, 1993.
- 10) Nezu, I., Tominaga, A. and Nakagawa, H.: J. Hydraulic Eng., ASCE, vol.119, No.5, pp.598-614, 1993.
- 11) Telionis, D. P.: Unsteady Viscous Flows, Springer-Verlag, Chapter 6, 1981.
- 12) Hayashi, T.: Trans. of JSCE, No.18, pp.13-26, 1951.
- 13) 高橋保:京大防災研年報, 第12号B, pp.515-527, 1969.
- 14) Michel, R., Couteix, J. and Houdeville, R. (eds.): Unsteady Turbulent Shear Flows, Springer-Verlag, 1981.
- 15) 中川博次・瀬津家久・石田吉宏・門田章宏・藤本英典:水工学論文集, 第37巻, pp.593-598, 1993.
- 16) Nezu, I. and Rodi, W.: J. Hydraulic Eng., ASCE, vol.112, No5, pp.335-355, 1986.
- 17) 瀬津家久・中川博次:土木学会論文集, 第369号/II-5, pp.89-98, 1986.

(1993.7.13. 受付)

EXPERIMENTAL STUDY ON TURBULENT STRUCTURES IN UNSTEADY OPEN-CHANNEL FLOWS

Iehisa NEZU, Akihiro KADOTA and Hiroji NAKAGAWA

The various coherent structures, such as kolk-boil vortices and the streaky structures, are often observed in the flood rivers and estuaries. The behavior of these structures is quite different between the rising and falling stages of the flood period. The unsteadiness effects of flood flows cause the these difference of turbulence. Therefore, it is important to investigate the turbulent structures in unsteady open-channel flows. In this study, the turbulent structures over smooth and rough beds were accurately measured by making use of LDA in unsteady open-channel flows. The unsteadiness effects upon the structures, mean velocity distribution, bed shear stress and turbulence characteristics and also the effect of secondary currents on them, were examined theoretically and experimentally.