

開水路キャビティ一流れの乱流構造 に関する研究

福津家久¹・山本義暢²

¹正会員 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学生員 京都大学大学院生 工学研究科環境地球工学専攻

開水路キャビティ一流れは、剥離せん断層の発達、組織渦の発生・発達・崩壊、あるいは逆流域、死水域の存在といった複雑な乱流場を形成する。本研究ではこのようなキャビティ一流れに対し、フルード数・レイノルズ数およびキャビティーのアスペクト比を系統的に変化させ、レーザ流速計を用いて高精度に測定した。その実験結果により乱流構造が特徴的に変化した2ケースに対して、非定常数値シミュレーションの有力な手法である Large Eddy Simulation(LES)、また可視化手法として近年有力視されているParticle Image Velocimetry(PIV)を用いてこれらの組織構造について検討し、キャビティ一流れに対する2つのパラメータの影響および組織構造との関係について考察を行った。

Key Words : cavity flow, turbulence structure, mean velocity, coherent structures, LDA, LES, PIV, numerical calculation, open-channels

1. はじめに

河川法の改正に伴い従来の河川機能である治水・利水機能に加えて新たに環境機能が加わり、河川においてもコンクリート三面張りの直線水路だけでなく植生、複断面といった多様性が求められている。特に、トレンチ、ワンドに見られる「瀬と淵」を有する流れは、流送土砂制御や流量制御の目的に加えて、生態系保全にも役に立つということで多自然型河川工法の一環として設置されるようになり、その設計・施工にあたっては水理学的・流体力学的解明が必要不可欠になっている。

Knisely & Rockwell¹⁾は、上・下流端に段落ち、段上がりの2つの側壁のあるキャビティ一流れにおいて1次元LDA(Laser Doppler Anemometer)を用いた乱流計測とともに水素気泡法による組織渦の可視化を行った。その結果、下流衝突端のない通常の段落ち流れと比較して乱れ強度が50%から80%低減することおよび、この現象は下流端からかなり上流側の領域でも起こること、また、キャビティー上流端から発生する剥離渦が下流端に衝突

する位置は規則的に変化することを指摘するとともに、流れの3次元性についても考察している。また八木²⁾は凹凸の卓越する流路でホットフィルム流速計を用いた点計測実験とともに、染料注入法を用いて可視化実験を行い、キャビティー界面での流速変動は顕著なピーク周波数をもち、この界面不安定波においては自由せん断層の場合と同様に、平行・非粘性の線形安定性理論が成立していることを示した。このような非定常性、3次元性、非等方性を有するキャビティ一流れにおいては時間平均諸量だけでなくその組織構造の解明が本質的に重要となる。

一方、1970年代に発見された乱流のバースティング現象をMoin & Kim³⁾が数値的にほぼ再現することに成功したことで、一躍注目されるようになったLarge Eddy Simulation(LES)は、この種の組織乱流構造の計算には画期的な手法である。藤田ら^{4), 5)}はキャビティ一流れに対しLESおよびPIV(Particle Image Velocimetry)を用いて解析し、その結果、せん断層内においては運動量と渦度に対し凍結乱流の仮定がほぼ成立するが、移流速度は平均流速の

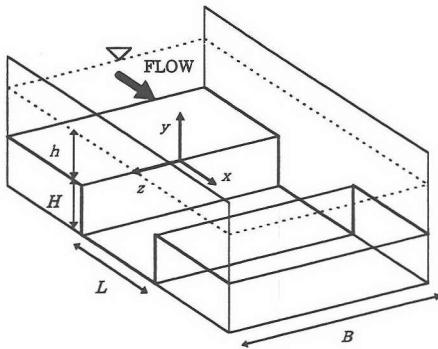


図-1 キャビティー形状と座標系

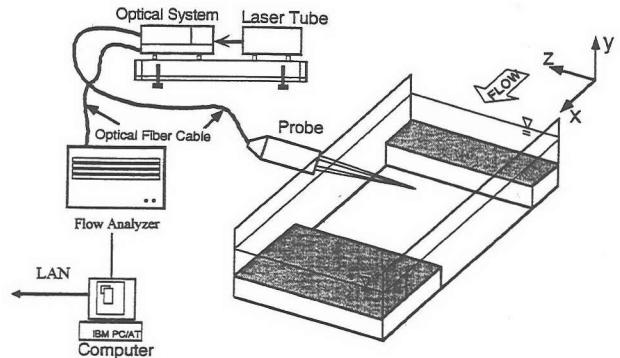


図-2 実験装置(LDA)

表-1 水理条件

CASE	$h(\text{mm})$	$L(\text{mm})$	L/H	Fr	$Re(\times 10^4)$
FR12V05	66	33	0.5	0.12	0.63
FR12V10	66	66	1.0	0.12	0.63
FR12V20	66	132	2.0	0.12	0.63
FR12V30	66	198	3.0	0.12	0.63
FR12V50	66	330	5.0	0.12	0.63
FR12V70	66	462	7.0	0.12	0.63
FR20V30	66	198	3.0	0.20	1.06
FR20V50	66	330	5.0	0.20	1.06
FR20V70	66	462	7.0	0.20	1.06
FR30V30	66	198	3.0	0.30	1.59
FR30V50	66	330	5.0	0.30	1.59
FR30V70	66	462	7.0	0.30	1.59

60%～80%程度であること、そしてキャビティー内部では底面に近づくにつれて流れの3次元性が強まることを明らかにした。

以上のようにキャビティー流れにおいて組織渦構造については部分的には解明されつつあるが、アスペクト比(L/H , ここに L はキャビティー長さ, H はキャビティー高さを示す)やフルード数を系統的に変化させて、キャビティー流れにおける平均流速や乱流統計量の変化、さらにはそれらに組織構造が与える影響を扱った研究は少ない。そこで本研究では、まずフルード数及びレイノルズ数、そしてキャビティーのアスペクト比を系統的に変化させてLDAによる乱流計測を行い時間平均諸量への影響について考察を行い、さらにLES, PIVを用いてキャビティー流れの非定常な組織構造に関する総合的な考察を行うものである。

2. 長時間平均されたキャビティー流れの乱流構造

(1) 実験方法

本実験で使用した水路は、長さ10m、幅40cm、高さ50cmの可変勾配型循環式直線水路である。水路勾配については、各ケースそれぞれ、キャビティー上流部で等流状態になるように設定した。この水路の上流から5.5mの位置に設けたキャビティー形状と座標系を図-1に示す。また図-2に瞬間流速の測定に用いたレーザ流速計の計測システムを示す。使用した流速計は4ビーム後方散乱型2成分アルゴンイオンファーレーザ流速計(DANTEC社製)で、この流速計は、レーザ光のON/OFF、シフト光の位相制御、バイアス制御など、計測時に必要なすべての設定がコンピュータ支援で行われ、ドップラー信号が相關法によって処理される。このようにして得られた計測データは、ドップラー信号により計算された粒子速度とともにバーストの開始時間(散乱粒子の測定ボリューム到着時間)、バースト継続時間(散乱粒子の測定ボリューム通過時間)などが記録され、ワークステーションに転送された後、流速変換、および基本乱流統計量に関する統計処理が行われた。測定断面は、水路中央部において、キャビティー内部では7～10断面、キャビティー上、下流部においては4～5断面とし、測点はキャビティー内部において1断面あたり36点、キャビティー外部では18点とした。測定時間はサンプリング率の悪い壁面および水面付近では120秒、その他の領域では60秒とした。し

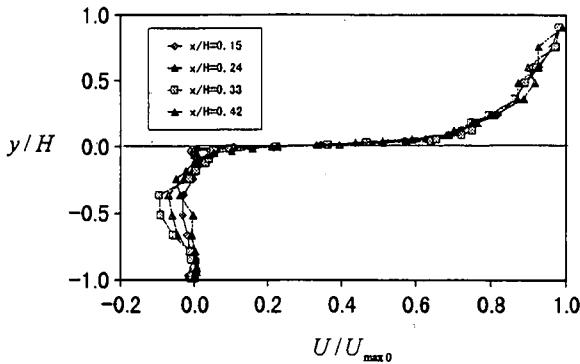


図-3 平均主流速分布 (ケース: FR12V05)

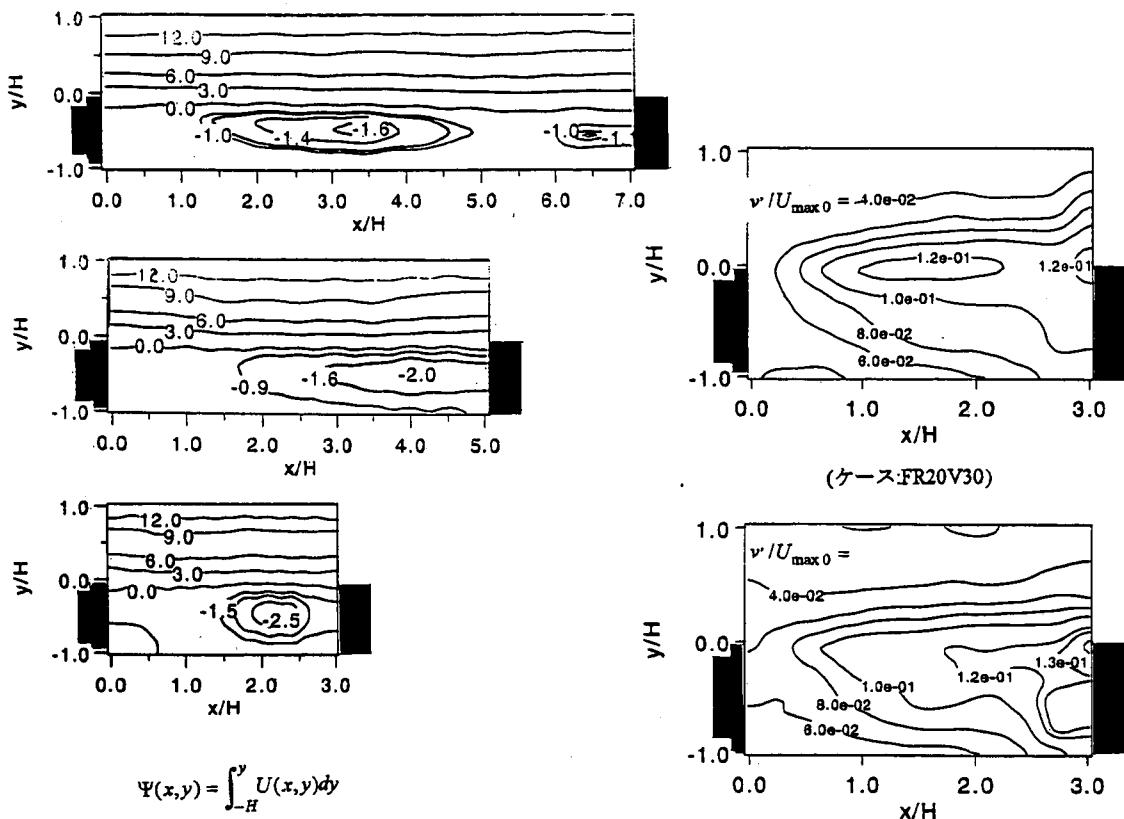


図-4 流線 (上からケース FR20V70, FR20V50, FR20V30)

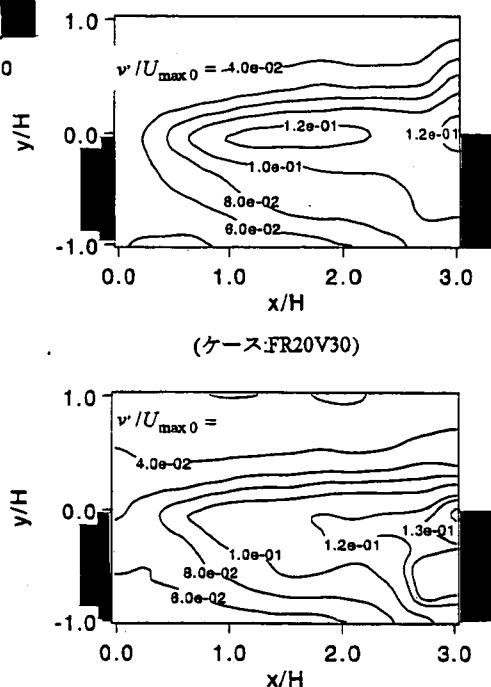


図-5 鉛直方向乱れ強度 v' のコンター (ケース: FR30V30)

たがって、サンプリング率は100~200Hzである。

表-1に本実験の水理条件を示す。ここに h は水深, $Fr = U_m / \sqrt{gh}$ はフルード数, U_m は初期断面の断面平均流速, g は重力加速度, $Re = U_m h / \nu$ はレイノルズ数, ν は動粘性係数である。本研究においてはフルード数及びレイノルズ数を3通り、アスペクト比を3~6通り変化させ、開水路キャビティー流れにおけるフルード数およびレイノルズ数そして、アスペクト比の影響を評価できる条件を選択した。

(2) 実験結果とその考察

開水路キャビティー流れにおいては、主流とキャビティーの境界面より下の領域に死水域、また場合によっては循環渦、再付着点が存在する。図-3はFR12V05のキャビティー内部の主流速分布を示したものである。アスペクト比の小さいこのケースにおいてはキャビティー内部がほとんど死水域になっている様子が伺える。図-4にはフルード

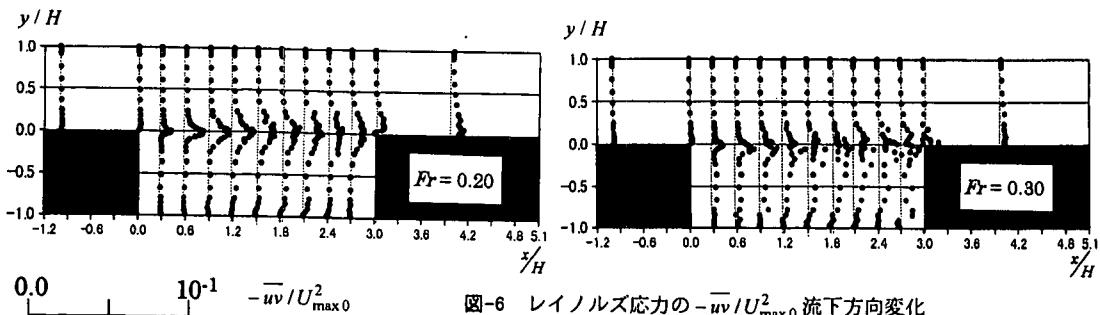


図-6 レイノルズ応力の $-\bar{uv}/U_{\max 0}^2$ 流下方向変化

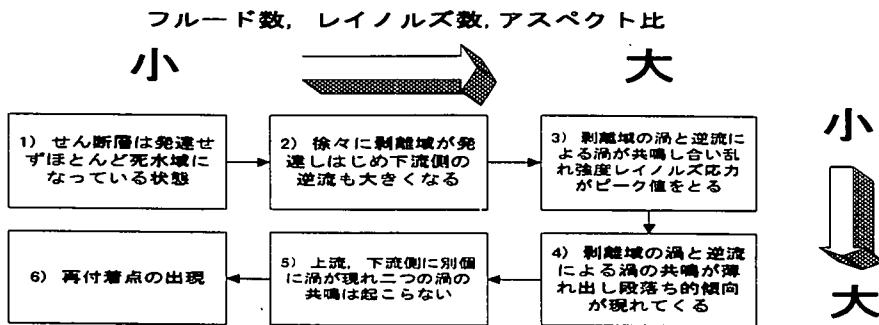


図-7 アスペクト比及びフルード数・レイノルズ数の変化に伴うキャビティ流れの変化

ド数0.2におけるキャビティ内部の流線を示す。 $L/H=7.0$ のケースでは、下流端付近に新たな渦が出現している。これは上流側の循環渦が、段落ちとして作用する上流壁に由来するものであると考えれば、下流端側の渦は衝突端として作用する下流端壁によるものであり、この現象は藤田ら⁶⁾の結果にも見られる。一方、 $L/H=3.0$ の場合は両方の渦が合体している場合と考えられ、フルード数0.2においてアスペクト比の変化に伴い乱れエネルギー、レイノルズ応力がキャビティ中央部付近においてピーク値をとる。また、 $L/H=5.0$ の場合は両者の中間と考えられる。ところがフルード数0.3の場合には図-5に示すように $L/H=3.0$ の場合において乱れ強度が下流端付近でピーク値をとる。これは流速差が大きいため主流がキャビティ内部に侵入して流体混合の激しいせん断層が下降し段落ち流的⁷⁾になり、その結果下流端での逆流による渦よりも上流側の剥離域の循環渦の影響が強くなっているものと考えられる。このことは、図-6に示すレイノルズ応力の流下方向変化によってもキャビティ中央部より下流側でキャビティ内部の分布形が膨らんでいる様子によって確認できる。また本研究では確認できなかったがこの場合さらにアスペクト比を大きくしていくと、藤田ら⁶⁾のように再付着点が現れるものと予測される。以上のこと

から水面変動の影響の少ないキャビティ流れにおける乱流構造にはアスペクト比に加えてフルード数およびレイノルズ数(せん断層の流速差)も効果的に作用するものと考えられる。

以上のことより水面変動による影響の少ない場合のフルード数及びアスペクト比の変化に伴うキャビティ流れの変化をまとめると図-7に示すように、以下のような。

- 1) アスペクト比、フルード数およびレイノルズ数が小さい場合にはキャビティ内部はほとんど死水域になっており、流体混合はほとんど行われない。(ケースFR12V05, FR12V10)
- 2) 1)の状態からアスペクト比を大きくしていくと徐々にせん断層が発達し始め下流側の逆流も大きくなって行く。(ケースFR12V20)
- 3) さらにアスペクト比を大きくしていくとキャビティ上流側の剥離域の渦と下流側の逆流の渦が共鳴し合い、水理条件一定のもとではこの場合に乱れエネルギー、レイノルズ応力がピーク値をとる。(ケースFR12V30, FR20V30)
- 4) 3)の状態からアスペクト比及びフルード数を大きくしていくと、剥離域の渦と逆流による渦の共鳴が薄れ出し、せん断層がキャビティ内部へ侵入し段落ち的傾向が現れ始める。(ケースFR12V50, FR12V70, FR20V50, FR30V30)

FR30V50)

- 5) アスペクト比の増加に伴い今度は上流側、下流側に別個に渦が現れ、この2つの渦の共鳴は起こらない。(FR20V70, FR30V70)
- 6) この後、アスペクト比、フルード数およびレイノルズ数の増加に伴い再付着点が出現することが予測される。

3. キャビティー流れの組織構造

LDAによって得られた結果のうち、全ケース中で乱れエネルギー、レイノルズ応力が最大値をとったFR12V30のケースと、それと対照的に、乱れエネルギー、レイノルズ応力が小さかったFR12V10の2ケースに対してLESによる数値計算、PIVによる可視化実験を行い、特に特徴的な組織構造が見られたFR12V30のキャビティー流れの乱流構造と組織構造との関連性について考察する。

(1) LESによる数値解析法

a) 基礎方程式

1方程式モデルのLESの基礎方程式は以下のように表せる⁸⁾。

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} &= \Omega_i - \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \frac{\bar{p}}{\rho} + \frac{2}{3} K_G \right\} \\ &+ \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial K_G}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial K_G}{\partial x_j} &= 2 \nu_T \bar{D}^2 - C_\epsilon \frac{K_G^{2/3}}{\Delta} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{\nu_T}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial K_G}{\partial x_j} \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\Omega_i = (g \sin \theta, -g \cos \theta, 0), \quad K_G = \frac{1}{2} \bar{u}_i \bar{u}_i, \quad \nu_T = C_V \Delta K_G^{1/2},$$

$$\tau_{ij} = -\nu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad \Delta = (\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3)^{1/3}, \quad \bar{D} = \left(\bar{D}_{ij} \bar{D}_{ij} \right)^{1/2}$$

$$\text{ただし, } \bar{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right).$$

$$C_V = 0.05, \quad \sigma_k = 0.5, \quad C_\epsilon = 1.0$$

ここで u_i は i 方向の速度成分 ($i = 1, 2, 3$)、 $x_i(x)$ は

流下方向、 $x_2(y)$ は $x_1(x)$ に垂直上向き方向、 $x_3(z)$ は横断方向、バーは空間平均を施した値、プライムは空間平均からのずれ、 Δ はフィルター幅、 p は圧力、 ρ は密度、 $\sin \theta$ は河床勾配をそれぞれ示し、繰り返し添え字は Einstein の縮約規約に従うものとする。

式(1)は連続式、式(2)は運動方程式、式(3)は subgrid scale の乱流エネルギー K_G の輸送方程式である。

b) 数値解析手法

本研究では、差分スキームは時間に対して2次精度の Adams-Basforth 法、空間に対しては2次精度の中心差分(コンシスティントスキーム^{9), 10)}を用いた。差分アルゴリズムとして SMAC 法を使用し、速度ポテンシャルの計算は共役残差法により解いた。メッシュ系はスタガード格子を適用し、格子分割は x , y , z 方向についてそれぞれ FR12V10 のケースは $99 \times 70 \times 50$, FR12V30 の場合は $165 \times 70 \times 50$ とした。従って、キャビティー上流部における摩擦速度による内部変数表示で各格子間隔は $\Delta x^+ \approx 6.2$ -12.4, $\Delta y^+ \approx 3.1$ -17.2, $\Delta z^+ \approx 12.4$ である。初期条件は FR12V30においては $k - \epsilon$ モデルの2次元計算結果に一様乱数を加えた流れ場を与える、FR12V10においては FR12V30 の計算結果の一部を初期条件に用いた。境界条件は流入、流出面において主流、横断方向に周期境界条件、壁面においては no-slip 条件、水面においては鉛直方向の流速を0、その他に対称条件を用いた。そして、計算開始から20万ステップ経過後、流れが定常に達していることを確認したので、その後の無次元時間で約118(無次元時間 $T = R/U_{max,0} = 1$ は実時間では約0.5秒である、ここに $U_{max,0}$ は初期断面の最大時間平均流速、 R は初期断面の径深である)の間のグリッドスケールにおける瞬間値およびアンサンブル平均値を本研究における実験値と比較する諸量とした。また、本研究では主流、横断方向について周期境界条件を用いているが x, y, z 方向の乱れ成分の空間的な相關をとり相関値が0に達していることを確認しているので周期境界条件による組織構造および平均諸量への影響はほとんどないと考えられる。なお、流下方向 x , これに垂直上向き方向 y , 横断方向 z についてそれぞれ時間平均流速を U, V, W , レイノルズ応力を $-\bar{uv}$, 乱れ強度の各成分を u', v', w' , 乱流エネルギーを k (ただし、本研究では横断方向の流速は測定しておらず、また高精度の LDA 実測値と計算結果を比較するのが目的であるため、便宜的に乱れ強度 (u', v') から “乱れエネルギー” k を定義する、すなわち $k = (u'^2 + v'^2)/2$), としそれぞれ初期断面の最大流速 $U_{max,0}$ で無次元化した。

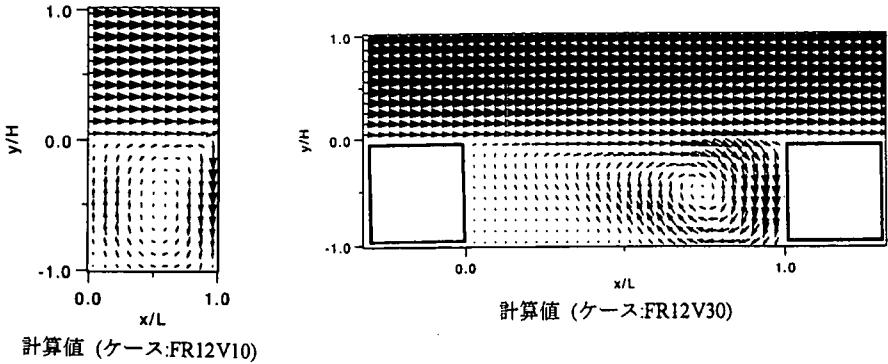
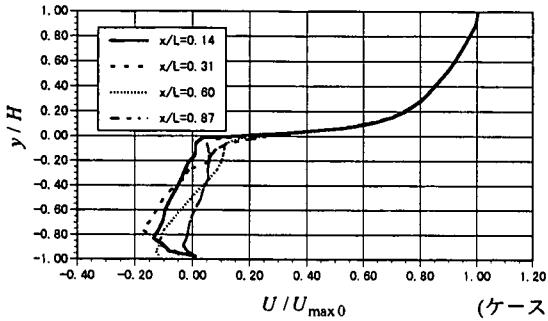
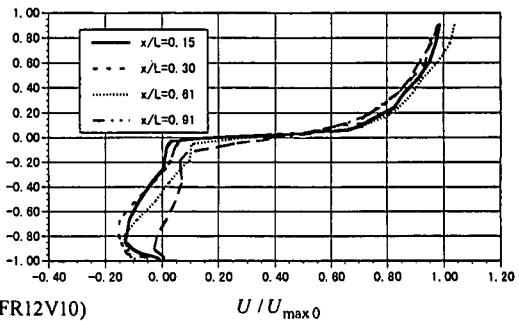


図-8 平均流速 ($U/U_{\max 0}, V/U_{\max 0}$) のベクトル

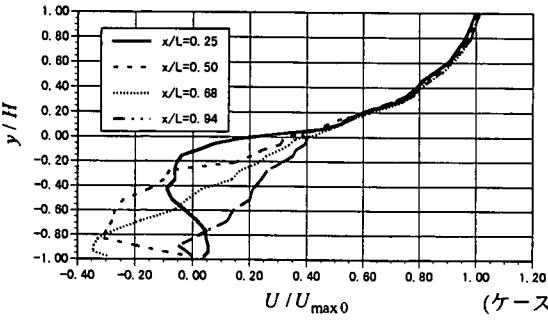
(a) LES 計算値



(b) LDA 実測値



(a) LES 計算値



(b) LDA 実測値

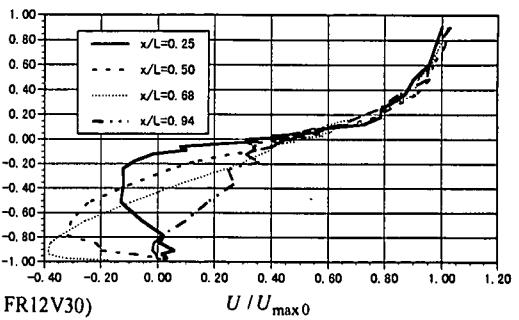


図-9 平均主流速の流下方向変化

(2) PIVによる可視化実験方法

本実験ではLDAで用いた水路と同様の水路において、まず直径 $50 \mu\text{m}$ 、比重1.02のナイロン12粒子をトレーサー粒子としてアルコール液で十分にかくはんした後、水中に一様に混入した。そしてアルゴンイオンファイバーレーザよりシリンドリカルレンズを用いて厚さ約2mmのレーザライトシート(LLS)を水路上方から垂直にパルス的に照射して、水路中央断面における約15cm×20cmの範囲を水路側方からCCDカメラで撮影した。詳しいPIVシステムは文献11)を参照されたい。ここでの画像の1ピクセルは約 $0.5 \times 0.5\text{mm}$ である。測点はキャビ

ティー内部において x 方向に30点、 y 方向に30点の計900点とした。撮影された画像は1/30秒間隔で光ディスクに記録され、フレームメモリーボードを介してPIV法によってコンピュータで処理され、LLS平面内の瞬時の多点速度情報を得た。

(3) 解析結果

a) 時間平均流速分布特性

図-8は平均流速のベクトル図である。FR12V10、FR12V30ともキャビティー内部の組織渦の存在が確認できるが、FR12V10の方はキャビティー内部がほとんど死水域になっているのに対しFR12V30

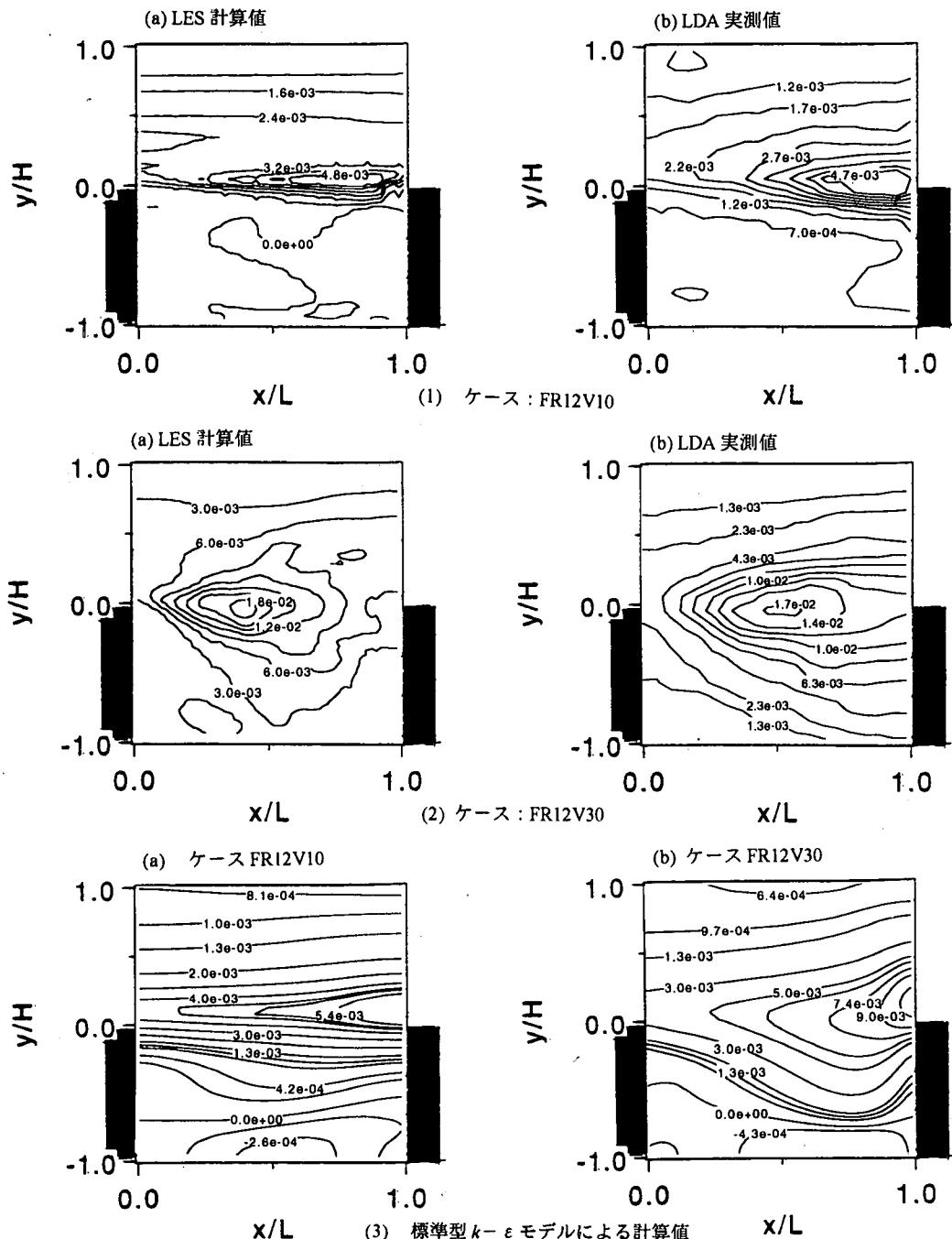


図-10 レイノルズ応力 $-\bar{uv}/U_{max}^2$ のコンター

のケースではキャビティ界面において混合層の広がりを示唆している。また図-9は、流下方向 x への流速分布の変化を示す図であり、FR12V30はFR12V10よりも逆流域がより下流に現れる点、またキャビティ内部においてはFR12V30の方が逆流が強い傾向がLDAの実測値に見られる。LESに

よる計算値はLDAの実測値と極めて良好な一致を示し、注目に値する。

b) 乱れ統計量の分布特性

図-10はレイノルズ応力 $-\bar{uv}$ のコンターである。アスペクト比の小さいFR12V10のケースでは、キャビティ界面の下流端付近でピーク値をとる

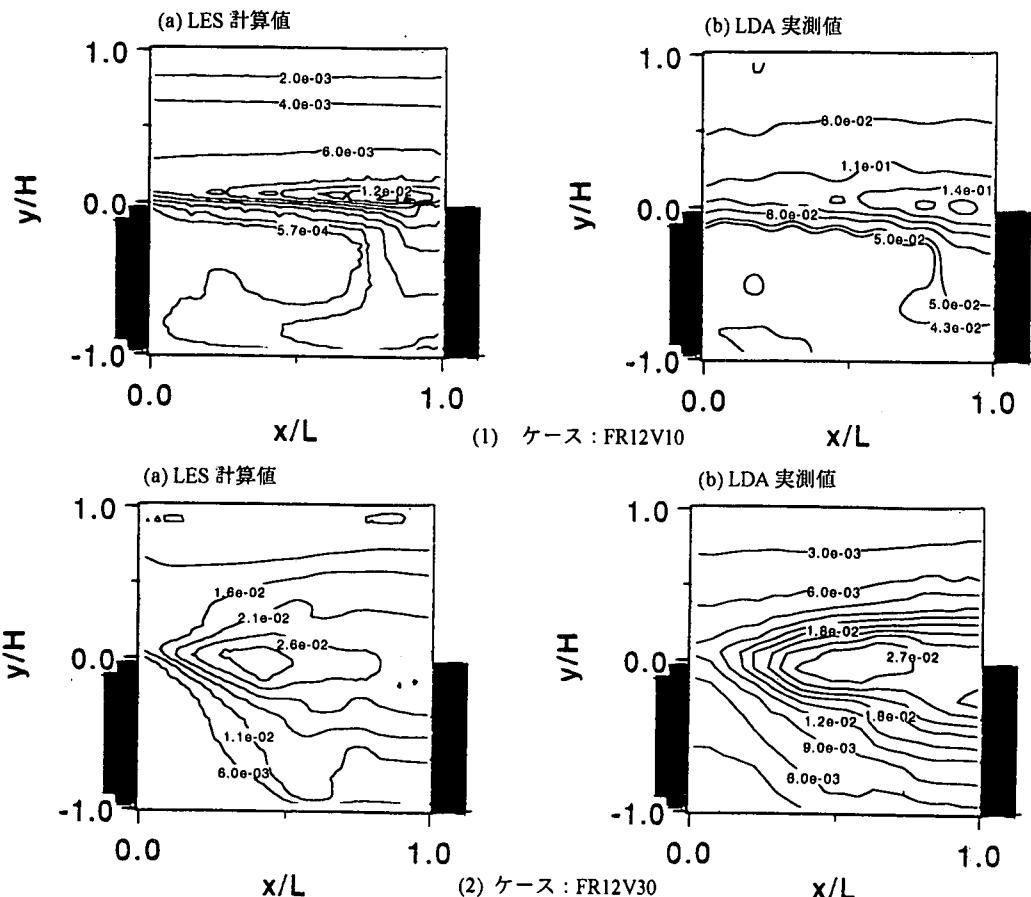


図-11 乱れエネルギーの $k/U_{\max,0}^2$ コンター

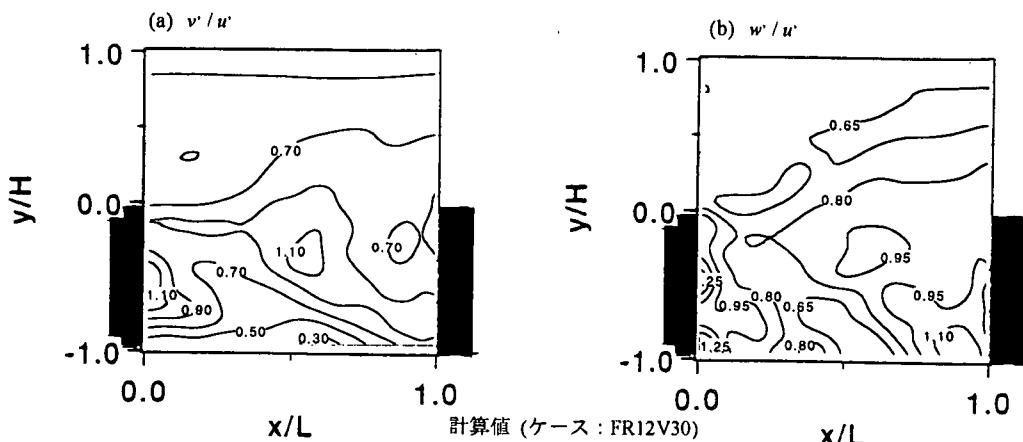


図-12 乱れ強度比 v'/u' および w'/u' の分布

傾向や流体混合がキャビティ界面近傍のみで行われている傾向が定性的・定量的にLESで再現できているが、キャビティ下流端の底面付近で逆流による影響を若干強く計算している。これは下流端付近での格子の解像度が足りなかつたためであ

ろうと思われる。ケースFR12V30においても同様に、キャビティ上流端付近から混合層が広がりキャビティ中央付近でピーク値をとる点や界面を中心として流下方向に扇状に広がっていく点など値、分布傾向ともにLESにより良好に再現でき

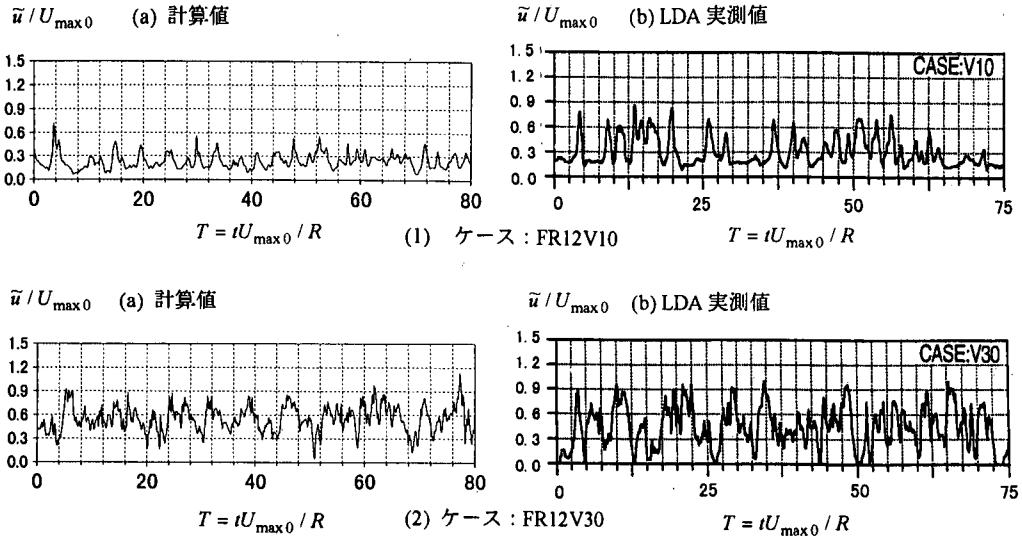


図-13 界面付近の主流速の時系列 (～は瞬間値を示す)

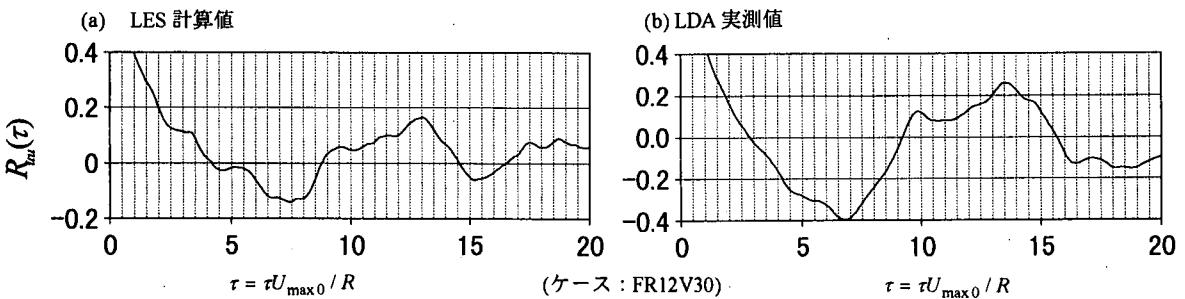


図-14 界面付近の変動主流速の自己相関係数

いる。また参考のために標準型の $k-\varepsilon$ モデルの2次元計算結果も併記する。これにより標準型の $k-\varepsilon$ モデルではキャビティーのアスペクト比の変化による乱流構造の違いを再現できないことが分かる。一般に標準型 $k-\varepsilon$ モデルでは剥離を伴う複雑乱流には適用度が悪いことが再確認される。この原因については、今後LESデータベース等をもちいて乱流統計量の輸送過程を調べ、より高次の応力モデル等と比較・検討する必要があると思われる。

図-11は乱れエネルギーのセンターである。これらもレイノルズ応力の分布特性と同様の傾向が伺える。また図-12はFR12V30のケースにおける乱れ強度比 v'/u' , w'/u' である。これらよりキャビティー上流端付近及び底面付近に非等方性の強い領域が見られる。以上よりLESが開水路キャビティー流れにおいてキャビティー形状の違いによる乱流構造の違いを良好に計算できることが分か-

る。

c) 組織渦の発生・発達機構

キャビティー流れにおいては混合層のせん断不安定により不安定波が周期的に放出されることがよく知られている²⁾。そこで図-13に界面付近の主流速の時系列を示す。これにより界面付近では不安定波が通過したときに大きく流速変動が生じることから、不安定波は必ずしも一定間隔で発生しないことが分かる。またアスペクト比の違いによりその変動が大きく異なり、アスペクト比の小さいFR12V10の場合には不安定波が間欠的に通過するのに対し、アスペクト比の大きいFR12V30のケースでは断続的に不安定波が通過することが分かる。いづれにせよLESによる計算値はLDAによる実測値の傾向と良好に一致している。また図-14はFR12V30のケースにおける変動主流速の自己相関係数を示したものである。ラグタイム $\tau = 10 \sim 15$

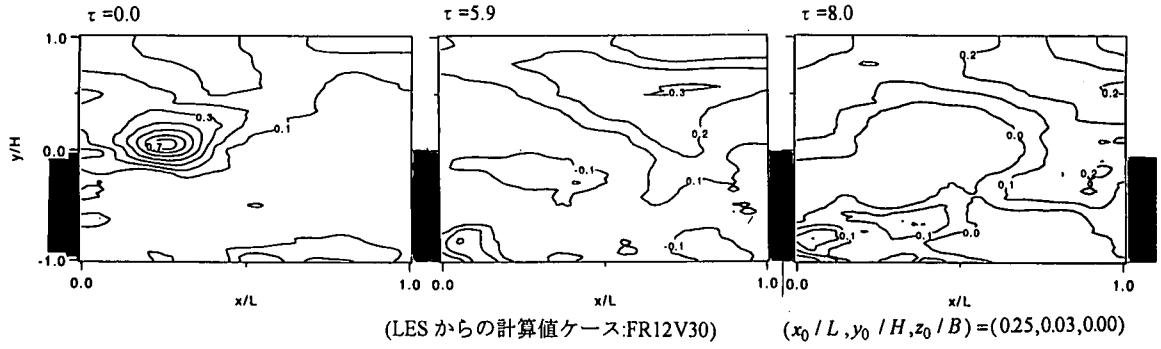
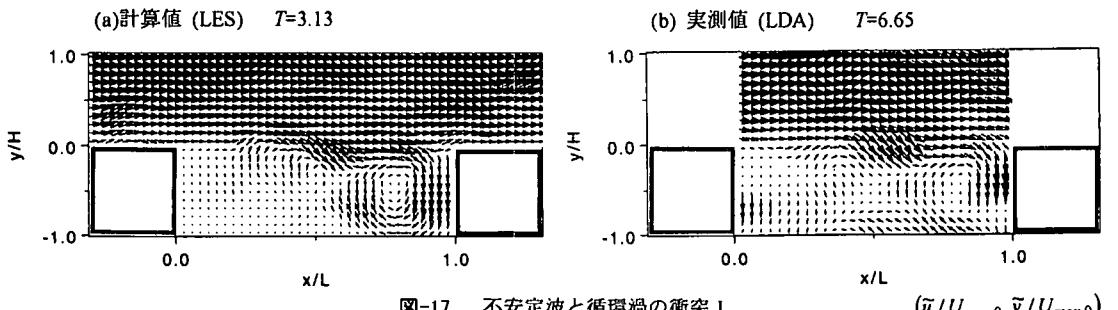
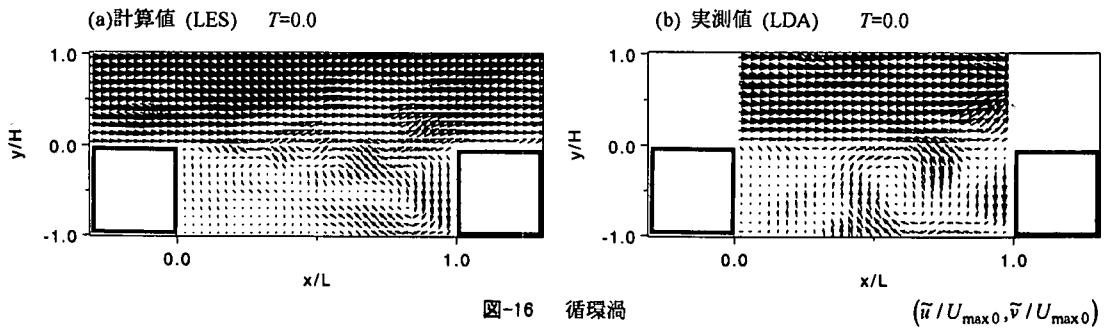


図-15 変動主流速の時空間相関係数 C_{uu} のコンター



に高い相関が見られ、キャビティー上流部における剥離渦の発生周期を示すものと考えられる。図-15はFR12V30のケースにおける、以下の式(4)で表される主流変動成分 u の時空間相関係数 C_{uu} のコンターを示すものである。

$$C_{uu}(\Delta x, \Delta y, \Delta z, \tau) = \frac{\overline{u(x_0, y_0, z_0, t) u(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z, t + \tau)}}{u'(x_0, y_0, z_0, t) u'(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z, t + \tau)} \quad (4)$$

ここに、 (x_0, y_0, z_0) は固定点の座標、 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ は

移動点座標の固定点に対する遅れ距離、 τ は後れ時間、 u' は乱れ強度である。これによりキャビティー上流部での剥離渦がほぼ移流速度により下流側へ流下し、キャビティー下流端において一部はキャビティー内部へ潜り込み、一部はキャビティー外部へ放出されることが伺える。このようにキャビティー流れにおいては混合層のせん断不安定いわゆるK-H不安定による剥離渦が組織構造に大きく関与することが示唆される。そこでキャビティーのアスペクト比の変化により乱れエネル

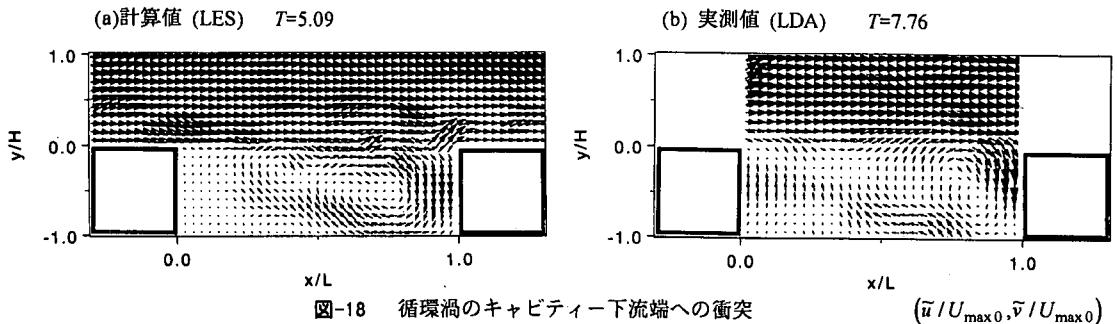


図-18 循環渦のキャビティ下流端への衝突

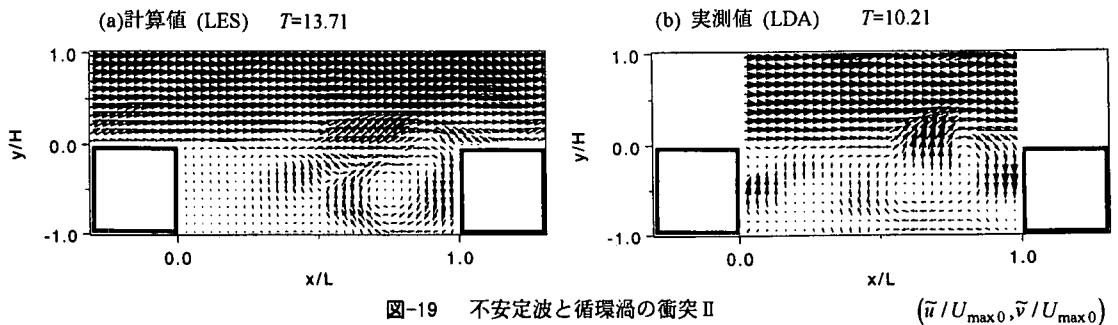


図-19 不安定波と循環渦の衝突Ⅱ

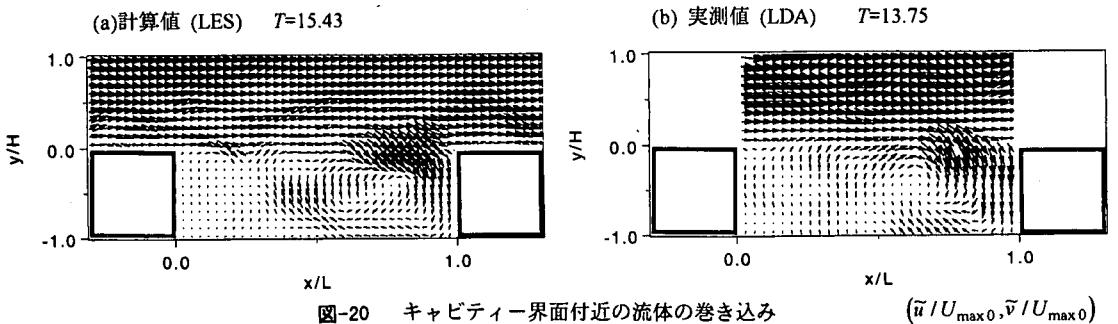


図-20 キャビティ界面付近の流体の巻き込み

ギー、レイノルズ応力がピーク値をとるFR12V30のケースについて瞬間流速のベクトルを詳細に検討していくと、このケースにおける流れはキャビティ上流端で剥離した流れがロールアップするまでの領域である線形領域と、ロールアップを起こした後の非線形領域に分けられる。そして、その組織構造は、混合層における不安定波(剥離渦)の発生周期とキャビティ下流端の循環渦の大きさ・中心位置により、ある過程を何回も重複したり、省略したりしながら反復しているが、不安定波の発生周期と下流端付近の大きな循環渦との関係により以下のようなパターンを繰り返していることがLESデータベースより判明した。すなわち、

(1) キャビティ下流端に存在する大きな循環渦(図-16)に無次元時間4~15間隔で発生する不安定波がキャビティ中央からやや上流側で衝突し(図-17)この剥離渦を連行し大きな循環渦が下流端に移動し一部はキャビティ外部に放出され、一部はキャビティ内部に引き込まれる(図-18)。

(2) またキャビティ下流端へ押しやられた循環渦に次の剥離渦が流下しこつの渦がキャビティ中央部やや下流端側で衝突し(図-19)再び大きな循環渦を形成する。

(3) さらにこの循環渦は、キャビティ界面付近の流体を巻き込み(図-20)、さらに大きな循環渦を形成し(図-21)再び(1)に戻る。

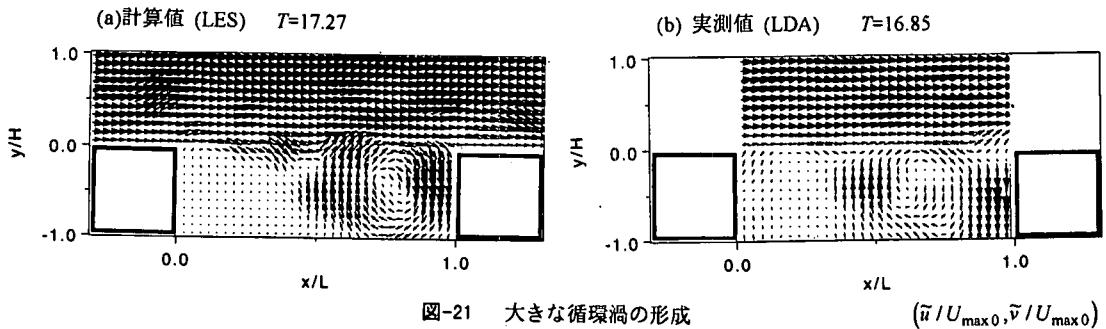


図-21 大きな循環渦の形成

$(\tilde{u}/U_{\max 0}, \tilde{v}/U_{\max 0})$

このような過程は、Knisely & Rockwell¹⁾の指摘するように剥離渦が下流端に衝突する位置は規則的に変化することと関連があると思われる。また、同様の組織構造がPIVによる実験結果からも伺えるがその発生周期はやや異なっており、さらに詳細に検討する必要がある。

d) 組織渦の乱流統計量に及ぼす影響

FR12V30のケースにおいてはレイノルズ応力及び乱れエネルギーがキャビティ中央部においてピーク値をとるが、これは上記の過程によりK-H不安定波と下流端壁の存在により発生する循環渦が衝突する中心部に相当する。また、そのことが不安定波をさらに増強させることになる。つまりこの現象はキャビティ下流端に潜り込んだ組織渦と混合層におけるK-H不安定波との共鳴現象であり、上流部と下流部に2つの側壁を有するキャビティ流れ特有の組織構造であると考えられる。

4. 結論

本研究においては、開水路キャビティ流れにおいて、フルード数・レイノルズ数及びキャビティのアスペクト比を系統的に変化させLDAによる乱流計測を行い平均諸量への影響について考察を行った。さらに、LES、PIVを用いてキャビティ流れの組織構造の乱流統計量への影響について検討し以下のようないくつかの結論が得られた。

- (1) 水面変動による影響の無視できる条件の下ではアスペクト比及びフルード数・レイノルズ数の変化によりキャビティ流れにおける平均流速、乱流統計量の分布特性は空間的に大きく変化する。
- (2) LESはLDAによって得られた実測値と良好に

一致する。すなわち、本研究のLESはキャビティ幅の変化による平均流速、乱れエネルギー、レイノルズ応力等の分布特性や値の変化を定性的・定量的に良好に再現できる。

- (3) キャビティ流れの組織構造についてLESとPIVの実測値は定量的にはややずれる傾向があるものの定性的には良く一致する。
- (4) LES、PIVの解析結果からキャビティの幅の変化により乱れエネルギー、レイノルズ応力がピークをとるケースにおいては剥離渦の発生周期と循環渦の大きさや中心位置との関連によりいくつかの過程を反復していることが分かった。
- (5) 剥離渦と大きな循環渦が衝突するキャビティ中央部において、乱れエネルギーおよびレイノルズ応力がピーク値をとる現象と、この組織構造は大きく関連している可能性があり、このような組織渦の相互作用をより詳細に検討する必要がある。
- (6) 今後、よりフルード数が大きく、水面変動の激しい流れにおける、キャビティ流れの乱流構造の変化についても検討し、キャビティ流れを系統的に評価する必要があると思われる。

謝辞：本研究を行うにあたり、京都大学大学院環境地球工学専攻・平岡久司助手に多大なるご協力とご助言を頂いた。ここに、謝意を表する。

参考文献

- 1) Knisely, C. and Rockwell, D. : Self-sustained low-frequency components in an impinging shear layer, *J. Fluid Mech.*, vol.16, pp.157-186, 1982.
- 2) 八木俊策：凹凸流路における水质伝播に関する基

- 礎的研究, 京都大学学位論文, 1984.
- 3) Moin, P. and Kim, J. : Numerical Investigation of Turbulent Channel Flow, *J. Fluid Mech.* Vol. 118, pp. 341-377, 1982.
 - 4) 藤田一郎, 神田徹, 門脇正夫, 海津利幸 : PIVによるトレンチ内流れの乱流特性の解析, 第26回乱流シンポジウム講演会論文集, pp.96-99, 1994.
 - 5) 藤田一郎, 神田徹, 森田卓光 : LESによる開水路CAVITY内流れの乱流特性の解析, 第26回乱流シンポジウム講演会論文集, pp.334-337, 1994.
 - 6) 藤田一郎, 神田徹, 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.
 - 7) Nakagawa, H. and Nezu, I. : Experimental investigation on turbulent structure of backward-facing step flow in an open channel, *J. Hydraulic Research*, vol. 25, pp. 67-88, 1987.
 - 8) Horita, K. : Large eddy simulation of turbulent channel flow by one-equation modeling, pp.2855-2865, 1985.
 - 9) Kawamura, H. : Direct Numerical Simulation of Turbulence by Finite Difference Scheme, *The Recent Developments in Turbulence Research*, pp. 54-60, International Academic Publishers, 1995.
 - 10) 梶島岳夫 : 対流項の差分形式とその保存性, 日本機械学会論文集(B編), 60-574, pp. 2058-2063, 1994.
 - 11) Nezu, I. And Nakayama, T. : Space-time correlation structures of horizontal coherent vortices in compound open-channel by using particle-tracking velocimetry, *J. Hydraulic Research*, vol. 35, No. 2, pp. 191-208, 1997.

(1998. 3. 23受付)

STUDY ON THE TURBULENT STRUCTURES IN CAVITY OPEN-CHANNEL FLOWS

Iehisa NEZU and Yoshinobu YAMAMOTO

This paper describes turbulent structures in cavity open-channel flows. Turbulence measurements were conducted by making use of a two-component fiber-optic Laser Doppler Anemometer(LDA), where the Froude number, the Reynolds number and the aspect ratio of cavity shear layer changed. Next, Large Eddy Simulation(LES) and flow visualization by Particle Image Velocimetry(PIV) were carried out for two cases of experiments of which turbulent structures shows the characteristic behaviors. As the result, the effects of changes of Froude number, Reynolds number and the aspect ratio of the cavity shear layer, also the relationship of coherent structures were revealed and discussed.