

LESによる複断面直線開水路乱流の解析

Large Eddy Simulation of Turbulent Flow in a Compound Prismatic Open Channel

佐藤弘行*・河原能久**

Hiroyuki SATOH and Yoshihisa KAWAHARA

*正会員 工修 建設省土木研究所ダム部フィルダム研究室 (〒305-0804 茨城県つくば市大字旭1番地)

**正会員 工博 建設省土木研究所河川部都市河川研究室 (〒305-0804 茨城県つくば市大字旭1番地)

A Large Eddy Simulation (LES) of turbulent flow in a compound straight open channel with a single flood plain is carried out using the Smagorinsky model. The calculated results are favorably compared with the experimental data reported by Tominaga & Nezu(1991) concerning the distributions of the mean velocities and the Reynolds stresses. The distribution of wall shear stress is shown together with low speed streak structures along the beds of main channel and floodplain.

Key Words : Large Eddy Simulation, turbulent flow, compound straight open channel, Smagorinsky model

1. はじめに

複断面直線開水路における十分発達した乱流には、乱れの非等方性と不均一性に起因する二次流が形成される。この二次流は、流速が主流の数パーセントと小さいにもかかわらず、主流速分布や壁面剪断応力に大きな影響を及ぼす。特に、高水敷先端部に生ずる二次流は低水路と高水敷の流れの運動量交換に大きく寄与し、低水路の流れの減速と高水敷の流れの加速をもたらす。このため、複断面開水路乱流における二次流の特性を理解するために、様々な手法を用いた研究が行われてきた。例えば、レーザードップラー流速計による計測^{1),2)}や画像処理流速系による測定³⁾⁻⁵⁾、代数応力モデルや非線形 $k-\varepsilon$ モデルなどの乱流モデルを組み込んだ3次元数値解析⁶⁾⁻⁹⁾などが挙げられる。しかし、流れの3次元性や非定常性のために、流れの構造の全体像は未だ明らかにはなっていない。

近年のコンピュータ技術の急速な進展を背景に、Navier-Stokes方程式に空間平均を施した基礎方程式を解き、計算格子サイズ以上のスケールの運動を解くLES (Large Eddy Simulation)が盛んに研究されるようになった。LESは高レイノルズ数の乱流におけるKolmogorovの相似則を理論的背景としている。LESでモデル化するのはこのKolmogorov則の成立するSGS (Subgrid Scale)成分であるため、LESは流れ場によらない汎用的なモデルとなりうる可能性を秘めている。また、乱れエネルギーの大部分はGS (Grid Scale)成分であるが、それらは直接計算されるため、乱流構造の有用な解析ツールとして利用さ

れている。反面、LESは3次元非定常計算を多数の格子点を用いて実行するために、計算負荷が高く実務で使用する段階には至っていない。

LESを用いた直線複断面開水路乱流の解析はThomas & Williams¹⁰⁾によるものが唯一である。彼らはTominaga & Nezu¹⁾の実験結果を対象とし、Smagorinskyモデルを用いて解析した。計算におけるレイノルズ数($Re=U_b R/\nu$, U_b :平均主流速, R :径深)は約10,400であり、格子点数は主流方向に127、水深方向に32、横断方向に127である。計算結果は実験結果と比較され、時間平均の主流速分布や二次流分布等を良好に再現している。しかし、彼らの解析では、壁面最近傍の格子点の無次元壁座標が $y_1^+=u_* y_1/\nu \approx 16$ であり、その格子点がバッファ領域に存在するために、壁面近傍特有の乱流構造を捉えた計算とはなっていない。

本研究では、Smagorinskyモデルを用いるが、Thomas & Williamsと異なり、乱流場を壁面まで直接的に解く。このため、壁面近傍をも含めた乱流の素過程を再現することができ、時間平均した流れの特徴や瞬間的な構造、壁面剪断応力の検討など、従来行われてきた研究成果を統一的に評価できる可能性がある。

本研究は、LESの複断面開水路乱流への適用性を考察するものである。以下では、計算された平均流、壁面剪断応力、乱流統計量を示し、Tominaga & Nezu¹⁾の実験結果と比較する。また、比較を通してLESの適用可能性と問題点を議論する。なお、二次流の生成機構の考察や乱流モデルの検証、レイノルズ応力の収支の解析などは別報にて発表する予定である。

2. 数値解析法

2.1 基礎方程式

空間平均操作を施した連続の式とNavier-Stokes方程式は以下になる¹¹⁾.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{p} + \frac{2}{3} \rho q \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\tau_{ij}}{\rho} \right) \quad (1b)$$

$$\frac{\tau_{ij}}{\rho} = (\bar{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) - \frac{2}{3} \delta_{ij} q, \quad q = \frac{1}{2} (\bar{u_k u_k} - \bar{u}_k \bar{u}_k) \quad (1c)$$

ここで、上付きのバーは空間平均を表し、 g_i は重力成分、 τ_{ij} は計算格子スケールより小さなSGS成分のGS成分に与える影響を表現する項、 q はSGS乱れエネルギーを表している。

2.2 Smagorinskyモデル¹¹⁾

基礎方程式(1a)、(1b)を解くためには、方程式(1b)中の τ_{ij} と q を計算可能なGS成分で表現することが不可欠である。Smagorinskyモデルでは、 τ_{ij} に対して渦粘性係数モデルを仮定するとともに、 q を $\bar{p}$ の項に含めて取り扱うことにより q に対するモデルを不要としている。

$$\tau_{ij} = -2\nu_t \bar{S}_{ij} \quad (2a)$$

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 (2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (2b)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2c)$$

$$\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3} \quad (2d)$$

ここで、 C_s はSmagorinsky定数であり、ここでは壁面乱流に対する推奨値である0.1を用いる。 Δ はフィルター幅である。壁面では、 $\tau_{ij} = 0$ 、したがって $\nu_t = 0$ とならなければならないが、式(2b)に基づくと $\nu_t = 0$ とはならない。そこで壁面にて $\nu_t = 0$ を実現させるために、フィルター幅 Δ に次式に示すVan Driest型減衰関数を乗じる。

$$f = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{25}\right), \quad y^+ = \frac{u \cdot y}{\nu} \quad (3a, b)$$

なお、水面近傍では乱流構造が大きく変化することが予測されるが、Smagorinskyモデルの修正の必要性については不詳であるため、ここでは補正を施してはいない。

Smagorinskyモデルの長所は、その簡潔性と解析コードの作成の容易さにある。一方、短所は、圧力とSGS乱れエネルギーが分離できないこと、逆カスケード過程を

表現できないこと、流れ場によりSmagorinsky定数 C_s を修正する必要があることなどが挙げられる。

2.3 離散化法とアルゴリズム

離散化を考慮してSmagorinskyモデルを用いた運動量方程式を書き直すと以下になる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + H_i \quad (4a)$$

$$P = \bar{p} + \frac{2}{3} \rho q \quad (4b)$$

$$H_i = -\frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu_e \bar{S}_{ij}) + g_i \quad (4c)$$

$$\nu_e = \nu + \nu_t \quad (4d)$$

離散化の方法と精度は次のようである。空間に関しては2次精度中心差分とし、時間に関しては移流項と拡散項は2次精度Adams-Bashforth法を、圧力勾配項に関しては1次精度Euler陰解法を用いた。また、HSMAC法を用いて離散化された運動量方程式と連続式の収束解を求めた。計算格子ではスタガード格子を用いた。以上の解法を式で表すと以下になる。

$$\frac{\bar{u}_i^{n+1} - \bar{u}_i^n}{\Delta t} = \frac{3}{2} H_i^n - \frac{1}{2} H_i^{n-1} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P^n}{\partial x_i} \quad (5a)$$

$$\frac{\partial^2 \delta P}{\partial x_j \partial x_j} = \frac{\rho}{\Delta t} \frac{\partial \bar{u}_j^{n+1}}{\partial x_j} \quad (5b)$$

$$\frac{\bar{u}_i^{n+1} - \bar{u}_i^{n*}}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \delta P}{\partial x_i} \quad (5c)$$

$$\delta P = P^{n+1} - P^n \quad (5d)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_j^{n+1}}{\partial x_j} = 0 \quad (5e)$$

計算手順は次の(i)から(iv)のようである。まず、(i)式(5a)より仮の流速 $\bar{u}_i^*$ を求め、(ii)式(5c)により圧力補正值 δP を算出し、(iii)式(5b)と式(5d)により速度と圧力を補正する。(iv)(i)から(iii)までの操作を次の時刻での流速 $\bar{u}_i^{n+1}$ が連続式(5e)を満たすまで繰り返す。

2.4 計算条件

計算で用いた座標系を図-1に示す。計算条件はTominaga & Nezuの実験条件¹⁾と一致させた。計算領域は主流方向に16(cm)、水深 $H=4$ (cm)、水路幅 $B=20$ (cm)とし、高水敷の幅 $b=10$ (cm)、高さ $h=2$ (cm)である。相対水深比は $D_r=1-h/H=0.5$ 、アスペクト比は $B/H=5$ である。水路勾配 I は1/1,000であり、底面及び側壁は滑面である。

格子は主流方向に等間隔、横断面内では壁面近傍で密

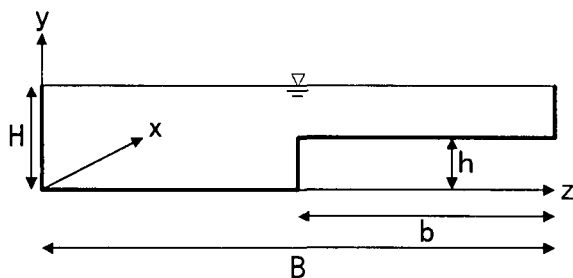


図-1 横断形状と座標系

な不等間隔格子を用いた。格子点数は主流方向に79点、鉛直方向に75点、横断方向に220点の計1,303,500点である。格子間隔は断面平均摩擦速度 ($u_* = \sqrt{gRI} \approx 1.45$) と動粘性係数を用いた無次元壁座標で、主流方向に $\Delta x^+ = u_* \Delta x / \nu \approx 30$ 、鉛直方向に $\Delta y^+ = u_* \Delta y / \nu \approx 1 \sim 22$ 、横断方向に $\Delta z^+ = u_* \Delta z / \nu \approx 1 \sim 42$ である。なお、壁面第1点で $\Delta y_1^+ \approx 1$ 、 $\Delta z_1^+ \approx 1$ となり、壁面で滑り無し条件を課することができる。また、横断方向の格子間隔は、壁面乱流の特徴の一つであるストリーク構造の平均幅である約100 wall unitを解像できるように設定している。

境界条件は主流方向に周期境界条件、壁面において滑り無し条件、自由水面で対称条件としている。また、初期条件は次のように与えた。主流については直線分布と対数分布の近似値に、絶対値が断面平均摩擦速度の2.5倍の一様乱数を加えた。横断面内の流速成分はゼロとした。圧力は静水圧とした。時間間隔は0～2,000ステップでは $\Delta t = 10^{-4}$ (sec)、2,001～5,000ステップでは $\Delta t = 2 \times 10^{-4}$ (sec)とし、その後 $\Delta t = 2.5 \times 10^{-4}$ (sec)として計算を行った。220,000ステップ(物理時間で54.55secに相当)の助走計算により流路の平均流速がほぼ一定になっていることを確認し、その後50,000ステップ(物理時間12.5sec)にわたり平均量を求めた。解析対象が十分に発達した乱流場であるため、時間軸方向とともに流下方向にも平均操作を適用した。

なお、本計算では計算時間の制約により、流下方向の解析範囲を水深の4倍としている。変動速度の自己相関係数の流下方向の変化を検討したところ、主流方向の変動成分については計算領域内では0.1程度までしか低下せず、相関のない領域が確保されていないことが判明した。より広い領域での解析を引き続き行う予定である。

計算は東京大学大型計算機センターのベクトル型スーパーコンピュータS-3800/480で行った。CPU timeは約3秒/ステップであった。

3. 計算結果と考察

3.1 平均流速分布

図-2は平均主流速分布について計算結果とTominaga & Nezuによる実験結果とを比較したものである。両図の等流速線は、ともに最大流速値で無次元化してある。計算結果においても高水敷先端部や隅角部において等流速

線の歪みが算出されている。しかし、歪みの程度に差異が認められ、実験結果の方が歪みの度合いが顕著である。実験結果では平均主流速の最大値が $z/H \approx 0.6$ で発生しているのに対し、計算結果では最大値はほぼ水面で発生している。また、実験においては高水敷上にも大きな流速の領域が現れているが、計算では算出されていない。

Thomas & Williamsの計算結果では本研究での結果より良好な流速分布を算出しているが、低水路と高水敷との境界部付近で主流速度が低下する領域が過小評価されている。実験結果との相違は計算において二次流が過小に評価されていること、とりわけ水面付近での二次流が強さとスケールが小さく算出されていることに関連していると考えられる。その原因として、自由水面近傍で格子間隔が十分には細かくないことや流下方向の計算領域が狭いことなどが推測される。

図-3では高水敷先端部付近の平均二次流分布を比較している。計算結果は、横断面内の格子点数が多いためベクトル表示では見づらく、流線表示としている。高水敷先端部からの斜昇流と、それが形成する2つの渦は再現されている。また断面平均主流速に対する平均二次流の割合の最大値は、計算結果では3.9%であり、Tominaga & Nezuの実験における約4%とほぼ同じであり、その発生場所もほぼ一致している。しかし、高水敷先端部からの斜昇流が低水路内に作る渦は実験結果よりも小さく、実験結果ではほぼ水平な形状を示しているのに対し、計算結果では斜めに傾いた形状となっている。このため、低水路中央付近では二次流の流向が一致していない。これは計算結果では、高水敷と低水路の隅角部への二次流が強く現れているために、それによって低水路内の渦は小さくなり、また斜めに傾けられたものと考えられる。一方、斜昇流が高水敷上に作る渦はほぼ再現されている。

壁関数を使用しているThomas & Williamsによる解析では算出した二次流のパターンはTominaga & Nezuの実験結果に近い。このことから、摩擦速度が局所的に正しく評価されれば、内層の構造を正確に捉えなくとも平均主流速と二次流はある程度再現できること、また、本研究では壁面近傍で多くの格子点を設けているが、壁面から離れた領域においても十分な格子点数を設定すれば二次流を正確に算出できるものと考えられる。

図-4では高水敷先端部付近での二次流ベクトルを比較している。隅角部へ流れ込む二次流のサイズが計算では過大に算出されている。

壁面で滑り無し条件を課したLESによる開水路乱流の解析例が少ないため、平均流速に関する差異の原因は明らかでないが、空間の解像度の不足が大きな要因になっているものと予想される。

3.2 壁面剪断応力分布

図-5は時間平均壁面剪断応力とその標準偏差を示している(どちらも潤辺にわたる平均値で無次元化している)。なお、壁面剪断応力は壁面に最も近い点の速度勾配から直接算出している。LESでは非定常解析を行うた

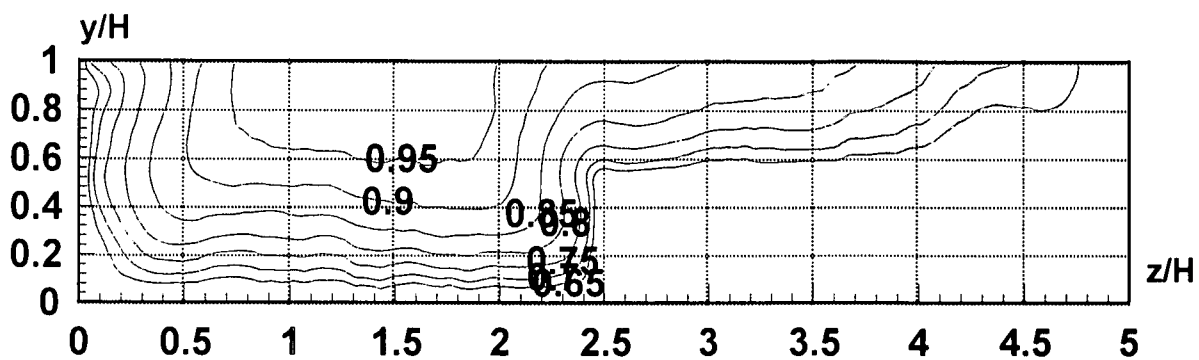


図-2(a) 平均主流速分布 (計算結果)

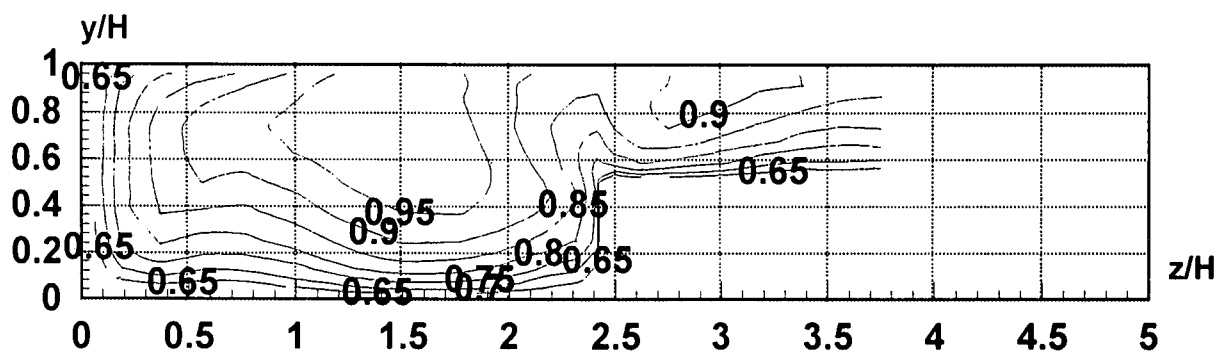


図-2(b) 平均主流速分布 (実験結果)

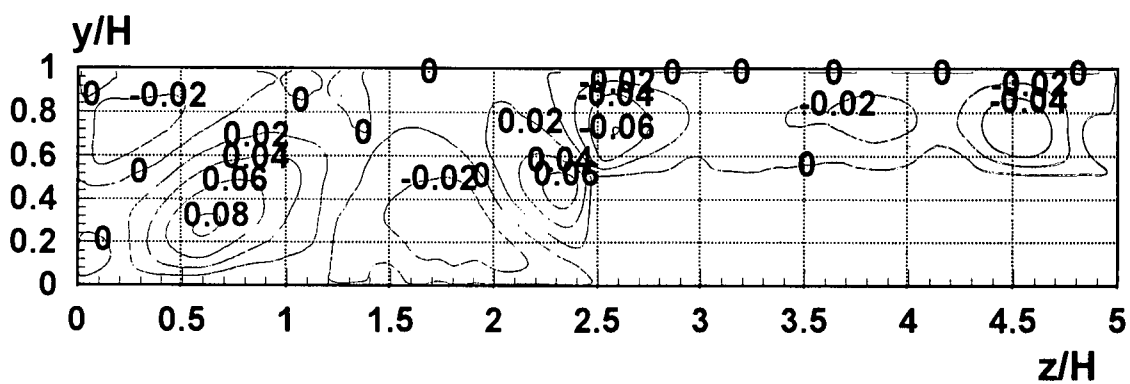


図-3(a) 平均二次流分布 (計算結果, 流線表示, u_*H で無次元化)

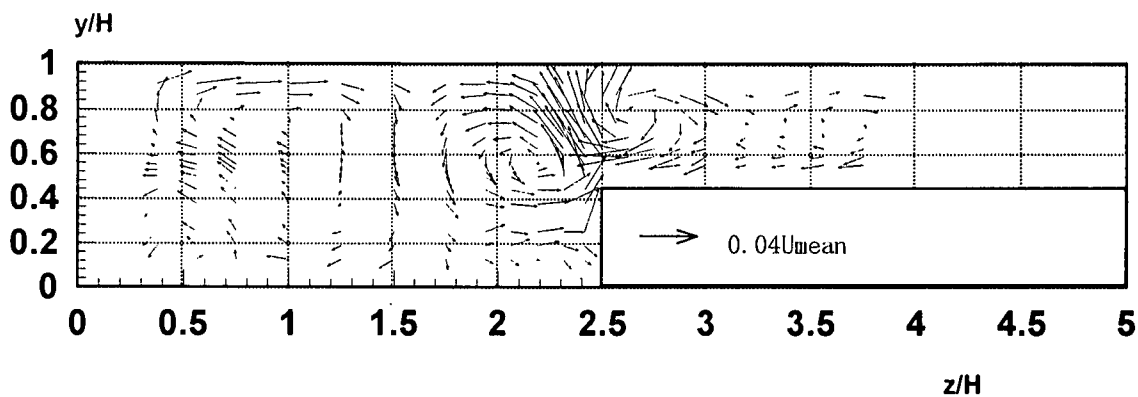
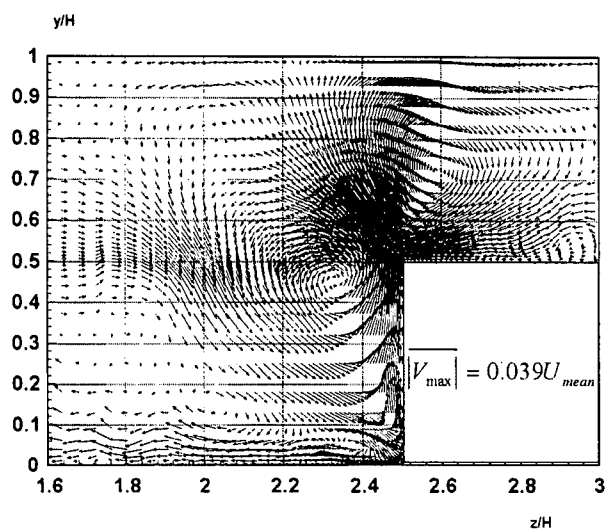
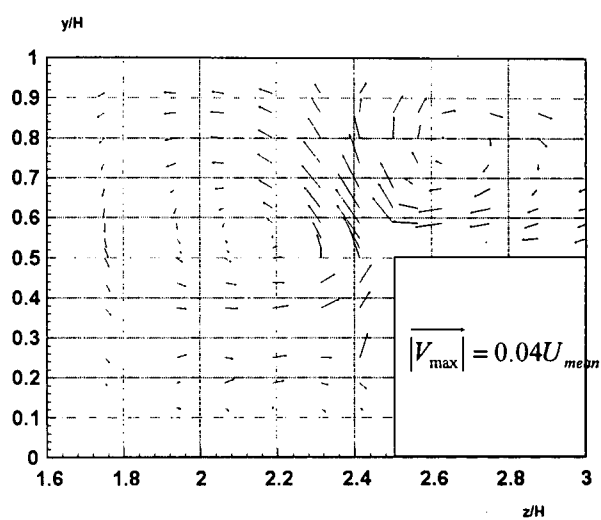


図-3(b) 平均二次流分布 (実験結果)

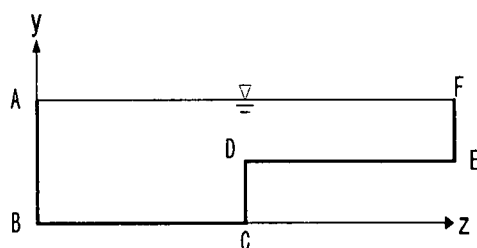


(a) 計算結果

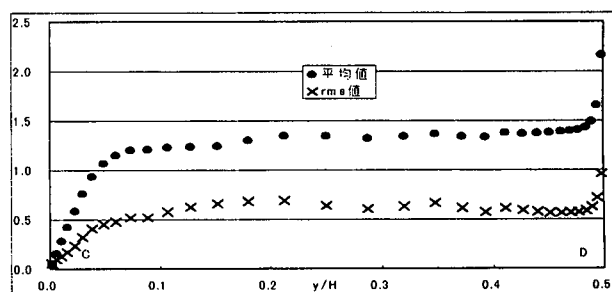


(b) 実験結果

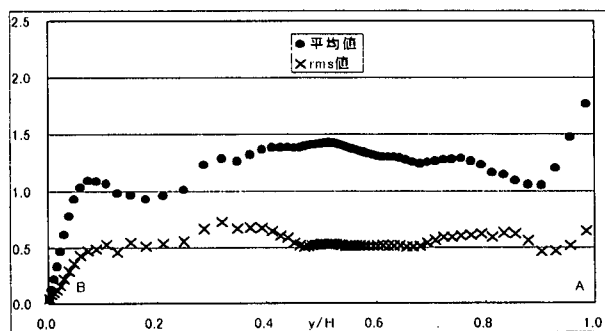
図-4 高水敷先端部付近の平均二次流分布 (計算結果)



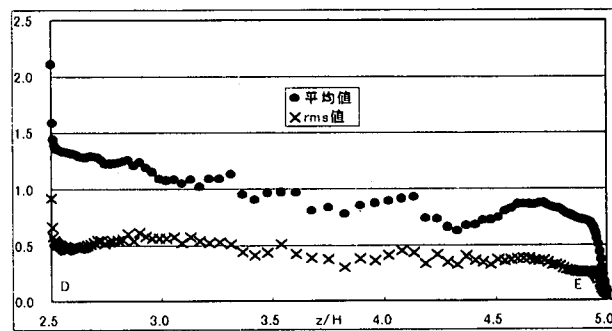
(a) 潤辺の記号



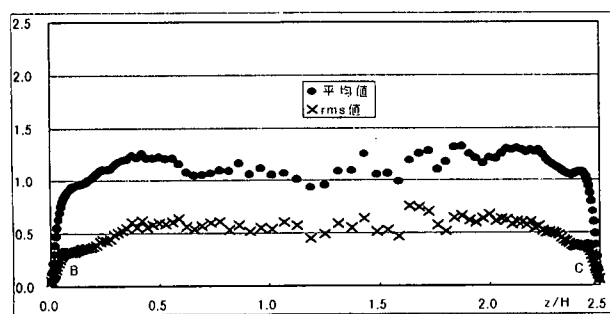
(d) 辺CD



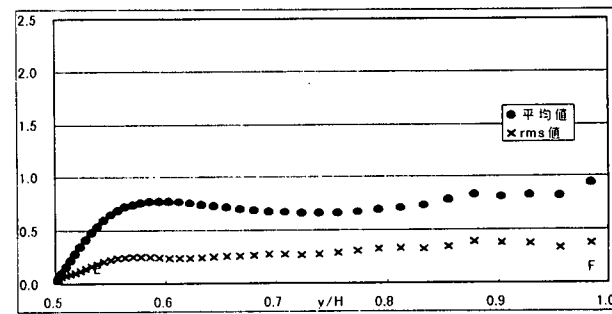
(b) 辺AB



(e) 辺DE



(c) 辺BC



(f) 辺EF

図-5 壁面剪断応力の平均値と標準偏差の分布

め、標準偏差や最大・最小値などを求めることができる。図より、壁面剪断応力が高水敷の先端部付近で極大値をとることは従来の知見と同様であるが、本解析の結果は高水敷先端部でやや大きめの値を示している。また、低水路底面の剪断応力の分布に関して、Thomas & Williamsの結果では低水路床中央部で極大となっているが、本解析では壁面近傍以外ではほぼ一定になっている。壁面剪断応力の標準偏差は平均値とほぼ同様の傾向を示しており、高水敷先端での値が大きく、壁面近傍以外はほぼ一様の値になっている。また標準偏差は平均値の50パーセントを超える地点が多く、壁面せん断応力は瞬間的には平均値よりもかなり大きな値をとることが推測される。

3.3 乱流統計量の分布

図-6から図-10は、それぞれ乱れエネルギー、水深方向の乱れ強度、水路幅方向の乱れ強度、横断面内での乱流垂直応力の非等方性、水深方向の乱流剪断応力に関して、計算結果とTominaga & Nezuの実験とを比較している。ただし、乱れ強度は u_* で無次元化、 $\overline{w'^2} - \overline{v'^2}$ と $-\overline{u'v'}$ は u_*^2 で無次元化されている。

いずれの実験結果においても壁面近傍のデータは測定されていないため、計算結果との比較する際には注意を要する。乱れエネルギー、各乱れ強度、垂直成分の差のいずれも実験結果をほぼ良好に再現している。特に、高水敷先端部において、乱れ強度や乱流エネルギーが大きな値を示していることや、垂直応力の差や剪断応力が異符号を示す領域が形成されることなど、計算においても捉えられている。平行平板間流れのSmagorinskyモデル

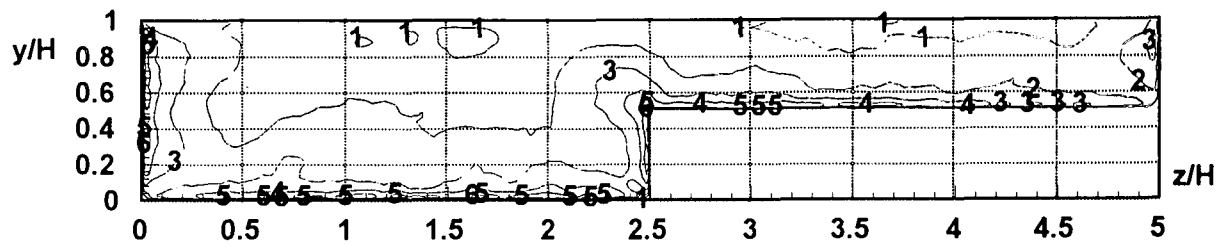


図-6(a) 乱れエネルギー (計算結果)

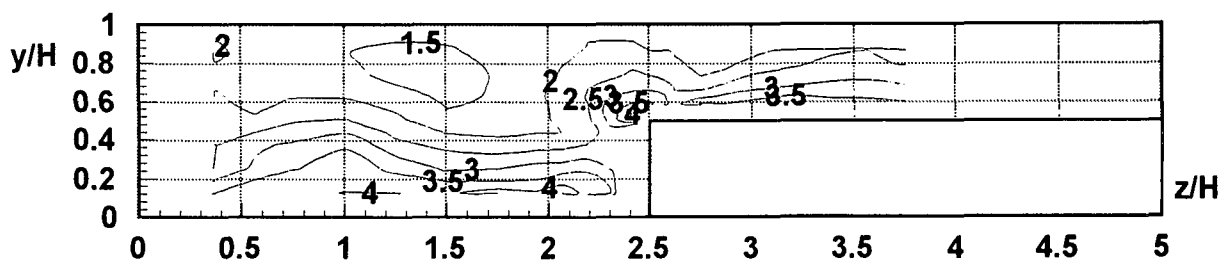


図-6(b) 乱れエネルギー (実験結果)

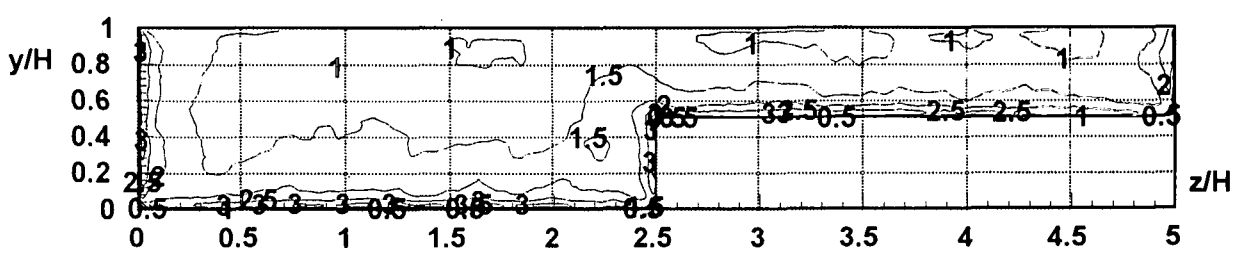


図-7(a) 鉛直方向乱れ強度 (計算結果)

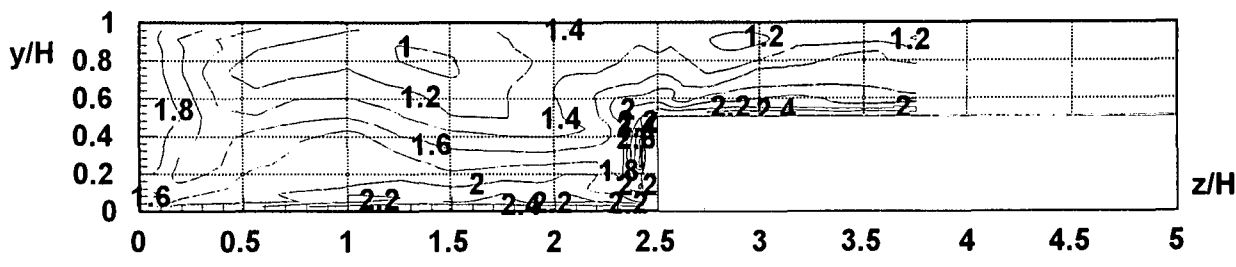


図-7(b) 鉛直方向乱れ強度 (実験結果)

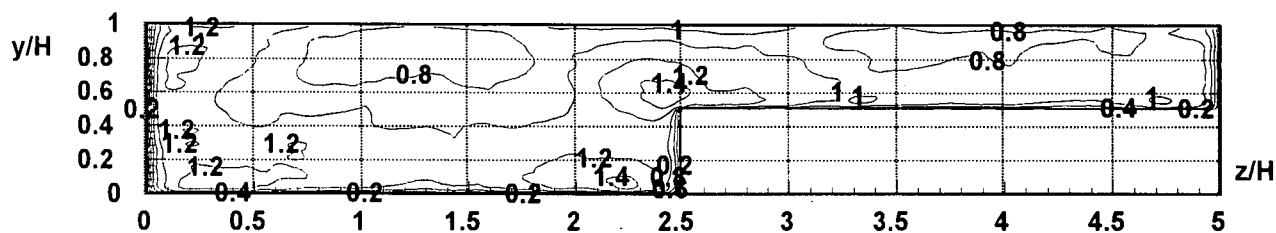


図-8(a) 横断方向乱れ強度 (計算結果)

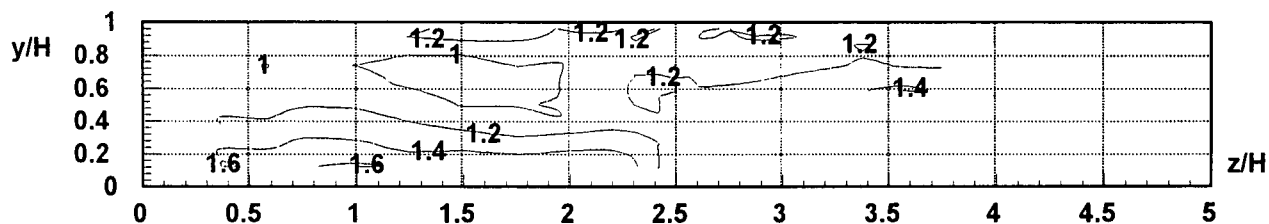


図-8(b) 横断方向乱れ強度 (実験結果)

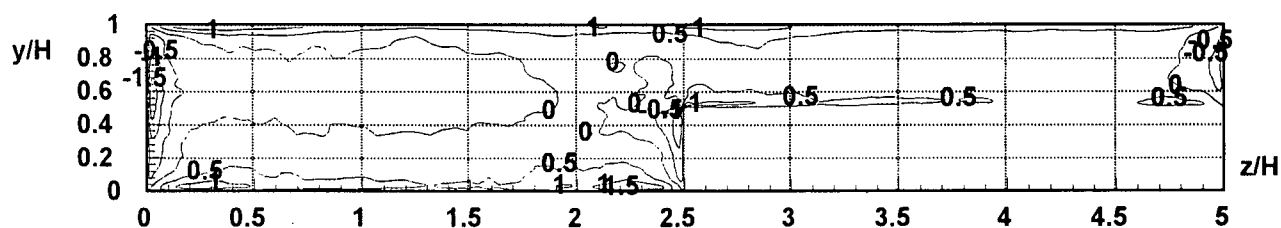


図-9(a) 垂直応力の差 $\overline{w'^2} - \overline{v'^2}$ (計算結果)

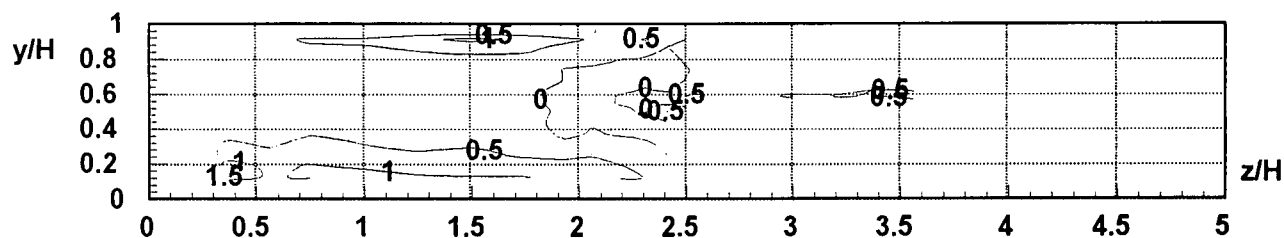


図-9(b) 垂直応力の差 $\overline{w'^2} - \overline{v'^2}$ (実験結果)

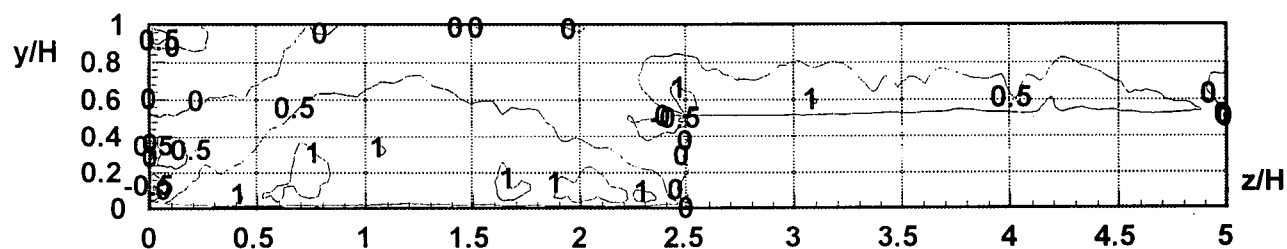


図-10(a) レイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ (計算結果)

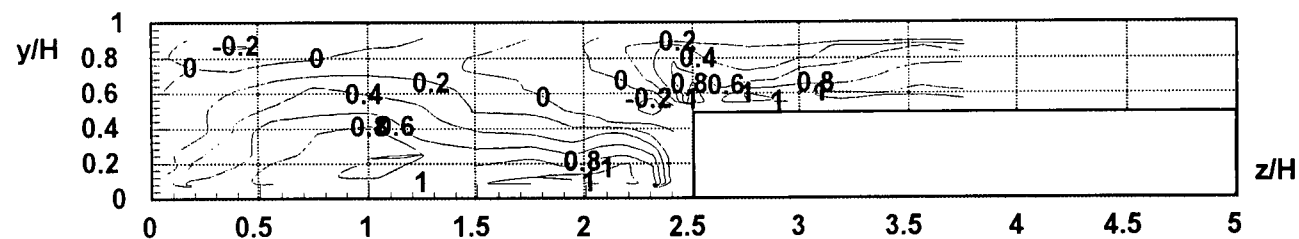


図-10(b) レイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ (実験結果)

による解析では、空間解像度が低いと、主流方向の乱れ強度は過大評価され、それ以外の乱れ強度は過小評価される傾向がある。本解析結果においても、横断方向の乱れ強度にそのような傾向が認められる

LESによる乱流統計量の予測は代数応力モデルと同程度の正確さで可能であるが、壁面まで解析できることや流れの瞬間構造を捉えることが可能であることはLESの大きな特長であり、LESは複断面直線開水路の十分発達した乱流場の解析に極めて有力なツールとなりうると判断できる。なお、解析精度を向上するためには流下方向の解析領域の拡張と格子点数の増加が必要である。

4. 流れの瞬間像

4.1 ストリーク構造

図-11は低水路床から6.20 wall unit上方の水平面内、図-12は高水敷床から5.51 wall unit離れた水平面内において、式(6)で表される主流速の無次元瞬間変動値 u^+ が小さい領域を表示したものである。図中にて流れは左から右に向かっている。

$$u^+ = (u - \bar{u}) / u_\tau \tag{6}$$

図-11の低水路内と図-12の高水敷上において、それぞれ流下方向に長い筋上のいわゆる低速ストリーク構造が確認できる。ただし、低水路中央部および高水敷

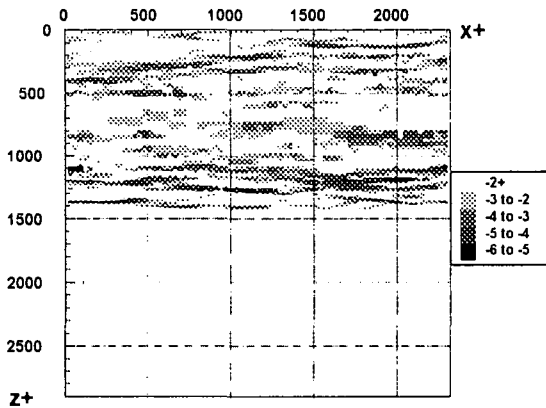


図-11 低水路底面付近の低速ストリーク

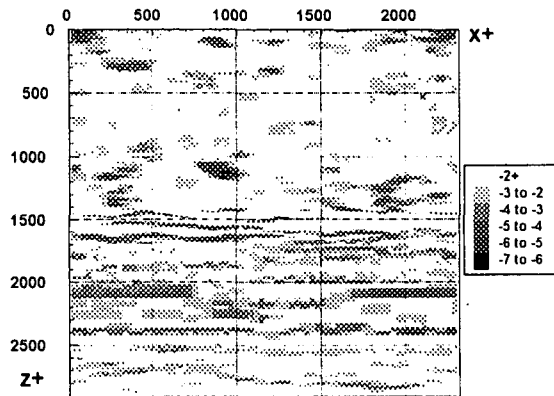


図-12 高水敷底面付近の高さにおける低速ストリーク

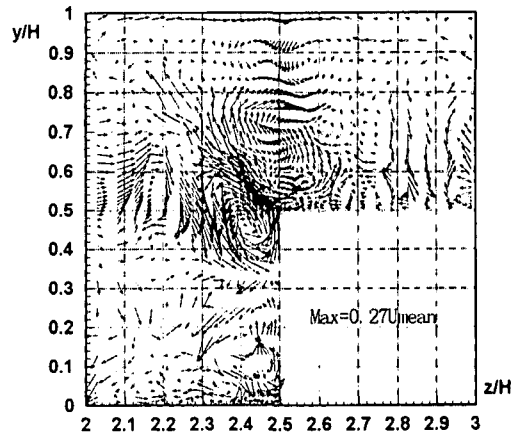
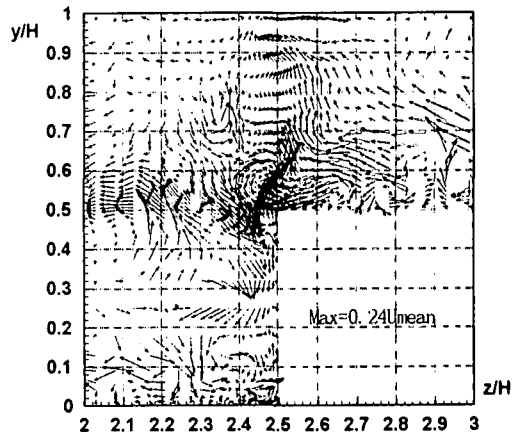
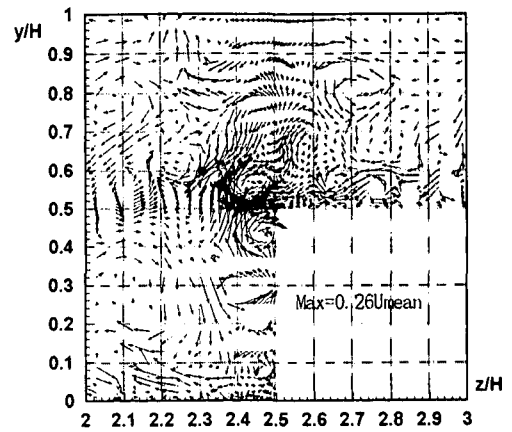


図-13 様々な断面内の二次流の瞬間像

中央部では横断方向の解像度が低いので、あまり明瞭ではない。また、図-12の低水路内では低速ストリーク構造は明確でなく、壁面による乱流構造の違いも捉えられていることが確認できる。この低速ストリーク構造が壁面から持ち上がり周囲の高速流体と干渉する過程で大きな乱れを引き起こし、レイノルズ応力の発生源となっているものと考えられる。図-12において低水路と高水敷との境界付近では低速部が流下方向には連なっており、二次流が間欠的に生じていることが推測される。なお、高水敷上面や低水路側壁に発生する低速ストリークと斜昇流との関係は明らかではなく現在検討中である。

壁面に滑り無し条件を課したLESはこのような乱流の基本構造を捉えることが可能であり、そのため乱流の詳細な現象を解明するのに有用なツールになるものと考えられている。

4.2 二次流の瞬間像

図-13は流下方向にほぼ等間隔の4つ横断面内の瞬間的な二次流をベクトル表示したものである。各図ともに270,000 タイムステップでの結果から任意に抽出したのであるが、この4つの中で高水敷先端部からの斜昇流が確認されるのは1つだけであり、他の3つの図には明瞭な斜昇流は認められない。これは、図-12の低速内の低速領域が流下方向に連続しないことと対応している。また、図中の瞬間的な二次流の平均主流速に対する最大値は上から26.1、23.8、26.7、29.6(%)であり、時間平均の二次流の平均主流速に対する割合3.9(%)よりかなり大きく、従来の知見とほぼ同程度の値を示している。ただし、瞬間的な二次流の最大値の発生地点は、高水敷の先端部近傍とは限らない。

5. 結論

本研究ではLESの基本モデルであるSmagorinskyモデルを用いて片側直線複断面開水路乱流の解析を行った。平均流速と乱流統計量についてTominaga & Nezuの実験結果と比較し、LESの適用性を検討した。得られた結論は次のようにまとめられる。

- 1) 平均主流速の等値線の歪みを定性的に再現した。しかし、最大値の水面からの降下現象を十分には捉えられなかった。これは水面での解像度、差分精度等の影響によるものと考えられる。
- 2) 高水敷先端部からの斜昇流とそれに対応する高水敷上の二次流のパターンは良好に算出された。しかし、斜昇流に対応する低水路内の二次流のパターンには差異が認められた。これは水面近くでの斜昇流に対応する二次流が過小に算出されるとともに、高水敷と低水路の隅角部への二次流が強めに計算されたためと考えられる。
- 3) 乱れ強度、レイノルズ応力については、計算結果と実

験結果は良好に一致した。

- 4) 瞬間像の可視化により、乱流の構造上重要である低速ストリーク構造が捉えられていることが確認された。また、横断面内の瞬間的な二次流の結果から、高水敷先端部からの斜昇流は間欠的なものであることが示された。
- 5) LESは平均流速や乱流統計量を良好に算出することができ、流れや壁面剪断応力の瞬間的な構造をも議論できる可能性が示され、複断面開水路乱流の基礎研究において強力なツールとなり得ることが確認された。

今後、解析領域の拡張や離散化の精度の向上により、二次流の再現性を高める予定である。また、異なる水理条件での解析を進め、データベース化をはかることにより、乱流モデルの検証や流れの構造の解明に役立てることを考えている。

謝辞

本研究にあたり、名古屋工業大学工学部社会開発工学科の富永晃宏助教授には貴重な実験データを提供して頂きました。ここに深く感謝いたします。また、本研究の一部は、第二著者が東京大学大学院社会基盤工学専攻在職中に、文部省科学研究費基盤研究(A)(研究代表者：東工大・池田駿介教授)の補助を受けて行われました。記して謝意を表します。

参考文献

- 1) Tominaga, A., and Nezu, I.: Turbulent structure in compound open channel flows, J. Hydraulic Eng., ASCE, vol.117, No.1, 21-41, 1991.
- 2) 柳津家久, 阿部崇, 中川博次 : 複断面開水路流れの乱流構造と二次流に関する実験および数値計算, 水工学論文集, 第39巻, 747-752, 1995.
- 3) Maghrebi, M.F., Kawanishi, K., and Yokoshi, S.: Mean and turbulent flows in a single-flood plain open channel, Annual J. Hydraulic Eng., Vol.39, 753-760, 1995.
- 4) 池田駿介, 村山宣義, 空閑 健 : 複断面開水路水平渦の安定性とその3次元構造, 土木学会論文集, No. 509/II-30, 131-142, 1995.
- 5) Nezu, I., and Nakayama, T.: Space-time correlation structures of horizontal coherent vortices in compound open-channel flows by using particle-tracking velocimetry, J. Hydraulic Res., Vol.35, No.2, 1997.
- 6) 河原能久, 玉井信行: 新しい代数的応力モデル提案とその複断面流路の流れへの適用, 水理講演会論文集, 第33回, 289-294, 1989.
- 7) Naot, D., Nezu, I., and Nakagawa, H.: Hydrodynamic behavior of compound rectangular open channels, J. Hydraulic Eng., ASCE, Vol.119, No.3, 390-408, 1993.
- 8) 杉山 均, 秋山光庸, 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/I1-31, 55-65, 1995.

- 9) 細田 尚, 櫻井寿之, 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, 631-636, 1998.
- 10) Thomas, T. G., and Williams, J. J. R. : Large eddy
simulation of turbulent flow in an asymmetric compound
open channel, J. Hydraulic Res., Vol.33, No.1, 1995.
- 11) 小林敏雄, 谷口伸行, 戴毅 : 第4章・乱流モデル
(III)・Large Eddy Simulation, 数値流体力学シリー
ズ3: 乱流解析, 67-118, 東京大学出版会, 1995.

(1998年4月24日受付)