

水深変化する複断面開水路流れの乱流構造と浮遊砂輸送に関する 3 次元数値計算

3D Numerical Analysis of Turbulence Structure and Suspended Sediment Transport
in Depth-Varying Unsteady Compound Open-Channel Flows

山上路生*, 瀬津家久**
Michio Sanjou and Ichisa Nezu

* 正会員, 博(工) 京都大学大学院助手, 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

**フェロー, 工博, 京都大学大学院教授, 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

It is quite necessary to reveal hydrodynamic characteristics in time-dependent compound open-channel flows, when rivers in flood are considered. In particular, there is almost no numerical analysis on unsteady compound open-channel flows. Therefore, in this study, 3-D time-dependent numerical turbulence model involved with a VOF method has been developed. Furthermore, unsteadiness properties, turbulence structures and their influences upon suspended sediment transport are examined numerically.

Key Words: Unsteady compound open-channel flows, 3D numerical analysis, Sediment transport

1. はじめに

わが国の実河川の多くは, 低水路と高水敷からなる複断面河道である。複断面開水路流れでは低水路と高水敷の主流速差が大きいため横断方向シアが働き, 乱れが卓越して土砂などの浮遊物質の横断方向輸送が促進される。したがって, 水工学や河川環境学上において複断面開水路流れの乱流構造を解明することはきわめて重要である。

最近, コンピュータのハード技術と数値解析法のソフト技術が格段に進歩したため, 複雑な流体数値計算が可能となってきた。複断面開水路流れに関しても多くの研究者が 3 次元の乱流計算モデルを開発し, 貴重な成果をあげている。例えば, Kawahara & Tamai(1988)¹⁾および Naot ら(1993)²⁾は, 代数応力モデルを用いて複断面開水路流れの 3 次元計算を行い, 2 次流分布, 主流速分布および乱流構造を良好に再現した。Coklejat & Younis(1995)³⁾は応力方程式モデルを用いて複断面開水路流れにおける主要な水理乱流特性を数値計算した。また Thomas & Williams(1995)⁴⁾は Large Eddy Simulation (LES)手法を適用して, 複断面開水路流れの主流速分布や壁面せん断応力を数値的に解明した。さらに Hosoda ら(1999)⁵⁾は非線形 $k-\varepsilon$ モデルを用いて大規模水平渦と 2 次流を同時に再現してこれらの関係を考察した。最近では Sofialidis & Prinos(1999)⁶⁾が, 低レイノルズ数

型の非線形モデルを適用して, 複断面開水路流れの壁面領域まで厳密に乱流計算している。このように計算流体力学の進展によって複断面開水路流れの高精度数値モデリングが可能となり, 流れ場構造の詳細が明らかにされてきた。

しかしながら, 上述した計算力学的研究のほとんどが, 水深固定の定常流を扱っており, 水深が時間変化する複断面洪水乱流の 3 次元計算は著者らの知る限りこれまでほとんど試みられていない。実際に河川の洪水流特性を考えるためには, 水深や流量の非定常効果の解明が必要である。最近, 瀬津ら(2003)⁷⁾はレーザー流速計によって非定常な複断面開水路流れの乱流計測を行い, この流れ場の水理特性の解明に成功した。具体的には 2 次流, 主流速および乱流統計量の時間変化特性を明らかにしたが, 水理実験手法においては, 計測装置や解析手法の制約があるために未解明な課題も残されている。例えば, 洪水時の土砂や浮遊砂の非定常乱流挙動の解明は河川環境上, 重要な課題であるが, 水理実験では濃度の自動制御や高精度計測をはじめ, いまだに技術的に困難な点が多く, 現段階では乱れスケールまで及ぶ流れの実験的解明は難しい。このような乱流実験上の制約を補う意味においても計算流体力学による数値モデリングの役割は非常に大きいと考えられる。

そこで本研究では, 従来の定常な数値モデルを非定常モ

表-1 計算ケース

case	H_b (cm)	H_p (cm)	H_b/D	H_p/D	Q_b (l/s)	Q_p (l/s)	Um_b (cm/s)	Um_p (cm/s)	U_{*b} (cm/s)	T_d (s)	d (cm)	ρ_s/ρ_w	α ($\times 10^{-3}$)
HH60	7.5	10.5	1.5	2.1	2.1	14.4	10.5	45.0	0.52	60	0.01	2.65	1.80
HH120	7.5	9.5	1.5	1.9	2.1	7.3	10.5	26.0	0.52	120	0.01	2.65	0.91

表-2 計算条件

x_n	y_n	z_n	Δx (cm)	Δy (cm)	Δz (cm)	Δt (s)
100	25	400	1.5	0.5	0.75~1.25	0.001

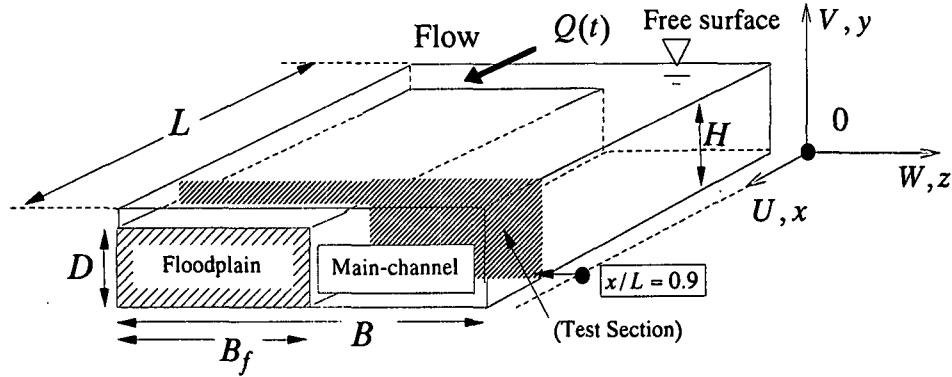


図-1 計算領域

デルに拡張し、水深変化を有する非定常な複断面開水路流れの乱流計算を実行する。また既存の計測データベースとの比較によってその有用性や妥当性を検証するとともに、本モデルを非定常な複断面開水路流れに適用し、その平均流速分布、乱れ特性および浮遊砂輸送の時間変化挙動を数値的に予測し、それらの特性を考察する。

2. 乱流計算方法と手順

2.1 計算ケース

本数値計算は、橋津ら(2003)⁷⁾によるレーザー流速計(LDA)計測の実験ケースを対象にした。表-1にその水理条件を示す。 H は低水路水深、 B_f は高水敷幅、 B は水路幅、 D は高水敷高さ、 Q は流量、 Um は断面平均主流速、 U_* は摩擦速度、 T_d は増水時間である。なお、 $B = 40\text{cm}$ 、 $D = 5\text{cm}$ 、 $B_f = B/2$ である。ここで添字 b および p はベースフローとピークフローを表す。 d は浮遊砂の粒径、 ρ_s および ρ_w はそれぞれ浮遊粒子と水の密度を示す。粒子性状の設定は、Nezu&Sanjou (2002)⁸⁾が行った鉛直2次元の数値計算と同一のものとした。なお、実際のLDA計測では清水流を対象としているので、本計算では実験値との比較のために粒子から水流への干渉は考えないものとする。 α は流れの非定常性のマクロな指標であるパラメータで、次式で定義される⁷⁾。

$$\alpha = \frac{1}{U_c} \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{1}{U_c} \frac{H_p - H_b}{T_d} \quad U_c = \frac{Um_b + Um_p}{2} \quad (1)$$

すなわち、 α が大きいほど流れの非定常性が強い。本研究では非定常効果を考察するために非定常性の異なる2つのケースHH60およびHH120を対象とした。

図-1は計算領域を示す。本研究では3次元空間を対象とした。すなわち、座標 x, y, z はそれぞれ流下方向、鉛直方向、横断方向を表し、 U, V, W は各方向の平均流速成分である。計算領域の流下方向長さ L は低水路のベース水深 H_b の約20倍に決定した。なお、 $x/L = 0.9$ の地点に検査横断面を設定し、ここでの計算結果を以下の考察で用いる。表-2に本研究の計算条件を示す。 x_n, y_n, z_n および $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ はそれぞれ各方向の計算メッシュ数とメッシュ間隔である。 Δt は時間きざみ幅である。具体的な計算方法については次節で述べる。

2.2 基礎方程式

本数値計算で用いる基礎式は、連続式、運動方程式、VOF方程式および浮遊砂の輸送方程式である。レイノルズ平均された連続式と運動方程式はそれぞれ式(2)および(3)で表される。

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

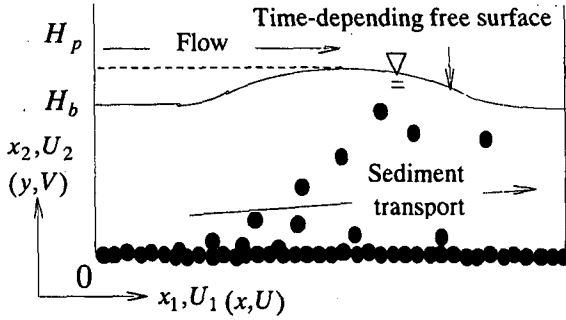


図-2 開水路浮遊砂流れ

$$\frac{DU_i}{Dt} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Omega + \frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) \quad (3)$$

ここで、式(3)中のレイノルズ応力 $-\overline{u_i u_j}$ の扱いが問題となる。特に流れの横断面にみられる2次流のうち、第2種2次流は乱れの非等方性に起因するから、標準 $k-\varepsilon$ モデルのような等方性の乱流モデルでは、2次流特性、すなわち流れの3次元構造を原理的に再現できない。したがって複断面開水路流れの計算では、一般に非等方 $k-\varepsilon$ モデル^{5,6)}、代数応力モデル^{1,2)}、応力モデル³⁾、LES⁴⁾などの高次モデルが必要である。本研究では複断面開水路流れの2次流構造を良好に再現できる Naot ら²⁾の代数応力モデルを用いる。Naot らのモデルでは $-\overline{u_i u_j}$ は次のように表される。

$$\overline{uv} = -\nu_{xy} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \quad (4)$$

$$\overline{uw} = -\nu_{xz} \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right) \quad (5)$$

$$\overline{vw} = \frac{\alpha_2}{(C_1 + \frac{3}{2}C_3)} \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial y} + \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial z} \right) - C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \left(\frac{\partial W}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial z} \right) \quad (6)$$

$$\overline{v^2} = \frac{k}{(C_1 + 2C_3)} \left[\frac{2}{3} \left(\alpha_1 - \frac{1}{2} \alpha_2 + C_1 - 1 \right) + \frac{\alpha_2}{\varepsilon} \left(\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} \right) - 2C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial V}{\partial y} \right] \quad (7)$$

$$\overline{w^2} = \frac{k}{C_1} \left[\frac{2}{3} \left(\alpha_1 - \frac{1}{2} \alpha_2 + C_1 - 1 \right) + \frac{\alpha_2}{\varepsilon} \left(\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} \right) + C_3 \frac{v^2}{k} - 2C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial W}{\partial z} \right] \quad (8)$$

$$\overline{u^2} = 2k - (\overline{v^2} + \overline{w^2}) \quad (9)$$

$$\nu_{xy} = \frac{C_1^2}{(C_1 + \frac{3}{2}C_3)(C_1 + 2C_3)} C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (10)$$

$$\nu_{xz} = \frac{(C_1 + \frac{5}{2}C_3)}{(C_1 + 2C_3)} C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (11)$$

ここで、 $C_1 = 1.50 - 0.50 f_1$ 、 $C_3 = 0.10 f_2$ 、 $\alpha_1 = 0.7636 - f_1$ 、 $\alpha_2 = 0.1091 + f_1$ および $C_\mu = 0.09$ である。また境界による減衰関数 f_1 および f_2 は次のように与えられる²⁾。

$$f_1 = \left(\frac{l}{y_a} \right)^2, \quad f_2 = \left(\frac{l}{h_a} \right)^2, \quad l = \left(\frac{C_\mu^{3/4}}{\kappa} \right) \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$$

$$y_a = \left(\frac{1}{y^2} \right)^{-1/2} \quad \text{および} \quad h_a = \left[\frac{1}{(H-y)^2} \right]^{-1/2} + 0.3162l$$

適用した乱流モデルは定常流仮定の下で開発されたものであるが、レイノルズ応力は式(4)~(9)に示すように平均流速成分 (U, V, W) の空間勾配を構成成分としている。 $U(t), V(t), W(t)$ は式(3)のNS方程式から算出される非定常な水理量であるから、定常乱流モデルを用いてもレイノルズ応力の非定常特性は再現できると考えた。

水深が時間変化する非定常開水路流れの鉛直2次元および3次元の差分法では自由水面変動の計算が大きな課題である。固定直交メッシュを用いた移動境界モデリングの有用な方法の1つとしてVOF法があげられる⁹⁾。VOFは各計算セルにおける流体占有率 F を考えてこのスカラー輸送方程式を解くことで自由水面形状が計算できる。

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial U_i F}{\partial x_i} = 0 \quad 0 \leq F \leq 1 \quad (12)$$

式(12)を付加するだけで比較的簡単なアルゴリズムで水面形状が計算できるので、開水路流れへの応用も多く見られる^{10,11)}。また著者ら(2001¹²⁾、2002⁸⁾も鉛直2次元の非定常開水路流れに適用し実験結果で得られた乱流特性を良好に再現している。したがって、水深変化をとともう非定常開水路流れの数値計算においてVOF法は有用な方法と考えられるので本研究でも採用する。

次に本研究における浮遊砂濃度の計算方法について説明する。図-2に示すように開水路浮遊砂流れでは、上流および路床から発生した浮遊砂が流れの移流拡散作用によって輸送される。本研究では浮遊砂の存在を濃度分布に置き換えて次の濃度輸送方程式の非定常計算を流速-圧力計算と同時に進行する。

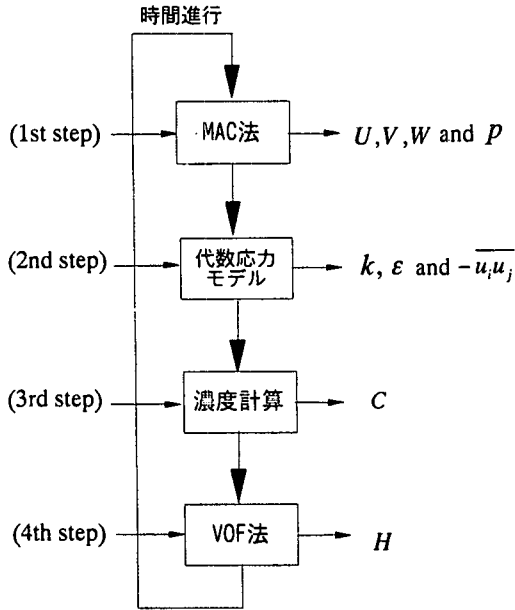


図-3 計算フロー

$$\frac{DC}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} (-cu_i) + w_0 \frac{\partial C}{\partial y} \quad (13)$$

ここで、 C は浮遊砂濃度のアンサンブル平均成分、 c は浮遊砂濃度の変動成分である。また w_0 は浮遊砂の沈降速度であり、本計算ではストークス式から算出する。また式(13)の右辺中の $\overline{cu_i}$ は勾配拡散近似によって次式で定義した。

$$\overline{cu_i} = -e_s \frac{\partial C}{\partial x_i} \quad (14)$$

e_s は浮遊砂の拡散係数である。 e_s の与え方については多くの研究者が議論しているが、本研究のような複雑な流れ場における浮遊砂輸送特性に関する知見は少なく、浮遊粒子の挙動特性もほとんど理解されていないので、ここでは渦動粘性係数 $\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$ に等しいと仮定した。

また流入境界からの浮遊砂の流入は考慮せず、浮遊砂は低水路床からのみ発生し、高水敷上からは浮遊砂の供給はないものとする。なお、取り扱いを簡単にするために浮遊砂輸送による洗掘や堆積はないものとし、底面形状は全計算ステージにおいて、平坦固定床とする。実河川では、掃流砂も存在し河床形状は時間的空間的に変化するが、これらの要素を全て同時にモデリングすることは現段階では困難である。また本研究では流水中の浮遊砂の非定常挙動に焦点を当てるため、底面は固定境界とした。底面の浮遊砂濃度は芦田らの方法(1982)¹³⁾によって与えた。芦田らは底面近傍の基準高さ y_0 を考え、この位置での基準底面濃

度 C_b を次式で与えている。

$$C_b = \frac{2}{3} K \left(\frac{A}{\xi_0} - B \right) \quad (15)$$

式(15)の A および B は次のように与えられる。

$$A = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left\{ \exp\left(-\frac{\xi_0^2}{2}\right) - \exp\left(-\frac{\xi_1^2}{2}\right) \right\}$$

$$B = \int_{\xi_0}^{\xi_1} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) d\xi$$

ここで $\xi = v/v'$ 、 $\xi_0 = w_s/v'$ 、 $\xi_1 = 3$ 、 $v' = \beta(y^+)U$ 。および $K = 0.015$ である。減衰関数 $\beta(y^+)$ は、

$$\beta(y^+) = \begin{cases} -\frac{1}{2500} (y^+ - 50)^2 + 1 & (y^+ \leq 50) \\ 1 & (y^+ > 50) \end{cases}$$

である。また浮遊砂濃度の基準高さ y_0 は次式で表される。

$$y_0 = \frac{s_1 s_2 g d^4}{18^2 \nu^2} \times \left[18 \frac{\nu K_v}{d} \frac{\tau_* - \tau_{*c}}{w_0} - \ln \left\{ 18 \frac{\nu K_v}{d} \frac{\tau_* - \tau_{*c}}{w_0} + 1 \right\} \right] + d \quad (16)$$

ここで $s_1 = \rho_s / \rho + 1/2$ 、 $s_2 = \rho_s / \rho - 1$ 、 $K_v = 40$ である。 τ_{*c} は限界掃流力で岩垣公式(1956)¹⁴⁾から算出した。

2.4 計算フロー

図-3 は計算手順のフローチャートをまとめたものである。まず、MAC法を用いて前計算ステップでの速度、圧力および乱れ統計量の値から現計算ステップでの速度および圧力値を求める。次に更新された速度および圧力値を用いて代数応力モデルからレイノルズ応力 $-\overline{u_i u_j}$ を更新する。さらにこれらの値から浮遊砂濃度の空間分布を算出する。なお、本計算では浮遊砂濃度分布から流体計算へのフィードバックは考慮していない。最後にVOF法により流下方向の各地点の水深を算出し、計算領域境界を更新する。以上の手順を指定した時間分だけ繰り返して、非定常ステージの計算値を連続的に算出する。

なお、時間項の差分には2次精度のアダムス・バシユフオース法、移流項にはQUICK、その他の空間微分項には2次精度中心差分を適用した。流入境界の流速と水深は、実験条件と同様にサイン波を与え¹²⁾、流出境界には勾配ゼロ条件を適用した。壁面境界では対数則を用いた。

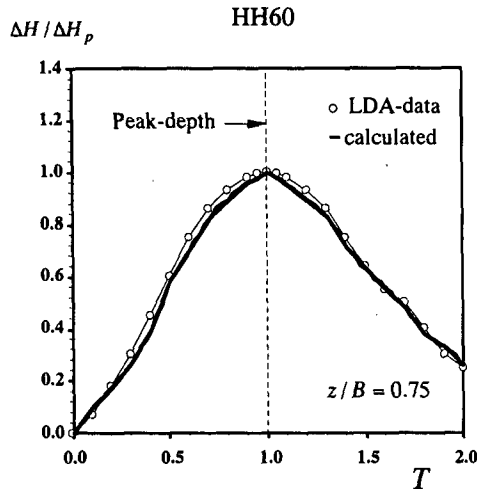


図-4 低水路水深の時間変化(HH60)

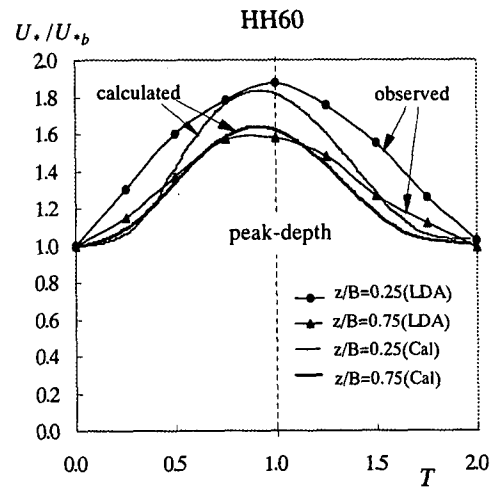


図-5 摩擦速度の時間変化(HH60)

3. 結果と考察

3.1 水深と摩擦速度の時間変化

図-4 はケース HH60 における低水路水深の時間変化 $\Delta H = H - H_b$ を実験値と比較したものである。 $T \equiv t/T_d$ は増水時間による無次元時刻である。すなわち、 $T = 0.0$ はベースフロー、 $T = 1.0$ はピークフローの時刻である。水深が時間とともに増減することが確認できる。またこの結果から計算値は実験値を定量および定性的に再現していることがわかる。

図-5 はケース HH60 における高水敷中央部 ($z/B = 0.25$) と低水路中央部 ($z/B = 0.75$) における無次元摩擦速度 U_* / U_{*b} の時系列変化を実験結果とともに示したものである。ここで U_{*b} はベースフロー時 ($T = 0.0$) の摩擦速度で、なお本研究では U_* の算出に対数則を適用した。流量の時間変化とともに摩擦速度も増減するが、その無次元変化幅は低水路よりも高水敷上の方が大きいことがわかる。これは高水敷上では、洪水時に抵抗特性が急激に増加することを示している。計算値は実験結果で得られた摩擦速度の非定常特性を定性的に再現できていることがわかる。一方、定量的な実験値と計算値の差もみられる。特に高水敷での両者のずれは無視できない。高水敷では鉛直方向の計算格子数が低水路に比べて少ないため、流速分布 $U(y)$ に対数則を適用する際に実験値との差異が生じたものと考えられる。今後、リメッシングを行って計算精度の向上をはかりたい。

3.2 2次流の分布特性

図-6 はケース HH60 における2次流ベクトル (V, W) の

分布を時系列に示したものである。ここで図中の基準ベクトルの大きさは断面内の最大流速 $U_{\max}$ の2%である。定常ベース時 ($T = 0.0$) では高水敷と低水路の境界部から低水路の水面に向かう斜昇流が、計算結果と実験結果の双方でみられ、多くの既往研究で報告されている典型的な2次流分布が確認される¹⁹⁾。非定常流れでは水深が時間的に上昇および下降運動するが、この水面運動は斜昇流構造に大きな影響を与えるものと考えられる。実際、本図から水面が上昇する増水期 ($T = 0.5$) では斜昇流の水路床面に対する角度が大きくなることがわかる。一方、水面上昇がゼロとなる水深ピーク時 ($T = 1.0$) には増水期 ($T = 0.5$) と比べて、斜昇流ベクトルの傾きが小さくなる。水面が下降する減水期 ($T = 1.5$) には増水期とは反対に斜昇流ベクトルの傾きがさらに小さくなる。ここでみられる斜昇流の傾きの時間変化が、流れの非定常性によるものであることを確かめるために、ケース HH60 および HH120 の増水期 ($T = 0.5$) と同一水理条件で定常流とした場合の数値計算も行った。図-7 はこの定常流と $T = 0.5$ における HH60 と HH120 のベクトル図を比較したものである。HH60 と HH120 はともに定常流の結果よりも斜昇流の傾きが大きくなっていることがわかる。さらに HH60 の方が HH120 よりもベース時からの傾きの変化幅が大きいことも確認できる。図-8 は本節で示した斜昇流の非定常特性を模式的に表したものである。斜昇流の傾きの変化特性は定常複断面流れにはみられない非定常複断面流れ特有のものである。この特性は水面変化の上昇および下降により引き起こされ、非定常性が大きいほど顕著となる。

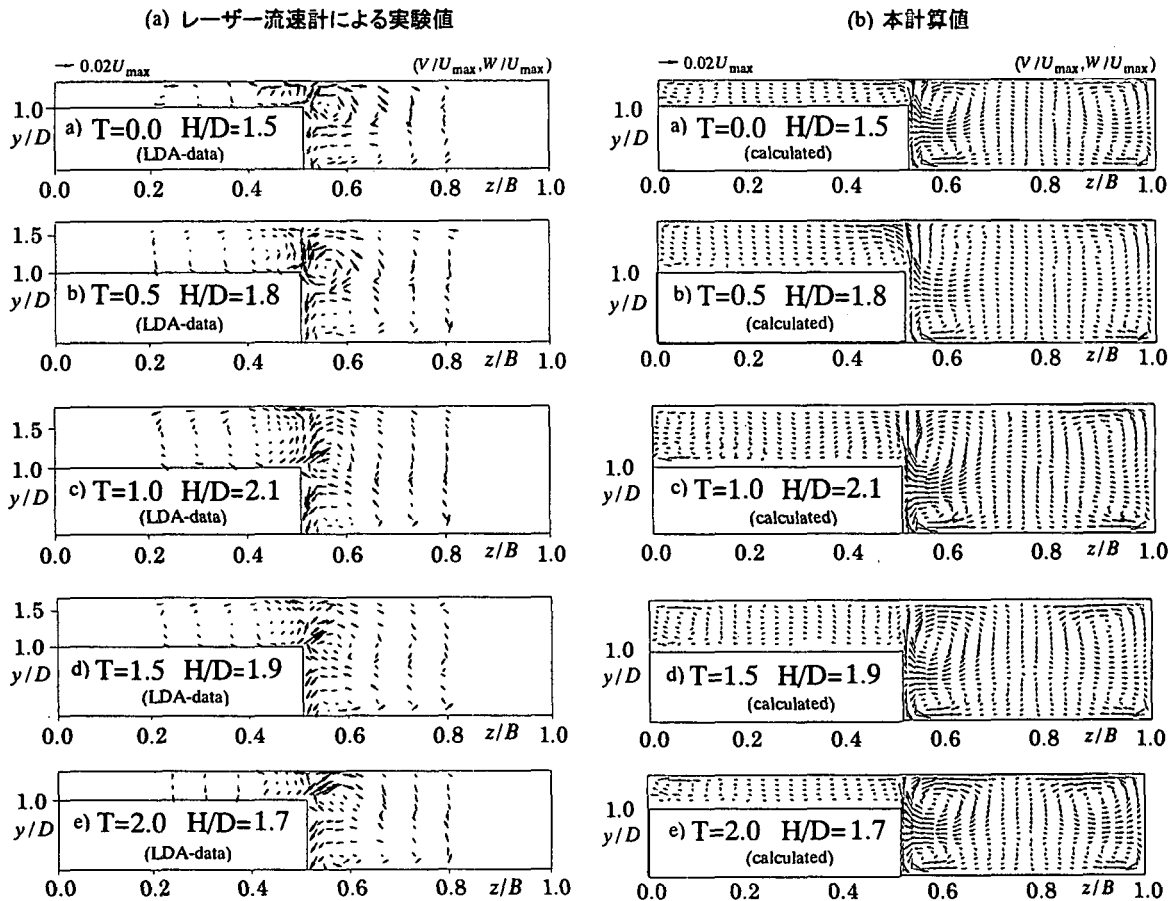


図-6 2次流の分布特性(HH60)

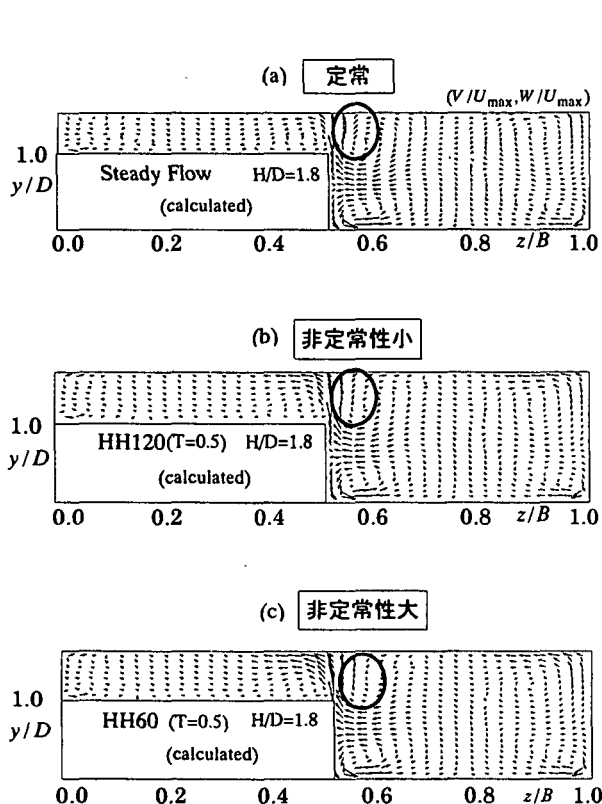


図-7 非定常性と斜昇流の傾きの関係

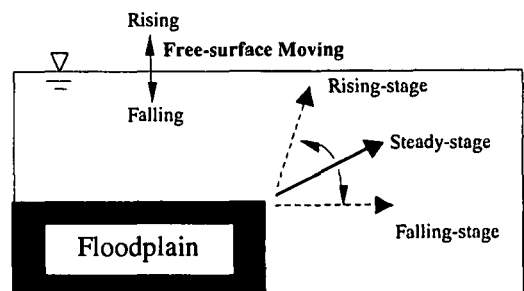


図-8 斜昇流の非定常特性

3.3 主流速と主流方向乱れ強度の分布特性

図-9 はケース HH60 における無次元主流速 $U/U_{\max}$ の横断面分布を時系列に示したものである。ここで $U_{\max}$ は各時間ステージにおける最大主流速である。特に注目すべき点は、計算および実験ともに境界部から低水路に向かって主流速分布が張り出すことである。この傾向は水深ピーク時 ($T=1.0$) が最も顕著である。これは図-6 で示した斜昇流によって境界部付近に存在する主流方向の低速運動量塊が境界部端から低水路水面領域に輸送されるためである。

さて図中の×印は $U_{\max}$ の位置を表す。計算および実験結果ともに全期間にわたって最大主流速点が水面下に降

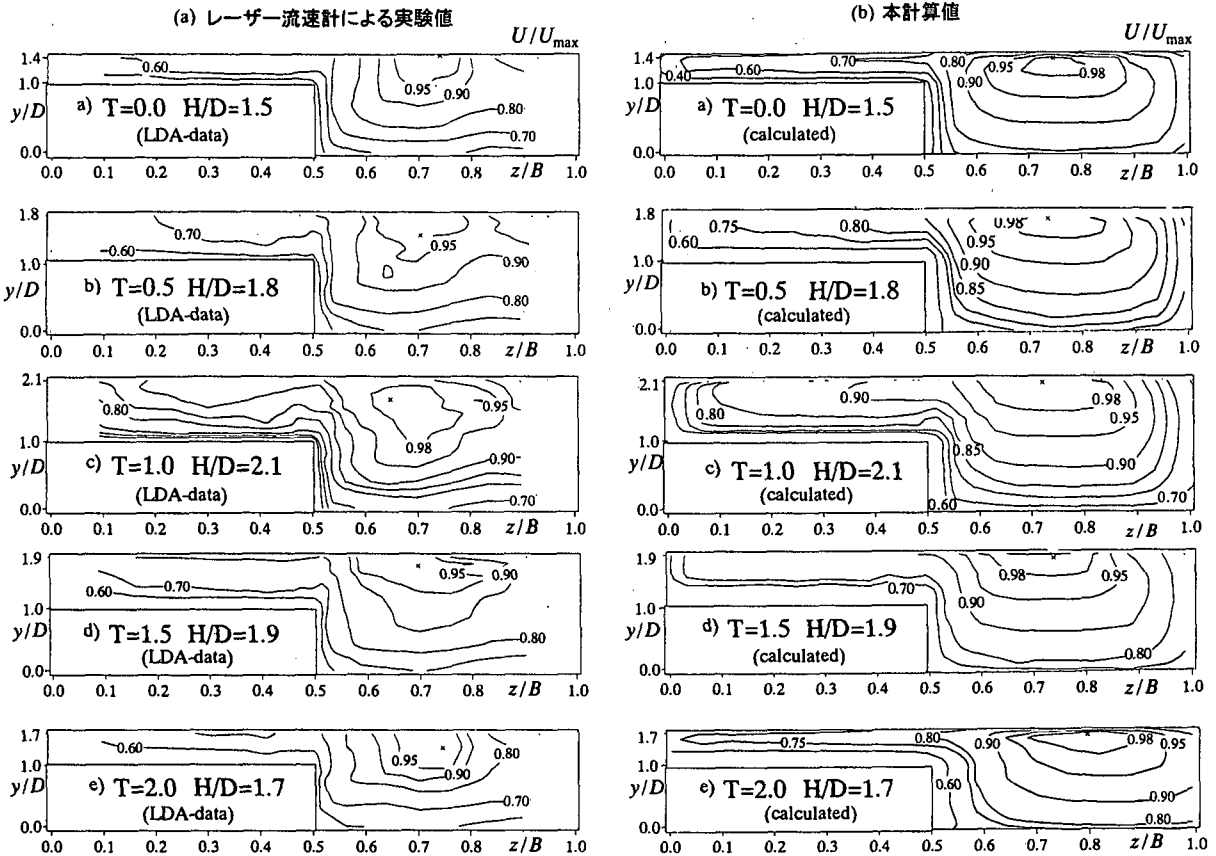


図-9 主流速分布(HH60)
(×は最大主流速点位置を示す)

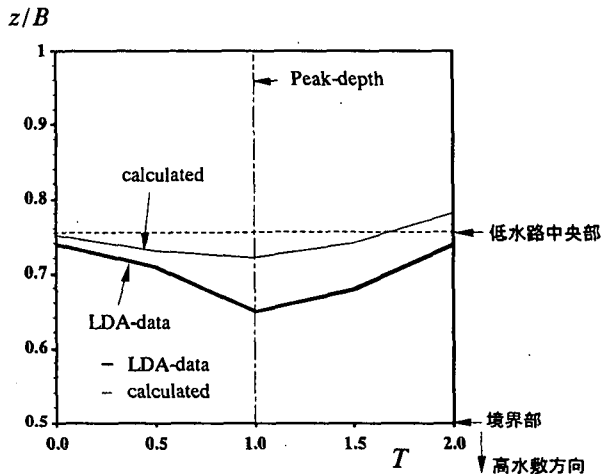


図-10 最大主流速点の横断方向位置の時間変化(HH60)

下する velocity-dip がみられ、注目される。また本図から最大流速点が横断方向に若干時間移動することがわかり注目に値する。図-10 はケース HH60 における最大主流速位置を時間プロットしたものである。増水期 ($T = 0.5$) には最大主流速位置が低水路から高水敷境界部側へと移動し、反対に減水期 ($T = 1.5$) では、再び低水路側に戻ることがわかる。これは増水期では斜昇流の傾きが大きくなるために最大主流速位置近傍の正の横断流速 ($W > 0$) が弱

まった結果、最大流速位置が境界部側にシフトしたものと思われる。逆に減水期では斜昇流ベクトルの傾きが小さくなるために正の横断流速 ($W > 0$) が強まり、境界部側にシフトされていた最大流速点が低水路側に戻されるものと推測される。

図-11 はケース HH60 における無次元化された主流方向の乱れ強度 u'/U の分布を示す。全期間において計算値および実験値ともに高水敷の角付近で u'/U が卓越しており、この領域では流体の乱れが大きく、流れの内部構造が複雑であることが示唆される。また主流速分布と同様に斜昇流の影響によって境界部から低水路側へ分布の張り出しがみられる。

3.4 レイノルズ応力の分布特性

図-12 はケース HH60 における無次元化された横断方向のレイノルズ応力 $-\overline{uw}/U^2$ の分布を時系列に示したものである。なお、負値の領域には斜線をつけてある。ベース時 ($T = 0.0$) では計算と実験の両者ともに高水敷境界付近に正值の分布が卓越しており、運動量の交換が活発であることが示唆される。一方で、水深ピーク時 ($T = 1.0$) では

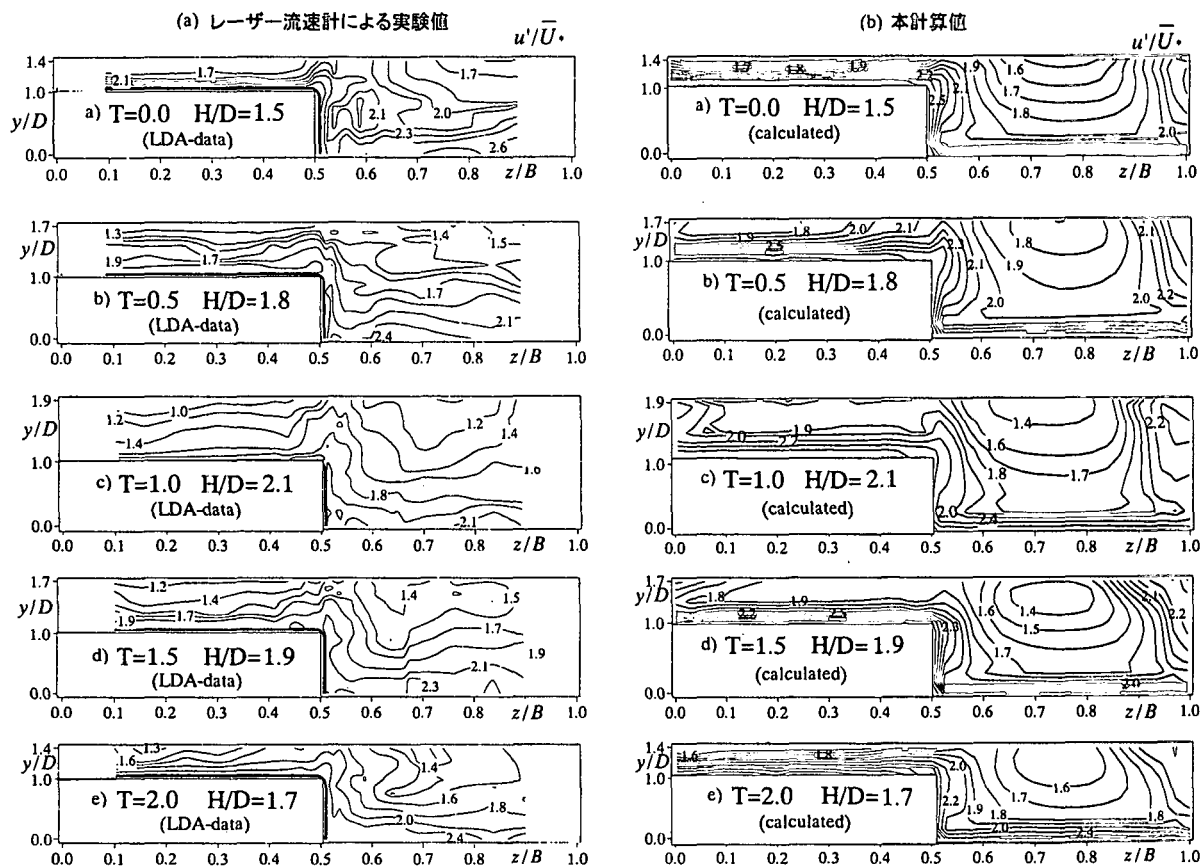


図-11 主流方向乱れ強度分布(HH60)

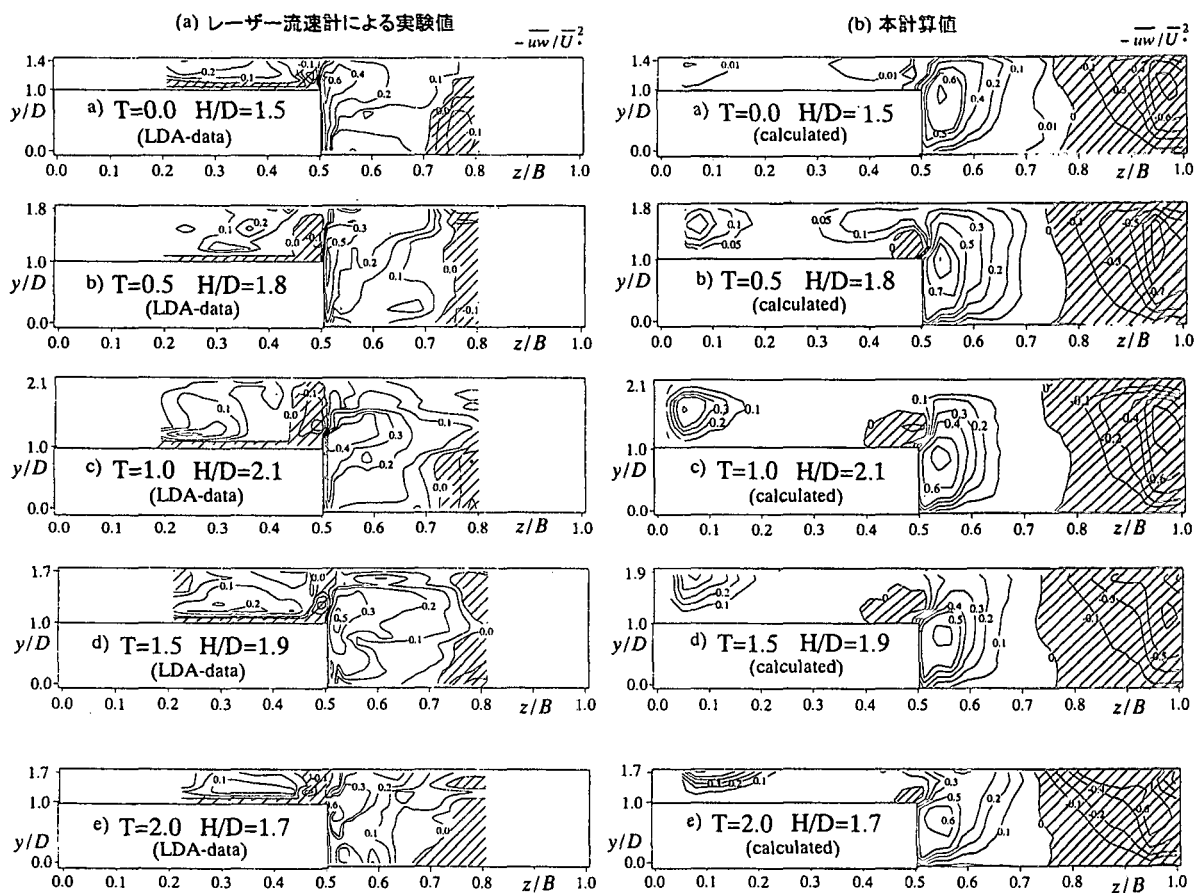


図-12 横断方向レイノルズ応力分布(HH60)

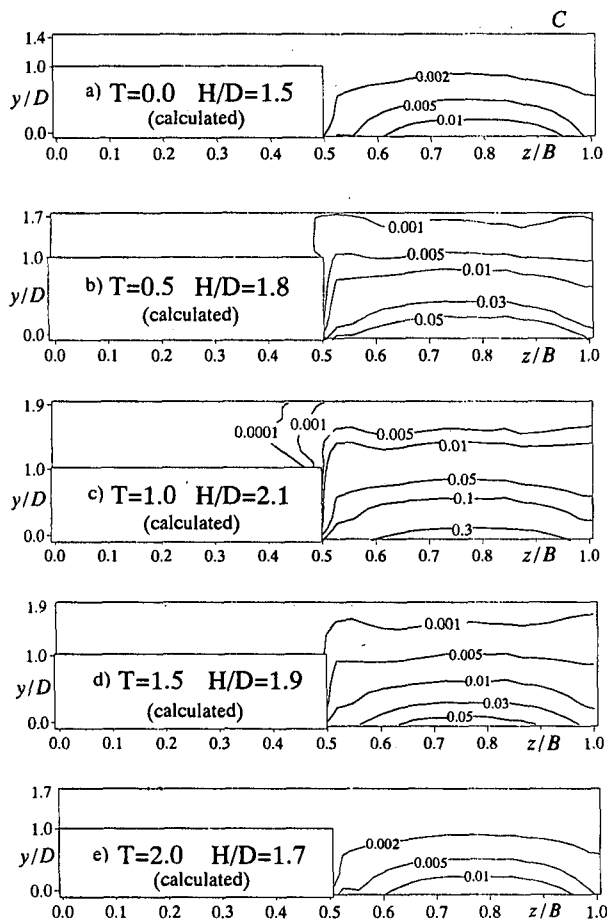


図-13 浮遊砂濃度分布(HH60)

境界部の高水敷側で負の分布が発達し境界部を中心に反対称的な分布構造となり, 非定常な複断面開水路流れでは境界部の運動量交換メカニズムが水深増加とともに複雑に時間変化することがわかる。

3.5 浮遊砂濃度分布

図-13はケース HH60 における浮遊砂濃度の横断面コンターを時系列に示したものである。なおベースステージ ($T = 0.0$) の浮遊砂分布は定常であり, かつ検査面付近では主流方向に分布がほぼ平衡となることが確認できた。ベース時 ($T = 0.0$) では低水路内に既に浮遊砂の存在が認められるが, 特に低水路中央の路床部を中心に濃度分布が広がっていることがわかる。増水期 ($T = 0.5$) では低水路濃度が上昇し, 低水路と高水敷の境界部付近では, 浮遊砂が自由水面まで輸送されている。この領域では水面方向に向かって濃度分布が張り出している。ピークフロー時 ($T = 1.0$) では, 低水路濃度がさらに上昇し, 浮遊砂が高水敷領域に輸送される。減水期 ($T = 1.5$) では浮遊砂濃度が減少し, 高水敷上の浮遊砂もほとんど存在しなくなる。特に, 境界部付近では増水期 ($T = 0.5$) と比べて濃度分布の水面領域への分布の張り出しが小さい。この張り出し特性が

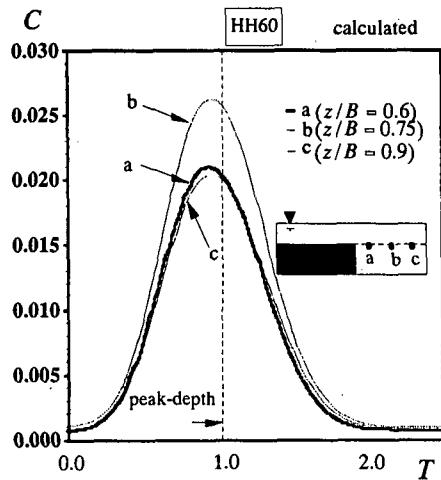


図-14 浮遊砂濃度の時間変化(HH60)

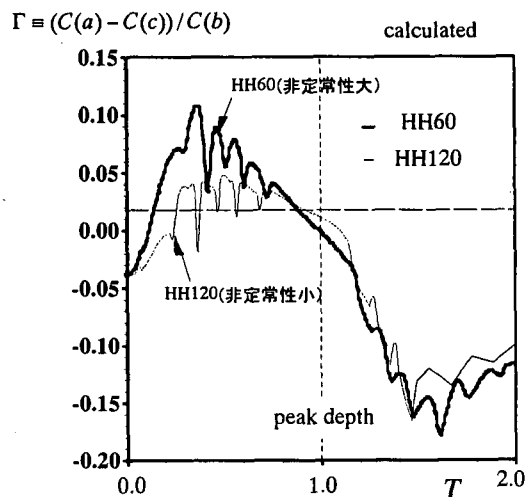


図-15 相対濃度の時間変化と非定常性の影響

ら, 浮遊砂濃度の輸送には斜昇流が大きく影響していることがわかる。またリターンフロー時 ($T = 2.0$) にはベースフロー時 ($T = 0.0$) と同様の分布に戻る。

図-14は固定点における浮遊砂濃度の時間変化を示したものである。ここでは, 低水路内の高水敷高さに位置する3点を対象とし, 横断方向位置の違いによる濃度時系列の変化特性を考察する。点 a ($z/B = 0.6$) は境界部に近い領域, 点 b ($z/B = 0.75$) は低水路中央, 点 c ($z/B = 0.9$) は低水路の側壁領域にそれぞれ位置する。3点とも図-5に示される低水路における摩擦速度の時間変化と同様にサイン波的に時間変化する。また水深ピーク時以前に濃度のピークが現れており, 増水期の方が減水期よりも浮遊砂濃度が大きいことがわかる。この特性は現地観測でも報告されている¹⁰⁾。さて水深ピーク時 ($T = 1.0$) では低水路中央に位置する点 b の濃度が最も大きくなる。これは図-11で低水路中央の路床を中心に濃度が分布していることと対応する。点 a と点 c を比較すると, 増水期で境界領域の点 a の方が, 低水路側壁領域の点 c よりも大きいことがわかる。また, 減水期ではこの関係が逆転し, 点 c の濃度の方

が大きくなる。

図-15 は図-14 における点 a と点 c の相対濃度 $\Gamma \equiv (C(a) - C(c)) / C(b)$ の時系列をケース HH60 と HH120 について示したものである。ここで $C(a)$ 、 $C(b)$ および $C(c)$ は各点の濃度である。両ケースともに増水期で $\Gamma > 0$ となり、低水路内では、境界部近傍の濃度分布が卓越する。一方、減水期では $\Gamma < 0$ となり、低水路側壁サイドの濃度が卓越する。またこの特性は非定常性の大きなケース HH60 の方がケース HH120 に比べて顕著である。この結果とすでに述べた斜昇流の時間変化特性を合わせて考えると低水路内における浮遊砂濃度の横断分布の偏在特性は、斜昇流をはじめとする 2 次流による影響を強く受けていることがわかる。

4. 結論

本研究では水深変化をする非定常な複断面開水路流れを対象に、VOF 法を組み込んだ 3 次元の乱流計算を行った。既存の実験データベースと比較検討するとともに流れ場の水理特性を数値的に考察し、浮遊砂輸送の時間変化特性を予測した。以下に本研究で得られた主な知見をまとめて示す。

- 1) 非定常複断面開水路流れにおける摩擦速度の時間変化は低水路よりも高水敷の方が大きく、数値計算でもこの特性を再現できた。
- 2) 低水路と高水敷の境界部から自由水面に向かう斜昇流の傾きの時間変化特性を数値計算において再現することができた。特に非定常性が大きい流れほど、傾き変化幅が大きくなる。
- 3) 主流速および乱れ強度の横断面分布は斜昇流によって高水敷から低水路へ張り出すが、この張り出しはピーク時に最も顕著となる。
- 4) 横断方向レイノルズ応力の分布はかぶり水深が小さいベース時には正值が卓越するが、水深が増加すると境界部の高水敷上に負の分布が発達し、運動量交換構造が変化する。また斜昇流による境界部から低水路への分布の張り出しが数値計算によって再現できた。
- 5) 流量が増加するにしたがって浮遊砂濃度も大きくなり、高水敷への輸送が数値予測された。また斜昇流の時間変化特性は浮遊砂濃度の分布に大きな影響を与える。

本数値計算では底面を固定境界として扱ったが、今後は本モデルを基礎として、河床変動や掃流砂効果も取り入れたシミュレーションに拡張し、実用性および有用性の高い計算モデルの開発を目指したい。

参考文献

- 1) Kawahara, Y. and Tamai, N.: Numerical calculation of turbulent flows in compound channels with an algebraic stress turbulence model, *Proc. of 3rd Int. Symp. on Refined Flow Modeling and Turbulence Measurement*, pp.9-16, 1988.
- 2) Naot, D., Nezu, I. and Nakagawa, H.: Hydrodynamic behavior of compound rectangular open-channel flows, *J. of Hydraulic Eng., ASCE*, Vol.119, pp.390-408, 1993.
- 3) Cokljat, D. and Younis, B.A.: Compound- channel flows, a parametric study using a Reynolds-stress transport closure, *J. of Hydraulic Res., IAHR*, Vol.33, No.3, pp.307-320, 1995.
- 4) Thomas, T.G. and Williams, J.J.R.: Large eddy simulation of turbulent flow in an asymmetric compound open-channel", *J. of Hydraulic Res., IAHR*, Vol.33, No.1, pp.27-41, 1995.
- 5) Hosoda, T., Sakurai, T., Kimura, I. and Muramoto, Y.: 3-D computations of compound open channel flows with horizontal vortices and secondary currents by means of non-linear $k-\epsilon$ model, *J. of Hydrosience and Hydraulic Eng., JSCE*, Vol.17, No.2, pp.87-96, 1999.
- 6) Sofialidis, D. and Prinos, P.: Numerical study of momentum exchange in compound open channel flow, *J. of Hydraulic Eng., ASCE*, Vol.125, pp.152-165, 1999.
- 7) 瀬津家久・山上路生・坂根由季子：水深変化する非定常な複断面開水路流れの 3 次元乱流構造に関する研究，土木学会論文集，No.726/II-62，pp.61-71，2003.
- 8) Nezu, I. and Sanjou, M.: Numerical study on space-time structure in unsteady turbulent open-channel flows with suspended sediment, *Proc. of 10th International Symposium on Flow Visualization*, Kyoto, 7 pages on CD-ROM, 2002.
- 9) Hirt, C.W. and Nichols, B.D.: Volume of fluid method for the dynamics of free boundaries, *J.Comp. Phys.*, vol.39, pp.201-225, 1981.
- 10) 米山望・守屋祥一：VOF 法を用いた自由液面の数値解析手法，水工学論文集，第 39 巻 pp.373-378，1995.
- 11) 前野詩朗・尾上博則・宮内洋介：プールタイプ魚道の流れの数値解析，水工学論文集，第 45 巻 pp.421-426，2001.
- 12) 瀬津家久・牛島省・山上路生：水深変化を有する非定常な開水路流れの数値計算，土木学会論文集，No.691/II-57，pp.63-72，2001.
- 13) 芦田和男・岡部健士・藤田正治：粒子の浮遊限界と浮遊砂量に関する研究，京大防災研究所年報，Vol.25, B-2, 1982.
- 14) 岩垣雄一：限界掃流力に関する基礎的研究，土木学会論文集，第 41 号，pp.1-21，1956.
- 15) Tominaga, A. and Nezu, I.: Turbulent structures in compound open-channel flow, *J. of Hydraulic Eng., ASCE*, Vol.117, pp.21-41, 1991.
- 16) 長谷川和義：“石狩川における流量と浮遊砂濃度の同時計測”，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.

(2003 年 4 月 18 日 受付)