

DNS解析による矩形断面開水路乱流の組織構造に関する考察

Study on Coherent Structures in a rectangular open channel flow by Direct Numerical Simulation

林 俊一郎*・大本 照憲**・本田 逸郎***

Shun-ichiro HAYASHI, Terunori OHMOTO and Itsuro HONDA

*正会員 博(工) 熊本県土木部(〒862-8570 熊本市水前寺6-18-1)

**正会員 工博 熊本大学大学院 助教授 自然科学研究科(〒860-8555 熊本市黒髪2-39-1)

***非会員 学博 姫路工業大学大学院 助教授 工学研究科(〒671-2201 姫路市書写2167)

A fully-developed turbulent open-channel flow was computed to investigate the large scale coherent vortex structures in both a solid-boundary corner and a mixed-boundary one using direct numerical simulation (DNS) where the former was formed by a vertical wall and a river bed, and the latter formed by a vertical solid wall and a horizontal free surface. The Reynolds number for the simulations was $Re_\tau=150$ and the aspect ratio of channel width to flow depth was 2. The results showed that stable secondary currents and the maximum-velocity-dip phenomena were reasonably reproduced. The coherent vortex structures were also examined using flow visualization techniques based on cylindrical vortex tubes. The most significant results were the identification of inner secondary flow in the mixed-boundary corner which rotates toward the wall at the free surface and down away from the surface along the wall.

key words: DNS, coherent structure, corner flow, inner secondary flow, open channel, identification of vortex

1. はじめに

計算科学という研究手段が、自然科学の諸分野で大きな成果をあげている。乱流研究の分野においても、流体現象の支配方程式を正確に計算することで、流体運動の性質が正しく再現し得ることが明らかになったことから、コンピュータの進展に伴い、実験では得られなかった知見や、従来とは比較にならない詳細かつ正確なデータが蓄積されつつある¹⁾。特にDNSは、乱流場が正しく解像されている限り、高い信頼性を持って組織構造や任意の物理量の把握を可能にすることから、乱流に対する我々の世界観を大きく広げており、今後もメカニズムの解明などの基礎研究において重要な役割を果たすことが期待される²⁾。

一方、土木工学における代表的な乱流場である開水路流れは、底面および側壁という固体境界に加え自由水面という異質の境界条件から構成される。すなわち、底面と側壁からなる隅角部(以後、「底面隅角部」と呼ぶ)と、水面と側壁からなる隅角部(以後、「水面隅角部」と呼ぶ)の両者が存在するため、壁面乱流の持つ構造に加えより複雑な三次元乱流構造が形成される。特に、アスペクト比(水路幅/水深)が小さな幅の狭い開水路では、側壁の影響が強く反映されることになり、側壁同士の相

互作用や最大流速点の降下現象(velocity-dip phenomena)など、広幅水路とは異なる独自の乱流構造を呈することが知られている³⁾。特に後者は、非円形断面の乱流に特有な現象として知られるPrandtlの第2種二次流と深く関係している。時間平均量として検出される二次流は、定常的に存在する流れではなく、大きさも主流速のたかだか数パーセントと微弱であるが、瞬間的な流れ(以後、「瞬時二次流」と呼ぶ)は主流速の約20パーセント程度^{4)~6)}にも達する強い縦渦(管状旋回渦)が間欠的に通過した結果として得られる⁷⁾。つまり、隅角部における二次流も、近傍での管状旋回渦の挙動を時間平均することで認識される統計量であることから、二次流の形成機構の解明には、先ず隅角部近傍における管状旋回渦の挙動に関する検討から始める必要がある。

しかしながら、底面隅角部の二次流については、Nikuradse以来、その発生・維持機構を解明するためこれまで多くの研究が行われてきたのに比べ、水面隅角部については依然多くはない。開水路では、富永・江崎⁸⁾や瀬津・中川⁹⁾が水面渦と呼ばれる二次流れが水面近くに形成されることを実験データから指摘した。石垣ら¹⁰⁾、佐賀ら¹¹⁾は、それぞれ水素気泡法、横断面可視化法を用い水面隅角部近傍の組織構造について考察するとともに、水面隅角部には水面渦の他に、それとは逆回転の二次流

セルが存在することを推測した。Grega ら^{12), 13)} は LDA と DNS により、アスペクト比 1/3 の開水路において、これら 2 つの二次流セルを確認し、それぞれ outer secondary flow と inner secondary flow と呼び区別している。しかし、これまでのところ計測の困難さからこれ以外の矩形開水路においては、inner secondary flow は明確には捉えられておらず、また管状旋回渦や組織構造を三次元的に可視化した報告も見受けられない。

本論文では、偶角部二次流が生じる最も基本的な流れと言われるアスペクト比が 2 の矩形開水路流れへ DNS を適用し、底面偶角部および水面偶角部における二次流構造の違いについて考察する。さらに、渦構造の抽出法を用い管状旋回渦を同定することで、両偶角部の二次流に対して管状旋回渦がどのように関与しているのかについて考察する。

2. 数値解析法

2.1 計算対象と基礎式

解析対象は、図-1 に示すアスペクト比が 2 の完全発達した直線開水路乱流場とし、底面および側壁は平滑な固体壁、水面には変形を考慮しないすべり壁を採用する。なお、これまでの知見からすると、すべり壁を自由水面と見なす仮定は、レイノルズ数とフルード数が小さい自由水面乱流場においては、概ね妥当と考えられる^{14), 15)}。

流れは x 軸と水平線のなす角度が θ となるよう傾斜させ、重力により流下させるものとする。

流体は非圧縮性ニュートン流体とし、基礎方程式は、以下に示す連続の式と Navier-Stokes 方程式である。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + g_i \delta_{ii} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \tag{2}$$

計算にあたっては、さらに摩擦速度 u_τ と水深 h により無次元化された基礎方程式を用いる。なお、 ν は動粘性係数、 g は重力加速度で摩擦速度と以下の関係がある。

$$u_\tau = \sqrt{gh \sin \theta} \tag{3}$$

ここで、重力と静水圧がつり合った状態を基準圧力とし、摩擦速度と平均圧力勾配の関係を用いると、無次元化された重力は平均圧力勾配を -1 に設定したことに等価になることから、重力による効果は x 軸方向へ平均圧力勾配を付加することで計算に取り込む。

計算領域は、水深 h 、流下方向長さ $8h$ 、スパン方向長さ $2h$ とし、摩擦速度で定義したレイノルズ数は 150 と

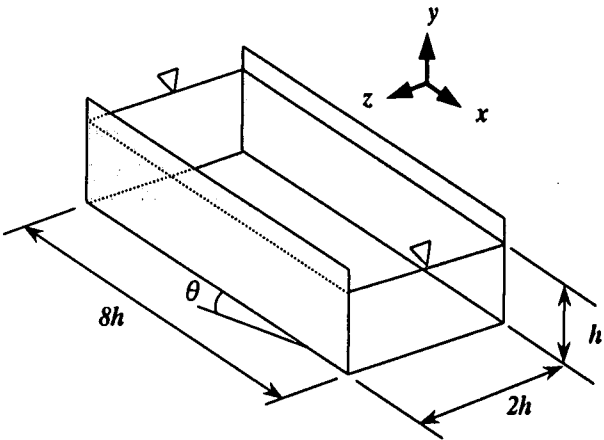


図-1 計算対象の概要

する。これは最大流速で定義したレイノルズ数では約 2800 に相当した。なお、長さスケールに ν / u_τ を用い、領域を内部変数表示で表現すれば、 $x^+ = 1200$ 、 $y^+ = 150$ 、 $z^+ = 300$ となる。境界条件には、底面と側壁において流速にノンスリップ条件、自由水面では流速 u 、 w にスリップ条件、圧力はすべての境界でノイマン条件を与え、主流方向については周期境界条件を採用した。

2.2 離散化手法

基礎方程式の離散化は、計算負荷量の軽減を図るため regular 格子系を用いた有限差分法とする。

対流項の離散化スキームには、式 (4) に示す 2 次精度中心差分のコンシステント・スキームを用いる。

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \overline{u_j} \delta_{x_j} u_i \tag{4}$$

なお、上式はいかなる精度のコンシステント・スキームも、次式 (5)、(6) に定義する格子間隔が異なる 2 次

表-1 計算条件

Coupling algorithm	Fractional Step Method
Time advancement	3rd-order Adams-Bashforth Method
Grid system	Regular Grid System
Spatial scheme	2nd-order Consistent Scheme (Convective) 4th-order Central Scheme (The others)
Grid numbers	128×97×97
Spatial resolution	$\Delta x^+ \approx 9.5$ ($x^+ = 1200$)
	$\Delta y^+ = 0.3 \sim 3.0$ ($y^+ = 150$)
	$\Delta z^+ = 3.1$ ($z^+ = 300$)
Reynolds number	$Re_\tau = u_\tau h / \nu = 150$
Time step	$\Delta t = 2/10000 \cdot h / u_\tau$
Total steps	N = 150,000

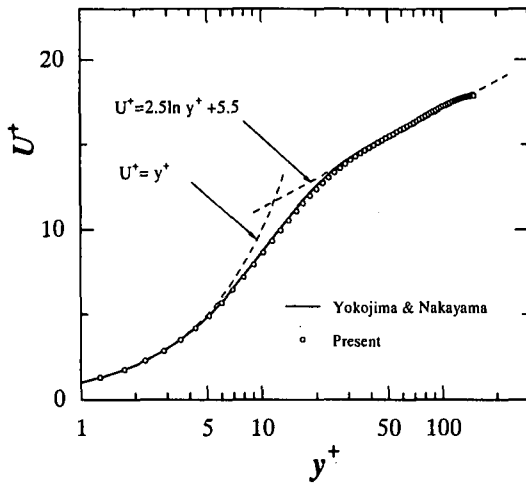


図-2 主流速分布

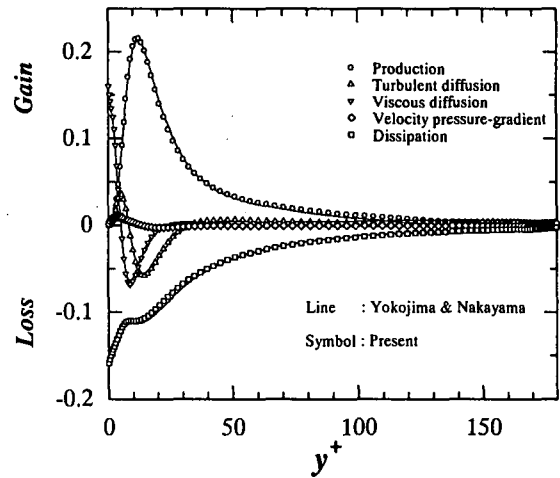


図-3 乱れエネルギーの収支

精度の差分と補間の組み合わせで構成される。

$$\bar{u}^{mx} \Big|_j = (u_{j-m/2} + u_{j+m/2})/2 \quad (5)$$

$$\delta_{mx} u \Big|_j = (-u_{j-m/2} + u_{j+m/2})/m\Delta x \quad (6)$$

コンシステント・スキームは、差分でも積の微分すなわち発散型と勾配型が一致する整合性を有しており、中心差分であっても従来は不可避と考えられた風上差分の導入を必要とせず、また十分な格子解像度があれば安定で信頼性の高い数値計算が可能となす¹⁶⁾、勾配型でも発散型が有するエネルギー保存性や安定性が確保可能となる¹⁷⁾。なお、前報¹⁸⁾にて平行平板間流れにおいて精度検証を行った結果、格子依存性も認められず、また非コンシステント型の5次精度風上差分に比べ、計算精度の向上が確認された。

計算はMAC法とFractional step法を組み合わせたアルゴリズムによって進める。圧力ポアソン方程式は4次精度で離散化を行うとともに、新ステップの速度場は、圧力に対しEulerの後退スキームを適用して計算する。なお、圧力ポアソン方程式およびナビエ・ストークス方程式におけるCrank-Nicolson法の反復解法には面Gauss-Seidel法を用い、収束判定は平均自乗残差でそれぞれ 10^{-4} 、 10^{-9} とした。

その他の計算条件やアルゴリズムについては、表-1のとおりである。

2.3 計算手法の精度検証

矩形開水路流れのDNSデータベースは未だ見受けられないことから、本研究で用いる計算手法の精度検証には、自由水面流れを同様のコンシステント・スキームを

staggered格子で構築した横嶋・中山の結果¹⁹⁾との比較により行う。なお、統計量は100,000ステップの時間平均から算出した。以後、内層表示された物理量には上付き添字+を用い表示するものとする。

図-2は、主流速分布を比較したものである。粘性底層から対数則領域までの全域において主流速分布を正確に捉えていることが認められる。図-3は、乱れの生成・消滅に関するメカニズム究明に重要な手掛かりを与える乱れエネルギーの収支式の各項を計算したものである。いずれも良好な一致を示しており、本研究で用いる計算手法は、乱流現象を解明するうえで十分な情報を提供できることが確認できた。

3. 統計量の計算結果と考察

以下では、十分に発達した乱流状態における150,000ステップ($\Delta t = 2/10000 \cdot h/u_\tau$)の時間平均結果を考察する。

図-4は、主流速 U^+ のコンター分布を示したものである。まず注目される点は、最大流速点($U^+_{max} = 18.8$)の発生位置が水面ではなく、相対水深(y/h)で約0.7付近に見られることである。これは、アスペクト比が5以下の開水路に特有の現象として知られる最大流速点が水面下に没するvelocity-dip現象を明瞭に捉えていることを示している。さらに、最大流速点から底面隅角部へ向けコンターが凸形分布を呈するなど、従来の実験結果との一致が確認できる。このほか、実験では明瞭に捉えられていないが、底面隅角部から水路中央寄りの $z/h = 0.5$ 、1.5においてコンターが鉛直上方へ向け凸状に歪んでいるのが読み取れる。同様のコンターの歪は、側壁の $y/h = 0.7$ 付近においても、側壁から水路中心へ向けた凸形のコンターとして見られる。これらの歪は、二次流の存在を

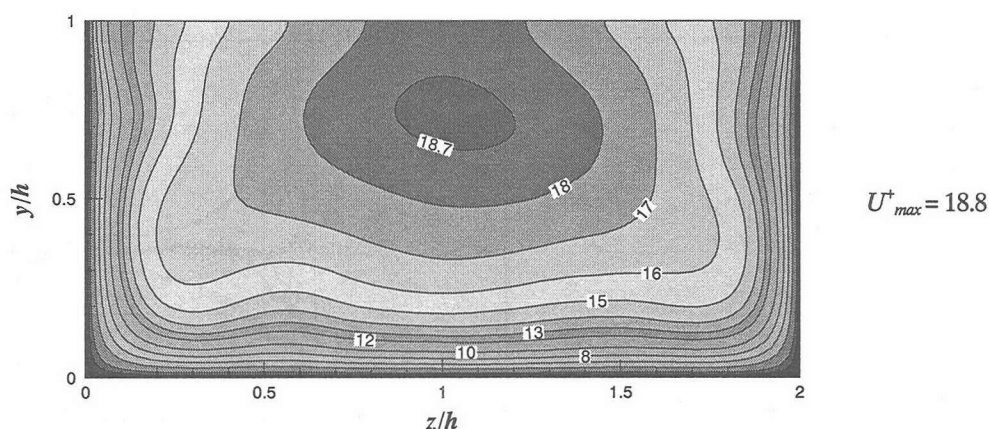


図-4 主流速 U^+ のコンター

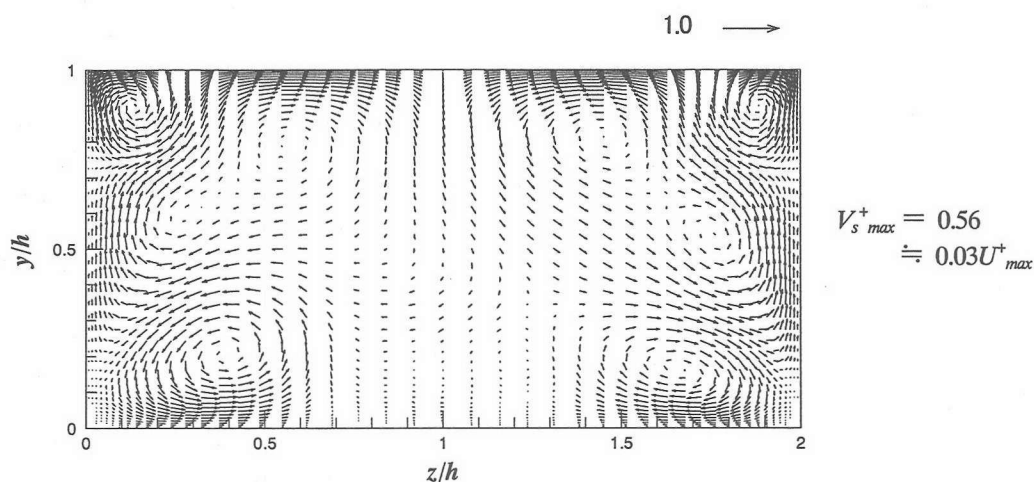


図-5 二次流ベクトル

窺わせるとともに、水路の全断面が複雑な三次元流況を形成していることを示している。

次に、二次流の分布を見たものが図-5 である。底面付近には、管路流と同じように底面隅角部へ向かう半水深規模のスケールを有する二次流セルが見られる。管路流では隅角部の角二等分線を対称軸とする一対の二次流セルが形成されるのに対し、開水路では対称性が破れ水面側のセルは管路流とは異なったパターンとなっている。この水面側のセルは、スケール的には半水深～水深程度で、側壁から水面へ斜めに伸びる横長のピーナッツ形の特徴的な形状となっている。この二つのセルは、これまでの実験においても確認されており、富永・江崎⁸⁾、瀬津・中川⁹⁾は、それぞれ底面渦、水面渦と呼んでいる。なお、本稿では inner secondary flow との混同を避けるため、石垣・武藤²⁰⁾に倣いそれぞれ底面セル、側壁セルと呼ぶことにする。

さらに図-5 には、石垣・武藤²⁰⁾が推定したように、水面隅角部に水深の約 1/4 以下のスケールと小さいなが

らも、他のセルと同程度の流速を有する inner secondary flow (以後、「水面セル」と呼ぶ。)が捉えられており、Grega ら¹²⁾がアスペクト比 1/3 という極めて幅の狭い開水路において確認した水面セルが、アスペクト比 2 の開水路においても存在することを示している。佐賀ら²¹⁾が染料流脈を駆使して側壁近傍の水面で観察した河岸ボイルは、この水面セルが引き起こしているものと考えられる。

なお、二次流ベクトルの最大値 $V_{s+max} (= \sqrt{(v^+)^2 + (w^+)^2})$ は、主流速の最大値の約 3% と従来の実験結果と同程度であった。これら 3 つの二次流セルと、図-4 の主流速分布とを照らし合わせると、主流速コンターの歪は、二次流のベクトル方向と一致しており、二次流が微弱な流れながら、主流速を大きく歪ませるなど、運動量や物質の輸送へ大きな影響を及ぼすことが理解される。

図-6 は、平均摩擦速度で定義した主流速 U^+ の鉛直分布をスパン方向に位置を変えた 6 断面について示したものである。これによると、いずれの断面でも、水面付近

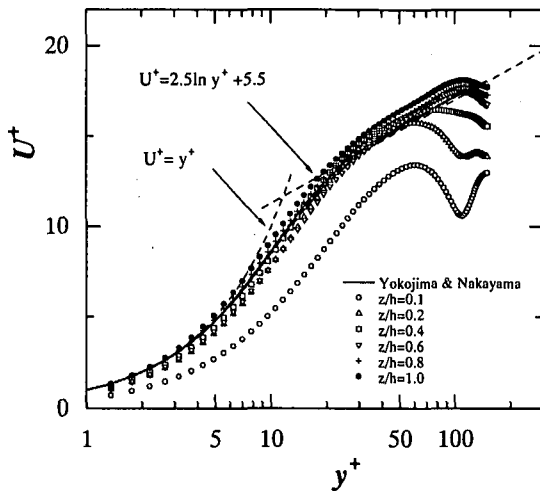


図-6 主流速分布

ではvelocity-dipにより主流速が減速している様子を捉えている。また、水路中心 ($z/h=1.0$) から側壁寄りの $z/h=0.2$ 程度までは、水面付近を除けば流速分布は概ね壁法則に一致していることが確認される。これに対し $z/h=0.1$ では、底面および側壁から形成される境界層の影響を受け、壁法則から大きくズレている。さらに図-5の $y/h=0.7$ ($y^+=105$) 付近で観察される側壁から生じる二次流により、主流速が一旦減速するなど大きな影響を受けていることが分かる。

図-7は、二次流の影響を顕著に見ることができる壁面せん断応力 ($\tau_w / \bar{\tau}_w$) の分布を示したものである。ただし、本計算では壁面に垂直方向の主流速勾配から直接評価した。図の左半分が側壁、右半分が底面を示すものとし、両壁全体の平均値 $\bar{\tau}_w$ で無次元化している。なお、側壁および底面の平均壁面せん断応力 $\bar{\tau}_s$, $\bar{\tau}_b$ の比である ϕ ($\equiv \bar{\tau}_s / \bar{\tau}_b$) は 1.0001 であったことから、それぞれの壁の平均せん断応力で無次元化してもまったく同じ結果が得られた。

まず底面沿いの分布は、側壁 ($z/h=0$) から離れるに従い、せん断応力が急激に増加し $z/h=0.3$ で極大値を示す。その後、一旦減少に転じ $z/h=0.5$ で極小値を示した後、再び増加し水路中央 ($z/h=1.0$) で最大値を示している。この結果は、図中に示す瀬津・中川の実験結果²²⁾ (但し、破線は著者が加筆。) と傾向は一致している。壁面せん断応力の極大値と極小値は、底面セルの下降流と上昇流に対応するもので、最大値は水路中心部がvelocity-dipにより鉛直方向の速度勾配が大きくなったためと考えられる。

側壁沿いの分布も、底面と同様な分布形を示す。すなわち、底面 ($y/h=0$) から水面へ向かって、せん断応力は急激に増加し $y/h=0.35$ で極大値を示す。その後、減少に転じ $y/h=0.7$ で極小値を示した後、再び増加し自由水

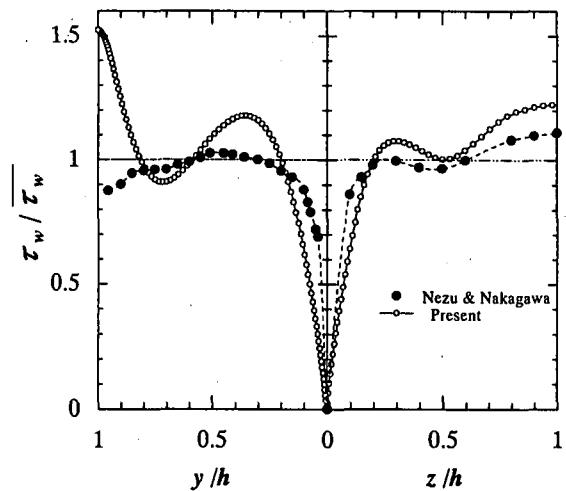


図-7 壁面せん断応力の分布

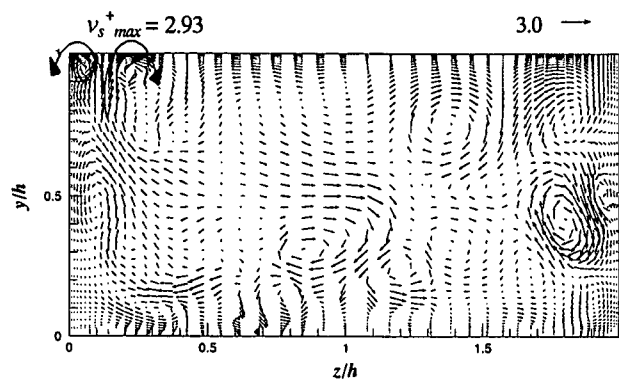
面 ($y/h=1.0$) で最大値を示している。この分布形は、図-5で観察される二次流セルと密接な関係が認められ、極大値と極小値は側壁セルによる壁へ向かう流れと壁から離脱する流れにそれぞれ対応している。また、最大値については水面隅角部に形成される水面セルが、水路中心部の高速流体塊を壁面へ輸送したためと考えられる。なお、瀬津・中川の実験結果²²⁾は、底面から増加し半水深程度で最大値に達する放物型分布となっているが、底面と同じような波状性を示している報告²³⁾もある。底面近くの分布はいずれも共通の傾向を示すものの、自由水面近くではせん断応力が減少するなど今回のDNSとは相違点が見られる。これは、二次流が主流速の僅か数パーセントと微弱なうえ、今回のような低レイノルズ数ではそもそも計測が困難なためと思われる。いずれにしても、水面隅角部の水面セルについては今後の実験による検証が待たれる。

4. 瞬時構造の考察

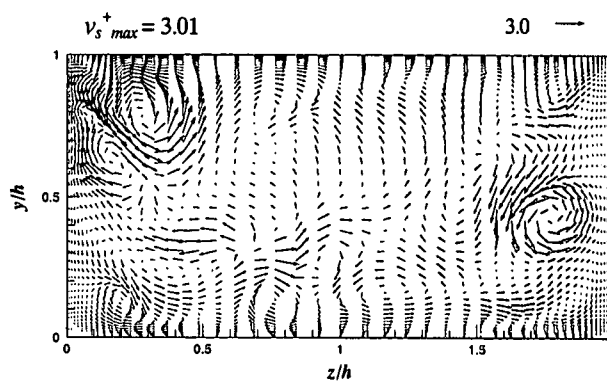
時間平均化された乱流場の特性に比べ、瞬間場のそれは一見すると著しく異なった様相を呈するなど依然として不明な点が多い。近年のCFD (Computational Fluid Dynamics) やPIV (Particle Image Velocimetry) 等の進展により、瞬時構造の一端が明らかにされつつあるものの、全貌を理解するまでには未だ至っていないのが現状である。ここでは、瞬間場における横断面の可視化結果から乱流特性や組織構造について考察することにする。

図-8は、ある瞬間の計算領域全域を等間隔にスライスして瞬時二次流 v_s^+ ($=\sqrt{v^+ \cdot v^+ + w^+ \cdot w^+}$) を観察したものである。なお、流れは紙面の手前から奥方向である。

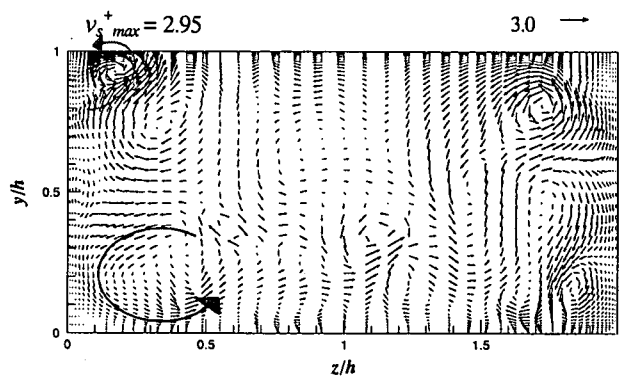
まず注目される点は、瞬間場における横断面内の二次流パターンは、図-5の時間平均された構造とは著しく



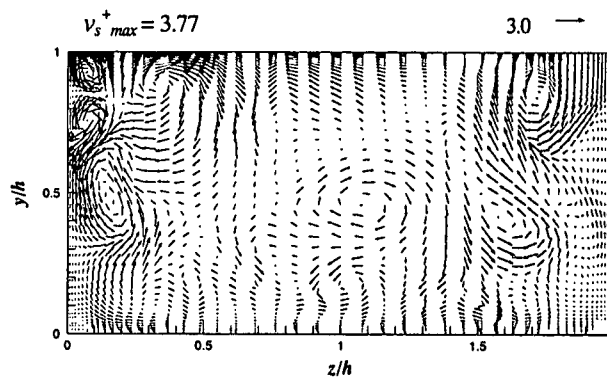
(a) $x/h = 0.0$



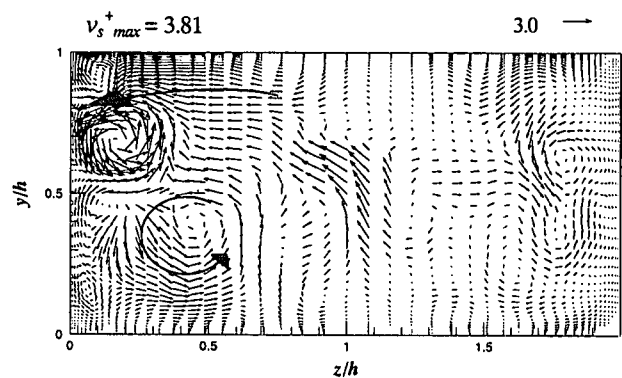
(e) $x/h = 4.0$



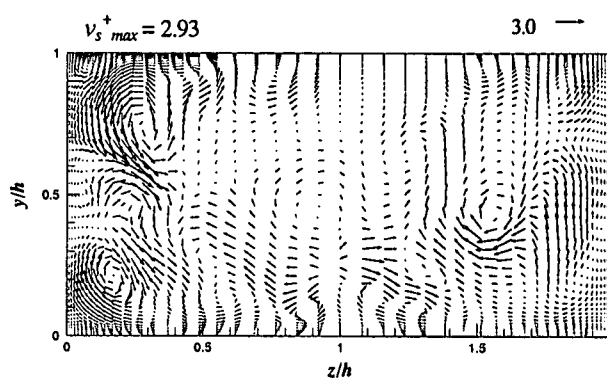
(b) $x/h = 1.0$



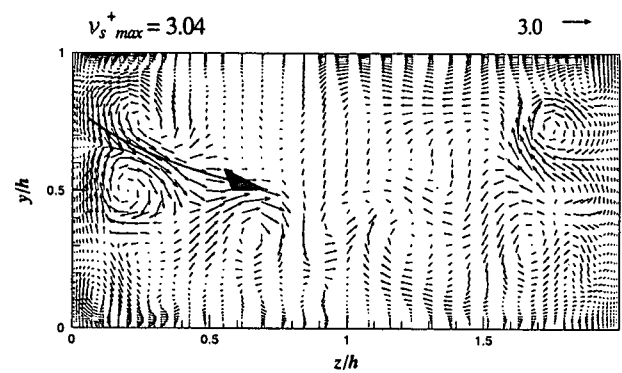
(f) $x/h = 5.0$



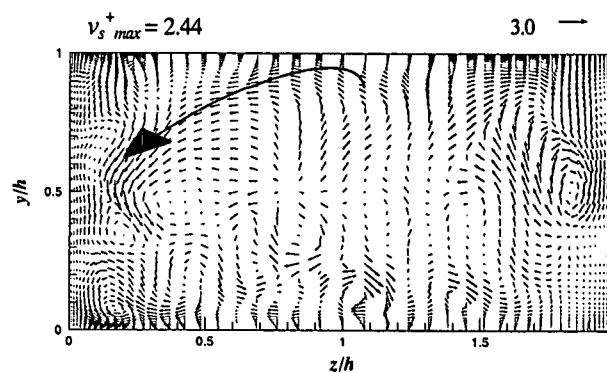
(c) $x/h = 2.0$



(g) $x/h = 6.0$



(d) $x/h = 3.0$



(h) $x/h = 7.0$

図-8 各横断面の瞬時流速場

異なったパターンを示すことである。一見すると大小さまざまな縦渦が、水路中心軸 ($z/h=1.0$) に対称とはならず無秩序に発生・消滅を繰り返しているように見える。しかし、概して水面隅角部および底面隅角部を始め側壁の近傍に縦渦が集中して形成されていることが認められる。この集中現象は側壁の存在によるもので、開水路乱流に形成される組織構造の特徴の1つと考えられる^{11), 21)}。側壁に形成された縦渦からは、瞬時二次流や乱流の組織構造に関するいくつかの特徴が見られる。

まず底面隅角部においては、図-8の断面 (b) の左壁近くに、時間平均二次流として検出されるコーナーへ向かう底面セルとよく似た縦渦が見られる。この縦渦は下流側にあたる断面 (c) では、コーナー部から水路中心へ移動しており、底面から斜めに成長する管状旋回渦の存在を示唆している。しかし、同じ底面隅角部でも断面 (e), (f), (g) では逆回転の縦渦も形成されており、回転方向の異なる管状旋回渦が交互に通過しているものと見られる。

一方、水面隅角部に関しては、佐賀ら^{11), 21)}が水面で観察されるストリーク構造が側壁から水路中央へ発達することや、河岸付近で見られるボイルが側壁から離れた位置から壁方向へ領域を拡大することを報告している。本計算においても断面 (a), (f) で、左壁の水面隅角部に反時計回りの縦渦と、それに隣接して逆回転の一对の縦渦が形成され水面へ向かう上昇流を形成しているのが分かる。このうち断面 (a) で見られる反時計回りの縦渦は、下流の断面 (b) では水路中心へ向け発達していることから、佐賀らと同様な現象を捉えているものと考えられる。また、このことは水面隅角部付近の側壁から水路中央へ向け斜めの軸を持った管状旋回渦の存在を示唆している。

次に、水面および底面の両隅角部に挟まれた側壁においては、時計回りと半時計回りの縦渦が並列もしくは単独で出現し、水路中央から側壁へ向かう流れや逆に側壁から水路中央へ向かう流れが準周期的に繰り返されているように見える。断面 (c), (d) の左壁では、石垣・武藤²⁰⁾が第2種二次流において確認した水深スケールの瞬時二次流である cross flow が側壁に衝突 (c), 壁面から放出 (d) されている様子が確認される。また、断面 (h) には、水路中央の水面から左壁の半水深付近へ流れ込む cross flow も見受けられる。cross flow の成因については、主流の揺らぎや局所的な圧力の不均衡などが指摘²⁰⁾されているが依然不明である。断面 (c) では cross flow の衝突により上下に広がった流れが縦渦を形成しているようにも見えるが、断面 (d) では壁面近傍に出現した管状旋回渦が cross flow を誘起しているようにも見える。いずれが原因でいずれか結果が現段階では明確ではないが、水深スケールの大規模な二次流を形成するために必要なエネルギー供給面から考えると、壁面に「付け根」を有し粘性底層やバッファー層で生成される乱れエネルギーを獲得した管状旋回渦同士が相互作用を行った結果、cross flow を形成したものと思われる。しかし、断面 (h)

には駆動力になるような縦渦は見受けられないなど疑問も残る。いずれにしても、側壁近傍の組織構造およびその配置特性などを明らかにすることが不可欠である。

次に、横断面における瞬時二次流の大きさについて考察する。図-8には、各断面の瞬時二次流の最大値 $v_s^+_{max}$ を左上にそれぞれ示している。この中で最も大きい $v_s^+_{max}$ は断面 (c) の 3.81 であり、最大主流速 U^+_{max} の 20% になり、最近の実験結果^{4)~6)}とも一致している。しかし、ここに示す 8 断面を含めた全領域について最大値を探索したところ、 $v_s^+_{max}$ は 5.25 であった。これは、これまでの報告をはるかに上回り、最大主流速の約 28%、時間平均二次流の約 10 倍に達することが判明した。さらに、同様の探索を u^+_{max} について行ったところ、7.99 と最大主流速の 42.5% に達することも判明するなど、河岸侵食や土砂移動を考えるうえで興味深い結果が得られた。

5. 組織構造の可視化

数値シミュレーションから得られるデータは、時空間の全領域における流れの情報を含んでいる。この情報を用いて、必要とするさまざまな乱流統計量や組織的渦構造の力学的性質を自由に考察できる。

一般に、乱流中における管状および層状の形をとる高渦度領域を組織構造と定義し、それぞれ渦管 (vortex tube) および渦層 (vortex layer) と呼ぶ²⁴⁾。渦構造のダイナミクスを議論するためには、複雑な流れの中から渦管を分離抽出する必要がある。近年、この管状の組織構造を検出する方法が提案され^{25)~27)}、そのメカニズムや詳細な特性が明らかにされつつあることから、本研究においても検出法の一つである Q 定義法²⁵⁾を適用し考察する。

Q 定義法は、速度勾配テンソル ∇u の第2不変量 Q が正となる領域を渦と定義する。これは、第2不変量 Q が式 (7) のように表され、渦度がせん断歪みより卓越する場合、Q が正になることを利用している。

$$Q = \frac{1}{2}(u_{i,j}^2 - u_{i,j}u_{j,i}) = -\frac{1}{2}u_{i,j}u_{j,i} = \frac{1}{2}(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad (7)$$

$$\text{ただし, } S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right), \Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$$

一方、この条件は圧力ポアソン方程式 ($\nabla^2 p = 2\rho Q$) のソース項とも対応することから、 $Q > 0$ の領域は、圧力の極小値をもち局所低圧部分であることを示すとともに、Q が大きいほどより強い渦であることを示す。つまり、Q 定義法は圧力のラプラシアンを正とする定義法²⁶⁾と一致するほか、 λ_2 定義法²⁷⁾とも基本的には同じ方法となり²⁸⁾ ほぼ同じ結果を与える⁷⁾。

図-9 は、管状旋回渦の空間構造を確認するため、前節で考察した瞬間場を Q 定義法により可視化したもので、上から (a) 平面図、(b) 側面図、(c) 上流からの鳥瞰図、

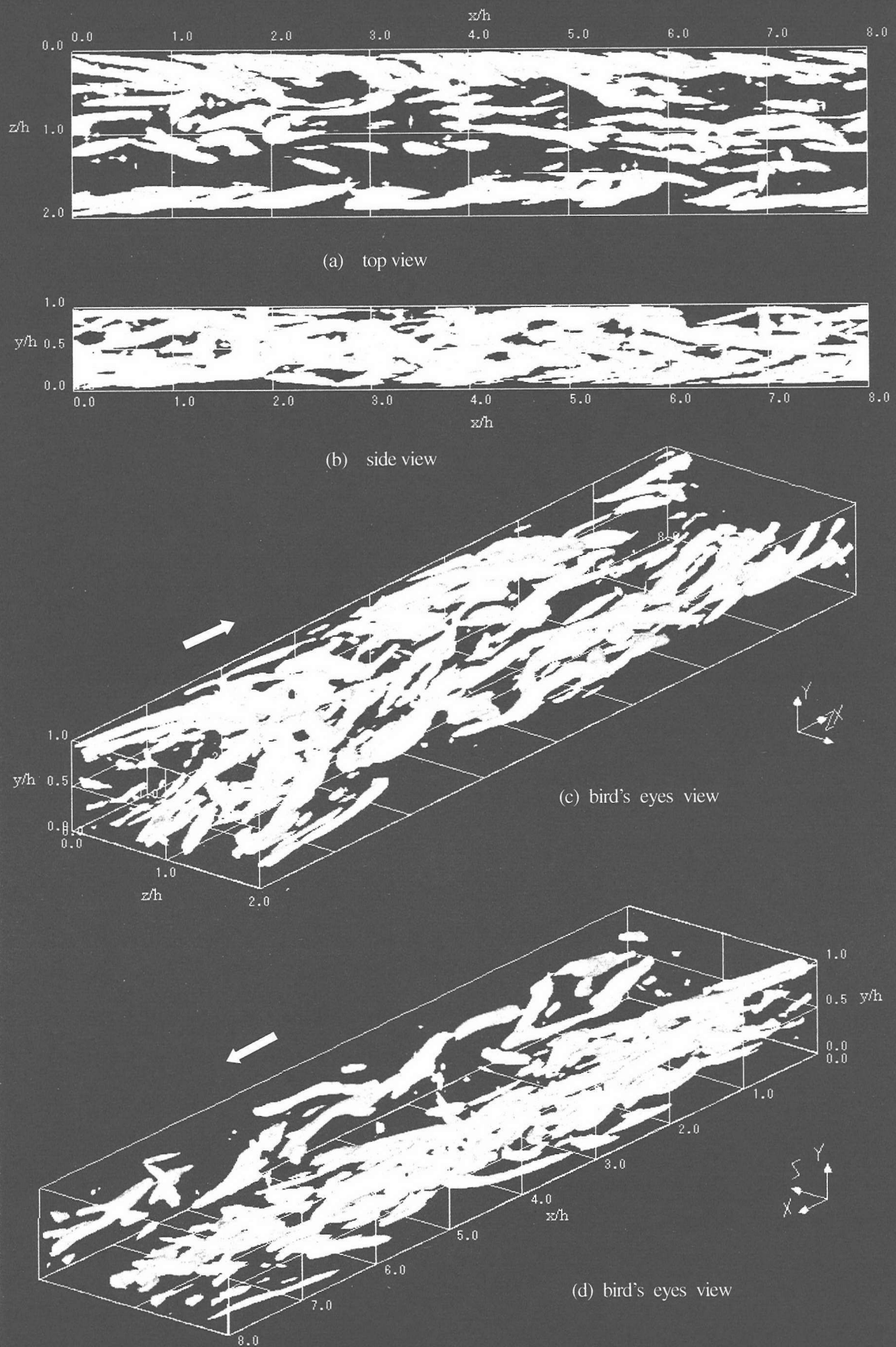
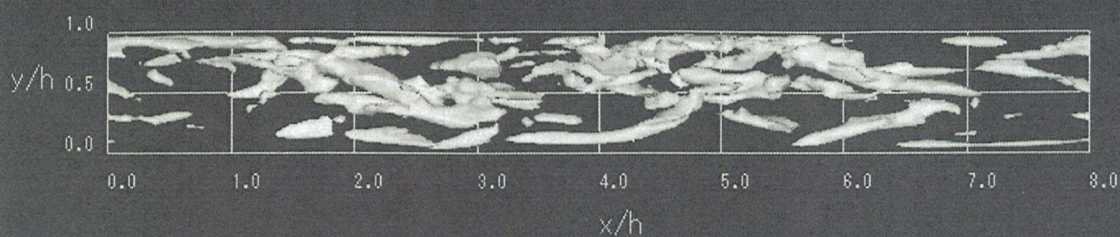
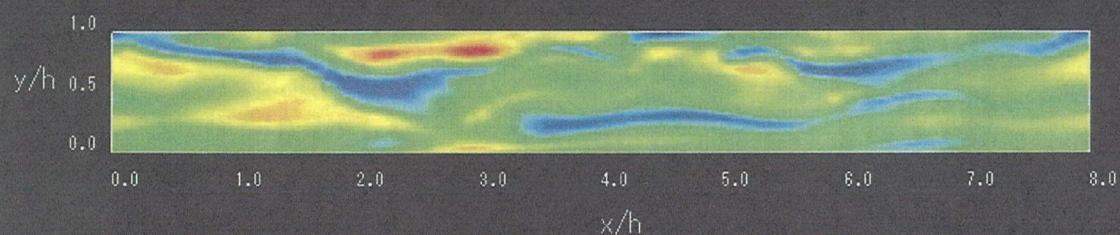


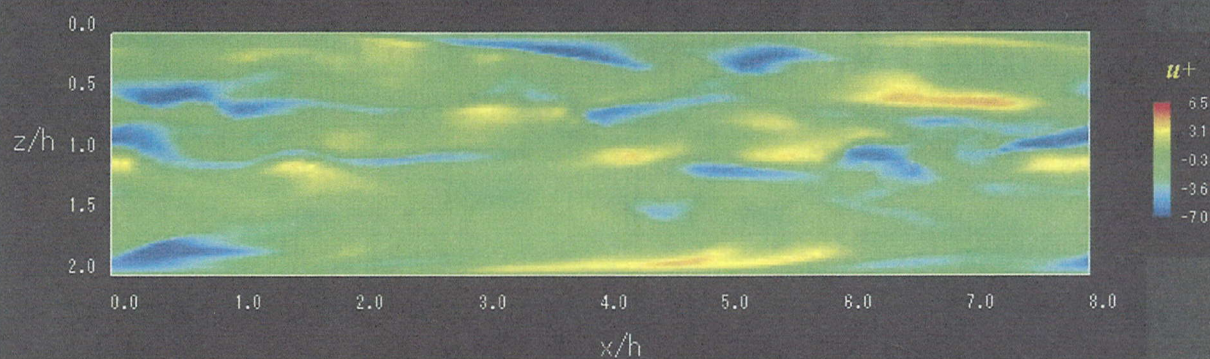
図-9 管状旋回渦の空間分布



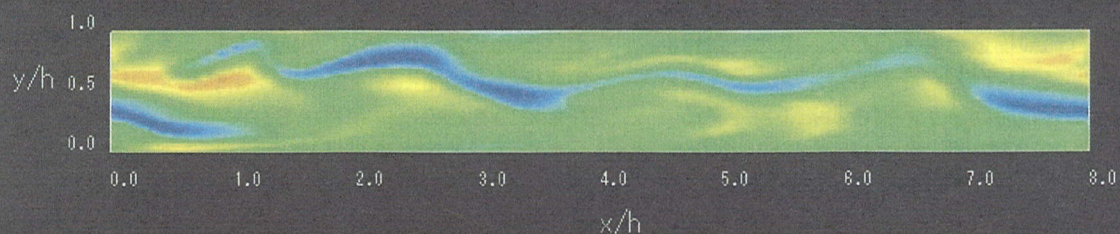
(a) Coherent structures (near the left wall)



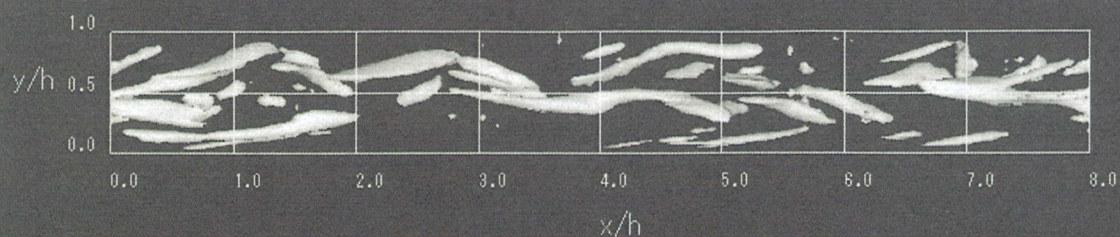
(b) Distribution of u^+ ($z^+ \doteq 30$, $z/h = 0.2$)



(c) Distribution of u^+ ($y^+ \doteq 30$, $y/h = 0.2$)



(d) Distribution of u^+ ($z^{*+} \doteq 30$, $z/h = 1.8$)



(e) Coherent structures (near the right wall)

図-10 壁面せん断応力の分布

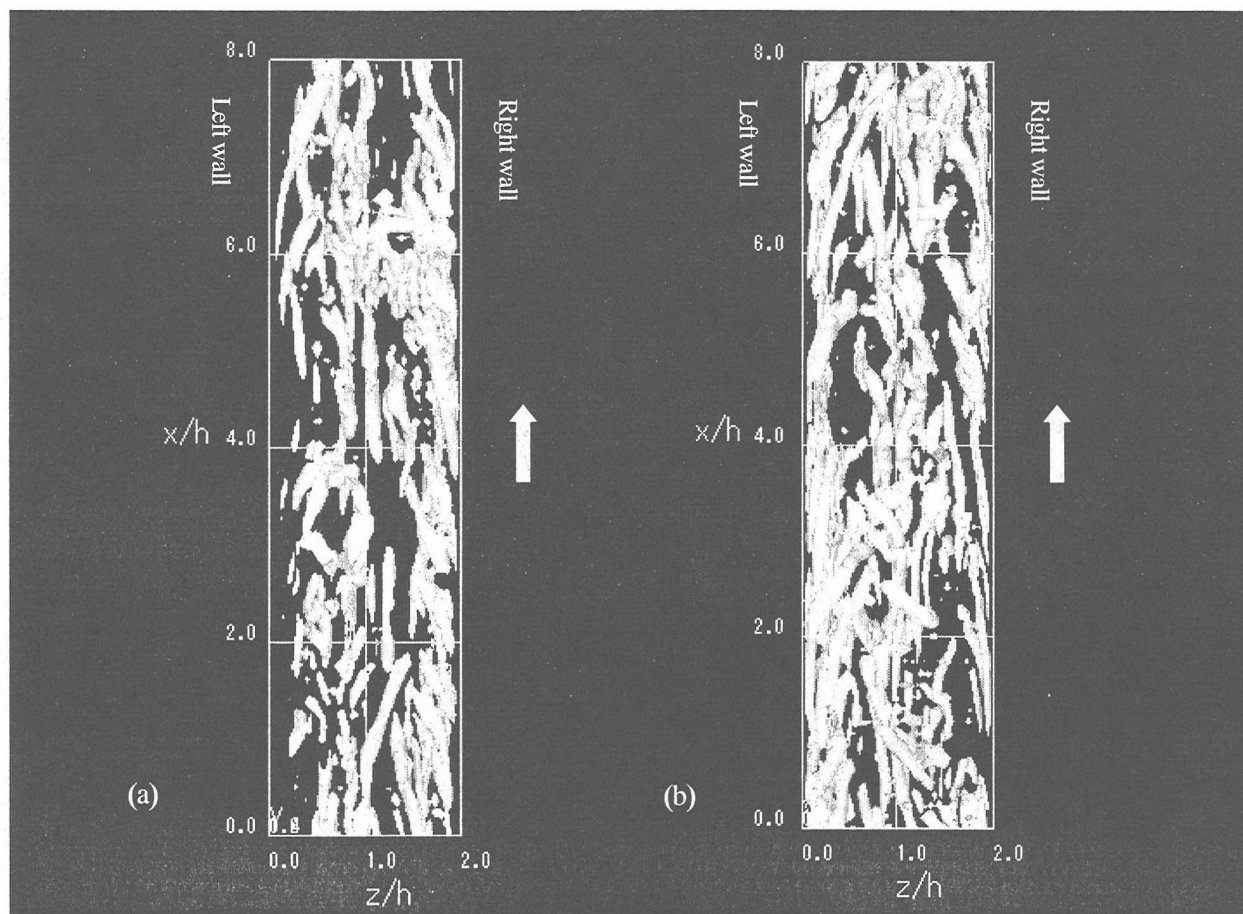


図-11 管状旋回渦の発生状況（平面図）

(d) 下流からの鳥瞰図である。

これからまず確認されることは、前節で予想したように、水面隅角部ならびに底面隅角部付近の側壁から水路中央へ向け斜めの軸を持った管状旋回渦が集中的に存在していることであり、これが水面セルの形成を始め水面隅角部の支配的な組織構造と考えられる。また、側壁部においては、側壁に「付け根」を有し、上向きと下向きの交互に配置する管状旋回渦が観察されることである。これに対し、水路中央部では相対的に組織構造は少なく、水深スケールの cross flow を誘起するような強い駆動力を持つ局所低圧領域も見当たらない。図-8の断面 (h) で見られた cross flow は、この時刻前に通過した管状旋回渦群が相互作用を行った結果生じた流れが、その後大きな擾乱もなく慣性流れとして捉えられたものと考えられる。

次に注目すべきことは、左右壁に見られる組織構造の非対称性である。すなわち、左壁に比べ右壁の管状旋回渦は数が少なく、また規模においても小規模に見える。これに関連するものとして、佐賀ら²¹⁾は河岸ボイルが一度発生すると、連鎖反应的に多くのボイルが側壁近傍に集団的に形成されるという重要な指摘を行っている。図-9ならびに同時刻の側壁近傍（側壁と垂直方向に $30\nu/u_\tau$ までの間）の状況を見た図-10 (a), (e) は、ボイ

ルを引き起こす管状旋回渦の生成が左壁に集中している状態（以後、「活動期」と呼ぶ）を捉えているものと推測される。また、図-11は、時刻の異なる複数の可視化結果を示しており、これによれば右壁が活動期と見られるケース（図-11 (a)）や、両壁ともに活動期と見られるケース（図-11 (b)）が確認されることから、側壁での組織構造の発生や成長には、側壁間での相互干渉が存在しているものと推定される。

さらに、水面隅角部および底面隅角部を含めた側壁近傍の組織構造を詳細に検討するため、再び図-10により考察する。同図の (b) ~ (d) は、側壁から $30\nu/u_\tau$ 離れた縦断面での u^+ 変動の分布を示したもので、(a), (e) は、先述したように側壁とこの縦断面間に含まれる管状旋回渦を示したものである。すなわち、上から、(a) 左壁近傍の管状旋回渦、(b) 左壁近傍の u^+ 変動、(c) 底面近傍の u^+ 変動、(d) 右壁近傍の u^+ 変動、(e) 右壁近傍の管状旋回渦の分布を表す。

まず、側壁近傍における組織構造の配置特性を考察するため、壁縦渦と密接な関係が認められる u^+ 変動の低速ストリーク (low speed streak) を検討してみる。佐賀ら¹¹⁾は、側壁上に2本の低速ストリークが存在すること、また石垣ら¹⁰⁾は、相対水深にして0.4と0.7程度の2箇所到低速部が見られる場合とそれらが消滅する流況が周

期的に繰り返されていることを報告している。本計算の結果は、左壁である (b) から 2 本の低速ストリークが観察されるなど共通点がある一方、右壁である (d) には正弦波形状の大きく揺動した 1 本の特徴的な低速ストリークが観察される。先述の側壁間の相互作用により管状旋回渦が集中的に発生する活動期が準周期的に表れることと、ストリークの生成・消滅は密接に関係しているものと考えられる。

活動期と見られる左壁では、(a) から確認されるように水面近くと底面近くに管状旋回渦が多数発生しており、その「付け根」は (b) に見られる 2 本の低速ストリーク上から生じている。一方、相対的に非活動期と見られる右壁には、(e) が示すように壁面せん断流れで観察される「ハ」の字型^{7), 20)}に並ぶジグザグ状の単独の管状旋回渦列が、(d) に見られる正弦波形状の低速ストリークと同期するように観察される。この「付け根」は正弦波の振幅がゼロに相当する位置、すなわち、主流と最も交差角度が大きい位置付近から発生しているのが注目される。これは、低速ストリーク方向に沿って成長し始めた低速流体塊が、側壁と主流によりつくられる渦層 (vortex layer) の影響を最も巻き込む角度にあたる。また、成長した管状旋回渦の回転方向を図-8 と照らし合わせて見ると、例えば、右壁では水面方向を指向する渦は上流側から見て半時計方向の回転を、底面方向を指向するそれは時計回りの回転をそれぞれ示している。つまり、管状旋回渦の渦度の側壁方向成分が、当該側壁近くで平均流がつくる渦度ベクトルと同一符号となるように傾いていることから、側壁で観察される管状旋回渦は、壁面せん断流れで一般的に見られるサイクロニック渦²⁴⁾であることが分かる。

なお、石垣・武藤²⁰⁾はステレオ撮影による実体視から、馬蹄型渦を先端に持つ 3 次元渦構造の概念図を提案しているが、今回の管状渦の同定結果からは、明確な馬蹄型渦は観察されなかった。しかし、「ハ」の字型に並ぶジグザグ状の管状旋回渦列の存在を示唆するなど非常によく似た渦構造の配置が見られる。

このように、横断面の瞬時流速場では複雑かつランダムに見えた流れ場も、比較的単純な複数の渦構造が重ね合った結果であることが理解できる。

最後に、底面のストリーク構造 (e) については、アスペクト比が小さく側壁間の影響が強い流れ場であることから、その間隔 λ^+ は一般的に言われる $100^{11)}$ とは異なっているが、概ね底面セルの上昇流付近に低速ストリークが観察された。

6. まとめ

本研究では、二次流が生じる最も基本的な流れと言われるアスペクト比が 2 の矩形開水路流れへ DNS を適用し、底面隅角部および水面隅角部における二次流について考察した。さらに、渦構造の抽出法を用い管状旋回渦

を同定することで、両隅角部における二次流の違いや管状旋回渦について考察した。得られた知見は、以下のとおりである。

- (1) アスペクト比が 5 以下の開水路乱流に特有の現象として知られる最大流速点が水面下に没する velocity-dip 現象を明瞭に再現することができた。
- (2) 側壁近傍には、従来から指摘される底面セルと側壁セルに加え、水面隅角部に側壁セルとは逆回転の水面セルの合計 3 つの二次流セルが存在することが確認された。
- (3) これら 3 つの二次流セルにより、側壁沿いのせん断応力分布は、底面と同様の波状性を示し、自由水面近くではせん断応力が増加するなど、実験とは相違が見られた。
- (4) 瞬時二次流の大きさは、これまでの報告をはるかに上回る最大主流速の約 28%、時間平均二次流の約 10 倍に達することが判明した。さらに、 u_{max}^+ は最大主流速の 42.5% に達するなど、河岸侵食や土砂移動を考えるうえで興味深い結果が得られた。
- (5) 水面隅角部ならびに底面隅角部付近の側壁から水路中央へ向け斜めの軸を持った管状旋回渦が集中的に存在すること、また側壁中央付近では、側壁に「付け根」を有し、上向きと下向きの軸を持ち交互に配置する管状旋回渦が存在することが観察された。
- (6) 左右壁に見られる組織構造の非対称性から、側壁での組織構造の発生や成長には、側壁間の相互干渉が存在しているものと推定される。
- (7) 管状旋回渦の生成が集中する「活動期」には、水面近くと底面近くに管状旋回渦が多数発生する一方、「非活動期」には壁面せん断流れで観察される「ハ」の字型に並ぶジグザグ状のサイクロニック渦が観察された。

なお、今回の結論は、アスペクト比を固定するとともに水面変動を無視した低レイノルズ数流れにおける結果から得られたものであり、今後さらにアスペクト比の影響や水面変動の効果等も加味しながら詳細な検討を行う予定である。

謝辞: 本研究で精度検証に用いた自由水面乱流の DNS データは、神戸大学大学院 中山昭彦教授、横嶋哲博士から提供を受けたものである。本研究での使用に快諾を頂き厚くお礼申し上げる。

参考文献

- 1) 大宮司久明, 三宅裕, 吉澤徹 編: 乱流の数値流体力学—モデルと計算法, 東京大学出版会, 1998
- 2) 後藤俊幸, 石原卓: 乱流の謎にせまる計算科学, パリティ, Vol.17, No.10, pp.27-33, 丸善, 2002.10.
- 3) Nezu, I. & Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR -

Monograph, Balkema, 1993.

- 4) Onitsuka, K. & Nezu, I : Generation mechanism of turbulence-driven secondary currents in open-channel flows, *IUTAM Symp. on Geometry and Statistics of Turbulence*, LP.41, 1999.
- 5) 瀬津家久, 鬼束幸樹, 前原慶人 : PIV を用いた開水路横断面内における瞬間流速構造の解析, 土木学会第 54 回年次学術講演会概要集, 第 2 部, pp.568-569, 1999.
- 6) 佐藤弘行, 河原能久, 玉井信行 : Smagorinsky モデルによる複断面直線開水路流の解析, 土木学会論文集, No.628 / II-48, pp.115-130, 1999.8.
- 7) 林俊一郎, 大本照憲, 滝川清 : 直接数値シミュレーションによる縦筋河床上の三次元乱流構造の解明, 応用力学論文集, Vol.4, pp. 591-600, 2001.
- 8) 富永晃宏, 江崎一博 : 長方形断面開水路流の三次元乱流構造に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.357 / II-3, pp.81-88, 1985.5.
- 9) 瀬津家久, 中川博次 : 一樣開水路および閉管路の三次元乱流構造に関する研究, 土木学会論文集, No.369 / II-5, pp.89-98, 1986.5.
- 10) 石垣泰輔, 今本博健, 塩野耕二 : 開水路側壁近傍の壁面せん断力分布と流れの 3 次元構造について, 水工学論文集, 第 39 巻, pp.761-766, 1995.2.
- 11) 佐賀孝徳, 大成博文, 斎藤隆 : 開水路乱流側壁領域の組織構造に関する研究, 土木学会論文集, No.443 / II-18, pp.55-63, 1992.2.
- 12) L.M.Grega, T.Wei, R.I.Leighton & J.C.Neves : Turbulent mixed-boundary flow in a corner formed by a solid wall and a free surface, *J.Fluid Mech.*, Vol.294, pp. 17-46, 1995.
- 13) L.M.Grega, T.Y.Hsu, & T.Wei : Vorticity transport in a corner formed by a solid wall and a free surface, *J.Fluid Mech.*, Vol.465, pp. 331-352, 2002.
- 14) S.Komori, R.Nagaosa, Y.Murakami S.Chiba, K.Ishii & K.Kuwahara : Direct numerical simulation of three-dimensional open-channel flow with zero-shear gas-liquid interface, *Phys. Fluids*, A5, pp.115-125, 1993.
- 15) R.Nagaosa & T.Saito : Turbulence structure and scalar transfer in stratified free-surface flows, *AIChE Journal*, Vol.43, No.10, pp.2393-2404, 1997.
- 16) 梶島岳夫 : 対流項差分形式とその保存性, 日本機械学会論文集 (B 編), 第 60 巻, 第 574 号, pp.2058-2063, 1994.
- 17) 森西洋平 : 非圧縮粘性流体解析のための完全保存形高次精度差分スキーム, なかり, 19, pp.164-170, 2000.
- 18) 林俊一郎, 本田逸郎, 大本照憲 : 整合性を考慮した regular 格子系の DNS と LES の精度検証, 水工学論文集, 第 47 巻, pp.409-414, 2003. 2.
- 19) 横嶋哲, 中山昭彦 : 直接数値シミュレーションによる開水路乱流における乱流統計量及びその収支評価, 応用力学論文集, 第 3 巻, pp.753-762, 2000.8.
- 20) 石垣泰輔, 武藤裕則 : 開水路側壁近傍の 2 次流と 3 次元渦構造について, 応用力学論文集, Vol.1, pp. 701-708, 1998.8.
- 21) 佐賀孝徳, 大成博文, 渡辺勝利, 杉本博幸 : 開水路乱流側壁領域の組織構造と二次流れの形成機構, 土木学会論文集, No.677 / II-55, pp.33-41, 2001.5.
- 22) 瀬津家久, 中川博次 : 開水路流れの三次元乱流構造 (縦渦) とそれに及ぼす自由水面の影響に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第 28 号, B-2, pp.499-521, 1985.4.
- 23) 今本博健, 石垣泰輔 : 開水路隅角部付近における縦渦の配列特性について, 第 28 回水理講演会論文集, pp.257-262, 1984.
- 24) 木田重雄, 柳瀬真一郎 : 乱流力学, 朝倉書店, 1999.
- 25) Hunt, J.C.R., Wray, A.A. & Moin, P. : Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows, *Center for Turbulence Research Report CTR-S88*, 1988.
- 26) Kida, S. & Tanaka, M. : Dynamics of vortical structures in a homogeneous shear flow, *J.Fluid Mech.*, Vol.239, pp. 43-68, 1994.
- 27) Jeong, J. & Hussain, F. : On the identification of a vortex, *J.Fluid Mech.*, Vol.285, pp.69-94, 1995.
- 28) 永翁龍一 : 自由水面乱流場における渦構造と自由水面との相互干渉, 数理科学講義録, No.23, pp.234-243, 1991.
- 29) 三宅裕, 宇城竜介, 森川健志 : 壁近傍乱流の縦渦の再生について, 日本機械学会論文集 (B 編), 第 61 巻, 第 584 号, pp.1272-1278, 1995.4.

(2003 年 4 月 18 日 受付)