

水深変化を有する非定常な複断面開水路流れの 3次元乱流計算

3-D NUMERICAL ANALYSIS OF TURBULENT STRUCTURES IN DEPTH-VARYING UNSTEADY COMPOUND OPEN-CHANNEL FLOWS

瀬津家久¹・山上路生²

Iehisa NEZU and Michio SANJOU

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 京都大学大学院博士後期課程 環境地球工学専攻(同上)

In the past years, a lot of researches on compound open-channel flows have been conducted intensively, because they have various hydraulic functions such as water disaster prevention and valuable open-spaces for aquatic lives and ecosystems. However, there are few studies on three-dimensional (3-D) structures of depth-varying unsteady compound open-channel flows. In this study, a 3-D time-dependent numerical model is developed and applied to such unsteady depth-varying compound free surface flows. The computation values are compared with the existing experimental results, and the unsteadiness properties of compound open-channel flows are examined numerically.

Key Words : *Unsteady open-channel flows, 3-D CFD simulation, Compound channel, Secondary currents*

1. はじめに

低水路と高水敷から構成される複断面開水路河道は、利水および環境面で重要視される平常時における十分な水深の確保と洪水時における氾濫流の効率的な流下という双方の要求に対処できることから、多くの実河川で採用されている。したがって従来から様々な研究者・技術者によって注目され研究されてきた。複断面開水路流れは、①斜昇流とよばれる2次流構造を中心とした横断面特性と②水平渦とよばれる大規模組織渦構造を中心とした水平面特性をもつ。これらは高水敷と低水路の境界部における運動量や物質交換と大きく関わっているため、水工学的に重要な乱流特性であり、複雑乱流の一種である。

計算流体力学の分野でもこれらの複断面流れに特有の乱流構造に関する研究が数多く報告されている。例えば①に関しては河原・玉井¹⁾、Naotら²⁾および杉山ら³⁾が代数応力モデルを用いて境界部付近の2次流構造やそれに起因する主流速や乱れ特性量の横断面構造の再現に成功している。最近では、Sofialidis & Prinos⁴⁾が低レイノルズ数型の非線形 $k-\epsilon$ モデルを用いてかぶり水深が浅い複断面流れの数値計算を行い、また、佐藤・河原⁵⁾はLESモデルを用いて2次流の再現とその生成機構を考察している。②に関しては、灘岡・八木⁶⁾が水深を空間フィルターとしたLESモデルを開発し、水平渦の合体プロセスやレイノルズ応力の生成機構を数値計算によって説明している。木村ら⁷⁾は平面2層モデルを開発して大規模水平渦と水深変動の相互関係を再現している。さらに細田ら⁸⁾はストレイン・パラメータ⁹⁾を導入した非線形 $k-\epsilon$

モデルによって斜昇流と水平渦の再現に成功し、これらの関係を数値的に考察している。このように多くの研究者によって貴重な成果が得られているが、これらの研究のほとんどが水深固定の定常流を対象としている。実際の洪水流を考えるためには流量や水深が時間および空間的に変化する非定常な複断面開水路乱流の流れ特性を解明する必要がある。

最近、著者ら¹⁰⁾はこのような非定常な複断面開水路乱流を対象にレーザー流速計(LDA)を用いた乱流計測を行い、底面せん断応力や主流速の時間変化特性、斜昇流や乱流構造の非定常特性について報告している。本研究では、水深変化する非定常な複断面開水路流れの数値計算モデルを構築し、著者らが行った乱流実験ケースに適用して、その妥当性を検討する。すなわち、特に①の横断面特性に着目し、2次流や乱流構造の時間的な変化特性を実験結果と比較して、非定常な複断面開水路流れの乱流特性を数値的に考察する。

2. 基礎方程式と計算方法

(1) 計算ケース

表-1に計算ケースを示す。非定常な複断面流れの3成分LDA計測を行った著者ら¹⁰⁾の実験条件を対象に非定常性の異なる2ケースについて数値計算を行った。図-1に示すように 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、 U_m は断面平均主流速、 T_d は増水時間である。 α は非定常性の大きさを表す非定常パラメータで、次式で定義される¹⁰⁾。

表-1 計算ケース

case	H_b (cm)	H_p (cm)	B_f/B	H_b/D	H_p/D	Q_b (l/s)	Q_p (l/s)	Um_b (cm/s)	Um_p (cm/s)	T_d (s)	$\alpha(\times 10^{-3})$
HH60	7.5	10.5	0.5	1.5	2.1	2.1	14.4	10.5	45.0	60	1.80
HH120	7.5	9.5	0.5	1.5	1.9	2.1	7.3	10.5	26.0	120	0.91

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

添字 b および p はベース時とピーク時の値を表す。

(2) 基礎方程式とその計算方法

図-1に座標系を示す。 U は集合平均された主流速、 V は鉛直方向流速で W は横断方向流速である。なお計算格子は $300 \times 25 \times 40$ の不等間隔メッシュである。本研究では、式(2)に示されるレイノルズ平均されたRANS方程式を基礎式として3次元の非定常計算を行う。各方向の格子幅は $\Delta x = 1.5$ cm, $\Delta y = 0.5$ cmおよび $0.75 \leq \Delta z \leq 1.25$ cmである。なお以下の考察は下流端から主流距離の10%地点における結果を用いる。

$$\frac{DU_i}{Dt} = F_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) \quad (2)$$

2次流の再現には非等方乱流モデルを用いる必要がある。最近では高精度な3次元非等方モデルが物体周りなどの複雑な流れ場に適用され大きな成果をあげている¹¹⁾が、ここでは定常な直線複断面開水路流れにおける2次流を良好に再現できる式(3)~(13)に示されるNaotら²⁾の代数応力モデルを用いる。

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} + G - \varepsilon \quad (3)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} G - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \quad (4)$$

$$\overline{uv} = -\nu_{xy} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \quad (5)$$

$$\overline{uw} = -\nu_{xz} \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right) \quad (6)$$

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

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

$$\overline{v^2} = \frac{k}{(C_1 + 2C_3)} \left[\frac{2}{3} \left(\alpha_1 - \frac{1}{2} \alpha_2 + C_1 - 1 \right) + \frac{\alpha_2}{\varepsilon} \left(\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right] - 2C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial V}{\partial y} \quad (9)$$

$$\overline{u^2} = 2k - (\overline{v^2} + \overline{w^2}) \quad (10)$$

$$\nu_{xy} = \frac{C_1^2}{(C_1 + \frac{3}{2}C_3)(C_1 + 2C_3)} C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (11)$$

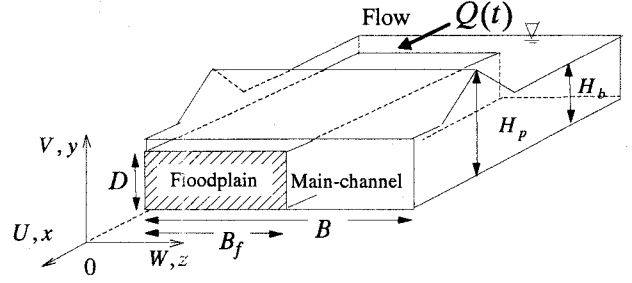


図-1 座標系

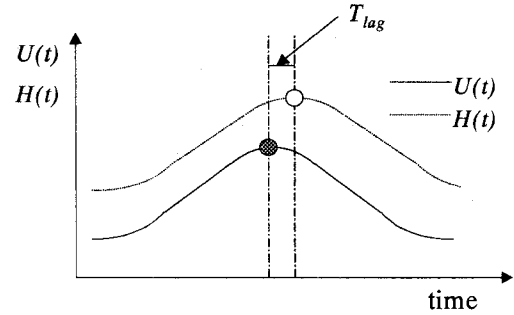


図-2 流入条件に用いた流速および水深の時間変化

$$\nu_{xz} = \frac{(C_1 + \frac{5}{2}C_3)}{(C_1 + 2C_3)} C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (12)$$

$$G = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (13)$$

式中のモデル係数は次のように与えられる²⁾。

$$\alpha_1 = 0.7636 - 0.06f_1, \quad \alpha_2 = 0.1091 + 0.06f_1,$$

$$C_1 = 1.50 - 0.50f_1, \quad C_3 = 0.10f_2, \quad C_\mu = 0.09f_1$$

f_1 および f_2 はそれぞれ壁面および水面領域の減衰関数で次のように定義される²⁾。

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

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

瀬津・鬼束は¹²⁾は非定常性の強い流れ場ではカルマン定数が時間変化することを実験的に示しており、Nezu & Sanjou¹³⁾はこの効果を非定常効果関数 f_t という形でモデル化した。本研究では f_t を次のように定義して用いる。

$$f_t = 1 - C_t \frac{\partial \hat{h}}{\partial T} \alpha \quad (14)$$

ここで $\hat{h} \equiv h/h_b$, $T \equiv t/T$ である。定数 C_t は鉛直2次元の非定常開水路流れの実験結果¹²⁾を参考に増水期($\partial \hat{h} / \partial T \geq 0$)で $C_t = 17$, 減水期($\partial \hat{h} / \partial T < 0$)で $C_t = 10$ を与えた。

時間的に大きく変化する自由水面の計算にはVOF

法¹⁴⁾を用いた。一般に非定常開水路流れでは、速度のピーク値は水深ピーク値よりも時間差 T_{lag} だけ早く生じることが知られている。非定常な複断面流れにおいてもこの特性が認められている¹⁰⁾。実際、計算距離を十分長く確保すればこの位相差特性を再現できることが鉛直2次元計算で確認されたが、3次元計算では多大な時間を要するために、本計算では図-2のように T_{lag} に低水路中央部($z/B=0.75$)の実験値を適用して流入地点の速度と水深をサイン波的に時間変化させて与えた。流入圧力には静水圧分布を、流入速度に関しては対数則分布を用い、 k および ε に関しては式(15)および(16)で表される普遍関数¹⁵⁾を与えた。

$$\frac{k}{U_*^2} = 4.78 \cdot \exp(-2\xi) \quad (15)$$

$$\frac{\varepsilon h}{U_*^3} = 9.8 \cdot \xi^{-1/2} \cdot \exp(-3\xi) \quad (16)$$

ここで、 $\xi = y/H$ である。流出境界には自由流出条件を適用した。底面境界には壁関数を適用した。自由水面においては、水面セルの圧力値は水面位置での圧力がゼロになるように線形補間した。その他の物理量の水面境界条件には勾配ゼロ条件を課した。

3. 計算結果と考察

(1) 摩擦速度の時系列変化

図-3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($z/B=0.75$)における摩擦速度 U_* の時系列変化を示したものである。図中にはLDAによる実験結果も併示した。 U_* はベースフロ一時の値 $U_{*,b}$ で無次元表示してある。 $T=t/T_d$ は無次元時刻で、 $T=1.0$ の時にピーク水深となる。 U_* は実験での解析と同様に対数則を適用して算出した。流量増加とともに摩擦速度は増大するが、低水路よりも高水敷上の方が河床抵抗の変化が大きいことがわかる。高水敷上において計算値と実験値にはずれが認められるものの本数値計算は高水敷の抵抗急増特性を再現している。また実験では U_* は高水敷よりも低水路の方が早くピークに達するが本計算ではこの特性を再現できておらず、計算領域長さや流入境界条件等の改善が必要である。

(2) 底面せん断応力分布

図-4はケースHH60の底面せん断応力 τ_w の横断方向分布を増水期と減水期について示したものである。図中の値はベース時($T=0.0$)の横断方向平均値 $\bar{\tau}_{w,b}$ で無次元化してある。また τ_w は次式で計算した。

$$\tau_w = \rho U_*^2 \quad (17)$$

ここで ρ は水の密度である。かぶり水深の小さなベース時($T=0.0$)には、計算値と実験値の双方ともに低水路の底面せん断応力 τ_w の方が高水敷よりも大

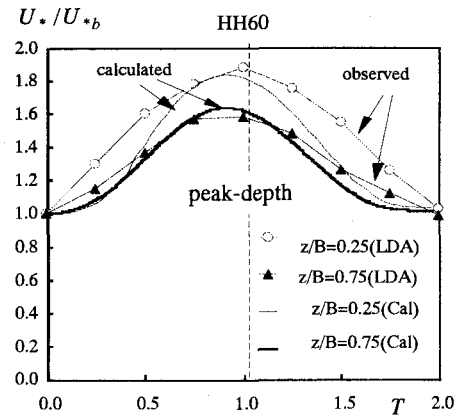


図-3 摩擦速度の時系列変化

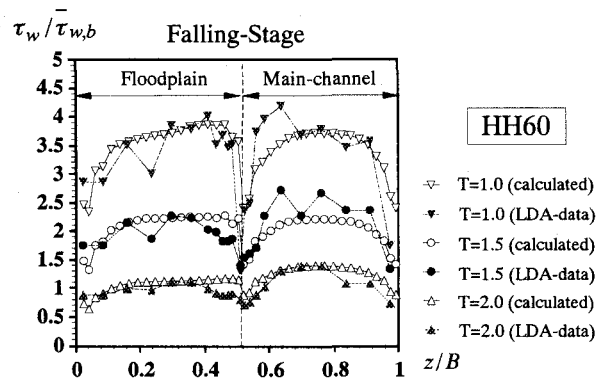
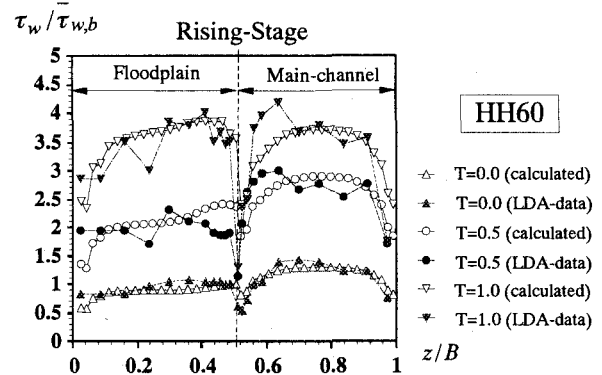


図-4 底面せん断応力の横断方向分布
(上図：増水期，下図：減水期)

きい。また境界部では分布の落ち込みがみられる。水深増加とともに高水敷の τ_w が急増し、水深ピーク時($T=1.0$)には逆に高水敷の τ_w の方が低水路より大きくなる。減水期には増水期とは逆に τ_w は減少し、 $T=2.0$ では τ_w は $T=0.0$ と同様に低水路の方が高水敷よりも大きい分布となる。

(3) 2次流分布特性

図-5にケースHH60における2次流ベクトル(V, W)の分布を実験結果とともに時系列的に示す。LDAによる実験結果も併示した。図中には基準長さとして各ステージの断面最大主流速 U_{max} の2%のベクトルを併示した。ベース時($T=0.0$)では高水敷と低水路

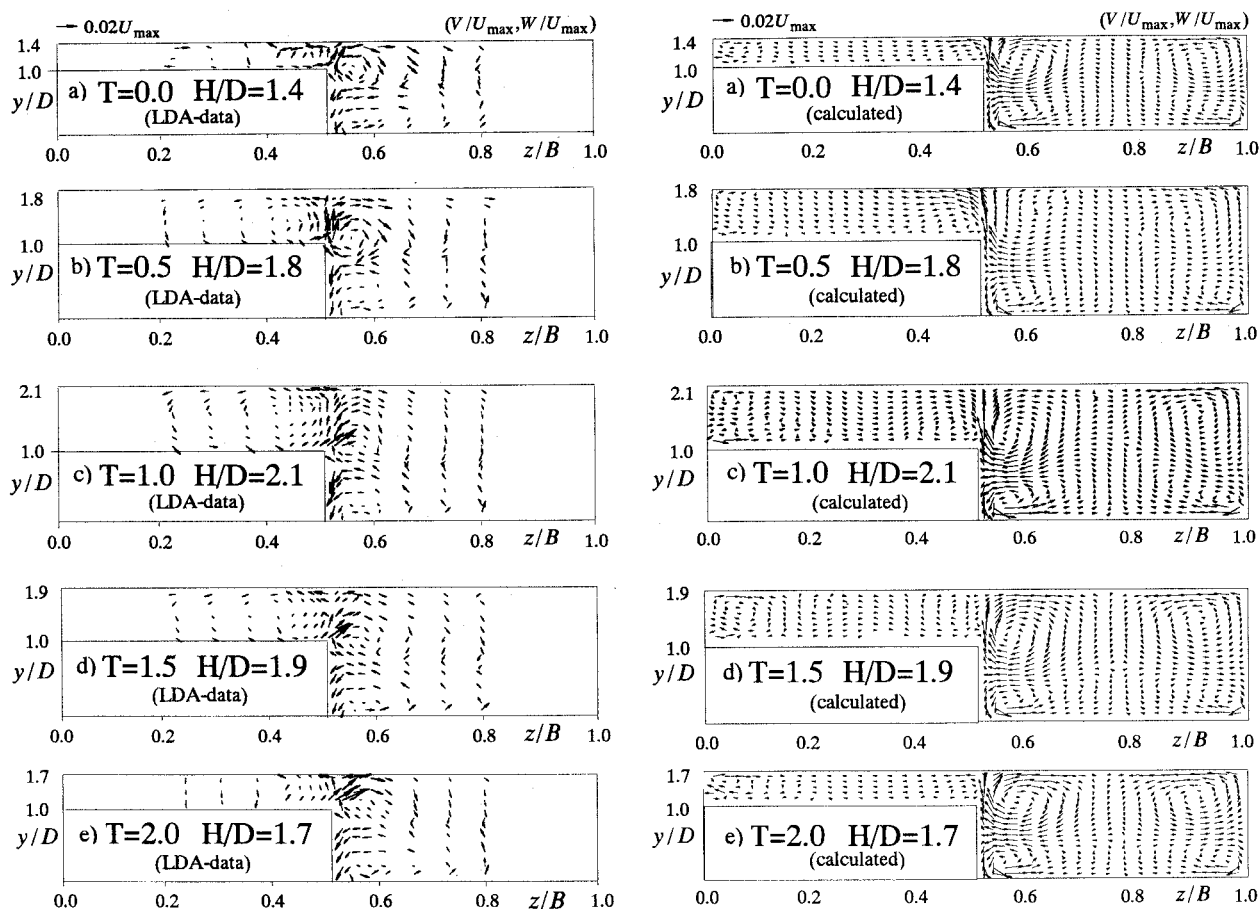


図-5 2次流分布(右図：実験値，左図：計算値)

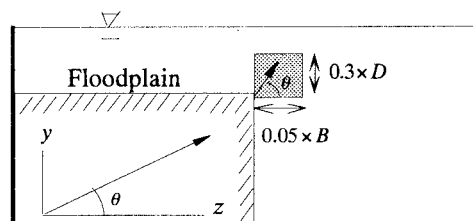
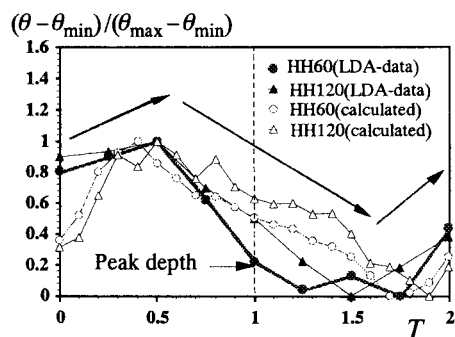


図-6 斜昇流の傾き

の境界部エッジから低水路の水面に向かう斜昇流が再現できている。斜昇流は全ステージに存在するが増水時($T=0.5$)には斜昇流の水路床面に対する角度が大きくなり、反対に減水時($T=1.5$)には小さくなる。これは実験結果でも明らかにされている非定常複断面流れに特有の現象であると考えられる¹⁰⁾。

図-6左図は図-6右図に示す領域(ベース時の実験結果から斜昇流が最も顕著となる領域を選定した)における斜昇流の傾きをHH60とHH120に対して示したものである。両ケースとも流量の増加(水深増加)とともに斜昇流の傾きが大きくなり、流量減少(水深減少)とともに小さくなるが、ベースフローへの復帰時($T=2.0$)には増水前($T=0.0$)の傾きにほぼ戻る。またこの角度の時間変動は、非定常性の大きいケースHH60の方が非定常性が小さいHH120よりも顕著であり、非定常性の大きさと対応する。この

ことから斜昇流の傾き変化は水面変化の上昇および下降により引き起こされるものと考えられる。計算値と実験値には同じ傾向がみられ、本数値計算による2次流の非定常特性の再現性は比較的良好であるといえる。

(4)主流速分布

図-7はケースHH60の断面最大主流速 $U_{\max}$ による無次元主流速 $U/U_{\max}$ の等値線を時系列的に示したものである。図中のx印は最大流速 $U_{\max}$ の発生位置を表す。計算および実験結果ともに全ステージにわたって最大流速点が2次流効果で水面下に降下するvelocity-dip現象が見られる。計算値と実験値の間には、各時間ステージにおいてこの最大流速点降下位置にずれが認められる。この相違は低水路中央部

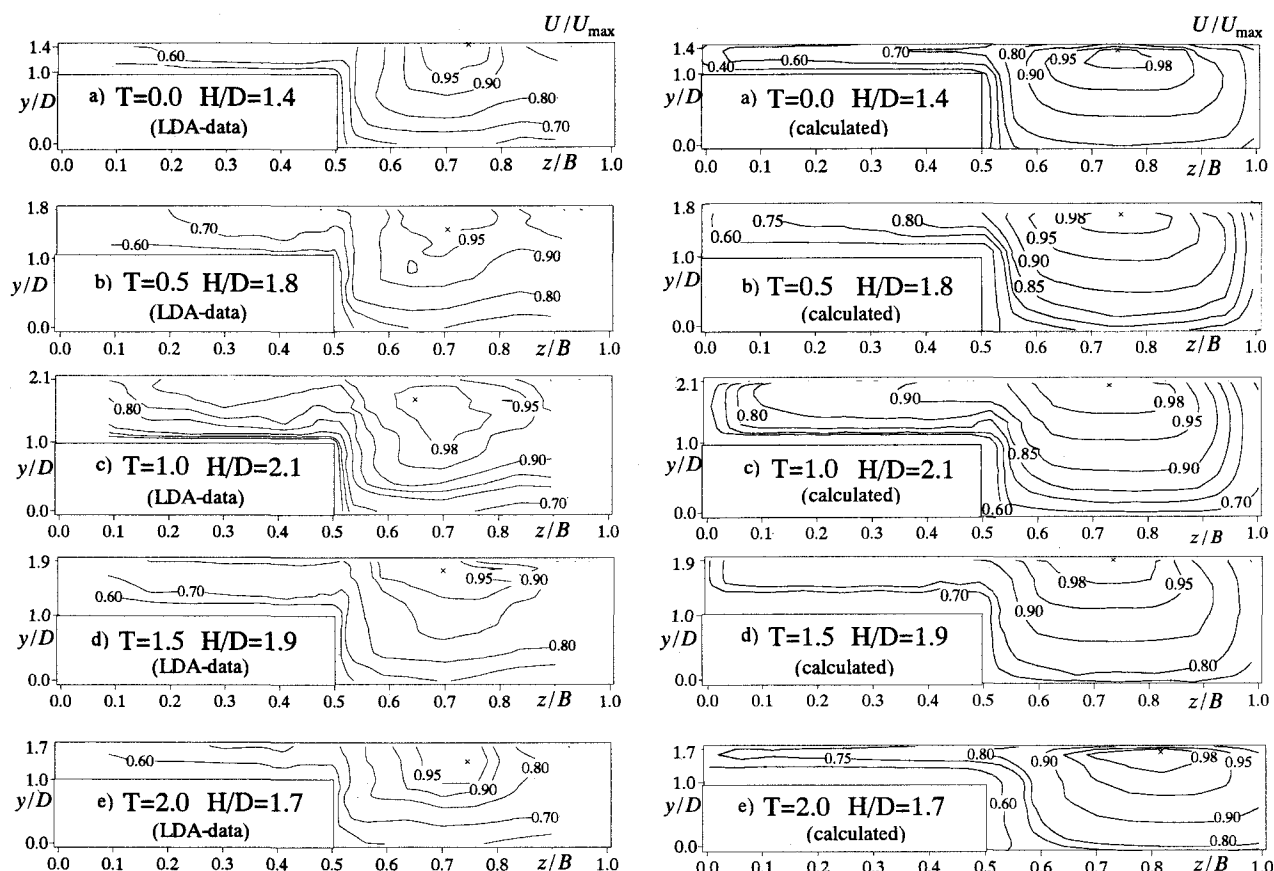


図-7 主流速分布(右図：実験値，左図：計算値)

($z/B = 0.75$) の水面付近の下降流の計算値が若干過小であったためと思われる。ところで高水敷の角付近に注目すると主流速分布の張り出しが見られる。この傾向は特に流速ピーク時刻($T = 1.0$)において最も強いことがわかる。この結果から、水深増加にともなって主流速に与える斜昇流の影響が大きくなることが推測される。

(5) レイノルズ応力分布

図-8に U^* で無次元化した横断方向のレイノルズ応力 $-\overline{uw}/U^2$ の分布を示す。負値の領域には斜線をつけている。計算値と実験値は両者ともに、全ステージにおいて境界部付近で絶対値が卓越することからこの領域で運動量の横断交換が活発であることがわかる。高水敷のかぶり水深が小さいベース時($T = 0.0$)には境界付近に正值の分布が卓越するが、水深増加にともない境界付近の高水敷上で負値の分布が発達し2極構造となる。このことからベース時には境界部に単列の水平渦構造が存在するが、水深増加時には高水敷に逆回転をもつ水平渦が発生し、水平渦構造は複列へと変化することが予測される。このように境界部における運動量交換の乱流構造は時間的に変化することがわかり、抵抗則ともからみ注目される。この横断方向レイノルズ応力の分布特性は主流速の横断方向シアの分布と関係している。また、斜昇流の影響によって高水敷上の分布が低水路側に張り出している。計算値はこのような特性を

良好に再現している。本計算では水平渦を直接的に捉えることはできないが、今後、高精度なRANSモデル^{8),11)}やLES^{5),6)}を適用して洪水流における水平渦とレイノルズ応力の関係を考察したい。

4. 結論

本研究では、流量および水深が時間変化する非定常な複断面開水路流れを対象に代数応力モデルとVOF法を組み合わせる3次元の乱流計算を行った。以下に本研究で得られた結果をまとめて示す。

- 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) 底面せん断応力は、ベース時には低水路の方が高水敷上よりも大きい。水深増加とともに高水敷のせん断応力が急増し、ピーク時には両者は同オーダーか後者の方が逆に大きくなる。
- 3) 低水路と高水敷の境界部から低水路の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も再現することができた。
- 4) 主流速分布は斜昇流によって高水敷から低水路へ張り出すが、これはピーク時に最も顕著となる。
- 5) 横断方向レイノルズ応力の分布は水深が小さいベース時には正值が卓越するが、水深増加時には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。また斜昇流によって境界部から低水路への分布の張り出しが数値的に再現された。

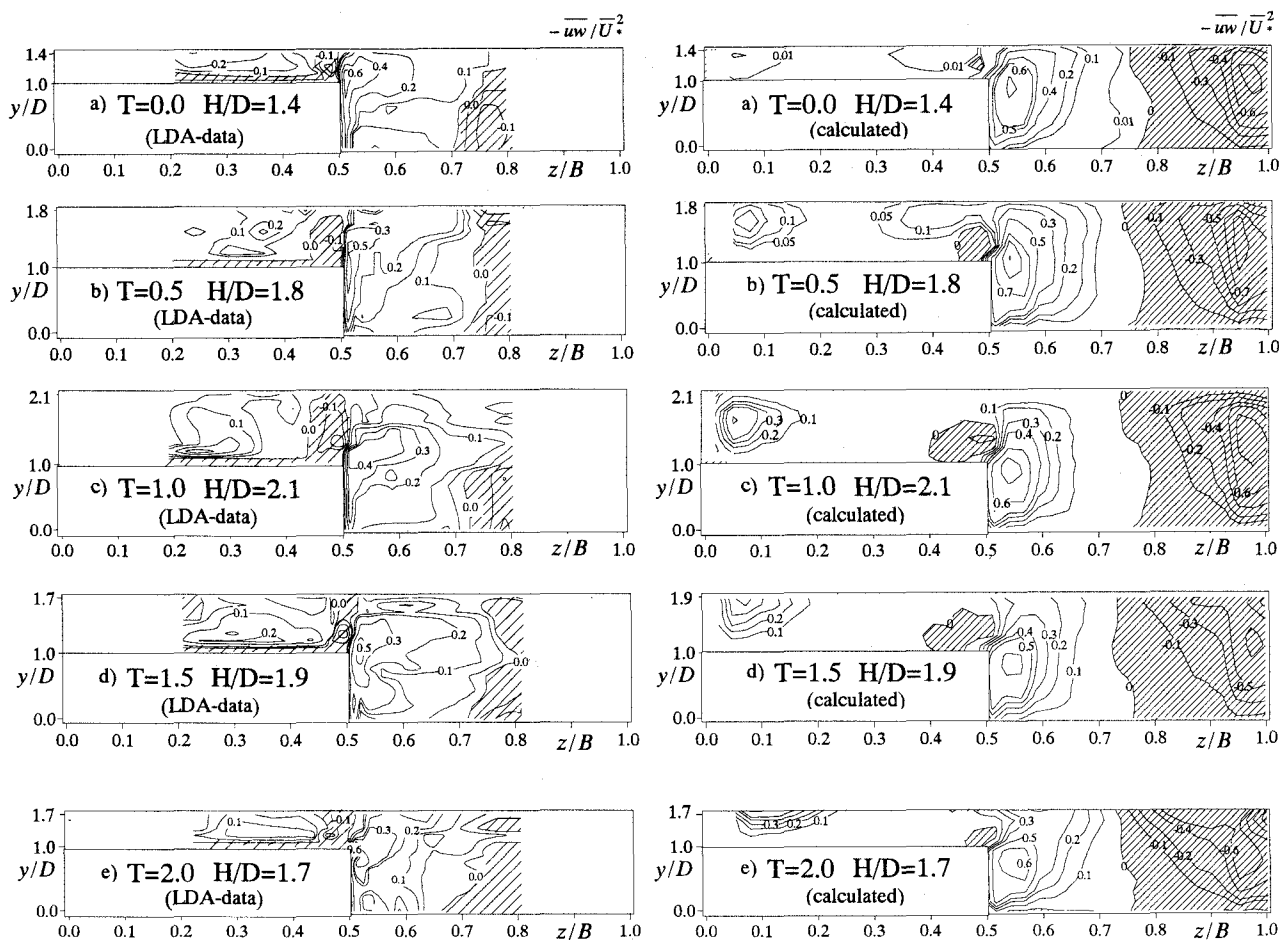


図-8 横断方向レイノルズ応力分布(右図：実験値，左図：計算値)

今後は、乱れエネルギー収支などの内部構造を詳細に解明していきたい。

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) 河原能久・玉井信行：複断面開水路乱流の三次元数値解析，第31回水理講演会論文集，pp.425-429,1987.
- 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) 杉山均・秋山光康・松原珠：複断面開水路内の乱流構造解析と縦渦生成に関する研究，土木学会論文集，No.515/II-31, pp.55-65, 1995.
- 4) 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.
- 5) 佐藤弘行・河原能久：運動量方程式に基づく複断面直線開水路乱流における二次流の生成機構の考察，水工学論文集，第43巻，pp.75-80, 1999.
- 6) 瀬岡和夫・八木宏：SDS&2DHモデルを用いた開水路水平せん断乱流の数値シミュレーション，土木学会論文集，No.473/II-24, pp.35-44, 1993.
- 7) 木村一郎・細田尚・村本嘉雄・安永良：平面二層モデルによる複断面開水路流れの水平渦運動解析，水工学

論文集，第40巻，pp.699-704, 1996.

- 8) 細田尚・櫻井寿久・村本嘉雄：水平渦と2次流を伴う複断面開水路流れの非定常3次元数値解析，水工学論文集，第42巻，pp.631-636, 1998.
- 9) Gatski, T.B. and Speziale, C.G.: On Explicit Algebraic Stress Models for Complex Turbulent Flows, *J. of Fluid Mech.*, vol.254, pp.59-78, 1993.
- 10) 禰津家久・山上路生・坂根由季子：非定常な複断面開水路流れの乱流構造に関する実験的研究，水工学論文集，第46巻，pp.553-558, 2002.
- 11) 木村一郎・細田尚：乱れ強さ非負条件を考慮した非線形k- ϵ モデルによる立方体周辺の流れの三次元解析，水工学論文集，第44巻，pp.599-604, 2000.
- 12) 禰津家久・鬼束幸樹：強い非定常性を受ける開水路乱流の平均流特性，土木学会論文集，No.705/II-59, pp.45-54, 2002.
- 13) Nezu, I. and Sanjou, M.: Numerical Calculation of Near-wall Region, *Proc. of 13th Congress of the Asia Pacific Division of IAHR*, Singapore, vol.1, pp.311-316, 2002.
- 14) Hirt, C.W. and Nichols, B.D.: Volume of Fluid Method for the Dynamics of Free Boundaries, *J. of Comp. Phys.*, vol.39, pp.201-225, 1981.
- 15) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open Channel Flows*, Balkema, Publishers, Netherlands, 1993.

(2002. 9. 30受付)