

博士學位論文

正方形断面を有する曲り管路内における 高 Womersley 数脈動乱流構造に関する研究

(Pulsatile turbulent flow in a square-sectioned
curved duct at high Womersley number)

2019 年 3 月

大木 純一

概要

本研究では、自動車用エンジンの吸排気流れを工学的応用対象として、曲り管路内における高周波脈動を有する乱流場を調査する。主に Particle Image Velocimetry (PIV) による実験を行い、流れの非定常速度場データを取得した。試験区間は二つの曲りと直管から構成される S 字形状を成し、PIV における画像ひずみを避けるために正方形断面を有する。作動流体は室温の空気であり、管路の水力直径と時間平均バルク速度に基づく Reynolds 数は $Re = 36,700 \sim 48,000$ 、脈動の無次元周波数を表す Womersley 数は $\alpha = 59.1 \sim 70.9$ である。本稿では、大きく 3 種類の項目：「曲りによる主流の偏流と局所的逆流」、「二つの曲りで発達する位相平均的な二次流れ構造」、「二次流れの非定常的特性」について議論する。

「曲りによる主流の偏流と局所的逆流」は、S 字形状曲り管路の主流断面（管軸に水平な断面）における時系列 PIV 計測によって明らかにされる。多くの関連研究にて報告されてきたように、曲り内壁側での主流の加速、及び曲り通過後における主流高速域の外壁側への対流が観察される。主流特性として脈動流に特有の現象は、主流減速過程で発生する曲り内壁側での局所的逆流である。2 成分の速度データに対して Proper Orthogonal Decomposition (POD) を適用することにより、高い運動エネルギーを保有する流れ構造の非定常的挙動が示され、局所的逆流の要因は脈動由来の圧力勾配であることが示唆される。

「二つの曲りで発達する位相平均的な二次流れ構造」については、位相同期型のステレオ PIV 計測結果に基づき議論する。上流側に位置する第 1 曲り後の平均的な二次流れは、典型的な Dean 渦から構成されるが、下流側に位置する第 2 曲り後では、Dean 渦と逆回転の Lyne 渦が出現する。二次流れの発達機構に関する考察は、RNG $k-\epsilon$ モデルを用いた CFD 解析によって与えられる。過去の文献では、「第 1 曲りの二次流れが第 2 曲りへと伝播する」との説明がなされてきたが、本研究ではこれとは異なる見解を示す；第 1 曲りで生成された Dean 型の二次流れに従い主流の偏流が生じ、これが第 2 曲りに流入することで Lyne 渦を生じる。つまり、第 2 曲り直前では高速域が外壁付近に現れ、（回転系で観察した時の）遠心力と圧力勾配の不釣り合いが特異な傾向を示すことになる。

「二次流れの非定常的特性」を調査するために、時系列ステレオ PIV 計測を用いた。取得された速度 3 成分の時系列データに対して POD 解析を適用すると、Dean 渦の振動現象を捉えることができる。これは Swirl-switching として知られており、脈動流下でその存在を示したのは本研究が初である。また、平均的な流れ構造である Dean 渦や、非定常現象である Swirl-switching は、主流速度の脈動波形に対して明確な相関を示すことが明らかである；主流速度が増大した後、Dean 渦強度、さらに Swirl-switching の影響力が増す。Swirl-switching の起源に関しては、大きく「曲り上流の大規模構造が流入する」説と、「曲り固有の現象である」説がある。本研究では、定常乱流条件で取得された曲り前後の速度データに対してスペクトル POD（周波数領域の速度場データに対する POD）を行うことで、曲り上流の構造と Swirl-switching との関連性を議論する。曲り後では、ある特定の時間スケール（Strouhal 数： $St = 0.38$ ）を有する高いエネルギーの構造が抽出され、これが Swirl-switching を記述する。一方、曲り前では特定の時間スケールにおけるエネルギーピークが存在せず、あらゆるスケールを有する構造が連続的に分布している。この結果は、Swirl-switching が曲りを機に突如として発生する変動であることを示唆し、「曲り固有の現象である」説を支持するものである。

目次

第1章 序論	1
1.1 自動車用エンジンの吸排気流れ	1
1.2 最近 100 年間における管内流れに関する研究	4
1.2.1 曲り管内定常流.....	4
1.2.2 曲り管内脈動流.....	19
1.3 数値流体力学の発展と実験の意義.....	25
1.4 研究の目的	28
1.5 論文の構成	29
第2章 曲りによる主流の偏流と局所的逆流	30
2.1 実験方法.....	30
2.1.1 実機エンジンによる脈動流の発生と計測領域.....	30
2.1.2 時系列 PIV.....	33
2.1.3 流れの条件	35
2.2 結果と考察	37
2.2.1 主流断面内の瞬時速度場.....	37
2.2.2 POD 解析：局所的逆流現象の非定常性.....	42
2.3 第2章のまとめ.....	49
第3章 二つの曲りで発達する位相平均的な二次流れ構造	50
3.1 実験方法.....	50
3.1.1 位相同期型のステレオ PIV	51
3.1.2 脈動周期中における粒子画像取得タイミング	55
3.2 数値計算法	57
3.3 結果と考察	62
3.3.1 ステレオ PIV 計測結果.....	62
3.3.2 CFD 解析結果	67
3.4 第3章のまとめ.....	73

第 4 章 二次流れの非定常的特性	74
4.1 実験方法	74
4.1.1 脈動流発生装置と流路系	75
4.1.2 時系列ステレオ PIV	76
4.1.3 流れの条件	80
4.2 結果と考察	81
4.2.1 瞬時速度場と時間平均速度場	81
4.2.2 POD 解析：脈動流下の Swirl-switching	81
4.2.3 スペクトル POD 解析：Swirl-switching と曲り上流との関係	93
4.3 第 4 章のまとめ	98
第 5 章 結論	100
付録 A PIV におけるトレーサー粒子の追従性	105
付録 B 二次流れの駆動力	108
付録 C 速度 3 成分に対する POD 解析	110
付録 D Kolmogorov スケールの推定	113
参考文献	116
謝辞	126

第1章

序論

本稿は曲り管路内の脈動乱流場に関する研究成果を報告するものであり、管内流れを扱う数多くの流体力学研究の一つとして位置づけられる。管内流れは機械工学、化学工学、並びに生体医工学といった分野で重要な現象であり、非常に普遍性の高い研究領域といえる。それゆえ、関連する原著論文の中には具体的な応用対象に関する言及がないものも数多く存在し、それらはいわゆる基礎研究に分類される。

一方、本研究の着想は、自動車用エンジンの吸排気系内部における流動現象の解明が背景にあり、応用研究的な側面も有する。そこで第1章のはじめに、吸排気流れ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、管内流れを扱う先行研究を挙げ、これまで明らかとなっている重要な知見を紹介する。また、本研究の主な方策である流体実験の意義を、数値計算の発展と関連付けて説明する。最後に、研究の目的と論文の構成を示す。

1.1 自動車用エンジンの吸排気流れ

内燃機関は機械工学を包括的に応用した技術であり、その多岐にわたる学術的背景は研究者たちの興味を掻き立ててきた。無論、内燃機関では燃焼を機にエネルギー変換が行われるわけであるが、そこには流動現象を伴うので、流体力学的検討の重要性は高い。

例えば自動車用エンジンでは、筒内のガス流動は液体燃料噴霧の燃焼特性に影響を与える。具体的にいえば、筒内の乱流強化は火炎伝播燃焼を促進する。このことを背景に、筒内の乱流現象解明に関する研究は国内外でとめどなく行われてきた(例えば、文献 [1-10])。

本節の主題である吸排気系内部で生じるガス流動もエンジンの性能(出力、燃費、エミッション等)に影響を与える重要な現象である。例えば吸気系は、新気を筒内に供給する機能を有するが、各気筒(多気筒エンジンを想定している)に分配する空気質量の均一性は問題となり得る。気筒ごとの空気質量のバラつきは、不安定なエンジン出力、振動、及びエミッションの増加を招く [11]。開発・設計では、このことを考慮した上で吸気系形状を決定する必要がある。また、吸気ポート内の流動によって筒内でタンブル流を発生させ、乱流強化とそれによる燃焼促進を促す技術もある [9]。

排気に関わる技術では、ターボチャージャーが有名である。排気の熱エネルギーと運動エネルギーによってタービンを駆動し、同軸上のコンプレッサーが吸入空気を圧縮する。主に、エンジンのダウンサイジング化を目的として設置される装置である。実際の排気を想定した非定常流下におけるタービン性能(流量や出力特性)を報告した文献は90年代以降しば

しばしば登場し [12-16]，近年では3次元の Computational Fluids Dynamics (CFD) 解析を用いてタービン内部の詳細な流動現象を観察する研究も行われている [17, 18].

ターボチャージャー以外にも排気系には重要な機能が備わっている。ここで、例として4気筒ガソリンエンジンの排気系を図 1.1 に示す。各気筒から排出されるガスは一つの管に集合される。集合部には空燃比センサが設置されており、このセンサが検出した情報を元に燃料の噴射量を制御する。当然、全気筒からの排気をセンサに当てる必要があるため、排気系内部の流動状態を知ることはセンサの最適な設置位置を決めることに繋がる [19]。また、より高速なガスをセンサに当てれば、燃料噴射量のフィードバック制御における応答性を向上させることができる。センサの下流側には三元触媒が設置されており、ここで排気中に含まれる有害物質である炭化水素 (HC)，一酸化炭素 (CO)，窒素酸化物 (NOx) が浄化される。この触媒反応は排気の熱エネルギーによって活性化する (物質ごとに必要な温度は異なるが、約 300°C 以上は必要で、500°C 程度で高い浄化率を得られる)。そのため、排気管内での熱損失を考慮し、三元触媒はできるだけ気筒の近くに設置されることが一般的である。一方で、三元触媒の信頼性向上には、空間的に一様な速度分布が望ましいとされている。したがって、気筒に近い位置で一様な速度分布を有する流れ場を実現することは、エンジンの高性能化にとって重要な課題である。しかし、これは非常にチャレンジングである。なぜなら、車両全体の中でエンジンに与えられるスペースは当然限られており、これに起因して吸排気系は曲り管等から構成される複雑な流路形状を成すからである。排気系内部における速度分布の検討は、開発・設計段階だけでなく、研究レベルでも議論されてきた [19-26]。また、CFD と化学反応計算を組み合わせることで、排気系内部の流れ場に連動した触媒の浄化効率を予測する試みもある [27]。さらに、CFD を用いれば排気が誘発する騒音も予測でき [28]，現在では開発の主役として不可欠な存在であることは言うまでもない。

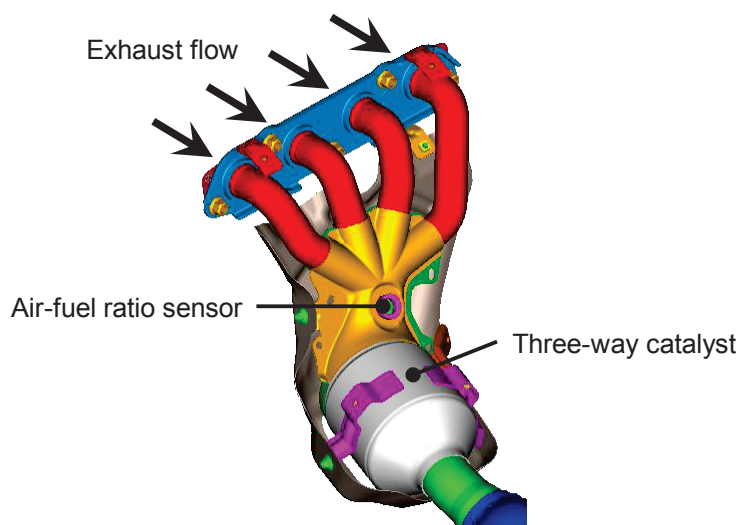


図 1.1 4気筒ガソリンエンジンの排気系

吸排気流れの特徴の一つは先にも述べた流路形状の複雑性であるが、もう一つは流れの非定常性である。図 1.2 は、筆者が 4 気筒ガソリンエンジンの排気流速を測定した結果である。エンジンは、1500 rpm のスロットル開度全開、燃焼は行わずモータ駆動で運転させた。計測は熱線流速計を用いて、三元触媒通過後の流路内部にて行った。図中の時間波形から分かるように、速度は時間周期的に変動する。これは、エンジンの各気筒における周期的なピストン運動、及び排気バルブ開閉に起因しており、「脈動流」と呼ばれている。ここで、時間平均速度と流路の水力直径からレイノルズ数を見積もると、 $Re \approx 45,000$ となり、乱流場であることは明白である。乱流に関わる変動の時間スケールは脈動のそれよりも小さいので、エンジン関連の流動は、大きな時間スケール（エンジンの回転数に相当する）を有する周期的変動に、様々なスケールを有する乱流変動を重ね合わせたものと捉えることもできる。どの程度の乱れを含んでいるのかは工学的にも興味深いので、時間変動速度から乱流成分を抽出する手法はいくつか提案されてきた [6, 8].

現在では吸排気流れのような時空間的に複雑な現象でも CFD を用いれば簡単に内部の流動を可視化できるし、Particle Image Velocimetry (PIV) のような多点同時計測法も我々に多くの情報を与える。ただ、実機形状や実運転条件下では、そこに潜む物理を見出すのは非常に困難である。なぜなら、そのような条件下では流れを特徴づける多くの要因が混在しているからである。現象の本質が分からなければ、たとえ CFD を使ってもトライ&エラーの開発からは脱却できないだろう。重要なのは現象を本質的に理解することであり、それには基礎研究から得られる知見が有用である。したがって、吸排気流れは、それ自身を応用対象とする研究のみならず管内流れを扱う基礎研究、あるいは応用対象が異なる他分野の研究とも関わりを持つべきである。吸排気流れは曲りから構成される流路によってその運動が拘束されるので「曲り管内流れ」の研究と関わるし、流れ自身が乱流以外の非定常性(=脈動)を元来保有するので「脈動流」の研究とも関わる。

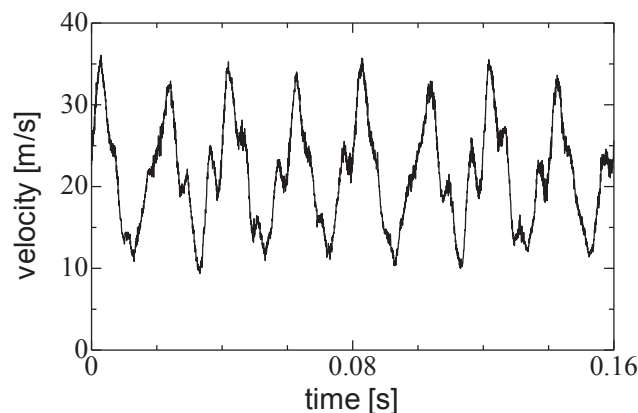


図 1.2 4 気筒ガソリンエンジン（モータ駆動）の排気流速。熱線流速計による測定結果

1.2 最近 100 年間における管内流れに関する研究

本稿が扱う研究のキーワードとして、「曲り管内流れ」、「脈動流」が主として挙げられる。本節ではこれらに関連する最近約 100 年間の先行研究を紹介し、筆者の研究結果を論ずる上で重要となる知見を解説する。まず初めに、曲り管内を流れる定常流（脈動を伴わない）の研究を挙げる。ここでは層流場だけでなく、乱流場も扱う（厳密には乱流場は非定常であるが）。その次に、曲り管内を流れる脈動流に関する研究について触れる。

1.2.1 曲り管内定常流

a. 曲り管内層流場の流動特性

工学的には、曲り管は流体の流れ方向を変えるために用いられる。流体の流れ方向が変わることは、管路から流体に力が加わることを意味している（当然管路も流体から力を受ける）。また、実在の流体には粘性があり、粘性とは流体同士の運動量交換を意味する。粘性の存在により、管路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ような速度分布が形成される。これと、先に述べた曲り管から流体に及ぼす力の効果が組み合わさり、曲り管内流れは管路断面内に速度成分を有することになる。これがプラントルの第 1 種二次流れである。面内方向に速度が誘起される理由を、座標系等を無視して概念的に説明すると次のようになる。曲りでは面内方向にも圧力勾配が生じており（外側が高圧、内側が低圧）、理想的には遠心力とバランスされる。しかし、粘性流体では壁面近傍の主流方向速度が小さいので遠心力も小さくなり、圧力勾配が遠心力を上回る。壁面から遠い領域ではその逆が起こる。この圧力勾配と遠心力の不釣り合いを元に、二次流れが形成される。粘性の存在が二次流れ生成の鍵となるので、非粘性流体では二次流れは存在しない [29]。因みに、第 1 種～と呼ばれる理由は、レイノルズ応力起因の二次流れ（第 2 種）と区別するためである。

二次流れは 100 年以上前からその存在が示唆されてきたが、最も先駆的な成果を挙げるとすれば 1927 年と 1928 年に発表された Dean [30, 31] の解析だろう。Dean は図 1.3 に示す座標系を用い、主流方向に速度が一様であると仮定して、非圧縮性粘性流体に対する Navier-Stokes 方程式の理論解析を行った。得られた結果は Eustice [32, 33] による曲り管内流れの実験が示唆するものと一致していた。図 1.4 は文献 [30] で示された管路断面内における流れの様相（流線）である。ここで、円の左側は曲りの内側、右側は曲りの外側に相当する。流体は、管路の中心では外側へ流れ、上下の壁面に近づくると内側へ流れるのが分かる。結果として二つの渦が現れる。この二次流れは今では Dean 渦と呼ばれており、非常に多くの文献で登場する。また、Dean は解析において支配方程式を無次元化し、主流方向速度分布が直管におけるそれ（ハーゲン・ポアズイユ流れ）とほぼ等しいという仮定の下で、ある有名なパラメータを導出した。これは後に Dean 数と呼ばれることになり、文献 [31] で示されたオリジナルの表現を用いると次のようになる。

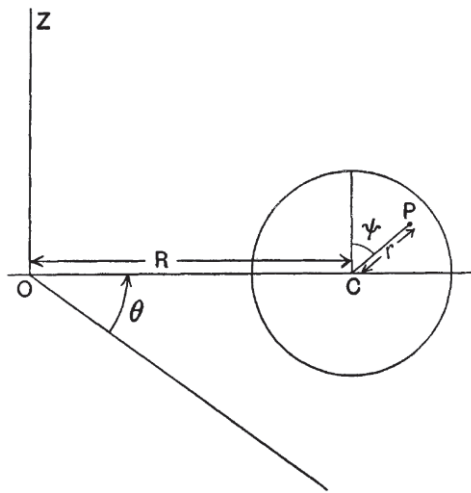


図 1.3 Dean が解析で用いた座標系 [30]. 図中の円は半径 a の曲り管断面を表す

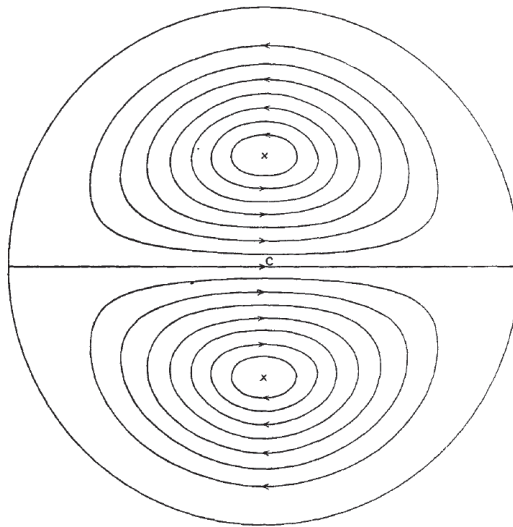


図 1.4 曲り管断面内の流れの様相 : Dean 渦 [30]

$$K = 2n^2a/R. \quad (1.1)$$

n は平均速度と管路直径に基づく Reynolds 数であり, a は管路断面の半径, R は曲りの曲率半径である.

Dean の理論解析は式 (1.1) のパラメータ K が $K < 576$ の時に有効であり, $K \geq 576$ への拡張は McConalogue & Srivastava [34] によって 1968 年に発表された. 彼らはパラメータ K に代わり,

$$Dn = 4Re \sqrt{\frac{2a}{R}} = 4\sqrt{K}, \quad (1.2)$$

を用いて、 $96 \leq Dn \leq 600$ の範囲で解析を行った。混乱を避けるために式 (1.2) はオリジナルの書き方 [34] ではなく、Verkaik et al. [35] と同じ文字を使用している。 Re は Reynolds 数を表し、式 (1.1) の n と同様に主流方向の平均速度と管路直径から求められる。McConalogue & Srivastava [34] は、Dean [30] が示したような二次流れに加えて、主流速度のピークが外側の壁に移動する特徴を明らかにした。因みに Dean 数は

$$Dn = Re \sqrt{\frac{D}{2R}}, \quad (1.3)$$

のような表し方もある。ここで、 D は管路断面の直径である。Dean 数は曲り管内流れを特徴づけるパラメータであり、慣性力・遠心力と粘性力の比として解釈できる [36]。また、Dean 数はその導出課程を顧みると層流場を記述する際に適用されるべきであるが、曲りに起因する慣性力がどれほど強いかを表すために乱流場を扱う研究でも使用されることがある [37-40]。

Bovendeerd et al. [41] は式 (1.3) で定義される Dean 数が 286 ($Re = 700$) の条件において Laser Doppler Velocimetry (LDV) による実験を行った。これまで紹介してきた理論解析的研究と異なるのは、 90° に曲げられた管の上流及び下流に直管が設けられている点である (図 1.5 に実験装置の概略と座標系を示す)。つまり、直管にて完全に発達した放物線状の主流速度分布が曲りに流入することになる。代表的な結果として、 $z=0$ (曲り入口) と $z=1.0$ (曲りの途中) の断面における面内速度成分を図 1.6 に示す。曲り入口 ($z=0$) では、 x 方向の速度成分はほぼ一様に負の値をとり、 y 方向の速度成分はほぼ 0 である。これが示唆するのは、曲りの外側から内側へ向かう流れであり、この位置では Dean 渦のような構造は形成されないことが分かる。曲りの途中 ($z=1.0$) では、 x 方向の速度成分について断面の中心付近で正、上壁面付近では負の値をとる。また、 y 方向の速度成分は曲り外側で正、曲り内側で負の値をとる。これらの速度分布が示すのは Dean 渦のような二次渦の存在である。すなわち、曲り入口では圧力勾配の影響によって曲り内側方向の流れが誘起されるが、曲り通過中における遠心力の影響によりその流れの一部が外側方向へと逆転され、その結果 Dean 渦の形成に至る。

曲り管内の定常層流場を対象とした研究は 90 年代以降それほど活発でないように思う。理由としてはおそらく、低 Dn 数では定常解を得られること、低 Re 数なので少ない計算資源でも CFD による数値解析が容易であること、そして実用的観点から非定常流や乱流場に対する興味が高まったことなどが挙げられる。ただし、2000 年代以降も血液の流動 (一般的には脈動を伴う層流) を想定した研究は盛んであり、簡単のため定常層流状態を仮定する場合もある [35, 42]。

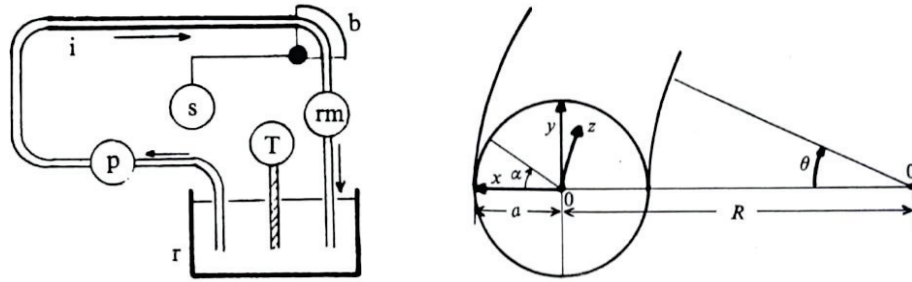


図 1.5 Bovendeerd et al.の実験装置 (左) と座標系 (右) [41]

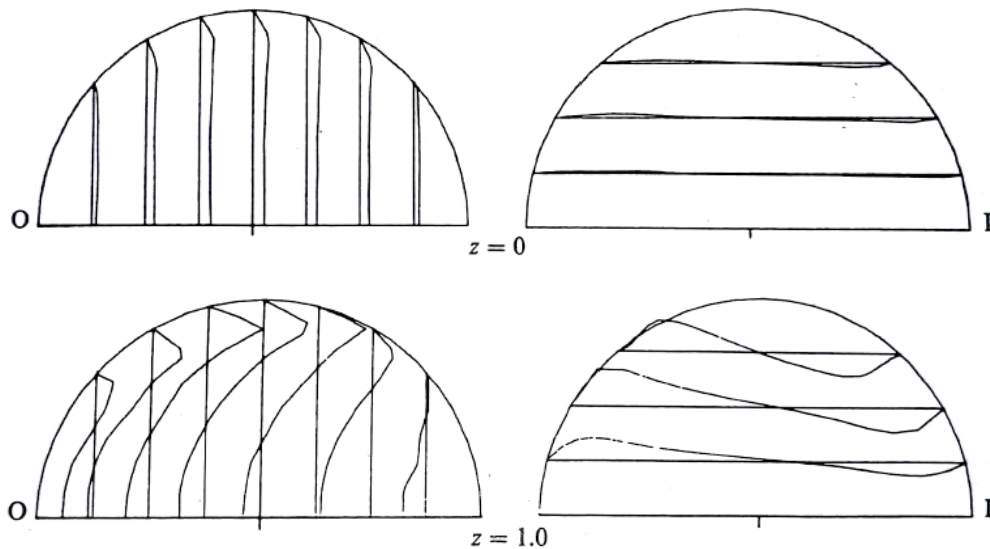


図 1.6 x 方向速度分布 (左) と y 方向速度分布 (右) [41]. 座標系の定義は図 1.5 に示す通り. (上) $z=0$, (下) $z=1.0$. 図中の O, I はそれぞれ曲りの外側, 内側を表す

b. 曲り管内乱流場の時間平均的な流動特性

現実の流れは乱流状態にあることが多く、その研究の重要性は高い。乱流状態を維持するには高い Reynolds 数が必要なのは周知のことだが、曲り管内流れが直管内よりも層流状態を維持しやすく安定的であることは古くから知られている。Taylor [43] の実験では、曲り管内流れが層流状態を維持する臨界 Reynolds 数は $Re = 5,830$ であった。直円管内流れの臨界 Reynolds 数は 2000 程度であるので、曲り管内では倍以上大きいことが分かる。

筆者の文献調査によると、曲り管を通過する乱流の二次流れや主流速度分布の特徴は、時間平均値に関しては層流時と大差ないようである。例として 1998 年の Sudo et al. [44] の実験結果を紹介する。実験は 90° 曲りを含む流路 (図 1.7) を用いてレイノルズ数が $Re = 60,000$ の条件下で行われ、回転プローブ法 [45, 46] を適用した熱線流速計が使用された。また、管路壁面の静圧も計測されており、まずはその結果を示す (図 1.8)。グラフには曲りの外側

(Out), 内側 (In), 底面 (Bottom) における管軸方向 (主流方向) の圧力分布がそれぞれ示されている。曲りに突入すると, 外側壁面では圧力が上昇するのに対して, 内側壁面では下降する。これは曲り内側での順圧力勾配を意味しており, 内壁側の流体を加速させる効果がある。実際, 図 1.9 に示す主流速度分布を見ると, 曲り入口 ($\varphi = 0^\circ$) では高速域が内側にシフトしていることが分かる。また, 図 1.9 の二次流れ構造を見ると, 曲り入口では内側方向の流れが断面を占めている (画像解像度の問題でベクトルが見づらいが)。一方曲り出口 ($\varphi = 90^\circ$) では, 二次流れは Dean 渦のような構造を示している。主流速度の高速域は曲り外側に移動しており, これは二次流れによる対流の影響である。以上のような, 曲り内部における二次流れの発達過程と二次流れによる主流の偏流は, 層流条件 ($Re = 700$) での結果 [41] と非常に似ている。

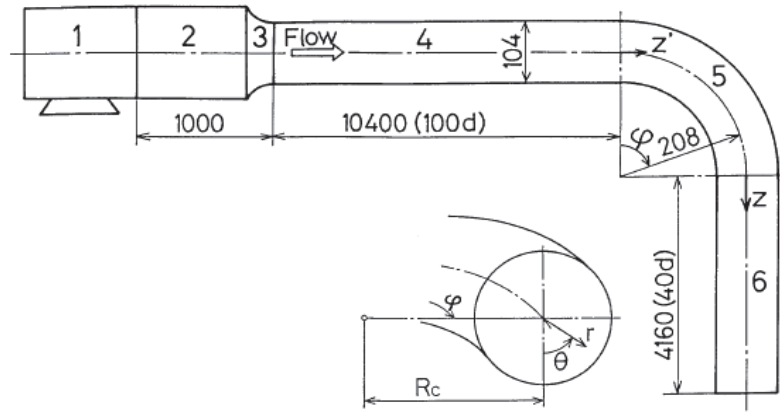


図 1.7 Sudo et al. が用いた実験装置 [44]

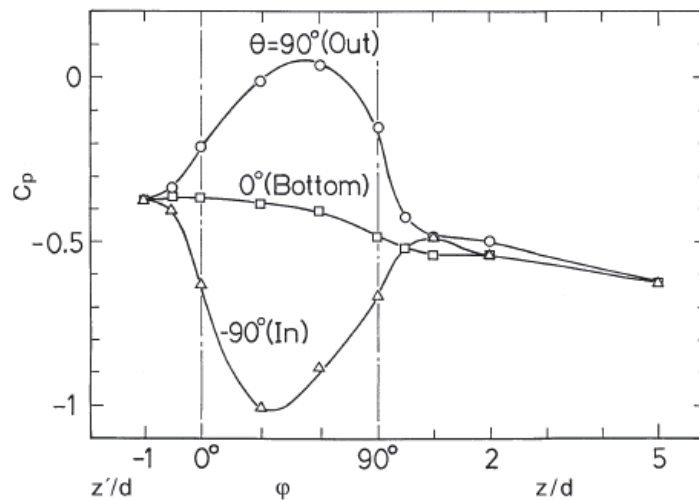


図 1.8 90°曲り管路壁面 (曲り外側, 内側, 底面) における圧力分布 [44].
横軸: 管軸方向の距離, 縦軸: 圧力係数

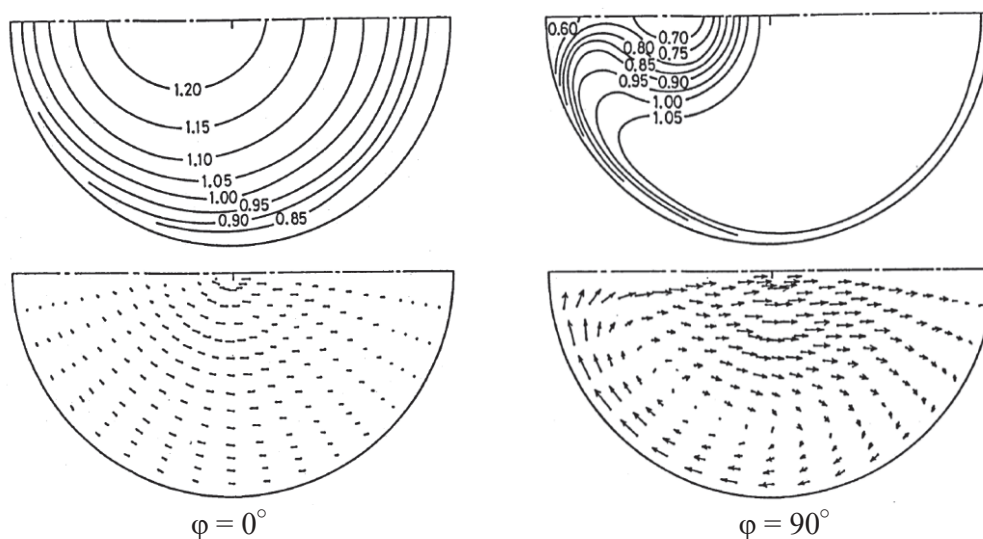


図 1.9 90°曲り管路における主流速度分布(上)と面内速度 (下) [44].
(左) 曲り入り口, (右) 曲り出口

c. 曲り管内乱流場の組織構造 : Swirl-switching

曲り管内の乱流場を対象とした研究では時間平均場以外にも、拡散や熱伝達と関係がある乱流統計量や、工学的にも重要な量である圧力損失等が検討される (例えば文献 [44, 47-49] 等). 一方で、曲り管内流れよりもさらに基礎的な乱流現象 (直円管内発達乱流, 平板上の乱流, 一様等方性乱流等) を扱う研究領域では、乱流の「組織構造 (coherent structure)」が重要なキーワードの一つとなる. 今から約 50 年以上前までは、乱流は単に乱雑な運動であると認識されていた. しかし 1960 年代に入ると、その常識は主に Kline et al. [50] の研究によって覆された. 彼らは乱流境界層のストリーク構造を可視化し、乱流中の秩序だった運動 (=組織構造) の存在が確かなものになった. 管内流れにおいても、大規模な空間スケールを有する流れ構造 (large-scale motion ; LSM, very large-scale motion ; VLSM) が研究され [51-55], VLSM の空間スケールは管路半径の 12~14 倍 [51], もしくは 25 倍程度 [52] まで達することもある.

曲り管内乱流に特有の組織構造的な特性としては、Swirl-switching がある. Swirl-switching は二次流れを構成する大スケール渦の振動現象のことであり、配管システム等ではこれに起因する管の疲労が問題になり得る [56]. 筆者が知る限り、Swirl-switching という用語を文献で最初に用いたのは 1998 年の Brücker [57] である. ただ、曲り管内乱流場における二次流れの非定常性自体は 1968 年に Tunstall & Harvey [58] によって既に報告されている. 彼らは L 字形の曲り管内乱流を可視化し、図 1.10 に示すような流れのパターンを見出した. 曲り通過後の瞬間的な流れは、よく知られる一対の Dean 渦ではなく、一つのスワール流で構成される. さらにそのスワールの回転方向は時間的に絶えず切り替わり (スイッチング)、ある時刻では時計回り、別の時刻では反時計回りであることが発見された. Tunstall & Harvey

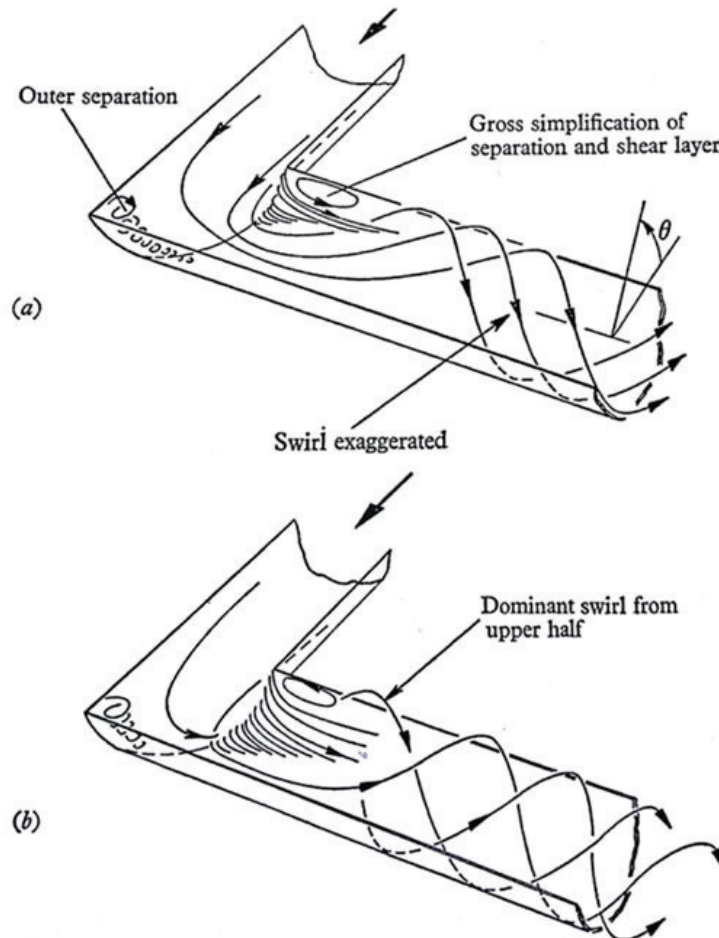


図 1.10 Tunstall & Harvey が示した流れパターン [58].
(a, b) はそれぞれスワールの回転方向が異なる

[58] は、このスイッチング現象が曲り後の剥離に起因するものであると結論付けた。Swirl-switching については彼らの研究が先駆的であるが、この現象に対する理解が深まったのは 90 年代後半から現在にかけてである。これには実験技術の進歩や、数値計算では計算規模の増大が関係しているだろう。要するに、Swirl-switching は乱流変動に含まれる比較的大スケールの非定常現象であるため、その定量的データを得るには、実験では PIV のような多点同時計測を時系列的に行う必要があり、数値計算では Large Eddy Simulation (LES) のような非定常性に強い手法が必須である。

Brücker [57] は、 90° 曲り管における $Re=2,000, 5,000$ の乱流場を PIV によって計測した。計測結果として、曲り下流に位置する断面での面内速度を図 1.11 に示す。代表的な 2 時刻のベクトル場を示しており、図中の赤線は二次流れ構造に関するおおよその対称面を表す。流れ場は Dean 渦のような構造に近いが、その対称面は時間的に振動しており、Tunstall & Harvey [58] が報告したようなスイッチング現象と似た特徴を示している。また、振動の周波数特性を調べるために、ある一点の速度変動を取り出し、そのパワースペクトルを求める

と、 $St = 0.03, 0.12$ の二箇所ピークが現れた。ここで、 St は無次元周波数を表す Strouhal 数であり、 $St = fD/U$ で定義される (f : 周波数, D : 管径, U : 平均主流速度)。Strouhal 数を用いた Swirl-switching の周波数特性評価は、後の文献にもしばしば登場する。

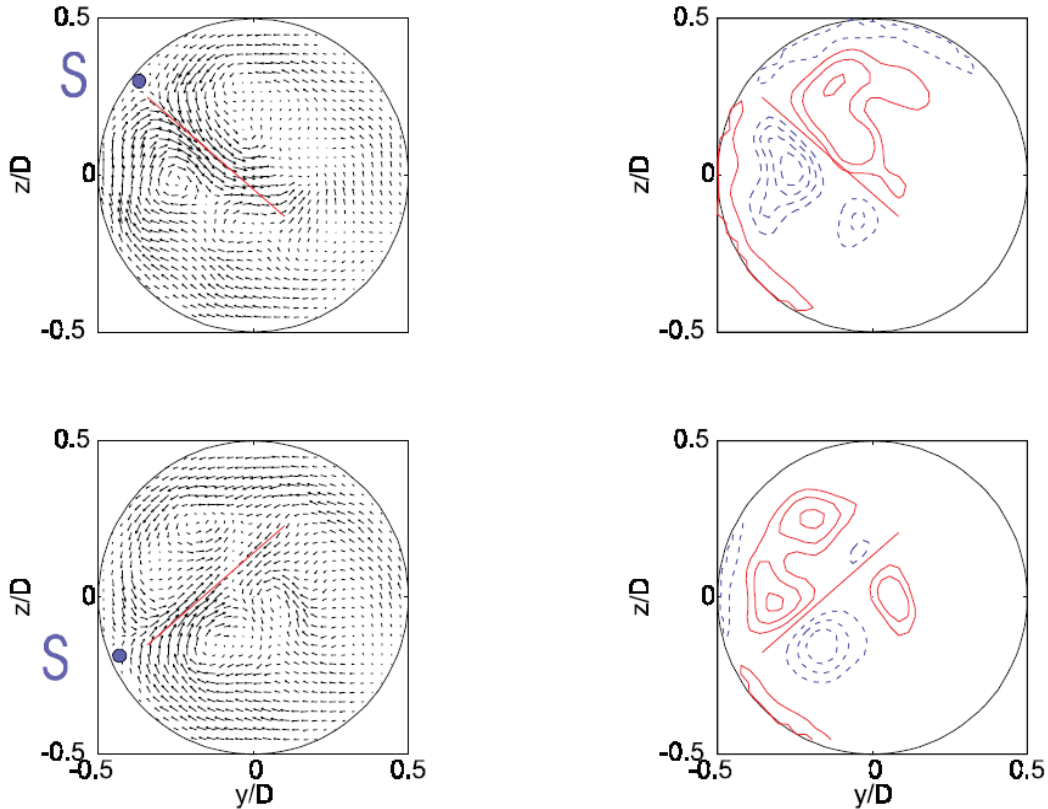


図 1.11 90°曲り管通過後の 2 時刻における二次流れ [57]. (左) ベクトル場, (右) 渦度の主流成分 (赤の等高線は正, 青は負の渦度成分を表す). 図中の赤い直線は流れ場に関するおおよその対称面を表す

2005 年, Rütten et al. [56] は $Re = 5,000 \sim 27,000$ で曲り管内乱流の LES を行い, Dean 渦の振動現象を報告した. 彼らは, 流れの剥離が起きない条件下でも Dean 渦の振動を発見し, Tunstall & Harvey [58] の主張を完全に否定した. また, Rütten et al. は, 流れの振動現象を特徴づける一つの指標として管路に働く力の時間変化に着目し, そのデータに対するスペクトル解析を行った. その結果, 低周波数 ($St \approx 0.01$) と高周波数 ($St = 0.2 \sim 0.3$) の 2 種類のピークを示した上で, 低周波側の変動が Dean 渦の振動 (Swirl-switching) と関係していることを明らかにした. スペクトル解析結果に対して Hufnagel et al. [59] は, 高周波側の変動周波数が, LES の流入変動速度を求めるために実施された直管計算の管路長さによって一意的に決まっていることを指摘した. 直管計算では入口と出口について周期境界条件が適用されているので, 管路長さに一致する大規模構造が生成され, これにより曲り管路で人工的な大スケール変動を生み出してしまふ. これについては, Carlsson et al. [60] も自身の LES

結果に対して言及している。

Sakakibara et al. [61] は、 90° 曲り管内乱流 ($Re = 120,000$) に対するステレオ PIV 結果を 2010 年に発表した。得られた速度データは乱流変動を含んでいるので、そこから組織構造を抽出するために、Proper Orthogonal Decomposition (POD) [62, 63] が適用された。エネルギーの高い (固有値が大きい) POD モードを用いた流れの再構成により、Swirl-switching を特定することに成功した。これを機に、POD は曲り管内の組織構造を捉える有用な解析手法として確立した。曲り下流に位置する断面内の速度成分に対する POD 解析は幾つかの文献で登場するが [38, 59-61, 64-67], POD モードが示す二次流れ構造は共通の特徴を示すことが多いようである。ここでは例として、Hufnagel et al. [59] による 90° 曲り管内乱流 ($Re = 117,000$) を対象とした Direct Numerical Simulation (DNS) データの POD 解析結果を紹介する。図 1.12 は曲り出口から $1D$ 下流の断面における POD モード 1~3 の流れ構造である。時間平均成分 (モード 0 と呼ばれることが多い) は除外されているため、モード 1 は最もエネルギーが大きな変動成分を表し、その構造は一つのスワール流である。モード 2 ではスワール流が二つ存在することから論文では「double swirl」と呼ばれている。モード 3 はおそらく Dean 渦の調和成分である。

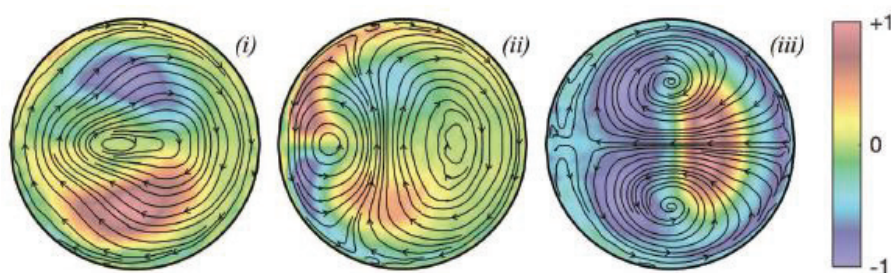


図 1.12 90° 曲り管内乱流の DNS データに対する 2 次元 POD 解析結果 [59]. 左からモード 1~3. 流線は二次流れ, カラーコンターは主流速度成分を表す

Swirl-switching の起源は何か? という当然の疑問に対する議論は、2010 年代に入ってから特に活発である。2012 年の Sakakibara & Machida [68] による論文では、曲り上流側の直管内で発達したストリークの存在が二次流れに関するよどみ点位置の時間的変動 (Dean 渦の振動を特徴づける) を引き起こすと示された。論文の結論で、ストリークと VLISM の関係が示唆され、VLISM が下流に対流することで Dean 渦の振動が生じるという仮説が立てられた。これを受けて、Kalpakli Vester et al. [67] は 90° 曲りの上流側にハニカム (直管で発達した組織構造を弱める効果があると考えられる) を設置し、曲り後の二次流れに対する影響を調査した。曲り下流の断面内における速度場に対して POD 解析を行い、ハニカムの設置は Swirl-switching の発生を下流側へシフトさせる効果があることを明らかにした。この結果から、Kalpakli Vester et al. [67] も VLISM と Swirl-switching の関係性を支持した。この仮説は他にも、Hellström et al. [66] や Carlsson et al. [60] によって支持された。

一方で、「曲り上流の直管部と Swirl-switching は無関係である」という主張も存在する。Noorani & Schlatter [69, 70] は、直管部が存在しないトロイダル形曲り管内乱流 ($Re = 11,700$) の DNS を行い、得られた速度データに対して 3 次元の POD 解析を適用した。図 1.12 中のモード 1 のような断面全体を一つのスワール流が占める構造は現れなかったが、POD モードを用いた流れの再構成によって Swirl-switching の存在が認められた。彼らの結論は明瞭で、直管部が存在しない形状においても Swirl-switching が発生することは、その起源は曲りそのものにあることを意味する、としている。Hufnagel et al. [59] もまた、Swirl-switching は曲りから発生する現象であると主張している。より具体的には、スイッチングの起源は曲りで発生する波状構造 (wave-like structure) であり、この構造は 90° 曲り管内乱流 ($Re = 11,700$) の DNS で得られた速度データに対する 3 次元 POD 解析によって特定された。図 1.13 は POD 解析で得られたモード 1~4 であり、主流に水平な断面内に表示されるカラーコンターはその断面に垂直な速度成分を表す。縞状のカラーコンターが波状構造の存在を示しており、管路断面内で渦のスイッチングが観察されるのはこの波状構造が下流方向へ対流するからであると結論付けられた。

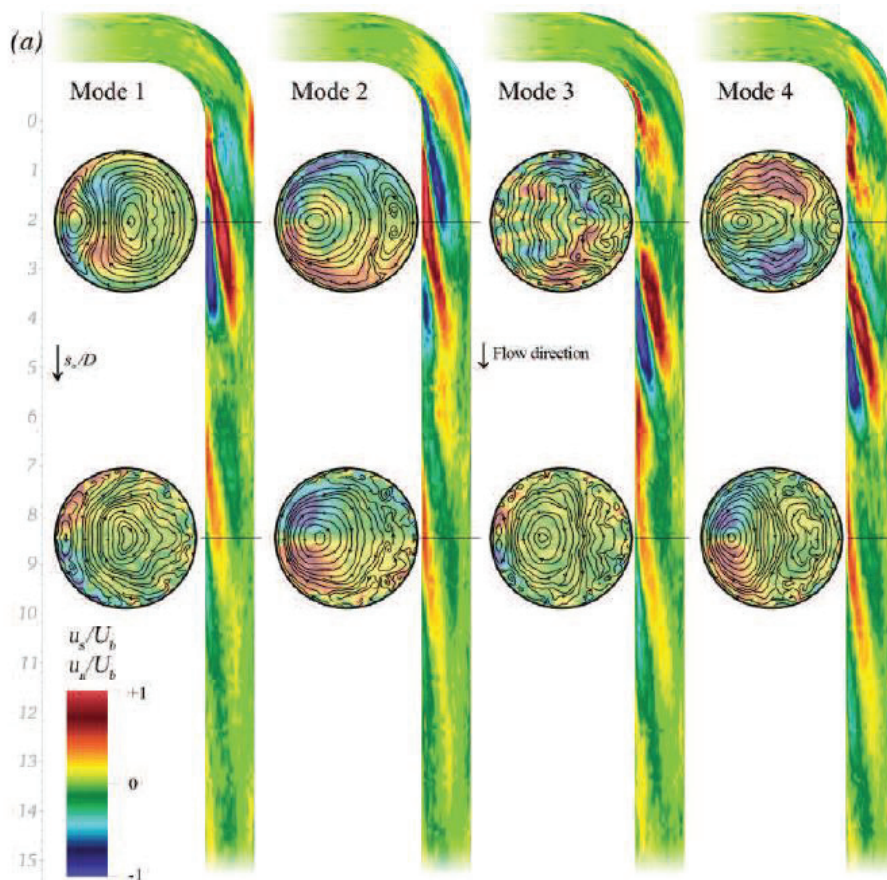


図 1.13 90° 曲り管内乱流の DNS データに対する 3 次元 POD 解析結果 [59].
左からモード 1~4. カラーコンターは断面に垂直な速度成分を表す

d. 複雑形状管内の流動特性：非円形断面，複数曲りの影響

これまで触れてきた曲り管内流れの先行研究では，管路の構成要素はただ一つの曲り，あるいは一つの曲りと直管のみであり，なおかつ円形の管路断面を有している．本節の最初の方で少し述べたが，曲りに起因する二次流れは第1種二次流れ，レイノルズ応力起因の二次流れは第2種二次流れと呼ばれる．第2種二次流れは非円形断面を有する管内の乱流に特有の現象であり，乱れの非等方性に由来するレイノルズ応力の不釣り合いによって誘起される．流体の運動は壁面の影響を受けるが，当然変動成分も例外ではなく，壁に水平方向の乱れに比べて垂直方向は小さい．変動成分の方向依存性は非等方的なレイノルズ応力を誘発し，管内ではこれに起因する平均的な流体運動が生じる．したがって，断面が非円形の管を流れる乱流であれば，直管であっても時間平均的な二次流れが生成される．ただし，この第2種二次流れは非常に微弱である．第1種二次流れが主流に対して数10%程度の強度を有するのに対して，第2種二次流れは2~3%であると知られている [71]．

断面が円形の場合，レイノルズ応力の非等方性は断面内で打ち消しあい（釣り合い），第2種二次流れは生じない．一方，矩形の場合，断面のコーナーでは壁面の法線同士が直角を成すので非等方性の影響を強く受け，渦が発生する．図 1.14 は正方形断面を有する直管内の乱流（バルク速度と水力直径に基づく Reynolds 数が $Re = 4,410$ ）を対象とした数値解析結果 [72] であり，ベクトルは管路断面内の速度，等高線は主流速度分布を表す．正方形断面では四隅にそれぞれ二つの渦が現れ，断面内には合計八つの渦が存在する．また，コーナーに向かう二次流れの影響で，主流速度分布は正方形ではなく少し歪んだ形を成す．

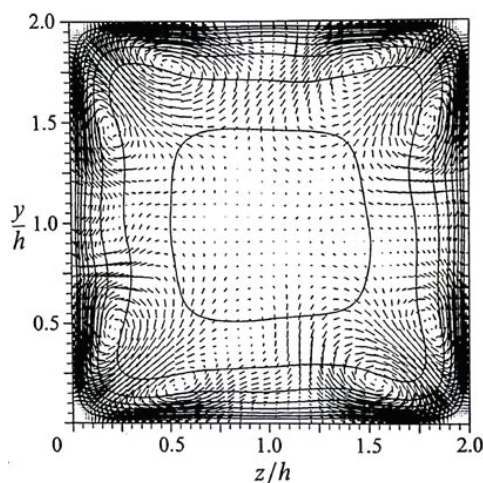


図 1.14 正方形断面を有する直管内の第2種二次流れ（ベクトル）と主流速度分布（等高線） [72]

非円形断面を有する管が曲げられると，管内では第1種二次流れと第2種二次流れが混在することになる．これについて，正方形断面を有する 90° 曲り管内乱流 ($Re = 40,000$) を対象とした実験的 [73, 74]，数値解析的 [75, 76] 研究が 1989 年と 1995 年にそれぞれ発表さ

れている。そこで示された結果を踏まえると、曲りを通過する際の第1種二次流れの発達過程や主流速度の偏流は円形断面の場合と大きな違いはないようである。つまり、曲りの入口では既に外壁から内壁に向かう二次流れが誘起されており、主流の高速域は内壁側にある。曲りを通過すると遠心力の影響により渦形の二次流れが現れ、主流の高速域が外壁側に対流する。図 1.15 に、 90° 曲り上流の直管における二次流れの発達過程 [75] を示す。図の左列が正方形断面の下半分における二次流れ、右列が圧力分布を表す。曲り入口から $2.8D_h$ (D_h : 水力直径) 上流では (図中の最上部), 正方形断面に典型的な第2種二次流れが観察される。曲り入口から $0.4D_h$ 上流の位置では (図中の最下部), 圧力勾配により第1種二次流れが形成される。このように、第2種二次流れは微弱であるため、曲りによってその効果は打ち消される [77]。曲りの下流側における二次流れの発達過程は図 1.16 のようになる。曲り出口から $0.13D_h$ 下流では (図中の最上部), 第1種二次流れが支配的である。下流に向かうにつれて第1種二次流れの影響は弱まり、曲り出口から $10.9D_h$ 下流では (図中の最下部), 典型的な第2種二次流れが回復している。

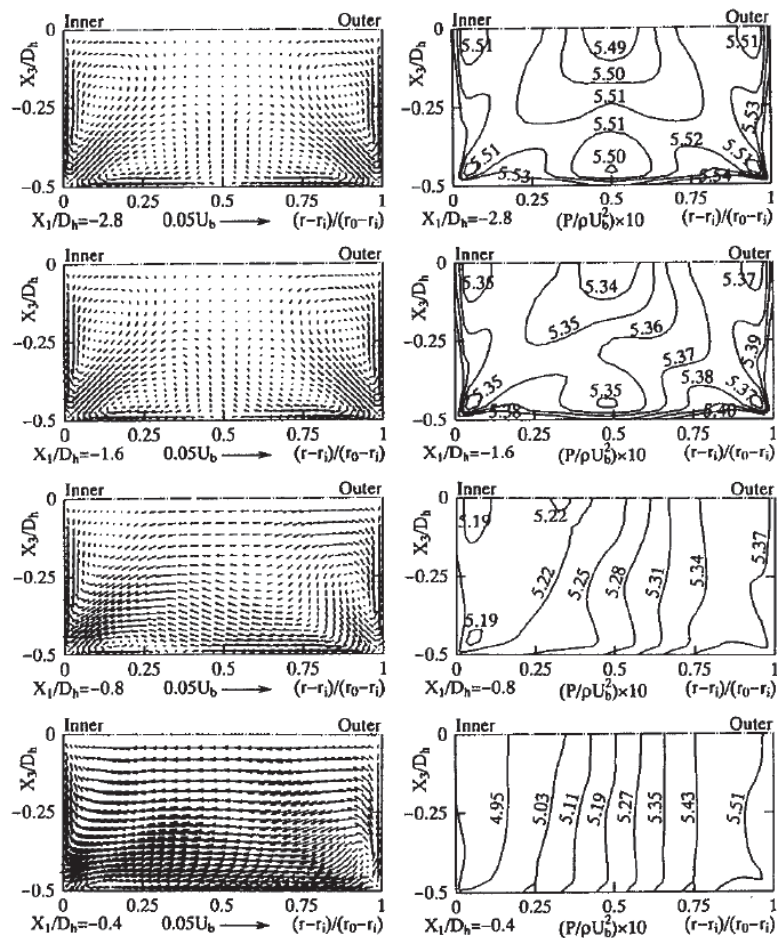


図 1.15 90° 曲り上流の直管における二次流れ (左) と圧力分布 (右) [75].
上から順に、曲り入口から $2.8 D_h$, $1.6 D_h$, $0.8 D_h$, $0.4 D_h$ 上流の断面

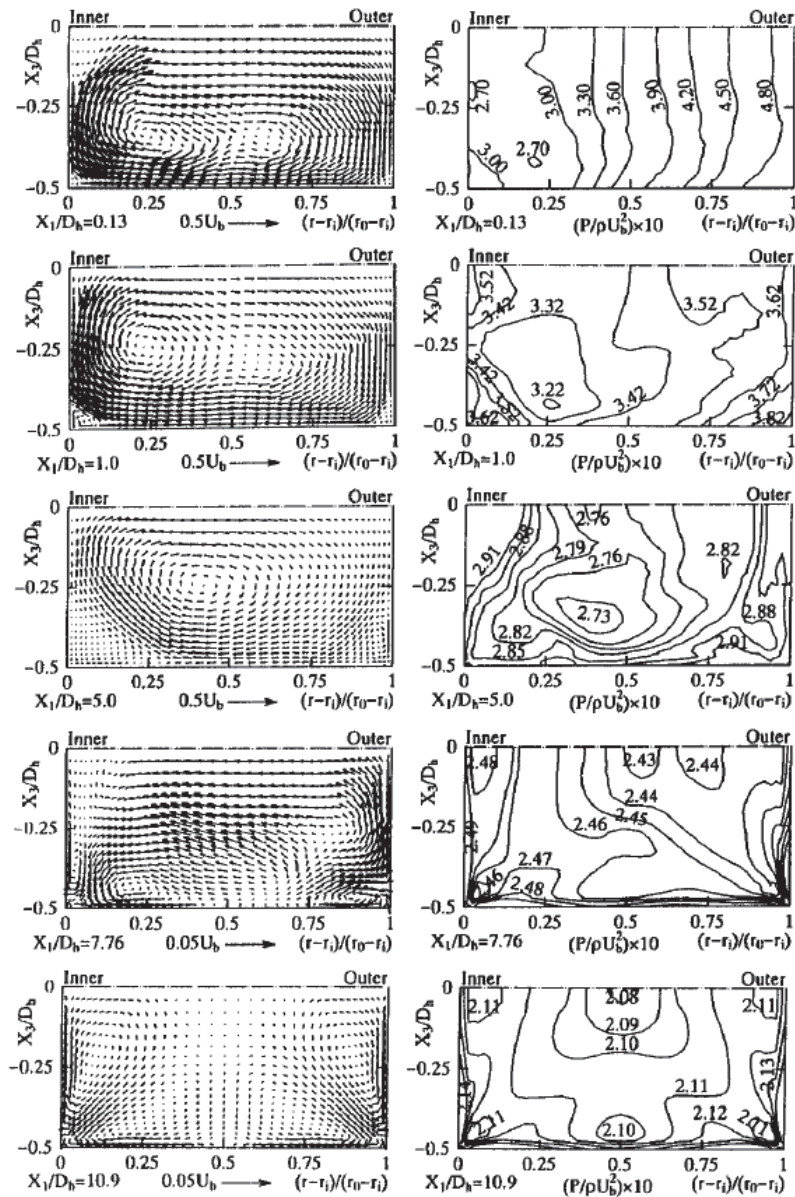


図 1.16 90°曲り下流の直管における二次流れ (左) と圧力分布 (右) [75]. 上から順に、曲り出口から $0.13 D_h$, $1.0 D_h$, $5.0 D_h$, $7.76 D_h$, $10.9 D_h$ 下流の断面

より実用的な観点から、複数の曲りを組み合わせた管路内の流動特性解明を試みた研究は多数存在する. 例えば、原子炉の冷却系統に用いられる低温側配管 (コールドレグ配管) を想定した、複数の曲りを 3 次元的に連結した管路内乱流の研究や [78-81], 航空機用エンジンの空気導入部のような S 字形状管内乱流の研究 [82-87] 等がある. ここでは、本研究との関連性も強い S 字形状管内の流動特性を紹介する.

想像に難くないが、S 字形状の流路内で発達する二次流れは単純な 90°曲り管内よりも複雑である. Ng et al. [86] が報告した実験的研究はこのことを示唆している. 彼らは、正方形

断面を有する S 字形ダクト内の乱流場 ($Re = 47,300, 147,000$) を、図 1.17 に示すような 3 種類の形状を用いて実験的に調査した。二つの曲り通過後のダクト出口における面内速度場 (熱線流速計による測定結果) を図 1.18 に示す。ダクト形状は論文中で「Test section 3」と呼称される最も急な曲りを有するもので、Reynolds 数は $Re = 47,300$ である。図中の「Near side」は 2 回目の曲りの外壁側に相当する (図 1.17 参照)。なお、結果は断面の一部分のみを表示し、縦軸の 0 は管路の中央と一致する。ベクトル場を見ると、曲りの外壁から離れる流れが管路中央で観察できる。Dean 渦で構成される典型的な二次流れでは、管路中央にて内壁から外壁へ向かう流れが存在するはずなので、図 1.18 に示される二次流れ構造は S 字形の流路に特有であると考えられる (文献 [86] では、この結果に対する考察はない)。

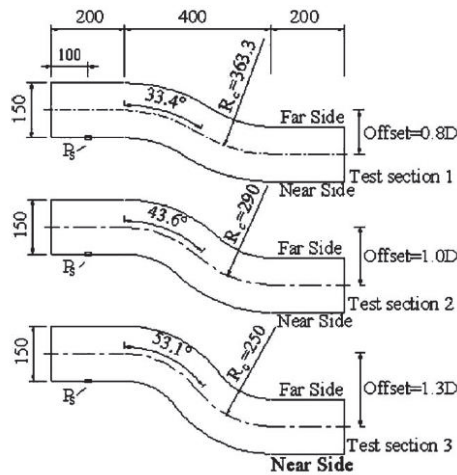


図 1.17 Ng et al. が用いた正方形断面を有する S 字形ダクト [86]

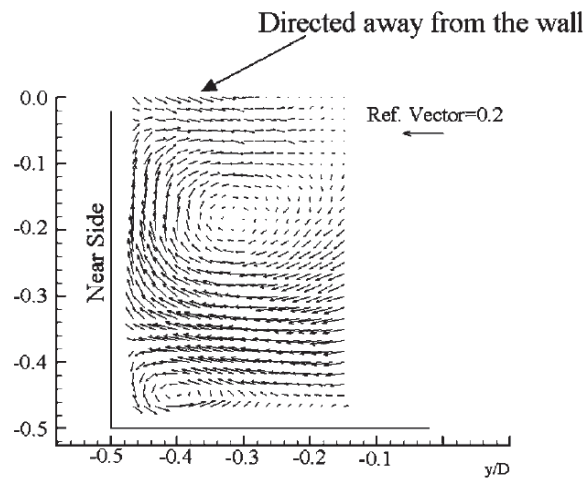


図 1.18 S 字形ダクト (Test section 3 : 図 1.17) 出口の面内速度 [86]. $Re = 47,300$

S字形の流路を発達する流れ構造について、Niazmand & Rajabi Jaghargh [88] は上記よりも顕著な特徴を示している。彼らは血行力学的調査として、曲げ角が異なる3種類のS字形形状管内の数値解析（層流、定常、非圧縮、ニュートン流体）を行った。Re=900時の主流速度分布を図1.19に示す。曲げ角（sweep angle）が90°と135°の管路内では、各曲りを通過すると主流速度の高速域が外壁側にシフトする典型的な傾向を示す。一方曲げ角が45°の管路の場合は、第2曲り通過後の主流高速域が内壁側に定在している。これを説明するのが図1.20に示す第2曲りにおける二次流れ構造である。曲げ角が45°の管路では、第2曲りの二次流れが第1曲りの二次流れを取り囲むような様相を呈している。これにより、断面中央では内壁から外壁へ向かう典型的な二次流れがないので、高速域の外壁側へのシフトが生じないようである。Mazhar et al. [87] もまた、S字形形状管内の乱流場計測（Re=40,000, 70,000）を通じて同様の傾向を示し、第1曲りの二次流れが第2曲りに伝播するという説明を与えた。

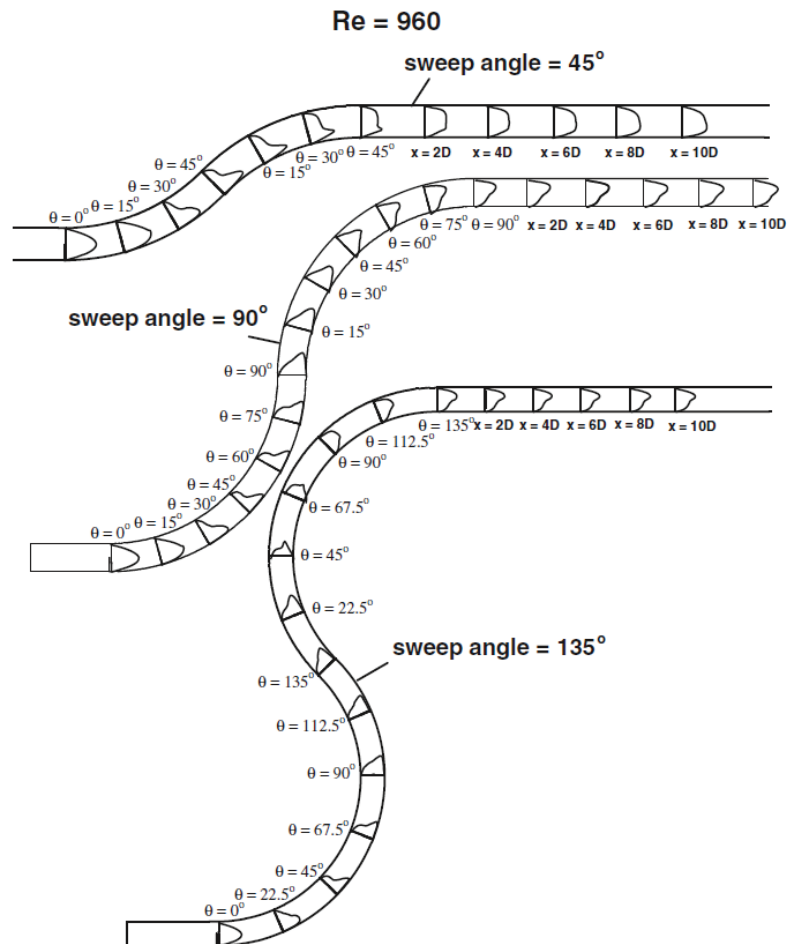


図 1.19 S 字形形状円管内の主流速度分布 [88]

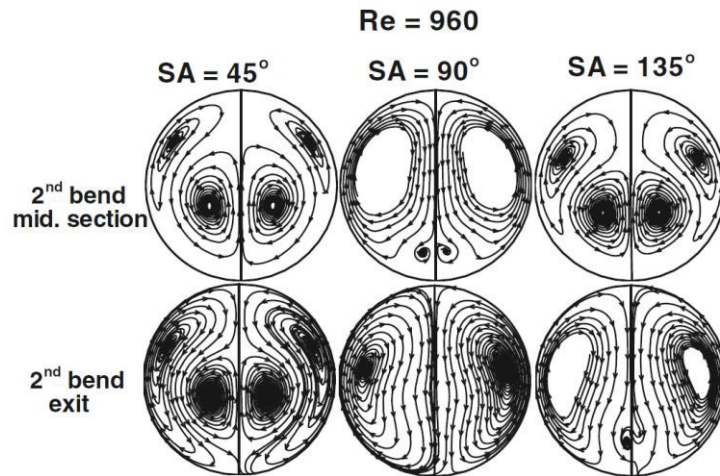


図 1.20 S 形状円管内の第 2 曲りにおける二次流れ [88]

1.2.2 曲り管内脈動流

a. 脈動流について

脈動流とは主流速度や圧力勾配が周期的に変動する流れのことである。主に生体医工学を扱う日本語の文献では、拍動流という用語を使用することもあるが（例えば、文献 [89]）、本質的には脈動流と同じ意味である。英語では、*pulsatile flow*、もしくは *pulsating flow* という。文献では他に、*oscillatory flow*（日本語では振動流）もしばしば登場する。一般に、速度や圧力勾配がゼロを中心に変動する流れを *oscillatory flow*（振動流）、ゼロでない平均成分を中心に変動する流れを *pulsatile flow*（脈動流）と呼ぶ [90]。

脈動流は、エンジン吸排気やポンプ圧送時等の流れとして機械工学分野で研究対象となるが、歴史的には血行力学分野で発展してきたと言って良いだろう。例えば、1955 年に発表された Womersley [91] の研究は非常に有名である。Womersley は動脈内の血流を研究背景として、直円管内の非定常流に対する理論解析を行い、速度分布の解析解や圧力勾配と流れの位相差等を明らかにした。解析では、主流の圧力勾配を時間に関する既知の周期関数として与えた。また、論文中に示された無次元パラメータ：

$$\alpha = R \sqrt{\frac{n}{\nu}}, \quad (1.4)$$

は、今では Womersley 数として知られている。式 (1.4) の R は管路断面の半径、 n は圧力勾配の時間変動に関する角周波数、 ν は流体の動粘性係数である。Womersley 数は圧力勾配の非定常性に起因する慣性力と、粘性力の比として解釈できる。つまり、Womersley 数が十分小さい時は、粘性の効果が大きく流れは十分発達するので定常流と近い特性を示し、反対に Womersley 数が大きいと非定常的な効果が強くなる。図 1.21 は、振動層流場に対する 2 次元解析解 [92] を示しており、位相が $\omega t = 0 \sim 7\pi/4$ (ω は振動の角周波数、 t は時間) にお

ける主流速度分布を表している。低 Womersley 数 ($\alpha = 1.25$: 左図) では、速度分布は放物状であり、定常流に近い様相である。一方高 Womersley 数 ($\alpha = 39.63$: 右図) になると、流れが発達する十分な時間がないため、フラットな速度分布を示している。高 Womersley 数層流場におけるもう一つの特徴は、主流速度のピークが管路中央ではなく壁面付近に現れる点である。この現象は、円管内で発生すると速度分布が円環状になることと、発見者 [93] の名にちなんで、Richardson の円環効果 (アニュラー効果) と呼ばれることもある。以上のように、Womersley 数は非定常流における速度分布を特徴づけるパラメータであるので、脈動流等を扱う研究 (特に層流条件) で広く用いられている。

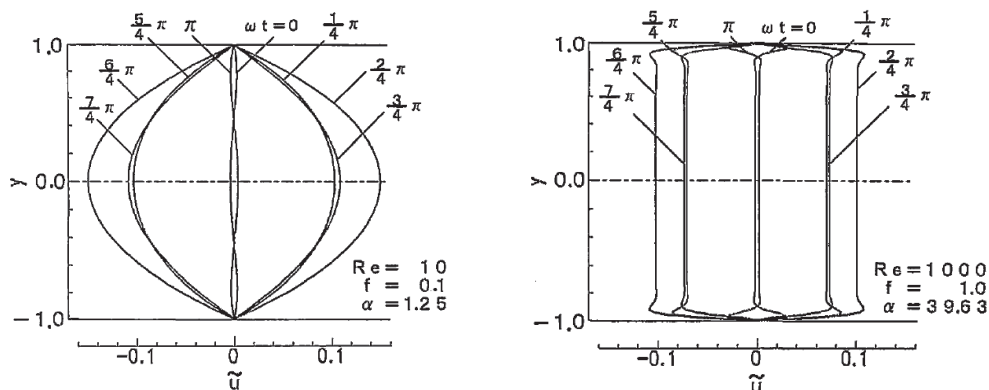


図 1.21 振動層流場の主流速度分布 [92]. (左) $\alpha = 1.25$, (右) $\alpha = 39.63$

b. 曲り管内非定常層流場の二次流れ : Lyne 渦

曲り管内の非定常層流場における二次流れでは、典型的な Dean 渦とは逆回転の渦が現れることが知られている。この二次流れの存在は、Lyne [94] によって解析的に明らかにされたので、今では Lyne 渦と呼ばれている。Lyne は Dean [30, 31] が定常解析で用いた座標系 (図 1.3) を用い、主流の圧力勾配がゼロを中心に正弦波的に変動する、理想的な振動流の仮定を置いた。振動流下の Lyne 渦の発生は、後に Zalosh & Nelson [95] 等によっても解析的に証明された。ここで、Lyne が論文で用いた二次流れのイラストを図 1.22 に示す。断面内には合計四つの二次渦があり、中央に位置する一対の渦は Dean 渦と逆回転である。これら二つの渦を取り囲むように、Dean 渦と同回転方向の二つの渦が壁面近傍に存在する。

Sudo et al. [96] は曲り管内の振動層流場 (Dean 数: $Dn = 40 \sim 500$, Womersley 数: $\alpha = 5.5 \sim 28$) に対する実験と数値解析を行い、図 1.23 のように二次流れ形態を 5 種類 (Dean, deformed Dean, intermediate circulation between Dean and Lyne, deformed Lyne, Lyne) に分類した。ただ、Lyne 渦の定義は文献によって少々異なるようであり、図 1.22 のような二次流れ形態を全体として Lyne 渦と呼ぶこともあれば、Dean 渦と逆回転の渦だけを Lyne 渦と呼ぶこともある。二次流れがより複雑になれば後者のように使う方が便利であり、特に最近の文献では後者が多いようである。

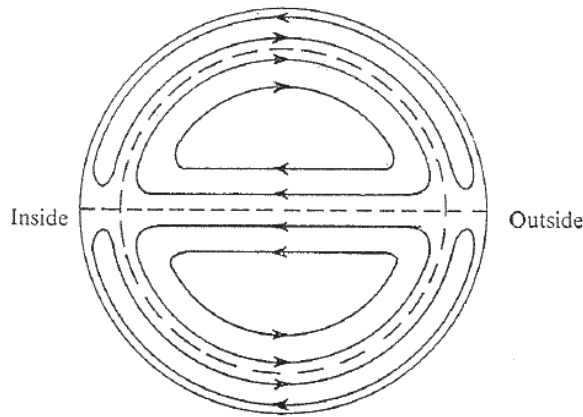


図 1.22 Lyne が示した二次流れ構造 [94]

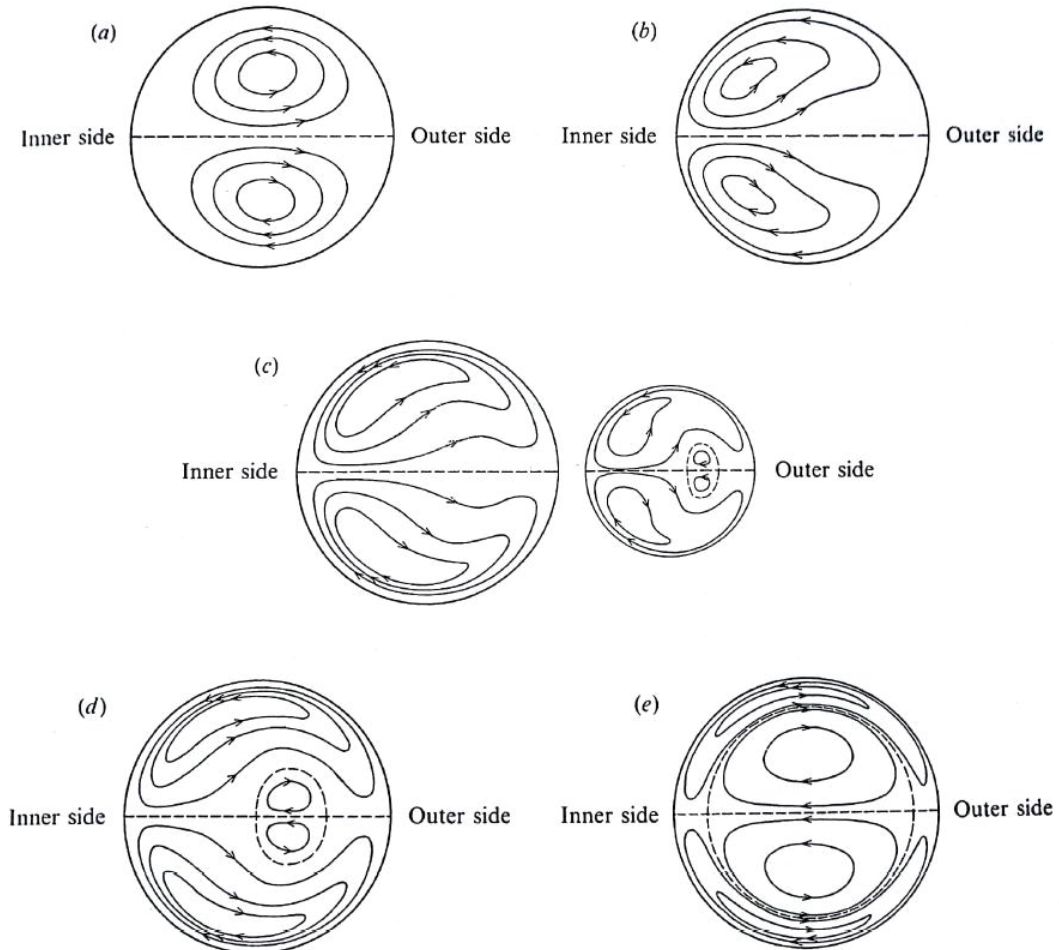


図 1.23 Sudo et al.による二次流れの分類 [96]. 論文中的の表現を用いると, (a) Dean circulation, (b) deformed Dean circulation, (c) intermediate circulation between Dean and Lyne circulations, (d) deformed Lyne circulation, (e) Lyne circulation

Lyne 渦の生成は、主流速度のピークが壁面側にシフトする円環効果が関係している [95, 97, 98]. このことは Dean 渦の生成機構を顧みても明白である. Dean 渦は、粘性による主流速度分布の形成により圧力勾配と遠心力のバランスが局所的に崩れることで発生する. 振動流のような非定常条件下では、円環効果により遠心力が支配的な領域も円環状に分布することが予想され、これにより Lyne 渦の生成に至る. Lyne 渦は振動流下だけでなく、平均成分がゼロでない脈動流下でも発生することが分かっている [99]. 多田ら [98] は、曲り管内脈動流の数値解析を行い、Lyne 渦が現れる条件を図 1.24 のように整理した. 図中の 3 次元グラフにおける β は流れの振動成分に対する平均成分の強さを表し、 $\beta = V/W$ (V : 主流速度の平均成分, W : 主流速度の振幅) で定義される. また、 De は Dean 数, Wo は Womersley 数である. グラフの灰色で示された領域が Lyne 渦の生じる範囲を表している. 図 1.24 が示す結果を概して説明すると、Lyne 渦は、高 Womersley 数 (高周波数) でかつ脈動の振幅に対して平均成分が小さい時に発生しやすいようである.

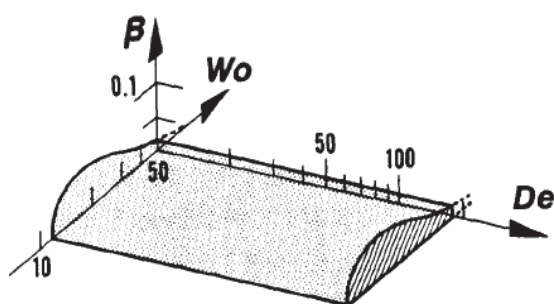


図 1.24 Lyne 渦の発生条件 [98]. 図中の灰色の領域で Lyne 渦が現れる. β は流れの振動成分に対する平均成分の強さ, De は Dean 数, Wo は Womersley 数を表す

曲り管内非定常流の二次流れに関する研究は矩形断面に対しても行われ、角田と須藤 [100-102] による研究では、円形断面の場合と同様に高 Womersley 数 ($\alpha \geq 12$) において Lyne 渦の発生が確認されている. 血行力学的興味から曲り管内脈動流の二次流れ形態を調査した研究は、Lyne [94] による理論解析的研究が 1970 年に発表されて以降、現在までとめどなく行われてきた. 2000 年代に入ってからはいよいよ応用的な研究が増え、例えば、 180° 曲り管 [103-105] や S 字形状曲り管 [106, 107] を血管モデルとして用いた研究や、ステント (血管を広げる医療機器) の影響を調査した研究 [108, 109], 実際の血管を模擬して弾性管路を用いた研究 [110, 111] がある. また、血液の非ニュートン流体性を考慮した数値解析的研究も行われている [112]. これらの実用的研究で示される二次流れは、解析的に得られる Dean 渦 (図 1.4) や Lyne 渦 (図 1.22) よりも複雑であり、van Wyk et al. [112] は論文中で図 1.25 に示すような複合的形態として二次流れを特徴づけた.

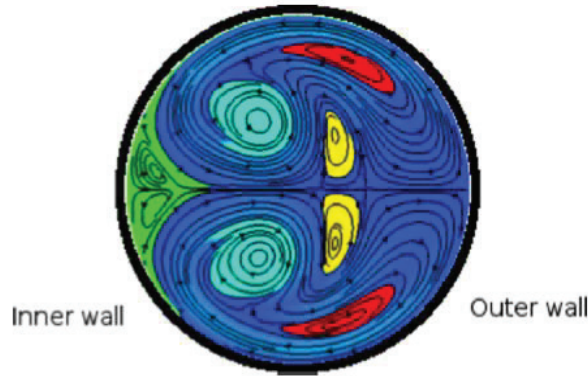


図 1.25 van Wyk et al. が論文で示した二次流れ形態 [112] . シアンは Dean-type, 黄色は Lyne-type, 赤は wall-type, 緑は innerwall-type を表す

c. 曲り管内脈動層流場における内壁側での逆流現象

曲り管内の脈動層流場では、曲りの内壁側で逆流を生じることがある。この現象は 1980 年代以降、曲り管内脈動流を扱う非常に多くの文献で言及されている（例えば、文献 [90, 99, 113-115]）。例として Timité et al. [90] の結果を紹介する。図 1.26 は、平均速度に基づく Reynolds 数が $Re = 600$ 、Womersley 数が $\alpha = 12.14$ の条件における 90° 曲り出口での主流速度分布（数値解析結果と LDV による実験結果）である。x 方向の主流速度分布（図中右側）を見ると、位相 $\omega t = 270^\circ$ （減速過程が終わる時刻：最小流量時）の時に、曲り内壁側の速度が負になっていることが分かる。

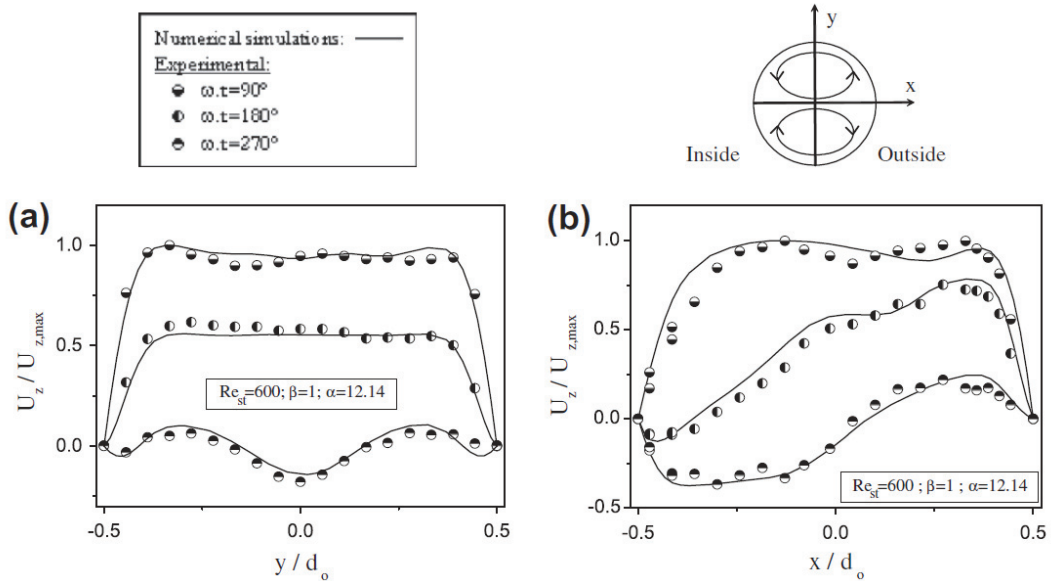


図 1.26 90° 曲り出口での主流速度分布 [90]. (左) y 方向, (右) x 方向. x と y, 及び曲り内外の定義は右上の図を参照

Talbot & Gong [116] もまた、曲り管内脈動流を対象とした LDV による実験を行ったが、曲り内壁側にて流れの剥離を観察した。この現象は、本質的には前述の逆流と同一であると考えられる。Talbot & Gong はこの剥離現象に対して、流れが減速する時の逆圧力勾配と曲り内壁側の幾何学的な影響が複合したことによる、との説明を加えた。脈動流下での流れの加速・減速は主流方向の圧力勾配によるものであり、減速時は逆圧力勾配が生じている。また、曲り内壁側は低圧になることが知られているが、曲りを脱すると圧力は回復する。このことは、内壁側にて下流方向に圧力が上昇することを意味している。これら二つの圧力勾配が、内壁側での剥離を引き起こす、というのが Talbot & Gong の推察である。

d. 曲り管内脈動乱流場

生体医工学分野での重要性から、曲り管内脈動流に関する研究は層流場を対象としたものがほとんどである。一方、本研究のようにエンジン関連の流動場を想定して、シンプルな曲り管内における脈動する乱流場を扱う研究も僅かながら存在する。

Kalpakli et al. [38, 117, 118] は、 90° 曲り管下流の脈動乱流場をステレオ PIV や熱線流速計によって測定した。ここでは文献 [38] の Dean 数： $Dn=15,000$ 、Womersley 数： $\alpha=41$ におけるステレオ PIV 計測結果を示す。Kalpakli et al. はステレオ PIV によって得られた 2 次元 3 成分の速度データに対して POD 解析を適用した。POD はフィルタ法として用いられ、得られた POD モードを用いて瞬時の流れ場を再構成することで、脈動周期中における二次流れ構造の時間的変化を捉えることに成功した。その結果を図 1.27 に示す。脈動もしくは振動層流場で観察されるような Lyne 渦は現れないが、特に減速中において定常流下のような Dean 渦が現れることが明らかになった。また、Kalpakli et al. は文献 [118] にて、脈動乱流場では背景乱流に大スケールの脈動を重ね合わせただけであるという見解を示唆した。

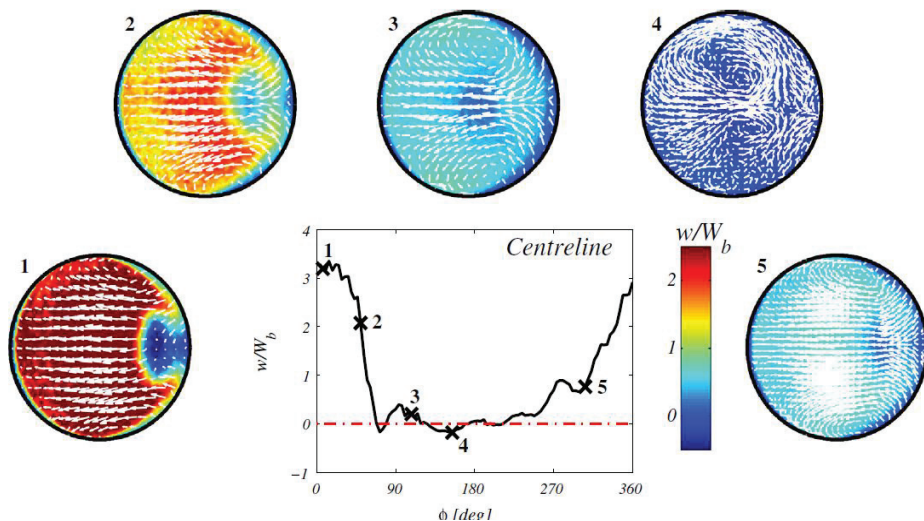


図 1.27 90° 曲り下流における脈動乱流場の速度場 [38]。中央のグラフは主流速度の時間変化を表す。速度場はエネルギーの大きい 4 つの POD モードを再構成した結果

1.3 数値流体力学の発展と実験の意義

流体力学の研究は主に「理論解析的アプローチ」、「実験的アプローチ」、「数値解析的アプローチ」の三つに大別できる。理論解析は近年においても現象のモデル化等で重要だが、当然仮定による強い制約を伴うので、現象の発見や解明には不向きである。おそらく歴史的には、重要な新現象のほとんどは実験によって明らかにされてきた。例えば、前節で述べた乱流の組織構造は可視化実験によって発見されたものである [50]。一方、近年では以前にも増して、研究領域における CFD のプレゼンスが高まっている。CFD で得られる情報は、一般に実験よりも時空間解像度が高く、全ての変数（速度、圧力、温度等）に関するデータを出力することが容易である。これは非常に強力であり、CFD は製品の開発・設計プロセスで活用されるにとどまらず、流動現象の解明にとっても有用なツールとなり得る。実際、1987年に発表された Kim et al. [119] によるチャンネル内乱流の DNS を用いた研究以降、乱流の普遍的構造等を CFD で解明しようとする試みは多い。

乱流場に対する CFD 解析では、支配方程式にフィルタ処理を施し乱流モデルを適用することで、格子点数及び計算コストを削減することができる。乱流モデルはフィルタ化のアプローチの違いから、大きく Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) と Large-Eddy Simulation (LES) に分けられる。RANS では、変数に対して時間もしくはアンサンブル平均処理を施すので、時空間的に粗い情報しか得られないが、計算コストの面では優れている。LES は空間フィルタを用い、格子で解像できる運動は直接解く方法である。本質的には、乱流の普遍的な微細構造以外の情報に対しては一切の粗悪化がないため、情報量は多いが、その分計算コストが大きくなりがちである。一方で、フィルタ処理せずに全ての流体運動を直接解く手法は、Direct Numerical Simulation (DNS) と呼ばれる。DNS では、流体運動として存在し得る最小の渦スケール (Kolmogorov スケール) まで解像する必要があるため、非常に膨大な格子点数を必要とする。Reynolds 数が大きい流れほど、Kolmogorov スケールは小さくなり、CFD で必要な格子点数は増大する。一般に、DNS 解析に必要な格子点数は Reynolds 数を用いて、 $N \sim Re^{9/4}$ と見積もることができる。Choi & Monin [120] はこれに対して修正を加え、平板上の乱流解析に必要な格子点数を DNS では $N \sim Re^{37/14}$ 、壁面境界層まで解像した LES では $N \sim Re^{13/7}$ と見積もった。これらを用いて、Reynolds 数と格子点数の関係を表すと図 1.28 のようになる。本稿で扱うエンジン吸排気を模擬した管内流の Reynolds 数がおよそ 10^4 オーダーであるとする、100 億点程度で $N \sim Re^{13/7}$ を満たし、1 兆点程度あれば Choi & Monin [120] が提案する格子点数も満たす。実際の計算はこの見積もりよりも少ない格子点数で行われ、わが国における京コンピュータの産業利用課題として、バルク速度に基づく Reynolds 数が $Re = 25,900$ の円管内乱流に対して約 2 億点の格子点数で DNS 解析が行われている [121]。

実用上は、上記のような大規模計算は今のところ現実的とはいえないだろう。しかし、乱流解析における格子点数は時代とともに増加しており、その傾向は今後も続くとみられる。

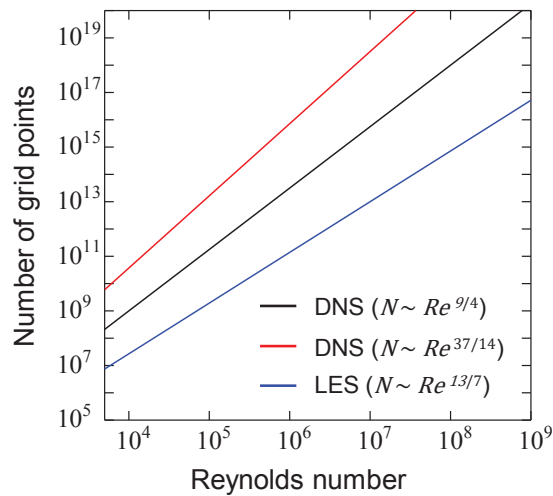


図 1.28 Reynolds 数と DNS, LES で必要とされる計算格子点数の関係. 赤線・青線は Choi & Monin [120] による試算

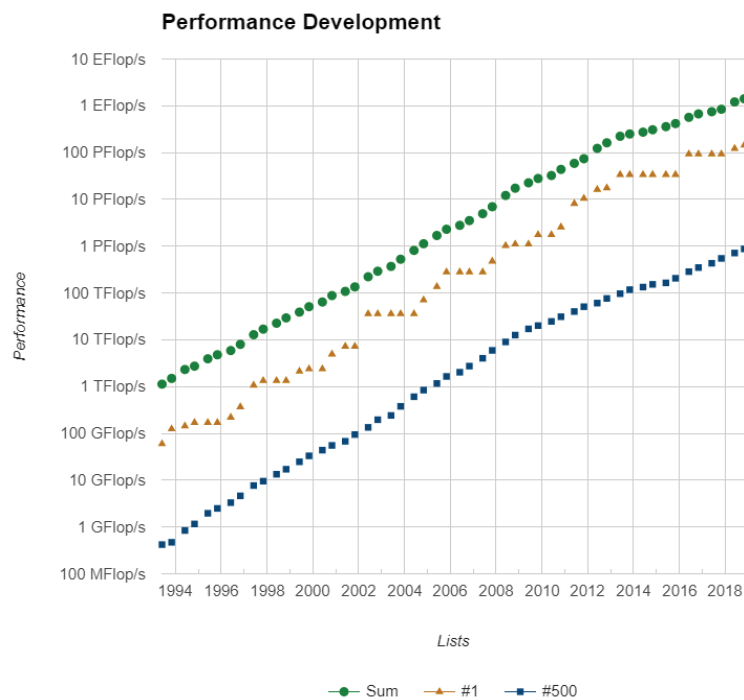


図 1.29 TOP500 リストに基づくスーパーコンピュータの演算能力の進化 [124].
● : 1~500 位の合計, ▲ : 1 位, ■ : 500 位

最近の京コンピュータの一般利用課題では、約 2 兆点の格子点数を用いた DNS 解析が実施されている [122, 123]. この計算には、理論性能で 3 PFlops 相当（実際は 70.46 TFlops）の計算資源が用いられた. ここで、TOP500 リスト [124] に基づく、世界におけるスーパーコンピュータの演算能力の進化を表すグラフを図 1.29 に示す. 各年における第 1 位に注目す

ると, 2008年にPFlops級の演算が可能になり, 2018年には143.5PFlopsにまで達している. 近いうちにEFlops級の演算も可能になるとも言われている. スーパーコンピュータの進化により, DNSやLESで扱えるReynolds数は増大し, さらに大規模計算の利用機会拡大等も期待される.

以上のような, ハード面の進歩によるCFDの利用拡大や, 加えて計算手法やモデルといったCFDそのものの発展は, 流体力学研究を一層加速させるものと思われる. このようなCFDの台頭を背景に, 流体実験の位置づけも時代とともに変化している. 以前は, 現象発見やその理解のためには実現象の観察が不可欠であったが, 現在ではCFDのVerification & Validation (V&V)のためのデータ取得という重要な役割もある. では, 現象解明としての実験がCFDに完全に代替されるかといえば, そうともいえないだろう. Kolmogorovスケールの運動まで捉えたDNSが本当に完全なものとは言い切れず, 特に実用的な流動現象に対しては不確かな要素を含むことになるからである. つまり, 数値解析を行う上で仮定する状況と現実とでは, どうしても差が生じてしまう. 本研究が対象とするエンジンの排気流を例にとると, 管内乱流の計算をする際の境界条件(特に流入境界)が大きな問題となり得る. DNSやLESの計算では, 乱れも含んだ情報を境界にて与え続けなければならない. エンジン筒内で燃焼を終えたガスが排気ポートを經由し排気管内に流入するわけであるが, そこで時空間的にどのような乱れがあるかは分かるはずがない. 理想的には検証したい領域から十分遠方に境界を設置すべきであるが, これは計算領域の増大につながる. 境界条件の設定は排気管内流れだけでなく, 実用的な流れ場に対する多くのDNSやLESで問題になる. 前節でも触れたが, 管内乱流の流入境界で乱れを発生させるために周期境界条件を用いると, 管路の長さと対流速度に基づく人工的な変動を生み出してまう[59]. これでは当該現象に特有の性質を見出すのは困難である. このようなことから, 現象の本質的理解には, 実現象を捉えた実験結果から得られる知見が未だ貴重だといえる. いずれにせよ, CFDを用いて実現象を完璧に再現するのは未だ難しく, これに起因する両者のギャップを埋めるためにも実験は必要である. ただ, CFDの生み出す情報が, ハード面及びソフト面の進化とともに高度化しているのは事実である. これに対抗し得る質の高い実験結果が必要であり, 流体力学の実験的研究における今後の課題の一つといえる.

1.4 研究の目的

曲り管内の定常乱流場については近年における実験・数値解析技術の向上とその応用範囲の拡大により、Swirl-switching に代表される曲り特有の乱流現象が発見され、国内外において精力的に研究されている。一方で、曲り管内の脈動乱流場に関する知見は乏しい。このことを学術的背景として、本研究では、曲り管内脈動乱流場の現象を把握し理解することを目的とする。工業的にはエンジン吸排気流れの本質的理解を背景としており、流れの諸条件（管路形状、Reynolds 数、Womersley 数）は実機の吸排気流れ特性に基づいている。吸排気系は一般に複数の曲りを流路の構成要素として含む。しかしながら、実機形状はあまりに複雑であり、流動現象の支配因子が多いので、本研究では単純な二つの曲りで構成される S 字形管路を試験区間とする。流れの無次元パラメータについては、時間平均バルク速度と管路の水力直径から計算される Reynolds 数が $Re = 36,700 \sim 48,000$ 、脈動の無次元周波数を表す Womersley 数が $\alpha = 59.1 \sim 70.9$ である。

本研究を通じて、具体的にどこまで明らかにするかを以下に記す。

- (1) 曲りに起因する脈動乱流場の偏流特性を明らかにする。また、脈動を有する層流条件でしばしば観察される逆流（剥離）現象（例えば、文献 [90]）について、本研究では高 Reynolds 数・高 Womersley 数条件下で検証する。
- (2) 曲りを通過することで発生する第 1 種二次流れの位相平均的特性を明らかにする。また、曲りの下流側に第 2 の曲りが設置されると、二次流れの様相がどのように変化するかを示し、位相平均的な二次流れ構造を決定する支配因子を特定する。
- (3) 曲りを通過することで発生する二次流れ構造の非定常的特性を明らかにする。POD を用いて組織構造を特定し、定常条件と脈動条件における結果を比較することで、脈動乱流場に特有の性質を示す。さらに、いくつかの関連研究 [60, 66-68] で示唆されてきた「Swirl-switching と曲り上流の組織構造との関係」に対して、本研究独自の視点から考察を加える。

研究方策として、基本的には実験による現象解明を試みる。内部の流れ場は、多点同時の速度計測法である PIV によって明らかにする。流れ場に対する考察を深めるために、研究の一部では CFD による数値解析も実施する。ただし、その手法の特性を踏まえた上で、CFD による議論が妥当である場合のみ用いることとする。

1.5 論文の構成

本稿は全5章から構成される。第1章では、これまで述べてきたように、研究の工学的背景と関係するエンジン吸排気について触れ、管内流れに関する重要な先行研究・知見を紹介した。さらに、流体実験の意義と研究の目的を述べた。研究結果は第2~4章に記載され、基本的には各章が前節の研究目的(1)~(3)に対応する。

第2章では、主流断面の時系列 PIV 計測結果を論じ、曲りによる主流の偏流特性や逆流現象について述べる。

第3章では、管路断面内の位相同期型ステレオ PIV を用いた速度場計測結果と、RANS による CFD 解析結果を紹介する。主に位相平均的な二次流れ特性に着目し、CFD 解析結果はそれに対する考察を与える。

第4章では、管路断面内の時系列ステレオ PIV 計測結果に基づく、二次流れの非定常性について述べる。ここでは、取得された速度データに対して POD 解析を適用し、抽出された大スケール構造やその非定常特性を議論する。さらに周波数領域の POD 解析を実施し、Swirl-switching の起源に関する考察を述べる。

第5章では、本研究で得られた知見に基づく包括的な結論を示す。また、当該現象に対する CFD 解析の実用に向けた提案を述べる。

第2章

曲りによる主流の偏流と局所的逆流

管内における主流の挙動は実用的観点からも重要であり，曲りの存在による偏流特性は，層流・乱流問わず広範囲の Reynolds 数にわたって研究されてきた．筆者の文献調査によると（詳細は 1.2 節），曲り管内の主流は以下のような特性を示すことが知られている．

- (1) 流体が曲り部に流入すると圧力勾配の影響により曲り内壁側で加速され，偏流が生じる．この傾向は高 Reynolds 数（あるいは高 Dean 数）条件で顕著であり，条件次第では現れない場合もある．
- (2) 曲りを通過し終わると上記によって生じた高速域が外壁側にシフトする．
- (3) 曲り管内層流場では，主流に脈動が加わると曲り内壁側にて逆流を生じる．

本章では，上記の知見を基本として，Reynolds 数が $Re=48,000$ ，Womersley 数が $\alpha=70.9$ の曲り管内脈動乱流場における主流特性に関する実験結果を論ずる．実験では主流に水平な断面（英語の文献では *bend plane*, *curvature plane* 等と呼ばれる）での PIV を実施する．さらに，得られた 2 成分速度場に対して POD 解析を適用することで，脈動周期中における流れの非定常特性を把握する．

2.1 実験方法

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（図 2.1）にて実施された．本節では，最初に検証対象となる流路や流れの発生源に関して説明し，次に PIV による速度場計測方法について説明する．最後に，本実験における流れの条件を，実際の計測結果を基に示す．

2.1.1 実機エンジンによる脈動流の発生と計測領域

図 2.2 に実験装置（計測装置以外）の全体図を概略的に示す．本実験における流れの発生源は実機の 4 気筒ガソリンエンジンである．エンジンからの排気がエキゾーストマニホールド及び三元触媒を経由して計測領域へと供給される．使用されたエンジンの諸元を表 2.1 に示す．エンジンは，燃料の噴射及び点火燃焼を行わず，クランクシャフトに接続された三相誘電モータ（日本電産，FEK-I）によって駆動される．モータの回転数（＝エンジン回転

数) はインバータ (安川電機, Varispeed G7) を用いて制御できる. 筒内における不可逆の圧縮・膨張仮定により排気温度は室温よりも上昇することが予想されるが, 計測領域に至るまでの経路にて熱伝達によって放熱されるので, 計測領域での排気温度はほぼ室温と一致する. 本実験でのエンジン運転条件は, 回転数を 1500 rpm, 並びにスロットル開度を全開とした.



図 2.1 実験設備の写真

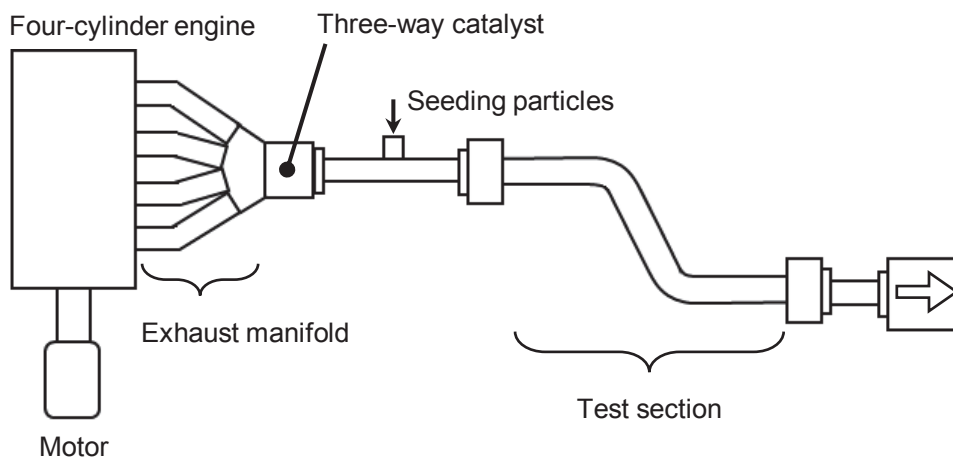


図 2.2 実験装置 (PIV システムを除く) の概略図 [125]

表 2.1 実験で使用されたエンジンの諸元

Displacement	2,000 cc
Cylinder bore	83.5 mm
Stroke length	91.2 mm
Compression ratio	12
Exhaust manifold	4-1 close-coupled catalyst

計測対象とした S 字形状管路の形状を図 2.3 に示す。曲りは二つあり、これ以降、上流側を第 1 曲り、下流側を第 2 曲りと呼称する。第 1 曲り上流側、及び第 2 曲り下流側には 150 mm の直管をそれぞれ設置し、二つの曲りは 200 mm の直管で接続される。各曲りの曲率半径は 50 mm、曲げ角は 57.7°である。なお、曲率半径や曲げ角は、実機のエキゾーストマニホールド形状を参考に決定された。PIV 計測における光学的アクセスを可能にするために、管路の材質は透明アクリルとした。管路内部をカメラで撮影する際の、アクリルと空気の屈折率の違いに起因する画像のひずみを避けるために、管路の断面形状は正方形とした。これにより、アクリル・空気の界面で屈折が生じたとしても、光はフラットな表面を通過するので、ひずみのない画像を取得することができる。また、正方形断面の一辺の長さ(水力直径)は $D=32\text{ mm}$ である。

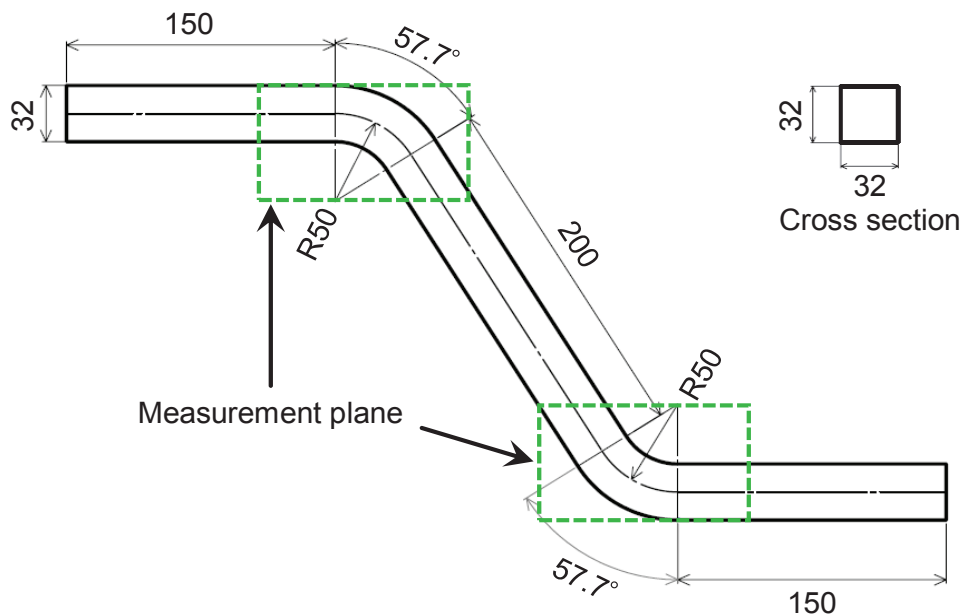


図 2.3 計測領域：正方形断面を有する S 字形状曲り管路 [126]. 図中の長さの単位は全て millimeter である

2.1.2 時系列 PIV

PIV を用いて主流方向（管軸方向）に水平な断面内の速度場を計測した。速度場取得（ペア画像取得）のサンプリングレートは 10 kHz であり、PIV としては極めて高い時間分解能を有する。このような PIV は一般に、英語の文献では time-resolved PIV, high-speed PIV, もしくは dynamic PIV と呼ばれる。また、日本語では時系列 PIV と呼ばれることが多いようである。

図 2.4 は計測対象である S 字形状管路と PIV 計測システムの構成を示している。三元触媒を通過した後の排気流は、円形断面を有する直管を通じて計測領域である S 字形状管路へと供給される。直管部では、PIV 用のトレーサ粒子（図中では seeding particles）が供給される。トレーサ粒子は、ラスキンノズルタイプのみスト発生装置（フローテック・リサーチ, FtrOMG）を用いて微粒化させたオリーブオイルである。オイルミストの中心粒径は 2~3 μm である。また、オイルミストの気流に対する追従性は良好であることが確認されている（詳細は付録 A）。

計測は、管路断面に対して中央の位置にて、第 1 曲りと第 2 曲りに対してそれぞれ実施した（図 2.3）。図 2.4 に示すように、計測断面に対してシート光を照射し、その面とレンズの光軸が直交するようにカメラを配置し、粒子像を撮影した。光源として用いたダブルパルス Nd:YAG レーザ（Continuum, Mesa PIV）は、繰り返し周波数 10 kHz 時に 1 パルスあたり最大 6 mJ の出力性能を有し、波長は 532 nm である。また、レーザから発振される点光源はシリンドリカルレンズを通して厚み 1 mm のシート光に変換される。粒子像撮影に用いた高速度カメラ（Photron, FASTCAM SA-Z）は、20,000 fps 時にフル解像度 1,024 \times 1,024 pixel で撮影することができる。高速度カメラにはニコン製の 50 mm レンズをマウントした。

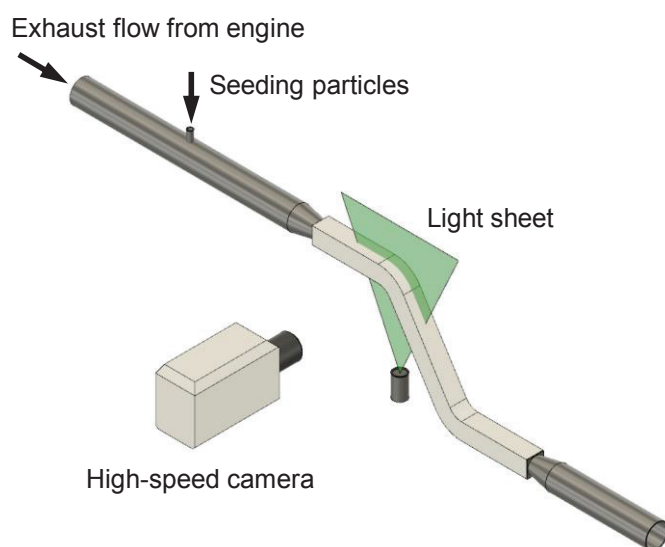


図 2.4 計測領域を含む流路系と時系列 PIV システム [126]

PIV 計測システム (Nd:YAG レーザ, 高速度カメラ) はディレイパルスジェネレータ (フローテック・リサーチ, FtrVSD2000) を用いて同期される. 図 2.5 に計測システムの信号系を示す. まず, カメラを 20,000 fps (露光時間: 48.4 μ s) で動作させ, フレームレートに 0.5 倍を乗じた 10 kHz の垂直同期信号をカメラから出力した. この信号をディレイパルスジェネレータに入力し, 特定の遅れ時間を与えてレーザ発振用の信号 (ダブルパルスなので二つの信号) を生成した. 遅れ時間を適切に設定することで, フレームストラドリング法 (第 1 パルスをフレーム転送の直前, 第 2 パルスをその転送の直後にする手法) による撮影が可能となる. レーザのパルス間時間間隔はディレイパルスジェネレータから出力させる二つの信号の時間間隔にほぼ一致する. 本実験では, より正確な値を速度演算に反映させるために, Si ディテクタ (Thorlabs, DET10A/M) を用いて実際のレーザ発光間隔を測定した. また, エンジンの点火信号を一つの気筒について取り出し, これをカメラの録画開始トリガーとして入力した. これにより, 録画開始時刻の位相 (エンジンのクランク角) が, 第 1・第 2 曲りそれぞれの計測で一致する. 点火信号に含まれる高周波ノイズを除去するために, ローパスフィルタ (エヌエフ回路設計ブロック, デュアルチャネルプログラマブルフィルタ 3624) をエンジン・カメラ間に設置した.

PIV のベクトル演算にはフローテック・リサーチのソフトウェア FtrPIV を使用した. ベクトル演算のための格子点は画像中に 10 pixel 等間隔で配置した. ペア間における粒子像の変位は直接相互相関法によって計算された. 相関計算での検査窓サイズは 21×21 pixel とし, 探索範囲は計算格子点を中心として 41×41 pixel とした. 画素あたりの実寸は, 計測断面位置に置いたスケールの画像 (計測とは別に撮影) から算出した. また, パルス間時間間隔は 25.1 μ s とした. PIV の各種パラメータを表 2.2 に示す.

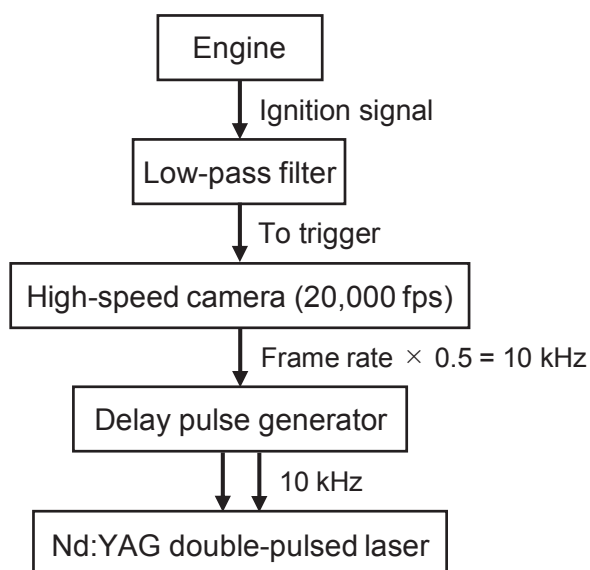


図 2.5 時系列 PIV システムの信号系

表 2.2 PIV の各種パラメータ

Parameter	value
Grid size	10 pixel
Interrogation window size	21 × 21 pixel
Search window size	41 × 41 pixel
Magnification factor	0.134 mm/pixel
Time interval between laser pulses	25.1 μs

2.1.3 流れの条件

図 2.6 に計測領域へと流入する主流の時間変化を示す。縦軸の速度は、時系列 PIV で計測された最も上流側（第 1 曲り入口から $1.4D$ 上流）における主流速度分布を、空間的に平均したものである。これは管路断面内における中心線上の平均値にすぎないが、この位置での主流速度分布は対称であり、バルク速度とみなすことができる。グラフは、エンジンの 1 サイクル分（吸気・圧縮・膨張・排気）の結果を表示している。4 気筒エンジンを使用しているため、1 サイクル中に四つの大きなピークを観察できる。

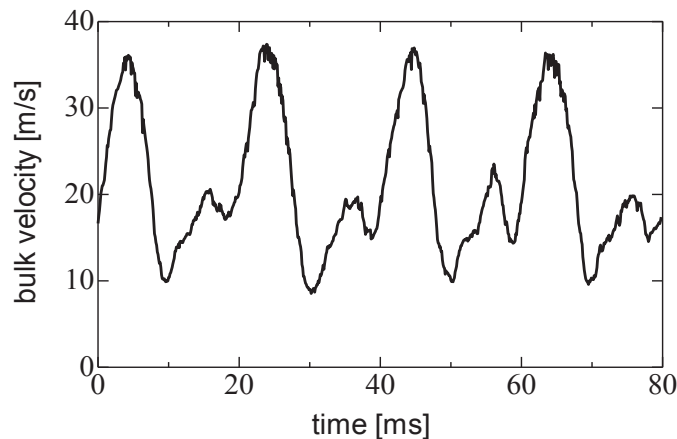


図 2.6 時系列 PIV 計測結果に基づくバルク速度の時間変化。バルク速度は第 1 曲り入口から $1.4D$ 上流の位置における平均値である。横軸は時間で、エンジン 1 サイクル分を表示している

PIV で得られた速度データに基づいて流れの無次元パラメータを計算すると次のようになる。バルク速度の時間平均値 W_b と管路の水力直径 D に基づく Reynolds 数：

$$Re = \frac{W_b D}{\nu}, \quad (2.1)$$

を計算すると、 $Re=48,000$ となる。ここで、 ν は動粘性係数である。また、1 気筒分の脈動を 1 周期と考えた時の、脈動の無次元周波数を表す Womersley 数：

$$\alpha = \frac{D}{2} \sqrt{\frac{\omega}{\nu}}, \quad (2.2)$$

は、 $\alpha=70.9$ である。ただし、 ω は脈動の角周波数である。

2.2 結果と考察

2.2.1 主流断面内の瞬時速度場

図 2.7 及び図 2.8 は、それぞれ第 1 曲り、第 2 曲りにおいて時系列 PIV によって計測された瞬時速度の大きさをカラーコンターで表している。各図では、主流の加速時・最大時・減速時・最小時の 4 時刻について示している（カラーコンターのレンジは時刻ごとに変えている）。第 1・第 2 曲りともに、主流の加速時・最大時・減速時では曲りの内壁側にて高速域が観察される。これに似た現象は、層流・乱流問わず多くの関連研究で報告されている。Sudo et al. [44] は 90°曲り管内乱流 ($Re = 60,000$) の速度・圧力計測を行い、曲り前半の内壁側での順圧力勾配（主流方向に圧力が下降）が流体を加速させる（図 1.8 参照）、という非常に簡潔で直接的な説明を与えた。要するに、内壁側での加速は、曲りが存在することによって発生する圧力勾配に帰せられるので、脈動の有無にかかわらず発生する基本的な現象だといえる。

第 1 曲り通過後の直管部での挙動（最小時以外）を見ると、内壁側に存在していた高速域がわずかに外壁側にシフトする傾向が認められる。このことは管路中央に存在する曲り外壁方向の二次流れの存在を示唆している。外壁側に高速域が現れること自体はよく知られており、理論解析的にも明らかにされている [34]。また、減速時においては、内壁側で非常に低速な領域が発生している。これは後に述べる内壁側の逆流現象と関係している。一方、第 2 曲り通過後は、第 1 曲りのような高速域のシフトが現れない。むしろ、減速時は下流の直管部においても、高速域が内壁側に定在しているように見える。これは第 1 曲りと第 2 曲りにおける二次流れ構造の違いによるものである。詳細は第 3 章で述べるが、第 1 曲りでは Dean 型の渦が発生するが、第 2 曲りでは Dean 型と逆回転の Lyne 型の渦が発生する。

第 1・第 2 曲りともに主流の最小時では、上記のような高速域の発生やそのシフト等は観察されない。この時刻では逆流が広範囲にわたって発生しており（後述）、速度の大きさを表すコンターでは流れ構造を特徴づけることが困難である。因みに、第 2 曲りの最小時に、曲りの内壁側で相対的に高速な領域が発生しているが、これは主流方向とは逆向き（逆流）の流れが強いからである。

図 2.9 及び図 2.10 にそれぞれ第 1・第 2 曲りについて、主流の減速過程（最大時・減速時・最小時）における速度ベクトルを示す。最大時は、第 1・第 2 曲りともにベクトルが完全に管軸方向を向いているが、減速時の第 1 曲りでは、曲り通過後の内壁側で逆流の兆しが見える。最小時は逆流現象が顕著に表れ、特に内壁側で強い逆流が観察される。脈動条件下における曲り内壁側での逆流現象は、層流場を対象とした多くの関連研究で報告されている。曲り通過後の内壁側では、本来逆圧力勾配（主流方向に圧力が上昇）が存在し得るが、これに脈動起因の逆圧力勾配が付加されるので境界層剥離のような現象が引き起こされる [116]。乱流場では運動量交換が活発であることから剥離を生じにくい、高 Womersley 数

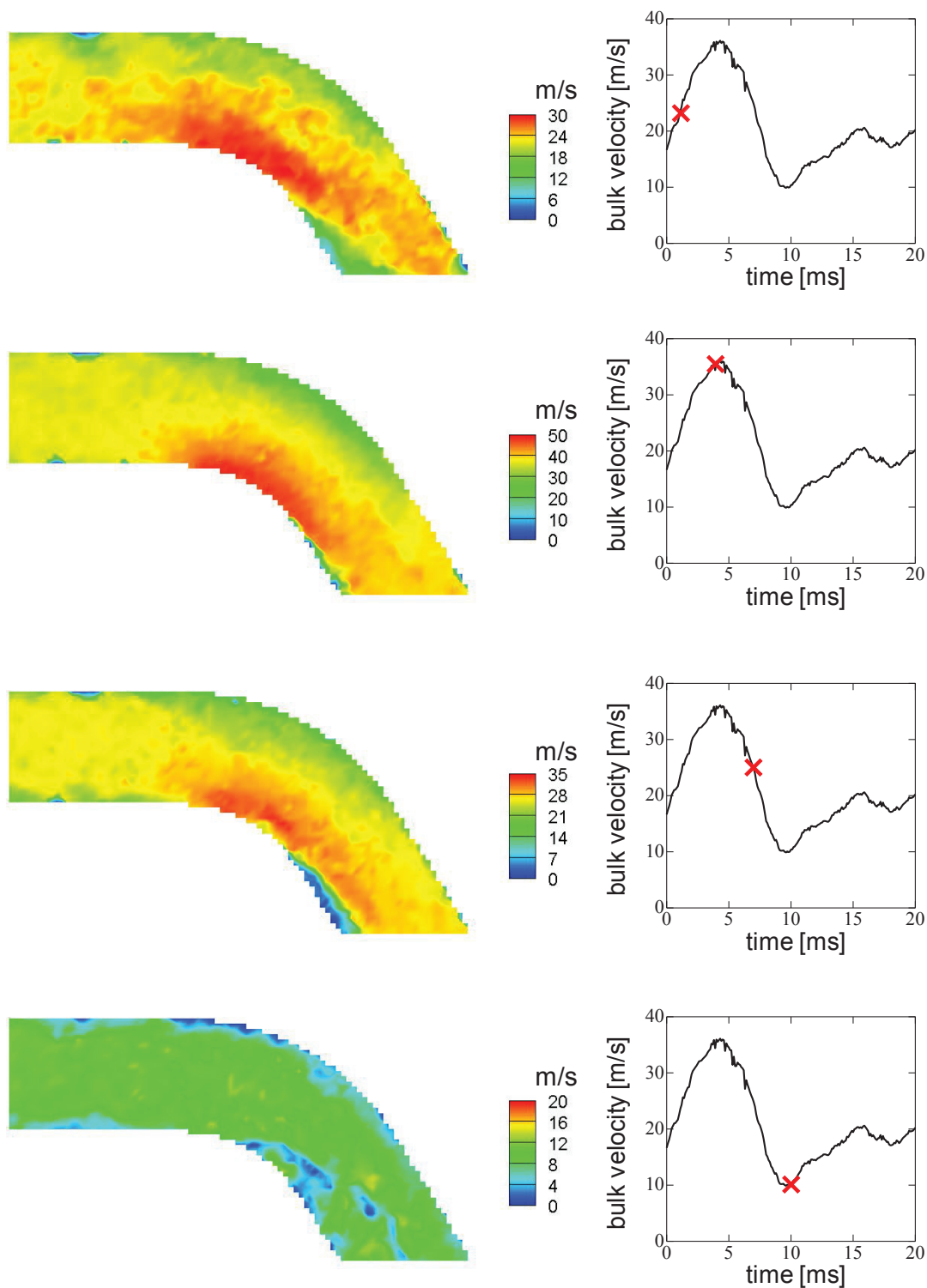


図 2.7 第1曲りでの時系列 PIV で得られた瞬時速度場。主流断面内の2成分速度の大きさをカラーコンターで表示している。右列のグラフは第1曲り入口から $1.4D$ 上流のバルク速度であり、各速度場の時刻を×印で示している。上から順に、主流の加速時・最大時・減速時・最小時を表す

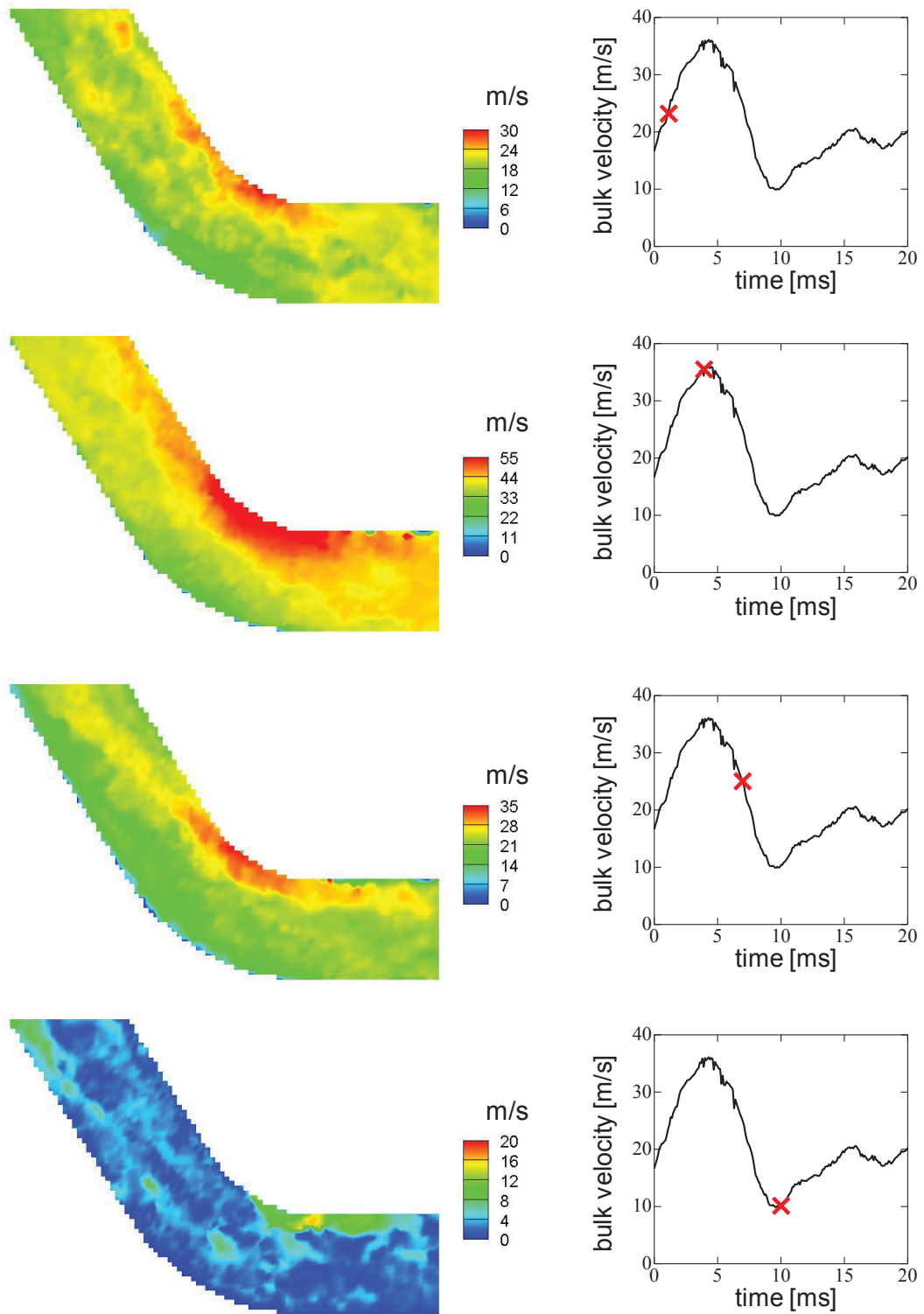


図 2.8 第2曲りでの時系列 PIV で得られた瞬時速度場. 主流断面内の2成分速度の大きさをカラーコンターで表示している. 右列のグラフは第1曲り入口から $1.4D$ 上流のバルク速度であり, 各速度場の時刻を×印で示している. 上から順に, 主流の加速時・最大時・減速時・最小時を表す

条件下における減速時の逆圧力勾配は、局所的な逆流を引き起こすほど十分強いものと考えられる。

図 2.11 に、主流速度最小時の第 1 曲りについて、逆流領域を拡大した図を示す。なお、カラーコンターは速度データから計算される渦度場（渦度ベクトルの面外成分）を表す。逆流が存在する領域と、管軸下流方向に流れる領域間では大きな速度差があるので、その界面には小スケールの渦が存在する。このような渦の発生は、物質拡散や温度拡散を促進すると予想され、応用的観点からも重要な現象といえる。

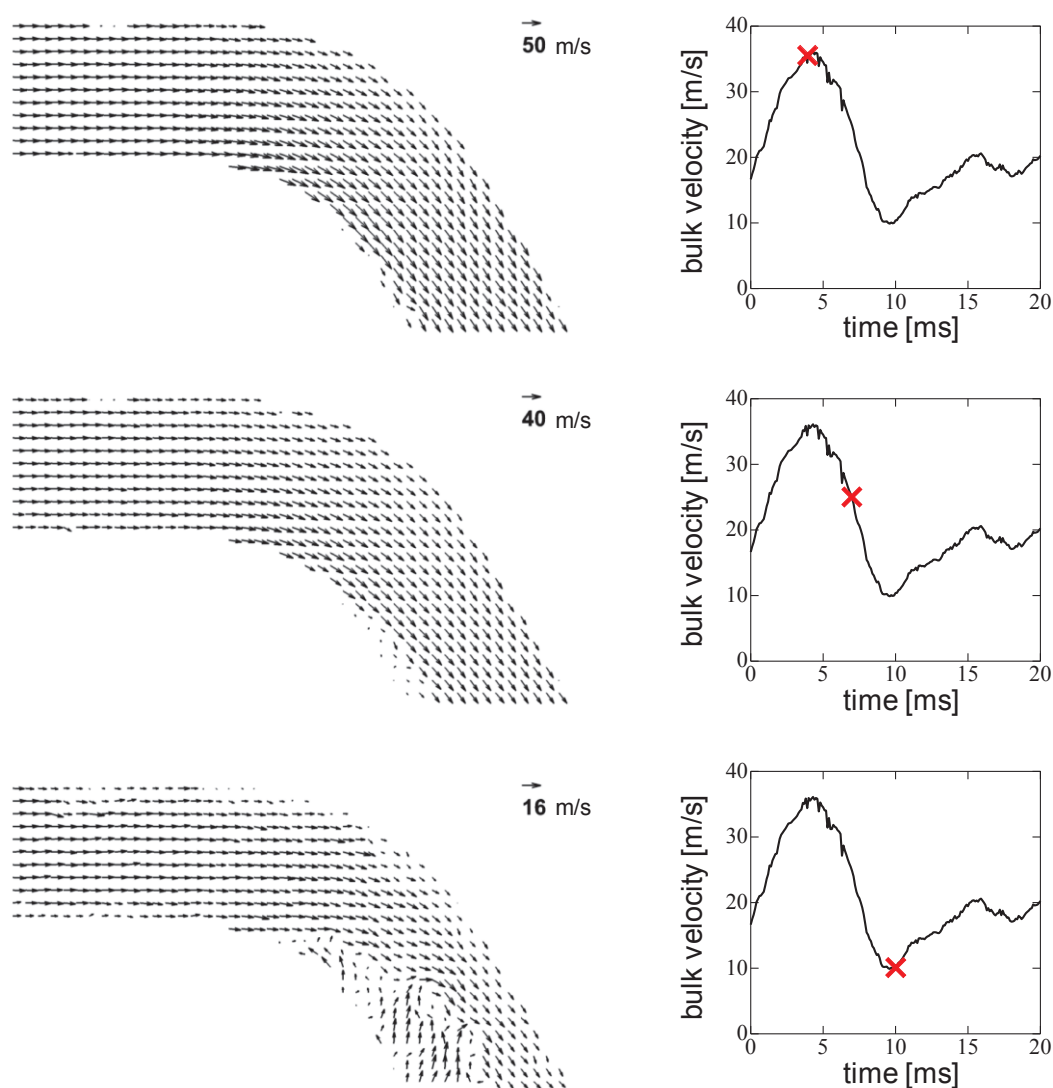


図 2.9 第 1 曲りの PIV 計測結果をベクトルで表した瞬時速度場 [126]. 右列のグラフは第 1 曲り入口から $1.4D$ 上流のバルク速度であり、各速度場の時刻を×印で示している。上から順に、主流の最大時・減速時・最小時を表す。ベクトルの表示頻度は実際のデータ解像度の $1/2$ である

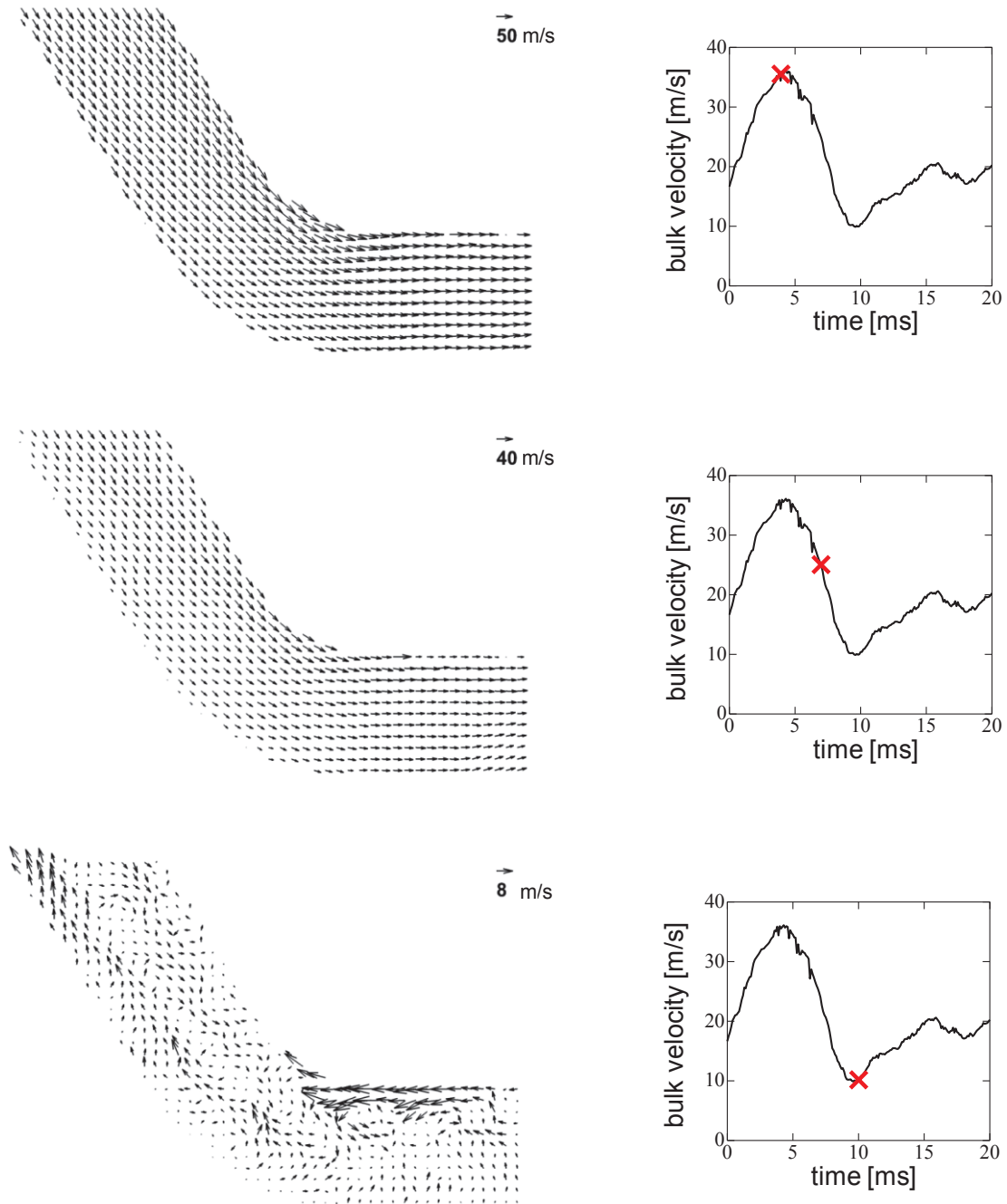


図 2.10 第2曲りのPIV計測結果をベクトルで表した瞬時速度場 [126]. 右列のグラフは第1曲り入口から $1.4D$ 上流のバルク速度であり、各速度場の時刻を×印で示している. 上から順に、主流の最大時・減速時・最小時を表す. ベクトルの表示頻度は実際のデータ解像度の $1/2$ である

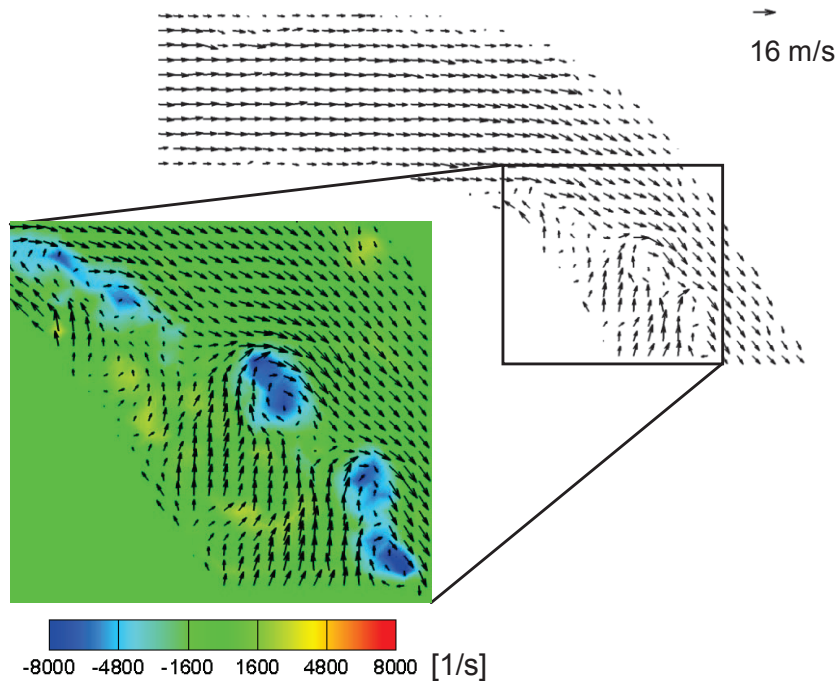


図 2.11 バルク速度が最小時の第 1 曲りにおける瞬時速度場と逆流領域を拡大した図 [126]. 拡大図のカラーコンターは面内速度から計算される渦度（渦度ベクトルの面外成分）を表し、ベクトルはフル解像度で表示している

2.2.2 POD 解析：局所的逆流現象の非定常性

前項では瞬時速度場を示し、主流の減速時・最小時に逆流が発生することを明らかにした。本項では PIV で得られた速度データに対して POD 解析を適用することで、逆流現象の非定常特性を示す。

a. POD 解析について

POD (Proper Orthogonal Decomposition) は日本語で固有直交分解と呼ばれ、統計学分野では主成分分析 (Principle Component Analysis ; PCA) として知られている。他にも、Karhunen-Loève 展開等、応用分野によって呼び名は異なるようである。POD は、Lumley [62, 63] によって初めて乱流解析に適用され、一言でいえば、時系列データを最も効率良く表す基底を求める手法である。

ここで、位置 X , 時刻 t の速度データ $u(X, t)$ を考える。POD は求めたい決定的関数 $\phi(X)$ と元のデータ $u(X, t)$ の内積の平均値を最大化する問題である。つまり、

$$\max \langle |(u \cdot \phi)|^2 \rangle, \quad (2.3)$$

となる．式中の $\langle \cdot \rangle$ はアンサンブル平均（実際の計算では時間平均）を表す．さらに，

$$\|\phi\|^2 = 1, \quad (2.4)$$

という制約条件を加えると，式 (2.3) はラグランジュの未定乗数法を用いて解くことができる．ただし， $\|\cdot\|$ はL2 ノルムを表す．ラグランジュ乗数を λ ，ラグランジュ関数を J とすると，

$$J(\phi) = \langle |(\mathbf{u} \cdot \phi)|^2 \rangle - \lambda \{\|\phi\|^2 - 1\}, \quad (2.5)$$

となる．式 (2.5) は次に示す固有値問題に帰着する [127].

$$\int C(X, X') \phi(X') dX' = \lambda \phi(X). \quad (2.6)$$

ここで， $C(X, X')$ は速度の2点相関関数であり，

$$C(X, X') = \langle \mathbf{u}(X, t) \mathbf{u}(X', t) \rangle, \quad (2.7)$$

で定義される．

実際の POD 解析では離散データに対して実行するので，式 (2.6) は行列形式で表すことになる．時刻 $t = t_1, t_2, \dots, t_N$ における速度データで構成される列ベクトル $\mathbf{u}(t_1), \mathbf{u}(t_2), \dots, \mathbf{u}(t_N) \in \mathbb{R}^M$ (M は空間の次元数：変数の数 \times 格子点数， N は時系列データのサンプル数) を次のように一つの行列で表す．

$$\mathbf{U} = [\mathbf{u}(t_1) \quad \mathbf{u}(t_2) \quad \dots \quad \mathbf{u}(t_N)] \in \mathbb{R}^{M \times N}. \quad (2.8)$$

式 (2.6) は速度相関行列 $\mathbf{U}\mathbf{U}^T \in \mathbb{R}^{M \times M}$ の固有値問題：

$$\mathbf{U}\mathbf{U}^T \mathbf{A} = \lambda \mathbf{A}, \quad (2.9)$$

になるが， $M > N$ の場合は式 (2.9) の代わりに，

$$\mathbf{U}^T \mathbf{U} \mathbf{A} = \lambda \mathbf{A}, \quad (2.10)$$

とすると，よりサイズが小さい $N \times N$ の固有値問題に帰着する． $\mathbf{U}\mathbf{U}^T$ もしくは $\mathbf{U}^T \mathbf{U}$ は実対称行列であるので，固有値 λ は全て正である．固有値は降順に並び替えられ，

$$\lambda^{(0)} > \dots > \lambda^{(n)} > \dots > \lambda^{(n-1)}, \quad (2.11)$$

となり、対応する固有ベクトル $\mathbf{A}^{(n)}$ を用いて、 n 次のPODモードは次のようになる。

$$\boldsymbol{\phi}^{(n)} = \frac{\mathbf{U}\mathbf{A}^{(n)}}{\|\mathbf{U}\mathbf{A}^{(n)}\|}. \quad (2.12)$$

通常、式(2.8)の速度行列を構成するデータとして、時間平均成分を差し引いた変動成分を用いることが多いが、本章で扱うPOD解析ではCarlsson et al. [60]と同様に、平均成分も含まれる速度データを使用した。そのため、最大固有値に対応するPODモード（本章ではモード0と呼ぶ）は最もエネルギーの高い平均的な流れ構造を表す。

元の速度データは任意のPODモード（モード0～モード n ）を用いて、次のような再構成が可能である。

$$\mathbf{u}^{(n)}(t) = \sum_{i=0}^n a^{(i)}(t)\boldsymbol{\phi}^{(i)}. \quad (2.13)$$

$a^{(i)}(t)$ は各PODモードの大きさを表す時間依存の係数（POD係数）であり、

$$a^{(i)}(t) = \boldsymbol{\phi}^{(i)T} \mathbf{u}(t), \quad (2.14)$$

で求められる。

b. POD 解析結果

最初に、POD解析における固有値の収束性 [128] を評価する。POD解析は第1・第2曲りの2成分速度データに対してそれぞれ行われた。図2.12は第1曲りに関する各モードのエネルギー分率：

$$\frac{\lambda_n}{\sum_{i=0}^{N-1} \lambda_i}, \quad (2.15)$$

を表す。解析で用いたサンプル数は、 $N=200, 800, 1,600$ である。グラフを見ると、 $N=800$ と $N=1,600$ の結果はよく一致しているようである。モード199（ $N=200$ の場合の最高次モード）における固有値の偏差：

$$\frac{|\lambda_{N=800} - \lambda_{N=200}|}{\lambda_{N=800}}, \frac{|\lambda_{N=1600} - \lambda_{N=800}|}{\lambda_{N=1600}}, \quad (2.16)$$

をそれぞれ計算すると、 $N=200, 800$ 間では42.7%であるのに対し、 $N=800, 1,600$ 間では

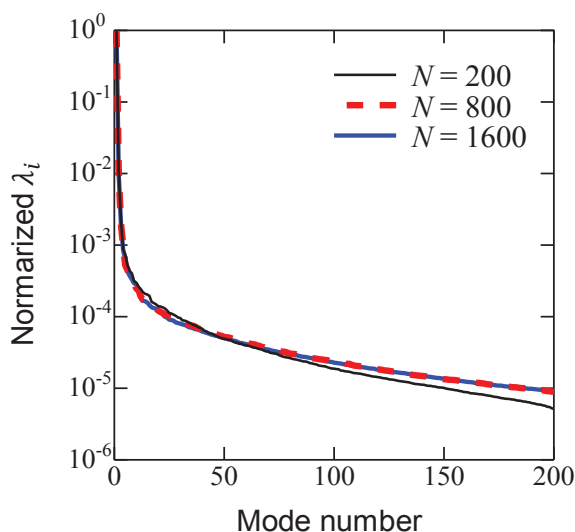


図 2.12 第 1 曲りの POD 解析についてサンプル数が $N=200, 800, 1,600$ の時のモード数と固有値の関係 [126]. 縦軸の固有値はその合計値で正規化されているので各モードのエネルギー分率を表す

2.0%となった。 $N=800$ の段階で十分収束しているようであるが（第 2 曲りも同様）、本項では $N=1,600$ の結果を示す。なお、式 (2.10) に基づく固有値問題の行列要素数は、 $N \times N = 1,600 \times 1,600$ である。

図 2.13 及び図 2.14 に、それぞれ第 1・第 2 曲りの POD モード 0 とモード 1 を示す。各モードの流れ構造をベクトルで表し、右側にはモードに対応する POD 係数の時間変化を示している。なお、グラフは 1 周期分を表示しており、第 1 曲り上流のバルク速度（図 2.6 と共通）も同時に示されている。モード 0 は、時系列データの中で最もエネルギーの高い構造を表し、第 1・第 2 曲りともに全てのベクトルは管軸方向を向いていることが分かる。モード 0 の POD 係数を見ると、その波形はバルク速度の時間変化とほぼ一致する。つまり、管軸方向の流れが脈動に従って変動する、というある意味当然の結果をモード 0 として抽出したということになる。

一方、モード 1 は曲り内壁側の局所的逆流現象を捉えている。第 2 曲りでは全体的に逆流領域が広く、第 2 曲り上流の外壁側にも逆流が存在する。これは第 1 曲り内壁側の逆流が第 2 曲りまで伝播したものであると考えられる。モード 1 の POD 係数はバルク速度波形を上下反転させたような形を呈し、バルク速度が最小になる時に POD 係数の最大値を迎える。このことは、局所的な逆流現象を示す流れ構造は主流の最小時にそのエネルギーが最も高くなることを意味している。前項でも述べたが、脈動流に特有の逆流現象は、主流減速過程の逆圧力勾配に起因している。主流が加速され始めると、管路内には順圧力勾配が発生していると推測されるので、流れは再び管軸方向へと向けられる。要するに、主流最小時は、

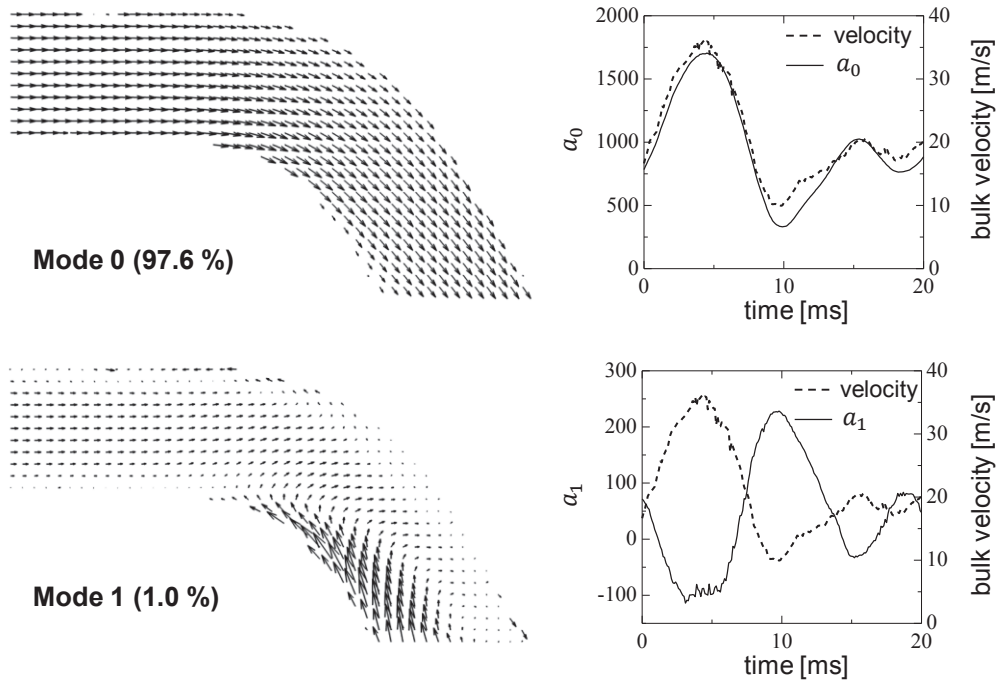


図 2.13 第1曲りにおける POD モード0 (上) とモード1 (下) が表す流れ構造と POD 係数 [126]. 各モードにはエネルギー分率 (固有値) も示されている. POD 係数のグラフにはバルク速度も表示している

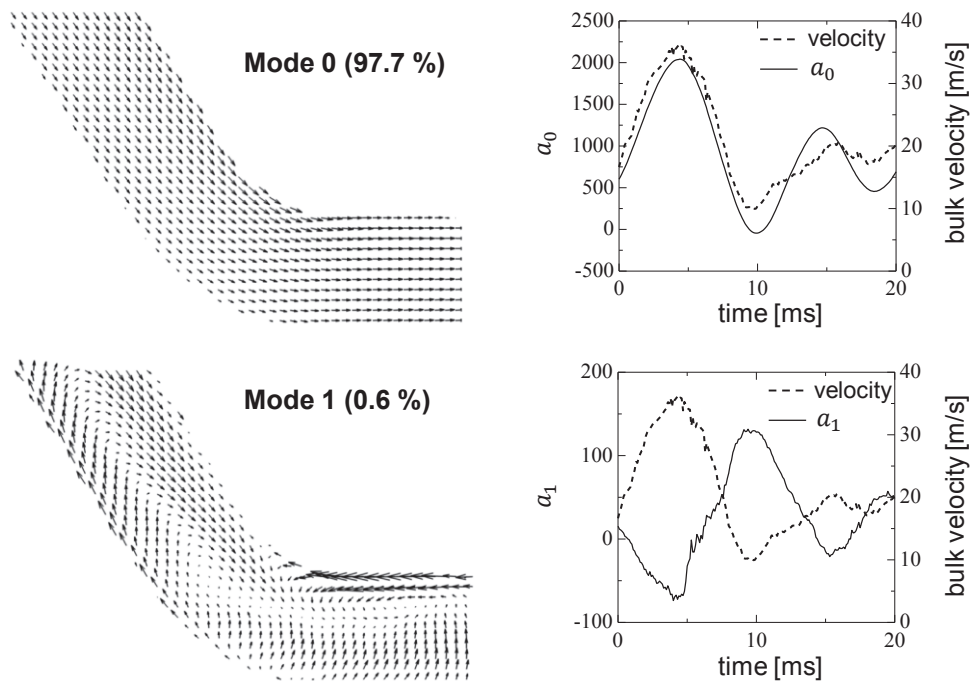


図 2.14 第2曲りにおける POD モード0 (上) とモード1 (下) が表す流れ構造と POD 係数 [126]. 各モードにはエネルギー分率 (固有値) も示されている. POD 係数のグラフにはバルク速度も表示している

管軸方向の逆圧力勾配が順圧力勾配へと移行する時刻なので、この時の逆流（もしくは流れの剥離）が最も強くなる。

最後に、式 (2.13) に基づく流れの再構成を示す。図 2.15 及び図 2.16 はそれぞれ第 1・第 2 曲りにおいて、モード 0 とモード 1 を用いて瞬時速度場（主流の最大時・最小時）を再構成した結果である。再構成後の固有値に基づくエネルギーは、第 1 曲りでは全体の 98.6%，第 2 曲りでは 98.3 % である。最大時の結果は当然管軸方向を向いた単純な流れ構造を示している。最小時では、内壁側での逆流を含む流れ構造を示しているが、瞬時速度場（図 2.9 と図 2.10）よりも非常に明瞭な構造である。図 2.11 のような小スケールの渦構造はエネルギーが低いので、高次モードとして除外されたようである。つまり、POD はエネルギーの大小に基づくフィルタとして機能するといえる。

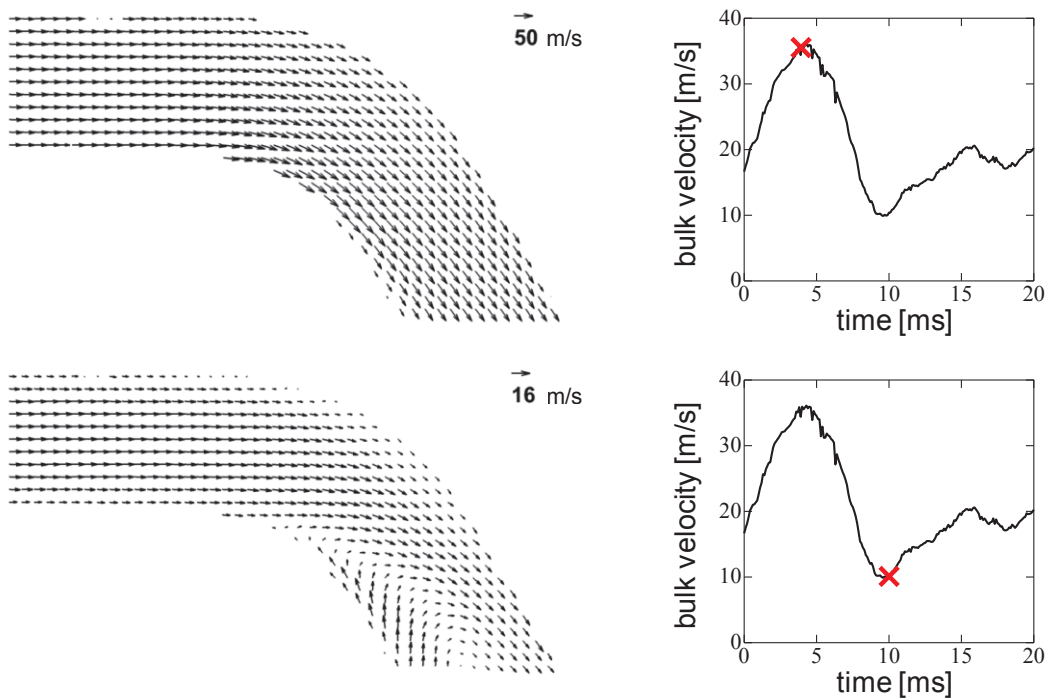


図 2.15 第 1 曲りに関する POD モードを用いた流れの再構成結果 [126]。再構成にはモード 0 及びモード 1 を用いた。右列のグラフでは各速度場の時刻を×印で表し、(上)が主流の最大時、(下)が最小時である

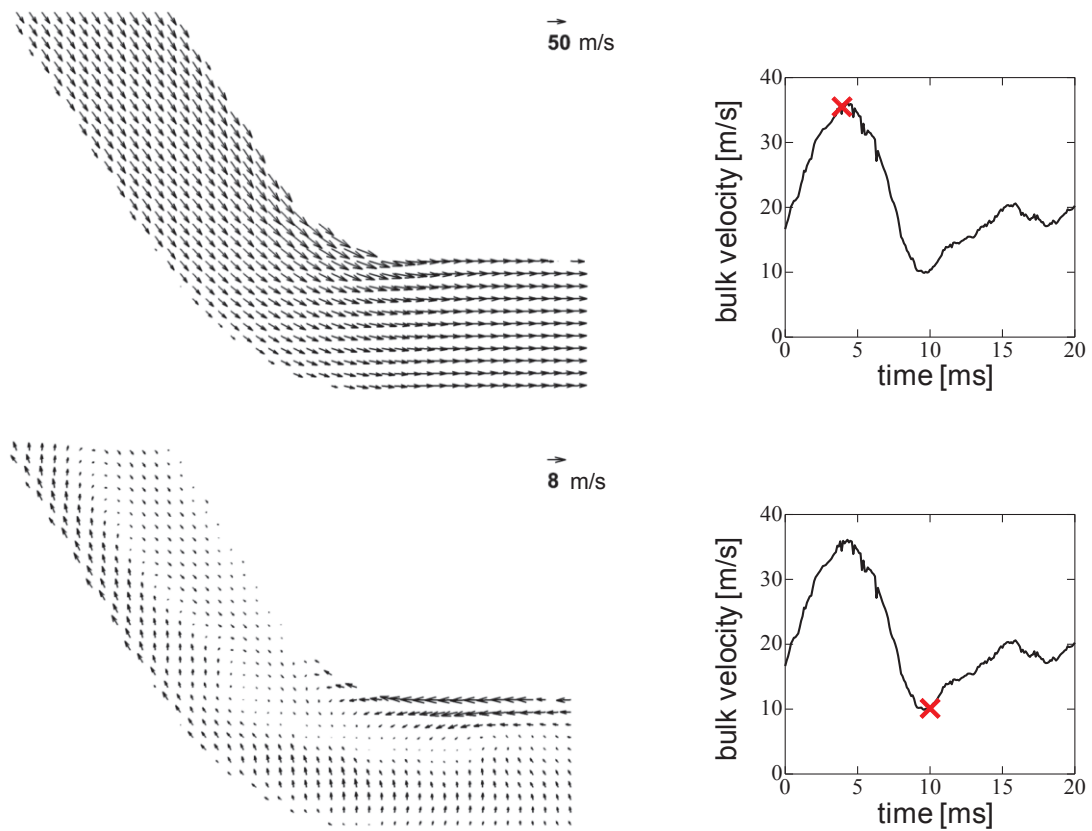


図 2.16 第2曲りに関する POD モードを用いた流れの再構成結果 [126]. 再構成にはモード0及びモード1を用いた. 右列のグラフでは各速度場の時刻を×印で表し, (上)が主流の最大時, (下)が最小時である

2.3 第2章のまとめ

本章では、実機エンジンを流れの発生源とした S 字形状曲り管路内の脈動乱流場に関する実験結果を論じた。実験では、PIV を用いて主流断面内の 2 成分速度データを時系列的に取得した（サンプリングレート：10 kHz）。また、得られた速度データに対して POD 解析を適用し、非定常速度場に含まれるエネルギーの高い構造を抽出した。以上から、次のような結論を得た。

- (1) 瞬時速度場の結果から、曲り内壁側で主流の高速域が観察された。この現象は、脈動を伴わない様々な条件の曲り管内流れで生じることが知られており、概して脈動の有無に影響されない基本的な現象である。ただし、脈動周期中の主流速度が最小になる時刻では、流量が小さすぎて内壁側での加速傾向が存在しないようである。
- (2) 低 Reynolds 数条件下の脈動流で一般的である、主流減速過程の内壁側での局所的逆流現象（流れの剥離）は、本研究のような高 Reynolds 数（ $Re = 48,000$ ）の乱流条件においても生じることが明らかとなった。曲り通過後の内壁側は本来流れの剥離を生じやすい領域であり、これに脈動起因の逆圧力勾配が加わることで流れを逆転させる駆動力が強大になる。
- (3) 速度データに対して POD 解析を行うと、管軸方向に脈動するだけの単純な流れ構造はモード 0 として抽出され、減速過程の逆流現象がモード 1 として抽出された。曲り管内脈動乱流場の主流方向特性として、管軸方向の脈動、減速過程の逆流、及びそれに伴う小スケールの渦運動等がある。POD 解析は、これらのエネルギーの違いに基づいて構造ごとに分解できるので、大スケールの脈動を有する時系列速度データから重要な情報を抜き出すだけでなく、フィルタとしても有能な手法になり得る。

第3章

二つの曲りで発達する位相平均的な二次流れ構造

曲りの存在によって発生する圧力勾配は第1種二次流れを誘起し、曲り通過後の直管部においてもある程度をその強度を維持する。第2章で論じた曲り通過後の主流の挙動は二次流れの存在に起因するものである。二次流れに焦点を当てた関連研究は非常に多く、様々な条件下（層流・乱流条件、定常・脈動条件等）で観察される Dean 渦（図 1.4）や、振動もしくは脈動層流場で発生する Lyne 渦（図 1.22）が文献ではしばしば登場する。

エンジンに関連する流動のような高 Reynolds 数・高 Womersley 数条件に関しては、2000 年代以前までは流体力学の基礎的研究分野で扱われることは少なかったようであり、このような条件下で二次流れを調査した研究は皆無だった。しかし、実験技術や数値解析手法等が成熟し、研究領域における応用対象の拡大を背景として、2010 年代に入ってから当該条件下で曲り管内の流動現象を調査した研究が報告されている [38, 117, 118]。これまで分かっていることとして、単純な 90°曲りを通過する乱流では脈動を有する条件下（Dean 数： $Dn=15,000$ ，Womersley 数： $\alpha=41,71$ ）において Lyne 渦ではなく Dean 渦が発生し、特に主流減速過程で明確な Dean 渦構造が現れること [38] 等がある。

第2章では、主流高速域の挙動が上流側の第1曲り、及び下流側の第2曲り後でそれぞれ異なることを示し、二次流れ構造の違いが示唆された。本章では、第2章と同様の条件（Reynolds 数： $Re=48,000$ ，Womersley 数： $\alpha=70.9$ ）について、曲り通過後の位相平均的な二次流れ構造を位相同期型のステレオ PIV 計測によって調査する。さらに、RANS による CFD 解析も実施し、第2曲り後に生じる特徴的な二次流れ構造に対する考察を加える。

3.1 実験方法

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（図 3.1）にて実施され、計測装置以外は第2章のものと共通である。脈動乱流の発生源は実機の4気筒ガソリンエンジン（諸元：表 2.1）であり、計測領域は二つの曲り（第1曲り、第2曲り）を有する S 字形状曲り管路（図 2.3）である。また、装置全体の構成は図 2.2 に示す通りである。計測時のエンジン運転条件も第2章と同様であり、回転数は 1,500 rpm、スロットル開度は全開とした。繰り返しになるが、流れの無次元パラメータは $Re=48,000$ ， $\alpha=70.9$ である。なお、式 (1.3) に基づく Dean 数を計算すると、 $Dn=27,200$ となり、脈動乱流中の Dean 渦を実験的に示した Kalpakli [38] の研究（ $Dn=15,000$ ， $\alpha=41,71$ ）と近い条件である。

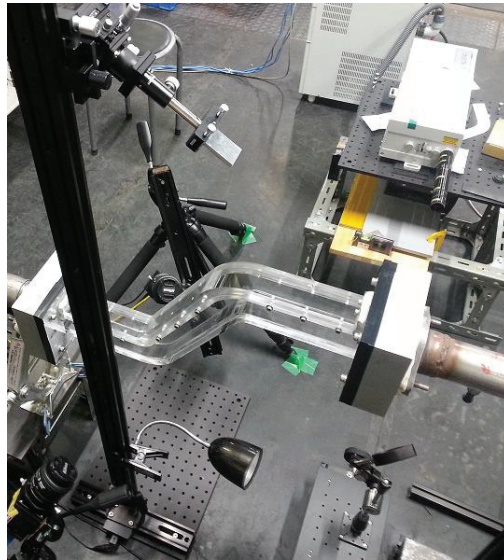


図 3.1 実験設備の写真

3.1.1 位相同期型のステレオ PIV

ステレオ PIV は、2 台のカメラとシート光を用いて 2 次元断面内の速度 3 成分を計測する手法であり、この手法を用いて各曲り出口から 1D 下流に位置する管路断面内の 3 成分速度場をそれぞれ計測した。本ステレオ PIV は位相同期型の計測で、主流加速時・最大時・減速時・最小時の合計 4 種類の位相について実施した。

図 3.2 に管路とステレオ PIV 計測システムの概略図を示す。PIV のトレーサ粒子は、上流の直管部から注入されるオイルミスト（中心粒径：2~3 μm ）である。オイルミストはラスキンノズルタイプのミスト発生装置（フローテック・リサーチ, FtrOMG）を用いて生成された。なお、オイルミストの気流に対する追従性については付録 A に記載している。

光源として用いたダブルパルス Nd:YAG レーザ（LOTIS TII, LS-2132 PIV）は、波長：532 nm で 1 パルスあたり最大 100 mJ の出力性能を有する。シリンドリカルレンズを用いて生成した厚み 2 mm のシート光を、計測位置の断面に対して照射した。粒子像の撮影には 2 台の CCD カメラ（JAI, AM-200 GE, 1,600 \times 1,200 pixel）を用いた。ステレオ PIV では面外方向の粒子移動を捉える必要があり、シート光面とカメラ・レンズの光軸は直交しない位置関係にある（図 3.2）。シート面内全域でカメラのフォーカスを合わせるため、撮像面、レンズ面、及びシート光面が Scheimpflug 条件 [129] を満たすように、CCD カメラに対してニコン製 50 mm レンズを傾斜付きでマウントした。

ステレオ PIV で最終的に速度 3 成分を得るには、物体空間と 2 次元の画像平面との位置関係を知る必要があり、これはカメラ校正によって実現される。本 PIV 計測におけるカメラ校正は粒子画像撮影後に、図 3.3 に示す既知の基準点を撮影することによって行われた。

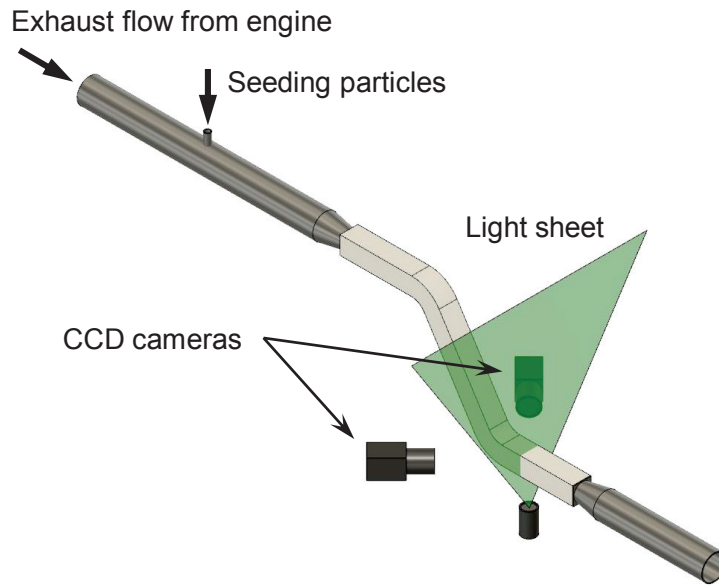


図 3.2 計測領域を含む流路系とステレオ PIV システム [126]

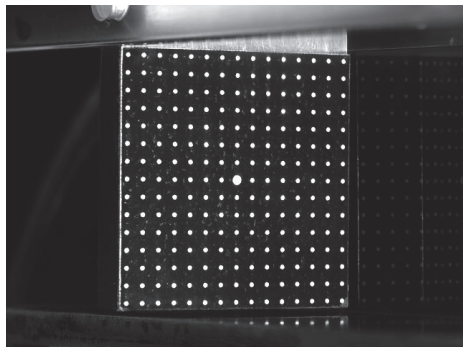


図 3.3 実際にカメラで撮影した基準点画像

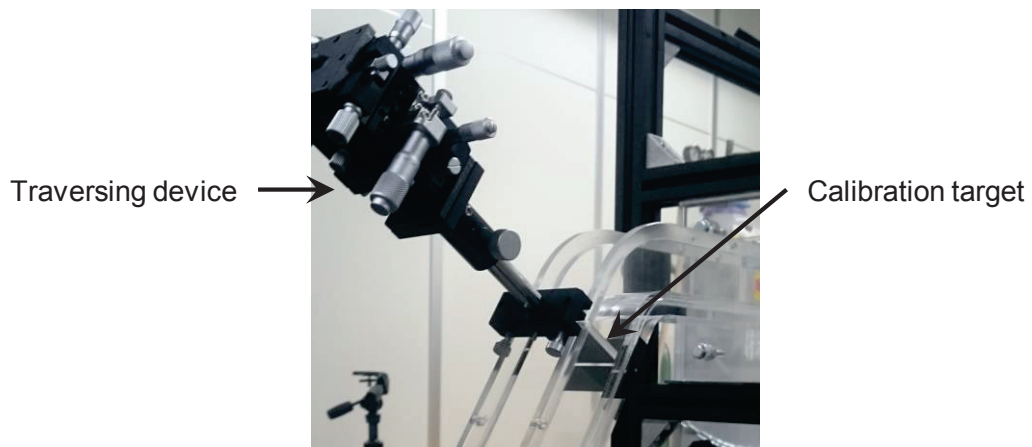


図 3.4 基準点がプリントされたプレート (calibration target) とトラバース装置

15×15個の基準点（白色のドット）が2.1mm間隔で31mm×31mmのプレート上にプリントされており、シート光照射位置に挿入される。この校正用のプレートを、図3.4に示すようにトラバース装置を用いて管軸方向に0.5mmずつスライドさせ、その都度基準点画像を撮影した。撮影された画像から得られる基準点情報を元に、レンズひずみを含む一般的なピンホールカメラモデルを用いて、物体空間と画像平面の関係を記述するカメラパラメータを計算した。なお、計算にはフローテック・リサーチのソフトウェアISCCを使用した。

PIVシステムはエンジンの回転と同期される。ここで、計測システムの信号系を図3.5に示す。一つの気筒について点火信号を取り出し、それをローパスフィルタで高周波ノイズを除去した後、ディレイパルスジェネレータ（フローテック・リサーチ、FtrVSD2000）に入力した。この入力信号に対して適切な遅れ時間を与えて信号を出力し、それらをレーザと2台のカメラに入力した。これにより、PIVのペア画像取得がエンジンクランク角と同期され、1サイクルあたり1回の画像取得が行われる。本PIV計測におけるエンジン回転数は1,500rpmなので、計測のサンプリングレートはおよそ12.5Hzになる（実際のエンジン回転数とサンプリングレートは少々変動すると思われる）。また、フレームストラドリング法による撮影を行った。

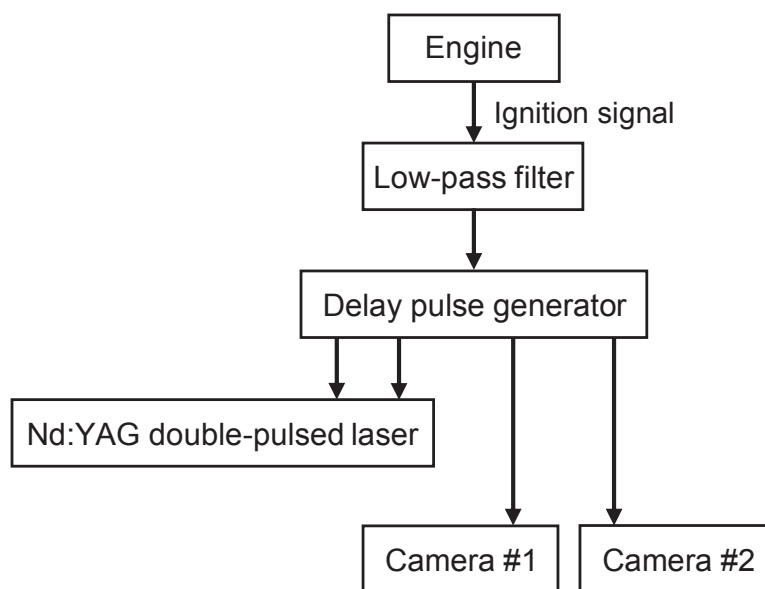


図3.5 ステレオ PIV システムの信号系

ベクトル演算にはフローテック・リサーチのソフトウェア FtrPIV を使用した。ステレオ PIV ではシート光面とレンズ光軸が直交しないことから、撮影によって得られる画像は透視投影されたものになり、画素あたりの実寸 (magnification factor) が位置によって異なる。本解析ではカメラ校正で得られたカメラパラメータを用いて、magnification factor が画像内で一律になるように画像変換 (逆投影) を行い (図 3.6), 逆投影後の画像に対してベクトル演算を実施した。ペア画像の相関計算は直接相互相関法に基づく。計算格子点は画像中に 16 pixel 間隔で配置され、検査窓サイズは 33×33 pixel とした。粒子の移動方向は画像中の全域でおおよそ一律かつ既知である。そのため探索範囲については、各カメラ・計測位置・タイミングごとに実際の粒子移動を目視により確認しつつ、逆投影後のペア画像間における検査窓の変位 (画像中で直交方向) が 10 pixel 以下の範囲内で探索範囲を設定した。パルス間の時間間隔は、予想される粒子の移動量がシート光厚さ (2 mm) の 1/4 程度になることを目安に [130], エラーベクトルが現れない程度になるべく大きな値を採用した。PIV の各種パラメータを表 3.1 に示す。

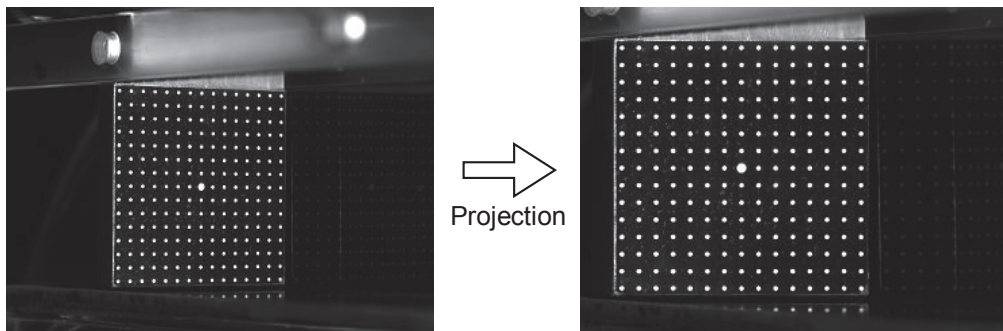


図 3.6 カメラパラメータを用いた基準点画像の逆投影。逆投影によってあたかも正面から観察したような画像が得られる

表 3.1 PIV の各種パラメータ (逆投影後画像に対する値)

Parameter	value
Grid size	16 pixel
Interrogation window size	33×33 pixel
Search window size	dependent on cameras, positions, and measuring phases
Magnification factor	0.0334 mm/pixel
Time interval between laser pulses	8 μ s for maximum phase, 10 μ s for the other phases

3.1.2 脈動周期中における粒子画像取得タイミング

前述のように本 PIV 計測は位相同期型であり、主流速度の加速時・最大時・減速時・最小時においてそれぞれ計測を実施した。主流の時間変化に対する粒子画像取得タイミングは、PIV 計測に先立って行われた熱線流速計を用いた速度計測によって確認された。図 3.7 に示すように、第 1 曲り入口の管路中心部に熱線プローブ（日本カノマックス，0251R-T5）を挿入した。PIV の粒子画像取得時刻はレーザの照射時刻と一致し、パルスレーザでは Q スイッチによって発振される。したがって、熱線流速計からの信号と Q スイッチの同期信号を同時記録することで、PIV 計測が実施される位相を速度波形に対して確認することができる。信号の取得にはデータロガー（グラフテック，midi LOGGER GL900）を使用した。なお、エンジンと PIV システムは点火信号によって同期されるので（図 3.5），点火タイミングの設定値を変更することでエンジンの位相に対するレーザ照射タイミング（カメラの動作も同様）を変更することができる。

図 3.8 に熱線流速計によって計測された速度時間波形を示す。グラフは脈動の 1 周期分（エンジン 1 サイクルの 1/4）を表示しており、各計測タイミングは×印で示されている。PIV 計測では、グラフ中に示されたタイミングにおいて、それぞれ 1,000 ペアの画像取得が行われた。同位相における 1,000 個の速度場を取得し、各タイミングの位相平均速度場が得られる。

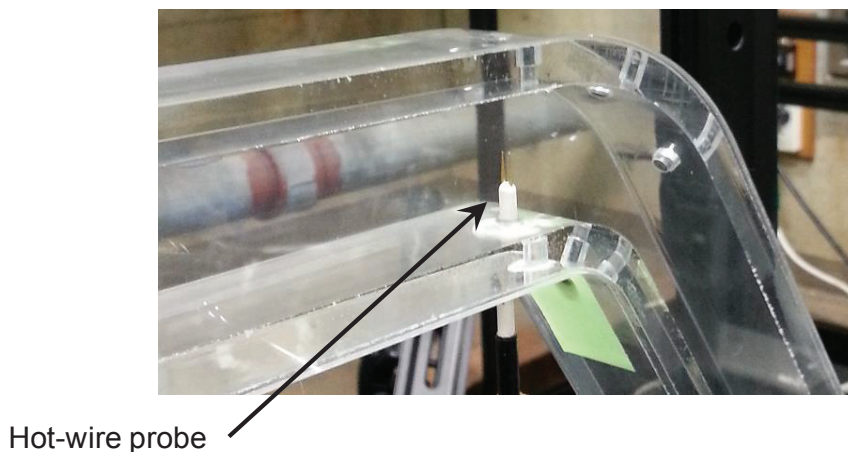


図 3.7 熱線流速計による主流速度の計測。熱線プローブは第 1 曲り入口の管路断面中心に挿入される

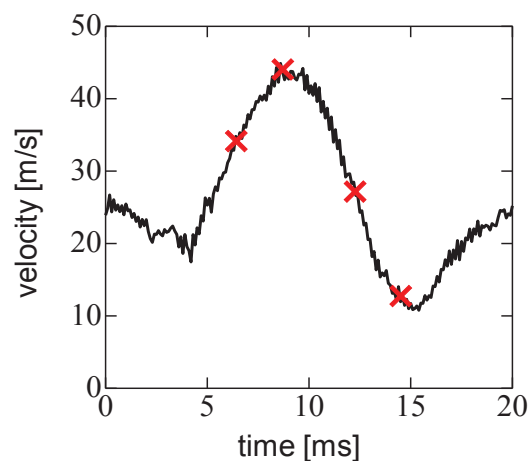


図 3.8 熱線流速計による測定結果. 第1 曲り入口の管路断面中心における瞬時の主流方向速度を表す. PIV 計測 (画像取得) タイミングは Q スイッチ同期信号によって確認され, グラフ中に×印で示される

3.2 数値計算法

前節の実験と同条件下の数値解析を、汎用 CFD コード CONVERGE (Convergent Science) を用いて実施した。計算にはマツダ株式会社の計算資源を使用した。

対象とした圧縮性流体の基礎方程式 (質量保存, 運動量保存, エネルギー保存) は次のようになる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial u_j \rho e}{\partial x_j} = -P \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(K \frac{\partial T}{\partial x_j} \right). \quad (3.3)$$

ここで, t : 時間, x_i : デカルト座標系, ρ : 密度, u_i : x_i 方向の速度, P : 圧力, e : 比内部エネルギー, K : 熱伝導係数, T : 温度である。また, σ_{ij} は応力テンソルであり, 粘性係数 μ とクロネッカーのデルタ δ_{ij} を用いて次式で表される。

$$\sigma_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right). \quad (3.4)$$

本計算では RANS による乱流解析を行った。RANS 計算における, 変数のレイノルズ分解によって得られる連続の式と Navier-Stokes 方程式は,

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0, \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\bar{\rho} \tilde{u}_i' \tilde{u}_j'), \quad (3.6)$$

となり, \tilde{u}_i は密度で重みをつけたファール平均値である。

$$\tilde{u}_i \equiv \frac{\bar{\rho} u_i}{\bar{\rho}}. \quad (3.7)$$

式 (3.6) の右辺第3項はレイノルズ応力である。

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u_i' u_j'} . \quad (3.8)$$

乱流モデルとして、RNG k - ε モデルを使用した。式 (3.8) のレイノルズ応力は次式で与えられる。

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} \right) . \quad (3.9)$$

μ_t は渦粘性係数であり、次式で得られる。

$$\mu_t = c_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} . \quad (3.10)$$

c_μ はモデル定数で、 k は次式で定義される乱流エネルギー、 ε は乱流散逸率である。

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} . \quad (3.11)$$

k - ε モデルでは、乱流運動エネルギー k と乱流散逸率 ε の輸送方程式を解くことで、レイノルズ応力項が決定される。 k と ε の輸送方程式はそれぞれ次のようになる。

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i k}{\partial x_i} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\mu}{Pr_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} - \rho \varepsilon , \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\mu}{Pr_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} - c_{\varepsilon 3} \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} + \left(c_{\varepsilon 1} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tau_{ij} - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon \right) \frac{\varepsilon}{k} - \rho R . \quad (3.13)$$

ここで、式 (3.13) 中の R は、

$$R = \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0) \varepsilon^2}{(1 + \beta \eta^3) k} , \quad (3.14)$$

であり、式 (3.14) 中の η は、

$$\eta = \frac{k}{\varepsilon} \left| \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right| , \quad (3.15)$$

である。式 (3.12) から (3.14) にはモデル定数が含まれ、RNG k - ε モデルでは繰り込み群理論 (Re-Normalization Group) から与えられる定数が使用される。モデル定数の一覧を表 3.2 に示す。

表 3.2 RNG $k-\varepsilon$ のモデル定数

Model variable name	value
C_μ	0.0845
$1/Pr_k$	1.39
$1/Pr_\varepsilon$	1.39
$c_{\varepsilon 1}$	1.42
$c_{\varepsilon 2}$	1.68
$c_{\varepsilon 3}$	-1.0
β	0.012
η_0	4.38

方程式はコロケート格子系の有限体積法によって離散化され、圧力・速度の連成解法には Pressure Implicit with Splitting Operators (PISO) 法が用いられる。計算空間は図 3.9 に示すように等間隔の直交格子によって離散化され、境界ではカットセル法が適用される。また、計算領域は S 字形状曲り管路に加え、その上流及び下流側の流路も一部再現されている (図 3.10)。計算セルの大きさは S 字形状管路内で 1 mm, その上流と下流に位置する円管内では 2 mm, 最下流のダクト部 (実験ではトレーサー粒子を含む気流排出用に用いられた) では 4 mm とした。最終的に生成された計算領域全体のセル数は 894,290 である。

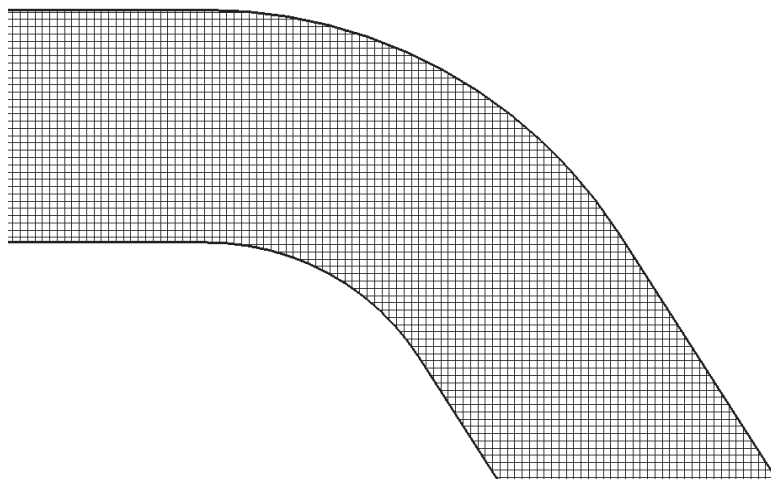


図 3.9 第 1 曲りにおける計算セル [125]. セルサイズ : 1 mm

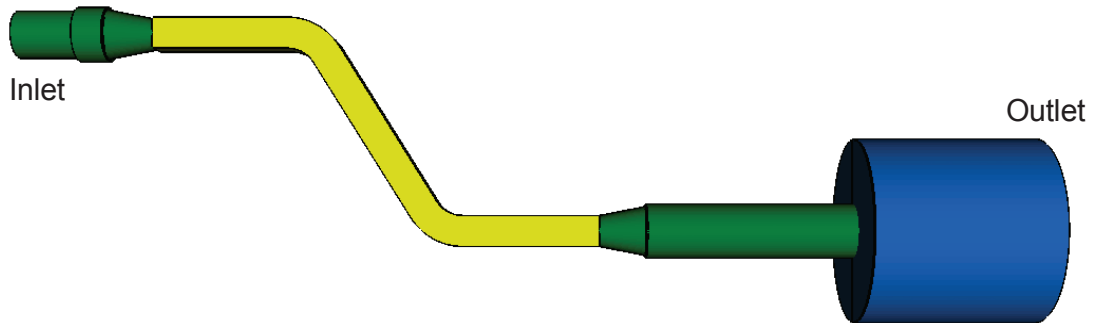


図 3.10 計算領域 [125]. S 字形状曲り管路は黄色, その上流・下流の円管部は緑色, 最下流のダクト部は青色で示される

流入境界では, 図 3.10 に示す計算領域の入口から 300 K の空気 (質量比: $N_2:O_2=0.768:0.232$) が流入すると仮定し, 速度の値として熱線流速計を用いて当該位置で計測された実験値を与えた (図 3.11). ただし, 計測された速度データに対して 50 サイクルのアンサンブル平均を施した. なお, 図 3.8 と波形が異なるのは計測位置が違うからである. また, 出口の圧力値は 0.1 MPa で一定とした. 速度に関する壁面境界条件には壁法則を適用し, 温度に関しては断熱壁を仮定した.

数値解析では, 実験で用いた管路とは異なる形状も対象とした. 図 3.12 に計算対象とした 2 種類の S 字形状曲り管路を示す. 違いは二つの曲り間に位置する直管部の長さであり, 別形状の管路は実験で使用したものより短い. この違いに起因する第 2 曲り後の渦構造の変化を調査する.

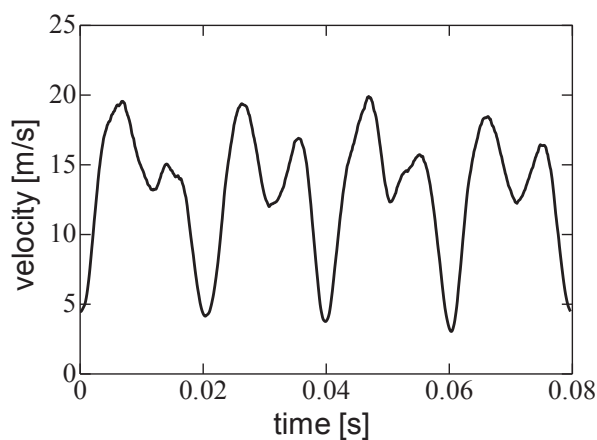


図 3.11 熱線流速計を用いて得られた流入速度 [125]. データはエンジン 50 サイクル分でアンサンブル平均化されている

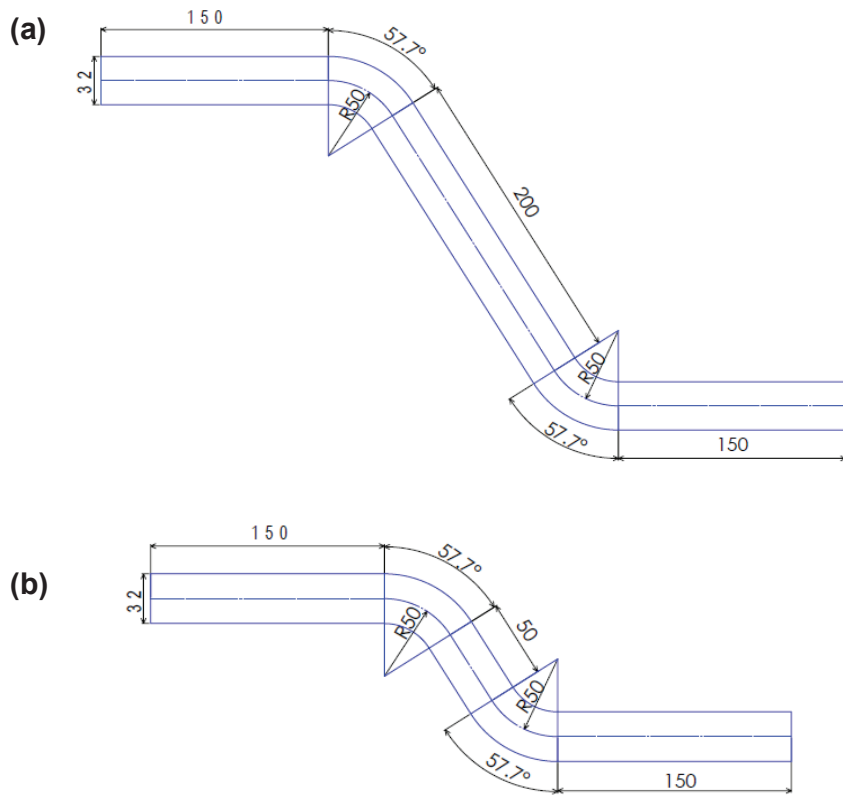


図 3.12 数値解析で対象とした管路形状 [131]. (a) 実験で使用した管路, (b) 曲り間の直管部が短い管路

3.3 結果と考察

3.3.1 ステレオ PIV 計測結果

図 3.13 に, 第 1 曲り出口から $1D$ 下流に位置する断面でのステレオ PIV 計測結果を示す. 2 種類の結果はいずれも主流の加速時における瞬時速度場であり, 面内速度をベクトル, 面外速度 (主流速度) をカラーコンターで表している. 速度場の図は, 管路の下流から観察するように表示されており, 第 1 曲りでは上側 ($y = 16 \text{ mm}$) が曲りの外壁, 下側 ($y = -16 \text{ mm}$) が内壁に相当する (以後, 同様の方法で示す). 図 3.13(a) を見ると, 面内速度は主流の高速度域にて曲り外壁方向に向かう二次流れが存在する. 図 3.13(b) は同位相でかつ異なるサイク

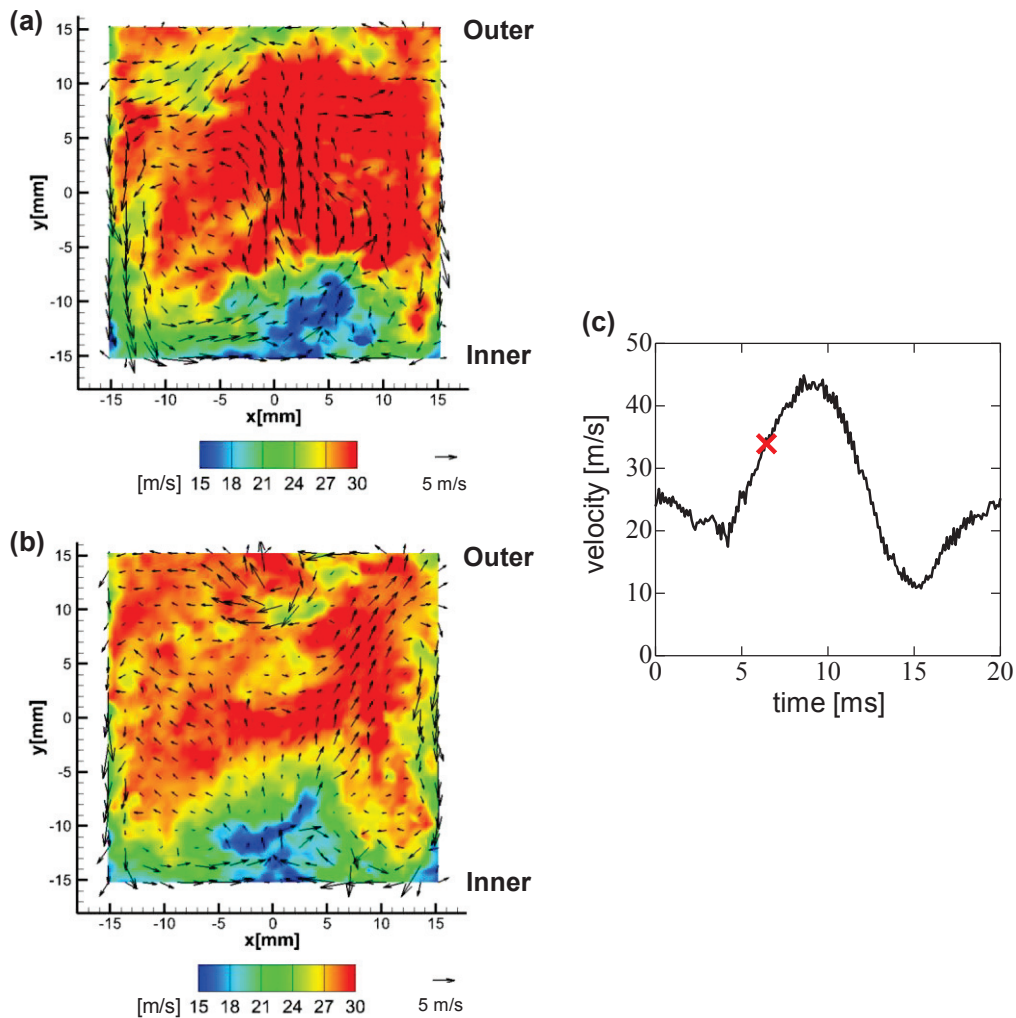


図 3.13 第 1 曲り出口から $1D$ 下流で, ステレオ PIV によって得られた瞬時速度場 [126].
(a) あるサイクルの主流加速時, (b) その次のサイクルの同位相時. (c) 熱線流速計で得られた瞬時の速度時間波形. 速度場取得の位相は×印で示される. なお, ベクトルの表示頻度は実際のデータ解像度の $1/3$ であり, 以後同様とする

ルにおける瞬時速度場であるが、主流高速域にて外壁側のコーナー ($x = 16 \text{ mm}, y = 16 \text{ mm}$) に向かう二次流れが観察される。主流高速域では面内で相対的に強い遠心力の支配下にあるので、外壁方向の二次流れが発生するわけであるが、サイクルごとに流れ場の様相は少々異なるようである。サイクルごとの変動成分は、乱流変動であるとみなされる場合もあるが [3]、実際には時間的により大スケールのサイクル間変動も含むので [6, 8]、その解釈は極めて難しい。

いずれにせよ、瞬時速度場には変動成分が含まれるので、流れ場の空間的に大スケール構造を理解するのは困難である。そこで、位相平均によって変動成分を除去する。サンプル数に対する平均の収束性は Bückner et al. [7] と同様の方法で検証された。収束性は、

$$\frac{\|\phi_N - \phi_{N-1}\|}{\|\phi_N\|}, \quad (3.16)$$

で定義される。ここで、 ϕ は 3 成分の離散速度データであり、 ϕ_N は N サイクル分の平均値を意味する。また、 $\|\cdot\|$ は L2 ノルムを表す。式 (3.16) に基づく収束性を全条件について計算した。代表的に第 2 曲り、主流加速時における収束性検証結果を図 3.14 に示す。言うまでもないが、平均に用いるサイクル数の増加とともに収束性が向上する。 $N = 1,000$ の時に、全条件で収束性は 0.4% 以下になることが確認された。また、95% 信頼区間を全データに対してそれぞれ計算すると、最大で $\pm 0.9 \text{ m/s}$ (この時の平均値は 13.9 m/s) となった。以上より、 $N = 1,000$ あれば十分収束した平均値を得ることができるといえる。

図 3.15 は第 2 曲り、加速時における面内速度から計算される渦度場 (渦度ベクトルの面外成分) である。図 3.15(a) は瞬時速度から得られる渦度場であり、小スケールの渦が多数存在する。一方、図 3.15(b) に示される位相平均速度から得られる渦度場を見ると、変動成分が除去されたことで四つの明確な渦が観察される。これらは、Dean 渦と Lyne 渦であるが、詳細は後述する。

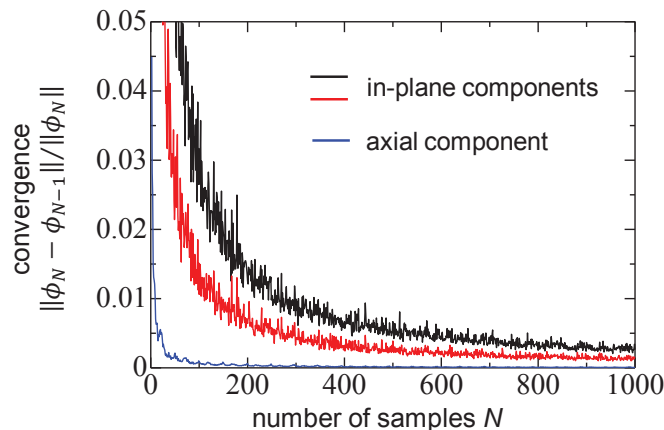


図 3.14 第 2 曲り出口から 1D 下流、主流加速時のステレオ PIV 計測結果に関する位相平均の収束性

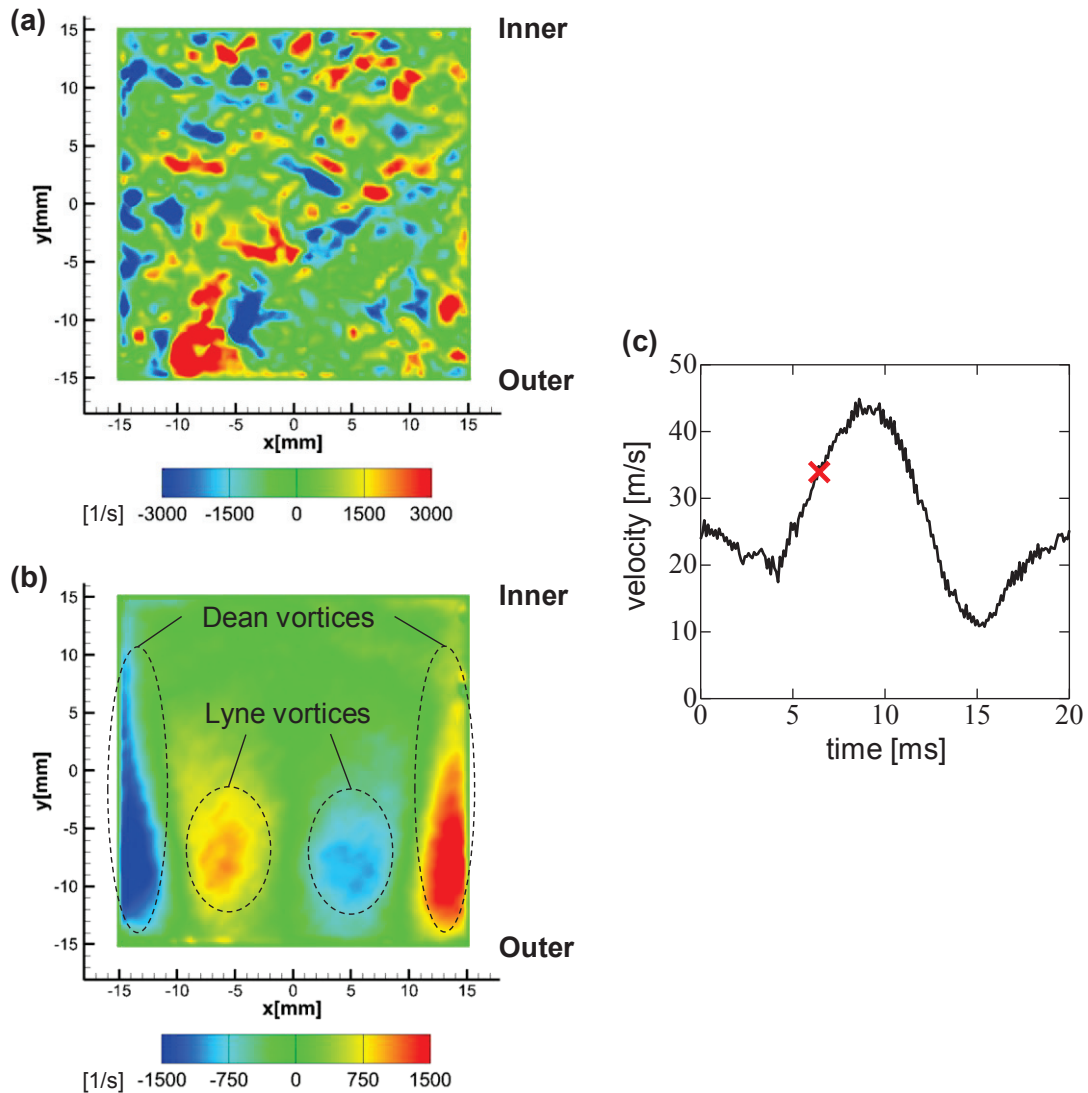


図 3.15 第2曲り出口から1D下流、主流加速時のステレオ PIV 計測で得られた速度データから計算される渦度場 [126]. (a) 瞬時速度に基づく渦度場, (b) 位相平均速度に基づく渦度場. (c) 熱線流速計で得られた瞬時の速度時間波形. 速度場取得の位相は×印で示される

各位相における第1曲り後の位相平均速度場を図 3.16 に示す. なお, 速度の面外成分を表すカラーコンターは位相ごとに変えている. まず, 面内速度 (= 二次流れ) に注目すると, 管路中央 ($x = 0$ mm) 辺りでは曲り内壁から外壁へ向かう流れが存在する. 反対に, 左右の壁面近傍 ($x = \pm 15$ mm) の二次流れは内壁方向である. これにより, 断面内で二つの循環が発生し, これは Dean 渦に近い構造である. 定性的観察になるが, 二次流れ構造については, 概して位相による違いはないようである. 曲り管内の脈動乱流場における Dean 渦の発生は, Kalpakli et al. [38] の実験結果と一致している. 彼らは, 主流減速過程の Dean 渦構造

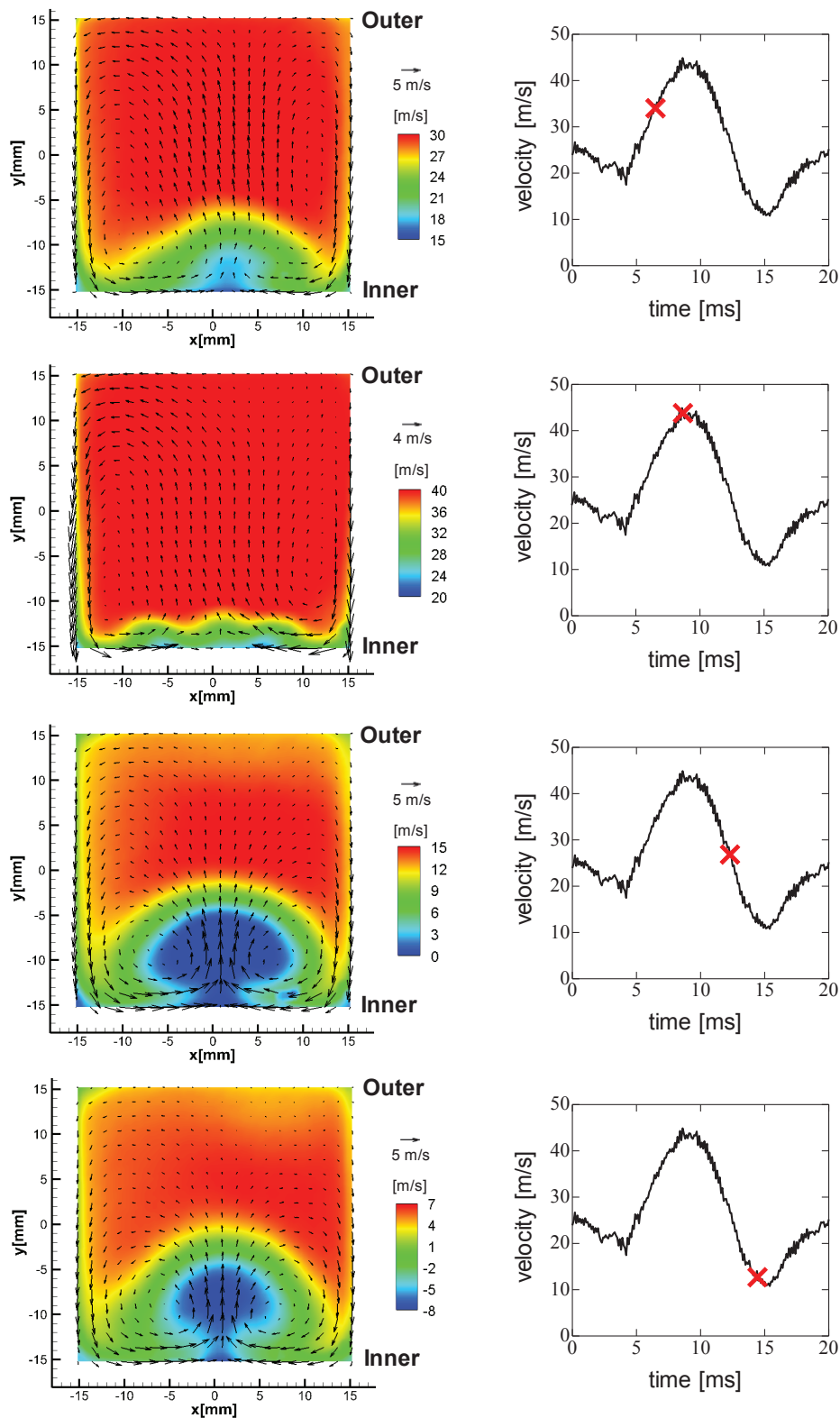


図 3.16 第1曲り出口から1D下流の位相平均速度場[126]. 上か順に、主流加速時・最大時・減速時・最小時である. 右列のグラフは熱線流速計で得られた瞬時の速度時間波形であり、速度場取得の位相は×印で示される

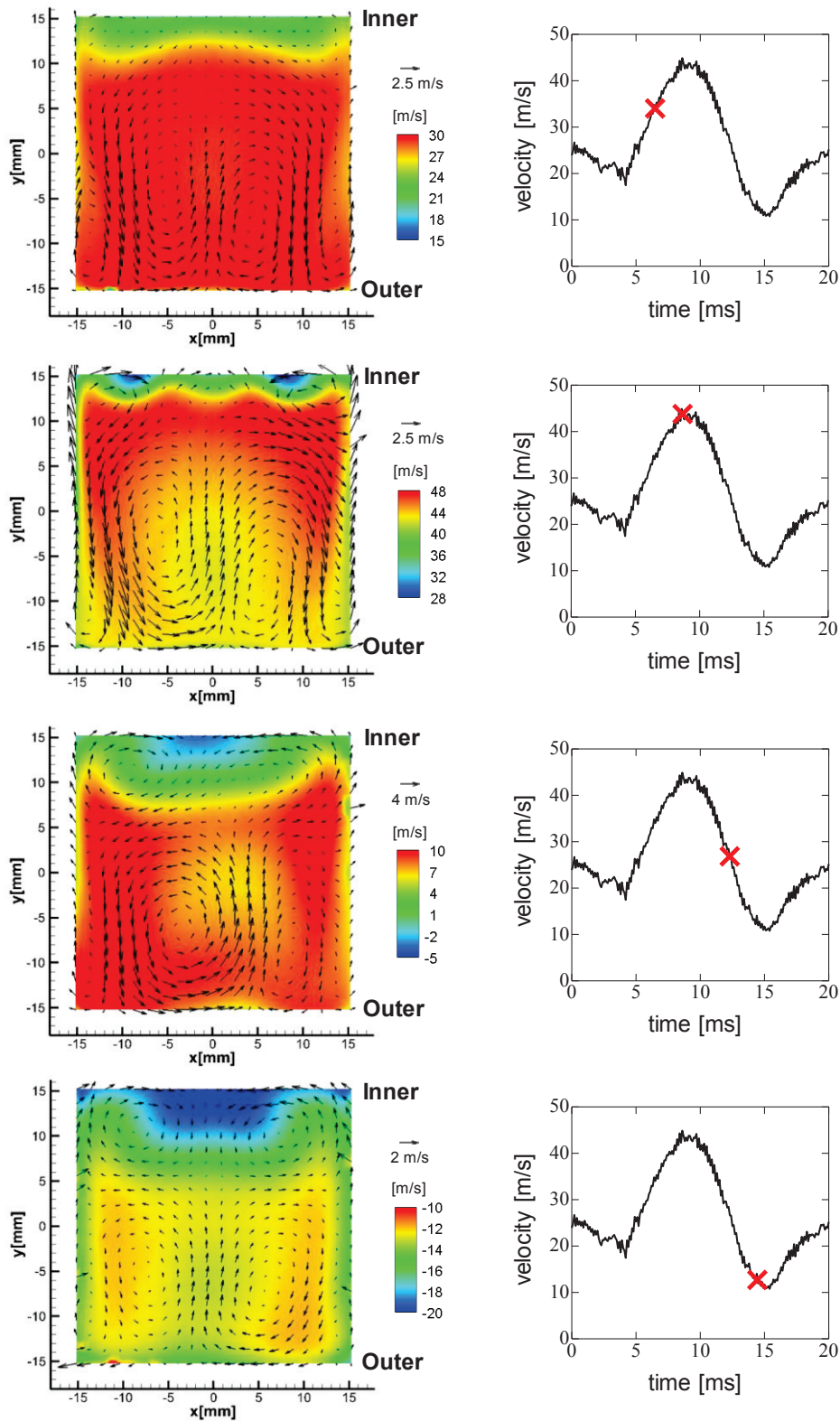


図 3.17 第2曲り出口から1D下流の位相平均速度場[126]. 上か順に、主流加速時・最大時・減速時・最小時である. 右列のグラフは熱線流速計で得られた瞬時の速度時間波形であり、速度場取得の位相は×印で示される

を「rounded (丸みを帯びた)」と表現したが、この傾向も図 3.16 (減速時・最小時) から見て取れる。面外速度 (主流速度) 分布については、特に減速時・最小時において高速域が外壁側に現れる傾向が顕著である。これは、曲り内部の内壁側で発生した高速域が、Dean 型の二次流れに従って外壁側へと対流することに起因する (2.2.1 項及び図 2.7 参照)。減速過程でこの傾向が強くなるのは、主流速度の大きさに対して二次流れが相対的に強いためである。また、最小時では、内壁側に負の主流速度 (= 逆流) が存在し、主流断面にて観察された局所的逆流現象 (第 2 章) と一致する。

第 2 曲り後の位相平均速度場を図 3.17 に示す。面内速度の様相は、全位相について第 1 曲りと異なるようである。管路中央 ($x = 0 \text{ mm}$) 付近では内壁方向の二次流れが誘起され、左右の壁面に近づくと $x = \pm 10 \text{ mm}$ 辺りで外壁方向になる。これにより断面内に存在する渦は Dean 型と逆回転である Lyne 型の構造に近い。内壁方向の二次流れが発生する傾向は、Ng et al. [86] による S 字形管路内乱流の実験的研究においても報告されている。S 字形管路では、第 1 曲りで発生する Dean 渦の回転方向が第 2 曲りでは Lyne 渦の回転方向と一致する。ゆえに、Lyne 渦のような二次流れの発生は、第 1 曲りにおける Dean 型の二次流れが第 2 曲りに伝播することに起因すると解釈できる [87]。これについては次項で考察するが、実際には、第 1 曲りの二次流れの影響によって生じる第 2 曲り流入部における主流の偏流が支配的である。また、Lyne [94] によって示された振動流下で発生するオリジナルの Lyne 渦構造 (図 1.22) と同様に、断面内には Dean 渦と同回転方向の渦も存在する (図 3.15b 参照)。特に最小時には曲り内壁側に明瞭な Dean 渦が観察される。これは、曲り内壁側の非常に強い逆流 ($w = -20 \text{ m/s}$ に達する) によって遠心力方向の二次流れが局所的に誘起されるためである。二次流れを構成する渦の回転方向が第 1 曲りと逆であるため、第 1 曲りで観察されたような、明確な主流高速域の外壁方向へのシフトは観察されない。

3.3.2 CFD 解析結果

本項では、CFD 解析 (3.2 節) で得られた結果を用いて、S 字形管路を通過することで生成される二次流れ構造に対する考察を行う。最初に、ステレオ PIV 計測結果との簡単な比較を行う。図 3.18 に、主流最大時における第 2 曲り後の主流速度分布に関する PIV と CFD の両結果を示す。定量的には両者に差異が認められるが、曲り内壁側で速度がわずかに大きくなる傾向については CFD でも再現されていることが分かる。曲り後の主流挙動は二次流れ構造の影響下にあるため、CFD は二次流れについてもある程度の再現性を有しているものと考えられる。実際、CFD における主流最大時の二次流れ (図 3.19) を見ると、計測結果と同様に断面の中央部にて一対の Lyne 渦が観察される。本数値解析は RANS ベースであることから、例えば Swirl-switching (1.2.1 項 c) のような乱流の非定常的特性は、統計量にすぎない乱流運動エネルギー k に内包されるだろうし、 $k-\epsilon$ モデルでは乱流の非等方性が考慮されないため第 2 種二次流れ (1.2.1 項 d) は再現されない。しかし、重要なのは、本数値解

析が不確かな要素を含むとしても、位相平均的な構造中に現れる Lyne 渦（図 3.15b 及び図 3.17）を再現することができる点である。つまり、第2曲り後の Lyne 渦の生成については、平均的な数値解を与える $k-\varepsilon$ モデルを用いた CFD 解析でも十分議論できると考えられる。

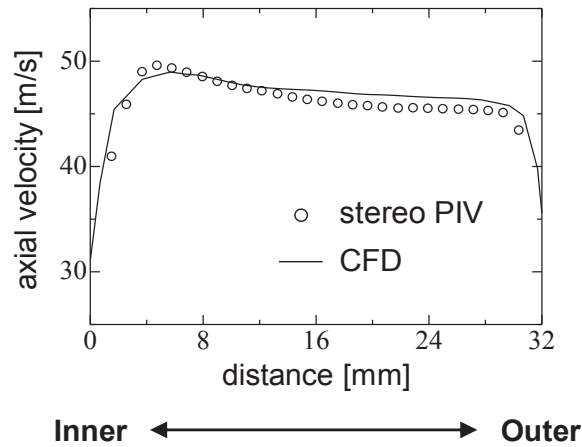


図 3.18 第2曲り出口から 25.2 mm※下流，主流最大時のステレオ PIV 計測結果と CFD 解析結果の比較 [125]. 速度は，管路中央で曲り外壁方向の直線上におけるデータである。※文献 [125] から引用したので計測位置が前項（1D 下流）と異なる

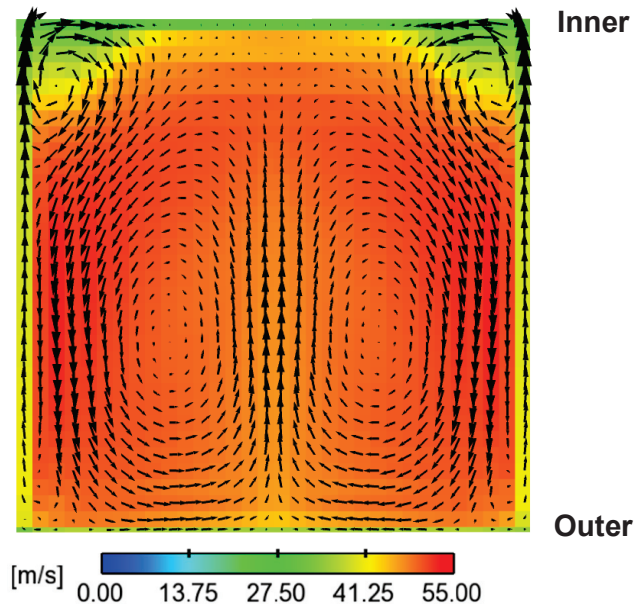


図 3.19 第2曲り出口から 25.2 mm 下流，主流最大時の CFD 解析結果 [125]. ベクトルが二次流れ，カラーコンターが主流速度分布を表す

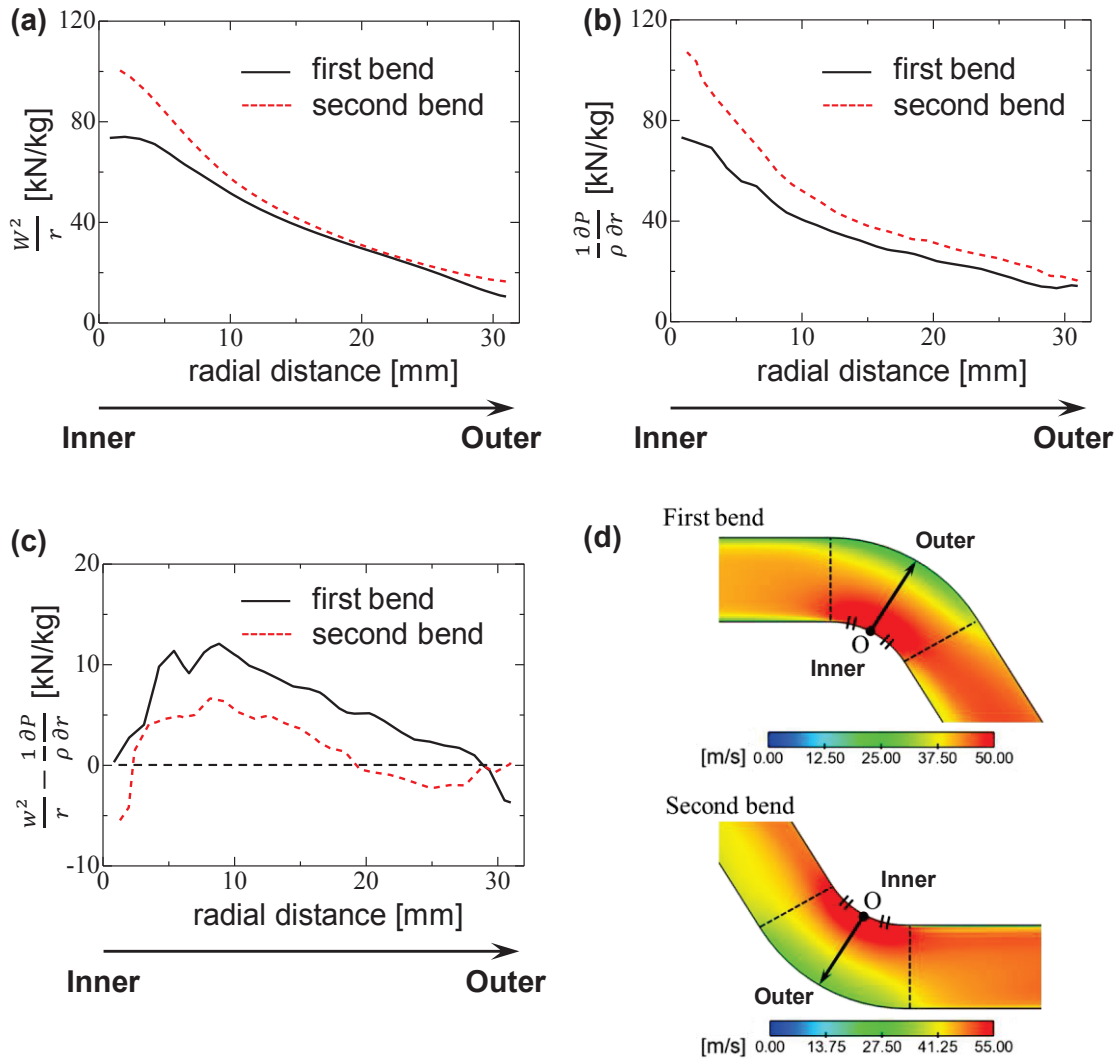


図 3.20 各曲りにおける半径方向の遠心力 (a), 圧力勾配 (b), その合計値 (c) [125]. グラフ横軸の定義は中央断面における速度分布 (カラーコンター) 上に示される (d)

第1種二次流れは、曲りによって管軸方向以外にも圧力勾配を生じることで発生する。観測者を曲り管路の断面内に設置する座標系 (図 1.3 に示す座標系や円筒座標系等) で考えると、曲りでは流体に作用する遠心力と圧力勾配の局所的な不釣り合いが発生し、これが要因で面内に流体運動を生じる、と解釈できる。前項で述べたように、第1曲りでは Dean 渦、第2曲りでは主に Lyne 渦が発生するが、これを簡略的に捉えると、管路の中央 (図 3.16, 3.17 における $x=0$ mm 上) における二次流れが外壁方向 (Dean 渦の場合) なのか、もしくは内壁方向 (Lyne 渦の場合) なのかで整理できる。したがって、次に示す曲り管路中央の半径方向における力を検証することで、各曲りで生じる二次流れ構造を特徴づけることができる。

$$\frac{w^2}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}. \quad (3.17)$$

ここで、 r は曲りの曲率中心からの半径方向距離、 w は管軸方向の速度、 ρ は流体の密度、 P は圧力である。第1項は遠心力に相当し、第2項は半径方向の圧力勾配である。なお、式(3.17)は円筒座標系の Navier-Stokes 方程式に由来するものであり、詳細は付録 B に記載する。この値が大きいと、外壁方向の二次流れを誘起する駆動力が大きくなり、Dean 渦の発生につながる。

CFD 解析で得られた数値解を式(3.17)に代入し、半径方向にプロットすると図 3.20 のようになる。図中には、式(3.17)の各項（遠心力、圧力勾配）についてもそれぞれ示している。なお、検討対象とした位相は代表的に主流最大時とする。遠心力項に着目すると、曲りの内壁側ほど大きな値をとることが分かる。これは、図 3.20(d)に示すように曲り内壁側の主流速度が大ききことと、内壁ほど当然曲率半径が小さいことの二つの効果が影響している。また、圧力勾配項も遠心力項と同様の傾向を示すようである。それぞれの項で見ると第1・第2曲りで明確な差異は認められないが、式(3.17)で計算される符号を考慮した各項の合計値では、第2曲りの方が全体的に小さな値をとることが分かる。特に第2曲り外壁側は、値が負になるという顕著な傾向を示す。式(3.17)は外壁方向を正としているので、第2曲りでは内壁方向へ流体を加速される力が局所的に存在することになる。このことは、第2曲りで Lyne 渦が発生する事実と辻褃が合う。

第2曲りの特に外壁側にて圧力勾配に対する遠心力が相対的に小さくなる原因は、第2曲り上流側の直管部における偏流現象にある。図 3.21(a)は、直管部の代表的な三つの断面における主流速度分布を表している。第1曲り出口では内壁側に主流高速域が発生する。直管部では高速域が Dean 型の二次流れに従って対流し、第2曲り入口の外壁側では相対的に低速な領域が生まれる。これが遠心力の低下を招くことになる。

図 3.21(b)は直管部が短い形状（図 3.12b）に対する CFD 解析結果であり、直管部における主流速度分布を表している。第1曲り出口では Dean 渦が発生するが（結果は省略）、直管部が短いと第2曲り入口の偏流傾向は、図 3.21(a)に示す結果と比べて小さい。そのため、第2曲り通過後の渦構造にも違いが生じる。

ここで、速度勾配テンソルの第2不変量 [132] を用いて管内の3次元的な渦構造を可視化する。第2不変量は、速度勾配テンソルの対称成分 S_{ij} 、と非対称成分 Ω_{ij} を用いて、

$$Q = \frac{1}{2} (\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}), \quad (3.18)$$

で表される。 Q 値を使うことの利点は座標系に依存しないことであり、曲りを含む管路内でも3次元的に渦構造を同定することができる。図 3.22 は2種類の形状における $Q = 1.0 \times 10^5$ [$1/s^2$] の等値面を表す。直管部が長い管路では、第1曲り後の Dean 渦に相当する2本の渦

管が観察され、これらは直管部を通じて第2曲りへと向かう。第2曲り後は多数の渦管が出現し、これらは第2曲り後の断面内に観察される Lyne 渦や Dean 渦に相当する。一方、それと比較して直管部が短い管路では、第2曲り後においても多数の渦管が現れない。直管部が短い方が、第1曲りで生成される二次流れがその強度を維持したまま第2曲りへと流入するはずであるが、それよりも曲り直前の偏流の方が二次流れ構造を決定する因子としては重要であることを意味している。

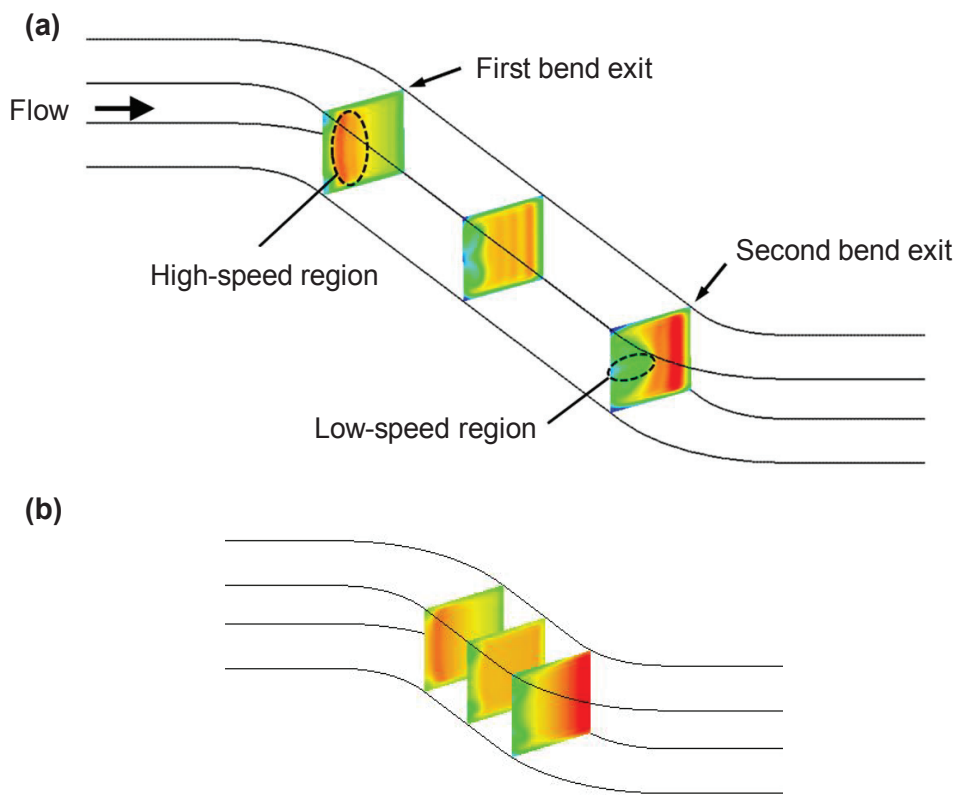


図 3.21 二つの曲り間に位置する直管部における主流速度分布 [125, 131].
(a) 直管部長い管路 (実験で使用した管路: 図 3.12a), (b) 直管部が短い形状 (図 3.12b)

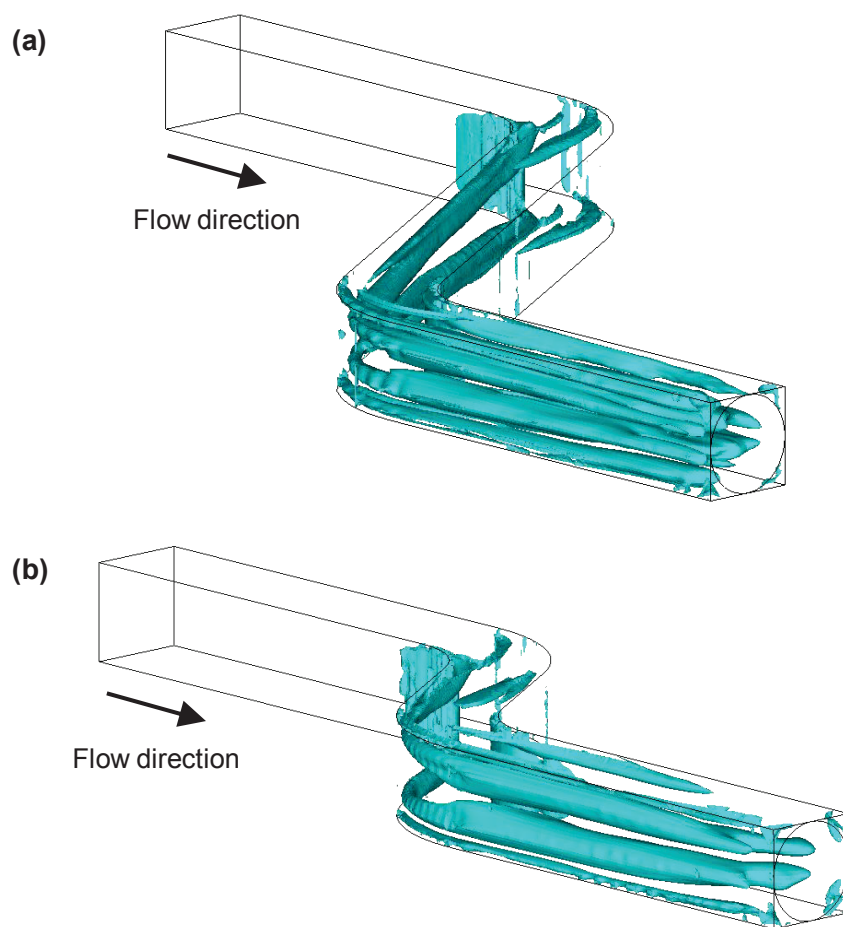


図 3.22 第 2 不変量 $Q = 1.0 \times 10^5 [1/s^2]$ の等値面 [131]. (a) 直管部長い管路 (実験で使用した管路 : 図 3.12a), (b) 直管部が短い形状 (図 3.12b)

3.4 第3章のまとめ

本章では、実機エンジンを流れの発生源とした S 字形状曲り管路内の脈動乱流場に対する位相同期型のステレオ PIV 計測を行い、主に各曲りで発達する二次流れ構造を示した。また、RNG $k-\varepsilon$ モデルを用いた CFD 解析を行い、二次流れの生成機構等の考察を与えた。なお、本章で論じた現象は、いずれも位相平均的な速度場に基づく。主な知見を以下に示す。

- (1) 第 1 曲り出口から $1D$ 下流の管路断面内では、Dean 渦から構成される二次流れが現れる。この傾向は PIV を行った全位相（主流加速時・最大時・減速時・最小時）で共通である。
- (2) 第 2 曲り出口から $1D$ 下流の位置では、断面の中央部に Lyne 渦と同回転方向の二次渦が発生する。Lyne 渦は PIV を行った全位相で現れ、Dean 渦を管壁に押し寄せるように存在する。
- (3) RNG $k-\varepsilon$ モデルによる CFD 解析によって、Lyne 渦の生成等、位相平均的かつ定性的な流動特性を再現することができる。
- (4) 曲り内部で流体に作用する外壁方向の力について、CFD 解析で得られた数値解を用いて検証した。第 2 曲りにおける力の値は第 1 曲りでの値よりも全体的に小さく、局所的に負になる箇所も存在する。これにより、第 2 曲りでは内壁方向の二次流れが誘起され、Lyne 渦の生成につながる。
- (5) 上記(4)は、第 1 曲りで生成された Dean 型の二次流れに従って、主流高速域が直管部にて対流することに起因する。第 2 曲り入口では、断面内で相対的に低速な領域が出現し、これが遠心力の低下を招く。
- (6) CFD 解析は曲り間の直管長さが短い形状に対しても実施され、第 2 不変量を用いて 3 次元な渦構造を可視化した。第 1 曲り後は 2 本の大きな渦管（Dean 渦に相当する）が共通して生じるが、第 2 曲り後は直管長さによって違いが現れる。直管が長い方が、第 2 曲り後の渦管が多く、複雑な様相を示す。要するに、直管が長いことは、第 1 曲りの残留二次流れに従う対流の影響下にある区間が長くなることを意味し、第 2 曲りの入口で強い偏流を伴うことになる。

第4章

二次流れの非定常的特性

1968年に発表された Tunstall & Harvey [58] の論文で、曲り管内乱流場特有の非定常現象 (図 1.10) が報告され、曲りの影響下にある組織構造的な特性が示唆された。現在では「Swirl-switching (図 1.11)」として知られており、二次流れを構成する渦の振動現象を指す用語として浸透している。Swirl-switching に関する研究は現在でも活発であり、実験・数値解析両面からの現象解明が行われている。Swirl-switching の起源については、曲り上流部の大規模構造 (VLSM) が対流する説 [60, 66-68] や、曲り部 (特に内壁側) から発生する説 [59, 69, 70] 等がある。

繰り返しになるが、脈動を有する曲り管内乱流場を対象とした研究は少なく、組織構造的な特性を含む非定常現象については未だ解明されていない。Kalpakli et al. [38] の研究は、流れの条件 (Dean 数 : $Dn = 15,000$, Womersley 数 : $\alpha = 41, 71$) や第1種二次流れに着眼している点等含めて本研究と非常に近いが、脈動周期中における Dean 渦の発生が示されたにすぎない。

本章で扱う実験的研究では、曲り管内脈動乱流場における大スケール構造の非定常的特性に着目する。ただ、第2章及び第3章で扱った実験のように実機エンジンを用いて脈動流を発生させると、上流部の複雑な流路系に起因して脈動波形に複数の周波数成分を含むことになる (例えば図 2.6)。そこで、脈動流特有の加速・減速を、流れ場に対する影響因子として適切に評価するために、専用の脈動流発生装置を用いて理想的な流入条件を生み出す。流れの条件は、Reynolds 数が $Re = 37,800$ 、Womersley 数が $\alpha = 59.1$ である。脈動周期よりも小さい時間スケールを有する非定常現象を捉えるために、高い時間分解能を有するステレオ PIV (サンプリングレート : 5 kHz) を計測装置として導入する。また、定常条件 ($Re = 36,700$) における実験も行い、脈動条件下の結果との比較、及び Swirl-switching 現象に対する考察を行う。なお、速度の時空間データから大スケール構造を抽出する数学的手法として POD を採用する。ただし、本章の最後に示す POD は、周波数領域での解析を行うスペクトル POD (spectral POD) と呼ばれる手法である。

4.1 実験方法

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 (図 4.1) にて実施された。本節では最初に、実験における流れの発生方法と流路系について説明する。次に、速度場計測法である時系列ステレオ PIV に触れる。



図 4.1 実験設備の写真

4.1.1 脈動流発生装置と流路系

脈動流発生装置（回転円盤装置）の概略図を図 4.2 に示す。本装置は広島大学ものづくりプラザによって製作された。脈動の発生原理は Benjamin et al. [21] や Hirata et al. [133] と同様に回転円盤方式に基づく。円盤には四つの通気口が開けられており、三相誘電モータ（三菱電機, SF-JR）によって回転される。モータの回転数はインバータ（三菱電機, FR-D710W-0.2K）を用いて制御される。

図 4.3 に流路系全体の概略図を示す。電動送風機（昭和電機, EM-H22）によって気流が供給され、管路断面が回転円盤装置によって周期的に遮断されることにより脈動流が発生する。PIV のトレーサ粒子となるオイルミスト（気流に対する追従性については付録 A を参照のこと）は、ラスキンノズルタイプのミスト発生装置（フローテック・リサーチ, FtrOMG）によって生成され、直円管部から導入される。

計測領域は正方形断面（水力直径： $D=32\text{ mm}$ ）を有する曲り管路であり、第 2 章及び第 3 章と同様に二つの曲り（第 1 曲り、第 2 曲り）と直管部から構成される。第 1 曲りの上流・下流側には長さ $25D$ の直管が設置され、二つの曲りは長さ $5D$ の直管で接続される。各曲りは図 4.3 の右上に示すように、曲率半径が $R=1.5D=48\text{ mm}$ 、曲げ角が 90° である。また、管路は透明アクリル製である。アクリル・空気間における光の屈折の影響で生じる画像のひずみを避けるために、管路の外表面（正方形断面なので当然管路内側も）は平らに加工してある。

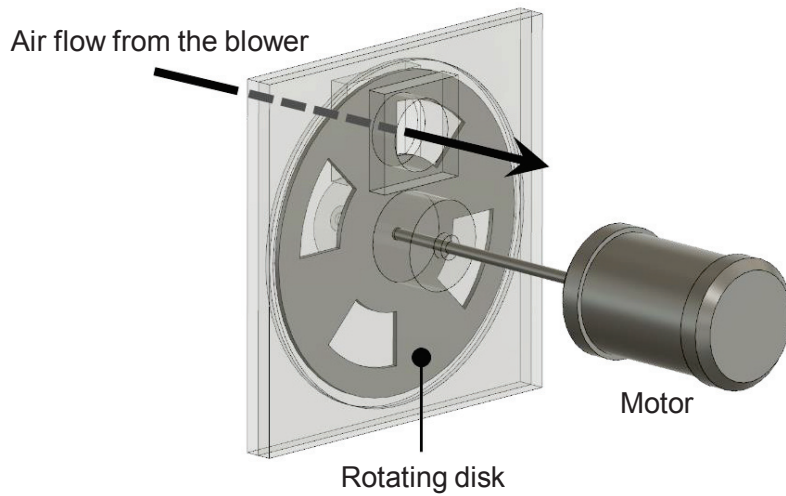


図 4.2 脈動流発生装置（回転円盤）の概略図

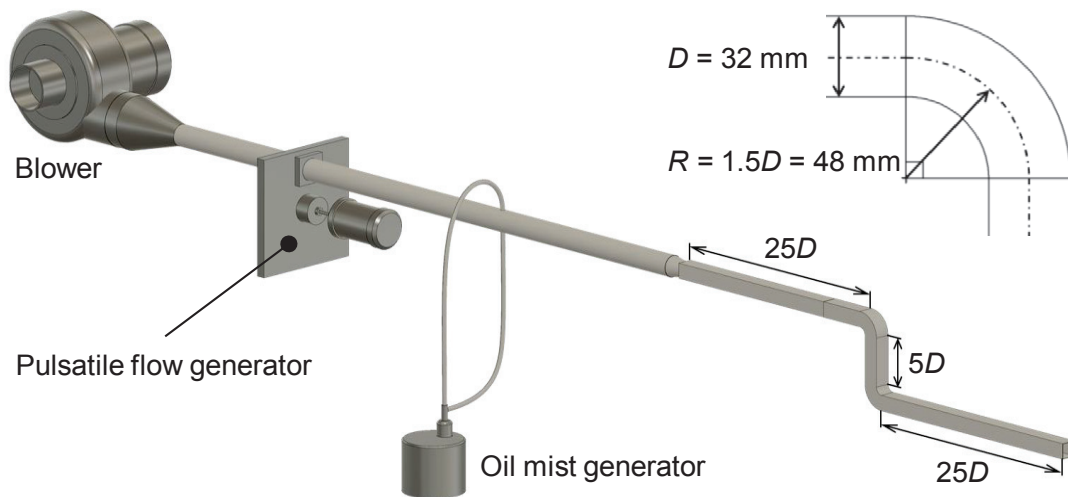


図 4.3 管路全体の概略図と曲り管路形状（右上）

4.1.2 時系列ステレオ PIV

時系列ステレオ PIV (time-resolved stereo particle image velocimetry : TRS-PIV) とは、言うならば第 2 章の時系列 PIV と第 3 章のステレオ PIV を組み合わせたような手法である。カメラを 2 台使用するので、2 次元断面内の速度 3 成分を取得でき、高速度カメラ及び高周波発振が可能なレーザを用いることで高い時間分解能を実現できる。本手法を用いて各曲り出口から $1D$ 下流に位置する断面内と、上流側の特性を知るために第 1 曲り入口から $3D$ 上流に位置する断面内にて速度場計測を実施した。ここで、第 1・第 2 曲り後の計測断面にお

ける座標系の定義を図 4.4 に示す. x_1 と x_2 は主流断面 (管路の対称面) に垂直方向であり, y_1 と y_2 はそれぞれ曲りの外壁方向及び内壁方向である. z_1 と z_2 は管軸方向に一致する. また, 原点は計測断面の中心に位置する. 本章では, (x_1, y_1, z_1) 及び (x_2, y_2, z_2) 座標系における速度成分を (u, v, w) で表す.

計測のサンプリングレートは 5 kHz であり (第 1 曲り上流の計測では 10 kHz で行った), これは Strouhal 数 ($St = fD/\overline{w}_b$, f : 周波数, D : 管路の水力直径, \overline{w}_b : 計測結果に基づく時間平均バルク速度) では $St = 8.67$ に相当する. 筆者の文献調査によると, Swirl-switching の振動周波数は最大で $St \approx 10^{-1}$ オーダーなので, 本計測は Swirl-switching のような大スケール構造の非定常性を捉えるのに十分高いサンプリングレートを有しているといえる.

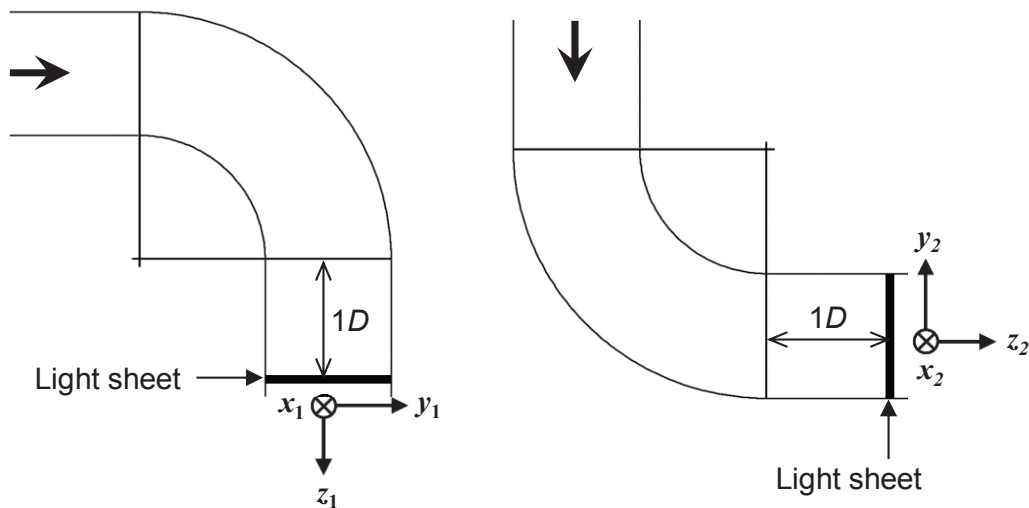


図 4.4 座標系の定義. (左) 第 1 曲り, (右) 第 2 曲り

図 4.5 に計測領域となる管路と PIV システム (カメラ, レーザ) の概略図を示す. 光源はダブルパルス Nd:YAG レーザ (Continuum, Mesa PIV) であり, 計測では 5 kHz の繰り返し周波数で発振した. この時の最大出力性能は 1 パルスあたり 9 mJ である. レーザから発振される点光源はシリンドリカルレンズを通して厚み 2 mm のシート光に変換される. 粒子像の撮影には高速度撮影が可能な CMOS カメラ (Photron, FASTCAM SA-Z) を用いた. 計測ではフレームレート: 10,000 fps, 解像度: 1,024 × 1,024 pixel で撮影を行った. 2 台のカメラにはニコン製の 105 mm レンズを, Scheimpflug 条件 [129] を満たすように傾斜付きでマウントした. 物体空間と画像平面との位置関係を求めるカメラ校正は, 3.1.1 項に記載した方法で実施された. カメラパラメータの計算にはフローテック・リサーチのソフトウェア ISCC を使用した.

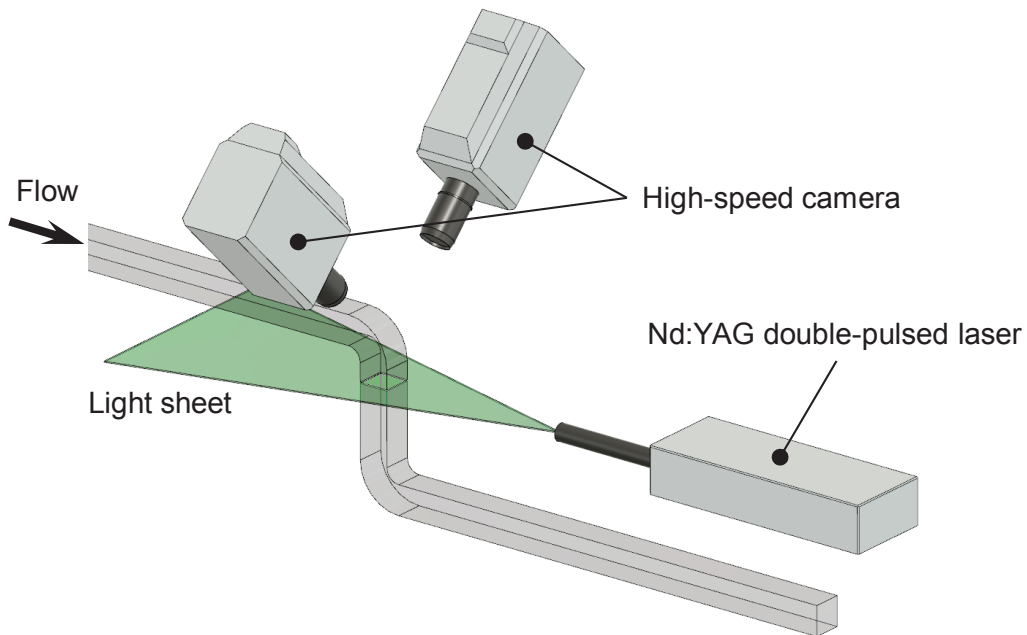


図 4.5 計測領域と時系列ステレオ PIV システム

PIV 計測システム (Nd:YAG レーザ, 2 台の高速度カメラ) はディレイパルスジェネレータ (フローテック・リサーチ, FtrVSD2000) を用いて同期される. 図 4.6 に計測システムの信号系を示す. 2 台のカメラのうち, 1 台はマスターカメラ, もう 1 台はスレーブカメラとして動作する. カメラのフレームレートは 2 台とも 10,000 fps (露光時間: 98.4 μ s) である. マスターカメラから垂直同期信号 (10 kHz) を出力させ, これをスレーブカメラに入力することでマスターカメラとの外部同期が実現する. さらに, スレーブカメラから, フレームレートに 0.5 倍を乗じた 5 kHz の垂直同期信号を出力した. この信号をディレイパルスジェネレータに入力し, 特定の遅れ時間を与えてレーザ発振用の信号 (ダブルパルスなので二つの信号) を生成した. 遅れ時間を適切に設定し, フレームストラドリング法による撮影を行った. また, レーザの発光間隔は Si ディテクタ (Thorlabs, DET10A/M) を用いて測定され, この値を PIV 解析に反映した. また, 回転円盤装置には光電式回転検出器 (小野測器, LG-9200) が取り付けられており, 1 回転あたり 1 回のパルス信号が出力される. この信号を各カメラの録画開始トリガーした. 信号に含まれる高周波ノイズを除去するために, ローパスフィルタ (エヌエフ回路設計ブロック, デュアルチャネルプログラマブルフィルタ 3624) を光電式回転検出器・カメラ間に設置した.

ベクトルの演算方法は 3.1.1 項に記載した方法とほぼ同様であり, 各種パラメータが異なるのみである. 計算にはフローテック・リサーチのソフトウェア FtrPIV が使用され, カメラパラメータを用いて逆投影された画像に対してベクトル演算を実施した. 相関計算は直接相互相関法に基づき, 計算格子点を画像中に 22 pixel 間隔で配置した. 検査窓サイズは

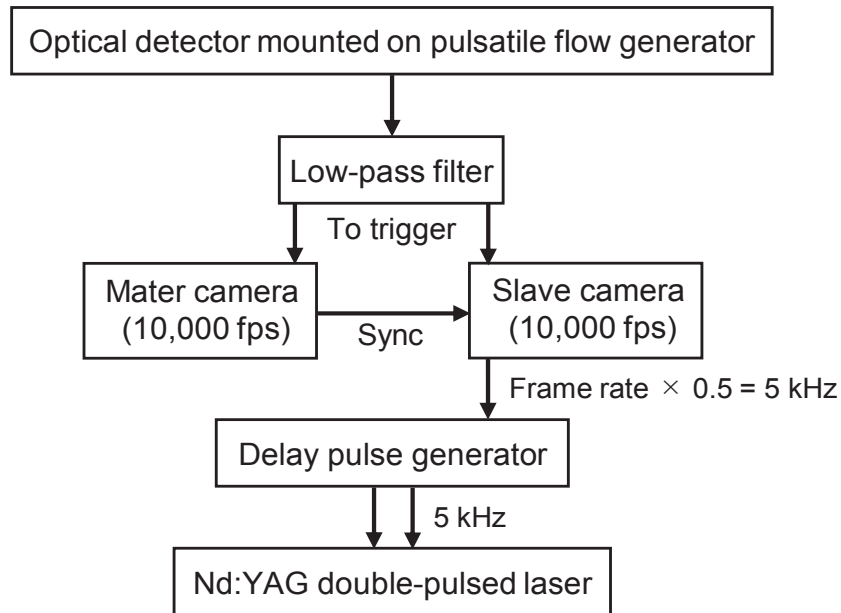


図 4.6 時系列ステレオ PIV システムの信号系

45 × 45 pixel とした。探索範囲については、ペア画像間における検査窓の変位（画像中で直交方向：x, y 方向）が 15 pixel 以下の範囲で設定した。パルス間の時間間隔は、予想される粒子の移動量がシート光厚さ（2 mm）の 1/4 程度になることを目安に [130]，エラーベクトルが現れない程度になるべく大きな値を採用した。PIV の各種パラメータを表 4.1 に示す。

表 4.1 PIV の各種パラメータ（逆投影後画像に対する値）

Parameter	value
Grid size	22 pixel
Interrogation window size	45 × 45 pixel
Search window size	dependent on cameras, positions, and flow cases
Magnification factor	0.0391 mm/pixel
Time interval between laser pulses	20.1 μs

4.1.3 流れの条件

本実験は脈動流と定常流の2条件で行われた。脈動条件では円盤を510 rpmで回転させた。円盤には四つの通気口が設けられているので、4気筒エンジンでは1020 rpm相当の脈動を生み出す。この時のバルク速度の時間変化を図4.7に示す。バルク速度は第1曲り後のPIV計測結果を用いて計算された。グラフの横軸は脈動の周期($\tau = 0.0294$ s)で正規化されている。脈動流発生装置を使用したので、実機エンジンと比較して(例えば図2.6)、非常にシンプルな波形が得られる。

定常流は、回転円盤の通気口と流路が重なる位置に円盤を保持することで生み出される。図4.7に示すグラフのように、定常条件のバルク速度は、時間平均値に関して脈動条件と一致するように設定された。

流れの無次元パラメータについて、脈動条件では Reynolds 数(管路の水力直径と時間平均バルク速度に基づく)が $Re = 37,800$ 、Womersley 数が $\alpha = 59.1$ である。定常条件では Reynolds 数が $Re = 36,700$ である。

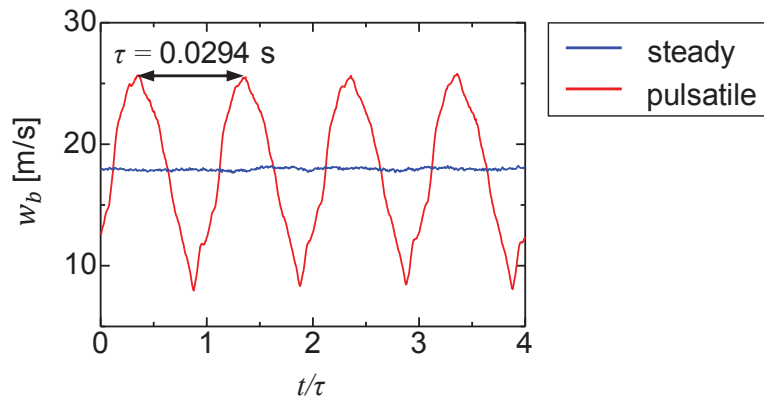


図4.7 PIV計測結果(第1曲り出口から1D下流)から計算されるバルク速度の時間波形。横軸は脈動の周期で正規化されている

4.2 結果と考察

4.2.1 瞬時速度場と時間平均速度場

最初に瞬時速度場と時間平均速度場を示し、管路内で生じる基本的な現象を説明する。図 4.8 は、定常及び脈動条件における第 1 曲り出口から $1D$ 下流の位置での瞬時速度場である。面内速度をベクトル、面外速度をカラーコンターで表示している。定常流下（図 4.8a）では主流の高速域が曲りの外壁側に現れ、反対に低速域が内壁側に現れる。これは二次流れが全体的に外壁方向を向いていることが要因である。ただし、瞬時速度場には乱流変動成分が含まれるので典型的な二次流れ構造である Dean 渦を明確に捉えることはできない [66]。主流高速域が外壁側へシフトする傾向は脈動流下（図 4.8b, c）でも現れるが、主流減速過程（図 4.8c）で顕著である。これとよく似た傾向は Komai & Tanishita [134] や Boiron [135] によっても報告されており、Kalpakli et al. [38] と Najjari & Plesniak [105] は、圧力勾配に対する遠心力が減速過程でその影響力を増す、と説明している。

定常及び脈動条件における各曲り出口から $1D$ 下流での時間平均速度場を図 4.9 に示す。第 1 曲り後の二次流れに着目すると（図 4.9a, b）、管路中央（ $x_1/D = 0$ ）近辺では曲り外壁方向、左右の壁面（ $x_1/D = \pm 0.5$ ）近辺では内壁方向であり、結果的に Dean 型の渦が観察される。第 2 曲り後の二次流れは（図 4.9c, d）、管路中央にて Dean 型と逆回転の Lyne 渦が発生している。これらの平均的な二次流れ構造に関する結果は第 3 章と共通であるので、考察は省略する。第 1 曲り後の主流は Dean 型の二次流れに従って強い偏流を生じるが、第 2 曲り後の二次流れは比較的弱いので、主流速度分布については第 1 曲りと比べて一様である。また、二次流れと主流速度分布の時間平均的な特性は、定常・脈動条件で大きな差異はないようである。

4.2.2 POD 解析：脈動流下の Swirl-switching

POD 解析の数学的背景は 2.2.2 項に記載したので、ここでは数値計算対象となる方程式を列挙するにとどめる。位置： (x, y) 、時刻： t における速度の i 方向成分： $u_i(x, y, t)$ を考える時、解くべき固有値問題は、

$$\int \langle u_i(x, y, t) u_j(x', y', t) \rangle \phi_j(x', y') dx' dy' = \lambda \phi_i(x, y), \quad (4.1)$$

である。ここでは、 $\langle \cdot \rangle$ は時間平均を意味する。 n 次の POD モードを $\phi_i^{(n)}$ （モード 0 が最大固有値）とすると、それに対応する POD 時間係数 $a^{(n)}(t)$ は、

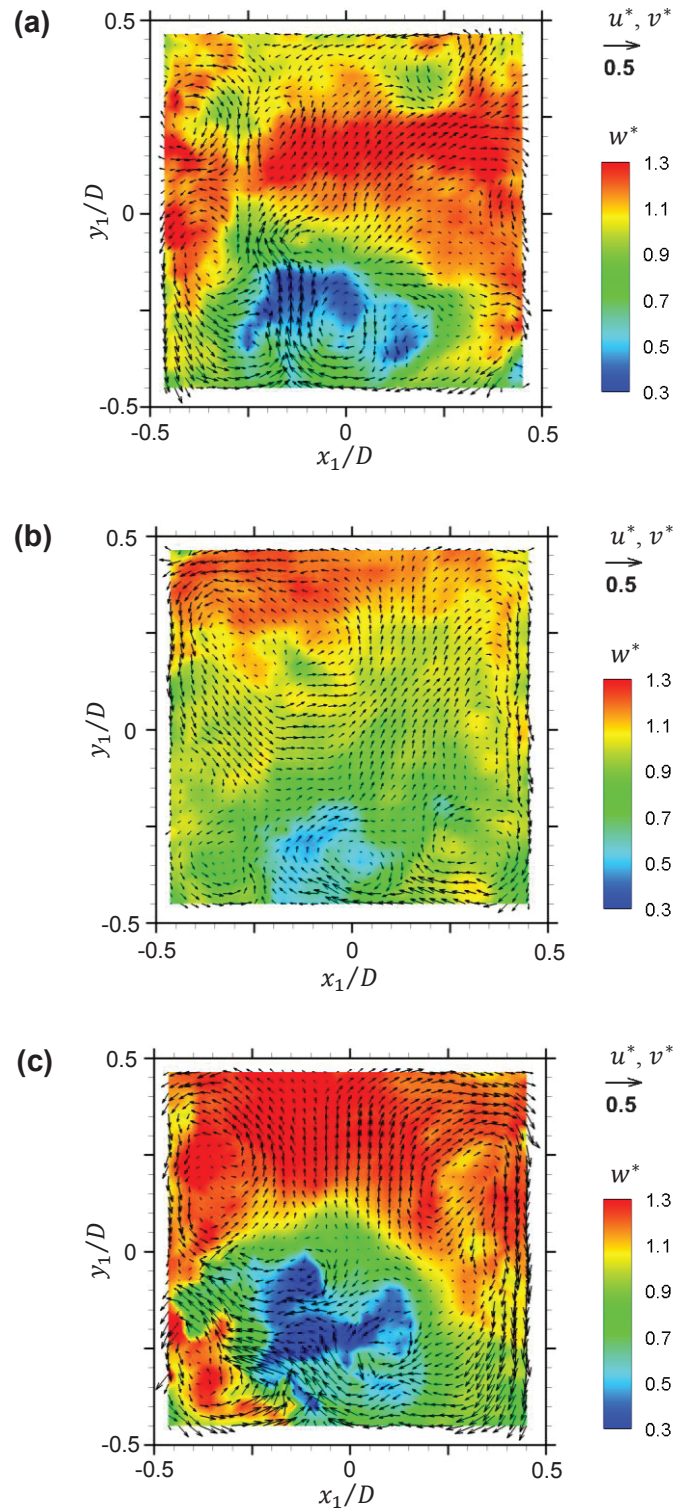


図 4.8 時系列ステレオ PIV で得られた第 1 曲り出口から $1D$ 下流の瞬時速度場. (a) 定常流 (図 4.7 中の $t/\tau=0.11$), (b) 脈動流の加速時 (図 4.7 中の $t/\tau=0.11$), (c) 脈動流の減速時 ((図 4.7 中の $t/\tau=0.63$). なお, 速度データは時間平均バルク速度で正規化されている; $u^* = u/\bar{w}_b$, $v^* = v/\bar{w}_b$, $w^* = w/\bar{w}_b$

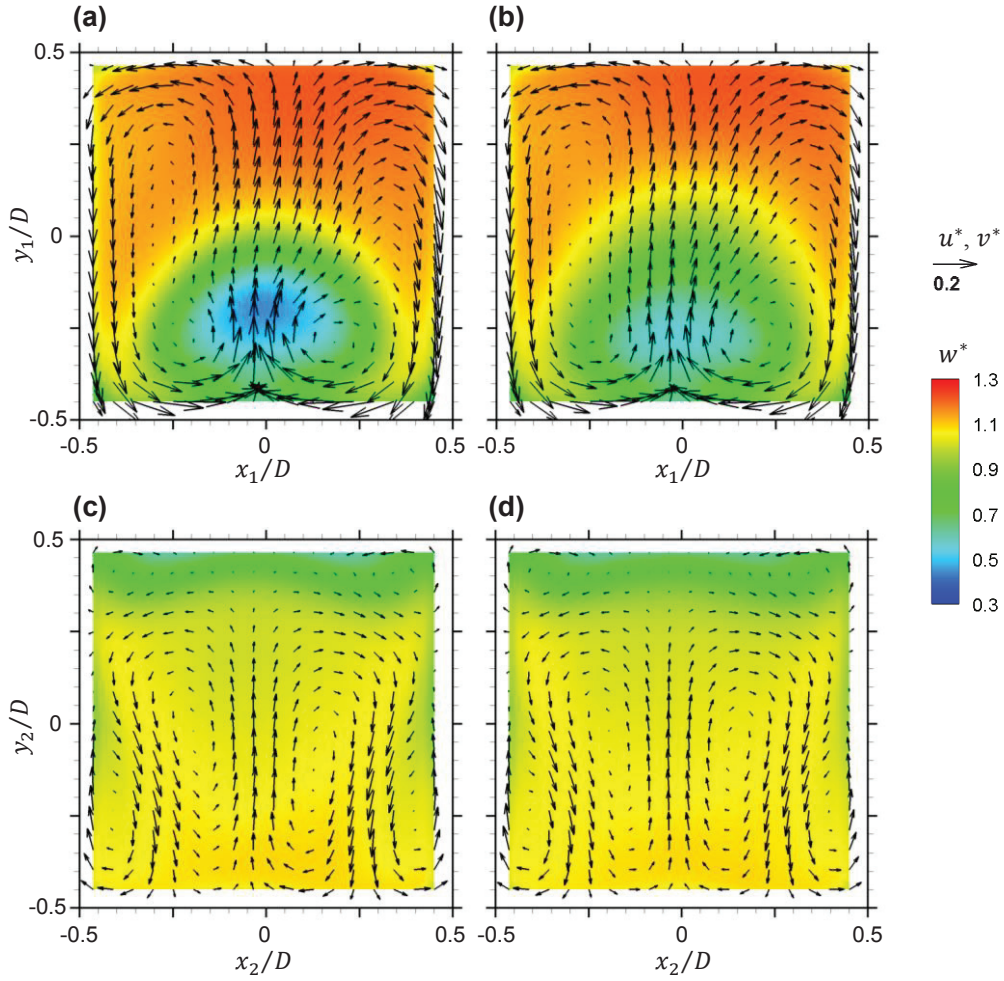


図 4.9 PIV データから得られた時間平均速度場. (a) 定常流, 第 1 曲り, (b) 脈動流, 第 1 曲り, (c) 定常流, 第 2 曲り, (d) 脈動流, 第 2 曲り. 速度データは図 4.8 と同様に正規化されており, ベクトル表示頻度はデータ解像度の 1/2 である

$$a^{(n)}(t) = \int u_i(x, y, t) \phi_i^{(n)}(x, y) dx dy, \quad (4.2)$$

で与えられる. 任意の POD モード (モード 0 ~ モード n) を用いた流れの再構成は,

$$u_i^{(n)}(x, y, t) = \sum_{m=0}^n a^{(m)}(t) \phi_i^{(m)}(x, y), \quad (4.3)$$

となる. 本解析は, 計測で得られた全速度データではなく, Hellström et al. [66] と同様に面内の速度 2 成分 (u, v) に対して適用される. その理由は, 主流方向には極めて大きなエネルギーを有する脈動成分と大規模構造 (LSM や VLSM 等) を含む可能性があり, これらの影響を解析から除外するためである. つまり, 本解析は二次流れの非定常性のみに着目する.

主流方向速度を含めた3成分に対するPOD解析結果は付録Cに記載されているので必要に応じて参照されたい。解析に用いる時間サンプル数は5,000であり、固有値の収束性 [128] は2.2.2項と同様の方法で確認された。

第1曲り出口から1D下流の断面内におけるPODモード0~2を図4.10に示す。エネルギーの高いPODモードは大規模な渦運動を示し、その構造をより明瞭に表すために、図中では面内速度を流線で表示している。流線は、面内速度から計算される流れ関数の等高線として表される。流れ関数 ψ は次に示す式から計算される。

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\omega_z = -\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right). \quad (4.4)$$

定常条件のPODモードを見ると、モード0では明確なDean渦が捉えられ、時間平均場として現れる二次流れ構造(図4.9a)と一致する。モード1は断面内を一つのスワールが占める構造を表しており、曲り円管内乱流を扱う関連研究 [38, 59-61, 66, 67] におけるPOD解析結果と一致する。モード1のPOD係数 $a^{(1)}(t)$ は時間平均値がゼロなので(結果は省略)、モード1が示すスワール構造は平均的にはDean渦構造に寄与しない [64]。また、この構造はSwirl-switching現象の存在を示唆している。モード2には二つの渦が観察され、これとよく似た構造をHufnagel et al. [59] は「double swirl」、Hellström et al. [66]、Kalpakli Vester et al. [67]、並びにNoorani and Schlatter [69, 70] は「tilted Dean vortices」と呼んでいる。本研究で使用した管路は正方形断面を有するが、エネルギーの高いPODモードについては円管内乱流の結果と非常に近い。つまり、第2種二次流れの影響は極めて小さく、曲り後の大スケール構造に寄与しないと考えられる。

図4.10の脈動条件に関するPODモードに着目すると、流れ構造は定常流の結果とほとんど同じであることが分かる。したがって、脈動流においても定常乱流場のようなSwirl-switchingが発生していると推測される。PODモード0~9を用いて式(4.3)に基づく流れの再構成を行い、その結果得られた代表的な2時刻の瞬時速度場を図4.11に示す。なお、再構成後の流れ場は全運動エネルギーの70%を捉える。二つの(一对の)Dean渦の一方が断面内を占有し、これが時間的に切り替わるという、まさにSwirl-switchingの発生を確認できる。筆者が知る限り、脈動を有する曲り円管内乱流場においてSwirl-switchingを捉えたのは本研究が初である。

図4.12に、第2曲り出口から1D下流のPODモードを示す。第1曲りとの決定的な違いは各モードで捉えられる渦の数である。モード0では断面中央部にLyne渦が現れ、それを取り囲むようにDean渦が存在する。この構造は時間平均場(図4.9c, d)と一致する。モード1, 2においても第1曲りと比べて多数の渦が捉えられる。平均的な特性を論じた第3章では、第1曲り後の偏流によって第2曲り後の二次流れ構造が複雑化すると述べたが、この影響はエネルギーの高いPODモードにも現れるようである。第1曲りと同様に、脈動条件についてPODモード0~9を用いて瞬時速度場の再構成を行う。代表的な2時刻の結果

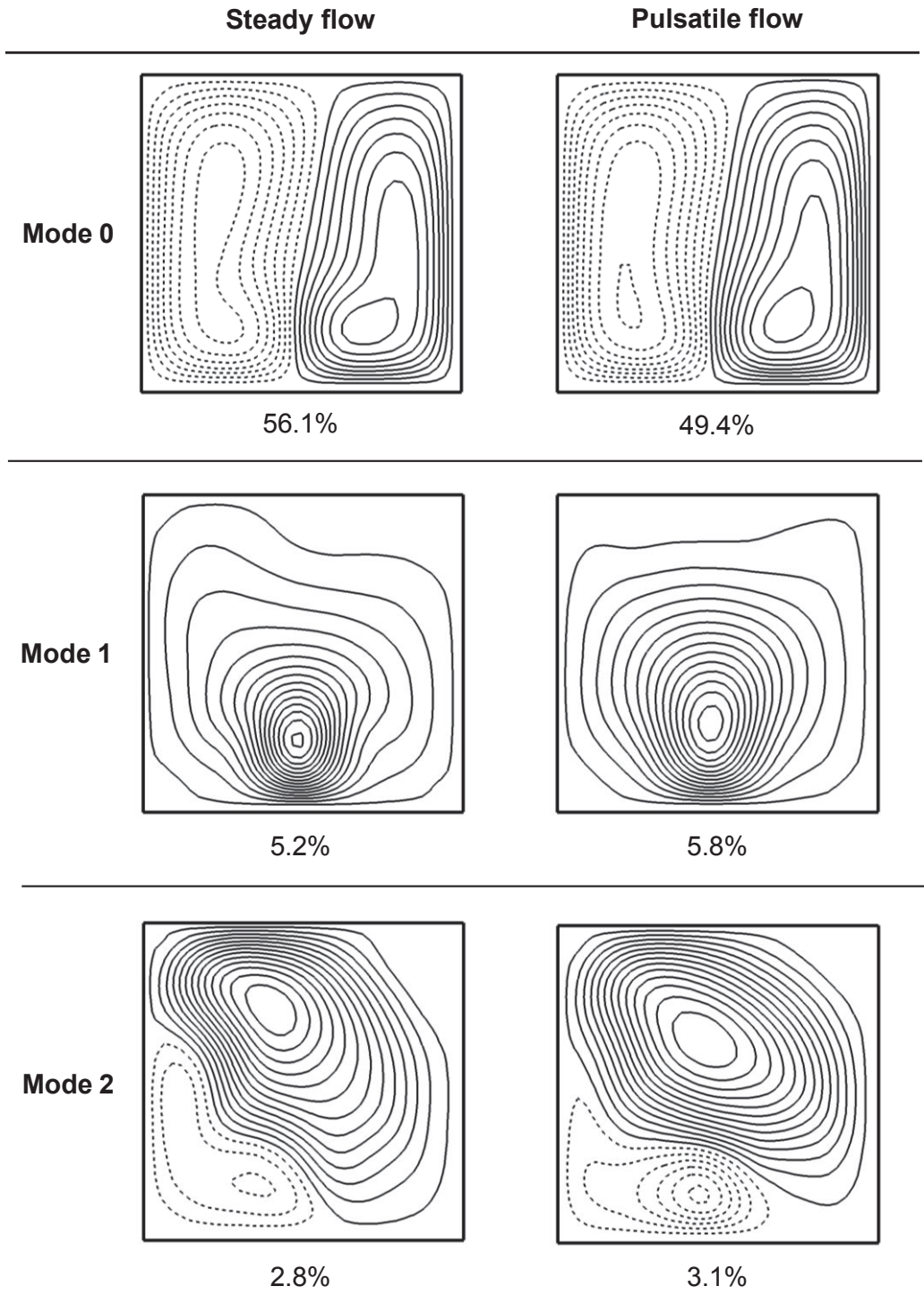


図 4.10 第1 曲り出口から 1D 下流の POD モード. 上から順にモード 0~2, 左列が定常条件, 右列が脈動条件である. 面内速度は流線で表される; 実線は時計回り, 破線は反時計回りの渦を表す. 各モードには対応する固有値から計算されるエネルギー分率も示される

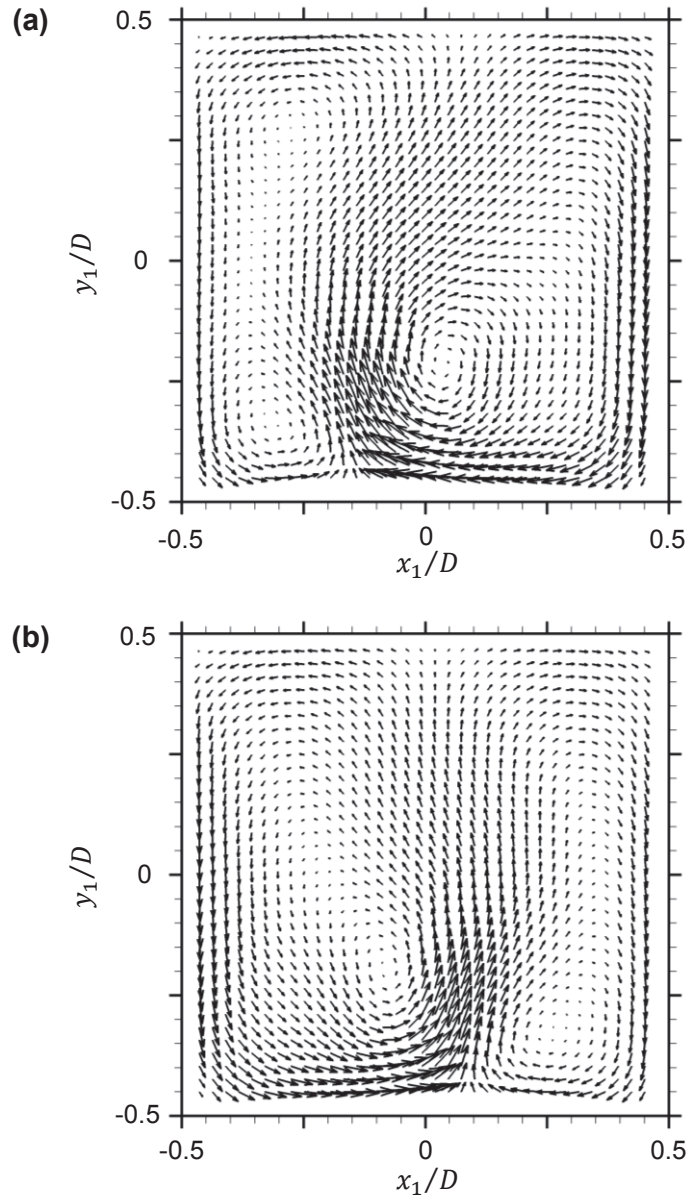


図 4.11 第 1 曲り出口から $1D$ 下流における POD モード 0~9 を用いて再構成された瞬時速度場. 脈動流下における, (a) $t/\tau = 0.66$ (図 4.7), (b) $t/\tau = 0.76$ (図 4.7) の 2 時刻の結果である

を図 4.13 に示す. 再構成結果は全運動エネルギーの 61% を捉える. 図 4.13(a) を見ると, 平均場で右側 ($x_2/D > 0$) に存在する渦が, そのサイズや運動エネルギーを増している. 一方, 図 4.13(b) に示す別の時刻では, 左側 ($x_2/D < 0$) の渦の影響力が大きい. このように第 2 曲りにおいても Swirl-switching のような現象が発生する. 第 2 曲りでは, 第 1 曲りと比べて多数の渦が誘起されるが, 各渦の強度が時間的に変動するようである. なお, これ以降は, 空間的特性がより単純な第 1 曲り後の結果を用いて Swirl-switching の物理を議論する.

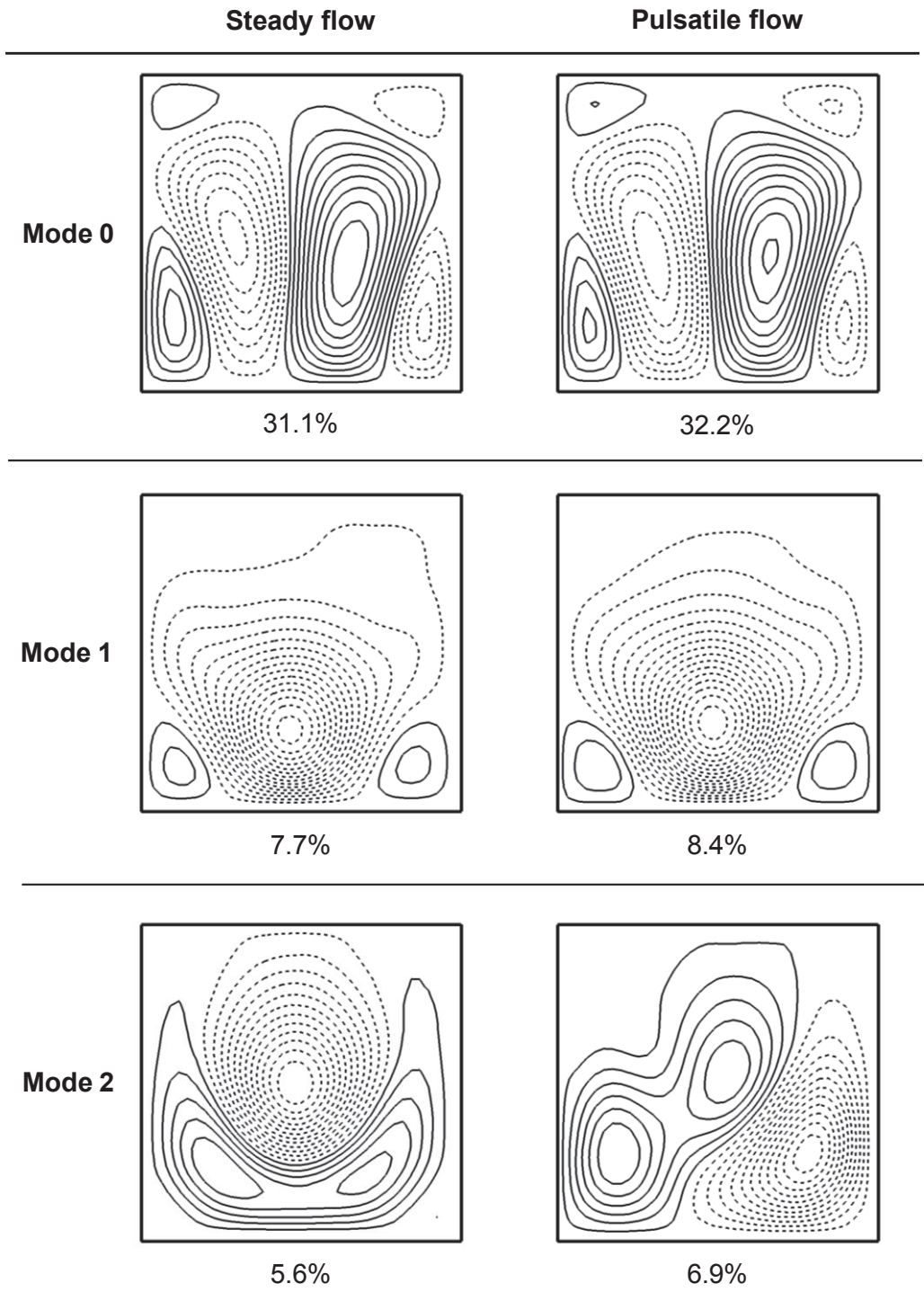


図 4.12 第2 曲り出口から 1D 下流の POD モード. 上から順にモード 0~2, 左列が定常条件, 右列が脈動条件である. 面内速度は流線で表される; 実線は時計回り, 破線は反時計回りの渦を表す. 各モードには対応する固有値から計算されるエネルギー分率も示される

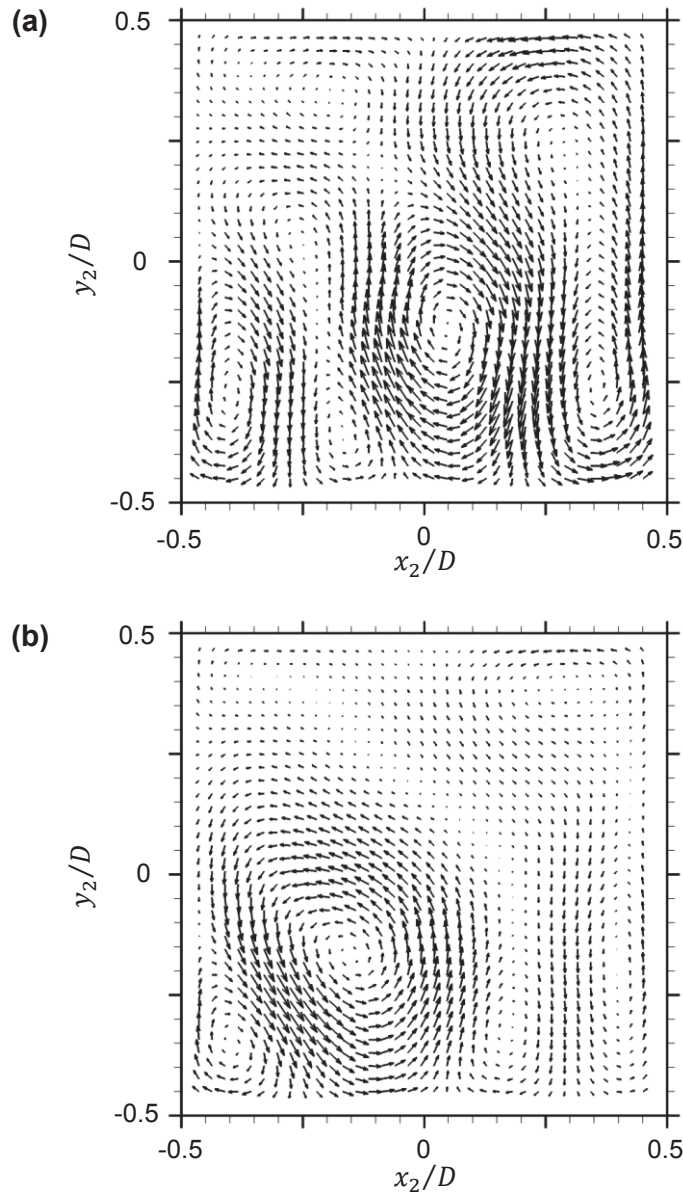


図 4.13 第 2 曲り出口から $1D$ 下流における POD モード 0~9 を用いて再構成された瞬時速度場. 脈動流下における, (a) $t/\tau = 0.67$ (図 4.7), (b) $t/\tau = 0.77$ (図 4.7) の 2 時刻の結果である

式 (4.2) を用いて時間依存の POD 係数 (モード 0, 1) を計算し, 脈動条件における結果を時間波形として示すと図 4.14 のようになる. ただし, POD 係数には時間的小スケールの変動を含むので, カットオフ周波数: 450 Hz ($St = 0.78$) の移動平均によって平滑化されている. グラフ中にはバルク速度の時間波形も表示している. モード 0 の POD 係数 $a^{(0)}$ に関して, その時間波形はバルク速度波形とおおよそ一致する. このことは, 平均的な構造である Dean 渦の強さが主流方向の脈動に従って変化することを意味する. また, バルク速度と

モード0のPOD係数にはわずかな時間差が認められる。これを定量的に評価するために、次式で定義される相関係数を計算する。

$$R(w_b; a^{(0)}, \Delta t) = \frac{\sum\{w_b(t) - \bar{w}_b\}\{a^{(0)}(t + \Delta t) - \overline{a^{(0)}}\}}{\sqrt{\sum\{w_b(t) - \bar{w}_b\}^2 \sum\{a^{(0)}(t + \Delta t) - \overline{a^{(0)}}\}^2}}. \quad (4.5)$$

式(4.5)で求められる相関係数を時間差 Δt に対してプロットすると図4.15のようになる。相関係数のピークは $\Delta t = (0.11 + i) \times \tau$ (i は整数)に現れ、主流速度の周期的変動に対して 0.11τ [s]遅れてPOD係数が脈動周期に従い変動すると解釈できる。この両者の時間差は、主流減速過程でDean渦が強くなることを意味しており、加速時よりも減速時の方が強い偏流を生じる事実(図4.8b, c)と辻褃が合う。Kalpakli et al. [38] や Najjari & Plesniak [105] は減速過程における遠心力効果の増大を主張したが、筆者はこれとは異なる要因を挙げる。現段階では仮説にすぎないが、この時間差は単純に曲り部から計測領域までの対流に起因するものだと考える。すなわち、主流最大時は二次流れの駆動力も大きくなるはずであり、この時生成される強い二次流れが下流方向へと対流される。バルク速度は主流方向の圧力勾配によって加速・減速されるので位置による波形の時間差は十分小さいと考えられる(圧力波は音速+流速で伝播する)。例えば次のように時間差を推定する。曲り出口から計測領域までは $1D$ 、曲り入口から計測領域までは $(R \times \pi/2) + 1D$ である。対流速度を時間平均バルク速度(=17.9 m/s)で見積もると、時間差は $0.06\tau < \Delta t < 0.20\tau$ となり、図4.15のピークから得られる Δt はこの範囲内にあることが分かる。

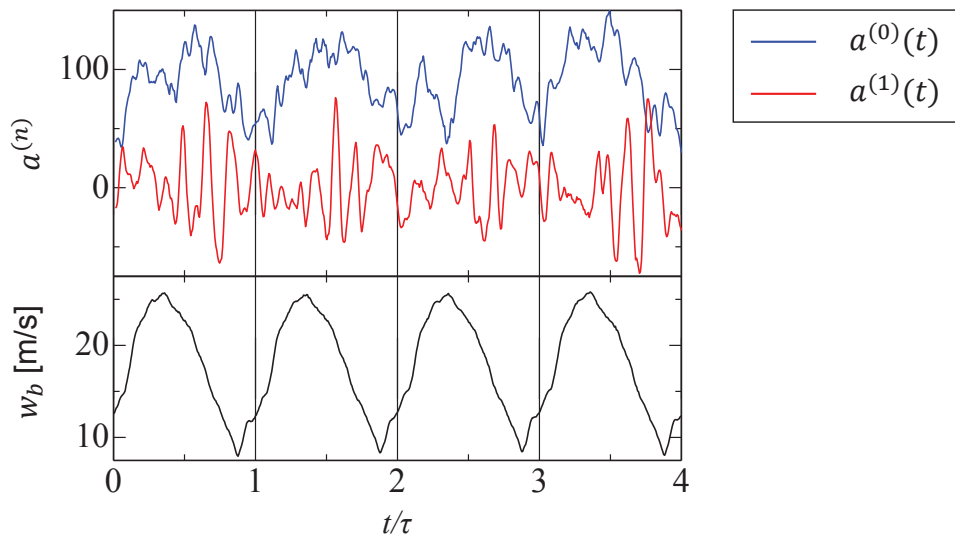


図4.14 モード0とモード1に対応するPOD係数の時間波形とバルク速度の時間変化(第1曲り出口から $1D$ 下流の脈動条件)

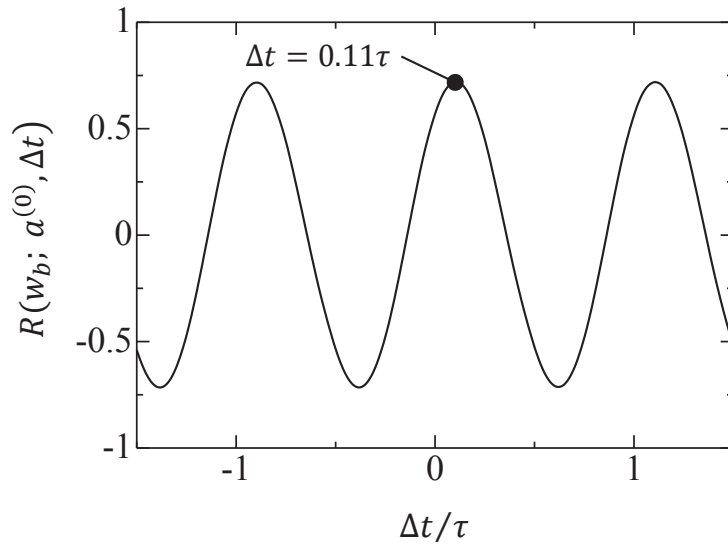


図 4.15 式 (4.5) に基づくバルク速度・POD 係数 (モード 0) の相関係数 (第 1 曲り出口から 1D 下流の脈動条件)

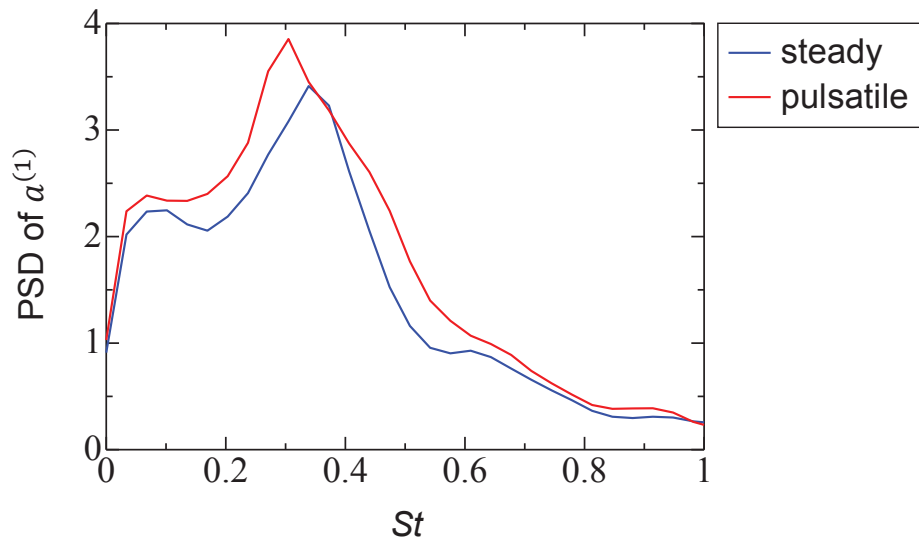


図 4.16 POD 係数 (モード 1) のパワースペクトル密度 (第 1 曲り出口から 1D 下流の定常・脈動条件)

図 4.14 に示されるモード 1 の POD 係数 $a^{(1)}$ を見ると、ゼロを中心に脈動波形よりも高周波で変動する様子が見て取れる。ここで、スイッチング現象の周波数特性を調べるために、定常・脈動条件におけるモード 1 の POD 係数に対して、Welch の方法によるパワースペクトル密度推定を行う。その結果を図 4.16 に示す。グラフより定常・脈動条件ともに $St \approx 0.3$

でピークが現れることが分かる。これと近い値は他の研究者によっても報告されており、Hufnagel et al. [59] と Hellström et al. [66] は、曲り円管内乱流（それぞれ $Re = 11,700$ 並びに $Re = 25,000$ ）における POD 係数（モード1）のパワースペクトルで、それぞれ $St = 0.32$ 並びに $St = 0.33$ でのピークを示している。

周波数領域における POD 係数の議論は、スイッチング現象に関して定常流と脈動流でよく似た非定常特性を示すことを示唆している。しかし、これはスイッチング現象や脈動の時間スケールよりも長期的なスパンで観察した平均的な結果にすぎない。スイッチング現象と脈動との関係をより明確にするために、POD 係数に対する Morlet の連続ウェーブレット変換を行う。図 4.17 はモード1の POD 係数に関するスカログラム（グレースケールのコンター）と、Dean 渦を表すモード0の POD 係数に関する時間波形を示している。この図から、Dean 渦強度とスイッチング現象の発生との関連性を理解できる。定常流では、スイッチング周波数（Swirl-switching に関連する周波数）は時間的に乱雑に分布している。一方脈動流では、スイッチング周波数とモード0の POD 係数には明らかな相関関係が存在する；Dean 渦強度が強くなることと連動して、モード1の構造（一つのスワール）もその強度を増す。

脈動に従う Dean 渦強度の変化とスイッチング現象との相関関係の存在が明らかになったので、POD 係数に関してモード0とモード1の相関係数を次のように定義する。

$$R(a^{(0)}; a^{(1)}, \Delta t) = \frac{\sum\{a^{(0)}(t) - \overline{a^{(0)}}\} |a^{(1)}(t + \Delta t) - \overline{a^{(1)}}|}{\sqrt{\sum\{a^{(0)}(t) - \overline{a^{(0)}}\}^2 \sum\{a^{(1)}(t + \Delta t) - \overline{a^{(1)}}\}^2}}. \quad (4.6)$$

前述の式 (4.5) で定義される相関係数と少し異なり、モード1の POD 係数については絶対値で与えている。これは、一つのスワール構造を表すモード1の双方向性（POD 係数の符号の違いが渦の回転方向の違いを表す）を考慮するためである。式 (4.6) で計算される相関係数を時間差 Δt に対してプロットすると図 4.18 のようになる。相関係数が脈動周期に対して明確な周期性を有しており、POD モード0, 1 は脈動周期ごとに相関性があることが分かる（ウェーブレット解析からも明らかである）。相関係数のグラフは、Dean 渦強度のピーク後にスイッチング現象が強く現れることを示しており、その時間差は $\Delta t = 0.2\tau$ [s] である。因みに、結果図は省略するが、バルク速度 (w_b) とモード1の POD 係数 ($|a^{(1)}|$) との時間差は $\Delta t = 0.33\tau$ [s] と計算される。つまり、スイッチング現象は主流減速過程で強く生じる。この遅れの起源については今のところ明確でないが、おそらく乱流のエネルギーカスケードと関係すると思われる。つまり、加速過程における順圧力勾配によって平均流へとエネルギーが供給され、Dean 渦のような平均的構造が生成された後、変動成分へとエネルギーが伝達される。これにより、減速過程では変動成分に含まれるスイッチング現象の影響力が増大すると解釈できる。

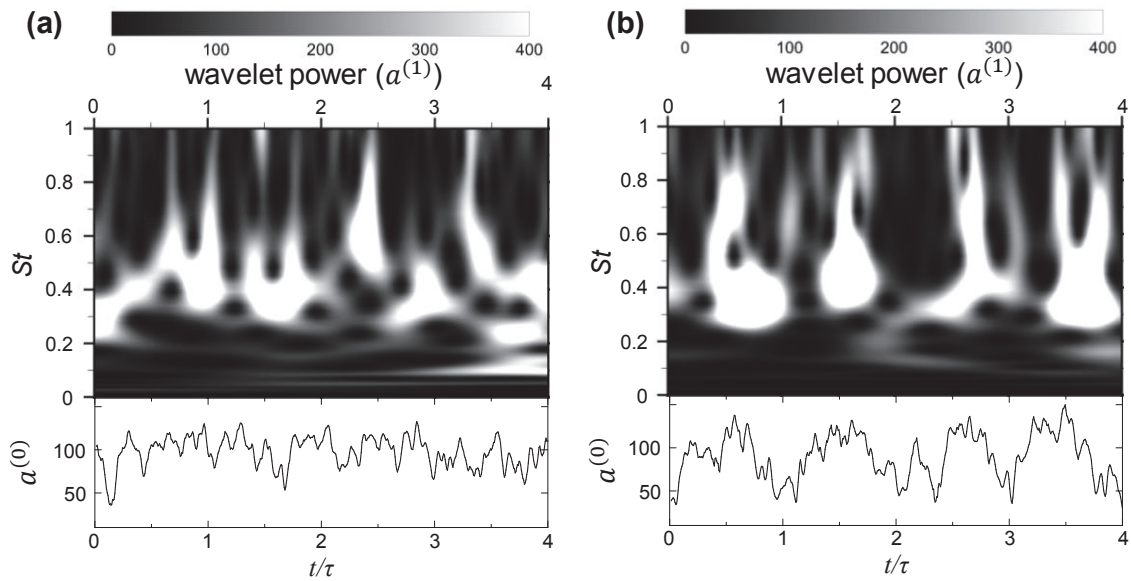


図 4.17 ウェーブレット解析によって得られたモード1のPOD係数に対するスカログラムとモード0のPOD係数の時間波形（第1曲り出口から1D下流）. (a) 定常流, (b) 脈動流

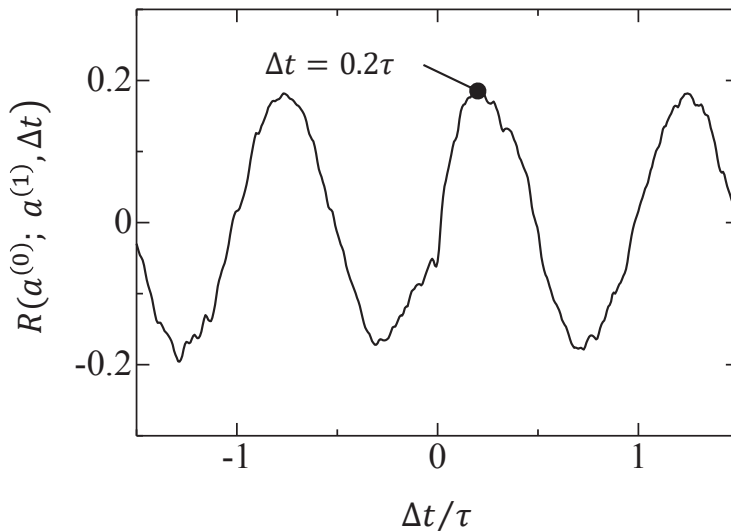


図 4.18 式 (4.6) に基づくモード0及びモード1のPOD係数に対する相関係数（第1曲り出口から1D下流の脈動条件）

4.2.3 スペクトル POD 解析 : Swirl-switching と曲り上流との関係

Swirl-switching が生じるという点では定常・脈動条件とも変わらないので、本項ではより基本的な現象を表す定常流の結果を用いて Swirl-switching に対する理解を深める。Swirl-switching の起源については諸説あるが、Sakakibara & Machida [68] が示唆した「曲り上流における大規模構造との関係」は、後の関連研究に多大な影響を与えた。本研究においても、曲り上流の流れ構造と Swirl-switching との関連性を議論する。

最初に、第1曲り入口から $3D$ 上流における主流方向の変動速度成分 ($w' = w - \bar{w}$) に対して、前項で示した POD と同様の方法を適用する。主流方向成分のみを検討する理由は、二次流れの非定常性はその駆動力である遠心力の非定常性、つまり主流速度の非定常性に起因すると考えられるからである。また、直管部における面内速度は主流速度と比較して極めて小さいので、POD 解析に対する影響も小さい。POD 解析によって得られたモード 1~8 用いて (時間平均成分のモード 0 を除く) 流れの再構成を行うと、図 4.19 のようになる。図中では、代表的な 2 時刻における主流速度の変動成分 w' をカラーコンターで表示している。再構成後の流れ場は、主流方向に関する全変動の 25% を捉える。断面内には、高速領域と低速領域が管壁に沿って複数存在することが分かる。この様相は、Carlsson et al. [60] が示した直円管における POD モードと似ている。ここで、POD 係数に対して Welch の方法によるパワースペクトル密度推定を行い、モード 1~3 について結果を示すと図 4.20 のようになる。いずれのモードも $St \approx 0.1$ 付近でピークが現れ、スイッチング現象 ($St \approx 0.3$) と比較しても時間スケールの大きな現象であるといえる。Taylor の凍結仮説を考慮すると、これらの時間的大スケールの構造は、その空間スケール (主流方向) も大きいと推測される。図 4.19 に示す高速領域並びに低速領域は、Carlsson et al. [60] や Sakakibara & Machida [68] が言及する「high-speed streak」並びに「low-speed streak」と本質的に同じものだと考えられる。また、図 4.19(a) と (b) を比べると、高速領域と低速領域の位置関係が時間的に逆転する傾向が見て取れる (特に $y/D = -0.5$ 側)。

重要なのは、これらの曲り上流側における構造が、本当にスイッチング現象と関係するのか? という点である。前項で述べたようにスイッチング現象は $St \approx 0.3$ の変動を有する。しかし、上流部には、この時間スケールと一致する POD モードが存在しないようである。ただし、式 (4.1) に基づく POD 解析では、時間方向の相関計算を実施しないことから、得られる POD モードはあらゆる時間スケールを含む可能性がある。ゆえに、POD 係数を用いた時間スケールの議論には注意が必要である。この問題を打開するため、本項ではスペクトル POD (spectral proper orthogonal decomposition [136]) を導入する。本手法は、時空間領域における POD :

$$\int C_{ij}(x, x', y, y', t, t') \phi_j(x', y', t') dx' dy' dt' = \lambda \phi_i(x, y, t), \quad (4.7)$$

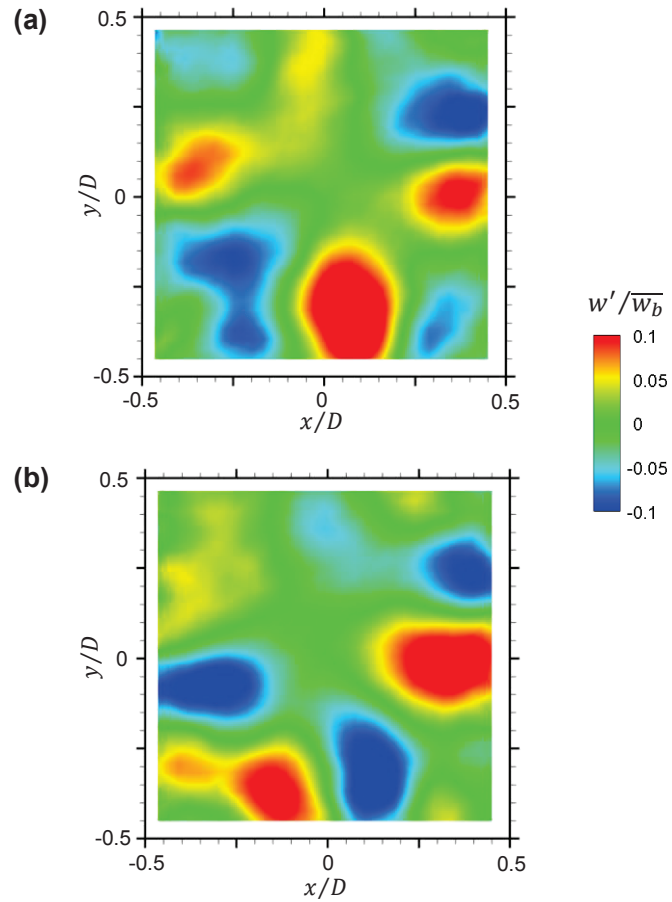


図 4.19 第1 曲り入口から 3D 上流における POD モード 1~8 を用いて再構成された主流方向の変動速度. (a, b) はそれぞれ時刻が異なる. 変動速度は時間平均バルク速度で正規化されている

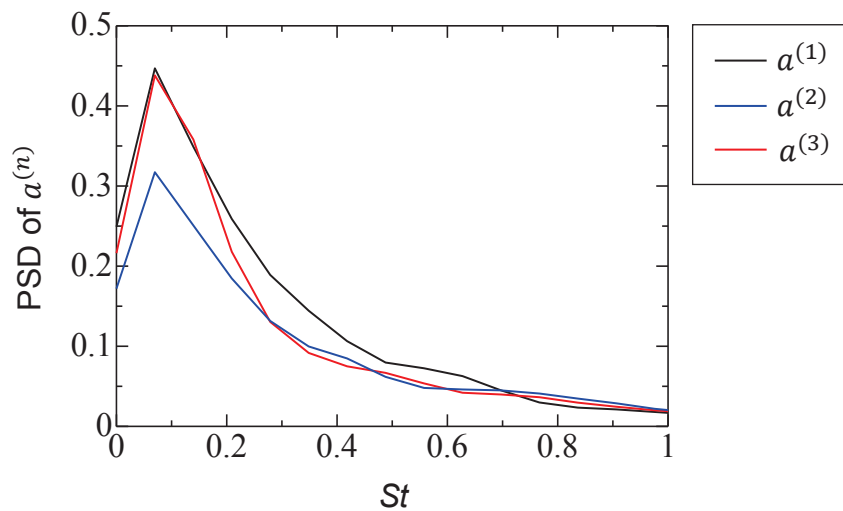


図 4.20 POD 係数 (モード 1~3) のパワースペクトル密度 (第1 曲り入口から 3D 上流の定常条件, 主流方向の変動成分に対する POD)

から導出される。ただし、 C_{ij} は

$$C_{ij}(x, x', y, y', t, t') = \langle u_i(x, y, t) u_j(x', y', t') \rangle, \quad (4.8)$$

で定義される。本項で扱う定常乱流の速度データは、次のような弱定常性を有する。

$$C_{ij}(x, x', y, y', t, t') = C_{ij}(x, x', y, y', \tau). \quad (4.9)$$

ここで、 $\tau = t - t'$ である。式 (4.9) のような等方性が成り立つ場合、固有関数はフーリエモードに帰着する [137]。よって、POD の固有値問題を解く前に、速度データに対する時間方向のフーリエ変換を行う。

$$\hat{u}_i(x, y, f) = \int u_i(x, y, t) e^{-i2\pi f t} dt. \quad (4.10)$$

$$S_{ij}(x, x', y, y', f) = \langle \hat{u}_i(x, y, f) \hat{u}_j(x', y', f) \rangle. \quad (4.11)$$

スペクトル POD の固有値問題は次式で表される。

$$\int S_{ij}(x, x', y, y', f) \phi_j(x', y', f) dx' dy' = \lambda(f) \phi_i(x, y, f). \quad (4.12)$$

なお、実際の数値解法は Towne et al. [136] と同様である。

スペクトル POD で得られる POD モードは式 (4.12) から分かるように周波数に依存する。したがって、ある特定の時間スケールを有する構造を POD モードとして抽出することができる。第1曲り出口から 1D 下流面内の変動速度成分 ($u' = u - \bar{u}$, $v' = v - \bar{v}$) に対してスペクトル POD を行うと、図 4.21 のような POD モードが抽出される。前項の空間相関のみを考慮した POD 解析では、モード 1 として一つのスワール構造が抽出され、それに対応する POD 係数のパワースペクトル密度推定によって $St \approx 0.3$ の変動が特定された。スペクトル POD 解析では、モード 1 の最大固有値は $St = 0.38$ で現れ、それに相当するモード構造は図 4.21 から分かるように一つのスワールである。ゆえに、 $St \approx 0.3 \sim 0.4$ に相当する時間スケールを有する構造が存在することは明白であり、これが Swirl-switching を記述する最も重要な流れ構造であることを再確認できる。 $St = 0.38$ のモード 2 や $St = 1.15$ のモード 1 及びモード 2 については複数の渦から構成される。高次のモード、もしくは高周波数（小時間スケール）になるほどエネルギーが小さく、流れ構造が複雑な様相を呈するようである。

最後に、スペクトル POD 解析によって得られた固有値、すなわち各モード・周波数における相対的なエネルギー値を示す。図 4.22 は、第1曲り下流の速度変動データ（面内）に

関する結果である。全体的に、高周波になるほどエネルギーが低下する傾向にあり、一般的に知られている乱流のカスケード過程の特性と一致する。前述のように、 $St = 0.38$ にて最大固有値となるが、この近辺におけるエネルギー値は他と比べて突出して高く、曲り後に生じる大スケール構造の時間スケールが唯一であることをよく表している。次に、第1曲り入口から3D上流における主流方向の変動速度成分に対するスペクトルPOD解析に基づくエネルギー分布を図4.23に示す。高周波ほどエネルギーが低下する傾向は同様であるが、特定の周波数でピークを迎える傾向は観察されない。つまり、曲り上流側では、曲り後のような特定のスケールを有する高いエネルギーの構造が存在しない。以上の結果は、Swirl-switchingの起源が曲り上流の直管部で発生する大規模構造にあるという仮説[60,66-68]を肯定するものにはならないだろう。

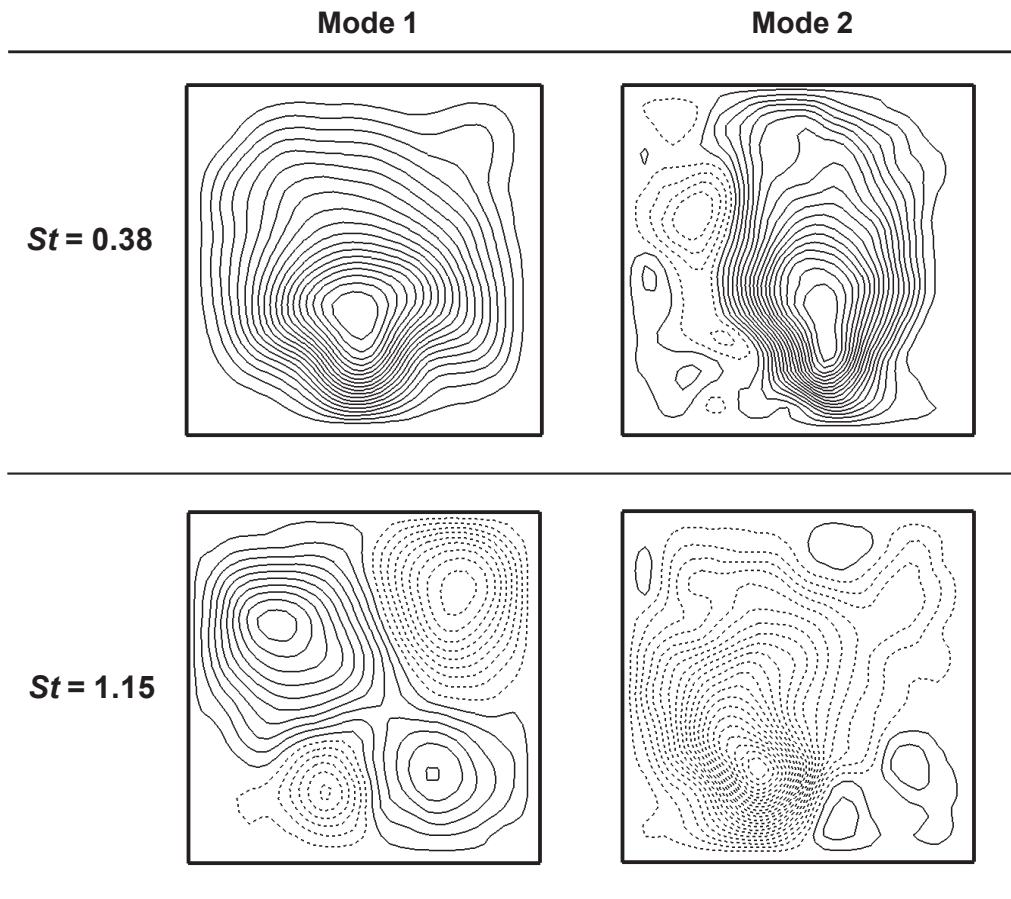


図4.21 第1曲り出口から1D下流の定常条件について、スペクトルPODによって得られたモード1(左列)及びモード2(右列)。上段は $St = 0.38$ 、下段は $St = 1.15$ の二次流れ構造を表す。面内速度は流線で表される；実線は時計回り、破線は反時計回りの渦を表す

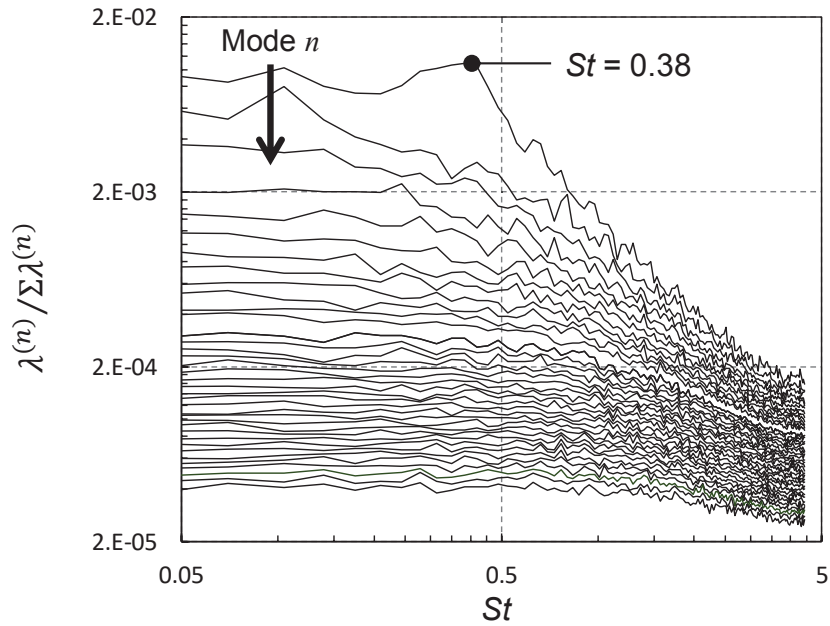


図 4.22 第1曲り出口から1D下流の面内変動速度（定常流）に対するスペクトルPODで得られた固有値とStrouhal数の関係．各固有値は全ての固有値の合計で正規化されている

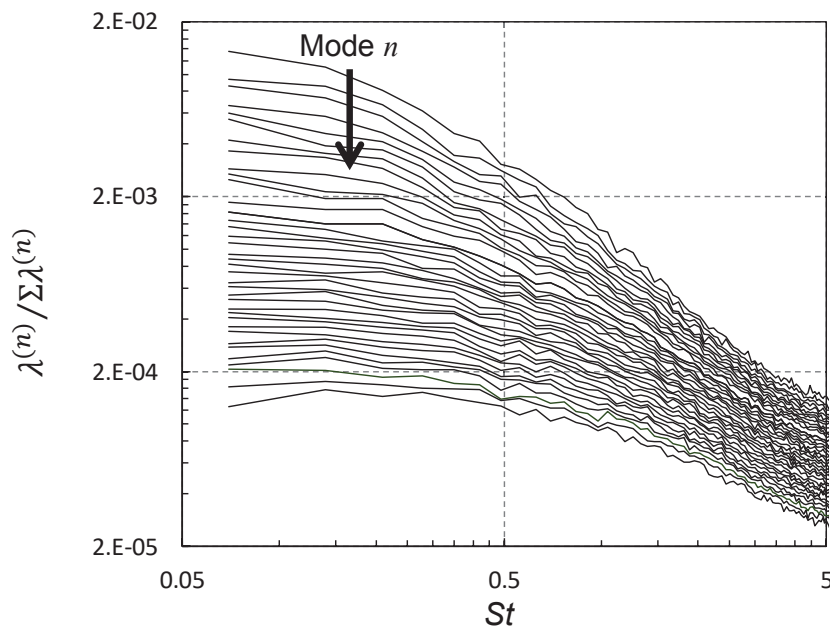


図 4.23 第1曲り入口から3D上流の主流変動速度（定常流）に対するスペクトルPODで得られた固有値とStrouhal数の関係．各固有値は全ての固有値の合計で正規化されている．なお、直管部におけるPIVではサンプリングレートが10 kHzであるため、POD解析で与えられる周波数領域が図4.21と異なる

4.3 第4章のまとめ

本章では、回転円盤方式の脈動流発生装置を流れの発生源とし、二つの90°曲りから構成される管路内の脈動乱流場及び定常乱流場に対する時系列ステレオ PIV 計測を行った。主に二次流れの非定常性に着目し、POD 解析を用いて断面内の大規模構造並びにその非定常性を議論した。また、曲り上流の直管部における時系列ステレオ PIV 計測も実施し(定常条件)、曲り後の Swirl-switching と上流側の流れ構造との関係を調査した。以上から、次のような結論を得た。

- (1) 曲り後の瞬時速度場や時間平均速度場に関しては、第3章で示した特徴とほぼ同様である。第1曲り後の二次流れは Dean 渦で構成され、第2曲り後では Lyne 渦が出現する。脈動流では主流減速過程にて顕著な偏流を生じる。また、時間平均的には定常・脈動条件による差異はない。
- (2) 曲り後の面内速度成分に対して POD 解析を行うと、定常・脈動ともに第1曲りではモード0として Dean 渦、モード1として一つのスワール構造が抽出された。モード1が示すスワール構造は、時間平均的には Dean 渦に影響しないが、渦の振動現象 (Swirl-switching) を表現するものである。第2曲りのモード構造は、第1曲りよりも多数の渦を含む。第3章で論じた「第2曲り上流の偏流に伴う二次流れ構造の複雑化」は、POD モードにも影響を与えるようである。
- (3) POD モードを用いた瞬時速度場の再構成を行うと、脈動流下においても Swirl-switching の存在を確認できる。
- (4) 脈動流に関して、POD モードの強度を表す時間依存 POD 係数を議論することで、第1曲り後の Dean 渦強度は主流速度の時間変化に従うことが分かった。また、Dean 渦強度の時間変化は主流速度に対して遅れることが確認された ($\Delta t/\tau = 0.11$)。これは、曲り部から計測位置(曲り出口から $1D$) まで対流する時間ではないかと推測される。
- (5) スワール構造を表すモード1の POD 係数に対するパワースペクトル密度推定を行うと、定常・脈動ともに $St \approx 0.3$ におけるピークが示され、これは関連研究で示されてきた値と非常に近い。
- (6) 脈動流に関して、Dean 渦(モード0)強度とスワール(モード1)強度にも時間差が存在し ($\Delta t/\tau = 0.2$)、スイッチング現象は主流減速過程にて強く現れることが分かった。
- (7) 第1曲り後の面内速度(定常流)に対してスペクトル POD 解析を行った。これにより、流れの運動エネルギー(空間方向相関)だけでなく、時間スケール(時間方向相関)の違いに基づく直交分解が可能となる。変動成分においてエネルギーが最も高いモード1では、 $St = 0.38$ にて上記(2)と同様のスワール構造が抽出された。
- (8) スペクトル POD 解析で得られた固有値を用いて、各モードにおける周波数 (Strouhal 数) とエネルギーの関係を示した。全体的に、高周波になるほどエネルギーが低下する

傾向にあり，時間スケールの小さい構造はその運動エネルギーも小さいことを表している．第1曲り後の面内速度に対する結果では， $St = 0.38$ にて明確なエネルギーのピークが現れ，単一時間スケールを有するスイッチング現象の存在が明らかである．

- (9) 曲り上流の直管部における主流方向の変動速度に対するスペクトル POD 解析を行い，上記(8)と同様にエネルギー分布を示すと，特定の周波数におけるピークは存在しないことが明らかとなった．すなわち，曲り上流の流れ構造には，ある特定のスケールを有する変動は存在しないが，曲り通過後は $St = 0.38$ の明確な変動が発生することになる．この結果は，Swirl-switching の起源が曲り上流の大規模構造にあるという仮説を否定するものである．

第 5 章

結論

本稿では、エンジンの吸排気流れ特性の解明を工業的な研究背景として、曲り管内の脈動乱流場に関する研究結果を論じた。本研究が対象とした流れ場は Reynolds 数が $Re = 36,700 \sim 48,000$ 、Womersley 数が $\alpha = 59.1 \sim 70.9$ であり、関連研究分野の中では比較的高 Reynolds 数、かつ高 Womersley 数である。研究方策としては実験的アプローチが主であり、第 1 章において流体実験の役割と重要性を示した。本研究では速度に対する多点同時計測法に分類される PIV を使用した。中でも、第 2 章及び第 4 章で紹介した計測システムは、PIV としては高い時間分解能（最大サンプリングレート：10 kHz）を有するものであり、非定常性の強い乱流場との親和性が高い。例えば Swirl-switching のような比較的大スケールの乱流変動（本研究で観測した Swirl-switching は 200 Hz 程度の変動である）であれば十分捉えることができる。ところで、乱流の最小渦スケールを表す Kolmogorov スケールは、第 4 章で扱った流れ場では 70 μm 程度と見積もることができる（詳細は付録 D）。第 4 章の PIV 解析におけるベクトル間隔は 0.860 mm であり、Kolmogorov スケールよりも 10 倍以上大きいことが分かる。拡大撮影すれば Kolmogorov スケールまで解像することも可能かもしれないが、乱流のエネルギースペクトルの全領域（図 D.2 参照）を同時に捉えるのは現状のカメラ性能では不可能だろう。いずれにせよ、本研究ではエネルギー散逸に直結する小スケールの特性を議論したわけではなく、比較的大スケールの乱流構造や平均的な特性に着目した。以下に、第 2～4 章で示してきた重要な知見をまとめる。

第 2 章では、二つの曲りと直管から構成される S 字形状管路内の脈動乱流に対する主流の特性を実験的に調査した。流れは実機エンジンによって生み出され、計測には 2 成分速度データを取得する時系列 PIV が使用された。曲り管内流れを扱う多くの関連研究で報告されてきた結果と同様に、曲り内壁側での主流の加速傾向が示された。この現象は、曲り管内に生じる主流方向の圧力勾配によって説明することができる [44]。曲りを通過すると、内壁側の高速域は外壁側へと対流される。なお、この傾向は非常に多くの関連研究で報告されている。

脈動流に特有の主流特性としては、曲り通過後の内壁側で生じる逆流現象がある。この現象は主に脈動を有する層流場を扱う研究で報告されてきた [90, 99, 113-116]。Talbot & Gong [116] によると、曲りの存在に起因する逆圧力勾配と脈動の駆動力である圧力勾配（減速時に逆圧力勾配になる）の二つの効果が局所的な逆流（もしくは境界層剥離）を引き起こす。ただ、乱流場では流体同士の運動量交換が活発なので、層流場と比べて境界層剥離を生じにくいことはよく知られている。本研究のように乱流場においても境界層剥離のような現象

が発生したのは、おそらく脈動起因の圧力勾配が十分大きいからだと考えられる。脈動起因の圧力勾配の大きさは Womersley 数と強く関係し、十分低い Womersley 数（定量的には不明だが）では逆流現象を生じないと予想される。

曲り内壁側で生じる局所的逆流は、速度データに対する POD 解析によってその構造を捉えることができる。最もエネルギーの高いモード 0 は単純に管軸方向の流れであり、次にエネルギーの高いモード 1 が局所的逆流現象を表す。POD を適用することの利点の一つは、POD 係数の時間波形を調べることによって、各モード構造の強度が時間的にどのように変化するかを可視化できる点であり、逆流現象は主流の減速時から最小時にかけて影響力を増すことが示された。すなわち、逆流現象を決定するのは主流の時間変化であり、上記の Talbot & Gong [116] による説明と整合性がある。POD は、本研究で扱う脈動乱流場のように、大きな脈動から小スケールの乱流まで様々な変動を伴う現象を理解するツールとして極めて有用である。

第 3 章は、第 2 章と同様の条件下で、主に位相平均的な二次流れ構造に着目した。計測では流れの発生源である実機エンジンとの位相が同期されたステレオ PIV を用いた。また、RNG $k-\varepsilon$ モデルによる CFD 解析も実施し、二次流れ構造に対する考察を与えた。二次流れとして Dean 渦は非常に有名であり、脈動乱流場においても生じることが知られている [38]。本計測結果についても、第 1 曲り通過後の二次流れは Dean 渦から構成される。一方、下流側に位置する第 2 曲り後は特徴的な渦構造が現れる。第 2 曲りの回転方向（曲げ方向）は第 1 曲りと逆であり、曲りと首尾一貫した二次流れが生じるとすれば、第 1 曲りの Dean 渦は第 2 曲りによってその回転方向が逆転されるはずである。しかし、実際にはそうならず、第 2 曲りに対する Dean 渦と逆回転方向の二次渦（Lyne 渦）が出現する。S 字形管路を対象とした他の研究においても同様の現象が報告されており [87, 88]、第 1 曲りの Dean 渦が第 2 曲りへと伝播する、つまり第 2 曲りによって二次渦の完全な逆転に至らないとの説明がなされてきた。一方本稿では、第 2 曲り後の二次流れ構造に対して異なる見解を示した；第 1 曲りで発生した Dean 渦によって主流の偏流が生じ、それが第 2 曲りへと流入することに起因する。曲り部を回転系で観察すると、二次流れは半径方向の圧力勾配と遠心力の不釣り合いによって誘起されると理解できる。第 2 曲りの流入部にて偏流が生じ、本来高速域であるはずの管路中央部が低速領域になる。この領域では遠心力が圧力勾配を下回るので内壁方向の二次流れが誘起され、Lyne 渦の生成に至る。当然断面内には相対的に高速な領域も生じるので、Dean 渦も存在する。したがって、第 2 曲り通過後の二次流れは第 1 曲りと比較して多数の二次渦を含むことになる。因みに、Lyne [94] によって示されたオリジナルの Lyne 渦の発生は、振動層流場において主流速度のピークが管壁に現れる、いわゆる Richardson の円環効果が要因であった。本研究で示された Lyne 渦生成も直接的な要因は主流の偏流であり、本質的には非常に近い現象である。偏流を引き起こすのが主流の振動なのか、直前の曲りで発生する Dean 渦なのか、の違いである。そうした事実を考慮して、第 2 曲り後の特徴的な渦構造を本稿では「Lyne 渦」と呼んでいる。

RNG $k-\varepsilon$ モデルを用いた CFD 解析については、二つの曲り間にある直管の長さが短い管路に対しても実施され、第 2 不変量の等値面を描くことで 3 次元的な渦構造を可視化した。第 1 曲り後は Dean 渦に相当する渦管が現れるが、第 2 曲り後の渦構造は直管長さによって違いが生じる。意外にも直管が長い方が第 2 曲り後の渦構造は複雑化する。これは前述の Lyne 渦の生成機構を考えれば当然である。直管が長いと第 1 曲りで生じる Dean 渦の影響下に置かれる区間が長くなるので、第 2 曲り直前で強い偏流を生じる。これにより Lyne 渦が発生するので（同時に Dean 渦も）、曲り後の 3 次元渦構造は複雑な様相を呈す。直管が短ければ偏流傾向は弱い、第 1 曲りの残留二次流れは強いはずである。それにもかかわらず第 2 曲り後の渦構造が複雑な様相を示さないのは、「第 1 曲りの二次流れが第 2 曲りに伝播する [87]」という効果が小さいからである。ただし、注意すべきなのは、主流が完全に発達するほど十分長い直管が設置されれば、前述のような「長い直管ほど渦構造が複雑化する」は当てはまらない。しかし、流れが発達するには非常に長い管路が必要であり、例えば円管内乱流の助走区間はおよそ $25D \sim 40D$ であると知られている。さらに、曲り通過後では、第 1 種二次流れが完全に減衰しなければ主流は一様にならない。杉山ら [75] の研究では、正方形断面を有する曲り管通過後の乱流場では、第 1 種二次流れが第 2 種二次流れに遷移するには $10D$ 程度の直管を要すると報告されている。

直管部の長さを変えることによって渦構造が前述のように変化する特性は、意外性があることから非常に興味深く、さらに工学的にも重要な知見である。曲り後の二次流れを制御することは、曲り後の主流挙動を制御することにもつながり、これらの支配因子は曲り直前の主流速度分布である。曲り管路を工学的に応用する際は、このことを念頭に置くと良いだろう。なお、エンジン排気系等でも重要となる主流の一様性については、Lyne 渦の生成が好影響をもたらす考えられる。実際、第 2 曲り後の主流速度分布は第 1 曲りと比べて一様であるように見える。本来管路の中央部では遠心力が圧力勾配を上回るが、Lyne 渦が発生する場合はこの逆になる。この時の圧力勾配と遠心力の（絶対値の）大小関係は、Dean 渦が発生する時と比較して釣り合い状態に近く、誘起される二次流れ速度も小さい。したがって、曲り後の偏流も最小限に抑えられると考えられる。

第 4 章では二次流れの非定常性を議論した。前章までの実験と異なり、専用の脈動流発生装置を用いて流れを発生させることで、より理想的（サイン波に近い脈動波形）な流入条件を実現した。速度場計測には時系列ステレオ PIV を用いた。第 4 章で示した最も重要な知見の一つは、脈動を有する乱流場においても Swirl-switching が発生することであり、筆者が知る限りこのことを示したのは本研究が初である。Swirl-switching は曲り後の面内速度データに対する POD 解析によって特定され、モード 1 として抽出されたスワール構造が Swirl-switching を記述する。また、モード 0 として抽出された Dean 渦構造は、その強度が脈動周期とともに変化する。さらに、Dean 渦強度の時間変化は主流速度変化に対してわずかに遅れることが明らかとなったが、これは曲り部から計測位置までの対流時間に相当すると考えられる。主流速度の最大時では、二次流れを駆動する力も大きくなり、強い二次流れが生

成される。曲り通過後は二次流れを誘起する駆動力が存在せず、二次流れは対流するのみである。これにより、曲り通過後の直管部では、主流減速過程において主流速度に対する相対的な面内速度（二次流れ）が大きくなるので、強く偏流するように見える。したがって、「減速過程で遠心力の効果が増大する [38, 105]」という過去の研究でなされた表現は少々誤解を生むように思う。

多くの関連研究は、時間依存の POD 係数を周波数領域で表すことによって、Swirl-switching の周波数特性を議論してきた [59-61, 66, 67, 69, 70]。本研究もこれらに倣い、スワール構造を表すモード 1 の POD 係数に対してパワースペクトル密度推定を行った。ピークが現れる周波数を Strouhal 数で表すと $St \approx 0.3$ となり、Hufnagel et al. [59] ($St = 0.32$) や Hellström et al. [66] ($St = 0.33$) と近い周波数特性が得られた。これらの研究は Reynolds 数 (Hufnagel et al. [59] : $Re = 11,700$, Hellström et al. [66] : $Re = 25,000$) や曲りの曲率 (Hufnagel et al. [59] : $R \approx 1.67D$, Hellström et al. [66] : $R = 1D$) が本研究 ($Re = 36,700$, $R = 1.5D$) と近いので、それぞれ似たような時間スケールを有する構造が生じたものと考えられる。

第 4 章では脈動条件のみならず定常条件に対しても計測結果を示した。上記のモード構造や POD 係数のパワースペクトル密度では、両条件に明確な違いは観察されなかった。しかし、POD 係数に対するウェーブレット変換により時間・周波数領域において議論することで、脈動流では Dean 渦強度とスイッチング現象に相関関係があることを示した；Dean 渦強度が増大した後、わずかな遅れを伴いスイッチング現象が発生する。定常流ではこのような相関関係の存在を確認できないが、そもそも定常乱流では各モードのエネルギー変動が小さいので、相関関係を見出すのは困難であると思われる。一方で、脈動を有する乱流場では、Dean 渦やスイッチング現象の明確な周期的変動が現れ、このことが両者の相関関係を明瞭化した可能性がある。したがって、本質的には定常・脈動による違いはそれほどないのかもしれない。

Swirl-switching の起源については諸説あり、大きく「曲り上流部の大規模構造が対流する [60, 66-68]」と「曲り部から発生する [59, 69, 70]」の二つがある。後者の説が後発であるが、前者を完全否定するには至っていないように思う。本研究では、曲り上流側の直管部における主流方向速度の変動が、曲り後のスイッチング現象を引き起こすと仮定し、定常乱流場について曲り上流・下流の速度場を議論した。曲り上流の変動速度に対して POD 解析を適用すると、比較的大きな時間スケールを有する変動が観測され、一見するとこれが曲り後のスイッチング現象と関係しているように思える。両者の時間スケールをより明確化するために、周波数領域表現の速度データに対して POD 解析を行う、いわゆるスペクトル POD [136] を適用した。曲り下流のエネルギー分布を見ると、 $St = 0.38$ で明確なピークが現れ、これがスイッチング現象の存在を表す。一方曲り上流ではピークが存在せず、エネルギーが周波数に対して連続的に分布する。要するに、曲り前では特定のスケールを有する構造が存在しないにもかかわらず、曲り後には $St = 0.38$ の変動が突如として発生する。この結果から、Swirl-switching は曲り固有の現象であると考えられる。

以上のように、本研究では主に「脈動流に固有の局所的逆流の発生」、「S 字形管路を通過することで発生する平均的な Lyne 渦構造」、「脈動流下における Swirl-switching の発生」、「Swirl-switching と曲り上流との関係」等が解明された。最後に、これらの成果が CFD コミュニティに与え得る知見を簡潔に述べる。境界層剥離を再現するには、一般に RANS（特に $k-\epsilon$ モデル）による解析は不向きであることが知られている。しかし、脈動流下の剥離（局所的逆流）の要因は主流方向の強力な圧力勾配であるので、RANS でも再現可能と考えられる。また、第 3 章でも紹介したように、S 字形管路を通過することで発生する Lyne 渦は直前の偏流に起因するので、これも RANS で再現することができる。さらに、レイノルズ応力の非等方性も影響しないので、等方仮定のモデル（例えば $k-\epsilon$ モデル）でも対応可能である。RANS ベースの計算では、脈動以外の非定常性は乱流統計量に内包されるので、Swirl-switching のような組織構造的な非定常性を捉えることはできない。これを再現するには、LES や DNS が必須である。第 1 章で述べたように、実用問題に対する LES や DNS では流入境界における変動の与え方が難しく、曲り管内流れの計算については、周期境界条件に基づく予備計算から変動を求める手法は注意を要する [59]。しかし、前述のように Swirl-switching の変動特性が曲り前の大規模構造と無関係であるならば、流入境界における変動の生成手法に対してそれほど悲観する必要はないと思われる。なぜなら、曲りによって自然発生的に大スケール変動が生じるからであり、CFD の予測精度の観点から言うと曲りの存在は好都合となり得る。曲り後の変動特性はおそらく曲り形状や Reynolds 数で決まると推測されるので、人工的に小スケール変動を生成する方法（例えば、文献 [138, 139]）が現状では適切だろう。

付録 A

PIV におけるトレーサー粒子の追従性

PIV はその計測原理上、トレーサー粒子が流体の運動に追従することが前提となる。ここでは、本研究で実施した PIV 計測におけるトレーサー粒子の追従性を確認する。なお、トレーサー粒子の運動特性の詳細については文献 [140] を参照されたい。

次に示す Basset-Boussinesq-Oseen (BBO) 式 [141] は、流体中における粒子の運動を表す方程式である。

$$\frac{\pi d^3}{6} \cdot \rho_p \cdot \frac{du_p}{dt} = 3\pi\nu\rho_f d(u_f - u_p) + \frac{\pi d^3}{6} \cdot \rho_f \cdot \frac{du_f}{dt} \quad (\text{A.1})$$

$$+ \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi d^3}{6} \cdot \rho_f \left(\frac{du_f}{dt} - \frac{du_f}{dt} \right) + \frac{3}{2} \cdot d^2 \rho_f \sqrt{\pi\nu} \int \frac{d\xi \left(\frac{du_f}{dt} - \frac{du_f}{dt} \right)}{\sqrt{t} - \xi}.$$

u_p : トレーサー粒子の速度, u_f : 流体の速度, ρ_p : トレーサー粒子の密度, ρ_f : 流体の密度, d : トレーサー粒子の粒径, ν : 動粘性係数である。この式を基本として、以下に「a. 粒子の周波数応答」, 「b. 重力の影響」, 「c. 遠心力の影響」を示す。

a. 粒子の周波数応答

流体の速度 u_f が式 (A.2) のように角速度 ω で変動するとき、球形粒子の速度 u_p は式 (A.3) で表される。

$$u_f = \int_0^\infty (\zeta \cos \omega t + \sin \omega t) d\omega, \quad (\text{A.2})$$

$$u_p = \int_0^\infty [\eta \{ \xi \cos(\omega t + \beta) + \lambda \sin(\omega t + \beta) \}] d\omega. \quad (\text{A.3})$$

η はトレーサー粒子の流体速度に対する振幅比 u_p/u_f , β は位相遅れであり、次の式 (A.4) ~ (A.9) を用いて計算される。

$$\eta = \sqrt{(1 + f_1)^2 + f_2^2}, \quad (\text{A.4})$$

$$\beta = \tan^{-1}\left(\frac{f_2}{1+f_1}\right), \quad (\text{A.5})$$

$$f_1 = \frac{\left\{1 + \frac{9}{\sqrt{2}(s+1/2)} N_s\right\} \left(\frac{1-s}{s+1/2}\right)}{\frac{81}{(s+1/2)^2} \left(2N_s^2 + \frac{N_s}{\sqrt{2}}\right)^2 + \left\{1 + \frac{9}{\sqrt{2}(s+1/2)}\right\}^2}, \quad (\text{A.6})$$

$$f_1 = \frac{\frac{9(1-s)}{(s+1/2)^2} \left(2N_s^2 + \frac{N_s}{\sqrt{2}}\right)}{\frac{81}{(s+1/2)^2} \left(2N_s^2 + \frac{N_s}{\sqrt{2}}\right)^2 + \left\{1 + \frac{9}{\sqrt{2}(s+1/2)}\right\}^2}, \quad (\text{A.7})$$

$$s = \frac{\rho_p}{\rho_f}, \quad (\text{A.8})$$

$$N_s = \sqrt{\frac{\nu}{\omega d^2}}. \quad (\text{A.9})$$

b. 重力の影響

一般に、トレーサー粒子は流体よりも密度が大きいため重力の影響により沈降する。沈降速度 u_{ps} は次式で表される。

$$u_{ps} = \frac{1}{18} \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} - 1\right) \frac{gd^2}{\nu} \left(1 + \frac{2al}{d}\right). \quad (\text{A.10})$$

g は重力加速度、 ν は流体の動粘性係数、 a はカンニガムの定数、 l は平均自由行程で、常温・大気圧の空気中では $al = 9 \times 10^{-8}$ である。

c. 遠心力の影響

曲り管内流れのような回転場では、粒子に遠心力が働く。曲率半径 r の流れ場を接線方向に流体と同一の速度 u_f で球形粒子が運動するとき、粒子は曲率半径方向（曲率中心へ向かう方向が正）に速度 u_p で移動する。 u_f と u_p の関係は次式で表される。

$$\frac{u_p}{u_f} = \frac{d^2}{18} \frac{(1 - \rho_p/\rho_f) u_f}{\nu r}. \quad (\text{A.11})$$

上記 3 種類のトレーサー粒子の運動特性を、本実験で用いたオイルミストについて計算

すると表 A.1 のようになる。ここで、トレーサー粒子の粒径：2.5 μm ，オリーブオイルの密度：900 kg/m^3 ，空気の密度：1.2 kg/m^3 ，空気の動粘性係数：1.5 $\times 10^{-5}$ m^2/s として計算した。周波数応答性を検討する時の変動は 1 kHz とした。因みに，Swirl-switching の変動周波数は 200 Hz 程度である。また，式 (A.11) の計算では，曲率半径 $r = 34$ mm，流速 $u_f = 55$ m^2/s とした（本計測における最も厳しい条件）。表 A.1 の値を見ると，粒子の流体に対する追従性は良好であることが分かる。

表 A.1 トレーサー粒子の追従性を表す各種パラメータ

Parameter	value
η	0.992
β [°]	-6.10
u_{ps} [m/s]	1.82×10^{-4}
u_p/u_f	-2.80×10^{-2}

付録 B

二次流れの駆動力

多くの文献では、第 1 種二次流れを発生させる駆動力を「圧力勾配と遠心力の不釣り合いによるもの」と説明している。これは、流体の運動方程式を回転系で捉えていることを暗示している。第 3 章では、Dean 渦及び Lyne 渦の発生を、管路中央における二次流れが曲りの外壁方向なのか、もしくは内壁方向なのかで特徴づけた。ここでは、2次元の主流断面（管路の対称面）内で生じる曲り曲率半径方向の力を特定するために、図 B.1 のような円筒座標系 (r, θ) を考える。導出の過程は省略するが、座標変換後の 2次元非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を成分ごとに表すと次のようになる。

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta^2}{r} \quad (\text{B.1})$$

$$= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right),$$

$$\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r u_\theta}{r} \quad (\text{B.2})$$

$$= -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right).$$

ここで、 ρ は密度、 P は圧力、 μ は粘性係数である。今は曲率半径方向を考えているので、式 (B.1) に注目する。Dean [30] の仮定と同様に、流れは管軸方向 (θ 方向) に一様であるとする。式 (B.1) の左辺第 3 項は無視できる。さらに、左辺第 4 項を右辺に移項し、ラングランジュ微分形式で表すと、

$$\frac{Du_r}{Dt} = \frac{u_\theta^2}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right), \quad (\text{B.3})$$

となる。式 (B.3) の右辺第 3 項は粘性項であり、拡散の効果を表す。右辺第 1 項と第 2 項が一般的に二次流れの駆動力とされるものであり、第 3 章の式 (3.17) が導かれる。

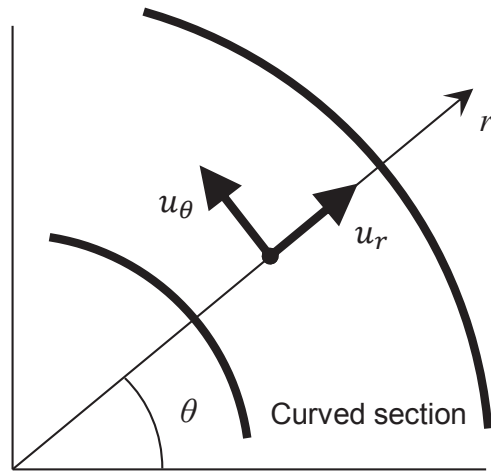


図 B.1 (r, θ) 座標系の定義. 対応する速度成分は (u_r, u_θ)

付録 C

速度 3 成分に対する POD 解析

本文（第 4 章）では、曲り後の管路断面内における面内速度 2 成分を POD 解析の対象とすることで二次流れ構造の非定常性に着目した。ここでは、参考程度に面外成分も含めた速度 3 成分に対する POD 解析結果を紹介する。

基本的な計算手法は 4.2.2 項と同様であり、式 (4.1) に基づいて、時間平均値も含めた速度データから計算される相関行列に対する固有値問題として実施される。第 1 曲り出口から 1D 下流の速度 3 成分データについて、定常・脈動条件における POD モード 0~2 を図 C.1 に示す。面内の流れ構造を流線、主流方向成分をカラーコンターで表している。モード 0 が表す流れ構造は、定常・脈動条件ともに Dean 型の二次流れと外壁側に生じる主流高速域である。この様相は時間平均速度場（図 4.9a, b）と一致する。モード 1 の面内流れ構造を見ると、定常条件では 2 成分速度データに対する POD 解析結果（図 4.10）と同様であり、断面内に一つのスワールが観察される。主流速度の構造については断面内で左右に主流方向負の速度と正の速度がそれぞれ分布する。これはスワールによって外壁側の高速域、あるいは内壁側の低速域が対流される効果を示している。つまり、二次流れの非定常的挙動（Swirl-switching）に伴い主流速度分布も断面内で振動することを示唆している。一方、脈動条件のモード 1 は定常条件とは異なる構造を示しており、Swirl-switching に関連する構造はモード 2 として抽出される。

次に、式 (4.2) を用いて求められる時間依存の POD 係数を議論する。図 C.2 は、Welch の方法によって推定された モード 1 およびモード 2 の POD 係数に関するパワースペクトル密度である。定常条件のモード 1（図 C.2a）では、 $St \approx 0.3$ にてパワースペクトルのピークを生じており、2 成分速度データに対する POD と一致する（図 4.16 参照）。脈動条件のモード 1（図 C.2b）については、ピークが観察される周波数は $St \approx 0.06$ であり、これは主流の脈動周波数と一致する。すなわち、脈動流下においては、脈動由来の平均的な流れ構造の変動（例えば主流減速過程で偏流傾向が強くなる傾向等：図 4.8b, c）がモード 1 として抽出されたと考えられる。前述のように、脈動条件では Swirl-switching に関連する構造はモード 2 として抽出されるので、それに対応する POD 係数のパワースペクトル（図 C.2d）は $St \approx 0.3$ でピークを生じる。

以上のように、速度 3 成分に POD 解析を適用すると、面内 2 成分のみの場合と多少異なる結果が得られる。主流速度は面内の二次流れと比較して大きいいため、固有値に基づくエネルギーレベルは主流方向の変動に強く影響されるようである。

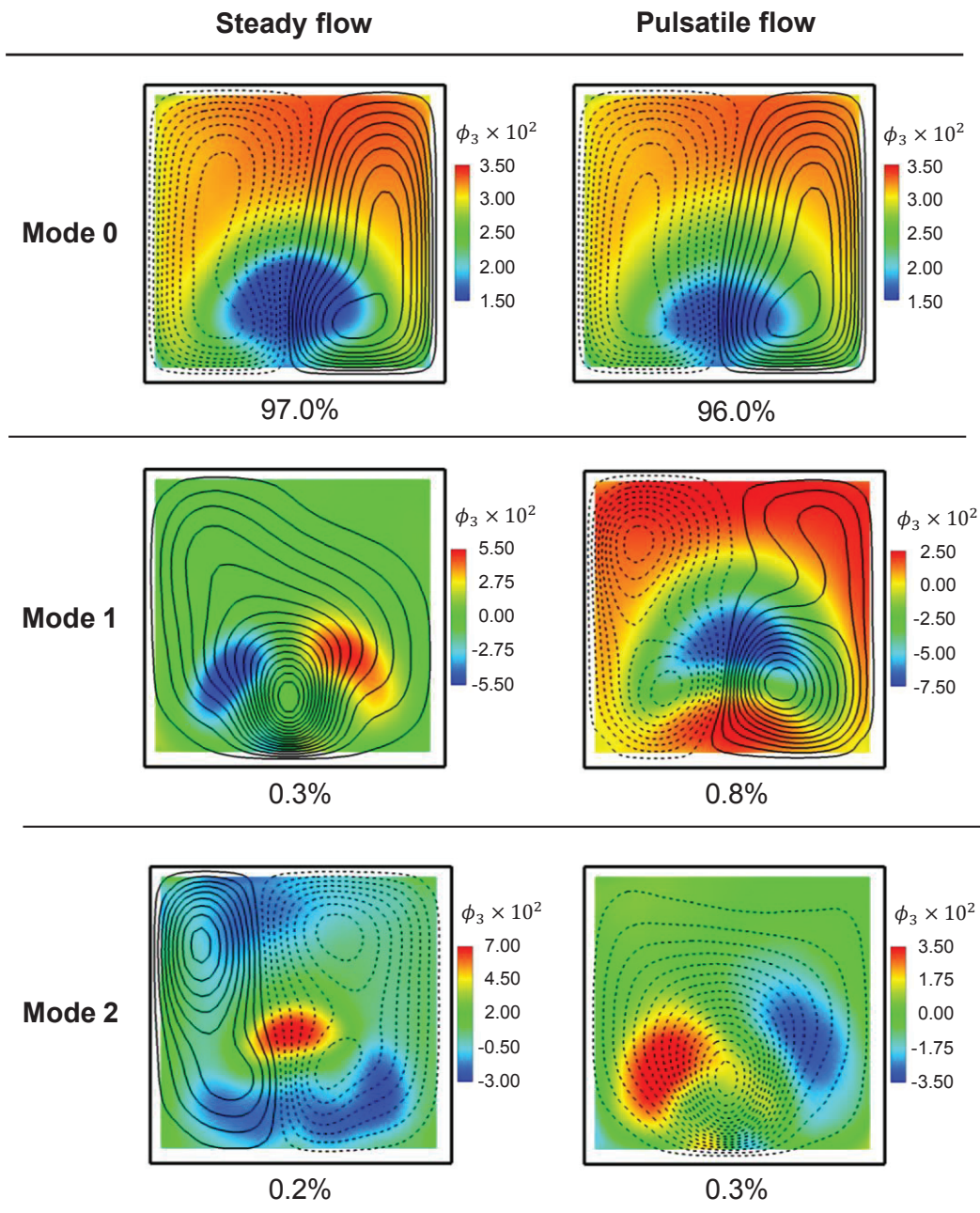


図 C.1 速度 3 成分に対する POD 解析結果. 第 1 曲り出口から $1D$ 下流の POD モード. 上から順にモード 0~2, 左列が定常条件, 右列が脈動条件である. 面内速度は流線で表される; 実線は時計回り, 破線は反時計回りの渦を表す. 主流速度はカラーコンターで表される. 各モードには対応する固有値から計算されるエネルギー分率も示される

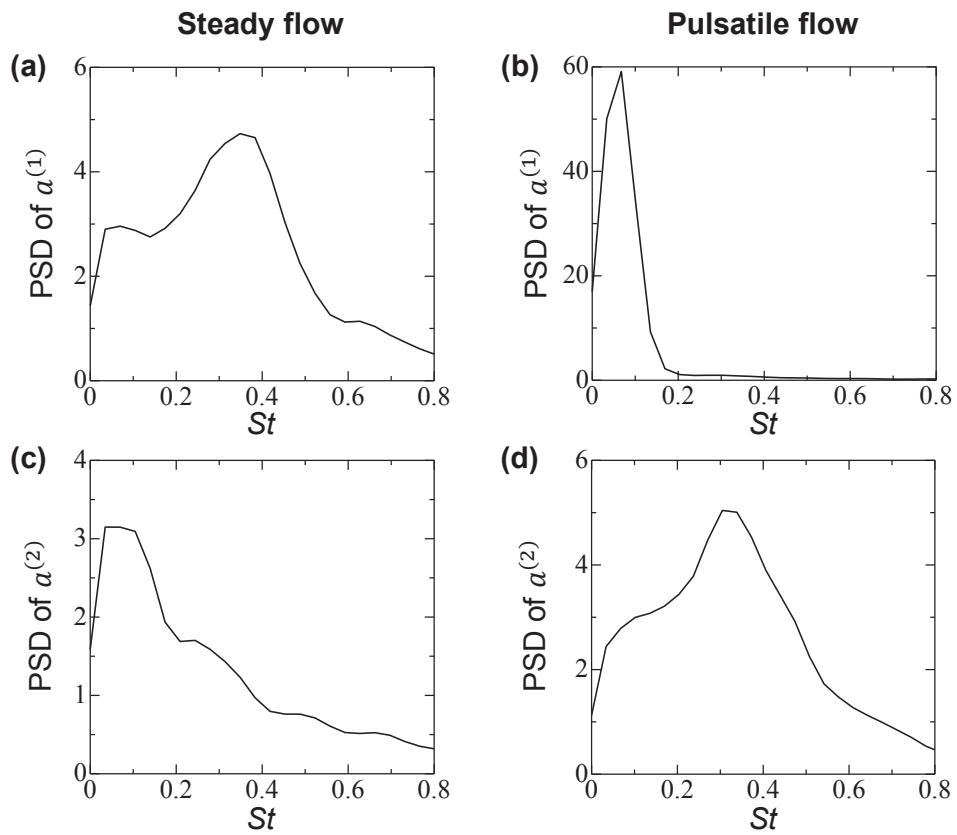


図 C.2 第 1 曲りから 1D 下流の速度 3 成分データに関する POD 係数のパワースペクトル密度. (a) 定常条件, モード 1, (b) 脈動条件, モード 1, (c) 定常条件, モード 2, (d) 脈動条件, モード 2

付録 D

Kolmogorov スケールの推定

ここでは、本研究が対象とした流れ場の Kolmogorov スケールを見積もる。代表的に第 4 章で扱った定常乱流 ($Re=36,700$) を検討する。Kolmogorov スケールは乱流場における最小渦のスケールを表し、次式で与えられる。

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}. \quad (\text{D.1})$$

ここで、 ν は動粘性係数、 ε は単位質量あたりのエネルギー散逸率である。式 (D.1) を用いて Kolmogorov スケールを見積もるにはエネルギー散逸率 ε を求めれば良い。一般に、エネルギー散逸率を算出するには 3 次元の速度勾配情報が必要であるが、局所等方性の仮定が成り立つとすれば、主流方向の変動速度の空間微分値のみから近似できる。

$$\varepsilon = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2}. \quad (\text{D.2})$$

上式では第 4 章で定義した座標系に倣い、主流方向を z としている。また、 $\bar{\cdot}$ は時間平均を表す。 w' は z 方向の変動速度成分であり、

$$w' = w - \bar{w}, \quad (\text{D.3})$$

である。式 (D.2) 中の空間微分値を計算するには、Kolmogorov スケール程度まで分解された速度データが必須であるが、そのような高い空間分解能を計測で実現するのは容易ではない。ただし、変動速度成分が平均成分と比べて十分小さい場合は、Taylor の凍結仮説が成り立ち、空間微分値は時間微分値を用いて近似することができる。つまり、

$$\frac{\partial}{\partial z} = -\frac{1}{w_c} \frac{\partial}{\partial t}, \quad (\text{D.4})$$

と書ける。ここで、 w_c は対流速度である。この関係を用いると、式 (D.2) は次のように記述できる。

$$\varepsilon = 15\nu \frac{1}{w_c^2} \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial t} \right)^2}. \quad (\text{D.5})$$

熱線流速計を使用すれば時間分解能を高めることは容易であり、式 (D.5) に基づいてエネルギー散逸率を見積もることができる。

熱線流速計による主流方向速度の計測では、図 4.3 に示す流路系を用いて定常乱流を発生させ、第 1 曲り入口から $1D$ 上流に位置する断面の中心に熱線プローブ(日本カノマックス, 0251R-T5) を挿入した。計測のサンプリング周波数は 100 kHz であり、 10^6 点 (= 10 秒間) のデータを取得した。実際に計測された主流方向速度の時間変化を図 D.1 に示す。対流速度 w_c を計測されたデータの時間平均値 \bar{w} とみなして式 (D.5) を計算すると、 $\varepsilon = 140 \text{ m}^2/\text{s}^3$ となる。これを式 (D.1) に代入すると、Kolmogorov スケールは $\eta = 70 \text{ }\mu\text{m}$ と見積もることができる。ただし、動粘性係数は $\nu = 1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ とした。

ここで、参考程度に変動速度 w' のパワースペクトル密度を示すと図 D.2 のようになる。グラフの横軸 (下側) は、 η で無次元化した波数を表し、 k は Taylor の凍結仮説より、

$$k = \frac{2\pi f}{w_c}, \quad (\text{D.6})$$

と表される。ただし、 f は周波数である。また、グラフ上側の横軸は管路水力直径と対流速度から定義される Strouhal 数である。グラフ中には $k^{-5/3}$ の直線を示しており、高乱流のエネルギースペクトルにおいて現れる、いわゆる慣性小領域の存在をわずかながら確認できる。また、 $k\eta > 0.2$ ではエネルギーが急激に低下しており、粘性の効果が支配的な散逸領域が観察される。

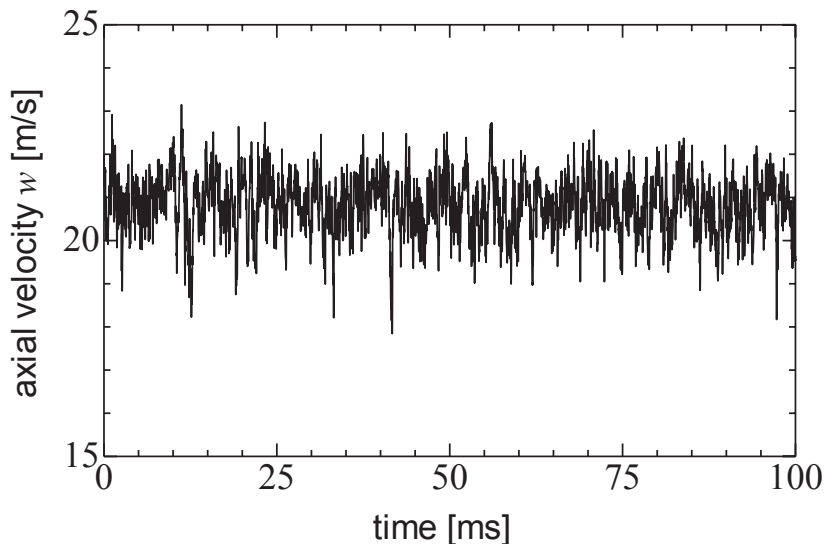


図 D.1 定常乱流場 ($Re = 36,700$) において第 1 曲り入口から $1D$ 上流 (断面中心) で計測された主流方向速度の時間波形

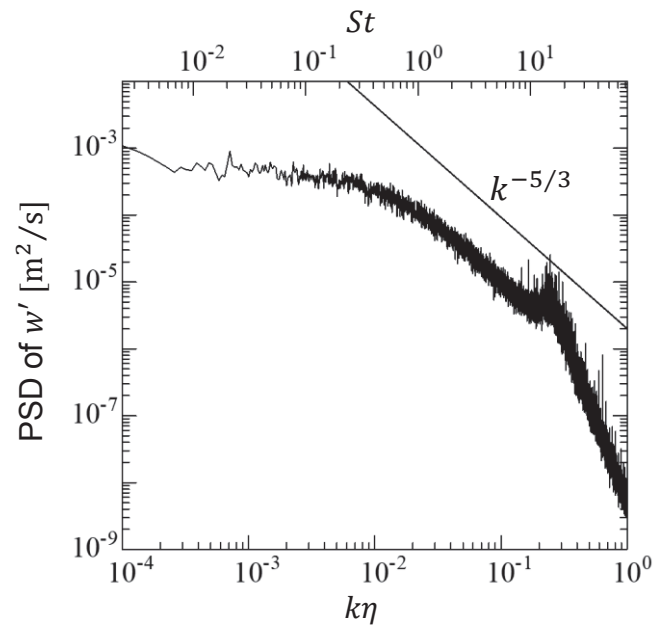


図 D.2 図 D.1 に示す速度データに対するパワースペクトル密度.
 グラフ下側の横軸は波数, 上側の横軸は周波数を表す

参考文献

- [1] 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).
- [2] 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).
- [3] 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).
- [4] 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).
- [5] Chen, H., Reuss, D.L., Hung, D.L.S., and Sick, V., “A practical guide for using proper orthogonal decomposition in engine research”, *International Journal of Engine Research*, 14(4), 307-319 (2012).
- [6] Vu, T.T. and Guibert, P., “Proper orthogonal decomposition analysis for cycle-to-cycle variations of engine flow. Effect of a control device in an inlet pipe”, *Experiments in Fluids*, 52(6), 1519-1532 (2012).
- [7] 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).
- [8] 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).
- [9] 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).
- [10] 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).
- [11] Xu, J., “Flow analysis of engine intake manifold based on computational fluid dynamics”, *Journal of Physics: Conference Series*, 916(1), 012043 (2017).
- [12] 小西 奎二, 吉識 晴夫, “過給機駆動用ラジアル排気タービンの非定常流特性に関する研究 : 基本波形に対する準定常法性能予測”, *日本機械学会論文集 B 編*, 56(532),

- 3756-3762 (1990).
- [13] 小西 奎二, 吉識 晴夫, 過給機駆動用ラジアル排気タービンの非定常流特性に関する研究 : タービン性能予測に与える脈動波形の影響, 日本機械学会論文集 B 編, 57(533), 94-101 (1991).
- [14] 小西 奎二, 田代 伸一, 吉識 晴夫, “過給機駆動用ラジアル排気タービンの非定常流特性に関する研究 : 等価ノズルによるタービン特性近似”, 日本機械学会論文集 B 編, 60(569), 176-182 (1994).
- [15] 小西 奎二, 岡本 泰雄, 吉識 晴夫, 田代 伸一, “過給機駆動用ラジアル排気タービンの非定常流特性に関する研究 : 高温作動ガスによるタービン非定常流特性”, 日本機械学会論文集 B 編, (65)635, 2540-2546 (1999).
- [16] Marelli, S., Capobianco, M. and Zamboni, G., “Pulsating flow performance of a turbocharger compressor for automotive application”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 45, 158-165 (2014).
- [17] Fjällman, M., Mihaescu, M. and Fuchs, L., “Exhaust flow pulsation effect on radial turbine performance”, In *Proceedings of 11th European Conference on Turbomachinery Fluid dynamics & Thermodynamics*, Madrid, Spain (2015).
- [18] Yang, M., Ricardo F. Martinez-Botas, R.F., Rajoo, S., Ibaraki, S., Yokoyama, T. and Deng, K., “Unsteady behaviours of a volute in turbocharger turbine under pulsating conditions”, *Journal of the Global Power and Propulsion Society*, 1, 237-251 (2017).
- [19] Merati, P., Mirhashemi, A., Fajardo-Hansford, C. and Liu, T., “Flow measurements in the exhaust system of a motorized engine”, *International Journal of Automotive Technology*, 18(4), 563-569 (2017).
- [20] Arias-García, A., Benjamin, S.F., Zhao, H. and Farr, S., “A comparison of steady, pulsating flow measurements and CFD simulations in close coupled catalysts”, *SAE Technical Paper*, 2001-01-3662 (2001).
- [21] Benjamin, S.F., Roberts, C.A. and Wollin, J., “A study of pulsating flow in automotive catalyst systems”, *Experiments in Fluids*, 33(5), 629-639 (2002).
- [22] Liu, Z., Benjamin, S.F. and Roberts, A., “Pulsating Flow Maldistribution within an Axisymmetric Catalytic Converter Flow Rig Experiment and Transient CFD Simulation”, *SAE Technical Paper*, 2003-01-3070 (2003).
- [23] Persoons, T., Van den Bulck, E. and Fausto, S., “Study of pulsating flow in close-coupled catalyst manifolds using phase-locked hot-wire anemometry”, *Experiments in Fluids*, 36(2), 217-232 (2004).
- [24] Persoons, T., Van den Bulck, E. and Hoefnagels, A., “Experimental Study of Pulsating Flow in a Close-Coupled Catalyst Manifold on a Charged Motored Engine using Oscillating Hot-Wire Anemometry”, *SAE Technical Paper*, 2006-01-0623 (2006).

- [25] Hwang, I., Myung, C., Park, S., In, C. and Yeo, G., “Theoretical and Experimental Flow Analysis of Exhaust Manifolds for PZEV”, SAE Technical Paper 2007-01-3444 (2007).
- [26] Haga, K., Hidayah, I., Shinozaki, Y., Tsuda, Y., Ishima, T., Matsumura, S. and Obokata, T., “Flow visualization in exhaust manifold for automobile engine”, SAE Technical Paper, 2009-28-0005 (2009).
- [27] Jeong, S.J., “A full transient three-dimensional study on the effect of pulsating exhaust flow under real running condition on the thermal and chemical behavior of closed-coupled catalyst”, *Chemical Engineering Science*, 117, 18-30 (2014).
- [28] Sakurai, M., “Relation Between Exhaust Pulsating Flow and Radiation Noise: Development of Exhaust Radiation Noise Simulation Technology”, SAE Technical Paper, 2004-01-0399 (2004).
- [29] Berger, S.A., Talbot, L. and Yao, L.S., “Flow in Curved Pipes”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15, 461-512 (1983).
- [30] 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), 208-223 (1927).
- [31] 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), 673-695 (1928).
- [32] 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*, 84(568), 107-118 (1910).
- [33] 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), 119-131 (1911).
- [34] 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).
- [35] Verkaik, A.C., Beulen, B.W.A.M.M., Bogaerds, A.C.B., Rutten, M.C.M. and van de Vosse, F.N., “Estimation of volume flow in curved tubes based on analytical and computational analysis of axial velocity profiles”, *Physics of Fluids*, 21(2), 023602 (2009).
- [36] Hamakiotes, C., and Berger, S., “Fully developed pulsatile flow in a curved pipe”, *Journal of Fluid Mechanics*, 195, 23-55 (1988).
- [37] Berrouk, A.S., and Laurence, D., “Stochastic modelling of aerosol deposition for LES of 90° bend turbulent flow”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(4), 1010-1028 (2008).
- [38] Kalpakli, A., Örlü, R. and Alfredsson, P.H., “Vortical patterns in turbulent flow downstream a 90° curved pipe at high Womersley numbers”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*,

- 44, 692-699 (2013).
- [39] Cvetkovski, C.G., Reitsma, S., Bolisetti, T. and Ting, D.S.K., “Heat transfer in a U-Bend pipe: Dean number versus Reynolds number”, *Sustainable Energy Technologies and Assessments*, 11, 148-158 (2015).
- [40] Röhrig, R., Jakirlić, S. and Tropea, C., “Comparative computational study of turbulent flow in a 90° pipe elbow”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 55, 120-131 (2015).
- [41] Bovendeerd, P., Steenhoven, A., Vosse, F., and Vossers, G., “Steady entry flow in a curved pipe”, *Journal of Fluid Mechanics*, 177, 233-246 (1987).
- [42] Cherry, E.M., and Eaton, J.K., “Shear thinning effects on blood flow in straight and curved tubes”, *Physics of Fluids*, 25(7), 073104 (2013).
- [43] Taylor, G.I., “The Criterion for Turbulence in Curved Pipes”, In *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 124(794), 243-249 (1929).
- [44] Sudo, K., Sumida, M. and Hibara, H., “Experimental investigation on turbulent flow in a circular-sectioned 90-degree bend”, *Experiments in Fluids*, 25(1), 42-49 (1998).
- [45] 須藤 浩三, 高見 敏弘, 檜原 秀樹, “単一傾斜熱線による三次元乱流の計測”, *日本機械学会論文集 B 編*, 58(546), 379-385 (1992).
- [46] Takami, T., “Three-component Velocity Measurements in Turbulent Flows Using a Technique of Rotating Probe with an Inclined Hot-Wire”, *JSME International Journal Series B*, 41(1), 145-150 (1998).
- [47] 須藤 浩三, 高見 敏弘, 矢野 賢司, “円形断面をした 90° ベンド内の乱流”, *日本機械学会論文集 B 編*, 58(548), 1015-1021 (1992).
- [48] Sudo, K., Sumida, M. and Hibara, H., “Experimental investigation on turbulent flow through a circular-sectioned 180° bend”, *Experiments in Fluids*, 28(1), 51-57 (2000).
- [49] Cunningham, M.N., Cunningham, G. and Spence, S.W.T., “An experimental investigation into the pressure drop for turbulent flow in 90° elbow bends”, In *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part E: Journal of Process Mechanical Engineering*, 221(2), 77-88 (2007).
- [50] Kline, S., Reynolds, W., Schraub, F., and Runstadler, P., “The structure of turbulent boundary layers”, *Journal of Fluid Mechanics*, 30(4), 741-773 (1967).
- [51] Kim, K.C. and Adrian, R.J., “Very large-scale motion in the outer layer”, *Physics of Fluids*, 11(2), 417-422 (1999).
- [52] Monty, J., Stewart, J., Williams, R. and Chong, M., “Large-scale features in turbulent pipe and channel flows”, *Journal of Fluid Mechanics*, 589, 147-156 (2007).
- [53] Hellström, L.H.O., Sinha, A. and Smits, A.J., “Visualizing the very-large-scale motions in turbulent pipe flow”, *Physics of Fluids*, 23(1), 011703 (2011).

- [54] Hellström, L.H.O. and Smits, A.J., “The energetic motions in turbulent pipe flow”, *Physics of Fluids*, 26(12), 125102 (2014).
- [55] Hellström, L., Ganapathisubramani, B. and Smits, A., “The evolution of large-scale motions in turbulent pipe flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, 779, 701-715 (2015).
- [56] 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).
- [57] 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).
- [58] 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).
- [59] Hufnagel, L., Canton, J., Örlü, R., Marin, O., Merzari, E. and Schlatter, P., “The three-dimensional structure of swirl-switching in bent pipe flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, 835, 86-101 (2018).
- [60] Carlsson, C., Alenius, E. and Fuchs, L., “Swirl switching in turbulent flow through 90° pipe bends”, *Physics of Fluids*, 27(8), 085112 (2015).
- [61] Sakakibara, J., Sonobe, R., Goto, H., Tezuka, H., Tada, H. and Tezuka, K., “Stereo-PIV study of turbulent flow downstream of a bend in a round pipe”, In *Proceedings of 14th International Symposium on Flow Visualization*, EXCO Daegu, Korea, June 21-24 (2010).
- [62] Lumley, J.L., “The Structure of Inhomogeneous Turbulent Flows”, In: A. M. Yaglom and V. I. Tatarski, Eds., *Atmospheric Turbulence and Wave Propagation*, Nauka, Moscow, 166-178 (1967).
- [63] Lumley, J.L., “Stochastic tools in turbulence”, Academic Press, New York (1970).
- [64] Hellström, L.H.O., Zlatinov, M.B., Smits, A. and Cao, G., “Turbulent pipe flow through a 90° bend”, In *Proceedings of 7th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, July 28-31, Ottawa, Canada (2011).
- [65] Kalpakli, A. and Örlü, R., “Turbulent pipe flow downstream a 90° pipe bend with and without superimposed swirl”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 41, 103-111 (2013).
- [66] Hellström, L., Zlatinov, M., Cao, G. and Smits, A., “Turbulent pipe flow downstream of a 90° bend”, *Journal of Fluid Mechanics*, 735, R7 (2013).
- [67] Kalpakli Vester, A., Örlü, R. and Alfredsson, P.H., “POD analysis of the turbulent flow downstream a mild and sharp bend”, *Experiments in Fluids*, 56(57) (2015).
- [68] Sakakibara, J. and Machida, N., “Measurement of turbulent flow upstream and downstream of a circular pipe bend”, *Physics of Fluids*, 24(4), 041702 (2012).
- [69] Noorani, A. and Schlatter, P., “Swirl-switching phenomenon in turbulent flow through toroidal

- pipes”, In Proceedings of 9th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, June 30-July 3, Melbourne, Australia (2015).
- [70] Noorani, A. and Schlatter, P., “Swirl-switching phenomenon in turbulent flow through toroidal pipes”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 61, 108-116 (2016).
- [71] 杉山 均, “曲がり管路内流れ”, *日本流体力学会誌 「ながれ」*, 22(1), 41-50 (2003).
- [72] Gavrilakis, S., “Numerical simulation of low-Reynolds-number turbulent flow through a straight square duct”, *Journal of Fluid Mechanics*, 244, 101-129 (1992).
- [73] 須藤 浩三, 板野 則弘, “正方形断面を有する 90°ベンダ内の乱流 : 第 1 報, 平均速度の測定”, *日本機械学会論文集 B 編*, 54(502), 1319-1324 (1988).
- [74] 須藤 浩三, 高見 敏弘, 板野 則弘, “正方形断面を有する 90°ベンダ内の乱流 : 第 2 報, 乱れの測定”, *日本機械学会論文集 B 編*, 55(515), 1861-1867 (1989).
- [75] 杉山 均, 秋山 光庸, 藤田 修, 佐藤 誉之, “正方形断面を有する 90°曲がり管路内乱流の平均速度場解析”, *日本機械学会論文集 B 編*, 61(587), 2393-2400 (1995).
- [76] 杉山 均, 秋山 光庸, 山中 和典, 佐藤 誉之, “正方形断面を有する曲がり管路内乱流の平均速度場解析 : 第 1 種二次流れ, 第 2 種二次流れの遷移挙動の予測”, *日本機械学会論文集 B 編*, 61(581), 48-55 (1995).
- [77] Humphrey, J., Whitelaw, J. and Yee, G., “Turbulent flow in a square duct with strong curvature”, *Journal of Fluid Mechanics*, 103, 443-463 (1981).
- [78] Ebara, S., Takamura, H., Hashizume, H. and Yamano, H., “Characteristics of flow field and pressure fluctuation in complex turbulent flow in the third elbow of a triple elbow piping with small curvature radius in three-dimensional layout”, *International Journal of Hydrogen Energy*, 41(17), 7139-7145 (2016).
- [79] Mizutani, J., Ebara, S. and Hashizume, H., “Evaluation of influence of the inlet swirling flow on the flow field in a triple elbow system”, *International Journal of Hydrogen Energy*, 41(17), 7233- 7238 (2016).
- [80] Yamano, H., Tanaka, M., Murakami, T., Iwamoto, Y., Yuki, K., Sago, H. and Hayakawa, S., “Unsteady Elbow Pipe Flow to Develop a Flow-Induced Vibration Evaluation Methodology for Japan Sodium-Cooled Fast Reactor”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, 48(4), 677-687 (2011).
- [81] Yuki, K., Hasegawa, S., Sato, T., Hashizume, H., Aizawa, K. and Yamano, H., “Matched refractive-index PIV visualization of complex flow structure in a three-dimensionally connected dual elbow”, *Nuclear Engineering and Design*, 241(11), 4544-4550 (2011).
- [82] Taylor, A.M.K.P., Whitelaw, J.H. and Yianneskis, M., “Developing Flow in S-Shaped Ducts I - Square Cross-Section Duct”, *NASA Contractor Report 3550* (1982).
- [83] 杉山 均, 秋山 光庸, 村上 泰隆, “正方形断面を有する S 字形状管路内乱流の応力場解析”, *日本機械学会論文集 B 編*, 63(607), 832- 839 (1997).

- [84] 杉山 均, 秋山 光庸, 村上 泰隆, “正方形断面を有する S 字形状管路内乱流の平均速度場解析”, 日本機械学会論文集 B 編, 63(607), 840-848 (1997).
- [85] Ng, Y.T., Luo, S.C., Lim, T.T. and Ho, Q.W., “On swirl development in a square cross-sectioned, S-shaped duct”, *Experiments in Fluids*, 41(6), 975-989 (2006).
- [86] Ng, Y.T., Luo, S.C., Lim, T.T. and Ho, Q.W., “On the relation between centrifugal force and radial pressure gradient in flow inside curved and S-shaped ducts”, *Physics of Fluids*, 20(5), 055109 (2008).
- [87] Mazhar, H., Ewing, D., Cotton, J.S. and Ching, C.Y., “Measurement of the flow field characteristics in single and dual S-shape 90° bends using matched refractive index PIV”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 79, 65-73 (2016).
- [88] Niazmand, H. and Rajabi Jaghargh, E., “Bend Sweep Angle and Reynolds Number Effects on Hemodynamics of S-Shaped Arteries”, *Annals of Biomedical Engineering*, 38(9), 2817-2828 (2010).
- [89] 西野 耕一, 河村 洋, 原 千絵, 倉田 丈裕, 磯田 治夫, “脳動脈の血流動態に与える重力の影響について”, *Space Utilization Research*, 23 (2007).
- [90] Timité, B., Castelain, C. and Peerhossaini, H., “Pulsatile viscous flow in a curved pipe: Effects of pulsation on the development of secondary flow”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 31(5), 879-896 (2010).
- [91] Womersley, J.R., “Method for the calculation of velocity, rate of flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known”, *The Journal of Physiology*, 127(3), 553-563 (1955).
- [92] 中西 助次, 松尾 秀信, “二次元流路内の脈動流”, 広島工業大学研究紀要, 29, 67-73 (1995).
- [93] Richardson, E.G. and Tyler, E., “The transverse velocity gradient near the mouths of pipes in which an alternating or continuous flow of air is established”, *Proceedings of the Physical Society*, 42(1) (1929).
- [94] Lyne, W.H., “Unsteady viscous flow in a curved pipe”, *Journal of Fluid Mechanics*, 45(1), 13-31 (1970).
- [95] Zalosh, R. and Nelson, W., “Pulsating flow in a curved tube”, *Journal of Fluid Mechanics*, 59(4), 693-705 (1973).
- [96] Sudo, K., Sumida, M. and Yamane, R., “Secondary motion of fully developed oscillatory flow in a curved pipe”, *Journal of Fluid Mechanics*, 237, 189-208 (1992).
- [97] 多田 茂, 大島 修造, 山根 隆一郎, “曲がり管内脈動流の流動パターン”, 日本機械学会論文集 B 編, 56(531), 3240- 3247 (1990).
- [98] 多田 茂, 大島 修造, 山根 隆一郎, “曲がり管内脈動流における Lyne 形渦の発生限界”, 日本機械学会論文集 B 編, 56(532), 3611- 3616 (1990).

- [99] Chang, L. and Tarbell, J., “Numerical simulation of fully developed sinusoidal and pulsatile (physiological) flow in curved tubes”, *Journal of Fluid Mechanics*, 161, 175-198 (1985).
- [100] 角田 勝, 須藤 浩三, “く形断面を有する曲り管内の振動流 : 第 1 報, 縦横比が 1 の場合の数値解析”, *日本機械学会論文集 B 編*, 51(461), 280-287 (1985).
- [101] 角田 勝, 須藤 浩三, “く形断面曲り管内の脈動流 : 第 1 報, 縦横比が 1 の場合の数値解析”, *日本機械学会論文集 B 編*, 51(469), 2872-2879 (1985).
- [102] 角田 勝, 須藤 浩三, “く形断面曲り管内の脈動流 : 第 2 報, 断面形状の影響”, *日本機械学会論文集 B 編*, 53(486), 341-348 (1987).
- [103] Bulusu, K.V., Hussain, S. and Plesniak, M.W., “Determination of secondary flow morphologies by wavelet analysis in a curved artery model with physiological inflow”, *Experiments in Fluids*, 55(11), 1832 (2014).
- [104] Plesniak, M.W. and Bulusu, K.V., “Morphology of Secondary Flows in a Curved Pipe With Pulsatile Inflow”, *Journal of Fluids Engineering*, 138(10), 101203 (2016).
- [105] Najjari, M.R. and Plesniak, M.W., “Evolution of vortical structures in a curved artery model with non-Newtonian blood-analog fluid under pulsatile inflow conditions”, *Experiments in Fluids*, 57(6), 100 (2016).
- [106] Qiao, A.K., Guo, X.L., Wu, S.G., Zeng, Y.J. and Xu, X.H., “Numerical study of nonlinear pulsatile flow in S-shaped curved arteries”, *Medical Engineering and Physics*, 26(7), 545-552 (2004).
- [107] Rokoni, A.A. and Toufique Hasan, A.B.M., “A Computational Study on the Development of Secondary Flow Through S-shaped Curved Channel”, *Procedia Engineering*, 105, 911-918 (2015).
- [108] Glenn, A.L., Bulusu, K.V., Shu, F. and Plesniak, M.W., “Secondary flow structures under stent-induced perturbations for cardiovascular flow in a curved artery model”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 35, 76-83 (2012).
- [109] Bulusu, K.V. and Plesniak, M.W., “Secondary flow morphologies due to model stent-induced perturbations in a 180° curved tube during systolic deceleration”, *Experiments in Fluids*, 54(3), 1493 (2013).
- [110] Pielhop, K., Schmidt, C., Zholtovski, S., Klaas, M. and Schröder, W., “Experimental investigation of the fluid-structure interaction in an elastic 180° curved vessel at laminar oscillating flow”, *Experiments in Fluids*, 55(10), 1816 (2014).
- [111] Najjari, M.R. and Plesniak, M.W., “Secondary flow vortical structures in a 180° elastic curved vessel with torsion under steady and pulsatile inflow conditions”, *Physical Review Fluids*, 3(1), 013101 (2018).
- [112] van Wyk, S., Pahl Wittberg, L. Bulusu, K.V., Fuchs, L. and Plesniak, M.W., “Non-Newtonian perspectives on pulsatile blood-analog flows in a 180° curved artery model”, *Physics of*

- Fluids, 27(7), 071901 (2015).
- [113] Chandran, K.B. and Yearwood, T.L., “Experimental study of physiological pulsatile flow in a curved tube”, *Journal of Fluid Mechanics*, 111, 59-85 (1981).
- [114] Hamakiotes, C.C. and Berger, S.A., “Periodic flows through curved tubes: the effect of the frequency parameter”, *Journal of Fluid Mechanics*, 210, 353-370 (1990).
- [115] Rindt, C.C.M., van Steenhoven, A.A., Janssen, J.D. and Vossers, G., “Unsteady entrance flow in a 90° curved tube”, *Journal of Fluid Mechanics*, 226, 445-474 (1991).
- [116] Talbot, L. and Gong, K.O., “Pulsatile entrance flow in a curved pipe”, *Journal of Fluid Mechanics*, 127, 1-25 (1983).
- [117] Kalpakli, A., Örlü, R., Tillmark, N. and Alfredsson, H., “Pulsatile turbulent flow through pipe bends at high Dean and Womersley numbers”, *Journal of Physics: Conference Series*, 318(9), 092023 (2011).
- [118] Kalpakli Vester, A., Örlü, R. and Alfredsson, P.H., “Pulsatile Turbulent Flow in Straight and Curved Pipes – Interpretation and Decomposition of Hot-Wire Signals”, *Flow, Turbulence and Combustion*, 94(2), 305-321 (2015).
- [119] Kim, J., Moin, P. and Moser, R., “Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number”, *Journal of Fluid Mechanics*, 177, 133-166 (1987).
- [120] Choi, H. and Moin, P., “Grid-point requirements for large eddy simulation: Chapman’s estimates revisited”, *Physics of Fluids*, 24(1), 011702 (2012).
- [121] <https://www.hpci-office.jp/output/hp140117/outcome.pdf>
- [122] <https://www.hpci-office.jp/output/hp160102/outcome.pdf>
- [123] Ishihara, T., Morishita, K., Yokokawa, M., Uno, A. and Kaneda, Y., “Energy spectrum in high-resolution direct numerical simulations of turbulence”, *Physical Review Fluids*, 1(8), 082403 (2016).
- [124] <https://www.top500.org/>
- [125] Oki, J., Ikeguchi, M., Ogata, Y., Nishida K., Yamamoto, R., Nakamura, K., Yanagida, H. and Yokohata, H., “Experimental and numerical investigation of a pulsatile flow field in an S-shaped exhaust pipe of an automotive engine”, *Journal of Fluid Science and Technology*, 12(2) (2017).
- [126] 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*, 13(1) (2018).
- [127] Holmes, P., Lumley, J.L. and Berkooz G., “Turbulence, Coherent Structures, Dynamical Systems and Symmetry”, Cambridge University Press (1996).
- [128] Semeraro, O., Bellani, G. and Lundell, F., “Analysis of time-resolved PIV measurements of a confined turbulent jet using POD and Koopman modes”, *Experiments in Fluids*, 53(5), 1203-

- 1220 (2012).
- [129] Prasad, A. and Jensen, K., “Scheimpflug stereocamera for particle image velocimetry in liquid flows”, *Applied Optics*, 34(30), 7092-7099 (1995).
- [130] Keane, R.D. and Adrian, R.J., “Optimization of particle image velocimeters: II. Multiple pulsed systems”, *Measurement Science and Technology*, 2(10), 963-974 (1991).
- [131] 大木 純一, 池口 雅文, 尾形 陽一, 西田 恵哉, 山本 亮, 中村 和博, 柳田 春奈, 横畑 英明, “S 字形状曲り管内における排気脈動流に対する管路形状の影響”, 第 29 回数値流体力学シンポジウム, D11-1 (2015).
- [132] Hunt, J.C.R., Wray, A.A. and Moin, P., “Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows”, *Proceedings of the 1988 Summer Program*, 193-208 (1988).
- [133] Hirata, K., Kubo, T., Hatanaka, Y., Matsushita, M., Shobu, K. and Funaki, J., “An Experimental Study of Amplitude and Frequency Effects upon a Pulsating Jet”, *Journal of Fluid Science and Technology*, 4(3), 578-589 (2009).
- [134] Komai, Y. and Tanishita, K., “Fully developed intermittent flow in a curved tube”, *Journal of Fluid Mechanics*, 347, 263-287 (1997).
- [135] Boiron, O., Deplano, V. and Pelissier, R., “Experimental and numerical studies on the starting effect on the secondary flow in a bend”, *Journal of Fluid Mechanics*, 574, 109-129 (2007).
- [136] Towne, A., Schmidt, O. and Colonius, T., “Spectral proper orthogonal decomposition and its relationship to dynamic mode decomposition and resolvent analysis”, *Journal of Fluid Mechanics*, 847, 821-867 (2018).
- [137] Holmes, P.J., Lumley, J.L., Berkooz, G., Mattingly, J.C. and Wittenberg, R.W., “Low-dimensional models of coherent structures in turbulence”, *Physics Reports*, 287(4), 337-384 (1997).
- [138] Poletto, R., Revell, A., Craft, T. and Jarrin, N., “Divergence free synthetic eddy method for embedded LES inflow boundary conditions”, In *Proceedings of Seventh International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena* (2011).
- [139] 大風 翼, 持田 灯, “乱流フラックスのコレスキー分解によるスカラー変動を含む変動風生成法の開発: スカラー変動を考慮した LES のための流入変動風の生成 その 1”, *日本建築学会環境系論文集*, 79(703), 771-776 (2014).
- [140] 可視化情報学会, “PIV ハンドブック”, 森北出版株式会社 (2002).
- [141] Hjelmfelt, A.T. and Mockros, L.F., “Motion of discrete particles in a turbulent fluid”, *Applied Scientific Research*, 16(1), 149-161 (1966).

謝辞

本稿は、筆者が広島大学 大学院工学研究科 博士課程後期 機械システム工学専攻在籍時に行われた研究をまとめたものです。指導教官である広島大学の尾形陽一准教授には多大なる御指導と御高配を賜り、深厚なる感謝の意を表します。また、学位論文をまとめるに際し、有益な御助言を賜りました広島大学の西田恵哉教授、遠藤琢磨教授、井上修平准教授に対し、深く感謝いたします。実験や解析等、研究の遂行に際しては、同研究室学生（当時含む）の久家由紀香氏、池口雅文氏、井上裕哉氏から惜しめない御協力を頂きました。皆様に厚く御礼申し上げます。

本研究はマツダ株式会社との共同研究として行われたものであり、資金面で多大な御支援を頂きました。さらに、マツダ株式会社の山本亮氏、中村和博氏、柳田春奈氏、横畑英明氏には数々の御助言を頂きましたこと、厚く感謝の意を表します。また、実験や数値解析に際して御協力を頂きましたマツダ株式会社の中島聖氏に、謹んで御礼申し上げます。

本研究の一部は公益財団法人広島大学教育研究支援財団から助成を受けたことを、ここに申し添えます。

最後に、生活全般にわたり長年支えてくれた家族に感謝の意を表して謝辞といたします。