

# 上流側に配置されたワンドが 下流側ワンド周辺の乱流構造に及ぼす影響

禰津家久<sup>1</sup>・矢野勝士<sup>2</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>学生会員 修(工) 京都大学大学院博士後期課程 社会基盤工学専攻(同上)

流下方向にワンド模型を2つ配置した開水路流れにおいて、上流ワンドのアスペクト比および上流ワンドと下流ワンドとの設置間隔を系統的に変化させた12ケースと単体ワンドの全13ケースを対象に実験を行った。計測機器はPIVを使用し、計測対象は下流ワンドとした。その結果、上流ワンドのアスペクト比が大きくワンド設置間隔が小さいほど主流部での時間平均流速分布は主流側へ流向が変化し、境界部付近で発生する内部せん断層の位置が変化することが明らかとなった。また、乱れ特性量の絶対値は増加し、乱流混合が活発に行われていることもわかった。さらに、ワンド周辺での組織構造についてウェーブレット変換を用いて、流れ構造を3つの周波数帯に分割解析した。これより上流ワンドのアスペクト比と設置間隔を変化させると、組織渦の軌跡はかなり変化することが明らかとなった。

**Key Words:** hydraulic groins, PIV, turbulent structure, coherent vortex, wavelet transform, open-channel-flows

## 1. はじめに

近年、環境に対する地域住民の意識が高まり、公共事業を行う上でも環境を考慮した計画が推進されている。

河川事業もその例外ではなく、豊かな生態系を保全することが重要視されている。その方法の一つとして人工ワンドが挙げられる。ワンドとは河川側岸に凹部を設けた水理構造物であり、例えば淀川の城北ワンド群や木曽川のワンド群における現地観測から、河川の生態系に良好な水域環境を提供していると報告されている<sup>1)</sup>。しかし、ワンドに関する水理学的基礎データは十分でなく、これに関する合理的な水工設計は手探り状態といっても過言ではない。

ワンドを最も単純なモデルで表すと、側岸に長方形の凹部を有する開水路流れとなる。こうした流れ場についての研究はこれまでにいくつか行われている。例えば、池田ら<sup>2)</sup>は凹部のアスペクト比(凹部の流下方向長さ/凹部の横断方向長さ)を系統的に変化させた流れに関して電磁流速計を用いて計測し、運動量交換率および質量交換率を求めている。Muto *et al.*<sup>3)</sup>はアスペクト比が1および3の流れを電磁流速計およびレーザー流速計を用いて計測し、凹部と主流との間の瞬間的な運動量交換について実験的に検討を行っている。木村ら<sup>4)</sup>は、ワンド周辺の浮遊砂輸送・堆積過程について水理実験と数値解析により検討を行い、堆積過程は4パターンに分類できるとした。さらにその堆積パターンは主流の摩擦速度と沈降速度の比および主流のフルード数に依存することを示している。

中川ら<sup>5)</sup>は凹部のアスペクト比、境界面における仕切板の張り出し長さおよび植生が凹部周辺に与える影響を解明するために、流れの可視化実験を行った。さらに、電磁流速計による点計測も行い、組織渦の周期を算出して、目視によるものと一致することを述べている。また、禰津ら<sup>6)</sup>およびOnitsuka *et al.*<sup>7)</sup>は凹部のアスペクト比や開口部形状を変化させたときの乱流特性と組織渦構造を解明するために、レーザー流速計とPIVを用いた実験的研究を行った。彼らはアスペクト比の変化によって乱流構造が大きく変化し、組織渦構造やせん断不安定に関する特性も変化することを解明し、開水路側岸凹部における渦モデルを提案した。神田ら<sup>8)</sup>はPIV法により得られた鉛直凹部(ステップ剥離流)の瞬間流速に対して、近年工学的応用が期待されているウェーブレット変換を行い、キャビティー周辺でみられる組織渦構造に関して周波数分割を行った。この結果、このようなウェーブレット手法が様々な乱流解析に有効である可能性を示した。

以上のように、ワンド流れに関してはこれまで多くの研究が行われている。しかし、上流側に設置されたワンド周辺の流れや攪乱が下流側のワンド周辺の乱れに及ぼす影響については不明な点が多い。また、施工当初のワンドはアスペクト比が2のものが多く、土砂堆積等によるワンド形状の経年変化により現在見られるアスペクト比は様々に変化している<sup>1)</sup>。また、藤田<sup>9)</sup>による実河川における連続水制周辺の流況特性から、主流の流向が変化すればワンド内部での流れ構造も顕著に変化することが解明されている。一方で、禰津ら<sup>6)</sup>はアスペクト比が増加すれば下流端での水はね効果が顕著になり平均流速の

流向が変化すると指摘している。こうした知見から、2つのワンドを流下方向に設置し、上流側のワンド流れや攪乱が下流側のワンド周辺の乱流構造にいかに関与するかを検討することは水工学上重要であると考えられる。

そこで著者らは前報<sup>10)</sup>で、2つのワンドを設置して水理実験を行い、下流ワンド周辺の平均流速分布特性および質量・運動量交換特性をまず解明した。さらに、乱れ強度やレイノルズ応力分布などの乱れ特性を段落ち流れ(ステップ剥離流)と比較して、上流ワンドの影響を検討した。また、ウェーブレット変換を行い、各周波数帯での乱流構造に関して詳細に考察するものである。

## 2. 実験装置および実験条件

本研究で用いた実験水路は、図-1に示すような全長10m、幅40cm、高さ50cmの可変勾配型循環式水路である。この水路は底面および側面が光学ガラス製となっており、下方あるいは側方からのPIV計測が可能な設計となっている。流量制御は、コンピュータによって制御される電磁流量計とインバータ・モーターの回転数を同期・制御することによって行った。

ワンド模型は水路右岸側に配置した。図-1に示すように、 $L_u$ と $L_d$ は上流および下流ワンドの流下方向長さであり、 $\alpha_u \equiv L_u/B_w$ と $\alpha_d \equiv L_d/B_w$ は上流および下流ワンドのアスペクト比、 $L$ はワンド設置間隔を示している。また、無次元ワンド設置間隔は $\beta \equiv L/B_w$ と定義した。ここで、 $B_w$ はワンド横断方向長さ、 $H$ は時間平均水深である(図-1参照)。なお、凹部設置区域は水路上流端から7m下流の地点として、流速計測は下流側に設置したワンド周辺を対象としている。

座標系は流下方向に $x$ 軸、水深方向に $y$ 軸、横断方向に $z$ 軸を設定し、ワンド内部上流端を $x=0$ 、河床を $y=0$ 、ワンド内部側壁を $z=0$ とした。それぞれの座標軸方向の時間平均流速は $U, V, W$ 、その変動成分は $u(t), v(t), w(t)$ と定義した。流速変動成分のRMS値すなわち乱れ強度をそれぞれ $u', v', w'$ と定義した。たとえば、 $u' \equiv \sqrt{u'^2}$ である。

流速計測には、PIVシステム(Kanomax社製)を用いた。PIV計測に関して、粒径 $100\mu\text{m}$ のナイロン12粒子をエタノールに浸した中立浮遊粒子をトレーサーとして用いた。図に示すように2Wアルゴンイオンレーザーを光ケーブル経由でシリンダリカルレンズにより厚さ2mmのレーザーライトシート(LLS)に変換し、開水路水平断面に照射し、水路下方からCCDカメラ(512×480画素)で撮影する $U-W$ 計測を行った。こうして得られた可視化画像から相互相関法を用いて瞬間流速を計測した。サンプリング周波数は30Hzであり、計測時間は70秒間とした。これらの手法は瀬津ら<sup>9)</sup>と同様である。また、彼らは水平断面

の計測位置を鉛直方向に変化させ、流れ場の三次元性について検討している。これによれば、水平方向の流れ場は鉛直方向の計測位置に対して大きな変化は見られないことがわかった<sup>9)</sup>。そこで、本研究では水平断面計測位置を $y/H=0.5$ の半水深に設定した。

本研究での実験条件を表-1に示す。 $U_{\text{max}}$ は水路中央軸での最大主流速であり、全ケースとも $U_{\text{max}}=18.5\text{cm/sec}$ 、水深を $H=4.0\text{cm}$ に設定した。よって、フルード数 $Fr = U_{\text{max}}/\sqrt{gH}$ およびレイノルズ数 $Re = U_{\text{max}}H/\nu$ は $Fr=0.3$ 、 $Re=7400$ と全ケースとも一定である。ここで、 $\nu$ は動粘性係数である。実河川と対比すれば、本研究が対象としている流れ場の鉛直方向スケールは大きい<sup>1)</sup>。しかし、既往の研究<sup>2,3,4,5,6)</sup>で報告されている水平方向の流況は実河川で見られるものと大きな相違は見られない<sup>1)</sup>。こうした結果から、本研究における実験条件についても既往の研究と同様に扱うことができると考えられる。また、アスペクト比 $\alpha_u$ および無次元ワンド設置間隔 $\beta$ を表

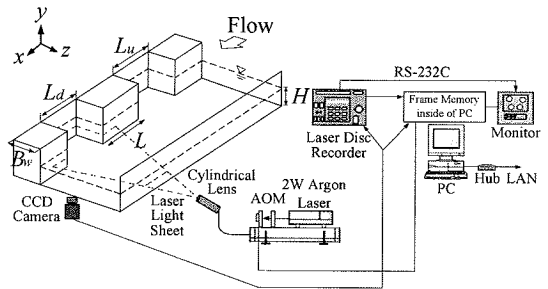


図-1 実験装置

表-1 実験条件

$(Fr = U_{\text{max}}/\sqrt{gH} \approx 0.3, Re = U_{\text{max}}H/\nu \approx 7400)$

CASE	$U_{\text{max}}$ (cm/sec)	$L_u$ (cm)	$L_d$ (cm)	$\alpha_u$ $=L_u/B_w$	$\alpha_d$ $=L_d/B_w$	$L$ (cm)	$\beta$ $=L/B_w$
$\alpha 22, \beta 0$	18.5	8.0	8.0	2.0	2.0	0	0
$\alpha 22, \beta 04$						1.5	0.4
$\alpha 22, \beta 11$						4.5	1.1
$\alpha 22, \beta 20$						8.0	2.0
$\alpha 52, \beta 0$						0	0
$\alpha 52, \beta 04$						1.5	0.4
$\alpha 52, \beta 11$		4.5	1.1				
$\alpha 52, \beta 20$		8.0	2.0				
$\alpha 102, \beta 0$		0	0				
$\alpha 102, \beta 04$		1.5	0.4				
$\alpha 102, \beta 11$		4.5	1.1				
$\alpha 102, \beta 20$		8.0	2.0				
$\alpha 02$	-	-	-	-	-	$\infty$	$\infty$

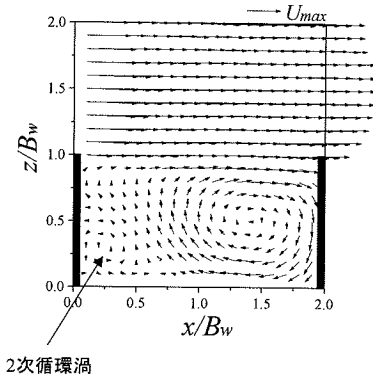
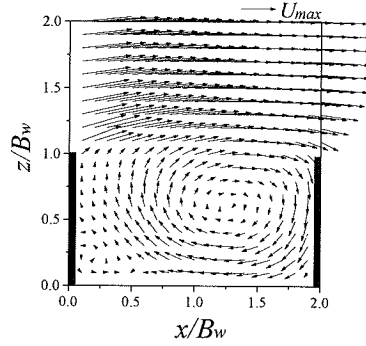
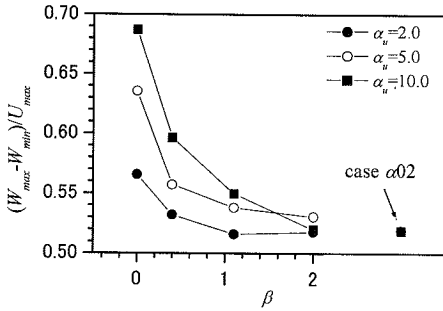
(a) 単体ワンド(ケース $\alpha 02$ ,  $\beta = \infty$ )(b) 2個ワンド(ケース $\alpha 102\beta 0$ ,  $\beta = 0$ )

図-2 時間平均流速ベクトル

図-3 渦中心  $z/B_w \approx 0.5$  での横断方向流速差  $(W_{max} - W_{min})/U_{max}$  の分布

-1のように系統的に変化させた。すなわち、ケース名については、上流ワンドのアスペクト比 $\alpha_u$ 、下流ワンドのアスペクト比 $\alpha_d$ 、ワンド設置間隔 $\beta$ の順に表記して区別した。例えば $\alpha 102\beta 20$ ならば、上流ワンドのアスペクト比は10、下流ワンドのアスペクト比は2であり、 $\beta$ は2.0となっている。なお、表中の $L$ が0と表記されているのは、ワンド間隔が極めて小さいケースである。また、ケース $\alpha 02$ はアスペクト比が2の単体ワンドであり、ワンド設置間隔 $L = \infty$ に相当する。下流ワンドのアスペクト比 $\alpha_d$ は全ケースとも $\alpha_d = 2$ の同一条件に設定しており、上流側ワンドのアスペクト比とワンド設置間隔のみを系統的に変化させた条件で実験を行った。この理由は、上流ワンドの攪乱が下流ワンド流れにいかかに影響するかを系統的に検討するためである。なお、本研究で一定値として採用した下流ワンドのアスペクト比 $\alpha_d = 2$ は実河川での最頻値である<sup>1)</sup>。以下、下流側に配置されたワンドを「ワンド」と略記し、着目する。

### 3. 実験結果および考察

#### (1) 時間平均特性

##### a) 時間平均流速分布

本研究では、上流側ワンドのアスペクト比 $\alpha_u$ と無次元ワンド設置間隔 $\beta$ を系統的に変化させた12ケースおよび単体ワンドの全13ケースを計測対象とした。図-2に、代表的なケースとしてケース $\alpha 02$ および $\alpha 102\beta 0$ を選択して、PIV計測から得られた各点での時間平均流速ベクトル図( $U/U_{max}, W/U_{max}$ )を示す。両ケースに共通して見られる傾向としては、ワンド内部で流下方向とほぼ平行方向に長軸を持つ楕円形状の大規模循環渦が発生していること、また、それに伴って発生している2次循環渦がワンド内部上流域に存在していることが挙げられる。

図-2の(a)と(b)を比較すると、 $\alpha_u$ が増加するほど主流部での流向が左岸側へ変化していることがわかる。これは、上流側ワンドの下流部で発生する水はね効果に起因した現象と考えられる。こうした傾向を詳細に検討するため、前報<sup>10)</sup>では、主流部でのワンド上流端( $x/B_w = 0.1$ ,  $z/B_w > 1.0$ )を検査面として流速ベクトルに関する流入角度の横断方向分布について考察した。これによれば、 $\alpha_u$ が大きく $\beta$ が小さいケースほど流入角度は主流部方向へと傾き、 $\alpha_u$ が減少し $\beta$ が増加するほど単体ワンド流れでの流入角度に遷移することがわかった。

図-2から、水はね効果が顕著になるに従い大規模循環渦が全体的に主流部へと移動することがわかった。また、各点の流速に着目すると、循環渦の回転速度に変化があることがわかった。そこで、図-3は循環渦の中心での最大横断方向流速と最小横断方向流速との差 $(W_{max} - W_{min})/U_{max}$ を示すものである。 $\alpha_u$ が増加し $\beta$ が減少するほど単体ワンドのケース $\alpha 02$ ( $\beta = \infty$ )よりも

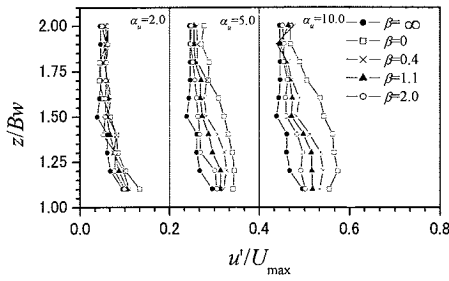


図-4 流入部( $x/B_w=0.1$ )での乱れ強度  $u'/U_{max}$  分布

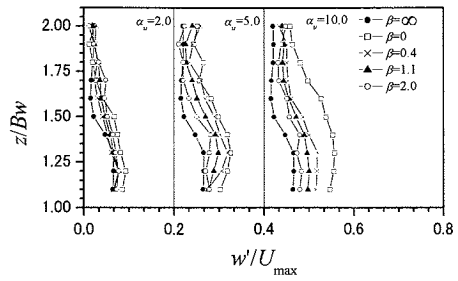


図-5 流入部( $x/B_w=0.1$ )での乱れ強度  $w'/U_{max}$  分布

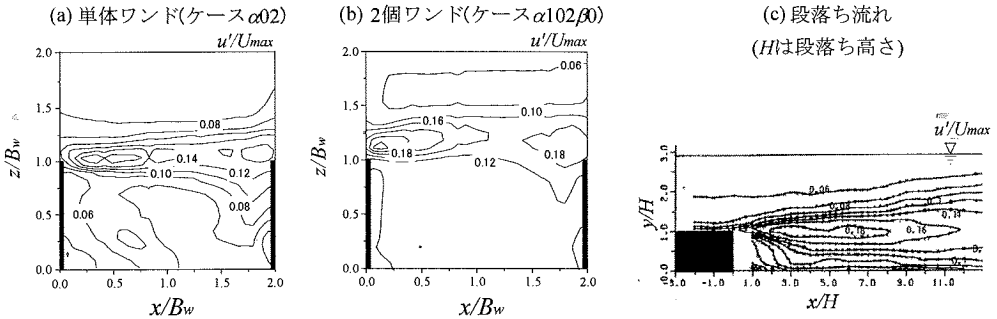


図-6 乱れ強度  $u'/U_{max}$  分布

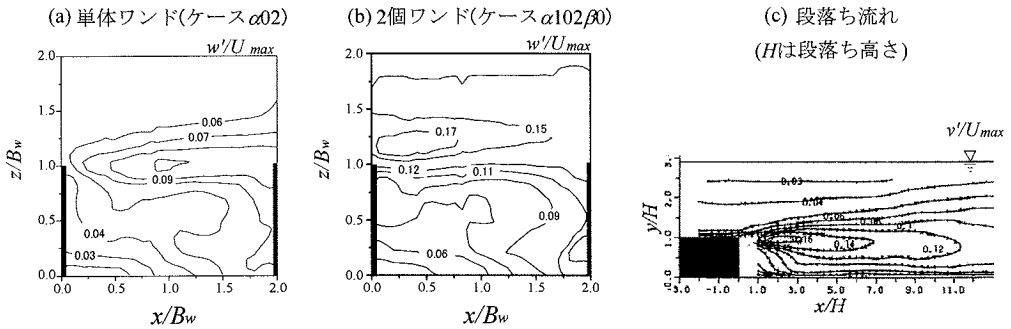


図-7 乱れ強度  $w'/U_{max}$  および  $v'/U_{max}$  分布

$(W_{max} - W_{min})/U_{max}$  の最大値が大きくなり、循環渦の回転速度あるいはリターンフロー(ワンド側壁近くの逆流現象)の強度が増加していることがわかる。前報<sup>10)</sup>では境界部  $z/B_w = 1.0$  における横断方向流速分布を示したが、ここでも主流部とワンド内部との流入は  $\alpha_u$  が増加するに従い顕著となる結果が得られている。これに関してもワンド内部の循環渦の回転速度の変化に起因した現象と考えられる。この傾向はワンド設置間隔  $\beta$  が大きくなるほど見られなくなり、単体ワンドのケース  $\alpha 02$  と同様の流れ場へと遷移していくようである。

b) 乱れ強度の分布特性

図-4 と図-5 に流入部 ( $x/B_w = 0.1$ ) での主流部 ( $z/B_w > 1.0$ ) における、主流速方向の乱れ強度  $u'$  および

横断方向流速の乱れ強度  $w'$  の分布図を示す。これによると、 $\alpha_u$  が大きく  $\beta$  が小さいケースほど乱れ強度  $u'$ 、 $w'$  は増加している。上流側ワンドの下流端で発生する乱れの大きな要因は水はね効果であることが考えられるため、これに起因した乱れと考えられる。

図-6 および図-7 に流速ベクトル図に対応するケース  $\alpha 02$  および  $\alpha 102 \beta 0$  に関する、乱れ強度  $u'$  と  $w'$  の等値線図を示す。なお、値は最大主流速  $U_{max}$  で無次元化している。また、ワンド流れは流体力学的にはステップ剥離流であり<sup>11), 12)</sup>、この代表例として Nakagawa & Nezu<sup>11)</sup> によってレーザー流速計を用いて行われた段落ち流れ(開水路ステップ流)に関する  $u'/U_{max}$  および鉛直方向の乱れ強度  $v'/U_{max}$  の等値線図も引用して併示し、それらの特性を

比較する。これら2つの流れ場は、幾何学形状の相違により、平均流速場の直接比較はできなが、ステップ頂部から発生する組織渦の発生要因はK-H不安定性であり<sup>13)</sup>、乱れの特性の比較はできると考えられる。

$u'/U_{\max}$  に関する全ケースにおいて、主流と逆流域との境界部上流域付近で最大値が見られる。乱れの発生原因は上流端での剥離現象に伴う組織渦の発達や主流と循環渦とのシアが考えられる。ワンド流れと段落ち流れを比較すると、 $u'/U_{\max}$  の分布特性はおおよそ一致しているため、乱れの発達要因は同様と予想される。相違点としては、ワンド流れにおける下流壁の存在が挙げられる。境界部付近の下流端に着目すれば、段落ち流れと比較して、若干の乱れが発生していることがわかる。これが、下流壁での衝突効果あるいは水はね効果に起因した乱れであり、ワンド流れの特徴である。

ワンド流れでは $\alpha_u$  が大きく $\beta$  が小さいケースほど最大値の発生点は主流側へ移動している。図-2のベクトル図と比較すると、ワンド内部で発生しているリターンフローと主流とが衝突している位置で乱れが増加していることがわかり、乱れの発達原因の1つが主流と循環渦との衝突に起因していることが推測される。

また、ワンド流れに関する横断方向の乱れ強度 $w'/U_{\max}$  に関しても $u'/U_{\max}$  の分布と同様に境界部付

近で大きな値が見られる。最大値の発生点は境界部付近の中流域において見られる。 $\alpha_u$  が大きく $\beta$  が小さいケースほど主流部側( $z/B_w > 1$ )へ変化している。

### c) レイノルズ応力の分布特性

図-8に乱れ強度と同様に、流入部( $x/B_w = 0.1$ )での主流部( $z/B_w > 1.0$ )における、レイノルズ応力 $-\overline{uw}/U_{\max}^2$  分布を示す。ここでも、 $\alpha_u$  が大きく $\beta$  が小さいケースほど $-\overline{uw}/U_{\max}^2$  は増加している。下流壁への衝突効果あるいは水はね効果に起因した乱れと考えられる。

図-9に水平方向のレイノルズ応力 $-\overline{uw}/U_{\max}^2$  の等値線図を示す。また、乱れ強度と同様にNakagawa & Nezu<sup>11)</sup>の段落ち流れに関する鉛直方向レイノルズ応力 $-\overline{uw}/U_{\max}^2$  の結果も比較のため引用して併示する。ここで、図中に示した値は1000倍して表示している。

ワンド流れと段落ち流れを比較すると、乱れ強度と同様、おおよそ一致した分布特性になっている。ここからも、ワンド流れと段落ち流れの乱れ発達要因は同様と考えられる。一方、乱れ強度 $u'$  で見られた下流壁付近での乱れの増加は見られない。これは、アスペクト比が2~3程度のワンド流れでは、顕著な水はね効果が見られないことが原因であり<sup>9)</sup>、アスペクト比の増加こともなって、 $-\overline{uw}/U_{\max}^2$  は増加すると考えられる。

ワンド流れに関して、(a)と(b)の両ケースとも境界部に沿ってせん断層が形成され、レイノルズ応力が増大している様子が観察される。これらの特性は(c)の段落ち流れと同様であり、乱れ強度と同じく剥離流の共通した特性と考えられる<sup>11)12)</sup>。レイノルズ応力の最大値は、 $\alpha_u$  が大きく $\beta$  が小さいケースほど増加している。これは、上流ワンド周辺で発生した乱れが完全には逸散されずに移流し、下流で乱れを惹起することが原因と考えられる。また、最大値をとる位置が主流側および上流側へ移動している。これは、流入角度の変化に伴い循環渦の位置および主流とリターンフローとの衝突位置が移動したため、主流での高速流体とワンド内部での低速流体との乱流混

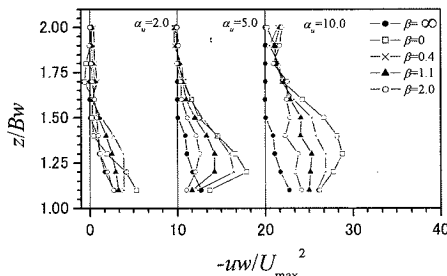


図-8 流入部( $x/B_w=0.1$ )でのレイノルズ応力 $-\overline{uw}/U_{\max}^2$  分布

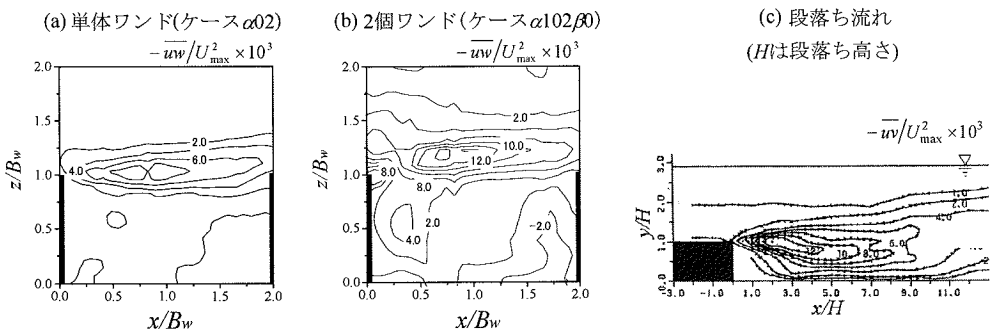


図-9 レイノルズ応力 $-\overline{uw}/U_{\max}^2$  および $-\overline{uv}/U_{\max}^2$  分布

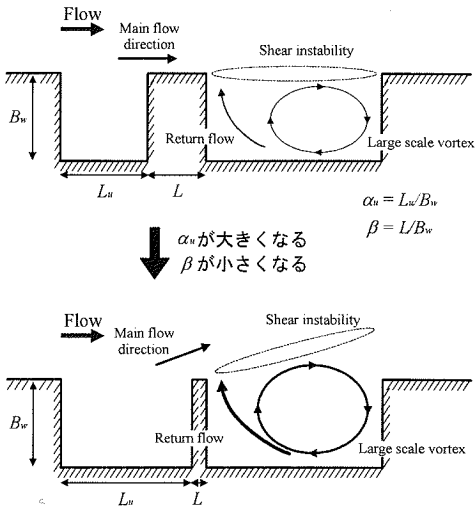


図-10 2個ワンドの流れ場のモデル図

合発生位置が移動したことが原因と考えられる。なお、せん断層の位置変化について前報<sup>10)</sup>で検討し、横断方向にワンド奥行き $2B_w$ の範囲でレイノルズ応力を積分して全運動量を算出した<sup>10)</sup>。これによれば、 $\alpha_u$ が大きく $\beta$ が小さいケースほど全運動量は増加し、ワンド周辺での乱流混合が活発に行われていると考えられる。

d) 流れのモデル図

上述の結果をもとに作成した流れ場のモデルを図-10に示す。この図では、上流ワンドのアスペクト比 $\alpha_u$ が増加し、無次元化されたワンド設置間隔 $\beta$ が減少するに伴って変化する現象についての特性を図示している。

流速分布特性としては、 $\alpha_u$ が増加し $\beta$ が減少するに従って下流ワンドへの流入角度が変化し、主流部側へ傾くことがわかった。これに伴ってワンド内部で発生する大規模循環渦の規模や回転速度が増加し、循環渦からのリターンフローの強度も増加することがわかる。こうした現象はワンド内部と主流との物質交換特性に大きな影響を与える。前報<sup>10)</sup>では仮想粒子の軌跡や分布特性について検討した。これによれば、こうした循環渦の規模やリターンフローの増加に伴って物質交換は増大することが明らかとなっている。

乱れ特性としては、主流の流向変化に伴ってせん断層の発達位置が変化する様子が観察されている。前報<sup>10)</sup>では、レイノルズ応力の最大値発生点をせん断層の最大値と定義して、せん断位置を算出した。この結果、 $\alpha_u$ が増加し $\beta$ が減少するに従って最大値は主流側かつ上流側へと移動することが示された。また、ワンド周辺での運動量交換特性について検討した結果、 $\alpha_u$ が増加し $\beta$ が減少するに従ってワンド周辺での運動量交換は顕著になることがわかった。これらは上流ワンドで発生した乱れが完全には逸散されずに下流ワンドへ移流し、また新たに乱

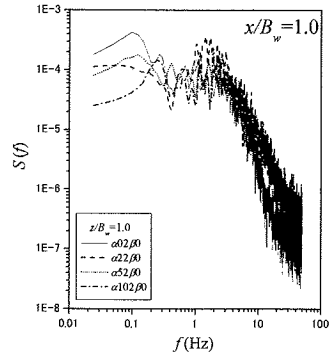


図-11  $w$  のスペクトル分布

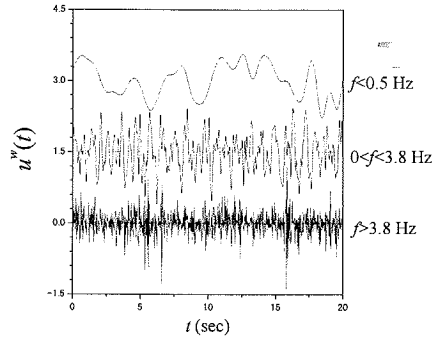


図-12 周波数分割された流速変動成分の時系列

れを惹起したためである。上流ワンドの影響は無視できないと考えられる。

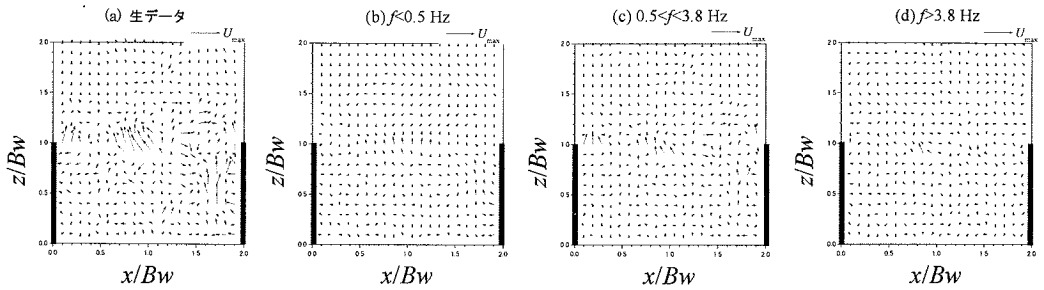
(2) 周波数解析に基づいた組織乱流の構造解析

a) スペクトル分布

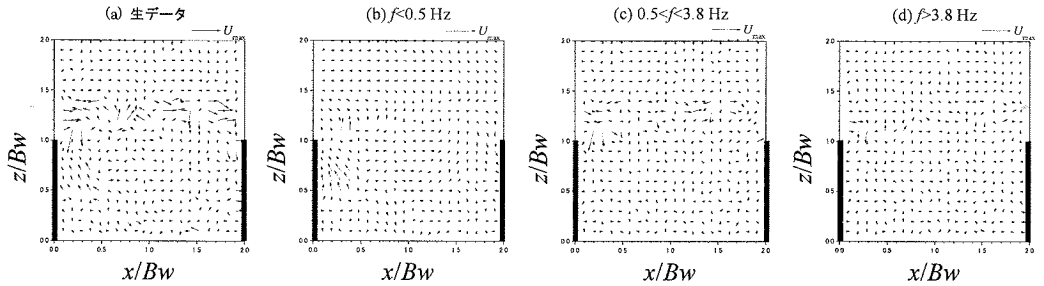
図-11に境界部における、サンプリング周波数 100Hz のレーザー流速計を用いた計測から得られた横断方向流速の変動成分 $w(t)$ に関するスペクトル分布を示す。これより、周波数 $f$ が約1~2Hz付近で卓越周波数があることがわかる。中川ら<sup>9)</sup>によれば、スペクトル分布の卓越周波数が渦の発生周期であることが明らかになっている。乱流現象はこうした卓越周波数帯や高周波数帯、あるいは低周波数帯といった各周波数帯での現象に相違があると考えられる。また、瞬間的な組織渦構造を解析するには流速変動の時系列が必要となる。そこで本研究ではスペクトル分布から得られた乱流現象の周波数分布を基準に、流速変動成分に対して時系列を保持したまま周波数分割することができるウェーブレット変換を行う。

b) ウェーブレットを用いた変動成分の周波数分割

瞬間流速 $u(t)$ を時間 $t$ と周波数 $f$ の両面からとらえることを時間周波数解析という。ウェーブレット変換はこの時間周波数解析の代表的な手法である。これは、次式



単体ワンドのケース  $\alpha 02$



2個ワンドのケース  $\alpha 102 \beta 0$

図-13 周波数分割された瞬間流速変動成分  $(u^w, w^w)$  のベクトル図

で定義される<sup>14)</sup>。

$$(w_\psi)(b, a) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{|a|}} \overline{\psi\left(\frac{t-b}{a}\right)} x(t) dt \quad (1)$$

ここで、 $\psi(t)$ はマザーウェーブレット、 $a, b$ は信号平面上での変数でそれぞれスケールおよびトランスレートとよばれる。また、ウェーブレットの $\overline{\phantom{x}}$ は複素共役を示している。このウェーブレット変換を用いると  $t = t(b)$  の近傍で信号が  $\psi((t-b)/a)$  とどれほど相似しているかに応じて信号平面上に波立ちを生じることになる。本研究では式(1)を離散化することによって得られる離散ウェーブレット変換を用いた多重解像度近似手法を行い、流速変動時系列を周波数分割した。なお、マザーウェーブレットとスケーリング関数は Daubechie's function (N=10) を使用した。

本研究で使用した PIV のサンプリング周波数は 30Hz であるため、これに応じた周波数分割を行うことになる。ウェーブレット変換によって分割された周波数帯は 15Hz から始まり 7.5~15.0Hz, 3.8~7.5Hz, 1.9~3.8Hz というように半分づつになる。こうして時系列が周波数毎に分割されるが、これは理論上単に 2 分割されていくに過ぎず、各周波数帯に分割した物理的根拠は薄い。神田ら<sup>8)</sup>は鉛直キャビティ流れにおいてウェーブレット変換を行っている。彼らは周波数分割された時系列データを準

平均流成分、組織乱流成分および非組織乱流成分の三成分へと再合成している。本研究においてもこれと同様に分割された時系列データを再合成する。本研究で見られる組織乱流構造は前述のスペクトル分布より 0.5~2.0Hz 前後に集中していることがわかる。これより、本解析では低周波成分として  $f < 0.5 \text{ Hz}$ 、組織乱流成分として  $0.5 < f < 3.8 \text{ Hz}$  および非組織乱流成分を  $f > 3.8 \text{ Hz}$  と見なして時系列データを再合成した。その一例を図-12 に示す。図中の時系列データは縦軸に 1.5 つづつシフトしている。ここで、周波数分割された流速変動成分を  $(u^w, w^w)$  と定義する。

### c) 瞬間流速分布

図-13 に  $U_{\max}$  を用いて無次元化した瞬間流速ベクトル図を示す。これらのベクトル図はある任意時刻での瞬間流速の例示で、(a) の生データでの瞬間流速変動成分  $(u, w)$  および各周波数帯での瞬間変動成分  $(u^w, w^w)$  である。(a) の生データから得られた  $(u, w)$  に着目すれば、境界部付近での変動成分が目立つものの、広域的に変動成分が分布していることが確認される。一方、(b) の低周波数帯、(c) の中間周波数帯および (d) の高周波数帯での  $(u^w, w^w)$  に着目すれば、(d) の高周波成分については全域的にランダムな分布となっている。これより、 $f > 3.8 \text{ Hz}$  の周波数帯の流速変動は組織的な構造は保持していないことがわかる。(c) の  $0.5 < f < 3.8 \text{ Hz}$  の中間周波数帯に

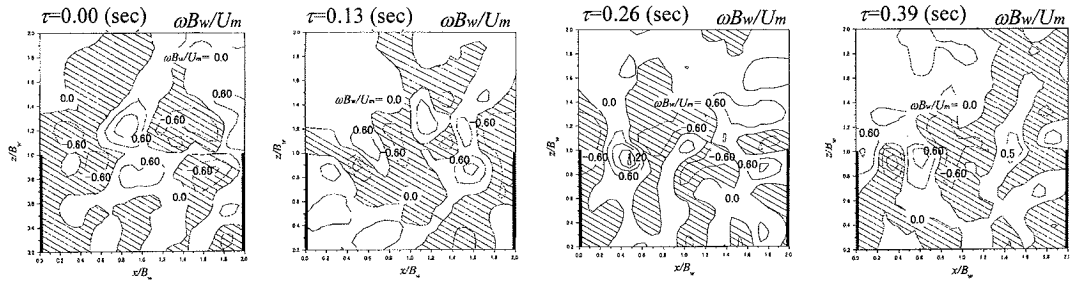


図-14(a) 単体ワンド( $\alpha 02$ )における中間周波数帯( $0.5 < f < 3.8$  Hz)での瞬間温度分布  $\omega B_w / U_m$

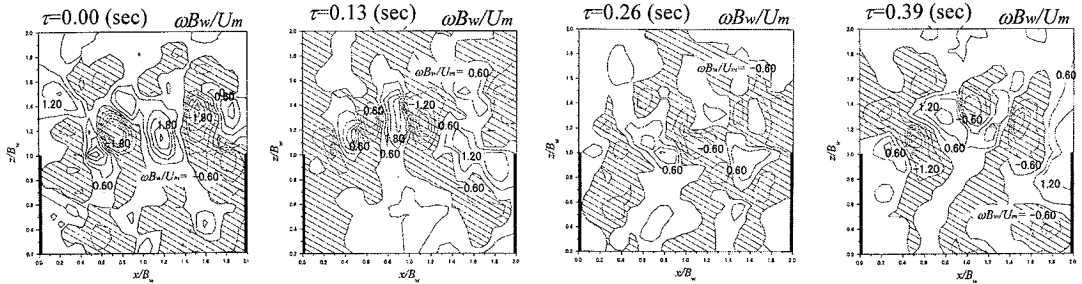


図-14(b) 2個ワンド( $\alpha 102\beta 0$ )における中間周波数帯( $0.5 < f < 3.8$  Hz)での瞬間温度分布  $\omega B_w / U_m$

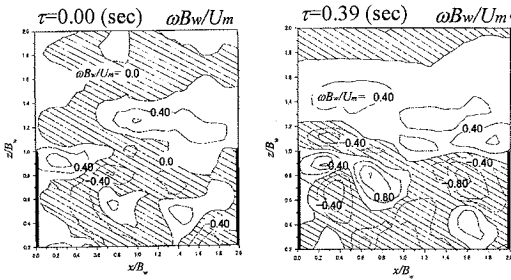


図-15(a) 単体ワンド( $\alpha 02$ )における低周波数帯( $f < 0.5$  Hz)での瞬間温度分布  $\omega B_w / U_m$

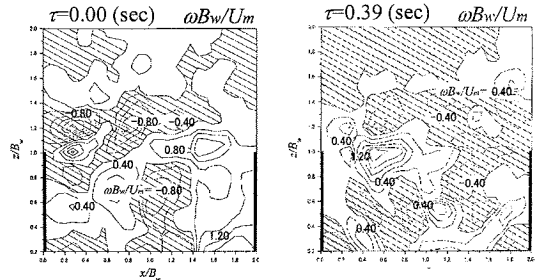


図-15(b) 2個ワンド( $\alpha 102\beta 0$ )における低周波数帯( $f < 0.5$  Hz)での瞬間温度分布  $\omega B_w / U_m$

における瞬間変動成分では、境界部付近での変動成分が卓越している。これが、ワンド流入口の流れの剥離に伴う K-H 不安定性による組織乱流渦の発生、発達<sup>13)</sup>と考えられる。また、 $f < 0.5$  Hz の低周波成分での流速変動成分は凹部内部で変動成分が顕著である一方、境界部付近でも若干変動成分が観察される。

#### d) 瞬間温度構造

瞬間温度  $\omega$  は次式で定義される。

$$\omega = \frac{du^w}{dz} - \frac{dw^w}{dx} \quad (2)$$

図-14、図-15 に無次元瞬間温度  $\omega B_w / U_{max}$  の分布を時間経過  $\tau$  をパラメータにして示す。図-14 の中間周波数帯  $0.5 < f < 3.8$  Hz での分布はいずれのケースにおいても境界部付近で最大値が発生している様子が確認され、上

流側で正負の値が混在する比較的小規模の小さい渦が複数発生していることが確認される。ケース間の相違として、 $\alpha_u$  を大きくなるに従い、温度の絶対値は増加している。一方、図-15 の  $f < 0.5$  の低周波成分では主流部での値はほぼゼロとなっている。一方、凹部内部での変動が顕著に見られる。これは、周波数帯  $f < 0.5$  が凹部内部での循環渦変動に対応しているからと考えられる。また、ここでも  $\alpha_u$  の増加に伴い温度の値が増加していることが見られる。

#### e) 時空間相関構造

本研究では  $x$ 、 $z$  方向の流速変動  $u(x, z, t)$  および  $w(x, z, t)$  の計測を PIV 法により行った。これより、固定点  $P$  と任意点  $Q$  の流速変動成分  $u_i$ 、 $u_j$  はそれぞれ乱れ強度  $u'_i$ 、 $u'_j$  が規格化され、時空間相関係数  $C_{u_i u_j}$  が次式で定義される。本節では固定点  $P$  と移動点  $Q$  に対して



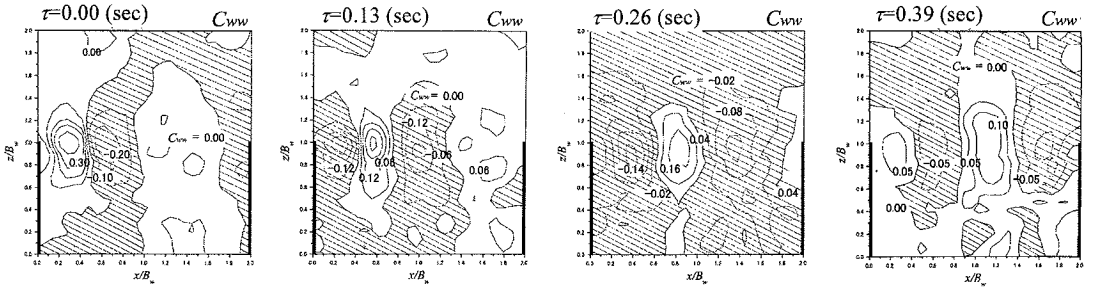


図-16(a) 単体ワンド( $\alpha 02$ )における中間周波数帯( $0.5 < f < 3.8$  Hz)での時空間相関係数  $C_{ww}$

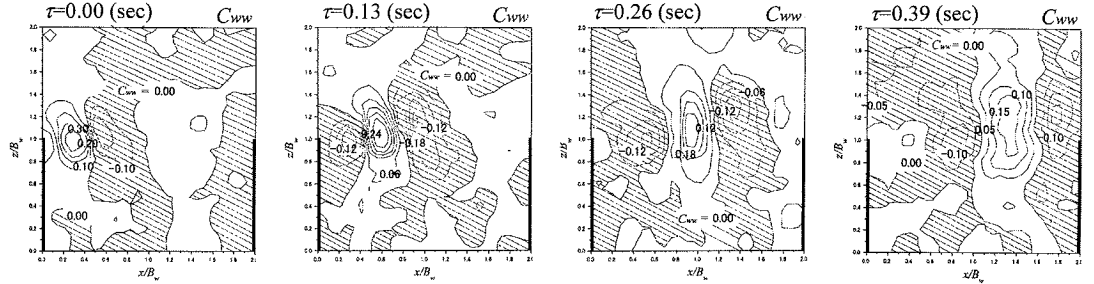


図-16(b) 2個ワンド( $\alpha 102 \beta 0$ )における中間周波数帯( $0.5 < f < 3.8$  Hz)での時空間相関係数  $C_{ww}$

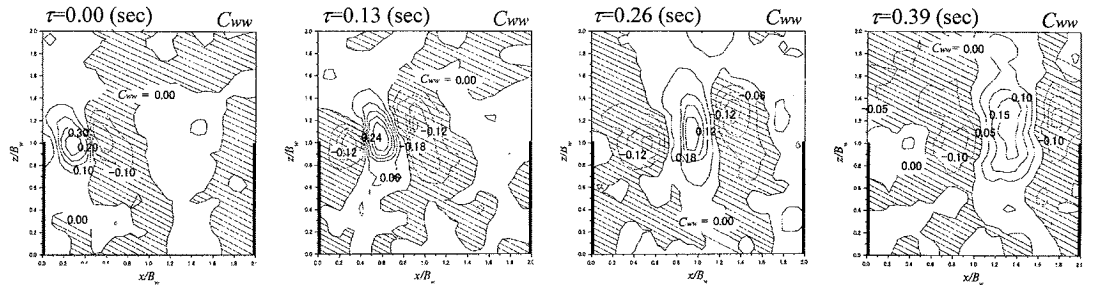


図-17(a) 単体ワンド( $\alpha 102 \beta 0$ )における低周波数帯( $f < 0.5$  Hz)での時空間相関係数  $C_{ww}$

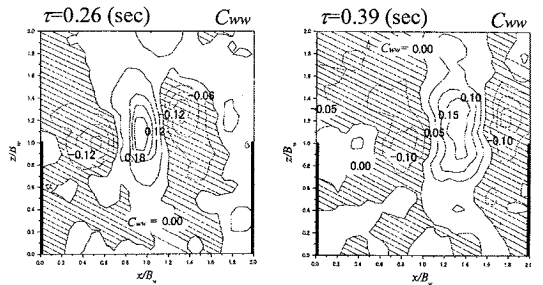


図-17(b) 2個ワンド( $\alpha 102 \beta 0$ )における低周波数帯( $f < 0.5$  Hz)での時空間相関係数  $C_{ww}$

次式を用いて時空間相関係数を求めた。

$$C_{u_i u_j}(\Delta x, \Delta z; \tau) = \frac{\overline{u_i(x, z, t) u_j(x + \Delta x, z + \Delta z, t + \tau)}}{\overline{u_i(x, z, t) u_j(x + \Delta x, z + \Delta z, t + \tau)}} \quad (3)$$

$i = 1, 2; j = 1, 2; u_1 = u, u_2 = w$

ここで、 $(x, z)$  : 点  $P$  の座標、 $\Delta x, \Delta z$  : 点  $Q$  の点  $P$  に対する遅れ距離、 $\tau$  : 遅れ時間である。本解析では各周波数帯に分離された流速変動成分 ( $u^w, w^w$ ) について時空間相関係数を式(3)により算出した。

図-16 および図-17 は、ケース  $\alpha 02$  と  $\alpha 102 \beta 0$  に関して周波数分割された流速変動成分  $w^w(t)$  に関する時空間相関係数  $C_{ww}$  の分布を遅れ時間  $\tau$  を変数にとって示す。 $\tau$  は各図左肩に記している。固定点  $P$  は  $x/B_w = 0.3$ 、 $z/B_w = 1.0$  に選んだ。また、負値には斜線をつけている。

図-16 の中間周波数帯  $0.5 < f < 3.8$  Hz における  $C_{ww}$  の  $x$  方向の移流過程に着目すれば、各ケース共通して、ほぼ同じ相関値を保持しながら同程度の移流速度で流下していく様子が確認される。こうした傾向より、組織渦の流下速度はほぼ一定で、本解析で対象としている条件下では普遍的であると考えられる。しかし、 $z$  方向の移流過程に着目すれば、その最大相関値をとる位置は  $\alpha_u$  が大きいケースほど主流部側へ変化している。これより、 $\alpha_u$  が増加するに従って、移流していく組織渦は下流ワンド壁へ衝突することなく主流側へ変位して流下することがわかる。こうした現象を定量的に検討した結果が図-18 に示す  $C_{ww}$  の時走曲線である。流下方向( $x$ )には、 $\alpha_u$  が増加するほど若干移流速度が増加する傾向が見られるが、いずれのケースにおいても線形的に組織渦が移流することがわかる。しかし、横断方向( $z$ )の移流過程に着目すれ

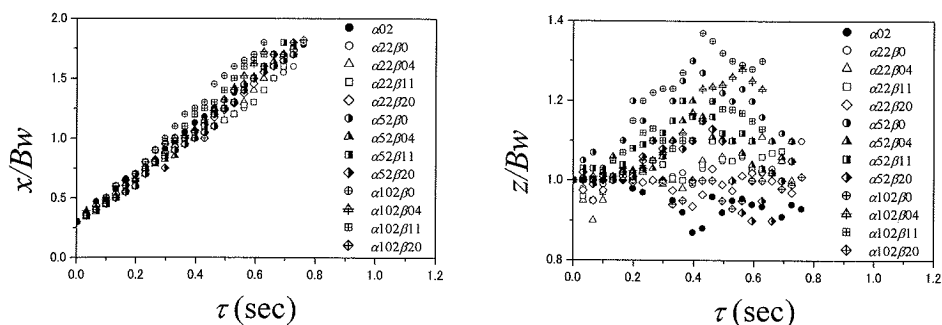


図-18 中間周波数帯(0.5<f<3.8 Hz)での時空間相関係数 $C_{ww}$ のピーク値の軌跡

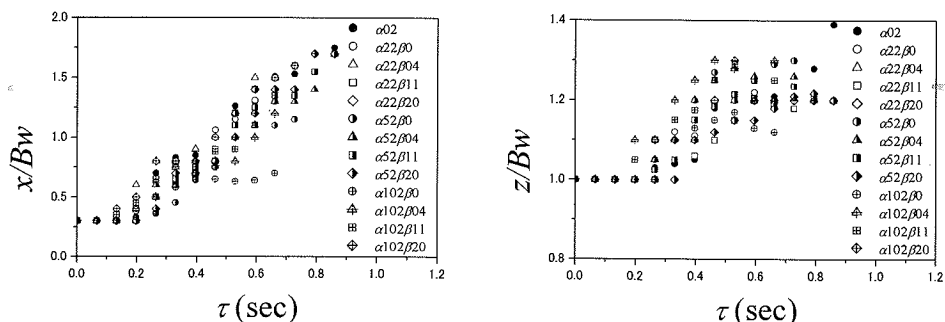


図-19 低周波数帯( $f < 0.5$  Hz)での時空間相関係数 $C_{ww}$ のピーク値の軌跡

ば、 $\alpha_u$ が増加し $\beta$ が減少するに従って主流部側へ移流することがわかり、注目される。特に、ケース $\alpha102\beta0$ と $\alpha102\beta04$ は下流端において、ワンド内部方向へは入り込まずに主流部側へ移流している。全体的な移流過程として、遅れ時間 $\tau = 0.4 \sim 0.5$ sec付近で最も主流部側へ移動し、その後再びワンド内部方向へ向かうことがわかる。こうした現象は主流での流向が変化したことが原因と考えられる。

一方、図-17の低周波帯 $f < 0.5$  Hzでの流速変動を対象とした $C_{ww}$ のコンターについて、単体ワンドの $\alpha02$ では $\tau$ が進行するとともにそのピーク値はほぼ同速度で流下していく様子が見られる。しかし、2個ワンドの $\alpha102\beta0$ では、 $\tau$ の進行に関わらずピーク位置はあまり変化しない。また、その分布形状は主流部側へ扁平しており、主流の流向変化に沿った分布となっている。さらに、相関値は $\alpha_u$ が増加するほど大きい値をとっている。これはワンド上流端から定常的に低周波の変動成分が主流方向へ放出されていることを示唆している。ここで、図-4および図-5に示したように、 $\alpha_u$ が大きく $\beta$ が小さいケースほど、上流端での乱れ成分は増大することがわかっている。上流端での乱れ発生要因は水はね効果によるものが大きいと考えられるため、これに起因した乱れの生成が定常的かつ顕著になったと考えられる。このこ

とから、低周波成分帯は水はね効果に起因した乱れを示す周波数帯と考えられる。

図-19に図-17の低周波成分帯での時走曲線を示す。図-18の中間周波数帯での結果と大きく相違していることがわかる。主流方向への移流速度は $\alpha_u$ が大きく $\beta$ が小さいケースほど遅くなっており、横断方向の移流速度に関しても中間周波数帯に比べてケース $\alpha02$ との差は小さい。これは、上述したように、上流端から定常的に乱れが発生していることが原因と考えられる。

#### 4. 結論

本研究では、流下方向に2個配置したワンド模型周辺について、上流側に設置したワンドのアスペクト比とワンド設置間隔を系統的に変化させた条件で実験を行った。これより得られた主な知見を以下に示す。

- 1) 上流ワンドのアスペクト比を大きくするに従い、水はね効果に起因する主流の流向変化が顕著になり、下流ワンドでの流向は全体的に主流部側へ変化する。これに伴い、ワンド内部での大規模循環渦の発生位置は主流部側かつ上流側へと移動する。こうした傾向はワンド設置間隔を大きくするに従い見られなくなる。

- 2) 流向の変化に伴い、境界部付近で見られる内部せん断層の位置は循環渦の位置と同様に上流側かつ主流部側へ変化することが乱れ強度分布とレイノルズ応力分布からわかった。
- 3) スペクトル解析から得られた結果をもとにウェーブレット変換を用いた時間周波数解析を行った。この結果より、上流ワンドのアスペクト比を大きくするに従い、乱れのピーク周波数帯での瞬間渦構造は強まり、かつ移流方向は主流部側へ移動することがわかった。
- 7) Onitsuka, K., Nezu, I. and Takahashi, S.: PIV measurements of side-cavity open-channel flows with several shapes of open-mouth, *Proc. of 13th APD-IAHR Congress, Singapore*, pp.50-55, 2002.
- 8) 神田徹, 宮本仁志, 横野渉: 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) 藤田一郎: トレーサーを利用した実河川水制周辺流れのビデオ画像解析, 水工学論文集, 第42巻, pp.505-510, 1998.
- 10) 禰津家久, 矢野勝士, 光成洋二: 開水路流れにおける上流ワンドが下流ワンド内の質量・運動量交換特性に及ぼす影響に関する研究, 応用力学論文集, Vol.6, pp.951-958, 2003.

#### 参考文献

- 1) 河川懇談会共同研究研究成果報告書: ワンドの水利特性と河川環境, 2002.
- 2) 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.
- 3) Muto, Y., Imamoto, H. and Ishigaki, T.: Velocity measurements in a straight open channel with a rectangular embayment, *Proc. of 12th APD-IAHR Congress, Bangkok*, pp.353-362, 2000.
- 4) 木村一郎, 細田尚, 村本嘉雄: 死水域の浮遊砂堆積過程に関する水利パラメータ依存特性, 水工学論文集, 第42巻, pp.1057-1062, 1998.
- 5) 中川研造, 河原能久, 玉井信行: ワンド内の流れの水利特性に関する実験的研究, 水工学論文集, 第39巻, pp.595-600, 1995.
- 6) 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.677/II-55, pp.53-61, 2001.
- 12) Keogh D. P. and Addison P. S.: Coherent flow structures in open-channel slot flow, *Coherent Flow Structures in Open Channel*, (ed. P. J. Ashworth et. al.), John Wiley, pp. 267-280, 1996.
- 13) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulent structure of backward-facing step flow and coherent vortex shedding from reattachment in open-channel flows, *turbulent shear flow 6*, Spriger-verlag, Vol. 6, pp.313-337, 1989.
- 14) 榊原進: ウェーブレットビギナーズガイド, 東京電機大学出版局, 1995.

(2003. 11. 17 受付)

## EFFECTS OF UPSTREAM SIDE-CAVITY ON TURBULENCE IN DOWNSTREAM SIDE-CAVITY OF OPEN-CHANNEL FLOW

Iehisa NEZU and Masashi YANO

In this study, PIV measurements in and around side-cavities of open-channel flow, i.e. groyne flow were conducted. The experimental condition is that two side-cavities were set continuously in the downstream direction with various aspect ratios. The aspect ratio of the downstream side-cavity was fixed to 2.0, whereas that of the upstream side-cavity was changed to 2.0, 5.0 and 10.0. The distance between these two side-cavities was changed to four kinds of patterns. Measurements were carried out in the downstream side-cavity. The flow direction of the time-averaged velocity was changed to the main channel direction by the effects of upstream side-cavity. The position of the shear layer changed toward the main-channel direction and the Reynolds stress and momentum distribution were increased. Furthermore, the wavelet transform was conducted about the instantaneous velocity fluctuations. As the results, at the low and peak-frequencies the convection direction of coherent vortex changed and the intensity of vortex was increased.