対向形 T 字合流管内の乱流・混合特性* (流量比が流動特性に与える影響)

中山 浩^{*1}, 廣田 真史^{*1}
信田 和弘^{*2}, 小出 小夜歌^{*3}

Flow and Mixing Characteristics in Counter-Type T-Junction (Influence of Flow Ratio on Fluid Characteristics)

Hiroshi NAKAYAMA^{*4}, Masafumi HIROTA,
Kazuhiro SHINODA and Sayaka KOIDE

^{*4} Department of Micro-Nano System Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

We investigated experimentally the unsteady flow in a counter-type T-junction. The T-junction was modeled by a mixing tee with square cross sections, in which the mixing channel was connected with the main and counter channels at right angles. Detailed distribution of velocity data have been measured using PIV. Reynolds number of the main-channel flow was fixed at 3 500, and the flow ratio of the counter-channel flow to main one was changed from 1.0 to 5.0. To identify the coherent flow structures, the proper orthogonal decomposition (POD) analysis was applied to the fluctuating velocity field in the mixing channel. Based on the data, the unsteady vortical motion along the shear layer and the wobbling motion of the interface between the main-channel and counter-channel flows are discussed.

Key Words: Turbulent Flow, Pipe Flow, T-junction, Secondary Flow, POD, PIV

1. 緒論

別々の管路を流れてきた流体が T 字形の接合部で 1 本の流路に合流する T 字合流配管は、産業機器によく見られる基本的な管路系である。一般に T 字形合流配管は、主管に対して枝管が直角に合流する場合（直交形合流）と、主管と枝管が対向して合流する場合（対向形合流：図 1 参照）の二種類に分類される⁽¹⁾。前者の直交形合流管内の乱流に関しては、Kelso⁽²⁾やHaven⁽³⁾による速度比やレイノルズ数をパラメータとした系統的な流動計測をはじめとして、とくに近年では原子炉配管系におけるサーマルストライピングの発生等に関連して高橋らの乱流混合特性の調査⁽⁴⁾、Fukushima による乱流熱混合の DNS⁽⁵⁾など、比較的多くの報告が見られ、基本的な流動・混合特性や瞬時流動場の構造などが明らかにされつつある。

一方、対向形合流管内の流れに関しては、直交形合流と同様にサーマルストライピング発生の可能性が指摘されているが⁽⁶⁾、研究例は極めて少ない。現在のところ、可視化による定性的な流動観察と壁面上の温度分布計測⁽⁷⁾、またレイノルズ数や詳細な形状は異なるがプラスチック成型の RIM 加工 (Reaction Injection Molding)⁽⁸⁾やサイドダンプ燃焼器に関連した流れの可

視化⁽⁹⁾、時間平均速度場の計測結果⁽¹⁰⁾が散見される程度である。例えばサーマルストライピングの発生に関しては、合流部で温度の異なる流体が混合することにより発生する温度揺らぎが重要になるが、この種の混合流動系に特徴的と考えられる非定常流動や、大規模構造の時空間特性を明らかにした研究は見られず、現象の本質的理解や今後重要となる数値シミュレーション結果の評価に不可欠な速度場・温度場に関する詳細な知見は得られていない。また、こうした対向形 T 字合流管は、昨今マイクロチャンネルでの混合流路として用いられることも多く⁽¹¹⁾⁽¹²⁾、ミクロな系の流動とマクロな乱流場での混合を比較する上でも、合流管内の乱流・混合特性の詳細を明らかにすることは有意義であると考えられる。

このような背景のもと、本研究では図 1 に示すような正方形断面を持つ対向形 T 字合流管内の液相乱流を取り上げ、時系列 PIV および時系列 LIF を用いて、その流動場・濃度場の時空間特性や混合のメカニズムを明らかにすることを目的としている。本報ではその第一段階として、合流前の各管を流れる流体の流量比をパラメータにとり、時系列 PIV により合流管内の速度場の特性について明らかにすることに主眼におく。時間平均的な流動特性に加えて、変動速度に固有直展開 (POD) 解析を適用し、二流体の合流界面やせん断層における大規模組織構造やその非定常性について考察する。

* 原稿受付 2005 年 1 月 14 日。

^{*1} 正員、名古屋大学大学院工学研究科 (〒464-8603 名古屋市中種区不老町)。

^{*2} 日産自動車(株) (〒220-8623 横浜市神奈川区宝町 2)。

^{*3} 名古屋大学大学院工学研究科。

E-mail: naka@mech.nagoya-u.ac.jp

2. 主な記号

$a^{(k)}(t)$: k 次 (モード k) の固有関数に対応する係数

D : 水力直径 (=60mm)

E : 変動量 $f(x, t)$ の全エネルギー

E_k : モード k のエネルギー寄与率

$f_p(x, t)$: POD 解析の対象となる変動量

f : 周波数

k_{xy} : x - y 平面内二次元乱れエネルギー⁽¹³⁾ $= \frac{1}{2}(\overline{u^2} + \overline{v^2})$

Re_m, Re_c : 主管および対向管レイノルズ数

$(= U_m D / \nu, U_c D / \nu)$

St : ストロークル数 $(= fD / U_b)$

U, V, W : 各軸方向の平均速度

U_m : 主管バルク速度

U_c : 対向管バルク速度

U_b : 合流後バルク速度

VR : 流量比 $(= U_c / U_m)$

u, v, w : 各軸方向の変動速度

u', v', w' : 各軸方向の変動速度強度 (例 $u' = \sqrt{\overline{u^2}}$)

X, Y, Z : 座標軸 (図2参照)

$\lambda^{(k)}$: k 次 (モード k) の固有値

$\psi^{(k)}(x)$: k 次 (モード k) の固有関数

ν : 水の動粘性係数

3. 実験装置および実験方法

図1に流路の概略を示す。測定流路は主管・対向管とそれらに直角に接続された合流管からなり、流路断面はいずれも60mm×60mmの正方形(水力直径 $D=60$ mm)である。流路系は回流式で、温度25°Cに調整された水は、ハニカムと整流格子で構成された整流室を経て主管および対向管を流れ、整流室から1800mm (30 D) 下流に設置されたT字形合流部で衝突し合流管に流れ込む。本論文では、図1の右側の流路を主管、それに対向する左側の流路を対向管と定義する。流路は透明アクリル製である。図2に座標系と測定領域の詳細を示す。座標系の原点は合流管に対向した側壁の中央にとり、合流管の主流方向を X 、合流管幅方向を Y 、それに垂直な方向を Z とする。本論文では合流管の各壁面の名称を図2に示すように(i)主管側側壁、(ii)下壁、(iii)対向管側側壁、(iv)上壁と定義する。本研究では、合流前の各流路における流量(速度)の比(流量比 VR =対向管流量/主管流量)が合流後の流動に及ぼす影響を調べるため、主管におけるレイノルズ数 Re_m を 3.5×10^3 に固定し、対向管側のレイノルズ数 Re_c を $(3.5 \sim 17.5) \times 10^3$ ($VR=1 \sim 5$)と変化させて実験を行った。

本研究では、3Wの連続発振YVO₄レーザ(波長532nm, シート厚さ1mm)と高速度カメラ(Photron製

Fig.1 Experimental apparatus

Fig.2 Test section and coordinate system

FASTCAM - ultima 1024) を用いた時系列PIV (最高1k frames/s) を構築し、速度場の計測を実施した。トレーサにはナイロン粒子(粒径 $\sim 50\mu\text{m}$, 密度 1.01kg/m^3)を使用した。可視化画像からの速度ベクトルの算出には、直接濃度相関法とサブピクセル補間を用い⁽¹⁴⁾精度向上を図った。なお、本実験で得られた速度に含まれる誤差は、平均速度に関して U_b の4%、変動速度強度については8%程度と推定される⁽¹⁵⁾。

計測は X - Y 断面と Y - Z 断面で行った。速度場の3次元性について明らかにするために、どちらも複数の断面で計測を実施したが、紙数の都合上、本報では前者については主に $Z=0$ の流路対称面内における結果を示す。 X - Y 断面計測の場合にはカメラの画素数を1024pixel×512pixel、 Y - Z 断面計測では512pixel×512pixelに設定し、1 pixelあたり空間解像度が 0.018mm^2 となるようにした。相関領域の大きさは31pixel×31pixel、二画像の時間間隔を流速に応じて1ms～4msと変化させ、時間平均速度分布の算出には約9000枚の粒子画像を用いた。計測値は合流管での平均流速 U_b を用いて無次元化する。

合流前の流動特性は、合流後の流れ場に影響を与えると予想される。図3に $Re=3.5 \times 10^3$ の条件のもとで、主管の合流直前の位置($Z/D=0, Y/D=3$, 整流室出口か

Fig.3 Inlet flow condition ($Z/D=0$, $Y/D=3$)

Fig.4 Visualized mixing interface

ら $27D$ 下流)で計測された主流方向の平均速度 V/U_m と変動速度強度 v/U_m に示す。比較のため、図には廣田らにより測定された正方形流路内の完全発達乱流($Re=6.5 \times 10^4$)における結果⁽⁶⁾も示した。主流速度 V/U_m は流路壁面近傍で不一致が見られるものの、流路断面の大部分で概ね完全発達流の分布に一致している。また変動速度強度は完全発達流に比して定性的な分布傾向は一致するものの、全体的に高い値を示す。

4 実験結果および考察

4.1 流れ場の可視化

流れ場の基本的な流動を概観するため、代表的な流量比として $VR=1$ と $VR=3$ における流路対称面内($Z=0$)での瞬時可視化画像をそれぞれFig.4(a),(b)に示す。ここでは主流側流体(図の上側)のみに染料(ローダミン6G)を少量混入させ、レーザにより合流界面を可視化している。いずれの流量比でも、合流界面は大きく波打っており、不規則な渦構造が観察される。

$VR=1$ の場合、合流界面はほぼ X 軸上に位置するが $VR=3$ の場合には運動量差により対向管側流体が主管側

Fig.5 Velocity distributions after mixing ($Z/D=0$)

の側壁近傍にまで達しており、合流界面は主管側側壁に大きく偏る。また $X/D=2.5$ 付近では主管側流体(染料混入流体)が対向管側の側壁近傍に観察される。特に $VR>3$ の場合にはこの領域で主管側流体が見られることが多く、流量比が増加するにつれ合流直後の流動は強い三次元性を示すことが予想される。

4.2 流量比の影響 流量比 VR が合流後の流動に及ぼす影響を検討するため、合流後の流路対称面内($Z=0$)における平均速度 U 、 V と二次元乱流エネルギー k_{xy} を4種類の VR ($=1, 2, 3, 5$)について比較して図5に示す。図5(a), (b), (c)はそれぞれ合流管の主流方向(X 方向)と幅方向(Y 方向)の平均速度 U/U_b 、 V/U_b 、及び乱流エネルギー k_{xy}/U_b^2 の分布である。

図5(a)に示すように、合流直後の $X/D=1$ における U/U_b の分布はいずれの VR でも定量的に一致するが、 $X/D=2$ 以降では VR の影響が強く現れる。主流流と対向流の流速が等しい $VR=1$ の場合、 U は当然ながら X 軸に対し良好な対称性を示すが、 $VR>2$ では VR が大きいほど流れは主管側の側壁近傍(図5の上側)で加速するとともに、対向管側の側壁近傍(図5の下側)における逆流領域が拡大する。この逆流領域は、後述のようにこの側壁の近傍に形成されるはく離泡に対応し、 VR の増

Fig.6 Mean velocity vector maps ($Z/D=0$) Fig.7 Normalized streamwise turbulent intensity u'/U_b Fig.8 Normalized spanwise turbulent intensity v'/U_b

加につれてはく離泡が大きく発達することを示している。そのため、対向管側側壁上の再付着点も VR の増加とともに下流に伸び、 $VR=1, 2, 3, 5$ に対し $X/D=1.8, 2.4, 2.5, 2.8$ であった。 $X/D=3$ 以降の領域でも、 $VR>2$ の速度分布は定性的に類似な傾向を示すが、 VR が大きいほど、はく離泡の発達に伴い高速領域の主管側への偏りが下流域でもより顕著に認められる。

一方、 V/U_b には合流直後の $X/D=1$ で VR の影響が顕著に現れ、 VR の増加に伴い対向管流の運動量が大きくなるため、合流界面である $V=0$ の位置は主管側に移動する。しかし、 $X/D>2$ の下流域では V 自身が非常に小さくなり、 VR の影響も観察されなくなる。

図 5(c) に示した二次元乱流エネルギー k_{xy}/U_b^2 は、 $X/D=1$ では流体の衝突による速度勾配 $\partial V/\partial Y$ の増加に対応し、合流界面の近傍と推測される位置で極大値をとる。また、この断面ではいずれの VR でも二流体の合流により主流速度の加速が顕著となる。この主流の加速 ($\partial U/\partial X>0$) に対応して u' に対し負の生成が生じる

ため、合流界面を除き k_{xy} の値は極めて小さくなる。 $X/D=2$ になると、 $VR=1$ の場合は、主流の減速に伴い変動レベルが高くなり、はく離せん断層に対応した位置 $Y/D=\pm 0.35$ で極大値を示す。 $VR>2$ では対向管側の $Y/D=-0.2\sim-0.25$ で流れのはく離に対応した最大値をとり、その値は VR の違いに依存しないが、主管側に現れる合流に伴った k_{xy} の極大値は VR の増加に伴い減少している。 $X/D=3$ 以降では、 k_{xy} は下流方向に速やかに減少していくが、 VR が大きいほどより下流域まで比較的高い k_{xy} が維持されている。

以上示したように、 $VR=2$ 以上の流れ場は、下流方向へのはく離泡の発達、それに伴う乱れの持続などに VR による差異が見られるが、定性的には同様な流動特性を示す。一方 $VR=1$ の流動特性と $VR>2$ における特性には、合流直後から定性的にも顕著な違いが見られる。そこで以下では、紙数の制限もあるため、代表的な流量比として $VR=1$ と $VR=3$ を選び、両者の流動特性について比較・検討していく。

4.3 統計量の分布特性

4.3.1 流路対称面 ($Z=0$) 内の流動 図 6(a)(b) は流路対称面 ($Z=0$) における平均速度ベクトルである。いずれの VR においても、合流後の流れは T 字部のエッジにおいてははく離し、合流管の側壁に沿ってはく離泡を形成する。 $VR=3$ の場合には、対向管側 (高速側: 図の下側) の側壁に沿って循環領域が大きく発達し下流方向へ伸張する一方で、主管側の循環領域は縮小しほぼ消滅している。はく離泡の下流では、 $VR=1$ の場合には壁近傍を除いて Y 方向に一樣な速度分布へと速やかに回復するのにに対し、 $VR=3$ では高速領域が主管側側壁に偏った速度分布が測定領域出口 ($X/D=8$) まで維持されている。

図 7(a), (b) に X 方向変動速度強度 u'/U_b 、図 8(a), (b) に Y 方向変動速度強度 v'/U_b の分布を示す。 u' は、いずれの VR でも合流部近傍のはく離せん断層に沿って増大し、最大値は U_b の 35~40% に達する。この変動速度は、 $VR=1$ の場合は合流直後の領域で極大値を示した後、下流方向に速やかに減衰するが、 $VR=3$ では図 6(b) から明らかなように、はく離泡の伸張に伴い $\partial U/\partial Y$ の大きな領域が下流域まで維持されるため、強い乱れも $VR=1$ に比べてより下流の領域まで持続している。

一方、 Y 方向変動速度強度 v' は、 u' に見られたようなはく離せん断層における極大値に加えて、合流界面に対応した領域においても高い値を示しており、この位置で乱れは強い非等方性を示す。定量的には、何れの VR においても、合流界面における v' は U_b の 30% 程度に達しており、はく離せん断層における v' と同レベル

Fig.9 Secondary flow vectors(upper figure) and contour plots of normalized axial velocity U/U_b (lower figure)

Fig.10 Contour plots of normalized vertical turbulent intensity v'/U_b (upper figure) and transverse turbulent intensity w'/U_b (lower figure)

かむしろ高い値を示している。はく離せん断層における高 v' 領域は、主に u からの乱れの再分配に起因し、一方、合流界面の変動は流体の衝突により生じる Y 方向の大きな速度勾配 $\partial V/\partial Y$ により生成されると考えられる。

4.3.2 Y-Z断面内の流動 図9に、二次流れ速度ベクトル(上半分)と主流速度 U/U_b (下半分)の下流方向への変化を示す。測定断面は合流管入口($X/D=1$)、その1D, 2D, 4D下流($X/D=2, 3, 5$)の4断面である。これらの測定結果は Y 軸に対し良好な対称性が認められたため、本論文では1/2断面の結果を示す。いずれの図でも、図の右側が主管側側壁、左側が対向管側側壁($VR=3$ では高速側)に対応しており、 U/U_b 等値線図の灰色部分は逆流領域を表している。なお、 U/U_b の分布は、複数の X - Y 断面で得られた U から Y - Z 断面内の分布を再構成することにより求めた。

$VR=1$ の場合、 $X/D=1$ では各流路から合流管に流入した流れが流路中心軸(Z 軸)上で衝突している様子が観察されるが、 $X/D=2$ になると流路中心部から Z 軸に沿って上下壁に向かい、さらに上下壁に沿って両側壁に向

かう流れが見られる。図3から予測されるように、合流部で衝突する流体の速度は流路中心部ほど大きいため、衝突による圧力上昇も上下壁近傍に比べ中心部では高くなり、その結果このような上下壁に向かう流れが生じると考えられる。この二次流れに対応して、上下壁近傍の主流速度等値線はコーナー部に向かいやや歪んだ形状をとる。 $X/D=3$ から $X/D=5$ に至る領域では二次流れは徐々に減衰して明確なパターンは見られず、主流速度も $X/D=5$ では流路断面の大部分で均一化している。

$VR=3$ における断面内の流動は、 $VR=1$ の場合は大きく異なる。とくに $X/D=2$ では、主管側側壁(低速側、図の右側)の近傍に大規模な縦渦が認められ、下流に向かうにつれてこの縦渦は上下壁に沿って対向管側に向かう強い流れ(最大で U_b の27%)に変化することがわかる。この縦渦は、対向管から合流管へ流入した流れの流線が曲率をもつことで遠心力が発生し、その結果誘起されると推測され、90°ベンド内に観察される縦渦⁽¹⁶⁾と本質的に同様なメカニズムに起因すると考えられる。主流速度はこうした二次流れの影響を強く受け、合流直後は主管側に偏っている高速流体が $X/D=2, 3$ では上下壁に沿って対向管側に輸送されるため、 U/U_b は Y 軸上よりも上下壁近傍で高い値を示す。また $X/D=2$ の対向管側に現れる逆流領域は Z 軸方向に変化しており、はく離泡が三次元的な形状をしていることがわかる。 $X/D=5$ でも、主管側から上下壁に沿って対向管側へ向かう二次流れは依然として存在しており、主流の高速領域が主管側に偏る傾向も $X/D=3$ と同様に認められる。この様に、 $VR=3$ の場合は $VR=1$ に比べて、二次流れとそれが主流に与える影響がより下流の領域にまで及ぶことが再確認できる。

図10は図9と同じ断面で測定した Y 方向(上半分)および Z 方向(下半分)の変動速度強度 v'/U_b 、 w'/U_b の等値線図である。 v'/U_b は側壁に垂直な成分、 w'/U_b は側壁に平行な成分となる。いずれの VR においても、合流直後の $X/D=1$ では、 v' 、 w' ともに合流界面で極大値をとり、主流の15~20%に達する強い変動を示す領域が上下壁近傍にまで及んでいる。混合する二流体が非等温の場合、合流直後のこのような高 v' 領域では温度変動も高くなると考えられ、上下壁近傍やまた $VR=3$ の場合には主管側側壁(図の右側)の近傍で、温度変動による熱疲労の起こる可能性が予想される。

$X/D=2$ での v' 、 w' は、いずれの流量比においても、 $X/D=1$ から2にかけて主流の加減速や二次流れのパターン等、流動が大きく変化するため、この断面での変動分布は極めて複雑である。 w' の値は側壁近傍

Table.1 Percentage of energy E_k per mode (unit:%)

mode	1	2	3	4	first 10 modes
$VR=1$	33.0	6.1	3.8	3.5	61.6
$VR=3$	27.0	7.5	5.9	4.5	58.6

Fig.11 POD eigenfunctions (a) $VR=1$, (b) $VR=3$

($VR=1$)あるいは $Y/D=-0.25$ ($VR=3$)で極大値を示し、その値は v' の極大値よりも大きい。この断面での高変動は、主に二次流れに起因した大きな速度勾配 $\partial w/\partial z$ による w の生成、せん断層により生成された u' からの再分配、二次流れによる合流界面の乱れの対流輸送等、複合的な要因によりもたらされると考えられるが、詳細な検討は今後の課題である。

$X/D=3$ 以降の下流領域では、 $VR=1$ の場合、はく離せん断層の下流に相当し、また二次流れの減衰に伴い $Y-Z$ 断面内の速度勾配も小さくなるため、 v' と w' は下流方向へ徐々に減少する。一方 $VR=3$ では、 $VR=1$ に比較して下流域に至るまで全般に高い速度変動強度が維持される。これは4.4.1項で述べるように、断面全体にわたって縦渦構造の大規模な時間変化が生じるためと考えられる。

4.4 流れ場の時空間特性

4.4.1 POD解析 ここでは合流直後の領域で見られる流れの時空間挙動を調べるため、固有直交展開(POD)による解析を行う。PODは次式で示すように、時空間的に変動する物理量 $f_p(x, t)$ を直交する固有関数 $\psi^{(k)}(x)$ と係数 $a^{(k)}(t)$ の積の和で展開する手法であり、流れ場に適用することによって、そこに含まれた秩序的な構造を抽出でき、それらの構造の関連性やその頻度等を解析することができる⁽¹⁸⁾。

$$f_p(x, t) = \sum_{k=1}^N a^{(k)}(t) \psi^{(k)}(x) \quad (1)$$

本研究では、変動量 $f_p(x, t)$ に二流体の混合に寄与する Y 方向の変動速度成分 v を用い、合流直後の $1 < X/D < 2.5$

($Z=0$)の領域内で解析を行った。解析に用いた空間点数 x は867点(=固有関数のモードの数 N)、時間点数(=平均化に用いた速度ベクトル図の枚数)は615点である。表1は、各々の流量比で得られた各モードのエネルギー寄与率 E_k を示している。なお、ここで示した E_k は、上記の解析範囲内全域にわたり積分平均した v のエネルギーに対する割合として定義した。表に示すように、モード1の寄与率は $VR=1$ で33%、 $VR=3$ の場合は27%となり、いずれの流量比でもモード2以降に比べて卓越している。このことは、いずれの VR でも混合直後の速度場には、大規模で支配的な組織的流動構造⁽¹⁷⁾が存在することを意味している。また、 $VR=1, 3$ ともにモード10までの積算で全エネルギーに対し約60%の寄与を示しており、比較的低位モードの流れパターンの重ね合わせで合流直後の流動を記述することができる。この様な収束性の良さもPODの特徴の一つといえる。

次に支配的な流動構造について検討するため、解析から算出したモード1、モード2の固有関数分布 $\psi^{(1)}(x)$ 、 $\psi^{(2)}(x)$ を図11に示す。図8との比較からわかるように、いずれの流量比でもモード1の分布は合流界面の位置で広範囲にわたり高い値を示すことから、このモードの流動構造は流れの衝突による合流界面の揺らぎに起因した組織的な速度変動を抽出しており、その変動によるエネルギーは解析領域内の v による全エネルギーの30%程度を占めていることが理解される。

一方、モード2の固有関数は、はく離せん断層に沿った位置で離散的に極大値をとり、下流方向に空間的なスケールを成長させながら発達していく様子がわかる。このようなせん断層に沿った離散的構造は、以前同様な解析を行ったシャープターン流路でのく離せん断層⁽¹⁸⁾でも確認されており、せん断層に沿って周期的な横渦が放出されていることを明確に示している。この渦構造が、はく離せん断層に沿って観察される v' の極大値の要因となり、乱れの空間的な拡散を担うと考えられる。また、各モード間の固有関数は互いに直交していることから、いずれの VR の場合も、モード1で表される合流界面の大規模変動と、モード2により表現されるはく離せん断層における渦放出との間には強い相関はないことがわかる。この傾向は、 $VR=3$ の場合に特に顕著である。

4.4.2 周波数解析 ここでは、合流直後の流体混合を支配すると考えられる合流界面の v について周波数解析を試みる。解析は、流路対称面内($Z=0$)で v' が最大値をとる合流界面の位置、すなわち $VR=1$ では $(X/D, Y/D) = (1.2, 0)$ 、また $VR=3$ では $(X/D, Y/D) = (1.1, 0.3)$

Fig.12 Power spectra of fluctuating velocity v at the maximum RMS velocity position

における v を対象とした。図12に各 VR で得られたパワースペクトルの結果を示す。縦軸のパワースペクトル密度はそれぞれの位置における $\bar{v}^2$ で規格化した値を示し、横軸の周波数は代表寸法 D と合流管におけるバルク速度 U_b を用いたストローハル数 St で表した。

図に見られるように、いずれの VR でもパワースペクトル密度は $St=0.2$ 以下の低周波領域(0.3~0.7Hz)で高い値を示すが、顕著な卓越周波数成分は見られない。したがって、前述のPOD解析で抽出された合流界面は大きな空間スケールを保ちながら比較的低周波数で揺動しているが、その変動に明確な周期はないと考えられる。また、 $VR=3$ では $VR=1$ に比べて $St=2$ 以下の低周波数領域での強度が低下し、高周波数領域の強度が上昇する。このことは、表1に示したモード1のエネルギー寄与率の比較からも推察されるように、 $VR=3$ の合流界面における変動速度は、 $VR=1$ に比較して高周波数成分の割合が高いより不規則な変動特性を有していることを示唆している。

4.4.3 縦渦の非定常性 図9(b)に見られたように、 $VR=3$ の場合、合流直後の断面内には特徴的な縦渦が発生し、下流に向かうにつれて徐々に減衰していく。流路内には、はく離・再付着流も同時に存在するため、その影響を受けてこの縦渦も非定常性を有する複雑な流動状態にあると推測される。ここでは、瞬時の二次流れ速度分布に注目し、合流後に形成される縦渦の非定常性について検討する。

図13(a), (b)は、それぞれ $VR=3$ の $X/D=1$ と $X/D=3$ の断面における瞬時の二次流れ速度分布の時系列変化を0.5秒間隔($\tau=0, 0.5\text{sec}, 1.0\text{sec}, 1.5\text{sec}$)で示したものである。 $X/D=1$ における瞬時の二次流れ分布に注目すると、流動は二流体が衝突する合流界面($Y/D=0.3$)付近で複雑な様相を示している。 $\tau=0\text{sec}$ では明確な縦渦は確認できないが、 $\tau=0.5\text{sec}$ 以降では上下壁の近傍に図9(b)の平均場では見られなかった大規模な一対の縦渦が認められる。詳細に観察すると、この縦渦は $\tau=0.5\text{sec}$

Fig.13 Unsteady behavior of secondary flow in $VR=3$ case

Fig.14 Instantaneous vortex center positions ($VR=3$)

では対向管寄り(図の左側)の位置に形成されているが、時間経過とともに主管側に移動するとともに渦のスケールも大きくなっており、このように縦渦は発生位置が変化しながら生成と消滅を繰り返していることがわかる。これらの縦渦は、二流体の衝突の効果に加えて流線が曲がることに起因した遠心力の作用⁽¹⁷⁾により形成され则认为られ、こうした縦渦の生成・移動と消滅が先に述べた合流界面の低周波の揺らぎに影響を与えていると推測される。

図13(b)に示す下流側断面の $X/D=3$ では、流れは複雑さを増し、二次流れ速度分布は時間とともに大きく変化しており縦渦の流路対称軸(Y 軸)に対する対称性も保たれていない。図6(b)から分かるように、この断面は合流部のエッジではなく離れた流れの時間平均再付着点の近傍に位置し、せん断層から放出される横渦の影響で、はく離流の非定常性は $X/D=1$ に比べ強くなっていると推測される。 $X/D=3$ では流線の曲率が小さくなり主管側の縦渦の発生原因となる遠心力が弱くなるため、断面内の流れははく離流の非定常性の影響を相対的に強く受けるようになる。その結果、図13(b)に見られるような縦渦構造の大規模な時間変化が生じていると考えられる。

以上に示したように、合流後に形成される縦渦は時間的に複雑に変化する。こうした縦渦の時空間挙動について明らかにするため、瞬時の $Y-Z$ 断面速度分布に

PODを適用し、低次モードのみを用いて瞬時の流れ場を再構成することにより大規模な縦渦構造を抽出し、その時空間的变化を捉えることを試みた。具体的には、PODにより得られた低次20モードの和を用いて瞬時の断面内速度分布を再構成し、各時間において抽出された縦渦の渦中心の位置を既報⁽¹⁹⁾と同様にGraftieauxらの方法⁽²⁰⁾で算出し、その時系列的な軌跡を求めてみた。図14に $X/D=1, 2, 3, 5$ の各断面における縦渦中心の軌跡を示す。図は、0.05secごとに抽出された渦中心をプロットしたものであり、渦中心を線で繋いでいる。灰色の点は時計回り、黒色の点は反時計回りの縦渦を表している。渦中心の空間的な変動が大きいほど、縦渦の非定常性が強まっているといえる。

$X/D=1$ では、図13(a)からも推察されるように、縦渦中心は上下壁近傍に集中的に分布しており、図13(a)の結果ともあわせて縦渦がこの位置に間欠的に発生していることが分かる。 $X/D=2$ の断面では、主管側(図の右側)に一对の縦渦が局在している。この断面の縦渦は、時間平均場(図9(b))における渦中心近傍の比較的狭い領域内で時間的に変動していることがわかる。これは、この断面内では遠心力が定常的に作用するとともに円弧状のはく離泡が対向管側(図の左側)に発達しているため、渦運動が主管側の領域に限定されたものと考えられる。

はく離泡の後端部に対応する $X/D=3$ 断面では、時間平均場の渦中心近傍の縦渦は依然として存在するが、対向管側の領域にも渦中心が散在し始める。このことから、時間平均場では確認できない随伴的な縦渦が、はく離泡後端部で非定常的に生成されていることが分かる。こうした傾向は、シャープターン流路における縦渦の挙動⁽¹⁸⁾と類似である。最下流に位置する $X/D=5$ になると、渦中心の軌跡はランダム性が増し、渦中心の空間的な分散もより顕著になっていることから、速度場の非定常性は断面全体にわたって強まっているといえる。しかし全体的な傾向として、Z軸に対する縦渦の回転方向の対称性は維持されており、合流直後に形成される縦渦の影響が、この断面位置においても依然として強く残っていることがわかる。

5. 結論

時系列PIVを用いて対向型T字合流管内乱流の詳細な流動計測を行い、流量比(VR)が合流後の流れ場に及ぼす影響について調査した。以下に得られた知見をまとめる。

- (1) VR の変化は合流直後の流れ場に顕著な影響を与える。 $VR=1$ と $VR=2$ の間で対向管側の側壁に沿った

はく離泡の発達、縦渦の発生など流れ場の特徴は大きく変化するが、 $VR=2$ 以上の流れ場の特性は定性的に一致する。

- (2) X 方向速度変動強度 u' は、合流直後に形成されるはく離せん断層で最大値を示す。一方、 Y 方向変動速度強度 v' は、はく離せん断層のみならず合流直後の合流界面でも極大値を示し、 YZ 断面内の上壁から下壁に至るまで高い値を維持する。このように、合流後の流れ場は強い非等方性を示す。
- (3) $VR=2$ 以上の条件では、合流直後の断面内において、合流管の主管側(低速側)に大規模な一对の縦渦が形成される。はく離泡の下流域では、縦渦の中心は空間的に分散し流れ場の非定常性が強くなる。
- (4) 合流直後の Y 方向変動に対し、周波数解析、POD解析を行うことにより合流直後の非定常流動の空間的構造を明らかにし、合流界面は大きな空間スケールを保ちながら低周波数で揺動していることを示した。

本研究を遂行するに当たり、実験にご協力頂いた当校本学学生の南智士氏に謝意を表す。

参考文献

- (1) Kawamura, T., 他11名, *Proceedings of ICONE 10*, ICONE10-22214, (2002), 1-4
- (2) Kelso, R.M., Lim, T.T., and Perry A.E., *J. Fluid. Mech.*, **306**, (1996), 111-144
- (3) Haven, B.A., and Kurosaka, M. *J. Fluid. Mech.*, **352**, (1997), 27-64.
- (4) 高橋志郎・他5名, 機論, **63**-613, B (1997), 2970-2976.
- (5) Fukushima, N., 他4名, *Proc. of 6th ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference* (2003), 1-10, in CD-ROM.
- (6) 配管の高サイクル熱疲労に関する評価指針, JSME S017, (2003).
- (7) 小倉健志, 日本機械学会2002年度年次大会講演, (2002), 153-154.
- (8) Johnson, D.A., 他2名 *Can. J. Chem. Eng.* **74**, (1996), 40-48.
- (9) Stull, F.D., 他3名 *J. Propulsion*, **1**, (1985), 83-88.
- (10) Liou, T.-M., Lee, H.-L., and Liao, C.-C., *Exp. Therm. Fluid Sci.*, **24**, (2001), 11-23
- (11) 藤井輝夫, ながれ, **20**, (2001), 99-105
- (12) Sato, Y., 他4名, *Meas. Sci. Technol.*, **14**, (2003), 114-121.
- (13) Son, S. Y. and Han, J. C., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **45**, (2002), 4809-4822.
- (14) PIVハンドブック, 丸善, (2002)
- (15) 日本機械学会訳, 計測の不確かさ, (1987), 丸善, 3-16.
- (16) Hirota M., 他2名 *Int. J. Heat Fluid Flow*, **13**, (1992), 22-29.
- (17) Sudo, K., 他3名, *Exp. Fluids*, **30**, (2001), 246-252.
- (18) Ito, T., 他3名, Y., *Exp. in Fluids*, **31**, (2001), 324-335.
- (19) 中山浩・他3名, 機論 **71**-703, (2005), 781-788.
- (20) Graftieaux, L., 他2名, *Meas. Sci. Technol.*, **12**, (2001), 1422-1429.