

# 脈動噴流により形成される渦輪の PIV 計測\*

赤 木 富 士 雄 \*\*  
 加 藤 雄 介 \*\*  
 安 東 洋 一 \*\*  
 山 口 住 夫 \*\*

## The Measurement of a Vortex Ring Induced by Pulsatile Jet Flow with PIV

Fujio AKAGI, Yusuke KATO, Youichi ANDO and Sumio YAMAGUCHI

A vortex core structure with a vortex ring induced by a pulsatile jet flow has been investigated experimentally with PIV under two conditions of a distance to the wall. The result indicates that, independent of the distance to the wall, a vortex ring is formed with rolling up the tip of the vorticity sheet S1 which is generated by a pulsatile jet flow at the nozzle edge. Under a condition of long distance to the wall, the area of high vorticity V1 is disconnected from the vorticity sheet S1 at the period of decreasing flow rate of a pulsatile jet flow. The shape of a vortex core region becomes non-axisymmetry under the influence of the vortex sheet S1 so that it is difficult to distinguish between a vortex core region and the vorticity sheet. The distribution profiles of the vorticity  $\zeta$  on the cross sections through the vortex core center  $X^*$  and  $Y^*$  are similar to the Gaussian curve in the period of vortex ring forming and, after, are dissipated slowly. The distribution profiles of the circumferential velocity  $V_\theta$  around the vortex core center  $C_{V1}$  show characteristic profile with two local maximum points and the region between the point of  $V_\theta$  maximum and the point of  $C_{V1}$  indicates similar property of the Forced vortex region of Rankine vortex model. Under a condition of short distance to the wall, on the other hand, the vortex ring is attached not only to the S1 but also to the shear layer S2 on the wall, so that the shape of a vortex core region becomes more non-axisymmetry than under a condition of long distance to the wall. A vortex ring is dissipated rapidly with the influence of S1 and S2.

**Key Words:** Vortex, Unsteady Flow, Pulsation, Jet, Vortex Core Region, Circulation, PIV, PTV

### 1. 緒 言

噴流の噴出流量が周期的に変動する脈動噴流により形成される渦輪（脈動渦輪）が流れ場へおよぼす影響を対象とした研究が、燃焼や伝熱に関連した流体の拡散・混合の促進<sup>(1)(2)</sup>、非定常流の流量測定に絞る流量計を適用

するための計測精度の向上<sup>(3)(4)</sup>、および狭さく症を生じた血管内の流動解析<sup>(5)~(7)</sup>などを目的として盛んにおこなわれている。脈動渦輪は噴流の噴出口において、脈動噴流と周囲の低速度の流体とのせん断によって生成された渦度層の先端部分が巻き上がって形成され、その構造は大きな渦輪の後方に細長い渦度層を伴ったキノコ形状となることが知られている。このような形状の特徴から、脈動渦輪が流れ場へおよぼす影響を定量的に評価する上では、渦輪の強さと噴流の脈動条件との関係を明らかに

\* 平成19年5月31日受付

\*\* 機械工学科

することが重要であると考えられる。渦輪の強さを評価する場合には、渦輪の断面の領域（渦核領域）での循環を用いることが多いが、脈動渦輪の渦核領域の循環を計測した報告例は見当たらない。この理由としては、渦輪の循環の計測に関する以下のことが考えられる。

従来の渦輪の研究では、広い空間の静止した流体中に、シリンダ内に設置したピストンを非常に短い時間に定速駆動させて噴流を瞬間的に流出させることで渦輪（自由渦輪）を形成したものが多く<sup>(8)~(13)</sup>、渦輪の渦核領域の形状は、図1(a)中に示すように円形に近い形状となることが報告されている<sup>(12)(13)</sup>。この自由渦輪は、噴流の噴出口において噴流により生成された全ての渦度層が瞬間的に巻き上がって形成されるため、循環の計測では噴流の噴出口で生成される渦度（Vorticity flux）を噴出時刻にわたって積分して循環を求める方法（Slug flow モデル）<sup>(9)(11)</sup>、および渦輪が形成されている流れ場内において、渦度が零の値をしきい値としてこの値以上となる領域を渦輪の渦核領域とみなし、領域内の渦度分布を積分して循環を求める方法<sup>(12)(13)</sup>が用いられてきた。また自由渦輪の計測結果より、渦核領域の形状は円形に近く、領域内の渦度分布はガウス分布で近似できることから、渦核領域を循環が等価となるランキン渦で置き換える方法<sup>(14)(15)</sup>が提案されている。この方法を用いれば、循環は置き換えられたランキン渦の強制渦領域の半径と領域内の渦度より容易に求められる。

しかしながら、噴流によって生成された渦度層の先端部分が巻き上がって形成される脈動渦輪の循環の計測に対して、自由渦輪で用いられていたしきい値による方法および Slug flow モデルを適用した場合には、渦核領域のみの循環ではなく、渦核領域の後方の渦度層も含まれた循環が求められることになる。さらに狭く管内のように脈動渦輪と壁面が近い場合には、渦輪に隣接して壁面とのせん断による渦度が生成されるために、渦核領域の形状は噴流と壁面の影響を受けて渦核中心に対して非軸対象な扁平形状となる<sup>(16)</sup>。この渦核領域に対して、渦核領域の形状が円形のランキン渦で置き換える方法を適用することは難しい。したがって、脈動渦輪の循環の計測には、自由渦輪で用いられていた方法を適用することはできず、新しい計測方法を開発することが必要となる。

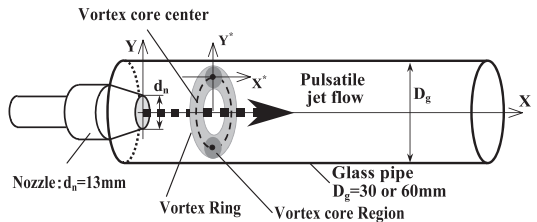
本研究では、脈動渦輪の循環の計測法を開発するための第一歩として、脈動渦輪と壁面との距離が異なる二つの場合について、噴流の中心軸を通る二次元断面の速度場を PIV を用いて計測し、脈動渦輪の挙動ならびに渦核領域の渦構造へおよびす噴流および壁面の影響について調べた。

## 2. 実験装置および実験方法

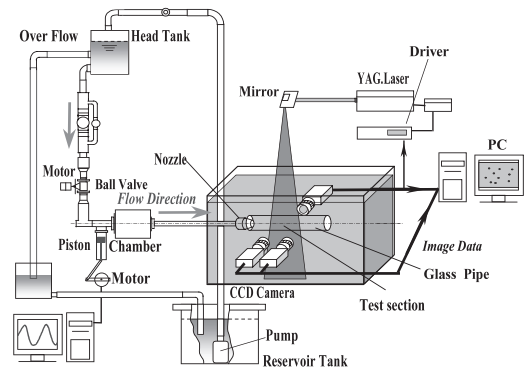
### 2.1 実験装置

図1には、本研究で用いた実験装置の概要を示す。作動流体は水を用いた。水はヘッドタンクから淀み室、助走管路を通り、渦輪を形成するためのノズル（噴出口直径  $d_n=13\text{mm}$ ）より可視化水槽内へ噴出される。ノズルの上流には直径30mm、長さ1500mm（ $\approx 115d_n$ ）の助走管路を設け、ベルマウスにより淀み室と接続している。ノズルの外側には、ガラス管をノズルと同心となるように設置しており、このガラス管の直径  $D_p$  を、 $D_p=30\text{mm}$ （直径比  $d^*=D_p/d_n=2.31$ ）または60mm（ $d^*=4.62$ ）と交換することで渦輪と管壁との距離を変化させた。脈動流は、測定部の上流に設けたボールバルブを閉止して平均流量が零の状態、ピストンのみを動作させることで発生させた。図2には、ピストンおよび脈動流発生機構の概略図を示す。ピストンは、リンク機構によりステッピングモータと接続しており、リンクの長さともータの回転数を調節することで、目的とする流量振幅および周期の脈動波形の流量変動を発生させた。

本研究では、周期変動する流れ場の位相平均速度分布を用いて渦輪の解析をおこなった。そのため、撮影中の CCD カメラのフレーム信号をクロックとして流量変動



(a) 測定領域拡大図



(b) 供試管路系

図1 実験装置概略図

の1周期ごとのトリガパルスを作成し、これを各周期の流量制御の開始点とすることにより、流れの周期に位相固定した画像データを取得した。

## 2.2 速度の計測および渦度の算出法

流れ場の速度計測にはPIVを用いた。流れの可視化のための照明には、50mJのダブルパルスYAGレーザ(Litron NANO 50-15, 15Hz)を円筒レンズにより厚さ1mmのシート光として、ノズル中心軸を含む鉛直面を照射し、これに垂直な方向からプログレッシブCCDカメラ(Kodak ES-01, 1008×1018pixels)により測定領域を撮影した。測定領域は、ノズル出口から下流180mmまでの領域とし、脈動渦輪の形成から減衰までの挙動を計測できるように設定した。この領域を分割して3台のCCDカメラで撮影することで空間解像度を上げている。本撮影条件での画像の空間解像度は0.064mm/pixelであった。シート光はフレームストラドリング法により、照射時間が5nsの2つのパルス光を、1.895msの時間間隔で照射した。トレーサ粒子には、平均粒径50μmのナイロン粒子を用いた。このように撮影した3600枚(60周期分のデータ)のフレーム画像をパソコンに取り込み、瞬時の速度ベクトルを求めた。

速度ベクトルの算出には、再帰相関法<sup>(17)</sup>を用い、サブピクセルの演算には時空間微分法<sup>(17)</sup>を用いた。このときの参照領域の寸法は、第一段階では32×32pix、第二段階では16×16pix、そして第三段階では8×8pixとして、0.53mm間隔で流れ方向に292点、半径方向に115点の計33,580個の計測点での速度ベクトルを得た。さらに位相平均速度場を求めるために、60周期にわたって同一位相における速度データの算術平均値を求めた。本計測により瞬時の速度データに含まれる不確かさの解析<sup>(18)</sup>をおこなった結果、不確かさ $V_{rss}$ はノズル出口での主流速度 $V_n=5.0\text{cm/s}$ に対して $V_{rss}=0.25\text{cm/s}$ (正確度 $V_p=0.22\text{cm/s}$ , 精密度 $V_p=0.12\text{cm/s}$ )であった。

流れ場内では、図1(a)中に示されるノズルから流出する脈動噴流とガラス管内の流体との間で生じるせん断により、ノズル流出面で生成された渦度層が巻き上がって図1(a)中にある渦輪(Vortex Ring)を形成する。渦輪の渦構造の解析は、渦輪の断面の領域(渦核領域)内で渦度が最大となる点を通るX軸およびY軸に平行な軸、X\*軸およびY\*軸上でおこない、それぞれの軸上

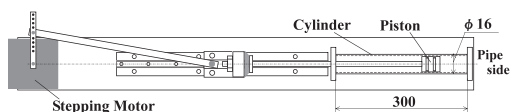


図2 脈動流発生用装置

での半径は、ノズル直径 $d_n$ で除した無次元半径で表した。

渦輪は、自己の誘起速度によって下流へと移動する。この移動する渦輪の形成過程ならびに構造の変化を、位相平均速度ベクトルのみで把握することは困難である。ここでは渦度の値も求めた。とは、渦度の定義式を中心差分法により離散化した式(1)に、計測した速度ベクトルを代入して求めた。

$$\zeta_{ij} = \frac{v_{i+1,j} - v_{i-1,j}}{2dx} - \frac{u_{i,j+1} - u_{i,j-1}}{2dy} \quad (1)$$

さらに得られたとと、変動する流量の流量振幅値をノズル出口断面積で除した平均流速 $V_m$ および $d_n$ より無次元渦度 $\zeta^* = \zeta d_n / V_m$ を求めた。ここで符号は、正の値を反時計回りの回転方向としている。

## 2.3 実験条件

実験に使用した脈動流の流量波形を図3に示す。図には、ピストンの容積変化より求めた瞬時流量を流量の最大値で除して求めた無次元流量 $Q^*$ を示しており、脈動流は脈動周期 $T=2\text{sec}$ の条件で、ノズル出口断面(代表寸法 $d_n$ )での平均流量によるレイノルズ数 $Re_m=0$ 、流量振幅によるレイノルズ数 $Re_0=865$ とした。

## 2.4 相対速度ベクトルを用いた渦構造の評価

図4には、 $d^*=4.62$ の場合の脈動噴流の流れ場について、最小流量直前の位相角 $\phi=144\text{deg}$ における位相平均された絶対速度ベクトル分布を、渦輪が確認された領域のみ拡大して示している。さらに、図中には、無次元渦度の値をカラーマップで示している。

図において、絶対速度ベクトル場と無次元渦度の分布を比較すると、速度ベクトルから求められる渦輪の渦核の中心位置と、渦度の値が最大となる位置(図中の●)とは一致していない。ここで、渦度は速度の微分値であるため、座標系には依存しない。さらに、Weigand<sup>(12)</sup>らは、十分に広い空間内で間欠噴流により形成された渦

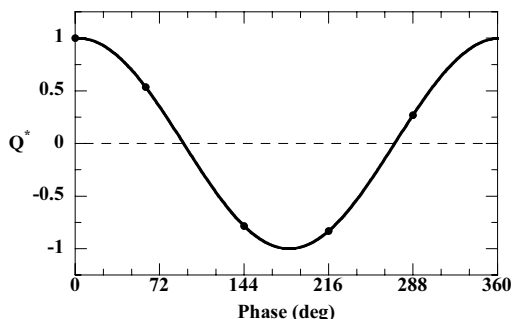


図3 脈動流量波形

輪の速度場を PIV および LDV により計測し、渦度分布を求めた結果、渦度分布はほぼガウス分布を示し、渦核の中心位置で最大値となるので、このような渦核の中心は渦度の最大値の位置で確定できると報告している。

図5には、図4で渦度の最大値となる点を通る X\* 軸上の渦度分布を示している。本計測においても渦核領域の渦度分布の最大値となる点が、渦核の中心位置を表していると判断できる。

図6には、図4で示した位相平均速度ベクトルから、渦輪の移動速度を減算して求めた、移動する渦核に相対的な相対速度ベクトル分布を、無次元渦度のカラーマップと重ねて示している。ここで渦輪の移動速度は、渦核中心を表す渦度が最大値となる位置の時間変化を多項式で近似し、これを微分して求めている。このように相対速度ベクトルを用いれば、絶対速度ベクトルでは一致しなかった渦輪の中心位置と、渦度の最大値の位置とがよく一致していることがわかる。

以上のことから、移動する渦輪の構造について速度場を解析する場合には、渦輪に相対的な速度ベクトル場で考察しなければならない。

### 3. 実験結果および考察

#### 3.1 渦輪の挙動

図7には、直径比  $d^*=4.62$  とした場合の、脈動噴流の1周期の間で図3中に黒点で示した五つの位相  $\phi=0, 60, 144, 216$  および  $288\text{deg}$  の渦輪断面での無次元渦度  $\zeta^*$  分布を示す。さらに図中には、位相平均速度ベクトルから渦輪の移動速度を減算して求めた相対速度ベクトルも示している。

流量が最大となる  $\phi=0\text{deg}$  では、脈動噴流によってノズル出口面で生成された渦度層 S1 が下流へと伸びており、ノズルの下流  $X/d_n=0.66$  の位置では S1 の先端が巻き上がって、渦輪の渦核領域 V1 を形成しているのが確認できる。また、この渦輪はノズルの中心軸に対して軸

対称な形状であることがわかる。

流量が平均流量 (値は零) へと減少している  $\phi=60\text{deg}$  では、V1 はノズルの下流  $X/d_n=1.78$  の位置に到達しており、V1 の高渦度領域の大きさは、 $\phi=0\text{deg}$  の場合よりも大きくなっている。V1 は後方に、渦輪のリングの内側に沿うように S1 を伴ったまま右方向に移動している。

流量が負となって、最小値となる直前の  $\phi=144\text{deg}$  では、V1 は  $X/d_n=3.56$  の位置に到達している。V1 の高渦度領域の大きさは、 $\phi=60\text{deg}$  の場合よりもさらに大きくなっており、この位相付近で V1 の高渦度領域の大きさは最大となっている。いっぽう、この位相で S1 の高渦度領域は小さくなっており、S1 は先端の一部を残して V1 から分離している。この位相では流量が負へと変化するので、ノズル出口面付近ではノズル内部へ流入する流れが生じ、この流れの影響を受けて分離した S1 が急激に弱められたと考えられる。

壁面上の渦度分布を見ると、渦度は V1 の速度分布により変化していない。すなわち、渦輪は壁面と干渉していないので、十分に広い空間内に瞬間的に噴出した噴流により形成される自由渦輪に近い形態であると考えられる。

流量が最小値付近の  $\phi=216\text{deg}$  では、V1 は  $X/d_n=$

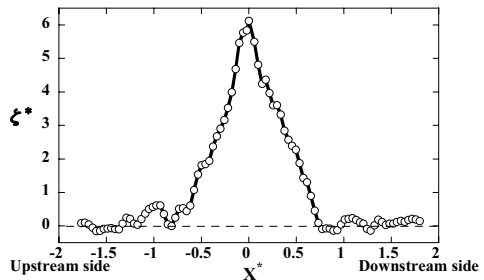


図5 渦度が最大となる点を通る X\* 軸上の無次元渦度

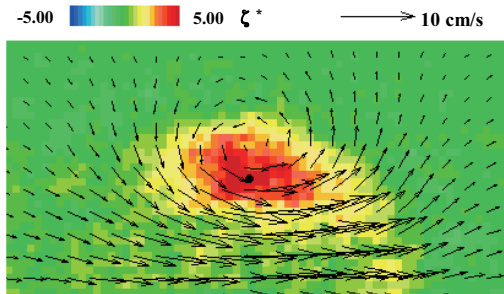


図4 絶対速度ベクトルおよび無次元渦度分布 (図中の●は、渦度の値が最大となる位置)

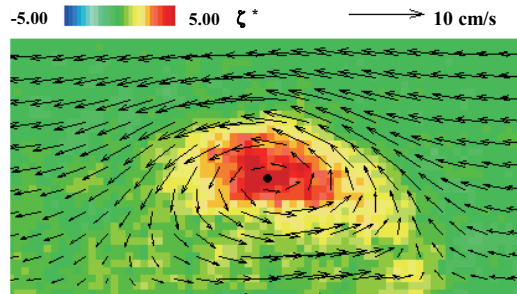


図6 相対速度ベクトルおよび無次元渦度分布 (図中の●は、渦度の値が最大となる位置)

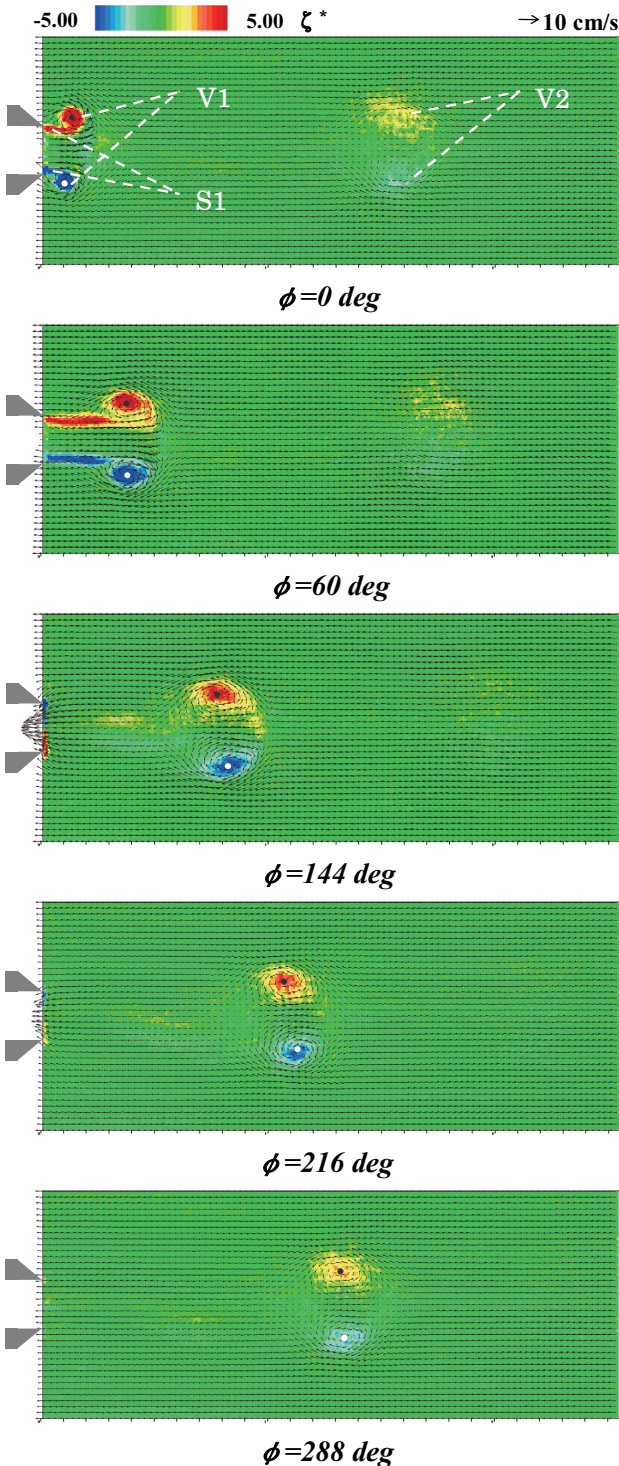


図7 無次元渦度  $\zeta^*$  分布ならびに相対速度ベクトル ( $d^*=4.62$ , ●, ○: 渦度が最大となる位置)

4.79 の位置まで到達しており, V1の高渦度領域は $\phi=144\text{deg}$ に比べて小さくなっている. このことから, V1は流量の最小となる位相以降の期間に粘性の影響によって弱くなり始める. またこのときS1は, ほとんど確認することができない程度である.

流量が負から正となって増加を続けている $\phi=288\text{deg}$ では, V1が $X/d_n=6.10$ の位置を減衰しながらさらに下流へと移動しているのが確認できる. V1はこの後, 次の周期まで減衰しながら下流へと移動を続ける. (図中にはV2で示している.)

いっぽう, 壁面までの距離が近い場合 ( $d^*=2.31$ ) の脈動噴流の流れ場で, 図7と同じ位相の無次元渦度 $\zeta^*$ 分布および相対速度ベクトルを図8に示す. なお,  $\phi=216$ および $288\text{deg}$ については, 渦度が最大となる点を判定できず, 渦輪の移動速度を求めることができなかったため, 絶対速度ベクトルを示している.

流量が最大となる $\phi=0\text{deg}$ では, 渦輪V1がノズルの下流 $X/d_n=0.40$ の位置で形成されている. V1の渦核領域を示す高渦度領域は, 壁面との間に強いせん断層を生じており, 渦輪V1と壁面の間にはせん断層による高渦度の層S2が形成されている.

流量の減少期 $\phi=60\text{deg}$ では, V1が渦度層S1をともなままノズルの下流 $X/d_n=0.92$ の位置に到達しており, V1の高渦度領域の大きさは $\phi=0\text{deg}$ の場合よりも大きくなっている.

また, V1の高渦度領域の形状は, 壁面とのせん断の影響を受けて,  $d^*=4.62$ の場合よりも流れ方向に伸びた扁平な断面形状を示しており, 渦輪の中心位置間の距離, すなわち渦輪の直径はやや小さくなっている. それによって, S1は渦に近い位置で管中心方向に少し押し曲げられている.

流量が最小となる直前の $\phi=144\text{deg}$ では, V1はノズルの下流 $X/d_n=2.35$ の位置に到達しており, V1の高渦度領域の大きさは $\phi=60\text{deg}$ の場合よりも大きくなっているが, 領域内の渦度は全体的に小さくなっており,  $d^*=4.62$ の同じ位相 (図7) と比べても領域内の渦度は小さい. このことから, V1が急速に減衰しているのは, 壁面との強いせん断の影響と推測される. いっぽう, S1がノズル内部へと流入する流れの影響を受けて急速に減衰しV1と分離していることは, 壁面までの距離が遠い場合 ( $d^*=4.62$ ) と同じである.

流量変化の勾配が正に転じた $\phi=216\text{deg}$ では, V1の明確な位置は特定できず, V1の領域の大きさは $\phi=144\text{deg}$ よりも小さくなっている. また, S2はほとんど確認できない. 流量がさらに増えて正となった $\phi=288\text{deg}$ では, V1の渦核領域はもはや明確には確認できなくなっている.

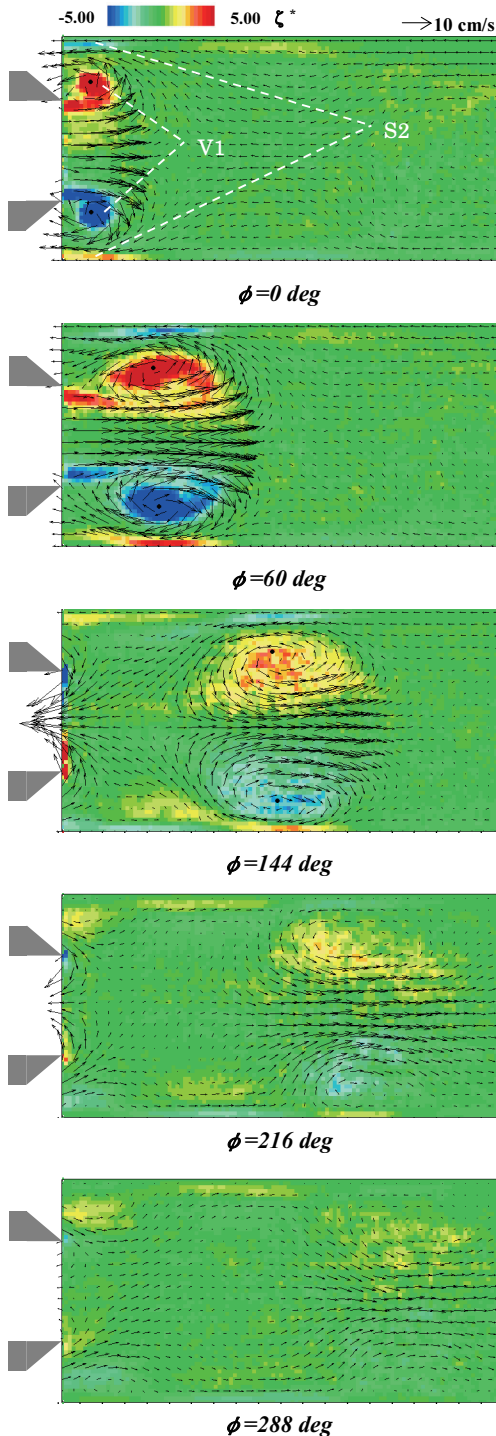


図8 無次元渦度 $\zeta^*$ 分布ならびに相対速度ベクトル ( $d^*=2.31$ , ●: 渦度が最大となる位置,  $\phi=216\text{deg}$ ,  $288\text{deg}$ : 絶対速度ベクトル)

以上で述べたように、壁面までの距離が近い場合の脈動噴流場では、V1の渦核領域を示す高渦度領域は、壁面との間に強いせん断層 S2を生じる。このせん断層 S2の影響によって、V1の渦核領域の形状は壁面が遠い場合 ( $d^*=4.62$ ) よりも流れ方向に伸びた扁平な形状となり、渦輪の直径も小さく、早い位相 ( $\phi=144\text{deg}$ ) で減衰しはじめる。

### 3.2 渦輪の断面構造

図9には、図7で示した比較的壁面が遠い場合の渦輪断面の渦度分布 ( $d^*=4.62$ ,  $\phi=0, 60, 144, 216, 288\text{deg}$ ) について、渦度の最大点を通る X\*軸ならびに Y\*軸上の無次元渦度 $\zeta^*$ 分布を示す。ここで渦度が最大となる点は、V1の相対速度場における回転中心  $C_{V1}$ で、図の横軸はそれぞれノズル直径  $d_n$  で無次元化した無次元半径 X\*および Y\*を示している。渦輪はノズルの中心軸に対してほぼ軸対称となっているので、ここでは分布は図7に示す渦の上側半分の領域についてのみ示している。また図中には、 $C_{V1}$ まわりの無次元周速度  $V_\theta^*$  も示している。

$\phi=0\text{deg}$  では、渦度の最大値は $\zeta^*_{\max}=12.7$ で、渦度が零以上である高渦度領域を V1の領域として、この領域内の X\*軸上の $\zeta^*$ 分布は、 $C_{V1}$ を中心としたガウス分布に似た形状を示している。いっぽう Y\*軸上では、 $\zeta^*$ 分布は中心付近ではガウス分布に似ているが、 $Y^*=-0.3$ 付近から外側では噴流周囲のせん断層 S1の影響により渦度が少し高くなっている。

$V_\theta^*$  分布は X\*軸上および Y\*軸上でともに  $C_{V1}$  で零であり、その左右に二つの極大点をもった特徴的な形状を示している。すなわち  $V_\theta^*$  は、 $C_{V1}$  から左右それぞれの極大点の内側までは強制渦的に大きくなり、さらに極大点の外側では自由渦的に小さくなっている。この二つの極大点の内側の領域では、 $V_\theta^*$  がランキン渦モデルの中心部分の強制渦領域に似た特徴を示していることから、この領域は渦核領域内部の領域であると見てよい。またこの位相では図7で見られたように、速度の高い噴流周囲のせん断層 S1が巻き上がって V1を形成し発達していく過程の途中で、渦輪に隣接している噴流から渦輪の先頭部へまわり込む流れとなるので、 $V_\theta^*$  の極大値は X\*上では下流側が、Y\*上ではノズル中心軸側がそれぞれ大きな値を示している。さらに Y\*軸上の図では、壁面付近の流体はほぼ静止しているので、 $V_\theta^*$  の値は渦の移動速度に等しい値に漸近している。

位相が進むにしたがって $\zeta^*$ 分布形状は、X\*軸上の図では $\phi=60\text{deg}$ で、V1の分布幅は $\phi=0\text{deg}$ の場合よりも広く、渦度の最大値は小さくなっている。この位相では S1が巻き上がって V1を発達させている影響が、 $X^*=0.4$

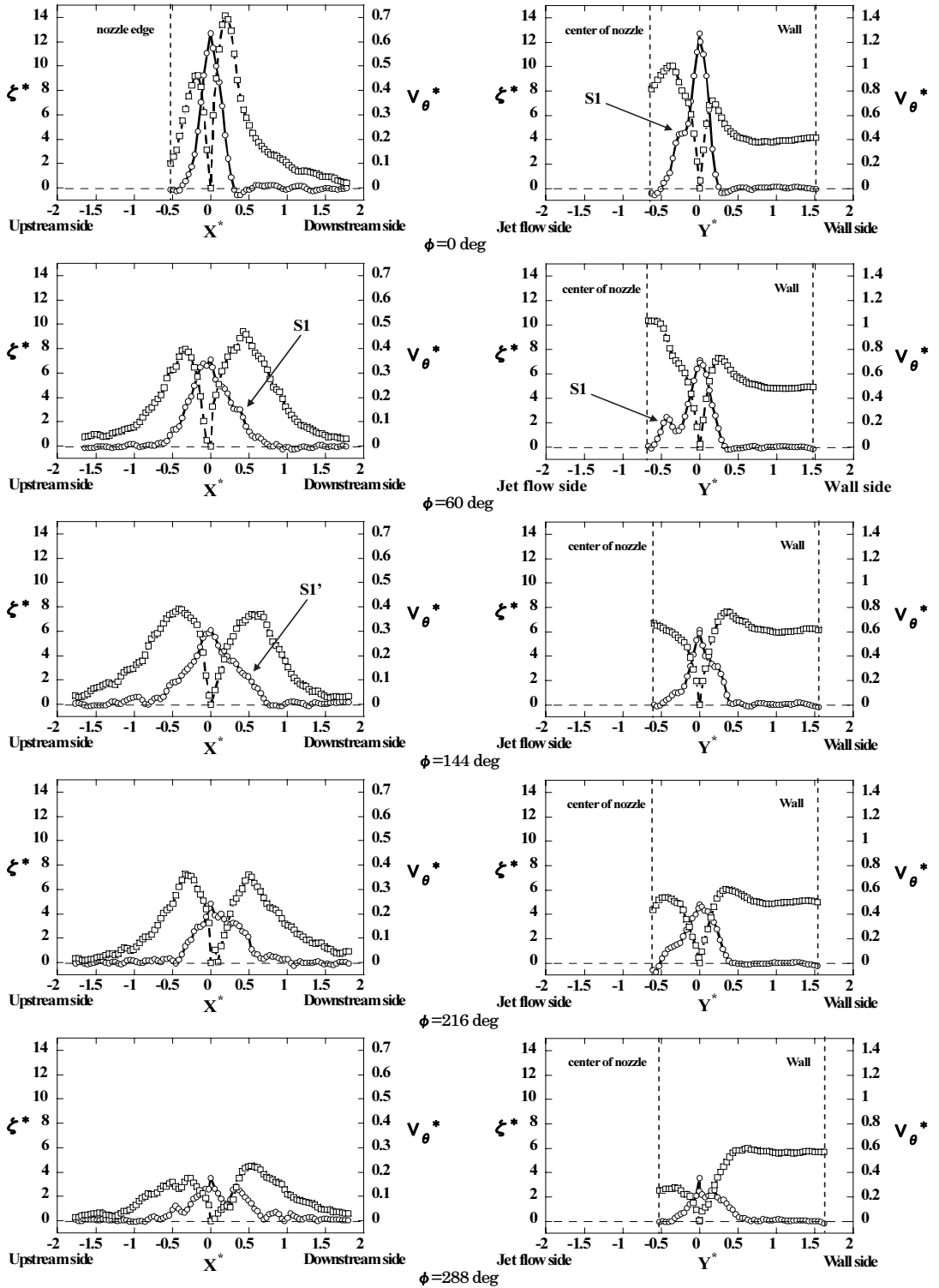


図9 無次元渦度  $\zeta^*$  ならびに周方向の無次元速度  $V_\theta^*$  分布 ( $d^*=4.62$ ,  $\circ$ :  $\zeta^*$ ,  $\square$ :  $V_\theta^*$ )

付近で渦度分布のわずかな突起として現れている。いっぽう  $Y^*$  軸上では  $\phi=60\text{deg}$  で S1 が V1 から離れていくために、 $Y^*=-0.4$  で小さな極大点を形成している。 $\phi=144\text{deg}$  では、V1 の幅は  $X^*$  軸上で  $\phi=60\text{deg}$  よりもさらに広がり、渦度の最大値はさらに小さくなる。この位相で S1 は一部を残して V1 から分離し、V1 に残った渦度層 S1' が V1 に巻かれるために (図7 参照)、 $0.3 \leq X^* \leq 0.6$  付近で渦度の値が高く分布形状にやや膨らみが生じている。 $Y^*$  軸上では、ノズルへの吸い込み流れにより S1 が弱められるために、渦の管中心側 (図の左側) の小さな極大点は確認できない。 $\phi=216\text{deg}$  では、V1 の減衰が始まっているので、 $X^*$  軸上で V1 の幅は  $\phi=144\text{deg}$  の場合よりもさらに狭まっており、渦度の最大値はさらに小さくなり、V1 の形状は  $C_{V1}$  に対して非対称となっている。また、V1 の右肩には S1' の名残が残っている

(図7では確認できない)。 $Y^*$  軸上の  $\zeta^*$  分布では、 $\phi=216\text{deg}$  以降では、図7で V1 は減衰しながら非対称形になっていくので、V1 の幅は広がり渦度の最大値は小さくなっていく。 $\phi=288\text{deg}$  では、V1 の減衰が進み渦度は小さくなっているため、V1 の領域を渦度分布の図から確認することは難しい。

渦の挙動を  $V_{\theta}^*$  分布で見ると、 $X^*$  軸上の分布では、 $C_{V1}$  から周辺へ  $V_{\theta}^*$  が強制渦的に増加している領域は、 $\phi=0\text{deg}$  から  $\phi=60\text{deg}$  までは徐々に広がっているが、その後はあまり変化しない。 $\phi=60\text{deg}$  では、S1 の巻き上がりによる V1 の形成が完了しているため、 $C_{V1}$  の両側の  $V_{\theta}^*$  分布の極大値はほぼ等しくなっている。その後、位相が進んでも両者の値には差がないが、値は徐々に小さくなっている。

$Y^*$  軸上の  $V_{\theta}^*$  分布では、 $\phi=60\text{deg}$  ではすでに S1 が

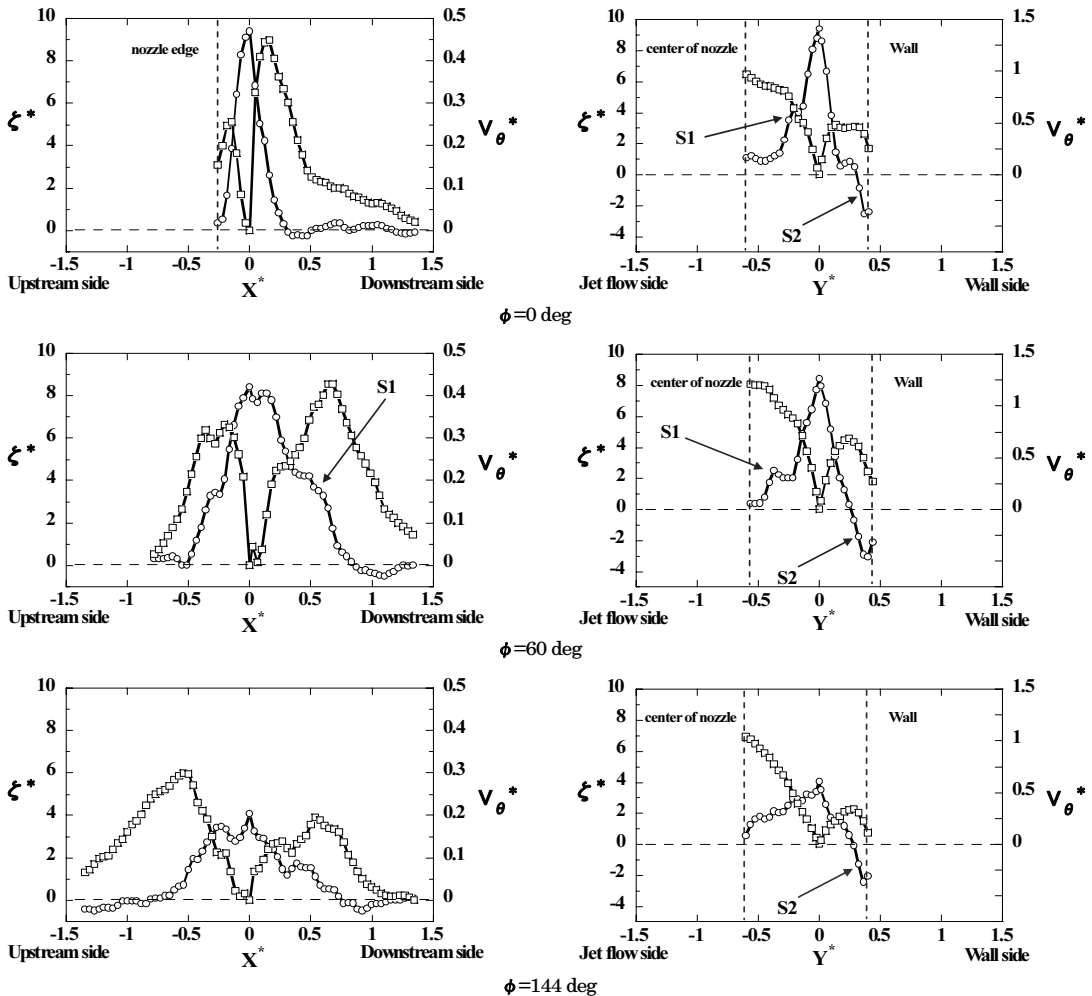


図10 無次元渦度  $\zeta^*$  ならびに周方向の無次元速度  $V_{\theta}^*$  分布 ( $d^*=2.31$ ,  $\circ$ :  $\zeta^*$ ,  $\square$ :  $V_{\theta}^*$ )



V1から離れており、管中心側の  $V_{\theta}^*$  は噴流の速度と等しくなるので、極大点を確認できない。しかし  $\phi=144$  deg では、ノズルの流量が負になっているのでノズル中心軸側の値が小さくなっている。 $\phi=216$ deg 以降では、渦輪がノズルの中心軸に対して非軸対称となっているためにノズル中心軸付近の  $V_{\theta}^*$  は小さくなり、その結果再び極大点形成されている。

図10には、図8で示した壁面が近い場合 ( $d^*=2.31$ ) の渦輪断面の渦度分布のうち、渦がはっきり確認できる位相 ( $\phi=0, 60, 144$ deg) について、図9と同様に無次元渦度  $\zeta^*$  および渦中心  $C_{V1}$  まわりの無次元周速度  $V_{\theta}^*$  の分布を示す。

$\zeta^*$  分布は  $X^*$  軸上で見ると、渦度分布の最大値は  $\phi=0$ deg で、壁面が遠い場合 ( $d^*=4.62$ ) と比べると3/4程度に小さくなっているが、分布の形状は  $d^*=4.62$  の場合とほぼ同じである。 $\phi=60$ deg でも、壁面の距離が遠い場合 ( $d^*=4.62$ ) とほぼ同じで、S1が巻き上がってV1を形成しながら右方向に移動するために、 $X^*$ 軸上の  $\zeta^*$  分布は  $X^*=0.5$ 付近で渦度の値が高くなっている。 $\phi=144$ deg では壁面が近いので  $d^*=4.62$  の場合に比べてV1と壁面とのせん断が大きいことに加えて、V1の移動速度が遅く到達位置がノズルに近いために、ノズルへの吸い込み流れの影響を受けて渦はかなり減衰している。

いっぽう  $Y^*$ 軸上で見ると、 $C_{V1}$  からノズル中心軸側の領域 ( $Y^* \leq 0$ ) での  $\zeta^*$  分布は、 $\phi=0$ deg から  $\phi=60$  deg にかけて、 $d^*=4.62$  の場合と同様に、S1が巻き上がってV1を形成しながら右方向に移動し、S1がV1から分離することで生じる高渦度領域の減少過程が見られる。壁面が近いこの場合には、 $d^*=4.62$  の場合に比べ渦輪の減衰が早いので、 $\phi=144$ deg においてすでに、壁面が遠い場合の  $\phi=288$ deg に似た分布形状が現れている。 $Y^*$ 軸上で  $C_{V1}$  より壁面側の領域 ( $Y^* \geq 0$ ) での  $\zeta^*$  分布は、壁面との間に強いせん断による渦度層 S2を生じているため、どの位相においても壁面付近には負の渦度が現れている。

$V_{\theta}^*$  の分布形状は、 $X^*$ 軸上で  $\phi=0$ deg および  $\phi=60$  deg の間では  $d^*=4.62$  の場合とほぼ同じである。しかしながら壁面が近いので  $d^*=4.62$  の場合に比べ渦輪の減衰が早く、 $\phi=144$ deg ではすでに、 $d^*=4.62$  の場合の  $\phi=288$ deg の場合に似た分布形状を示している。

$Y^*$ 軸上で  $V_{\theta}^*$  分布をみると、 $C_{V1}$  よりノズル中心軸側では  $d^*=4.62$  の場合とほぼ同じである。しかし  $C_{V1}$  より壁面側では、V1と壁面の距離が近いことから壁面が遠い場合と異なり、中心から強制渦的に大きくなった  $V_{\theta}^*$  が短い距離で漸近することなく壁面上で渦輪の移動速度の値となるために、すべての位相で壁面側に極大点が見れている。

以上述べたように、壁面が遠い場合には渦度分布は  $X^*$ 軸上および  $Y^*$ 軸上で、初期のV1の形成段階ではガウス分布に近い形状を示す。しかし、位相が進むにつれて主流とのせん断層 S1の影響を受けることにより、渦度分布は徐々に  $C_{V1}$  に対して非軸対称な形状へと変化していく。また  $V_{\theta}^*$  分布は、 $X^*$ 軸上では  $C_{V1}$  で値が零で、その両側に二つの極大点をもった特徴的な形状を示している。 $Y^*$ 軸上では、壁面側の  $V_{\theta}^*$  は極大点を持ち自由渦的に漸近しているが、ノズル中心軸側では、噴流が隣接するため極大点を確認することができない。

いっぽう壁面が近い場合は、V1と壁面の間にせん断による渦度層 S2が形成され、このS2の影響により渦輪V1の減衰が早まることが明らかになった。

#### 4. 結 論

本研究では、渦輪と壁面との距離が異なる二つの条件について壁面と渦輪の距離が脈動渦輪の挙動ならびに渦核領域の渦構造へおよぼす影響を調べた。以下に結果を要約する。

- (1) 渦輪が噴流および壁面のせん断の影響を受けると、渦輪の渦核領域の形状は、渦核中心に対して非軸対称な形状となる。
- (2) 渦輪と壁面が十分に離れている場合は、渦輪は壁面と干渉していないので、自由渦輪に近い形態となる。
- (3) 渦輪と壁面が近い場合は、渦輪と壁面の間にせん断層が形成され、このせん断の影響によって渦輪の移動速度は低くなり、渦輪の減衰が早まる。
- (4) 渦輪が形成された直後は、渦核中心を通る流れ方向軸上の  $\zeta^*$  分布が渦核中心付近で対称なガウス分布に似た形状を示している。
- (5) 渦核中心を通る流れ方向軸上の  $V_{\theta}^*$  分布は、渦輪と壁面との距離に関わらずに、渦核中心の両側に二つの極大点を持ち、渦核中心から極大点までの領域はランキン渦モデルの強制渦領域と似た特徴を示す。
- (6) 渦輪と壁面が遠い場合は、渦核中心を通る半径方向軸上の  $V_{\theta}^*$  分布で、壁面付近で渦の移動速度に等しい値に漸近するが、ノズル中心軸側で噴流が隣接するため極大点を確認できない。
- (7) 渦輪と壁面が近い場合は、渦核中心を通る半径方向軸上の  $V_{\theta}^*$  分布では、ノズル中心軸側で渦輪と壁面が遠い場合に似た形状を示すが、 $C_{V1}$  より壁面側では短い距離で漸近することなく壁面上で渦輪の移動速度の値となるために、すべての位相で壁面側に極大点が見れる。

## 参 考 文 献

- (1) 池田敏彦, 森 豊, 土屋良明, 長澤忠延, 堀越長次, “脈動噴流に関する研究 (可視化による渦の挙動の観察)”, 可視化情報学会誌, 17-67 (1997), 56-61.
- (2) 長谷川達也, 佐藤太一, 松谷隆司, 石野洋二郎, 大岩紀生, “渦輪と予混合火炎の干渉の PLIF 法による可視化”, 可視化情報学会誌, 19-75 (1999), 317-320.
- (3) 早瀬敏幸, 程 平, 林 勲, “管オリフィス流れの過渡特性に関する数値解析 (第一報, 非定常流の時定数)”, 日本機械学会論文集 (B 編), 59-560 (1993), 1023-1029.
- (4) Seno, T. et al., Journal of Chemical Engineering of Japan, 20-2 (1987), 128-133.
- (5) 石川拓司, 大島修造, 山根隆一郎, “狭さく管内の血液流の数値シミュレーション (流れに及ぼす血液の非ニュートン性の影響)”, 日本機械学会論文集 (B 編), 62-600 (1996), 2957-2963.
- (6) 石川拓司, 大島修造, 山根隆一郎, “狭さく部を通る血流における渦の共振現象”, 日本機械学会論文集 (B 編), 63-606 (1997), 387-395.
- (7) 石川拓司, 大島修造, 山根隆一郎, “狭さく管内の血流における物質拡散”, 日本機械学会論文集 (B 編), 64-625 (1998), 2774-2781.
- (8) Maxworthy, T., Journal of Fluid Mechanics, 81 (1977), 15-32.
- (9) Didden, N., Journal of Applied Mathematics and Physics (ZAMP), 30 (1979), 101-116.
- (10) Cantwell, B. and Rott, N., Physics of Fluids, 31 (1988), 3213-3224.
- (11) Shariff, K. and Leonard, A., Annual Review of Fluid Mechanics, 24 (1992), 235-279.
- (12) Weigand, A. and Gharib, M., Experiments in Fluids, 22 (1997), 447-457.
- (13) Gharib, M., Rambo, E. and Shariff, K., Journal of Fluid Mechanics, 360 (1998), 121-140.
- (14) 大蔵信之, 早藤英俊, 奥出宗重, “渦列内の渦の渦軸方向の流れ”, 日本航空宇宙学会誌, 44(1996), 105-111.
- (15) 奥出宗重, 大蔵信之, 早藤英俊, “渦輪に現れる遠心力不安定”, ながれ, 21 (2002), 78-88.
- (16) 山口住夫, 赤木富士雄, 安東洋一, 南公崇., “狭さくのある管内の脈動噴流により形成される渦輪の挙動”, 日本機械学会論文集 (B 編), 67-653 (2001), 44-51.
- (17) Sugii, Y. et al., Measurement Science of Technology, 11 (2000), 1666-1673.
- (18) 可視化情報学会編, PIV ハンドブック, (2002), Chaps. 6, 137, 可視化情報学会.