

# 側壁に凹部を有する開水路乱流の組織構造に 及ぼすフルード数の影響

禰津家久<sup>1</sup>・鬼束幸樹<sup>2</sup>・高橋俊介<sup>3</sup>・矢野勝士<sup>4</sup>

<sup>1</sup>フェロー会員 工博 京都大学大学院教授 社会基盤工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

<sup>2</sup>正会員 博(工) 九州工業大学工学部助教授 建設社会工学科 (〒804-8550 北九州市戸畑区仙水町1-1)

<sup>3</sup>正会員 修(工) 横浜市役所 (〒231-0017 横浜市中区港町1-1)

<sup>4</sup>学生員 修(工) 京都大学大学院 社会基盤工学専攻

側壁に凹部を有する開水路乱流において、流入フルード数を常流から射流にかけて4ケース変化させた。このときの水平断面内における流速場をPIVで計測すると共に、超音波波高計を用いて水面変動を測定した。その結果、時間平均された平均渦のスケールは流入フルード数が変化してもほとんど変化しないが、平均渦によるリターンフローは流入フルード数の増加関数であることがわかった。一方、流入フルード数が増加すると瞬間渦の強度が増加するとともに長さスケールは小さくなり、その特性も移流とともに急速に変化することがわかった。以上のように瞬間渦の強度とスケールはフルード数に依存するが、ストローハル数は流入フルード数に依存せずほぼ一定であることが解明された。

**Key Words :** coherent structure, horizontal vortex, turbulence, side-cavity open-channel flow, PIV

## 1. はじめに

高度経済成長期に治水目的のために、河川の縦断形状を直線化したり、潤辺をコンクリートで覆う三面張りで行われた。その結果、河川の生態系が崩れ、河川環境が激変した。こうした反省から1997年に河川法が改正され、環境を考慮した川づくりが主流となった。河川の縦断形状や横断形状を複雑化することによって、河川に多様性をもたせようとする試みが近年行われている。中でも木曾川や淀川に見られるわんどが河川環境を良好にしていることが注目され、人工わんどの設置が淀川などで試みられている。人工わんどを設計する上で、幾何学形状を決定する必要があるが、維持管理あるいは水質管理の観点から、任意の形状における水質交換率などをあらかじめ把握する必要がある。これを把握することによって、ヘドロの沈積を防止できるだけでなく、魚の産卵場あるいは成長場として適しているかどうかなどを検討することができる。わんどの水質交換率は流量や水深などの水理条件によって影響を受けると考えられるため、流入条件の変化によるわんどの水理特性の変化を把握することが必要である。

わんどのような凹部を有する流れでは、凹部と主流との間でせん断不安定が生じることによって渦が

発生する。ここで、瞬間的に発生する渦と時間平均することによって現れる渦とを明確に区別するために、前者を「瞬間渦」、後者を「平均渦」と称することとする。凹部の流れの研究は航空工学や機械工学などの流体力学分野において盛んに行われてきた。岡本ら<sup>1)</sup>は単一凹部のアスペクト比(凹部の流下方向長さ/凹部の深さ)を系統的に変化させ、アスペクト比が8.8~9.0以下では再付着が生じないが、それ以上のアスペクト比では再付着が生じることおよびアスペクト比が無限大のバックステップ流れにおける再付着点距離は凹部深さの5.8程度となることを示した。さらに、レイノルズ数の異なる既往の実験結果を参照し、超音速流れに達するまでの再付着点距離はレイノルズ数に対して依存性が小さいことを指摘した。

開水路の凹部流れについては、開水路特有の水面の配置によって2種類に分類される。すなわち、凹部が鉛直下向き(重力方向)に設置されている場合と、重力に直角方向の側壁に設置されている場合である。前者に関してKnisely & Rockwell<sup>2)</sup>は、単一凹部を有する流れにおいて、流れが凹部にさしかかるとせん断不安定によって瞬間渦が発生し、その瞬間渦は移流されて下流側の壁に衝突するが、衝突位置が規則的に変化することを指摘した。藤田ら<sup>3)</sup>はPIV (Particle Image Velocimetry)を用いて凹部流れを計測

し、瞬間渦の構造と平均渦の構造とが全く異なることが指摘するとともに、水面形状の変化が流体内部の瞬間渦の構造に大きな影響を与えることを明らかにした。禰津ら<sup>4)</sup>は LDA(Laser Doppler Anemometer, レーザ流速計)によって乱流計測を行い、凹部と主流部との境界部において乱れ諸量が最大となることや流下に伴い乱れが拡散する様子を明らかにした。また、この実験を対象とした LES<sup>5)</sup> (Large Eddy Simulation)および DNS<sup>6)</sup> (Direct Numerical Simulation)によるシミュレートも行われ、瞬間渦の生成、発達、崩壊過程が再現されている。八木<sup>7)</sup>は凹部に発生する瞬間渦の周期を調べ、フルード数が変化してもストローハル数がほとんど変化しないことを指摘した。神田ら<sup>8)</sup>は凹部で得られた PIV 結果をウェーブレット解析し、組織的な瞬間渦の周波数特性について検討し、宮本ら<sup>9),10)</sup>は画像解析手法を用いて流速と水面変動の同時計測を行い、瞬間的な水面変動と流速変動との間に高い相関があることを示した。これは、自由水面の存在が乱流構造に支配的な影響を与えることを示している。凹部が重力方向に設置された場合は水面変動方向と瞬間渦の回転軸が直交しているが、次に示す重力に直角の側壁方向に凹部が設置された場合は、水面変動方向と瞬間渦の回転軸が同一であり、前者で得られた知見が、後者の流れ必ずしも適用できないことを示唆している。

側壁に凹部を有する開水路流れについても多くの研究がなされている。Jalil *et al.*<sup>11)</sup>はアスペクト比が1の流れにおいて電磁流速計を用いて流速計測を行うと共に、アルミ粉末を散布することによって流れの可視化を行い、アスペクト比が1の場合は流れが定常的であることを述べた。木村ら<sup>12),13)</sup>はアスペクト比が1.5の流れの水面変動を計測し、セイシュが発生することを指摘した。また、セイシュによる水面変動強度とフルード数との関係を理論的に導出することに成功し、さらに、数値計算によって両者の関係を再現した。池田ら<sup>14)</sup>は連続水制においてアスペクト比を系統的に変化させ、電磁流速計を用いた流速測定を行うと共に、容量式波高計を用いた水面変動計測を行った。その結果、水制先端から流れがはく離することで発生する瞬間渦が極めて周期的であることや、アスペクト比が3以上の場合では瞬間渦が流下に伴い合体することを明らかにした。Muto *et al.*<sup>15)</sup>はアスペクト比が1および3の流れにおいて、電磁流速計を用いた流速計測および紙トレーサーを用いた可視化計測を行い、アスペクト比が1の場合は、瞬間渦は定常的で形状が変化しないが、アスペクト比が3の場合は時間とともに瞬間渦の形状が様々に変化することを述べている。禰津ら<sup>16),17)</sup>はアスペクト比が3, 5および10の流れを PIV および

LDA を用いて計測し、アスペクト比が3の場合は瞬間渦の特性と平均渦の特性とが類似しているが、アスペクト比が5および10の場合は瞬間渦の構造と平均渦の構造とが異なること、さらに、アスペクト比が10の場合では、再附着現象が生じていることも明らかにした。また、アスペクト比が5の瞬間渦については、LES<sup>18)</sup>による再現も行われ、瞬間渦は水深方向に存在しているが、そのスケールや形状は水深方向に変化していることを指摘した。ただし、平均渦としては、底面近傍および水面近傍を除くと水深方向にほぼ一様であると述べている。

近年では、開口部形状による影響の検討もなされた。中川ら<sup>19)</sup>および河原ら<sup>20)</sup>はアスペクト比が3の側壁凹部流れにおいて、開口幅を系統的に変化させた実験や開口部に模擬植生を植樹した実験を行い、平均渦のスケールと強度を解明している。この研究を発展させたものとして Nezu & Onitsuka<sup>21)</sup>の研究が挙げられる。彼らは、PIV, LDA および超音波波高計を併用して乱流および水面変動計測を行い、瞬間渦が主流から凹部に流入する際に主流の水深が減少し凹部内の水深が増加すること、また、瞬間渦が凹部から主流に流出する際に凹部の水深が減少し主流の水深が増加することを明らかにした。さらに、こうした現象が交互に発生し、この現象がセイシュによるものであることを解明した。このように側壁に凹部を有する開水路流においては様々な研究がなされているが、これらの研究内容をまとめると、水理条件を一定として幾何学形状を系統的に変化させたものや、水理条件を一定として開口部の条件を変化させたものがほとんどであり、幾何学形状を固定して水理条件を変化させたものはあまりない。木村ら<sup>12),13)</sup>はアスペクト比を固定してフルード数を系統的に変化させた実験を行っているが、主として水面変動に着目したもので、瞬間渦の特性についてはほとんど検討していない。

側壁に凹部を有する開水路流において、幾何学形状を固定した場合のパラメータとして、レイノルズ数とフルード数が考えられる。木村ら<sup>12),13)</sup>および Nezu & Onitsuka<sup>21)</sup>の結果よりフルード数が変化するとそれに伴い凹部内の水面変動が支配的に決定されることが指摘されているため、流体内部の乱流特性や瞬間渦の特性もフルード数によって支配的に決定されるものと推察される。また、開水路等流における水面変動と流速変動との相関を検討した禰津・中山<sup>22),23)</sup>、中瀬ら<sup>24)</sup>、宮本・下山<sup>25)</sup>による結果からも、水面変動を伴う流れではフルード数が支配的なパラメータであることが理解される。一方、レイノ

ルズ数に関しては、凹部を有する空気流においてレイノルズ数を広範囲に変化させてもほとんど流れの構造に変化が見られないという岡本<sup>1)</sup>の指摘がある。以上より、水面変動によって流速変動が大きな影響を受ける開水路凹部流れでは、水面変動がフルード数によって支配的に決定されているため、瞬間渦に対してもレイノルズ数よりもフルード数の方が支配的なパラメータと考えられる。

本研究は、側壁に凹部を有する開水路乱流において、常流から射流まで系統的にフルード数を変化させて、PIV と超音波波高計を用いて流速・波高を計測し、平均渦および瞬間渦の構造について検討したものである。

## 2. 実験装置および実験条件

本実験で用いた水路は、長さ10m、幅40cm の可変勾配型循環式直線水路である。この水路の左岸側に図-1に示すような重力方向に直角に凹部が設置されている。ここに、 $B_w$  は凹部の奥行き幅、 $L$  は凹部の流下方向長さ、 $H_L$  はレーザーライトシート(LLS)の高さである。水深は場所的に変化するが、ここでは流入部の水深を  $H$  として用いた。座標系としては、流下方向に  $x$  軸を、 $x$  軸と垂直上向きに  $y$  軸を、横断方向に  $z$  軸をとり、 $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向の瞬間流速を  $\bar{u}$ 、 $\bar{v}$ 、 $\bar{w}$ 、変動成分を  $u$ 、 $v$ 、 $w$ 、時間平均流速を  $U$ 、 $V$ 、 $W$  とし、変動成分の RMS 値(乱れ強度)を  $u' \equiv \sqrt{u^2}$ 、 $v' \equiv \sqrt{v^2}$ 、 $w' \equiv \sqrt{w^2}$  とした。

計測は PIV を用いた流速計測と超音波波高計を用いた波高計測である。流速計測には PIV を用い、レーザーライトシートが照射される半水深( $y/H=0.5$ )における流速値が計測される。本 PIV システムは禰津<sup>16)</sup>のものと同様であり、詳細は文献16)を参照されたい。

表-1に実験条件を示す。ここに、 $Fr \equiv U_m / \sqrt{gH}$  は流入フルード数、 $U_m$  は凹部始端における断面平均流速であり、ケース名はフルード数と対応している。本実験が対象とした凹部流れでは流速および水深が局所的に変化するため、フルード数も局所的には様々な値となる。ここでは、フルード数を構成する代表流速および代表スケールとして流入部の諸量を用いており、したがって、流入部のフルード数を代表値として用いた。水路床勾配は凹部より上流部および下流部においてほぼ等流となるように1/2500とした。PIV の計測断面の高さ  $H_L$  は半水深

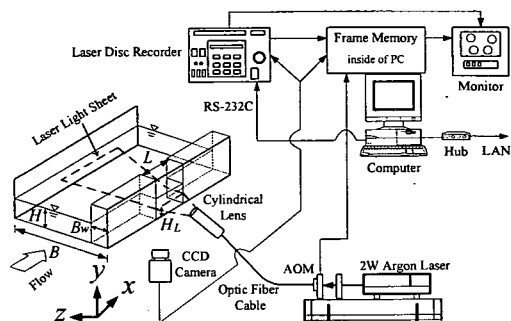


図-1 実験装置図

表-1 水理条件

case	$H$ cm	$B_w$ cm	$L$ cm	$L/B_w$	$U_{max0}$ cm/s	$Fr$
FR02	4.0	4.0	20.0	5.0	13.4	0.2
FR05					33.8	0.5
FR08					55.2	0.8
FR12					82.8	1.2

( $H_L/H=0.5$ )で、測定周波数は30Hz、測定時間は60sであり、1800フレームの撮影を行った。測定断面として半水深( $H_L/H=0.5$ )を選んだ理由は、次の通りである。禰津<sup>18)</sup>は側壁に凹部を有するアスペクト比が5の開水路流を LES を用いてシミュレートした。その結果、鉛直方向に軸をもつ瞬間渦は、そのスケールおよび形状が鉛直方向にランダムであるものの、平均渦は底面近傍および水面近傍を除くと水深方向に一樣であることを示した。これは、瞬間渦のスケールおよび形状が鉛直方向にランダムであるが、こうしたランダム現象が各鉛直断面で生じているため、時間平均すると同様な特性になるからと考えられる。すなわち、水面近傍および底面近傍を除く断面では、瞬間渦の特性がほとんど変化しないものと考えられる。そのため、本研究では、半水深( $H_L/H=0.5$ )を代表断面として選んだ。なお、本実験条件では、流入フルード数が増えるだけでなく、流入レイノルズ数も変化しているが、開水路凹部流れでは水面変動と流速変動との相関が極めて高く、この水面変動にはレイノルズ数よりもフルード数の方が支配的に影響を与えること<sup>12),13),21)</sup>、また、岡本<sup>1)</sup>による空気流の結果からレイノルズ数を広範囲に変化させても、流れの特性がほとんど変化しないという結果から、レイノルズ数による影響は微小であると仮定した。そのため、本実験で得られた各ケース間での差違は流入フルード数による影響と解釈される。

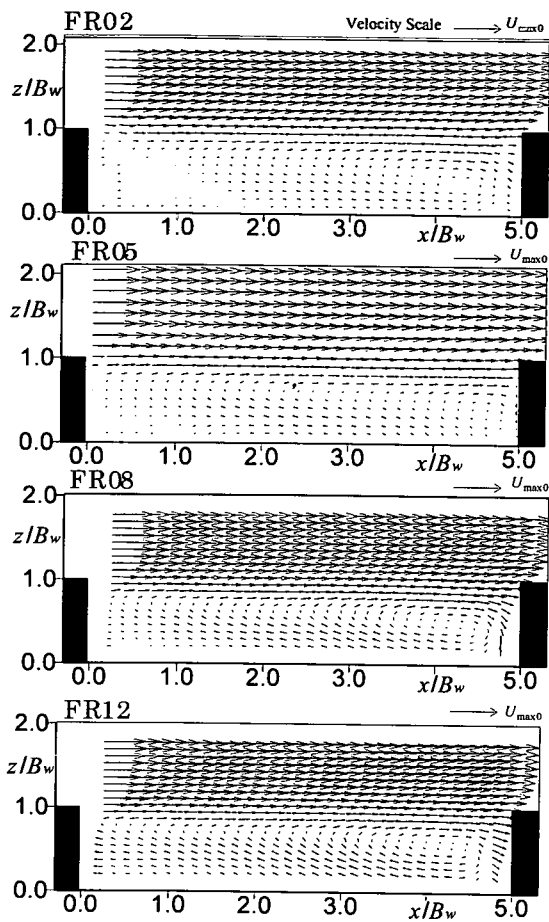


図-2 時間平均流速ベクトル

### 3. 実験結果および考察

#### (1) 平均流速場

図-2は  $x-z$  平面における時間平均された流速ベクトル ( $U, W$ ) を示したもので、流入断面 ( $x/B_w = 0$ ) における最大流速  $U_{max0}$  で無次元化されている。いずれのケースにおいても凹部内の比較的下流域において、時計回りの大規模な循環渦が形成されていることがわかる。これらの平均渦の横断方向スケールは凹部奥行き  $B_w$  程度で流下方向スケールはそれより大きい。こうした平均渦のパターンは流入フルード数が増加してもほとんど変わらないが、その強度は流入フルード数の増加に伴い増加している。特に循環渦によるリターンフローの強度が増加していることが注目される。

平均流速場の流下方向変化をより詳細に検討するために、主流速の横断方向分布において、最大流速点からその半値を示す点までの距離、すなわち半値

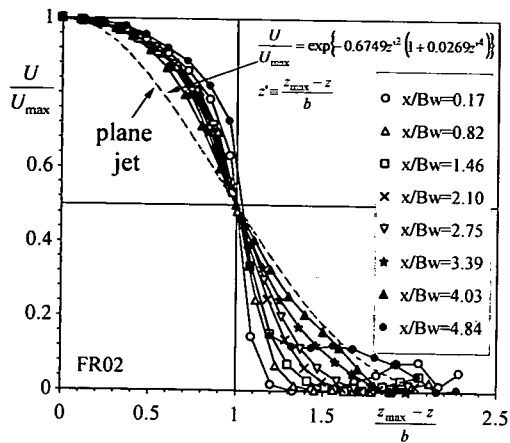


図-3 半値幅で無次元化された主流速分布

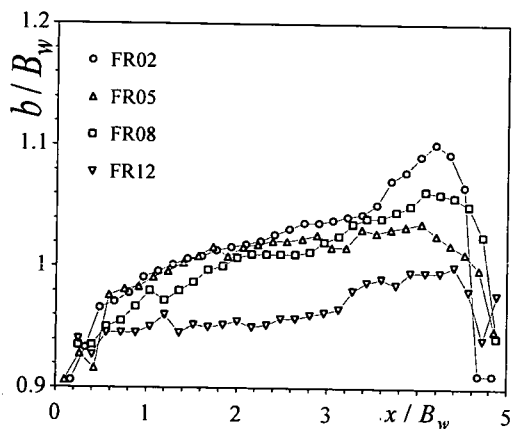


図-4 半値幅の流下方向変化

幅  $b$  を求め、その流下方向変化を示したものが図-3 である。  $U_{max}$  は各流下方向断面における最大流速で、  $z_{max}$  はその  $z$  座標である。図中に示した式は Bradbury<sup>26)</sup> が提案した二次元平面噴流における流速分布の実験式である。本実験結果と二次元平面噴流の結果を比較することで、開水路凹部流れにおける流れの発達状態が確認できる。

$$\frac{U}{U_{max}} = \exp\{-0.6749z'^2(1+0.0269z'^4)\} \quad (1)$$

$$z' \equiv \frac{z_{max} - z}{b} \quad (2)$$

本実験結果は凹部に流入した直後は速度勾配が急であり、それが流下に伴って徐々に緩和されていき、式(1)に近づいていく。しかし、式(1)に完全に一致することなく再び速度勾配が急となり、式(1)から離れる。こうした結果は他のケースについても同様であった。したがって、平衡な噴流的な流れに達するほど凹部の流下方向長さが短いことを示し、噴流の理論が適用できないことを意味する。ただし、半値

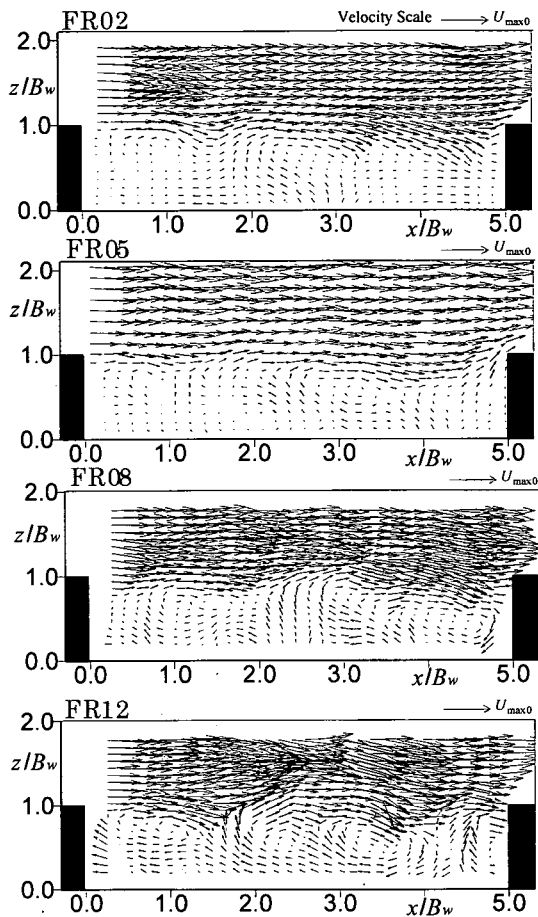


図-5 瞬間流速ベクトル

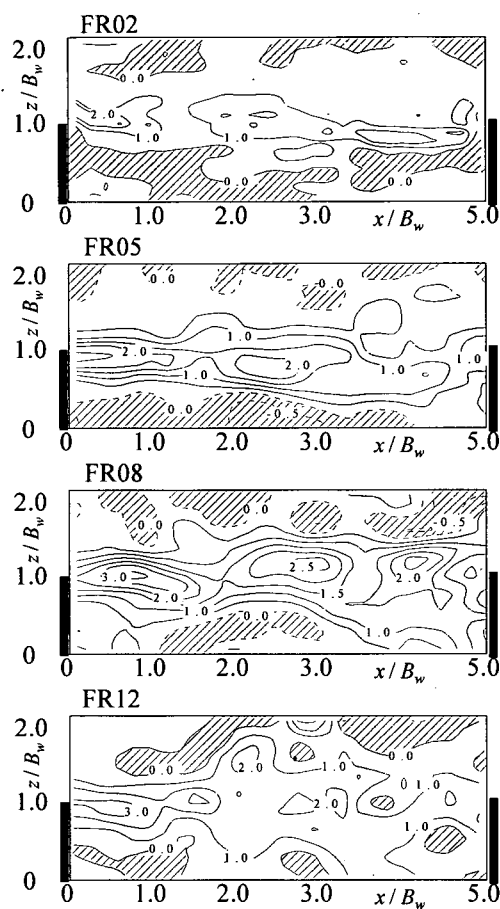


図-6 渦度の瞬間値

幅  $b$  の挙動はせん断層の発達を示す指標になるため、図-4にその流下方向変化を示す。二次元噴流の場合、発達領域において半値幅  $b$  は線形的に増加する。本実験結果においても凹部に流入した後の  $x/B_w = 0.5$  以降で線形的な発達過程が観察される。しかし、 $x/B_w = 3.5$  付近から急増した後、急激に減少しており、複雑な挙動を示している。これは、流れが凹部下流壁に衝突する影響によるものである。また、流入フルード数の相違による半値幅の値に着目すると、同一位置の断面においては流入フルード数の増加に伴い半値幅が減少している。これは、せん断層の横断方向長さスケールが流入フルード数の増加と共に減少することを意味する。また、ここで述べたせん断層は時間平均することで得られたものであることに留意されたい。

## (2) 瞬間流速場

図-5に  $U_{max0}$  で無次元化された各ケースの瞬間流速ベクトルの例を示す。いずれのケースにおいても主流が凹部流入断面 ( $x/B_w = 0$ ) を通過した後に凹部

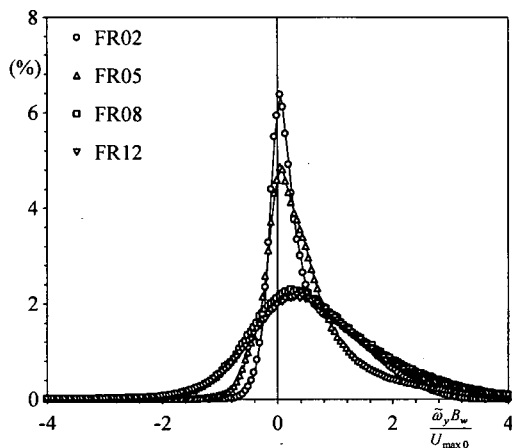


図-7 無次元渦度の頻度分布

内に瞬間渦が発生している。この瞬間渦によって、境界部 ( $z/B_w = 1.0$ ) からかなり離れた主流域にも影響が及んでいることや瞬間渦によって凹部と主流との間で水交換がなされていることも確認できる。このようなアスペクト比が5における凹部流れの非定常

的な流況は、既往の研究<sup>16)18)</sup>とほぼ同様である。次にケース間比較を行う。ケース FR02では流下方向スケールが  $x/B_w=1.0\sim 1.5$  程度の瞬間渦が3つ程度観察される。一方、ケース FR12では流下方向スケールが  $x/B_w=0.8\sim 1.0$  程度の瞬間渦が3ないしは4つ程度観察される。すなわち、瞬間渦スケールは流入フルード数の増加に伴い減少するといえる。また、その結果として凹部に存在する瞬間渦の個数が流入フルード数の増加に伴い増えていると理解される。また、凹部から遠い主流部に着目すると、流入フルード数の増加に伴い瞬間的な横断方向成分が増加することが観察される。しかし、これらの瞬間値を時間平均すると、図-2に見られたようにほぼゼロとなる。したがって、流入フルード数が増加すると瞬間的には流速変動が大きくなるものの、時間平均としてとらえたせん断層の領域は小さくなるといえる。

図-6に図-5の瞬間流速ベクトル群に対応する瞬間渦度  $\tilde{\omega}_y B_w / U_{max0}$  を示す。

$$\tilde{\omega}_y \equiv \frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} \quad (3)$$

全ケースにおいて凹部流入断面 ( $x/B_w=0$ ) の境界部 ( $z/B_w=1.0$ ) 付近で極大値が発生している。これには式(3)の右辺第1項が主に寄与している。この極大領域よりも下流域において周期的な極大領域の存在が認められる。これは瞬間渦に対応したものである。また、これらの極大あるいは極小の値は流入フルード数の増加に伴い増加しているため、流入フルード数の増加に伴い瞬間渦の強度が増加すると判断される。そこで、計測された全計測点 (600点) および全計測フレーム (1800フレーム) について無次元瞬間渦度を算出し、 $\tilde{\omega}_y B_w / U_{max0}$  を0.5刻みで分類して横軸とし、母数に対する割合を縦軸とした頻度分布を図-7に示す。流入フルード数の増加に伴い渦度が正・負の広い範囲にわたって分布している。また、その最頻値は正の値を示しており、流入フルード数の増加に伴い大きくなる。これは、図-5において、時計回りの瞬間渦の方が反時計回りの瞬間渦よりも多く存在することおよびこの傾向が流入フルード数の増加に伴い顕著となることを意味している。

次に、図-5の瞬間に対応する発散値  $\psi_y B_w / U_{max0}$  を連続式から算出し、図-8に示す。

$$\tilde{\psi}_y \equiv \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} = - \left( \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} \right) \quad (4)$$

一般に、発散が正および負の時は、それぞれ上昇流と下降流が存在することを示唆している。流入フルード数が小さい場合は上昇流と下降流の間隔が広いが、流入フルード数が大きくなるとその間隔が密と

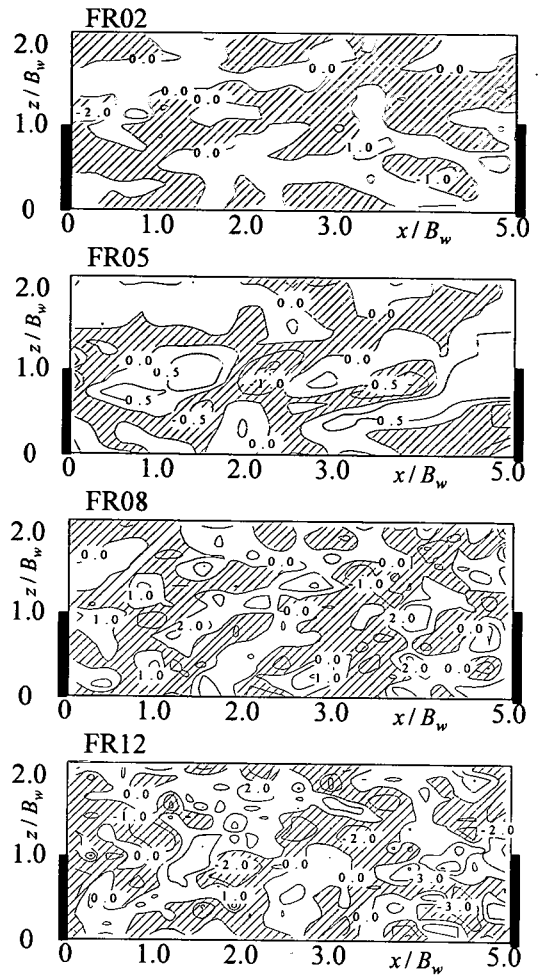


図-8 発散の瞬間値の分布

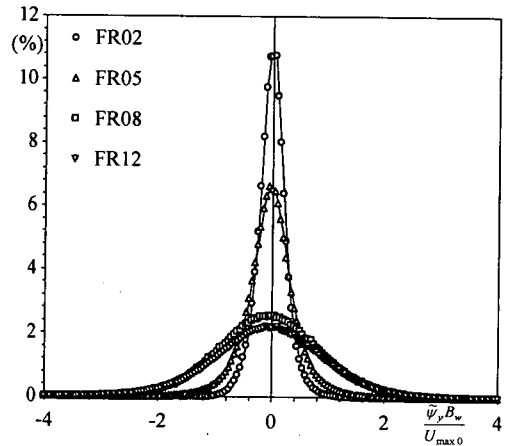


図-9 無次元発散の頻度分布

なることおよびその絶対値が増加することが観察される。これは、瞬間渦のスケールが小さくなることおよび瞬間渦の強度が強くなることを表している。

無次元渦度の頻度分布を算出した方法と同様にして、無次元発散の頻度分布を算出し、図-9に示す。流入フルード数の増加に伴いその分布範囲が広がっている様子は渦度分布と同様であるが、その平均値はほぼゼロである。よって、時間平均の鉛直方向流速がほとんどないことを意味し、時間平均の流れ場は鉛直方向の変化が微小で2次元的であることを示唆している。しかし、瞬間的には発散は局所的に様々な値をとっているため、瞬間的には上昇および下降流が発生しており極めて3次元的な流れである。

### (3) 乱れ強度分布

図-10に流入断面における最大主流速  $U_{max0}$  で無次元化された横断方向の乱れ強度  $w'$  の分布を示す。いずれのケースにおいても凹部に流入した直後は境界部付近のみ値が大きくなっているが、流下に伴い最大値が増加し、また、乱れ強度が大きな値を示す領域が横断方向に広がっている様子が観察される。この横断幅は流入フルード数の増加に伴い若干増加する。この結果は平均流に関するせん断層の横断スケールが流入フルード数の増加に伴い減少するという図-4の結果と相違するようである。これは、図-5に示したように、フルード数の増加に伴い瞬間渦の強度や変動が増すので横断方向への運動量輸送が強くなるためにと考えられ、次節でさらに検討する。

### (4) 条件付きレイノルズ応力

流下方向および横断方向の流速変動成分 ( $u$ ,  $w$ ) をそれぞれ横軸および縦軸にとり、四象限区分する。このとき第2, 第4象限に発生するレイノルズ応力を条件付き平均すると次式の  $RS2$ ,  $RS4$  が算出される<sup>27)</sup>。

$$RS2 \equiv \frac{1}{T} \int_0^T (-u(t) \cdot v(t) \cdot I) dt$$

if  $u < 0$  and  $w > 0$  then  $I = 1$  else  $I = 0$  (5)

$$RS4 \equiv \frac{1}{T} \int_0^T (-u(t) \cdot v(t) \cdot I) dt$$

if  $u > 0$  and  $w < 0$  then  $I = 1$  else  $I = 0$  (6)

Muto *et al.*<sup>15)</sup>は側壁に凹部を有するアスペクト比が1および3の開水路流れにおいて、 $RS2$ と $RS4$ の定量的比較を行った結果、両者とも $RS2$ よりも $RS4$ の方が値が大きく、主流と凹部との間の運動量交換に寄与していることを示した。しかし、固定された幾何学条件において、流入条件を変化させた場合の検討は行っていない。図-11に $U_{max0}$ で無次元化された条件付きレイノルズ応力  $RS2/U_{max0}^2$  および  $RS4/U_{max0}^2$  の分布を示す。両者とも境界部付近に

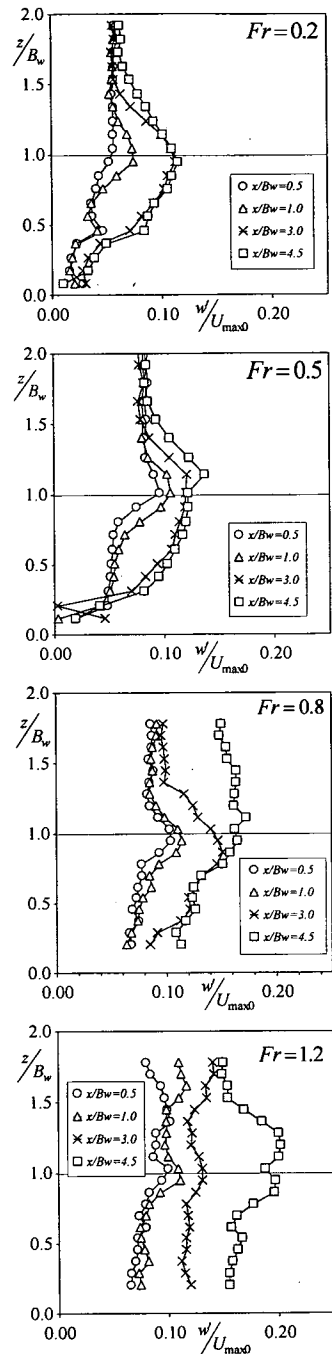


図-10 横断方向の乱れ強度分布

極大値があることおよびその値が流入フルード数の増加と共に大きくなっていることがわかる。すなわち、流入フルード数が増加すると凹部と主流との運動量交換が盛んになることが理解できる。さらに詳細に観察すると、 $x/B_w = 3.5 \sim 4.0$ の境界部付近では $RS2$ よりも $RS4$ の寄与が大きいことがわかる。これ

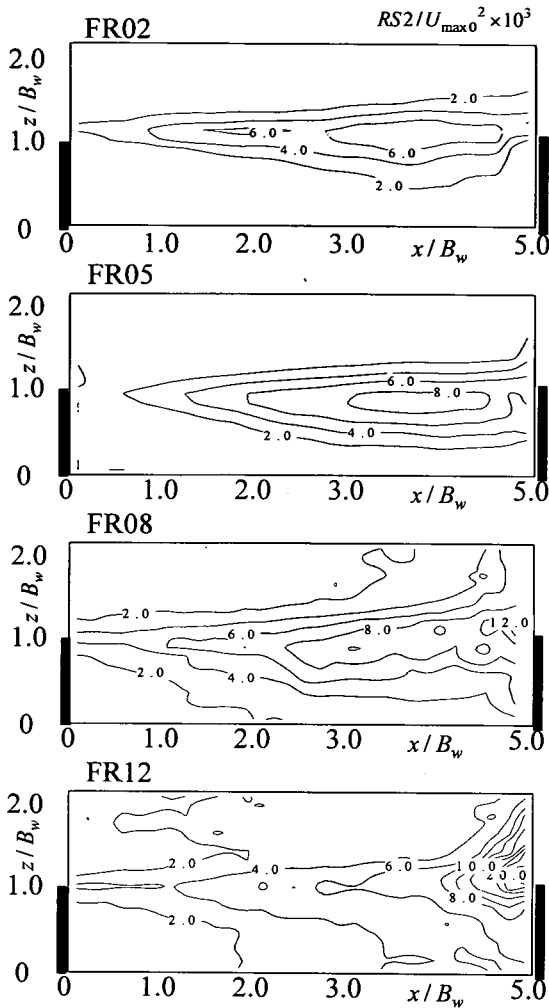


図-11(a) 条件付きレイノルズ応力 RS2

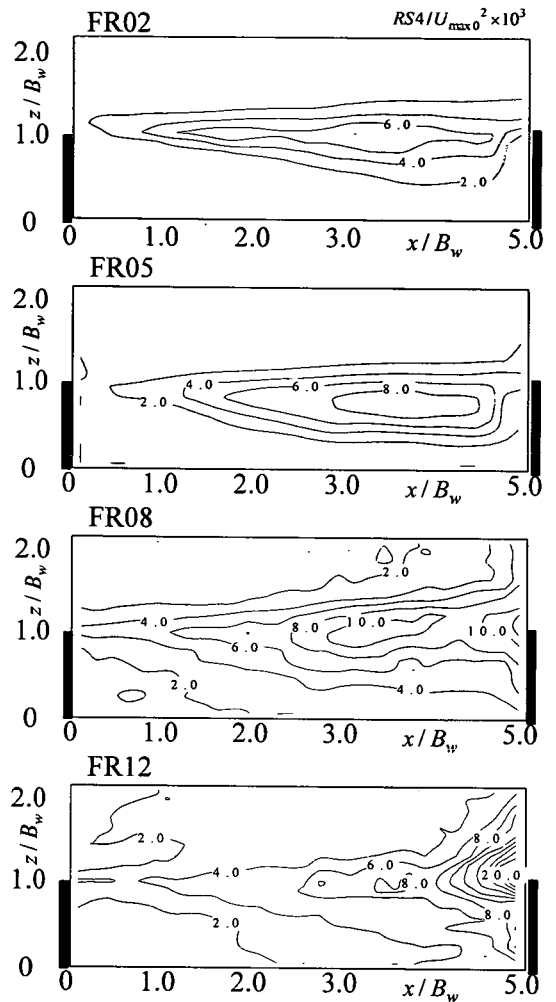


図-11(b) 条件付きレイノルズ応力 RS4

は Muto *et al.*<sup>15)</sup>の結果と一致する。また、この領域における値が流入フルード数の増加に伴い増加している。ただし、ケース FR02から FR05にかけては微増であるが、ケース FR08および FR12では急増しており、今後これらの条件を補完する実験を行う必要がある。この領域は図-2で示されたように、大規模な平均渦によるリターンフローが主流に衝突する領域に相当する。これは、リターンフローが主流に衝突する際に、移流だけでなく乱流拡散効果によっても凹部から主流へと運動量が輸送されていることを示し、この特性が流入フルード数の増加に伴い顕著となることがわかる。

#### (5) 水面変動特性

図-12に境界部( $z/B_w = 1.0$ )で得られた水面変動強度の RMS 値  $H'$  の流下方向変化を示す。いずれのケ

ースにおいても流下に伴い  $H'/H$  の値が増加している。また、大半のケースにおいて  $x/B_w > 3.5$  の領域では  $H'/H$  の増加傾向が顕著となっている。図-4の半値幅  $b$  の変化傾向もこの領域で異なる傾向を示していることから、アスペクト比が5の凹部流れでは、速度場だけでなく水面変化特性も  $x/B_w > 3.5$  において凹部下流壁の影響を受けるといえる。木村ら<sup>12),13)</sup>は側壁に凹部を有するアスペクト比が1.5の流れを取り上げ、フルード数を常流内で系統的に変化させた実験を行い、水面変動強度はフルード数が0.4付近で極小値、0.3付近で極大値をとることを指摘し、水面変動がセイシュによって決められていることを明らかにした。本実験ではセイシュは観察されなかった。これは、アスペクト比が異なることによると推測される。

図-13に境界部における水面変動のスペクトルを



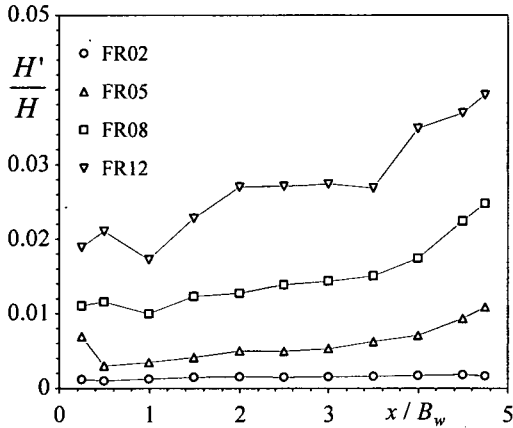


図-12 水面変動強度の流下方向変化

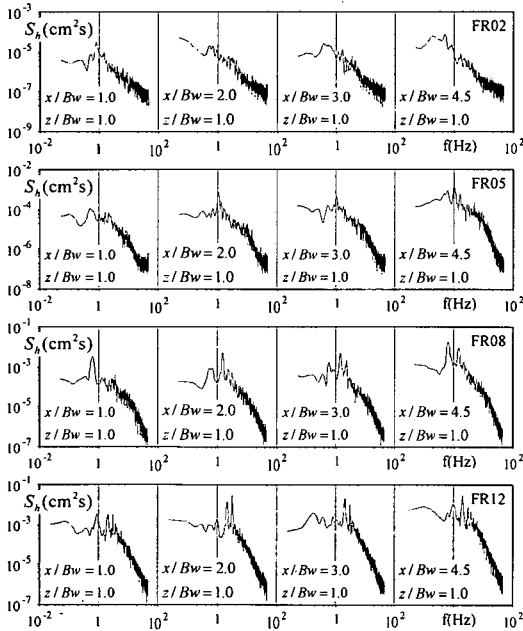


図-13 水面変動のスペクトル

示す。ケース FR02ではピーク部はあまり突出していないが、その他のケースでは卓越周波数が検出されている。この卓越周波数は流下方向に若干変化しているものの大幅な変化はみられない。そこでそれぞれのケースにおいて卓越周波数の平均値  $f_p$  を求め、ストローハル数  $St$  を次式で算出した。

$$St \equiv \frac{f_p \cdot B_w}{U_{\max 0}} \quad (7)$$

図-14に流入フルード数に対するストローハル数  $St$  の変化を示す。同図には鉛直下向きに凹部を有する開水路キャビティー流れで得られた瀬津ら<sup>4)</sup>および

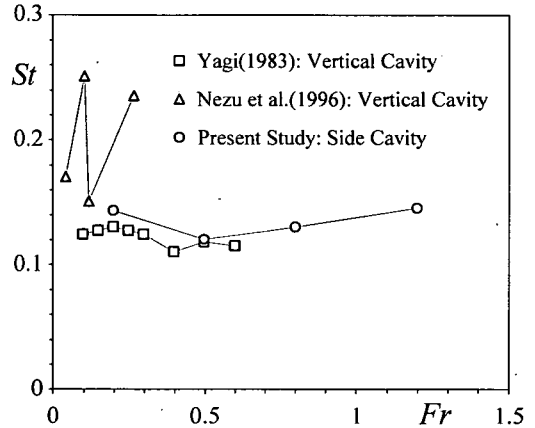


図-14 ストローハル数と流入フルード数の関係

八木<sup>7)</sup>の結果も併示した。いずれのケースにおいても流入フルード数の変化に対してストローハル数の系統的な変化はみられない。八木<sup>7)</sup>はレイノルズ数に対するストローハル数の変化も調べた結果、鉛直下向きに凹部を有する流れでは、ストローハル数はフルード数だけでなく、レイノルズ数の影響を受けないことを示した。また、一様流中の円柱におけるストローハル数はレイノルズ数の影響を受けずほぼ0.2の一定値となることが知られており、ストローハル数は水理条件によらず一定であると考えられる。本実験では  $St \approx 0.14$  となった。

#### (6) 時空間相関解析による組織構造の検討

横断方向流速変動の時空間相関係数は、次式で定義される。

$$C_{ww}(x, y, \Delta x, \Delta z, \tau) = \frac{w(x, z, t) \cdot w(x + \Delta x, z + \Delta z, t + \tau)}{w(x, z) \cdot w(x + \Delta x, z + \Delta z)} \quad (8)$$

ここに、 $x, z$  は任意に決めた固定点の座標、 $\Delta x, \Delta z$  は固定点からの距離、 $\tau$  は遅れ時間を示す。図-15は固定点を  $x = B_w, z = B_w$  としたときの境界部における時空間相関係数を示したものである。相関係数のピークが遅れ時間の進捗とともに流下方向に移動している様子が観察される。各ケースにおいて、ピーク値が同じ距離だけ流下した分布に着目すると、流入フルード数の増加に伴ってピーク値が減少しているといえる。これは高フルード数の場合、瞬間渦が急速に周囲流体と混合することで乱れ特性が急激に変化することを表している。

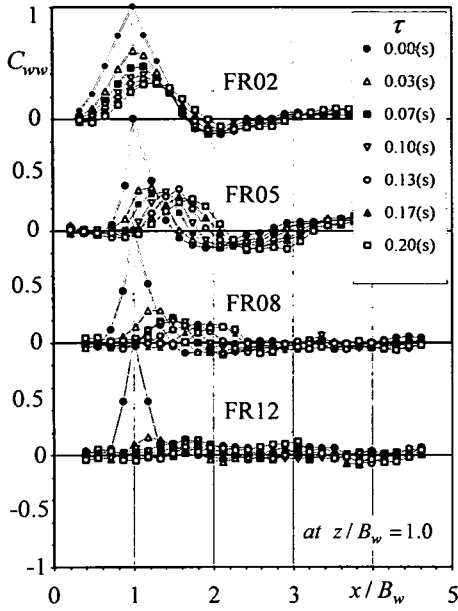


図-15 境界線上での時空間相関係数

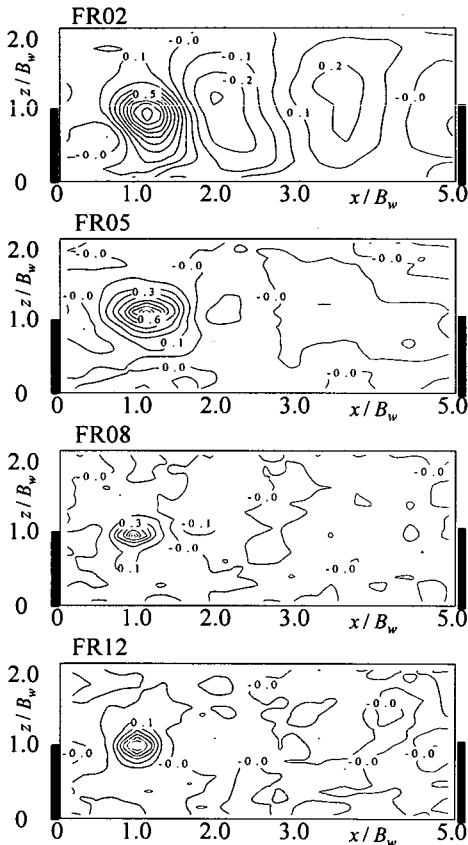


図-16 空間相関係数

図-16に遅れ時間 $\tau$ をゼロとしたときの空間相関を示す。固定点は図-15と同一である。流入フルー

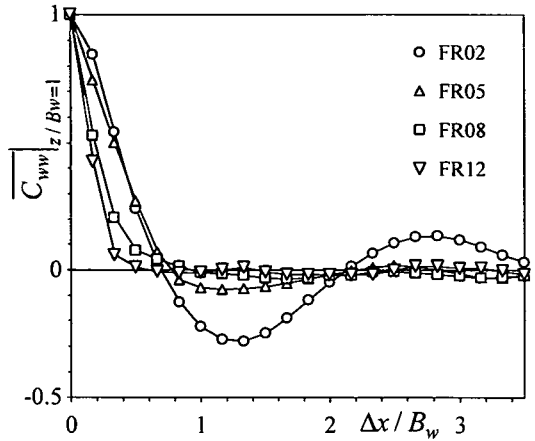


図-17 境界部における空間平均相関

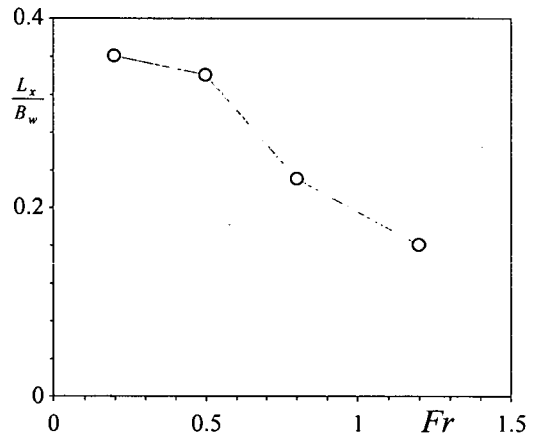


図-18 フルード数に対する渦径の変化

ド数が小さい場合、固定点からある程度離れた領域でも高い相関値を有しているのに対し、流入フルード数が高い場合、固定点から離れるにつれて相関値は急減している。これは瞬間渦の乱れ特性が移流に伴い急激に変化することを意味している。図-16は固定点を $x=B_w, z=B_w$ とした場合であるが、固定点の $x$ 座標を移動させても渦のマクロスケールはあまり変化しなかった。そこで、固定点を境界線上( $z/B_w=1.0$ )で流下方向に移動させ、 $(L-\Delta x)$ 間の平均値をとる。

$$\overline{C_{wvw}}|_{z/B_w=1}(\Delta x) \equiv \frac{1}{L-\Delta x} \int_0^{L-\Delta x} C_{wvw}(x, z=B_w, \Delta x, \Delta z=0) dx \quad (9)$$

図-17に相関移動距離 $\Delta x/B_w$ に対する $\overline{C_{wvw}}|_{z/B_w=1.0}(\Delta x)$ の変化を示す。空間平均された相関値が移動距離 $\Delta x$ の増加に伴って減少すること、およびその減少傾向が流入フルード数が増加すると顕

著となることが認められる。そこで、次式より瞬間渦の長さスケールを評価する。

$$L_x = \int_0^{\infty} \overline{C_{ww}} \Big|_{z/B_w=1} (x) dx \quad (10)$$

図-18に  $B_w$  で無次元化された瞬間渦の長さスケール  $L_x$  と流入フルード数  $Fr$  との関係を示した。なお、式(10)の実際の計算では  $\overline{C_{ww}} \Big|_{z/B_w=1.0}$  が正から負に転じたところで積分を打ち切った。流入フルード数の増加に伴い  $L_x/B_w$  が減少することが明確に確認でき、瞬間渦のスケールが流入フルード数の減少関数であることが定量的に解明された。

#### 4. おわりに

側壁に凹部を有する開水路乱流において、流入フルード数を常流から射流まで変化させ、そこに発生する瞬間渦の挙動を PIV を用いて計測すると共に、超音波波高計を用いて水面変動を計測した。その結果以下のような結論が得られた。

- (1) 時間平均された平均渦のスケールとパターンは流入フルード数が変化してもほとんど変わらないが、平均渦によるリターンフローの強度は増加する。
- (2) 流入フルード数の増加に伴い瞬間渦のスケールは減少するが、強度は増加する。よって、流入フルード数が増加すると、乱れ諸量も増加する。一方で、瞬間的な流れ場を時間平均して算出されるせん断層の横断スケールは流入フルード数の増加に伴い減少する。
- (3) 流入フルード数が増加すると瞬間渦の強度が増し、流体混合が激しくなるため、瞬間渦の変動が維持されず、移流に伴い変動特性が急激に変化する。
- (4) 瞬間渦のストローハル数は水理条件によらずほぼ一定の0.14であり、この特性は鉛直下向きに凹部を有する開水路キャビティー流れと同程度である。

#### 参考文献

- 1) 岡本史紀, 水谷靖之, 山崎琢哉: 二次元矩形くぼみ内の流れ, 日本機械学会論文集(B編), 第68巻, pp.384-392, 2002.
- 2) Knisely, C. and Rockwell, D.: Self-sustained low-frequency components in an impinging shear layer, *J. Fluid Mech.*, Vol.16, pp.157-186, 1982.
- 3) 藤田一郎, 神田通, 門脇正夫, 森田卓光: 開水路凹部流れのPIVおよびLESによる乱流解析, 土木学会論文集, No.539/II-35, pp.79-88, 1996.

- 4) 禰津家久, 門田章宏, 高津昌夫, 井上憲: 開水路キャビティーせん断層の乱流構造と組織渦の発生機構, 水工学論文集, 第40巻, pp.761-766, 1996.
- 5) 禰津家久, 山本義暢: 開水路キャビティー流れの乱流構造に関する研究, 土木学会論文集, No.614/II-46, pp.51-63, 1999.
- 6) 禰津家久, 山本義暢: DNSを用いた開水路キャビティー流れの乱れの生成機構とその輸送過程の解析, 水工学論文集, 第43巻, pp.377-382, 1999.
- 7) 八木俊策: 凹部界面における渦の発生・成長と水質交換, 第27回水理講演会論文集, pp.813-818, 1983.
- 8) 神田徹, 宮本仁志, 榎野渉: 開水路凹部のせん断混合層における乱流構造のウェーブレット解析, 土木学会論文集, No.656/II-52, pp.121-133, 2000.
- 9) 宮本仁志, 神田徹, 大江和正: 画像解析による水面変動・流速の同時計測法と開水路凹部流れへの適用, 水工学論文集, 第45巻, pp.511-516, 2001.
- 10) 宮本仁志, 神田徹, 大江和正, 下山顕治: 水面・流速の同時画像計測法の開発と水面変動を伴う開水路凹部流れの解析, 土木学会論文集, No.726/II-62, pp.41-53, 2003.
- 11) Jalil, M.A., Kawahara, Y., Tamai, N. and Kan, K.: Experimental investigation of flow in embayment, 水工学論文集, 第37巻, pp.503-508, 1993.
- 12) 木村一郎, 細田尚, 友近文志: 開水路流れ混合層におけるせん断不安定波動の空間的増幅特性, 土木学会論文集, No.509/II-30, pp.99-109, 1995.
- 13) 木村一郎, 細田尚, 安永良, 村本嘉雄: 開水路流れ死水域周辺の水面振動・流体混合特性, 水工学論文集, 第41巻, pp.711-716, 1997.
- 14) 池田駿介, 吉池智明, 杉本高: 不透過水制群を有する流れの構造に関する実験的研究, 水工学論文集, 第43巻, pp.281-286, 1999.
- 15) Muto, Y., Imamoto, H. and Ishigaki, T.: Velocity measurements in a straight open channel with a rectangular embayment, *Proc. of 12th Congress of APD-IAHR*, pp.353-362, 2000.
- 16) 禰津家久, 鬼束幸樹, 池谷和哉: PIVを用いた開水路凹部流れにおける水平渦構造の解析, 土木学会論文集, No. /II-55, pp.53-61, 2001.
- 17) 禰津家久, 鬼束幸樹, 高橋俊介: 開水路わんどモデル内の乱流特性と組織渦, 土木学会論文集, No.684/II-56, pp.11-20, 2001.
- 18) 禰津家久, 鬼束幸樹, 矢野勝士: 側壁に凹部を有する開水路流れのLES解析, 水工学論文集, 第46巻, pp.403-408, 2002.
- 19) 中川研造, 河原能久, 玉井信行: ワンド内の流れの水理特性に関する実験的研究, 水工学論文集, 第39巻, pp.595-600, 1995.
- 20) 河原能久, 中川研造, M.A. Jalil: 人工わんど内の流れ場の2次元数値解析, 第7回数値流体シンポジウム講演

- 論文集, pp.363-366, 1993.
- 21) Nezu, I. and Onitsuka, K.: PIV measurements of side-cavity open-channel flows. *J. of Visualization*, The Visualization Society of Japan, Vol.5, No.1, pp.77-84, 2002.
- 22) 瀬津家久, 中山忠暢: 自由水面近傍の乱流構造と水面変動との関連性に関する研究, 土木学会論文集, No.593/II-43, pp.69-78, 1998.
- 23) 瀬津家久, 中山忠暢: 自由水面近傍における組織渦の時空間相関構造に関する研究, 土木学会論文集, No.586/II-42, pp.51-60, 1998.
- 24) 中瀬幸典, 横嶋哲, 中山昭彦, 藤田一郎: 超音波変位計およびレーザー変位計による開水路乱流の水面変動計測, 日本流体力学会年会2000講演論文集, pp.243-244, 2000.
- 25) 宮本仁志, 下山顕治: 開水路流れにおける水面変動と乱れの空間相関構造, 水工学論文集, 第47巻, pp.439-444, 2003.
- 26) Bradbury, L.J.S.: The structure of a self-preserving turbulent plane jet, *J. Fluid Mech.*, Vol.23, pp.31-51, 1965.
- 27) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.

(2002. 6. 12 受付)

## EFFECTS OF FROUDE NUMBERS ON COHERENT STRUCTURES IN SIDE-CAVITY OPEN-CHANNEL FLOWS

Iehisa NEZU, Kouki ONITSUKA, Shunsuke TAKAHASHI and Masashi YANO

Two-component velocities in side-cavity open-channel flows, in which the Froude number was changed systematically from subcritical to supercritical flows, were measured with a PIV (Particle Image Velocimetry). Further, the water-surface fluctuations were measured by three sets of supersonic wave gauges. It was found that the time-averaged velocity fields are similar to each other, irrespective of the Froude number. However, the spanwise length of the mean shear layer decreases with an increase of the Froude number. The length scale of the instantaneous horizontal vortex decreases with Froude number. However, the strength of the rotation speed of the instantaneous vortices increases with the Froude number. In contrast, the Strouhal number of the coherent horizontal vortices is not affected significantly by the Froude number in both the vertical-cavity and side-cavity open-channel flows.