

側壁に凹部を有する開水路流れのLES解析

NUMERICAL ANALYSIS OF AN OPEN-CHANNEL FLOW WITH A SIDE CAVITY BY THE USE OF LES TECHNIQUE

瀬津家久¹・鬼束幸樹²・矢野勝士³

Iehisa NEZU, Kouki ONITSUKA and Masashi YANO

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 博士(工学) 京都大学大学院助手 環境地球工学専攻

³学生員 京都大学大学院環境地球工学専攻

A numerical simulation of an open-channel flow with a side cavity was carried out by the use of a large eddy simulation (LES). In this study, 1-equation model was used and Froude number was set to 0.1. This is because Kimura *et al.* pointed out that the fluctuations of free surface are negligibly small in such a low Froude number flow. The time-averaged velocity vector, distributions of the Reynolds stress and kinetic turbulent energy are similar to those of experimental data which were obtained by Nezu *et al.* with a laser Doppler anemometer(LDA). It was found that the instantaneous velocity vector is quite different from the time-averaged one. The calculated flow field is almost 2-dimensional in the vertical direction except for very near the bed. This result corresponds to the experimental data which was shown by Nezu *et al.* by making use of a particle image velocimetry(PIV). The vortices which were generated by the shear instability between the main channel and the side-cavity are quite coherent ones.

Key Words : Large Eddy Simulation(LES), vortex, side-cavity open-channel flow, Wando

1. はじめに

淀川や木曽川の河岸には凹部が観察される。これは、明治時代に舟運あるいは治水のために作られた護岸が時代とともに変化した結果形成されたもので、現在、わんどと呼ばれている。こうした凹部を有する流れでは主流と凹部との間のシアーによって凹部内に水平渦が発生する。中川ら¹⁾はアスペクト比 L/B_w (=凹部の流下方向長さ L / 横断方向長さ B_w) を変化させた流れを電磁流速計によって計測し、アスペクト比が1では一つの循環渦しか発生しないが、アスペクト比が3の場合は、大きな循環渦に加え、それに誘発される逆向きの回転を有する小さな渦が発生することを明らかにした。池田ら²⁾は実験水路において、アスペクト比 L/B_w を1~7と系統的に変化させた連続水制を設置し、電磁流速計およびレーザー流速計を用いた流速計測を行った。Muto *et al.*³⁾はアスペクト比 L/B_w が1および3の流れを電磁流速計、レーザー流速計で計測し、凹部と主流部との境界付近では、周期的な流速変動が観察されることを示した。これは、凹部流れに発生する水平渦が組織的であることを示唆している。最近、瀬津ら⁴⁾はアスペクト比 L/B_w が3,5および10の凹部流れをPIV(Particle

Image Velocimetry)を用いて計測し、アスペクト比が3の場合は、かなり流れが定常的であり、アスペクト比が5の場合は境界部における渦が流下方向に移流しながら周囲流体を連行し極めて非定常的な流れになり、さらに、アスペクト比が10になると主流部の流れが間欠的に凹部側壁にまで侵入し、再付着現象が発生していることを明らかにした。しかし、PIVあるいはPTV(Particle Tracking Velocimetry)といった可視化手法を用いても3成分3次元計測は極めて困難といえる。こうした弱点を克服するものとして数値シミュレーションが挙げられる。

河原ら⁵⁾は定常な平面2次元 $k-\varepsilon$ モデルを用いて開水路凹部流れの計算を行い、時間平均流速が実験値を良好に再現することを示した。木村ら⁶⁾は時間進行型の平面2次元 $k-\varepsilon$ モデルを用いた計算を行い、周期的に変化する流速変動を再現し、実験値と定量的に一致することを示した。池田ら⁷⁾は灘岡・八木⁸⁾の開発したSDS-2DHモデルと呼ばれる平面2次元LES(Large Eddy Simulation)を用いて連続水制周辺の流況をシミュレートし、凹部内部と主流間とで行われる質量および運動量交換率を計算し、実験結果の再現に成功した。以上の計算は支配方程式を鉛直方向に積分した2次元計算であるが、近年の計算機の

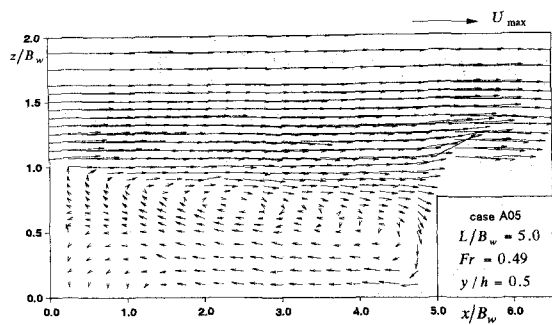


図-1(a) 時間平均された流速ベクトル(LDA計測値)

急激な発達によって、LES や DNS(Direct Numerical Simulation)といった3次元計算が可能となってきている。

Smagorinsky モデルで始まった LES は、Moin & Kim⁹⁾によるシミュレーションがバーストを見事に再現していることで注目され、その後1方程式モデルやダイナミックモデル¹⁰⁾が開発された。藤田ら¹¹⁾は Smagorinsky モデルを用いて鉛直下向きに凹部を有する開水路トレンチ流れをシミュレートし、PIV で得られた流速変動をほぼ再現した。楠津・山本^{12),13)}も同様な流れについて1方程式 LES モデルおよび DNS を用いてシミュレートし、境界部付近に周期的に発生する組織渦の発生・発達・崩壊過程を解析し、開水路においても LES および DNS の再現性が良好であることを示した。しかし、水平方向に凹部を有する開水路流れを3次元計算し、その乱流構造を解析した例はほとんどない。本研究では、水路側壁に凹部を有する開水路流れを取り上げ、1方程式 LES モデルを用いた3次元計算を行い、流れの3次元構造について解析するものである。

2. 数値解法

(1) 基礎方程式

連続式およびNavier-Stokes方程式を空間粗視化した方程式は以下になる¹⁴⁾。

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

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

$$\tau_{ij} = -(\bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (3)$$

$$\Omega = (g \sin \theta, -g \cos \theta, 0) \quad (4)$$

ここに、 $\bar{\cdot}$ は空間平均を表し、 $\bar{u}_i$ は i 方向の速度成分 ($i=1,2,3$)、 x_1 は流下方向座標、 x_2 は x_1 に直角上向きの座標、 x_3 は横断方向座標、 $\bar{p}$ は圧力、 $K \equiv 1/2 \bar{u}_i' \bar{u}_j'$ は SGS (Sub Grid Scale) の乱れエネルギー

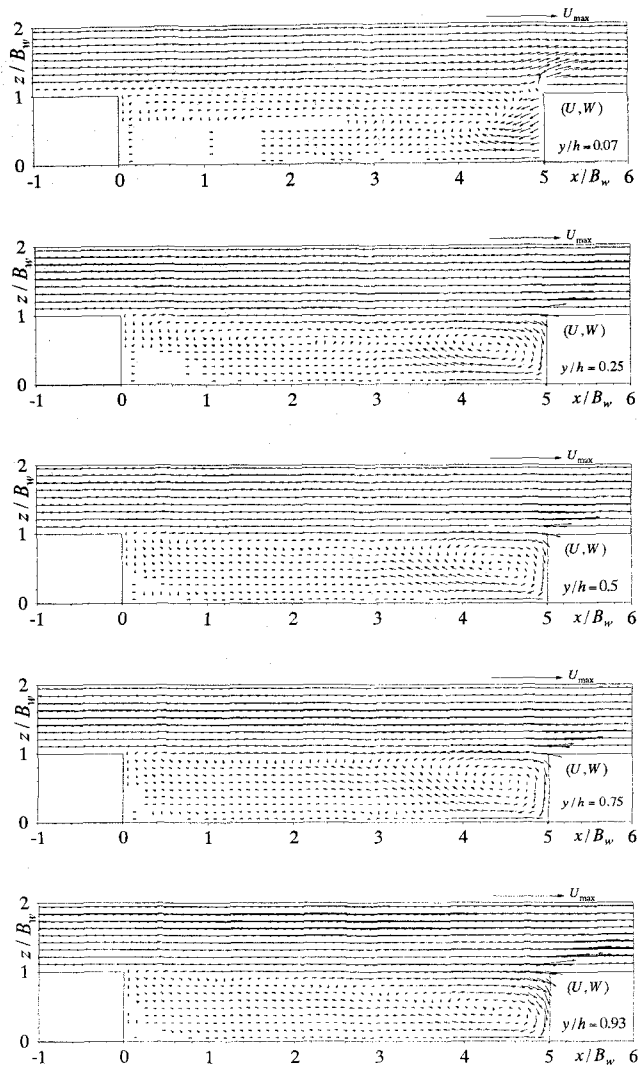


図-1(b) 時間平均された流速ベクトル(LES計算値)

一である。繰り返し添字はアインシュタイン縮約に従うものとする。SGS応力成分 τ_{ij} を勾配拡散型で表現すると以下になる。

$$\tau_{ij} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

ν_t の表現方法によって様々なモデルが提案されている。もっとも有名なものとして Smagorinsky モデルが挙げられるが、SGS応力を正確に評価できない、Smagorinsky 定数が流れ場に依存するなどの欠点があるため、本研究では1方程式モデルを採用した。

$$\nu_t = C_v \Delta K^{1/2}, \quad \Delta = (\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3)^{1/3}$$

$$\frac{\partial K}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial K}{\partial x_j} = 2 \nu_t \bar{D}^2 - C_\epsilon \frac{K^{3/2}}{\Delta} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial K}{\partial x_j} \right\} \quad (6)$$

$$\bar{D} = (\bar{D}_{ij} \bar{D}_{ij})^{1/2}, \quad \bar{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (7)$$

係数は閉管路に対する推奨値 $C_v=0.05$, $\sigma_k=0.5$, $C_\epsilon=1.0$ を用いた¹⁵⁾。

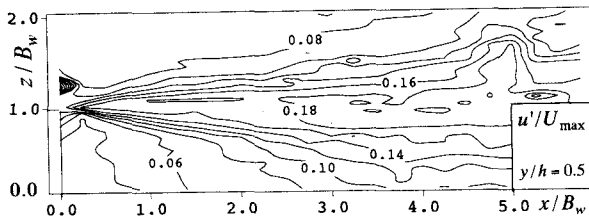


図-2(a) 流下方向乱れ強度(LDA計測値)

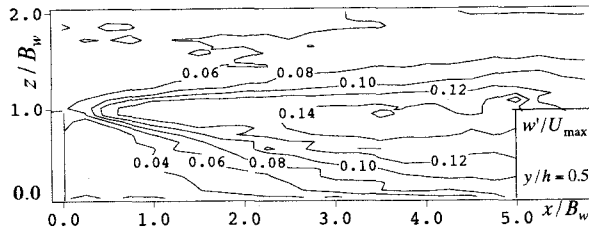


図-3(a) 横断方向乱れ強度(LDA計測値)

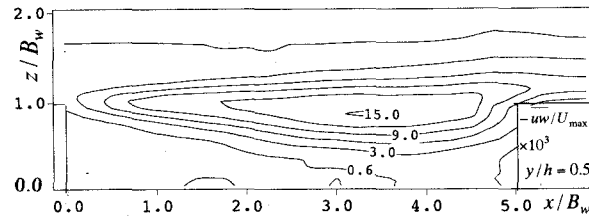


図-4(a) 横断方向レイノルズ応力(LDA計測値)

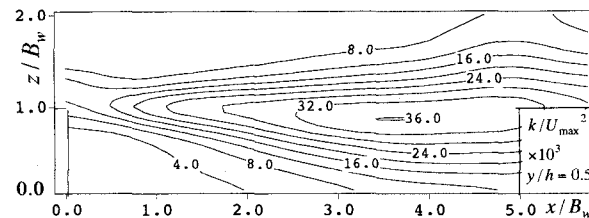


図-5(a) 乱れエネルギー分布(LDA計測値)

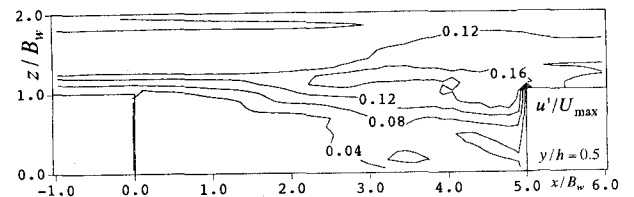


図-2(b) 流下方向乱れ強度分布(LES計算値)

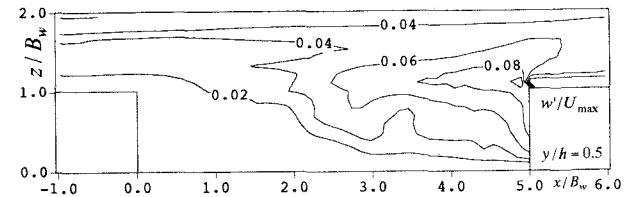


図-3(b) 横断方向乱れ強度分布(LES計算値)

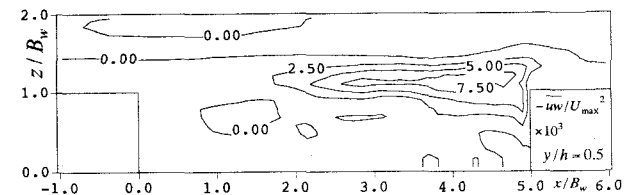


図-4(b) 横断方向レイノルズ応力分布(LES計算値)

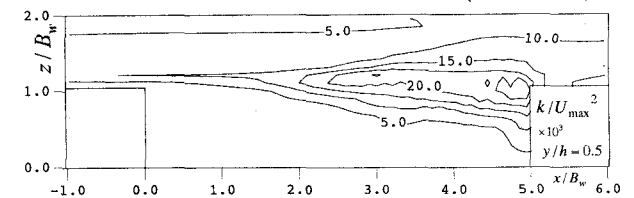


図-5(b) 乱れエネルギー分布(LES計算値)

(2) 計算条件

支配方程式の離散化には有限体積法を用いた。空間に対し2次精度の中央差分、時間に対しては2次精度のAdams-Bashforth法を用い、計算格子をスタガードとした。また、圧力の計算には共役残差法を用いた。

対象とした流れ場の幾何学形状は、瀬津ら^{4),16)}の実験の内アスペクト比 L/B_w が5のケースとほぼ同様とした。つまり、凹部の流下方向長さ $L=20.0\text{cm}$ 、凹部の横断方向長さ $B_w=4.0\text{cm}$ 、水深 $h=4.0\text{cm}$ である。ただし、水路幅 B に関しては瀬津ら^{4),16)}の実験では 35cm であるのに対し、本計算では計算負荷を軽減させるために $B=16.0\text{cm}$ とした。また、フルード数 $Fr=U_m/\sqrt{gh}$ は 0.1 とした。ここに、 U_m は断面平均流速である。本計算では計算格子が固定されており、水面変動を考慮していない。しかし、木村ら¹⁷⁾は開水路凹部流れにおいてフルード数が 0.2 以下の場合には水面変動のRMS値が水深の 0.1% 以下になることを理論的および実験的に示していることから、本計算条件の流れでは水面変動は無視しうると考えられる。

計算格子は流下方向(x 軸)に200、鉛直方向(y 軸)に15、横断方向(z 軸)に40とした。格子間隔はそれぞれの方向でレギュラーメッシュを用い、主流部の摩擦速度で無次元化すると、 $\Delta x^+ \equiv \Delta x U_* / \nu = 13.1$ 、 $\Delta y^+ = 8.3$ 、 $\Delta z^+ = 13.1$ である。主流部では摩擦速度が大きいため、内部変数で無次元化された格子間隔が粗くなり精度の高い計算は期待できないが、凹部では無次元化された格子間隔が小さくなるために、高い計算精度が期待される。なお、格子間隔が密である方が計算精度が向上するのは明らかであるが、本計算に用いた計算機的能力上の問題で上述の計算格子点数が上限であった。凹部では主流部よりも凹部より上流側および下流側にそれぞれ $0.8L$ 、 $2.2L$ の助走部区間を設けてある。境界条件として壁面境界においてno-slip、主流部の切断面境界においてslip、水面において鉛直方向流速をゼロ、その他の流速は対称条件、流入・流出面において周期境界条件を与えた。一般に、流入条件については、周期境界条件を与える方法と流入断面の条件で等流計算を前もって本計算ステップ数(60万ステップ)行い、それを流入条

件として与える方法があるが、後者の場合、極めて大容量の記憶装置が必要となるため、ここでは前者を採用した。計算開始より60万ステップ計算した後、流れが発達していることを確認した上で、さらに1万ステップについて平均処理を施した。

3. 計算結果および考察

(1) 水平断面における流速ベクトル

図-1(a)は瀬津らのLDA実験値であり、計測断面は $y/h=0.5$ である。図-1(b)は5つの水平断面における時間平均流速ベクトル計算結果である。 $y/h=0.5$ の断面に着目すると、計算結果は実験値より流下方向スケールが小さくなっている。これは、レイノルズ数が彼らのものより小さいためか、数値モデルに改良が必要かは現在不明である。しかし、凹部下流域に水平渦が発生すること、時間平均された主流部のベクトルはほぼ水路側壁と平行となるといった傾向は一致している。

前報⁴⁾で、アスペクト比 L/B_w が2の開水路凹部流れにおいて、 $y/h=0.25, 0.5, 0.75$ の水平断面をPIVを用いて計測し、流れが鉛直方向にほとんど変化しないことを示した。しかし、これらの計測はわずかに3断面であり、底面付近や水面付近の計測はしていない。図-1(b)を見ると、実験値⁴⁾と同様に $y/h=0.25, 0.5, 0.75$ における流況には目立った差異が見られず、流れが2次元的であるといえる。水面近傍の $y/h=0.93$ の断面については渦の形状が若干流下方向に長くなっている。一方、底面近傍の $y/h=0.07$ の断面については、凹部の下流壁にぶつかった流れがリターンフローとなって逆流しながら凹部側壁方向に近づく流れと、凹部から主流部へと局所的に流出している流れが観察される。この流況は他の断面のものと極めて異なり、底面付近では3次元性が強くなることが明らかとなった。

(2) 水平断面における乱れ諸量

図-2(a), (b)に流入断面における最大流速 $U_{\max}$ で無次元化された流下方向乱れ強度分布 $u'/U_{\max}$ の実験値および計算値をそれぞれ示す。凹部と主流との境界線($z/B_w=1.0$)付近に着目すると、流下に伴い乱れ強度が増加し、その幅が増加していることが観察される。これは、主流と凹部の間に発生するせん断層の発達を示唆するものである。図-3の横断方向乱れ強度分布 $w'/U_{\max}$ と比較すると、大まかな等値線のパターンは類似しているが、横断方向乱れ強度の計算値については凹部下流壁から主流部へと等値線が

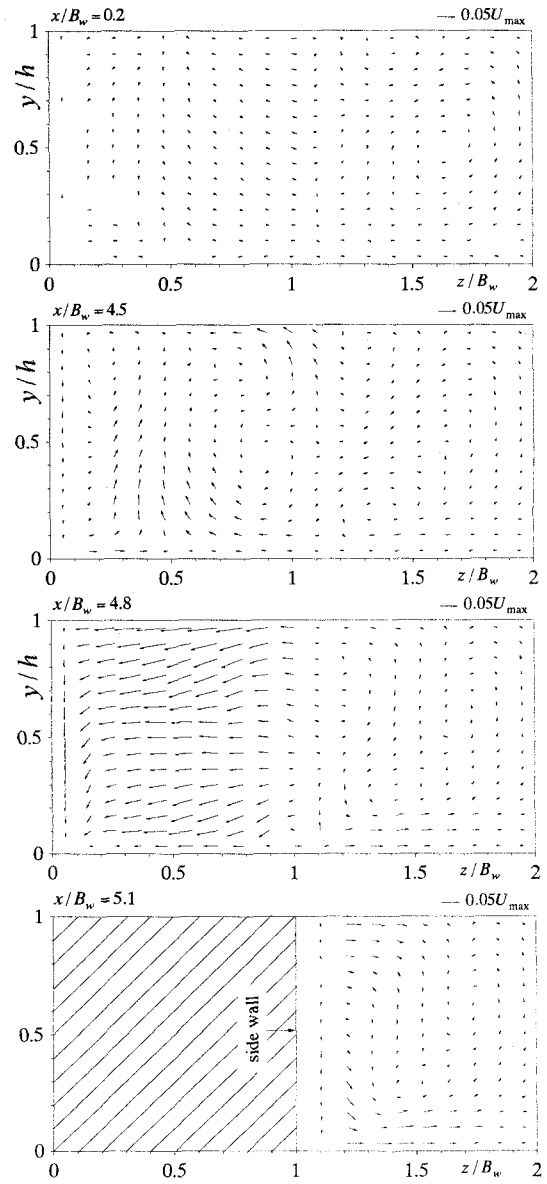


図-6 横断面内時間平均流況(LES計算値)

張り出していることが認められる。これは、図-1(b)で観察された流体の吹き出し方向と一致しており、ここで非定常的に流体が流れ出ていることを意味している。また、実験値と計算値を比較すると、大まかなパターンは類似しているが、計算値が小さな値をとっている。

図-4および図-5に横断方向レイノルズ応力 $-\overline{uw}$ および乱れエネルギー $k \equiv (u'^2 + v'^2 + w'^2)/2$ を $U_{\max}$ で無次元化した実験値および計算値をそれぞれ示す。ただし、実験値に関しては、 $k \equiv (u'^2 + 2w'^2)/2$ の近似値である。レイノルズ応力 $-\overline{uw}/U_{\max}^2$ が最大を示す位置が実験値よりも多少下流側となっている。これは、本計算で再現された水平渦のスケールが実験結果よりも小さいためと考えられる。乱れエネルギー $k/U_{\max}^2$ のコンターラインに着目すると、境界部に

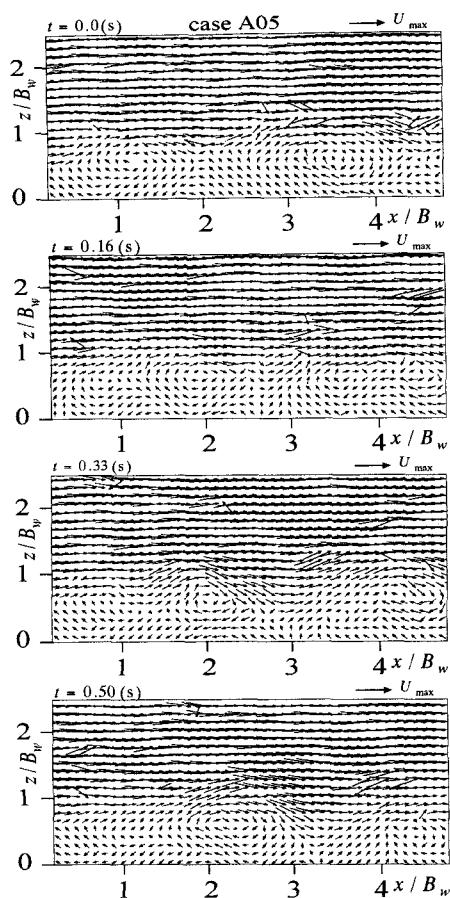


図-7(a) 水平断面内瞬間流況(LDA計測値)

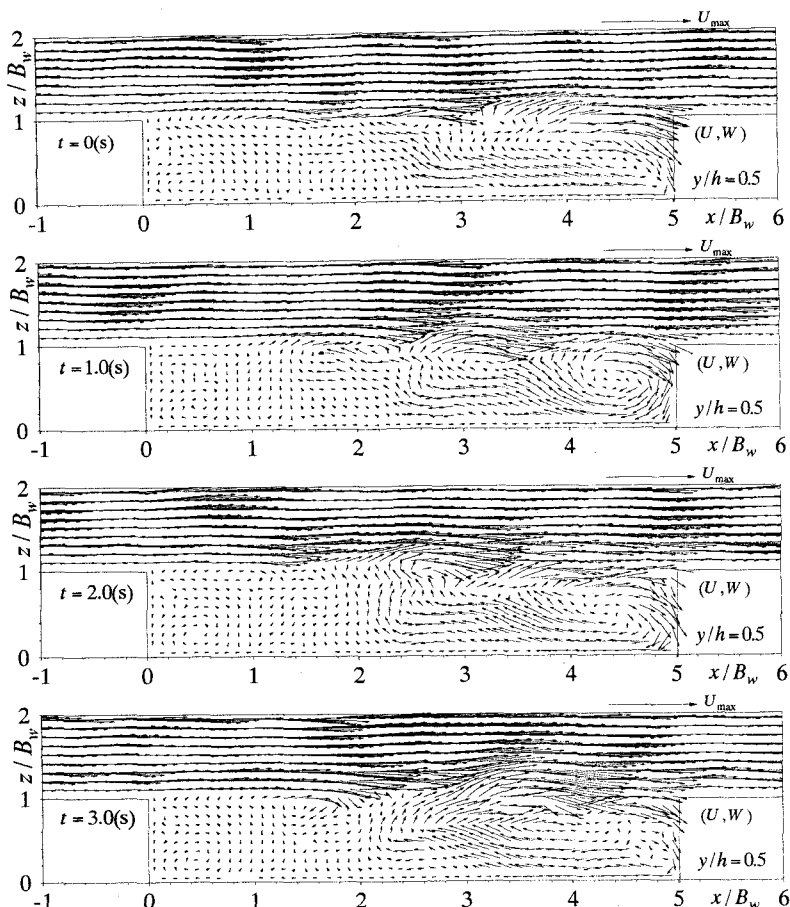


図-7(b) 水平断面内瞬間流況(LES計算値)

においてその値が大きくなっていることが観察され、流下に伴うせん断層の発達が確認できる。

(3) 横断面内における2次の流速ベクトル

図-6は計算で得られた横断面内の2次の流速ベクトル(V, W)を示したものであり、上図から凹部流入直後($x/B_w=0.2$)、水平渦の中心付近($x/B_w=4.5$)、凹部出口直前($x/B_w=4.8$)、凹部出口直後($x/B_w=5.1$)となっている。凹部流入直後の断面($x/B_w=0.2$)では断面内の流速値が U_{max} の1%以下であり、ほとんど流れがないといえる。ところが、水平渦の中心付近を通過する断面($x/B_w=4.5$)では、水平渦の中心付近で U_{max} の3%程度の上昇流が観察される。このような開水路凹部流れにおける横断面内測定結果が現在のところ存在しないので、この計算結果が妥当かどうかは不明であるが、極めて興味深い現象といえ、今後実験的にも解明する必要がある。また、凹部出口直前($x/B_w=4.8$)では主流部から凹部へと強い流れが生じ、凹部出口直後($x/B_w=5.1$)では逆に主流方向へ強い流れが生じていることが観察される。これは、流れが凹部下流壁にぶつかることで流れが分離し、一方は凹部内部へ、そしてもう一方は主流部へと向かっていることを表している。このような現象は図

-1(b)の結果と対応している。

(4) 瞬間流況

図-7(a), (b)に実験値および計算値による水平断面内の瞬間流況の例を示す。ただし、計算値については60万ステップ終了時を $t=0(s)$ としている。主流と凹部との境界付近に渦が発生している。この渦は流下に伴いその規模を増大させていることがわかる。これは、周囲流体を連行した結果生じているものである。また、この渦の影響を受け主流部の流況もかなり複雑となっており、時間平均された流速ベクトル(図-1(b)参照)とはかなり対照的である。こうした結果はPIV計測結果と類似している。

図-8は $t=1.0(s)$ における $y/h=0.25$ および 0.75 における瞬間流況である。図-7に示した $y/h=0.5$ の図と照らし合わせると、これらの3つの断面においてそれぞれ渦が観察され、その中心位置は若干異なる。また、渦の規模もそれぞれ異なっている。すなわち、境界部で発生した渦は全水深にわたって存在するが、その瞬間構造は鉛直方向に一様ではなく若干変動した3次元挙動を示している。

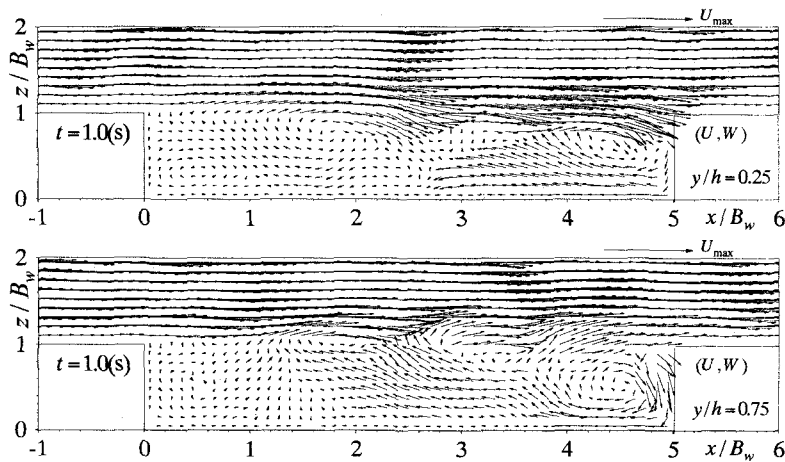


図-8 瞬間流況の鉛直方向変化(LES計算値)

4. おわりに

本研究は、1方程式モデルを用いたLESによってアスペクト比が5の開水路凹部流れを解析したものである。

時間平均された流況とLDA実験結果を比較すると、計測された水平渦の規模が若干小さく、また、レイノルズ応力などの乱れ諸量もやや小さな結果となった。これは、設定したフルード数が実験のものより小さいことが原因か、数値モデルの改良が必要かは現在不明である。しかし、乱れ諸量の分布形状はかなり類似しており、主流と凹部の間に発生するせん断が流下方向に発達している流況が再現された。また、水平渦の中心付近では最大主流速の3%程度の上昇流が観察された。ただし、この現象は現在実験的に解明されておらず、今後実験的裏付けを行う必要がある。また、境界部において発生した渦が流下に伴いその規模が大きくなること、こうした現象が次々と生じていることなどPIVで得られた実験結果⁴⁾を良好に再現した。さらに、渦は全水深にわたって存在するが、その規模は鉛直方向に完全には一様ではないことが解明された。

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.
- 2) 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.
- 3) Muto, Y., Imamoto, H. and Ishigaki, T.: Velocity measurements in a straight open channel with a rectangular embayment, *Proc. of 12th Congress of APD-LAHR*, pp.353-362, 2000.
- 4) 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.

- 5) 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.
- 6) 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.
- 7) 池田駿介, 杉本高, 吉池智明: 不透水制群を有する流れの水理特性に関する研究, 土木学会論文集, No.656/II-52, pp.145-155, 2000.
- 8) 瀬岡和夫, 八木宏: SDS&2DHモデルを用いた開水路水平せん断乱流の数値シミュレーション土木学会論文集, No.473/II-24, pp.35-44, 1993.
- 9) Moin, P. and Kim, J.: Numerical investigation of turbulent channel flow, *J. Fluid Mech.* Vol.118, pp.341-377, 1982.
- 10) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W.H.: A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model, *Phys. Fluids*, A3(7), pp.1760-1765, 1991.
- 11) 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.
- 12) 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.
- 13) 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.
- 14) 鬼束幸樹, 瀬津家久: LESを用いたアスペクト比6の開水路流に関する数値シミュレーション, 水工学論文集, 第45巻, pp.553-558, 2001.
- 15) 数値流体力学編集委員会編: 3乱流解析, 数値流体力学シリーズ, 東京大学出版会, 1995.
- 16) 瀬津家久, 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.
- 17) 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.

(2001. 10. 1受付)