

開水路わんどモデル内の乱流特性と組織渦

瀬津家久¹・鬼束幸樹²・高橋俊介³

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正会員 博(工) 京都大学大学院助手 環境地球工学専攻 (同上)

³学生会員 京都大学大学院 環境地球工学専攻 (同上)

開水路凹部(わんど)流れにおいては凹部と主流との境界部付近にせん断不安定性によって大規模な渦が発生するが、凹部のアスペクト比が変化することによって凹部内に発生する渦の規模や挙動が異なる。本研究においては、アスペクト比(凹部の流下方向長さ/凹部の奥行き)を3, 5, 10と変化させた凹部(わんど)付近の流れをレーザー流速計(LDA)を用いて乱流計測すると共に、超音波波高計を用いて水面変動も同時に計測した。その結果、アスペクト比が5の場合は主流と凹部内との間の質量交換率が小さいが、運動量交換率が最も大きくなること、また、アスペクト比が10の場合には側壁と再付着が生じており、その距離は凹部の奥行きの約5倍であることなどが明らかにされた。

Key Words : coherent structure, horizontal vortices, wando, LDA, turbulence characteristics

1. 序論

河川およびその周辺を住みかとする生物にとって最も大切なことは、多様な環境が存在することである。既に、植生の繁茂、断面形状の変化などが生態系に良好な環境を提供していることが指摘されている。中でも護岸や舟運を目的として設置された水制が、時を重ねるにつれ、流砂の堆積や植物の繁茂などの作用を受け、結果的に多様な環境を提供しており、近年注目されている。このように水制によって造られた開口部を有する領域は「わんど」と呼ばれている。わんどは洪水時における魚類の避難場所との指摘があり、わんど内の流速分布などを把握することが必要である。また、わんどの形状の時間変化を把握するには土砂の堆積あるいは洗掘の予測をする必要があるが、それにはわんど内の流況を解明すること求められる。わんど内の流況にアスペクト比(流下方向長さとお奥行きの比)が大きく影響を及ぼすことは容易に想像でき、これらを定量的に解明する必要がある。

わんどの形状は横断方向に凹部をもつため、主流が凹部に達した際に、凹部と主流部との間に流速差が生じ、せん断不安定性、すなわち K-H 不安定性のために鉛直方向に軸をもつ水平渦が発生する。中川ら¹⁾は電磁流速計を用いてわんど周辺の流速計測を行い、流速変動のパワースペクトルから求められ

る卓越周期と目視によって得られた水平渦の周期とが一致することを確認した。木村ら²⁾はアスペクト比 L/B_w (ここに、 L は凹部の流下方向長さ、 B_w は凹部の奥行き) が1.5のケースにおいて、水平渦の周期は流下方向に変化しないことおよび水平渦の移流速度は境界部における主流速度の約50%程度であると指摘した。一方、池田ら³⁾は連続水制を水路片断面に設置し、アスペクト比 L/B_w を1.0~7.0と系統的に変化させて電磁流速計および LDA (レーザー流速計: Laser Doppler Anemometer) を用いて流速計測を行うとともに容量式波高計を用いて水面変動を計測し、アスペクト比 L/B_w が3.0~7.0の場合では水平渦の周期が流下に伴い増加することおよび水平渦の移流速度はほぼ主流速と一致することを指摘している。木村ら²⁾の対象とした流れが単一の凹部を有する流れであるのに対し、池田ら³⁾の流れは連続水制であるので一概に比較はできないが、水平渦構造にアスペクト比が大きく影響していることは想像に難くない。

凹部または水制を有する流れの乱流構造については、松岡⁴⁾によって(電磁流速計による計測)実河川の水制先端付近のレイノルズ応力が示されているが、数点の計測にとどまっている。また、陳・池田⁵⁾によって単一水制背後におけるレイノルズ応力の水平面内分布が計測されているが、アスペクト比を系統

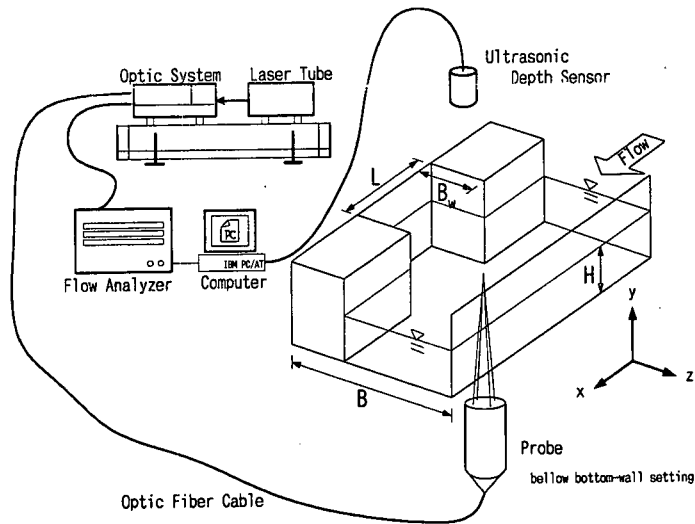


図-1 実験装置

表-1 水理条件

CASE	H(cm)	B _w (cm)	L(cm)	L/B _w	Q(l/s)	Fr
A03	4.00	5.00	15.0	3.0	3.0	0.49
A05	4.00	4.00	20.0	5.0	3.0	0.49
A10	4.00	2.00	20.0	10.0	3.0	0.49

的に変化させたものではない。最近、禰津ら⁶⁾はアスペクト比を変化させたわんどを計測しているが、水面変動と流速変動との相関などは解明していない。このような現状から、凹部(わんどモデル)の流れに発生する水平渦がアスペクト比によってどのように変化するかおよび水平渦と乱流構造との相関についてはそれほど解明されていないといえる。本研究では、凹部のアスペクト比を系統的に変化させた流れを LDA を用いて高精度に乱流計測すると共に超音波波高計を用いて水面変動も同時に計測し、凹部流れに発生する水平渦構造および乱流特性を解明するものである。

2. 実験装置および実験条件

(1) 実験装置

実験に用いた水路は、長さ10m、全幅40cm の可変勾配型循環式直線水路であり、本実験では勾配は1/2500に設定されている。この水路の右岸側に図-1に示すようにわんどモデルの最も基本的な構造である凹部が設置されている。ここに、 B_w は凹部の奥行き、 L は凹部の流下方向長さ、 H は水深である。座標系としては、流下方向に x 軸を、 x 軸と垂直向上向きに y 軸を、横断方向に z 軸をとり、時間平均流

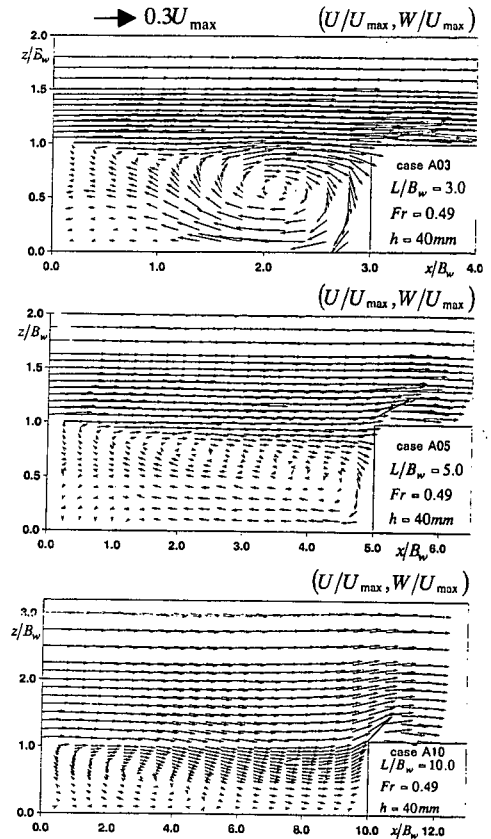


図-2 時間平均流速

速をそれぞれ U 、 V 、 W とし、乱れ変動を $u(t)$ 、 $v(t)$ 、 $w(t)$ 、その RMS 値(乱れ強度)を $u' \sqrt{u'^2}$ 、

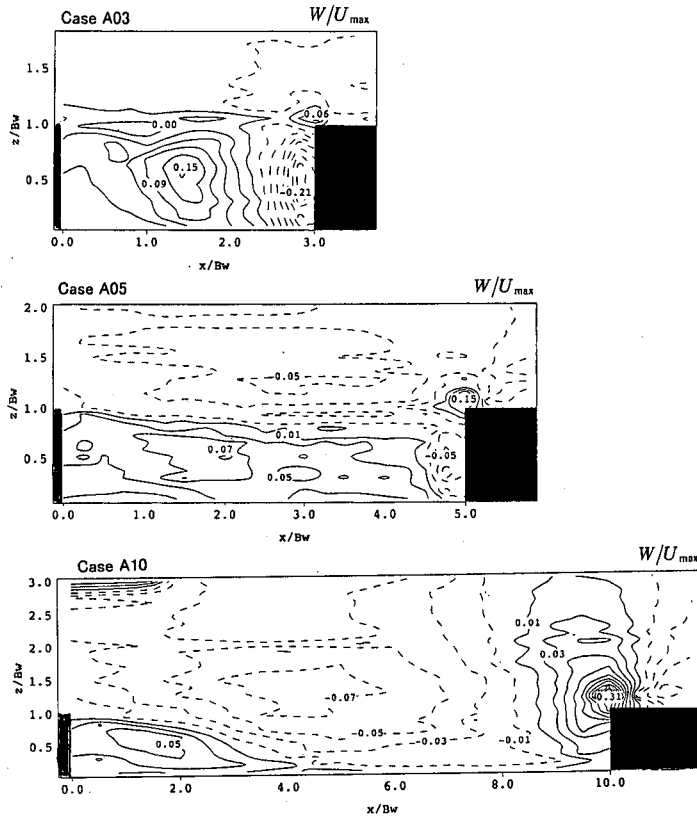


図-3 横断方向流速

$$v' \equiv \sqrt{v^2}, \quad w' \equiv \sqrt{w^2} \text{ とした.}$$

流速計測には2ワットの後方散乱型2成分アルゴンイオンレーザー流速計(DANTEC社製)を使用し、LDAのプロブは水路底面側にセットした。3次元トラバース装置(1/100mm精度)に取り付けられ、水面波等の影響を全く受けずに $u(t)$ および $v(t)$ の流速変動を極めて高精度に計測できる。流速計測位置については、予備実験で行った可視化計測⁷⁾によって底面近傍を除けば、鉛直方向の流況変化よりも水平面内の流況変化の方が遙かに大きいことが判明したため、半水深位置とした。また、境界部($z/B_w=1.0$)において凹部入口からやや下流($x=5.0\text{cm}$)の水路上部に超音波波高計(キーエンス社製)を設置し、LDAによる流速計測と同時に水面変動も計測した。

(2) 実験条件

実験条件を表-1に示した。ここに、 Q は流量、 U_m は断面平均流速、 $Fr \equiv U_m / \sqrt{gH}$ はフルード数である。なお、全ケースにおいてLDAのサンプリング周波数は200Hz以上であり、サンプリング時間

を60sとした。

3. 実験結果および考察

(1) 平均流速場

図-2は時間平均流速(U, W)をベクトル表示したものである。流速ベクトル値は流入部における最大流速 U_{\max} で無次元化されている。なお、 U_{\max} は全てのケースにおいてほぼ同一の値を示した。ケースA03($L/B_w=3$)では、凹部内部の比較的下流の領域において大規模な渦が観察される。境界部においては、大規模渦の影響により主流が流下方向に平行とはならず、横断方向の流速成分も有している。

ケースA05($L/B_w=5$)においては、渦はケースA03よりやや上流側に存在し、その中心は境界部に近い。また、渦の形状は楕円形をしており、長軸がやや凹部内に入り込む形をしている。渦の強度はケースA03よりも小さい。

ケースA10($L/B_w=10$)においては、渦は凹部内の比較的上流に位置し、ケースA05よりもさらに傾いた楕円をしていることが観察される。この渦より

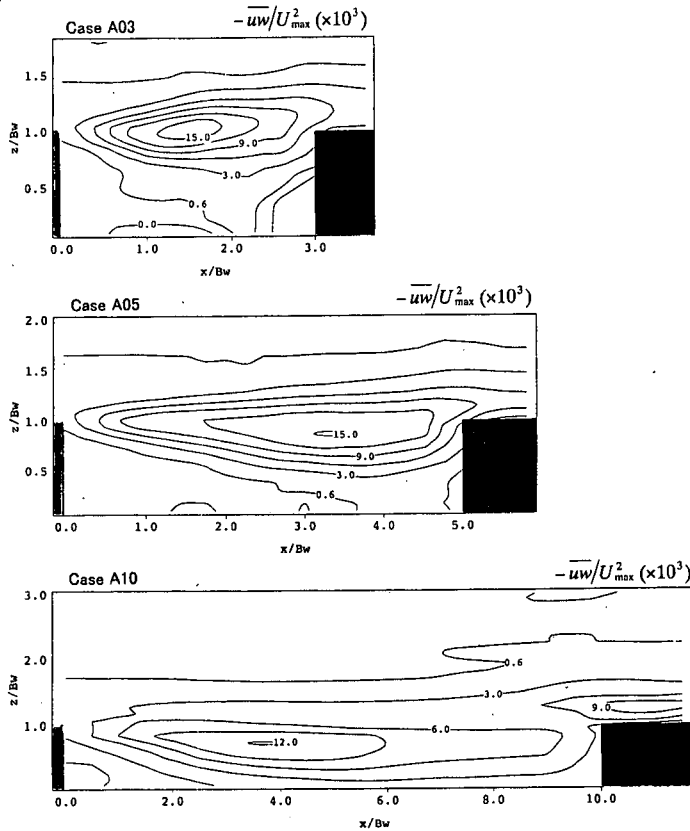


図-4 横断方向レイノルズ応力分布

も下流域においては主流から高運動量の流体が流れ込み、再び主流部へと戻っていく様子が明確にとらえられている。このため、このケースのみに再付着が生じている。再付着点の位置は時間的に大きく変動しているが、時間平均的には $x/B_w \approx 5.0$ であった。一方、藤田ら⁸⁾は鉛直方向に凹部を有するアスペクト比 L/B_w が 10 の開水路を PIV によって計測し、再付着点位置が $x/B_w \approx 7.5$ であることを示した。また、凹部に入り込んだ主流が凹部側壁でバウンドし、再び主流域へと戻るために凹部出口付近では水はね効果が顕著となっている。最近、齋津・山本^{9),10)}は藤田ら⁸⁾と同様な鉛直方向に凹部のあるキャピタリーの乱流構造を PIV・LDA 計測および LES・DNS による数値シミュレーションを行い、アスペクト比が増加すると再付着現象が出現することを明らかにした。

(2) 横断方向流速成分 W/U_{max}

図-3 は最大主流速 U_{max} で無次元化された横断方向の流速成分 W の等値線を示したものである。ケース A03 ($L/B_w=3$) では、凹部内部の $x/B_w=2.5\sim3.0$ 付近において負の流速が認められ、また、この領域

よりも上流側においては正の流速が観察される。他のケースの流速値と比較するとケース A03 の W が最も大きいことがわかる。これは、渦の強度が強いことを示している。ケース A05 ($L/B_w=5$) では、凹部内のほとんどの領域で流速値が正となり、凹部内の下流域の $x/B_w=4.5\sim5.0$ 付近のみ負の値が観察される。一方、ケース A10 ($L/B_w=10$) では、逆に流速値が正の領域は凹部内の上流域にわずかしかな存在せず、 $x/B_w > 5.0$ においては流速値は負の値を示している。この領域は主流が時間平均的に凹部内に流入する領域に対応している。 $x/B_w \approx 5$ が上述したように再付着点に相当している。また、凹部出口付近に着目すると、アスペクト比の増加に伴い流速値の増大が観察される。これは、アスペクト比の増加に伴い水はね効果が大きくなることを示し、着目に値する。

(3) レイノルズ応力分布

図-4 は横断方向レイノルズ応力 $-\overline{uw}$ の分布を無次元表示したものである。ケース A03 ($L/B_w=3$) では境界部 ($z/B_w=1.0$) の $x/B_w \approx 1.5$ 付近においてピークが観察される。この位置は、凹部内の下流域に存

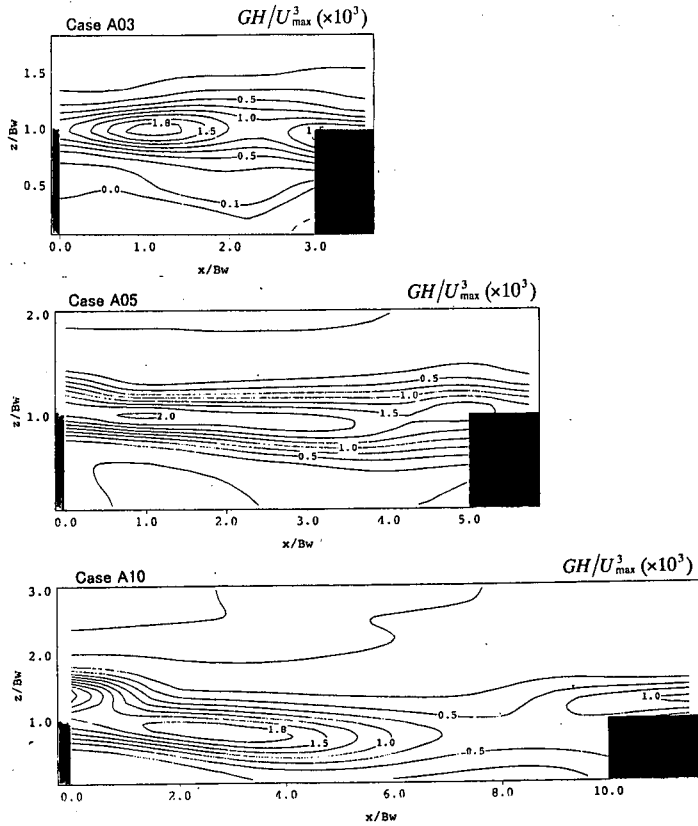


図-5 乱れの発生率の分布

在する定常渦によるリターンフローが主流とぶつかる領域とほぼ一致する。また、境界部から離れた主流域においても、レイノルズ応力 $-\overline{uw}$ がかなりの値を有している。これは、大規模渦のリターンフローが主流部に深く入り込むことによって生じたものと考えられ、水平方向 (z 軸方向) の運動量交換が大きいことがわかる。一方、ケース A03 の凹部内部においては境界部付近と比較すると、 $-\overline{uw}$ はかなり低減し、大規模渦の内部もそれほど大きな値は示さないようである。

ケース A05 ($L/B_w=5$) においては、境界部 ($z/B_w=1.0$) の $x/B_w \approx 3.3$ 付近でレイノルズ応力のピークが観察される。本ケースは、凹部内の上流域に発生する非定常渦が境界部に沿って移流するので、K-H 不安定性によってこの領域でレイノルズ応力が大きくなったものと考えられる。

ケース A10 ($L/B_w=10$) においては、境界部よりもやや凹部にレイノルズ応力のピークが存在する。また、境界部付近の $-\overline{uw}/U_{\max}^2 = 6.0 \times 10^{-3}$ の等値線に着目すると、流下に伴いや凹部内部へと入り込んでいることが観察される。これは、図-2 で観察

されたように、比較的乱れの少ない主流部の流体塊が凹部内部に入り込んでいるために生じたものと考えられる。

(4) 乱れの発生率および乱れエネルギー

本実験のような鉛直方向よりも流下および横断方向にシアが卓越した流れ(水平渦が卓越した流れ)における乱れの発生率 G は次式のように近似される。

$$G = -\overline{uu} \frac{dU}{dx} - \overline{uw} \left(\frac{dU}{dz} + \frac{dW}{dx} \right) - \overline{ww} \frac{dW}{dz} \quad (1)$$

図-5 は水深 H および最大流速 U_{\max} によって無次元化された乱れの発生率 G の分布を示したものである。ケース A03 および A05 においては、境界部付近に最大域が存在し、凹部内部ではそれほど乱れが生成されていないことが確認できる。一方、ケース A10 においては、最大域が凹部に入り込んでおり、また、凹部内部においても比較的乱れが生成されているといえる。

乱れエネルギー k は 3 方向の乱れ強度の 2 乗和を 2 で割ったものであるが、本実験では鉛直方向の乱れ強度を計測していないので、本論文では Laufer と同様に以下のように乱れエネルギー k を近似した。

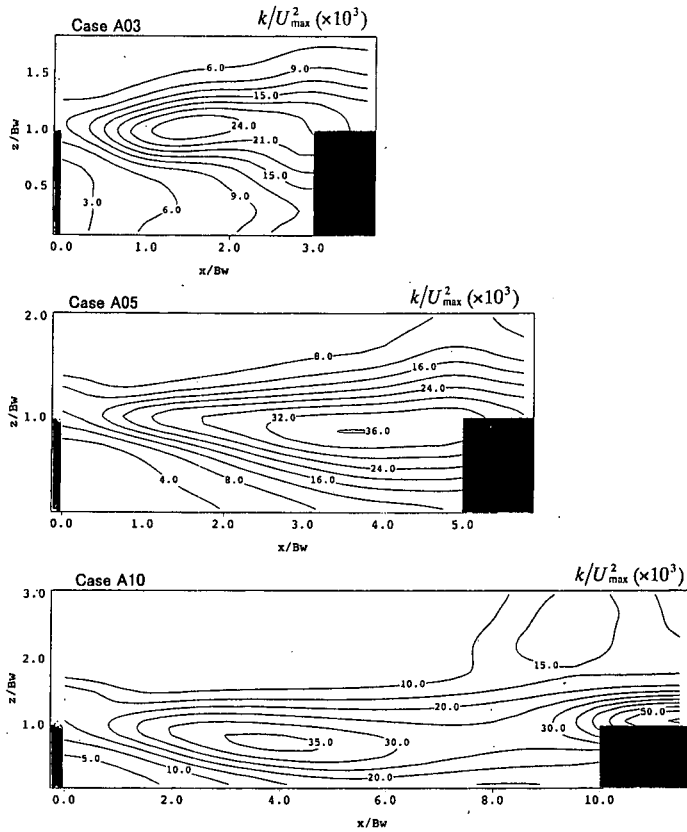


図-6 乱れエネルギー分布

$$k \equiv \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2) = \frac{1}{2}(u'^2 + 2w'^2) \quad (2)$$

図-6 は最大流速 U_{\max} によって無次元化された乱れエネルギー k の分布を示したものである。ケース A03 および A05 は境界部付近に乱れエネルギー k の最大域を持ち、ケース A10 は境界部よりもやや凹部内に最大域をもつといった特性を示し、一見、乱れの発生率 G の分布と類似している。しかし、ピーク位置に着目すると、いずれのケースにおいても乱れの発生率 G のピーク位置よりも乱れエネルギー k のピーク位置の方が下流に位置している。これは、境界部付近においては、比較的上流の流域で発生した乱れが散逸しきれずに移流し、乱れエネルギーが累積され、下流域で乱れエネルギーが最大となっていることを示唆している。

(5) 水面変動と流速変動との相関

水面変動 $h(t)$ と流速変動 $u(t)$ および $w(t)$ との相関係数 C_{hu} 、 C_{hw} は次式において、 u_i に h を、 u_j に u あるいは w を代入することによって得られる。

$$C_{u_i, u_j}(\Delta x, \Delta y, \Delta z, \tau)$$

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

ここに、 Δx 、 Δy 、 Δz は任意点 j の固定点 i からの距離、 τ は遅れ時間を示す。図-7 は境界面における相関係数 C_{uh} および C_{hw} を示したものである。なお、固定点は矢印で示されている。ケース A03 ($L/B_w=3$) に着目すると、 C_{hu} および C_{hw} は流下方向に大きく振幅している。これは、水面変動と流速変動に相関があり組織的な渦が存在することを示唆している。また、その規模がわんどの流下方向長さのオーダーを持つことを暗示している。さらに、 C_{hu} と C_{hw} の符号が逆転していることが特徴として挙げられる。これは、流れが主流域から凹部へ向かう瞬間に ($w < 0$)、主流の変動が正で ($u > 0$)、また、流れが凹部から主流域へ向かう瞬間に ($w > 0$)、主流の変動が負で ($u < 0$) あることを示しており、主流域の高速流体が凹部内に入り込み、一方、凹部内の低速流体が主流域に流出することを示し、水面変動と相関を持つことがわかる。相関係数 C_{hu} および C_{hw} は流下方向に交番しながら振動するが、その振幅は減衰していない。これは、渦が凍結乱流的に流下し

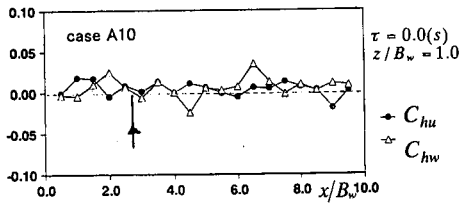
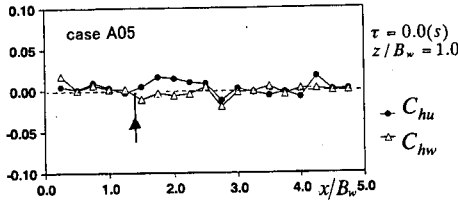
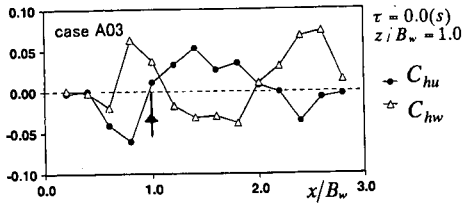


図-7 水面変動と流速変動との相関

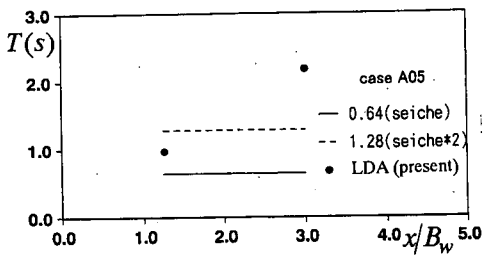
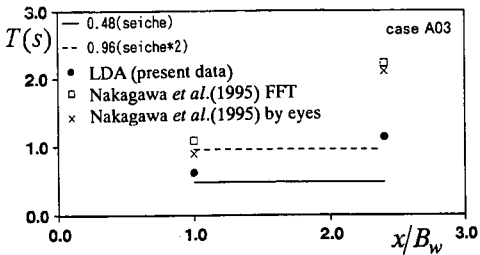


図-8 渦の周期

ていることを示唆している。一方、ケース A05 ($L/B_w=5$) および A10 ($L/B_w=10$) においては、相関係数 C_{hu} と C_{hw} が逆符号を示す特徴はケース A03 と一致するが、相関係数の値が相対的に小さい。また、流下に伴い相関係数が若干減少していることが観察される。

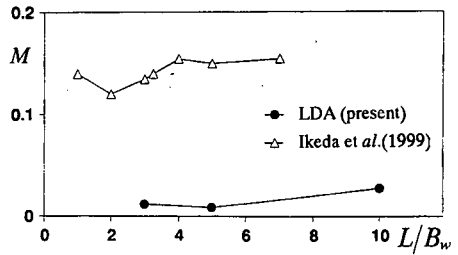


図-9 質量交換率

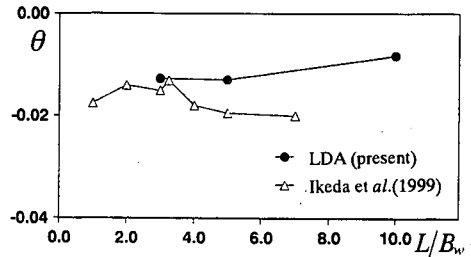


図-10 運動量交換率

(6) 渦の周期

中川ら¹⁾は電磁流速計を用いて凹部流れの流速計測を行い、流速変動のパワースペクトルから求められる卓越周期と目視によって得られた渦の周期とが一致することを確認した。木村ら²⁾はアスペクト比 L/B_w が 1.5 のケースにおいて、渦の周期はセイシュの周期またはセイシュの 2 倍の周期と一致し、流下方向に変化しないと述べている。一方、池田ら³⁾はアスペクト比 L/B_w が 3.0~7.0 の連続水制では渦の周期が流下に伴い増加することを指摘している。

図-8はケース A03 および A05 について、上流域と下流域の 2 点における渦の周期を示したものである。ここで、渦の周期の算出に関しては、LDA 計測によって得られた流速変動成分を高速フーリエ変換し、得られた卓越周波数の逆数を用いた。なお、中川らの指摘のとおり、スペクトル形状に極めて顕著なピークを示し、卓越周波数の算出は任意性のないものであった。ケース A03、A05 ともに、下流側の渦の周期が上流側よりも大きいことがわかる。しかし、図-2を参照すると、両者のメカニズムは多少異なることが考えられる。すなわち、ケース A03 に関しては、凹部の上流端から下流域に規模が大きく強度も強い大規模渦が存在するために、上流域でせん断不安定によって発生した小規模な渦が、発達する前に大規模渦に取り込まれると考えられる。よって、上流側の周期はせん断不安定によって発生した渦を示し、下流側の渦は大規模渦の周期を示したものである。中川ら¹⁾の結果と比較すると、定量的に相

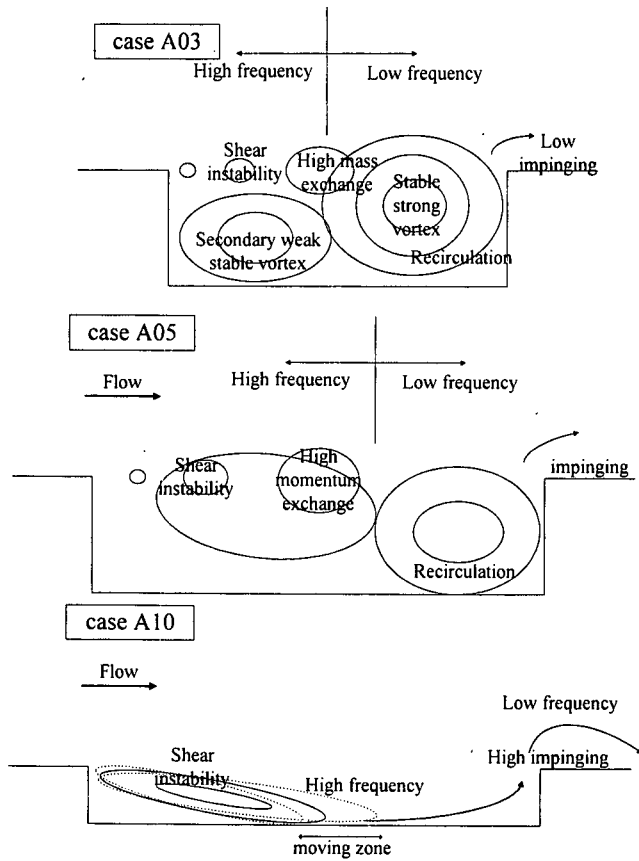


図-11 凹部流れの概念図

違が生じている。この原因は計測精度によるものか現在不明であるが、渦の周期が下流側の方が長いという定性的傾向は一致している。一方、ケース A05 に関しては、図-2を参照すると上流域においてせん断不安定によって発生した渦が、流下に伴い周囲流体を連行し、次第に規模が増加するために渦の周期が増加していると考えられる。上記の周期の実験値はセイシュの理論値と同程度であるが、水面変動にはセイシュが明確には見られず、これらの関連性はフルード数を系統的に変化させて今後さらに研究していきたい。

(7) 質量交換率および運動量交換率

池田ら³⁾は主流と凹部との間の質量交換率 M および運動量交換率 θ を以下のように定義した。

$$M = \frac{1}{\rho U_{\max} L} \int_0^L \rho |W(x)| dx \quad (4)$$

$$\theta = \frac{1}{\rho U_{\max}^2 L} \int_0^L \overline{\rho u w(x)} dx \quad (5)$$

図-9に質量交換率 M を図-10に運動量交換率 θ を示した。質量交換率 M および運動量交換率 θ とともに、絶対値が大ききな値を示すほど交換率が高いことを示す。なお、両図には池田ら³⁾の連続水制の結果も表示している。本実験結果と池田らの結果に差違が認められる。これは、本実験流れた単一の凹部を有するのに対し、池田らの流れは連続水制であるために流況が異なることが考えられる。さて、本実験の質量交換率 M については、ケース A10が最も大きい。これは、図-3で観察されるように、主流が凹部内の下流域に流入および流出していることが原因である。また、ケース A05よりもケース A03の方が質量交換率が若干大きい。この原因として、ケース A03で観察された大規模渦が凹部だけでなく主流域にもはみ出して存在することが挙げられる。一方、運動量交換率 θ については、ケース A03および A10よりも、ケース A05の絶対値の方が微弱ながら大きな値を示していることから、ケース A05において最も運動量交換が活発に行われていることが確認される。

4. 新しい渦モデルの提案

本研究によって、アスペクト比が凹部の乱流構造を変化させることが解明された。ここで、わんどにおける渦モデルを図-11のように提案する。すなわち、アスペクト比が3では、凹部内の比較的下流の位置に強度の強い渦が存在し主流域と凹部内の質量を活発に交換させる。一方、上流域においてせん断不安定によって発生した渦は発達せずに、下流域の大規模渦に飲み込まれる。アスペクト比が5では、上流においてせん断不安定によって発生した渦の大きさが流下に伴い増加する。この渦によって主流と凹部内部との運動量交換が活発となる。アスペクト比が10では、主流が凹部の下流域に入り込み、凹部側壁でバウンドした後、再び主流域へと戻っている。そのため、凹部奥行き5倍程度下流の位置で再付着が生じるが、主流の凹部への入り込みが間欠的であるために、再付着点は流下方向に大きく変動する。なお、本研究ではアスペクト比を系統的に変化させたとはいえ、わずか3ケースしかないため今述べた流況に関するアスペクト比(3, 5, 10)はクリティカルなものとは考えにくい。今後、さらに多くのアスペクト比で実験を行い、アスペクト比が変化することで組織渦等がどのように変化するかを調べる必要がある。

5. 結論

本研究では、わんどモデルである凹部の奥行きと流下方向長さを変化させた流れを LDA および超音波波高計を用いて流速変動および水面変動を計測した結果、アスペクト比によって凹部の乱流構造が大きく変化することを解明し、わんどにおける新しい渦モデルを提案した。ここでの結果は、別途進めている PIV による計測結果とも一致する。今後、フルード数を系統的に変化させ、わんどにおける乱流構造がフルード数によってどのように変化するかを解明したい。

謝辞：本研究を行うに当たり、実験および解析に協力いただいた当時本学大学院生の池谷和也氏(三井造船)に感謝する。

また、本研究を遂行するに当たり、河川環境管理財団の研究助成を受けたことを記し、これに感謝する。

参考文献

- 1) 中川研造, 河原能久, 玉井信行: ワンド内の流れの水力特性に関する実験的研究, 水工学論文集, 第39巻, pp.595-600, 1995.
- 2) 木村一郎, 細田尚, 村本嘉雄, 安永良: 開水路流れにおける死水域内の流体振動に及ぼす水理パラメータの効果, 水工学論文集, 第39巻, pp.779-784, 1995.
- 3) 池田駿介, 吉池智明, 杉本高: 不透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.
- 4) 松岡保正: 大規模水制群内の水平渦, 水工学論文集, 第39巻, pp.773-778, 1995.
- 5) 陳飛勇, 池田駿介: 水制周りの水平剥離渦の構造に関する実験的研究, 水工学論文集, 第40巻, pp.787-792, 1996.
- 6) 瀬津家久, 鬼束幸樹, 池谷和哉, 高橋俊介: わんど形状が河川に及ぼす影響に関する水理学的研究, 応用力学論文集, Vol.3, pp.813-820, 2000.
- 7) 瀬津家久, 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.
- 8) 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.
- 9) 瀬津家久, 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.
- 10) 瀬津家久, 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.

(2000. 4. 28 受付)

TURBULENCE CHARACTERISTICS AND COHERENT VORTICES IN OPEN-CHANNEL FLOWS WITH A HORIZONTALLY DEAD ZONE

Iehisa NEZU, Kouki ONITSUKA and Shunsuke TAKAHASHI

Turbulence measurements in open-channel flows with a horizontally dead zone were conducted with a two-component LDA system. The aspect ratio(=streamwise length/spanwise length) is changed to 3, 5 and 10. In the case of the aspect ratio of 3, the strength of the rotation of the vortices is large in compared with other cases. In the case of the aspect ratio of 5, the mass exchange is small, however, the momentum exchange is larger than the other case. In the case of the aspect ratio is 10, the reattachment can be seen. The reattachment length is about 5 times of the spanwise length of the dead zone. A new eddy model in open-channel flows with a horizontally dead zone is suggested.