

# 博士學位論文

## 90° 曲がりノズル内の非定常流特性が噴出する オイルジェットに及ぼす影響

(Effect of characteristics of the unsteady internal flow of a 90-degree  
bent nozzle on the ejected oil jet)

2022 年 3 月

川口 幹祐



# 概要

世界各国で自動車用エンジンの CO<sub>2</sub> 排出規制が強化されているため、単位燃料流量あたりに取り出せる有効仕事の割合である熱効率を高める必要がある。熱効率を大きくする工学的手法はエンジンピストン上死点付近での急峻な燃焼を引き起こし、結果として燃焼ガスの温度が高くなる。そのため、エンジンピストン内にクーリングチャンネル（以下、C/Cと表記）と言われる流路を設け、エンジンの重力方向下側に設置されたノズルより噴出されるオイルジェット（以下、O/Jと表記）により C/C への流入口に供給される冷却システムが提案されている。ノズルから噴出するジェットは安定した真っ直ぐな挙動が望まれるが、不安定性のために波立つ。さらに、曲がり管ノズルから噴出するジェットの挙動に関してはメカニズムが不明なため、試行錯誤的な開発を強いられている。そこで、本研究では、基礎的な 90° 曲り管ノズルから噴出する O/J の挙動および、ノズル内流れの非定常特性を調査する。実験に用いたノズルは 3 種類で、直管ノズル・曲率半径の小さい R15 ノズル、曲率半径の大きい R60 ノズルである。作動流体はシリコンオイルで、25°C の条件で、80°C 時点のエンジンオイルと同程度の粘性と表面張力を有する。Reynolds 数（以下、 $Re$  数と表記）は円形ノズル直径と断面平均流速に基づいて算出しており、実際の O/J を基に  $Re=1000\sim 3000$  とした。本稿では大きく 3 種類の項目：「直管ノズルおよび 90° 曲がりノズルから噴出する噴流挙動」、「出口近傍のノズル内流れと O/J の波立ちのきっかけ」、「主流方向に対して垂直な断面のノズル内流れの特性」について議論する。

「直管ノズルおよび 90° 曲がりノズルから噴出する噴流挙動」では、可視化と LED 変位計を用いた計測により、3 種類のノズルから噴出する O/J 挙動の特性を明らかにする。曲率半径が小さく、 $Re$  数が大きい条件で、O/J 界面が下流にかけて激しく波立ちながら幅を広げていくことが分かった。

「出口近傍のノズル内流れとジェットの波立ちのきっかけ」については、ノズル内流れの Particle Image Velocimetry (PIV) 計測と O/J の可視化計測を時間同期させて実施することで、ノズル内流れの時間的な変動が O/J 界面の波立ちを引き起こすことを示した。

「主流方向に対して垂直な断面のノズル内流れの特性」については、前章で示した乱れの性状を、主流の垂直断面での PIV により分析した。曲率半径が小さく、 $Re$  数が大きい条件で複数の渦構造が確認された。同じ条件の非定常の計測結果より、主流位置が断面内で激しく変動していることを確認した。

本研究では、ノズル内流れの乱れがジェット界面の波立ちのきっかけを与えていることを示しており、一般的な Kelvin-Helmholtz 不安定性や Rayleigh-Taylor 不安定性とは異なるメカニズムで O/J 界面が不安定になることを示した。さらに、固有直交分解 (POD) 法を用いることで、O/J 界面の不安定性に影響を及ぼすノズル内流れの乱れの構造に特徴的なモードが出現することを示している。つまり、特徴的なモードの出現を回避することで、C/C システムの最適化検討へ繋がると考えられる。

# 目次

<b>第 1 章 序論</b> .....	1
1.1 自動車産業がおかれている状況.....	1
1.2 ノズルから噴出するジェット挙動についての研究動向.....	3
1.3 曲がり管内流れの研究動向.....	9
1.4 研究の目的 .....	16
1.5 論文の構成 .....	17
<b>第 2 章 直管ノズルおよび 90° 曲がりノズルから噴出する噴流挙動</b> .....	18
2.1 実験方法 .....	18
2.1.1 本論文共通の実験装置 .....	19
2.1.2 高速度カメラを用いた噴流挙動の可視化 .....	24
2.1.3 LED 変位計を用いた界面変動の調査 .....	25
2.2 形状, 流れの条件違いによる噴流界面挙動への影響.....	27
2.3 第 2 章のまとめ.....	31
<b>第 3 章 出口近傍のノズル内流れとジェットの波立ちのきっかけ</b> .....	32
3.1 実験/分析方法 .....	33
3.1.1 実験装置と 2 次元速度 2 成分 Time-Resolved PIV の計測手法 .....	33
3.1.2 2 次元速度 2 成分 Time-Resolved PIV の精度検証 .....	35
3.1.3 画像相互相関手法を用いた流れ場の分析 .....	37
3.1.4 速度 2 成分固有直交分解 .....	39
3.2 結果と考察 .....	40
3.2.1 ジェット可視化と 2D2C PIV の同期計測の結果 .....	40
3.2.2 速度 2 成分固有直交分解の結果 .....	56
3.4 第 3 章のまとめ.....	66

<b>第 4 章 主流方向に対して垂直な断面のノズル内流れの特性</b> .....	67
4.1 実験装置/分析手法 .....	68
4.1.1 実験装置と 2 次元速度 3 成分 Time-Resolved PIV の計測手法 .....	68
4.1.2 速度 3 成分固有直交分解 .....	73
4.2 結果と考察 .....	74
4.2.1 2D3C PIV の時間平均場の結果 .....	74
4.2.2 2D3C PIV を用いたノズル内の流速場の時間変動 .....	77
4.2.3 3C POD を用いたノズル内の流速場の時間変動の分析 .....	82
4.3 第 4 章のまとめ .....	88
<b>第 5 章 結論</b> .....	89
<b>付録 A 2C POD の分析結果</b> .....	92
A-1 2C POD の基底ベクトルおよび POD 係数 .....	92
A-2 A-2, 2C POD の POD 係数の相互相関係数 .....	97
A-3 2C POD の再構成結果 .....	101
<b>付録 B 2D3C PIV および, 3C POD の分析結果</b> .....	113
B-1, 2D2C PIV の結果 .....	113
B-2, 3C POD の基底ベクトルおよび POD 係数 .....	125
B-2, B-3, 3C POD の再構成結果 .....	137
<b>謝辞</b> .....	161
<b>参考文献</b> .....	162

# 第 1 章

## 序論

本稿は曲がり管ノズル内の流れが、噴出するオイルジェットに与える影響に関する研究成果を報告するものである。管内流れはこれまでに、数多くの研究がなされており、工学、理学、医学の分野で多くの研究が進められている。そのため、非常に適用範囲の広い普遍的な基礎研究領域と言える。

一方で、噴流の挙動に関しての研究もこれまでに多くなされているが、その多くは工学分野に限定されており、管内流れに比べて応用的な領域の研究分野と言える。

本研究は、自動車用エンジンのピストン冷却に用いられる、クーリングチャンネルへオイルを供給するオイルジェットの挙動から着想を得ており、曲がり管内流動およびジェット挙動の基礎研究と、自動車用エンジンへの適用という応用研究的な側面の両面を有する。

第 1 章では、自動車産業のおかれている状況と、クーリングチャンネルとオイルジェットの特徴を示すとともに、流体力学研究との関連性を述べる。次に、管内流れおよびジェットの先行研究の状況を示し、これまでに明らかになっている重要な知見を紹介する。最後に研究の目的と論文の構成を示す。

### 1.1 自動車産業がおかれている状況

地球環境問題の対応策として、世界各国で自動車用エンジンの CO<sub>2</sub> 排出規制が強化されている。例えば EU では 2021 年より販売する新車に対して企業平均で走行距離あたりの CO<sub>2</sub> 排出量を 95g/km 以下にすることが義務付けられており、基準を満たさない場合は多額の反則金を支払う必要がある [1]。その規制をクリアするため、自動車用のエンジンは単位燃料流量あたりに取り出せる有効仕事の割合である熱効率を高める必要がある [2]。

熱効率を高める工学的手法として、エンジン内の圧縮比（上下に運動するエンジンピストンが下限の下死点時のエンジン筒内容積とエンジンピストンが上限の上死点時のエンジン筒内容積の比）を高くすることや、ターボチャージャーやスーパーチャージャーなどを用いてエンジンの吸気量を増やす過給機を用いることなどが提案されている [3, 4]。熱効率を大きくするためのいずれの工学的手法も一般的にエンジンピストン上死点付近での急峻な燃焼を引き起こし、結果として燃焼ガスの温度が高くなる。エンジン筒内の燃焼火炎や乱流現象によるミクロな伝熱現象など、流動・伝熱の現象解明に関する研究が国内外で、いくつも行われて報告されている（例えば、[5-12]）。エンジンピストン上死点付近での急峻な燃焼が内燃機関の熱効率の改善に重要であることは理論的にも古くから示されており [13]、今後

のエンジン開発において燃焼温度はさらに高くなることが予想される。

燃焼温度が高くなると周辺部品への熱負荷が高くなり、最悪の場合、破損に繋がる。エンジンピストンにおいては、エンジンピストン内に図 1.1 内のようなクーリングチャンネルと呼ばれる流路を設け、エンジンの重力方向下側に設置された図 1.2 のような曲がり管ノズルより噴出されるオイルジェットによりクーリングチャンネルの流入口に供給される、クーリングチャンネル／オイルジェットシステムが提案されている [14]。クーリングチャンネル／オイルジェットシステムは摺動時にオイルを攪拌することで効果的に冷却することを狙っており、現在でも最適な流動についての研究が活発に行われている [15-21]。

クーリングチャンネルへのオイル供給において最も重要なことは、オイルがノズルから安定して真っ直ぐ噴出され、無駄なくクーリングチャンネルに適量のオイルを流入しピストンを冷却することである（図 1.3） [22]。しかし、オイルジェットのメカニズムが不明なため、クーリングチャンネルへ適切にオイルを供給できるかの判断は、メーカーで多くの時間と人員をかけて試行錯誤的に行っている。

つまり、エンジンの熱効率向上が急務であるが、周辺部品への熱負荷が大きくなるため、実現に向けてはクーリングチャンネル／オイルジェットシステムのような冷却システムの進化が課題である。しかし、実際のエンジンに用いられる曲がりを有するノズルから噴出するオイルジェットのメカニズムが不明なため、非効率的な試行錯誤を繰り返している。この状態では厳しさを増す規制に対応できるエンジンをタイムリーに開発できなくなる。

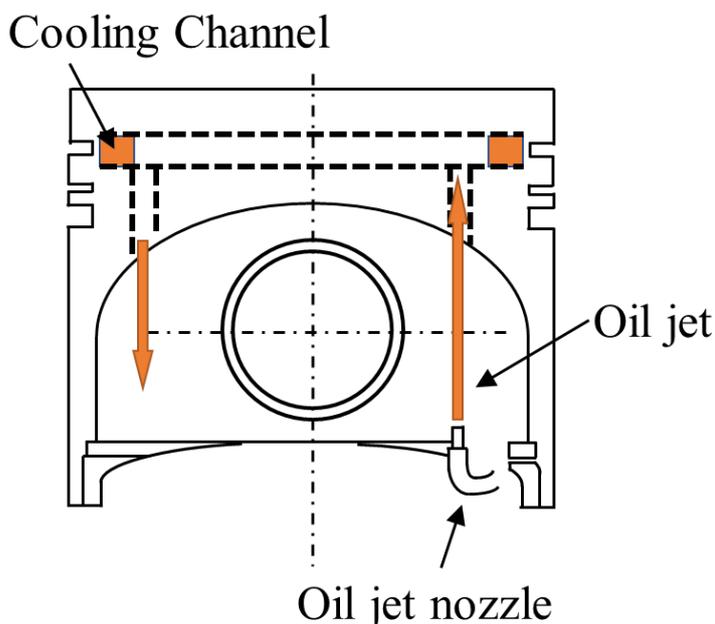


図 1.1 クーリングチャンネル／オイルジェットシステム

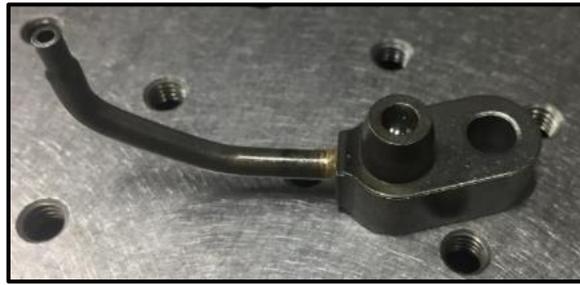


図 1.2 オイルジェットノズルアッシー

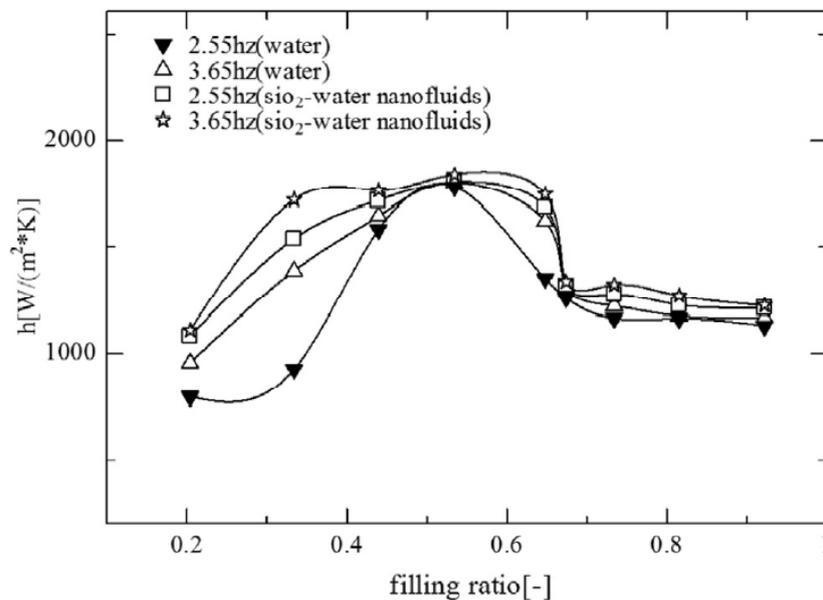


図 1.3 クーリングチャンネル内の気液割合と熱伝達率の関係 [22]

## 1.2 ノズルから噴出するジェット挙動についての研究動向

まず、直管ノズルから噴出するジェットの既往研究の動向について論じる。直管ノズルから、噴出されたジェットはケルビンヘルムホルツ不安定性 (Kelvin-Helmholtz instability, 以降 KH 不安定性と表記) とレイリーテイラー不安定性 (Rayleigh-Taylor instability, 以降 RT 不安定性と表記) に代表される不安定性を有し、霧困気とジェットの界面が乱れる [23, 24]。作動流体と霧困気の流体が同種の場合の単層流体においては、ノズルの形状や幅の広い Reynolds 数領域について非常に多くの実験的・解析的に研究が行われており、ジェット界面で発生する渦構造の発達や制御手法など、多くの成果が報告されている [25-28]。

作動流体と霧困気の流体が異なる場合の混相流体への展開についても、多くの研究者に

よって理論拡張がなされており，単位距離あたりの波の数である，波数に着目し，どの波数が最も成長し不安定性を引き起こすかについての議論が進められてきた．例えば 1935 年の Tomotika の研究が挙げられる [29]．Tomotika は解析的な手法を提案し，理論的に混相流体ジェット界面の不安定性について解法を示した．しかし，非常に複雑な行列計算を解く必要があり，計算負荷が大きいため，Funada らによって，計算の簡易化が進められた[30-32]．Funada らは，ジェット界面のみに粘性が作用するといった大胆な前提を設定し，ジェット界面の不安定性について理論計算を実施し，後に行われた実験結果と，ノズル出口から十分に下流において，良い一致を示している（図 1.4, 図 1.5） [33]．

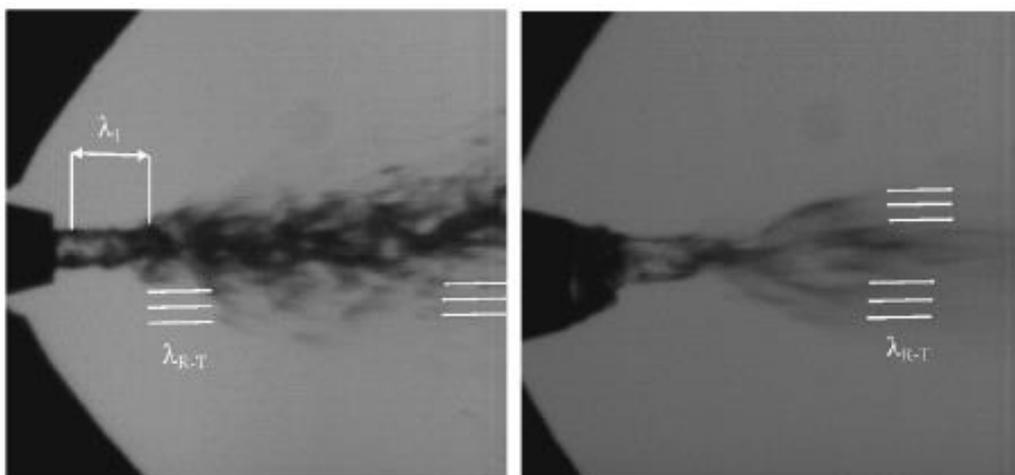


図 1.4 ノズルから噴出したジェットの挙動（左：水，右：85% グリセリン溶液） [33]

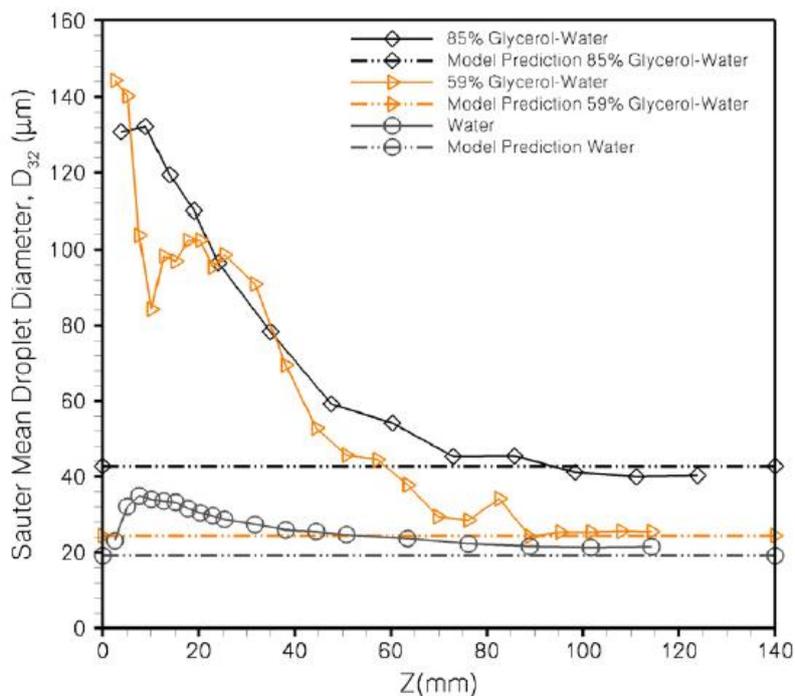


図 1.5 Funada の理論式（二点破線）と実験結果（実線）の比較結果 [33]

実験的アプローチによる、空気雰囲気中へ噴出する、液体ジェットの様相解明の活動も多数ある[34-38]. 新井らは、グリセリン水溶液を用いた噴流挙動の可視化結果より、液体ジェットの微粒化形態を流速とノズル出口からの距離で分類した(図 1.6) [39].

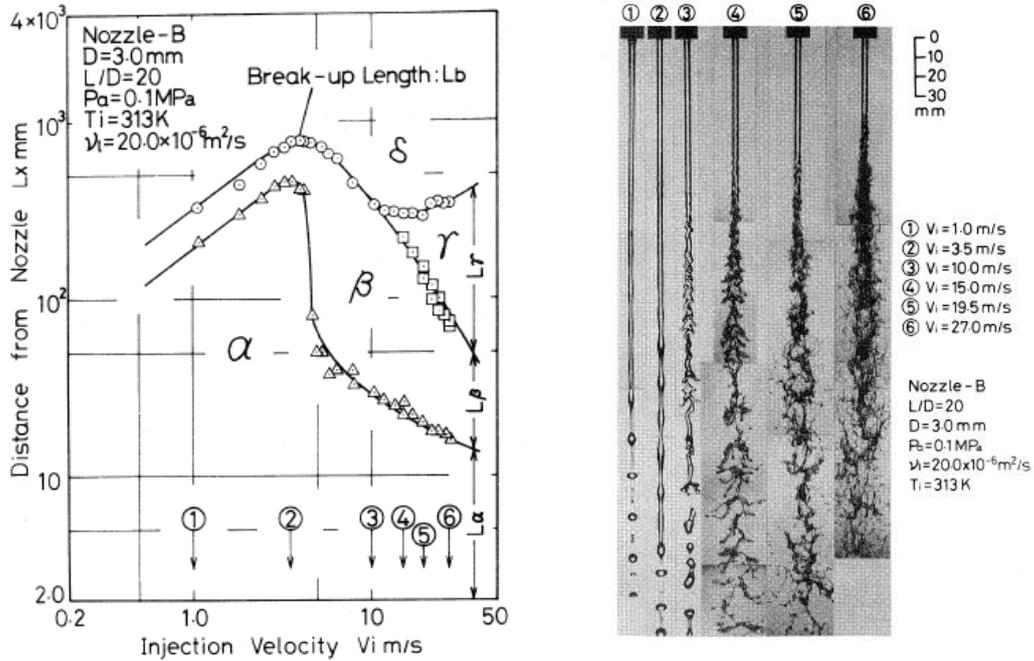


図 1.6 新井らによる微粒化形態の分類 (左) および可視化結果 (右) [39]

Arai, Amagai は、ノズル内の流速とジェット界面を伝播する波の速度の関係を計測し、ジェット界面の波の伝播速度はノズル内の流速と一致すると結論付けた(図 1.7) [40].

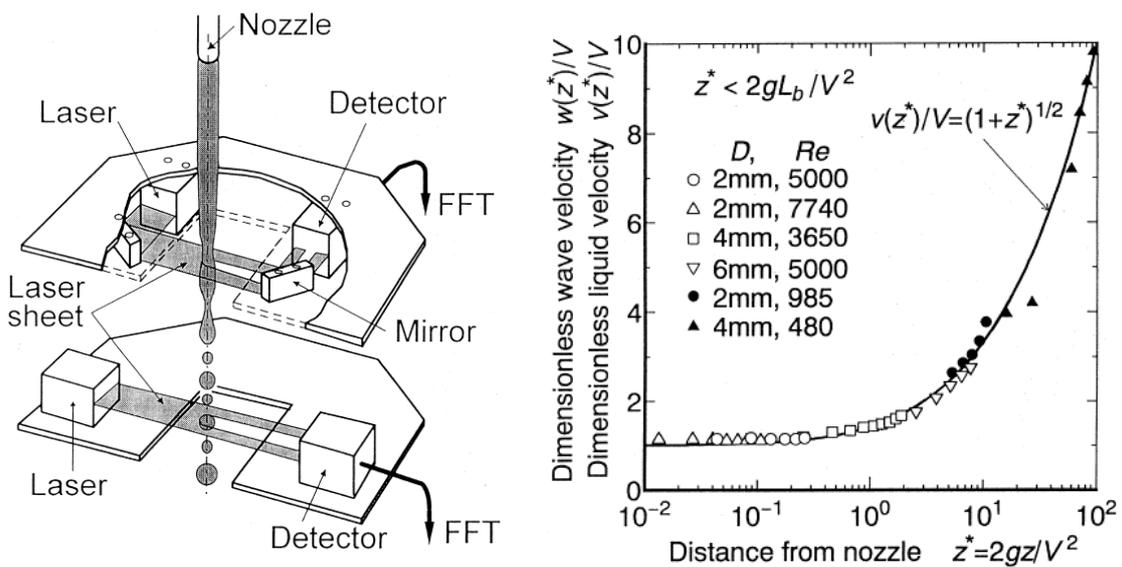


図 1.7 Arai, Amagai によるジェットの波速とノズル内流速の比較

(左: 計測装置, 右: 比較結果) [40]

理論計算における、基本的なパラメータの波数に関しての実験的な研究や、波から発生する微粒化液滴に関する実験的研究は、2010年代後半になっても活発に行われており、様々な作動流体の条件で計測されている [41-45]. Gong らや、He らは作動流体に水を用いて、高速度カメラを用いた波面撮影とパワースペクトル解析により、波の波数と成長にまつわる現象解明を進め、雰囲気と液柱に生成される渦構造の成長により界面が成長すると結論づけている (図 1.8, 図 1.9) [46, 47].

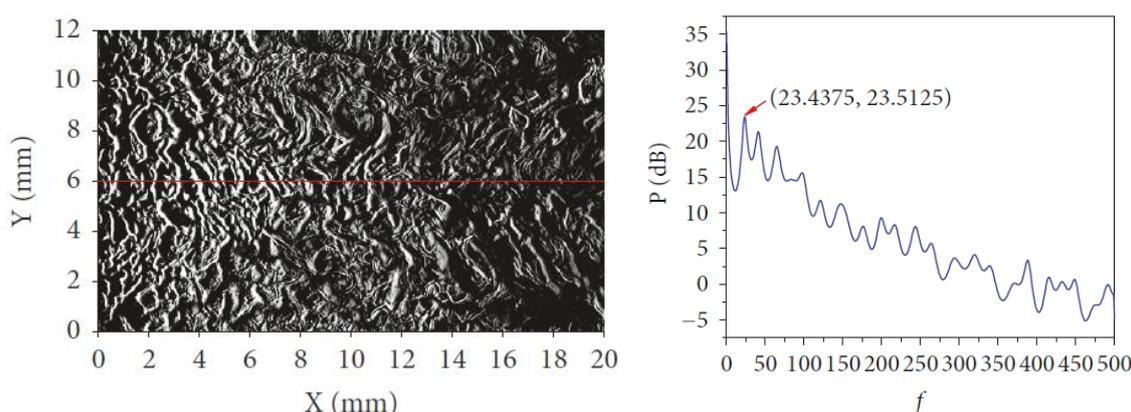


図 1.8 He らによるジェット波面の可視化結果とパワースペクトル分析結果  
(左: 可視化結果, 右: パワースペクトル分析結果) [47]

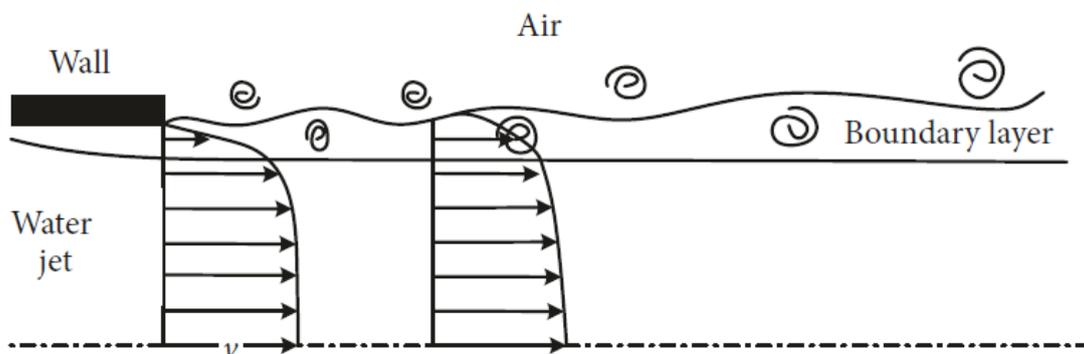


図 1.9 He らによる波面の成長モデル [47]

以上のような、液体ジェットの実験的アプローチは、ほとんどが直管ノズルから噴出するジェット界面に関する研究となっており、本稿で適用を目標としている、曲がり管ノズルから噴出するジェット挙動に関する研究は少ない。須藤らは、 $Re$  40000 程度の高 Reynolds 数条件での曲がり管ノズルから噴出するジェット挙動について研究を行っているが、オイルジェットの条件とはかけ離れている [48, 49]. 曲がり管ノズルから噴出するオイルジェットの先駆的な研究は、2018 年の Nakashima ら、および中島による、1 回の  $90^\circ$  曲がりを有する円管ノズルから噴出するジェット挙動についての研究である [50-52]. Nakashima らは、アクリル製の可視化ノズルで PIV (Particle Image Velocimetry) 法による時間平均流速場の計測と、背景光照射法による、噴出するジェットの挙動観察を行った。その結果、1. Reynolds 数

1000~3000 の条件においては流速の大きい流れが、曲がりの Out 側に偏る。2. 主流に垂直な流れ場の計測の結果、双子渦構造が出現するが、Reynolds 数が大きい条件では、構造が変化する。3. Reynolds 数が小さい条件では、曲がりの Out 側のジェット界面が波立つが、渦構造が変化する条件で、曲がりの In 側のジェットが広がる。以上のような結果を示した（図 1.10 ~ 図 1.11）。しかし、ジェット界面の変動に当然に影響を及ぼすと考えられる曲がり管内の二次流れに起因する、非定常性についての議論はなされていない。

つまり、従来のジェットの不安定性に関する研究は、直管ノズルから噴出するジェットについての研究がほとんどであり、曲がり管から噴出するジェットに関する研究も定常条件での考察にとどまっている。実際のエンジン開発へ適用するためには、曲がり管ノズル内の流れがジェットへ与える影響について、非定常性も含めて議論する必要がある。

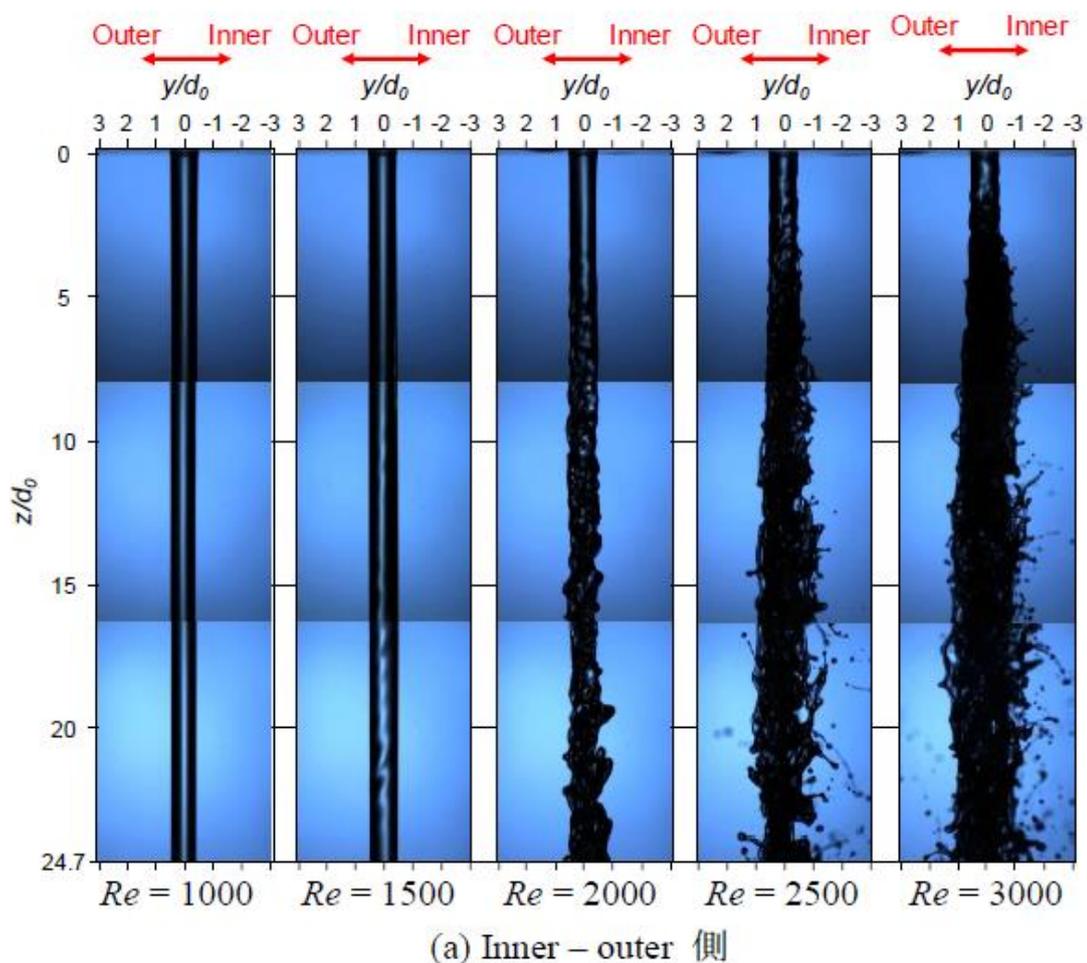


図 1.10 管径 6mm, 曲率半径 30mm の曲がり管ノズルから噴出するジェットの可視化 (左から,  $Re=1000, 1500, 2000, 2500, 3000$ ) [52]

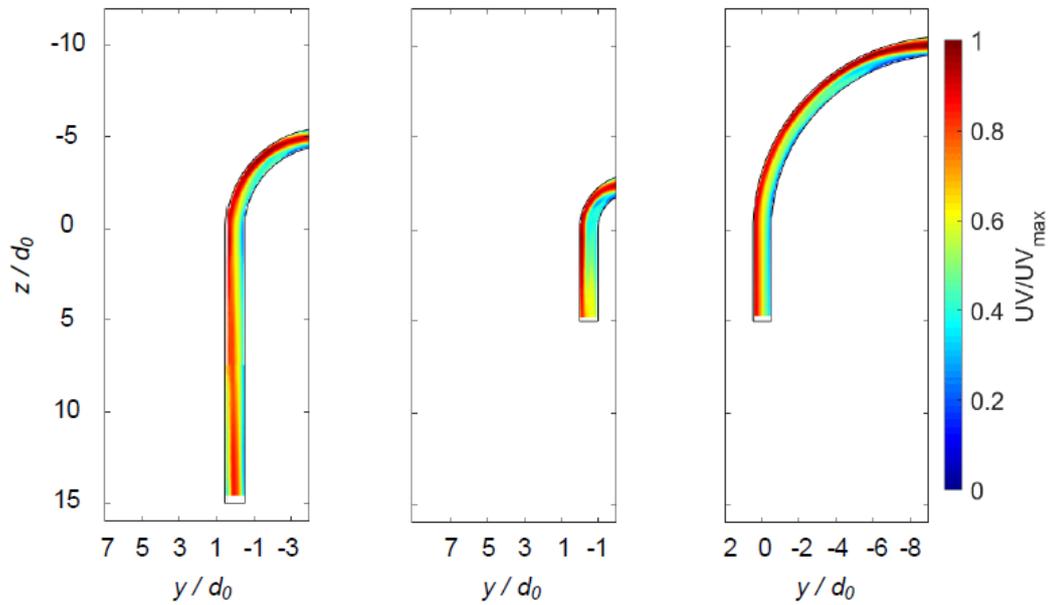


図 1.11 仕様の異なる曲がり管ノズル内の PIV 結果の時間平均場  
 (左 :  $R30$ , 曲がり後長さ  $L : 90\text{mm}$ , 中 :  $R15$ , 曲がり後長さ  $L : 30\text{mm}$ ,  
 右 :  $R60$ , 曲がり後長さ  $L : 30\text{mm}$ ) [52]

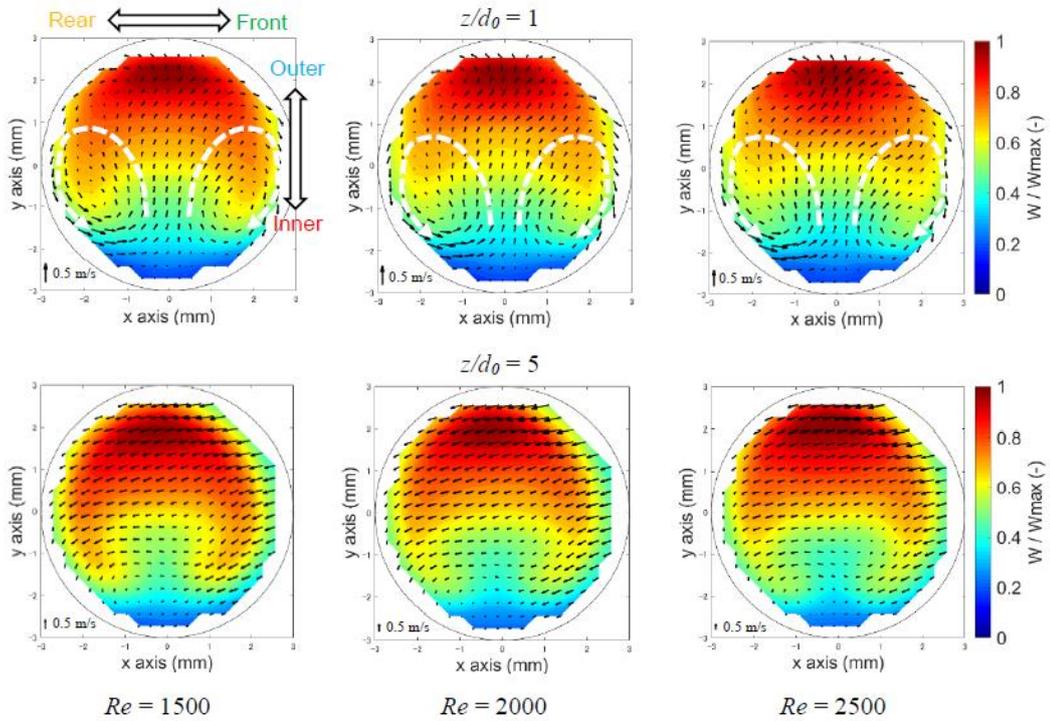


図 1.12 主流に垂直方向の曲がり管ノズル内の PIV 結果の時間平均場  
 $R30$ , 曲がり後長さ  $L : 90\text{mm}$   
 上行 : 曲がり後  $6.0\text{mm}$ , 下行 : 曲がり後  $30\text{mm}$   
 (左 :  $Re=1500$ , 中 :  $Re=2000$ , 右 :  $Re=2500$ ) [52]

### 1.3 曲がり管内流れの研究動向

曲がり管内における単層流の研究は歴史が古く、19世紀の物理学者、Weisbach は、90°曲がり管を有する、管摩擦係数  $\lambda$ 、長さ  $l$ 、曲がり管の管径  $d$ 、曲がり部の曲率半径  $R$  の管を、流速  $V$  で流れるとき、重力加速度を  $g$  とし、式 (1.1) で示される圧損係数を  $\zeta'_b$  を用いると、圧力損失  $h$  は有名な Weisbach の式 (1.2) で得られることを示している [53]. Ito らは、曲がり管内部で曲がりの外側と内側に大きな圧力差が生じ、圧力が回復するまでに曲がり後かなりの長さが必要であることを示した (図 1.13) [54, 55].

$$\zeta'_b = 0.131 + 0.163 \left( \frac{d}{R} \right)^{3.5} \quad (1.1)$$

$$h = \left( \lambda \frac{l}{d} + \zeta'_b \right) \frac{V^2}{2g} \quad (1.2)$$

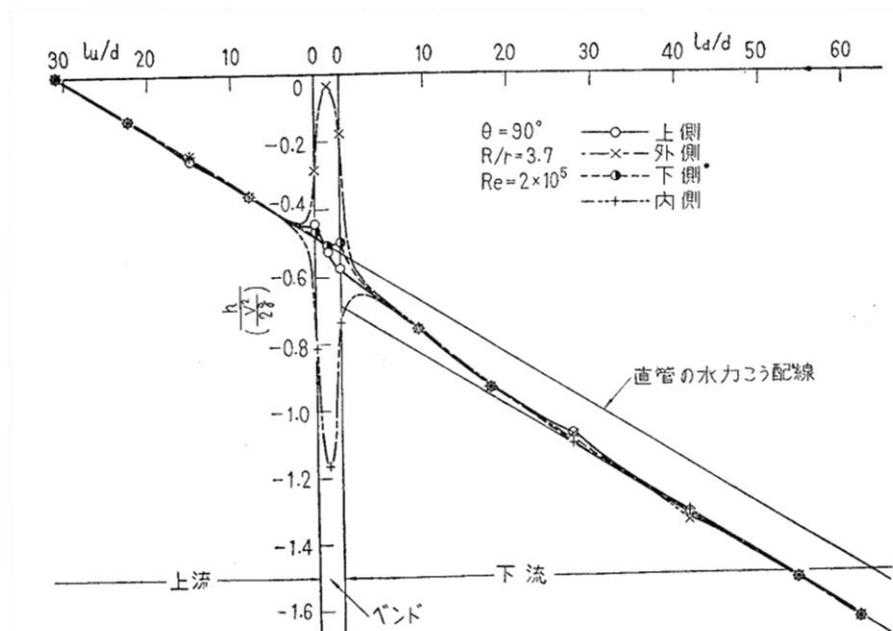


図 1.13 90°曲り管路壁面 (曲り外側, 内側) における圧力分布 [55]

曲がり管内では、流体の方向が変わるために管路から流体に力を受ける。さらに、流体には粘性があり壁面近傍では速度が小さく、壁面から離れると速度が大きくなるといった速度分布を形成する。これらの効果が組み合わさり、曲がり管では管路断面内に速度分布を有する。これを二次流れと呼ぶ [56]. 二次流れによって生成される流れの構造についての研究は、1910年代の Eustice の研究が先駆的である。Eustice は管内に発生する渦構造を観測し、複数の渦が曲がり部で発生することを示唆した [57, 58]. その後 1920年代に、Dean によって、非圧縮性粘性流体に対する Navier-Stokes 方程式を逐次近似法を用いた理論解析によって、層流条件で断面に生じる、後に Dean 渦と呼ばれる、双子渦構造を示した (図 1.14) [59, 60]. この結果は Eustice の実験結果と一致していた。図 1.14 の円の左側は曲りの内側、

右側は曲りの外側を示している。Dean はさらに、式 (1.3) の後に Dean 数と呼ばれるパラメータを導出しており、 $K$  が非常に小さい ( $K < 576$ ) 時に有効である [60]。ここで、 $Re$  は Reynolds 数、 $D$  は管径、 $R$  は曲率半径である。

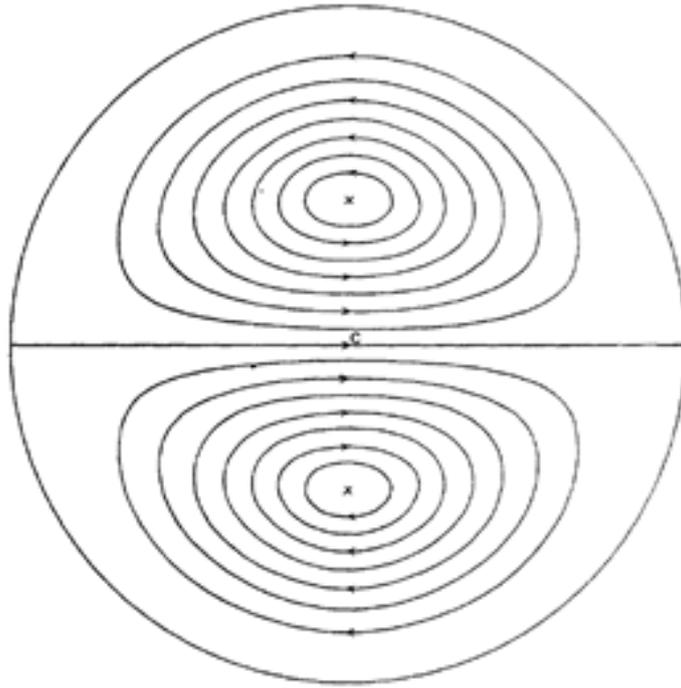


図 1.14 二次流れによって生成される Dean 渦  
 図中、左側：曲りの内側、右側：曲りの外側 [59]

$$K = Re^2 D / R \quad (1.3)$$

Dean 数  $K$  は曲がり管内の管摩擦係数の推定に用いられることで、注目を集める。例えば、White や Prandtl らが、それぞれ、式 (1.4) (1.5) に示す実験式を発表している [61, 62]。

$$\frac{\lambda_c}{\lambda_s} = \left[ 1 - \left\{ 1 - \left( \frac{11.6}{K^{\frac{1}{2}}} \right)^{0.45} \right\}^{2.22} \right]^{-1} \quad (1.4)$$

$$\frac{\lambda_c}{\lambda_s} = 0.37 \left[ \frac{K^{\frac{1}{2}}}{2} \right]^{0.36} \quad (1.5)$$

$K \geq 576$  への拡張は 1968 年の McConalogue and Srivastava [63] の研究を待つことになる。McConalogue and Srivastava は Dean 数  $K$  を用いた式 (1.6) の修正 Dean 数  $Dn$  を用いて  $96 \leq Dn \leq 600$  ( $576 \leq K \leq 22500$ ) の範囲で解析を行った。その結果、最大流速が外側の壁面近傍へ移動することを明らかにした。

$$Dn = 4\sqrt{K} \quad (1.6)$$

さらに、Dean 数とノズル内に出来る渦の構造に関して、2016 年に Pantokratoras は、直接数値解析 (DNS: Direct Numerical Simulation) で、曲がり管内部の流れ場を解析した。結果として、曲率半径  $R$  と管径  $D$  の比 ( $\delta = D/2R$ ) および  $Dn$  数 (論文内で、 $Dn = Re\sqrt{\delta}$  と定義) を用いて渦の発生パターンを分類し、Dean が示した双子渦構造以外にも、複数の渦対の発生を示めた (図 1.15) [64]。

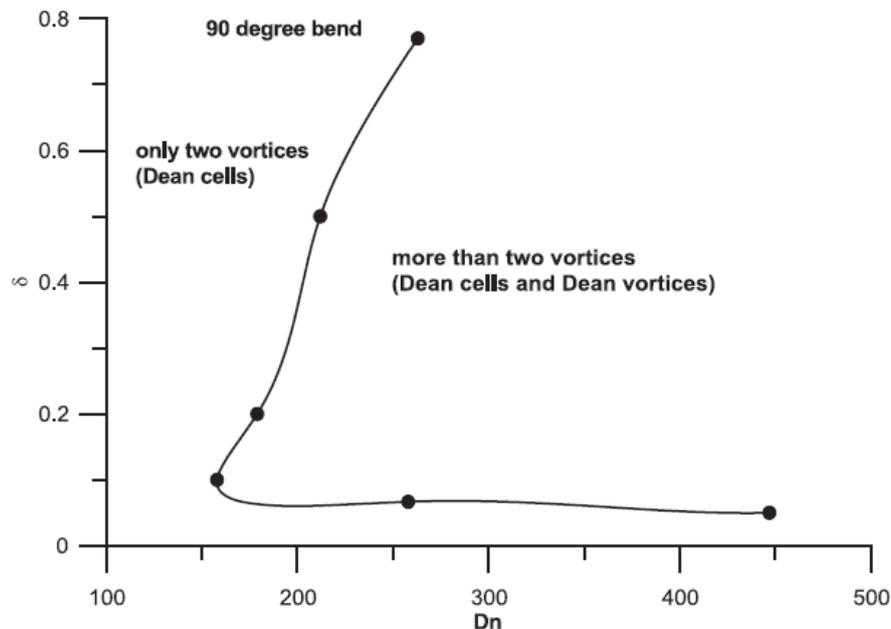


図 1.15 90°曲り管内部に出来る渦構造の分類 [64]

結局のところ、曲がり管内部での圧力損失の原因は、二次流れによって、最大流速位置が曲がりの外側へシフトし、高い圧力がかかることで、管摩擦係数が増加することと、ノズル内で生成される渦によるものと示唆されている [55]。

一方で、曲がり管内部の二次流れの非定常性についての議論は、1968 年の Tunstall and Harvey の研究が先駆的である [65]。彼らは、今日 Swirl-switching として知られる、曲がり管内で時間的に渦の回転方向が変わる現象を発見した。彼らは、曲がり管内を通過する瞬間的な流れは、図 1.16 に示すように、双子渦構造ではなく、1つの Swirl 流構造であり、絶えず切り替わっている (switching) ことを示した。彼らは、曲がり後の剥離が Swirl-switching の原因であると主張した。

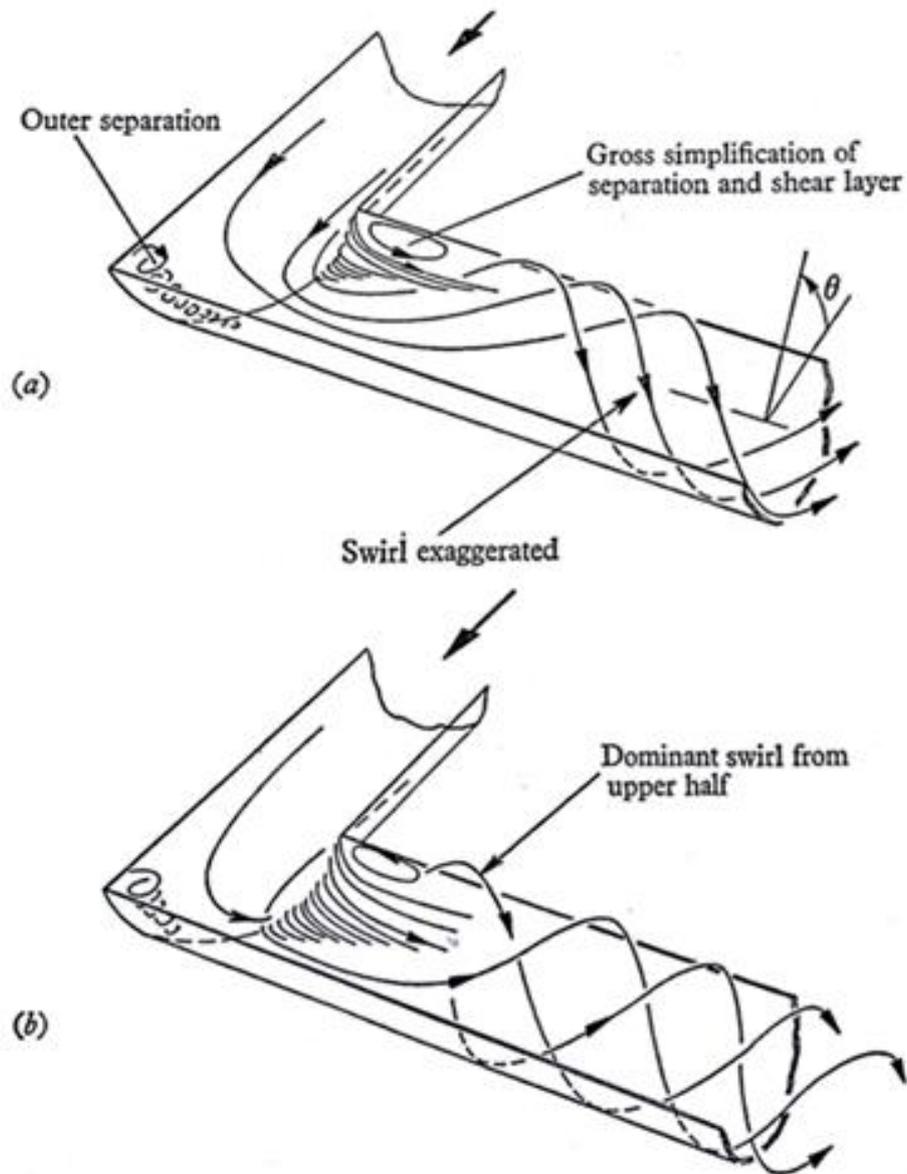


図 1.16 90°曲り管内部の Swirl-switching の様子 [65]

非定常流れの、計測の技術や数値解析は 1990 年代から 2000 年代にかけて、Time-Resolved PIV (Particle Image Velocimetry) のような時間・空間的に流れ場を計測する手法の構築や、Large Eddy Simulation (LES) のような非定常流れに適した解析手法の登場によって発達した。これらによって、現象解明活動は発展する。

1998 年に Brücker は、90°曲り管における  $Re = 2,000, 5,000$  の流れ場に、Time-Resolved PIV を実施し、Dean 渦のような渦対が時間的に振動している様子を示し、Tunstall and Harvey [65] の報告したような Swirl-switching 現象と似た特徴を有していると指摘した (図 1.17) [66].

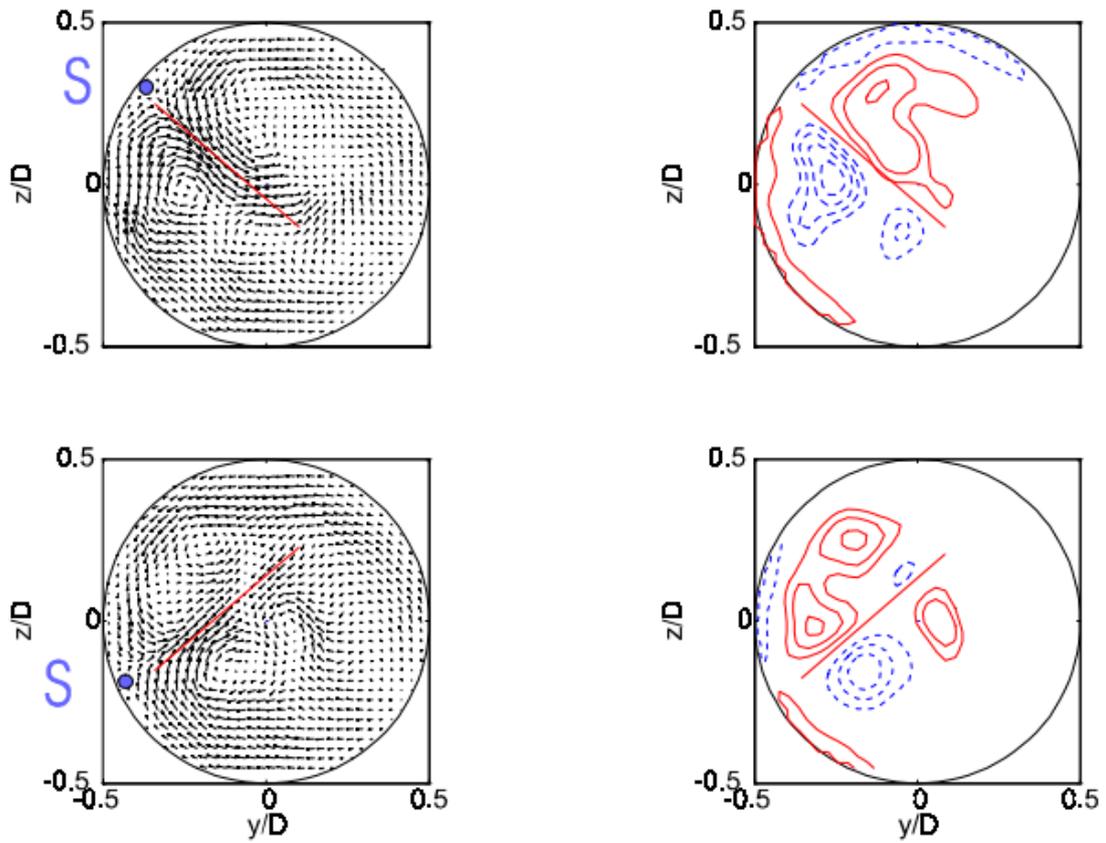


図 1.17 90°曲り通過後の 2 時刻での二次流れの様子

赤い線が流れに関するおおよその対象線を示している

左：ベクトル場，右：渦度場（赤：正，反時計回り，青：負，時計回り） [66]

2005 年には，Rütten et al. により， $Re = 5,000 \sim 27,000$  で曲り管内の LES 解析を行い，Dean 渦の振動現象を報告した．この条件では，曲がり部で流れの剥離が起きていないことを示し，Tunstall & Harvey [65] の Swirl-switching の剥離起因説を否定した [67]．さらに，得られた結果から，スペクトル解析を行い，低周波数 ( $St \doteq 0.01$ ) と高周波数 ( $St \doteq 0.2 \sim 0.3$ ) の 2 種類のピークを示し，低周波数の変動が Dean 渦の振動 (Swirl-switching) と関係していることを明らかにしている．

これまでに，断面内の乱れの形成過程について説明したが，1 度上流で発生した乱れが下流へどのように伝わるかといった疑問についての議論は，Taylor の乱流凍結仮説を基に複数の論文で示されている [68-72]．Taylor の乱流凍結仮説とは，日野の説明を引用すると，“乱流はその変化（構造）を変えずに，そのまま流下方向に運ばれるとの仮説”である [72]．微小空間においては，Dennis and Nickels によって，ホットワイヤーを用いた流速変動のスペクトル解析で確からしさが示されている（図 1.18） [71]．

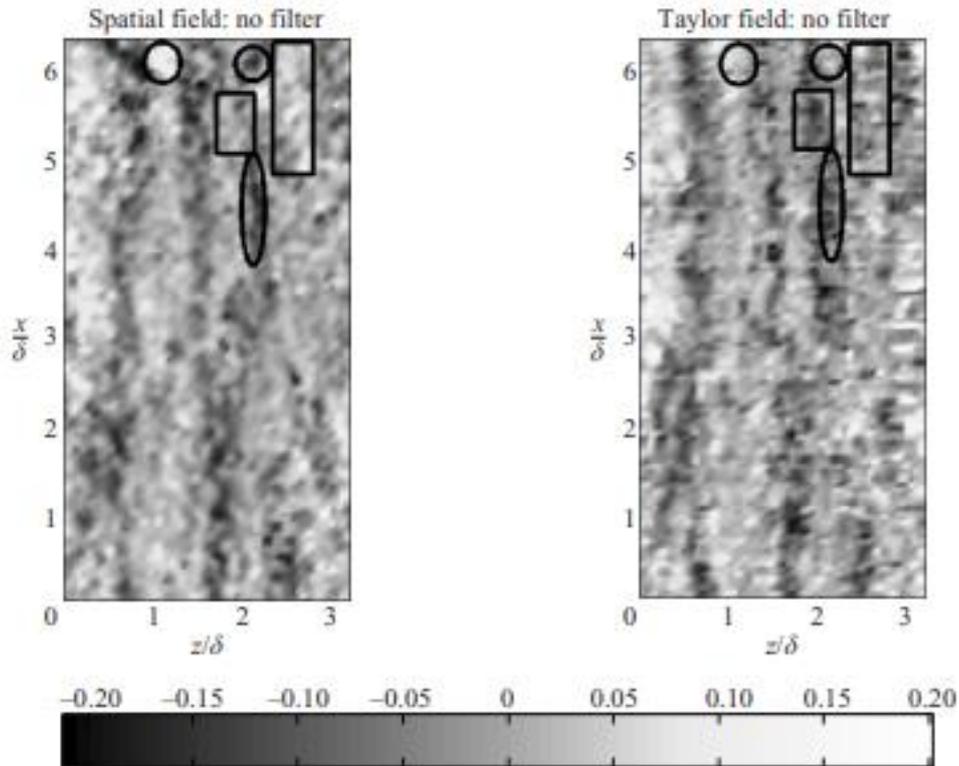


図 1.18 Taylor の乱流凍結仮説の検証結果

左：PIV で計測された流速の変動場，

右：ホットワイヤー計測の結果を用いて Taylor の乱流凍結仮説により再構築した結果  
 コンターレジェンドは流速の変動 (m/sec) [71]

スペクトル解析については、非定常な流れ場に対して、固有直交分解 (POD, Proper Orthogonal Decomposition) を行い、得られた時定数に対してフーリエ解析などスペクトル解析を行うことなどでエネルギー寄与率の大きい流れ場に対しての周波数を取得する方法や [73-79]、動的モード分解 (DMD, Dynamic Mode Decomposition) を用いて、特有の周波数の時間発展を分析する手法などが提案されている [76, 79-82]。どちらの手法も、難解な非定常流れ場の情報を縮約することで、分析を行うための手法である。POD は空間パターン (基底ベクトル) と時定数で抽出し、エネルギーを重要度の尺度としてエネルギー (特に速度成分を解析に用いた場合、乱流エネルギー) の大きさの順に  $mode1, 2, \dots, N$  と分解する [77]。一方で DMD では基底ベクトルとその時間変化を周波数および振幅で抽出する手法となっている。DMD では、得られた基底ベクトルが安定か不安定か、すなわち時間的に発展するか否かを抽出する手法であるが、どの周波数の基底ベクトルが非定常性に影響を及ぼしているかを調べるには別の工夫が必要となる [83]。そのため、一般に POD と DMD で  $mode1$  (POD ではエネルギーの最大の基底ベクトル、DMD では振幅の最大の基底ベクトルを論文中では  $mode1$  と定義) を比較しても同じ基底ベクトルが出力されることはない (図 1.19) [79]。

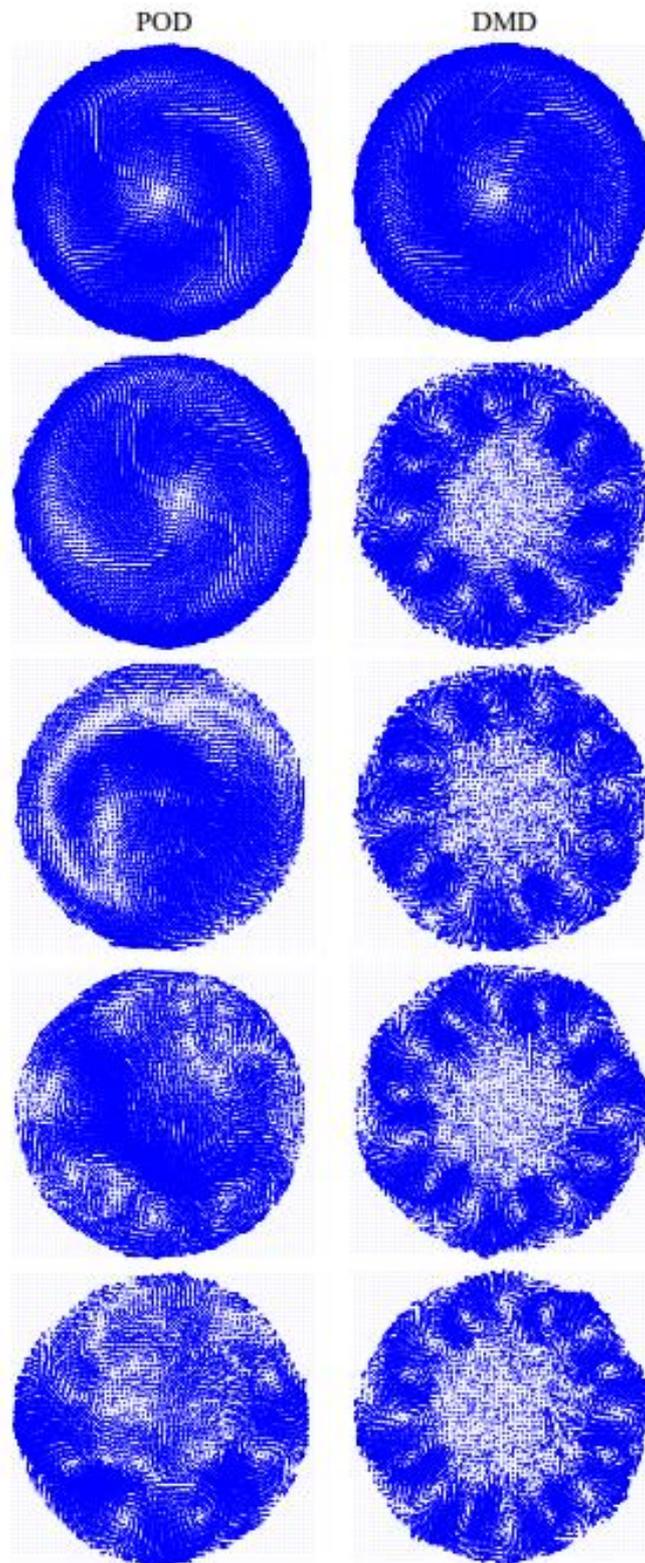


図 1.19 上面（蓋）を回転させた円筒キャビティ内流れの  
 POD 解析（左列）と DMD 解析（右列）の結果比較，  
 上から  $Re=4433, 5067, 5429, 5971, 6333$  [79]

## 1.4 本研究の目的

1.3 節までに説明した通り、これまでにジェット挙動や管内流動および、非定常流動に関して研究が進められており、いくつかの重要な知見を下記にまとめる。

### ①ノズルから噴出するジェットについて

直管ノズルから噴出するジェットの不安定性に関する研究により、ジェットが不安定になる波数と成長の関係が示されている。ジェット界面とノズル内流動の関係については、ジェット界面の波速とノズル内流速の一致が示されている。

### ②曲がり管内流動について

曲がり管内の流動は、主流方向が偏向されることによる二次流れにより、主流に垂直な断面方向に複数の渦が生成され、非定常性を有する。

### ③非定常流の構造及び伝播について

微小空間において、乱れが上流から下流へ伝播することが報告されている。また、非定常流動の構造を分析する手法として、モード分解の手法が提案されており、特徴的な流れ場を抽出することでの物理現象の解明が進んでいる。

以上の通り、曲がり管ノズルから噴出するジェットについて、ノズル内の時間平均流速場がジェット界面への影響は過去に議論されている。しかし、影響が大きいと考えられる、曲がり管ノズル内で発生する非定常流動がジェット界面へ与える影響についてのメカニズムは明らかにされていない。そのため、現状のオイルジェットのノズルは、非効率な試行錯誤的開発になっている。

そこで、本研究の目的を“曲がり管ノズル内で発生する非定常流動がジェット界面に影響についてのメカニズムを明らかにすること”とした。

本研究では、実際の自動車用エンジンで用いられるオイルジェットを想定し、実際の使用範囲相当の Reynolds 数 1000 から 3000 の範囲において、実験的研究を行い、ノズル内の流れがジェット界面へ与える影響について調査する。

本研究を通して具体的にどこまで明らかにするかを下記に示す。

- (1) 曲がり管ノズルから噴出するジェットの挙動について、ノズル曲がり部の曲率半径と Reynolds 数の違いによるジェット界面への影響を調査し、時間平均的なジェット界面の広がりと変動について明らかにする。
- (2) 2次元速度 2成分 Time-Resolved PIV を用いた、ノズル内の流れの計測と、時間同期したジェット界面の可視化により、ノズル内の二次流れの非定常的特性がジェット界面へ与える影響を調査する。ノズル内の乱れがジェット界面へ大きな影響を及ぼすと予測し、ジェット界面に影響を及ぼすノズル内の流れの非定常特性を、速度 2成分の POD を用いた分析で明らかにする。

(3) 2次元速度3成分 Time-Resolved PIV と速度3成分の POD を用いて、(2) で明らかにした非定常特性のメカニズムを明らかにし、本研究独自の視点から考察を加える。

得られた結果から、2つの時刻での流速分布の相互相関を考察することにより、乱流の伝播メカニズムを明らかにする、新しい分析手法を提案する。さらにモード分解を用いた、特性評価を行い、ノズル内の二次流れ起因の乱れがジェット界面へ与える影響について調査する [83-85]。ノズルから噴出するジェット挙動については、背景光照射法を用いた可視化と、LED 変位計を用いた界面の取得により明らかにする。

以上により、メカニズムを手の内化した状態でノズルの開発につなげ、非効率な試行錯誤的開発から脱却することを目的としている。

## 1.5 本論文の構成

本稿は全5章で構成される。第1章では、これまで述べてきた通り、研究の工学的背景および、本研究周辺の先行研究・知見を紹介し、研究の意義と目的について述べた。研究の結果は第2章から第4章に示し、それぞれ、研究目的の(1)~(3)に対応する。

第2章では、ノズルから噴出するジェット挙動についての可視化結果と、界面の変位についての結果を示し、曲率半径と Reynolds 数を用いて比較・考察を進める。

第3章では、2次元速度2成分 Time-Resolved PIV を用いたノズル内の流れの非定常特性についての計測を行い、乱れの伝播がジェット界面へ与える影響について調査し考察する。

第4章では、2次元速度3成分 Time-Resolved PIV を用いた計測結果を示し、二次流れ起因の乱れが発生する現象を調査し考察する。

第5章では、本研究を通して得られた知見を基にした包括的な結論を示す。

## 第 2 章

### 直管ノズルおよび 90° 曲がりノズルから噴出する噴流挙動

ノズルから噴出するジェットの挙動は実用的観点からも重要である。序論の通り直管ノズルから噴出するジェットの挙動は流体物性，広範囲の Reynolds 数条件で行われており，実験的，数値解析的なアプローチによって多くの研究が行われてきた。筆者の文献調査によると直管ノズルから噴出するジェットに関して下記の内容が知られている。

- (1) ジェットと雰囲気流体との速度差が大きいほど小さい波数で不安定になる (Kelvin-Helmholtz 不安定性)。
- (2) 直管ノズル内の流速と，直管のノズルから噴出するジェットの波速は一致する。

一方で，曲がり管ノズルから噴出するジェットに関する研究は少ない。特にエンジンオイルのような液体ジェットに関する研究は，Nakashima ら [50] が 2018 年に報告した内容が先駆的であるが，歴史が浅いテーマである。Nakashima らは下記の内容を報告している。

- A) ジェットは Front-Rear 方向に対称で，In-Out 方向に非対称な不安定現象を有する。
- B) Reynolds 数が大きい条件で不安定性が助長される。

本章では，上記の知見を基本として，曲がり管ノズルの曲率半径の仕様違い，Reynolds 数違いの条件で噴出するジェットの挙動に関する実験結果を論ずる。実験では，高速度カメラを用いた背景光照射法による可視化と，LED 変位計を用いた界面計測を実施する。これらの調査により，ジェット界面の挙動の特性を把握する。

#### 2.1 実験方法

本実験は広島大学東地区エネルギーセンター内の実験設備を用いて実施された。本節では，最初に本論文すべてに共通する実験装置を説明し，本章で行った，背景光照射法による可視化計測法と，LED 変位計を用いた界面計測法に用いた装置および実験手法，実験条件についてそれぞれ説明する。

## 2.1.1 本論文共通の実験装置

図 2.1 に第 2 章～第 4 章にかけて全ての実験に共通のオイルフローシステム（計測装置以外）の概略図を示す。実験における流れの発生源のポンプは図 2.2 (a) に示す渦流ポンプ (20KHD07Z, Nikuni, Kanagawa, Japan) で、タンク内のオイルを、ホースを介して吸い込み、吐出する。ポンプの回転数は図 2.2 (b) に示すインバータ (FR-D720, Mitsubishi Electric, Tokyo, Japan) を用いて制御される。吐出後のオイルは、図 2.2 (c) に示す、コリオリ式流量計 (FD-SS20A, Keyence, Osaka, Japan) を通り油温、流量が計測される。その後、図 2.2 (d) に示す内径 35.5mm、長さ 400mm のストレートナー (MODEL FS, OVAL, Tokyo, Japan) と内径 14.9mm、長さ 1200mm の直管パイプを通過する。ストレートナー（整流装置）および直管パイプの役割はポンプで発生した流れの編流や、比較的規模の大きい渦構造による流れの非定常性などを整流し、流れを十分に発達させることである。最後に図 2.3 に示すアクリル製の透明ノズルへ流入し、曲がり部を経て空気中に噴射される。実験に用いるアクリルノズルの上流から下流にかけての形状を次に説明する。パイプとの接合部は内径 9.00mm で、55.00mm のテーパ部を経て 6.00mm まで内径が収縮される、内径はノズル出口まで 6.00mm である。ノズル内径が 6.00mm に収縮された後、300.00mm の助走部を経て、90 度曲がり部に至る。曲がり部の後、30.00mm の直管部を経て出口となる。本論文では、噴流特性について直管ノズルと曲がり部の曲率半径の異なる 2 種類 ( $R15, R60$ ) のノズルを使用し、ノズル内の流れの調査に 2 種類 ( $R15, R60$ ) の曲がり管ノズルを用いて実験を行った。

本論文では、図 2.4 に示すように  $X, Y, Z$  軸を設定した。それぞれ、 $X$  軸は曲がり部の Out-In 方向の軸、 $Y$  軸は曲がり部に対して垂直方向の軸、 $Z$  軸は重力方向の軸を示している。

表 2.1 に実験に用いた作動流体の物性値の緒言を示す。作動流体は図 2.5 に示すシリコンオイル (KF-56A, Shin-Etsu Silicones, Tokyo, Japan) で、油温 298K において、353K の実際のエンジンオイル (SAE 0W-30) と同程度の動粘度と表面張力を有する。シリコンオイルの物性値の温度依存については、図 2.6～2.8 に示す。また、ノズル内の流れが可視化できるように屈折率がアクリルと同程度であるものを選択した (表 2.1)。ノズル内流れの可視化について詳細は第 3 章にて説明する。本研究では、温度による物性値への影響を考慮し、主要な物性値の中で最も温度感度の大きい粘性係数が  $\pm 10\%$  以下となるように表 2.3 の範囲に実験室およびのオイルの温度条件を設定し実験を行った。また、Reynolds 数は式 (2.1) の通り、流量計で得られた流量を用いた断面平均流速  $U$  と、作動流体の動粘性係数  $\nu$ 、およびノズル管径  $d$  を代表長さとして定義した。

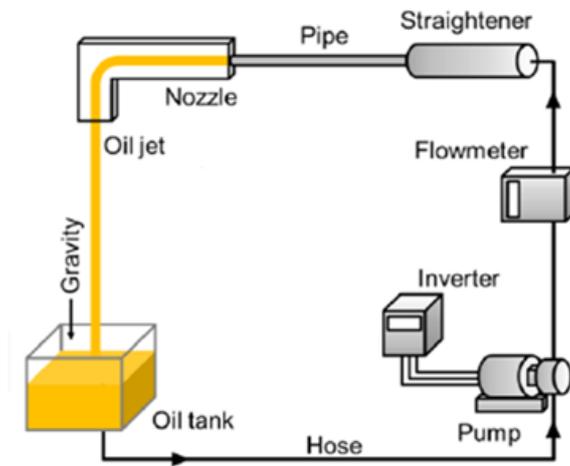


図 2.1 本論文中の全ての実験で用いたオイルフローシステム



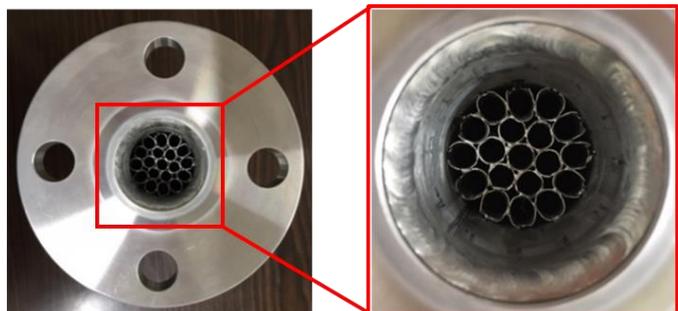
(a) 実験に用いたポンプ  
(20KHD07Z, Nikuni)



(b) ポンプを制御するインバータ  
(FR-D720, Mitsubishi Electric)

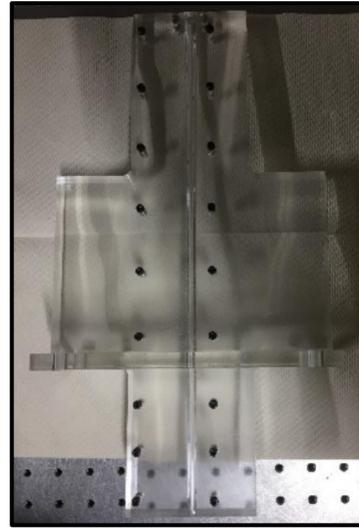
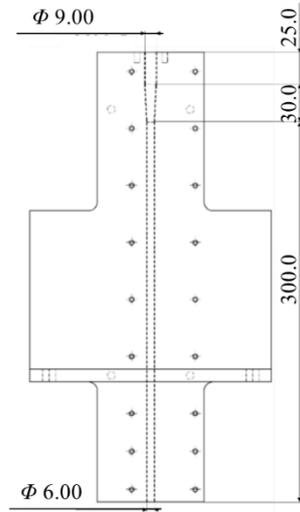


(c) 流量・温度計  
(FD-SS20A, Keyence)

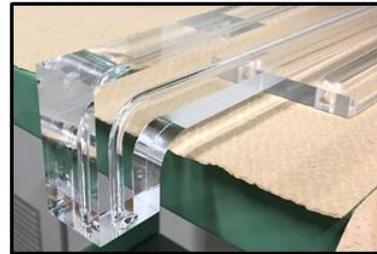
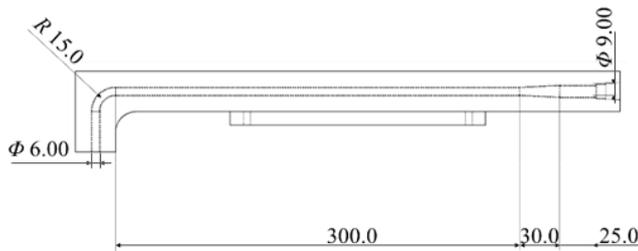


(d) ストレートナー（整流装置）  
(MODEL FS, OVAL)

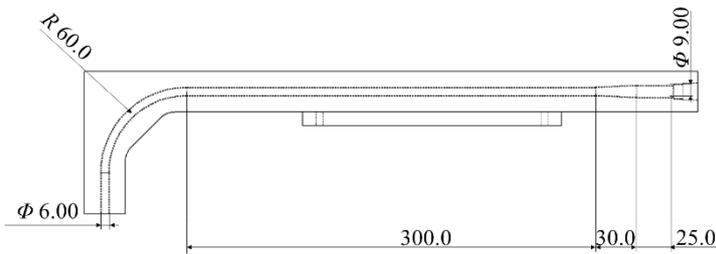
図 2.2 オイルフローシステムの構成部品



(a) 直管ノズル



(b) 曲がり管ノズル (R15)



(c) 曲がり管ノズル (R60)

図 2.3 実験に用いた 3 種類の亚克力ノズル (直管 (a), R15 (b), R60 (c))

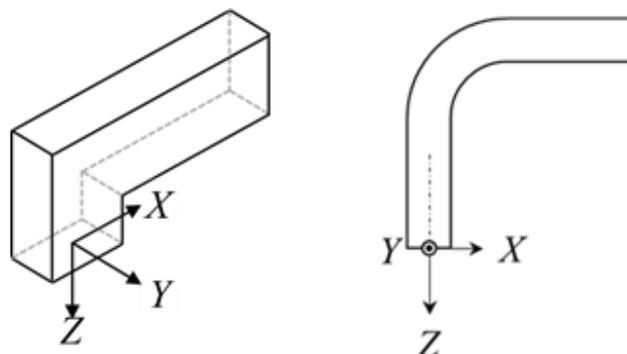


図 2.4 座標軸の定義



図 2.5 実験に用いたシリコンオイル (KF-56A)

表 2.1 実験に用いたシリコンオイルと実際のエンジンオイルの物性値の比較

		Silicone oil (298K)	Engine oil (353K)
Density	[kg/m <sup>3</sup> ]	995	846
Kinematic viscosity	[m <sup>2</sup> /s]	$1.50 \times 10^{-5}$	$1.44 \times 10^{-5}$
Surface tension	[N/m]	$28.1 \times 10^{-3}$	$26.0 \times 10^{-3}$

表 2.2 実験に用いたシリコンオイルとノズルに用いたアクリルの屈折率の比較

		Silicone oil	Acrylic resin
Refractive index	[-]	1.498	1.49 – 1.53

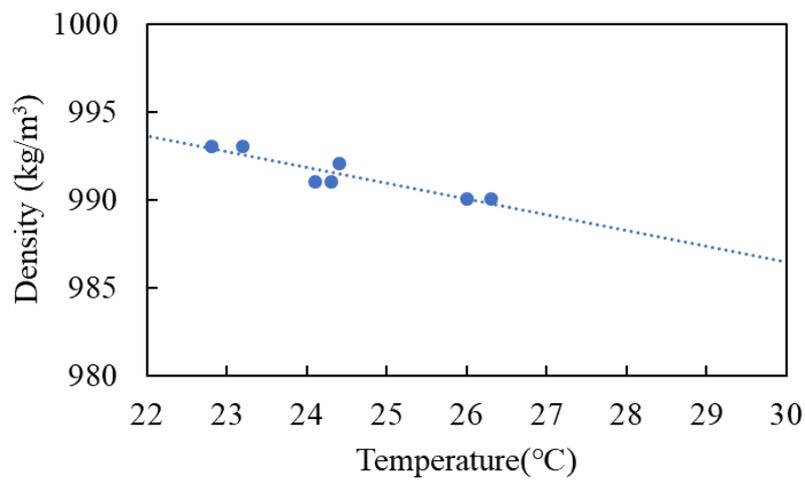


図 2.6 密度の温度依存性

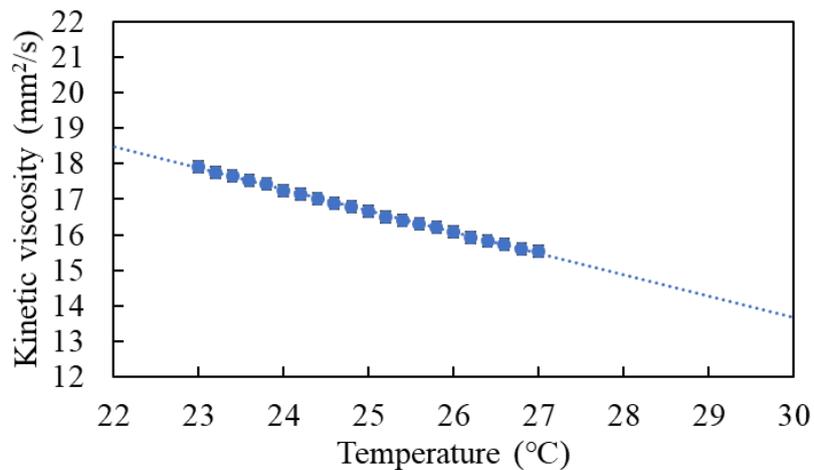


図 2.7 粘性係数の温度依存性

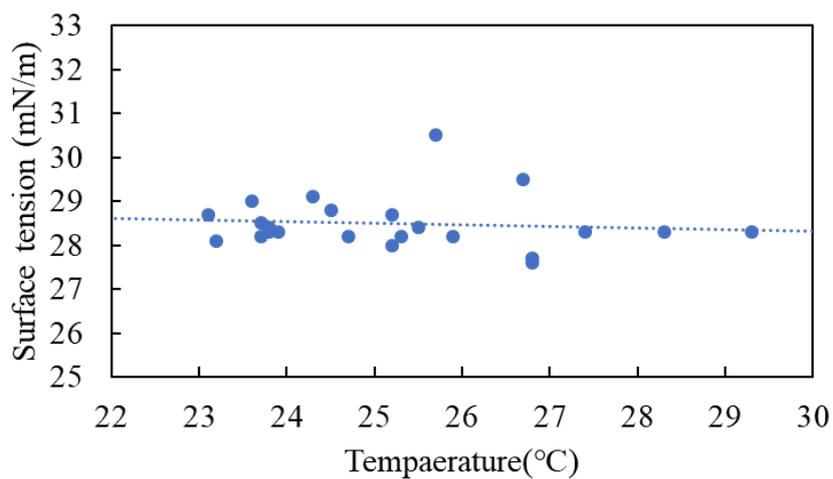


図 2.8 表面張力の温度依存性

表 2.3 雰囲気条件とシリコンオイルの条件

Ambient Pressure	[hPa]	990 ~ 1010
Ambient Temperature	[K]	278 ± 3.0
Oil Temperature	[K]	278 ± 3.0

$$Re = \frac{Ud}{\nu} \quad (2.1)$$

### 2.1.1 高速度カメラを用いた噴流挙動の可視化

可視化計測の実験では、図 2.9 のようにノズル出口後のジェット界面の挙動を LED 光源 (LLBK1-LA-W-0001, AITEC SYSTEM, Kanagawa, Japan) を用いて、トレーシングペーパーを用いて光を拡散させたのちに、高速度カメラ (SA-Z, Photron, Tokyo, Japan) を用いて撮影し観察した。表 2.4 の通り、オイルジェットの可視化は 3 種類 (直管,  $R15$ ,  $R60$ ) のノズルを用いて行った。流速を変更することで  $Re$  数を 1000~3000 まで 500 刻みの画像を示す。撮影範囲は曲がりの In-Out 方向の  $Z = 0 \sim 148.2\text{mm}$  とし、界面の様子を詳細にとらえるために、① $Z = 0 \sim 50\text{mm}$ , ② $Z = 50 \sim 100\text{mm}$ , ③ $Z = 100 \sim 148.2\text{mm}$  の 3 つの範囲に分けて拡大撮影を行った。高速度カメラの画角は  $1024 \times 1024$  pixel で、20,000 fps の撮影速度で 1 秒間 (20,000 枚) 撮影した。

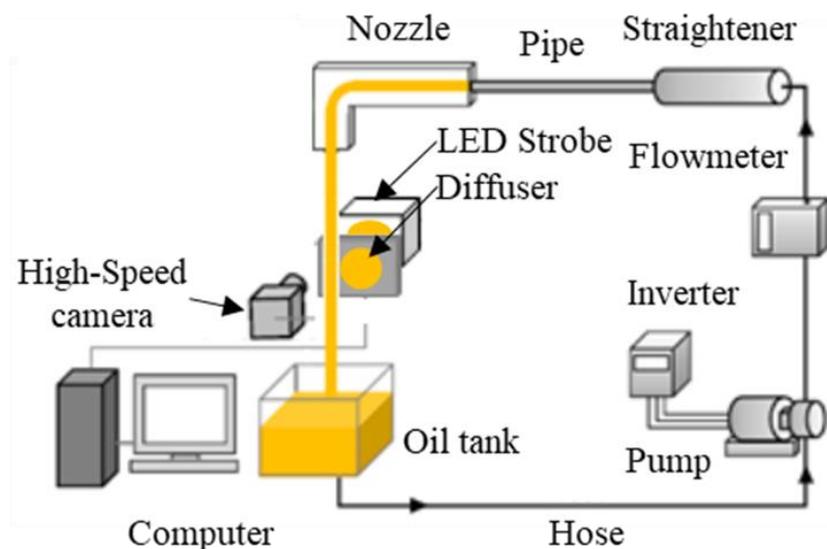


図 2.9 オイルジェットの可視化試験装置

表 2.4 オイルジェットの可視化試験の実験条件

Nozzle Type		Straight, $R15$ , $R60$
Reynolds number	[-]	1000 – 3000
Observation range	[mm]	0.0 – 148.2
Frame rate	[fps]	20000
Resolution	[pixel]	$1024 \times 1024$
Number of images	[-]	20000

## 2.1.2 LED 変位計を用いた界面変動の調査

界面計測の実験では図 2.10 のシステムで, 図 2.11 に示す LED 変位計(LS-9030MR, Keyence, Osaka, Japan) を用いてノズル出口後のジェット界面の挙動を計測した. 表 2.5 の通り, 2 種類 ( $R15, R60$ ) のノズルを用いて計測を行った. この実験に用いた, LED 変位計はサンプリング周波数 16,000 Hz,  $\pm 0.2 \mu\text{m}$  の精度で幅を 3 秒間計測できる. 計測結果は図 2.12 のよう  
に出力される. 以降の議論は得られた結果の平均値と標準偏差で進める.

変位計の計測位置は, 曲がりの In-Out 方向のノズル出口直後の  $Z=1.0\text{mm}$  と  $Z=5.0\text{mm}$  以降 5.0mm 間隔で  $Z=85.0\text{mm}$  まで計測した. また, 計測精度検証のためにノズル出口から  $Z=48.0\text{mm}$  までの可視化結果の画像の 1.0 秒 (画像 20,000 枚) の時間平均と変位計で 3.0 秒 (48,000 サンプル) 計測した位置の時間平均の比較結果を図 2.13 に示す. 可視化画像のジェット界面上と変位計で計測した点は全て一致しており, 変位計の計測精度を確認できた.

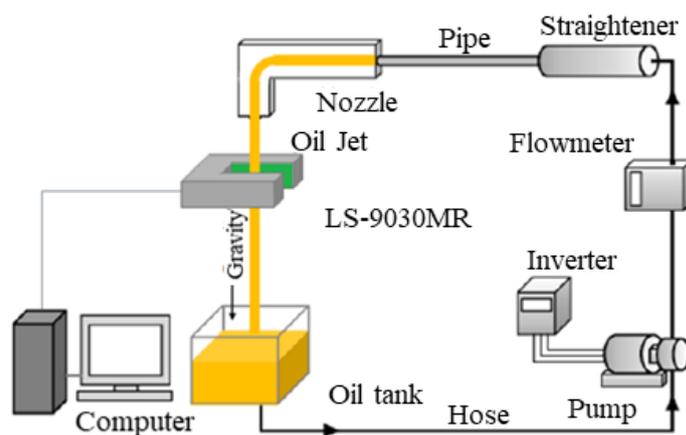


図 2.10 LED 変位計を用いたジェット幅計測装置図



図 2.11 LED 変位計(LS-9030MR, Keyence)

表 2.5 オイルジェットの世界挙動計測の実験条件

Nozzle Type		R15, R60
Reynolds number	[-]	1000 – 3000
Observation range	[mm]	1.0 – 85.0
Sample rate	[Hz]	16000
Number of sampling	[-]	48000

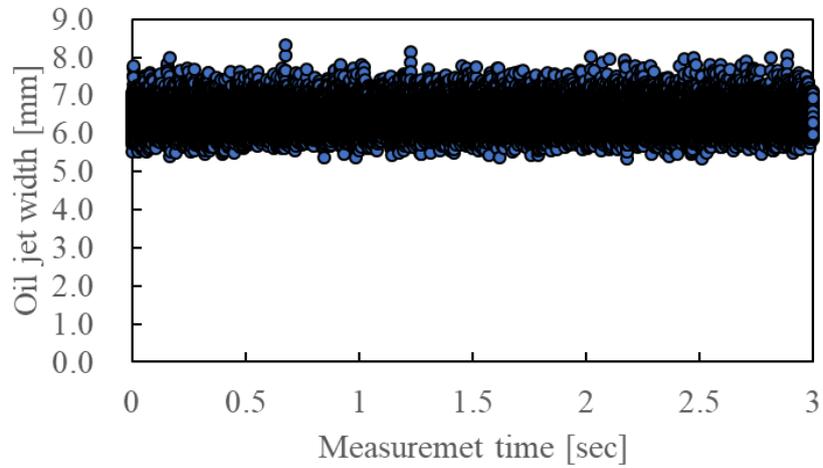


図 2.12 LED 変位計の計測結果例 (R15,  $Re3000$ ,  $Z=10.0\text{mm}$ )

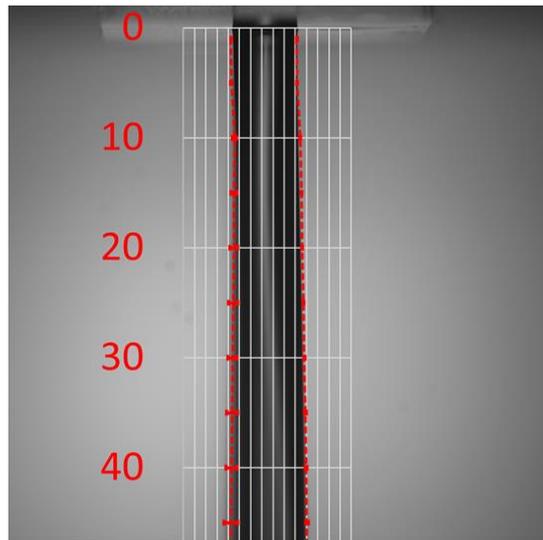


図 2.13 可視化動画の時間平均化画像と LED 変位計の計測結果の時間平均結果 (赤破線) の比較 (R15,  $Re2000$ )

## 2.2 形状, 流れの条件違いによる噴流界面挙動への影響

3種類(直管, R15, R60)のノズルの可視化結果を図2.14から図2.16に示す。直管ノズルの画像および, R15, R60の $Re$ 数1000~2500までの画像は中島[52]によって撮影されたものを用いており, R15, R60の $Re$ 数3000の画像を新たに撮影して追加して示している。可視化結果より, どのノズルの条件でも,  $Re$ 数が大きくなるにつれて下流で界面が乱れる現象が確認でき, ジェット界面が波立ち始める点が上流になることが確認できる。さらに, ノズル違いの同じ $Re$ 数条件で比べると, 曲率半径が小さくなる, R15→R60→直管の順でジェット界面が激しく波立つことが確認できる。

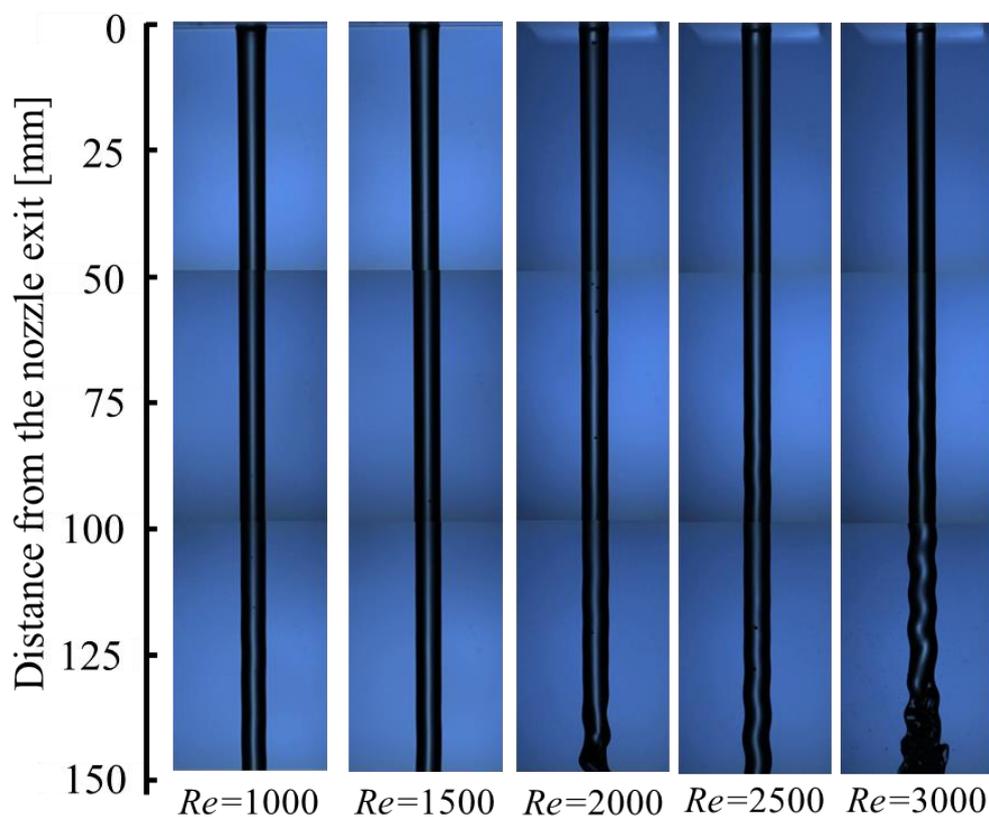


図 2.14 直管ノズルから噴出するジェットの挙動

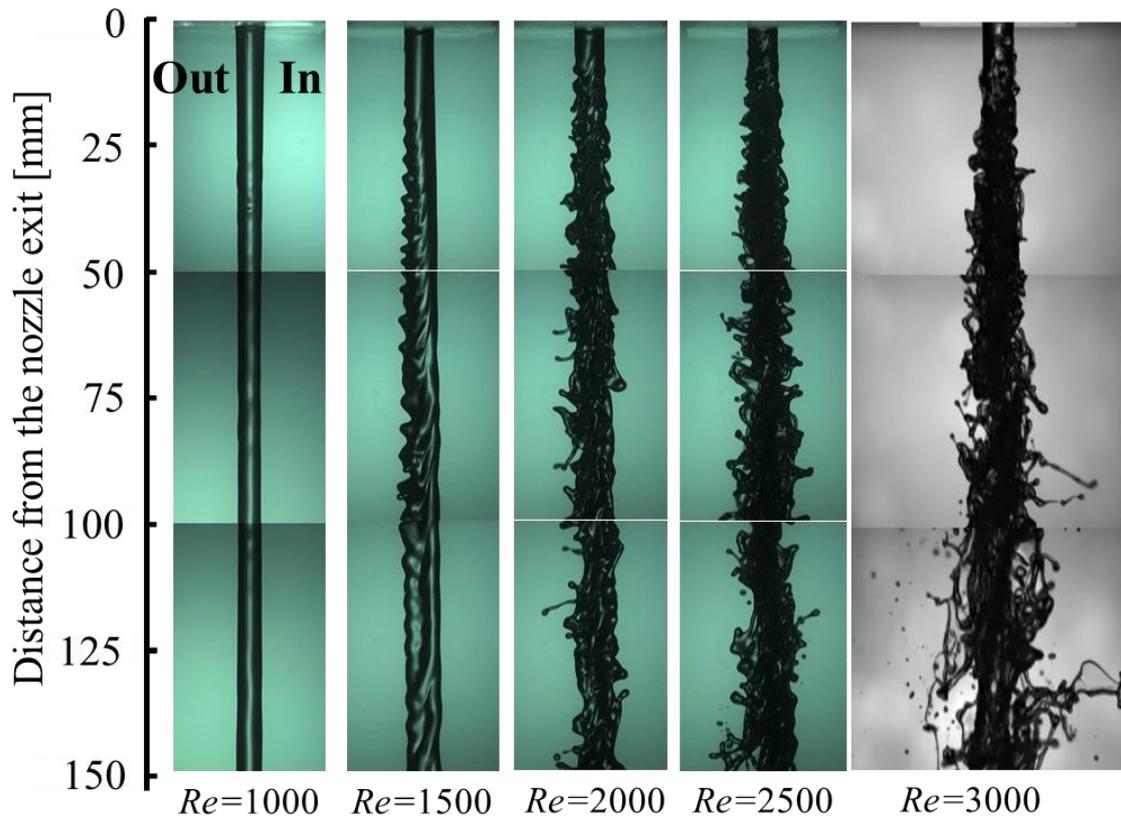


図 2.15 R15 ノズルから噴出するジェットの様相

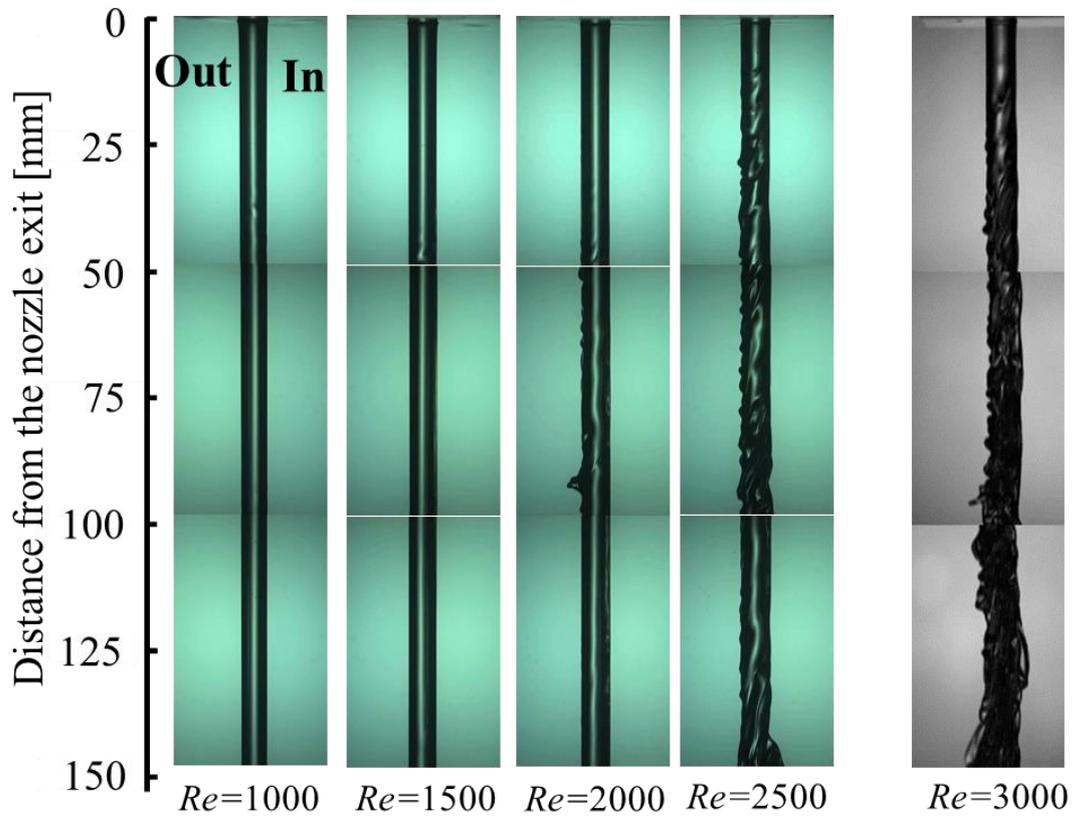


図 2.16 R60 ノズルから噴出するジェットの様相

$R15$  ノズルから噴出するジェットの様態に注目すると、図 2.17 に示す、Nitta ら、三村ら [44, 45] によって報告された Ligament break up (液枝飛散) が確認できる。Nitta ら、三村らによると Ligament break up はノズル内の乱れが強い条件で発生し、比較的大きな液滴の飛散を伴うとされている。一方で  $R60$  ノズルおよび直管ノズルから噴出するジェットにおいて Ligament break up は確認できず、曲率半径の小さいノズルの方がノズル内の乱れが強いことを示唆している。

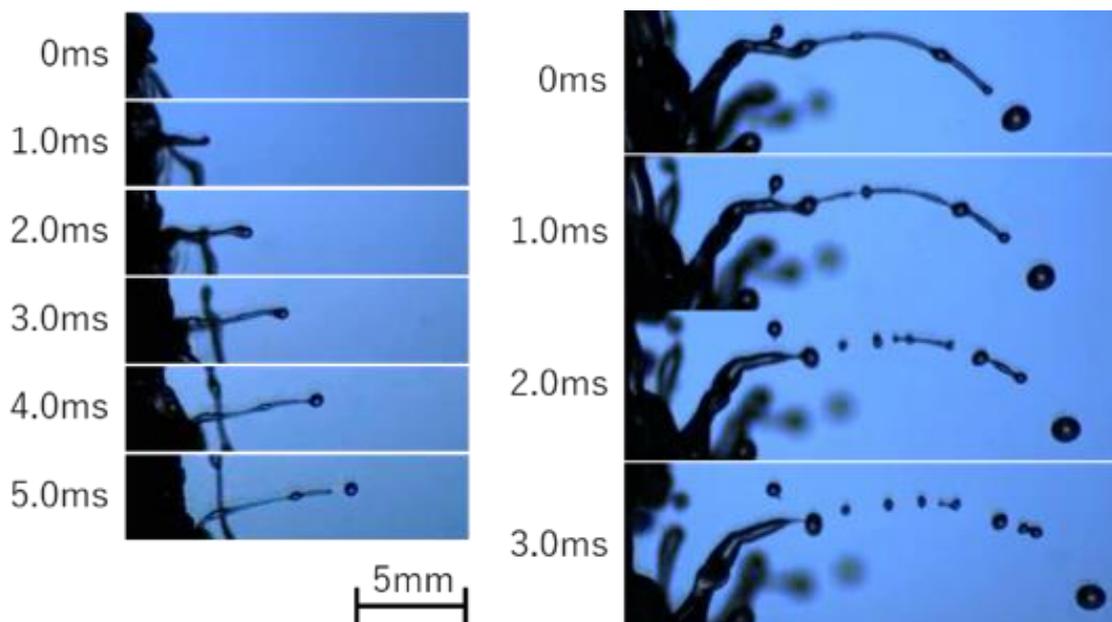


図 2.17  $R15$  ノズルから噴出したオイルジェットの Ligament break up の時間発展の様子

次に、図 2.18 に  $R15$ ,  $R60$  のジェット界面の Out-In 方向の幅を示す。図 2.18 の各点は、LED 変位計により 16,000 Hz のサンプリング周波数で得られた 3.0 秒間の  $n = 48,000$  個の測定点におけるオイルジェットの幅の時間平均であり、エラーバーは式 (2.2) で定義される標準偏差 ( $\sigma_w$ ) である。まず、同じ Reynolds 数で比較すると、ノズル先端からどの位置でも  $R60$  のジェットよりも  $R15$  の方が広い結果となった。次に、ジェットの幅の時間平均は、 $R60$  の全てのケースや  $R15$  の  $Re2000$  以下の条件のようにノズル出口の直後はノズル径の 6.0 mm より縮小する傾向にある。しかし、 $R60$  の  $Re3000$  や  $R15$  の  $Re1500$  以上のように、Reynolds 数が大きくなると、ジェットの幅は下流側でノズル径よりも大きくなる。さらに、ジェットの幅がノズル径よりも大きくなる位置は Reynolds 数が大きい方が上流であり、同じ Reynolds 数で比較すると  $R60$  よりも  $R15$  の方が上流となる。

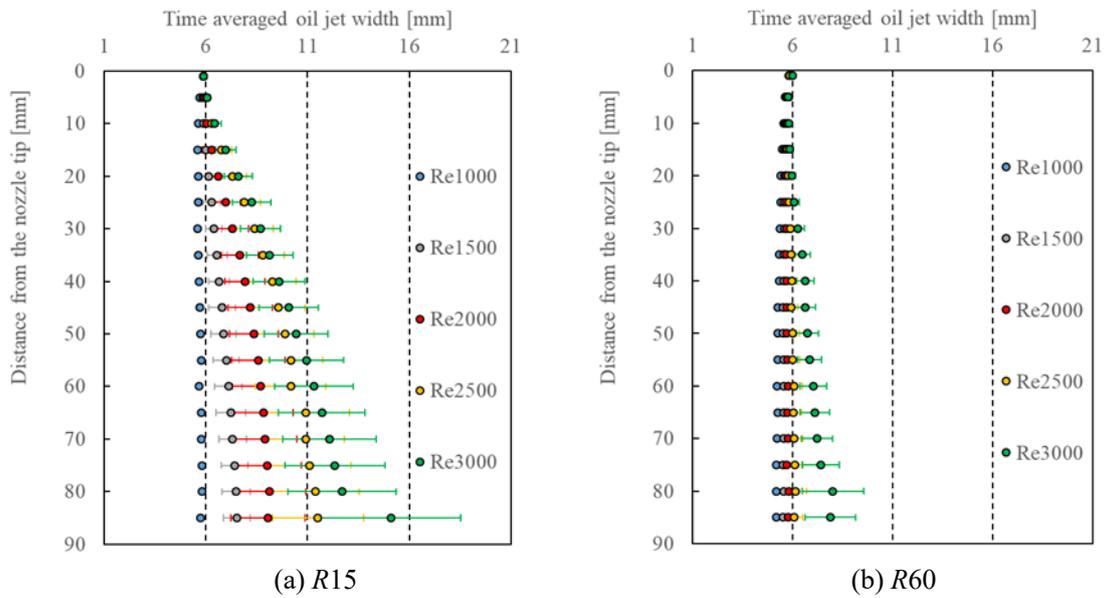


図 2.18 各位置における LED 変位計で計測したオイルジェット幅の時間平均値

$$\sigma_w = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_j^n (w_j - \bar{w})^2} \quad (2.2)$$

図 2.19 に示す標準偏差 ( $\sigma_w$ ) は、ジェットの幅の時間平均が大きくなる条件の、“Reynolds 数が大きい”, “曲率半径が小さい”, であるほど大きいことがわかる。これらの結果から、ジェット幅は時間変動を伴いながら下流側で大きくなる傾向にあることがわかる。

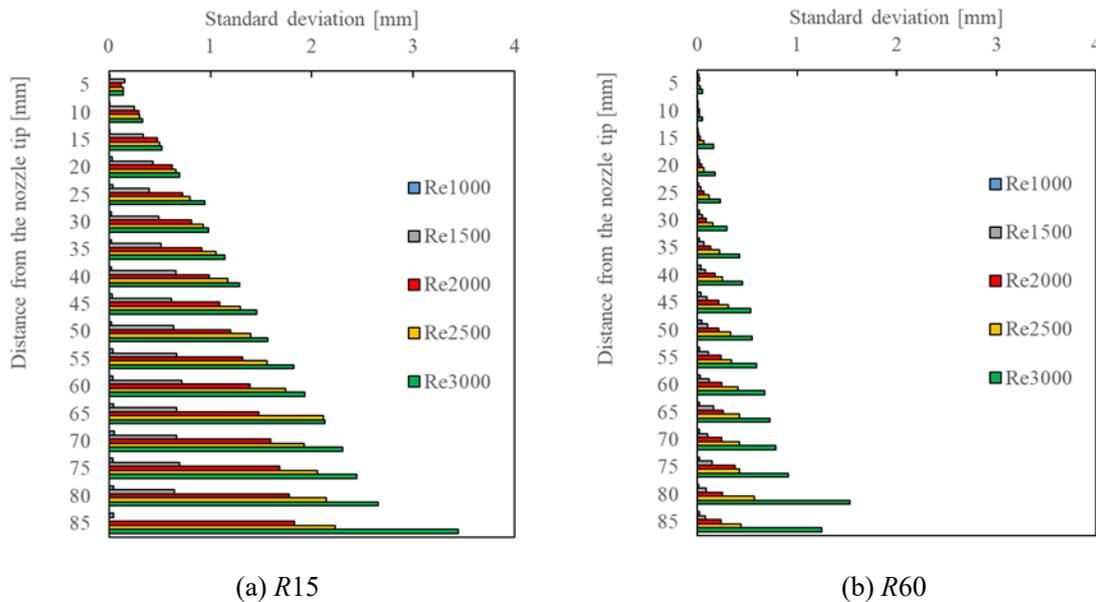


図 2.19 ノズル出口から各位置における LED 変位計で計測した標準偏差

序論で説明した通り、一般に直管ノズルから噴出するジェットは雰囲気の流体との流速差により、KH 不安定性を有する。導出は割愛するが、KH 不安定性を表す、式 (2.3) の通り、雰囲気との流速差によって臨界波数  $k_{crt}$  が決まり、式 (2.4) の条件で不安定になる。本実験は静止状態の空気雰囲気にオイルを噴出する条件のため、オイルジェットの流速が大きいほど小さい波数  $k$  に対して不安定になることを示している。結果として、流速差が大きいほど広い波数領域に対して不安定になることが知られている。

しかし、今回の実験で得られた結果は、直管ノズルから噴出するジェットの可視化の結果得られた KH 不安定性によって成長する波よりも、曲がり管から噴出するジェットの方が、より上流から激しく波立つことを示しているため、曲がりノズル内の流れの影響がジェット界面の挙動へ大きな影響を与えていることを示唆している。ノズル内の流れの特性は 3 章以降で議論する。

$$k_{crt} = \frac{g(\rho_{oil}^2 - \rho_{air}^2)}{(U_{oil} - U_{air})^2 \rho_{oil} \rho_{air}} \quad (2.3)$$

$$k > k_{crt} \quad (2.4)$$

## 2.3 第 2 章のまとめ

本章では、直管および曲率半径の異なる 2 種類の 90 度曲がり管ノズルを用いて噴出するジェットの挙動に關しの実験結果について論じた。実験では背景光照射法による可視化計測法と、LED 変位計を用いた界面計測を行い、ノズルから噴出するジェットの挙動について分析した。以上より次の結論を得た。

- (1) 可視化結果より、オイルジェットの界面が下流方向に不安定になることが観察された。この傾向は曲率半径が小さく、Reynolds 数が大きい条件で助長される。この現象は直管ノズルから噴出するジェットの不安定性の現象よりも顕著な現象のため、ノズル内の流れがジェット界面へ影響を与えた結果だと考えられる。
- (2) LED 変位計の計測結果より、曲率半径の小さいノズルの大きな  $Re$  数の条件では下流にかけてジェット界面が時間的に変動を伴いながら幅を広げていくことが分かった。この結果はノズル内の流れの時間変動がジェット界面へ影響を与えた結果だと考えられる。
- (3) (1),(2) より、ノズルの曲がりによる、流動の非定常性は、KH 不安定性よりもジェット界面を波立たせる影響が大きいと考えられる。

## 第 3 章

### 出口近傍のノズル内流れとジェットの高立ちのきっかけ

第 2 章までに 90 度曲がり管ノズルから噴出するジェット界面の挙動は曲がり部の曲率半径と、Reynolds 数の条件により異なることが分かった。曲がり管ノズルから噴出するジェットの挙動の特徴をまとめると以下の通りである。

- (1) 曲がり管ノズルの曲率半径が小さい条件、 $Re$  数が大きい条件でオイルジェット界面が激しく波立ちジェット幅が広がる。ジェット幅が広がる条件では、界面の時間変動も大きい。
- (2) 曲がり管ノズルから噴出するジェットが波立つ位置は、直管ノズルから噴出するジェットの波立つ位置よりも大幅にノズル出口に近い。つまり、曲がり管ノズルから噴出するジェットは、KH 不安定性よりも、ノズル内部の状態が界面変動に与える影響の方が大きいことが示唆される。

直感的に、ジェット界面の性状の違いの原因は、ノズル出口近傍での流れの様子の違いによってジェット界面への影響が異なるためと考えられる。曲がり管内部の流れ、特に曲がり部で発生する二次流れに焦点を当てた関連研究はこれまでに数多く行われてきた。Nakashima ら [50] は 90 度曲がり管内部の主流方向に対して水平な断面（他文献では bend plane, curvature plane と表現される）において Reynolds 数 1000~3000 の条件で PIV 計測を行った。PIV 計測によって得られた時間平均流速場において、最大流速を有する位置が曲がりの外側に偏ることを示しており、流速分布の偏りによって直管ノズルと異なるジェット界面挙動となることを示唆している。しかし、テイラーの乱流凍結仮説 [68-72] で示されるように、乱流の上流から下流への伝播についての議論はなされていない。Ito [54] によって Dean 数の違いによってノズル内部の流れの圧力損失が変化することに関する考察のように、二次流れによって生成されるノズル内部の流れの乱れ（乱流であることに関する議論は避けるが）が、曲がり管ノズルから噴出するジェット界面の挙動へ影響を及ぼすと考えることが自然である。

本章では、ノズル内の流れ場を高速度カメラと高繰り返し LASER を用いた時系列速度 2 成分 PIV (2Dimension 2Component Time-Resolved PIV, 以降単に 2D2C PIV と表記) と高速度カメラを用いた背景光照射法によるジェットの可視化を時間同期計測する。さらに 2D2C PIV で得られた結果に対し速度 2 成分の固有直交分解 (2Component POD, 以降 2C POD と表記) を行うことで、ノズル内の流れがジェット界面へ与える影響について調査する。

## 3.1 実験装置/分析方法

### 3.1.1 実験装置と 2 次元速度 2 成分 Time-Resolved PIV の計測手法

ノズル内の流れが噴流界面に与える影響を調査のために、2 台の高速度カメラ (SA-Z, Photoron, Tokyo, Japan) を用いて、図 3.1 に示す、 $XZ$  平面における 2 次元 2 成分 Time Resolved PIV (以降 2D2C PIV と表記) と背景光照射法を用いたジェット可視化を同期計測した。図 3.2 に時間同期実験のセットアップを示す。図 2.1 のオイルフローシステムに PIV システムを追加した。Nd:YAG 高繰り返しダブルパルス LASER (MESA-PIV, Amplitude Systemes, Bordeaux, France) の Q-switch とカメラの露光の時間同期には、デジタル遅延発生器 (VSD2000, Flowtech Research, Japan, Kanagawa) を使用した。LASER シート光の厚さはスリットを用いて  $500\mu\text{m}$  に設定した。蛍光性トレーサー粒子 (Fluostar0459, 平均粒子径:  $d_p = 15\mu\text{m}$ , トレーサー粒子の密度:  $\rho_p = 1100\text{kg/m}^3$ , EBM, Japan, Tokyo) を波長  $532\text{nm}$  で励起して、 $580\text{nm}$  で発光させる。カメラレンズ (Micro- Nikkor 105-F2.8, Nikon, Tokyo, Japan) にはロングパスフィルター (SCF-50S-56O, Sigmakoki, Saitama, Japan) を装着し、 $580\text{nm}$  の発光を撮影する。

図 3.3 は PIV の撮影手法である、フレームストラドリング法の原理図である。今回の実験では、カメラのシャッター速度を  $20,000\text{ fps}$  に設定し、ダブルパルス LASER をカメラのシャッター速度の半周期 ( $10,000\text{ Hz}$ ) ごとに照射した。2 つの LASER で照射された粒子は、 $10,000\text{ Hz}$  のサンプリングレートで撮影される。LASER の時間間隔 ( $\Delta t$ ) は、ペア画像内で粒子が移動する時間に相当する。図 3.4 にフレームストラドリング法を用いた 2 つの LASER 発光時のペア画像を示す。赤色の線で区切った範囲内の粒子の位置が微小に変化していることがわかる。この移動量と LASER の発光の時間間隔で流速を計測することができる。

ペア画像間でトレーサー粒子が最小で 2 ピクセル以上、最大で 15 ピクセル以下移動するように、LASER パルスの時間間隔 ( $\Delta t$ ) を設定する。LASER パルスの時間間隔 ( $\Delta t$ ) は表 3.1 に示すように、 $Re$  数に応じて、 $10\sim 40\mu\text{s}$  の間で設定した。表 3.2 に示す通り、PIV 解析には解析ソフト (FtrPIV, Flowtech Research, Kanagawa, Japan) を用いた。移動量抽出には直接相互相関を選択した。検査窓は 50% のオーバーラップを持つ  $33\times 33$  ピクセルのウィンドウを設定し、探索範囲は検査窓に 10 ピクセルを加えた  $43\times 43$  ピクセルのものを設定した。

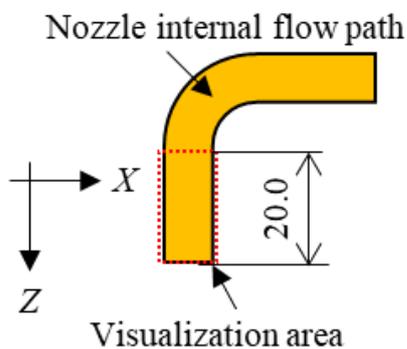


図 3.1 PIV 計測の計測断面図

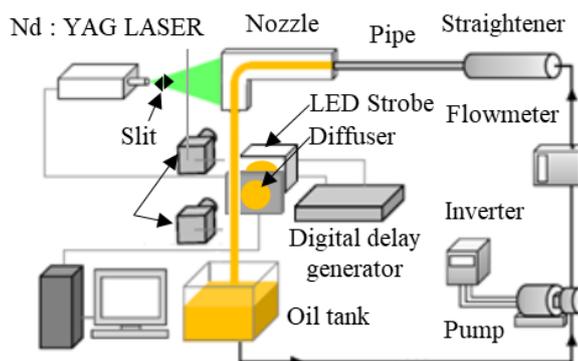


図 3.2 2D2C PIV とジェット可視化の同期計測実験装置図

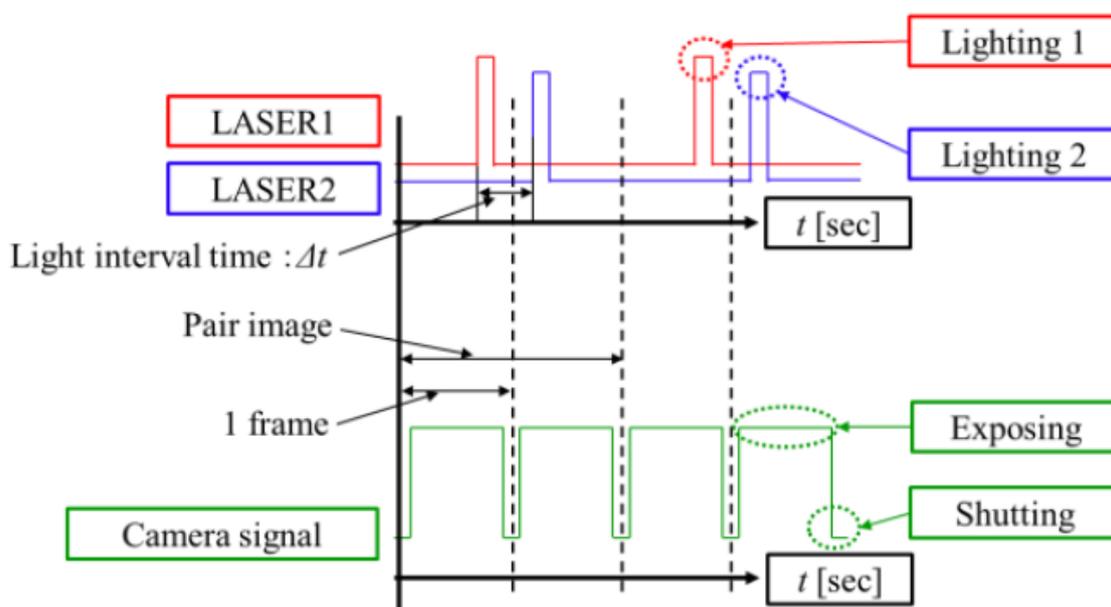
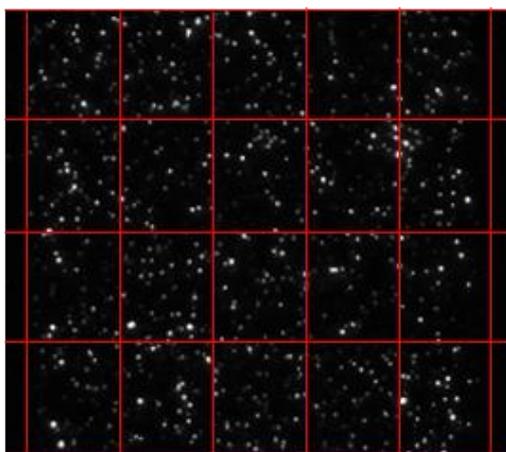
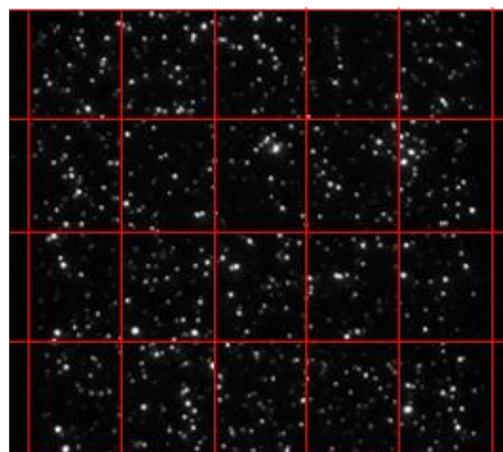


図 3.3 フレームストラドリング法の原理



LASER 1 発光時の撮像

(時刻  $t = t$ )



LASER 2 発光時の撮像

(時刻  $t = t + \Delta t$ )

図 3.4 LASER 発光時の撮像の例 ( $R15, Re3000, \Delta t = 10.0\mu s$ )

表 3.1 各 Reynolds 数における PIV 計測の時間間隔

$Re$ [-]	1000	1500	2000	2500	3000
$R15$	30.0	30.0	25.0	20.0	10.0
$R60$	40.0	35.0	30.0	25.0	12.0

表 3.2 カメラ設定と PIV 解析ソフトの設定

Camera	Frame Rate	[fps]	20000
	Exposure time	[ $\mu$ s]	48.4
PIV analysis	Grid size	[pixel]	$16 \times 16$
	Interrogation window size	[pixel]	$33 \times 33$
	Search window size	[pixel]	$43 \times 43$

### 3.1.2 2次元速度2成分 Time-Resolved PIV の精度検証

2D2C PIV の精度検証のために、3つの調査を行った。1つ目は、十分に層流条件と考えられる  $Re1000$  条件で曲がり部手前 6mm 位置の流速分布を式 (3.1) に示すハーゲンポアズイユ流の理論値と比較した。

$$\frac{\bar{u}_x}{u_{x,max}} = 1 - \left\{ x - \left( \frac{d}{2} \right) \right\}^2 \quad (3.1)$$

図 3.5 の通り、曲率半径の異なるノズルでも曲がり部手前 6mm 位置において、理論値と非常に良い一致を示している。

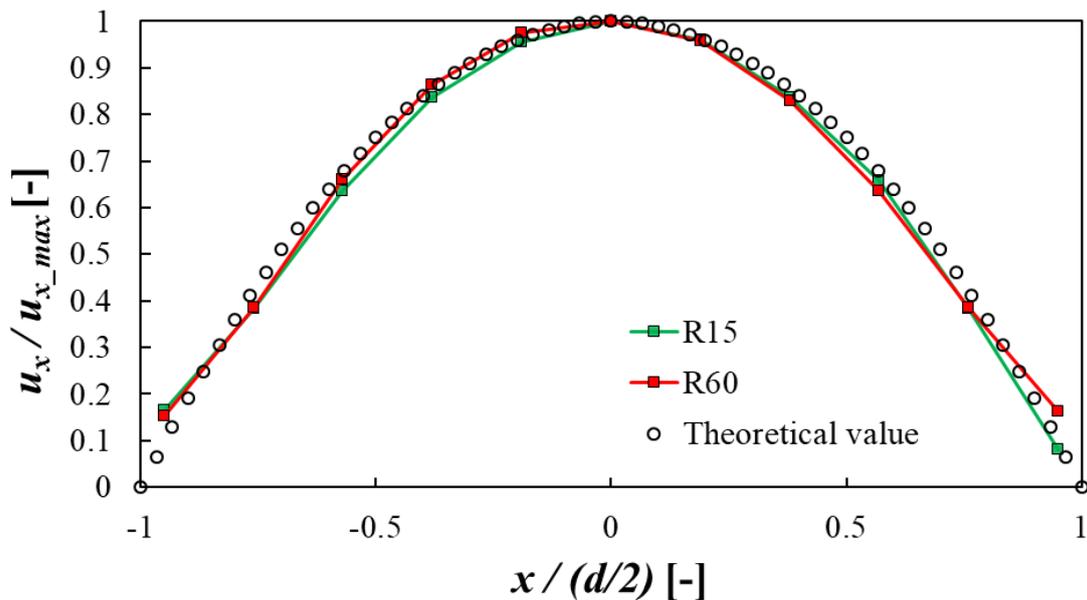


図 3.5  $Re1000$  条件における曲がり部より 6mm 上流位置での流速分布と理論値の比較

2つ目は、曲がり部手前 6mm 位置での PIV 結果の面積平均ノズル内部流速  $\bar{W}_{PIV}$  は軸対象であると仮定し、式 (3.2) を用いて計算した。ここで  $u_{xi}$  と  $r$  はそれぞれ  $x$  軸方向の流速成分と計算格子である。

$$\bar{W}_{2D2C\_PIV} = \frac{\sum U_{xi} \Delta r}{\sum \Delta r} \quad (3.2)$$

次に流量計から得られる面積平均流速  $\bar{W}$  を式 (3.3) を用いて計算した。ここで  $Q$  は流量計から得られる流量である。

$$\bar{W} = \frac{4Q}{\pi d} \quad (3.3)$$

それぞれ、得られた結果を図 3.6 の通り比較した。その結果、最大でも差は 3.0%以下と PIV の計測精度は良好であることが示せた。

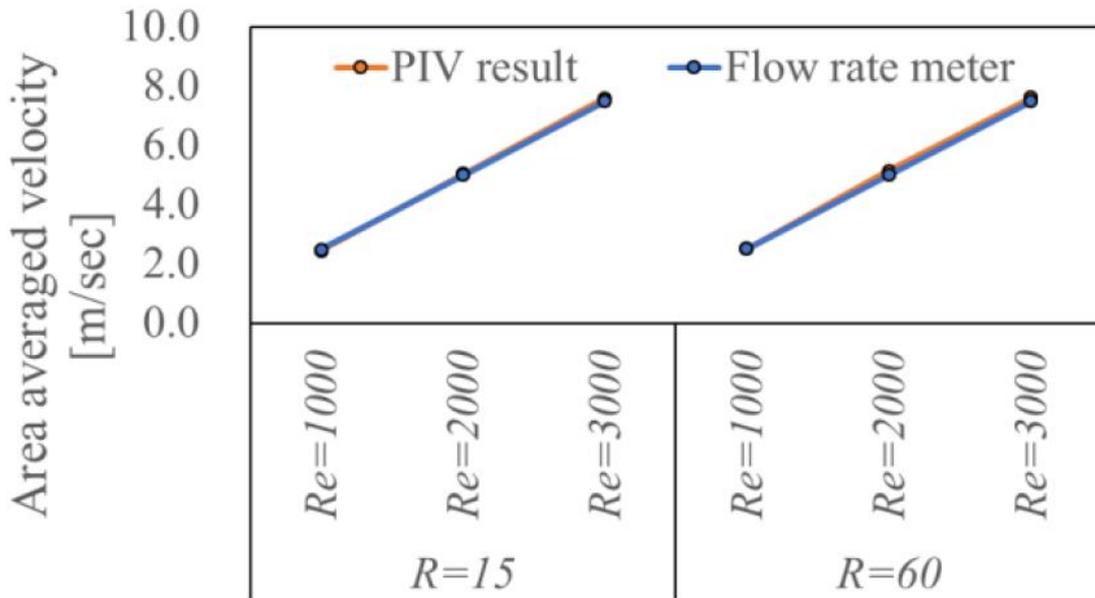


図 3.6 曲がり部より 6mm 上流位置での PIV により得られた断面平均流速と流量計から得られた断面平均流速の比較

3つ目に、PIV に用いた蛍光粒子の流体への追従性を調べるために、式 (3.4) を用いてストークス数 ( $St$  数) を計算した。

$$St = \frac{\rho_p d_p^2 \bar{W}}{18 \rho v d} \quad (3.4)$$

その結果、図 3.7 に示す通り、全ての条件で  $10^{-4} \sim 10^{-3}$  オーダーと 1 より十分に小さく、本実験に用いた蛍光粒子は流体の運動に十分追従していると考えられる。

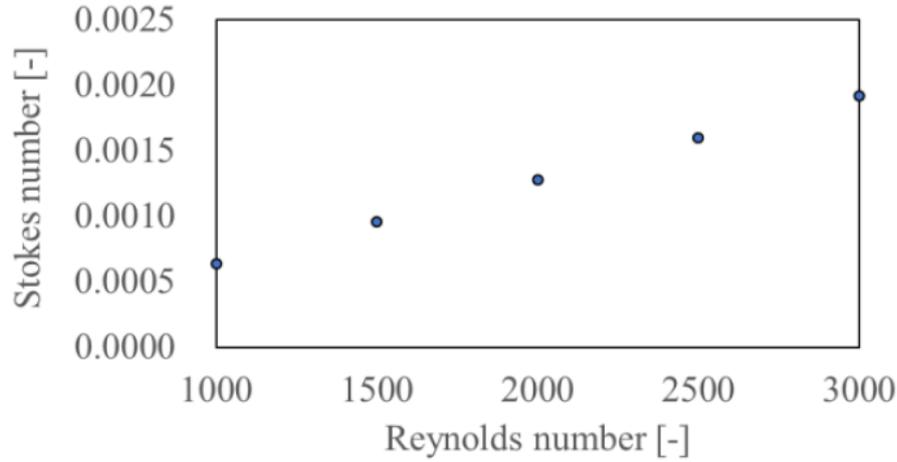


図 3.7 各 Reynolds 数に対する Stokes 数の調査結果

以上までの 3 つの調査より，本研究に用いた 2D2C PIV の精度は良好で，得られた結果を用いて物理現象を議論することは可能と考えられる。

### 3.1.3 画像相互相関手法を用いた流れ場の分析

ノズル内の流れの流速変動（乱れ）の伝播の特性を分析するために相互相関の手法を用いた。相互相関の手法を用いた流れの分析手法はいくつかの研究で用いられており，例えば Paquier [86] による，液膜界面の撮影画像から波速を調査したのがある。相互相関係数  $S_z$  は式 (3.5) で定義される。ここで， $\overline{U_{mag}}$  は計算格子内で面積平均された流速の絶対値である。

$$S_z = \frac{\sum_{j=0}^{24} (U_{mag\ xz,t=t+t'}(z_j - \Delta z) - \overline{U_{mag\ xz,t=t+t',search\_window}}) (U_{mag\ xz,t=t}(z_j) - \overline{U_{mag\ xz,t=t,base\_window}})}{\sqrt{\sum_{j=0}^{24} (U_{mag\ xz,t=t+t'}(z_j - \Delta z) - \overline{U_{mag\ xz,t=t+t',search\_window}})^2} \sqrt{\sum_{j=0}^{24} (U_{mag\ xz,t=t}(z_j) - \overline{U_{mag\ xz,t=t,base\_window}})^2}} \quad (3.5)$$

(3.5) 内の Base window と Search window はそれぞれ，式 (3.6) で定義される。

$$\overline{U_{mag\ xz}} = \frac{\sum_A U_{mag\ xz} dA}{\sum_A dA} \quad (3.6)$$

Z 軸方向に位置を変更させる Base window は，式 (3.7) で与えられ， $z_i$  ( $i=0\sim 15$ ) は -3.27 ~ -19.6mm の範囲で設定される。

$$z_j = -1.09 \times j - 3.27 \quad (3.7)$$

$S_z$  を算出するためのオフセット距離  $\Delta z$  は，Z 軸方向に 0 から 3.27mm で変えながら計算する。図 3.8 は，ある時間  $t=t$  で撮影された 2 枚の PIV 画像の例である。

図 3.8 は，ある時間  $t=t$  (Base 画像) から時刻  $t'$  後の  $t=t+t'$  (Slave 画像) に撮影された 2 つの PIV 画像の例である。相互相関の分析に用いた PIV 画像は，計算格子サイズ 0.36mm の  $16 \times 47$  の計算格子で構成されている。ベース画像の Outside に 1.8 mm  $\times$  1.8 mm の Base

window を設定し、ノズル内の流速変動（乱れ）の伝播の特性を調べるため、相関係数  $S_z$  が最大となるオフセット距離を探索する。この例では、Base 画像中の Base window のパターンと  $100\mu\text{s}$  後の Slave 画像内で最も似ているパターンは  $1.09\text{mm}$  下流の位置で最大の  $S_z$  を出力した。つまり、 $100\mu\text{s}$  間で乱れは  $1.09\text{mm}$  下流へ伝播したことを示している。

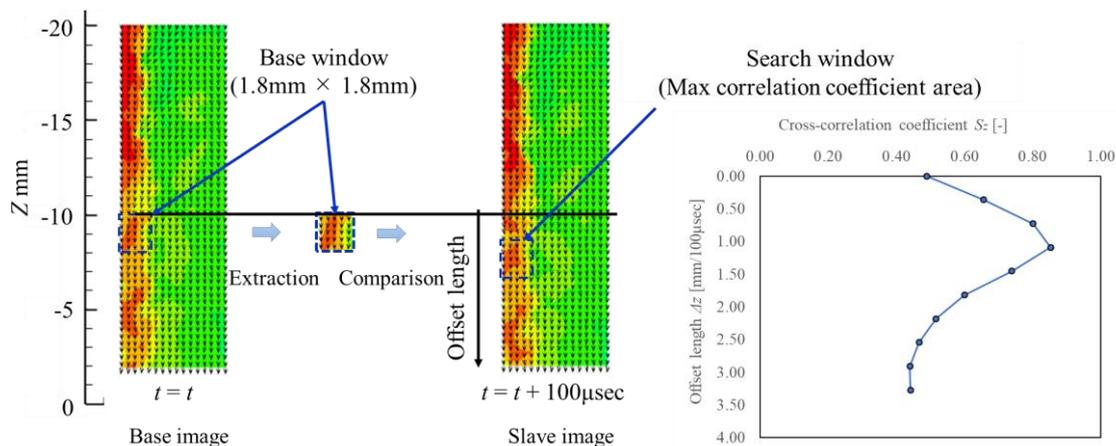


図 3.8 相互相関係数  $S_z$  の求め方の例 ( $R = 15, Re 3000$ ) for  $t' = 100 \mu\text{s}$

相互相関係数を求めるための計算パラメータを表 3.3 に示す。  $t'$  は、  $Re1000$  の場合は  $300\mu\text{s}$ 、  $Re2000$  および  $Re3000$  の場合は  $100\mu\text{s}$  とした。計算結果は 750 枚の PIV 画像の時間平均について議論する。ノズル内の波動伝播の特性の調査として、  $Re$  と  $R$  の  $S_z$  影響を調べた。Base window の設置位置の影響を確認するために、  $Z$  方向に 3 セル間隔で 16 点の相関係数を計算する。

表 3.3 相互相関係数の計算条件

Parameter	Value		
Grid size	0.36mm × 0.36mm		
PIV image size	16grids × 47grids		
Base area	1.8mm × 1.8mm		
Search window size	1.8mm × 1.8mm		
PIV images	750		
Time difference of comparison images $t'$ [ $\mu\text{sec}$ ]			
	$Re1000$	$Re2000$	$Re3000$
$R15$	300	100	100
$R60$	300	100	100

### 3.1.4 速度 2 成分固有直交分解

2D2C Time-Resolved PIV により得られた瞬時の流れ場に対し、2次元速度 2成分 (2D2C) 固有直交分解 (POD, Proper Orthogonal Decomposition) 解析を実施することで、ノズル内流れの非定常特性を示す。

2D2C POD の手法は Bakewell and Lumley [73] によって最初に流れ場へ適用されて、種々改良されて今日に至る。速度成分で行う POD は、流れ場を固有値の大きさに順位を決められたモードの基底ベクトルと、時間の関数の POD 係数に分解する手法である。この手法による分析で、流れの特徴を調査し、議論する。本論文では Taira ら [76] によって 2017 年に報告された Snapshot POD の手法を用いて特性の解明を進める。

#### POD 解析手法

各時点  $t_1, t_2, t_3, \dots, t_N$  で得られた 2D2C PIV の 2C 乱流速度場  $\mathbf{u}' = (u_x', u_z')$ 、すなわち、 $(\mathbf{u}'(t_1), \mathbf{u}'(t_2), \mathbf{u}'(t_3), \dots, \mathbf{u}'(t_N))$  を、式 (3.8) の行列形式で並べる。

$$\mathbf{U} = [\mathbf{u}'(t_1) \mathbf{u}'(t_2) \mathbf{u}'(t_3) \cdots \mathbf{u}'(t_N)] \quad (3.8)$$

POD には、 $N = 2500$  サンプルの PIV 画像を用いた。また、乱流速度成分  $\mathbf{u}'$  は、Reynolds 分解 (式 (3.9)) で表されるように、各流速成分から時間平均値を差し引くことで得られる。

$$\mathbf{u}'(t) = \mathbf{u}(t) - \bar{\mathbf{u}} \quad (3.9)$$

Snapshot POD では、式 (3.10) を用いて速度相関行列  $\mathbf{U}\mathbf{U}^T$  の固有値問題を解く。

$$\mathbf{U}^T \mathbf{U} \mathbf{B}_n = \lambda_n \mathbf{B}_n \quad (3.10)$$

固有値  $\lambda_n$  の降順に  $n = 1, 2, 3, \dots$  と次数を振り分ける。各固有値に対応する固有ベクトル  $\mathbf{B}_n$  を用いて  $n$  次の POD モードの基底ベクトルは式 (3.11) で表される。

$$\boldsymbol{\phi}_n = \frac{\mathbf{U} \mathbf{B}_n}{\|\mathbf{U} \mathbf{B}_n\|} \quad (3.11)$$

PIV で  $\mathbf{u}'$  を使用する場合、 $\lambda_n$  の次元は乱流エネルギーの次元と同じである。したがって、POD モードの次数  $n$  は、乱流エネルギーの次数を表していることになる。上述のように分解された速度データは、任意の  $M$  番目の POD モードを用いて、式 (3.12) で表されるように再構成することができる。

$$\mathbf{u}_M(t) = \bar{\mathbf{u}} + \sum_{n=1}^M a_n(t) \boldsymbol{\phi}_n \quad (3.12)$$

$a_n$  は、 $n$  番目のモードの時間依存係数 ( $1 \leq n \leq M$ )、(POD 係数) であり、各 POD モードの乱流エネルギーの大きさを表している。POD 係数は式 (3.13) で与えられる。

$$a_n(t) = \mathbf{u}'(t) \boldsymbol{\phi}_n^T \quad (3.13)$$

## 3.2 結果と考察

本章では、ノズル内の流れがジェット界面の波立ちへ与える影響について着目し、実験結果を基に考察をする。

### 3.2.1 ジェット可視化と 2D2C PIV の同期計測の結果

#### (1) 2D2C PIV の時間平均場の結果

時間平均分布には、高速度ビデオカメラで 0.25 秒かけて撮影した (2500 枚) の PIV 画像を用いた。まず計測時間 0.25 秒の妥当性について述べる。最も流速が小さい  $Re=1000$  の場合、領域平均流速は 2.5m/sec であり、測定領域は 20mm ~ 40mm 程度 (主に議論を進める、測定領域はノズル出口から 20mm 前) であるため、粒子がこの領域を通過するのに 0.008 ~ 0.016 秒かかることから、0.25 秒の測定時間で十分である。

次に、平均化に用いる PIV 画像の枚数 (2500 枚) の妥当性を検証するために、出口から 2.0mm 上流で式 (3.14) を用いて算出した流速 ( $U_{mag_{xz}}$ ) の残差を式 (3.15) から算出した。

$$U_{mag_{xz}} = \sqrt{U_x^2 + U_z^2} \quad (3.14)$$

$$\varepsilon_{(k+1) \times 100} = \left( \sum_{i=0}^{15} |U_{mag_{i_{((k+1) \times 100)}}} - U_{mag_{i_{(k \times 100)}}}| \right) / 16 \quad (3.15)$$

式 (3.15) は、各計算格子の測定開始から 100 枚の平均値と、次の 100 枚を含む 200 枚の平均値との差の絶対値の総和を求める。その総和を計算格子の数である 16 で割る。次に、200 枚の平均値とそれに続く 100 枚の平均値の合計である 300 枚の平均値の差の絶対値の合計を測定開始時から求め、同様の方法で、 $(k+1) \times 100$  枚と  $k \times 100$  ( $k=1 \sim 24$ ) 枚の平均値の差を測定開始時から算出し、収束性を検証した。その結果、図 3.9, 図 3.10 に示すように、500 枚以上で残差  $\varepsilon$  が約 0.05 以下に収束することがわかった。したがって、平均化に用いた画像枚数 2500 枚は十分な数であると考えられる。

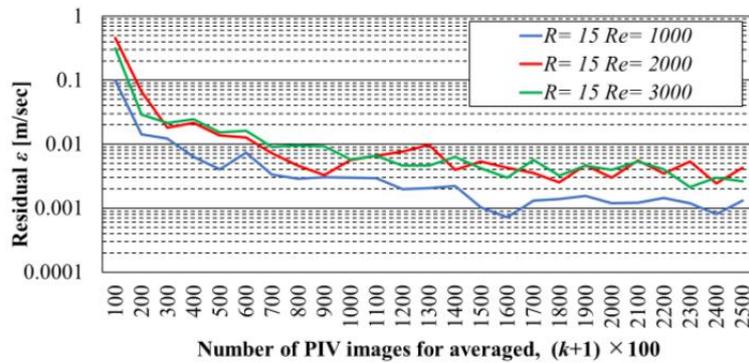


図 3.9 R15 の収束性検証結果

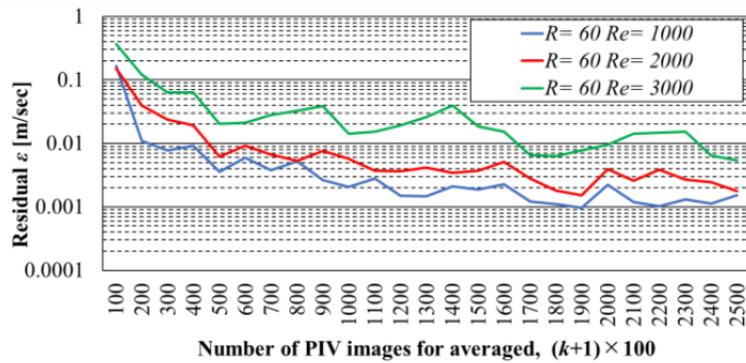


図 3.10 R60 の収束性検証結果

図 3.11 ~ 3.13 は,  $R15$ ,  $R60$  の各 Reynolds 数条件においてのノズル内部の曲がり部の 15mm 手前から出口の 2mm 手前までの流速 ( $U_{mag,xz}$ ) の時間平均値の分布である. ノズル内の流速は, PIV により実線の四角で表された複数の部分に分けて取得している.  $R15$ ,  $R60$  のいずれの条件でも, 曲がり部以降, 主流が Out 側に偏っている様子が見取れる. これらの結果は中島 [52] の実験結果, Pantokratoras [64] の数値解析結果と同じ傾向を示している.

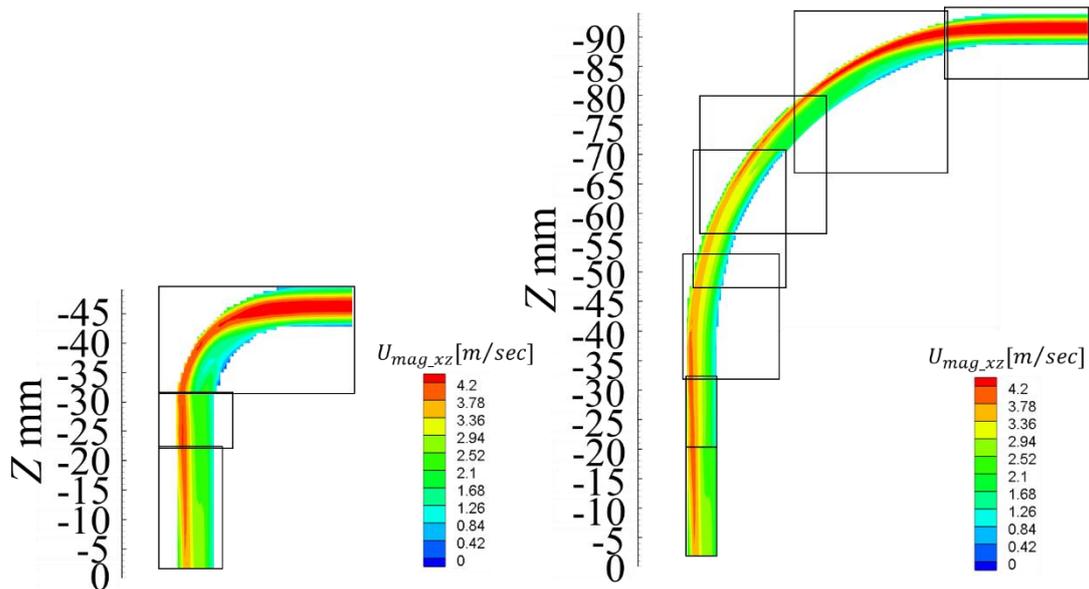


図 3.11  $Re 1000$  のノズル内 (曲がり部前から出口まで) の流れ場 (左:  $R15$ , 右:  $R60$ )

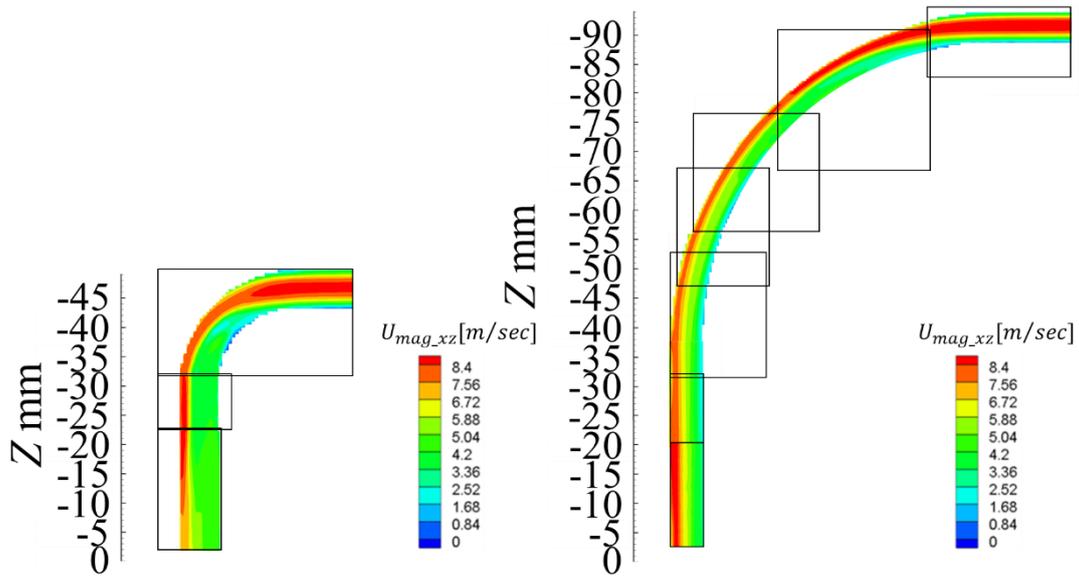


図 3.12  $Re$  2000 のノズル内（曲がり部前から出口まで）の流れ場（左：R15, 右：R60）

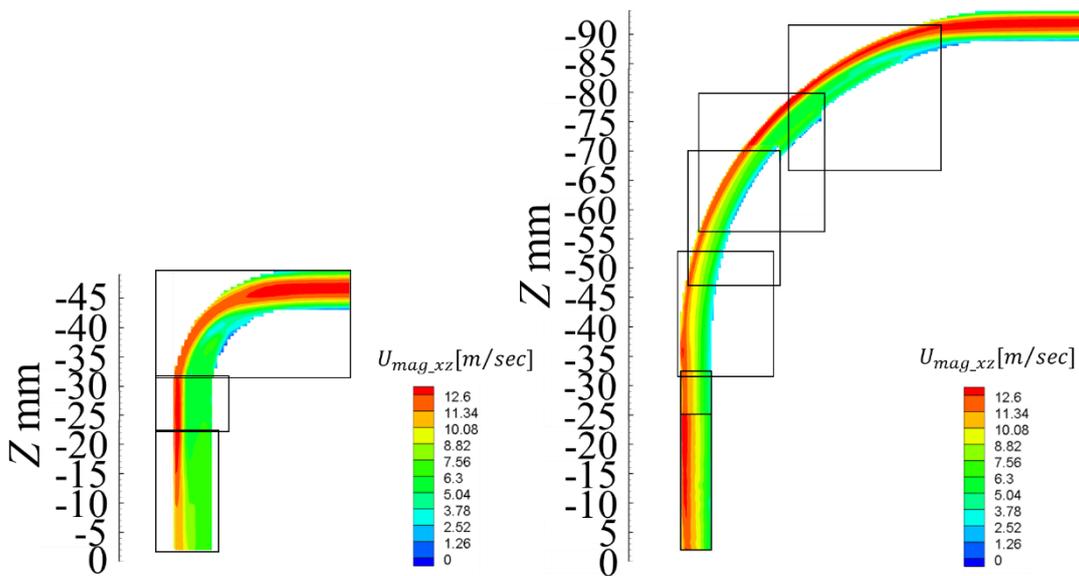


図 3.13  $Re$  3000 のノズル内（曲がり部前から出口まで）の流れ場（左：R15, 右：R60）

本論文では、図 3.14, 3.15 に示すようにノズル出口から 20mm 上流の範囲にフォーカスし、ノズル内部の流れがオイルジェットの挙動に与える影響を調査した。図 3.14, 3.15 は、各ノズルの  $XZ$  平面における流速 ( $U_{mag\_xz}$ ) のズル出口から 20mm 上流の時間平均分布を示している。 $X$  軸はノズルの管径方向の位置を示しており、図 3.14, 3.15 では正の方向が In 側、負の方向が Out 側を示している。

図 3.14 の  $R15$  の Reynolds 数が大きい  $Re3000$  の条件の結果を見ると、上流に存在する流速の急峻な分布がノズル出口付近では消えていることが見て取れる。これは、 $R15$  で Reynolds 数が大きくなると管径方向の流れが相対的に大きくなり、粘性の影響で主流が管径方向に広がっていくためと考えられている。一方、図 3.15 の  $R60$  の結果を見ると、Reynolds 数が  $1000\sim 3000$  の計測した全ての範囲で主流の流速の急峻な分布が上流から下流にかけて存在している。

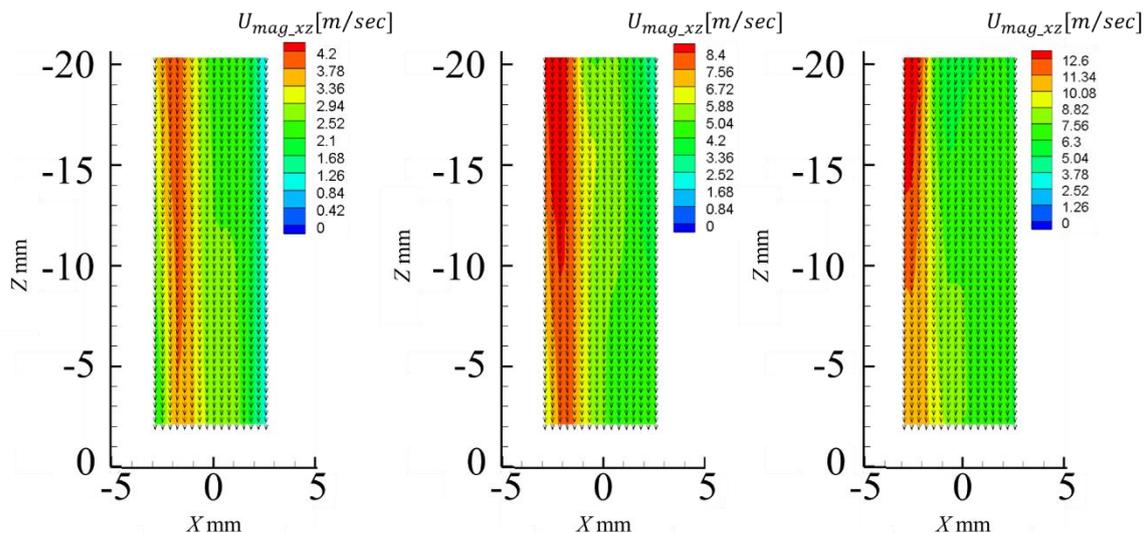


図 3.14  $R15$  のノズル内流れの時間平均場 (左:  $Re1000$ , 中:  $Re2000$ , 右:  $Re3000$ )

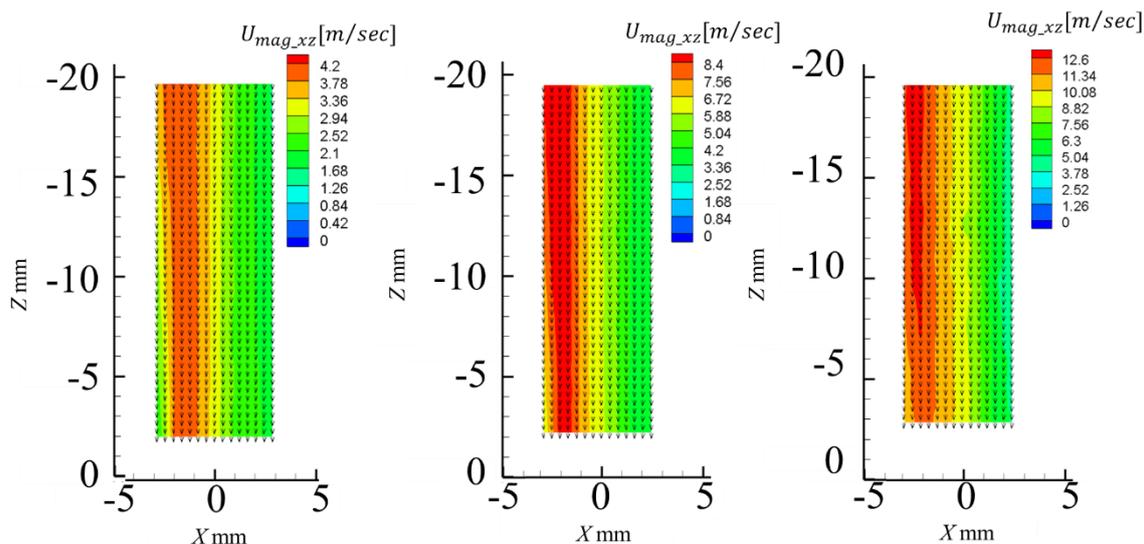


図 3.15  $R60$  のノズル内流れの時間平均場 (左:  $Re1000$ , 中:  $Re2000$ , 右:  $Re3000$ )

図 3.16, 3.17 は, ノズル出口から 2.0 mm 上流側の流速を示している. エラーバーは, 式 (3.16)を用いて算出した標準偏差  $\sigma_{U_{mag}}$  を示している. 図 3.11 ~ 3.13 に示すように, 各 Reynolds 数・ノズル曲率半径を変えた, すべての条件において, 慣性力により主流が外側に偏っていることが確認された.

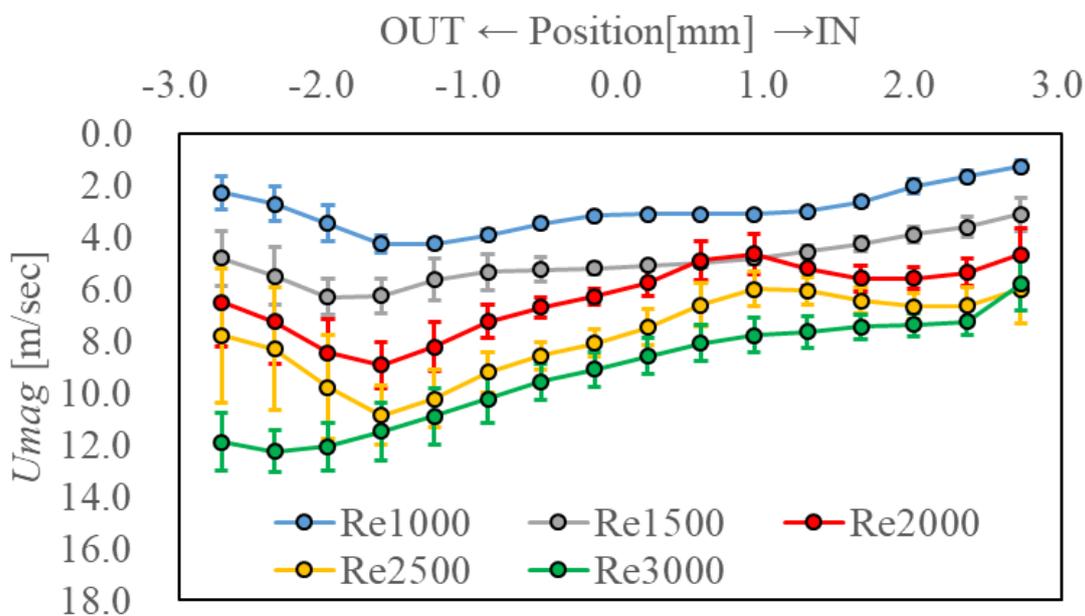


図 3.16 R15 ノズルの出口から 2mm 上流の流速 ( $U_{mag}$ ) 分布

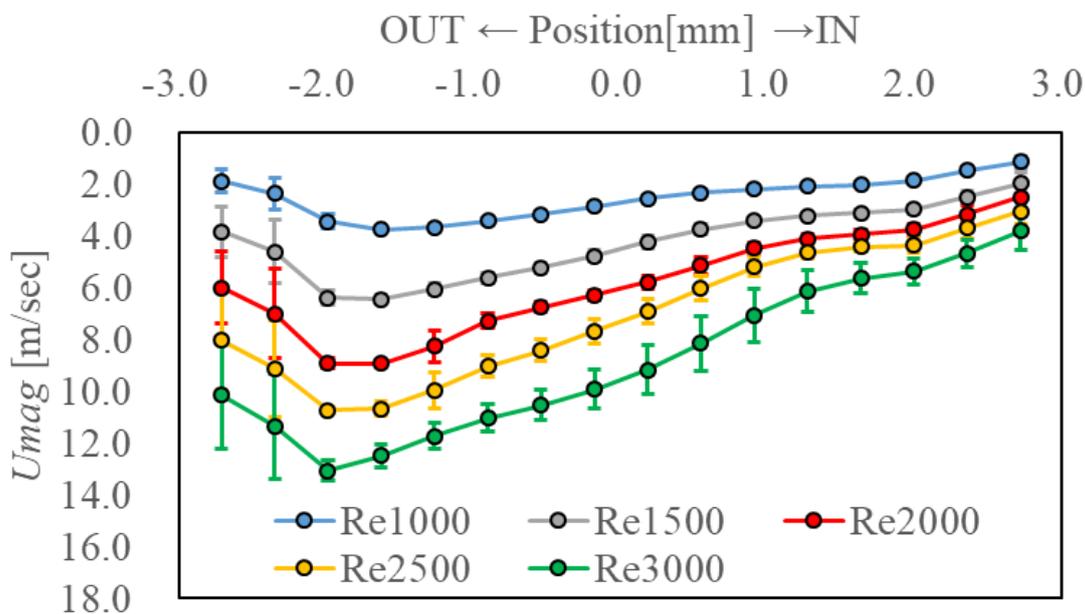


図 3.17 R60 ノズルの出口から 2mm 上流の流速 ( $U_{mag}$ ) 分布

$$\sigma_{U_{mag_{xz}}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i^N (U_{mag_{xz,i}} - \overline{U_{mag_{xz}}})^2} \quad (3.16)$$

図 3.18 は、図 3.16, 3.17 の最大流量位置での標準偏差を、Reynolds 数、ノズル曲率半径ごとに比較したものである。主流の位置での流れの時間変化の度合いを示す標準偏差は、Reynolds 数が大きくなるにつれて、R60 よりも R15 の方が大きくなる傾向にあることがわかる。このことから、ノズル内部の流速には変動状態があると考えられる。

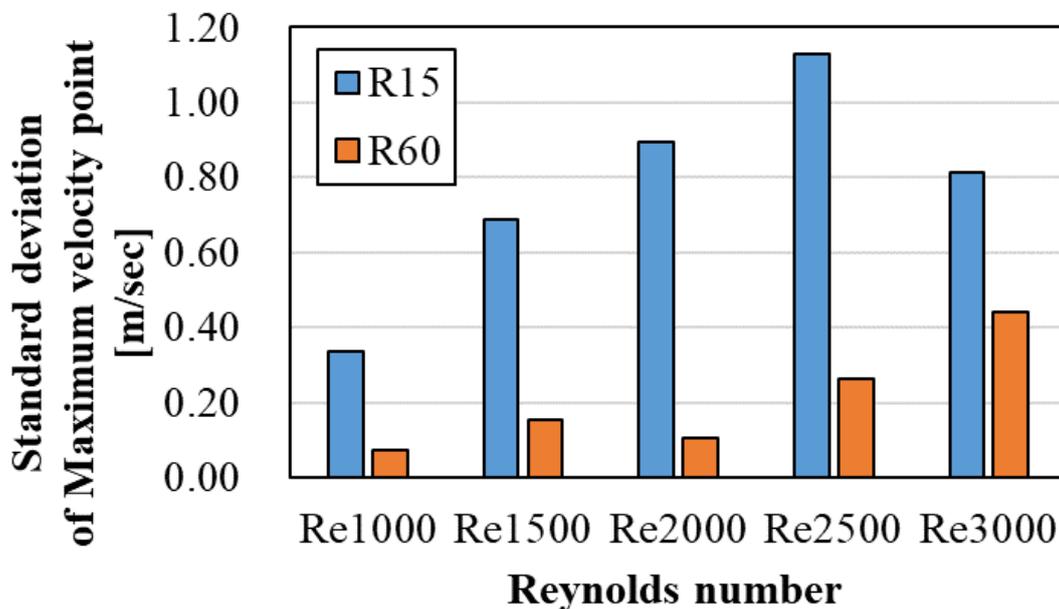
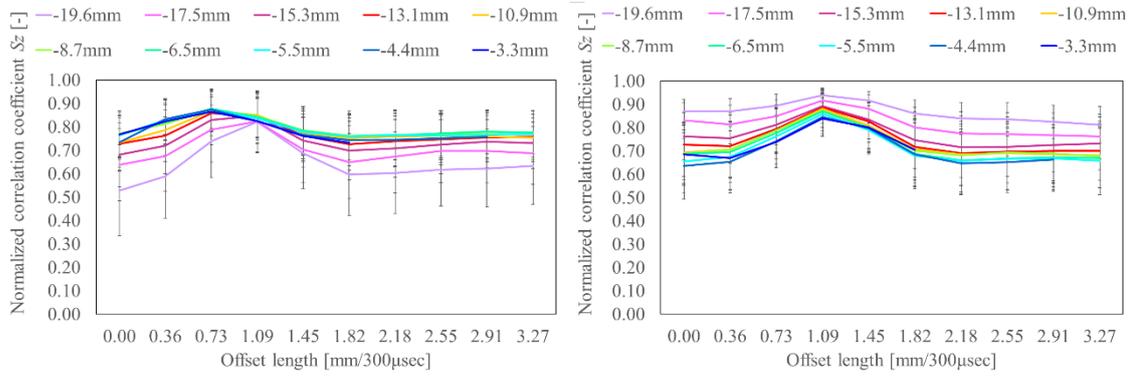


図 3.18 最大流速位置での標準偏差

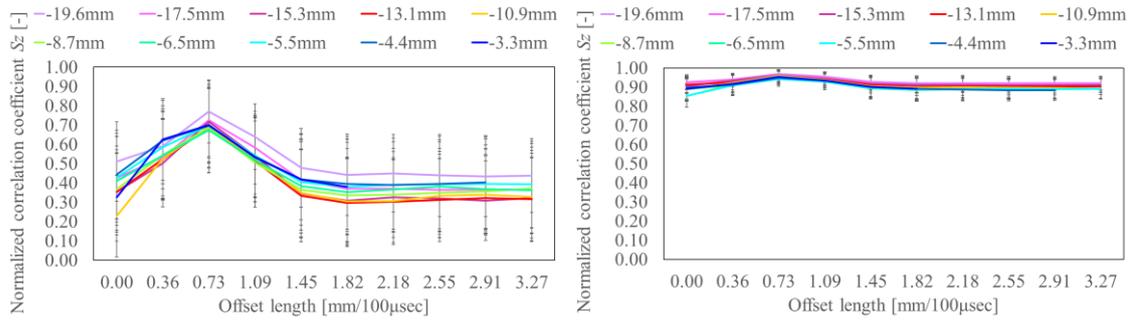
## (2) 2D2C PIV の乱れの伝播とジェット挙動

図 3.19 に示すように、3.13 節で説明した PIV から相互相関係数を算出し、流速の乱れの伝播を分析した。相互相関係数は、ベースとなる PIV 画像の外周に 1.8mm×1.8mm (5セル×5セル) の基準範囲を設定し、Z 方向に 1.09mm 間隔で -19.6~-3.3mm の位置について計算した。図 3.19 は横軸にオフセット長、縦軸に相関係数を示している。標準偏差を示すエラーバーは、式 (3.17) を用いて計算した。各系列は、代表的な計算結果を示している。オフセット長が大きい場合、-4.4mm と -3.3mm の位置では、探索範囲が範囲外となるため、データ出力を途中で打ち切っている。その結果、各ケースのベースウィンドウの位置で、ほぼ同じオフセット長で最大の相関係数  $S_z$  が出現していることがわかった。

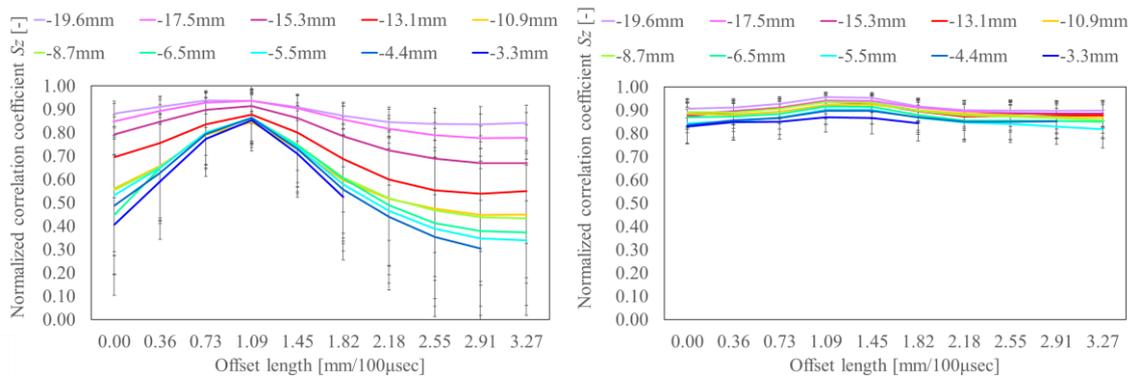
$$\sigma_{S_z} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i^N (S_{z,i} - \bar{S}_z)^2} \quad (3.17)$$



(a) *Re* 1000, (左 : *R*15, 右 : *R*60)



(b) *Re* 2000, (左 : *R*15, 右 : *R*60)



(c) *Re* 3000, (左 : *R*15, 右 : *R*60)

図 3.19 相互相関係数の計算結果

図 3.20 は、式 (3.18) を用いて計算した乱れの伝播速度 (Lagrangian speed :  $U_L$ ) と、同じ範囲の 2D2C PIV で得られた時間-空間平均流速を比較した結果である。  $U_L$  は相関係数が最大となる平均オフセット長  $\overline{\Delta z_{(\max S_z)}}$  を時間間隔  $t'$  で割ることで求める。  $U_L$  のエラーバーには、1/2 セルを  $t'$  で割った値を用いた。 2D2C PIV で得られた時間-空間平均流速は、図 3.14, 3.15 示した Out 側から 5grid の平均流速を求めた。 エラーバーには、標準偏差を用いた。

比較の結果、乱れの伝播速度  $U_L$  は、PIV で得られた時間-空間平均流速と一致することがわかった。 この結果は、Dennis and Nickels [71] によるテイラーの乱流凍結仮説の検証結果と一致している。

$$U_L = \overline{\Delta z_{(\max S_z)}} / t' \quad (3.18)$$

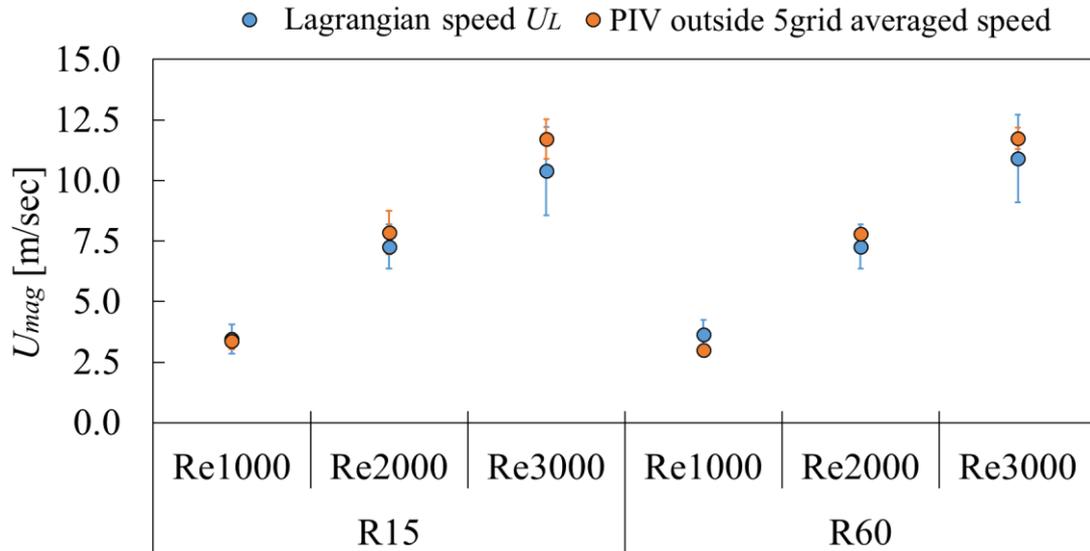
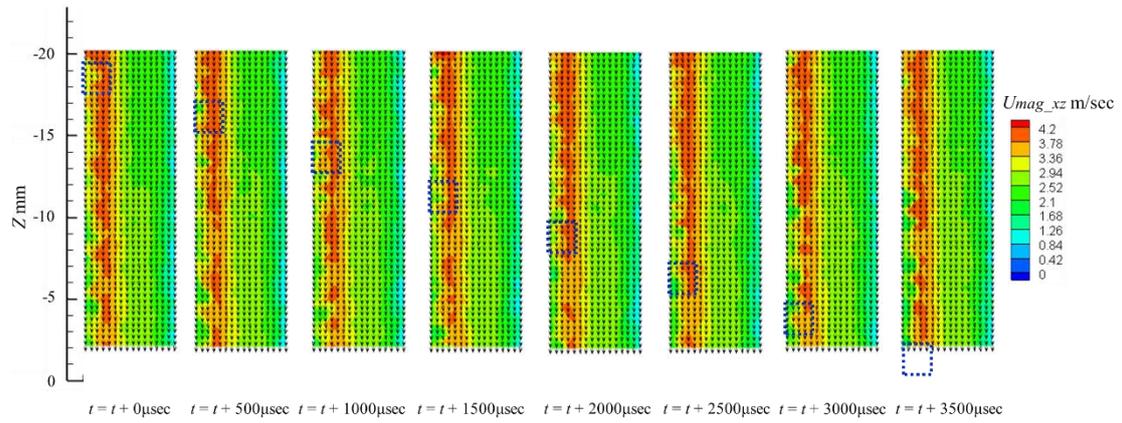
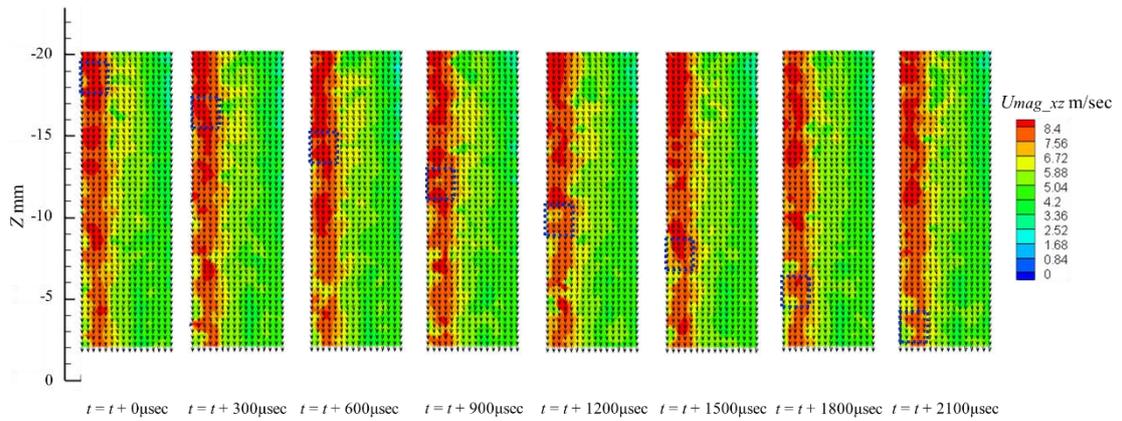


図 3.20 乱れの伝播速度  $U_L$  と PIV 結果の比較

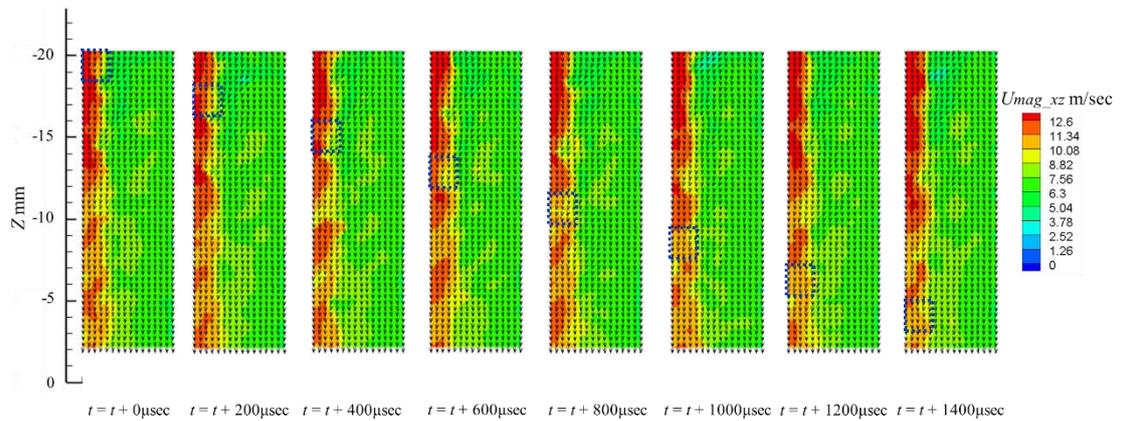
図 3.21 および図 3.22 では、ノズル内の乱れの伝播の様子を示している。青色の破線で描かれた  $1.8\text{mm} \times 1.8\text{mm}$  の正方形が、図 3.20 の各 Reynolds 数において乱れの伝播速度  $U_L$  で動いている。この変動は、二次流れによって時間とともに流れが変化することによるものであると考えられ、図 3.18 で示した標準偏差の大小の原因である。二次流れの詳細については第 4 章で説明する。



(a) *Re* 1000

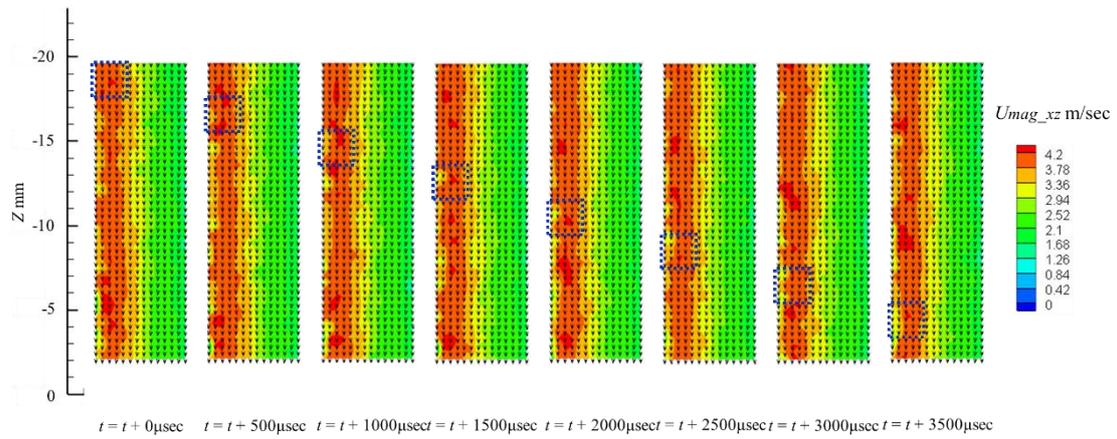


(b) *Re* 2000

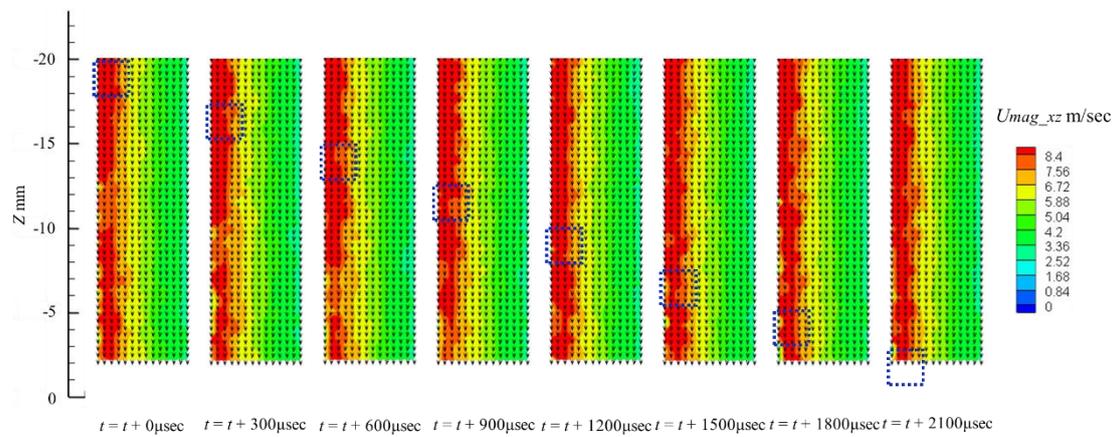


(c) *Re* 3000

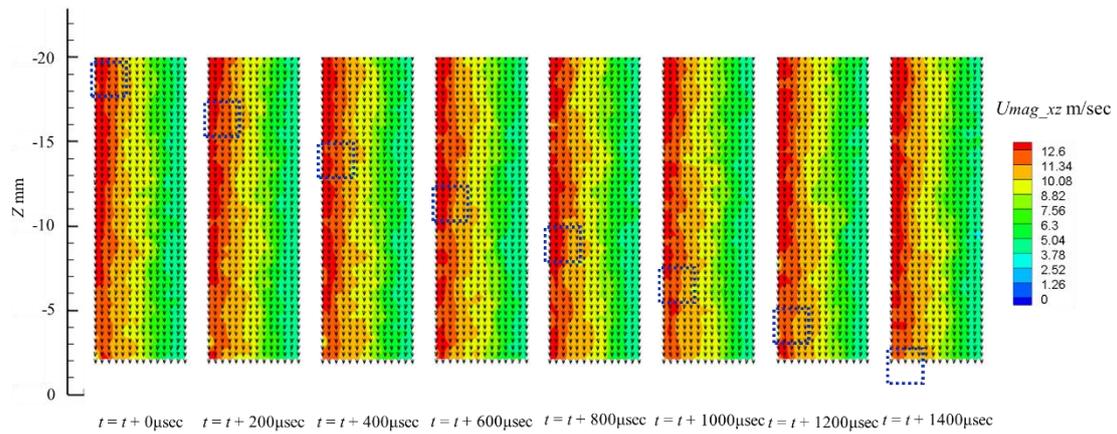
図 3.21 PIV 計測結果：流速の時間変化 (*R*15)



(a)  $Re\ 1000$



(b)  $Re\ 2000$



(c)  $Re\ 3000$

図 3.22 PIV 計測結果：流速の時間変化 (R60)

図 3.23 および図 3.24 に乱れの伝播速度  $U_L$  でジェット界面を追跡した結果を示す。その結果、ジェット界面に発生した波を追従していることが分かった。つまり、ジェット界面の波の速度は、ノズル内の乱れの伝播速度と一致する。

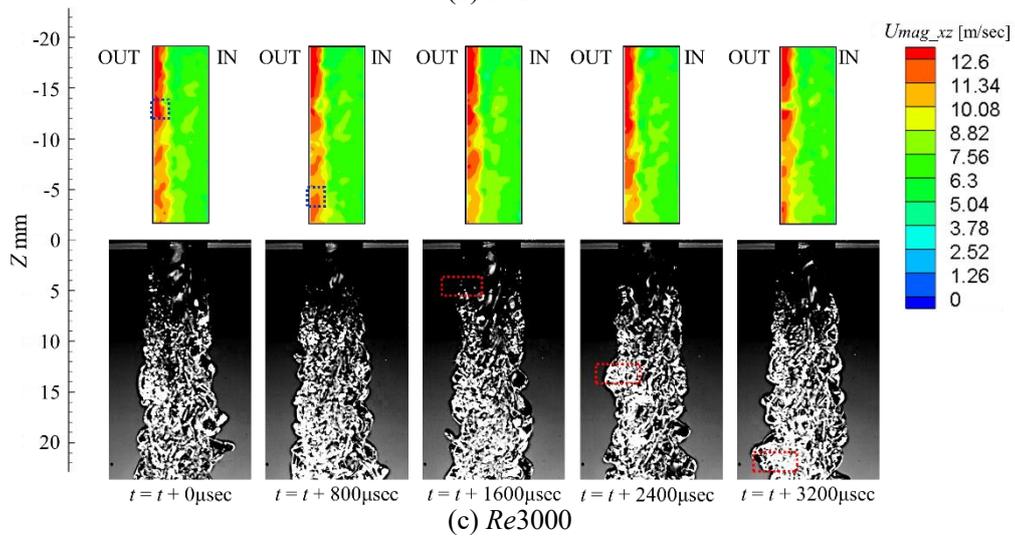
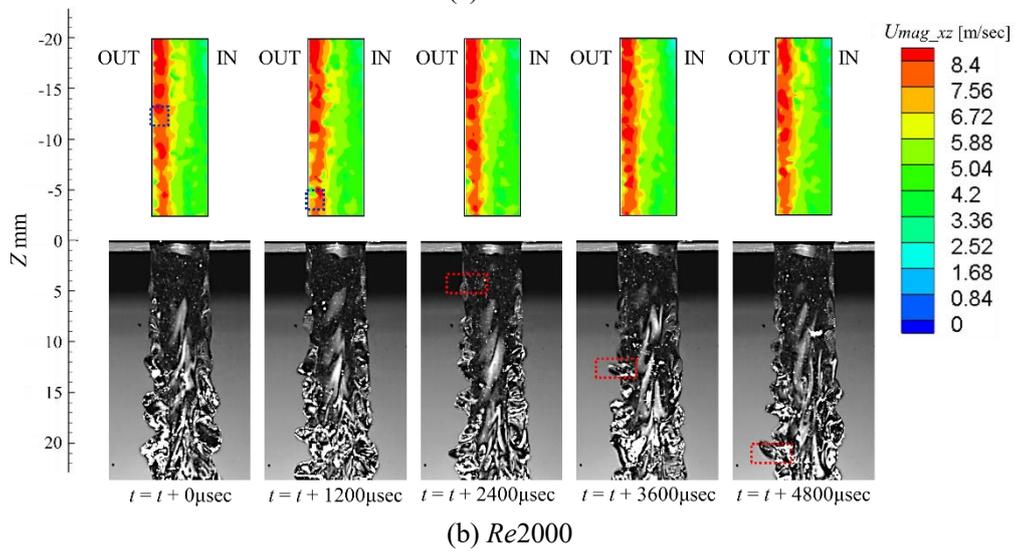
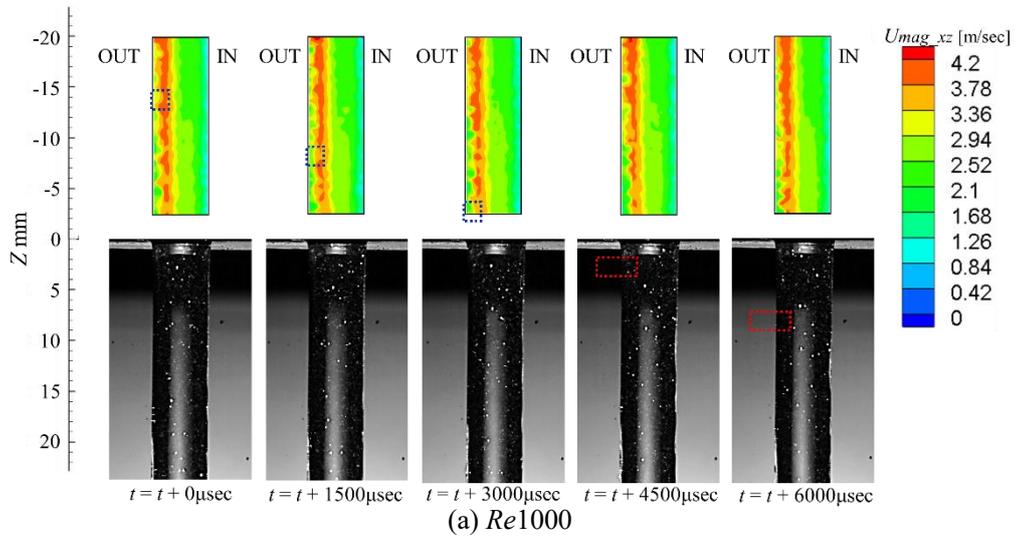
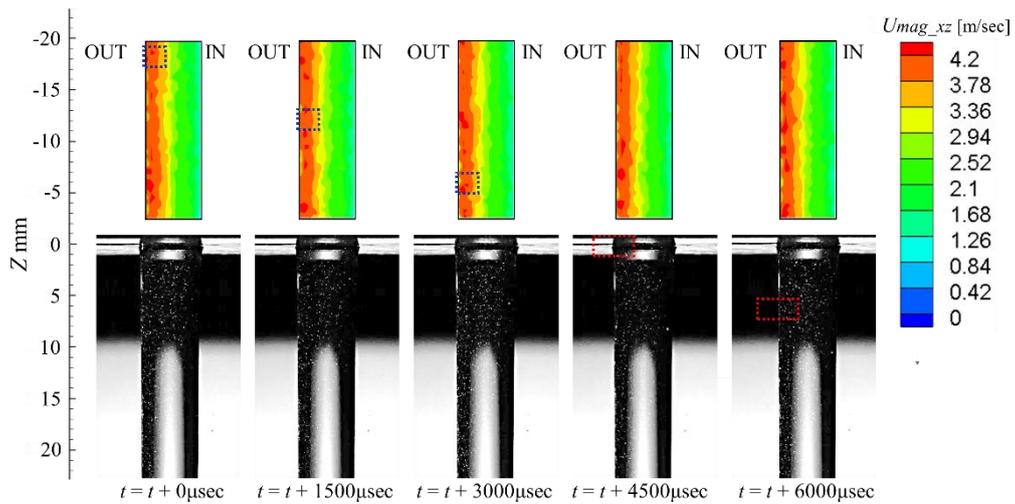
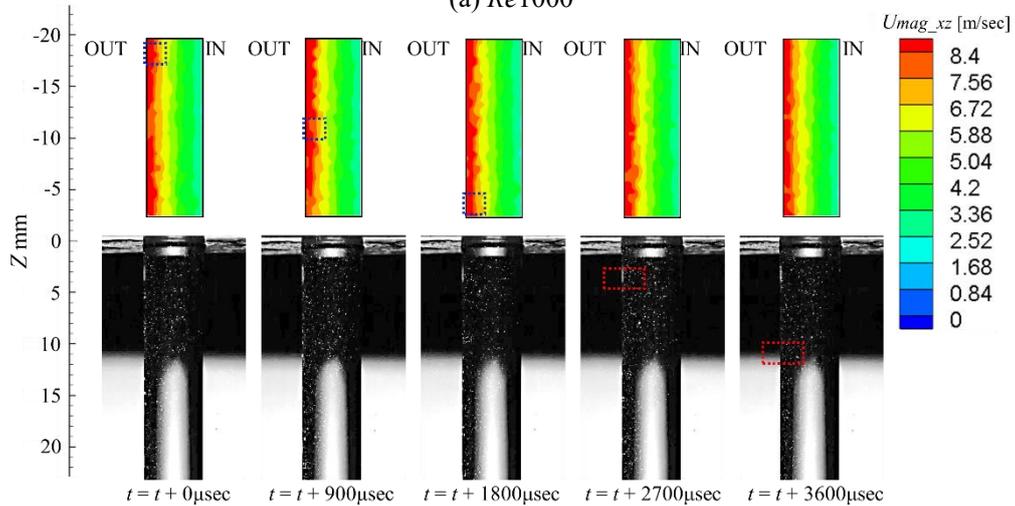


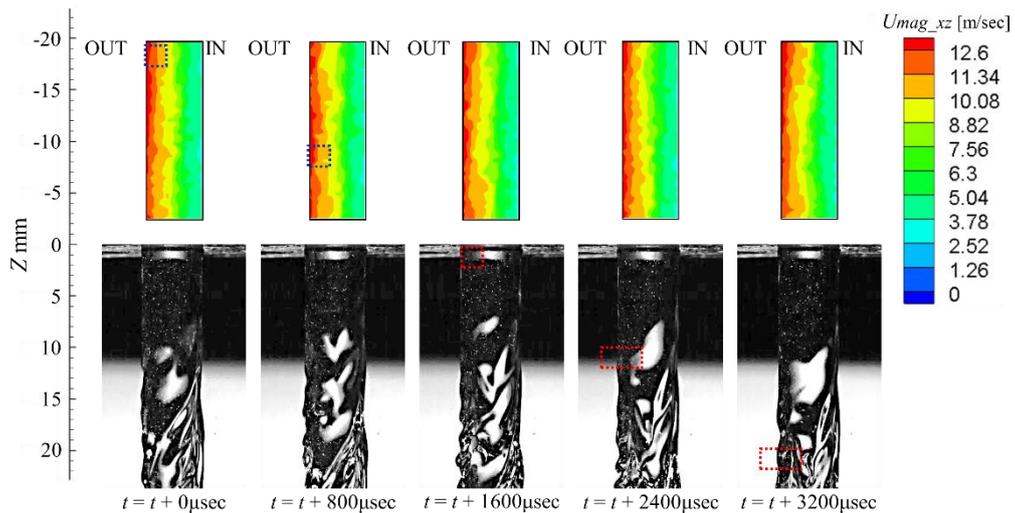
図 3.23 乱れの伝播速度  $U_L$  で追跡したノズル内流れの PIV 結果と  
ジェット界面の可視化画像 ( $R15$ )



(a)  $Re1000$



(b)  $Re2000$



(c)  $Re3000$

図 3.24 乱れの伝播速度  $U_L$  で追跡したノズル内流れの PIV 結果と  
ジェット界面の可視化画像 (R60)

### (3) ノズル内の乱れの特性分析

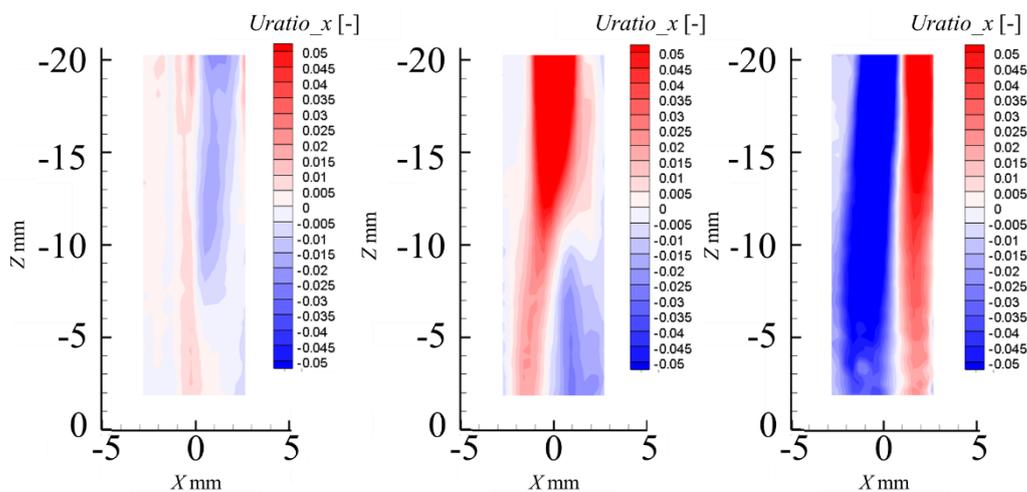
ノズル内の乱れの伝播速度  $U_L$  と、ノズル内の平均流速および、ジェット界面の波速が一致していることをこれまでに示した。次に、「ジェット界面の波立ちのきっかけは何か？」という当然の疑問に答えるために、式 (3.19) で示す  $U_{ratio\_x}$  を定義する。 $U_{ratio\_x}$  は、管径方向の流速  $U_x$  を流速の絶対値  $U_{mag\_xz}$  で割ることで表される。 $U_{ratio\_x}$  が正の値の時、Out 側から In 側への流れがあることを示す。 $U_{ratio\_x}$  分布の時間平均場を図 3.25, 3.26 に示す。ここで、曲がり部後の  $U_{ratio\_x}$  の分布が変化しない場合、二次流れによって発生した渦の構造がノズルの曲率半径や Reynolds 数に影響を受けないことを示すことになる。一方、二次流れが Reynolds 数や曲げ形状の影響を受けた場合には、 $U_{ratio\_x}$  の分布が変化することが予想される。その結果、曲率半径が小さく、急激な曲がりを有する R15 ノズル内の流れは、Reynolds 数が大きくなるにつれて  $U_{ratio\_x}$  の分布が大きく変わり、 $U_{ratio\_x}$  の絶対値も大きくなっている。一方で、曲率半径が大きく、なだらかな曲がりを有する R60 ノズル内の流れは  $U_{ratio\_x}$  の分布の大きな変化は見られない。つまり曲率半径が小さいノズルにおいてはノズル内の二次流れの構造の変化があり、管径方向の相対的に大きな流れがジェット界面の波立ちのきっかけになっていると考えられる。

$$U_{ratio\_x} = \frac{U_x}{U_{mag\_xz}} \quad (3.19)$$

次に、 $U_{ratio\_x}$  の時間変動を図 3.27, 3.28 に示し、二次流れの構造の時間変動について考察する。

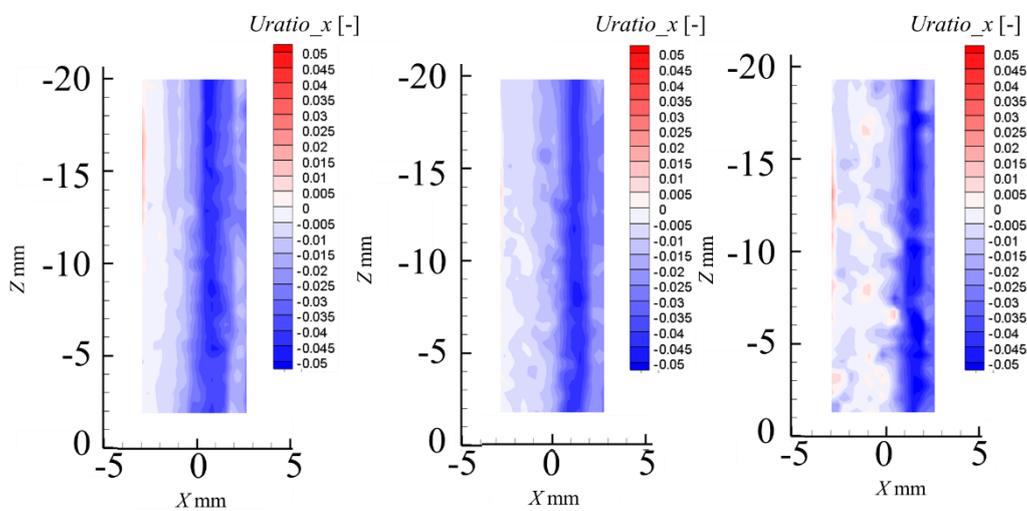
まず、図 3.24 に示したように、R15 の  $U_{mag}$  分布は Reynolds 数が大きくなると、図 3.18 に示したような、大きな変動が見られるようになる。一方、図 3.18 の R60 では主流の変動はほとんどない。図 3.27, 3.28 の  $U_{ratio\_x}$  のカラーコンターで示しており、破線の四角はこれまでに示した  $U_{mag}$  の時間変動の計測結果と同様に、乱れの伝播速度  $U_L$  で上流から下流へ移動する。

図 3.27 に示すように、R15 の場合、Reynolds 数が小さい ( $Re1000$ ) ときには  $U_{ratio\_x}$  の絶対値は 0.1 より小さいが、Reynolds 数が 2000 を超えると  $U_{ratio\_x}$  の絶対値は 0.2 以上になり、ノズル内の  $U_{ratio\_x}$  の変動が強くなるのがわかる。一方、今回の実験条件では、図 3.28 に示すように、R60 における  $U_{ratio\_x}$  の分布はほとんど変化せず、Reynolds 数の影響を受けない。次に、ノズル内の揺らぎと噴流の挙動について考察する。R15 の Reynolds 数 2000 および 3000 では、ジェットが顕著に波立つ。つまり、ノズル内の流れのゆらぎがジェット界面を不安定化し、波を絶たせていると考えられる。



(a)  $Re1000$ (左),  $Re2000$  (中),  $Re3000$  (右)

図 3.25  $U_{ratio\_x}$  の時間平均場 ( $R15$ )



(b)  $Re1000$ (左),  $Re2000$  (中),  $Re3000$  (右)

図 3.26  $U_{ratio\_x}$  の時間平均場 ( $R60$ )

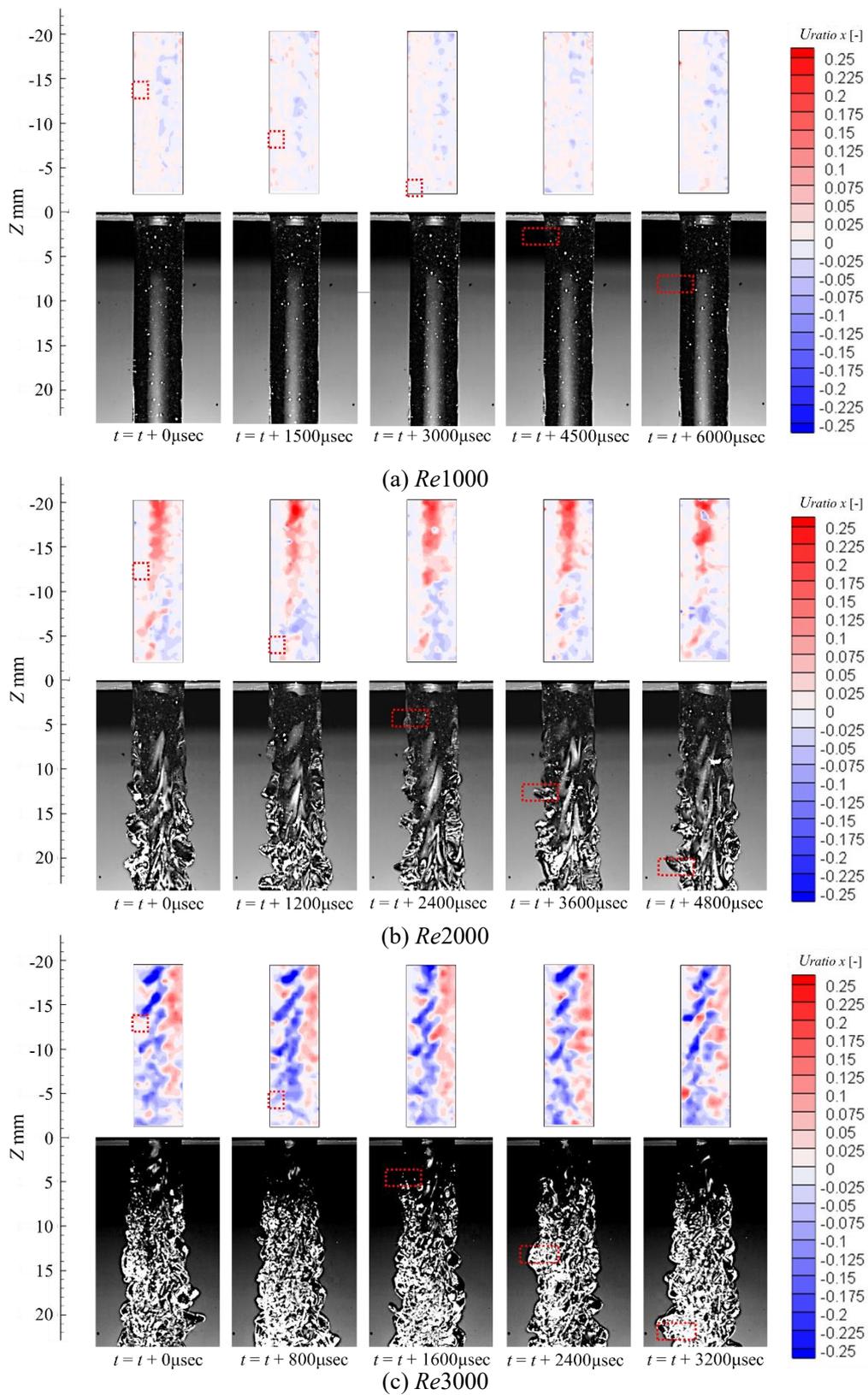
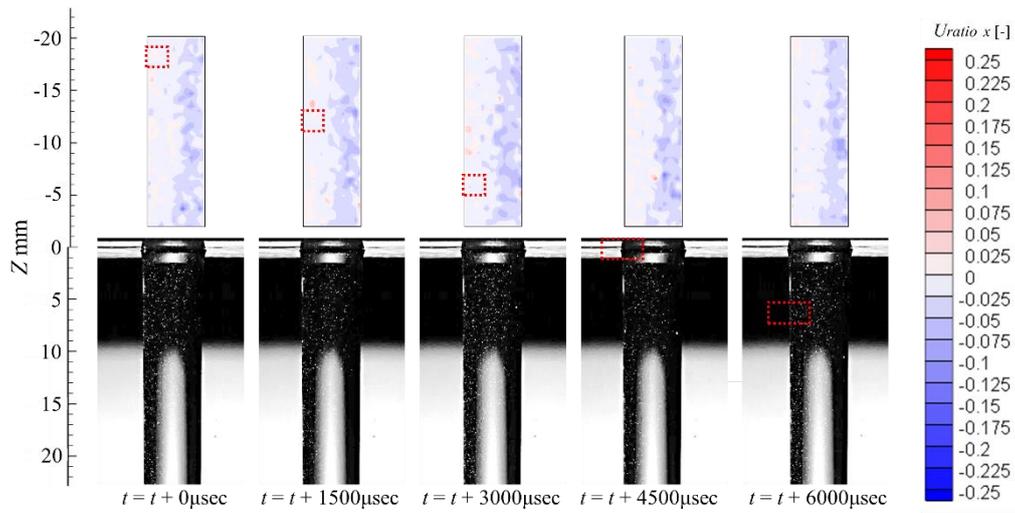
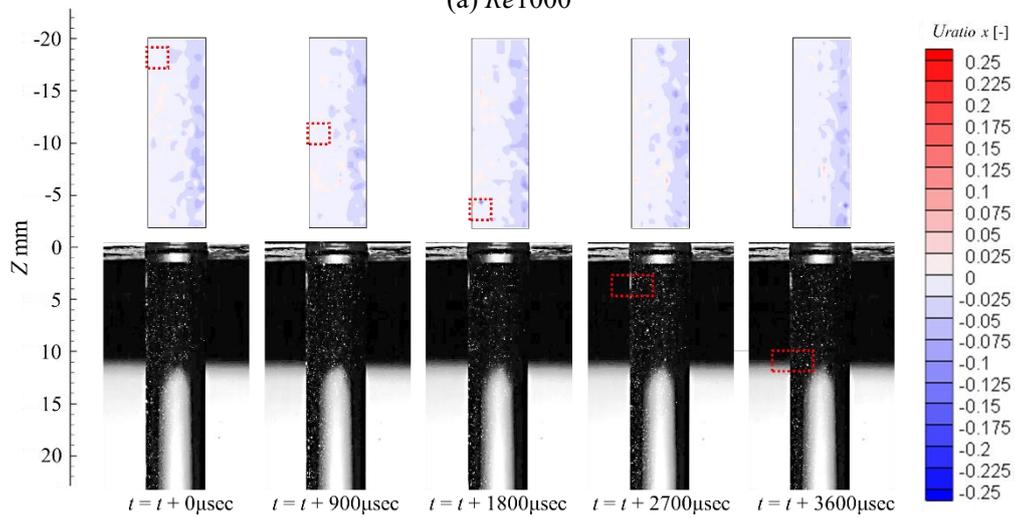


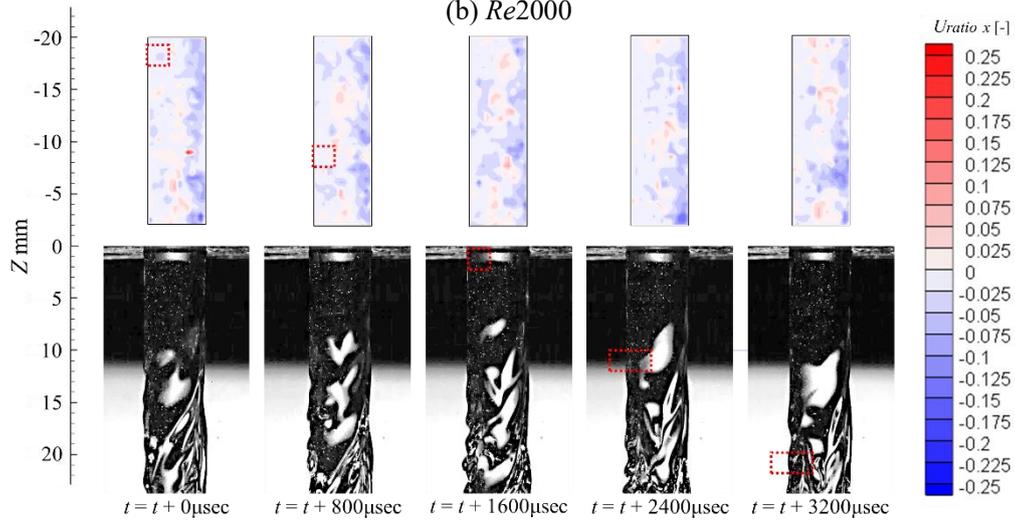
図 3.27 乱れの伝播速度  $U_L$  で追跡したノズル内流れの PIV 結果  $U_{ratio\_x}$  とジェット界面の可視化画像 (R15)



(a)  $Re1000$



(b)  $Re2000$



(c)  $Re3000$

図 3.28 乱れの伝播速度  $U_L$  で追跡したノズル内流れの PIV 結果  $U_{ratio\_x}$  と  
ジェット界面の可視化画像 ( $R60$ )

### 3.2.2 速度 2 成分固有直交分解の結果

これまでに、曲率半径  $R$  が小さく、Reynolds 数  $Re$  が大きい条件でノズル内の乱れ構造に変化が現れ、上流から下流へ伝播されることで、噴出されたジェット界面の波立ちのきっかけを構成することを示した。本節では、レイノルズ分解によって得られた速度変動成分に対し 2C POD を用いてモード分解し、流れ場の非定常特性を分析した。

2C POD によって分解された各モードの乱流エネルギーのエネルギー分率の積算値を式 (3.20) の通り求める。得られた値を図 3.29 に示す。

$$C_{\lambda M} = \frac{\sum_{i=1}^M \lambda_i}{\sum_{i=1}^{2500} \lambda_i} \times 100 \quad (3.20)$$

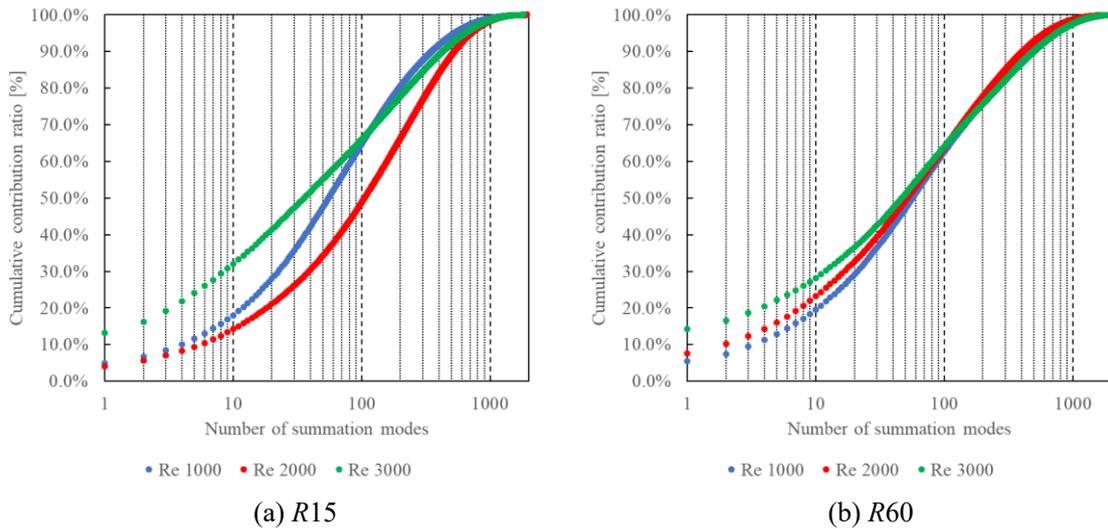
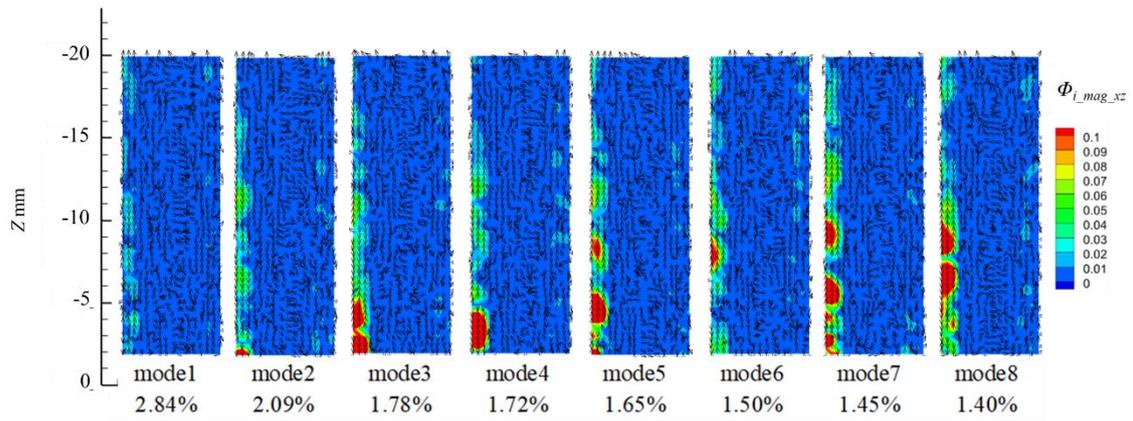


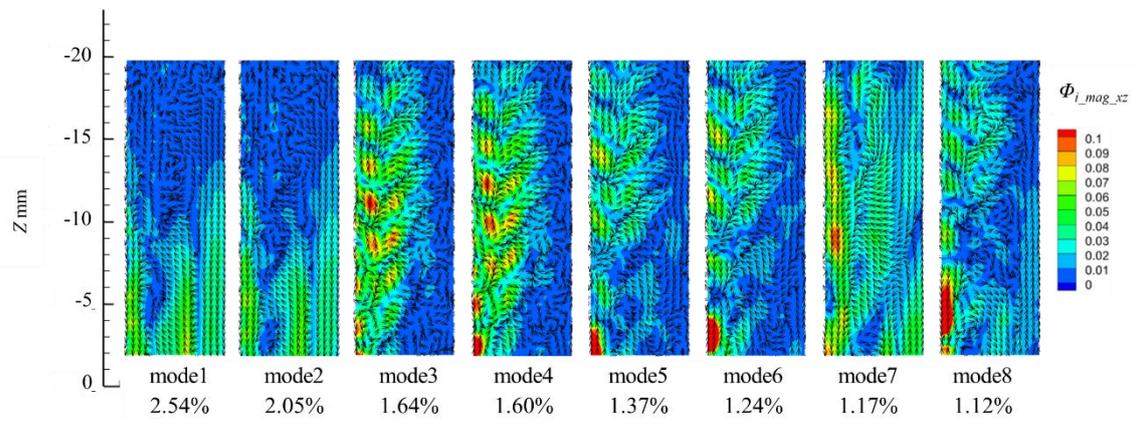
図 3.29 POD で得られたエネルギー分率の積算値

図 3.30, 3.31 は、 $R15$  と  $R60$  において、寄与率の高いモード 1~8 の基底ベクトルパターンを示したものである。カラーコンターは式 (3.21) に示す、基底ベクトルの絶対値の大きさ  $\phi_{i\_mag\_xz}$  を示している。図 3.30 (b) の  $R15$  ノズルの  $Re2000$  における mode 3 と 4, 図 3.30 (c) の  $Re3000$  における mode 1 と 2, mode 3 と 4 というように、 $R15$  では似た特徴を有する、特徴的なまだらモードの基底ベクトルが確認される。一方で、 $R60$  条件において、図 3.31 (c) の  $Re3000$  の mode 3 と 4 および mode 5 と 6 で似た基底ベクトルパターンが見られる。

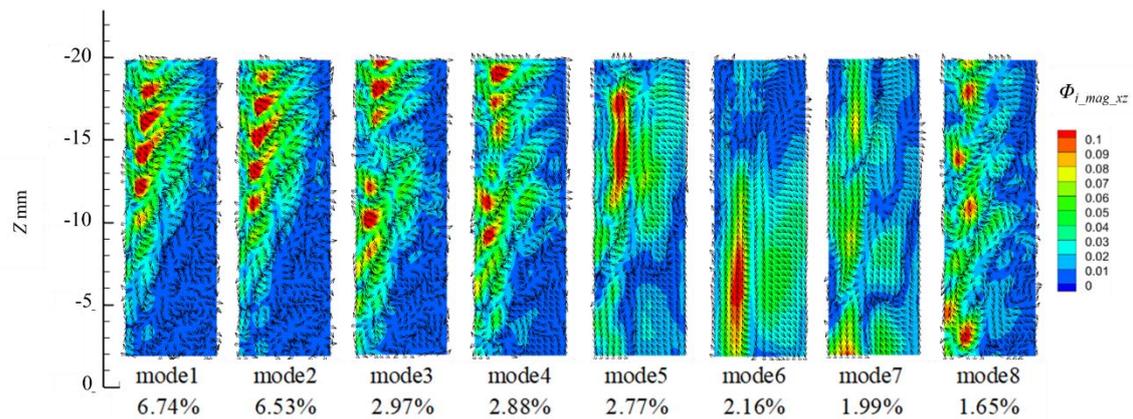
$$\phi_{i\_mag\_xz} = \sqrt{\phi_{i\_x}^2 + \phi_{i\_z}^2} \quad (3.21)$$



(a)  $Re1000$

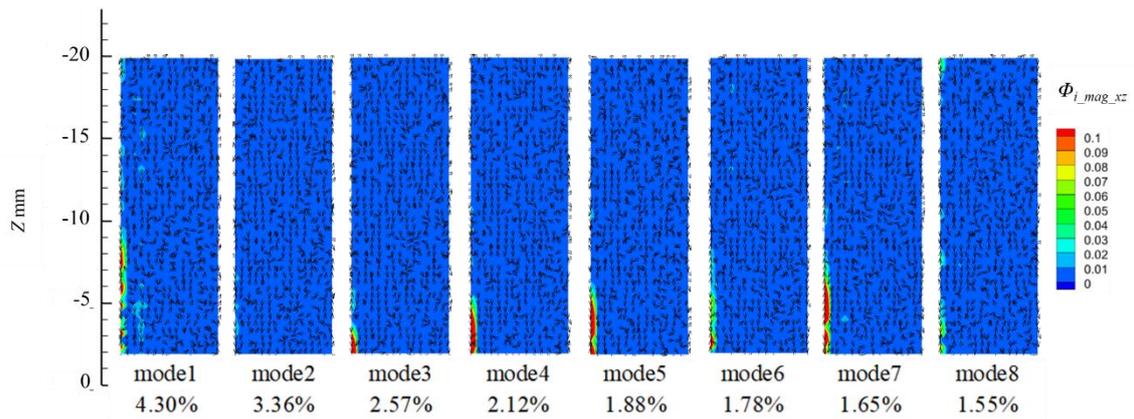


(b)  $Re2000$

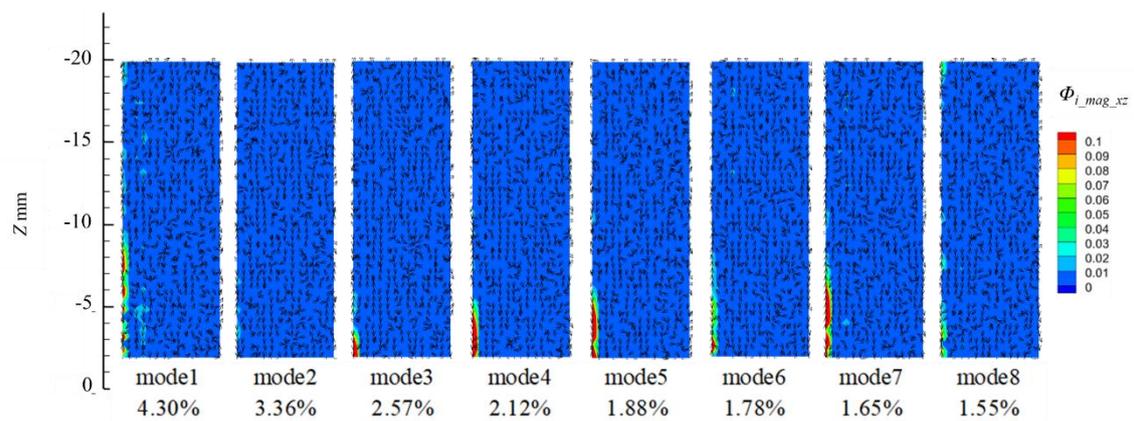


(c)  $Re3000$

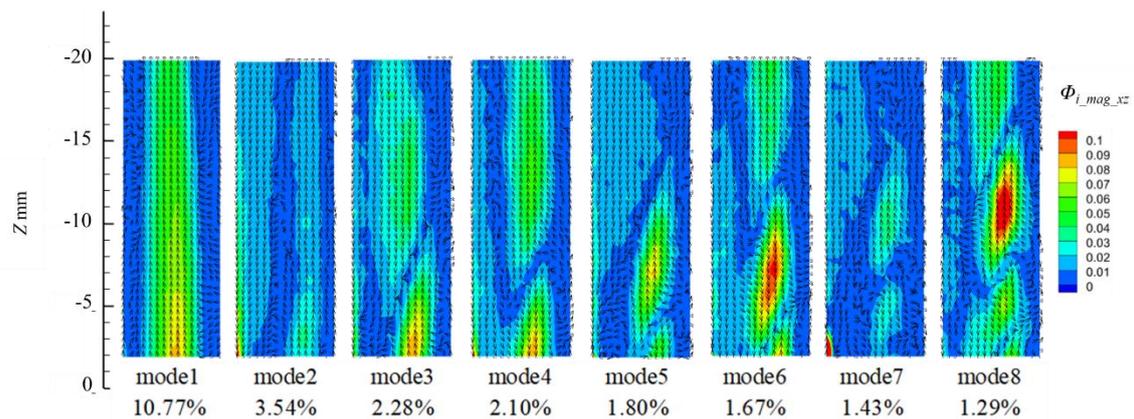
図 3.30 POD で得られた各モードの基底ベクトルとそれぞれのエネルギー分率 ( $R15$ )



(a)  $Re1000$



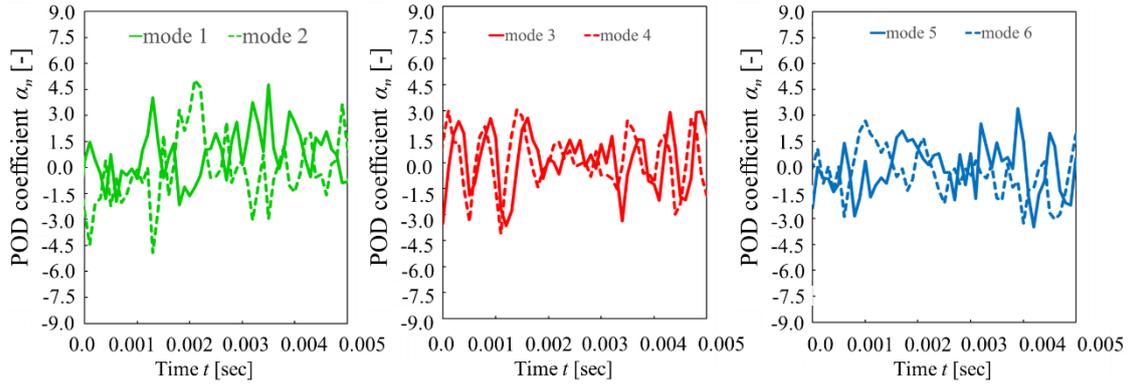
(b)  $Re2000$



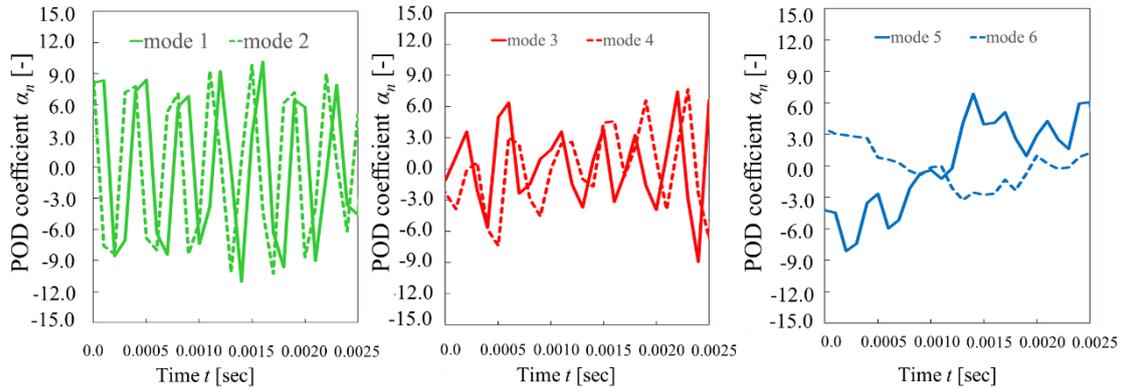
(c)  $Re3000$

図 3.31 で得られた各モードの基底ベクトルとそれぞれのエネルギー分率 ( $R60$ )

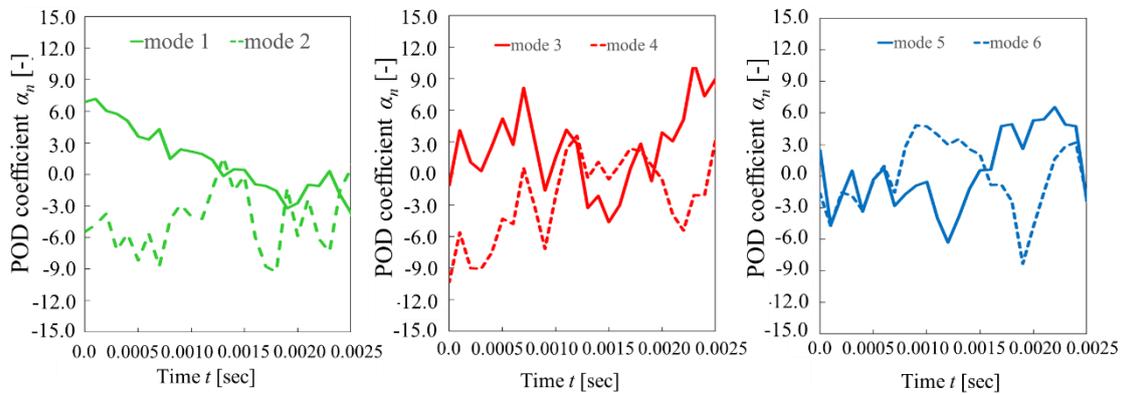
図 3.32 に代表的な条件の POD 係数 ( $R15 Re2000$ ,  $Re3000$ ,  $R60 Re3000$ ) を示す (全条件の結果は付録 A-1 を参照). 図 3.30 の  $R15$  の基底ベクトルにおいて, まだらモードが出現する条件 ( $Re2000$ , mode3 と 4,  $Re3000$ , mode1 と 2, mode3 と 4) の POD 係数では, 時間方向にオフセットされた似た波形を示す (図 3.32 (a), (b)). 一方で,  $R60$  の  $Re3000$  条件でも, 図 3.31 において似た基底ベクトルを有するモードが出現する (mode3 と 4 および mode5 と 6) が, POD 係数では似た波形が出現しない.



(a)  $R15, Re2000$



(b)  $R15, Re3000$



(c)  $R60, Re3000$

図 3.32 代表的な条件の POD 係数

図 3.30, 3.31 のモード 1 と 2, モード 3 と 4, ノズルモード 5 と 6, およびモード 7 と 8 の POD 係数  $S_{POD\_coef}$  の相互相関係数を, 式 (3.22) を用いて算出し, 図 3.33 - 3.35 に代表的な条件 ( $R15 Re2000, Re3000, R60 Re3000$ ) を示す (全条件は付録 A-2 を参照). 横軸はオフセット時間  $\Delta T$ , 縦軸は POD 係数の相互相関係数  $S_{POD\_coef}$  を示している. 比較するモード間の一方の POD 係数波形が特定の  $\Delta T$  だけシフトしたとき, そのモードの別の波形と一致するとする. その条件では相互相関係数の正の値は大きくなる. 逆に相互相関係数が負の場合は, 波形が半サイクルずれていることを示す. 基底ベクトルが似ており, 各モードの POD 係数の波形が強く相関している場合, これらを“双子モード”と呼ぶ. そこで, 相関係数の最大絶対値が強い相関を示すほど大きいかどうかを調査した. POD 係数の相互相関係数の算出には, 2500 枚の PIV 画像のうち, 2,400 枚の画像を用いた.  $R15$  の場合, 図 3.33 の  $Re2000$  でのモード 3 と 4, 図 3.34 の  $Re3000$  でのモード 1 と 2, モード 3 と 4 に強い相関があり, 相関係数の絶対値は 0.7 以上であった. これらの双子モードは, 乱れの伝播を示していると考えられる.

$$S_{POD\_coef} = \frac{\sum_{i=0}^{2399} (POD\_coef_{i, t=t} - \overline{POD\_coef_i}) (POD\_coef_{i+1, t=t+\Delta T} - \overline{POD\_coef_{i+1}})}{\sqrt{\sum_{i=0}^{2399} (POD\_coef_{i, t=t} - \overline{POD\_coef_i})^2} \sqrt{\sum_{i=0}^{2399} (POD\_coef_{i+1, t=t+\Delta T} - \overline{POD\_coef_{i+1}})^2}} \quad (3.22)$$

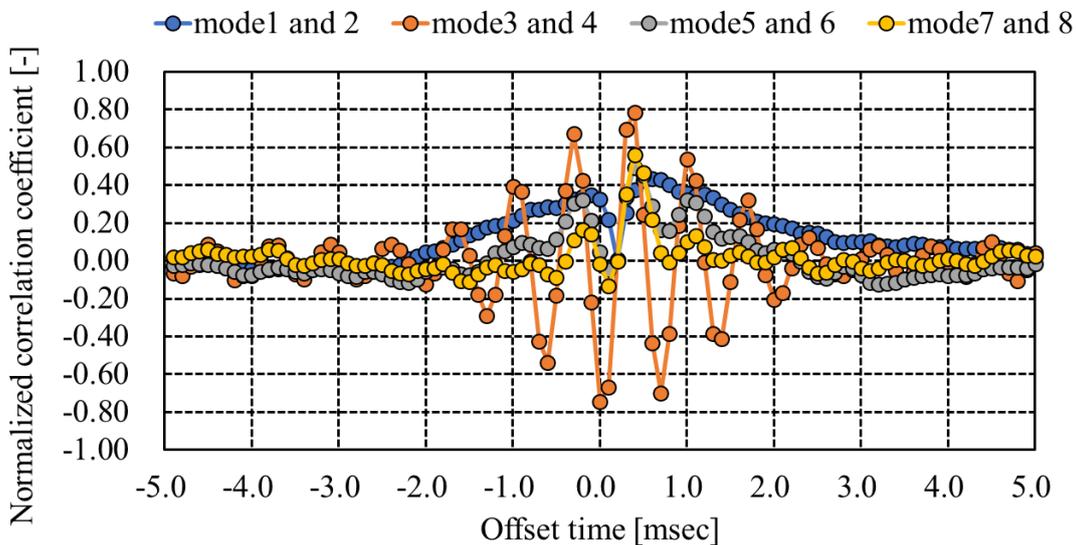


図 3.33  $R15, Re2000$  のモード間の POD 係数の相関係数

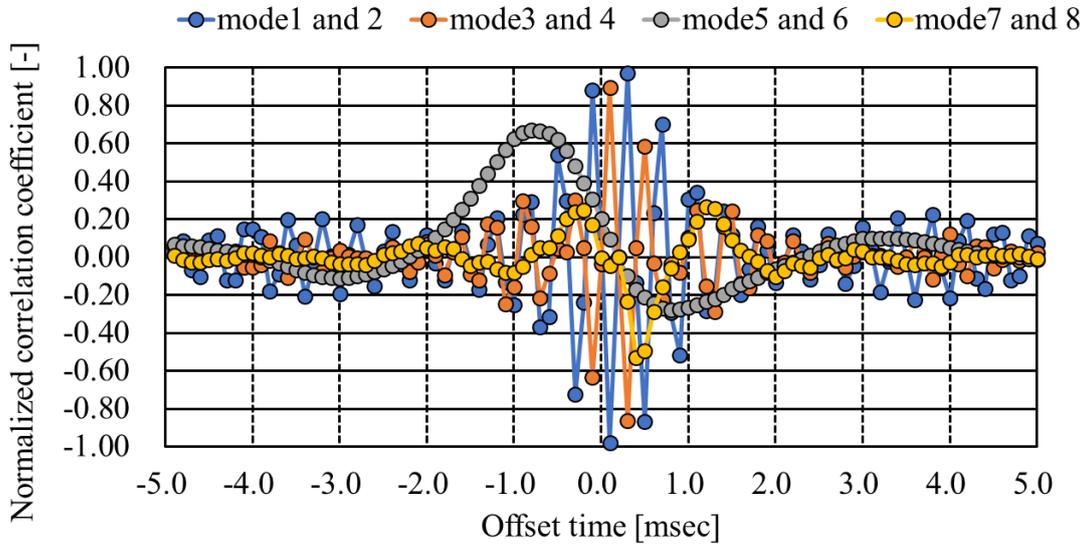


図 3.34 R15, Re3000 のモード間の POD 係数の相関係数

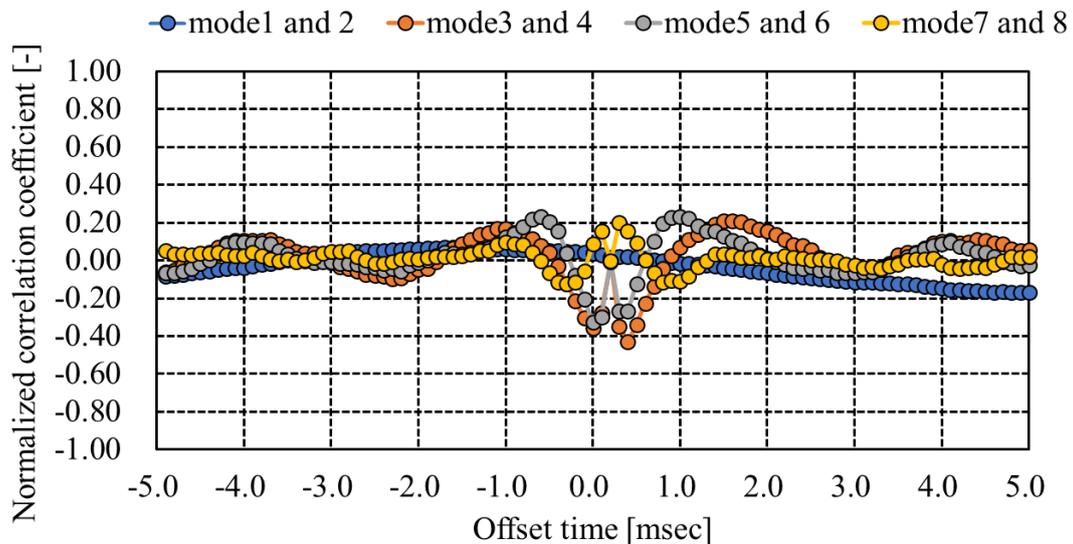


図 3.35 R60, Re3000 のモード間の POD 係数の相関係数

図 3.36 - 3.38 に、 $U_{mag,xz}$  のオリジナルの 2D2C PIV 結果と、モード 0 (時間平均場) からモード 2 とモード 0 から累積寄与率 30%, 50%, 70% (以降,  $M30$ ,  $M50$ ,  $M70$  と表記) となる POD モードまでの代表的な再構成の比較結果 (R15 Re2000, Re3000, R60 Re3000) を示す (全条件は付録 A-3 を参照)。図 3.36-3.37 に示す R15 の条件においては、比較的少ない数のモードを重ね合わせることで、曲がり部外側の流速の概形を再現できることが分かる。このような再現が可能なのは、図 3.30 に示した R15 の各モードの低次のモードの基底ベクトルが、曲げ部外側に大きな流速分布を持っているからである。双子モードが見られる R15, Re2000, 3000 では、図 3.27 に示したように、空気とオイルジェットの間で激しく波立つ。一方、R60 の図 3.38 は、累積寄与率 70% のモードを用いて再構成しても、流速の概形を再現できないように見える。

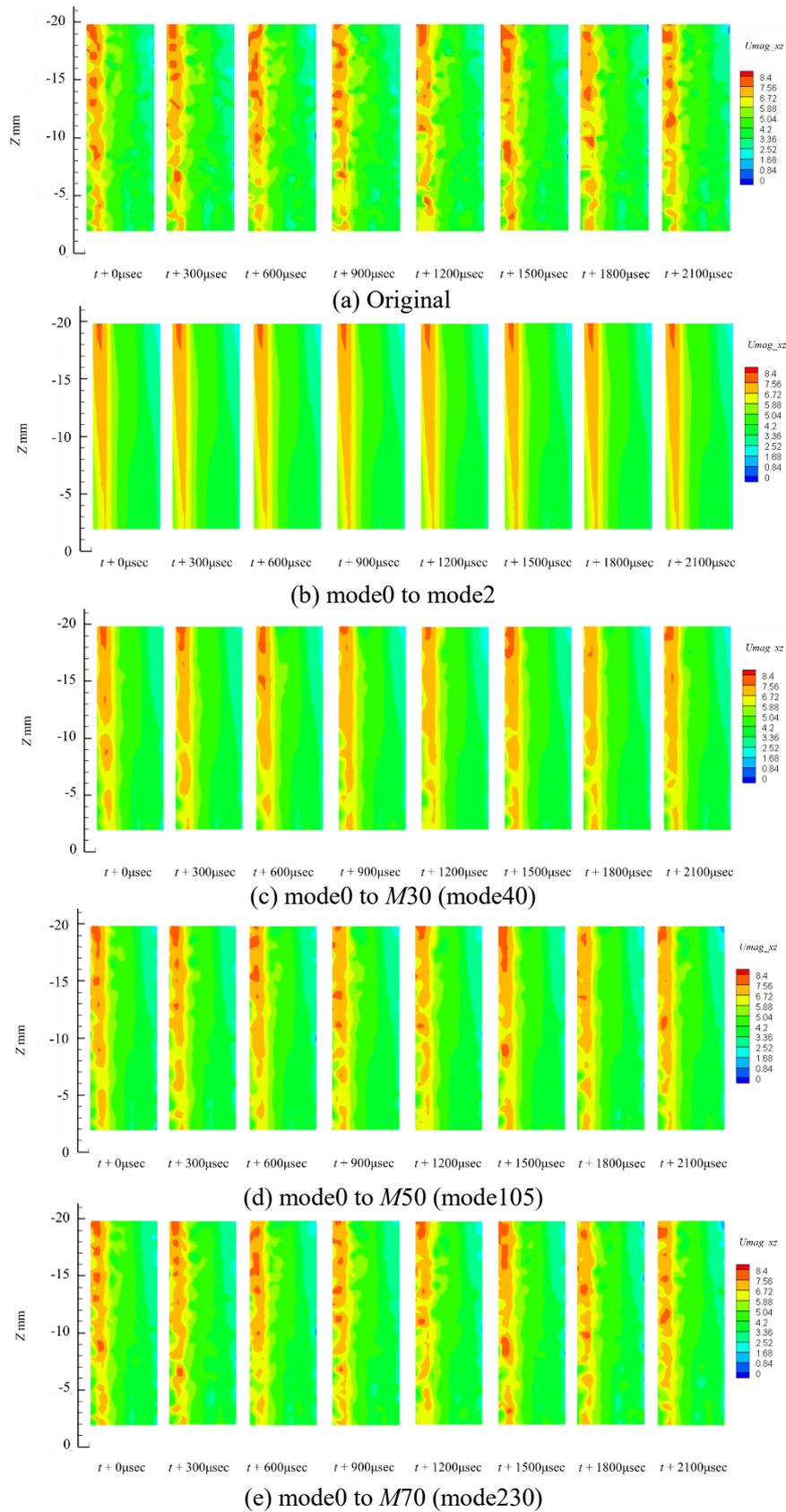


図 3.36  $R15, Re2000$  の PIV 結果 (Original) と 2C POD の再構成結果の比較

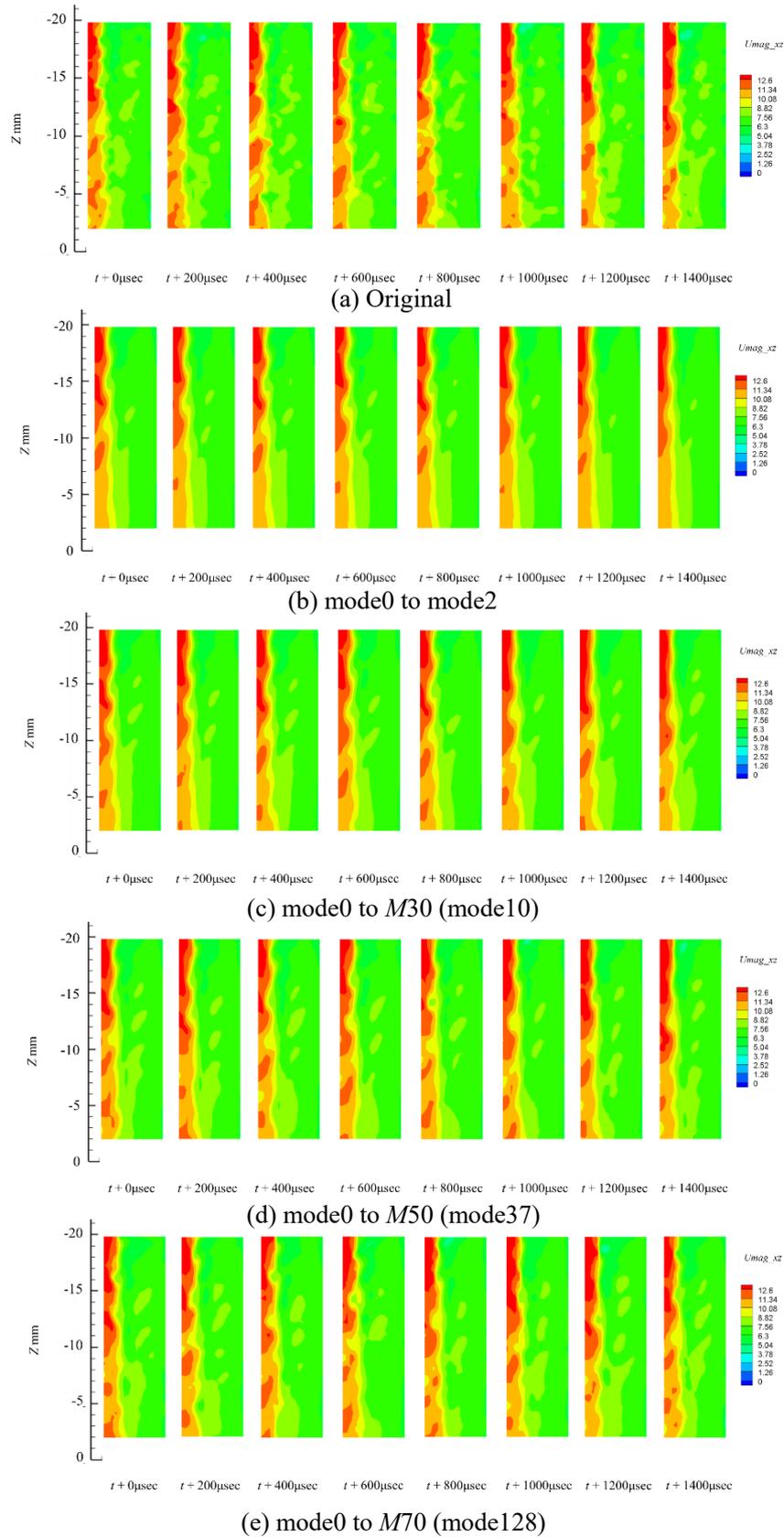


図 3.37  $R_{15}$ ,  $Re_{3000}$  の PIV 結果 (Original) と 2C POD の再構成結果の比較

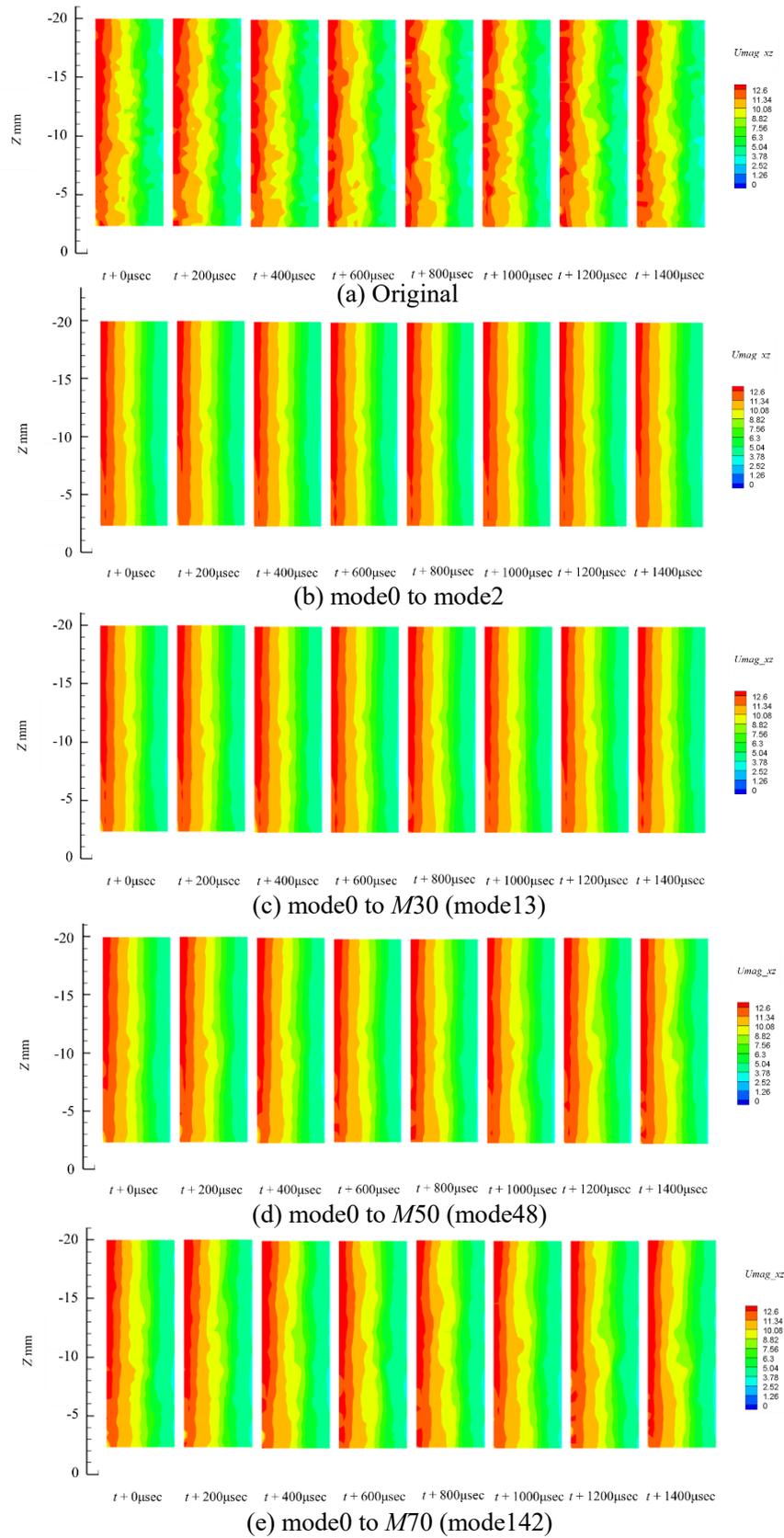
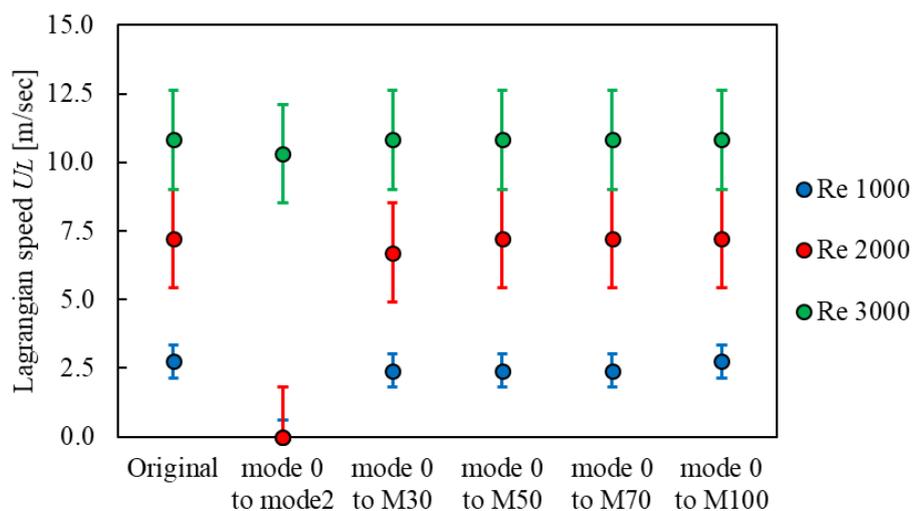
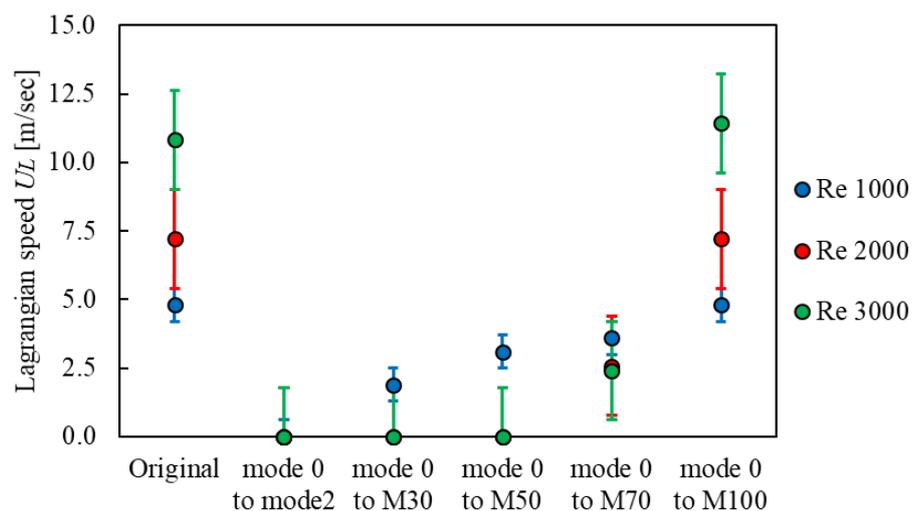


図 3.38  $R60, Re3000$  の PIV 結果 (Original) と 2C POD の再構成結果の比較

次に 2C POD の再構成結果を用いて、モード 0 - 2 と、モード 0 からモード M30, M50, M70, M100 までを、再構成して Lagrangian 速度 ( $U_L$ ) を計算した (図 3.39)。2C POD 結果の再構成の可視化で見られたのと同様に、R15 では各 Reynolds 数においては全ての条件でモード 0 - M30 を用いて元の  $U_L$  を再現できたが、R60 ではモード 0 - M70 でもオリジナルの  $U_L$  を再現できなかった。以上より、ノズルの曲率半径が小さく、Reynolds 数が大きい条件では小さいエネルギー寄与率のモード数の再構成で  $U_L$  を再現でき、同じ条件でオイルジェットの世界が激しく波立つことがわかった。よって、ノズルの内で高い流速変動を引き起こす特徴的な双子モードがジェット世界の波立ちに影響を及ぼしていると考えられる。



(a) R15 の Lagrangian 速度



(b) R60 の Lagrangian 速度

図 3.39 PIV 結果と 2C POD の再構成結果の Lagrangian 速度の比較

### 3.3 本章のまとめ

2D2C PIV を用いて、主流方向に対して水平な断面のノズル内出口近傍の流れ計測とオイルジェット界面挙動の同時撮影により、以下の知見を得た。

- (1) 時間流速場の計測結果より、今回実験を行った全ての条件で、ノズル出口近傍で主流が曲がりに対し Out 側に偏ることが分かった。主流の変動について、標準偏差を用いて調査したところ、曲率半径の小さい  $R15$  の方が、曲率半径の大きい  $R60$  に比べて常に大きく、ノズルで主流が激しく変動していることが分かった。
- (2) 流速の絶対値に対する、管径方向流速の比である、 $U_{rsatio\_x}$  を用いて、ノズル内の二次流れの構造を調査した。その結果、曲率半径の大きい  $R60$  では、 $Re$  数を大きくしても  $U_{rsatio\_x}$  の空間分布に顕著な変化が無く、構造の変化が無いことが分かった。一方で、 $R15$  条件では、 $Re$  数を大きくすることでも  $U_{rsatio\_x}$  の空間分布が大きく変化した。このことから、 $R15$  条件では、二次流れにより生成される渦の構造が  $Re$  数によって変化することが考えられる。また、渦構造の変化があると考えられる条件において、オイルジェット界面が激しく波立つ。
- (3) 2D2C PIV とジェット界面挙動の同時計測結果より、ノズル内の乱れが上流から下流へ伝播している。この乱れの伝播の速度は、時間平均流速と一致しており、オイルジェット界面の波の伝播速度とも一致している。ことから、ノズル内の乱れがオイルジェット界面の波を生成していると考えられる。
- (4) 2C POD を用いたモード分解手法および再構築結果より、オイルジェット界面が激しく波立つ  $R15$  の高  $Re$  数条件では乱流エネルギーの寄与率の大きい上位のモードに特徴的な基底ベクトルを有する双子モードが出現し、少ないモードの重ね合わせでノズル内の乱れの伝播を再現できる。つまり、曲率半径  $R$  が小さく、高  $Re$  数の条件では乱流エネルギーの大きいモードが出現し、乱れを伝播することでオイルジェット界面を激しく波立たせていると考えられる。

第 4 章では、流れに垂直方向の流れ場の観察から、ノズル内の乱れの状態を分析することで考察を深める。

## 第 4 章

### 主流方向に対して垂直な断面のノズル内流れの特性

第 3 章では、ノズル出口近傍の主流方向と IN-OUT 方向断面での流れの特徴について分析し、ノズル内で上流から下流にかけて伝播する乱れが、噴出するジェット界面を激しく波立たせていることを示した。一方で、曲がり管内の流れの構造について、筆者の文献調査によると特徴的な渦構造が発生することが下記の内容が既往研究で示されている。

- (1) 二次流れにより特徴的な双子渦 (Dean 渦) が発生する。
- (2)  $Re$  数、曲率半径により複数の渦が出現する。

一方で、曲がり管ノズルから噴出するジェットに関する研究は少ない。中島は時間平均流速場を計測し、下記の内容を報告している [52]。

- (1)  $Re$  数によって、ノズル内の Dean 渦の構造が変化する。
- (2) Dean 渦の構造の変化によって、ジェット界面の In-Out 方向の広がり方が変化する。低  $Re$  数条件では Out 側界面の波立ちが顕著であるが、高  $Re$  数条件では In 側の波立ちが激しくなる。

しかし、中島 [52] の研究においては時間平均流速場についてのみの議論をしており、本論文中の第 3 章に示した非定常的な波の発生について議論がなされていない。

本章では、上記の知見を基本として、曲がり管ノズルの曲率半径の仕様違い、Reynolds 数違いの条件で主流方向に対して垂直な断面のノズル内流れの特性に関して 2 台の高速度カメラと高繰り返し LASER を用いた時系列速度 3 成分 PIV (2Dimension 3Component Time-Resolved PIV, 以降単に 2D3C PIV と表記) を用いて非定常な流れ場の計測を実施する。さらに 2D3C PIV で得られた結果に対し速度 3 成分の固有直交分解 (3Component POD, 以降 3C POD と表記) を行うことで、ノズル内の流れの特性を分析する。得られた結果と第 3 章までに示した 2D2C PIV の結果との比較を交えて議論する。以上により、第 3 章で示した乱れを生成する流れ構造を示す。

## 4.1 実験装置/分析手法

### 4.1.1 実験装置と 2 次元速度 3 成分 Time-Resolved PIV の計測手法

ノズル内の流れの非定常性を調査するために、2次元速度3成分ステレオ Time-Resolved PIV (以降 2D3C PIV と表記) を行った。本 2D3C PIV では、2台の高速度カメラ (SA-Z, Photoron, Tokyo, Japan) と Nd:YAG 高繰り返しダブルパルス LASER (MESA-PIV, Amplitude Systemes, Bordeaux, France) を用いることで、ノズル内の流れを高時間解像度で計測する手法である。図 4.1 に実験装置の写真を示す。LASER シート光の厚さはスリットを用いて  $800\mu\text{m}$  に設定した。蛍光性トレーサー粒子 (Fluostar0459, 平均粒子径:  $d_p=15\mu\text{m}$ , トレーサー粒子の密度:  $\rho_p=1100\text{kg/m}^3$ , EBM, Japan, Tokyo) を波長  $532\text{nm}$  で励起して、 $580\text{nm}$  で発光させる。カメラレンズ (Micro-Nikkor 105-F2.8, Nikon, Tokyo, Japan) にはロングパスフィルター (SCF-50S-56O, Sigmakoki, Saitama, Japan) を装着し、 $580\text{nm}$  の発光を撮影する。2D3C PIV では面が要方向の粒子移動をとらえる必要があり、図 4.2 のように LASER シートとカメラレンズの光軸は直交しない位置関係になる。そこで、LASER シート全体にピントを合わせるために、撮像面とレンズ面がシャインプルーフ条件 [87] を満たすように高速度カメラに対してレンズを傾斜させて設置した。

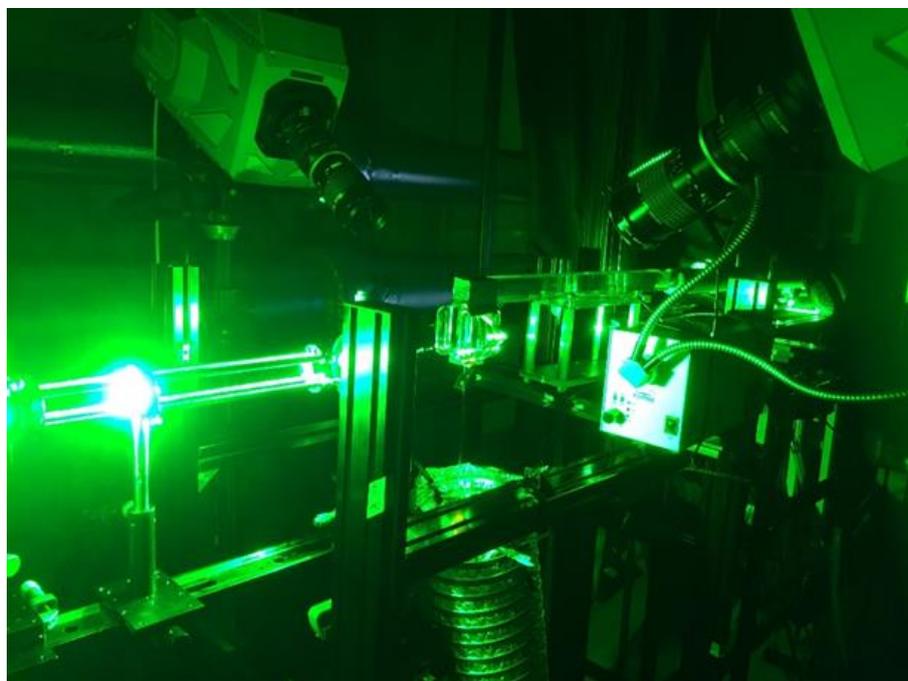


図 4.1 実験装置の写真

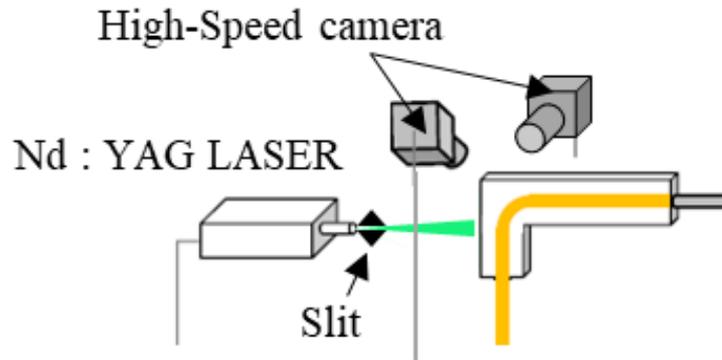


図 4.2 2D3C PIV のセットアップの概略図

2D3C PIV で流速の 3 成分を取得するためには、2 次元の撮像と 3 次元空間の位置関係を正確に分かる必要があるために、図 4.3 のような既知の基準点を撮像することでキャリブレーションを行った。基準点の撮影は 2D3C PIV の撮影前後に実施し、実験の過程で撮影対象の位置精度を確認した。基準点の刻まれたプレート（以降、キャリブレーションプレートと表記）は、外周では円形に 30 個の白いドットが 2 周あり、中心付近では格子状に 37 個の白いドットが既知の状態に配置されている。キャリブレーションプレートは LASER シートの幅の間を、トラバース装置を用いて 200 $\mu\text{m}$  刻みでスライドさせて、基準画像を 2 つのカメラでそれぞれ、5 枚撮影した。撮影したキャリブレーションプレートの基準点の情報を基に、計算ソフト（ISCC, フローテック・リサーチ, Kanagawa, Japan）を用いて位置関係を意味するカメラパラメータを計算した。2D3C PIV では、LASER シートとレンズの光軸が直交しないために、撮像の画素あたりの寸法が位置によって異なる。そこで、カメラパラメータを用いて撮像の画素あたりの寸法を補正する、逆投影を図 4.4 のように実施した。逆投影を全ての粒子画像に施すことで、LASER シートとレンズの光軸が一致しているかのような画像を生成することができる。

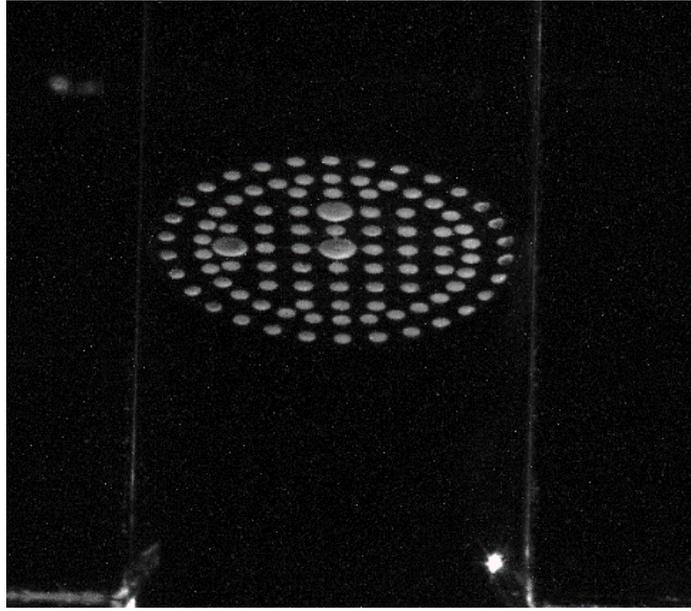


図 4.3 キャリブレーションプレートの写真

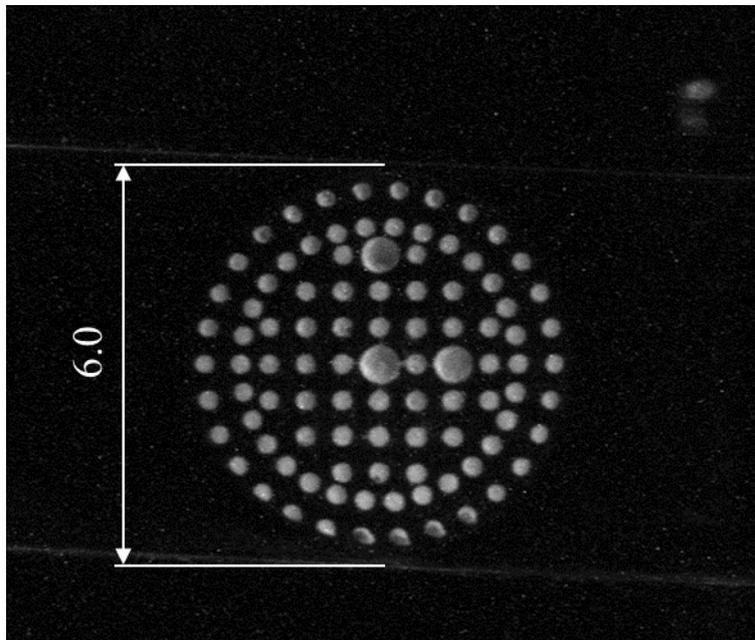


図 4.4 キャリブレーションプレートの逆投影画像

図 4.5 に示す,  $XY$  平面 2D3C の PIV を適用することで,  $X, Y, Z$  方向の 3 つの速度成分を得る. 表 4.1 に 2D3C PIV の設定を示す. LASER 照射の時間間隔は Reynolds 数に応じて  $10 \sim 40 \mu\text{s}$  の間で調整し, トレーサー粒子の移動画を最小で 2 ピクセル以上, 最大で 15 ピクセル以下となるように撮像を行った. 計測時間は 0.25 秒で, 2500 枚の PIV 画像を生成した. PIV 結果の解析には, PIV 解析ソフトウェア (FtrPIV, Flowtech Research, Kanagawa, Japan) を使用し解析した. 移動量抽出には直接相互相関を選択した. 検査窓は 50% のオーバーラップを持つ  $33 \times 33$  pixel のウィンドウを設定し, 探索範囲は検査窓に 10 ピクセルを加えた  $43 \times 43$  pixel のものを設定した.

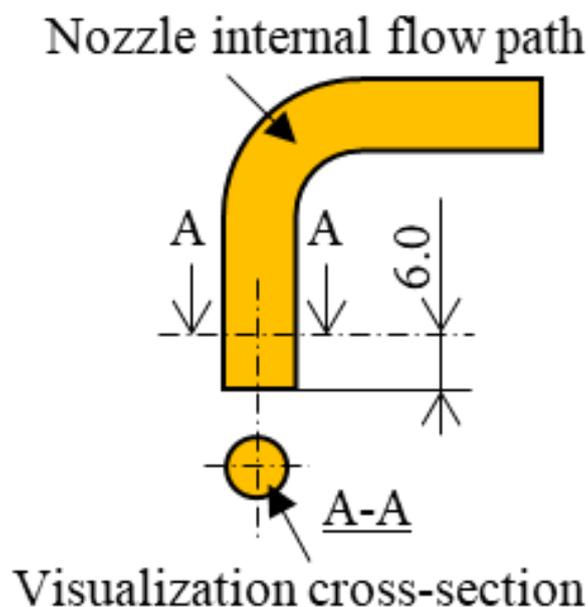


図 4.5 可視化領域, A-A 断面

表 4.1 2D3C PIV の設定

Reynolds number	[-]	1000 - 3000
Observation range of Z axis	[mm]	-6.0
Sampling rate	[Hz]	10000
Light interval time	[ $\mu\text{sec}$ ]	20 - 30
LASER sheet thickness	[mm]	0.8

2D3C PIV 結果と 2D2C PIV 結果を比較し、2D3C PIV の結果の精度を検証した。2D3C PIV は、 $Z = -6.0$  mm で実施した。図 4.6 (a), (b) は、2D3C PIV の  $Y=0$ , 2D2C PIV の  $Z = -6.0$  mm で得られた  $U_{mag\_xz}$  (式 (4.1) で定義) の値を比較したものである。エラーバーは式 (4.2) を用いて算出した標準偏差  $\sigma_{U_{mag}}$  の 2 倍である  $2\sigma_{U_{mag}}$  とした。比較の結果、第 3 章で精度検証した 2D2C PIV の結果と 2D3C PIV の結果はよく一致しているため、精度は良好と考えられる。

$$U_{mag\_xz} = \sqrt{U_x^2 + U_z^2} \quad (4.1)$$

$$2\sigma_{U_{mag\_xz}} = 2 \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i^N (U_{mag\_xz,i} - \overline{U_{mag\_xz}})^2} \quad (4.2)$$

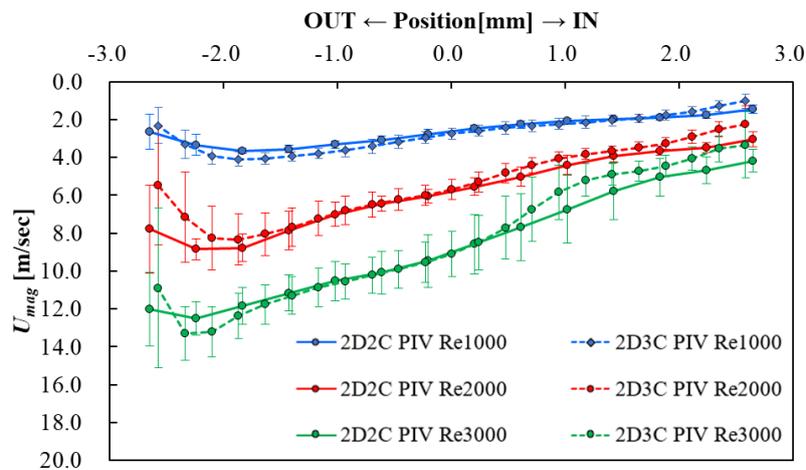
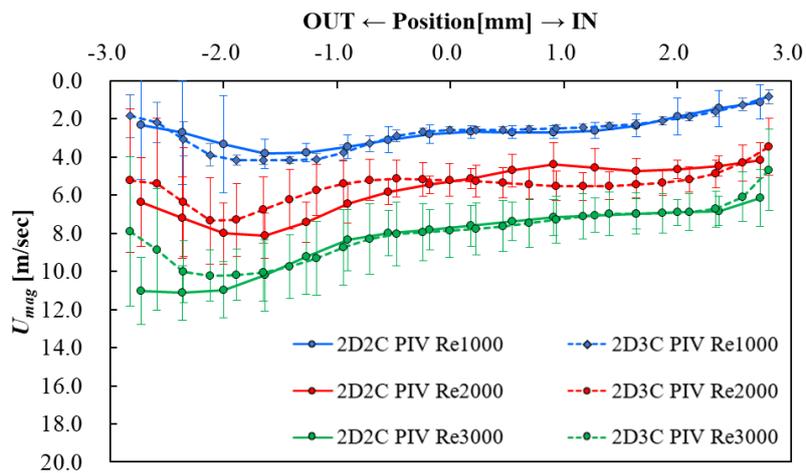


図 4.6  $Z=-6.0$ mm における 2D2C PIV と 2D3C PIV の結果比較

#### 4.1.2 速度 3 成分固有直交分解

2D3C Time-Resolved PIV により得られた瞬時の流れ場に対し、2次元速度 3 成分 (2D3C) 固有直交分解 (POD, Proper Orthogonal Decomposition) 解析を実施することで、ノズル内流れの非定常特性を示す。

基本的な計算手法は第 3 章 3.1.4 節で示したものと同一であるが、速度 3 成分  $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$  に対して 3C POD を計算するために、式 (4.3) を用いて Reynolds 分解を行う。ここで  $\bar{\mathbf{u}} = (\bar{u}_x, \bar{u}_y, \bar{u}_z)$  は各流速成分の時間平均値である。

$$\mathbf{u}'(t) = \mathbf{u}(t) - \bar{\mathbf{u}} \quad (4.3)$$

各時点  $t_1, t_2, t_3, \dots, t_N$  で得られた 2D3C PIV の 3C 乱流速度場  $\mathbf{u}' = (u'_x, u'_y, u'_z)$ 、すなわち、 $(\mathbf{u}'(t_1), \mathbf{u}'(t_2), \mathbf{u}'(t_3), \dots, \mathbf{u}'(t_N))$  を、式 (4.4) の通り、行列形式で並べ、3C POD の計算に用いる。

$$\mathbf{U} = [\mathbf{u}'(t_1) \mathbf{u}'(t_2) \mathbf{u}'(t_3) \cdots \mathbf{u}'(t_N)] \quad (4.4)$$

以降、第 3 章 3.1.4 節と同じ式 (4.5) ~ 式 (4.7) の操作を行い、固有値  $\lambda_n$  の降順に  $n=1, 2, 3, \dots$  と次数を振り分け、各モードの基底ベクトルと POD 係数を出力する。

$$\mathbf{U}^T \mathbf{U} \mathbf{B}_n = \lambda_n \mathbf{B}_n \quad (4.5)$$

$$\boldsymbol{\phi}_n = \frac{\mathbf{U} \mathbf{B}_n}{\|\mathbf{U} \mathbf{B}_n\|} \quad (4.6)$$

$$a_n(t) = \mathbf{u}'(t) \boldsymbol{\phi}_n^T \quad (4.7)$$

分解された速度データは、任意の  $M$  番目の POD モードを用いて、式 (4.8) で表されるように再構成することができる。考察に再構築された結果を用いる。

$$\mathbf{u}_M(t) = \bar{\mathbf{u}} + \sum_{n=1}^M a_n(t) \boldsymbol{\phi}_n \quad (4.8)$$

また、基底ベクトルの考察には、式 (4.9) の基底ベクトルの絶対値を用いる。

$$\phi_{i\_mag\_xyz} = \sqrt{\phi_{i\_x}^2 + \phi_{i\_y}^2 + \phi_{i\_z}^2} \quad (4.9)$$

## 4.2 結果と考察

本章では、ノズル内の乱れに影響を与える二次流れの構造について着目し、実験結果を基に考察する。

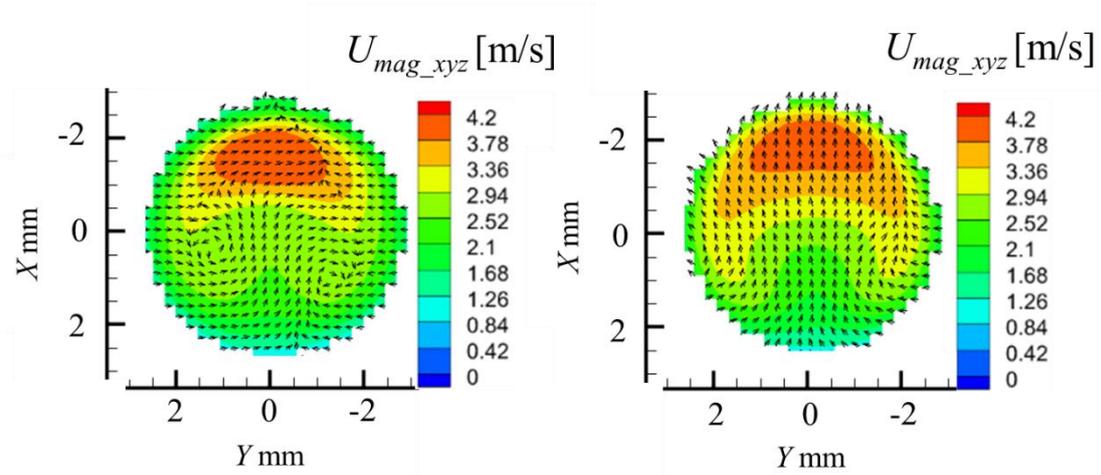
### 4.2.1 2D3C PIV の時間平均場の結果

図 4.7 と図 4.8 にノズル出口から 6.0mm 上流の  $Z = -6.0\text{mm}$  の位置における、時間平均 2D3C PIV 結果を示す。図 4.7 は式 (4.10) を用いて算出した流速 ( $U_{mag_{xyz}}$ ) の時間平均分布を示しており、ベクトルは長さ一定で方向のみを示している。それぞれ、R15、R60 ノズルにおける、 $Re$  数 1000, 2000, 3000 条件での結果である。すべての条件で、高流速の領域が曲げの Out 側 ( $X < 0$ ) に偏っていることがわかる。R60 の場合、すべての  $Re$  数において、曲げ Out 側の位置の  $X \doteq -2$ ,  $Y \doteq 0$  で、流速が著しく大きい、高流速の領域が存在することがわかる。R15 でも  $Re$  数 1000 の条件で同様の高流速の領域が存在する。しかし、 $Re$  数 2000 と 3000 の条件では、Out 側にそのような高速流の領域は見られない。これらの傾向は、第 3 章の図 3.14, 図 3.15 で示した、 $XZ$  断面の流速分布の傾向と一致する。つまり、空間的な流速の変動が大きいため流速の空間分布が均質化し、結果として流速の著しく大きい分布が見えにくくなっていると考えられる。流速 ( $U_{mag_{xyz}}$ ) の時間平均の分布が、均質化される条件においては、図 2.20 に示したようなオイルジェットの高い波立ちが見られる。

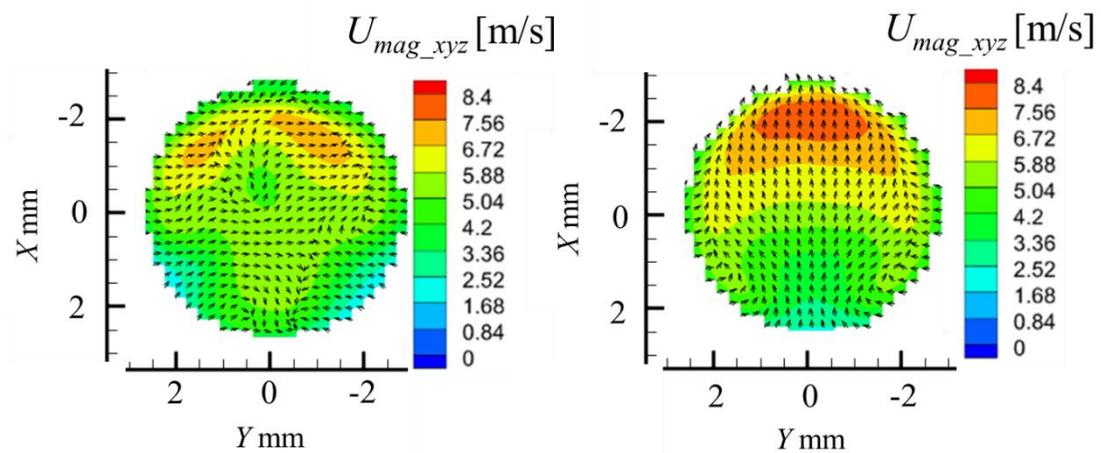
次に、図 4.8 は式 (4.11) を用いて算出した  $Z$  軸方向の渦度 ( $\Omega_z$ ) の時間平均分布を示しており、時計回りの渦度を正である。この結果より、同じ  $Re$  数条件において常に R15 の方が、R60 に比べ強い渦度を示していることが分かる。R60 は  $Re$  数条件が変わることで、渦度の強さの大きさは変わるが、 $X \doteq 2, Y \doteq -2$  で時計回り、 $X \doteq 2, Y \doteq 2$  で反時計回りの渦が存在するといった分布の傾向は  $Re$  数条件によらず、同じである。一方で、R15 では、 $Re$  数条件が変わることで、渦度の強さと分布の両方が大きく変わる。さらに、R15 では、 $X < 0$  の流速 ( $U_{mag_{xyz}}$ ) の大きい Out 側の領域で渦度の強い構造がみられるが、R60 では、流速 ( $U_{mag_{xyz}}$ ) の大きい領域ではっきりとした渦構造は確認できない。これらの結果は、Pantokratoras [64] の直接シミュレーション (Direct Numerical Simulation : DNS) を用いた解析結果と一致している。さらに、第 3 章の図 3.25 および図 3.26 で説明したノズル出口近傍の  $XZ$  断面における流速の絶対値と管径方向の比である  $U_{ratio_x}$  の傾向と同じである。Pantokratoras [64] の考察も踏まえて、曲率半径が小さい条件において、強い渦度が出現し、 $Re$  数条件によって構造が変化する理由は、急激に二次流れが生成することと、Out 側壁面からの流れの跳ね返りの影響の結果だと考えられる。

次に、ノズル内流れの非定常性について議論を深める。

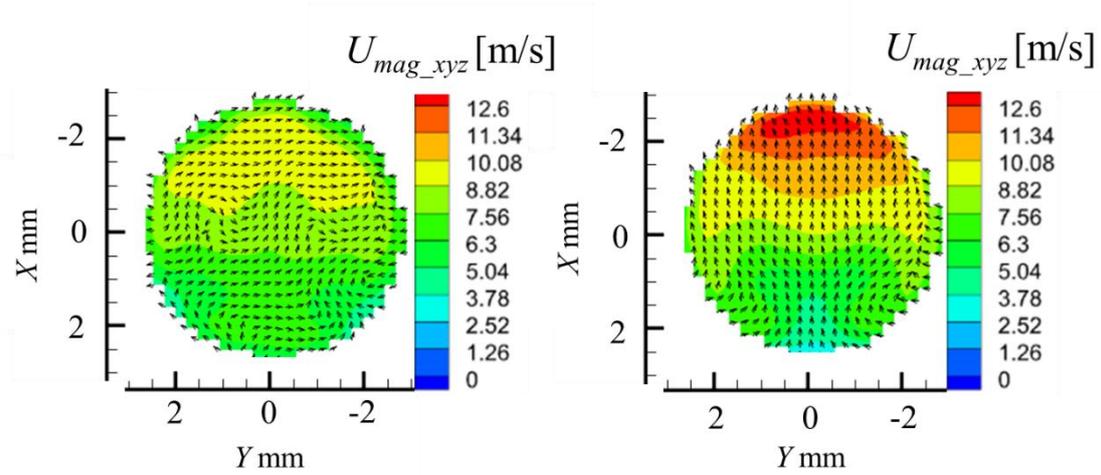
$$U_{mag_{xyz}} = \sqrt{U_x^2 + U_y^2 + U_z^2} \quad (4.10)$$



(a)  $Re$  1000, (左 : R15, 右 : R60)



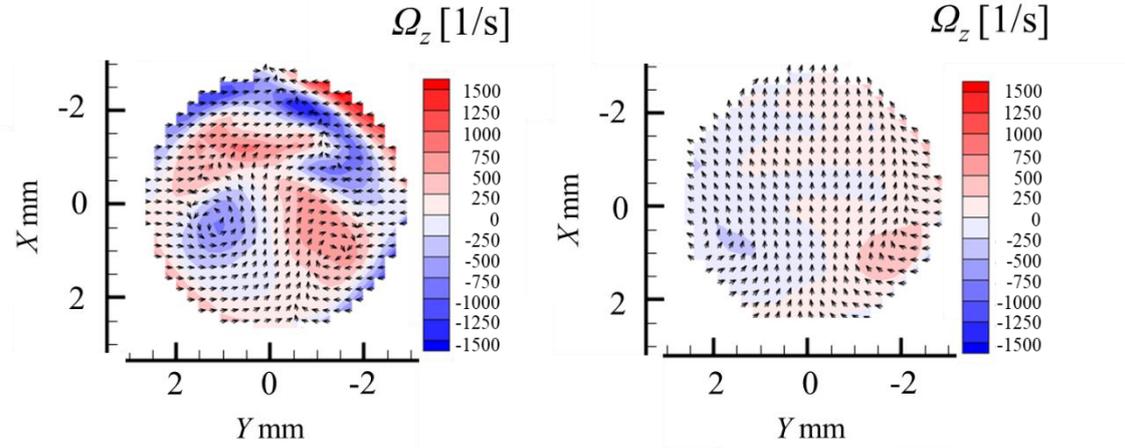
(b)  $Re$  2000, (左 : R15, 右 : R60)



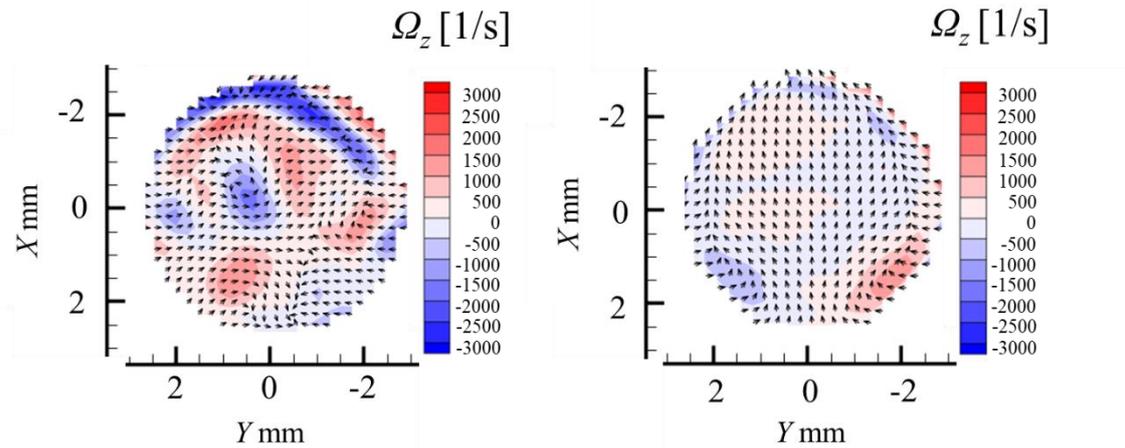
(c)  $Re$  3000, (左 : R15, 右 : R60)

図 4.7  $Z = -6.0\text{mm}$  における管内の流速の時間平均分布の R15 と R60 の比較

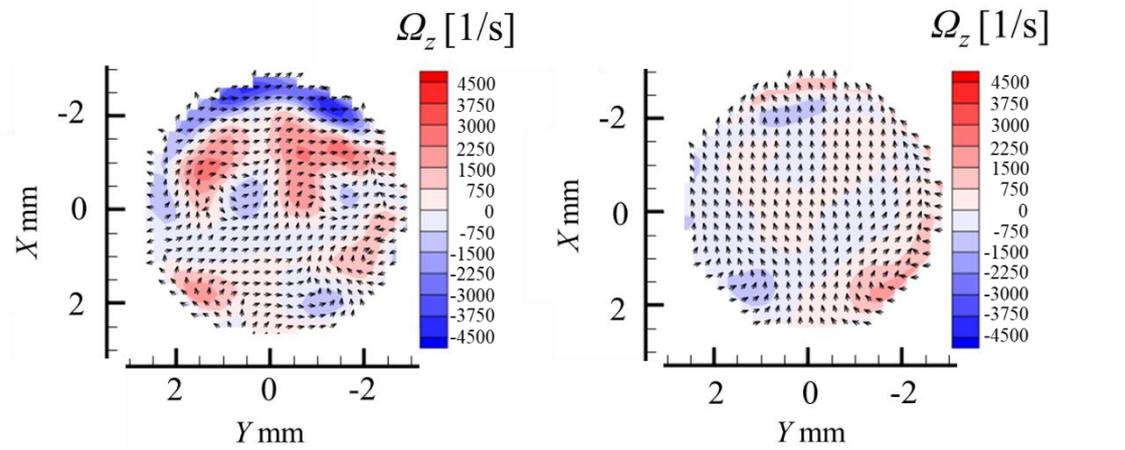
$$\Omega_z = \frac{\partial U_y}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial y} \quad (4.11)$$



(a)  $Re$  1000, (左 :  $R15$ , 右 :  $R60$ )



(b)  $Re$  2000, (左 :  $R15$ , 右 :  $R60$ )



(c)  $Re$  3000, (左 :  $R15$ , 右 :  $R60$ )

図 4.8  $Z = -6.0$  mm における管内の渦度の時間平均分布の  $R15$  と  $R60$  の比較

## 4.2.2 2D3C PIV を用いたノズル内の流速場の時間変動

ノズル内流れの非定常性について調査するために、2D3C PIV を用いて流動場の時間変動を調査した。図 4.10 から図 4.13 に、 $R15, R60$  ノズルの各  $Re$  数条件における、 $t = t + 0\mu\text{sec}$  から  $t = t + 400\mu\text{sec}$  まで  $200\mu\text{sec}$  刻みの、流速 ( $U_{mag\_xyz}$ , 式 (4.10)) と渦度 ( $\Omega_z$ , 式 (4.11)) の分布の時刻歴の変化の様子をそれぞれ示す (付録 B-1 に  $100\mu\text{sec}$  の結果を示す)。

まず、流速 ( $U_{mag\_xyz}$ ) の分布について論じる。図 4.7 で示した時間平均流速場において、流速が著しく大きい、高流速の領域が存在した条件の、 $R15, Re$  数 1000 (図 4.10 (a)) および  $R60$  の全ての  $Re$  数条件 (図 4.11) では、曲げ Out 側の位置の  $X \doteq -2, Y \doteq 0$  で過渡的にも流速が著しく大きい領域が定在する。しかし、 $R15, Re$  数 2000 (図 4.10 (b)), 3000 (図 4.10 (c)) の条件では、図 4.9 に模式図で示すように、最大流速を示す分布が  $X < 0, -2 < Y < 2$  で非定常的に変動している。この現象は Brückner [66] が指摘した、ノズル内の流れの変動の現象と同じことを示している。この結果、図 4.7 において  $R15$  の  $Re$  数が大きい ( $Re 2000, 3000$ ) 条件では、流速の著しく大きい領域が見られなくなる。また、流速の著しく大きい領域が見られなくなる条件で第 2 章の図 2.19, 図 2.20 で示した通り、オイルジェット界面が大きく変動する。流速の大きい領域が非定常的に変動し、第 3 章の図 3.20 で示した通り、時間平均流速で  $Z$  軸方向の上流から下流へ乱れが伝播され、オイルジェット界面の波立ちを誘起すると考えられる。

次に、渦度 ( $\Omega_z$ ) の分布について論じる。渦度 ( $\Omega_z$ ) は、曲率半径が小さい、 $R15$  の全ての  $Re$  数条件 (図 4.12) において、断面全体に強い渦度分布が広がっている。つまり、流速 ( $U_{mag\_xyz}$ ) の大きさに関係なく、ノズル内を  $XY$  軸方向に乱す流れが二次流れによって生成されている。一方で、 $R60$  の全ての  $Re$  数条件 (図 4.13) において、 $-1.5 < X < 1.5, Y \doteq 0$  で渦度が弱く、流速 ( $U_{mag\_xyz}$ ) の大きな領域は  $XY$  軸方向の変動をほぼ発生させずに、 $Z$  軸方向の上流から下流へ流れることが分かる。そのため、図 4.8 で示した時間平均渦度場において、曲がりの In 側にのみ渦度がはっきりした値を有する分布ができる程度である。つまり、曲率半径が大きい  $R60$  は  $R15$  に比べて、 $XY$  軸方向に乱す流れが弱い。

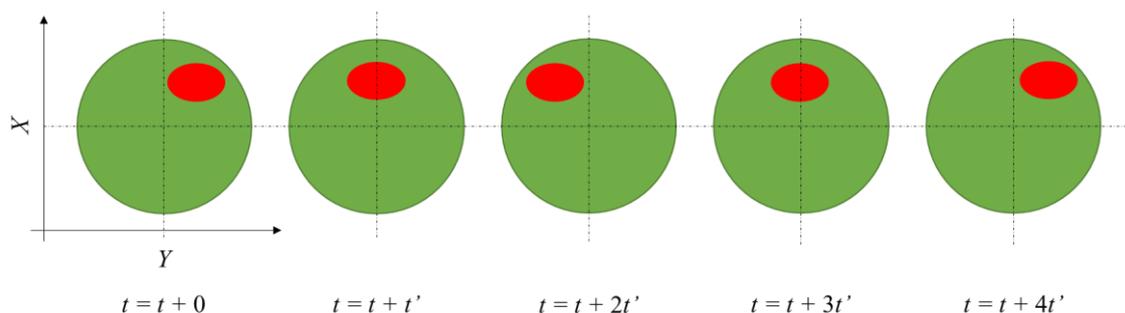


図 4.9  $R15 Re 2000, 3000$  条件で発生する最大流速位置の時間変動の模式図

赤丸 ● 位置が最大流速位置

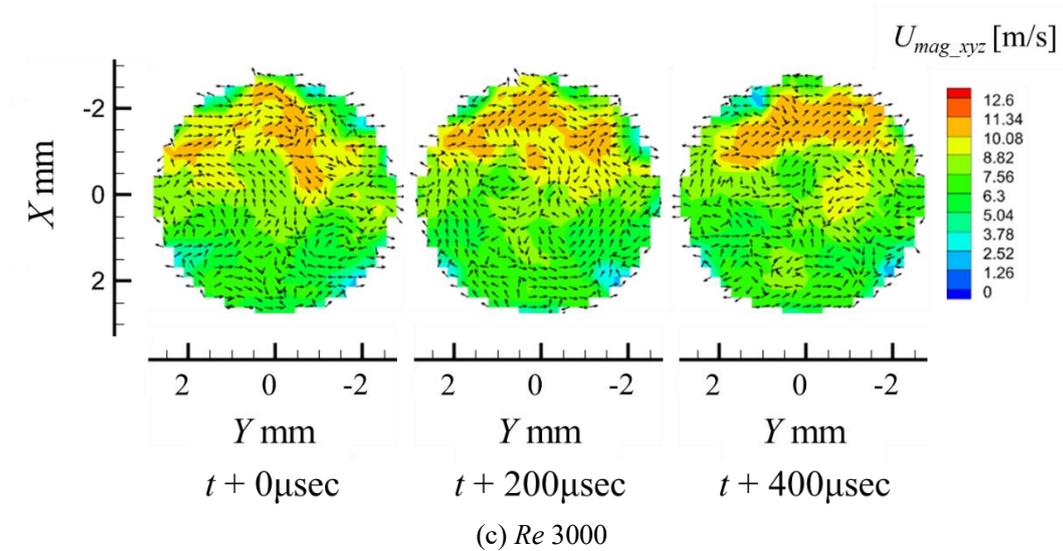
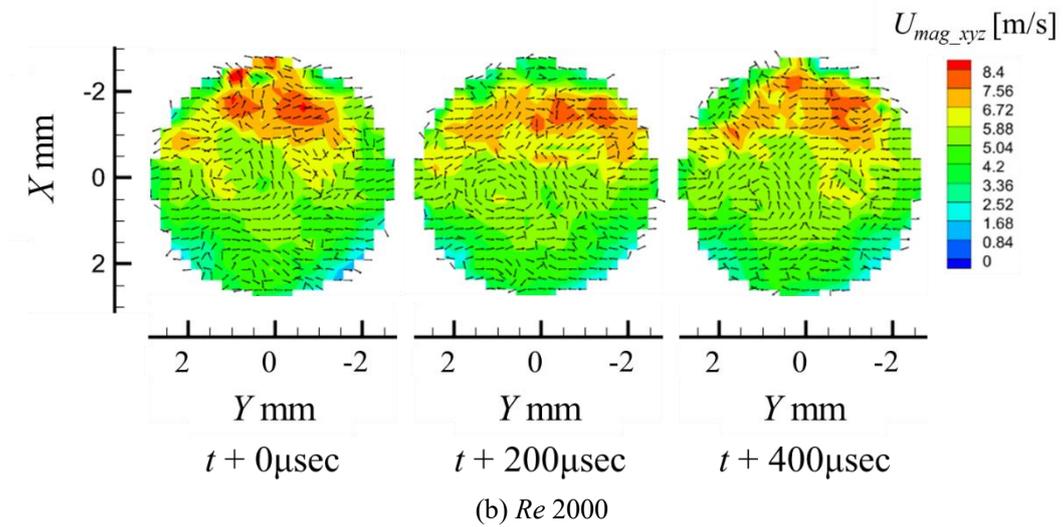
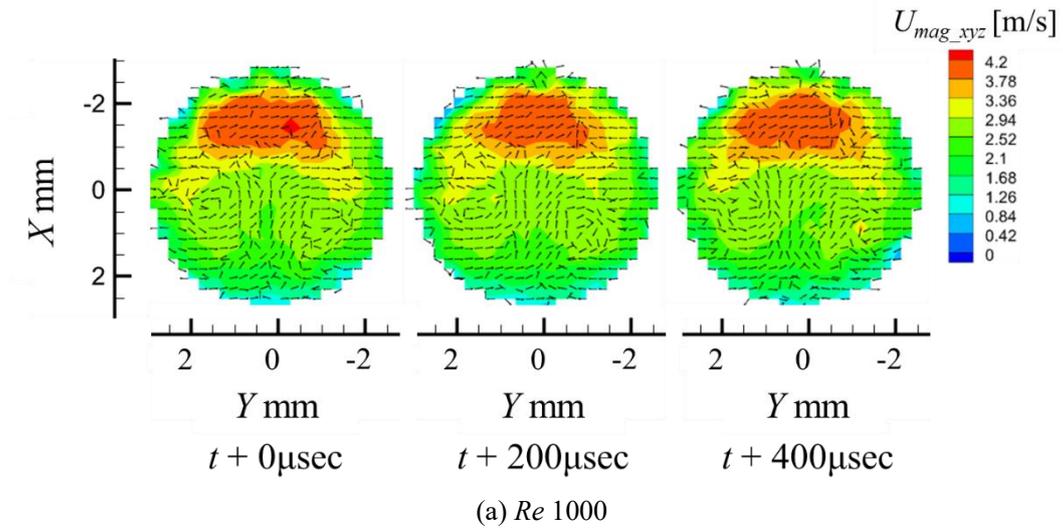


図 4.10  $Z = -6.0\text{mm}$  における各  $Re$  数の管内の流速の時間変動場 (R15)

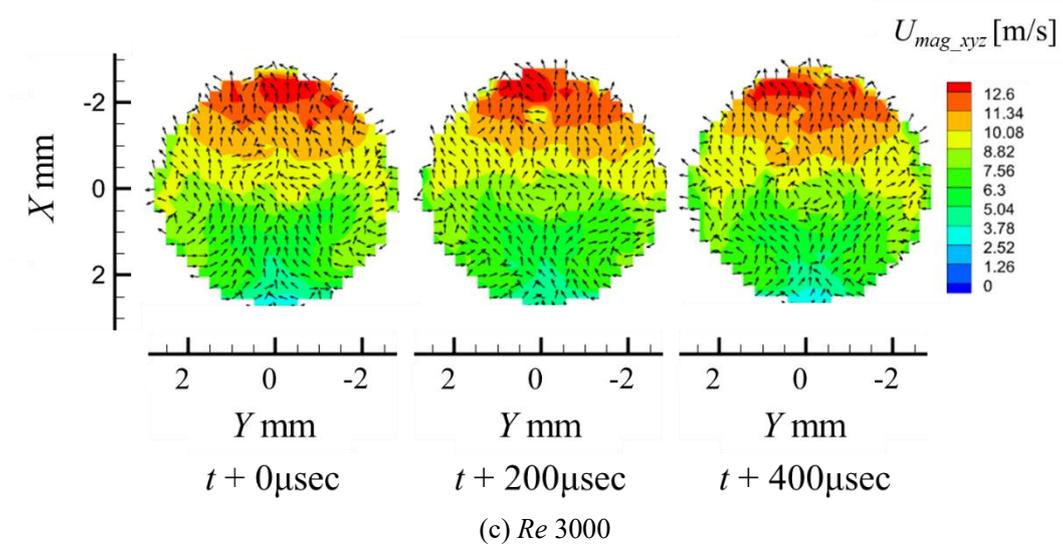
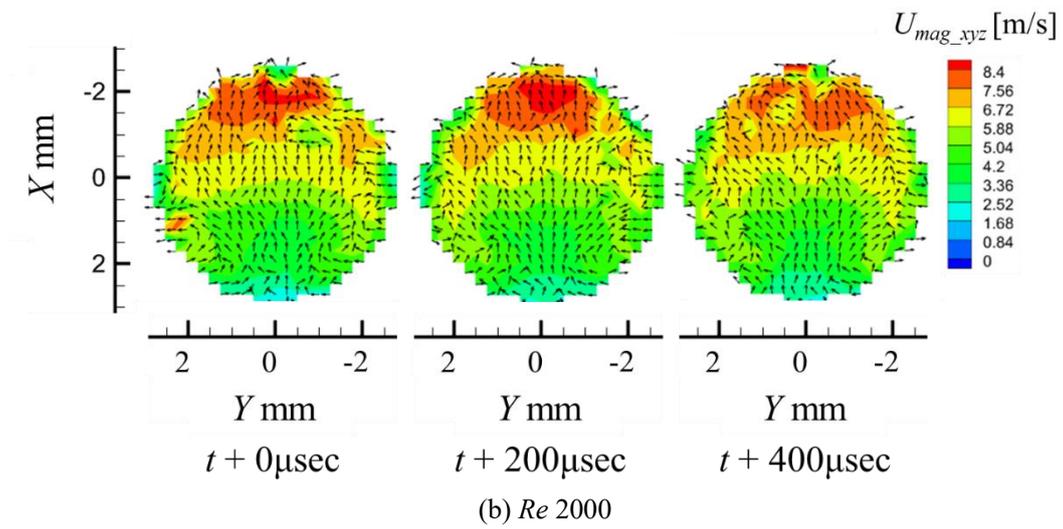
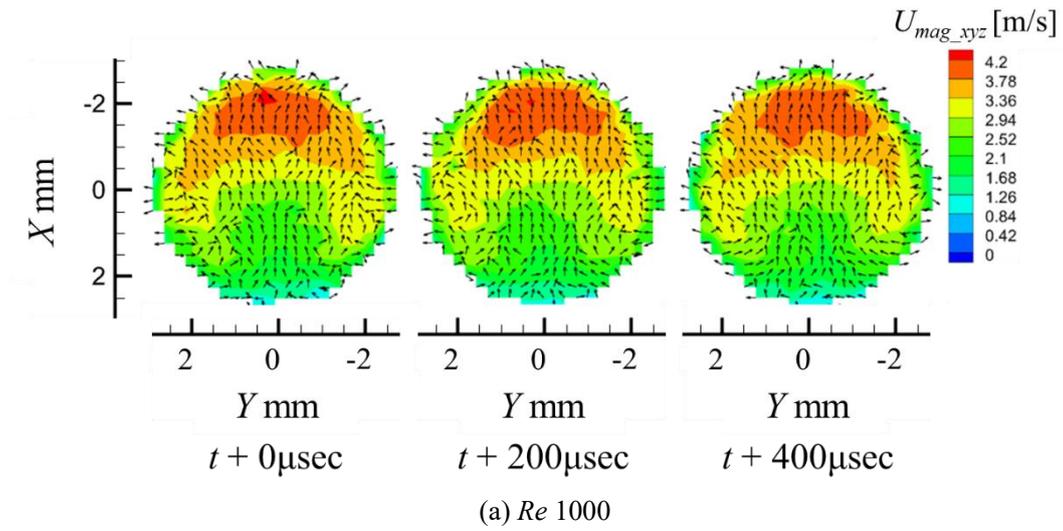


図 4.11  $Z = -6.0\text{mm}$  における各  $Re$  数の管内の流速の時間変動場 ( $R60$ )

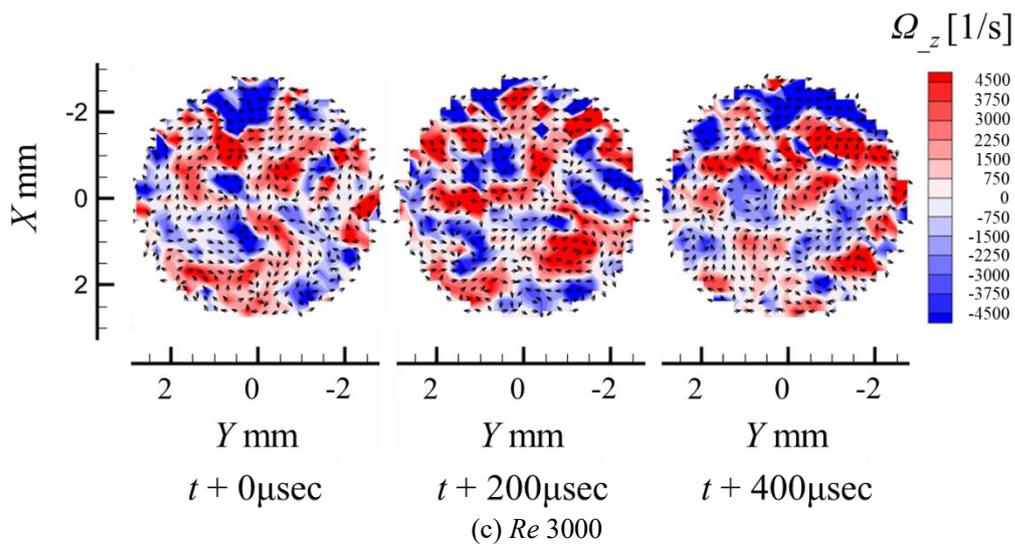
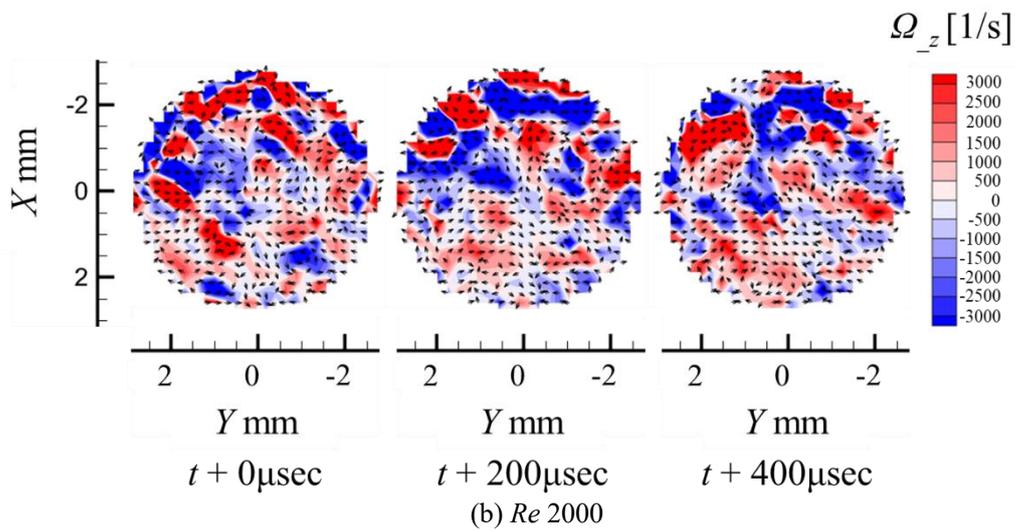
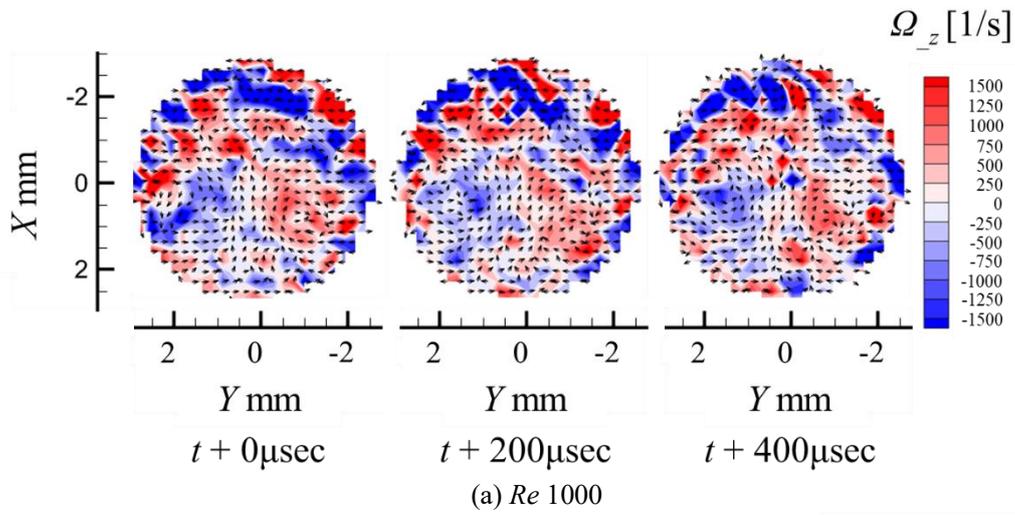


図 4.12  $Z = -6.0\text{mm}$  における各  $Re$  数の管内の渦度の時間変動場 (R15)

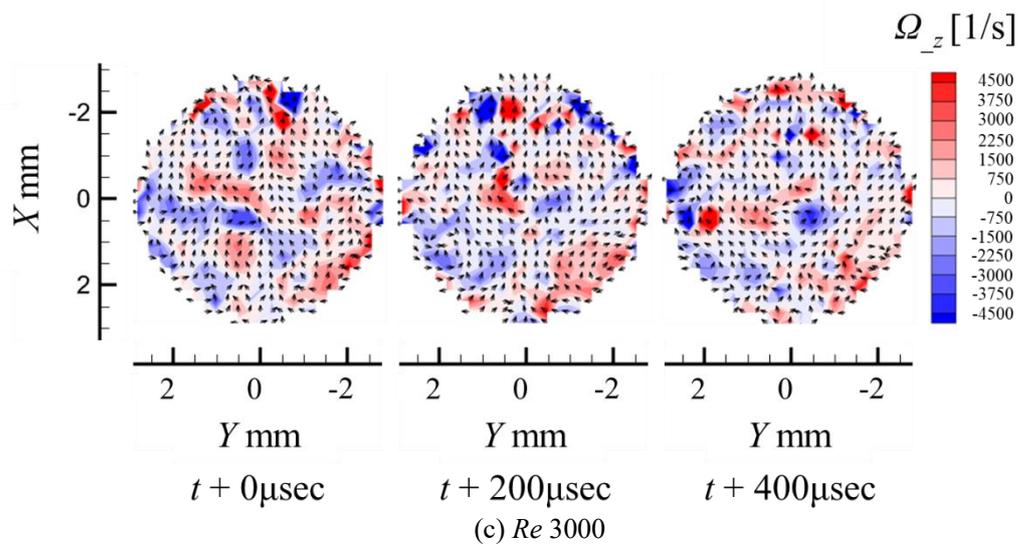
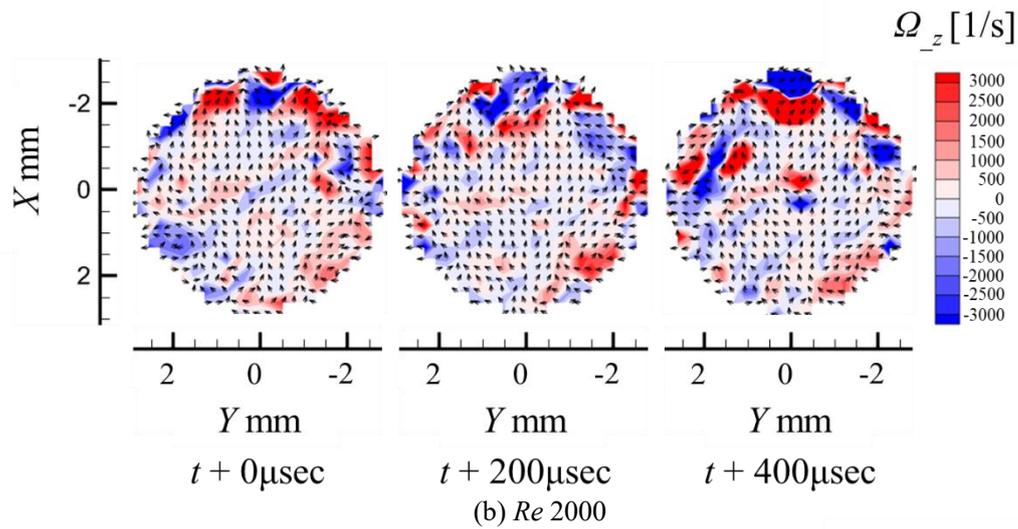
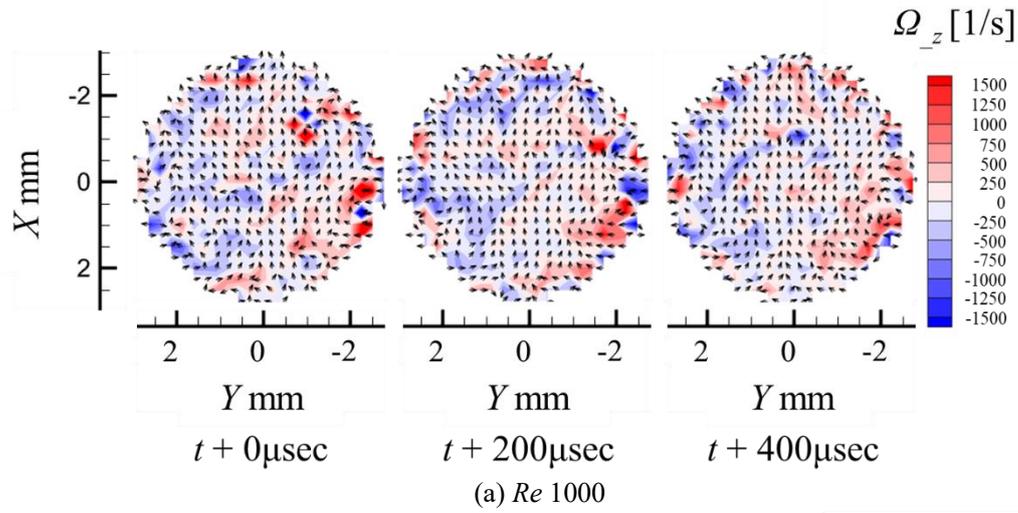
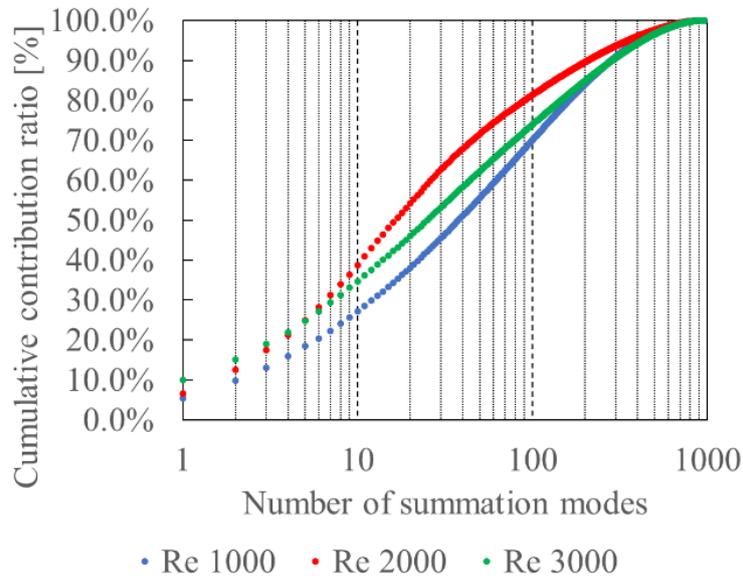


図 4.13  $Z = -6.0\text{mm}$  における各  $Re$  数の管内の流速の時間変動場 (R60)

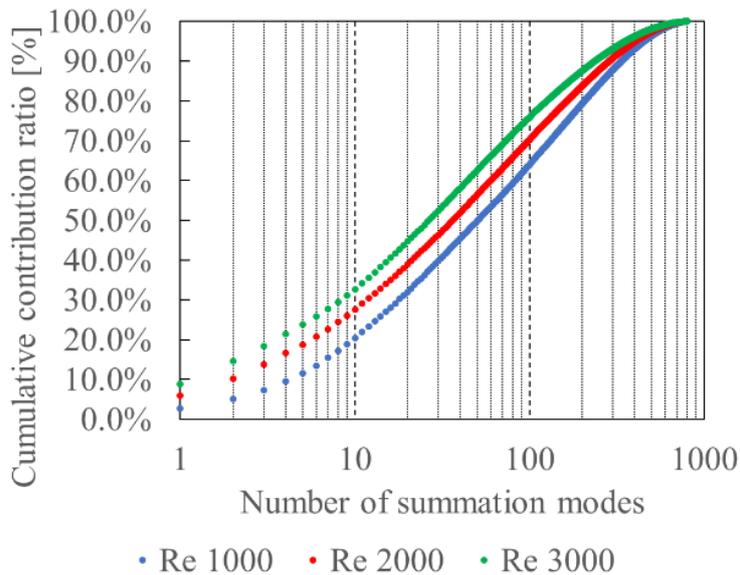
### 4.2.3 3C POD を用いたノズル内の流速場の時間変動の分析

3C POD を用いてノズル内流れの流速の変動についての調査をした。3C POD によって分解された各モードの乱流エネルギーのエネルギー分率の積算値を式 (4.12) の通り算出し、図 4.14 に示す。この結果を基に、3C POD の再構築結果を示す際に用いる。

$$C_{\lambda M} = \frac{\sum_{i=1}^M \lambda_i}{\sum_{i=1}^{2500} \lambda_i} \times 100 \quad (4.12)$$



(a)  $R15$



(b)  $R60$

図 4.14 POD で得られたエネルギー分率の積算値

図 4.15 - 図 4.17 に、4.1.2 節の式 (4.9) で示した、基底ベクトル  $\phi_{i\_mag\_xyz}$  のうち、代表的な条件 ( $R15 Re2000$ ,  $Re3000$ ,  $R60 Re3000$ ) の乱流エネルギーの大きい上位 4 モードを示す (全条件は付録 B-2 を参照)。

まず、 $R15$  の POD モードについて議論する。4.2.1 節で示した流速の時間平均場の結果、図 4.7 における  $-1.0 < X < -2.0$ ,  $Y \doteq 0$  の最大流速の領域から  $\pm Y$  軸方向にずれた位置に流速の大きい、飛び地のような、特徴的な基底ベクトルを有するモードが出現する。例えば、 $Re2000$  (図 4.15) の mode3 ~ mode6,  $Re3000$  (図 4.16) の mode1 ~ mode6 である。この特徴的なモードが  $R15$  ノズルの内部流れの Out 側に偏った主流の変動を引き起こしたと考えられる。

次に、 $R60$  について議論する。 $R15$  と異なり、図 4.17 のすべてのモードの基底ベクトルで、壁面の極近傍で  $\phi_{i\_mag\_xyz}$  の最大値が存在する。一方で、 $-1.0 < X < -2.0$ ,  $Y \doteq 0$  の時間平均場の最大流速領域である、外周付近に流速変動を引き起こす箇所が存在しない。つまり、主流の変動に与える影響が小さいことが分かる。

以上より、4.2.2 節の図 4.10 - 4.11 で示した流速分布の時間変化は、最大流速位置に変動を引き起こすモードの発生によるものであると考えられる。結果として、同じ Reynolds 数条件で比較すると、 $R15$  の方が大きな変動を発生させる。

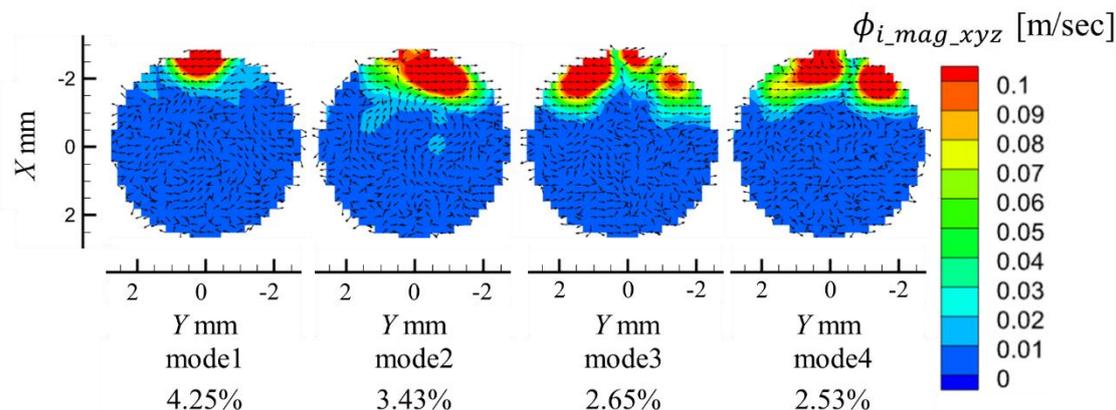


図 4.15  $R15$ ,  $Re2000$  の 3C POD の基底ベクトルの結果 (mode1 ~ mode4)

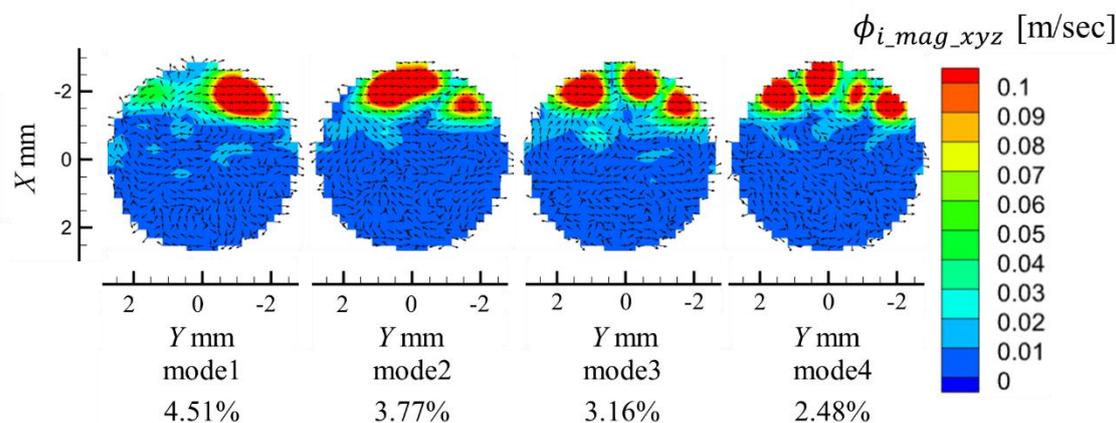


図 4.16  $R15$ ,  $Re3000$  の 3C POD の基底ベクトルの結果 (mode1 ~ mode4)

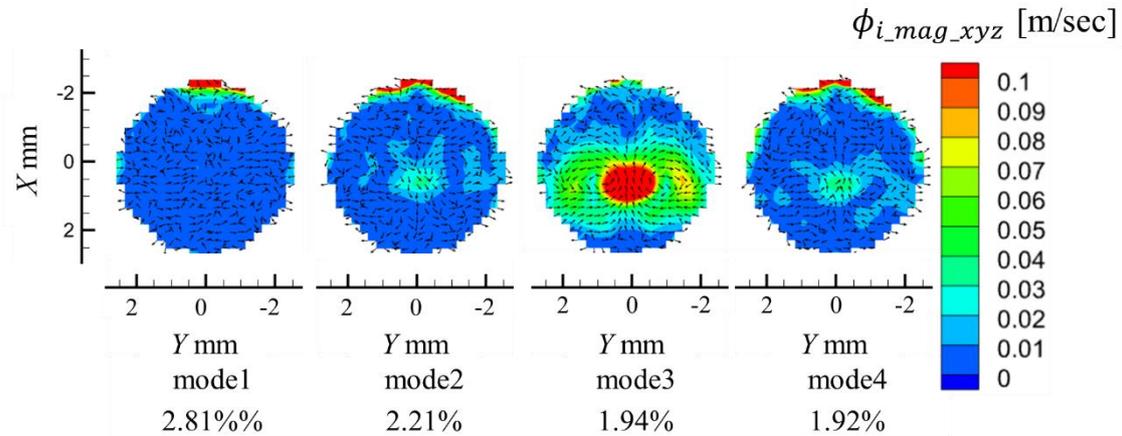
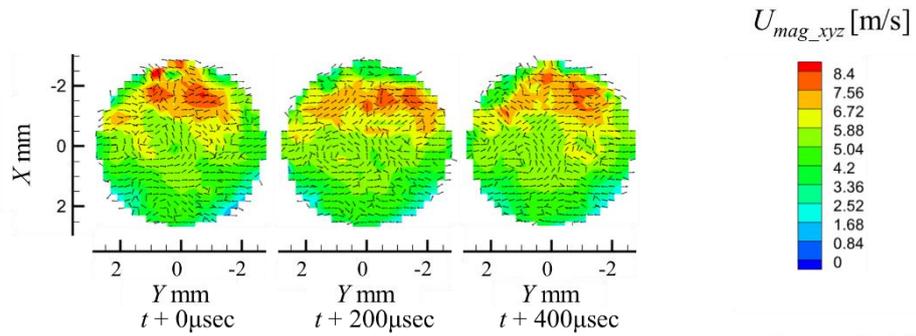


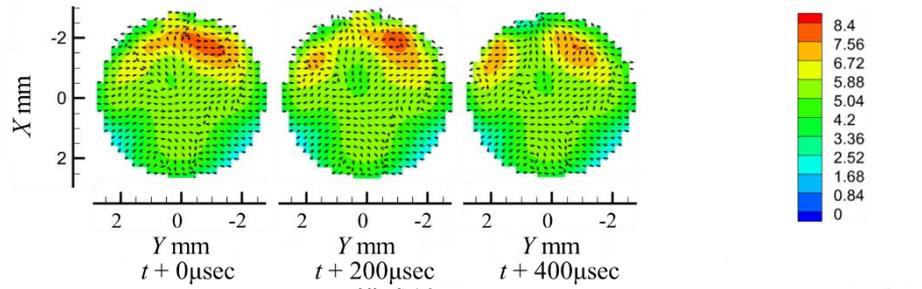
図 4.17 R60,  $Re3000$  の 3C POD の基底ベクトルの結果 (mode1 ~ mode4)

得られた 3C POD のモードの代表的な再構築結果を図 4.18 から図 4.20 に示す (全条件は付録 B-3 を参照). 再構築の方法は第 3 章の 2C POD と同様に, 4.2.1 節の図 4.7 の時間平均場をモード 0 として, モード 0 からモード 2 とモード 0 から図 4.14 で示した, 累積寄与率 30%, 50%, 70% (以降,  $M30$ ,  $M50$ ,  $M70$  と表記) となる POD モードの再構成をする. 2C POD の再構築結果と異なり, 全ての条件でモード 2 までの足し合わせでは流れの変動を再現できない (図 4.18 (b), 図 4.19 (b), 図 4.20 (b)). しかし, 図 4.18 (d), 図 4.19 (d) のように  $R15, Re2000, Re3000$  の  $M50$  まで足し合わせると,  $-1.0 < X < -2.0$  の高流速の領域で最大流速となる位置が  $Y$  軸方向に変動することが確認できる. 一方,  $R60$  では  $-1.0 < X < -2.0$  の高流速の領域が  $Y$  軸方向に大きく変動することは無く定在している.

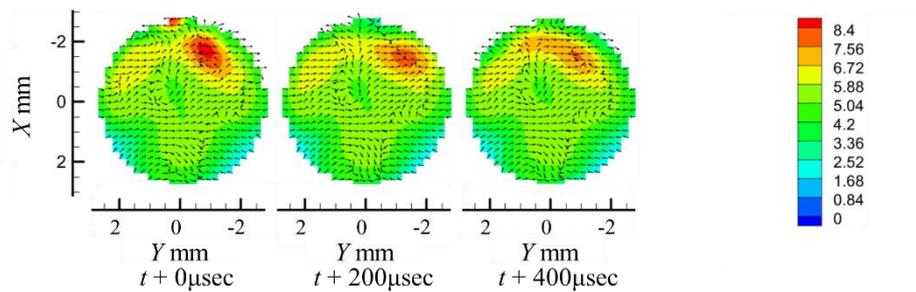
つまり, 第 3 章で示した  $XZ$  断面の乱れの伝播の現象は,  $R15$  において最大流速位置が  $XY$  断面内で時間的・空間的に変動することで起こっている. この流速の変動が第 2 章で示したオイルジェット界面の変動を引き起こすノズル出口直後の波立ちのきっかけとなっている.



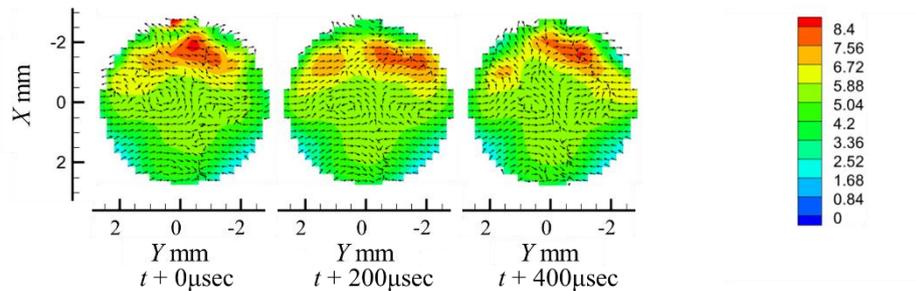
(a) Original



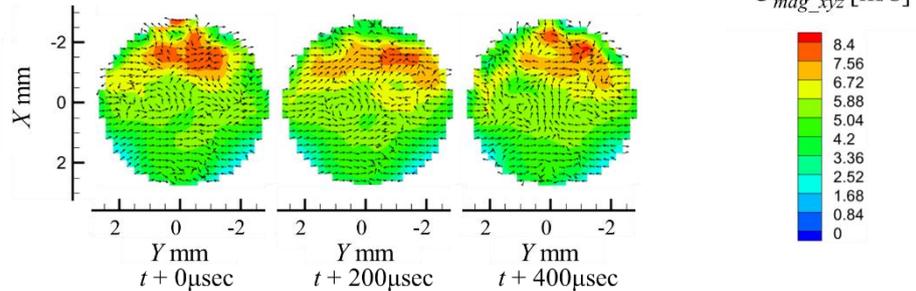
(b) 3C POD の再構成結果 (~ mode2)



(c) 3C POD の再構成結果 (~ M30, mode40)



(d) 3C POD の再構成結果 (~ M50, mode105)



(e) 3C POD の再構成結果 (~ M70, mode230)

図 4.18  $R15 Re2000$  の 3C POD の再構成結果比較

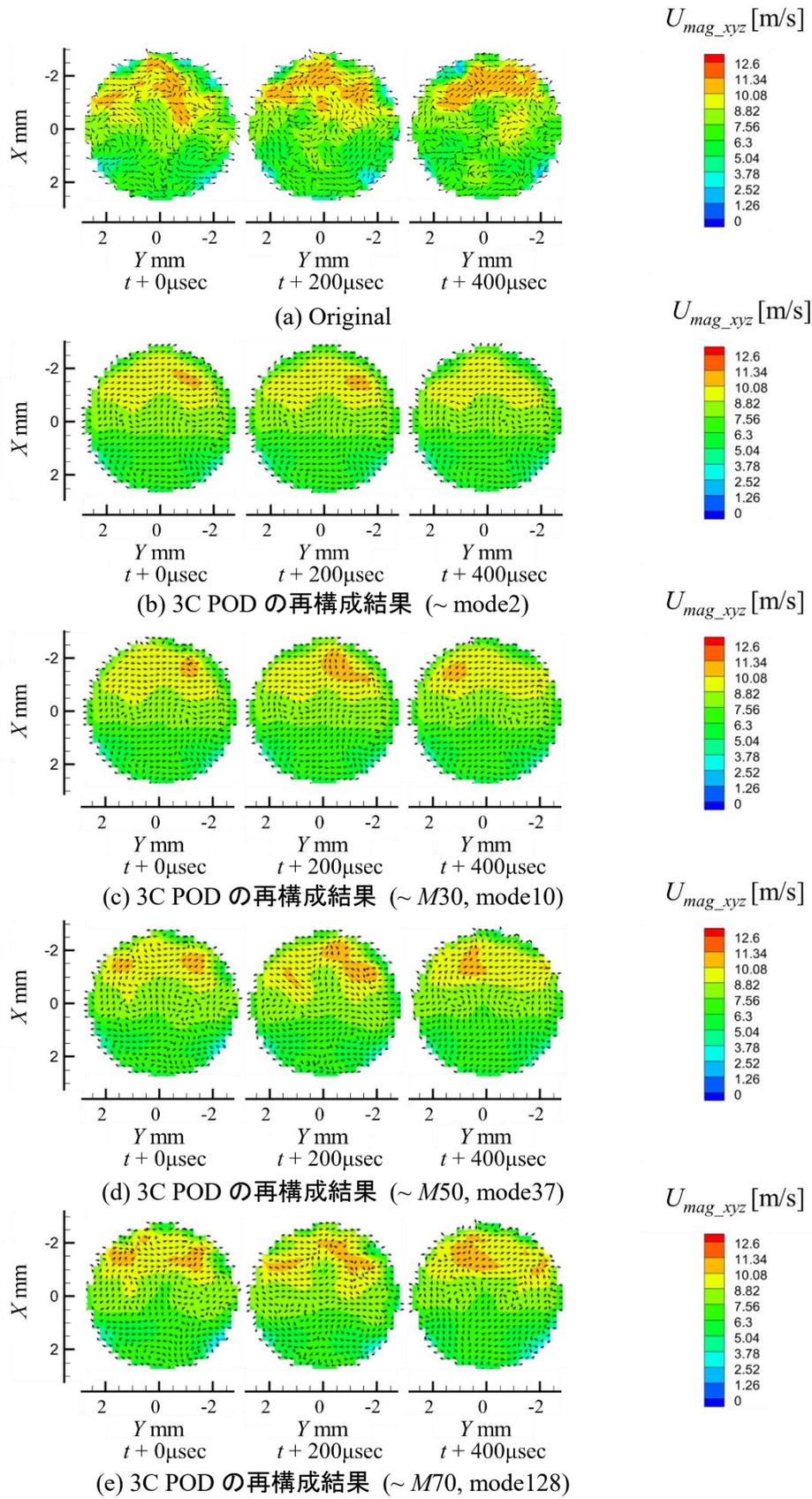


図 4.19  $R15 Re3000$  の 3C POD の再構成結果比較

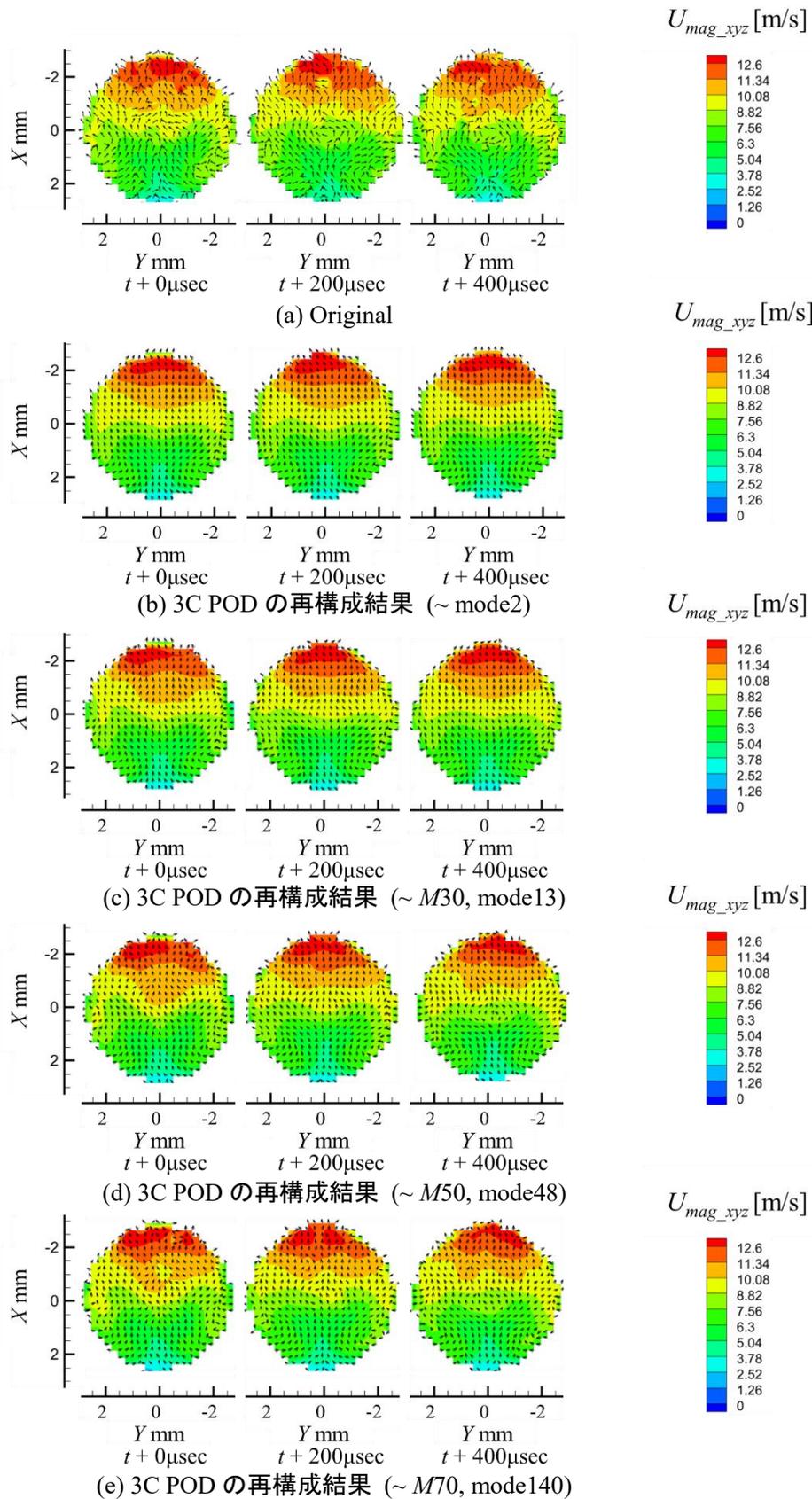


図 4.20  $R15$   $Re3000$  の 3C POD の再構成結果比較

### 4.3 本章のまとめ

2D3C PIV と 3C POD を用いて、主流方向に対して垂直な断面のノズル内出口近傍の流れの構造を計測・分析し、以下の知見を得た。

- (1) 時間平均流速場の結果より、 $R60$  の全ての Reynolds 数条件および、 $R15$  の Reynolds 数が小さい  $Re1000$  の条件で、最大流速を示す領域がはっきりと確認できるのに対し、 $R15$  では Reynolds 数が大きい、 $Re2000, Re3000$  の条件では、断面方向に流速が均質化される。
- (2) 時間平均渦度場の結果より、 $R60$  の全ての Reynolds 数条件で、渦度の強度は違うが、二つの似た渦構造が発生する。二つの似た渦構造は、流速の比較的小さい曲がりの In 側に存在する。一方で、 $R15$  では Reynolds 数によって渦構造が変わり、流速の大きい曲がりの Out 側にも強い渦構造が出現する。
- (3) 時刻歴の流速場の結果より、 $R60$  の全ての Reynolds 数条件および、 $R15$  の Reynolds 数が小さい  $Re1000$  の条件で、最大流速を示す領域が曲がりの Out 側に定在する。一方で、 $R15$  では Reynolds 数が大きい、 $Re2000, Re3000$  の条件では、最大流速の位置が  $Y$  軸方向に変動している。結果として (1) で説明したような、時間平均場の違いが生まれる。
- (4) 時刻歴の渦度場の結果より  $R15$  の全ての  $Re$  数条件において、断面全体に強い渦度分布が広がっており、流速 ( $U_{mag\_xyz}$ ) の大きさに関係なく、ノズル内を  $XY$  軸方向に乱す流れが二次流れによって生成されている。一方で、 $R60$  の全ての  $Re$  数条件において、 $-1.5 < X < 1.5, Y \doteq 0$  で渦度が弱く、流速 ( $U_{mag\_xyz}$ ) の大きな領域は  $XY$  軸方向の変動をほぼ発生しない。
- (5) 3C POD の結果より、 $R15$  の Reynolds 数が大きい条件の、 $Re2000, Re3000$  では、最大流速の領域から  $\pm Y$  軸方向にずれた位置に流速の大きい、飛び地のような、特徴的な乱流エネルギーの大きい基底ベクトルを有するモードが出現し、ノズル内全体に乱れを生成する。一方で  $R60$  の全ての条件で、ノズル内を乱す特徴的な乱流エネルギーの大きい基底ベクトルは出現しなかった。以上により、再構築された流れ場において、 $R15$  の Reynolds 数が大きい条件ではノズル内の流れが乱れている様子が見取れたが、 $R60$  では乱れが小さい。

# 第 5 章

## 結論

本稿では、エンジンの冷却システムに用いられる、オイルジェットを工学的な応用対象とし、基礎形状である、90° 曲がり管内流れの非定常特性が噴出するオイルジェットへ及ぼす影響について研究結果を論じた。本研究が対象とした流れ場は、実機で想定される Reynolds 数と同程度の  $Re = 1000 \sim 3000$  である。

第 1 章においては、流体実験の役割と重要性について示した。特に、ジェット挙動についての研究および、非定常流れの研究の動向について示したうえで、周辺の研究との関係と本研究の立ち位置を示した。第 2 章では、ノズルから噴出するジェット挙動について、背景照射法を用いた可視化と、LED 変位計を用いた界面変動について調査を行い、曲がり管の曲率半径と Reynolds 数がジェット挙動へ与える影響について分析を行った。第 3 章と第 4 章では、Time-Resolved PIV を使用し、ノズル内の非定常特性について分析を行った。第 3 章では、ノズル内の流れ場と噴出するオイルジェット挙動の同時計測を行い、本研究で独自提案した [83 - 85] 相互相関法を用いたノズル内の乱れの伝播を分析した。その結果、ノズル内で発生する二次流れ起因の乱れが、オイルジェット界面の波立ちのきっかけになっていることを示した。また、Taira ら [76] の手法を用いて、速度 2 成分の固有直交分解 (POD) を実施し、ノズルの曲率半径が小さく、Reynolds 数が大きい条件で出現する特有のモードが乱れの伝播に影響していることを考察した。第 4 章では、ノズル内の乱れの原因について主流に垂直な方向の Time-Resolved PIV を行い分析した。その結果、Brücker [66] が指摘した、二次流れ起因の主流の変動をとらえた。さらに、速度 3 成分の POD を実施し、曲率半径が小さく、Reynolds 数が大きい、ジェット界面変動が激しい条件で、ノズル内の最大流速部が管径方向に激しく変動している結果を得た。下記に、第 2 章～第 4 章で示してきた重要な知見をまとめる。

### 直管ノズルおよび 90 度曲がりノズルから噴出する噴流挙動 (第 2 章)

- (1) 背景照射法を用いた可視化結果より、オイルジェット界面が下流方向に不安定になることが観察された。この傾向は曲率半径が小さく、Reynolds 数が大きい条件で助長される。この現象は直管ノズルから噴出するジェットの不安定性の現象よりも顕著な現象のため、ノズル内の流れがジェット界面へ影響を与えた結果だと考えられる。
- (2) LED 変位計の計測結果より、ノズルの曲率半径が小さく  $Re$  数が大きい条件では下流にかけてジェット界面が、時間変動を伴いながら幅を広げることが分かった。この結果はノズル内の流れの時間変動がジェット界面へ影響を与えた結果だと考えられる。

### 出口近傍のノズル内流れとジェットの高波立ちのきっかけ (第3章)

- (1) 時間流速場の計測結果より、今回実験を行った全ての条件で、ノズル出口近傍で主流が曲がりに対し Out 側に偏ることが分かった。主流の変動について、標準偏差を用いて調査したところ、曲率半径の小さい  $R15$  の方が、曲率半径の大きい  $R60$  に比べて常に大きく、ノズルで主流が激しく変動していることが分かった。
- (2) 流速の絶対値に対する、管径方向流速の比である、 $U_{rsatio\_x}$  を用いて、ノズル内の二次流れの構造を調査した。その結果、曲率半径の大きい  $R60$  では、 $Re$  数を大きくしても  $U_{rsatio\_x}$  の空間分布に顕著な変化が無く、構造の変化が無いことが分かった。一方で、 $R15$  条件では、 $Re$  数を大きくすることでも  $U_{rsatio\_x}$  の空間分布が大きく変化した。このことから、 $R15$  条件では、二次流れにより生成される渦の構造が  $Re$  数によって変化することが考えられる。また、渦構造の変化があると考えられる条件において、オイルジェット界面が激しく波立つ。
- (3) 2D2C PIV とジェット界面挙動の同時計測結果より、ノズル内の乱れが上流から下流へ伝播している。この乱れの伝播の速度は、時間平均流速と一致しており、オイルジェット界面の波の伝播速度とも一致している。ことから、ノズル内の乱れがオイルジェット界面の波を生成していると考えられる。
- (4) 2C POD を用いたモード分解手法および再構築結果より、オイルジェット界面が激しく波立つ  $R15$  の高  $Re$  数条件では乱流エネルギーの寄与率の大きい上位のモードに特徴的な基底ベクトルを有する双子モードが出現し、少ないモードの重ね合わせでノズル内の乱れの伝播を再現できる。つまり、曲率半径  $R$  が小さく、高  $Re$  数の条件では乱流エネルギーの大きいモードが出現し、乱れを伝播することでオイルジェット界面を激しく波立たせていると考えられる。

### 主流方向に対して垂直な断面のノズル内流れの特性 (第4章)

- (1) 時間平均流速場の結果より、 $R60$  の全ての Reynolds 数条件および、 $R15$  の Reynolds 数が小さい  $Re1000$  の条件で、最大流速を示す領域がはっきりと確認できるのに対し、 $R15$  では Reynolds 数が大きい、 $Re2000, Re3000$  の条件では、断面方向に流速が均質化される。
- (2) 時間平均渦度場の結果より、 $R60$  の全ての Reynolds 数条件で、渦度の強度は違うが、二つの似た渦構造が発生する。二つの似た渦構造は、流速の比較的小さい曲がりの In 側に存在する。一方で、 $R15$  では Reynolds 数によって渦構造が変わり、流速の大きい曲がりの Out 側にも強い渦構造が出現する。

- (3) 時刻歴の流速場の結果より,  $R60$  の全ての Reynolds 数条件および,  $R15$  の Reynolds 数が小さい  $Re1000$  の条件で, 最大流速を示す領域が曲がりの Out 側に定在する. 一方で,  $R15$  では Reynolds 数が大きい,  $Re2000, Re3000$  の条件では, 最大流速の位置が  $Y$  軸方向に変動している. 結果として (1) で説明したような, 時間平均場の違いが生まれる.
- (4) 時刻歴の渦度場の結果より  $R15$  の全ての  $Re$  数条件において, 断面全体に強い渦度分布が広がっており, 流速 ( $U_{mag_{xyz}}$ ) の大きさに関係なく, ノズル内を  $XY$  軸方向に乱す流れが二次流れによって生成されている. 一方で,  $R60$  の全ての  $Re$  数条件において,  $-1.5 < X < 1.5, Y \doteq 0$  で渦度が弱く, 流速 ( $U_{mag_{xyz}}$ ) の大きな領域は  $XY$  軸方向の変動をほぼ発生しない.
- (5) 3C POD の結果より,  $R15$  の Reynolds 数が大きい条件の,  $Re2000, Re3000$  では, 最大流速の領域から  $\pm Y$  軸方向にずれた位置に流速の大きい, 飛び地のような, 特徴的な乱流エネルギーの大きい基底ベクトルを有するモードが出現し, ノズル内全体に乱れを生成する. 一方で  $R60$  の全ての条件で, ノズル内を乱す特徴的な乱流エネルギーの大きい基底ベクトルは出現しなかった. 以上により, 再構築された流れ場において,  $R15$  の Reynolds 数が大きい条件ではノズル内の流れが乱れている様子が見取れたが,  $R60$  では乱れが小さい.

各章で得られた知見より, 曲がり管ノズルから噴出するジェットは, 一般的な KH 不安定性や RT 不安定よりも, ノズル内の乱れによる強い不安定性を有する. つまり, ノズル噴出直後の不安定はノズル内の乱れが支配的であることを示した.

これらの知見より, 第 1 章で提起した工学的課題について, ノズル内の流れ乱れ構造に着目することでジェット挙動を予測することができる可能性を見出した.

## 将来の展望

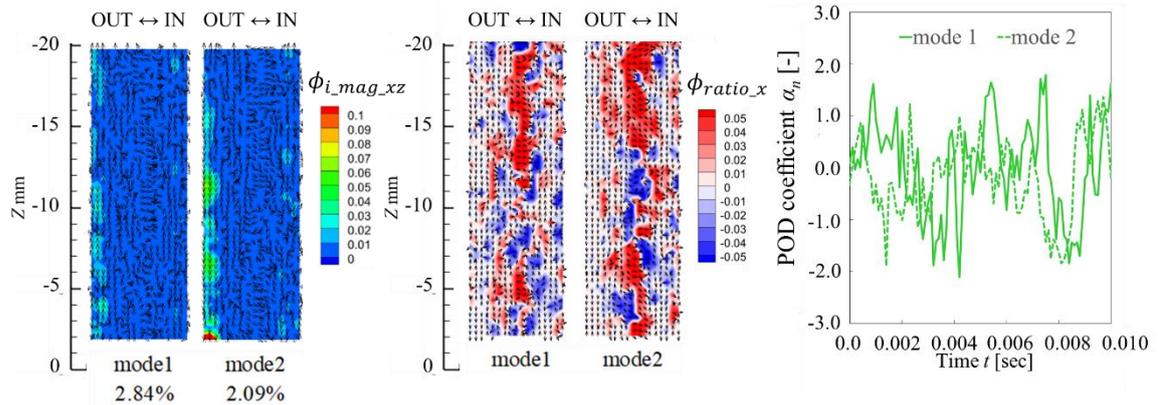
本研究は, 実験的に  $90^\circ$  曲がりノズル内の非定常流特性が噴出するオイルジェットに及ぼす影響について調査し, 考察を加えた. 結果として, 噴流に関しての研究で主であった, 直管ノズルから噴出するジェットの不安定性や, 直管ノズル内の乱れに対するジェット挙動の研究に, 二次流れによる非定常的な乱れの影響の考察を加えることで, この分野の研究を発展させた. 一方で, ノズル内の乱れが, どのように発生するか? といった基本的な疑問には十分に答えることができていない. 既往研究や, 計測結果から曲がり部での主流の Out 側への偏りと In 方向への寄り戻しが乱れの生成に関与していると推察されるが, 裏付けるだけの計測結果を得ることが現時点でできていない.

そこで, LES や DNS といった数値解析的な手法による, 根源的な現象解明を行う必要があると考えている. 今後の実験的・数値解析的アプローチの発展を期待している.

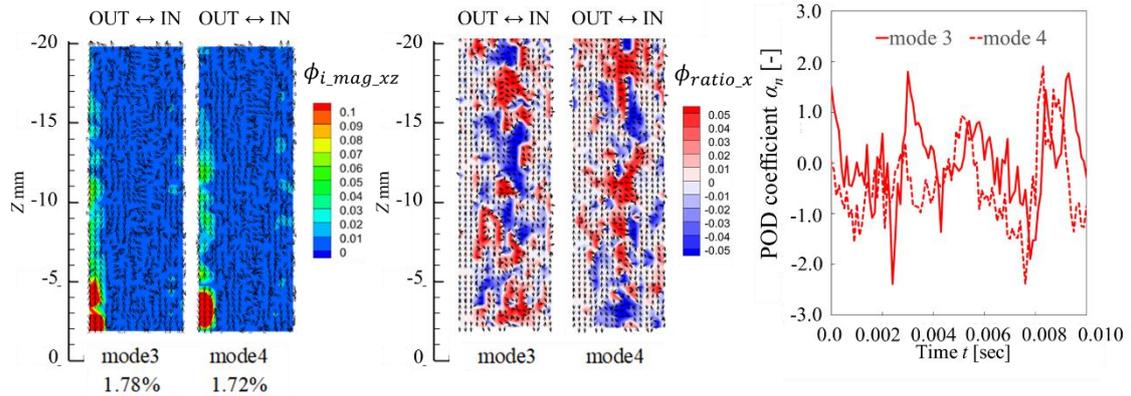
# 付録 A 2C POD の分析結果

## A-1, 2C POD の基底ベクトルおよび POD 係数

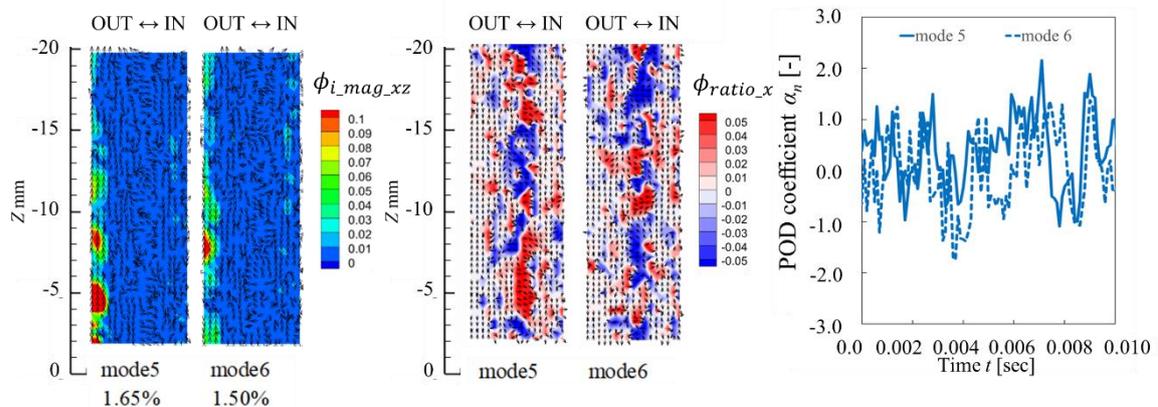
$$\phi_{i\_mag\_xz} = \sqrt{\phi_{i\_x}^2 + \phi_{i\_z}^2}, \quad \phi_{i\_ratio\_x} = \phi_x / \phi_{i\_mag\_xz}$$



Mode 1, 2 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

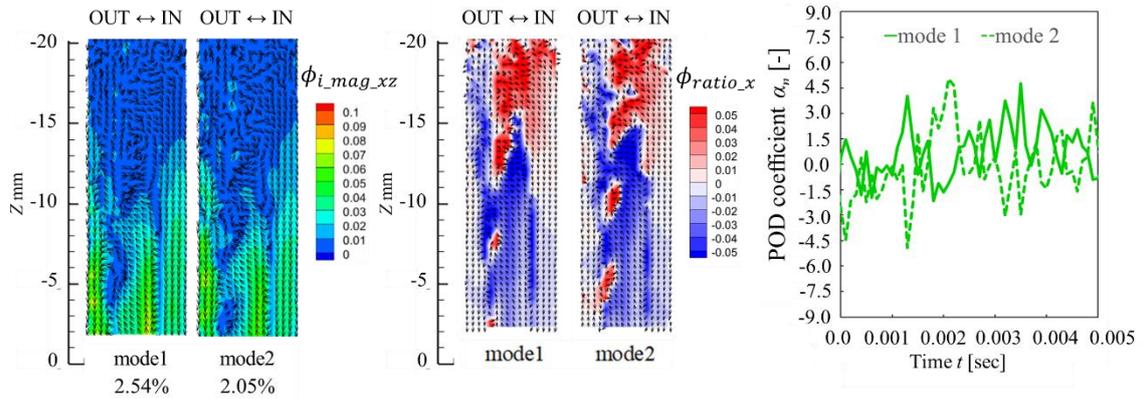


Mode 3, 4 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

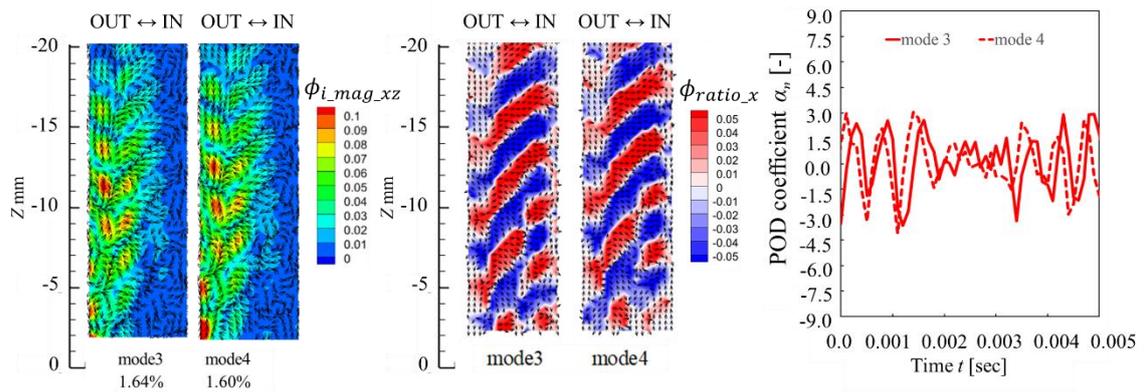


Mode 5, 6 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

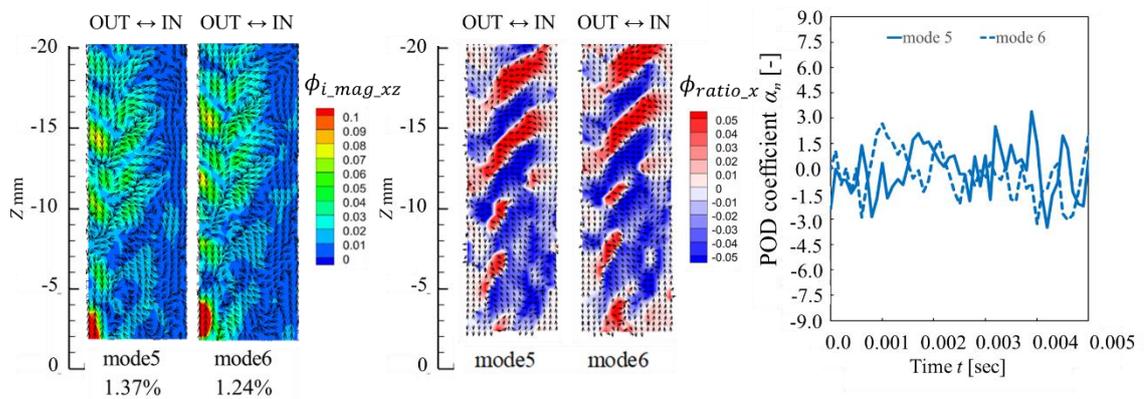
図 A1-1 R15, Re1000 の基底ベクトルと POD 係数



Mode 1, 2 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

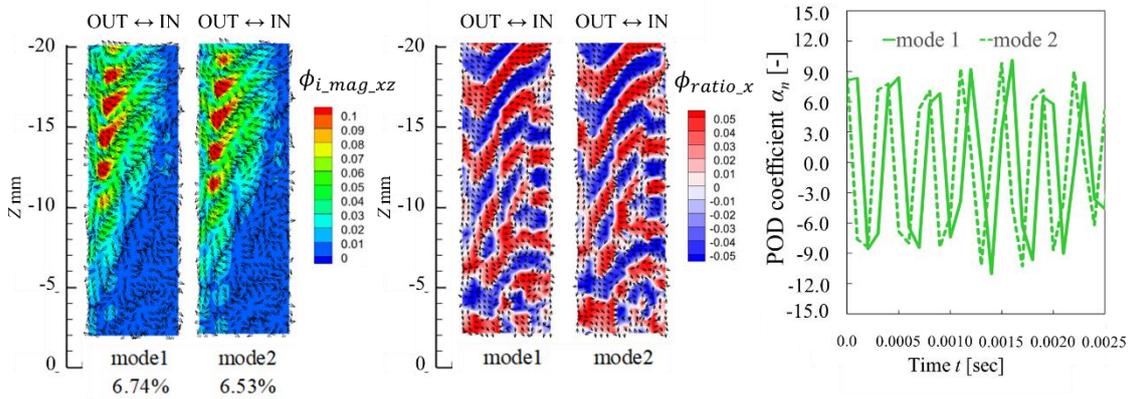


Mode 3, 4 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

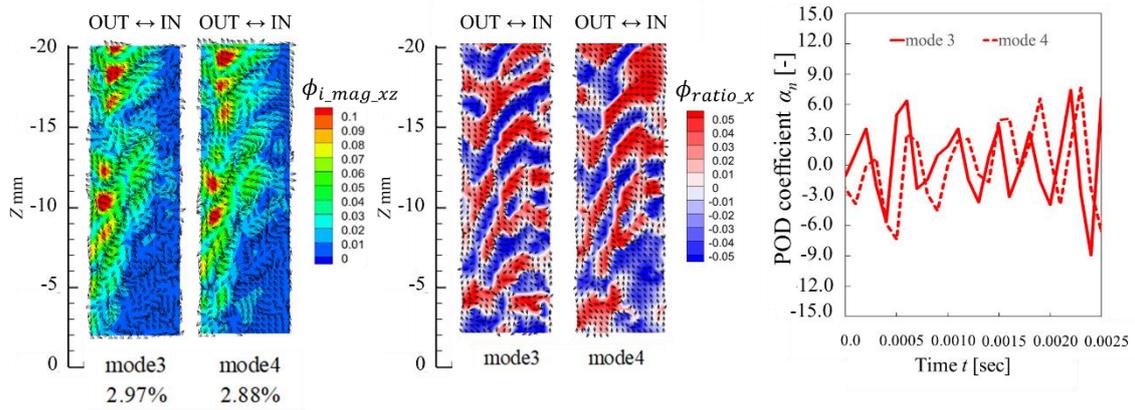


Mode 5, 6 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

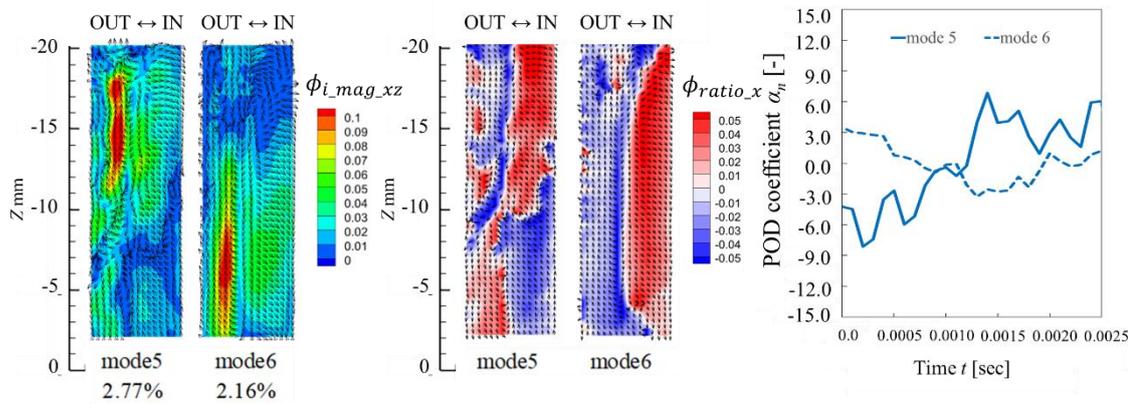
図 A1-2  $R15, Re2000$  の基底ベクトルと POD 係数



Mode 1, 2 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

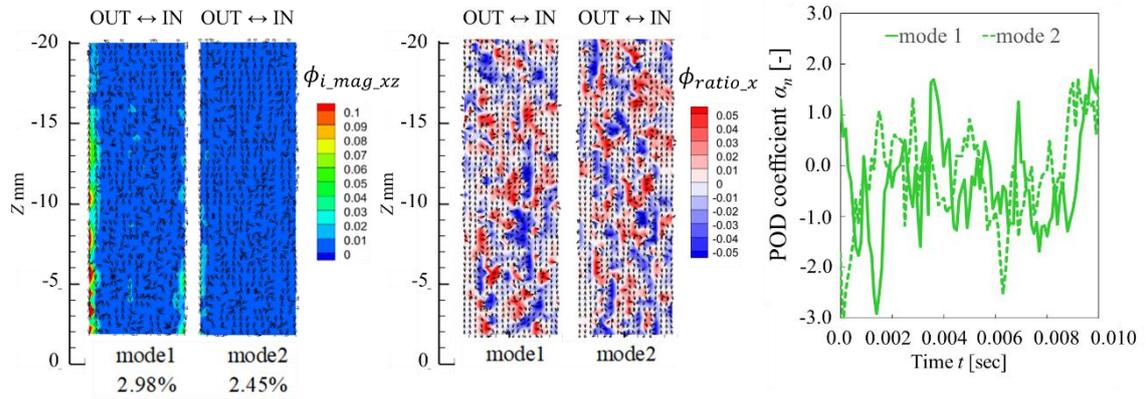


Mode 3, 4 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

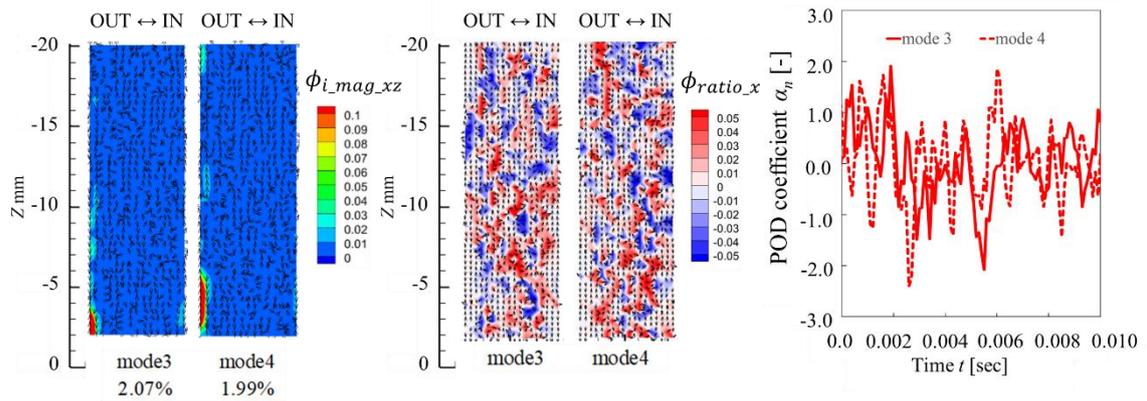


Mode 5, 6 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

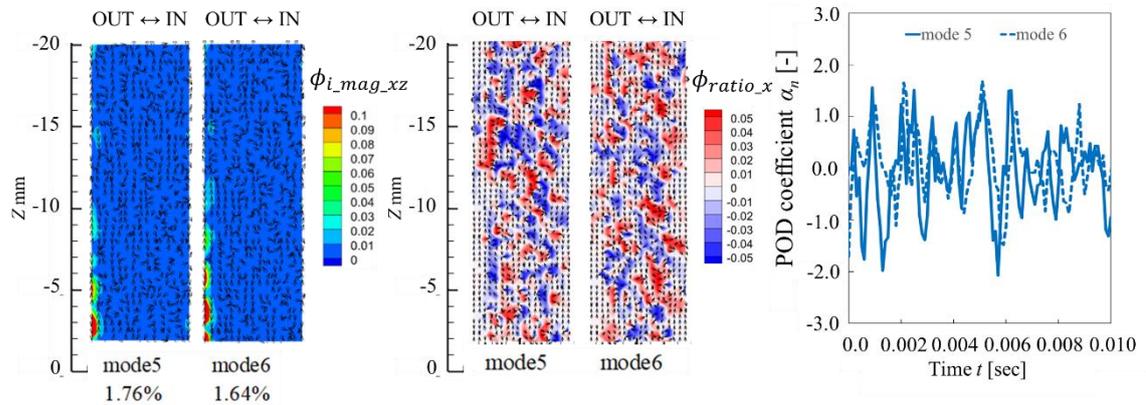
図 A1-3 R15,  $Re3000$  の基底ベクトルと POD 係数



Mode 1, 2 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

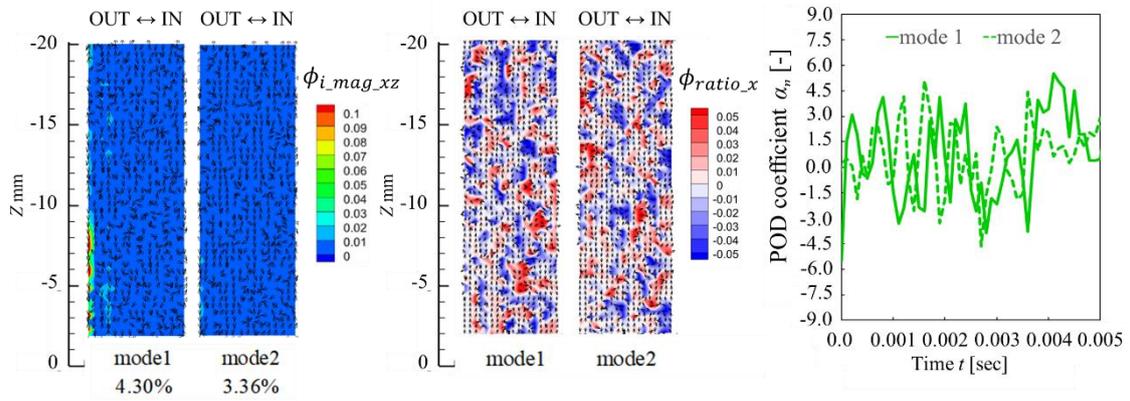


Mode 3, 4 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

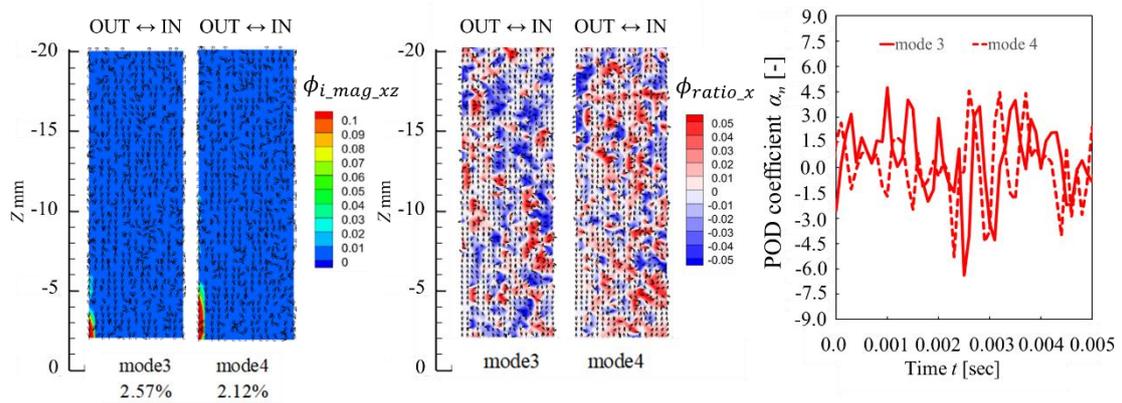


Mode 5, 6 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

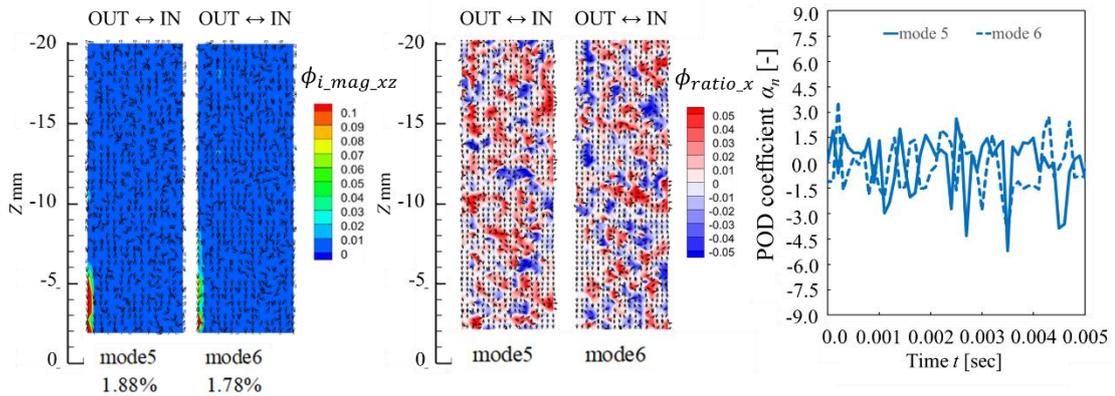
図 A1-4 R60,  $Re1000$  の基底ベクトルと POD 係数



Mode 1, 2 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

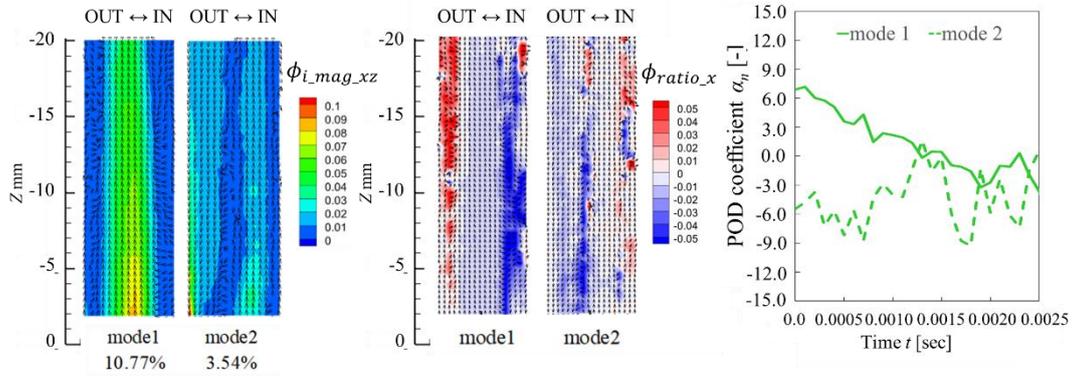


Mode 3, 4 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

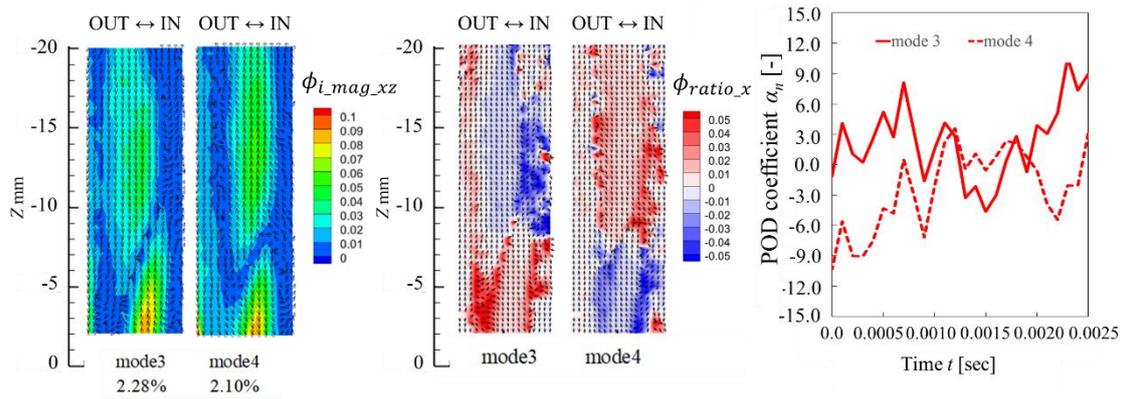


Mode 5, 6 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

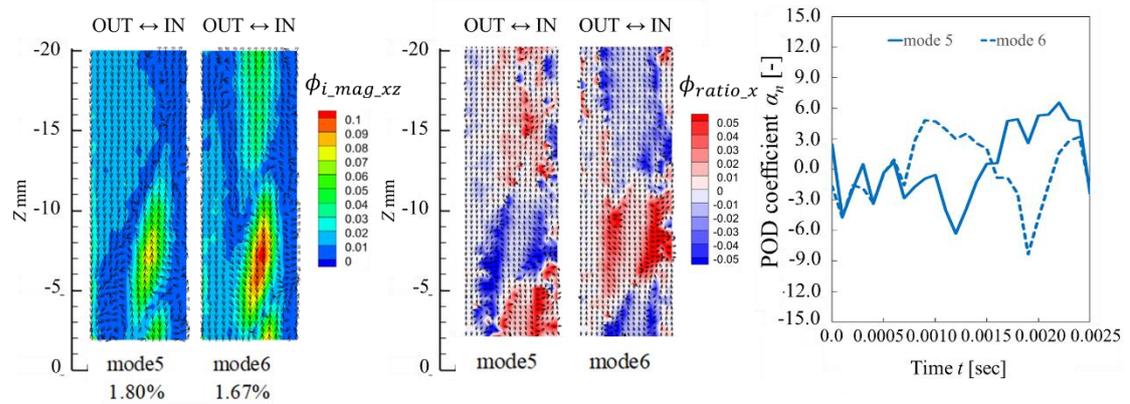
図 A1-5 R60,  $Re2000$  の基底ベクトルと POD 係数



Mode 1, 2 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)



Mode 3, 4 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)



Mode 5, 6 の基底ベクトル (左:  $\Phi_{i\_mag\_xz}$ , 中:  $\Phi_{i\_ratio\_x}$ ) と POD 係数 (右)

図 A1-6 R60, Re3000 の基底ベクトルと POD 係数

## A-2, 2C POD の POD 係数の相互相関係数

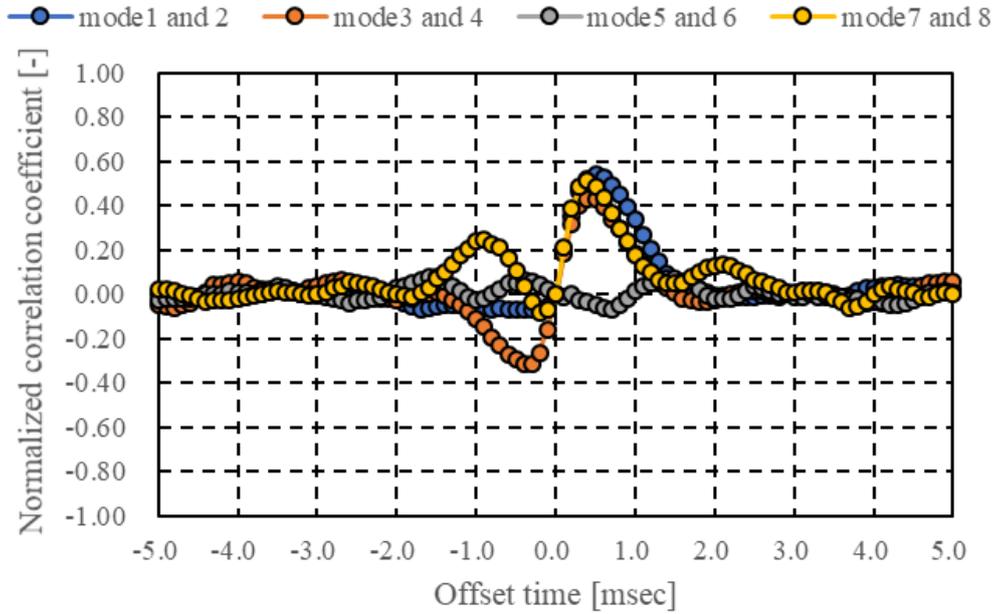


図 A2-1  $R15, Re1000$  のモード間の POD 係数の相関係数

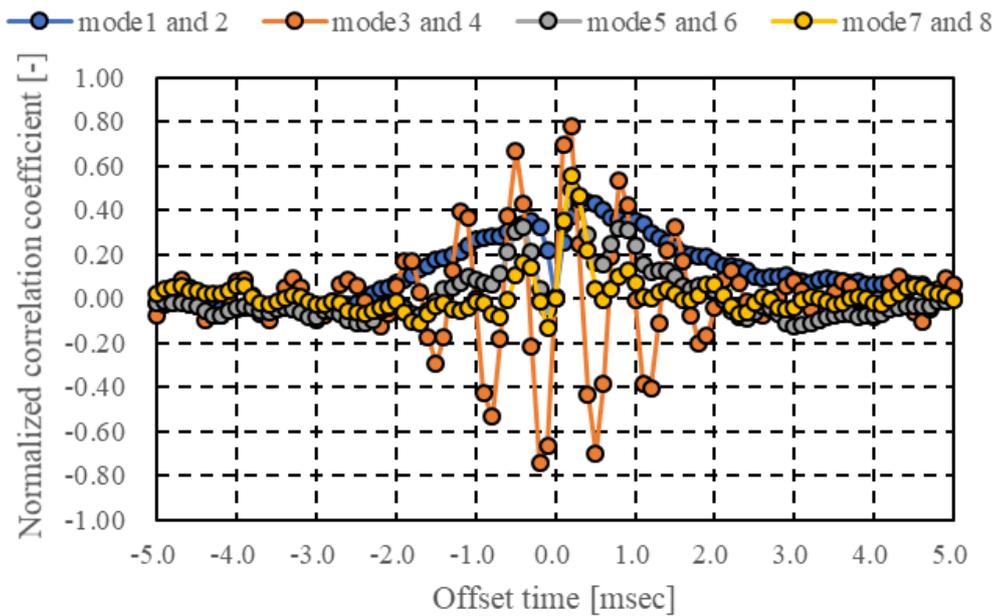


図 A2-2  $R15, Re2000$  のモード間の POD 係数の相関係数

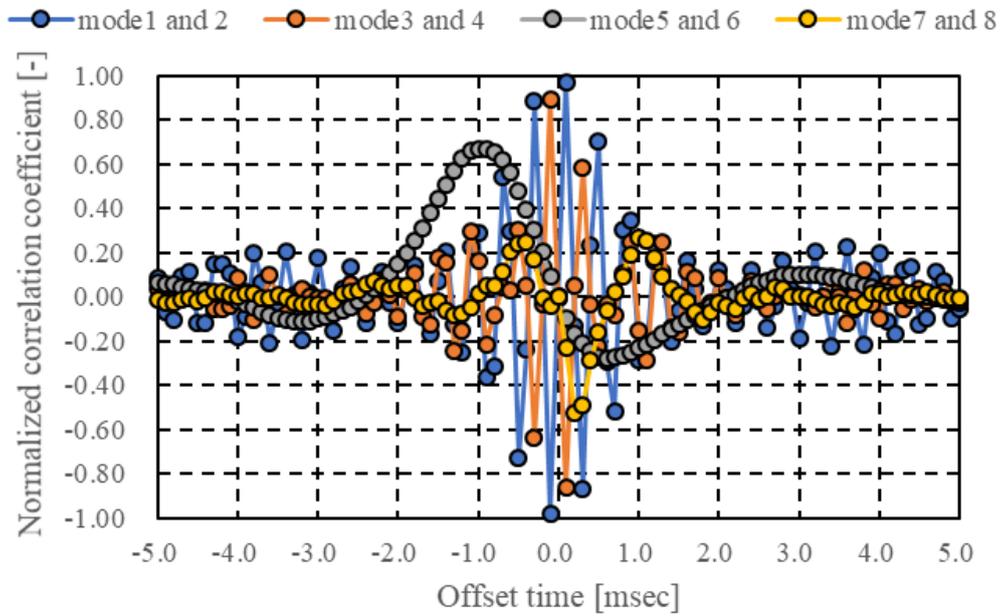


図 A2-3 R15,  $Re3000$  のモード間の POD 係数の相関係数

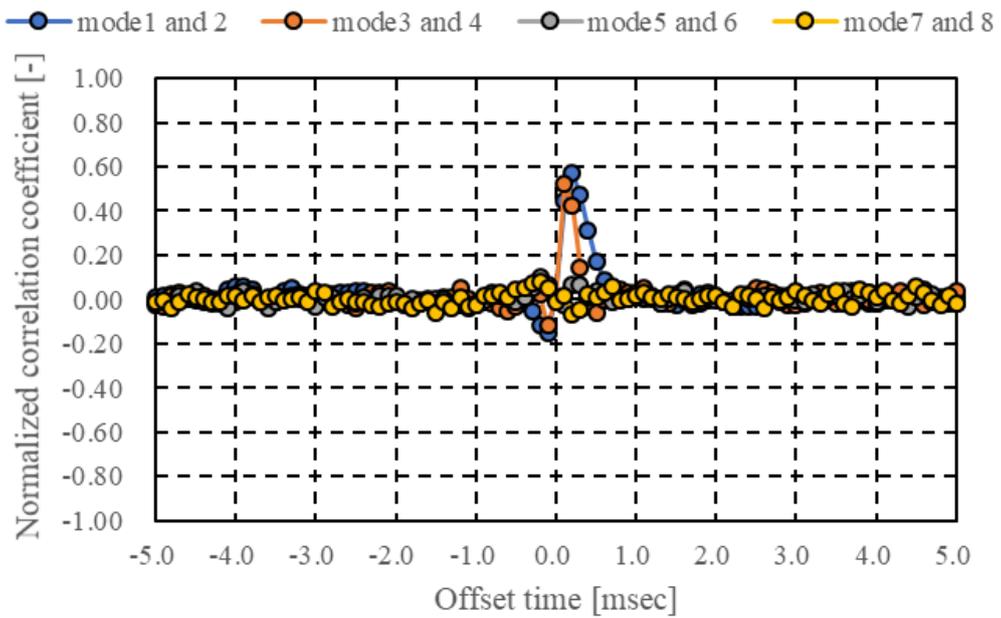
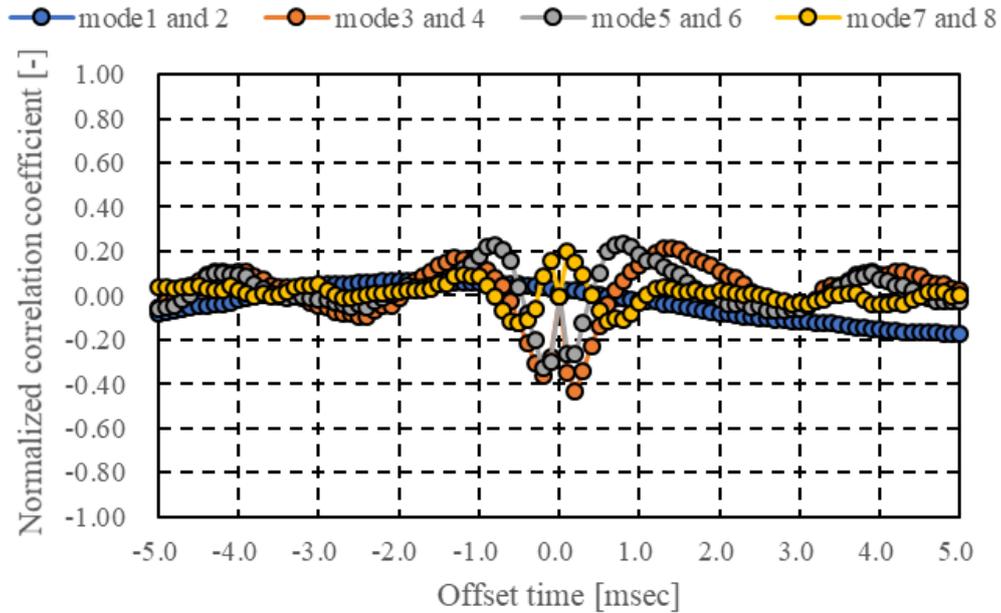


図 A2-4 R60,  $Re1000$  のモード間の POD 係数の相関係数



A2-5 R60, Re2000 のモード間の POD 係数の相関係数

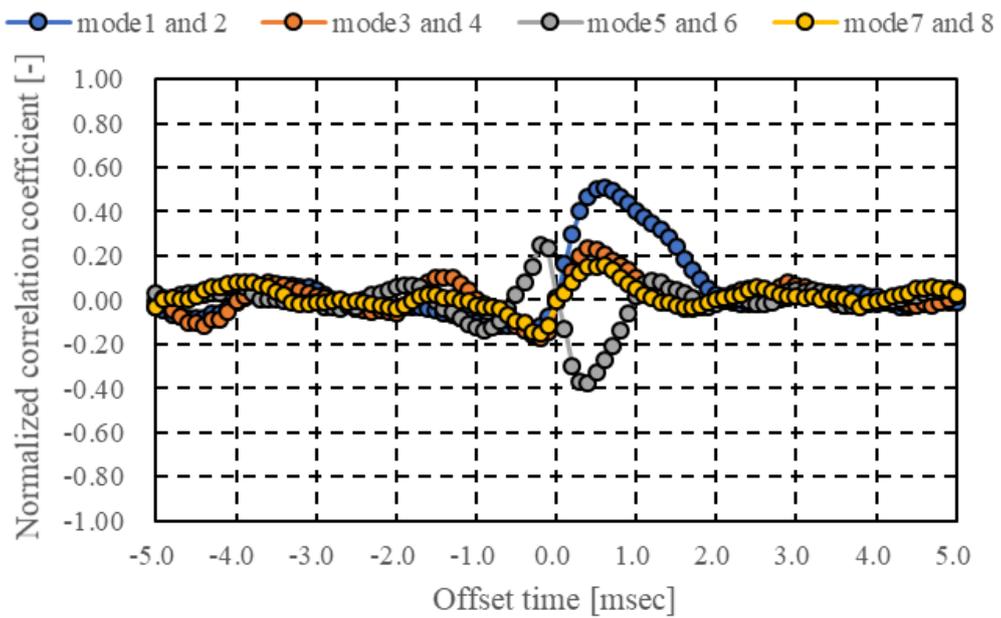


図 A2-6 R60, Re3000 のモード間の POD 係数の相関係数

# A-3, 2C POD の再構成結果

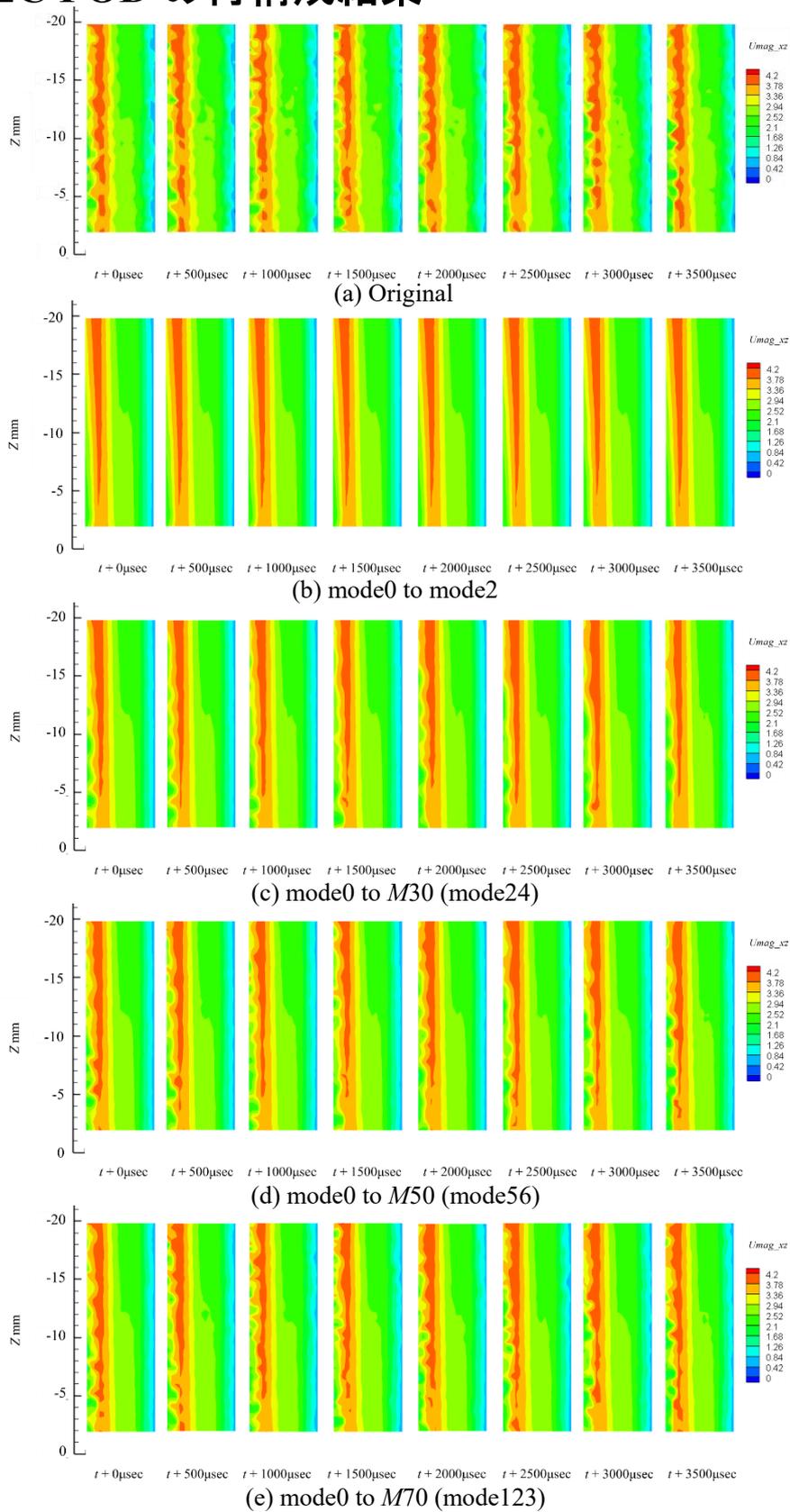
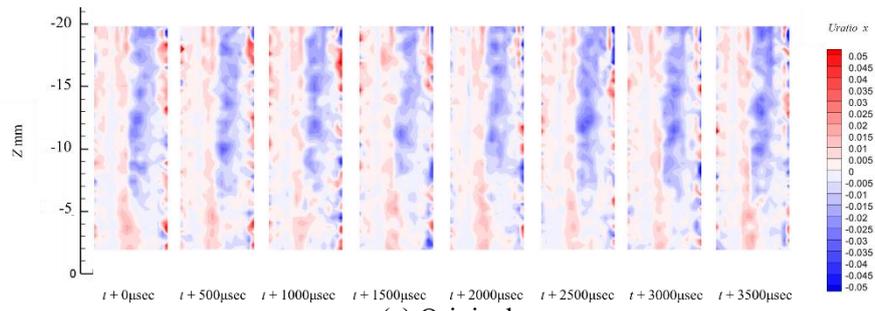
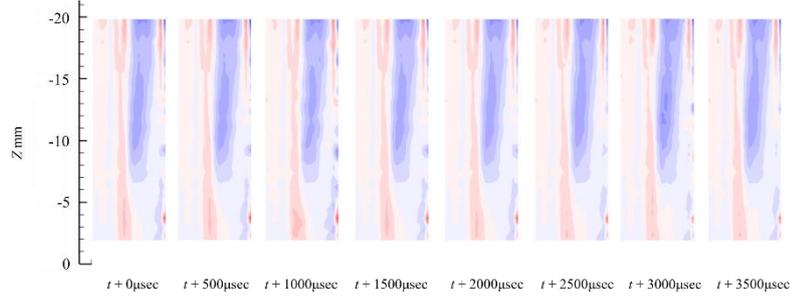


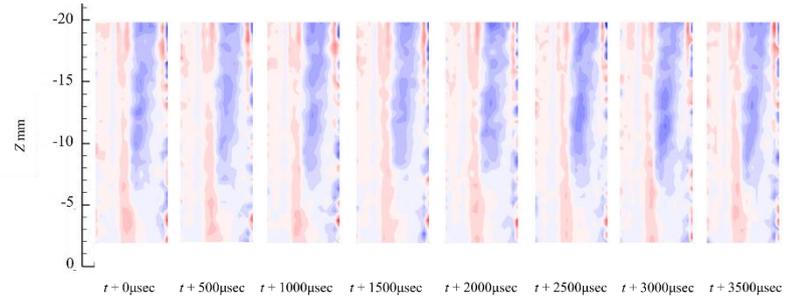
図 A3-1 R15, Re1000 の PIV 結果 (Original) と 2C POD の再構成結果の比較 ( $U_{mag\_xz}$ )



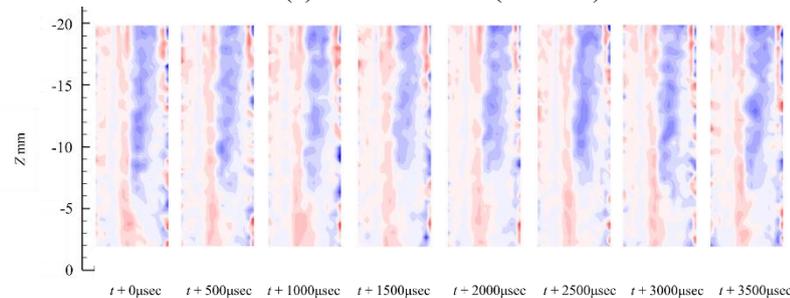
(a) Original



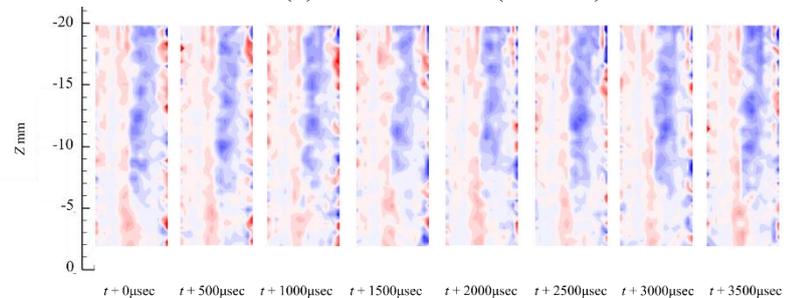
(b) mode0 to mode2



(c) mode0 to M30 (mode24)

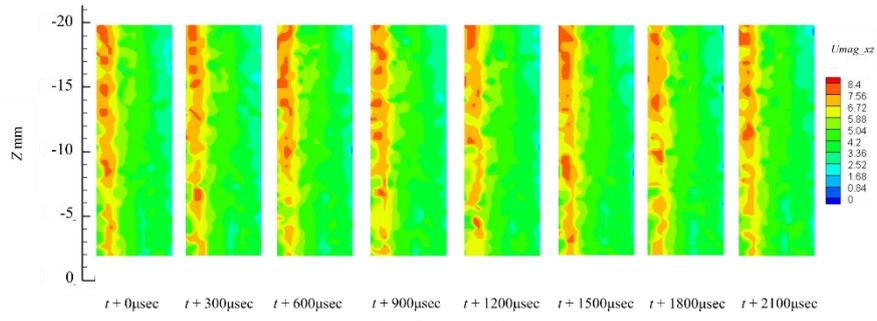


(d) mode0 to M50 (mode56)

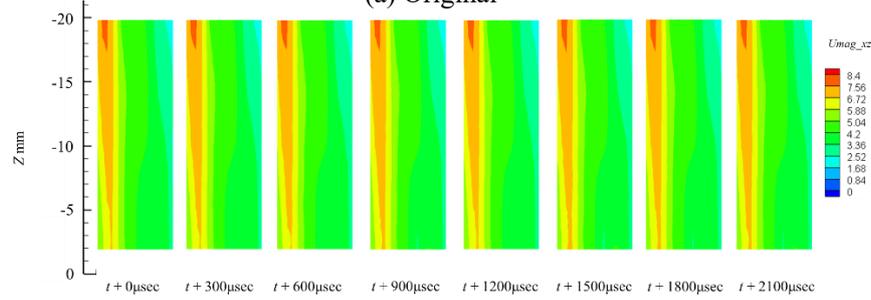


(e) mode0 to M70 (mode123)

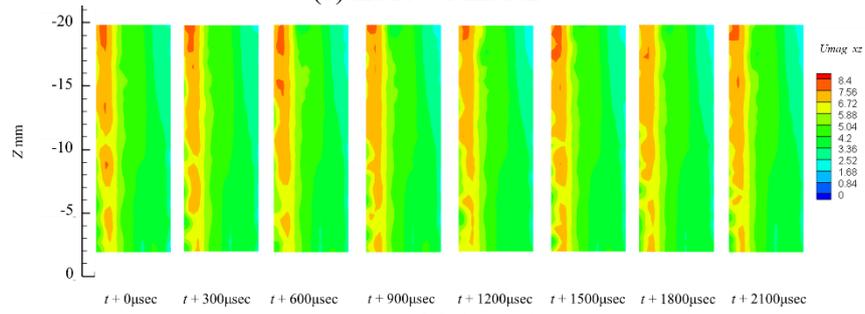
図 A3-2 R15,  $Re1000$  の PIV 結果 (Original) と 2C POD の再構成結果の比較 ( $U_{ratio\_x}$ )



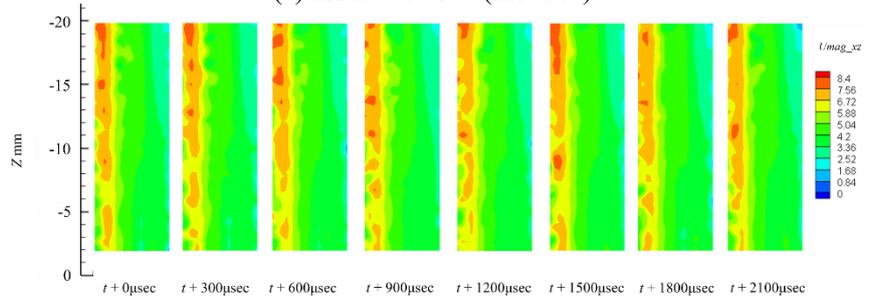
(a) Original



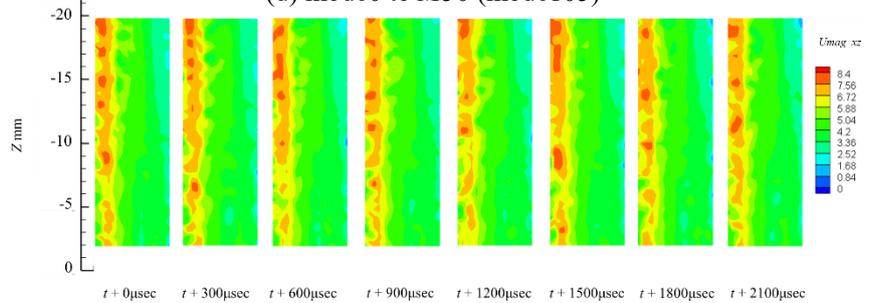
(b) mode0 to mode2



(c) mode0 to  $M_{30}$  (mode40)



(d) mode0 to  $M_{50}$  (mode105)



(e) mode0 to  $M_{70}$  (mode230)

図 A3-3 R15,  $Re_{2000}$  の PIV 結果 (Original) と 2C POD の再構成結果の比較 ( $U_{mag\_xz}$ )

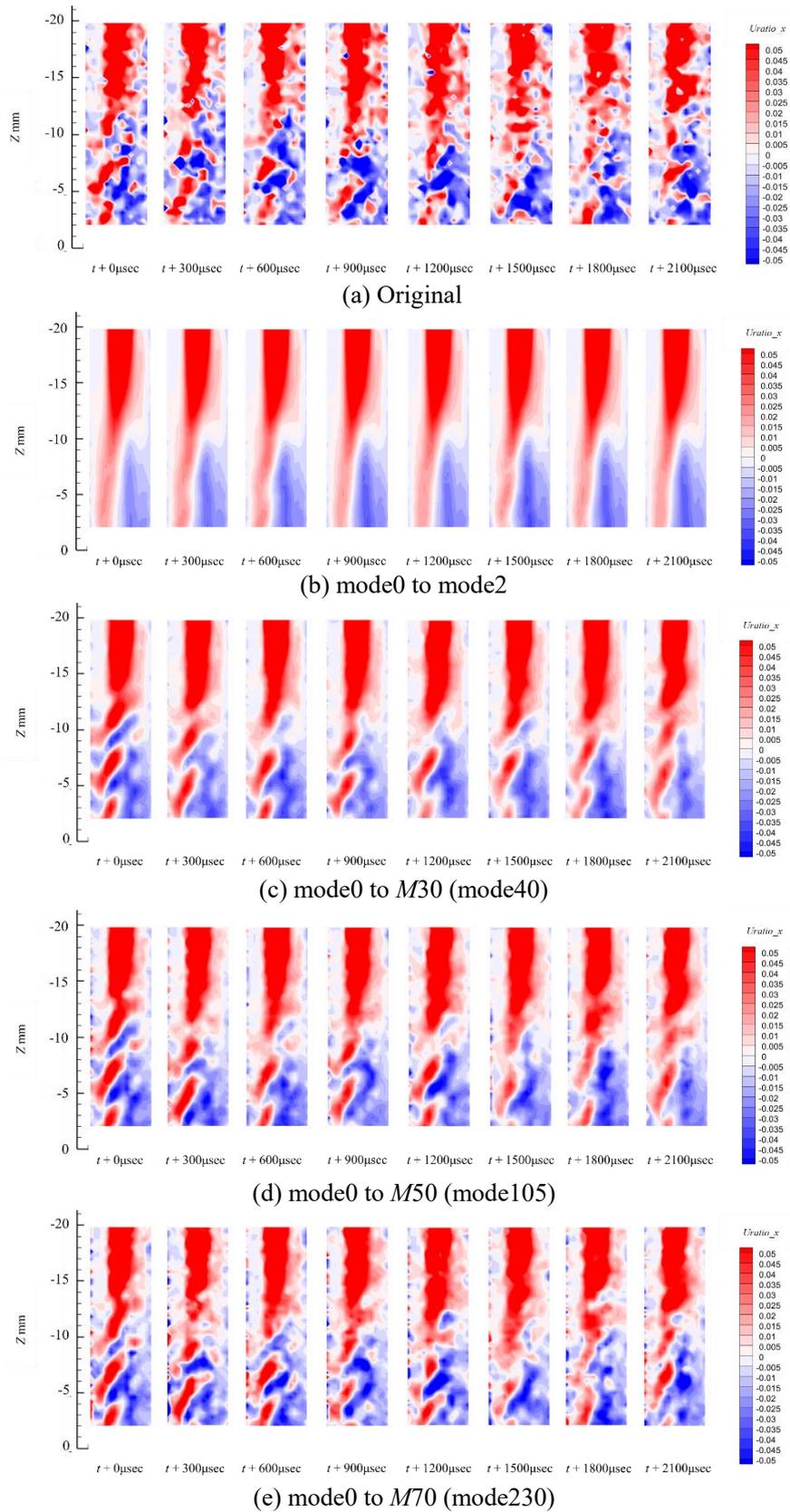


図 A3-4  $R_{15}$ ,  $Re_{2000}$  の PIV 結果 (Original) と 2C POD の再構成結果の比較 ( $U_{ratio\_x}$ )

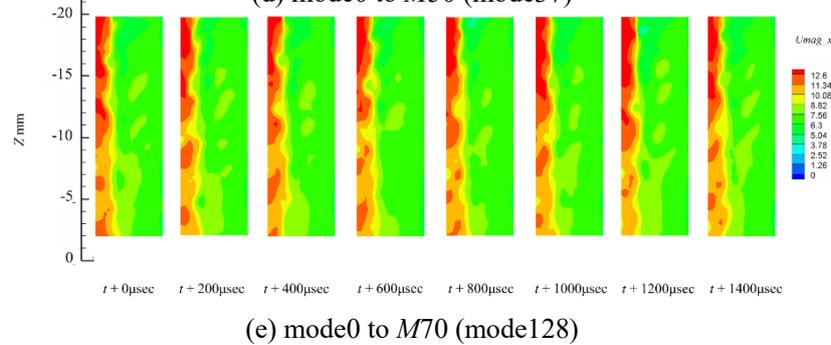
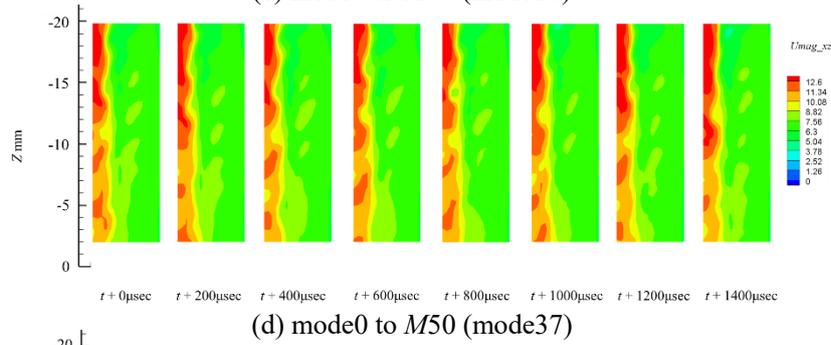
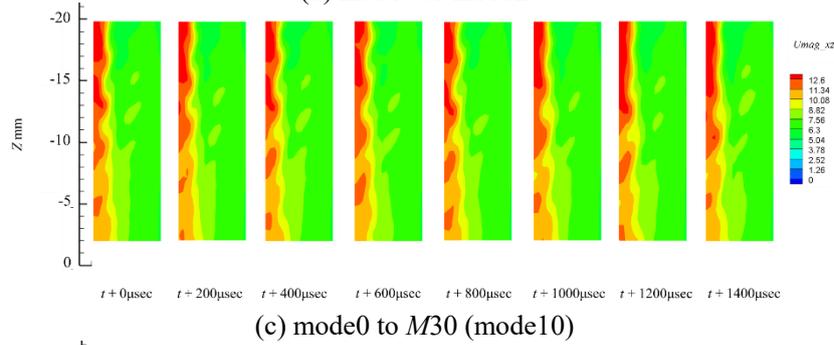
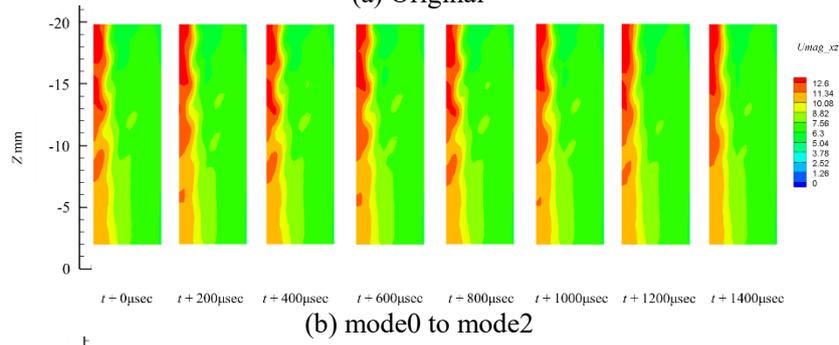
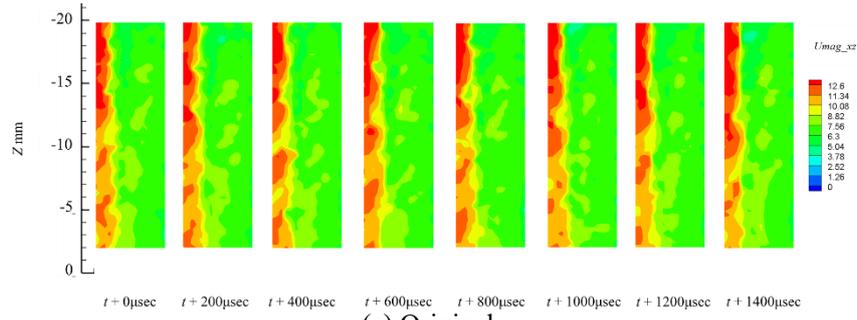


図 A3-5 R15, Re3000 の PIV 結果 (Original) と 2C POD の再構成結果の比較 ( $U_{mag\_xz}$ )

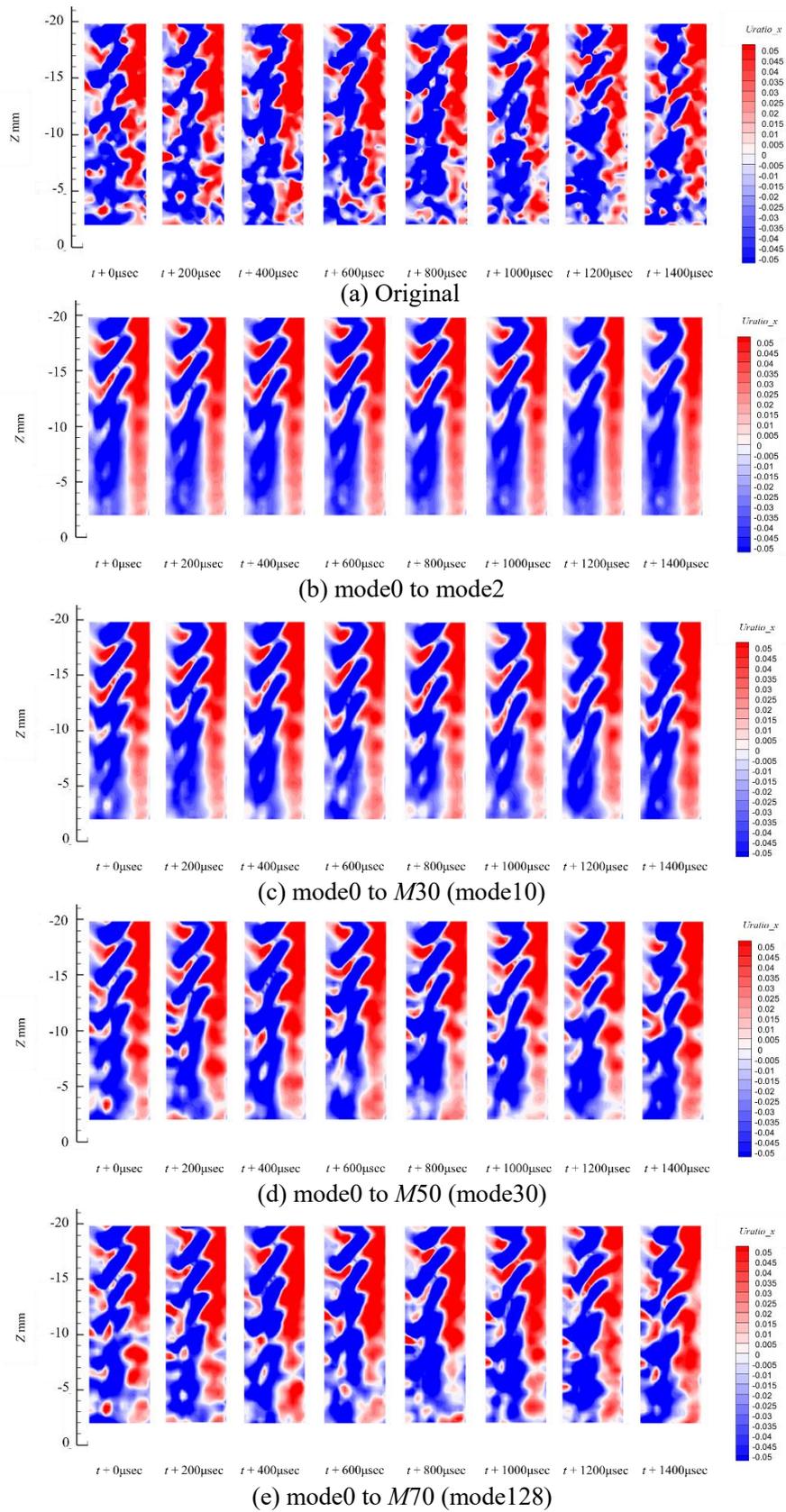


図 A3-6 R15,  $Re3000$  の PIV 結果 (Original) と 2C POD の再構成結果の比較 ( $U_{ratio\_x}$ )

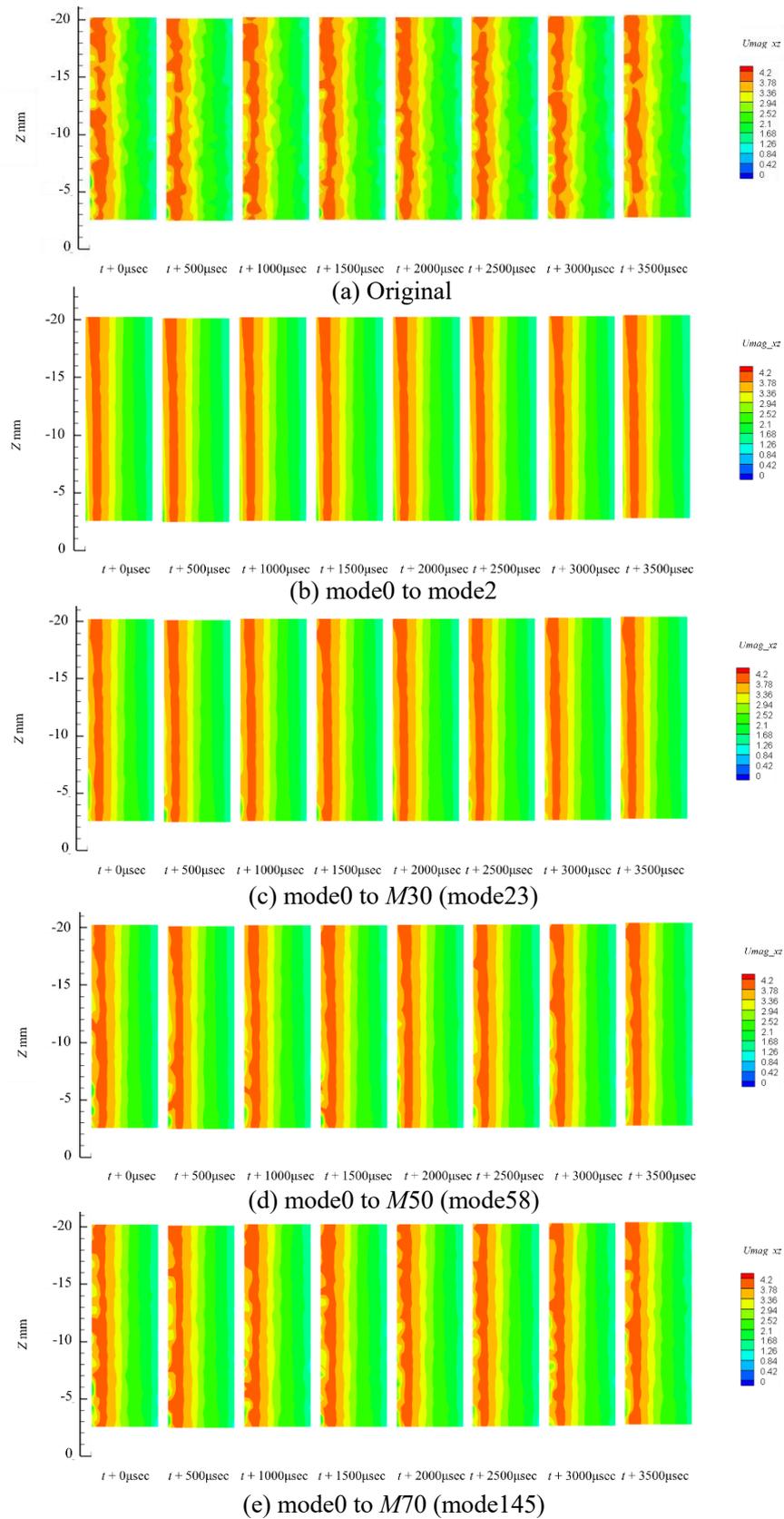


図 A3-7 R60,  $Re_{1000}$  の PIV 結果 (Original) と 2C POD の再構成結果の比較 ( $U_{mag\_xz}$ )

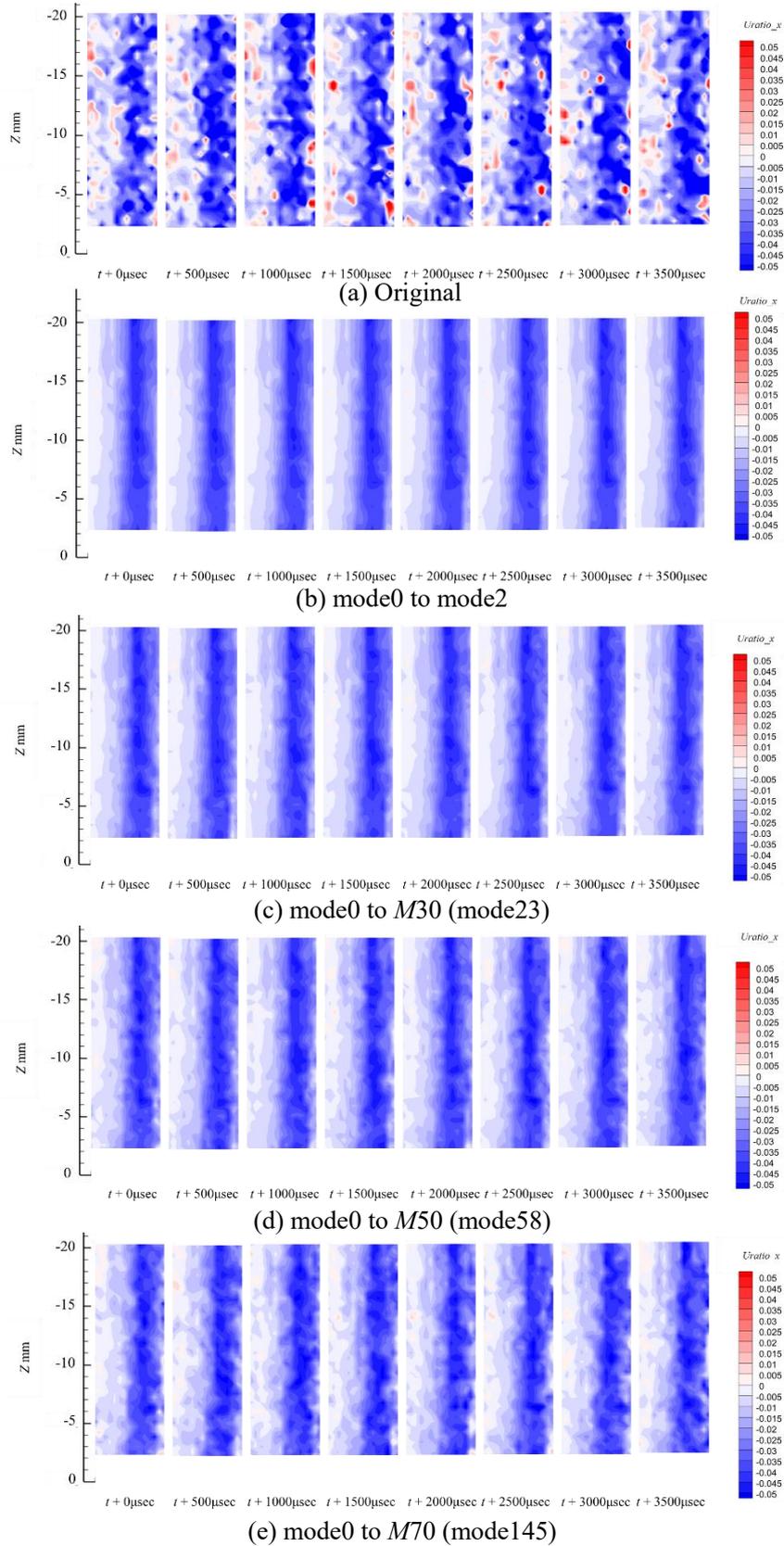


図 A3-8  $R60, Re1000$  の PIV 結果 (Original) と 2C POD の再構成結果の比較 ( $U_{ratio\_x}$ )

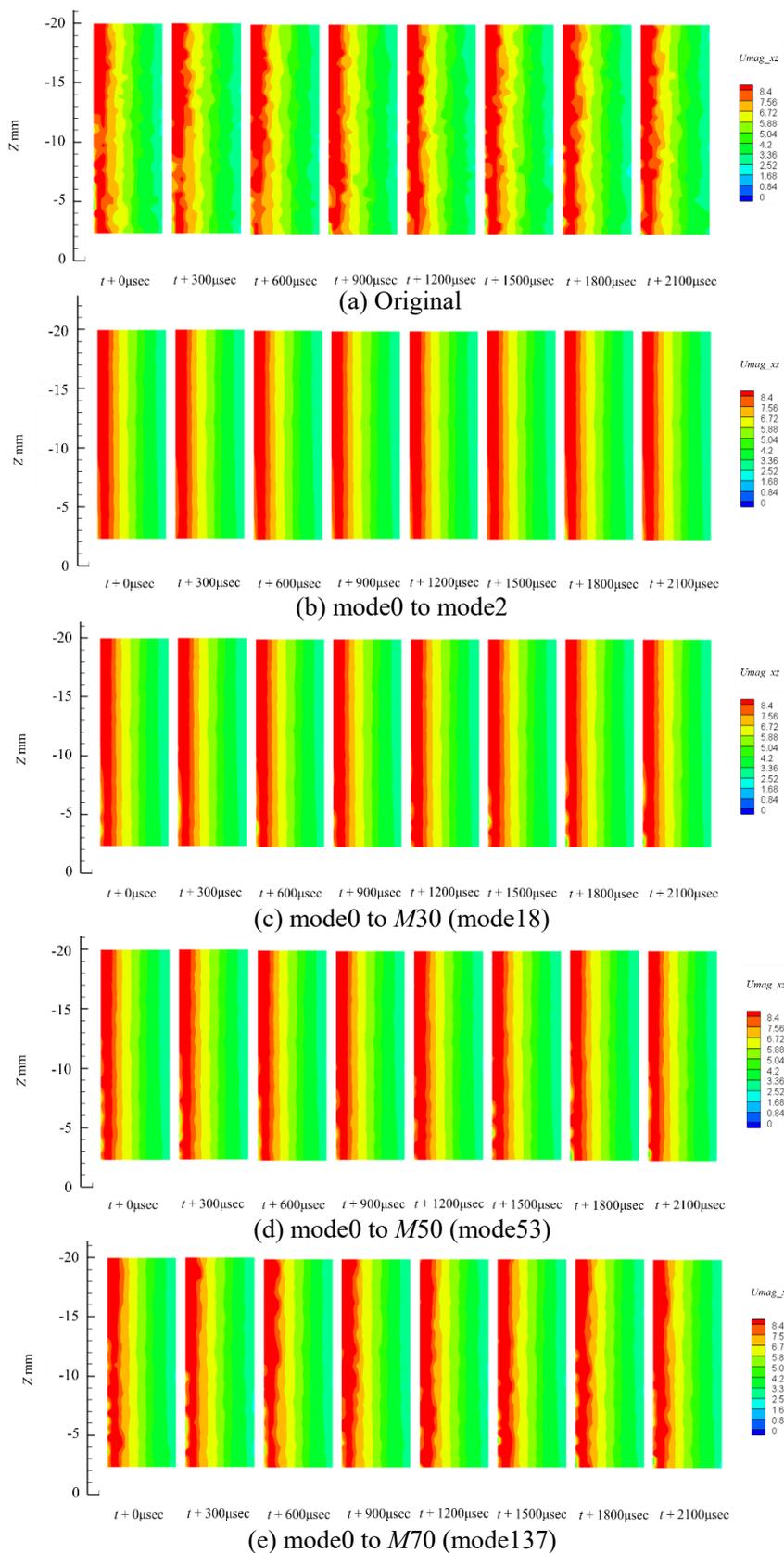


図 A3-9 R60,  $Re_{2000}$  の PIV 結果 (Original) と 2C POD の再構成結果の比較 ( $U_{mag\_xz}$ )

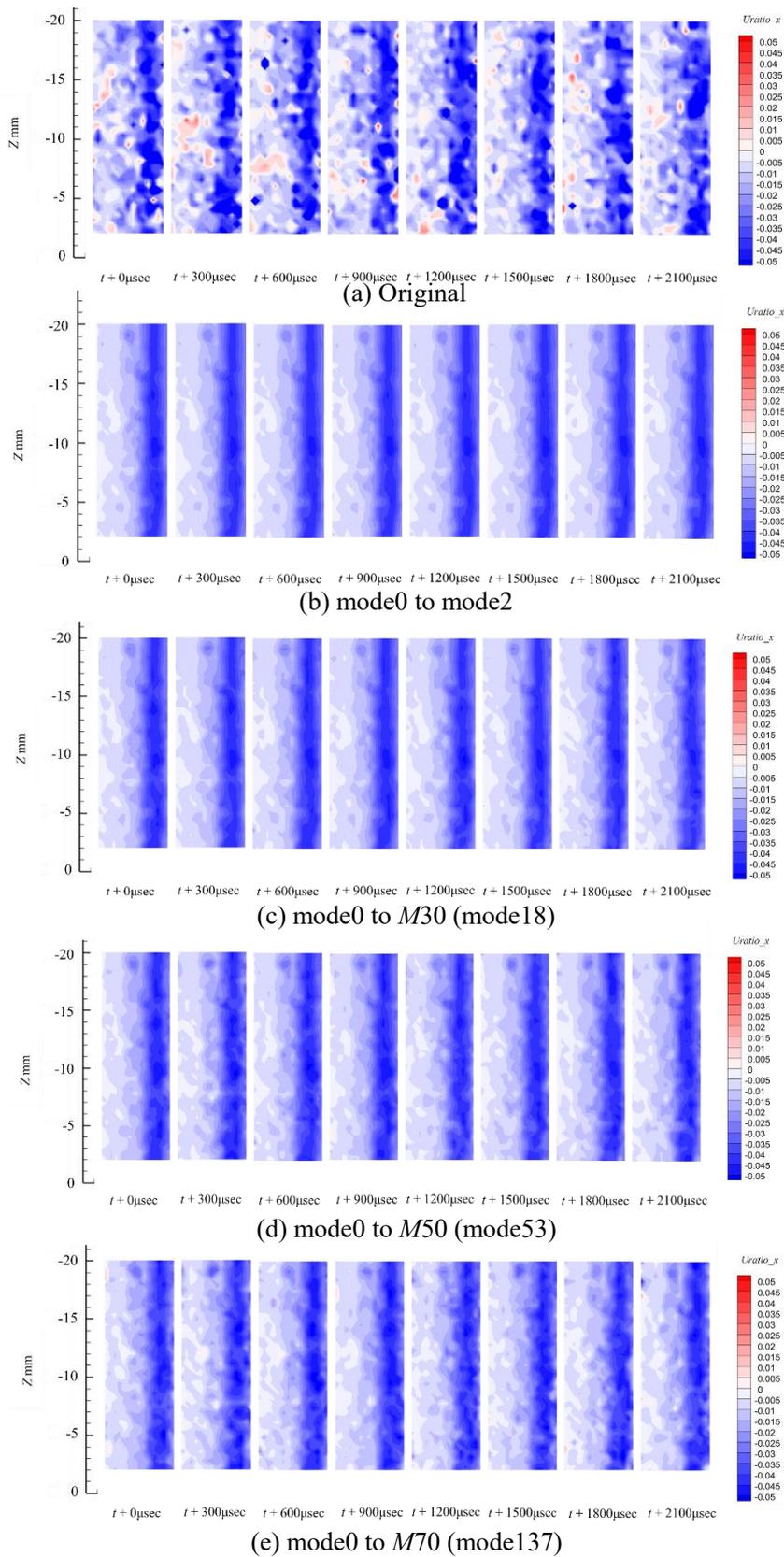


図 A3-10  $R_{60}$ ,  $Re_{2000}$  の PIV 結果 (Original) と 2C POD の再構成結果の比較 ( $U_{ratio\_x}$ )

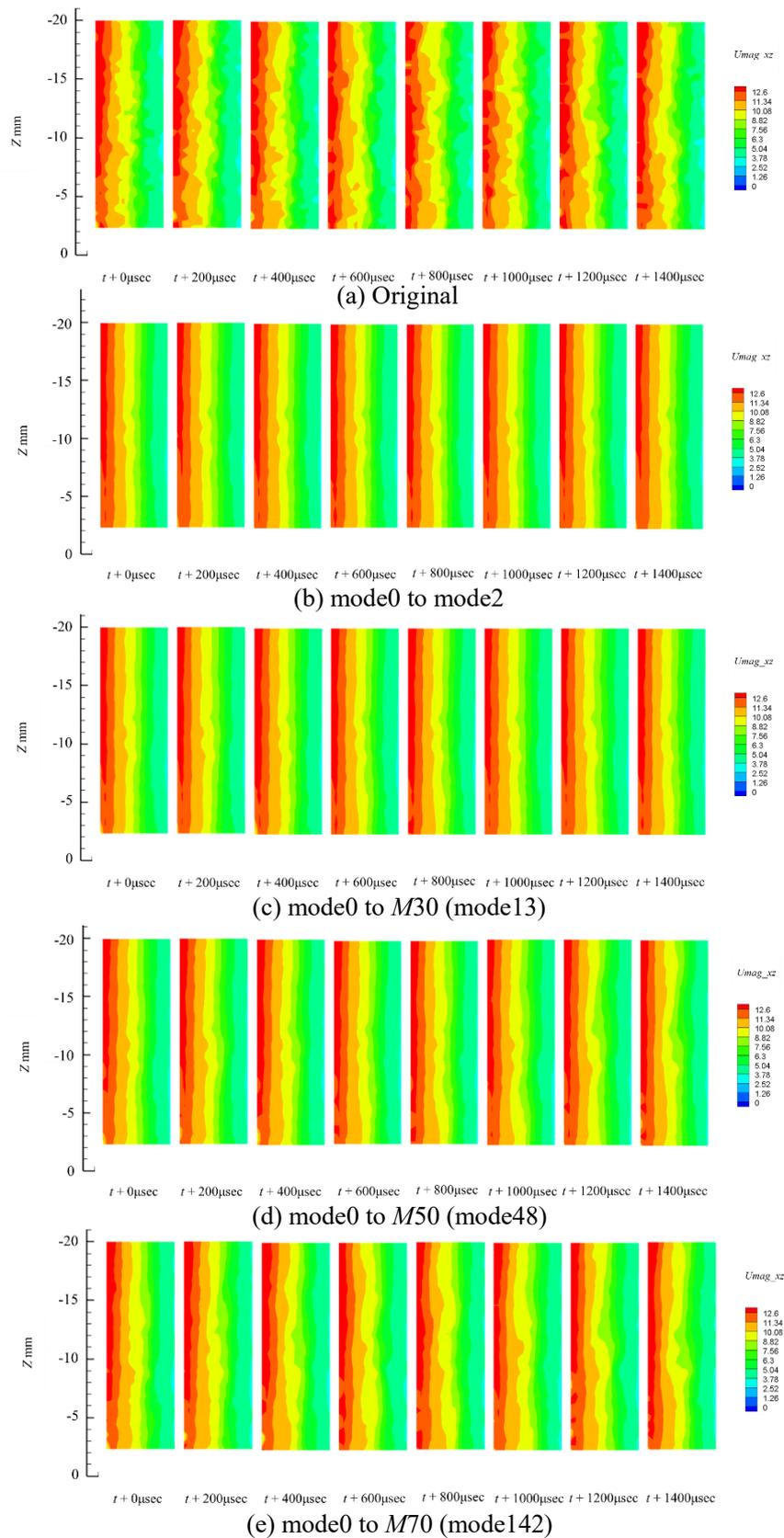


図 A3-11 R60, Re3000 の PIV 結果 (Original) と 2C POD の再構成結果の比較 ( $U_{mag\_xz}$ )

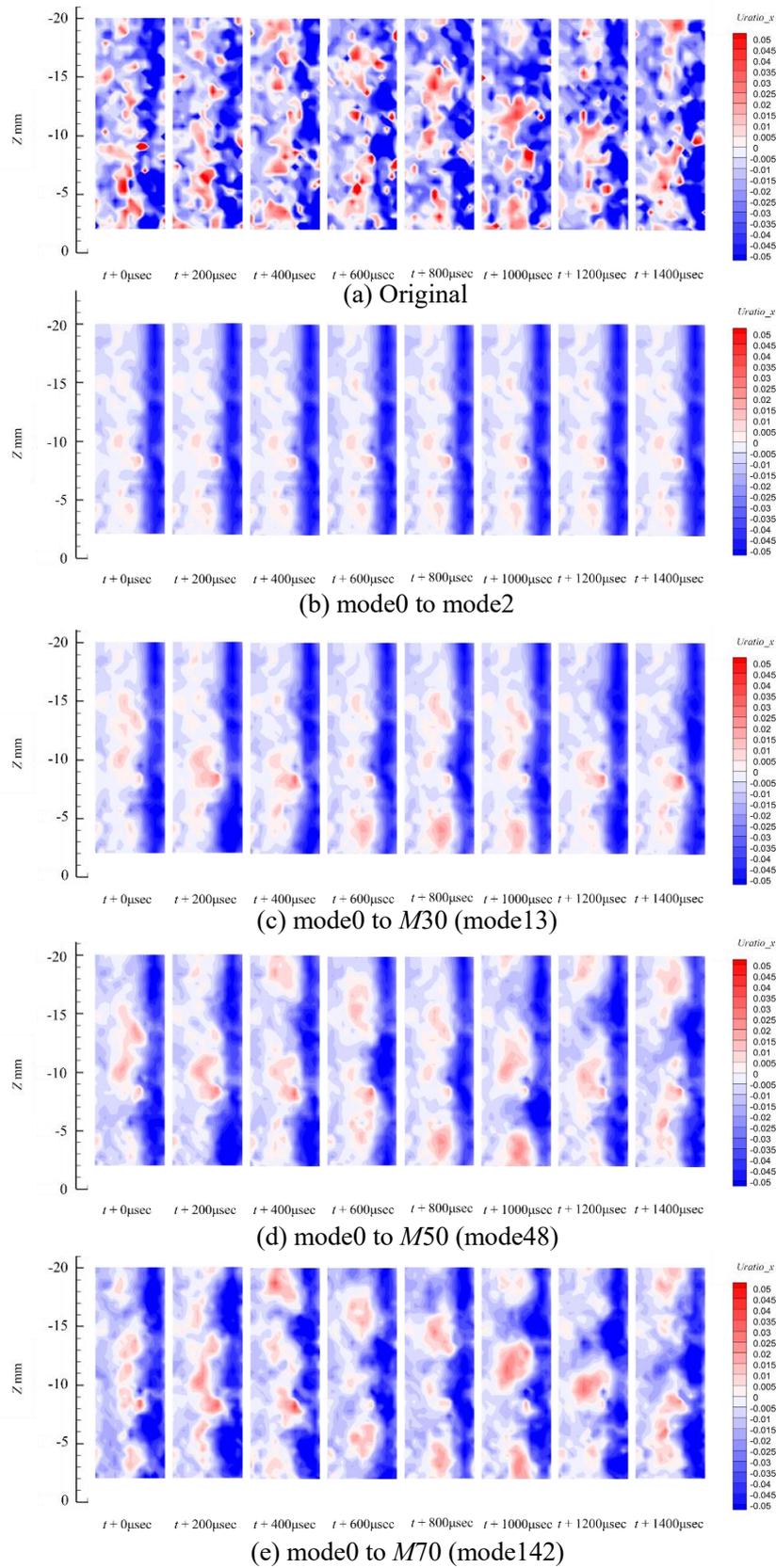


図 A3-12 R60, Re3000 の PIV 結果 (Original) と 2C POD の再構成結果の比較 ( $U_{ratio_x}$ )

## 付録 B 2D3C PIV および, 3C POD の分析結果

### B-1, 2D2C PIV の結果

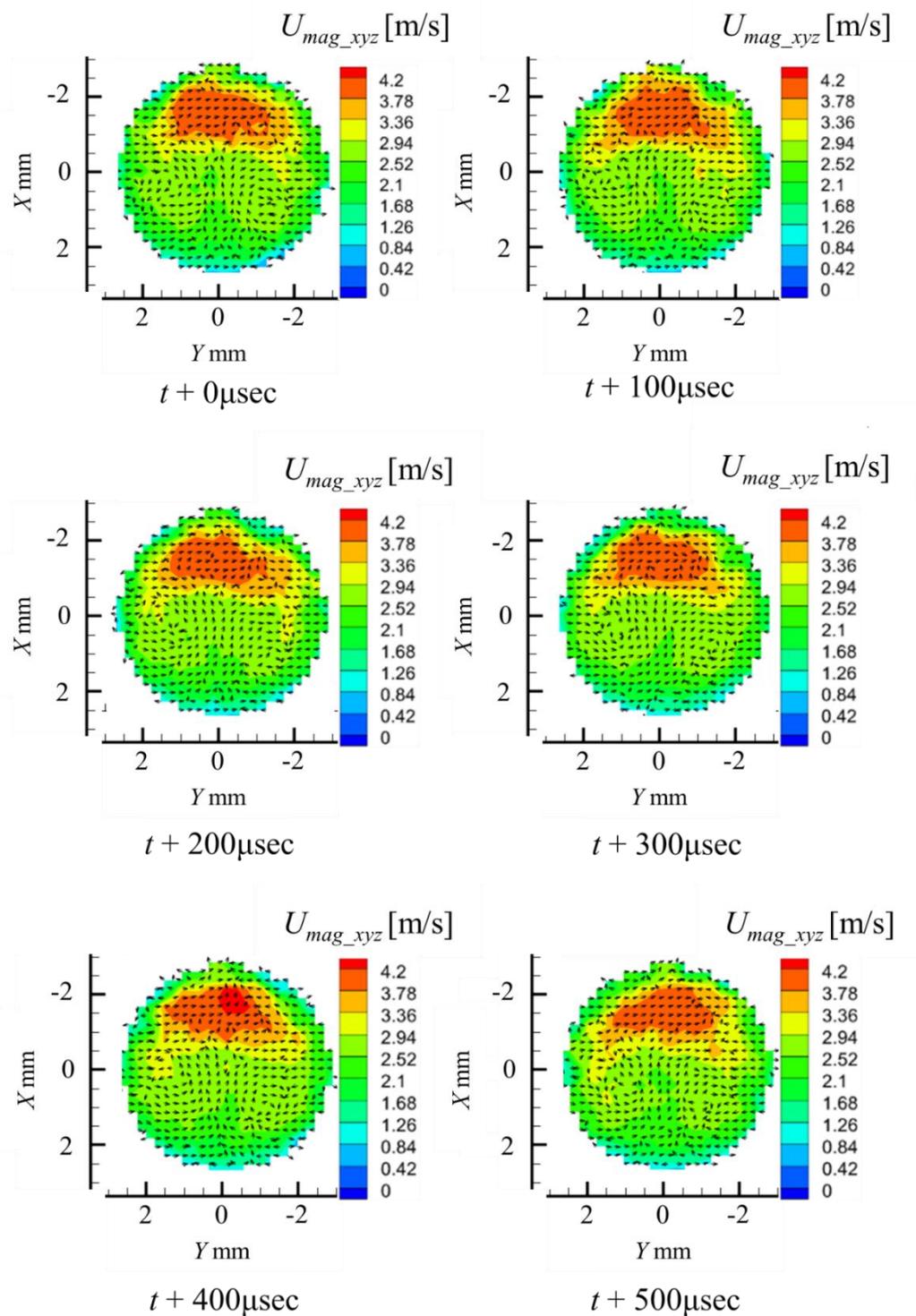


図 B1-1 R15,  $Re1000$ ,  $Z = -6.0\text{mm}$  における管内の流速 ( $U_{mag\_xyz}$ ) 分布の時間変化

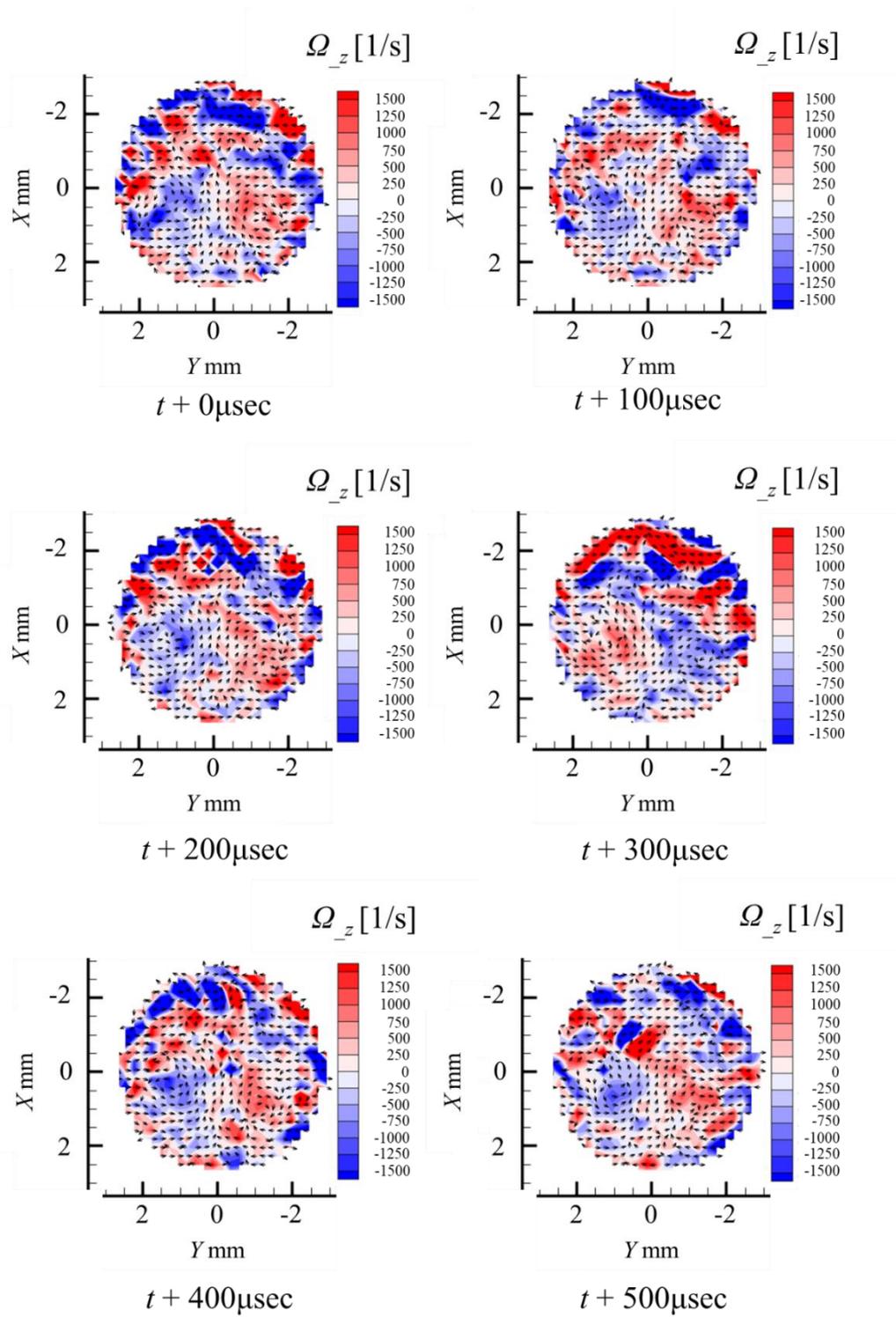


図 B1-2  $R15, Re1000, Z = -6.0\text{mm}$  における管内の渦度 ( $\Omega_z$ ) 分布の時間変化

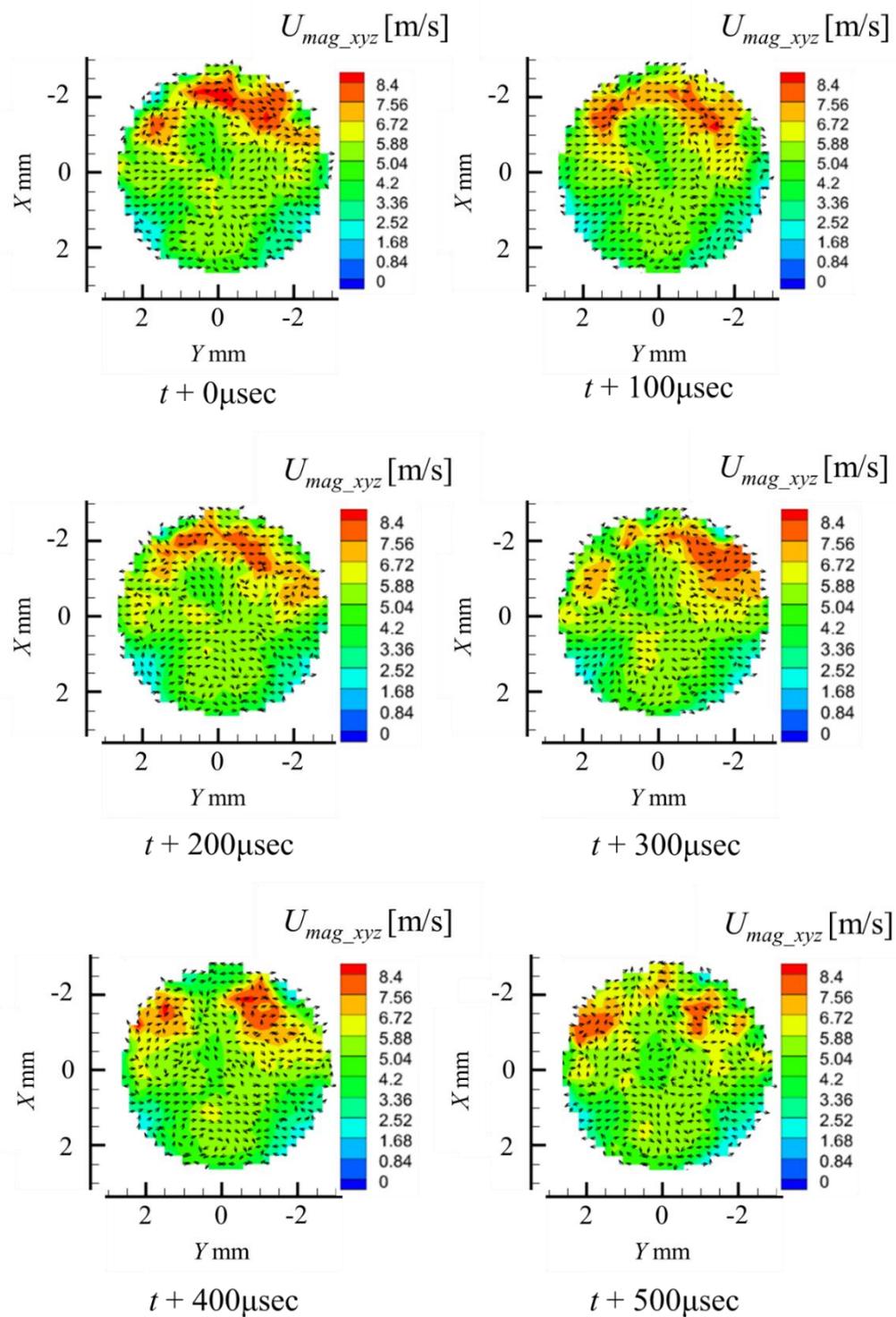


図 B1-3 R15,  $Re2000$ ,  $Z = -6.0\text{ mm}$  における管内の流速 ( $U_{mag\_xyz}$ ) 分布の時間変化

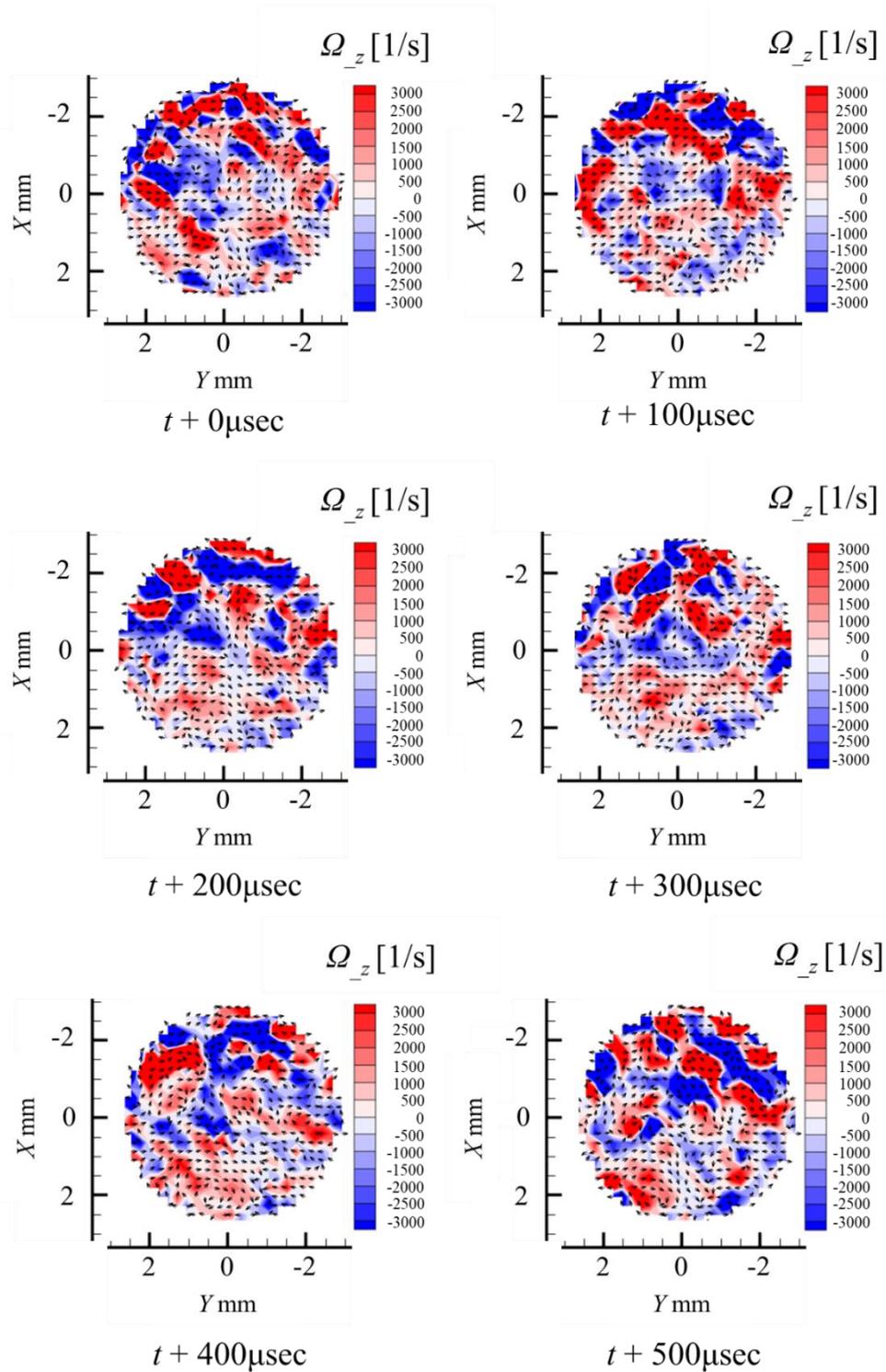


図 B1-4  $R15$ ,  $Re2000$ ,  $Z = -6.0\text{mm}$  における管内の渦度 ( $\Omega_z$ ) 分布の時間変化

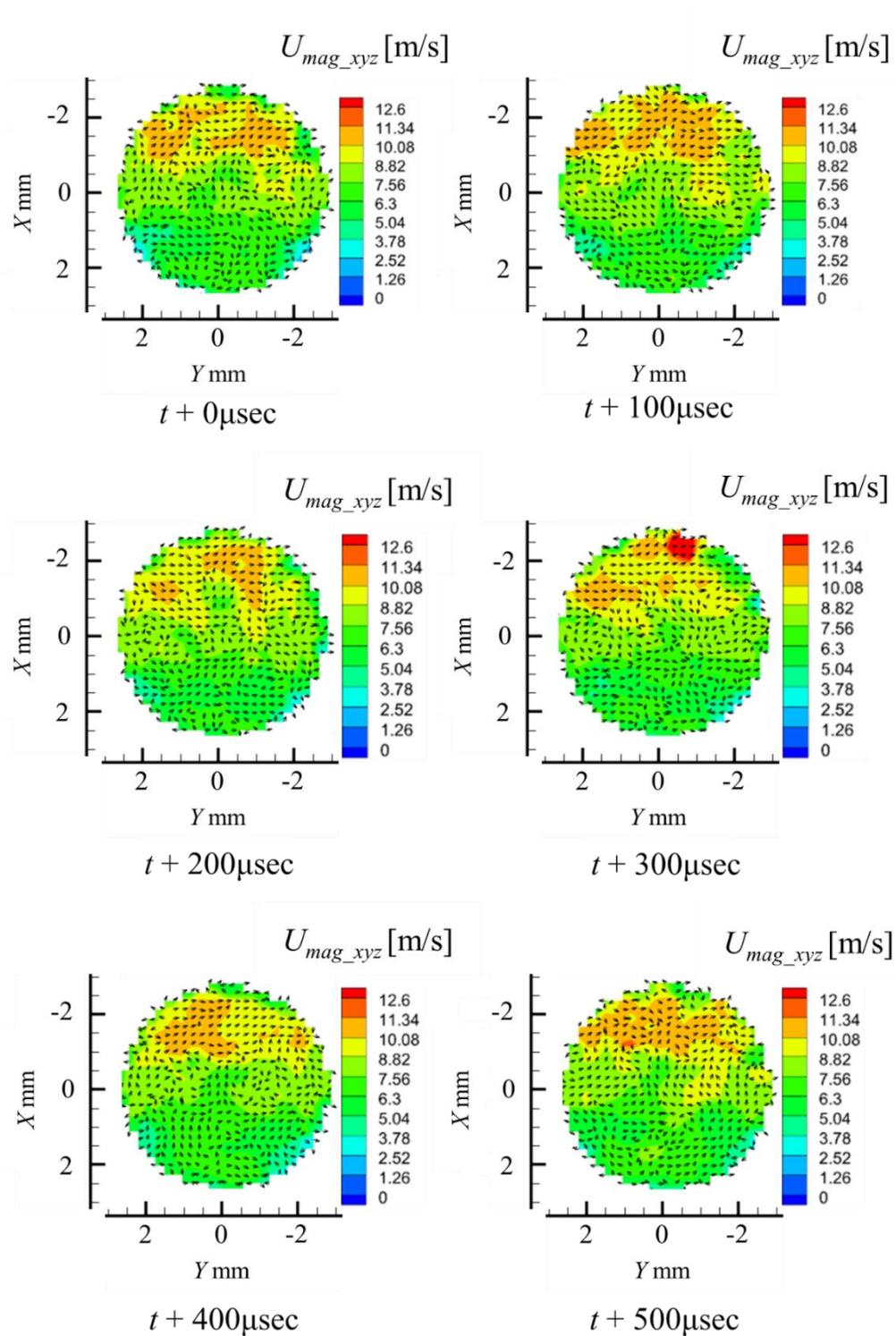


図 B1-5 R15,  $Re3000$ ,  $Z = -6.0$  mm における管内の流速 ( $U_{mag\_xyz}$ ) 分布の時間変

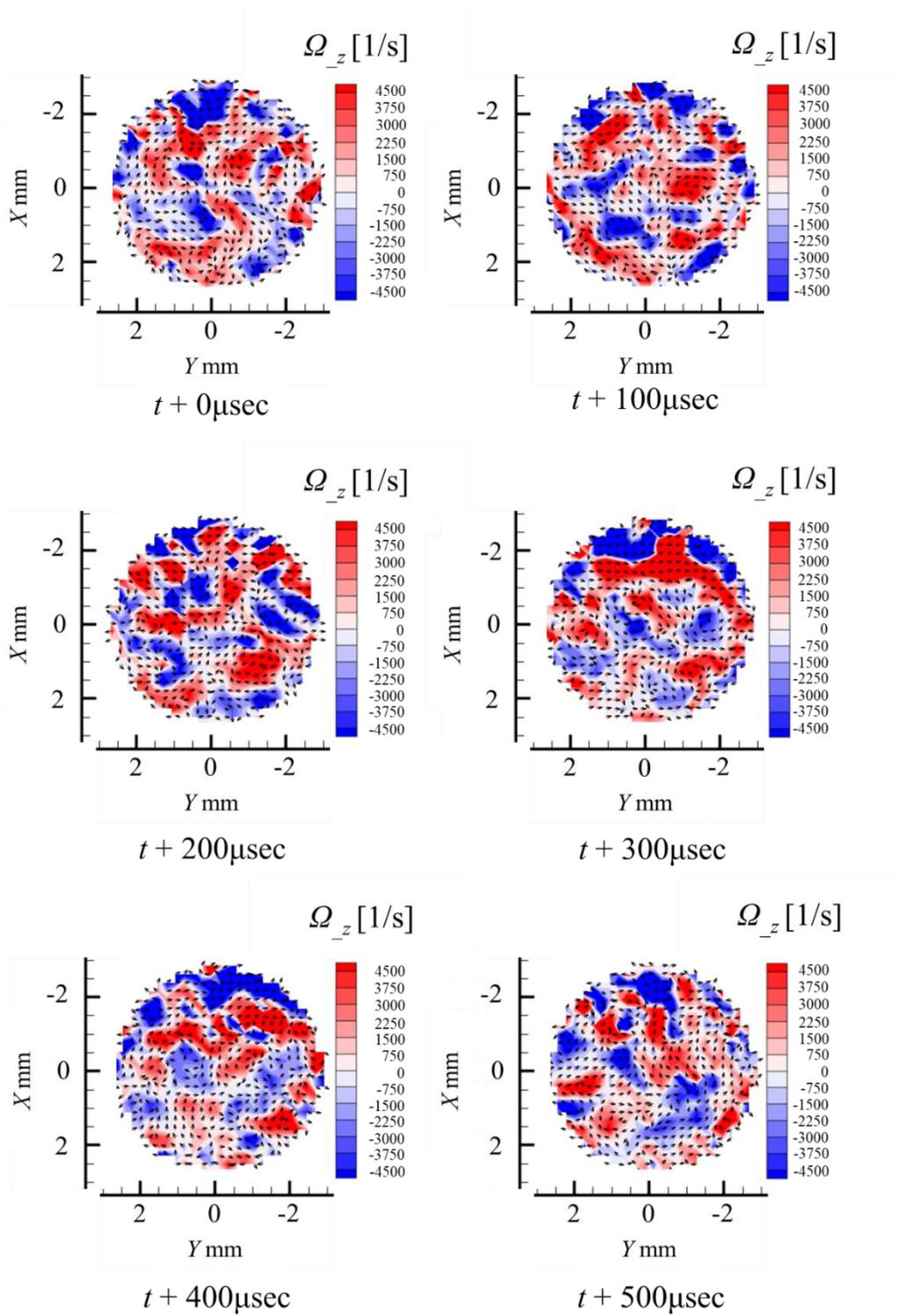


図 B1-6  $R15, Re3000, Z = -6.0\text{mm}$  における管内の渦度 ( $\Omega_z$ ) 分布の時間変化

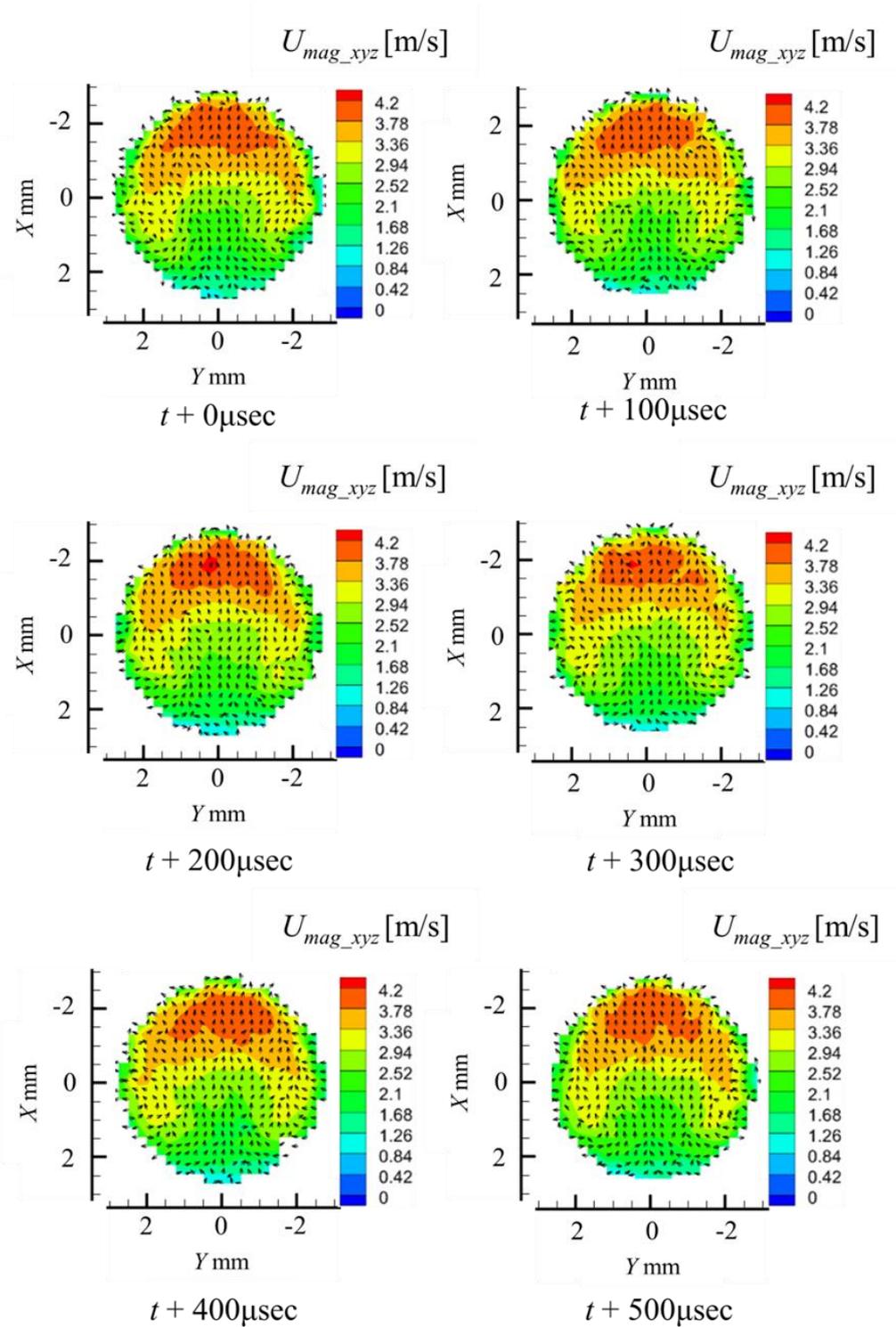


図 B1-7 R60,  $Re1000$ ,  $Z = -6.0$  mm における管内の流速 ( $U_{mag\_xyz}$ ) 分布の時間変化

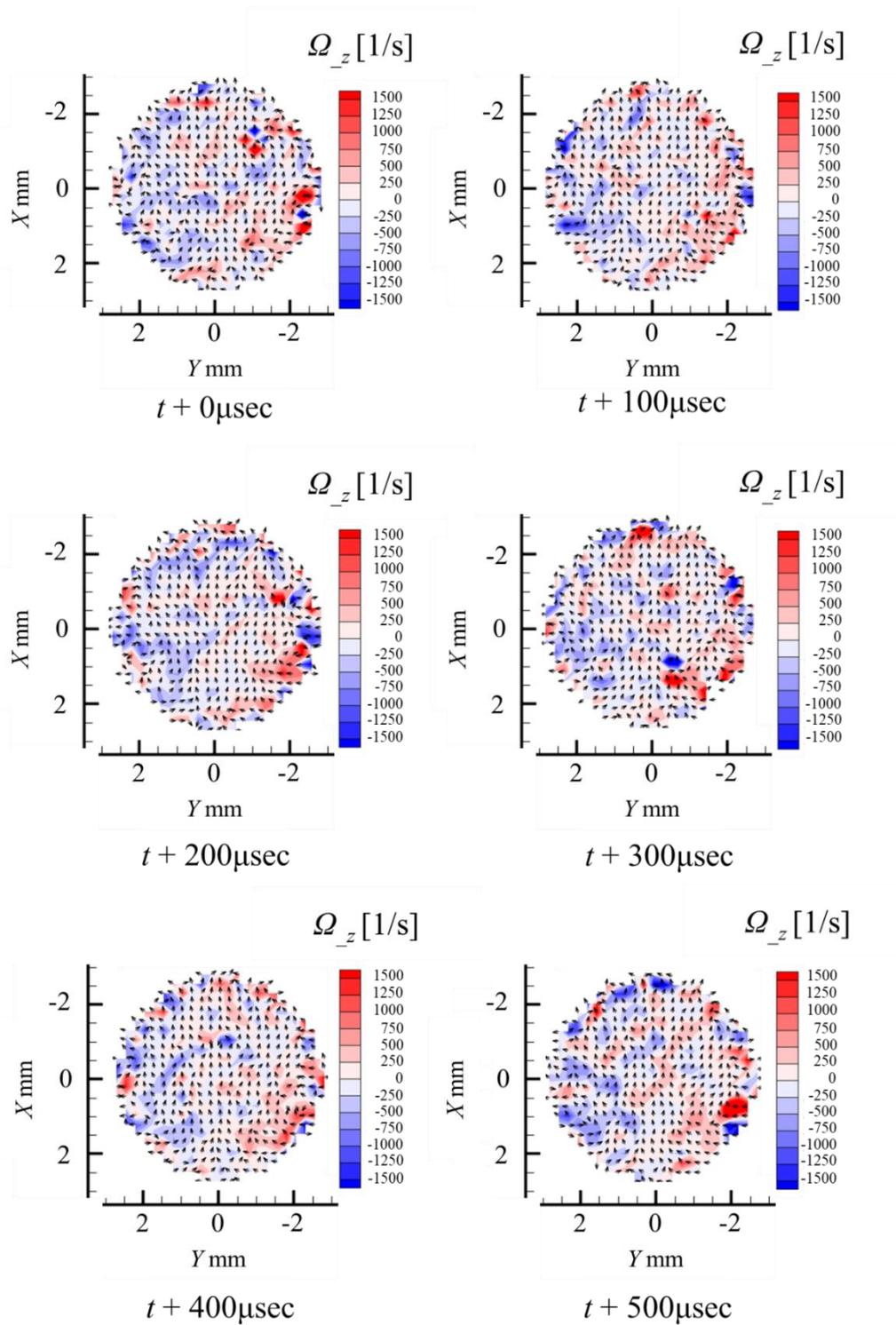


図 B1-8  $R60$ ,  $Re1000$ ,  $Z = -6.0\text{mm}$  における管内の渦度 ( $\Omega_z$ ) 分布の時間変化

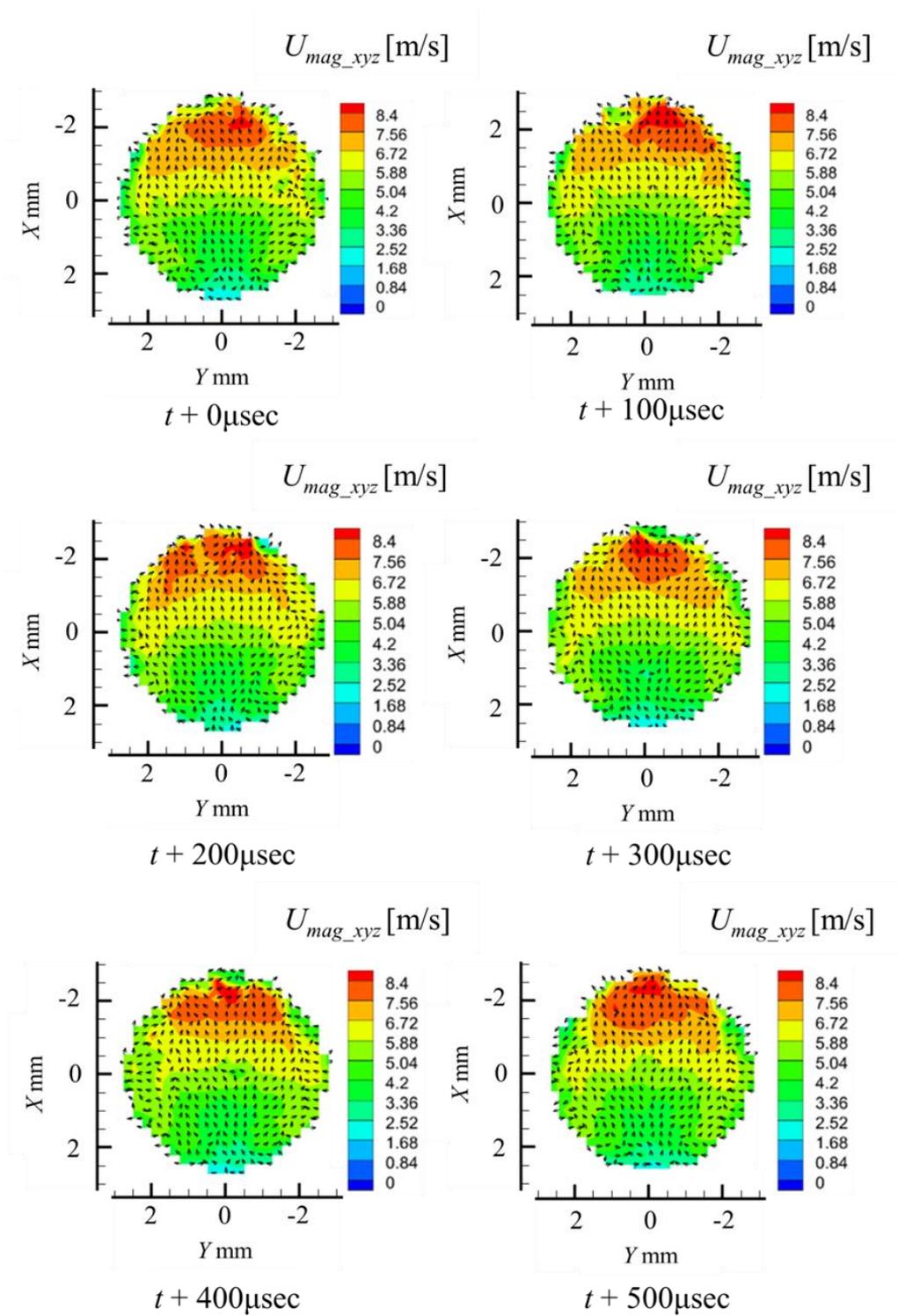


図 B1-9 R60,  $Re2000$ ,  $Z = -6.0$  mm における管内の流速 ( $U_{mag\_xyz}$ ) 分布の時間変化

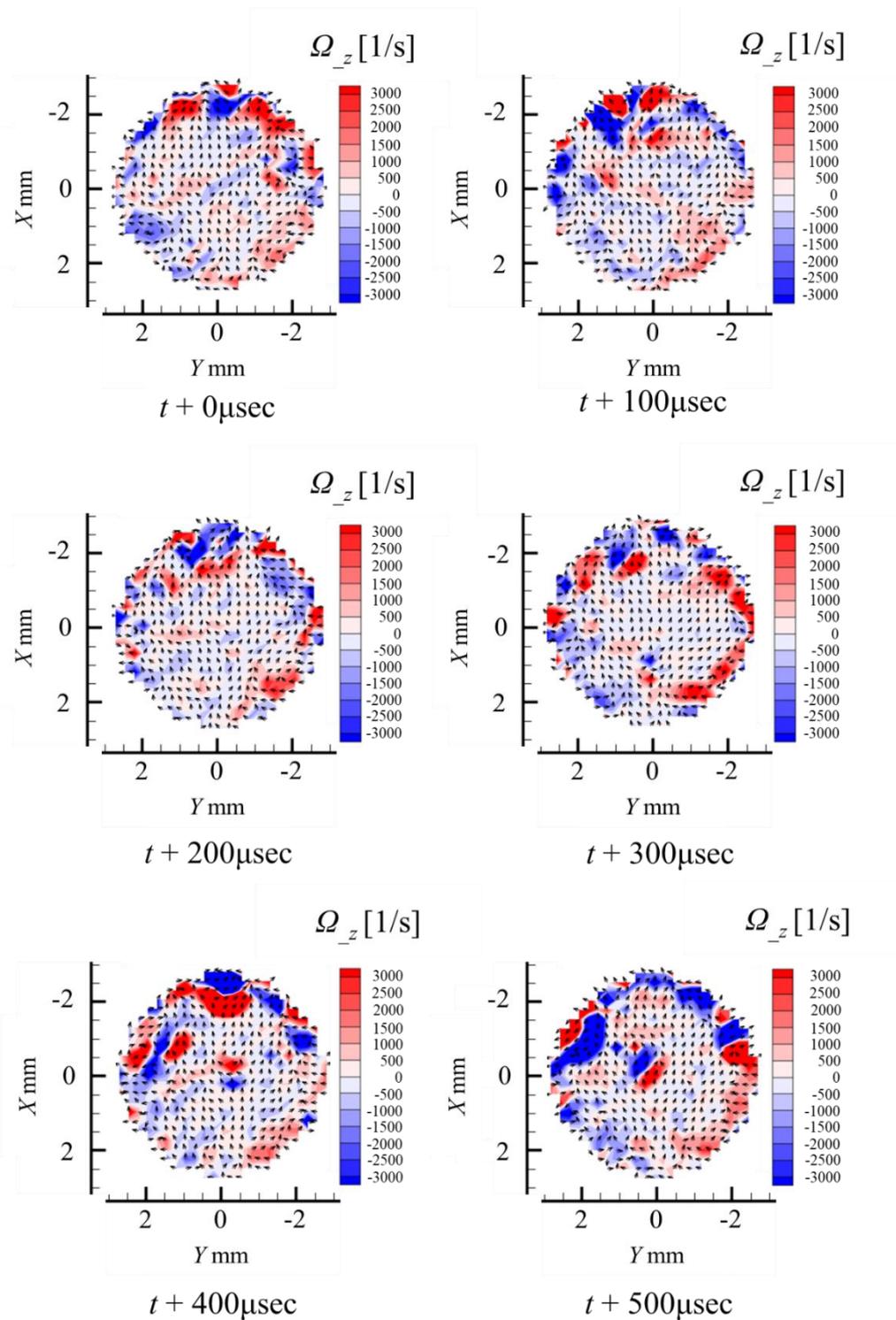


図 B1-10  $R60$ ,  $Re2000$ ,  $Z = -6.0\text{mm}$  における管内の渦度 ( $\Omega_z$ ) 分布の時間変化

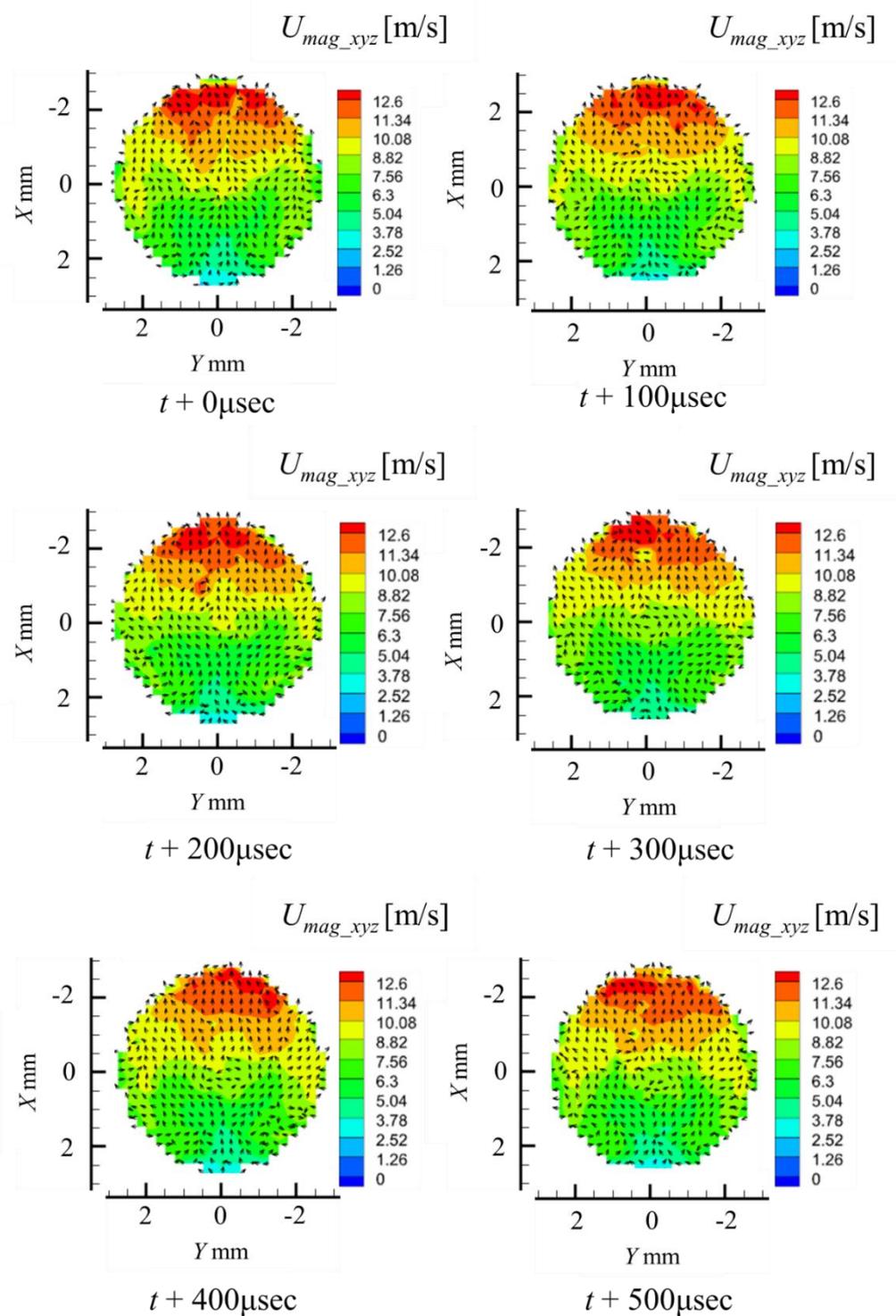


図 B1-11 R60,  $Re3000$ ,  $Z = -6.0$  mm における管内の流速 ( $U_{mag\_xyz}$ ) 分布の時間変

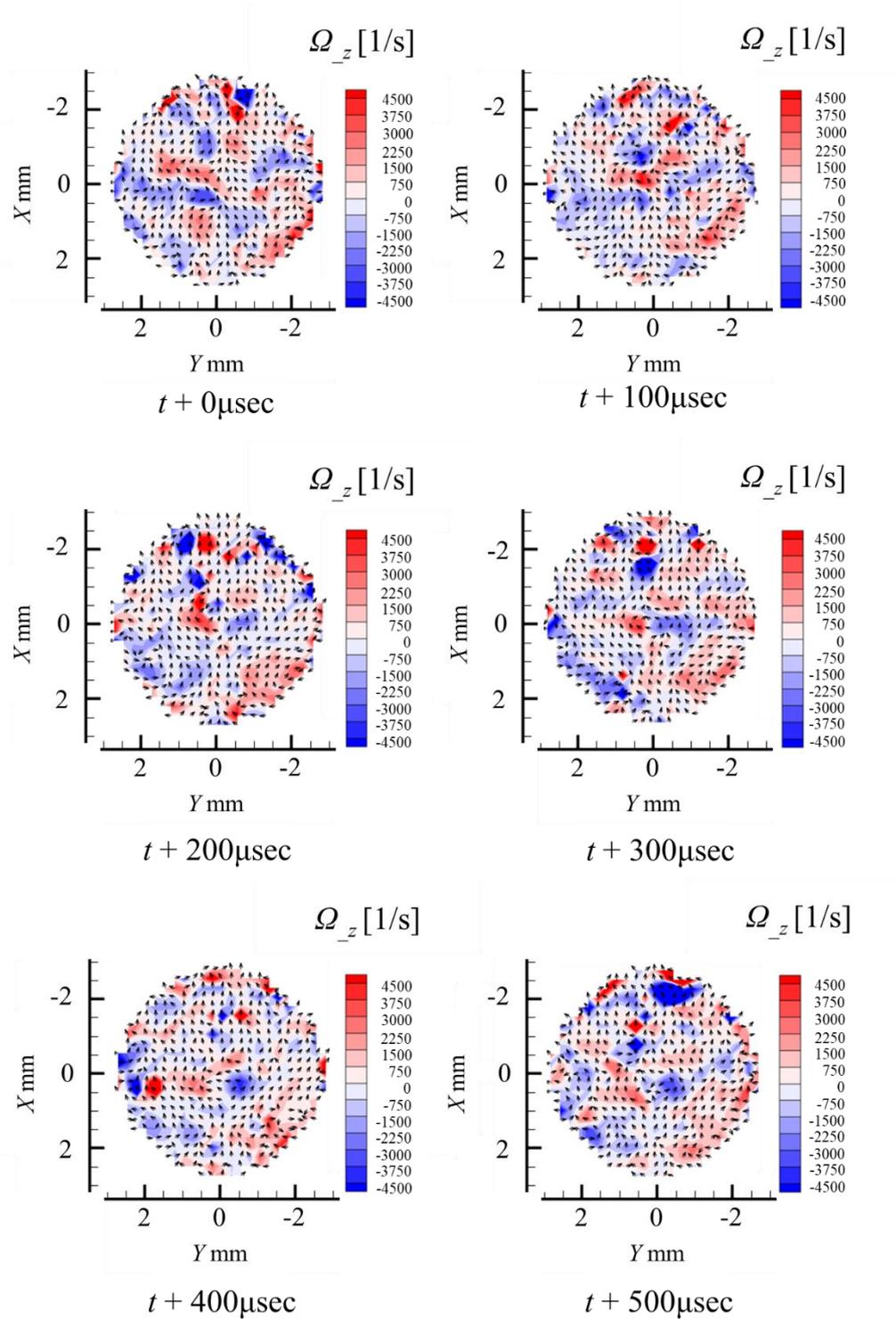


図 B1-12 R60,  $Re3000$ ,  $Z = -6.0\text{mm}$  における管内の渦度 ( $\Omega_z$ ) 分布の時間変化

## B-2, 3C POD の基底ベクトルおよび POD 係数

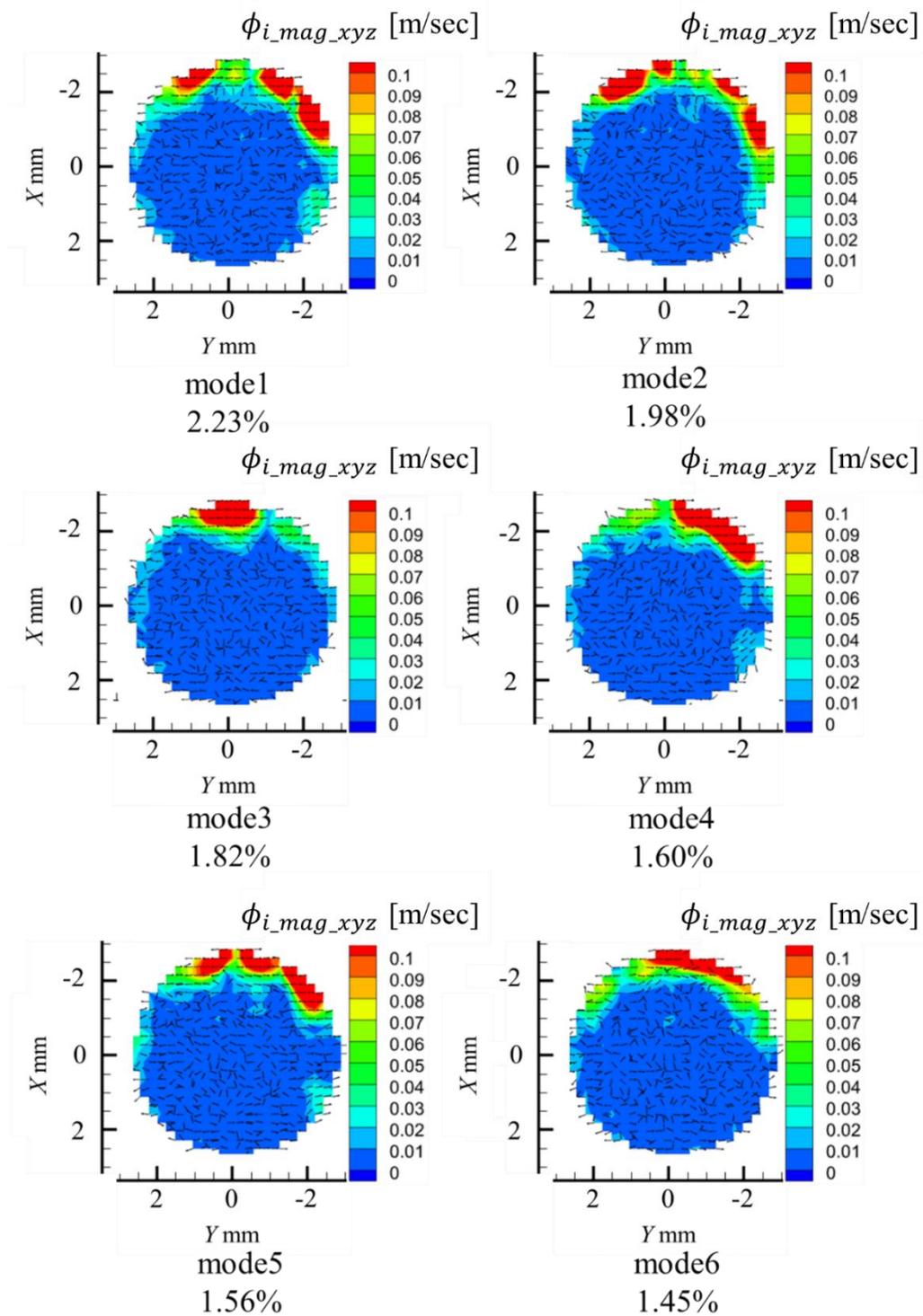


図 B2-1 R15,  $Re1000$  の 3C POD の基底ベクトルの結果 (mode1 ~ mode6)

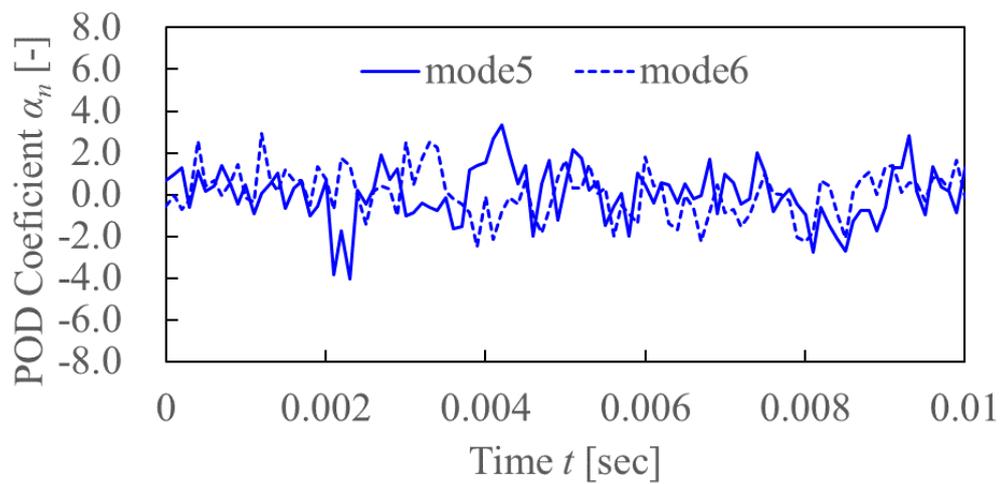
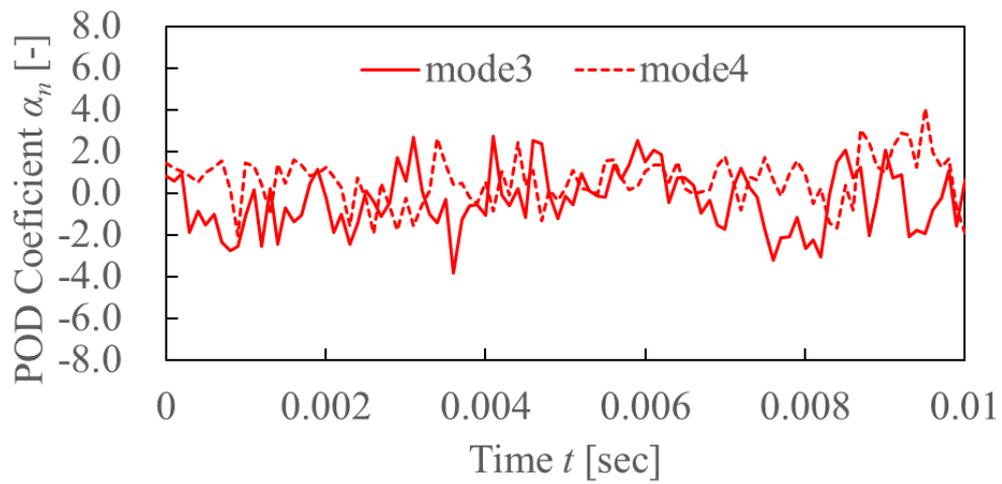
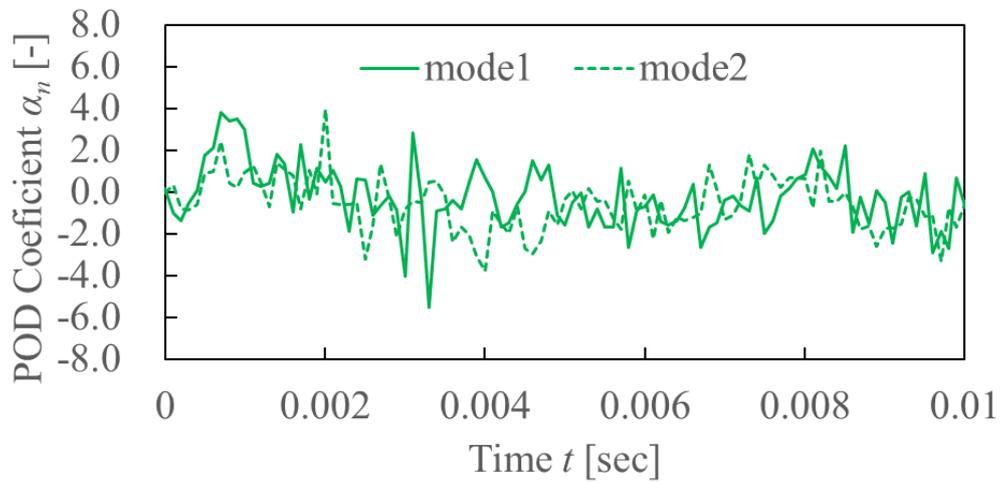


図 B2-2 R15,  $Re1000$  の 3C POD の POD 係数 (mode1 ~ mode6)

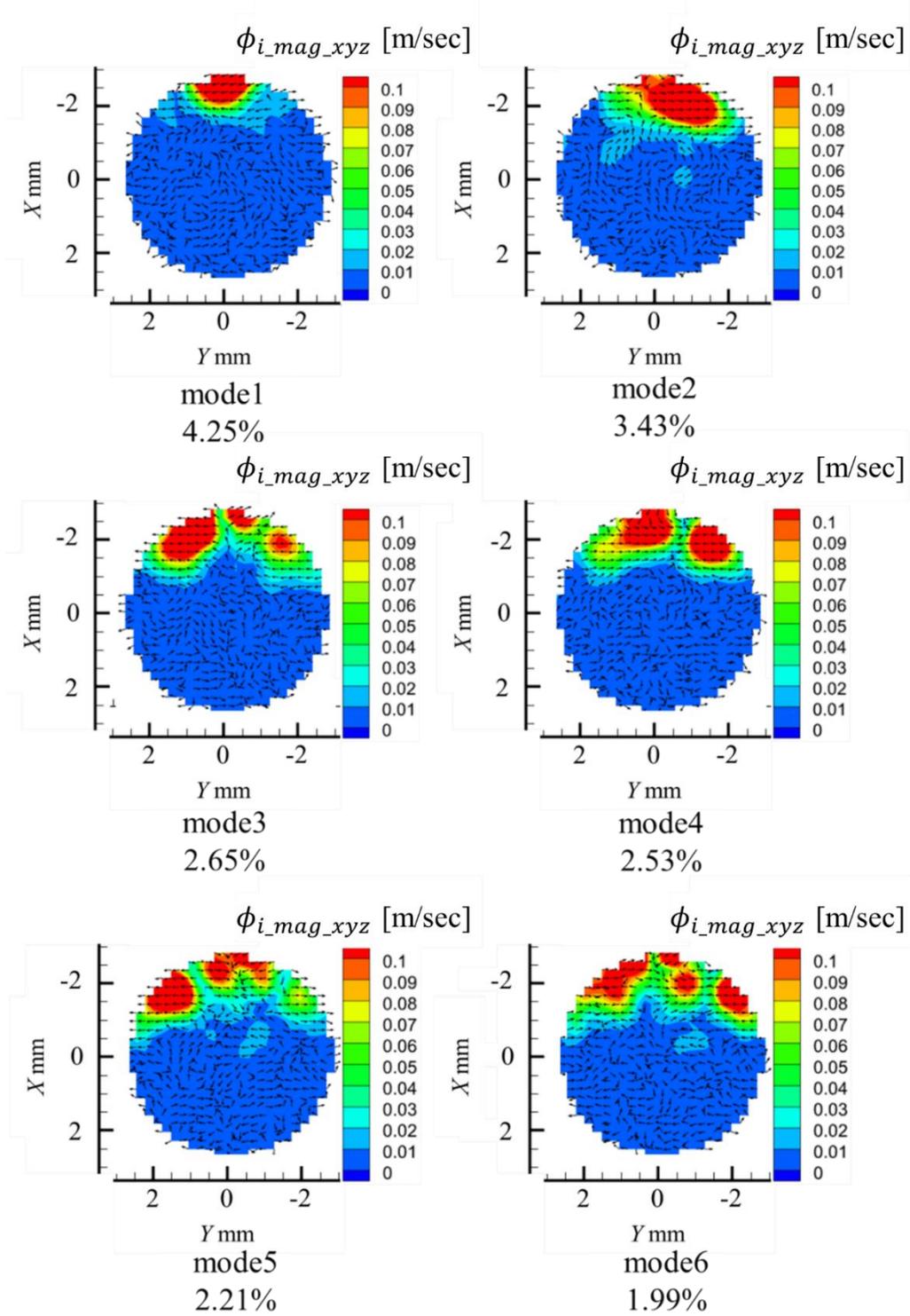


図 B2-3 R15,  $Re2000$  の 3C POD の基底ベクトルの結果 (mode1 ~ mode6)

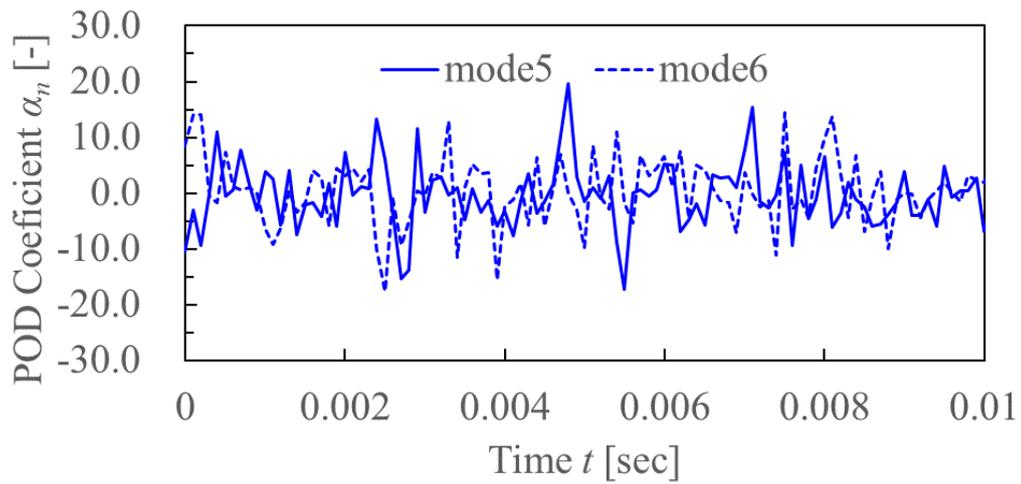
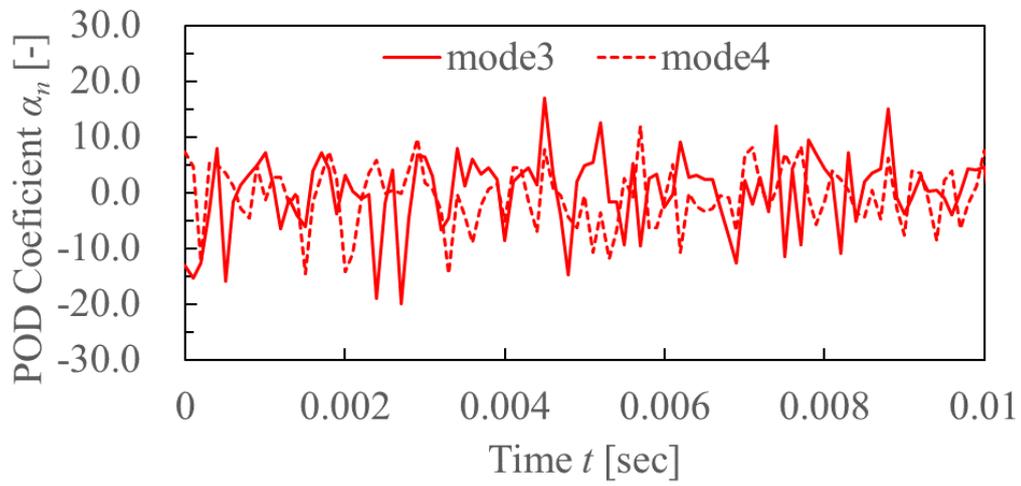
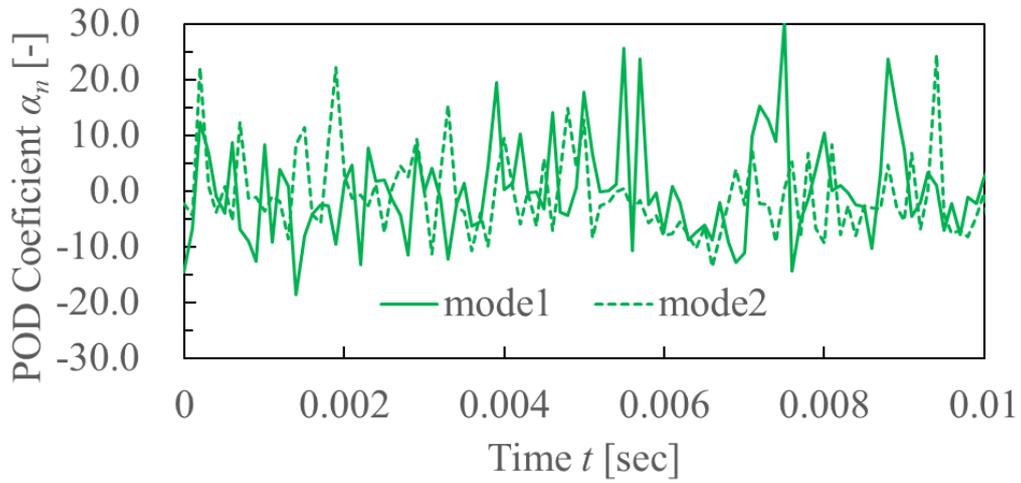


図 B2-4  $R15, Re2000$  の 3C POD の POD 係数 (mode1 ~ mode6)

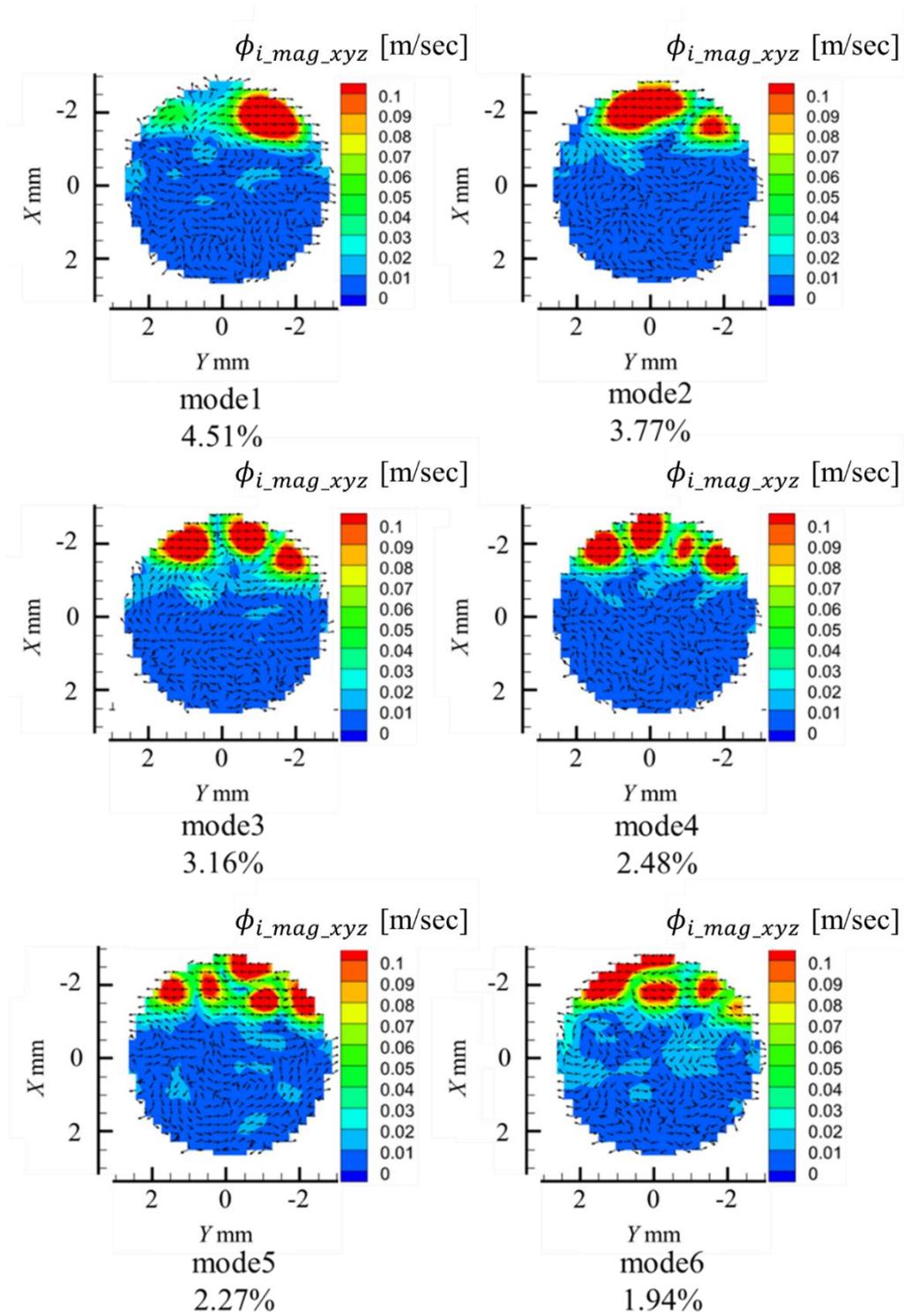


図 B2-5 R15, Re3000 の 3C POD の基底ベクトルの結果 (mode1 ~ mode6)

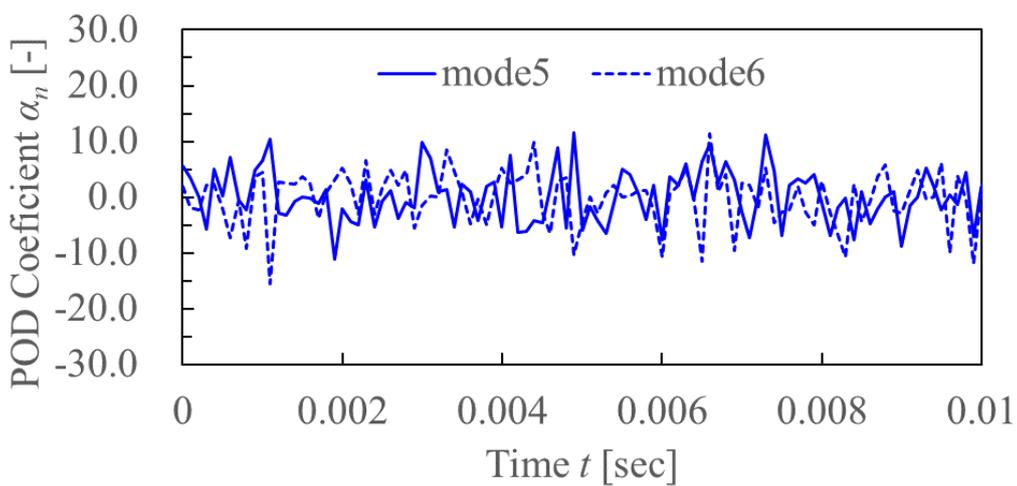
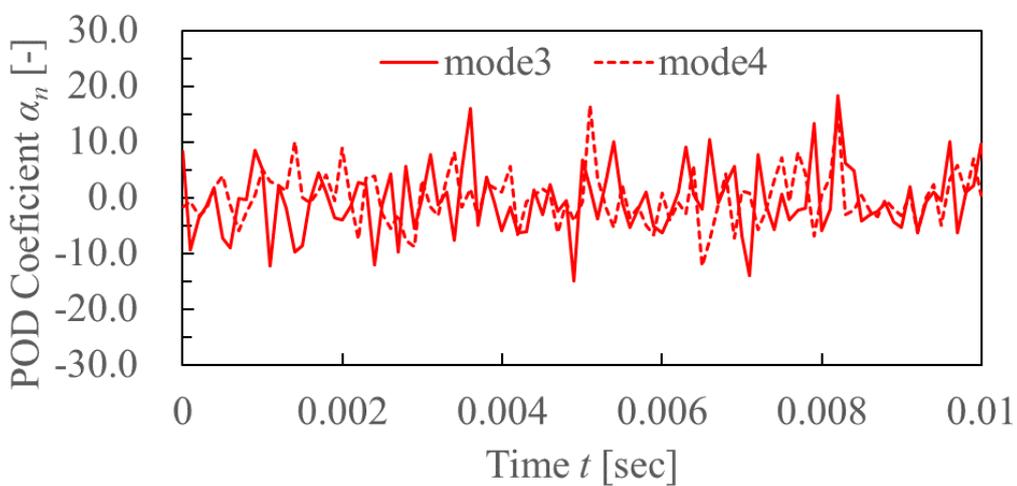
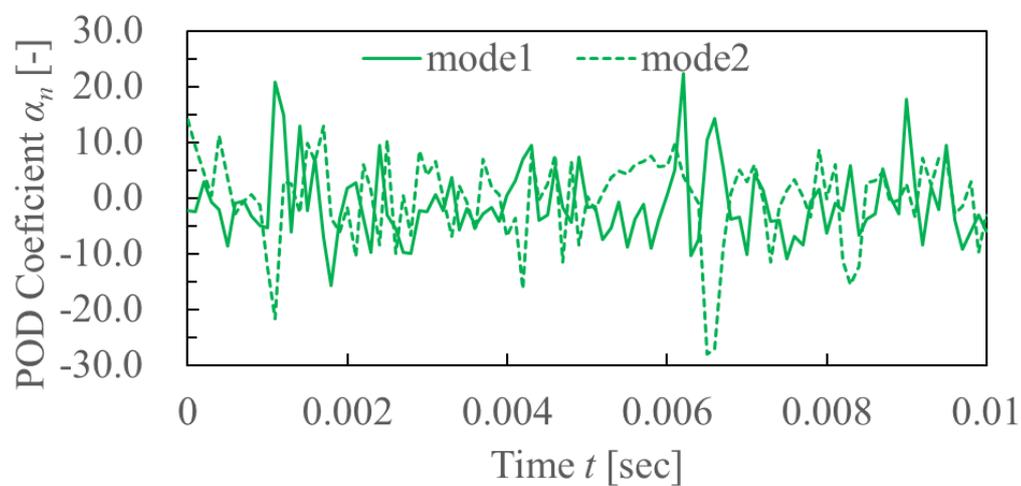


図 B2-6 R15, Re3000 の 3C POD の POD 係数 (mode1 ~ mode6)

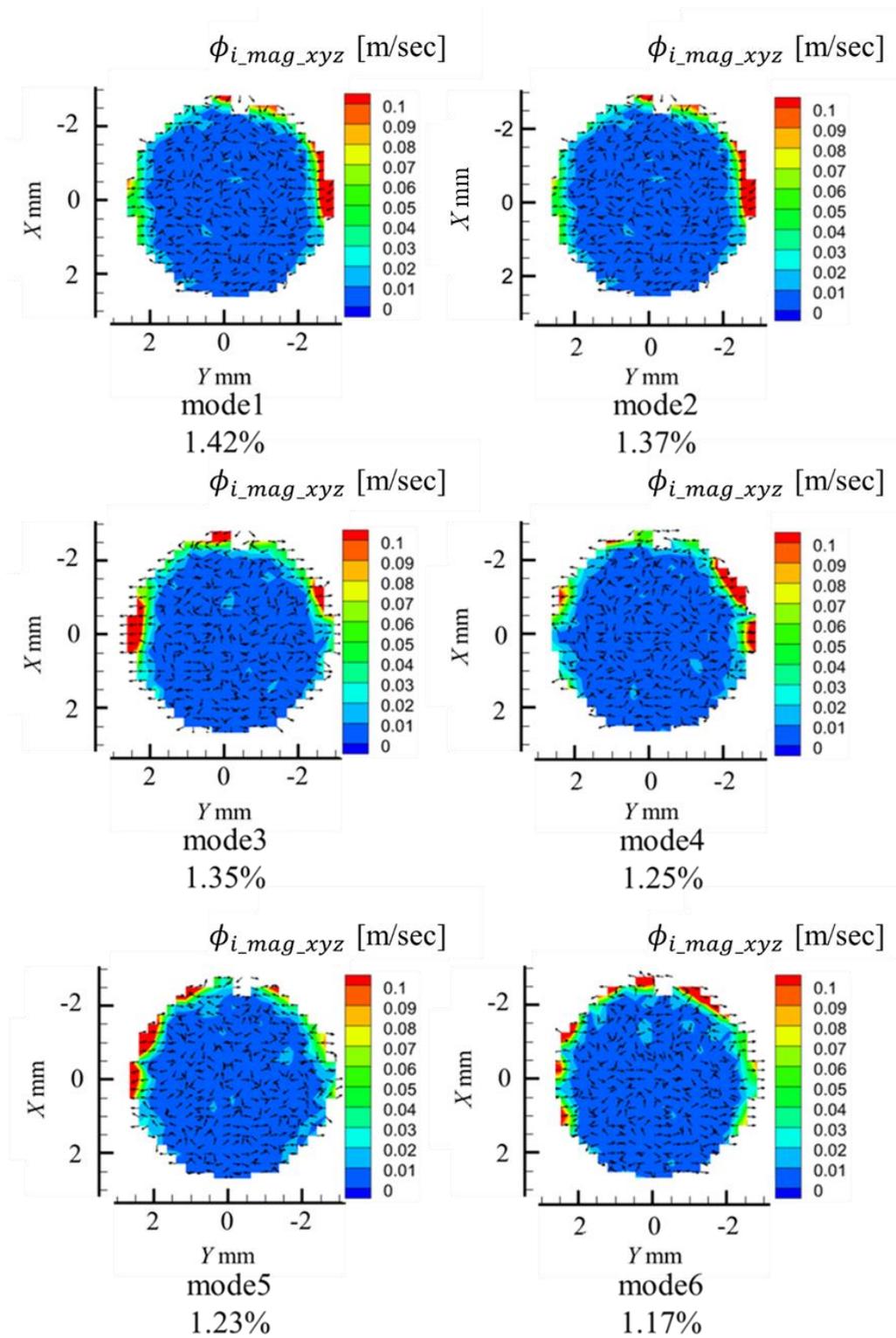


図 B2-7 R60,  $Re1000$  の 3C POD の基底ベクトルの結果 (mode1 ~ mode6)

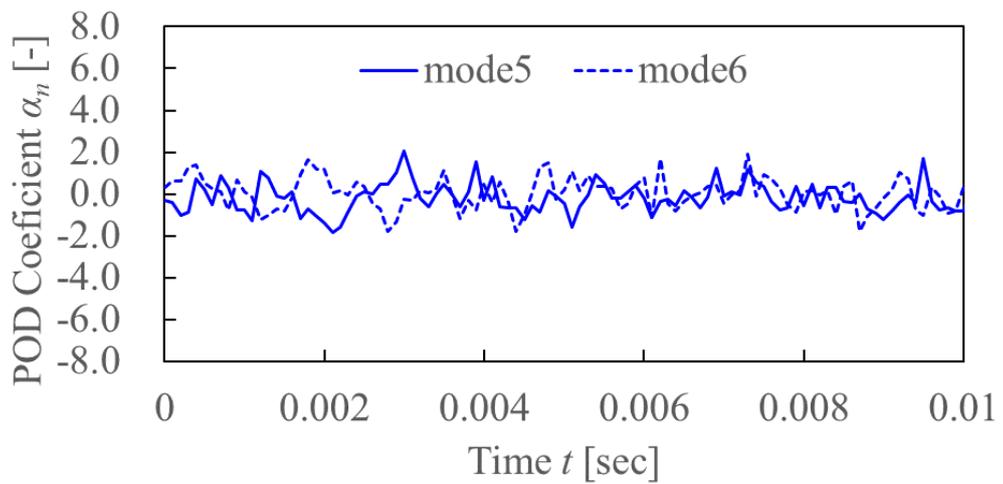
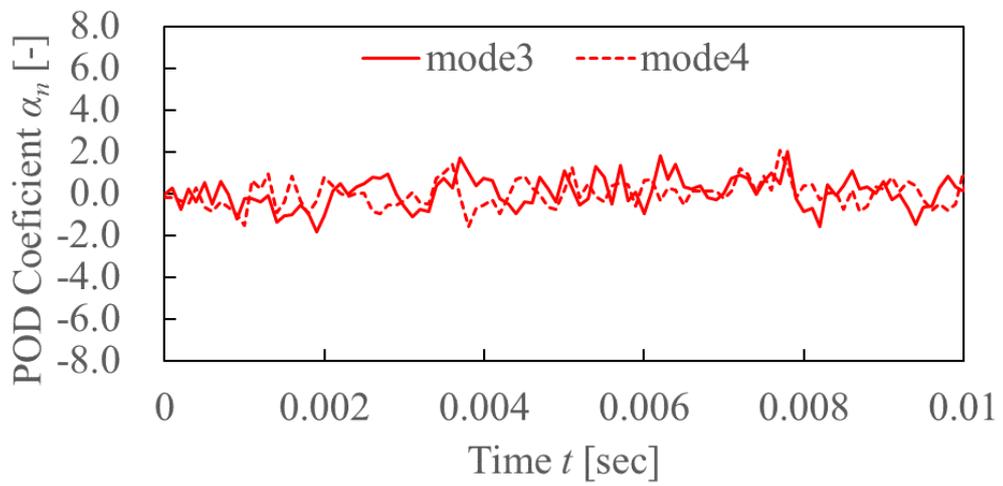
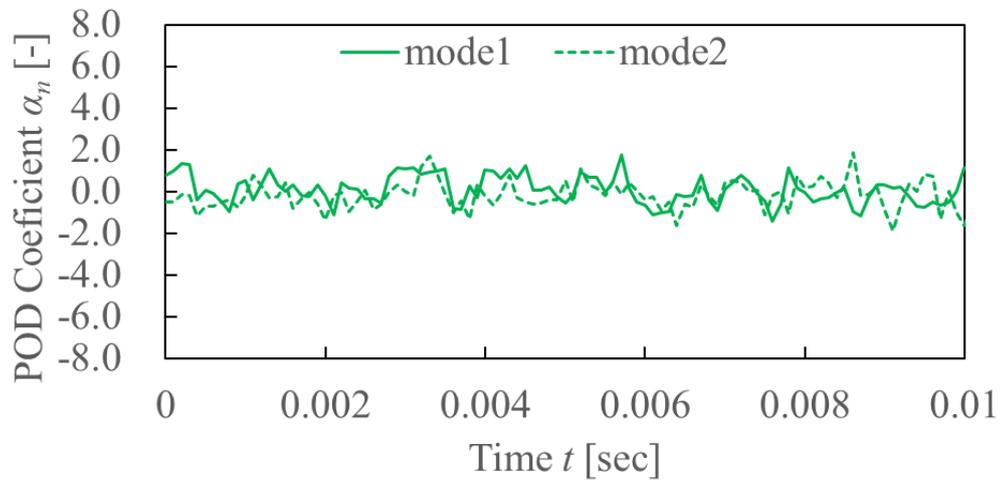


図 B2-8  $R60, Re1000$  の 3C POD の POD 係数 (mode1 ~ mode6)

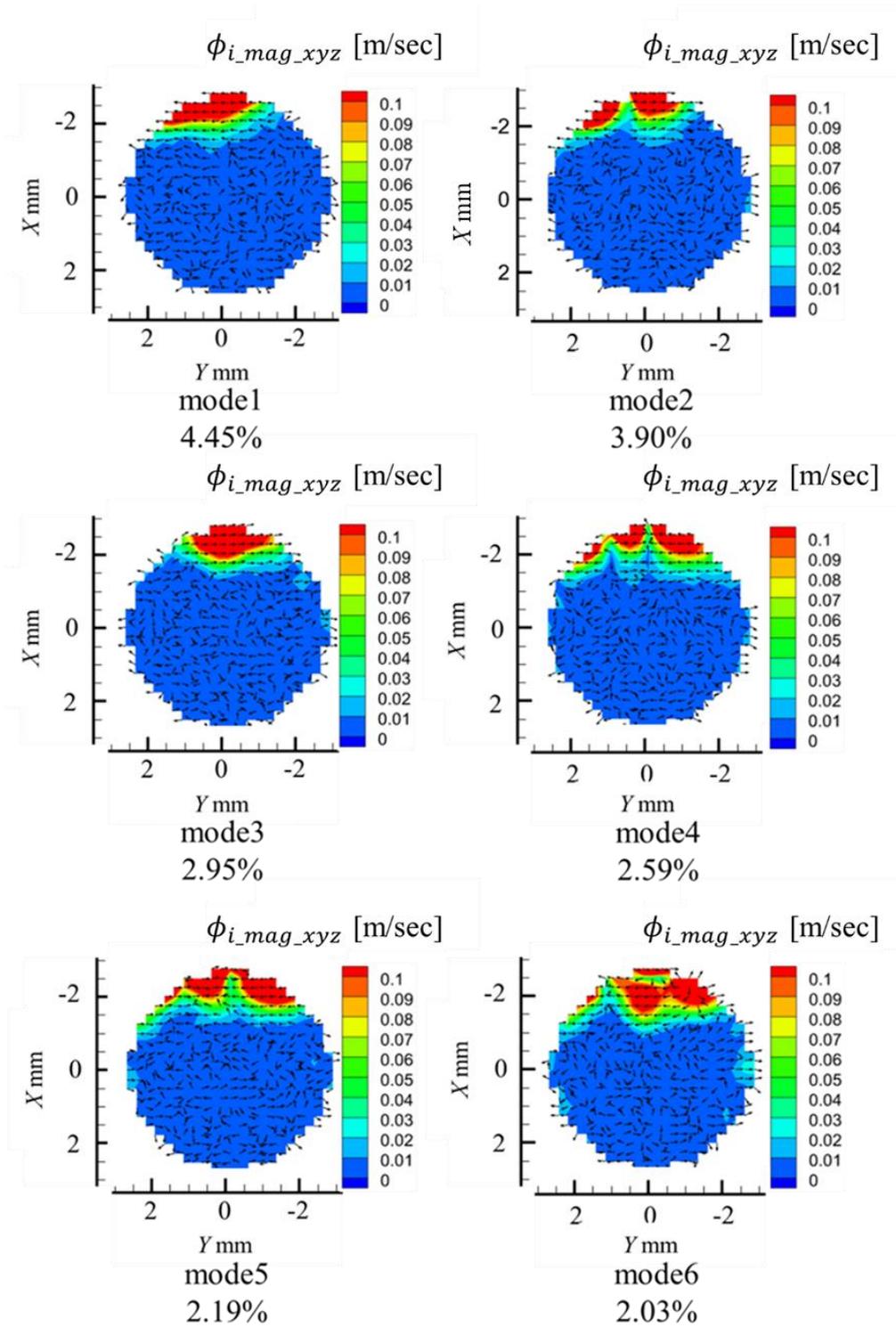


図 B2-9 R60,  $Re=2000$  の 3C POD の基底ベクトルの結果 (mode1 ~ mode6)

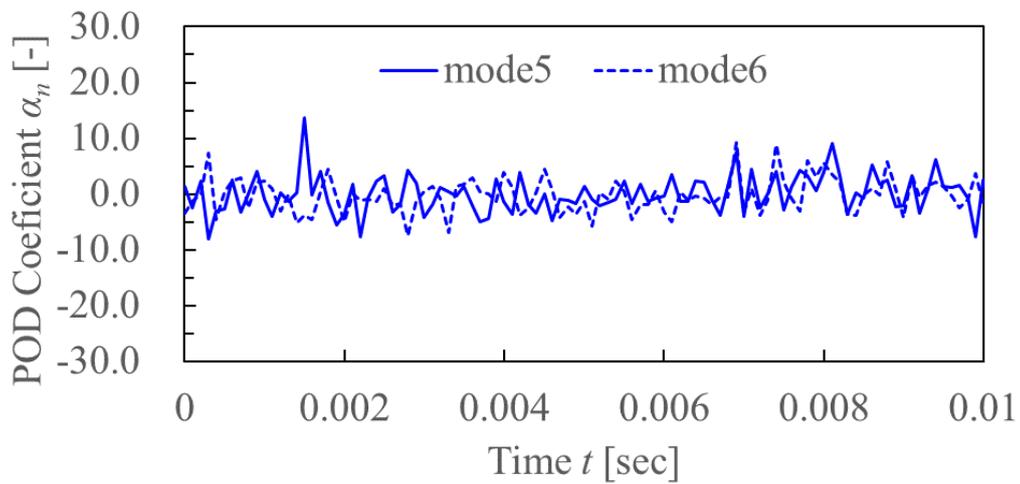
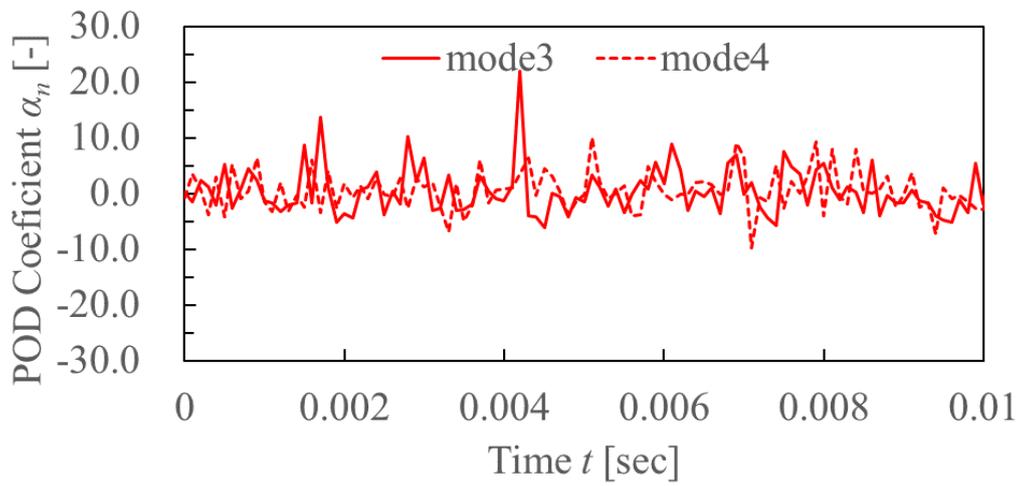
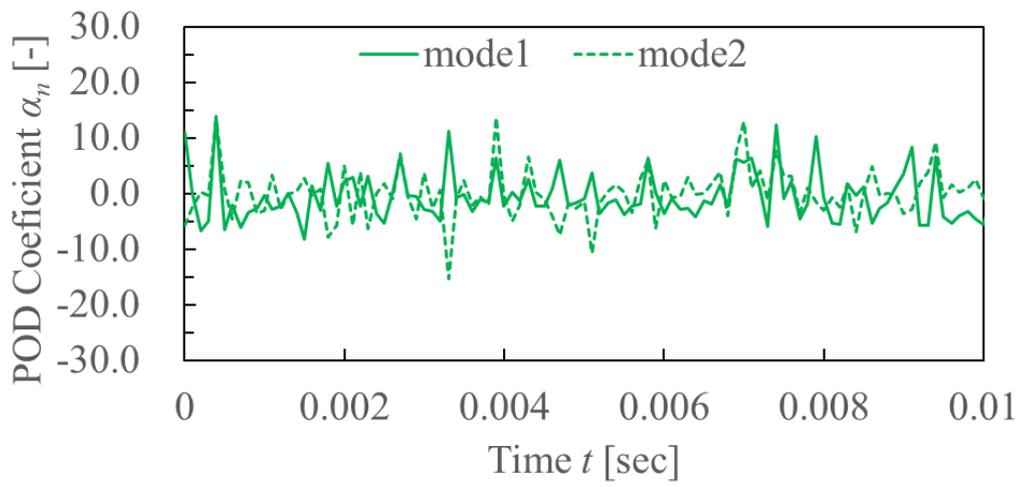


図 B2-10  $R60, Re2000$  の 3C POD の POD 係数 (mode1 ~ mode6)

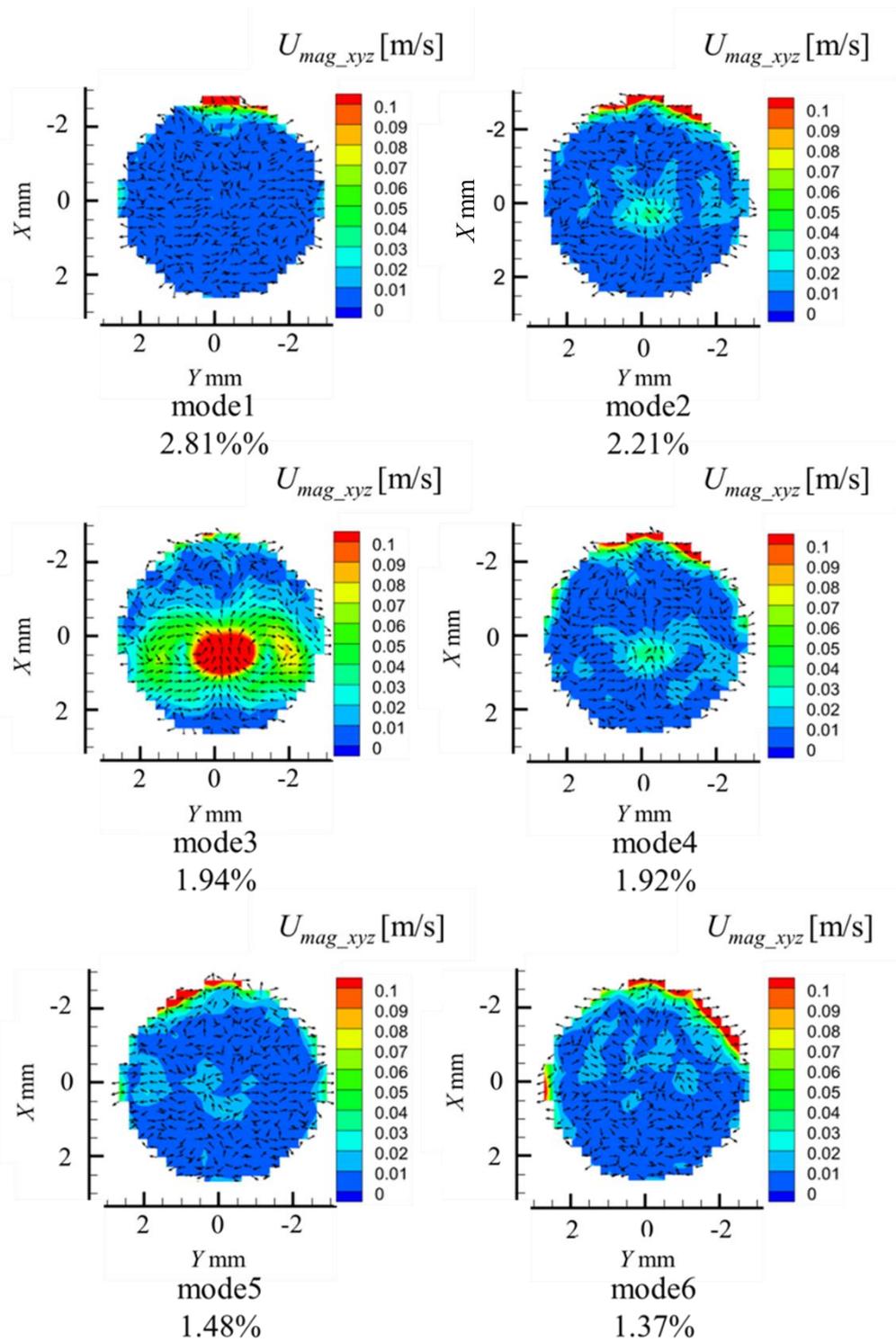


図 B2-11 R60,  $Re3000$  の 3C POD の基底ベクトルの結果 (mode1 ~ mode6)

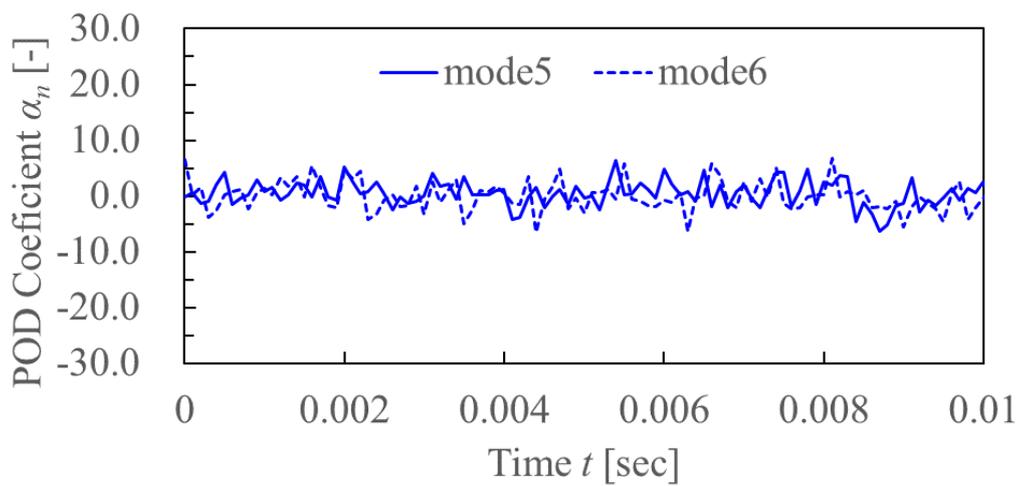
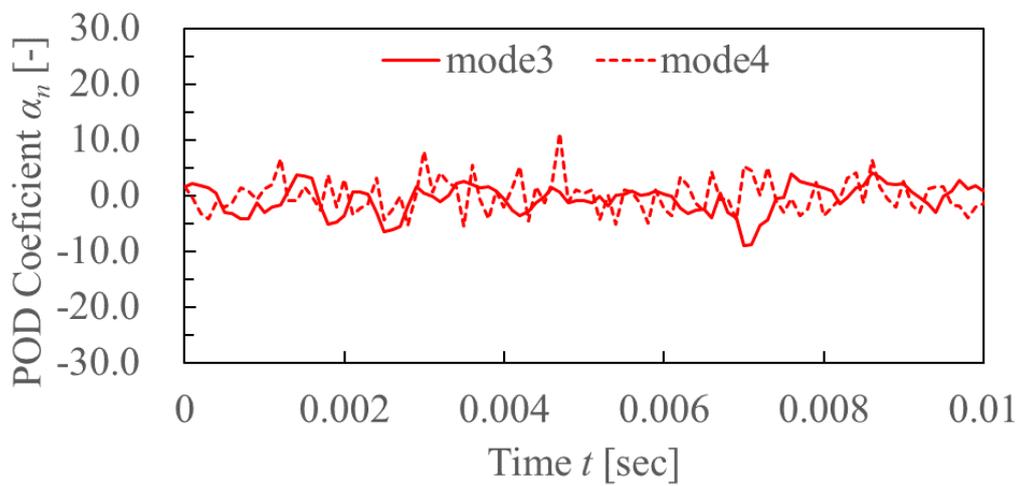
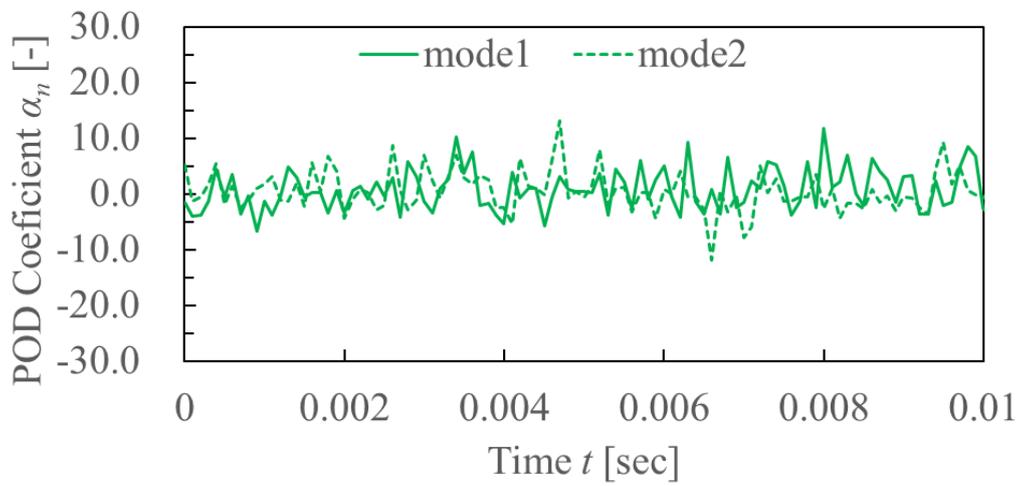


図 B2-12  $R60, Re3000$  の 3C POD の POD 係数 (mode1 ~ mode6)

## B-3, 3C POD の再構成結果

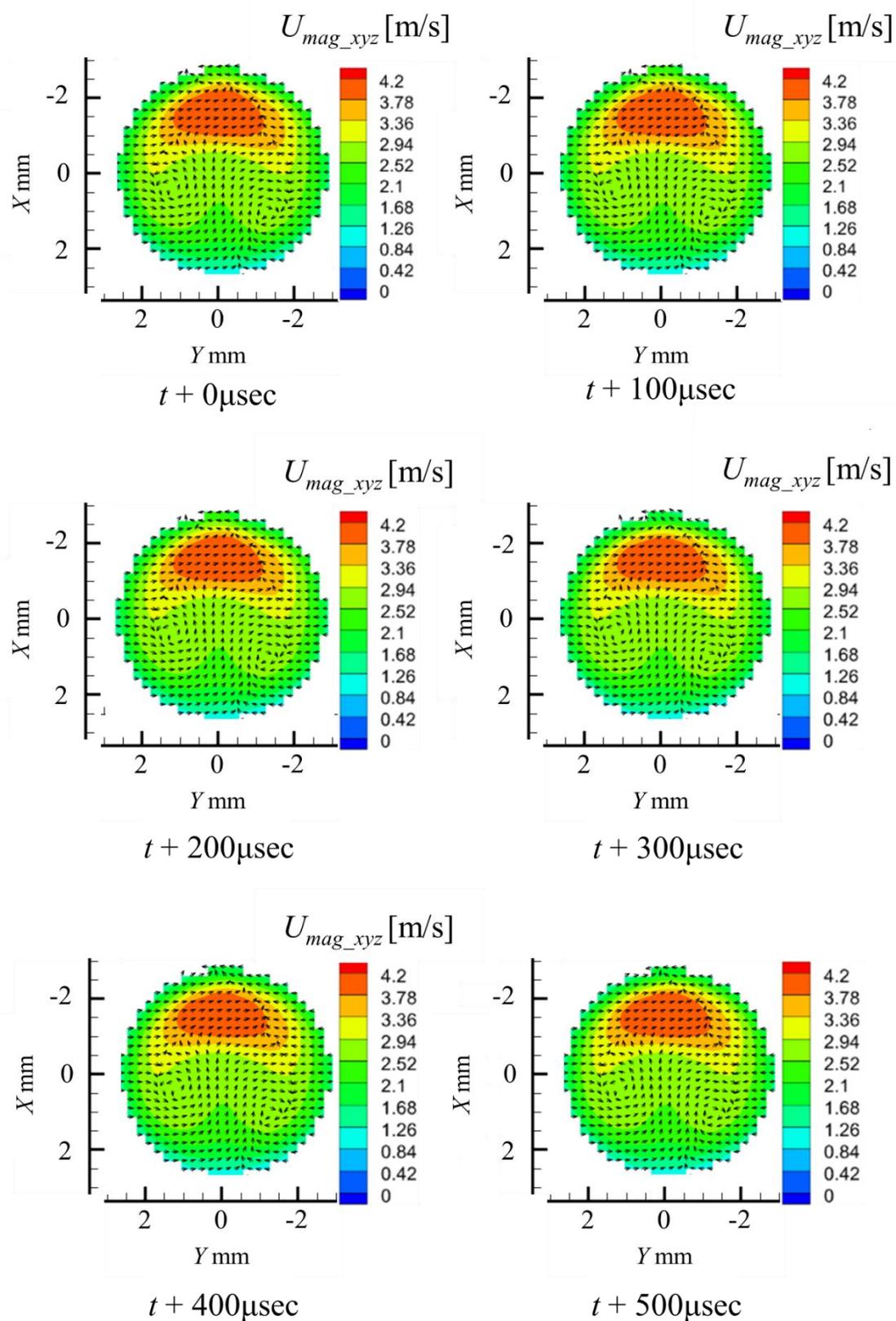


図 B3-1 R15,  $Re1000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to mode2)

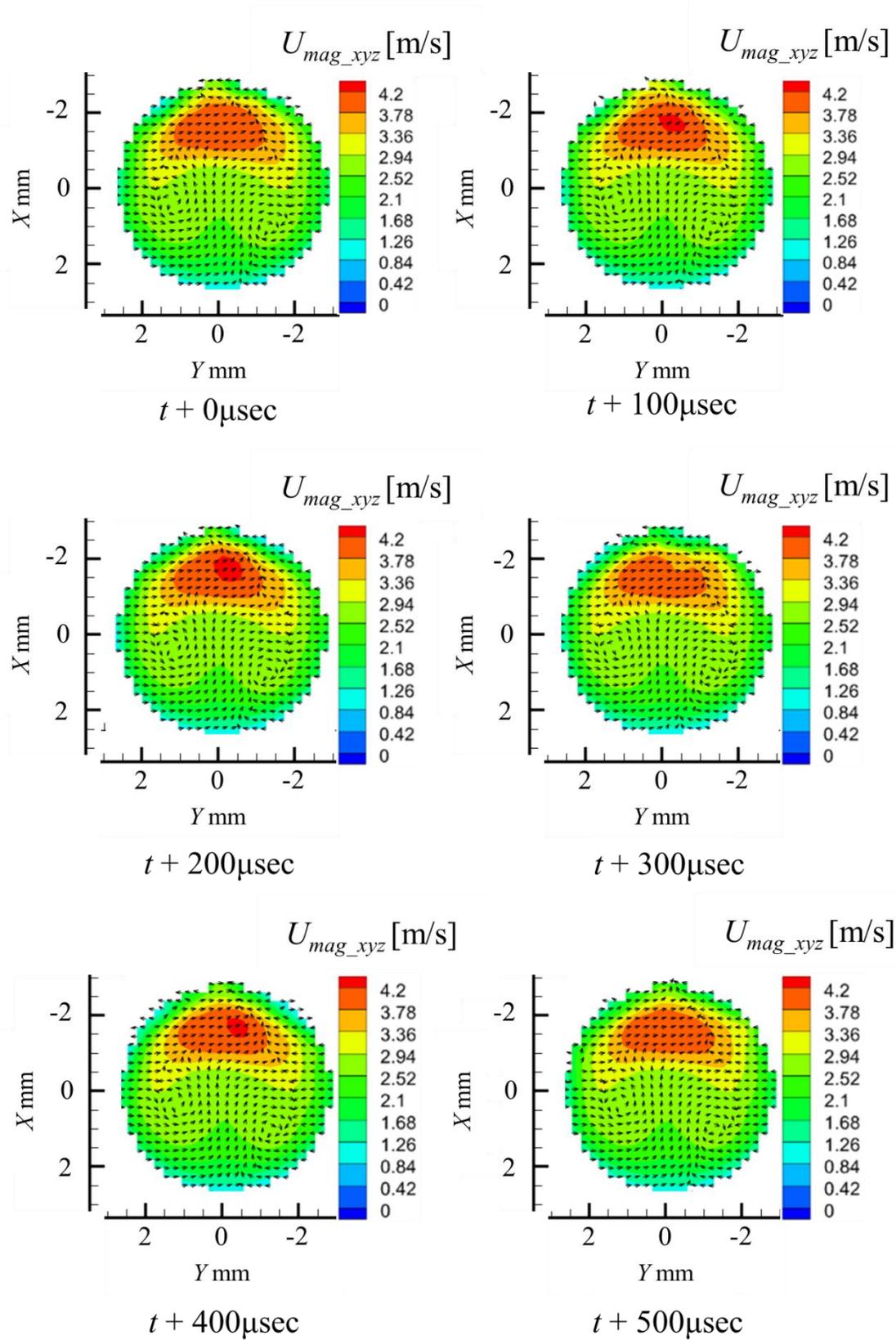


図 B3-2 R15,  $Re1000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M30, mode24)

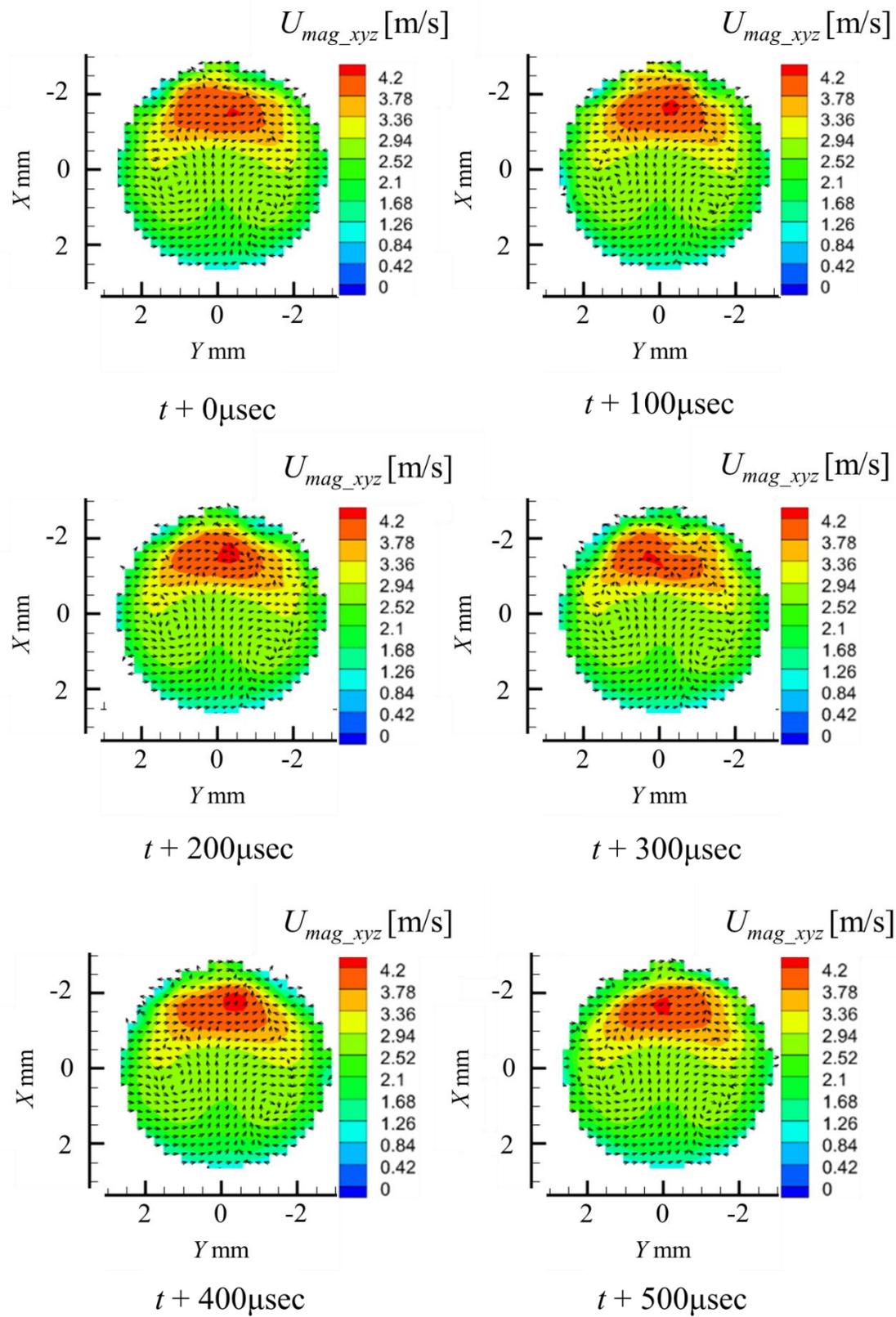


図 B3-3 R15,  $Re1000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M50, mode56)

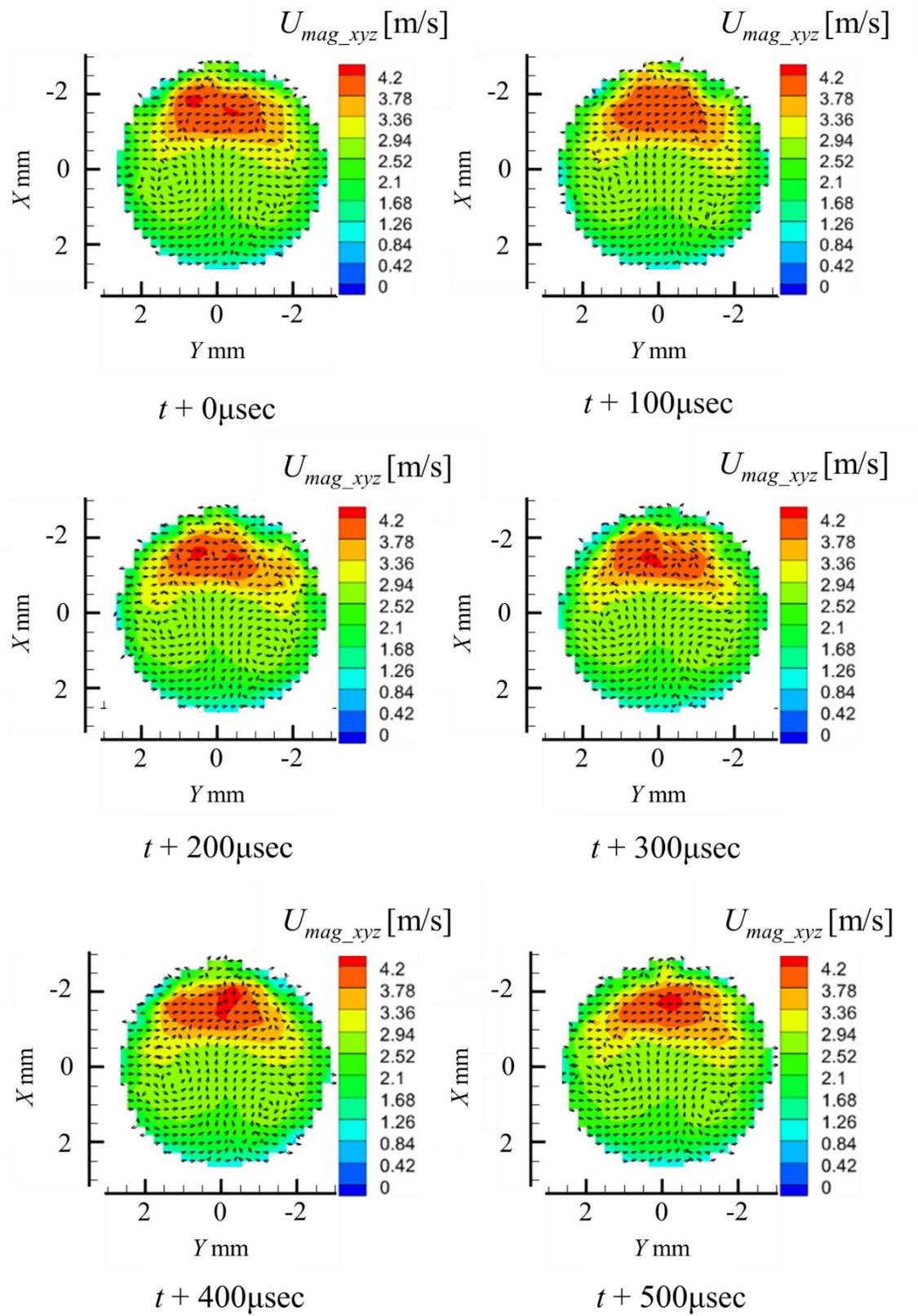


図 B3-4 R15,  $Re1000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M70, mode123)

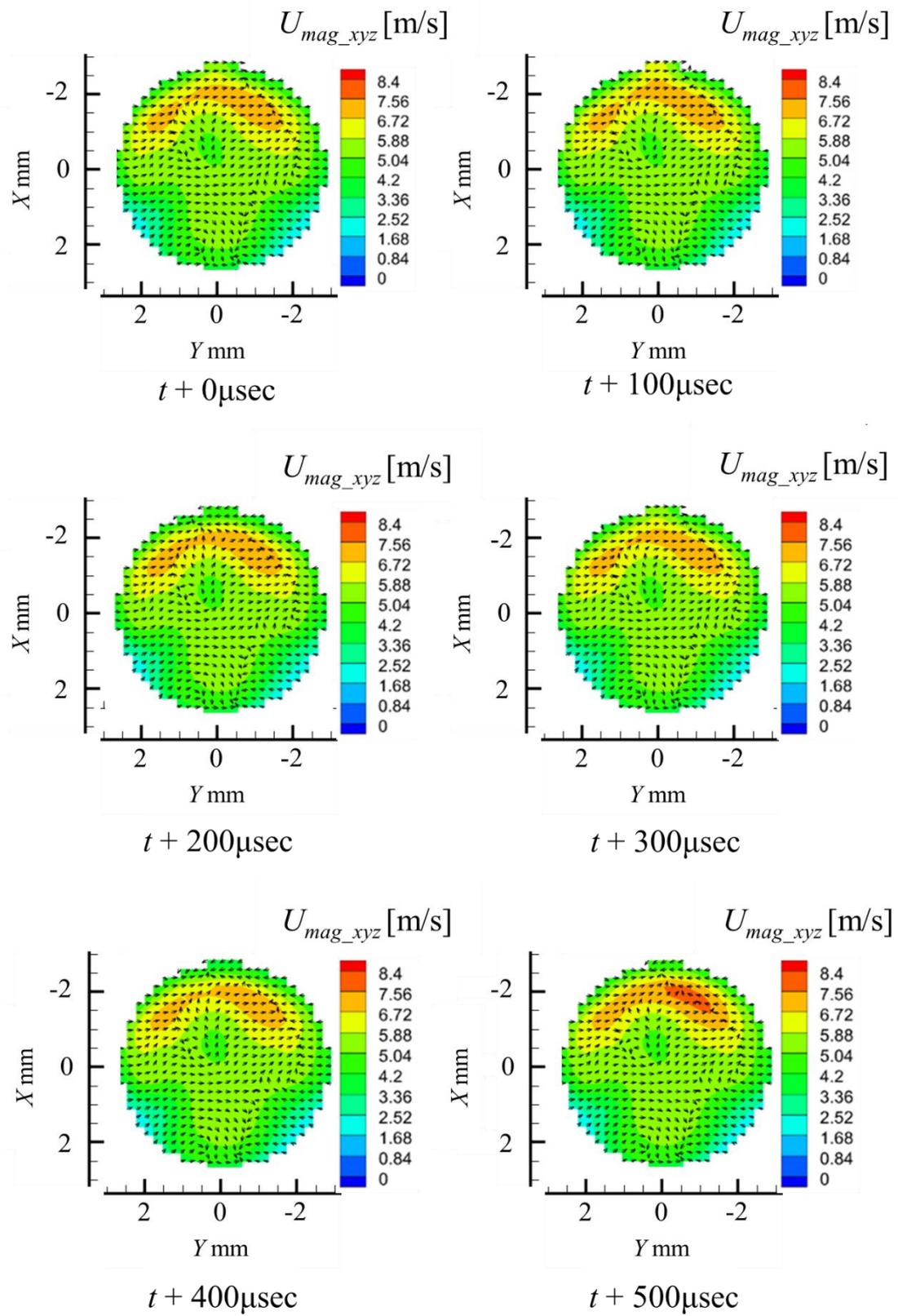


図 B3-5 R15,  $Re2000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to mode2)

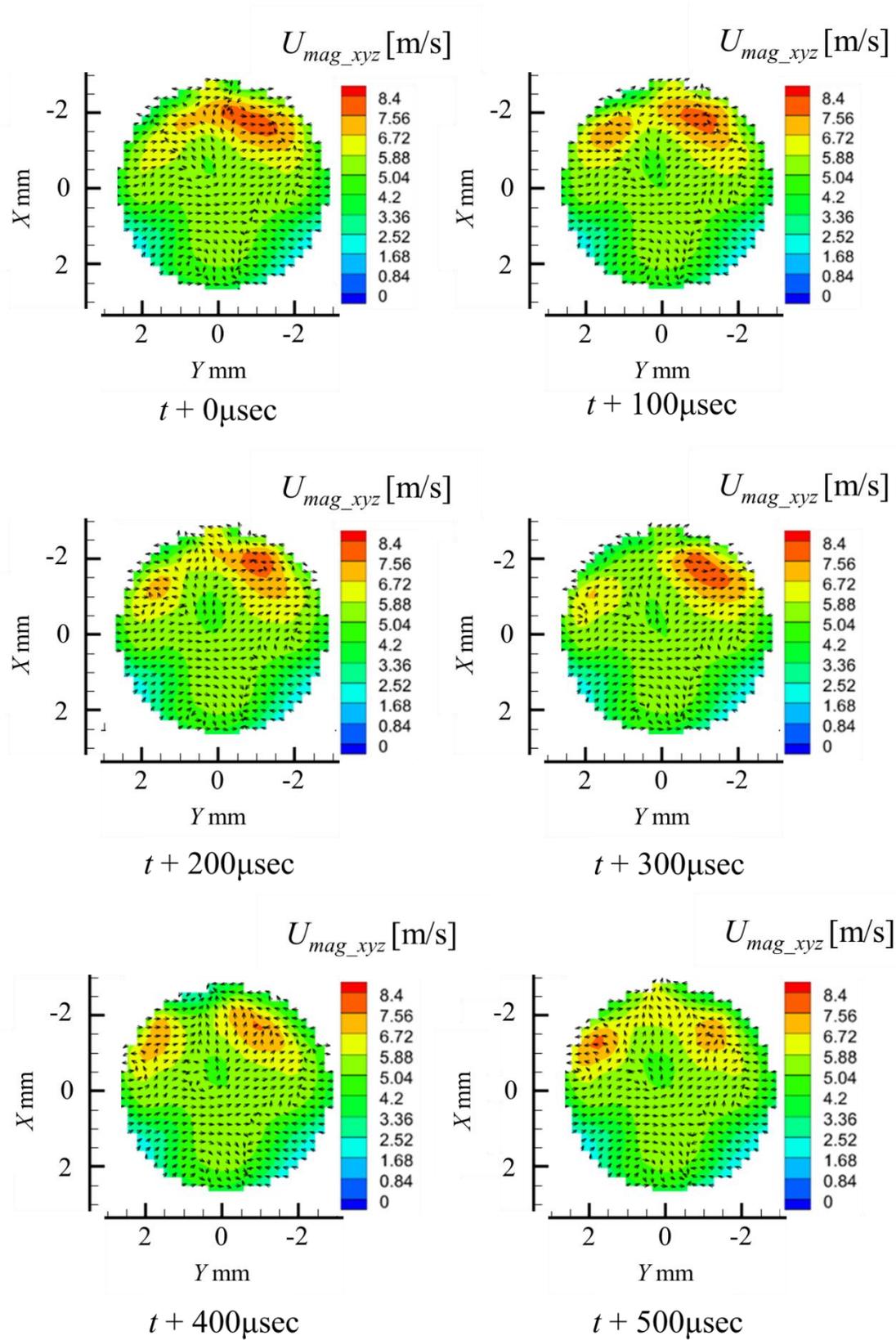


図 B3-6 R15,  $Re2000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M30, mode40)

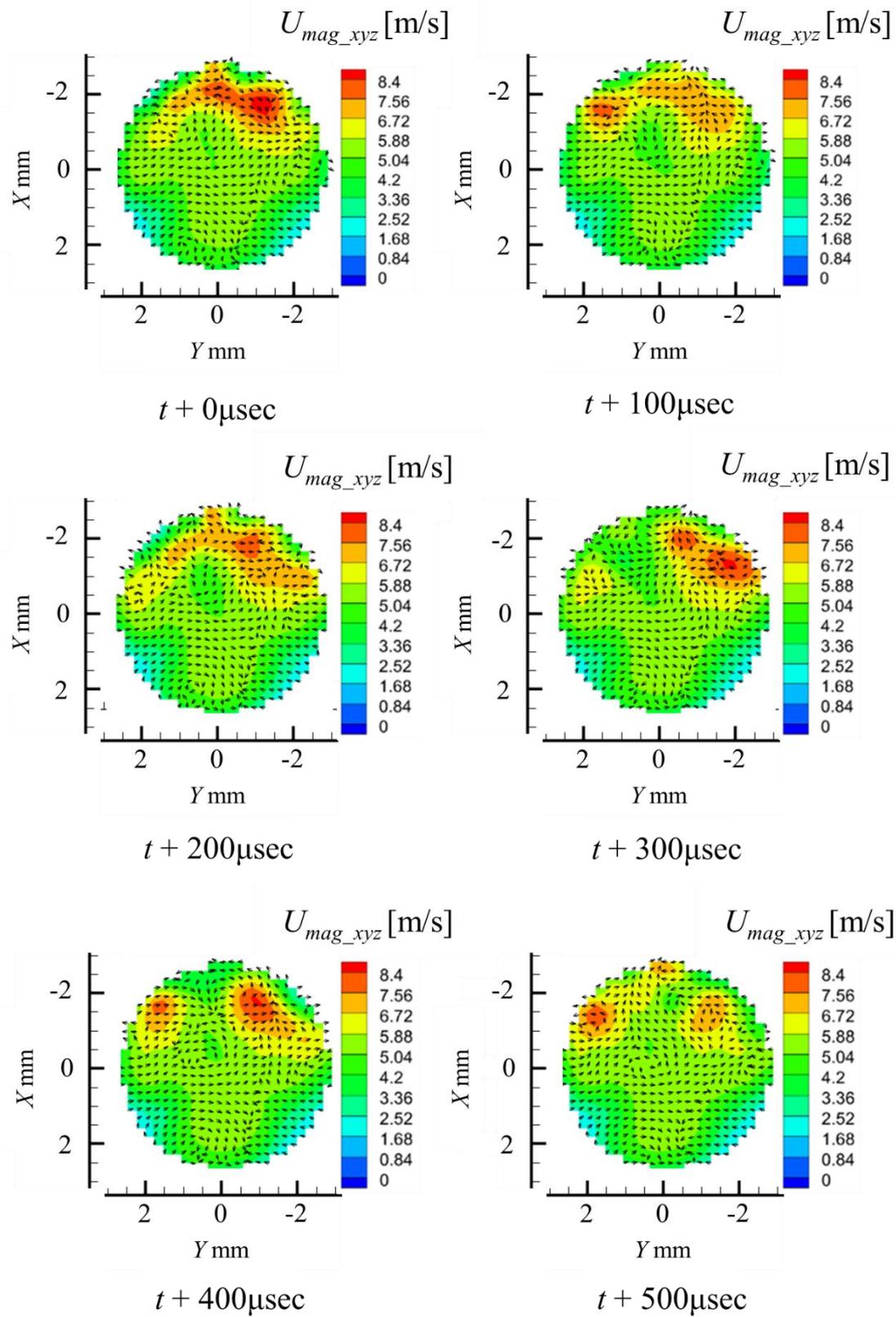


図 B3-7 R15,  $Re2000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M50, mode105)

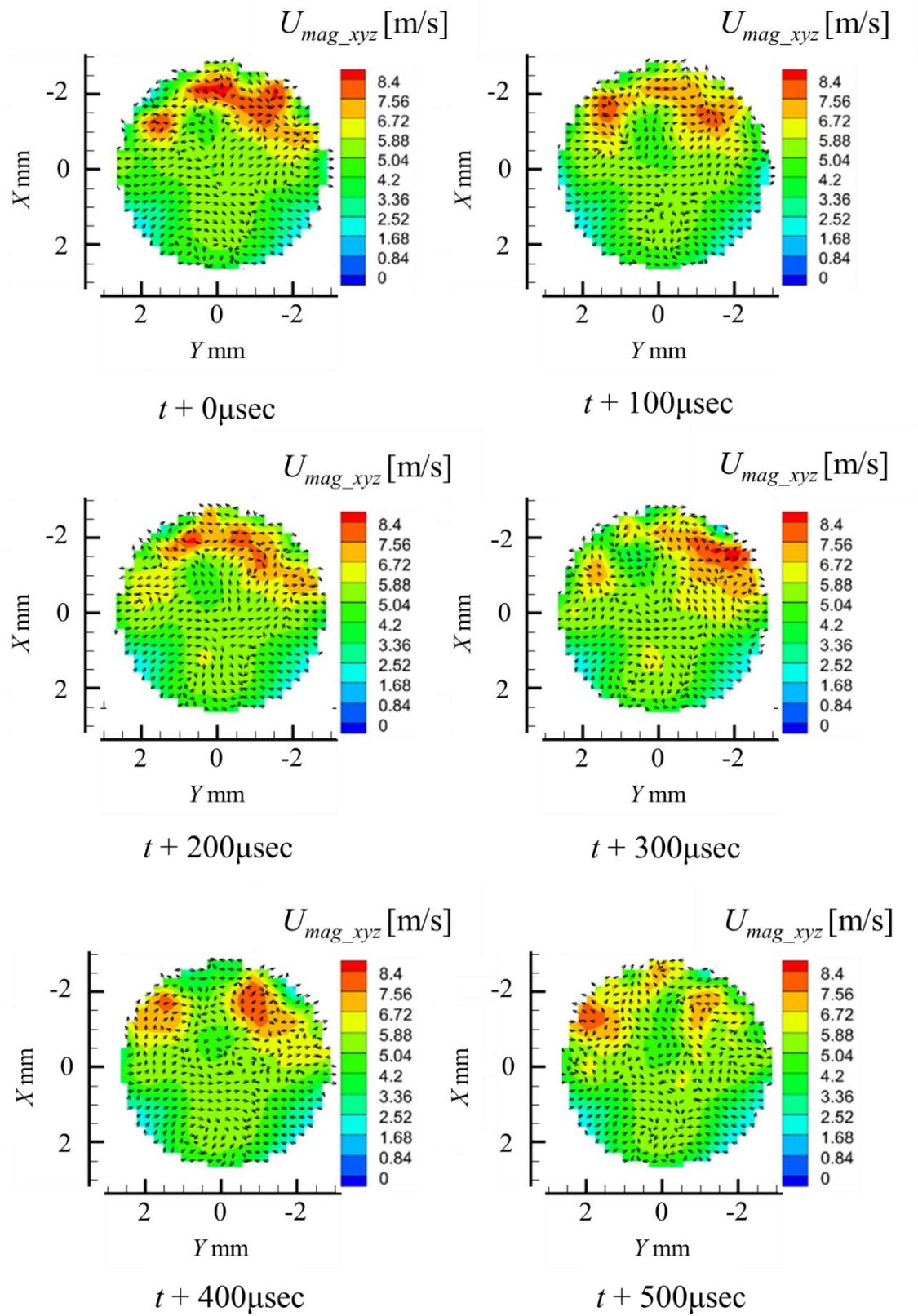


図 B3-8 R15,  $Re2000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M70, mode230)

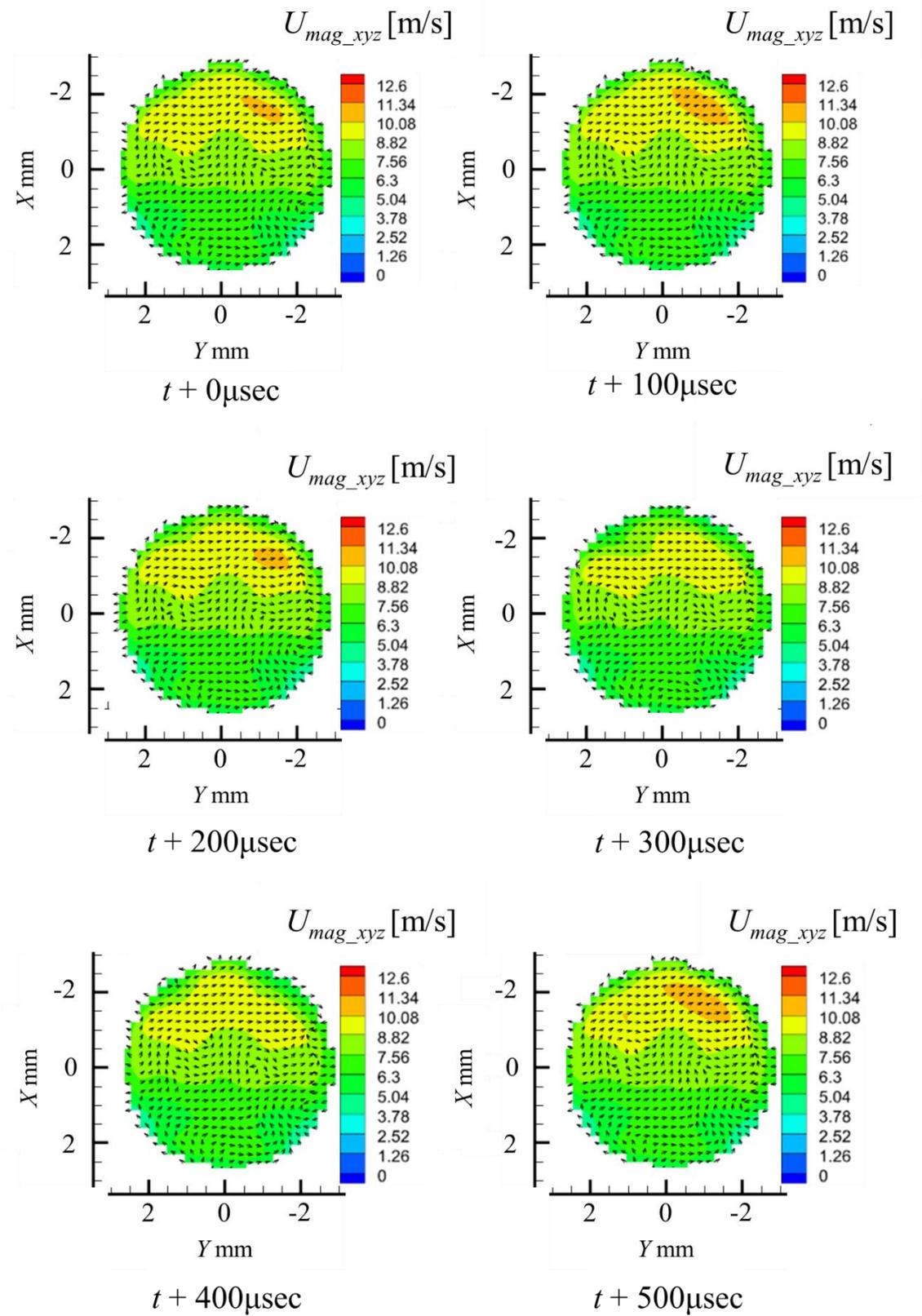


図 B3-9 R15,  $Re3000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to mode2)

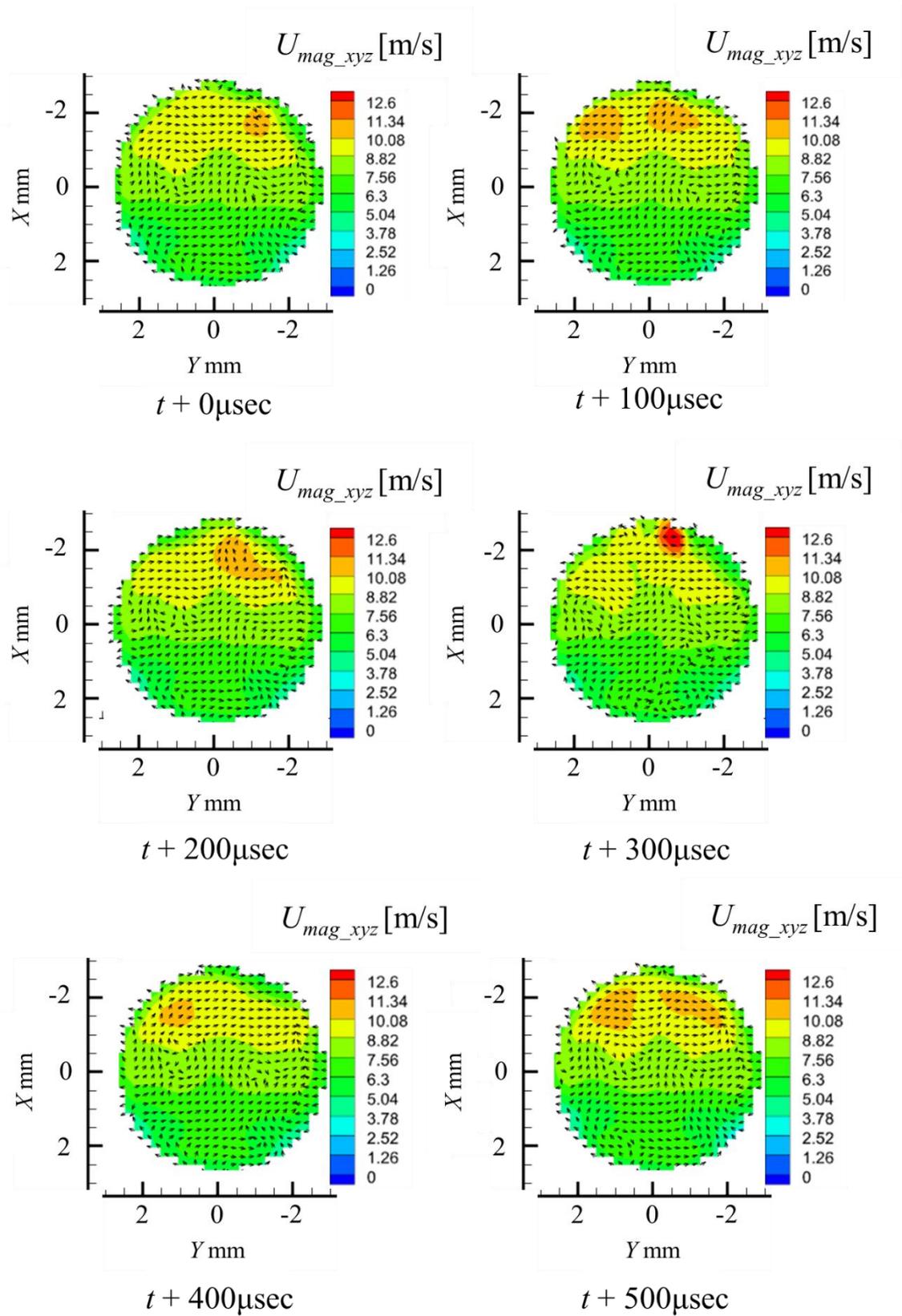


図 B3-10  $R_{15}$ ,  $Re_{3000}$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to  $M_{30}$ , mode10)

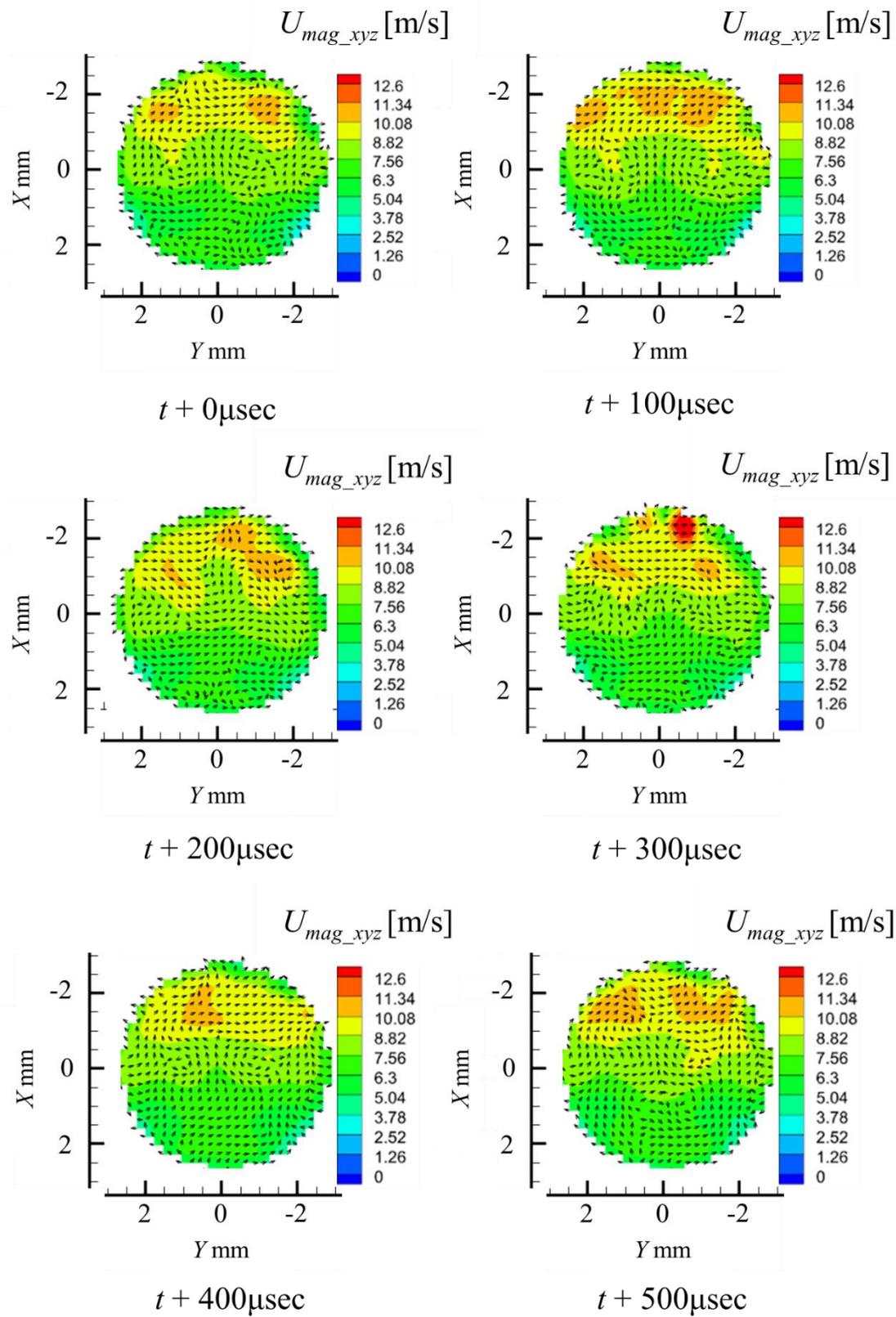


図 B3-11  $R_{15}$ ,  $Re_{3000}$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M50, mode37)

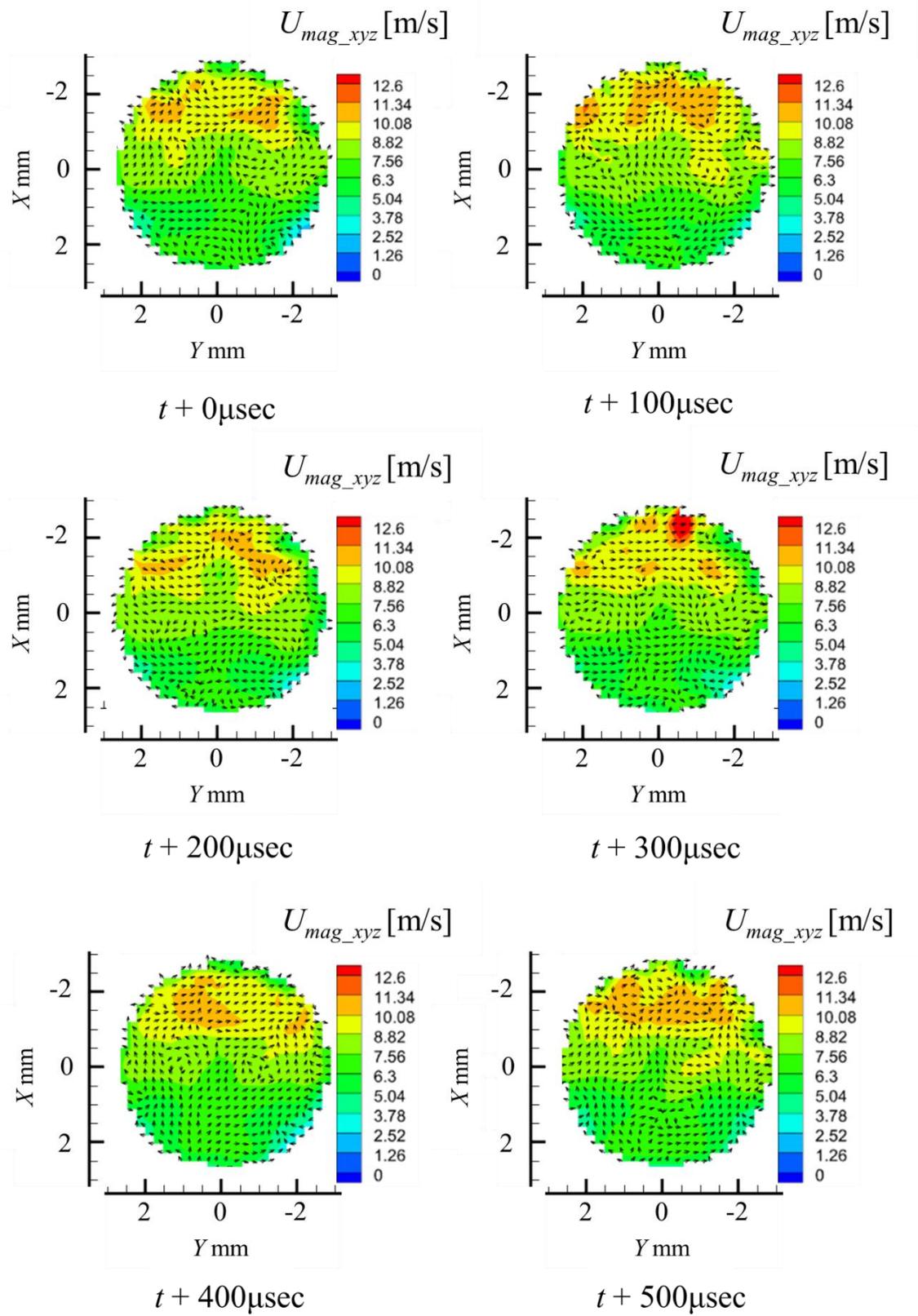


図 B3-12  $R15, Re3000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M70, mode128)

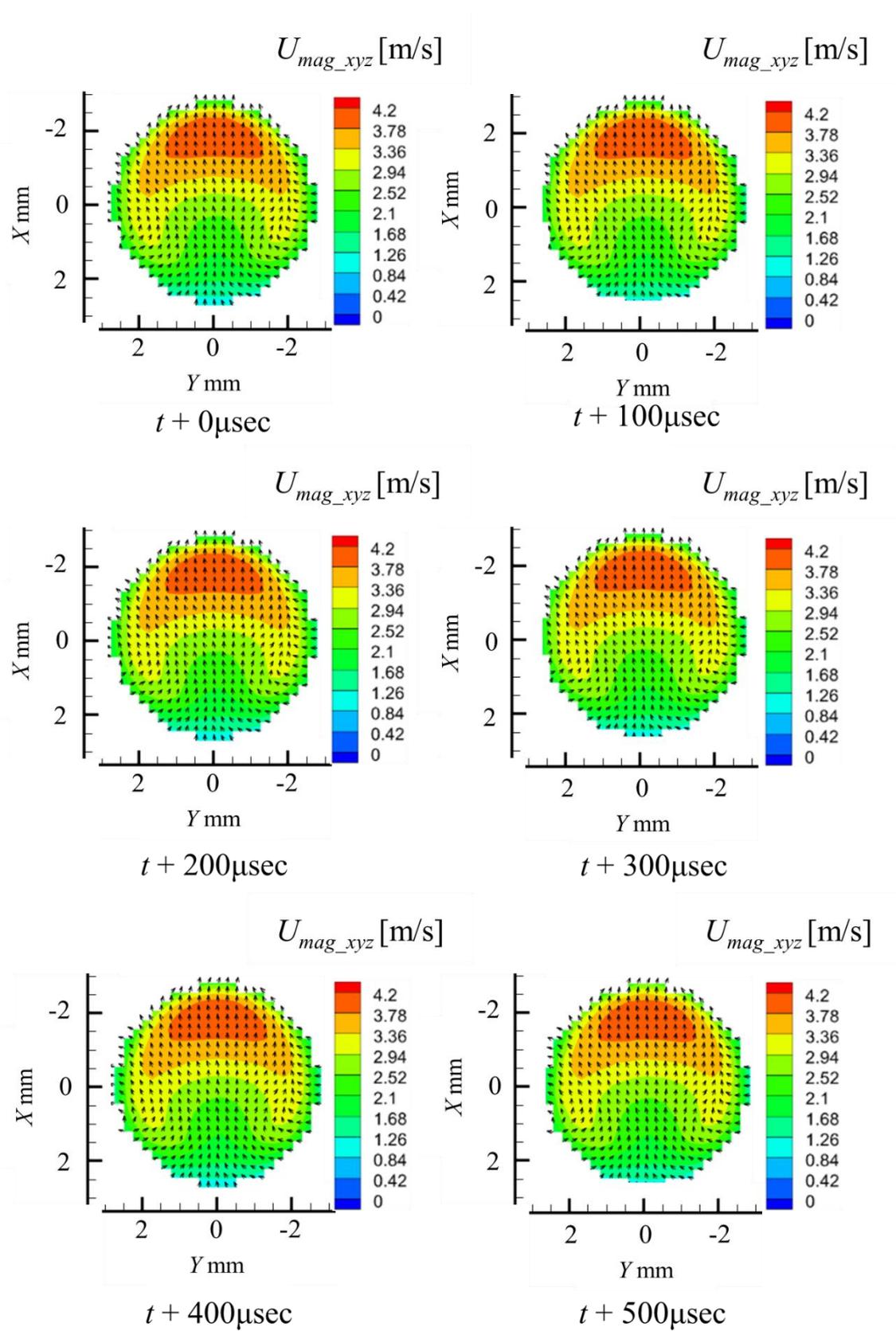


図 B3-13 R60,  $Re1000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to mode2)

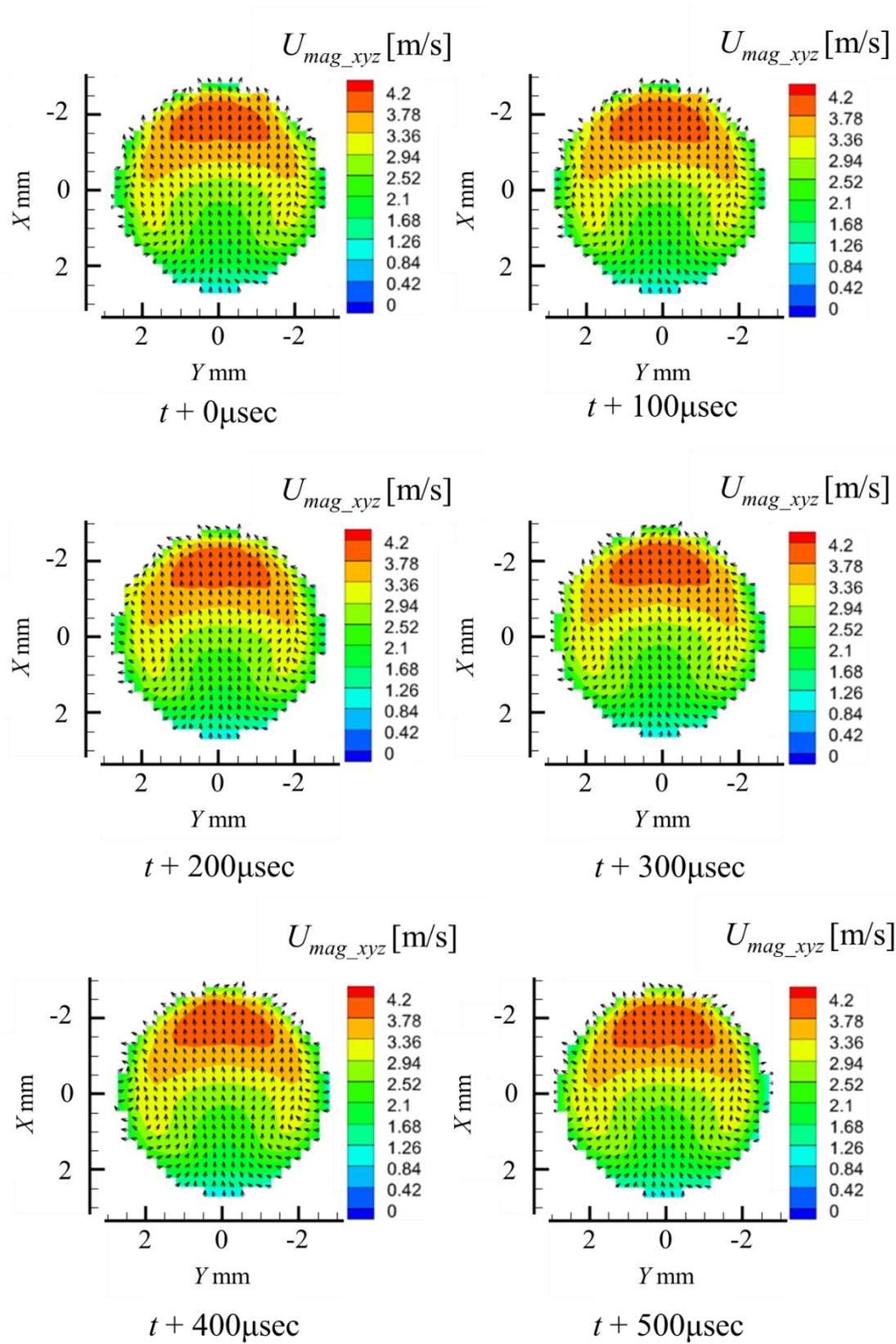


図 B3-14 R60,  $Re1000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M30, mode23)

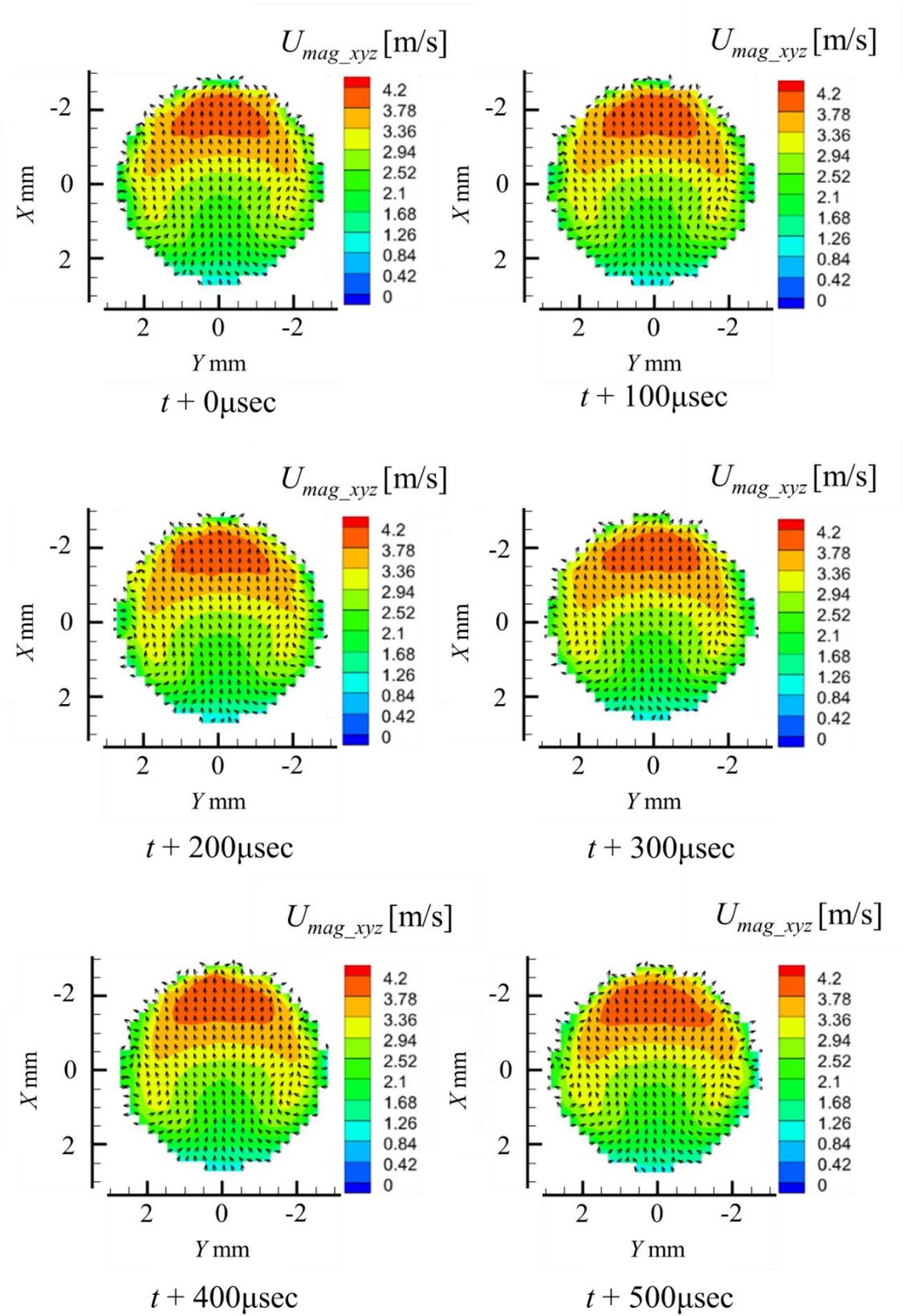


図 B3-15 R60,  $Re1000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M50, mode58)

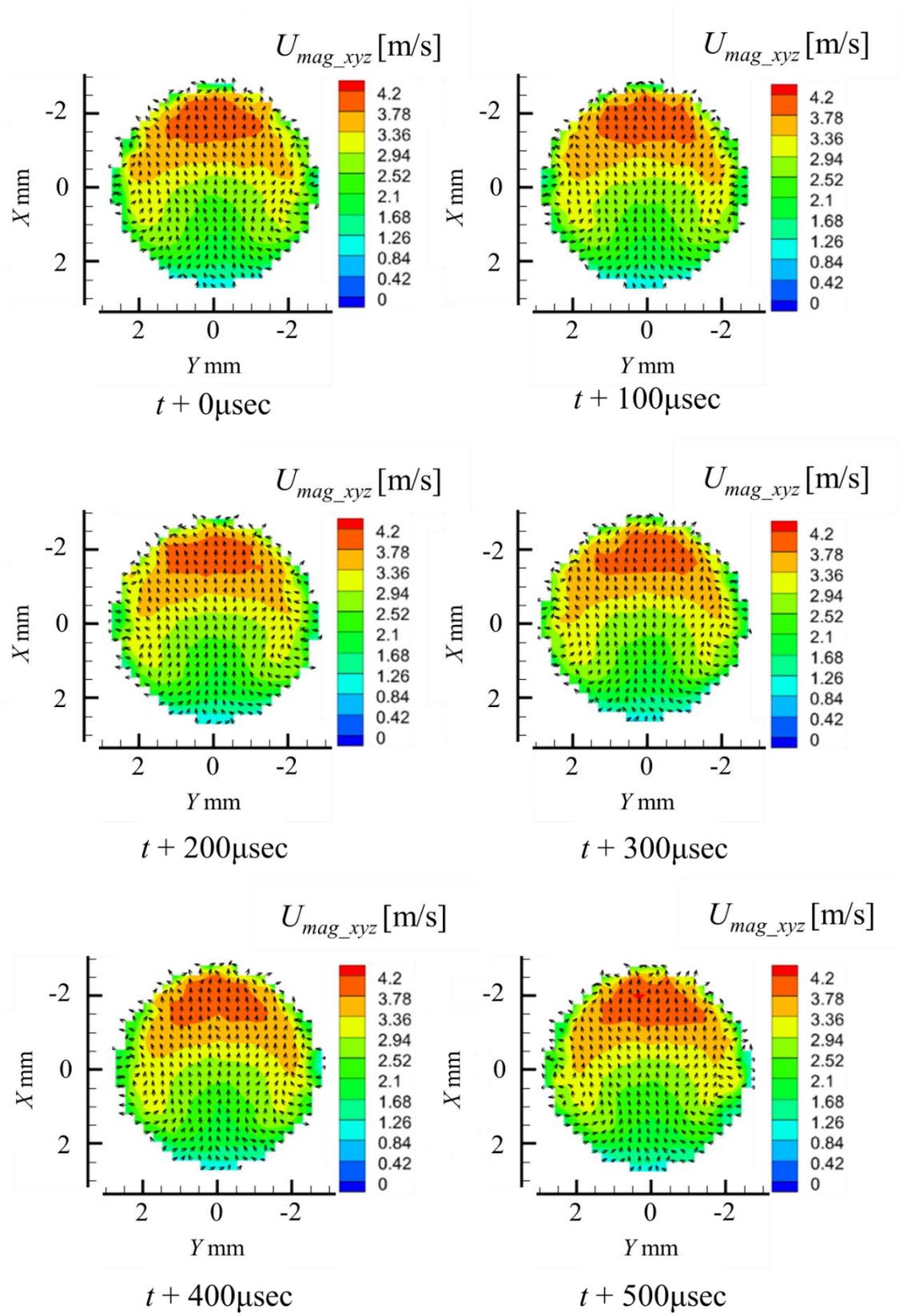


図 B3-16 R60,  $Re1000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M70, mode145)

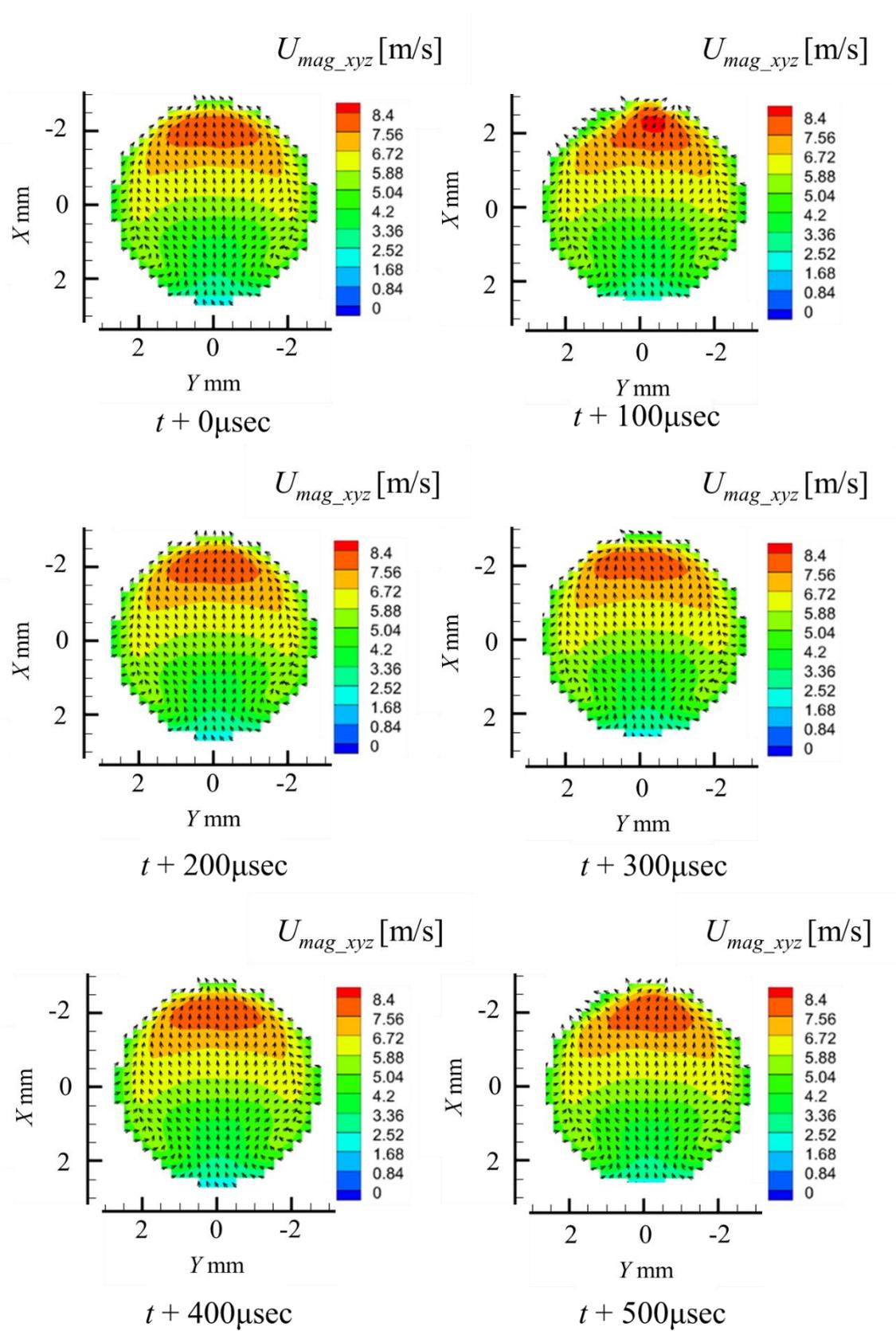


図 B3-17  $R60$ ,  $Re2000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to mode2)

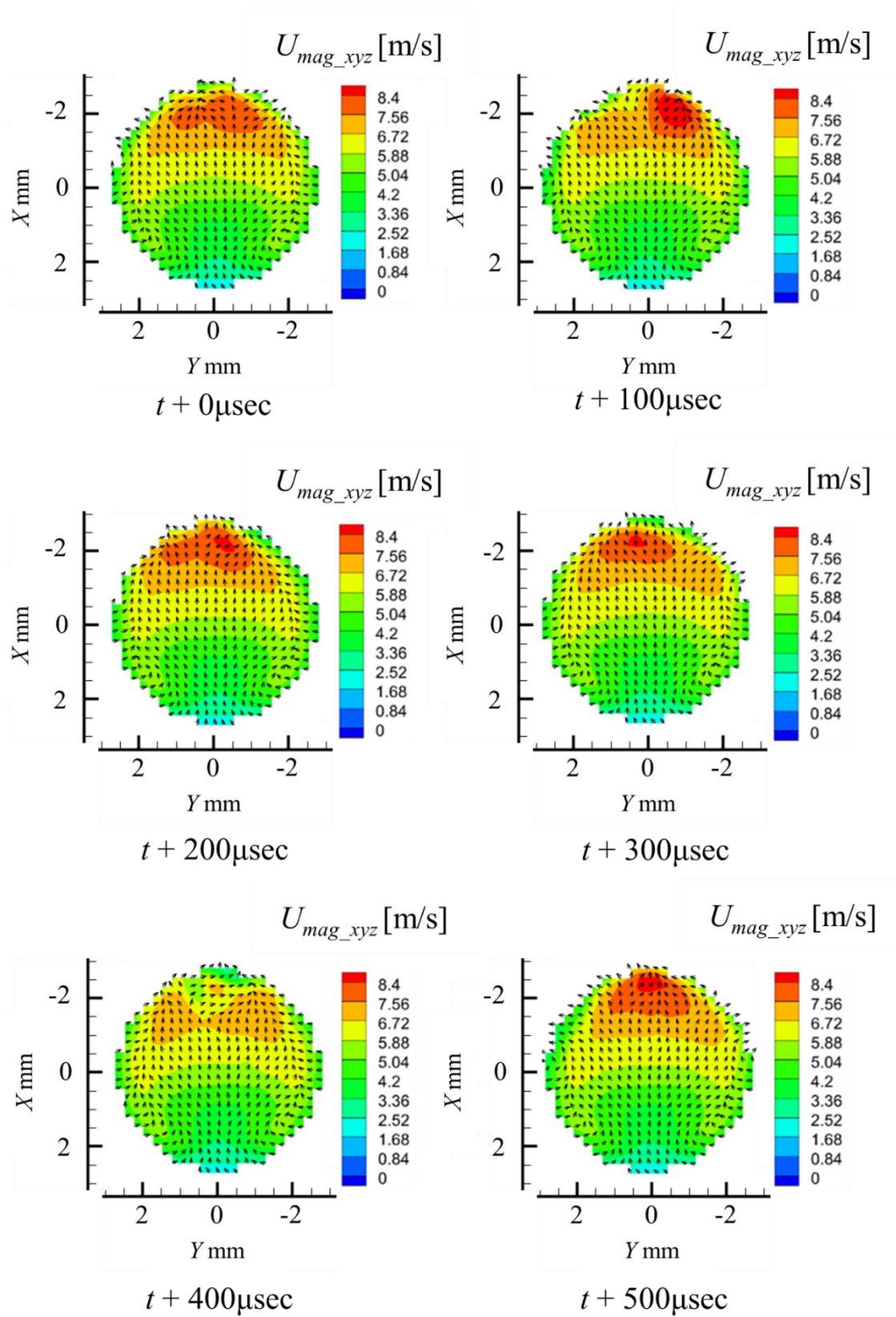


図 B3-18 R60,  $Re2000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M30, mode18)

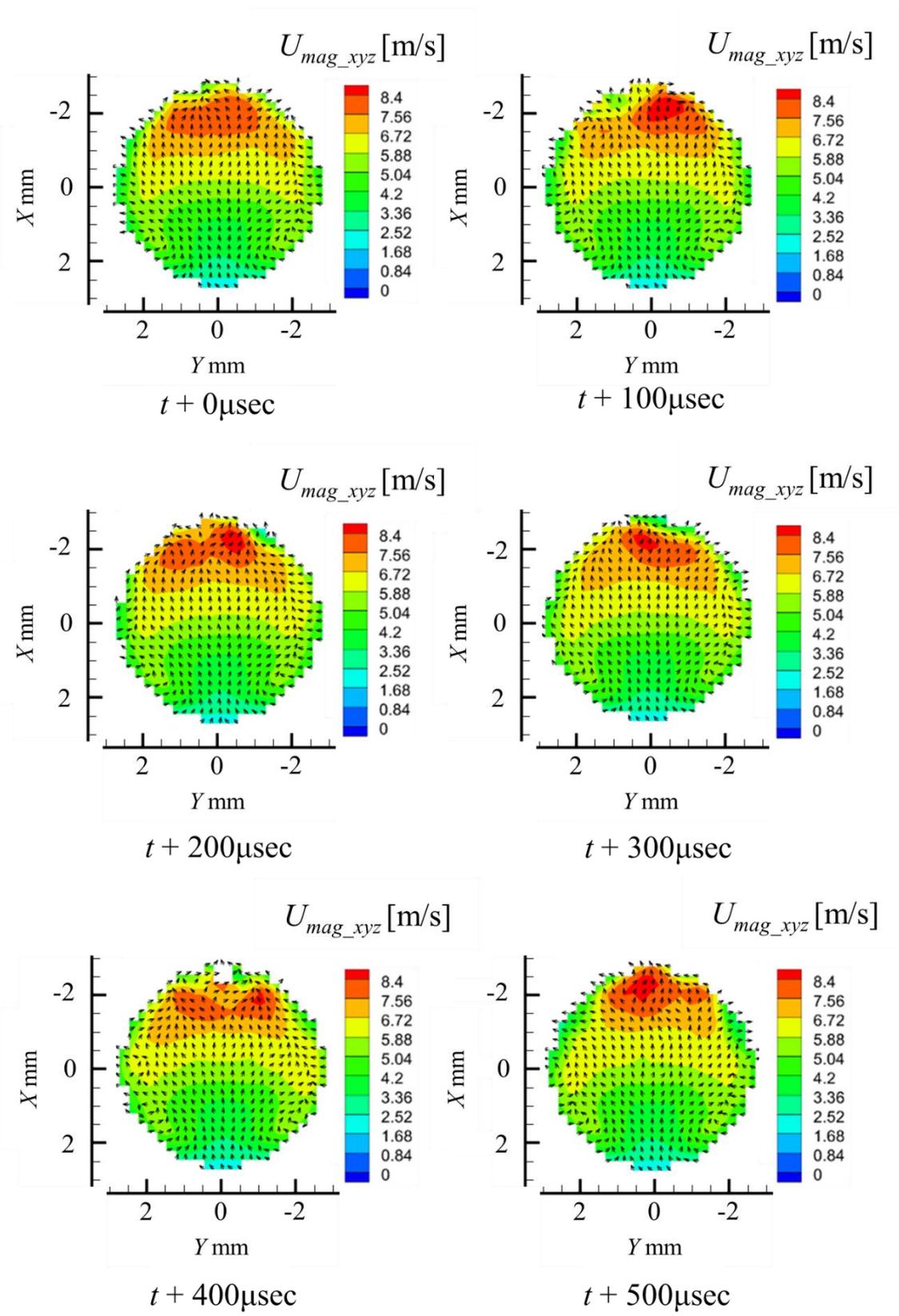


図 B3-19 R60,  $Re2000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M50, mode53)

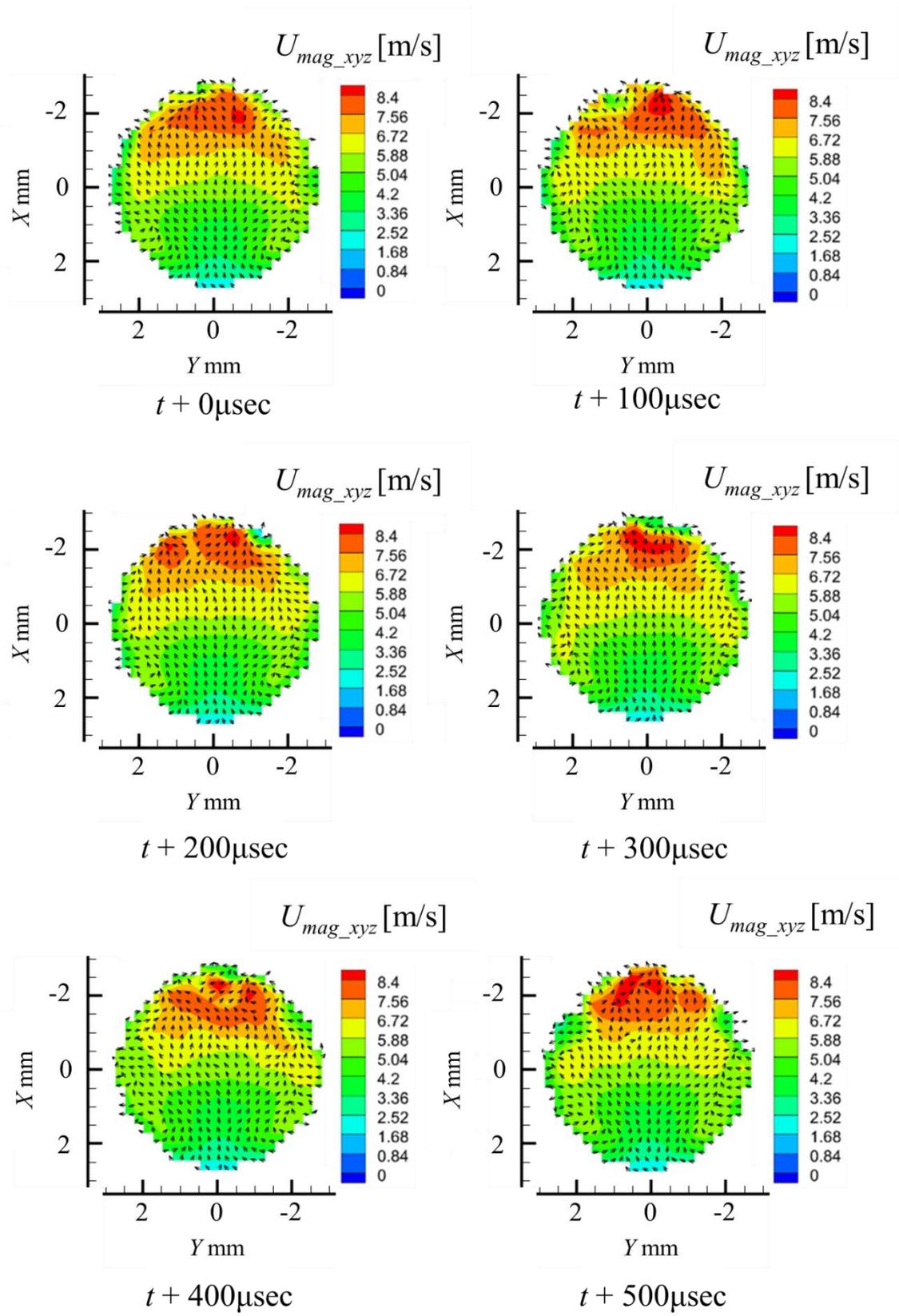


図 B3-20 R60,  $Re2000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M70, mode137)

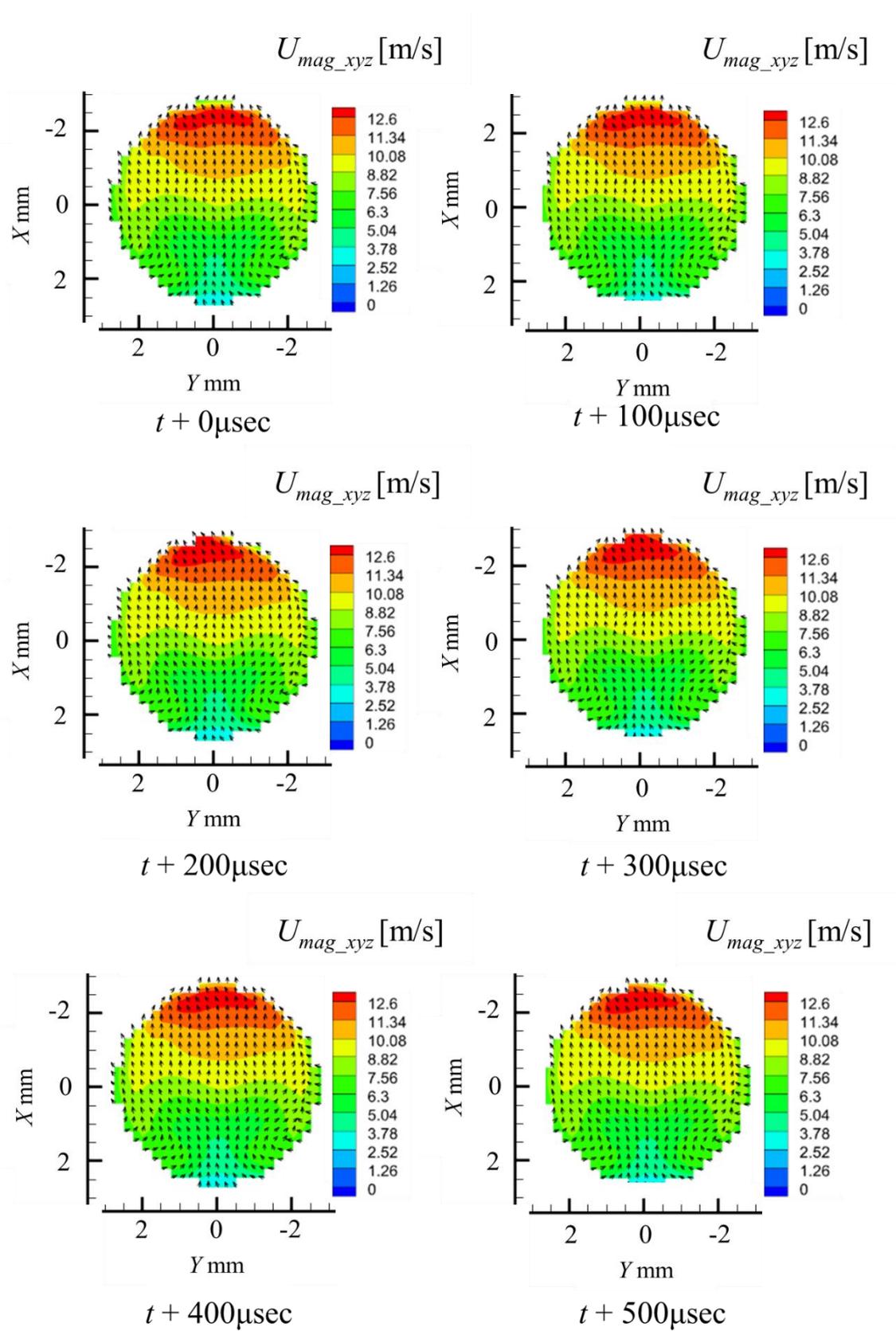


図 B3-21  $R60$ ,  $Re3000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to mode2)

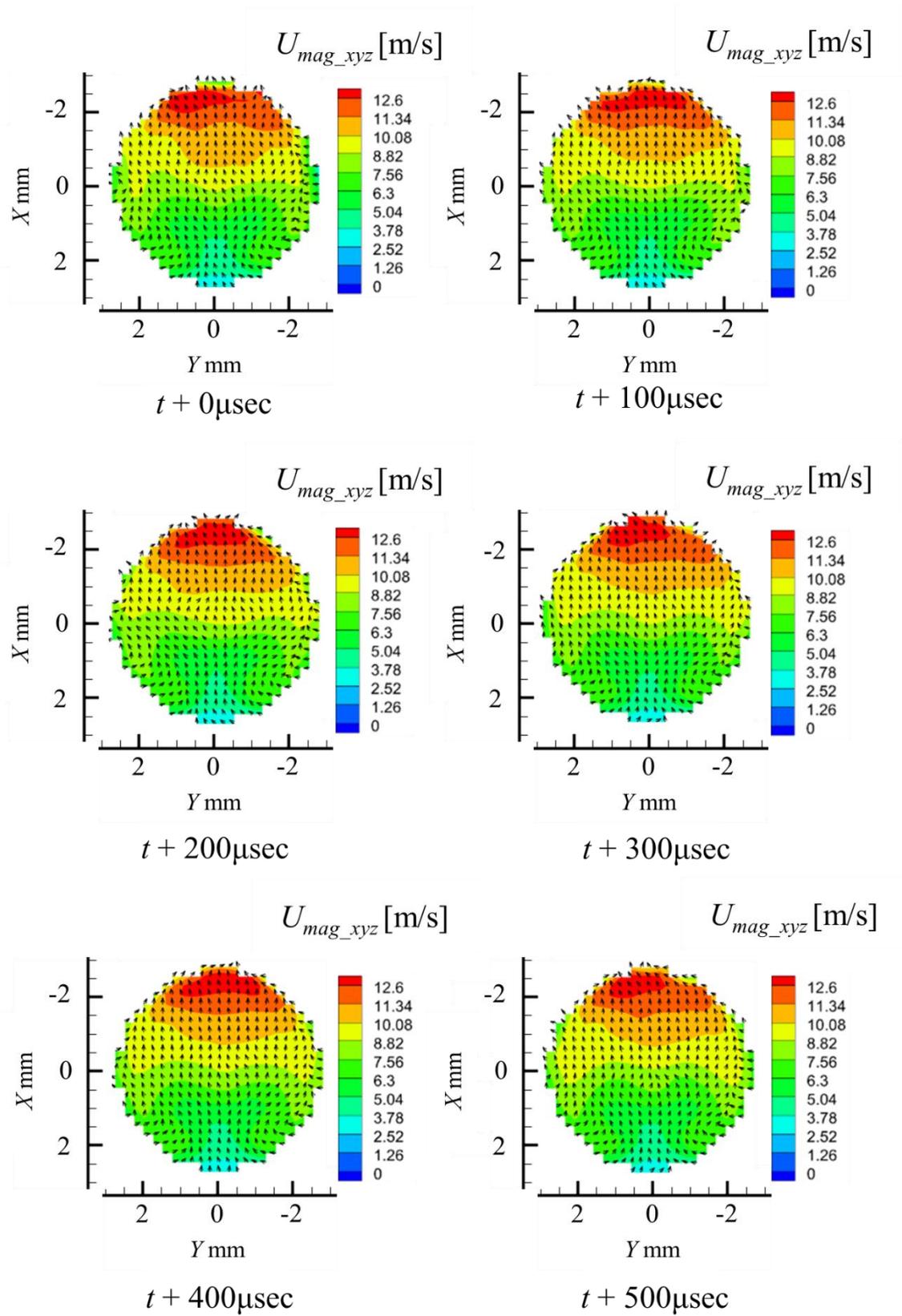


図 B3-22 R60,  $Re3000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M30, mode13)

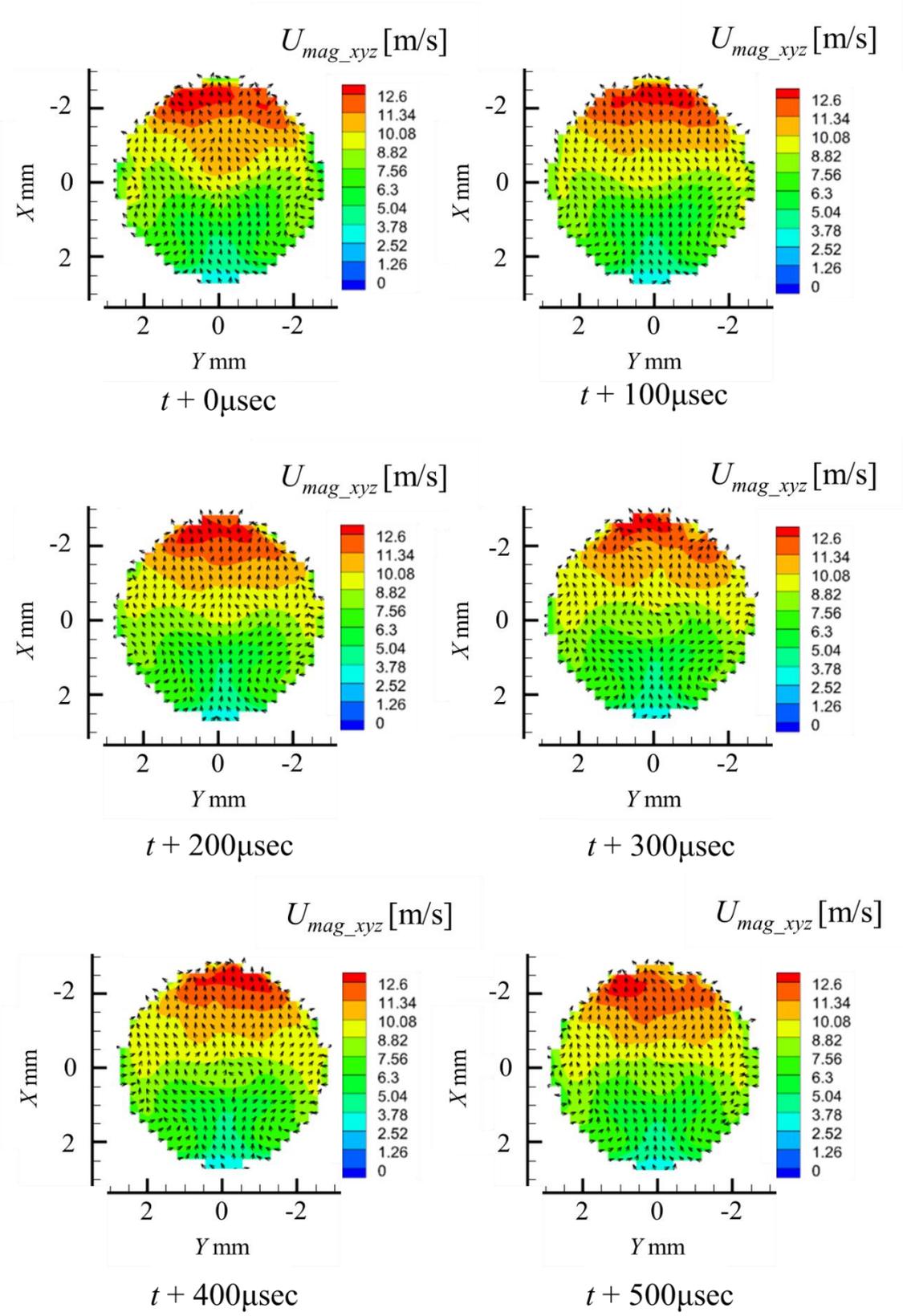


図 B3-23 R60,  $Re3000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M50, mode48)

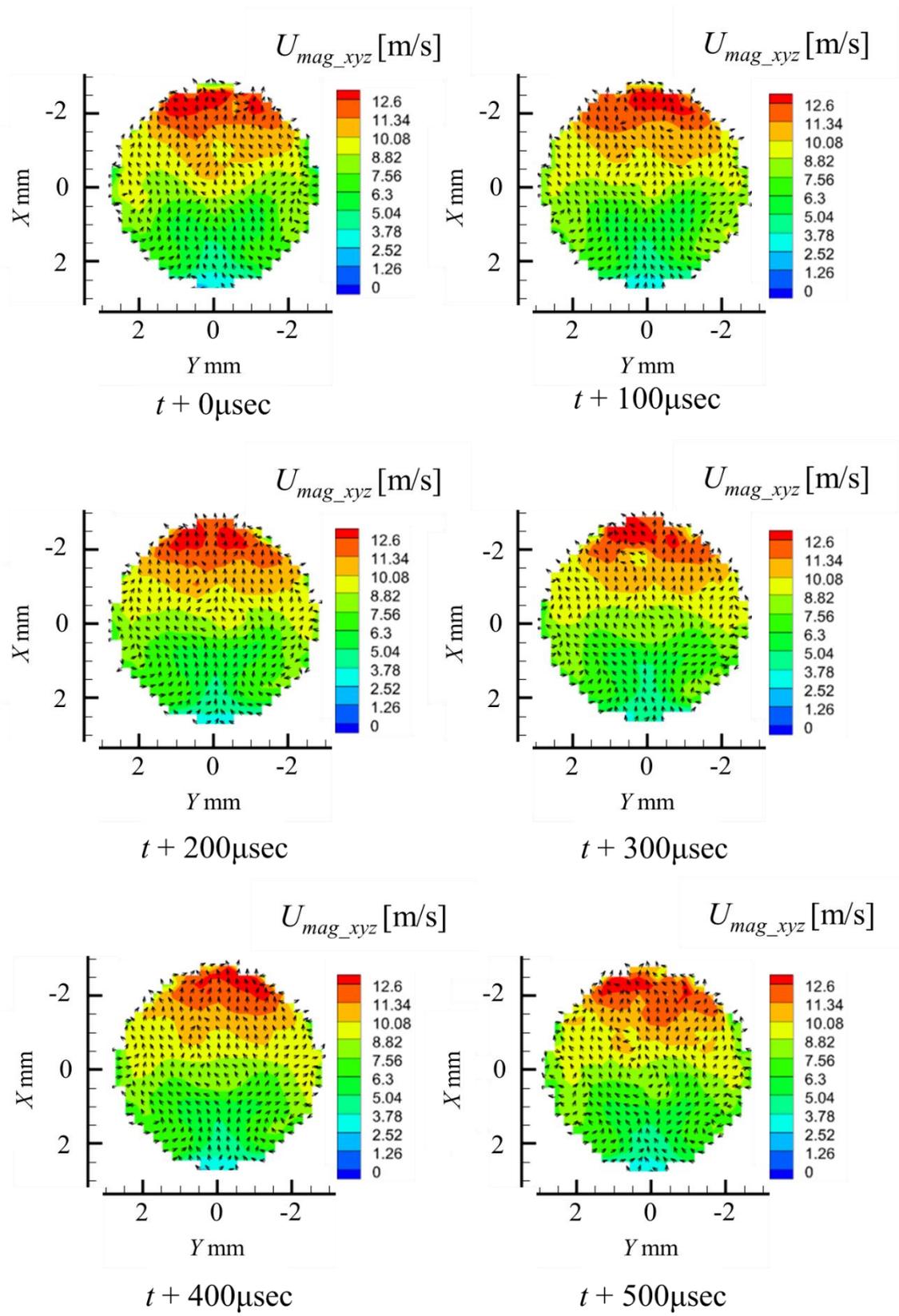


図 B3-24 R60,  $Re3000$  の 3C POD の再構成結果の比較 (mode0 to M70, mode140)

## 謝辞

本研究は、2019年4月から2022年3月まで、広島大学大学院工学研究科機械システム工学専攻エネルギー工学講座動力システム研究室（旧、流体工学研究室、2020年に改称）において行われたものであり、本研究の遂行にあたり終始、懇切丁寧な御指導御鞭撻を賜りましたエネルギー工学講座 動力システム研究室准教授、尾形陽一先生に対し、謹んで深厚なる感謝の意を表します。

本論文を執筆するにあたり、大変有益なご助言並びに、議論頂いたエネルギー工学講座動力システム研究室教授、鈴木康浩先生、エネルギー工学講座動力システム研究室特任教授、西田恵哉先生、エネルギー工学講座燃焼工学研究室准教授、下栗大右先生に対し、心より深く感謝いたします。

また、本研究の遂行に際して、有益な御教示をいただきました、次世代自動車技術共同研究講座内燃機関研究室共同研究講座教授、山川正尚博士、共同研究講座助教、松本有平博士、共同研究講座助教、難波真氏に対し、心より御礼申し上げます。そして、実験の遂行に際して昼夜を問わず惜しみなく御助力いただいた流体工学研究室卒業生、新田 吾一氏、動力システム研究室卒業生、三村溪太氏、大学院生、中山遼太郎氏、馬立娟氏、学部生、岩崎誠人氏の諸氏に対し、心より感謝申し上げます。さらに、以上に名前を書ききれなかった、動力システム研究室（旧、流体工学研究室）の卒業生ならびに現役学生の方々のおかげで、研究室での時間を楽しく、かつ有意義に過ごさせていただきました。心より感謝申し上げます。

なお、本研究は広島大学とマツダ株式会社の共同研究の活動を通して実現できました。ここに共同研究に参画頂き、ご教示賜りました、マツダ株式会社統合制御開発本部技監、横畑英明氏、統合制御開発本部 MBD 革新部部长、津村信一氏、第1解析グループマネージャー、幸徳正信氏、第1解析グループ主幹、西川潤氏、シニアスペシャリスト、中島聖博士、パワートレイン開発本部走行・環境性能開発部主幹エンジニア、山本亮氏、また、以上に名前を書ききれないほど多くのマツダ株式会社社員の方々へ援助賜りました。ここに心より感謝申し上げます。

最後に、この3年の間、多くの休日も深夜まで研究に充てる日々を続け、多くの負担をかけたにも関わらず、首尾一貫して惜しみなく支え続けてくれた、妻、厚美さん、長男、結誠君、次男、礼勢君には、最大の感謝をここに示します。ありがとうございました。

令和4年3月吉日  
川口 幹祐

## 参考文献

- [1] Schulz, M. and Kourkoulas, D., Regulation (EU) No 333/2014 of the European Parliament and of the Council of 11 March 2014 Amending Regulation (EC) No 443/2009 to define the modalities for reaching the 2020 target to reduce CO<sub>2</sub> emissions from new passenger cars, Official Journal of the European Union (2014).
- [2] 横尾 望, 宮元 敬範, 中田 浩一, 小畠 健, 青木 剛, 渡邊 学, “エンジンの熱効率向上に及ぼす燃料組成の影響に関する研究”, 自動車技術会論文集, 49 巻 2 号 p. 241-246, (2018)
- [3] Yamakawa M., Youso T., Fujikawa T., Nishimoto T., Wada Y., Sato K. and Yokohata H., “Combustion technology development for a high compression ratio SI engine”, SAE Int. J. Fuels Lubricants, Vol.5, No.1 (2012), pp.98-105. DOI: 10.4271/2011-01-1871
- [4] Petitjean D., Bernardini L., Middlemass C., Shahed M. S., “Advanced gasoline engine turbocharging technology for fuel economy improvements”, SAE Technical Paper 2004-01-0988, 2004. DOI: 10.4271/2004-01-0988
- [5] Druault, P., Guibert, P. and Alizon, F., “Use of proper orthogonal decomposition for time interpolation from PIV data”, Experiments in Fluids, 39(6), 1009-1023 (2005).
- [6] Cosadia, I., Borée, J. and Dumont, P., “Coupling time-resolved PIV flow-fields and phase-invariant proper orthogonal decomposition for the description of the parameters space in a transparent Diesel engine”, Experiments in Fluids, 43(2-3), 357-370 (2007).
- [7] Müller, S.H.R., Böhm, B., Gleißner, M., Grzeszik, R., Arndt, S. and Dreizler, A., “Flow field measurements in an optically accessible, direct-injection spray-guided internal combustion engine using high-speed PIV”, Experiments in Fluids, 48(2), 281-290 (2010).
- [8] Alharbi, A.Y. and Sick, V., “Investigation of boundary layers in internal combustion engines using a hybrid algorithm of high speed micro-PIV and PTV”, Experiments in Fluids, 49(4), 949-959 (2010).
- [9] Bücker, I., Karhoff, D.C., Klaas, M. and Schröder, W., “Stereoscopic multi-planar PIV measurements of in-cylinder tumbling flow”, Experiments in Fluids, 53(6), 1993-2009 (2012).
- [10] 大倉 康裕, 樋口 和哉, 浦田 泰弘, 染矢 聡, 店橋 護, “高速 PIV によるエンジン燃焼室内の乱流計測”, 日本機械学会論文集 B 編, 79(806), 2193-2206 (2013).
- [11] 大倉 康裕, 鬼丸 裕美, 佐藤 誓祐, 浦田 泰弘, 店橋 護, “吸気切換えデバイスにより誘起されるエンジン筒内流動の高速 PIV 解析”, 自動車技術会論文集, 48(1), 65-71 (2017).
- [12] El Adawy, M., Heikal, M.R., Aziz, A.R.A., Munir, S. and Siddiqui, M.I., “Effect of boost pressure on the In-Cylinder Tumble-Motion of GDI Engine under Steady-State Conditions Using Stereoscopic-PIV”, Journal of Applied Fluid Mechanics, 11(3), 733-742 (2018).

- [13] GEORGE GRANGER BROWN, "A THERMODYNAMIC ANALYSIS OF THE RATE OF RISE OF PRESSURE IN THE OTTO CYCLE", Proceedings of the Symposium on Combustion, Volumes 1–2, p. 265-278, (1948)
- [14] Kajiwara, H., Fujioka, Y. and Negishi, H., "Prediction of temperatures on pistons with cooling gallery in diesel engines using CFD tool", SAE Technical Paper, 2003-01-0986 (2003).
- [15] Pan, J., Nigro, R. and Matsuo, E., "3-D modeling of heat transfer in diesel engine piston cooling galleries", SAE Technical Paper, 2005-01-1644 (2005).
- [16] Yi, Y., Reddy, M., Jarret, M., Kinsey, P. S. C., Alcenius, T. and Inal, K., "CFD modeling of the multiphase flow and heat transfer for piston gallery cooling system", SAE Technical Paper, 2007-01-4128 (2007).
- [17] Wang, P., Liang, R., Wang, Y., Yu, Y., Zhang, J. and Liu, M., "The numerical investigation of heat transfer enhancement of copper-oil and diamond-oil nanofluids inside the piston cooling gallery", Power Technology, Vol.320 (2017), pp.313-324.
- [18] Deng, X., Lei, J., Wen, J., Wen, Z. and Shen, L., "Numerical investigation on the oscillating flow and uneven heat transfer processes of the cooling oil inside a piston gallery", Applied Thermal Engineering, Vol.126 (2017), pp.139-150.
- [19] Deng, X., Lei, J., Wen, J., Wen, Z. and Shen, L., "Multi-objective optimization of cooling galleries inside pistons of a diesel engine, Applied Thermal Engineering", Vol.132 (2018), pp.441-449.
- [20] Wang P., Han K., Yoon S., Yu Y., and Liu M., "The gas-liquid two-phase flow in reciprocating enclosure with piston cooling gallery application", International Journal of Thermal Sciences, Vol.129 (2018), pp.73-82.
- [21] Yu X., Yi D., Huang Y., Lu Y., and Roskilly P. A., "Experimental investigation of two-phase flow and heat transfer performance in a cooling gallery under forced oscillation", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.132 (2019), pp.1306-1318.
- [22] Lv, J., Wang, P., Bai, M., Li, G. and Zeng, K., "Experimental visualization of gas-liquid two-phase flow during reciprocating motion", Applied Thermal Engineering, Vol.79 (2015), pp.63-73.
- [23] 日野幹雄, "流体力学", 朝倉書店 pp356-357
- [24] Rayleigh, L., On the instability of jets. Proceedings of the London Mathematical Society, Vol.10 (1878), pp.4-13.
- [25] Hussain, A. K. M. F. and Zaman, K.B. M. Q., "The Preferred-Mode Coherent Structure in the Near Field of an Axisymmetric Jet With and Without Excitation" Unsteady Turbulent Shear Flows pp 390-401 (1981)
- [26] Suzuki H., Kasagi N. and Suzuki Y., "Manipulation of a round jet with distributed electromagnetic flap actuators", Exp. Fluids, vol. 36, no. 3, pp. 498-509, (2004).

- [27] 社河内 敏彦, 安田 光博, 安藤 俊剛, 若松 朋宜, “同軸環状副噴流による円形衝突噴流の制御に関する研究 : 流動特性に対する速度比の影響”, 日本機械学会論文集 B 編/61 巻 589 号, pp. 3251-3259, (1995)
- [28] 坪倉 誠, 小林 敏雄, 谷口 伸行, “噴流形状による平面衝突噴流の組織的渦構造の違いについて : 平面噴流と円形噴流の比較” 流体力学部門講演会講演論文集, 01-3, pp.247 (2001)
- [29] Tomotika, S., “On the instability of a cylindrical thread of a viscous liquid surrounded by another viscous fluid”. Proceedings of the Royal Society A, Mathematical and Physical Sciences, Vol.150 (1935), pp.322–337.
- [30] Funada, T. and Joseph, D.D., “Viscous potential flow analysis of capillary instability”, International Journal of Multiphase Flow Vol.28, pp.1459-1478. (2002)
- [31] Funada, T., Joseph, D.D. and Yamashita, S., “Stability of a liquid jet into incompressible gases and liquids”, International Journal of Multiphase Flow Vol.30, pp.1279-1310. (2004)
- [32] A. Alhushaybari and J. Uddin, “Convective and absolute instability of falling viscoelastic liquid jets surrounded by a gas”. IMA Journal of Applied Mathematics Vol. 86, pp. 58–75, (2021)
- [33] Aliseda A., Hopfinger J. E., Lasheras C. J., Kremer M. D., Berchielli A., Connolly K. E., “Atomization of viscous and non-newtonian liquids by a coaxial, high-speed gas jet. Experiments and droplet size modeling” International Journal of Multiphase Flow Vol.34, pp.161–175, (2008)
- [34] 天谷 賢児, 新井 雅隆, “液体噴流分裂現象の周波数解析 (第 1 報, 噴流表面波の周波数遷移)”, 微粒化 Vol. 5-1, No. 9, pp. 12-18. (1996)
- [35] 天谷 賢児, 新井 雅隆, “液体噴流分裂現象の周波数解析 (第 2 報, 滴下および層流分裂領域の波動構造)”, 微粒化 Vol. 5-1, No. 9, pp. 19-25. (1996)
- [36] 天谷 賢児, 新井 雅隆, “液体噴流分裂現象の周波数解析 (第 3 報, 乱流分裂領域の周波数構造)”, 微粒化 Vol. 5-4, No. 12, pp. 178-184. (1996)
- [37] 天谷 賢児, 新井 雅隆, “液体噴流分裂現象の周波数解析 (第 4 報, 位相スペクトルによる表面波の軸対称性解析)”, 微粒化 Vol. 9, No. 25, pp. 227-233. (2000)
- [38] Morozumi, Y. and Fukai, J., “Growth and structures of surface disturbances of a round liquid jet in a coaxial airflow”, Fluid Dynamics Research, Vol. 34, pp. 217-231. (2004)
- [39] 新井 雅隆, 清水 正則, 廣安 博之, 高粘度液体噴流の微粒化形態, 燃料協会誌, 第 70 巻第 11 号 (1991), pp. 1032-1038.
- [40] Arai, M. and Amagai, K., “Surface wave transition before breakup on a laminar liquid jet”, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol.20, pp.507-512, (1999)
- [41] K. Akiyama, Y. Ogata, S. Nakada, J. Ma, K. Nishida, R. Yamamoto, A. Nakashima, K. Nakamura, K. Marui, M. Nishimura and H. Yokohata “Study of Wave and Breakup Formation on Water Film by Steady and Pulsating Gas Flow in a Rectangular Duct, The 30st International Symposium on Transport Phenomena, (2019)

- [42] S. Nakada, K. Akiyama, J. Ma, K. Nishida, R. Yamamoto, A. Nakashima, K. Nakamura, K. Marui, M. Nishimura, H. Yokohata and Y. Ogata. “Study of breakup on water film sheared by steady and pulsatile air flow in a horizontal rectangular duct”, The 31st International Symposium on Transport Phenomena, (2020)
- [43] Y. Ogata, S. Nakada, K. Akiyama, J. Ma, Q. Wu, K. Nishida, R. Yamamoto, A. Nakashima, K. Nakamura, K. Marui, M. Nishimura and H. Yokohata, “Study of air-water interface behavior in straight and curved rectangular ducts”, The 31st International Symposium on Transport Phenomena, (2020)
- [44] G. Nitta A. Nakashima, K. Mimura, K. Nishida, H. Hongou, H. Yokohata and Y. Ogata, “Study on behavior and breakup process of oil jet ejected from curved pipe”, Journal of Mechanical Engineering Research and Developments, Vol. 43, No. 1, pp.342-350 (2020)
- [45] 三村 溪太, 川口 幹祐, 馬 立娟, 中山 遼太郎, 西田 恵哉, 中島 聖, 尾形 陽一, 幸徳 正信, “曲率半径の異なる 90°一段曲りノズルから噴出するオイルジェットの微粒化特性” 第 29 回微粒化シンポジウム, (2020)
- [46] Gong, C., Yang, M., Kang, C. and Wang, Y., “The acquisition and measurement of surface waves of high-speed liquid jets”, Journal of Visualization, Vol.19 (2016), pp.211-224.
- [47] He Jie, Wang Jingjing, LiuXiumei, LiBeibei, LiWei, GuMing, Xie Yongwei, Cai Zonghang, and Ma Jichao, “Investigation on Surface Wave Characteristic of Water Jet”, Hindawi Mathematical Problems in Engineering, Volume 2019, Article ID 4047956, (2019)
- [48] 須藤 浩三, 高見 敏弘, 檜原 秀樹, “90°曲がったノズルからの噴流”, 日本機械学会論文集 B 編 53 巻, 487 号 pp. 839-842. (1987)
- [49] 須藤 浩三, 高見 敏弘, 島田 伸和, 檜原 秀樹, ”90°曲がったノズルからの噴流 (第 2 報, ノズル曲率の影響)”, 日本機械学会論文集 B 編 55 巻, 512 号 pp. 1078-1084. (1989)
- [50] Nakashima A., NITTA G., Nishida K., Hongou H., Yokohata H., and Ogata Y., “An experimental investigation of the behavior of oil jets injected by a 90° curved circular nozzle”, Journal of Fluid Science and Technology, Vol.13 (2018), DOI: 10.1299/jfst.2018jfst0007
- [51] Nakashima A., NITTA G., Nishida K., Hongou H., Yokohata H., and Ogata Y., “Experimental study on oil-air multiphase flow in a right circular cylindrical channel during reciprocating motion”, Journal of Fluid Science and Technology, Vol. 14, (2019)
- [52] 中島 聖, “ピストン冷却におけるオイルジェット界面挙動およびチャンネル内気液二相流の流動特性に関する研究”, 学位論文, (2019)
- [53] 宮井善弘, 木田輝彦, 仲谷仁志, “水力学”, 森北出版株式会社, p.119
- [54] Ito H., “Friction Factors for Turbulent Flow in Curved Pipes” Journal of Fluid Engineering, pp. 123-132, (1959).
- [55] 伊藤英覚, “曲がり管の流れとその損失”, 日本機械学会論文集, 62 巻, 490 号, pp. 1634-1643 (1959).

- [56] 伊藤英覚, “曲がり管内の流れ”, 日本機械学会論文集 (B 編), 50 巻, 458 号, pp. 2267-2274 (1984).
- [57] Eustice, J., “Flow of Water in Curved Pipes”, In Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, Vol.84(568), pp.107-118 (1910).
- [58] Eustice, J., “Experiments on stream-line motion in curved pipes”, In Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 85(576), pp. 119-131 (1911).
- [59] Dean, W.R., “XVI. Note on the motion of fluid in a curved pipe”, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 4(20), pp. 208-223 (1927).
- [60] Dean, W.R., “LXXII. The stream-line motion of fluid in a curved pipe (Second paper)”, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 5(30), pp.673-695 (1928).
- [61] White C. M., “Streamline flow through curved pipes”, Proceedings of the Royal Society, Series A, Mathematical, Physical and Engineering Science, Volume 123, Issue 792, pp.645-663, (1929)
- [62] Prandtl L. “With applications to hydraulics aeronautics, meteorology, and other subjects.”, Essentials of fluid dynamics, Hafner Publishing Company, (1952).
- [63] McConalogue D.J. and Srivastava R.S., “Motion of a fluid in a curved tube”, In Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences, 307(1488), 37-53 (1968).
- [64] Pantokratoras, A., “Steady laminar flow in a 90° bend”, Advances in Mechanical Engineering, Vol. 8(9) 1–9, (2016)
- [65] Tunstall M. and Harvey, J., “On the effect of a sharp bend in a fully developed turbulent pipe-flow”, Journal of Fluid Mechanics, 34(3), 595-608 (1968).
- [66] Brücker, C.H., “A time-recording DPIV-study of the swirl-switching effect in a 90° bend flow”, In Proceedings of 8th International Symposium on Flow Visualization, Sorrento (NA), Italy, September 1-4, 171.1-171.6 (1998).
- [67] Rütten, F., Schröder, W. and Meinke, M., “Large-eddy simulation of low frequency oscillations of the Dean vortices in turbulent pipe bend flows”, Physics of Fluids, 17(3), 035107 (2005).
- [68] Willis, E. G., Deardorff, W. J., “A laboratory model of diffusion into the convective planetary boundary layer”, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, Vol. 102, Issue 432, pp. 427-445, (1976)
- [69] Antonia, A. R., Phan-Thien, N., and Chambers J. A., “Taylor's hypothesis and the probability density functions of temporal velocity and temperature derivatives in a turbulent flow”, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 100, Issue 1, pp. 193 – 208, (1980)

- [70] Zaman, Q. M. B. K., and Hussain, F. M. K. A., “Taylor hypothesis and large-scale coherent structures”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 112, pp. 379 – 396, (1981)
- [71] Dennis, C. J. D., and Nickels, B. T., “On the limitations of Taylor's hypothesis in constructing long structures in a turbulent boundary layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 614, pp. 197 – 206, (2008)
- [72] 日野幹夫, “乱流の科学 構造と制御”, p.91
- [73] Bakewell, P., H., and Lumley, L. J., “Viscous Sublayer and Adjacent Wall Region in Turbulent Pipe Flow”, *The Physics of Fluids*, Vol. 10, pp.1880-1889, (1967)
- [74] Berkooz, G., and Titi, S. E., “Galerkin projections and the proper orthogonal decomposition for equivariant equations”, *Physics Letters A*, Vol.174, pp. 94-102, (1993)
- [75] Berkooz, G., Holmes, P. and Lumley, L. J., “THE PROPER ORTHOGONAL DECOMPOSITION IN THE ANALYSIS OF TURBULENT FLOWS”, *Annu. Rev. Fluid Mech.* Vol. 25, pp. 539-613, (1993)
- [76] Taira, K., Brunton, L. S., Dawson, M. T. S., Rowley, W. C., Colonius, T., McKeon, J. B., Schmidt, T. O., Gordeyev, S., Theofilis, V., and Ukeiley, S., L., “Modal analysis of fluid flows: An overview”, *AIAA J.*, Vol.55, No.12 (2017), pp.4013-4041.
- [77] 平邦彦, “固有直交分解による流体解析: 1. 基礎”, *ながれ*, Vol. 30, pp.115–123, (2011)
- [78] Oki, J., Kuga, Y., Ogata, Y., Nishida, K., Yamamoto, R., Nakamura, K., Yanagida, H., and Yokohata, H., “Stereo and time-resolved PIV for measuring pulsatile exhaust flow from a motorized engine”, *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol.13 (2018).
- [79] Schmid, J. P., Meyer, E. K., and Pust, O., “Dynamic Mode Decomposition and Proper Orthogonal Decomposition of flow in a lid-driven cylindrical cavity”, *8TH International Symposium on Particle Image Velocimetry*, (2009)
- [80] 平邦彦, “固有直交分解による流体解析: 2. 応用”, *ながれ*, Vol. 30, pp. 263–271, (2011)
- [81] 大道勇哉, 五十嵐康彦, “動的モード分解による多次元時系列解析”, *日本神経回路学会誌*, 25 巻, 1 号, pp. 2-9, (2018)
- [82] 大道勇哉, 小林憲司, 金崎雅博, “大規模非定常データに対する特徴構造抽出法の開発と大気突入カプセル後流解析への適用”, *第 50 回流体力学講演会／第 36 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム論文集*, pp.83-90, (2019)
- [83] Kawaguchi, M., Nakayama, R., MA, L., Nishida, K., Yokohata, H., Koutoku, M., Nishikawa, J., Nakashima, A., and Ogata, Y. “Effects of characteristic decomposed modes of the internal flow of a circular 90-degree bent nozzle on the behavior of the oil jet interface”, *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol.16, No.4, (2021)
- [84] Kawaguchi, M., Mimura, K., Nishida, K., Koutoku, M., Yamamoto, R., Nakashima, A., and Ogata, Y. “Effect of the curvature radius for 90-degree curved circular nozzle on internal flow and oil jet behavior.”, *The 31st International Symposium on Transport Phenomena*, (2020)

- [85] Kawaguchi, M., Nitta, G., Mimura, K., Nishida, K., Koutoku, M., Yamamoto, R., Nakashima, A., and Ogata, Y., “Effect of flow in the circular 90-degree curved nozzles on ejecting oil jet behavior”, *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol.16, No.2, (2021)
- [86] Paquier, A., Moisy, F., and Rabaud, M., “Surface deformations and wave generation by wind blowing over a viscous liquid”, *Physics of Fluids*, Vol.27, (2015)
- [87] Prasad, A. and Jensen, K., “Scheimpflug stereocamera for particle image velocimetry in liquid flows”, *Applied Optics*, 34(30), 7092-7099 (1995).