

端部壁面境界層が円柱の空力特性と  
流れ場に及ぼす効果に関する研究

2016年 3月

稲垣 歩

端部壁面境界層が円柱の空力特性と  
流れ場に及ぼす効果に関する研究

大分大学大学院工学研究科

博士後期課程

博士論文

2016年 3月

稲垣 歩

## 目次

1章	緒論	1
1.1	本研究の目的	1
1.2	学術的背景と研究の動向	1
1.3	工学的な応用	10
1.4	本論文の構成	12
1.5	主要記号	15
2章	壁面前縁形状が円柱周りの流れ場に及ぼす影響	17
2.1	緒言	17
2.2	実験装置および方法	18
2.3	実験結果および考察	20
2.3.1	周方向圧力分布	20
2.3.2	背圧分布	21
2.3.3	アスペクト比による比較	22
2.4	結言	24
3章	円柱表面圧力分布に及ぼす端部層流境界層の影響	31
3.1	緒言	31
3.2	実験装置および方法	33
3.3	実験結果および考察	36
3.3.1	円柱周方向圧力分布	36
3.3.2	前方よどみ点圧力のスパン方向分布	37
3.3.3	背圧のスパン方向分布	39
3.3.4	円柱端部周方向圧力分布	40
3.3.5	圧力勾配による剥離点位置の比較	41
3.3.6	局所抗力係数の比較	42
3.3.7	スパン係数による評価	43
3.4	結言	46

4章	円柱近傍後流に及ぼす端部層流境界層の影響	76
4.1	緒言	76
4.2	実験装置および方法	77
4.3	実験結果および考察	79
4.3.1	円柱表面圧力分布	79
4.3.2	平板上の可視化	80
4.3.3	平均速度分布	81
4.3.4	乱れ強度分布	81
4.3.5	周波数解析	82
4.3.6	ウェーブレット解析	84
4.4	結言	86
5章	円柱後流の端部構造に及ぼす端部層流境界層の影響	98
5.1	緒言	98
5.2	実験装置および方法	99
5.3	実験結果および考察	101
5.3.1	対称面流れ構造の解析	101
5.3.2	横断面流れ構造の可視化	102
5.3.3	横断面流れの平均速度分布	104
5.3.4	横断面流れの位相平均挙動	105
5.4	結言	108
6章	結論	134
	謝辞	138
	参考文献	139



# 第1章 緒論

## 1.1 本研究の目的

本研究では壁面に支持された円柱の空力特性と流れ場に及ぼす、壁面上に形成される境界層の影響について解明を試みる。

流れに晒される物体は、流体摩擦や剥離に伴う圧力差から抗力と呼ばれる流体力を受けることが知られている。実際の物体は種々の形状を有しており、その周りは複雑な流れ場を呈することが多く、流れ場を知ることは様々な技術の発展において重要な要素となる[1-10]。流れに晒される物体の基本的で単純な形状の一つとして円柱が取り上げられ、円柱の空力特性と流れ場に関してこれまでに数多くの研究が行われてきた。特に二次元的な状態が最も基本的な流れ場を示すと考えられることから、円柱周りの流れ場に対して二次元性を確保するための方法も検討されている。

円柱周りの流れに関する実験では、風洞絞り部からの自由噴流によるせん断層の影響や測定部壁面の影響を取り除くため、円柱両端に比較的小さな端板を取り付けることが一般的になされている。このとき二次元性を確保するためには、円柱直径  $d$  に対する端板間距離  $L$  の比であるアスペクト比  $L/d$  を十分に確保することが求められ、従来の研究により、二次元性の確保に必要とされる「要求アスペクト比」が示されている[11-13]。しかし提案された要求アスペクト比の値は様々に異なっており、二次元性を確保するための条件にはさらなる検証が必要と考えられる。本研究では円柱を支持する端部壁面上の境界層が二次元性に与える影響についての調査を行う。

また二次元性に与える影響についての調査の結果、円柱を支持する端部壁面上の境界層厚さが異なることで円柱周りの流れ場が影響を受けることが明らかとなった。今後の発展として、物体を支持する壁面上境界層の操作により物体周りの流れ場制御を行う可能性を見据え、円柱周りの流れ場と端部壁面上境界層との関係についての調査も行う。本章では、これらの目的に対し学術的背景や研究の動向、工学的応用性について記す。

## 1.2 学術的背景と研究の動向

物体周りの詳細な流れ構造を知ることは、技術の発展に欠かせない要因である。流れ構造に関する研究の例としては、自動車周りの流れ[1-3]や、橋脚周りの流れ[4]、風車周りの流れ[5, 6]などがある。

自動車周りの流れに対して炭谷ら[1]は、空気抵抗による燃費性能への影響、揚力などによる走行安定性への影響、空力騒音による快適性への影響、雨天時の視界確保による安全性への影響などの観点から流体力学は無くしてはならないものとしている。空

気抵抗に関して自動車では、航空機で課題になる摩擦抗力は小さく圧力抗力が支配的であると、圧力抗力の低減には前部で剥離させず後部で流れを絞り込むのが良いとされているが、実際はパッケージやデザインとの成立性の課題があるため様々な空力テクニックを部位に応じて使い分けていると述べている。具体例として、局所での剥離を抑制するためのボディー表面のフラッシュサーフェース化や床下の平滑化、後流の圧力回復のための床下後部の切り上げ構造を挙げている。また走行安定性についてはワンボックス車両の横風時のふらつきに対し、バンパーにエアロスリットを設け横風受風時のみ流れを吹き出させヨーイングモーメントを小さくし安定性の向上を実現している。

走行安定性について齊藤ら[2]は、エアロスタビライジングフィンとよばれる小型のボルテックスジェネレータをボディー側面前後の適切な位置に複数装着することにより顕著に操安性が向上することを示している。

橋脚周りの流れについて加島[4]は、海峡に構造物を構築することにより構造物周辺の流れが変化し、特に強潮流で底質が堆積層の場合には構造物周辺に洗掘が発生し、構造物の安定性に影響を与える可能性があるとして述べている。風車まわりの流れについては、大屋[6]がディフューザータイプの集風体を風車にとりつけることにより出力が2~5倍上昇することを示している。

流れ構造は騒音や振動とも関連しており、騒音に関しては列車でのパンタグラフによる空力音[7-9]や、自動車でのミラーまわりの騒音[3, 10]などが調査されている。新幹線のパンタグラフについて池田[7, 8]は、新幹線が最高速度の面で海外の高速鉄道にやや先を越されている理由は、技術的に劣っているためではなく、日本の環境基準、特に騒音に関する基準が非常に厳しいためであると記している。パンタグラフは新幹線の主要音源の一つとなり、空力音が現在最も問題になっていると述べている。

自動車でのミラー周りの騒音について飯田ら[3]は、ミラーは車両から突き出しているため流れを乱しやすく、搭乗位置からも近い位置に設置されているため空力騒音の問題になりやすいとしている。また、奥津ら[10]はミラーが作り出した騒音が室内に伝わる現象の調査を行っている。流れ構造と振動に関しては、タコマナローズ橋の崩壊[14]や高速増殖原型炉もんじゅの流体振動による温度計破損[15]など渦励振を原因とした事故が発生している。

このように物体周りの流れについては工学的に重要な意味合いを持つことから、古くから現在に至るまで様々な研究が行われている。近年では実物そのものを用いた実験も行われており、池田[8]は実際のパンタグラフを用いた実験について、模型では部品形状の細かい相違が空力音や空気力の大きな差異をもたらすことがあるため実物で実験を行うことは大きなメリットであると述べている。また、実物の流れ構造を可視化しようとする試みもみられ、サーモグラフィを用いた超音速自然層流翼の可視化[16]

や、雪を用いた風車周りの可視化[17]、生物周りの可視化[18]が行われており、より複雑なものの流れ構造をいかに解明するかが課題となっている。

これらの複雑な流れ場の構造を解明するためには、基本的な流れ場構造を把握することが必要となる。そのため物体の基本的で単純な形状の一つとして円柱を対象物とする研究が数多く行われてきた。例えば円柱周りの流れに与える主流乱れの影響[19]や、渦流量計に用いられるようなスリットのある円柱周りの流れ[20, 21]、傾斜円柱周りの流れ[22, 23]、広がり流路内に置かれた円柱周りの流れ[24]のほか、主流の速度勾配下[25–27]や圧力勾配下[28]、周期変動流中[29]に置かれた円柱周りの流れなど様々な条件下での流れ構造に関する研究がなされている。

円柱そのものに対する基礎的な流れ場構造は、Zdravkovich の著した *Flow around circular cylinder*[30, 31]によくまとめられている。この著書の冒頭には、Leonard da Vinci の絵にも円柱後流に形成される渦が書かれていたことが記されており、学術的にも古くから興味を持たれていたことが伺える。円柱周りの流れ構造は動粘度  $\nu$  を用いて主流速度  $U$  と円柱直径  $d$  によるレイノルズ数  $Re(=U \cdot d/\nu)$  により分類されており、 $Re=0\sim 200$  程度では円柱表面から後流まで全域で層流状態に、 $Re=200\sim 400$  程度では後流領域での乱流遷移、 $Re=400\sim 2.0 \times 10^5$  程度では剥離領域での乱流遷移、 $Re=2.0 \times 10^5 \sim 6.0 \times 10^6$  程度では円柱表面境界層の乱流遷移、それ以上のレイノルズ数では全域で乱流状態となることが示されている。他にも基礎的な円柱周りの流れとして、Karman[32]により示された円柱後流での左右交互に発生するカルマン渦列が良く知られており、先に述べたレイノルズ数による流れ構造の分類と同様に、カルマン渦構造がレイノルズ数により変化していくことが明らかにされている。カルマン渦を含めた円柱後流の渦構造については Williamson[33]などによりまとめられている。また空力特性上重要なパラメータとなる抗力係数は円柱後流の渦構造により影響を受け、Wieselsberger [34]によりレイノルズ数により値が変化することが示されている。

このような円柱周りの流れ構造をより詳細に解明するためには、二次元的な状態を確保し基本的な流れ場構造に近づけることが求められる。それに対して Morkovin[35]は円柱周りの流れ現象のレビューの中で、実験家と理論家は二次元的な幻想の世界を共有していたことを認めるべきであり、これまでの柱状物体周りの流れに対する多くの結果は二次元の偏った解釈により不明な点を含んでいると報告している。これは今までの二次元的な条件として行われた実験であっても十分な二次元性が確保できていない可能性があることを指摘しており、二次元性を確保するための条件についても研究が必要なことを示している。

円柱周りの流れでは、流路断面積に占める円柱の割合である閉塞率や、円柱直径  $d$  に対する上下壁面間距離  $L$  の比であるアスペクト比  $L/d$  が変化することにより、抗力係数や背圧係数の値が変化することが知られている。円柱周りの流れに対して二次元

性を確保するための条件という観点からみると、閉塞率の値を減少させたり、アスペクト比を拡大させたりすることで、抗力係数や背圧係数が一定の値に収束することが示されている。過去の研究においては、これらの値が一定値を示した条件であれば二次元性が確保されているとの見方が多く用いられている。それに対し、背圧の円柱軸方向分布を測定し一定の分布が得られた範囲において二次元性が確保されているとの見解も示されている。しかし、どちらの評価方法が二次元性を確認するための条件として適しているかについて言及しているものはなく、二次元性が確保されていると判断するための明確な基準については示されていない。

円柱周りの流れに与える閉塞率やアスペクト比の影響について、これまでに行われた研究の結果を以下に示す。

閉塞率の影響としては、岡本ら[36]により円柱周りの流れおよび後流に及ぼす風洞側壁の影響が研究されている。これは円柱を支持しない側の壁面を移動させることにより閉塞率を変化させ円柱表面圧力や後流の状態を確認しており、その結果として閉塞率が増加することにより円柱の背圧が低下することや剥離点が後退すること、円柱からの放出渦は閉塞率の影響を受けないことを示している。また閉塞率が4%以下であれば、側壁の影響を無視できるとしている。

鈴木ら[37]はレイノルズ数  $Re=4\times 10^4\sim 5.6\times 10^4$  の条件で、円柱直径を変化させることにより閉塞率を変化させ、円柱表面圧力や圧力抗力係数の値に流路幅が与える影響を調査している。その結果として閉塞率が大きくなるにつれ円柱表面の圧力係数が小さくなることや、抗力係数が大きくなることを報告している。

Westら[12]はレイノルズ数  $Re=10^3\sim 10^4$  の条件で、円柱直径を3.2~41mmの範囲で変化させ背圧係数や抗力係数に与える閉塞率とアスペクト比の影響を調べた。また円柱後流で観測された渦放出による周波数  $f$  において、円柱直径  $d$  と主流速度  $U$  で無次元化したストローハル数  $St=(f\cdot d/U)$  を用いての比較も行っている。測定部壁面の影響を取り除くための端板には矩形端板を用いている。その結果として閉塞率は6%未満であれば、円柱表面の圧力分布は閉塞率の影響を受けず、ストローハル数  $St$  は閉塞率とアスペクト比のどちらの影響も受けないことを示している。閉塞率が6~16%の範囲では圧力分布およびストローハル数は閉塞率により変化するが、圧力より計算された抗力係数の値は閉塞率の影響を受けないとしている。端板を用いた場合でも厳密な二次元ではないとしながらも、アスペクト比が40以上であれば端板の影響を少なくできると述べている。また背圧係数と抗力係数は、アスペクト比が小さい場合には閉塞率が大きい場合と同様の傾向を示すとしながらも、詳細な調査には閉塞率とアスペクト比を別々に制御する必要があると述べている。

Stansby[38]はレイノルズ数  $Re=1.6\times 10^4\sim 8.0\times 10^4$  でアスペクト比が8と16の条件において、矩形端板を用いた背圧の円柱軸方向分布を確認している。背圧のどの測定位

置においても端板の有無により値が異なること、アスペクト比の違いにより背圧の分布に大きな違いが見られることを報告している。

Szapessy と Bearman[39]は矩形端板を用いてレイノルズ数  $Re=8 \times 10^3 \sim 1.4 \times 10^5$  の範囲で、変動揚力や変動圧力と変動速度による相互相関などからアスペクト比の影響を調査した。その結果としてアスペクト比が変動揚力に著しい影響を与えることを説明している。しかし変化させたアスペクト比の範囲は 0.25~12 となっており、他の研究と比較して十分なアスペクト比が確保できているとは言えない。

Toy と Fox[40]は角柱の実験ではあるが、レイノルズ数  $Re=1.6 \times 10^4$  でアスペクト比による影響を調査している。二次元性の確保に必要なアスペクト比の境界は示していないが、アスペクト比が下限を越えた場合の背圧係数は隣接した端板の干渉を受け、端板を用いるときは考慮する必要があると述べている。また、より正確な二次元的性質を調査するためにはさらなる研究を推奨するとしている。

Norberg[11]はレイノルズ数が  $Re=50 \sim 4.0 \times 10^4$  の広い範囲で、円形端板によるアスペクト比の影響を調査した。レイノルズ数ごとに二次元性を得るために必要とされる要求アスペクト比の値を示しており、 $Re=160 \sim 230$  では 50 程度、 $Re=250$  程度では 200 以上の大きなアスペクト比が必要となり、 $Re=350 \sim 600$  では 100 以上、 $Re=600 \sim 4.0 \times 10^3$  では 50 以上、 $Re=4.0 \times 10^3 \sim 1.0 \times 10^4$  では 60~70 以上、 $Re=1.0 \times 10^4 \sim 4.0 \times 10^4$  では 25 以上が必要と述べている。このとき端板上に形成される境界層の状態について層流の数値解析により算出した値を示しているが、この境界層の影響については言及していない。また端板の形状については、さらなる最適化が必要かもしれないと述べている。

端板の形状については山田[13]が、円形端板の直径が円柱背圧係数に与える影響を、レイノルズ数  $Re=3.0 \times 10^3$  の一定で調査している。その結果、端板直径が円柱直径の 6~10 倍であればアスペクト比 40 以上で、背圧係数が円柱軸方向の広い範囲で一定になることを示している。また端板直径が円柱直径の 8 倍の条件では、かなり小さいアスペクト比まで背圧係数の一様な分布を示し、円柱からの放出渦構造のスパン方向への均一化も最大になると述べている。この結果より円柱後流側への端板長さは、円柱直径の 4 倍程度は必要であると考えられる。奥出[41]は円柱後流側への端板長さについて円柱直径の 3.5 倍程度が必要との見解を示しており、この結果は山田の示した端板長さと概ね一致している。

これらの研究報告では、円柱周りの流れに対して二次元性を確保するために必要とする要求アスペクト比の値に一貫性が見られない。また端板の先端形状や、円形端板と矩形端板のどちらの形状が適しているかについても言及されていない。

円柱からの熱伝達に関する研究では閉塞率やアスペクト比の他に、円柱を支持する壁面上の境界層厚さを考慮した実験が行われている[42-46]。特に Chang ら[45]はダクト幅に対する円柱を支持する壁面上境界層厚さの比が、境界層厚さそのものよりも重

要なパラメータではないかと述べている。円柱周りの二次元性を確保する条件としても、円柱を支持する壁面上の境界層は重要なパラメータである可能性が考えられる。

円柱周りの流れ構造と境界層との関係では、円柱を支持しない側壁上の境界層による影響について、円柱を用いた壁面上の境界層制御[47-50]や、境界層内にある円柱の流れ構造[51, 52]、伝熱特性に与える境界層の影響[53, 54]など様々な研究がなされている。

一方、円柱を支持する壁面上の境界層の影響については、奥出[41]が壁面境界層の存在する測定部に取り付けた円柱に対し、両側にフランジを取り付けた場合と片側のみにフランジを取り付けた場合を比較することで壁面境界層の影響を調査している。その結果として壁面の境界層厚さが円柱直径の 11 倍程度のとき、円柱軸方向への影響は円柱直径の 65 倍程度までの広範囲に及ぶことを示している。また円柱端が境界層内にある場合は軸方向へ二次流れが誘起される可能性があり、この二次流れが円柱からの渦放出周波数に影響を及ぼすことが考えられると述べている。またフランジ近くの後流では、円柱からの渦放出周波数がフランジの影響を受けることも記している。

また、田辺ら[46]は円柱周りの熱伝達に及ぼす円柱取付け壁面速度境界層の影響を調査する中で、レイノルズ数  $Re=1.7 \times 10^4$  の一定において円柱を支持する壁面上境界層の厚さが異なる条件での前方よどみ点および背圧の円柱軸方向分布を測定している。実験での境界層厚さは円柱直径の 0.75 倍および 2.4 倍となっており、境界層の状態は示された形状係数の値より乱流境界層であると考えられる。結果では、圧力分布が壁面に近づくにつれスパン中央とは異なることを示している。また、壁面近くで確認された熱伝達が促進される領域の影響がほぼ風洞中心近くまで達しており、向かい合う壁面境界層の影響も同様と考えると、両者が風洞中心付近でお互いに干渉し合っている可能性があるとして述べている。

どちらの報告からも、円柱を支持する壁面上の境界層の影響が風洞中心近くまで及ぶ可能性を示している。しかし、この他には壁面上の境界層が二次元性に与える影響を調査した研究は見受けられず、より詳細な調査が必要と考えられる。

円柱を支持する壁面上の境界層の影響について、有限長円柱に対してはビルなどの実在する構造物に類似することから数多くの研究がなされており、植松ら[55]や Sumner[56]によりまとめられている。有限円柱周りの流れ構造としては、円柱直径に対する軸方向の長さがある一定の値を境目に、後流にカルマン渦が発生する場合と発生しない場合に分類されると言われており、この境界の値は臨界アスペクト比と呼ばれている。

岡本と八木田[57, 58]はレイノルズ数  $Re=1.33 \times 10^4 \sim 1.50 \times 10^4$  の範囲で壁面上に層流境界層が形成された条件で実験を行い、アスペクト比が 6 と 7 の間で表面圧力や抗力係数が大きく変化し、アスペクト比が 6 以下では円柱後流に周期的な渦列は存在しな

いと述べている。

谷口と坂本ら[59, 60]はレイノルズ数  $Re=7.5 \times 10^3 \sim 6.0 \times 10^5$  の範囲で、壁面上に乱流境界層を形成させた場合の境界層厚さとアスペクト比による影響を調査している。その結果としてアスペクト比が 2 以下では円柱後流にはアーチ渦が形成され、アスペクト比が大きくなるとカルマン渦に移行すると述べている。また坂本[61]は層流境界層の場合についてもレイノルズ数  $Re=162 \sim 613$  の低い範囲で実験を行っており、アスペクト比 4 まではアーチ渦が形成されるが、アスペクト比 5 からはカルマン渦が形成されると述べている。

河村[62]はレイノルズ数  $Re=3.2 \times 10^4$  での実験において壁面上に乱流境界層が形成された条件を中心に実験を行っている。臨界アスペクト比は壁面上の境界層厚さにより影響を受け、境界層厚さの増加とともに大きくなると述べている。また臨界アスペクト比以下では周期的な渦放出は生じず、アーチ渦は形成されないと述べている。

岡本ら[63, 64]はレイノルズ数  $Re=2.5 \times 10^4 \sim 4.7 \times 10^4$  の範囲で実験を行い、アスペクト比が 2 以下ではアーチ渦が、アスペクト比が 4 以上ではカルマン渦が放出されると述べている。この報告においては壁面上の境界層厚さは示されているが、境界層が層流か乱流かの状態については示されていない。しかし、実験条件から乱流境界層ではないかと推測される。また岡本ら[65]はアスペクト比が 0.2~1.0 の小さい範囲でも実験を行っており、円柱近傍後流の構造は馬蹄渦とアーチ渦の二種類の渦が発生する複雑な挙動になることを示している。

田中ら[66, 67]はレイノルズ数  $Re=3.7 \times 10^4$  において円柱の時間平均後流構造を調査し、高アスペクト比では二次元円柱の後流渦に類似した 2 本の渦線が端面後方で連結されたヘアピン状のアーチ系渦線を構成し、低アスペクト比の場合においても後流渦構造に基本的な違いはないと述べている。

他にも主流乱れの影響[68]や境界層内に直立する場合[69]など様々な条件において多岐にわたり研究が行われている。しかし、これら有限長円柱における実験では、臨界アスペクト比の値や、低アスペクト比でのアーチ渦の存在有無などに意見の食い違いが生じている。Sumner[56]は有限長円柱に関するレビューの中で、現象が観察されない理由としてはレイノルズ数やアスペクト比、境界層厚さの影響への配慮が不足していることや、油膜法による可視化からのフローパターンの誤解、圧力や温度や速度測定 of 分解能の不足、数値解析のメッシュのサイズ不足であると考えられ、より長時間観察することで自由端上の流れ場が周期性と関連づけて説明できるようになると述べている。これら測定精度の不足は、先に述べた閉塞率やアスペクト比に関する研究など他の研究においても十分に考えられ、過去に実験の行われた内容であっても最新の計測装置を用いることにより新たな知見が得られる可能性があると考えられる。

円柱と壁面との接合部近傍の流れ構造については、円柱上流側に形成される首飾り

渦構造に関する調査も行われている。Baker[70, 71]は有限長円柱を用いた実験においてレイノルズ数と境界層厚さにより首飾り渦が 2 渦系から 4 渦系, 6 渦系, 非定常へと変化することを示している。Huang ら[72]は円柱が支持されていない側の端部が自由水面上に位置する条件において首飾り渦の調査をしており, レイノルズ数による渦系の変化を報告している。また, Visbal[73]は首飾り渦構造について数値解析を用いて調査を行っている。

壁面の境界層については考慮されていないものの, 両端に端板を設けた円柱周りの流れ構造に関してもこれまでに膨大な数の研究が行われており, これらについても Zdravkovich [30, 31]や Williamson[33]によりまとめられている。また先に述べたとおり, 円柱周りの流れ構造はレイノルズ数により変化することが明らかにされている。

円柱からの流れの剥離については松井[74]によりまとめられており, レイノルズ数による円柱を過ぎる流れ構造の変化に対して円柱表面の境界層の剥離は決定的な要因であるが, 剥離と言う現象については未解決の問題が多く残されていると述べている。また, 剥離とその結果の渦放出がカルマン渦列発生の必要条件であるかのように誤解される場合があるが, 剥離が起こらなくても, 互いに平行な二つのせん断層が接近して存在し, かつせん断層内の渦度の符号が逆であれば, カルマン渦列の発生が可能であると記している。

その他にも円柱からの剥離については, 横井ら[75, 76]がレイノルズ数  $Re=170\sim 1340$  の範囲で剥離点の上流側と下流側のそれぞれよりトレーサを浸出した可視化実験を行い, 二次元的な剥離流れに潜在する初期の三次元渦構造の調査を行っている。その結果として剥離域内の流れは三次元的であり, 円柱上の層流境界層剥離は三次元剥離であることを示している。またカルマン渦列の三次元性と境界層剥離の三次元性とは密接な関係があるとしている。永田ら[77, 78]はレイノルズ数  $Re = 1200\sim 9000$  の範囲で突然出発する円柱を用いた非定常剥離の詳細な調査を行っており, 剥離域に形成される渦構造の発生時期がレイノルズ数により変化することなどを報告している。

カルマン渦列の三次元性については, 種子田[79]がカルマン渦列は二次元的ではなく一般的に三次元構造を有すると述べているほか, Williamson[80–83]が幅広いレイノルズ数範囲で実験を行っておりカルマン渦の傾きや三次元性を持つ様子を示している。その他にも円柱からの渦放出に関する研究の例として, レイノルズ数が  $Re=100$  程度の領域では服部[84]や奥出[85–87]が,  $Re=10^4$  程度の領域では Norberg[88]や田中ら[89, 90]が,  $Re=10^5$  程度の領域では Bearman[91]が,  $Re=10^6$  以上の領域では Roshko[92]や安達[93]が実験を行っている。また高レイノルズ数領域における円柱表面境界層の遷移については Zdravkovich[30]が, 研究ごとの臨界レイノルズ数の値に一貫性が見られないことを記している。

円柱後流での再循環流領域については, 辰野と種子田[94]によりレイノルズ数



$Re=50\sim 1.0\times 10^4$  および  $Re=1.0\times 10^5\sim 2.4\times 10^6$  の範囲でタフト法による測定を行っている。レイノルズ数  $Re=50\sim 1.0\times 10^4$  の範囲の円柱後端からの平均逆流域の長さはレイノルズ数の増加とともに長くなり、 $Re=1.0\times 10^3$  付近で円柱直径の 2.5 倍程度の最大長さを示したのち、さらなるレイノルズ数の増加に対しては縮小していく。それに対し最大逆流域の長さは、レイノルズ数の増加とともに単調に増大することを示している。また種子田ら[95]はレイノルズ数  $Re=1.0\times 10^5\sim 2.4\times 10^6$  の高いレイノルズ数範囲での実験も行っており、逆流領域の長さは  $Re=2.0\times 10^5\sim 3.0\times 10^5$  で異常な増大を示し円柱直径の 1.5 倍程度まで達し、この領域を境目に  $Re=1.0\times 10^5\sim 2.0\times 10^5$  では円柱直径の約 0.8 倍、 $Re=3.0\times 10^5\sim 2.0\times 10^6$  の領域では円柱直径の約 0.4 倍を示すとしている。

円柱からの渦放出周波数へ与える端板と自由端の影響については Gerich と Eckelmann[96]が低レイノルズ数である  $Re=50\sim 250$  の領域で調査しており、端板近くではカルマン渦とは異なる周波数が確認されることを示している。

擬二次元的な条件の結果としての抗力係数の値は Wieselsberger[34]により、背圧係数やストローハル数の値は Norberg[11]によりまとめられている。また変動揚力の値についても Norberg [97]によりまとめられている。

このように円柱周りの流れ構造においては多岐に渡り実験が行われているものの、二次元性を確保する条件としての要求アスペクト比の値に一貫性が見られない。また、円柱と平面壁との接合部近傍の流れ構造やカルマン渦の端部構造も細部まで十分に解明されているとは言えない。これらに対しより詳細な調査が必要であると考え、本研究では円柱を支持する端部壁面上の境界層が、円柱の空力特性及び流れ場に与える影響についての調査を行う。

### 1.3 工学的な応用

近年では省エネルギーの観点から，自動車や鉄道など移動する物体の抗力を減らすことは重要な課題とされている[1, 98]. 熱交換器や風力発電などにおいては，物体周りの流れ構造を変化させることでエネルギー効率が改善される場合も存在する[6]. また振動や騒音に対しても物体周りの渦構造が大きく寄与していると考えられる[7, 8]. これらの点から物体の抵抗をコントロールすることは工業的に重要な要素となる．そのため物体周りの流れ構造の制御についてもこれまでに様々な研究が行われている．

円柱周りの流れ場において，空力特性をコントロールするための研究には次のようなものがある．例えば，直径の異なる二つの円柱を組み合わせることにより円柱に作用する空力特性を制御する方法として坂本ら[99]は，供試円柱に対しかなり小さな円柱を近傍に挿入することで抗力が50%軽減されることを示している．五十嵐[100]や田中ら[101]は，円柱後流にスプリッタプレートを設置することで渦放出周波数が変化することやそれに伴い抗力係数が変化することを示している．安達ら[102]は極超臨界領域ではスプリッタプレートの挿入による圧力分布や抗力係数に変化が見られないことを示している．また，五十嵐[103]は小円柱とスプリッタプレートが熱伝達に与える影響も調査している．吹き出しを設けた円柱については植松ら[104]が，全面および前半面から吹き出した場合の抗力は増加し，後半面から噴き出した場合の抗力は僅かに減少すると述べている．田中ら[105]は後縁から吹き出しと吸込みを行える円柱に対して実験を行っており，僅かな吹き出しの場合の圧力抗力は大きく減少するが強い吹き出しの場合の圧力抗力は増大すること，吸い込みの場合は吸込流量の増加とともに圧力抗力が増大することを示している．他にも安達ら[106]は高レイノルズ数領域における溝付き円柱の実験を行っており，臨界レイノルズ数以下では抗力係数やストローハル数に溝の影響はほとんど現れないが，超臨界や極超臨界領域においては円柱に溝をつけることで抗力が低下することを示している．近年ではプラズマアクチュエータを利用した流体制御[107]が着目されており，プラズマアクチュエータを用いた円柱周りの流れ制御[108, 109]も検討されている．

このように物体周りの流れ構造の制御を行うためには，吹き出しのためのスリットの加工やスプリッタプレートの取り付けなど軸方向全体に加工が必要となる．実際に新幹線のパンタグラフのホーンでは，用いられる円管部材に一定間隔で孔を設けることで空力音を抑制する手法が適応されているが，部材によっては加工が困難なものも多くある[7]と述べられている．

それに対して本研究では，円柱を支持する壁面上の境界層厚さが厚い場合において，円柱の抗力が減少することが明らかとなった．これは円柱を支持する端部条件のみの変更で軸方向全体へ効果を及ぼすことができることを示しており，これまでの軸方向全体への加工が必要となる制御方法とは異なる応用が可能になると考えられる．例え

ば，加工が困難な部材に対してや形状の変更が不可能な物体に対しての流れの制御が可能になると考えられる．また境界層が厚いことにより発生する円柱後流の流れ構造と同等の流れ作用を，床壁面の形状変更や床壁面の適切な位置からの吹き出しにより作り出すことが可能となれば，物体を支持する壁面サイズが十分に確保できない場合においても応用できると考えられる．

## 1.4 本論文の構成

各章における研究の焦点と主な結果を順に説明する。また本論文の構成の概略図を Fig.1.1 に示す。

本研究は端部壁面上境界層が円柱の空力特性と流れ構造に与える影響を調査しており、はじめに円柱周りの流れにおいて二次元性を確保するための詳細な端板条件の検討を行う。先に述べたように過去の研究においては、円柱を支持する端板上の境界層厚さについては言及されていないものがほとんどであり、端板先端の形状についても最適な形は示されていない。第 2 章では壁面前縁形状が円柱周りの流れ場に及ぼす影響を調査する。実験としては、先端形状の異なる二種類の端板を用いてアスペクト比を変化させ円柱表面圧力分布を測定し、その結果をもとに比較を行う。このとき円形や矩形といった端板形状による差を無視するため端板には比較的大きな板を用いた。また端板上には先端形状によらず遷移境界層が形成されている。端板先端形状の違いによる円柱端部条件の違いは壁面上に形成される境界層の違いのみとし、壁面上の境界層の厚さや形状係数の違いが円柱周りの流れ場に与える影響を調査する。結果としては、端板先端形状の違いにより円柱表面圧力分布と抗力係数は異なる値を示し、端板先端形状の違いによる壁面上に形成される境界層の違いが円柱周りの空力特性に影響を与えることを示す。しかし、境界層の違いによる円柱周りの空力特性への影響は、境界層の厚さが異なることによるものであるのか、形状係数の違いによるものであるかは解明できていない。

第 3 章では、境界層の乱れによる影響を排除し境界層厚さだけによる影響を調査するため、端板上に層流境界層を形成させアスペクト比を変化させた際の円柱表面圧力分布の変化を調査した。端板上の境界層を層流境界層とすることで、遷移境界層や乱流境界層のような乱れの状態を考慮する必要がなくなると考える。また、一般的な柱状物体の実験に用いられる端板には、比較的小型のものが多いため端板上には層流境界層が形成されていると考えられることから、二次元性を確保するための詳細な端板条件を検討するうえでも層流境界層が適していると考え実験を実施する。その結果として円柱表面圧力分布では、境界層の厚さが異なることによりアスペクト比の違いから受ける影響の大きさが変化することを示す。また前方よどみ点および背圧の円柱軸方向分布では、壁面近傍の領域において境界層の厚さが異なることにより分布傾向が異なることを示す。加えて従来の研究で示された要求アスペクト比を確保した条件においても端部壁面上境界層の厚さ次第では二次元性が保てないことを示し、層流境界層の条件では二次元性を評価する新たな指標としてアスペクト比と境界層厚さを同時に考慮したスパン係数を提案する。

第 4 章および第 5 章では円柱周りの流れ構造に着目し実験を行っている。第 4 章では、円柱からの渦放出が行われる領域で計測した速度分布を元に、周波数解析を中心

に流れ構造の解明を試みる。その結果として、境界層厚さの薄い場合ではカルマン渦に関連する渦構造が壁面近傍まで到達していることに対し、境界層厚さが厚い場合では、壁面近傍ではカルマン渦とは異なる変動を有する流れ構造が存在することを示し、円柱軸方向中心位置におけるカルマン渦の周波数も端部壁面上境界層の影響を受けることを示す。

第5章では、第4章で示す境界層厚さが異なることにより壁面近傍での流れ構造が異なるという結果に対し、円柱と壁面との接合部近傍の流れ構造の詳細な解明を目的とする。その結果として、境界層厚さの薄い場合においては壁面近傍までカルマン渦による変動を示し、境界層厚さの厚い場合においては壁面近傍にカルマン渦は確認できず流れ方向へ軸を持つ一対の縦渦構造を示す。

第6章は結論とし、第2章から第5章までに得られた結果を総括する。

# 端部壁面上境界層が円柱に与える影響

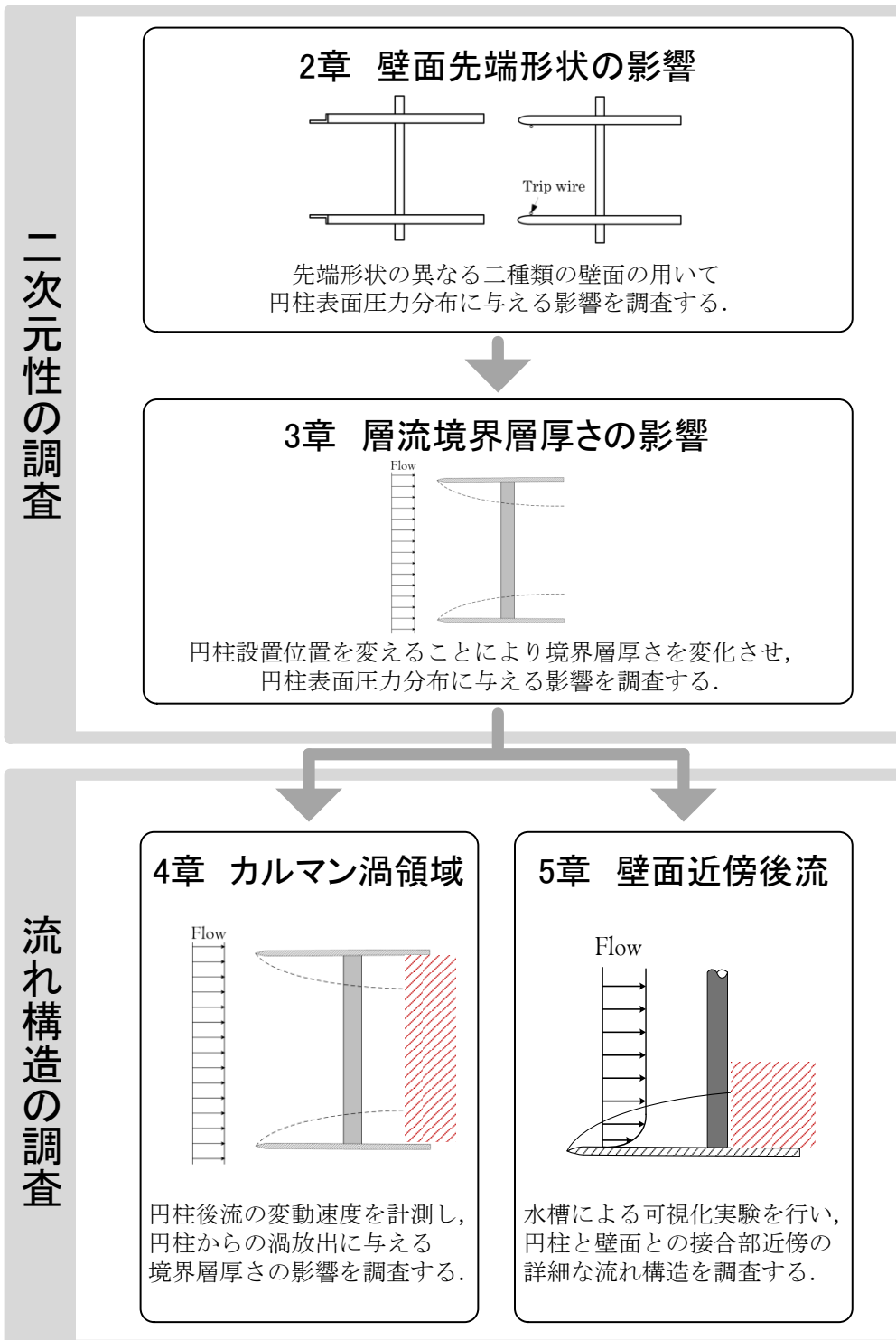


Fig.1.1 Composition of dissertation

## 1.5 主要記号

$C_D$	: 抗力係数, $C_D = C_{Df} + C_{Dp}$
$C_{Df}$	: 摩擦抗力係数
$C_{Dp}$	: 圧力抗力係数
$C_{dp}$	: 局所圧力抗力係数
$C_P$	: 圧力係数, $C_P = P/P_{0c}$
$C_{Pf}$	: 前方よどみ点の圧力係数, $C_P = P_0/P_{0c}$
$C_{Pb}$	: 背圧係数, $C_{Pb} = P_b/P_{0c}$
$d$	: 円柱直径, mm
$d_p$	: 圧力孔直径, mm
$d_w$	: トリップワイヤ直径, mm
$E$	: 電圧, V (第3章で使用)
$E$	: パワースペクトル (第4章で使用)
$f$	: 観測周波数, Hz
$H$	: 形状係数
$L$	: 端板間距離, mm
$L/d$	: アスペクト比
$L/2\delta$	: スパン係数
$P$	: 測定圧力, Pa
$P_0$	: 前方よどみ点圧力, Pa
$P_{0c}$	: 円柱軸方向中心位置での前方よどみ点圧力, Pa
$P_b$	: 円柱背面での圧力, Pa
$Re$	: レイノルズ数, $Re = U \cdot d/\nu$
$St$	: ストローハル数, $St = f \cdot d/U$
$t$	: 測定時間, s
$\Delta t$	: サンプリング周期, s
$T$	: 位相周期
$U$	: x 軸方向の平均速度, m/s
$U_{rms}$	: x 軸方向の速度の RMS 値, m/s
$U_\infty$	: 主流速度, m/s
$V$	: y 軸方向の平均速度, m/s
$V'$	: y 軸方向の位相平均, m/s
$W$	: z 軸方向の平均速度, m/s
$W(a,b)$	: ウェーブレット係数

$x,y,z$	: 座標軸
$x_L$	: 平板前縁からの距離, m
$\delta$	: 境界層厚さ, mm
$\delta_d$	: 排除層厚さ, mm
$\delta_m$	: 運動量厚さ, mm
$\delta_t$	: 境界層厚さの理論値, mm
$\delta/d$	: 相対境界層厚さ
$\nu_{air}$	: 空気の動粘度, $m^2/s$
$\nu_w$	: 水の動粘度, $m^2/s$
$\alpha$	: 観測周期
$\theta$	: 前方よどみ点からの円柱周方向角度, °
$\omega_x$	: x 軸に対する渦度
$\Psi(t)$	: マザーウェーブレット



## 第2章 壁面前縁形状が円柱周りの流れ場に及ぼす影響

### 2.1 緒言

円柱周りの流れ場に関する研究では、円柱両端に比較的小さな端板を取り付けることが一般的となっている。これは端板を用いることで、風洞絞り部からの自由噴流によるせん断層の影響や測定部壁面の影響を取り除き、より二次元性に近い状態での実験を可能にするためである。第1章で示したようにこれまでの研究において、端板を用いた二次元性を確保するための条件についても実験が行われてきた。このとき二次元性を確保するためには、円柱直径  $d$  に対する端板間距離  $L$  の比であるアスペクト比  $L/d$  を十分に確保することが求められ、従来の研究により二次元性の確保に必要とされる「要求アスペクト比」が示されている。しかし、これらの研究で示された要求アスペクト比の値には一貫性が見られず、West ら[12]は 40 以上のアスペクト比が、Norberg[11]はレイノルズ数により異なるが本実験のレイノルズ数範囲では 60~70 以上のアスペクト比が、山田[13]は 40 以上のアスペクト比が必要と述べている。また端板には、West ら[12]は矩形端板を、Norberg[11]と山田[13]は円形端板を用いており、端板形状による影響や最適な端板形状については検討されていない。端板の前縁形状についてはシャープエッジを用いたものが多く見られるものの、端板前縁についても最適な形状は示されていない。端板前縁の形状に対しては大坂ら[110, 111]が、平板前縁形状が異なることにより平板上に形成される乱流境界層が影響を受けることを示しており、円柱を支持する端板においても前縁形状は一概に無視できない条件ではないかと考えられる。

したがって、本章では壁面前縁形状が円柱周りの流れ場に及ぼす影響を調査するため、先端形状の異なる二種類の端板を用いてアスペクト比を変化させ円柱表面圧力分布を測定し、その結果をもとに比較を行う。このとき円形や矩形といった端板形状による差を無視するため端板には比較的大きな板を用いる。また端板上には先端形状によらず遷移境界層が形成されていることを確認しており、この端板上に形成された遷移境界層の厚さと形状係数の違いが円柱周りの流れ場に与える影響を調査する。

## 2.2 実験装置および方法

本実験には作動流体を空気とする風洞装置を用いており、測定部概略図を Fig.2.1 に示す。風洞装置は出口断面 330mm×500mm の吹き出し型風洞となっており、測定部は壁面に囲まれている。測定部の壁面において、上下壁は固定されているが、左右の側壁は可動式となっており壁面間距離  $L$  を任意に変化させることができる。供試円柱は側壁により支持され、壁面前縁から円柱中心までの距離  $x_L=100\text{mm}$  の位置に取り付けられている。供試円柱には直径  $d=10\text{mm}$  の真鍮製円管を使用し、円柱には圧力孔として直径  $d_p=0.32\text{mm}$  の穴がつけられている。このとき円周に対する圧力孔の角度は約  $3.7^\circ$  となる。円柱直径に対する軸方向長さの比をアスペクト比  $L/d$  とし、本実験では側壁の壁面間距離  $L$  を変化させることによりアスペクト比を変化させ、 $L/d=8\sim 32$  の範囲で実験を行った。このときの流路断面積に占める物体の割合である閉塞率  $BR$  は、壁面で囲まれた領域に対し側壁内側でアスペクト比に関係なく一定の約 3.3% となっている。実験でのレイノルズ数は  $Re=U_\infty \cdot d/\nu_{air}=8000$  の一定とし、その際の一様流速度  $U_\infty$  は約 12m/s となっている。また、一様流の乱れ強さは約 0.8% 程度であった。座標系は円柱と側壁との交点を原点とし、主流方向を  $x$  軸、円柱軸方向を  $z$  軸、主流に垂直上向き方向を  $y$  軸とした。

本実験の側壁は Angle Type と Trip-wire Type の二種類の前縁形状を有している。この二種類の側壁を使用し円柱周りの流れ場に与える影響を調査した。実験に用いたそれぞれの側壁の概略図を Fig.2.2 に示す。Angle Type の側壁は Fig.2.2(a) に示すように、板厚 10mm のアクリル板先端に厚さ 1mm の L 字アングル(長辺 30mm×短辺 10mm)を取り付けている。アクリル板と L 字アングルとの接続部は段がつかないようにめらかに接続した。一方、Trip-wire Type の側壁は Fig.2.2(b) に示すように、板厚 10mm のアクリル板先端を半楕円(長短軸比 4:1)に加工したのに対し、先端からの距離  $x_L=15\text{mm}$  の位置に直径  $d_w=0.55\text{mm}$  のトリップワイヤーを取り付けた。これらの側壁に対し壁面上に形成される境界層の特性を把握するため、壁面間距離  $L=240\text{mm}$  での円柱設置位置である  $x_L=100\text{mm}$  にて壁面近傍の速度分布を計測した。主流速度に対しての相対速度が 99% となる位置を境界層外端とし、壁面から境界層外端までを境界層厚さ  $\delta$  としている。それぞれの側壁での境界層厚さは Angle Type が  $\delta_{99}=8.3\text{mm}$ 、Trip-wire Type が  $\delta_{99}=6.0\text{mm}$  となった。その際の境界層内の速度分布を Fig.2.3 に示す。横軸は壁面からの距離  $z$  をそれぞれの境界層厚さ  $\delta$  で割った  $z/\delta$  とし、縦軸は主流速度  $U_\infty$  に対するそれぞれの位置での相対速度  $U/U_\infty$  を示している。境界層内速度分布において、Angle Type と Trip-wire Type のどちらの側壁においても同様の分布傾向を示した。これらの分布傾向は、層流境界層の速度分布を表す Blasius の理論解や発達した乱流境界層の速度分布を表す 1/7 乗則には一致しておらず、1/4 乗則に近い速度分布を示した。このことから、どちらの側壁においても遷移境界層が形成されていると推測される。さらに詳細な境界層の状

態を調べるため、形状係数  $H$  による比較を行った。形状係数  $H$  は排除厚さ  $\delta_d$  と運動量厚さ  $\delta_m$  を用いて式(2.1)より求められる。一般的に形状係数の値は層流境界層では約 2.6、乱流境界層では約 1.4 になるとされている。排除厚さ  $\delta_d$  を式(2.2)に、運動量厚さ  $\delta_m$  を式(2.3)に示す。排除厚さ  $\delta_d$  と運動量厚さ  $\delta_m$  は、境界層内の速度分布の値を用いて算出した。

$$H = \frac{\delta_d}{\delta_m} \quad (2.1)$$

$$\delta_d = \int \frac{U_\infty - U}{U_\infty} dz \quad (2.2)$$

$$\delta_m = \int \frac{U(U_\infty - U)}{U_\infty^2} dz \quad (2.3)$$

それぞれの側壁に対し算出した形状係数は Angle Type が  $H=1.62$ 、Trip-wire Type が  $H=1.72$  となった。よって形状係数の結果からも、遷移境界層が形成されていると考えられる。このとき、円柱直径に対する相対境界層厚さ  $\delta/d$  は Angle Type が  $\delta/d=0.83$ 、Trip-wire Type が  $\delta/d=0.60$  となった。また、Fig.2.3 の境界層内速度分布の結果において壁面付近の値を比較すると、速度の欠損が Angle Type に対して Trip-wire Type の方がやや大きいように見受けられる。

本実験での円柱表面圧力は、円柱にあけた圧力孔とピトー静圧管との差圧をゲッチング型マンオメータにより測定した。ピトー静圧管は円柱設置位置より下流の側壁と円柱との中央位置に設置している。円柱周方向圧力分布は、円柱の前方よどみ点を  $\theta=0^\circ$  とし前方よどみ点から背面にあたる  $\theta=180^\circ$  の位置まで  $5^\circ$  間隔で測定を行った。測定位置は円柱のスパン方向中心位置となっている。また円柱周方向圧力分布での  $\theta=0^\circ$  から  $\theta=-180^\circ$  の範囲については、予備実験により  $\theta=0^\circ$  から  $\theta=180^\circ$  の値と変化がないことが確認できたため、本実験では半周での測定としている。背圧の測定では、円柱背面となる  $\theta=180^\circ$  の位置において、圧力孔が壁面に半分隠れる位置をスパン方向の基準  $z/d=0$  とし、 $z/d=0$  よりそれぞれのアスペクト比でのスパン中央位置まで測定を行っている。比較検討に用いた圧力係数  $C_p$  は、それぞれの測定点における圧力  $P$  を円柱軸方向中心位置での前方よどみ点圧力  $P_{oc}$  で割ることにより求めている。また、圧力係数  $C_p$  より式(2.4)を用いて圧力抗力係数  $C_{Dp}$  を算出した。計算を行った範囲は、円柱周方向圧力分布の測定を行った  $\theta=0^\circ$  から  $\theta=180^\circ$  の範囲としている。

$$C_{Dp} = \int_0^\pi C_p \cdot \cos \theta d\theta \quad (2.4)$$

それぞれの側壁での圧力抗力係数  $C_{Dp}$  の値をアスペクト比により比較し、端板前縁形状による影響の確認を行っている。

## 2.3 実験結果および考察

### 2.3.1 周方向圧力分布

円柱のスパン中心位置におけるそれぞれの側壁での周方向表面圧力分布を Fig.2.4 に示す. 圧力係数の分布傾向については, Angle Type と Trip-wire Type のどちらの側壁においても, 前方よどみ点である  $\theta=0^\circ$  で圧力係数  $C_p$  は最大値を取り, そこから次第に減少し  $\theta=70^\circ$  で最小値を取る. その後  $\theta=90^\circ$  付近まで増加したのち円柱背面である  $\theta=180^\circ$  までほぼ直線の分布を示している.

側壁ごとの特徴をみると, Angle Type の側壁においては  $\theta=40^\circ$  付近からアスペクト比による差が現れはじめ, その差は最小値を取る  $\theta=70^\circ$  付近まで徐々に広がっていく. 圧力係数が最小値を取る  $\theta=70^\circ$  では  $L/d=8$  のとき  $C_p=-0.74$  を示しアスペクト比が広くなるにつれ圧力係数の値は低くなる. アスペクト比が最も大きい  $L/d=32$  では圧力係数の値は  $C_p=-1.05$  となり,  $L/d=8$  と  $L/d=32$  との差は  $\Delta C_p=0.3$  程度となっている.  $\theta=90^\circ\sim 180^\circ$  までの直線の分布を示す領域においては, 最小値での差が保たれたままほぼ一定の値を示しており,  $\theta=180^\circ$  位置における圧力係数の値は  $L/d=8$  のとき  $C_p=-0.53$ ,  $L/d=32$  のとき  $C_p=-0.81$  となっている.

これに対し, Trip-wire Type の側壁ではアスペクト比による圧力係数の差は  $\theta=50^\circ$  を超えた位置より現れはじめ, Angle Type よりも背面側へ移動している様子が確認された. 圧力係数が最小値を取る  $\theta=70^\circ$  ではアスペクト比の小さい  $L/d=8$  のとき  $C_p=-1.02$ , アスペクト比の大きい  $L/d=32$  のとき  $C_p=-1.13$  を示している. その差は  $\Delta C_p=0.1$  程度となり, これは Angle Type における  $\theta=70^\circ$  でのアスペクト比による差よりも小さくなっている.  $\theta=90^\circ\sim 180^\circ$  の領域においては,  $\theta=90^\circ$  から背面である  $\theta=180^\circ$  に向かうにつれ圧力係数の値が少しずつ減少していく様子が確認され, アスペクト比が広いほど減少の度合いが大きくなっているように見受けられる. これにより,  $\theta=180^\circ$  位置における背圧は  $L/d=8$  のとき  $C_p=-0.80$ ,  $L/d=32$  のとき  $C_p=-0.96$  となっており, 最小値を示す  $\theta=70^\circ$  付近では  $\Delta C_p=0.1$  程度であった差が円柱背面での  $\theta=180^\circ$  では  $\Delta C_p=0.15$  程度にまで広がっている.

側壁上の境界層厚さは Angle Type が  $\delta/d=0.83$ , Trip-wire Type が  $\delta/d=0.60$  とわずかな差のように見られるが, アスペクト比による影響の受け方に大きな差が見られた. Angle Type に対し Trip-wire Type はアスペクト比による圧力係数の差が少なく, またアスペクト比により値の変化が生じる角度も後方へずれていることから, Angle Type に比べて Trip-wire Type の側壁では, アスペクト比から受ける影響が少ないと考えられる.

### 2.3.2 背圧分布

周方向圧力分布の結果において、円柱背面である  $\theta=180^\circ$  の圧力係数の分布に側壁の違いによる顕著な差が見られた。そのため、 $\theta=180^\circ$  における背圧係数のスパン方向分布を計測し、その結果を Fig.2.5 に示す。Angle Type と Trip-wire Type のどちらの側壁においても背圧係数の値は壁面近傍の領域を除くとアスペクト比が大きくなるにつれて低くなる様子が確認された。側壁ごとの背圧係数の値を比較すると、Angle Type は高い値を示し Trip-wire Type は低い値を示す。円柱周方向における表面圧力分布の結果と同様の傾向を示した。

Angle Type の場合においては、どのアスペクト比においても壁面から境界層を超えて  $z/d=2$  付近まで背圧が上昇し、その後スパン中央までほぼ一定の値を取る様子が確認できる。また、アスペクト比が  $L/d=8$  から  $L/d=16, 24$  と広がるにつれて背圧の値は大きく減少しているものの、アスペクト比の大きい  $L/d=24$  および  $L/d=32$  では背圧係数の値に大きな差は見られなかった。

一方、Trip-wire Type の場合においては、壁面から境界層外端付近まで背圧係数の値が一度減少している。アスペクト比  $L/d=8$  においては壁面からの減少はそのままスパン中央まで続いているのに対し、 $L/d=12\sim 24$  では背圧係数の値は境界層を超えたのち緩やかに上昇しながらスパン中央へ向かっている様子が確認された。アスペクト比の広い  $L/d=28$  および  $L/d=32$  では、 $z/d=4$  付近まで背圧係数の値は上昇したのちスパン中央に向けて再度減少していく様子が確認された。

この背圧の分布傾向を過去の実験結果と比較すると、Angle Type では Stansby[38]による矩形端板を用いたアスペクト比に関する研究の背圧係数の分布傾向に似ているように見受けられる。しかし、Trip-wire Type の分布傾向は Stansby の示した分布傾向には似ておらず、むしろ Toy と Fox[40]による角柱を用いたレイノルズ数  $Re=1.6\times 10^4$  の実験結果に似ているようにみられる。

二次元性を確保するために円柱両端に用いる端板という観点から二種類の端板の背圧分布をみると、本実験では Norberg[11]や West ら[12]、山田[13]の示した要求アスペクト比よりも狭いアスペクト比での実験であるため、アスペクト比が  $L/d=8\sim 36$  の範囲でスパン中央での背圧係数が一定の値に収束する様子は見られない。しかし敢えて挙げるとすれば、すべての条件の中で Trip-wire Type の一番広いアスペクト比  $L/d=32$  がスパン中央位置における背圧係数の一番低い値を示し、他のアスペクト比においても Angle Type に対し Trip-wire Type の方が低い背圧係数を示していることから、二次元性の確保に向いていると推測できる。

一方で、背圧の円柱軸方向分布が一定の分布を示した範囲において二次元性が確保されているとの見方をすると、Angle Type ではどのアスペクト比においてもおおむねスパン中央付近では一定の分布が示されているのに対し、Trip-wire Type ではアスペク

ト比の大きい  $L/d=32$  においても一定の分布を示す領域を確認することができない。この点から評価すると Angle Type の先端形状の方が二次元性の確保に適していることになり、先のスパン中央位置における背圧係数の値による評価とは矛盾した結果となる。したがって本実験の結果からは、どちらの先端形状が二次元性の確保に適しているとは一概には言えない。背圧係数の分布傾向の違いについて明確な原因は不明であるが、考えられる要因としては側壁上に形成される境界層の僅かな厚さの違いや、トリップワイヤーとアングルと言う先端形状の違いによる境界層の形状係数の違いである。円柱周りの流れ場がこれら境界層の影響を受けていると仮定すると、測定部全体から見ると僅かと思えるような違いが想像以上に大きく影響を及ぼすと考えられる。

### 2.3.3 アスペクト比による比較

アスペクト比によるスパン中央位置での背圧係数の比較を Fig.2.6 に示す。図中の破線は Norberg[11]による  $Re=8000$  での  $d=6\text{mm}$  の円柱によるアスペクト比  $L/d=70$  の実験結果を示している。Norberg の実験では、端板上に形成される境界層の状態について主流速度  $U_\infty=7.5\text{m/s}$  での数値解析を用いて算出した速度分布を示している。境界層の状態や境界層厚さを数値としては示していないが、円柱直径  $d=6\text{mm}$  の  $Re=8000$  では主流速度が  $U_\infty=20\text{m/s}$  程度と推測されるため、Norberg の相対境界層厚さは本実験に対してかなり薄い条件であると考えられる。Angle Type と Trip-wire Type のどちらの側壁においても、アスペクト比が大きくなるにつれ Norberg の示した値に近づいていく様子が確認された。また、Angle Type に比べ Trip-wire Type はアスペクト比が小さい場合においても Norberg の結果に近い値を示している様子が確認できる。それぞれの結果に対しての近似式は Angle Type は式(2.5)となり Fig.2.6 に青色の実線で、Trip-wire Type は式(2.6)となり Fig.2.6 に赤色の実線で示す。

$$C_{P_b} = -0.0123 \frac{L}{d} - 0.4277 \quad (\text{Angle Type : } \delta/d = 0.83) \quad (2.5)$$

$$C_{P_b} = -0.0061 \frac{L}{d} - 0.7339 \quad (\text{Trip - wire Type : } \delta/d = 0.60) \quad (2.6)$$

この実験結果では側壁の種類により近似式の傾きがやや異なるが、おおよそアスペクト比が  $L/d=50$  程度で Norberg の値に一致すると考えられる。それに対し Norberg はレイノルズ数が  $Re=4.0 \times 10^3 \sim 1.0 \times 10^4$  の範囲において二次元性を満たすためのアスペクト比として  $L/d=60 \sim 70$  は必要だと述べている。Norberg の実験では端板上の境界層厚さが示されていないことから正確な検討は不可能であるが、境界層厚さが薄いほどアスペクト比による影響を受けにくいのではないかと考えられる。

アスペクト比によるそれぞれの側壁での抗力係数の比較を Fig.2.7 に示す。図中の破

線は Wieselsberger[34]による抗力係数の実験結果を示している。Fig.2.6 で示した背圧の比較と同様に、Angle Type と Trip-wire Type のどちらの側壁においても、アスペクト比が大きくなるにつれ Wieselsberger の示した値に近づいていく様子が確認できる。また Angle Type に比べ Trip-wire Type ではアスペクト比が小さい場合においても Wieselsberger の結果に近い値を示している様子が確認された。これらは Fig.2.6 で示した背圧係数による比較と同様の傾向を示しており、抗力係数が背圧の値に依存して変化していることから妥当な結果であると考えられる。Angle Type と Trip-wire Type のそれぞれの結果に対しての近似式を以下の式(2.7)、式(2.8)のように示す。式(2.7)は Fig.2.7 に青色の実線で、式(2.8)は Fig.2.7 に赤色の実線で示す。

$$C_{Dp} = 0.0085 \frac{L}{d} + 0.6888 \quad (\text{Angle Type : } \delta/d = 0.83) \quad (2.7)$$

$$C_{Dp} = 0.0044 \frac{L}{d} + 0.9339 \quad (\text{Trip - wire Type : } \delta/d = 0.60) \quad (2.8)$$

これらの近似式の結果からは Angle Type の側壁では  $L/d=51$  程度で、Trip-wire Type の側壁では  $L/d=42$  程度で Wieselsberger の値に一致するものと推測される。Wieselsberger の値はひずみによる測定より圧力抗力と摩擦抗力を含んだ全抗力で示しているのに対し、比較に用いた抗力係数の値は表面圧力分布より算出した圧力抗力の値であるため摩擦による影響が含まれておらず一概には言えない。しかし、抗力係数においてもアスペクト比を  $L/d=50$  程度確保することにより二次元性が満たされると推測される。

また Angle Type の抗力係数では最大を示した  $L/d=36$  と最小を示した  $L/d=8$  との差が  $\Delta C_d=0.12$  程度であるのに対し、Trip-wire Type の抗力係数では最大を示した  $L/d=36$  と最小を示した  $L/d=8$  との差が  $\Delta C_{Dp}=0.22$  程度となった。端部境界層の違いによる影響で、アスペクト比による抗力係数の差が 2 倍程度まで生じており、このことから端部境界層厚さの違いがアスペクト比の違い以上に円柱周りの空力特性に影響を与えていると考えられる。

West ら[12]は閉塞率とアスペクト比の実験において、圧力係数の分布は閉塞率の影響を受けるが、抗力係数の値は圧力係数から算出した値であるのにもかかわらず閉塞率の影響を受けないという矛盾した結果を示したとしている。それに対し本実験の結果は閉塞率一定の条件であるにもかかわらず、圧力係数と抗力係数のどちらの値も境界層厚さの影響を受けた。また境界層厚さの厚い Angle Type の側壁に対し境界層厚さの薄い Trip-wire Type の側壁ではアスペクト比の影響を受けにくいと言える。

## 2.4 結言

本章では壁面前縁形状が円柱周りの流れ場に及ぼす影響を調査するため、直径  $d=10\text{mm}$  の円柱を用いレイノルズ数  $Re=8000$ 、閉塞率 3.3% の条件で先端形状の異なる二種類の壁面を用いてアスペクト比を  $L/d=8\sim 32$  の範囲で変化させ実験を行った。実験に用いた壁面は Angle Type と Trip-wire Type の二種類でどちらも壁面上には遷移境界層が形成されており、Angle Type では形状係数が  $H=1.62$  で境界層厚さが  $\delta/d=0.83$ 、Trip-wire Type では形状係数が  $H=1.72$  で境界層厚さが  $\delta/d=0.60$  となった。それぞれの壁面を用いて円柱表面圧力分布の計測を行い、壁面前縁形状が与える影響を調査した。その結果を以下に示す。

- (1) アスペクト比  $L/d=8\sim 32$  の範囲で得られたスパン中央位置における背圧係数の値は、壁面の先端形状によらずアスペクト比が大きくなるにつれ減少し、アスペクト比  $L/d=50$  程度で Norberg により示された二次元に近い状態での  $Re=8000$  の背圧係数の値に一致すると考えられる。圧力抗力係数の値についても、アスペクト比  $L/d=50$  程度で Wieselsberger の示した抗力係数の値に一致すると考えられる。したがって、先端形状を考慮した条件での要求アスペクト比は 50 程度である。
- (2) 二次元性を確保するために円柱両端に用いる端板という観点から二種類の端板の背圧分布をみると、スパン中央位置における背圧係数の値による評価では、アスペクト比によらず Angle Type に対し Trip-wire Type の方が低い背圧係数を示している。一方で背圧の円柱軸方向分布が一定の値を示す範囲については、Angle Type ではどのアスペクト比においてもおおむねスパン中央付近では一定の分布が示されているのに対し、Trip-wire Type ではアスペクト比の大きい  $L/d=32$  においても一定の分布を示す領域を確認することができない。したがって本実験の結果からは、どちらの先端形状が二次元性の確保に適しているとは一概には言えない。



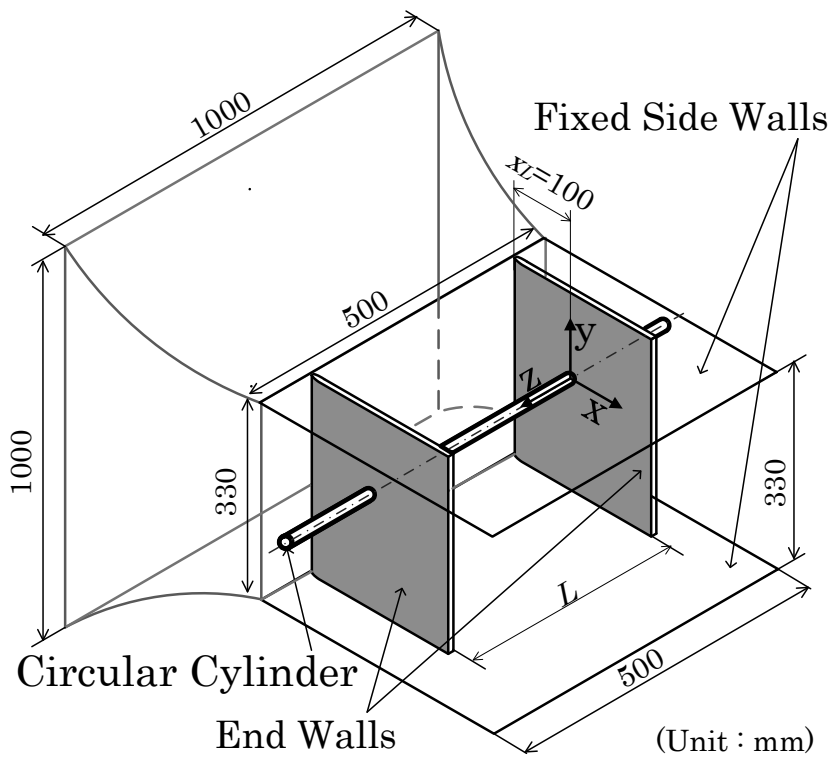
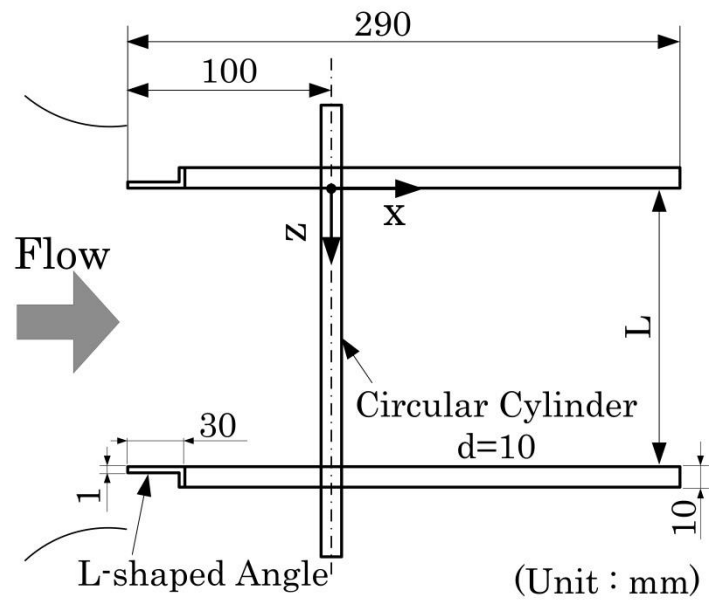
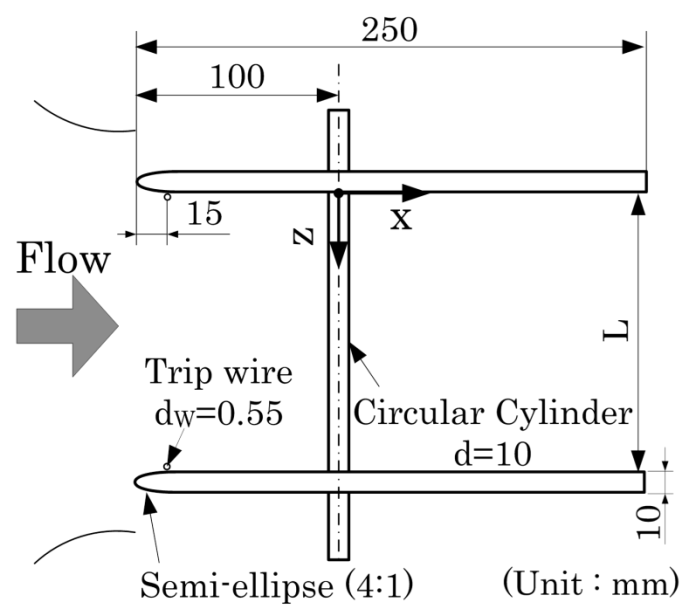


Fig.2.1 Wind tunnel test section



(a) Angle Type end walls



(b) Trip-wire Type end walls

Fig.2.2 The two types end walls

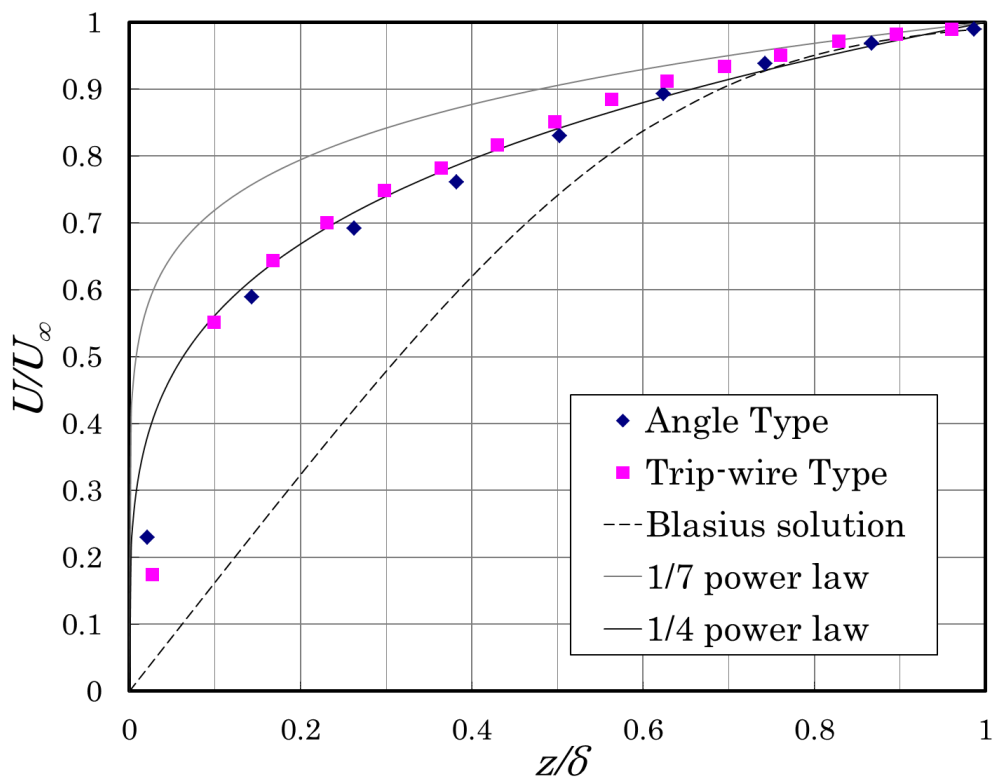
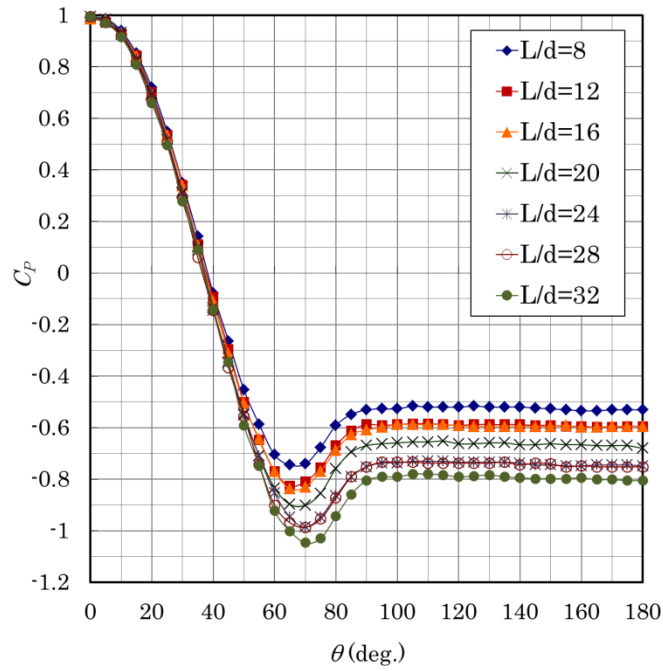
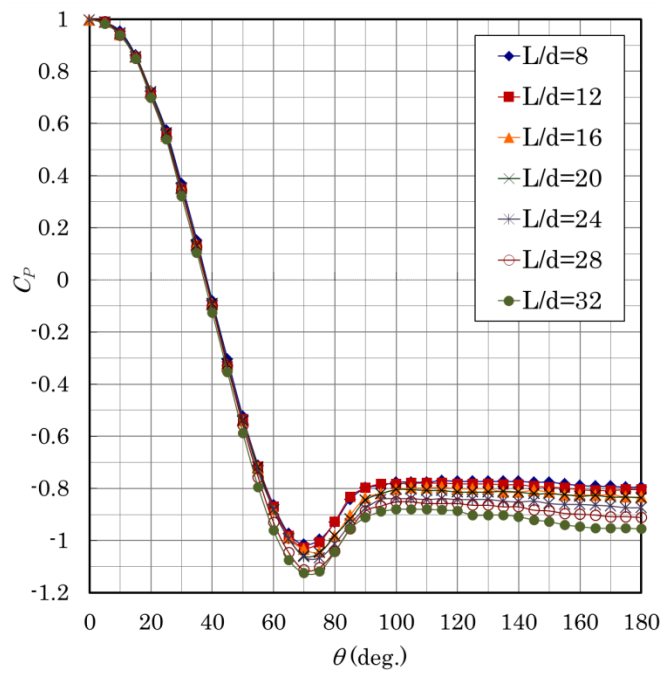


Fig.2.3 Velocity profile in the boundary layer on the end wall

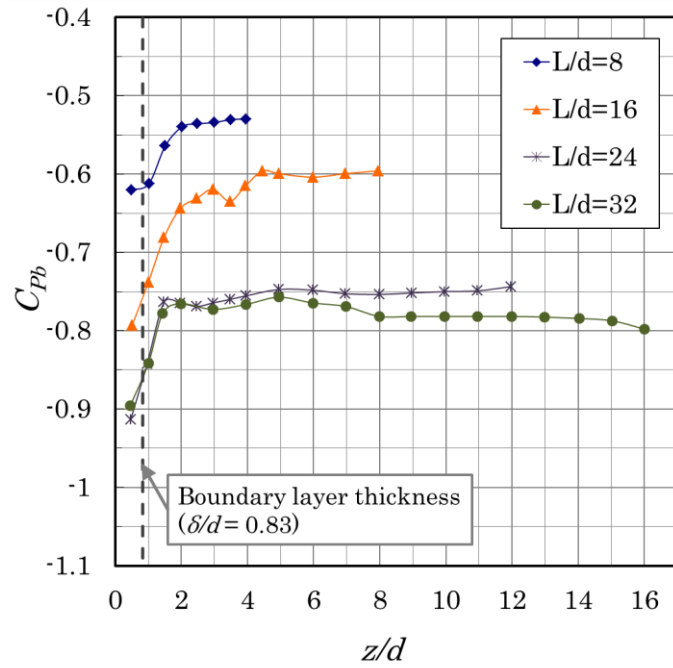


(a) Angle Type end walls ( $\delta/d=0.83$ )

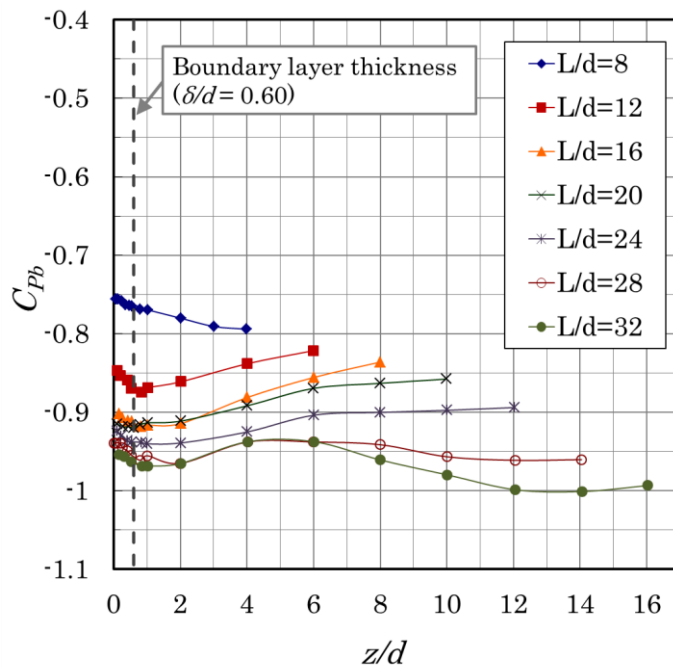


(b) Trip-wire Type end walls ( $\delta/d=0.60$ )

Fig.2.4 Surface pressure distribution at the central spanwise position ( $Re=8000$ )



(a) Angle Type end walls ( $\delta/d=0.83$ )



(b) Trip-wire Type end walls ( $\delta/d=0.60$ )

Fig.2.5 Spanwise base pressure distribution along the circular cylinder axis ( $Re=8000$ )

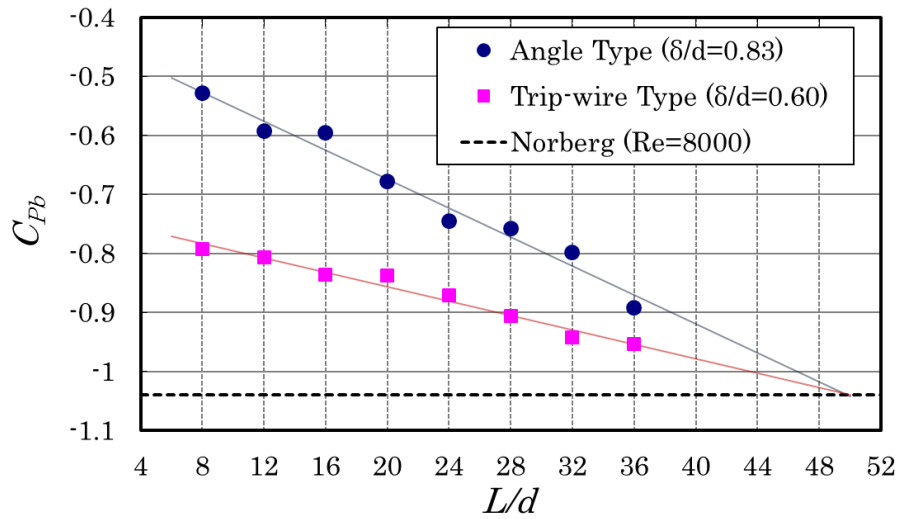


Fig.2.6 Base pressure coefficient in the cylinder mid-span position versus the aspect ratio ( $Re=8000$ )

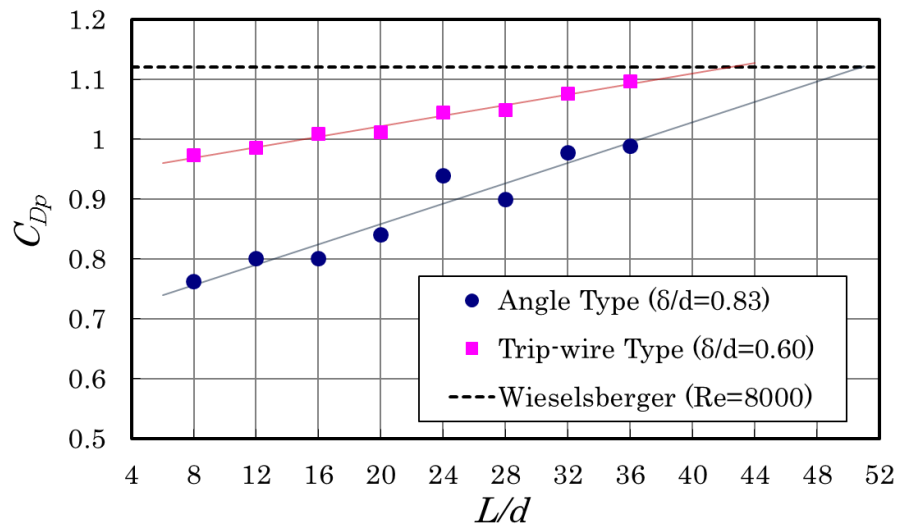


Fig.2.7 Local drag coefficient in the cylinder mid-span position versus the aspect ratio ( $Re=8000$ )

## 第3章 円柱表面圧力分布に及ぼす端部層流境界層の影響

### 3.1 緒言

第2章において壁面前縁形状が円柱周りの流れ場に及ぼす影響を調査し、先端形状の異なる二種類の端板を用いてアスペクト比を変化させた際に、円柱表面圧力分布が壁面前縁形状から影響を受けることを明らかにした。このとき壁面先端形状の違いによる円柱端部条件の違いは、壁面上に形成される境界層の違いのみであると考えられる。第2章の実験で用いた二種類の壁面には遷移境界層が形成され、円柱直径に対する相対境界層厚さは Angle Type が  $\delta/d=0.83$ 、Trip-wire Type が  $\delta/d=0.60$  となっており、円柱直径に対して 1/5 程度と僅かな厚さの違いである。それにもかかわらず円柱表面圧力分布には明確な違いが現れ、特に背圧の軸方向分布では明らかに異なる分布傾向を示した。しかし、この実験においては壁面近傍の境界層に速度の欠損が存在している可能性があることや、僅かではあるが形状係数の違いによる境界層の特性が異なる可能性があるため純粋な境界層厚さのみの比較は行っていない。また実験でのアスペクト比が  $L/d=8\sim 32$  であり、これまでの研究で示された要求アスペクト比に対して検討を行うための十分なアスペクト比が確保できているとは言えない。

過去の研究において、円柱を支持する壁面上の境界層の影響に関する実験はあまり多くおこなわれておらず、奥出[41]が円柱直径に対して壁面上の境界層厚さが 11 倍と比較的厚い条件において、円柱軸方向へ円柱直径の 65 倍程度まで影響をおよぼすことを示している。しかしこの報告の中では、境界層厚さが変化した場合については調査されていない。また、田辺ら[46]は円柱周りの熱伝達に及ぼす円柱取付け壁面速度境界層の影響を調査する中で、円柱を支持する壁面上境界層の厚さが異なる条件での前方よどみ点および背圧の-span方向分布を測定している。実験での境界層厚さは円柱直径の 0.75 倍及び 2.4 倍となっており、境界層の状態は示された形状係数の値より乱流境界層であると考えられる。その結果として、圧力分布は壁面に近づくにつれ span 中央とは異なる分布を示し、向かい合う壁面境界層の影響も風洞中心付近にまで及んでいる可能性を示している。Norberg[11]は両端を端板で支持された円柱周りの流れに対するアスペクト比の影響を調査する中で、端板上に形成される境界層の状態について層流の数値解析により算出した値を示している。しかし、結果の中では境界層厚さの影響については言及していない。また、Chang ら[45]は円柱からの熱伝達に対する壁面上の境界層厚さの影響を調査しており、境界層の厚さそのものよりもダクト幅に対する境界層厚さの比が重要なパラメータではないかと述べている。これらの報告からも円柱周りの流れ場に及ぼす壁面上境界層の効果について、より詳細な調査が必要であると言える。

本章では境界層の厚さによる影響を詳細に調査するため、壁面上に形成する境界層

を層流とすることで、形状係数や速度の欠損など境界層の特性による影響を排除した実験を行う。また、一般的な柱状物体の実験に用いられる端板には、比較的小型のものが多いため端板上には層流境界層が形成されていると考えられることから、二次元性を確保するための詳細な端板条件を検討するうえでも層流境界層が適していると考えられる。したがって本実験では、端板上に層流境界層を形成させ境界層の厚さを把握したうえでアスペクト比を変化させた際の円柱表面圧力分布を測定し、その結果の比較を行うことで端部境界層の影響を検証する。



### 3.2 実験装置および方法

本実験に用いた風洞装置全体図を Fig.3.1 に、測定部の概略図を Fig.3.2 に示す。風洞装置は遠心式送風機を動力源とする出口断面 400mm×400mm の吹き出し型風洞となっており全長は 6250mm で、送風機、ディフューザー、整流洞、ノズル、測定部より構成されている。一様な流れを作り出すため整流洞には金網やハニカム、整流板を設置している。測定部に左右壁面は設けておらず、上下壁面のみで構成している。測定部上下壁は、先端を半楕円（長短軸比 4:1）に加工した長さ 1000mm、幅 500mm のアクリル平板により構成されており、上下方向に移動可能である。アクリル平板には円柱設置用の穴があげられている。

平板上に形成される境界層の状態を調べるため、壁面近傍の速度分布の計測を行った。速度分布の計測には、Fig.3.3 に示す前端を平たく加工したピトー管を全圧管とし、大気圧を静圧とする差圧より求めている。測定時の主流速度は  $U_\infty=7.5\text{m/s}$  とし、円柱設置用の穴を利用してピトー管を設置した。その際の測定位置は、平板前縁からピトー管先端までの距離で  $x_L=196,386,630\text{mm}$  となっている。壁面近傍の速度分布の測定結果を Fig.3.4 に示す。縦軸は主流速度  $U_\infty$  に対するそれぞれの位置での相対速度  $U/U_\infty$  を、横軸には式(3.1)に示す円柱軸方向高さ  $z$  を式(3.2)より算出した境界層厚さ  $\delta_t$  で無次元化した  $\eta$  の値を用いている。

$$\eta = \frac{z}{\delta_t} \quad (3.1)$$

$$\delta_t = \sqrt{\frac{x_L \nu_{air}}{U_\infty}} \quad (3.2)$$

測定結果の分布は Fig.3.4 より、どの測定位置においても層流境界層の速度分布を表す Blasius の理論解と広い範囲で一致していることが確認できる。しかし、 $\eta=1$  以下の壁面近傍において測定結果がやや高い値を示した。これはせん断流中にある全圧管に対しての近寄り流れによる速度勾配が影響していると考えられる。また速度分布の測定結果より形状係数  $H$  を算出したところ、 $x_L=196\text{mm}$  では  $H=2.4$ 、 $x_L=386\text{mm}$  では  $H=2.1$ 、 $x_L=630\text{mm}$  では  $H=2.5$  となった。この形状係数は近寄り流れによる影響を排除するため  $\eta<0.2$  の値を除いて算出している。これらの形状係数は層流境界層を示す形状係数  $H=2.6$  とは僅かに異なる値を示しているものの、測定誤差などを考慮すると層流境界層が形成されていると考えて問題ないと言える。過去の実験結果による層流境界層から乱流境界層へ遷移する臨界レイノルズ数は、式(3.3)により示されている[112]。

$$Re_{x_L} = \frac{U_\infty x_L}{\nu_{air}} \cong 3.2 \times 10^5 \quad (3.3)$$

臨界レイノルズ数は、主流乱れに影響を受けることが明らかにされており、式(3.3)の

値は乱れの程度がある程度大きい場合の値となっている。主流速度  $U_\infty=7.5\text{m/s}$  における式(3.3)により求めた境界層遷移位置は  $x_L=640\text{mm}$  となり、Fig.3.4 の実験結果からも  $x_L=630\text{mm}$  の位置においては層流境界層が形成されていることが確認できる。

実験に用いた供試円柱には直径  $d=4\text{mm}$  および  $d=6\text{mm}$  の真鍮製円管を用い、それぞれの円管には圧力孔として  $d=4\text{mm}$  の円管には直径  $d_p=0.20\text{mm}$  の、 $d=6\text{mm}$  の円管には直径  $d_p=0.25\text{mm}$  の孔があげられている。円柱直径に対する圧力孔直径は  $d=4\text{mm}$  の円管では  $d_p/d=0.050$  となり円周に占める圧力孔の角度は  $5.7^\circ$  となる。それに対して、 $d=6\text{mm}$  の円管では  $d_p/d=0.042$  であり円周に占める圧力孔の角度は  $4.8^\circ$  となっている。圧力孔直径については八木田ら[113]が修正式を示しているが、本実験でのレイノルズ数がやや低く、修正式を適応することにより誤差と考えられるずれが生じたため今回は適応していない。また本実験では、圧力孔の角度の小さい直径  $d=6\text{mm}$  の供試円柱による計測を基本として行い、アスペクト比の確保において円柱直径を小さくしたい場合にのみ直径  $d=4\text{mm}$  の円柱を用いた。実験でのアスペクト比  $L/d$  は、円柱直径  $d$  に対する軸方向長さ  $L$  の比で定義され、本実験では上下壁面を移動させることによりアスペクト比を  $L/d=10\sim 55$  の範囲において  $L/d=5$  間隔で変化させている。このとき  $d=6\text{mm}$  の円柱では  $L/d=10\sim 40$  の範囲を、 $d=4\text{mm}$  の円柱では  $L/d=20\sim 55$  の範囲を対象とし実験を行っている。

実験におけるレイノルズ数は  $Re=U_\infty \cdot d/v_{air}=3000$  の一定とし、その際の主流速度  $U_\infty$  は円柱直径  $d=6\text{mm}$  の時は約  $7.5\text{m/s}$ 、円柱直径  $d=4\text{mm}$  の時は約  $11\text{m/s}$  となる。また、風洞における主流の乱れ強度は  $0.5\%$  程度であった。円柱直径に対する相対境界層厚さは、 $d=6\text{mm}$  の時は  $\delta/d=0.26, 0.37, 0.64, 0.82$  とし、 $d=4\text{mm}$  の場合では  $\delta/d=0.26, 0.52, 0.82$  とした。このときの平板先端から円柱設置位置までの距離  $x_L$  と境界層厚さとの関係を Table 3.1 に示す。また、それぞれの主流速度における層流境界層から乱流境界層へ遷移する位置は式(3.3)より、円柱直径  $d=6\text{mm}$  の主流速度  $U_\infty=7.5\text{m/s}$  では  $x_L=640\text{mm}$ 、円柱直径  $d=4\text{mm}$  の主流速度  $U_\infty=11\text{m/s}$  では  $x_L=436\text{mm}$  となる。

Table 3.1 Cylinder position  $x_L$

		Laminar boundary layer thickness $\delta/d$				
		0.26	0.37	0.52	0.64	0.82
Cylinder diameter $d$	4mm	34	-	135	-	335
	6mm	50	100	-	300	500

(mm)

円柱表面圧力は円柱圧力孔からの全圧と大気圧による静圧を差圧とし、デジタルマノメータ(岡崎製作所製 DMP201N)を用いて差圧を計測した。デジタルマノメータの表

示機能を用いた読み取りでは、変動の大きな領域において正確な読み取りが不可能であったため、デジタルマンメータの出力端子よりアナログの電圧計に接続することで測定圧力  $P$  を電圧  $E$  に変換し読み取りを行った。その際の測定圧力  $P$  と電圧  $E$  の校正結果を Fig.3.5 に示し、校正式を式(3.4)に示す。

$$P = 29.873E - 49.528 \quad (3.4)$$

デジタルマンメータには High, Low の接続があり、全圧を High 側へ接続し、静圧を Low 側へ接続することで実験を行っている。しかし、使用したデジタルマンメータではマイナス側の値を測定することが不可能であったため、測定値がマイナスになる場合にはデジタルマンメータへの High, Low の接続を逆転させ計測を行った。

円柱周方向圧力分布は、円柱の前方よどみ点を  $\theta=0^\circ$  とし前方よどみ点から背面にあたる  $\theta=180^\circ$  の位置まで  $5^\circ$  間隔で測定を行った。また円柱周方向圧力分布での  $\theta=0^\circ$  から  $\theta=-180^\circ$  の範囲については、予備実験により  $\theta=0^\circ$  から  $\theta=180^\circ$  の値と変化がないことが確認できたため、本実験では半周での測定としている。前方よどみ点( $\theta=0^\circ$ )および背圧( $\theta=180^\circ$ )のスパン方向分布の測定では、圧力孔が壁面に半分隠れる位置をスパン方向の基準  $z/d=0$  とし、 $z/d=0$  よりそれぞれのアスペクト比でのスパン中央位置まで測定を行っている。圧力係数  $C_p$  は、それぞれの測定点における圧力  $P$  をスパン中央位置での前方よどみ点圧力  $P_{0c}$  で割ることにより求めている。また圧力抗力係数  $C_{Dp}$  は、円柱周方向圧力分布での圧力係数  $C_p$  より式(3.5)を用いて算出した。計算を行った範囲は、円柱周方向圧力分布の測定を行った  $\theta=0^\circ$  から  $\theta=180^\circ$  の範囲としている。

$$C_{Dp} = \int_0^\pi C_p \cdot \cos \theta d\theta \quad (3.5)$$

本実験での剥離点位置は、逆圧力勾配  $dC_p/d\theta$  が極大値を示した角度として求めた。圧力勾配  $dC_p/d\theta$  は、円柱周方向圧力分布の  $\theta=60\sim 100^\circ$  の値に対し表計算ソフト Excel を用いて 6 次の近似式を求め、近似式を角度  $\theta$  で微分することにより算出している。この剥離点に対して、端板上の境界層厚さ及びアスペクト比による比較検討を行った。

### 3.3 実験結果および考察

#### 3.3.1 円柱周方向圧力分布

円柱軸方向中心位置での周方向表面圧力分布の円柱直径  $d=6\text{mm}$  の結果を Fig.3.6(a)~(d)に、円柱直径  $d=4\text{mm}$  の結果を Fig.3.7(a)~(c)に示す。この結果はそれぞれの層流境界層厚さごとにアスペクト比で比較したものである。

圧力係数  $C_p$  の分布傾向は境界層の厚さによらず、前方よどみ点である  $\theta=0^\circ$  で最大値を取りそこから次第に減少し  $\theta=70^\circ$  で最小値を取る。その後  $\theta=100^\circ$  付近まで増加したのち、円柱背面である  $\theta=180^\circ$  までほぼ一定の値を示している。

円柱直径  $d=6\text{mm}$  の結果に対しそれぞれの境界層厚さごとに圧力係数  $C_p$  の値を比較すると、境界層厚さの薄い側となる  $\delta/d=0.26$  では、前方よどみ点から  $\theta=60^\circ$  付近まではアスペクト比によらず一様な値を示している。その後  $\theta=60^\circ$  付近からアスペクト比による圧力係数の差が現れはじめ、その差は圧力係数が最小値を示す  $\theta=70^\circ$  付近まで広がり続け、 $\theta=70^\circ$  では  $\Delta C_p=0.1$  程度の差となっている。 $\theta=70^\circ$  から円柱背後である  $\theta=180^\circ$  にかけては、最小値で生じた差を維持したまま分布している。

境界層厚さが  $\delta/d=0.37$  の条件では、 $\theta=50^\circ$  を越えたあたりからアスペクト比による差が現れはじめ、圧力係数が最小値を示す  $\theta=70^\circ$  付近ではその差が  $\Delta C_p=0.13$  程度になっている。境界層厚さが  $\delta/d=0.63$  の条件では、 $L/d=10$  については  $\theta=30^\circ$  付近から差が現れているように見えるものの、他のアスペクト比については  $\theta=40^\circ$  付近から差が現れはじめ、圧力係数が最小値を示す  $\theta=70^\circ$  付近での差は  $\Delta C_p=0.18$  程度になる。

境界層厚さの厚い側となる  $\delta/d=0.82$  では、アスペクト比による差は  $\theta=30^\circ$  付近から差が現れはじめ、圧力係数が最小値を示す  $\theta=70^\circ$  付近ではその差は  $\Delta C_p=0.20$  程度となっている。

圧力係数  $C_p$  がアスペクト比により影響を受けはじめる位置は、境界層厚さが厚くなるにつれて前方へ移動しており、最小値を示す  $\theta=70^\circ$  付近でのアスペクト比による圧力係数の差も境界層厚さが厚くなるにつれて大きくなっている。加えて、それぞれの境界層厚さでの圧力係数は、アスペクト比が小さいほど高い圧力係数を示し、アスペクト比が大きいほど低い圧力係数を示す傾向にある。以上のことから、境界層が厚いほどアスペクト比の影響を受けやすいことが分かる。

円柱直径  $d=4\text{mm}$  の結果においても、境界層厚さごとに円柱直径  $d=6\text{mm}$  と同様の傾向が見られた。円柱直径  $d=4\text{mm}$  ではアスペクト比が  $L/d=55$  まで広がっているものの、 $\theta=100^\circ$  付近から  $\theta=180^\circ$  まで一定の値を示す領域での圧力係数の値については、円柱直径  $d=6\text{mm}$  のアスペクト比  $L/d=40$  の値に対し大きな差は現れなかった。また、境界層が薄い側の  $\delta/d=0.26$  では Fig.3.7(a)より、円柱直径  $d=6\text{mm}$  の Fig.3.6(a)と比較してアスペクト比の影響を受けていないことが分かる。

次に、周方向表面圧力分布をアスペクト比ごとに相対境界層厚さで比較する。円柱

直径  $d=6\text{mm}$  の結果を Fig.3.8(a)~(g)に, 円柱直径  $d=4\text{mm}$  の結果を Fig.3.9(a)~(e)に示す. これは Fig.3.6 および Fig.3.7 に示した結果を並び替えたものである.

円柱直径  $d=6\text{mm}$  の結果では境界層厚さによる圧力係数の差は, おおむね  $\theta=40^\circ$  付近から現れ始めるものの, アスペクト比が小さい  $L/d=10,15$  場合については  $\theta=30^\circ$  付近から現れており前方へ移動している. また圧力係数に差が見られる  $\theta=40^\circ$  以降の領域では, アスペクト比によらず境界層厚さが薄いほど低い値を示し, 境界層厚さが厚いほど高い値を示している. 圧力係数の値の取りかたとしては, どのアスペクト比においても境界層厚さが薄い側の  $\delta/d=0.26,0.37$  と境界層厚さが厚い側の  $\delta/d=0.64,0.82$  で値が二極化しており, 境界層が薄い側の  $\delta/d=0.26,0.37$  では, どのアスペクト比においてもおおむね近い圧力係数の値を示している. それに対し, 境界層が厚い側の  $\delta/d=0.64,0.82$  では, アスペクト比の広い  $L/d=35,40$  のときはほぼ重なる値を示しているが,  $L/d=10\sim30$  では  $\delta/d=0.82$  の値が  $\delta/d=0.64$  よりもさらに高い値を示している. このことから, アスペクト比が小さいほど境界層厚さの影響を受けやすいことが分かる.

円柱直径  $d=4\text{mm}$  の結果では, アスペクト比の小さい  $L/d=20$  では  $\theta=180^\circ$  の圧力係数が境界層が薄い側の  $\delta/d=0.26$  と境界層が厚い側の  $\delta/d=0.82$  で  $\Delta C_p=0.22$  程度開いていることに対し, アスペクト比が大きくなるにつれその差は小さくなり, アスペクト比の大きい  $L/d=55$  では  $\Delta C_p=0.1$  程度となっている. また, 境界層厚さが  $\delta/d=0.52$  の  $\theta=180^\circ$  の圧力係数は, どのアスペクト比においても  $\delta/d=0.26$  と  $\delta/d=0.82$  の中間に位置している. それに対して円柱直径  $d=6\text{mm}$  の  $\delta/d=0.26$  と  $\delta/d=0.37$  では, どのアスペクト比においてもおおむね近い圧力係数の値を示している. このことから  $\theta=180^\circ$  の圧力係数は, 境界層が厚い側の  $\delta/d=0.82$  から境界層厚さが薄くなるにつれ値が減少していくが, 境界層が薄いときにはその減少度合いは小さく, ある一定の値に収束するのではないかと考えられる.

### 3.3.2 前方よどみ点圧力のスパン方向分布

前方よどみ点圧力のスパン方向分布について, 境界層厚さごとにアスペクト比で比較したものを Fig.3.10(a)~(d)に示す. また境界層厚さの違いにより壁面近傍において異なる分布傾向が見られたため, 壁面近傍を拡大して示した圧力分布を Fig.3.11(a)~(d)に示す. 前方よどみ点圧力係数  $C_{pf}$  は, それぞれの軸方向位置における前方よどみ点圧力の測定値  $P_0$  を軸方向中心位置における前方よどみ点圧力  $P_{oc}$  で除したものである. また, 境界層厚さが  $\delta/d=0.26$  および  $\delta/d=0.82$  の結果については円柱直径  $d=4\text{mm}$  のアスペクト比  $L/d=50$  および  $L/d=55$  の結果も重ねて示している.

円柱軸方向全体を示した圧力分布の結果は Fig.3.10 より, どの境界層厚さにおいても同一の傾向が確認され, 壁面から境界層外端付近まで圧力係数の値は上昇し, その

後はスパン中央まで一定の値を取る分布が示された。壁面近傍での圧力分布は Fig.3.11 より、境界層厚さの薄い側となる  $\delta/d=0.26$  では、壁面から境界層外端付近である  $z/d=0.25$  まで急激な圧力の上昇を見せ、その後境界層を超えて  $z/d=0.5$  付近まで緩やかに圧力上昇したのちスパン中央まで一定の値を取る様子が確認できる。それに対し境界層厚さが厚い側となる  $\delta/d=0.82$  では、壁面から  $z/d=0.2$  程度まで値は一度減少したのち、境界層外端付近である  $z/d=0.8$  程度まで急激な上昇を示す。その後、境界層を超えて  $z/d=1$  付近まで緩やかに上昇した値はスパン中央まで一定の分布を示した。また  $\delta/d=0.37$  では一部のアスペクト比において壁面近傍での若干の圧力値の減少がみられたものの、おおむね  $\delta/d=0.26$  と同様の分布傾向を示している。 $\delta/d=0.64$  においては、壁面から  $z/d=0.2$  へ向かう圧力値の減少量はやや少ないものの、 $\delta/d=0.82$  と同様の分布傾向を示した。圧力の値が極小値を取る位置においては  $\delta/d=0.64$  と  $\delta/d=0.82$  のどちらの境界層厚さにおいても  $z/d=0.2$  付近であり、境界層厚さによる差は見られなかった。また、どの境界層厚さの結果においてもアスペクト比による分布傾向の違いはほとんど見られなかった。

前方よどみ点のスパン方向圧力分布において、アスペクト比を基準とする境界層厚さの比較を、アスペクト比  $L/d=30$  の値を代表として Fig.3.13(a)に示す。この比較においても、壁面近傍での境界層厚さごとの違いに着目するため、横軸をスパン方向位置で  $z/d=0\sim6$  までとし壁面近傍を拡大した分布を示している。

スパン中央寄りである  $z/d>2$  の領域では、圧力係数の値は境界層厚さによらず  $C_{pf}=1$  のほぼ一定の値を示している。それに対し壁面から境界層外端にかけての圧力が大きく変化する領域では、境界層厚さが薄いほど圧力係数の値が高く、境界層が厚いほど低い圧力係数の値を示す様子が確認された。この領域における分布傾向は、先に述べた Fig.3.11 の結果と同様であり、境界層厚さが  $\delta/d=0.26,0.37$  の薄い場合と、 $\delta/d=0.64,0.82$  の厚い場合の二種類の分布傾向に分類されている。

以上の結果より、前方よどみ点の圧力分布は境界層厚さによる影響を受けているものの、アスペクト比による差は見られなかった。したがって、前方よどみ点の圧力分布においては境界層厚さが支配的であると考えられる。また境界層厚さの違いによる壁面近傍の分布傾向の違いについては、境界層の薄い分布傾向においても壁面近傍を拡大すると境界層が厚い側と同じ傾向がみられる可能性が考えられる。これに対して本研究では、円柱直径に対する圧力孔の大きさ等の分解能の関係上確認できていない。しかし、境界層厚さが薄い場合と厚い場合に見られる分布傾向の違いが円柱上流における流れ構造の違いを示していると仮定すると、境界層が厚い場合における分布傾向は、円柱と壁面との接合部前方の隅部にコーナー渦の存在を示唆しているのではないかと推測され、コーナー渦は境界層が厚い場合のみ形成されているのではないかと考えられる。

参考として、水槽装置を用いて円柱上流の首飾り渦を可視化したものを Fig.3.14(a),(b)に示す。実験に用いた円柱は直径  $d=60\text{mm}$  で、レイノルズ数は  $Re=1000$  となっており、円柱は水深に対し十分長く円柱上端は水面から突き出している。壁面上の境界層厚さは、風洞実験での薄い側と同様の  $\delta/d=0.26$  と、水槽による首飾り渦の可視化で一番厚い  $\delta/d=0.70$  を示している。可視化画像は粒子画像を重ね合わせた流跡線画像として示しており、境界層厚さによらず流速は同一であったが粒子の濃さに差が見られたため、 $\delta/d=0.26$  では 500 枚の、 $\delta/d=0.70$  では 100 枚の重ね合わせを示している。首飾り渦の可視化画像より、渦中心の壁面からの高さは境界層厚さによらず  $z/d=0.7$  程度に見られるものの、円柱からの距離は  $\delta/d=0.26$  では  $x/d=0.2$  程度に対し、 $\delta/d=0.70$  では  $x/d=0.35$  程度と境界層が厚くなることにより円柱から離れている。この可視化写真からは先に述べたようなコーナー渦を明確に確認することはできないが、円柱から首飾り渦中心までの距離が前方よどみ点のспан方向圧力分布に大きく影響を与えているのではないかと考えられる。しかし首飾り渦に関する調査はまだ不十分であるため、今後詳細な調査が必要である。

### 3.3.3 背圧のспан方向分布

背圧のспан方向分布について、境界層厚さごとにアスペクト比で比較したものを Fig.3.12(a)~(d)に示す。背圧係数の値は、それぞれの軸方向位置における  $\theta=180^\circ$  の圧力の測定値  $P_b$  を軸方向中心位置における前方よどみ点圧力  $P_{0c}$  で除したものである。境界層厚さが  $\delta/d=0.26$  および  $\delta/d=0.82$  の結果については円柱直径  $d=4\text{mm}$  のアスペクト比  $L/d=50$  および  $L/d=55$  の結果も重ねて示している。またアスペクト比を基準に境界層厚さで比較した結果を、アスペクト比  $L/d=30$  で比較したものを代表として Fig.3.13(b)に示す。Fig.3.13(b)では前方よどみ点圧力分布と同様に壁面近傍での境界層厚さごとの違いに着目するため、横軸をспан方向位置で  $z/d=0\sim 6$  までとし壁面近傍を拡大した分布を示している。

背圧のспан方向分布においては、境界層の厚さにより異なる分布傾向が現れた。境界層厚さの薄い側となる  $\delta/d=0.26$  の結果は Fig.3.12(a)より、壁面から境界層を超えて  $z/d=1$  付近までわずかではあるが背圧の値が緩やかに減少し、その後спан中央まで一定の値を示している。この分布傾向はアスペクト比によらず一様である。またアスペクト比による値の差は、アスペクト比が大きくなるにつれ低い圧力係数の値を示す傾向が見られるが、 $L/d=25$  の結果については他のアスペクト比よりも若干高い値を示している。

境界層厚さが  $\delta/d=0.37$  においては、壁面からспан中央までほぼ一定の値を取っているように見られる。アスペクト比による背圧係数の値の差も若干は見られるものの、

最大と最小の差は  $\Delta C_{pb}=0.1$  程度となっている。

それに対し境界層厚さが  $\delta/d=0.63$  での背圧係数の値は、壁面から境界層外端付近までやや減少し、その後  $z/d=3$  付近まで上昇する。 $z/d>3$  ではアスペクト比  $L/d=10,15$  はそのままスパン中央へ一様な値を示し、アスペクト比  $L/d=20\sim40$  は  $z/d=4$  に向けて値がわずかに減少したのちスパン中央まで一定の値を示している。背圧係数はアスペクト比が大きくなるにつれ低い傾向を示し、アスペクト比が大きくなるにつれその差は小さくなっている。

境界層厚さが厚い側となる  $\delta/d=0.82$  では  $\delta/d=0.63$  と似たような分布傾向を示し、値の変化量は  $\delta/d=0.63$  よりも大きくなっている。壁面から境界層外端にかけてわずかに減少した背圧の値は境界層外端から  $z/d=2$  付近にかけて、アスペクト比が小さい  $L/d=10\sim20$  の場合にはそのまま減少を示し、アスペクト比の大きい  $L/d=25\sim40$  の場合には上昇を示している。その後  $z/d=2$  から  $z/d=3$  にかけてはどのアスペクト比においても背圧が上昇し  $z/d=3$  をピークに、アスペクト比が小さい  $L/d=10\sim20$  ではそのままスパン中央まで一定の値を、アスペクト比が大きい  $L/d=25\sim40$  では一度減少した後にスパン中央まで一定の値を示している。アスペクト比による値の差はアスペクト比が大きくなるにつれ低い傾向を示すが、 $L/d=35$  および  $L/d=40$  の結果はほぼ重なっている。また、アスペクト比が中間程度の  $L/d=25,30$  で値の差が大きく開いており、アスペクト比が小さい  $L/d=10\sim20$  では値の差が再び小さくなっている。

アスペクト比  $L/d=30$  において境界層厚さごとに背圧分布を比較した Fig.3.13(b)からは、 $z/d>4$  の一定の値を示す領域において境界層厚さが厚いほど高い背圧係数を示している様子が確認できる。 $z/d<2$  の端部における分布の傾向としては、端部からスパン中央まで一様な分布を示す境界層厚さが薄い場合の  $\delta/d=0.26,0.37$  と、端部から一度値の上昇を示しスパン中央へ向けて一様な値を示す境界層厚さが厚い場合の  $\delta/d=0.64,0.82$  の2種類に分類されることが見て取れる。

### 3.3.4 円柱端部周方向圧力分布

境界層厚さ  $\delta/d=0.26,0.37,0.82$  での壁面近傍における円柱端部周方向圧力分布を Fig.3.15~17 に示す。測定位置はそれぞれのアスペクト比でのスパン中央位置およびそれぞれの境界層厚さに対しての境界層厚さの半分である  $z/\delta=0.5$ 、境界層外端位置である  $z/\delta=1.0$ 、境界層外端より外側の  $z/\delta=1.5$  の4か所となっている。

境界層厚さが薄い側となる  $\delta/d=0.26$  では Fig.3.15(a)~(g)よりどのアスペクト比においてもおおむね似た傾向を示している。前方よどみ点である  $\theta=0^\circ$  では  $z/\delta=0.5$  の値が若干低い傾向を示している。また圧力係数が最小値を取る  $\theta=70^\circ$  付近では、 $z/\delta=0.5$  の圧力係数が他の測定位置の値に対し高い値を示し、なだらかに最小値を示している。



円柱背面側の  $\theta=100\sim 180^\circ$  の領域においては測定位置による圧力係数の差は見られず、それぞれのアスペクト比ごとに同一の値を示した。

境界層厚さが厚い側となる  $\delta/d=0.82$  については Fig.3.17(a)~(g)より、境界層厚さが  $\delta/d=0.26$  の場合とは異なる分布傾向を示し、 $L/d=10$  以外はアスペクト比によらずおおむね同様の傾向となった。前方よどみ点である  $\theta=0^\circ$  での  $z/\delta=0.5$  の圧力係数の値は、他の測定位置よりも低い値を示している。圧力係数が最小値を示す  $\theta=70^\circ$  付近では、円柱端部である  $z/\delta=0.5\sim 1.5$  の圧力係数がスパン中央よりも低い値を示した。このとき  $z/\delta=0.5\sim 1.5$  の中での結果に大きな差は見られず同一の傾向を示した。 $L/d=10$  においては、前方よどみ点である  $\theta=0^\circ$  での値について他のアスペクト比と同様に、 $z/\delta=0.5$  の値が他の測定位置よりも低い値を示した。しかし、圧力係数が最小値を示す  $\theta=70^\circ$  付近では、スパン中央での値と円柱端部での値に他のアスペクト比のような差は見られず、ほぼ同じ値を示した。

境界層厚さが  $\delta/d=0.37$  では Fig.3.16(a)~(g)より、アスペクト比が  $L/d=10,25,30$  の場合は  $\delta/d=0.26$  と似た分布傾向を示し、 $z/\delta=0.5$  の圧力係数が  $\theta=70^\circ$  付近においてなだらかな最小値を取り、その値も他の測定位置における最小値よりも高い値を示している。それに対しアスペクト比が  $L/d=15,20,35,40$  の場合において  $\theta=70^\circ$  付近の値は、 $z/\delta=0.5$  での測定位置よりもやや高い値を示しているものの、最小値の取り方に測定位置による差は見られず、 $\delta/d=0.82$  のように  $\theta=70^\circ$  付近での圧力がスパン中央よりも低い値にはなっていない。また、前方よどみ点である  $\theta=0^\circ$  においては、 $\delta/d=0.82$  ほどではないが  $z/\delta=0.5$  の値が他の測定位置よりも低い値を示した。

以上の結果より、円柱表面圧力分布に与える壁面上の層流境界層厚さの影響は、前方よどみ点や背面のみでなく、円柱全周に渡って壁面近傍からスパン中央まで及んでいると考えられる。

### 3.3.5 圧力勾配による剥離点位置の比較

境界層厚さ  $\delta/d=0.26,0.37,0.82$  に対して、円柱端部における周方向圧力分布より算出した圧力勾配の比較を Fig.3.18~20 に示す。また逆圧力勾配の最大値より求めた剥離点位置の比較を Fig.3.21 に示す。逆圧力勾配  $dC_p/d\theta$  の最大値は、円柱周方向圧力分布の  $\theta=60\sim 100^\circ$  の値に対し 6 次の近似式を求め、近似式を角度  $\theta$  で微分した式をもとに算出している。

圧力勾配の分布傾向は、円柱端部周方向圧力分布の最小値の傾向とほぼ連動した結果を示した。境界層厚さが厚い側となる  $\delta/d=0.82$  では、アスペクト比  $L/d=15\sim 40$  で同様の分布傾向が確認された。スパン中央位置では  $\theta=80^\circ$  付近で極大値を取り、壁面に近づくにつれ極大値を取る角度が後方へ移動していく。また、圧力勾配の値も

$dC_p/d\theta=0.01\sim 0.015$  程度とアスペクト比によらず一定の値を示している。アスペクト比  $L/d=10$  において、円柱端部周方向圧力分布の結果と同様に他のアスペクト比とは異なる傾向を示し、スパン中央位置での極大値が  $\theta=85^\circ$  付近となり  $z/\delta=1.0, 1.5$  の極大値よりも後方へ移動しており、 $z/\delta=0.5$  の極大値を示す角度に近づいている。

境界層厚さが薄い側となる  $\delta/d=0.26$  や  $\delta/d=0.37$  では、 $\delta/d=0.82$  の場合ほどではないが壁面に近づくと極大値を取る角度が後方へ移動していく傾向がみられる。また、壁面に近い  $z/\delta=0.5$  の位置の圧力勾配  $dC_p/d\theta$  の値は他のスパン方向位置よりも低い傾向を示す。

逆圧力勾配が最大値となる位置より求めた剥離点位置の比較を Fig.3.21 に示す。境界層が厚い側の  $\delta/d=0.82$  では、スパン中央での剥離点が  $\theta=82.5^\circ$  付近であるのに対し、 $z/\delta=1.5$  から  $z/\delta=1.0$  と壁面に近づくと円柱後方へ移動し、 $z/\delta=0.5$  ではさらに円柱後方の  $\theta=87.5^\circ$  付近まで移動している。アスペクト比  $L/d=10$  においては他のアスペクト比に対し分布傾向が若干異なるものの、スパン中央位置以外は他のアスペクト比と同様の分布傾向を示している。

境界層が薄い側の  $\delta/d=0.26$  ではアスペクト比  $L/d=30\sim 40$  においては、スパン中央から  $z/\delta=1.0$  までは  $\theta=83^\circ$  前後の位置で剥離点を示すのに対し、 $z/\delta=0.5$  では剥離点位置が  $\theta=90^\circ$  を越えて円柱後方へ移動している。それに対しアスペクト比  $L/d=10\sim 25$  では、 $L/d=20$  のみ他のアスペクト比とは異なる分布傾向を示したが、残りのアスペクト比については測定位置によらずおおむね  $\theta=83^\circ$  付近が剥離点であることが確認された。

境界層厚さが  $\delta/d=0.37$  では測定位置による剥離点位置に一貫性がなく、他の境界層厚さの場合のように一定の傾向で分類するのは困難である。しかし、およそその傾向としてはアスペクト比によらず  $\theta=80\sim 85^\circ$  の範囲で剥離点を示している。

今回比較を行った剥離点位置は、近似曲線より算出しているため若干の誤差は含まれていると考えられる。しかし、誤差を考慮したとしても境界層厚さの違いによる円柱端部での剥離点位置は異なり、円柱端部に近づくと円柱背面側へ移動すると考えられる。

### 3.3.6 局所抗力係数の比較

円柱端部周方向圧力分布の値をもとに算出した局所抗力係数の比較を Fig.3.22 に示す。計測位置は円柱端部周方向圧力分布と同様に  $z/\delta=0.5, 1.0, 1.5$  およびスパン中央位置となっている。

局所抗力係数の値は境界層厚さによらず、アスペクト比が広いほど高い値を、アスペクト比が小さいほど低い値を示す傾向にある。スパン中央と円柱端部での局所抗力係数は境界層厚さが薄い側となる  $\delta/d=0.26$  では、スパン中央の抗力係数の値が最も低

く端部に近づくにつれ値が上昇していく傾向が見られた。境界層厚さが  $\delta/d=0.37$  においても、スパン中央位置において最も低い局所抗力係数の値を示し、 $\delta/d=0.26$  ほどではないが端部に近づくにつれ値が上昇していく傾向が見られる。それに対して境界層厚さが厚い側となる  $\delta/d=0.82$  では、他の境界層厚さと同様にスパン中央位置で最も低い局所抗力係数の値を示すが、 $z/\delta=1.0$  および  $z/\delta=1.5$  でスパン中央位置よりもやや高い値を示し、 $z/\delta=0.5$  では  $z/\delta=1.0, 1.5$  の局所抗力係数に対し値が減少し  $z/\delta=1.0, 1.5$  とスパン中央との間に位置する値を示している。アスペクト比による値の差は、境界層厚さが  $\delta/d=0.37$  の場合が一番小さい結果を示した。

### 3.3.7 スパン係数による評価

円柱直径  $d=6\text{mm}$  の円柱軸方向中心位置での円柱周方向圧力分布における  $\theta=180^\circ$  の値を、境界層厚さおよびアスペクト比で比較したものを Fig.3.23 に示す。どちらの比較においても、境界層厚さが薄くアスペクト比が大きいくほど背圧係数の値が低くなる傾向が見られる。この結果より、二次元性を評価するための一定の背圧係数を得るための条件としても、背圧の分布傾向においてアスペクト比  $L/d$  および境界層厚さ  $\delta/d$  のどちらの影響も受けることが明らかとなった。

この傾向に対しスパン係数という壁面間距離に対する境界層厚さの比を新たな評価指標として、アスペクト比と境界層厚さを同時に考慮した指標を提案する。スパン係数  $L/2\delta$  は式(3.6)に示すように、アスペクト比  $L/d$  を相対境界層厚さ  $\delta/d$  で割ることで算出され円柱直径  $d$  の影響を受けない係数となる。またスパン係数のイメージ図を Fig.3.24 に示し、境界層は上下壁面上に形成されることから  $\delta/d$  の値は2倍としている。

$$\frac{L}{2\delta} = \frac{\frac{L}{d}}{2\frac{\delta}{d}} \quad (3.6)$$

このスパン係数により背圧の分布傾向を示したものを Fig.3.25 に示す。横軸にスパン係数  $L/2\delta$  とし、縦軸にスパン中央における背圧係数  $C_{pb}$  とする。すべての背圧係数はレイノルズ数  $Re=3000$  の端板上に層流境界層が形成された条件で計測した値となっており、 $d=6\text{mm}$  の結果として Fig.3.6 で示した周方向圧力分布の  $\theta=180^\circ$  の値を、 $d=4\text{mm}$  の結果として Fig.3.7 で示した  $\theta=180^\circ$  の値を、 $d=9\text{mm}$  の結果として第4章の Fig.4.1 に示す周方向圧力分布の  $\theta=180^\circ$  の値を示している。また、圧力分布の図は省略するが円柱直径  $d=20\text{mm}$  での背圧係数も同様に示している。円柱直径  $d=20\text{mm}$  での実験条件は、アスペクト比  $L/d=9$  で相対境界層厚さ  $\delta/d=0.20, 0.44$  となっている。図中の破線には比較のため、Norberg[11]による  $Re=3000$  での  $d=6\text{mm}$  の円柱によるアスペクト比  $L/d=70$  の背圧係数を示している。Norbergによる報告では、実験で用いた端板上の境界層につ

いて数値解析による速度分布が示されている。境界層の状態や境界層厚さについては数値としては示されておらず、数値解析に用いられている端板サイズが  $Re=3000$  での実験とは若干異なるものの、速度分布の図より相対境界層厚さを推定すると  $\delta/d=0.3$  程度であり、このときのスパン係数は  $L/2\delta=117$  程度になると考えられる。

背圧係数の分布に対し最小二乗法による対数近似を行い、近似式を式(3.7)に示す。また近似の結果は、Fig.3.25 に実線で示している。

$$C_{pb} = -0.109 \times \ln \frac{L}{2\delta} - 0.3401 \quad (3.7)$$

スパン係数の分布傾向は、 $L/2\delta < 10$  の平板間距離に対して境界層の厚い領域では、 $C_{pb}=-0.5$  程度の背圧係数を示し、スパン係数が増加するにつれて  $L/2\delta=20$  付近まで急激に背圧係数が減少する。その後、 $L/2\delta > 20$  の領域において緩やかな背圧係数の減少を示し、 $L/2\delta=60$  付近より  $C_{pb}=-0.8$  のほぼ一定の背圧係数を示した。しかし、この背圧係数は Norberg の示した背圧係数の値  $C_{pb}=-0.85$  よりもやや高くなっている。これについての明確な原因は不明である。考えられる要因としては、Norberg は端板のサイズを変えて実験を行っており、端板サイズの違いにより背圧が変化することを述べているためその影響が考えられることや、円形端板による端板形状の影響が表れている可能性も考えられる。また Norberg における端板上境界層の速度分布は実測値ではなく数値解析による値であり、実際に形成されている境界層の状態と異なる可能性が考えられる。Norberg 自身も端板の形状については、さらなる最適化が必要かもしれないと述べている。

今回の実験結果のみで考察すると、背圧係数の結果は円柱直径による影響を受けないことが分かる。したがって、今回実験を行ったレイノルズ数  $Re=3000$  における背圧係数では、円柱直径に関係なく上下壁面距離と境界層厚さの比であるスパン係数によって分類されると考えられる。他のレイノルズ数においても同様の傾向が現れるかについては追って実験が必要である。

次に、スパン中央における圧力抗力係数  $C_{Dp}$  の値についてのスパン係数による評価を Fig.3.26 に示す。圧力抗力係数  $C_{Dp}$  の値は円柱周方向圧力分布の実験結果より算出している。また、図中の破線は  $Re=3000$  における Wieselsberger[34]の実験結果より、摩擦抗力係数  $C_{Df}$ を除いた圧力抗力係数  $C_{Dp}$ を示す。なお摩擦抗力係数  $C_{Df}$ は、Thom[114]により示された式(3.8)より求めた。

$$C_{Df} = \frac{2}{\sqrt{Re}} \quad (3.8)$$

圧力抗力係数  $C_{Dp}$  の分布に対しても最小二乗法による対数近似を行い、近似式を式(3.9)に、また近似の結果は Fig.3.26 に実線で示している。

$$C_{Dp} = 0.0709 \times \ln \frac{L}{2\delta} + 0.648 \quad (3.9)$$

抗力係数の分布結果は、背圧係数を反転させたような実験結果となった。スパン係数  $L/2\delta$  の値が小さい領域においては  $C_{Dp}=0.8$  程度の低い抗力係数の値を示し、スパン係数が大きくなるにつれ抗力係数も大きくなる。その後、 $L/2\delta=60$  付近より  $C_{Dp}=0.95$  のほぼ一定の抗力係数の値を示した。

レイノルズ数  $Re=3000$  での Wieselsberger の実験結果は全抗力で  $C_D=0.95$  を示し、補正後の圧力抗力は  $C_{Dp}=0.91$  となった。今回の実験結果は Wieselsberger よりも大きな値を示している。考えられる要因としては、Wieselsberger の実験では軸方向への十分な長さは確保されているが二次元性に影響を与える何らかの要因があった可能性や、抗力をひずみで計測するための装置の計測誤差も考えられる。他にも、Fig.3.19 で示したように局所圧力抗力係数の値はスパン中央と円柱端部で異なる値を示し、Wieselsberger の示した抗力係数はスパン全域の値を計測しているため円柱端部の異なる抗力係数の値も含めた結果になっていると考えられる。また、摩擦抗力の補正式には Goldstain[115] による式(3.10)など、今回補正に用いた式とは異なるものも示されており、摩擦抗力の値に誤差を含んでいる可能性も考えられる。

$$C_{Df} = \frac{4}{\sqrt{Re}} \quad (3.10)$$

背圧係数の分布結果と比較すると、抗力係数の分布結果にはばらつきがみられるように感じる。これについても、摩擦抗力による値の変化が影響しているのではないかと考えられる。

### 3.4 結言

本章では円柱を支持する壁面上層流境界層の厚さが円柱表面圧力分布に及ぼす影響を調査した。実験条件はレイノルズ数  $Re=3000$  の一定とし、直径  $d=4\text{mm}$  と  $d=6\text{mm}$  の円柱を用いてアスペクト比を  $L/d=10\sim 55$  で変化させた。このとき円柱設置位置を変えることにより円柱を支持する壁面上境界層の厚さを  $\delta/d=0.26\sim 0.82$  で変化させ、円柱表面圧力分布に与える影響を調査した。その結果を以下に示す。

- (1) 円柱周方向圧力分布では、壁面上境界層厚さごとにアスペクト比から受ける影響は異なり、境界層が厚いほどアスペクト比の影響を大きく受ける。またどの境界層厚さにおいても、アスペクト比の影響を受け始める位置は剥離点よりも上流側となっている。
- (2) 前方よどみ点の円柱軸方向圧力分布では、円柱端部において境界層厚さにより異なる分布傾向を示した。このことから、円柱と平面壁との接合部前縁において境界層厚さの違いにより流れ構造が異なると考えられる。また前方よどみ点圧力はアスペクト比による影響をほとんど受けていないことから、円柱前方では壁面上の境界層厚さによる影響が支配的であると考えられる。
- (3) 円柱軸方向背圧分布では、境界層厚さが異なることにより分布傾向が大きく異なる。また境界層厚さが厚い場合においては、アスペクト比により背圧そのものの値が大きく異なりアスペクト比が小さいほど高い背圧の値を示す。
- (4) アスペクト比と端部壁面上境界層厚さが背圧係数と抗力係数に与える影響を、スパン係数を用いることで同時に考慮することが可能となる。二次元性を保証するために必要なスパン係数の値は  $L/2\delta=60$  程度と考えられる。

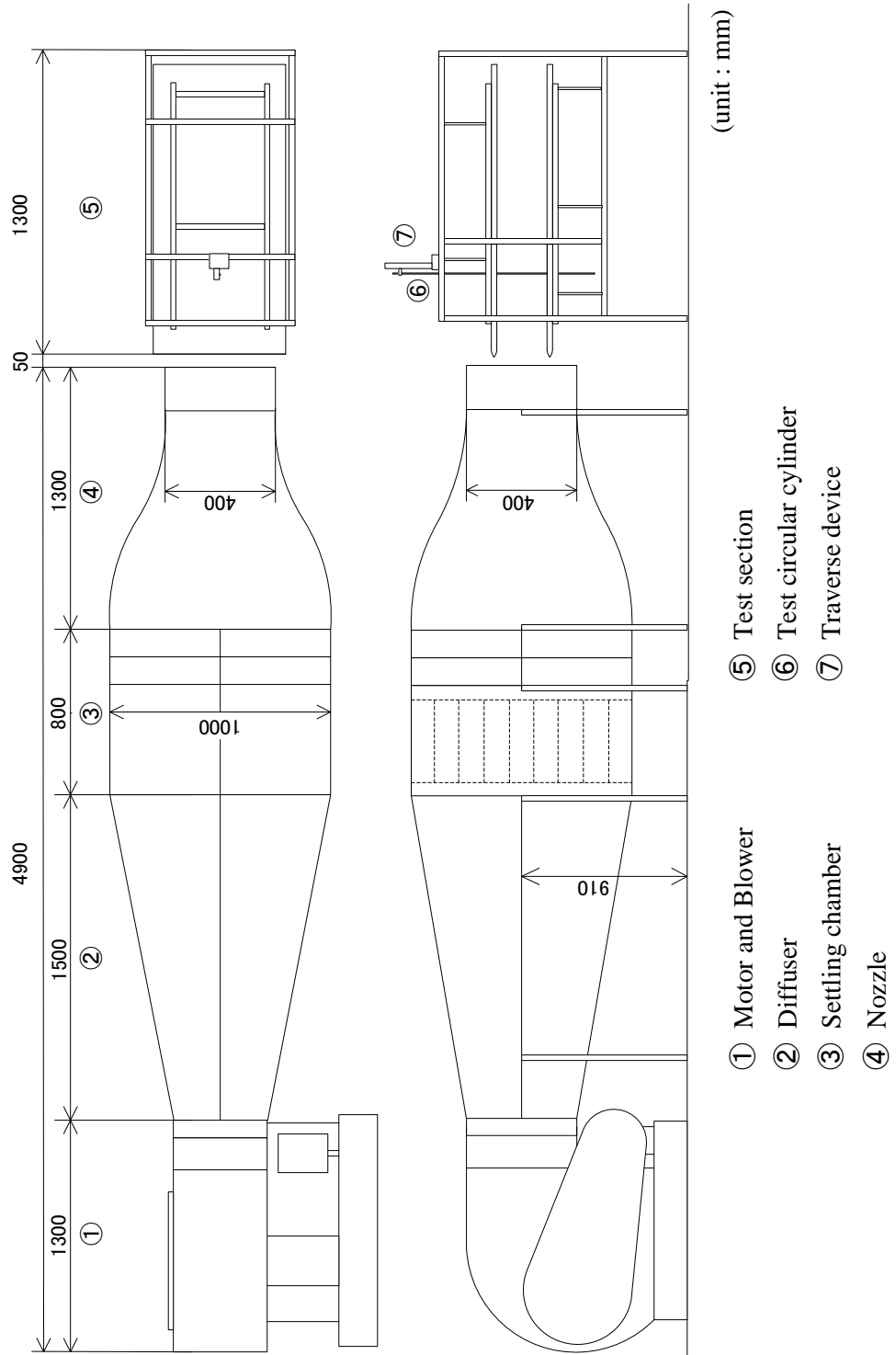


Fig.3.1 Wind tunnel

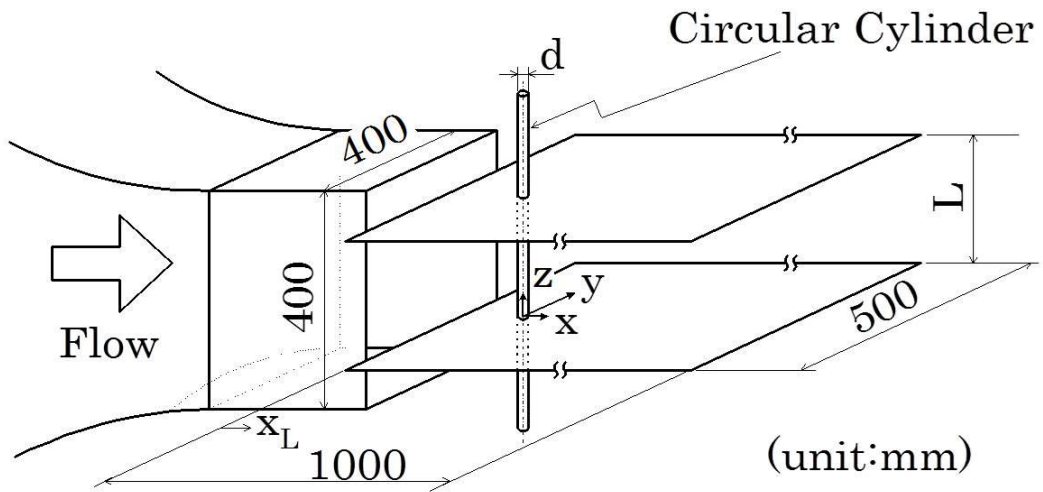


Fig.3.2 Test section

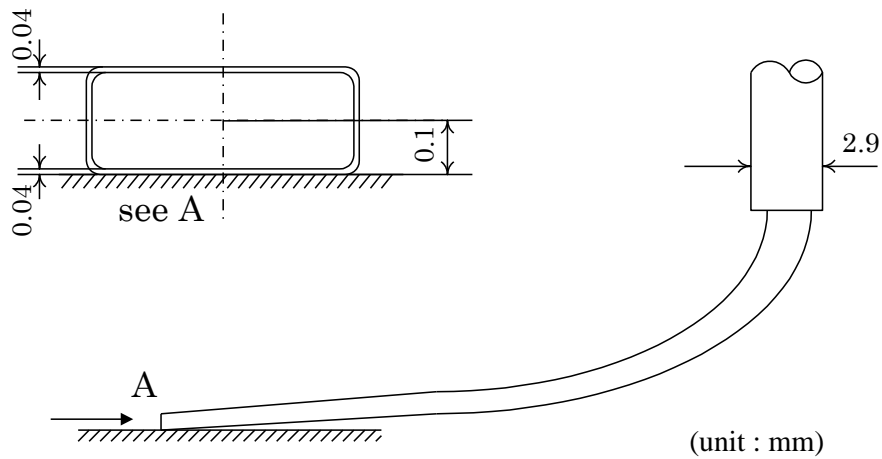


Fig.3.3 Pitot tube of the boundary layer measurement



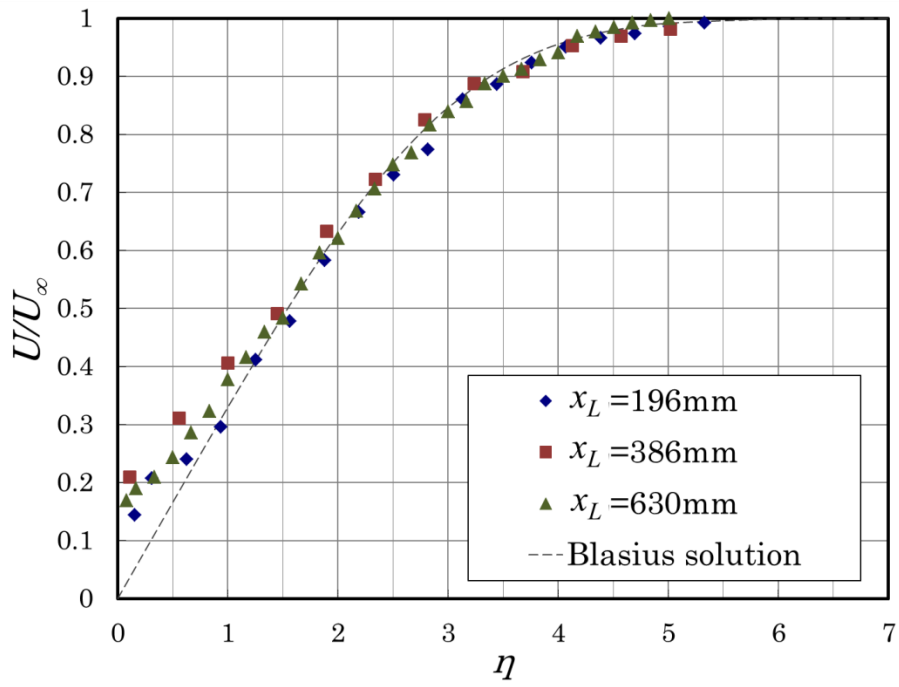


Fig.3.4 Velocity profile in the boundary layer on the end wall

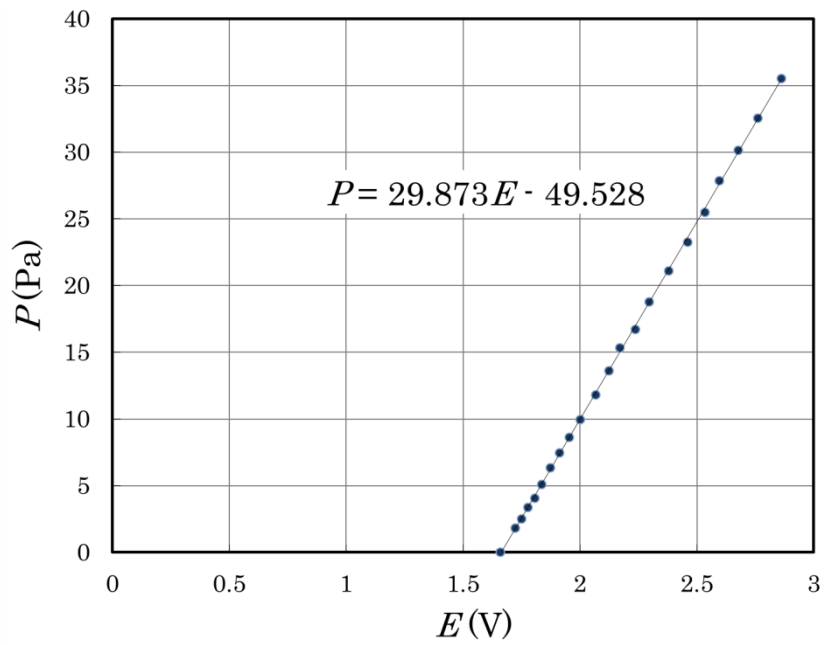
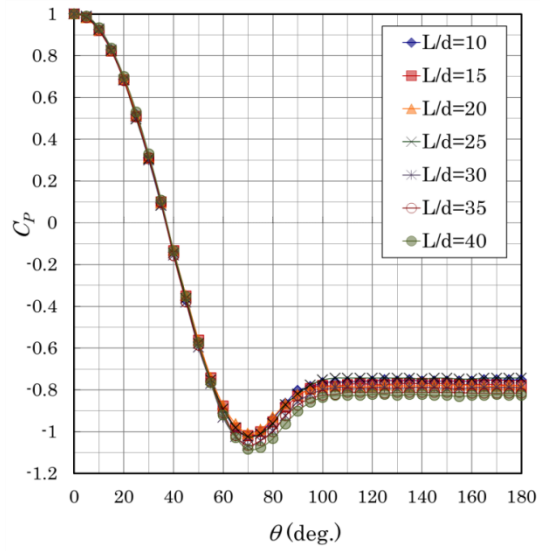
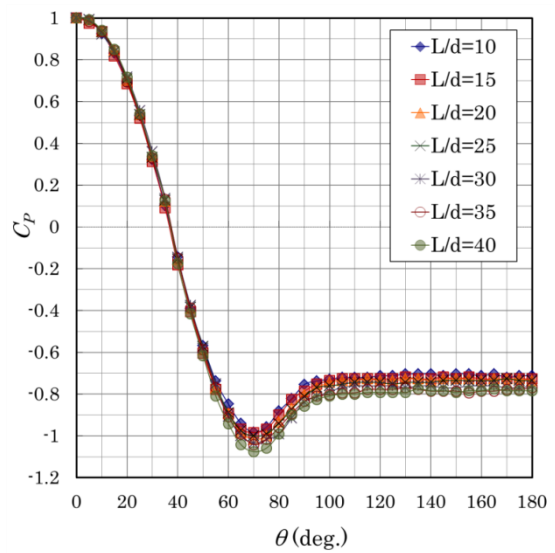


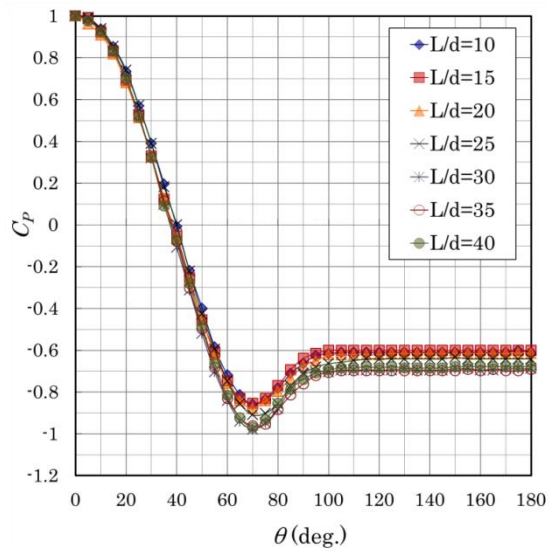
Fig.3.5 Calibration of digital manometer



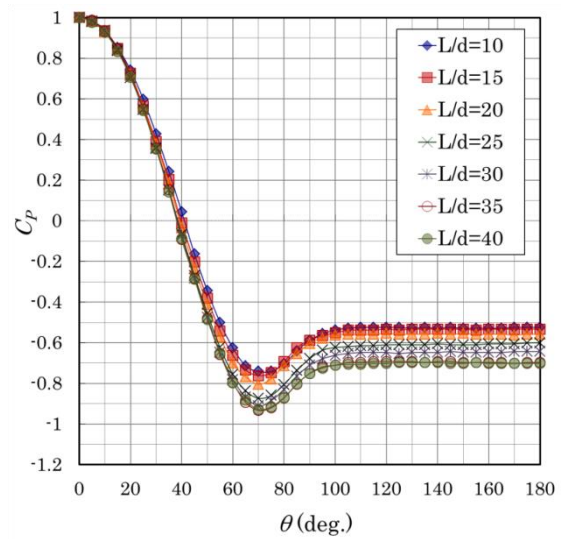
(a)  $\delta/d=0.26$



(b)  $\delta/d=0.37$



(c)  $\delta/d=0.64$



(d)  $\delta/d=0.82$

Fig.3.6 Surface pressure distribution at the central spanwise position  
( $Re=3000$ ,  $d=6\text{mm}$ )

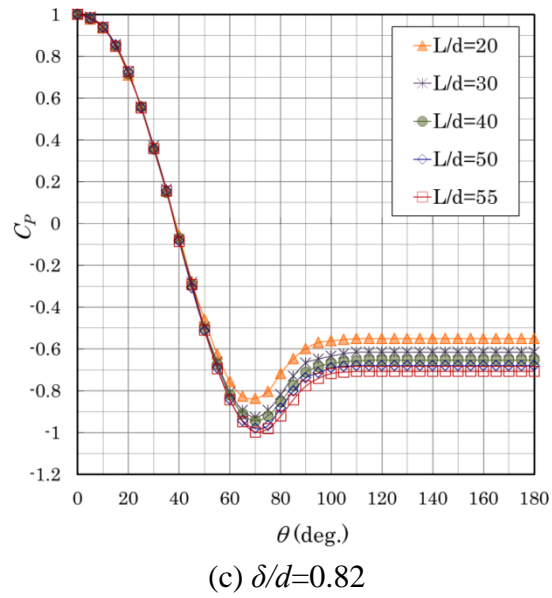
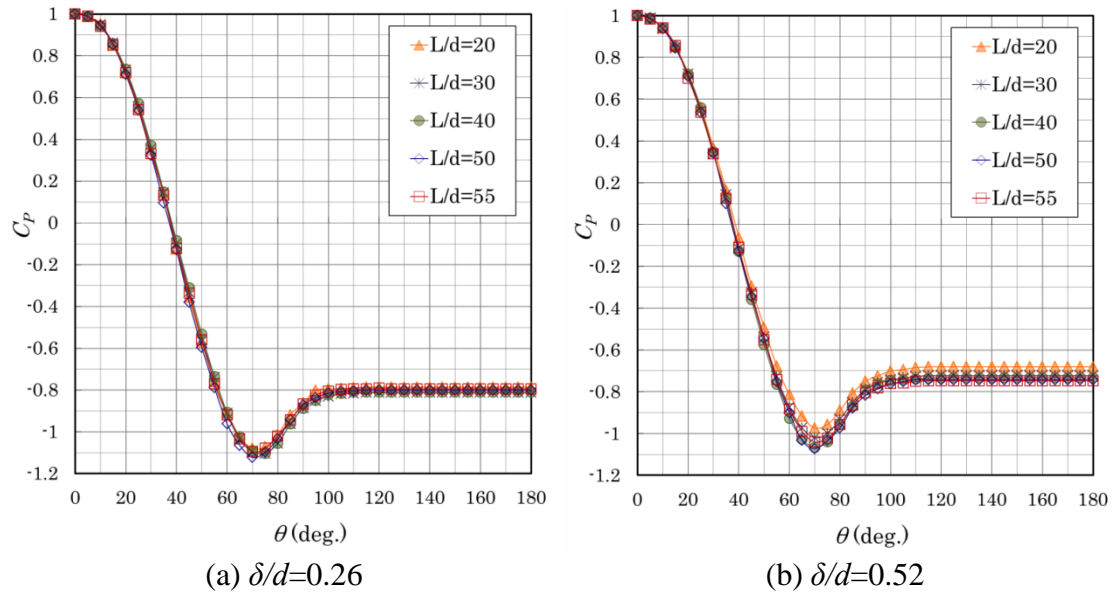
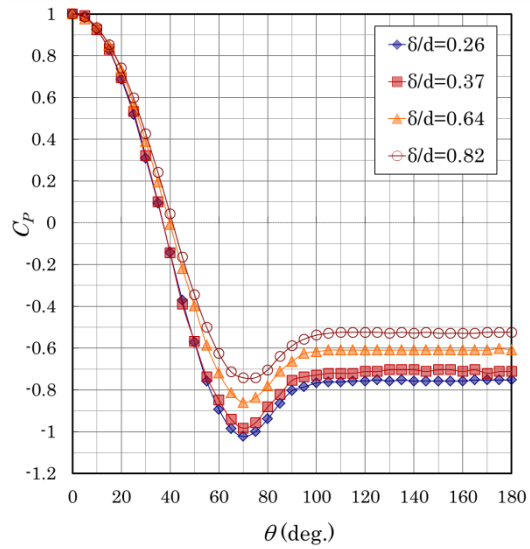
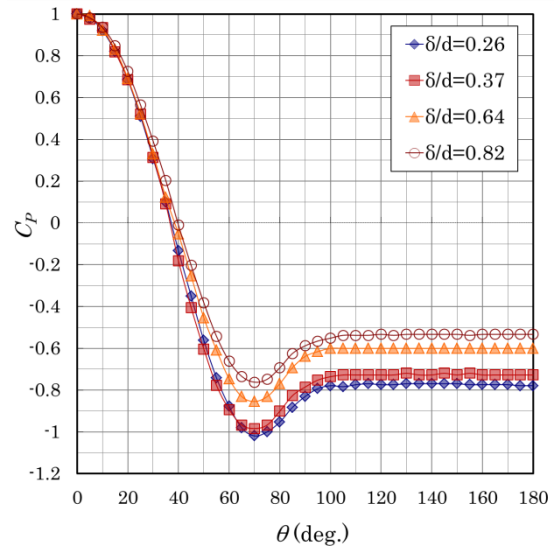


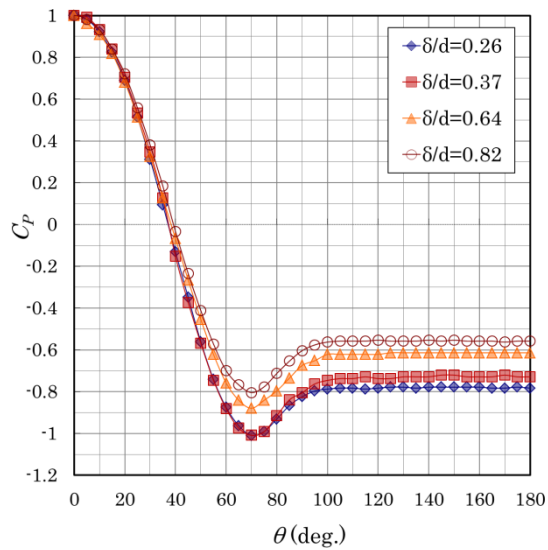
Fig.3.7 Surface pressure distribution at the central spanwise position  
( $Re=3000, d=4\text{mm}$ )



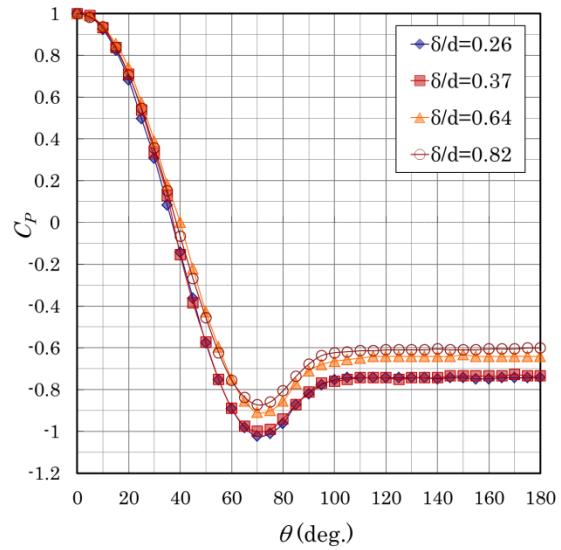
(a)  $L/d=10$



(b)  $L/d=15$

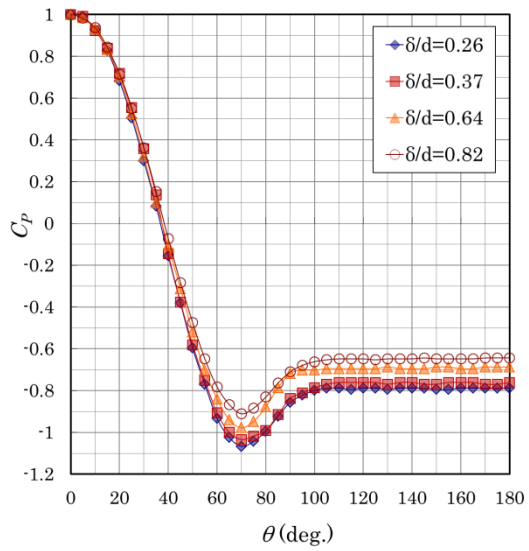


(c)  $L/d=20$

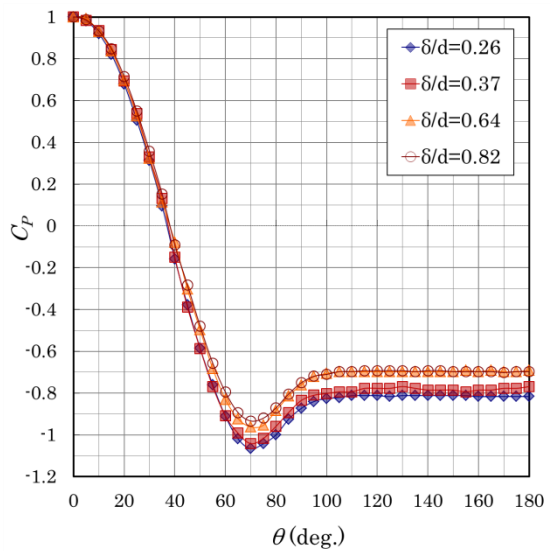


(d)  $L/d=25$

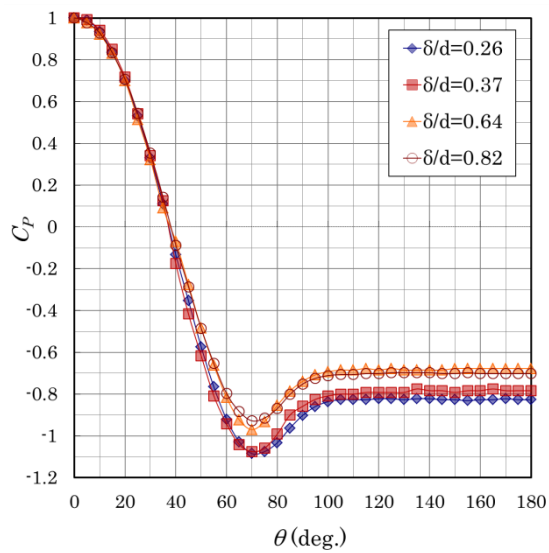
Fig.3.8 Comparison of the same aspect ratio  
( $Re=3000, d=6mm$ )



(e)  $L/d=30$



(f)  $L/d=35$



(g)  $L/d=40$

Fig.3.8 Comparison of the same aspect ratio  
( $Re=3000$ ,  $d=6\text{mm}$ )

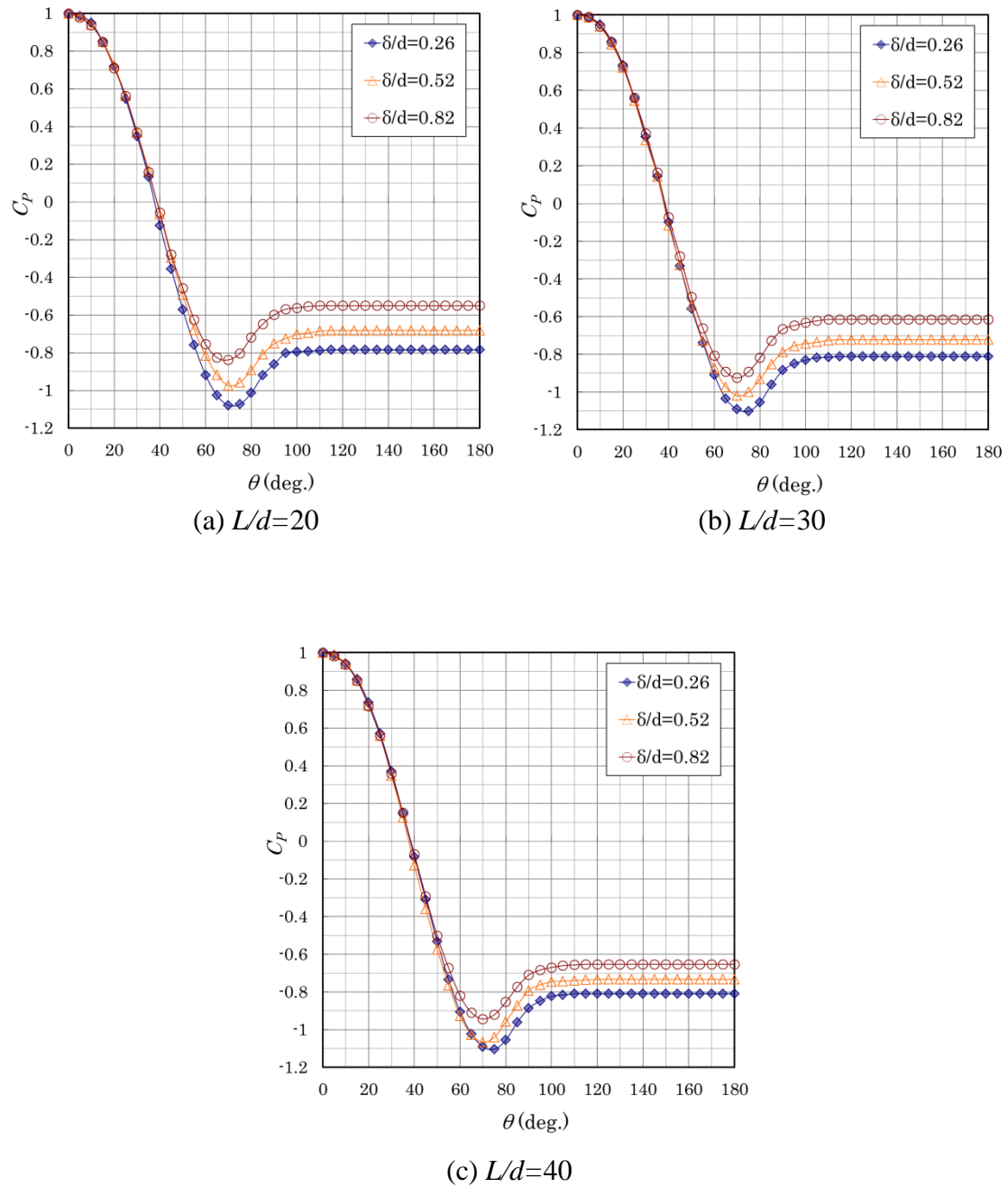
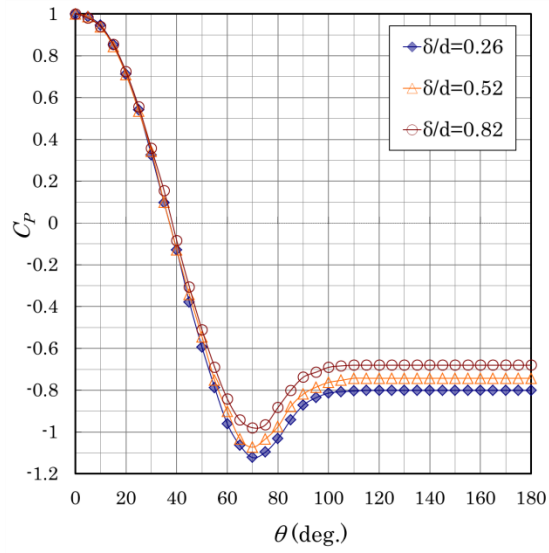
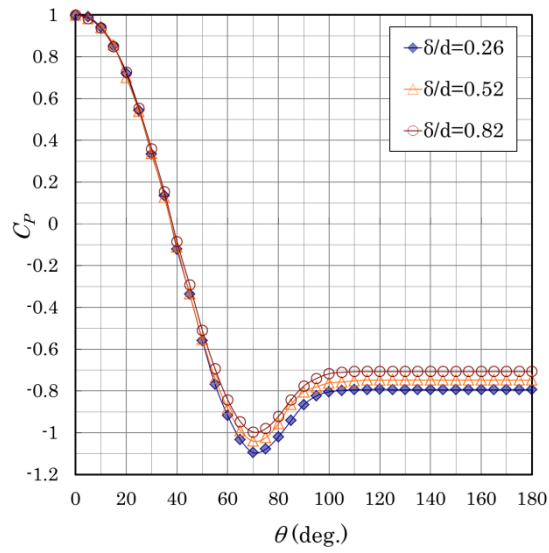


Fig.3.9 Comparison of the same aspect ratio  
 ( $Re=3000, d=4\text{mm}$ )

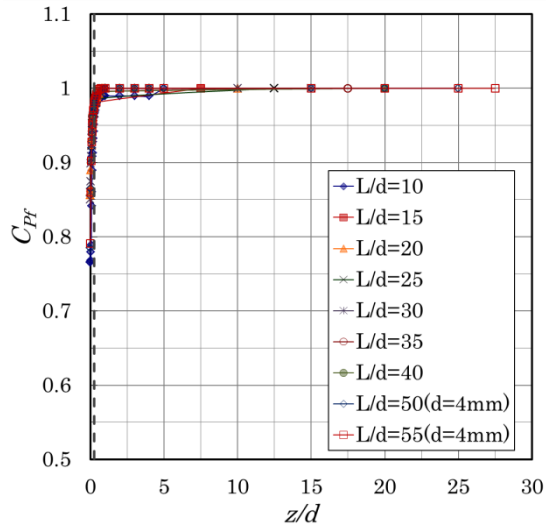


(d)  $L/d=50$

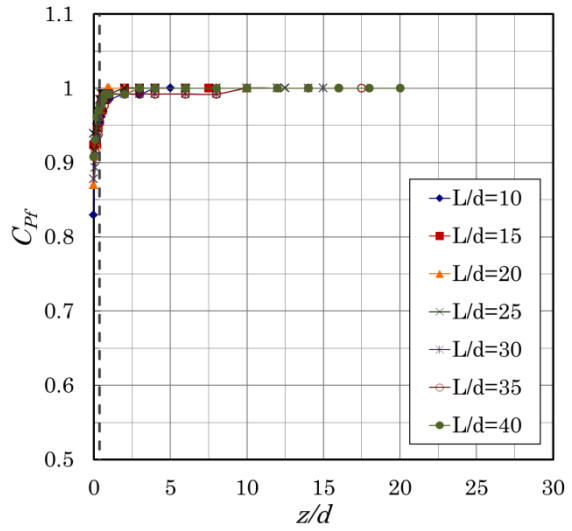


(e)  $L/d=55$

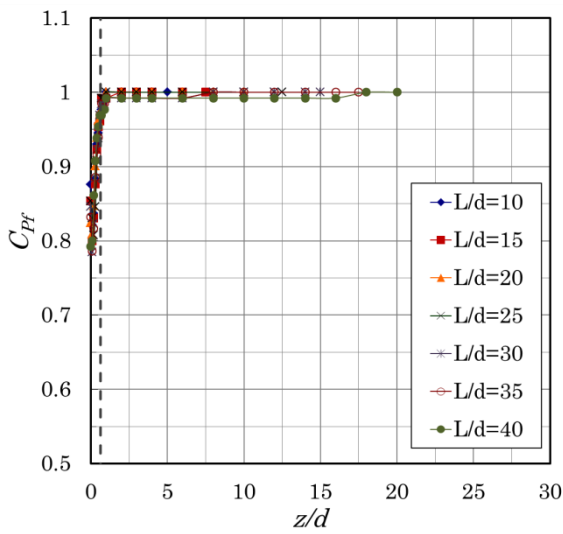
Fig.3.9 Comparison of the same aspect ratio  
( $Re=3000$ ,  $d=4\text{mm}$ )



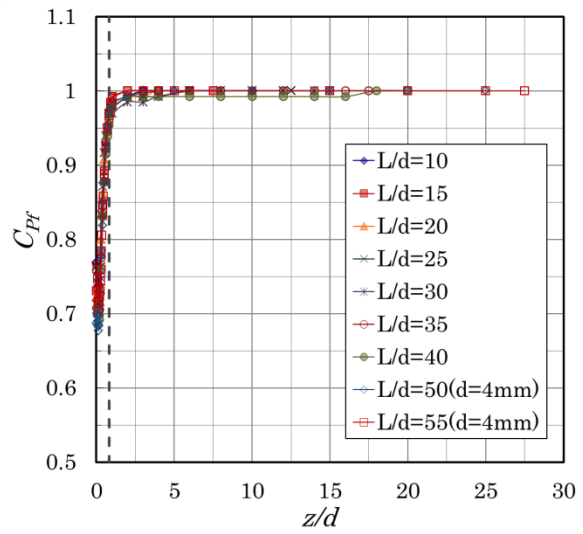
(a)  $\delta/d=0.26$



(b)  $\delta/d=0.37$



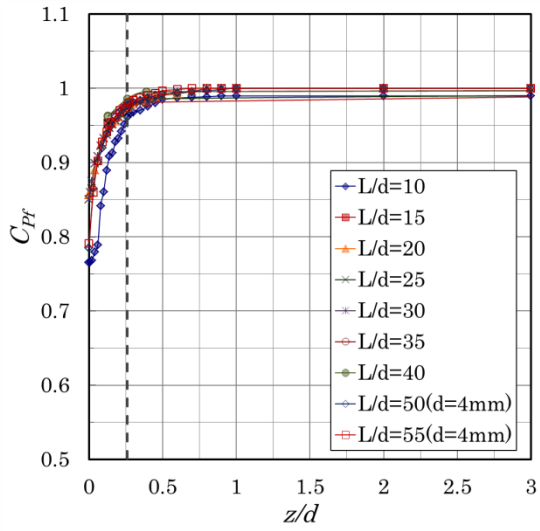
(c)  $\delta/d=0.64$



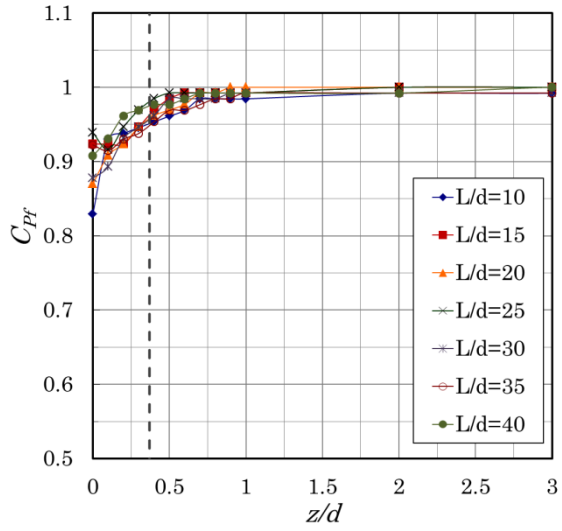
(d)  $\delta/d=0.82$

Fig.3.10 Spanwise stagnation point pressure distribution along the circular cylinder axis ( $Re=3000$ )

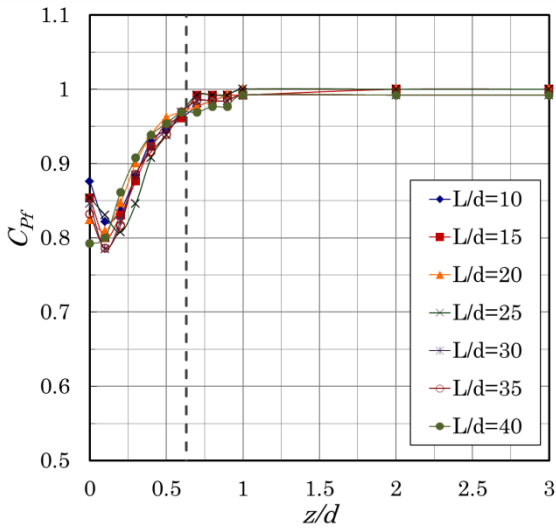




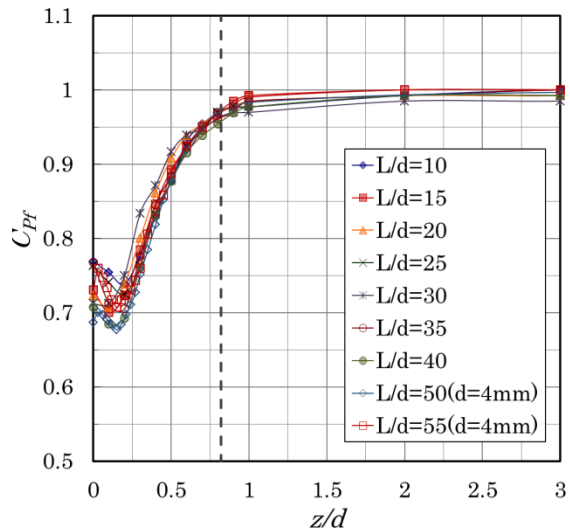
(a)  $\delta/d=0.26$



(b)  $\delta/d=0.37$

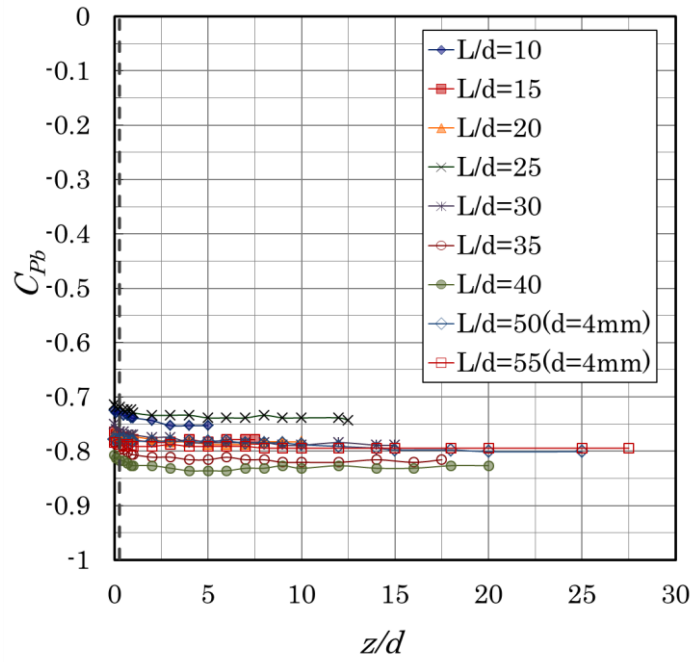


(c)  $\delta/d=0.64$

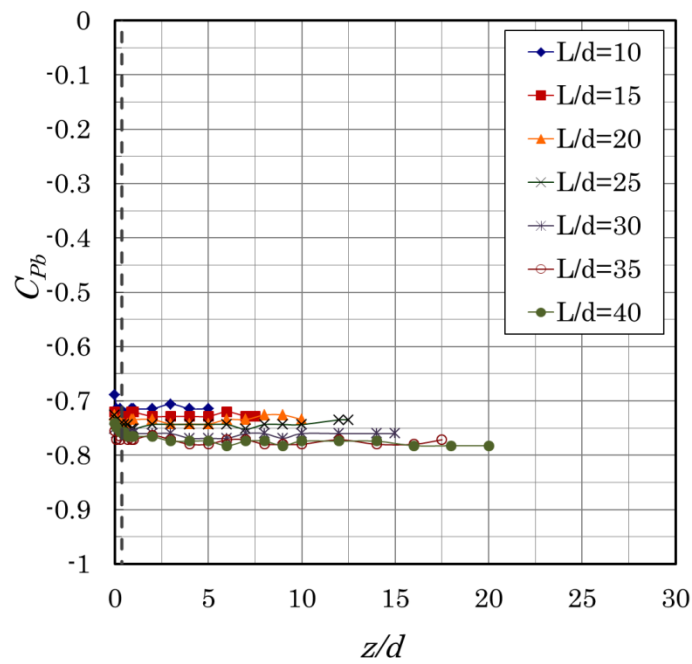


(d)  $\delta/d=0.82$

Fig.3.11 Spanwise stagnation point pressure distribution along the circular cylinder axis near the end wall ( $Re=3000$ )

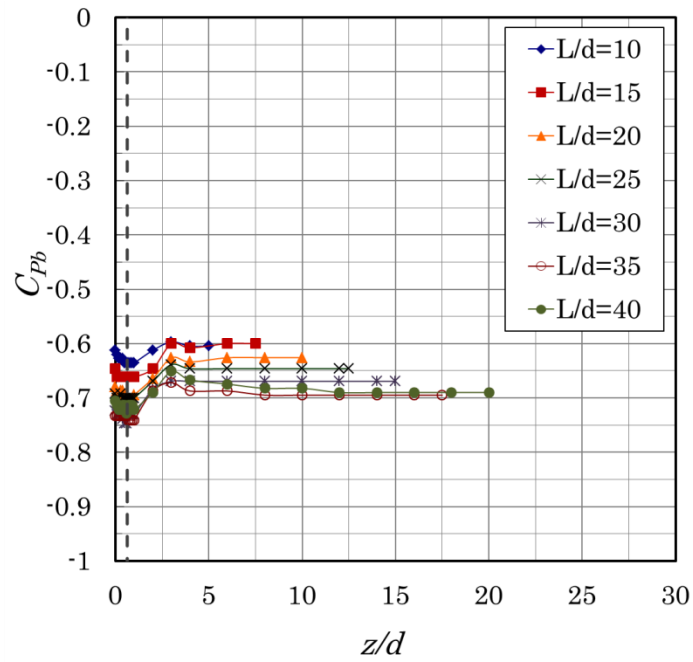


(a)  $\delta/d = 0.26$

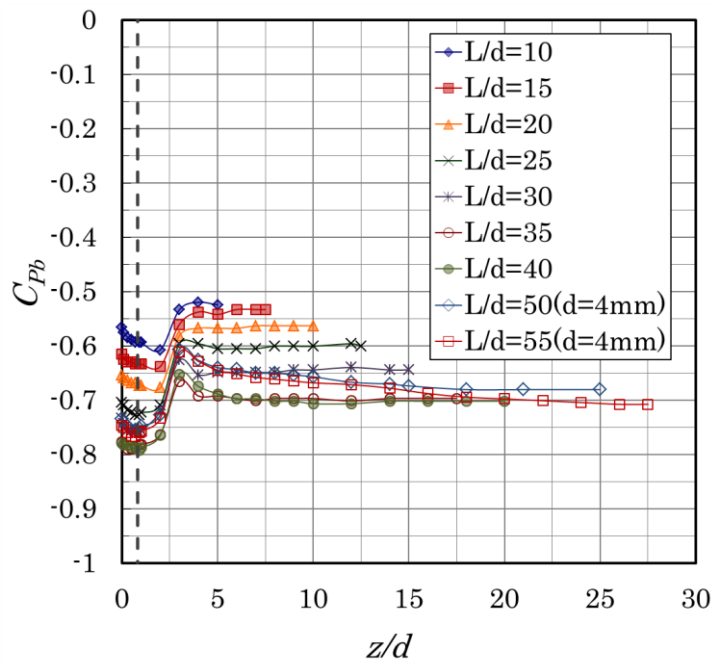


(b)  $\delta/d = 0.37$

Fig.3.12 Spanwise base pressure distribution along the circular cylinder axis ( $Re=3000$ )

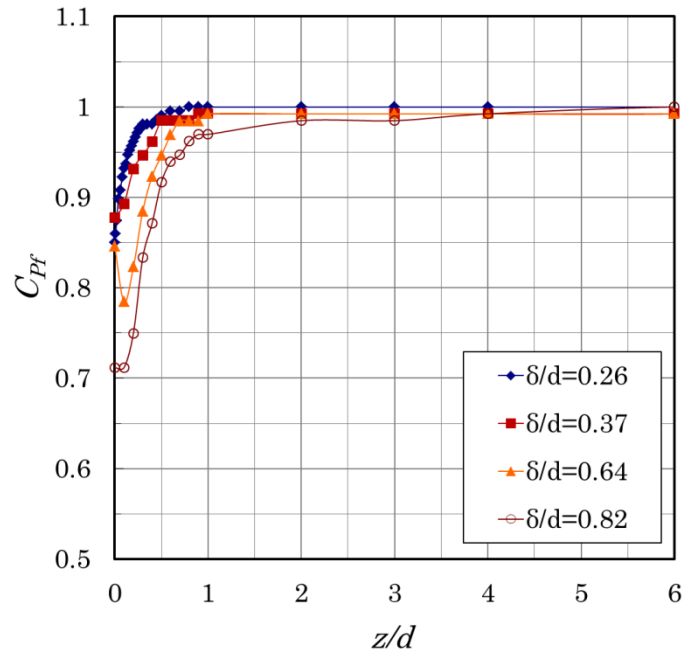


(c)  $\delta/d = 0.64$

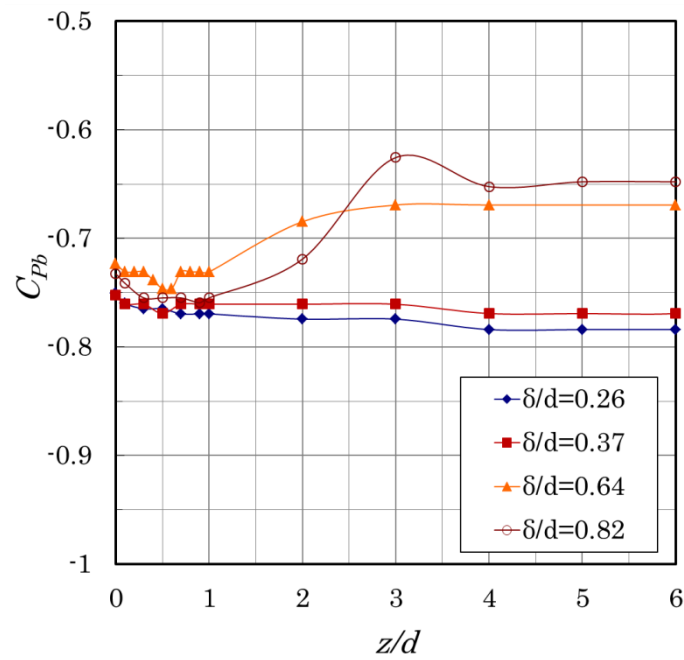


(d)  $\delta/d = 0.82$

Fig.3.12 Spanwise base pressure distribution along the circular cylinder axis ( $Re = 3000$ )

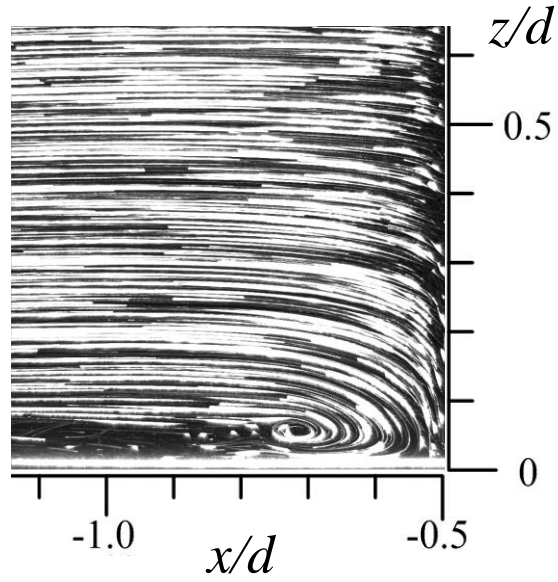


(a) Spanwise stagnation point pressure distribution

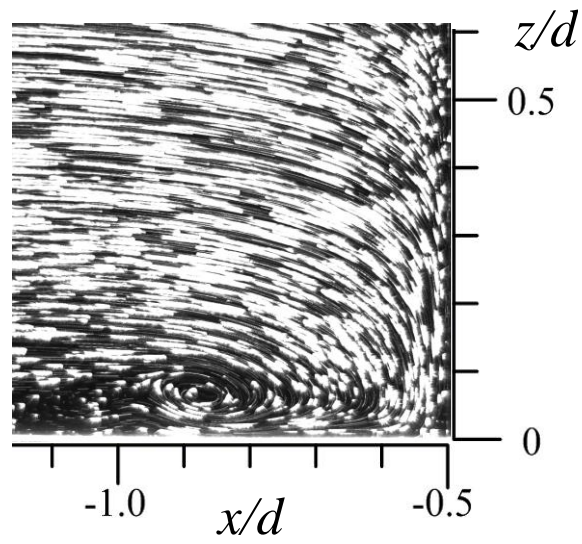


(b) Spanwise base pressure distribution

Fig.3.13 Comparison of the same aspect ratio  
( $Re=3000, L/d=30$ )

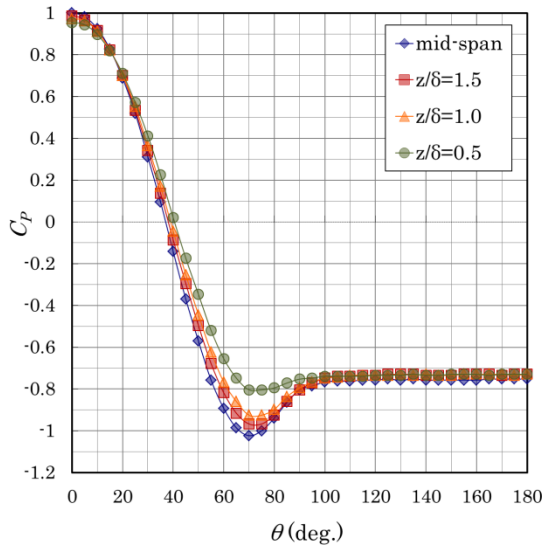


(a)  $\delta/d=0.26$

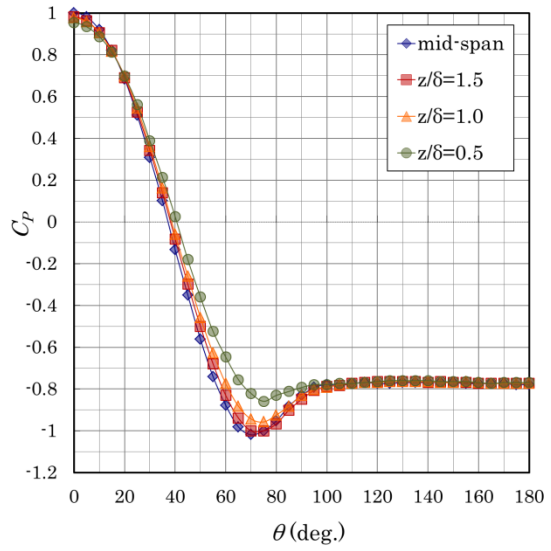


(b)  $\delta/d=0.70$

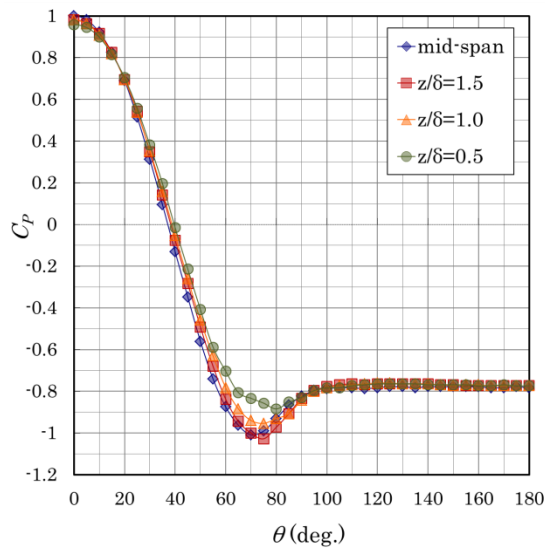
Fig.3.14 Visualization of necklace vortex with water channel  
( $Re=1000$ ,  $d=60\text{mm}$ )



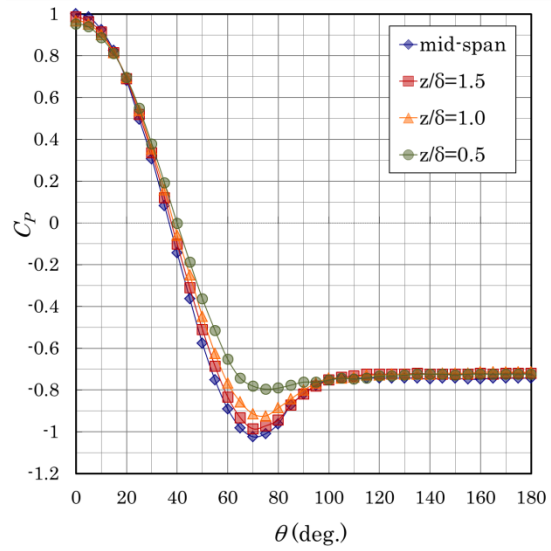
(a)  $L/d=10$



(b)  $L/d=15$

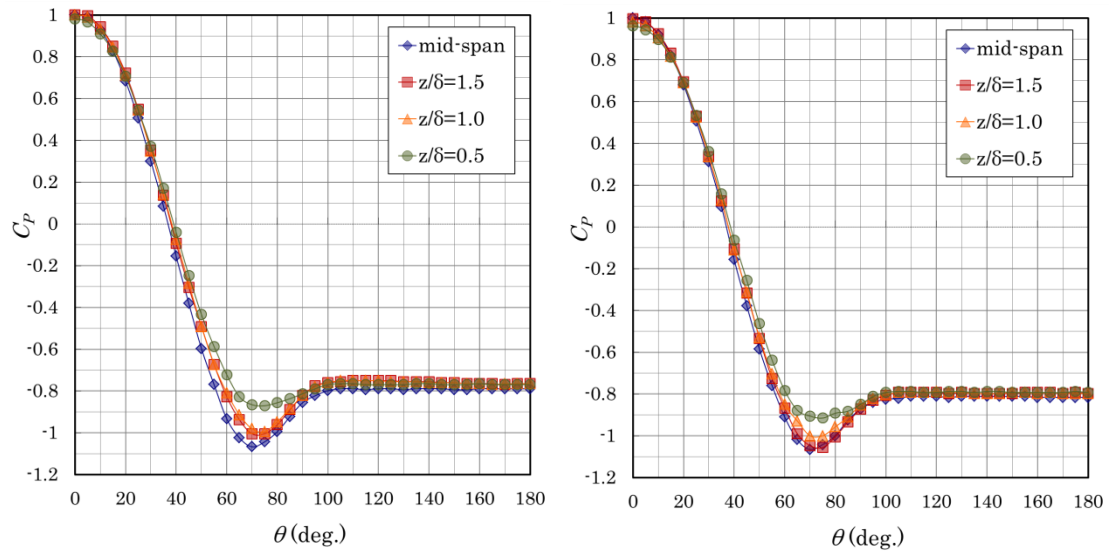


(c)  $L/d=20$



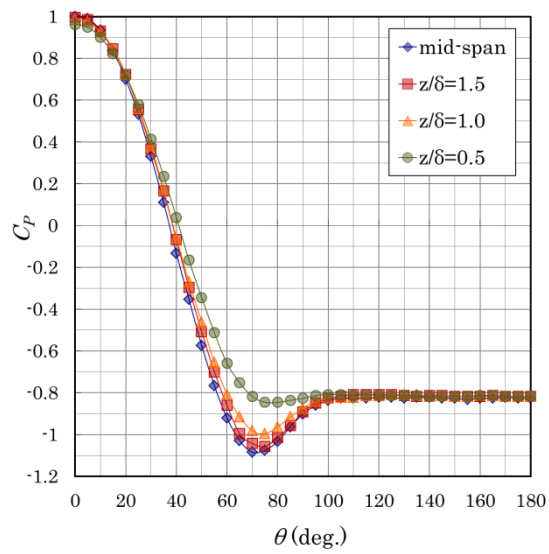
(d)  $L/d=25$

Fig.3.15 Surface pressure distribution near the wall position  
( $Re=3000$ ,  $\delta/d=0.26$ )



(e)  $L/d=30$

(f)  $L/d=35$



(g)  $L/d=40$

Fig.3.15 Surface pressure distribution near the wall position  
 $(Re=3000, \delta/d=0.26)$

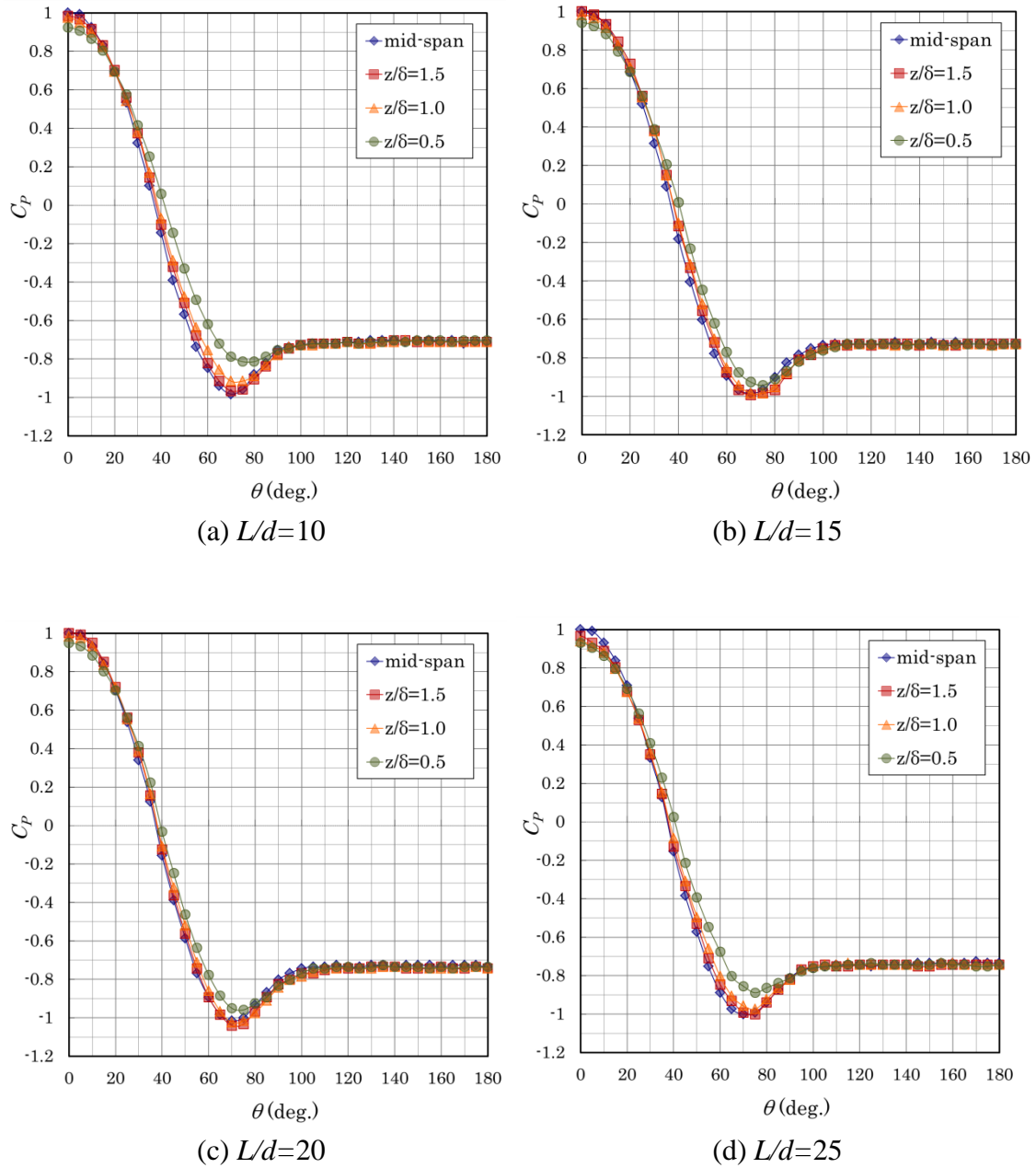
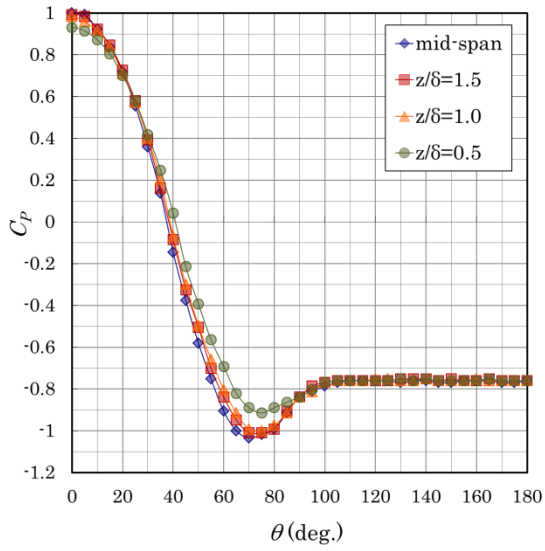
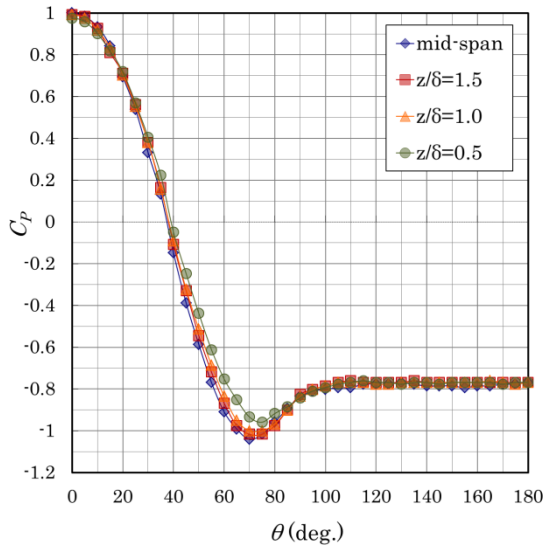


Fig.3.16 Surface pressure distribution near the wall position  
 $(Re=3000, \delta/d=0.37)$

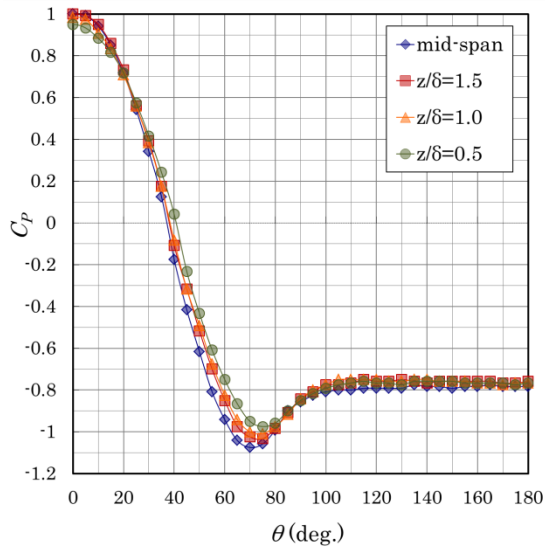




(e)  $L/d=30$

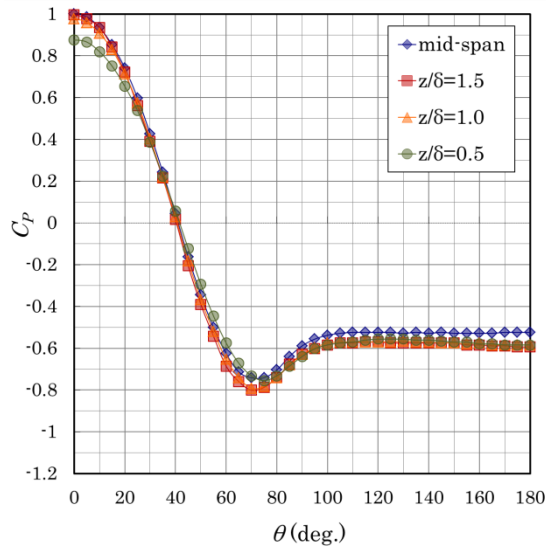


(f)  $L/d=35$

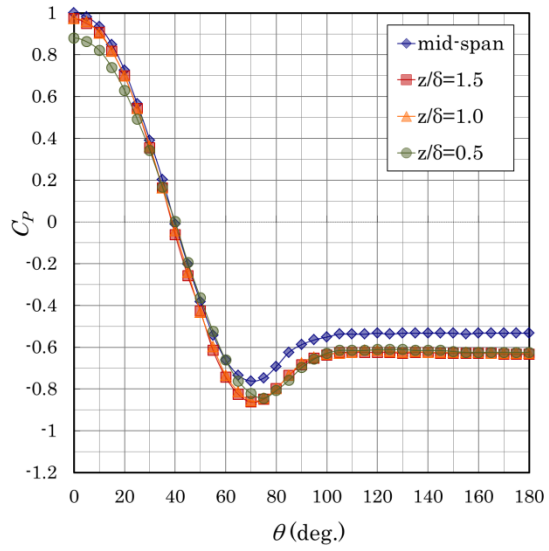


(g)  $L/d=40$

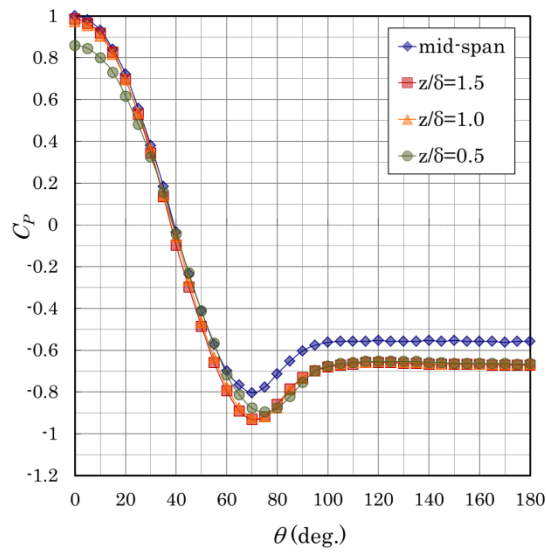
Fig.3.16 Surface pressure distribution near the wall position  
 $(Re=3000, \delta/d=0.37)$



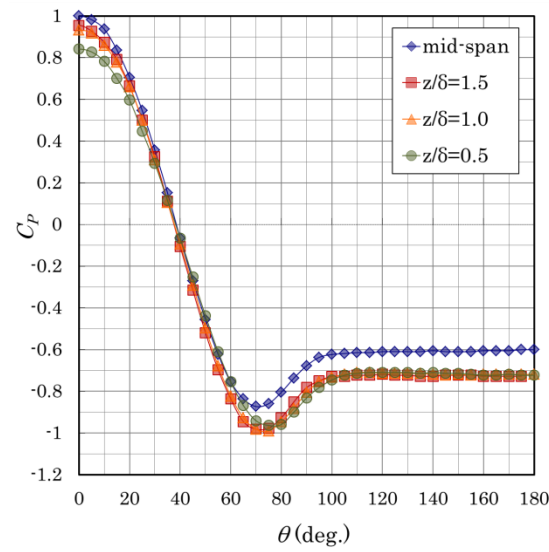
(a)  $L/d=10$



(b)  $L/d=15$

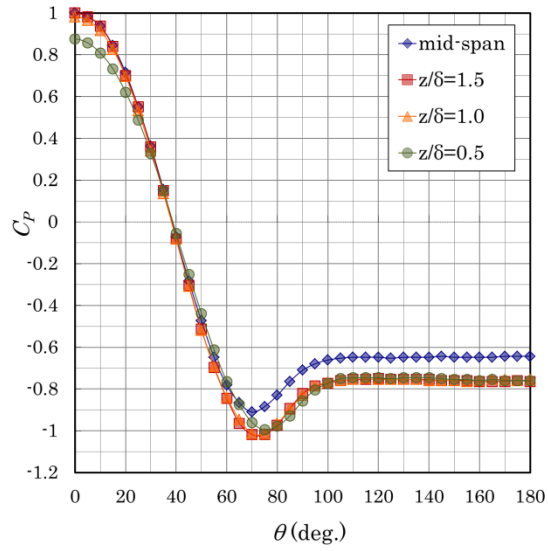


(c)  $L/d=20$

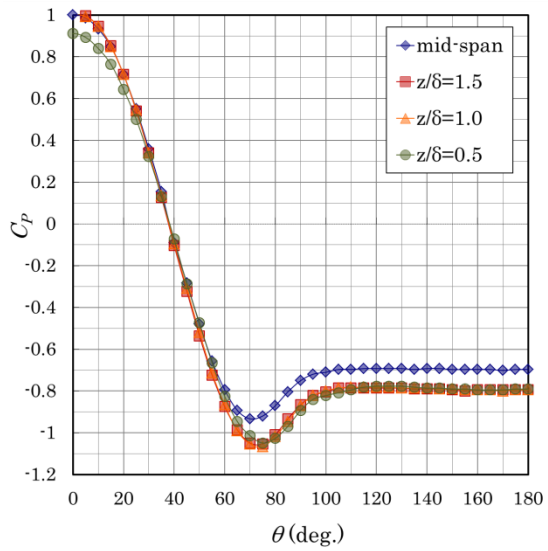


(d)  $L/d=25$

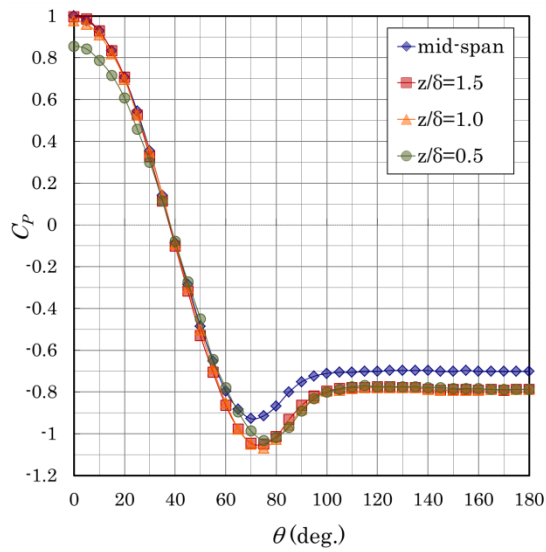
Fig.3.17 Surface pressure distribution near the wall position  
 $(Re=3000, \delta/d=0.82)$



(e)  $L/d=30$



(f)  $L/d=35$



(g)  $L/d=40$

Fig.3.17 Surface pressure distribution near the wall position  
 $(Re=3000, \delta/d=0.82)$

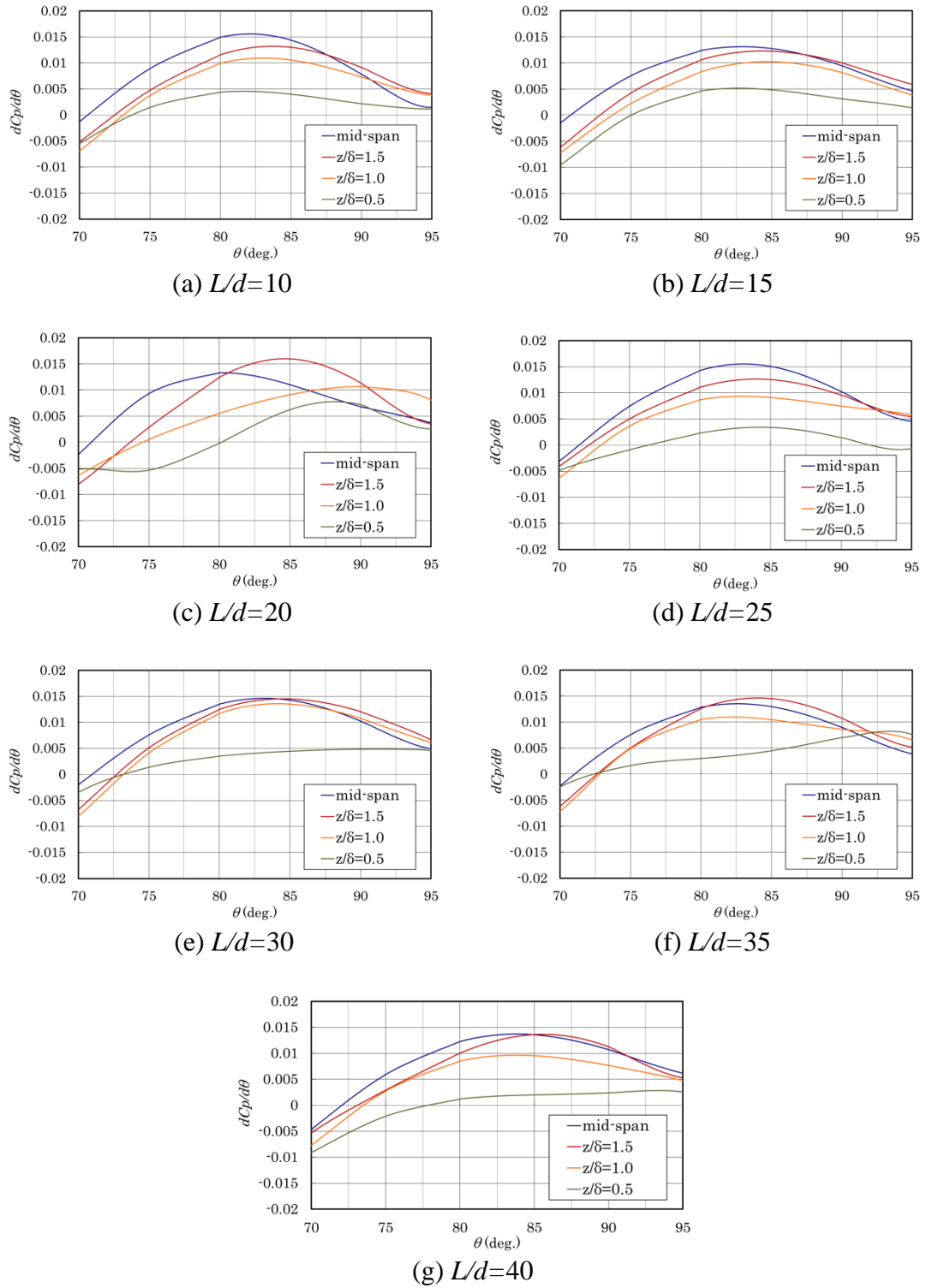


Fig.3.18 Pressure gradient distribution  
 $(Re=3000, \delta/d=0.26)$

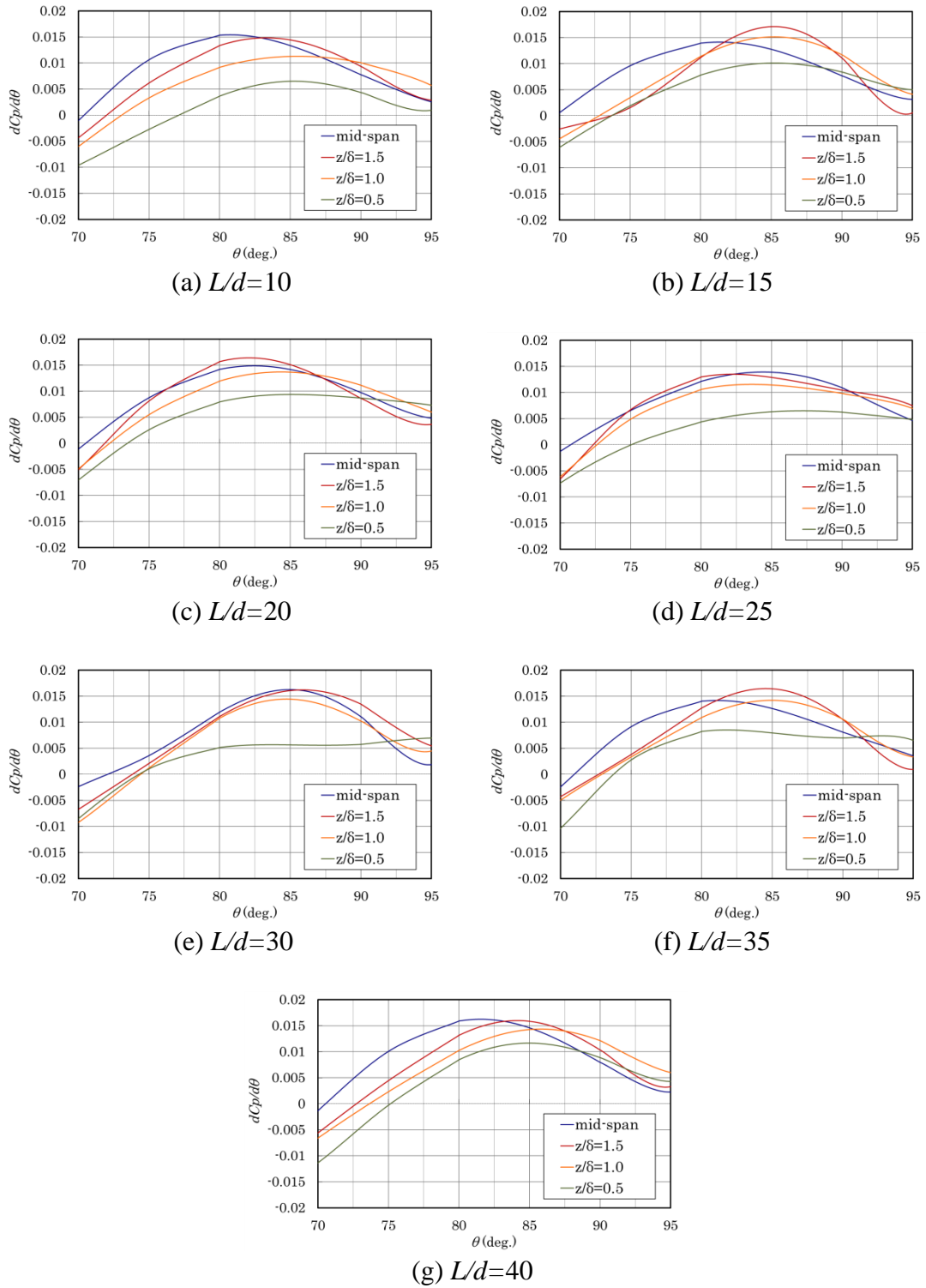
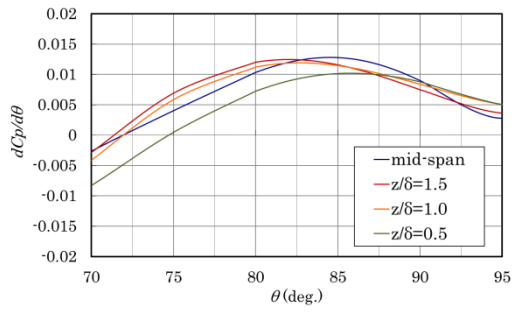
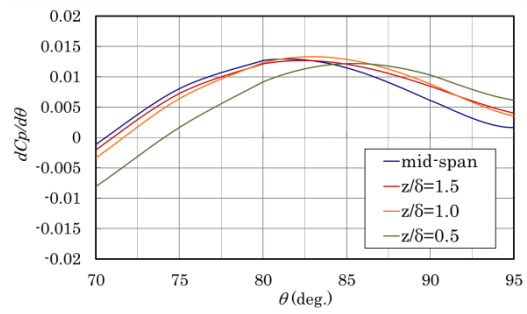


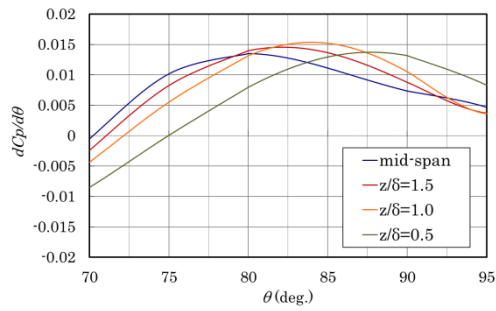
Fig.3.19 Pressure gradient distribution  
 $(Re=3000, \delta/d=0.37)$



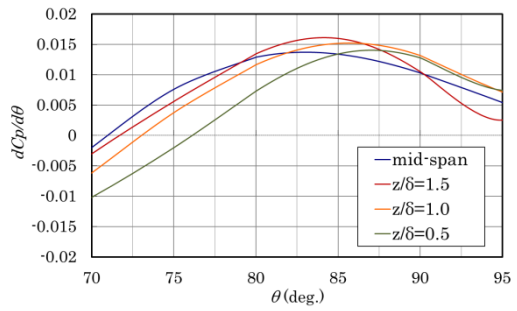
(a)  $L/d=10$



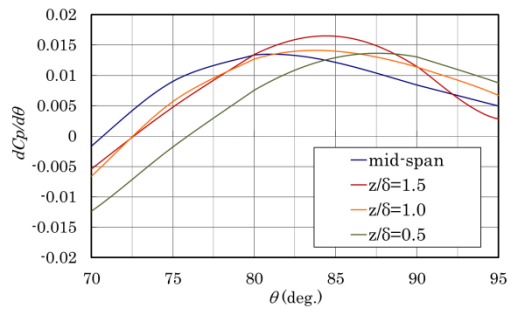
(b)  $L/d=15$



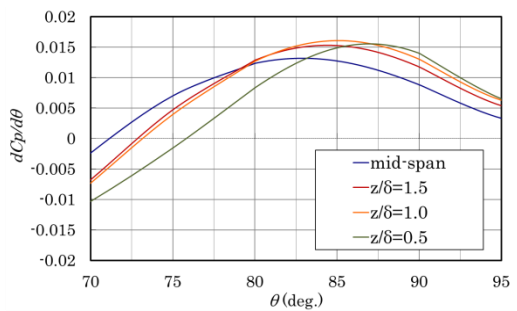
(c)  $L/d=20$



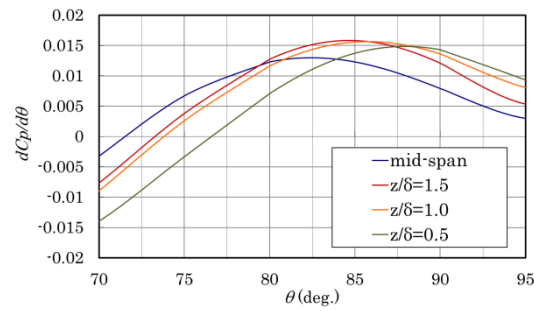
(d)  $L/d=25$



(e)  $L/d=30$

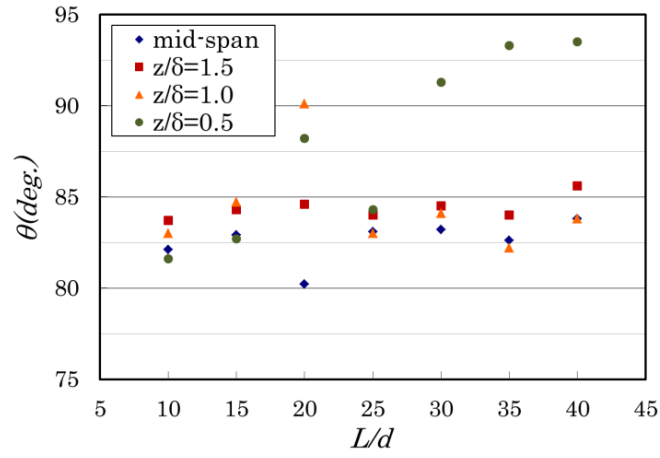


(f)  $L/d=35$

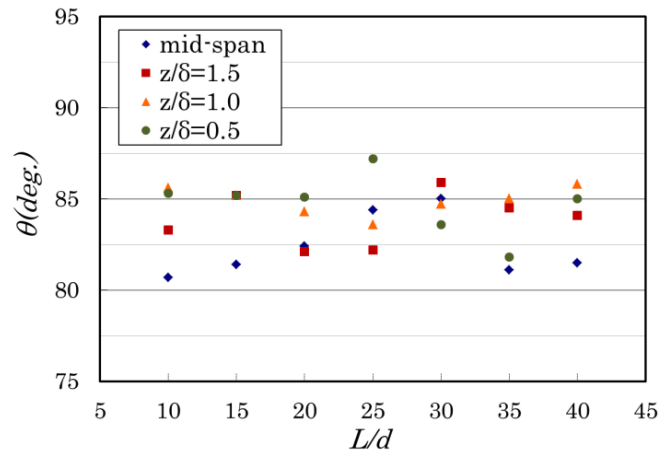


(g)  $L/d=40$

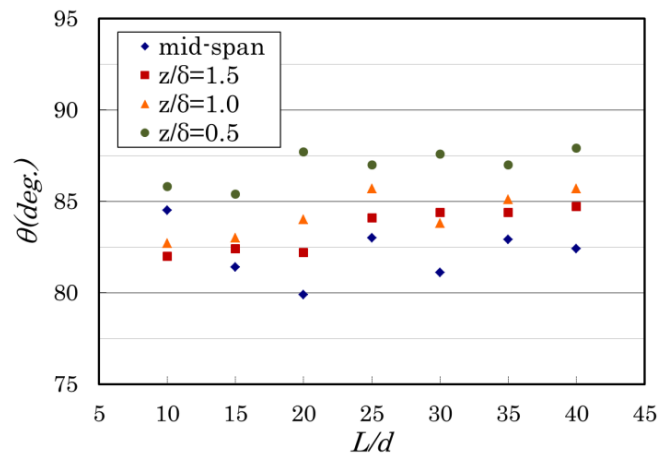
Fig.3.20 Pressure gradient distribution  
( $Re=3000$ ,  $\delta/d=0.82$ )



(a)  $\delta/d=0.26$

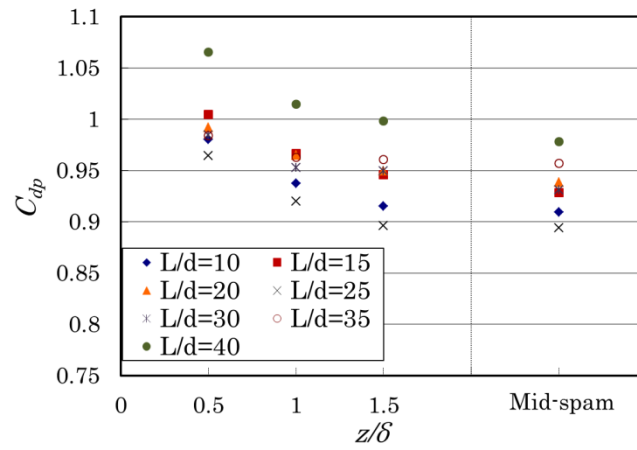


(b)  $\delta/d=0.37$

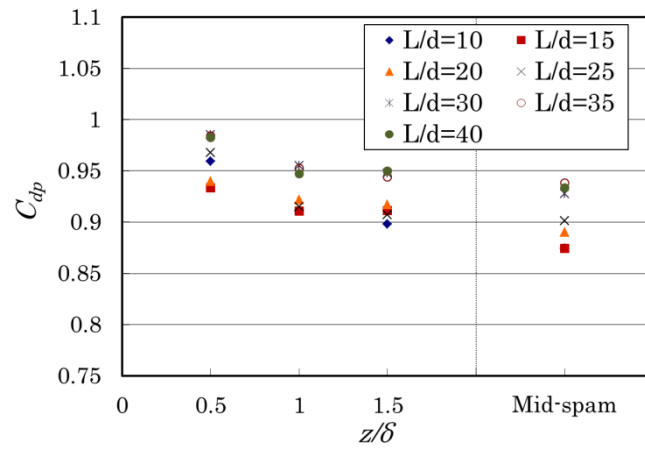


(c)  $\delta/d=0.82$

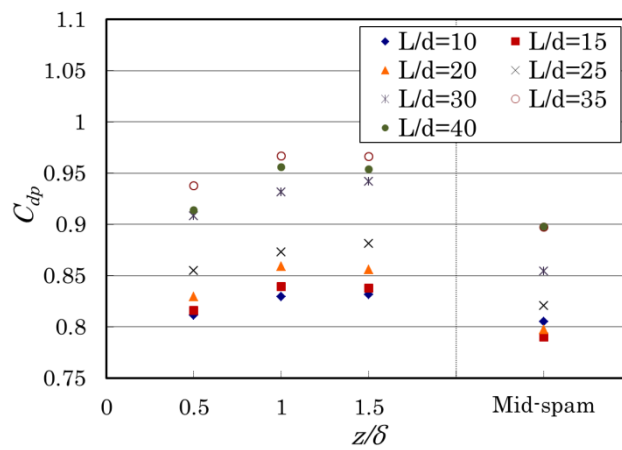
Fig.3.21 Separation point ( $Re=3000$ )



(a)  $\delta/d=0.26$



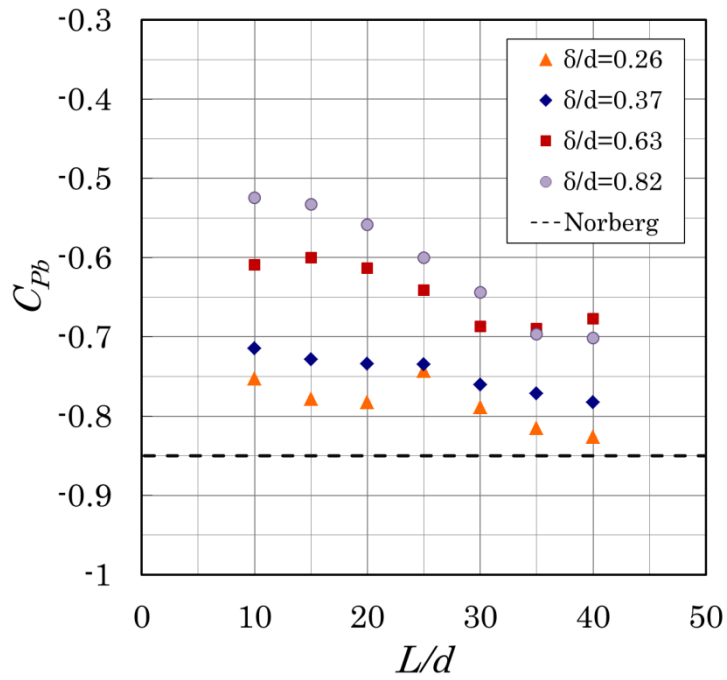
(b)  $\delta/d=0.37$



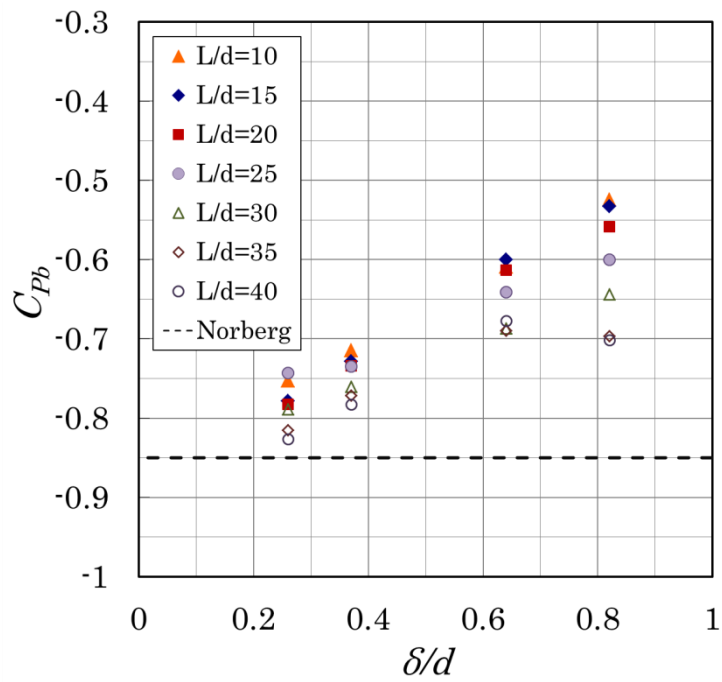
(c)  $\delta/d=0.82$

Fig.3.22 Local drag coefficient ( $Re=3000$ )



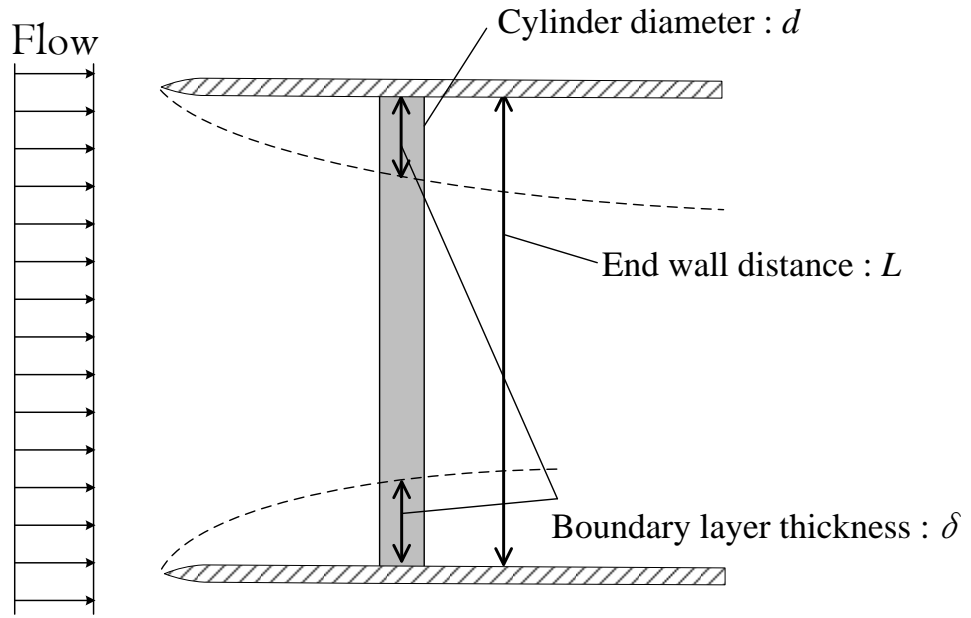


(a) Versus the aspect ratio



(b) Versus the boundary layer thickness

Fig.3.23 Base pressure coefficient in the cylinder mid-span position  
( $Re=3000$ ,  $d=6\text{mm}$ )



Aspect ratio :  $\frac{L}{d}$

Boundary layer thickness :  $\frac{\delta}{d}$

Span coefficient :  $\frac{L}{2\delta} \left( = \frac{\frac{L}{d}}{2 \frac{\delta}{d}} \right)$

Fig.3.24 Image of span coefficient

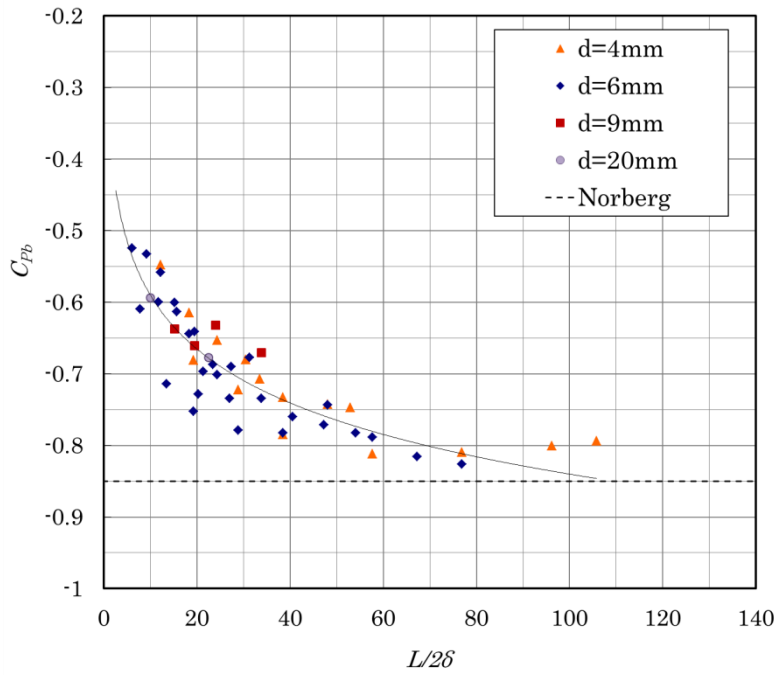


Fig.3.25 Base pressure coefficient in the cylinder mid-span position versus the span coefficient ( $Re=3000$ )

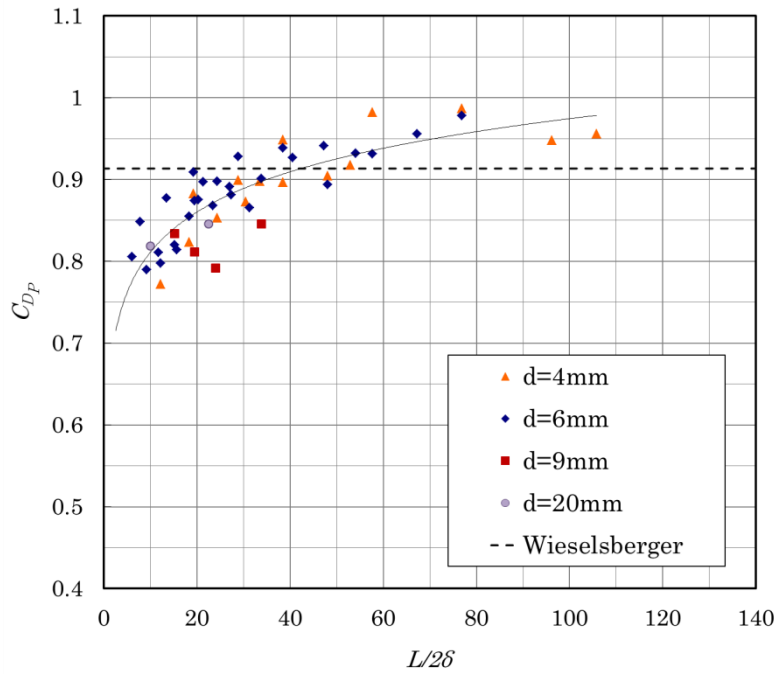


Fig.3.26 Local drag coefficient in the cylinder mid-span position versus the span coefficient ( $Re=3000$ )

## 第4章 円柱近傍後流に及ぼす端部層流境界層の影響

### 4.1 緒言

前章までの実験により、円柱表面圧力分布に対して円柱を支持する壁面上境界層が影響を与えることが明らかとなった。本章では、円柱を支持する壁面上境界層が円柱の後流構造に与える影響を調査している。

円柱後流の構造は非定常な流れ構造となり、円柱背後に逆流領域が形成されることや、この逆流領域の下流にカルマン渦列が形成されることが知られている。これら円柱後流の流れ構造については松井[74]が、レイノルズ数による円柱を過ぎる流れ構造の変化に対して円柱表面の境界層の剥離が関連していることを述べている。逆流領域の長さについては辰野と種子田[94]により、円柱後端からの平均逆流域の長さがレイノルズ数の増加とともに長くなり、 $Re=1.0 \times 10^3$  付近で円柱直径の 2.5 倍程度の最大長さを示したのち、さらなるレイノルズ数の増加に対しては縮小していくことが示されている。カルマン渦については、種子田[79]がカルマン渦列は二次元的ではなく一般的に三次元構造を有すると述べているほか、Williamson[80–83]が幅広いレイノルズ範囲で行った実験においてカルマン渦の傾きや三次元性を持つ様子を示している。近年では横井ら[75, 76]が、円柱上の層流境界層剥離は三次元剥離であり、カルマン渦列の三次元性と境界層剥離の三次元性とは密接な関係があるとしている。このように円柱後流の流れ構造は、時間変化をとともなう非定常な速度場であることに加え、二次元的ではなく空間的に変化をもつ三次元的な渦構造を有しているのではないかとの見方がされているが、流れ構造の詳細は未だ不明のままである。

円柱からのカルマン渦の放出周波数については、奥出[41]がレイノルズ数  $Re=50 \sim 200$  程度の実験において円柱を支持する端板が後流構造へ及ぼす影響を調査しており、端板として用いたフランジの近くの後流では円柱からの渦放出周波数がフランジの影響を受け変化することを報告している。Garihi と Eckelmann [96]は  $Re=50 \sim 250$  の領域で円柱からの渦放出周波数の調査において、端板近くではカルマン渦とは異なる周波数が確認されることを示している。

これら円柱後流の三次元的な渦構造や端板近くにおける渦放出周波数の変化に対しても端部層流境界層が影響を及ぼしている可能性は十分に考えられる。したがって本章では、逆流領域よりも後方のカルマン渦が形成される円柱後流領域において熱線流速計を用いて変動速度を計測し、変動速度の値を元に周波数解析を行うことで円柱からの渦放出周波数におよぼす端部層流境界層の影響を調査する。

## 4.2 実験装置および方法

実験に使用した風洞装置および測定部は、第3章で述べたものと同一である。本実験においては流れ構造を大きなスケールでとらえるため、供試円柱を直径  $d=9\text{mm}$  とした。円柱には真鍮製円管を用い、円柱表面には圧力孔として直径  $d_p=0.50\text{mm}$  の穴がけられている。円柱直径に対する圧力孔直径は  $d_p/d=0.056$  であり、円周に占める圧力孔の角度は  $6.4^\circ$  となる。レイノルズ数は第3章での実験と合わせるため  $Re=3000$  の一定としており、その際の主流速度  $U_\infty$  は約  $5\text{m/s}$  となっている。円柱設置位置は平板先端から円柱中心までの距離が  $x_L=150,300,455,750\text{mm}$  となっている。また平板上境界層の状態については、層流境界層から乱流境界層への遷移位置を式(3.3)より算出すると  $x_L=960\text{mm}$  となる。また、第3章において確認した境界層内速度分布計測の流速  $U_\infty=7.5\text{m/s}$  よりも本実験での主流速度が  $U_\infty=5\text{m/s}$  と遅いことから、 $x_L=750\text{mm}$  の位置においても層流境界層が形成されているとみなし実験を行った。円柱直径に対する相対境界層厚さは  $\delta/d=0.37,0.52,0.64,0.82$  となっており、アスペクト比は  $L/d=25$  の一定としている。このときのスパン係数は境界層厚さの薄い側となる  $\delta/d=0.37$  では  $L/2\delta=33.8$ 、境界層厚さの厚い側となる  $\delta/d=0.82$  では  $L/2\delta=15.2$  となっている。

本実験に用いた油膜法では、酸化チタン、流動パラフィン、オレイン酸を混合したものを壁面上に塗布し壁面上の可視化を行った。風洞停止時に油膜を塗布し、風洞を運転したのち油膜の変化がなくなった時点でデジタルカメラにより撮影を行った。

円柱後流の速度分布の計測には、I型プローブの熱線流速計を使用した。I型プローブは自作しており、直径  $2.1\text{mm}$  のステンレスパイプの先端にギター用の2弦(直径  $0.28\text{mm}$ )であるステンレスワイヤーを取り付けている。熱線には、直径  $0.005\text{mm}$  のタングステン線に対し、計測部となる非メッキ部分を  $1\text{mm}$  残して銅でメッキしたものを使用した。この熱線をワイヤー先端に溶接で取り付け計測を行った。流速の測定には、KANOMAX社製のアネモメータおよびリニアライザーを使用し、AD変換器(HIOKI製メモリーハイコーダ 8808)を介してデータを取得した。AD変換器でのサンプリング周波数は  $4\text{kHz}$  で計測点数は  $32000$  点とし、8秒間の計測を行った。この値をもとに平均速度および乱れ強度を算出している。

周波数解析においては計測データが2の累乗となる必要があるため、計測を行った  $32000$  点のうち計測開始から  $16384$  点( $2^{14}$ )の約4秒の測定結果に対して高速フーリエ変換およびウェーブレット変換を行った。高速フーリエ変換については表計算ソフト Excel を用いてプログラムを作成し、計測結果に適用することで解析を行っている。ウェーブレット変換については、Wave Metrics社の開発した Igor Pro 6 を使用し解析を行った。ウェーブレット変換はマザーウェーブレットと呼ばれる主関数を平行移動やスケール変化させ、畳み込みを行うことにより有限なエネルギーを持った信号を連続な周波数バンドの群に投影する変換である。本実験では、連続ウェーブレット変換を用

いている。元になる信号を  $s(t)$  とすると、ウェーブレット変換は式(4.1)で定義される。

$$W(a,b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int s(t) \Psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \cdot s(t) \cdot dt \quad (4.1)$$

$W(a,b)$  はウェーブレット係数、 $\Psi(t)$  はマザーウェーブレット、 $a$  はスケールパラメータ、 $b$  は時間軸上の平行移動を表すパラメータである。 $a$  を変化させることで信号中のスケール変動を抽出し、 $b$  を変化させることで時間軸に沿った信号の変化に追従している。ウェーブレット解析を用いることで、フーリエ変換では失われてしまう時間領域の情報を残したまま周波数特性を求めることが可能となる。ウェーブレット変換では用いるマザーウェーブレットにより結果が異なるため、本実験においては過去の研究報告[116, 117]を参考に、Morlet 関数をマザーウェーブレットに用いている。Morlet 関数を式(4.2)に示す。

$$\Psi(x) = \frac{1}{\pi^{1/4}} \cos(\omega x) e^{-x^2/2} \quad (4.2)$$

式中の  $\omega$  はマザーウェーブレット中の振幅変調された正弦波の周波数を示すものである。本実験では  $\omega$  の値についても過去の研究報告[116, 117]を参考に  $\omega=6$  としている。

### 4.3 実験結果および考察

#### 4.3.1 円柱表面圧力分布

円柱直径  $d=9\text{mm}$  での円柱スパン中心位置における周方向表面圧力分布の比較を Fig.4.1(a)に、 $\theta=180^\circ$ 位置での背圧のスパン方向分布を Fig.4.1(b)に示す。

円柱周方向圧力分布の実験結果においては Fig.4.1(a)より、前方よみ点である  $\theta=0^\circ$  で最大値を取りそこから次第に減少し  $\theta=70^\circ$  で最小値を取る。その後  $\theta=100^\circ$  付近まで圧力係数  $C_p$  の値は増加したのち円柱背面である  $\theta=180^\circ$  までほぼ一定の値を示している。アスペクト比  $L/d$  と相対境界層厚さ  $\delta/d$  が同一であればスパン係数  $L/2\delta$  は同じ値になるため、分布傾向の確認として円柱直径  $d=6\text{mm}$  のアスペクト比  $L/d=25$  の結果である Fig.3.7(d)と比較を行う。先に示した  $d=9\text{mm}$  での分布は  $d=6\text{mm}$  の分布と同様の傾向を示したものの、 $d=9\text{mm}$  の実験では境界層厚さの違いから受ける影響が少なく見受けられる。また、円柱直径  $d=9\text{mm}$  での結果において境界層厚さの影響が現れる角度が  $\theta=60^\circ$  付近と円柱直径  $d=6\text{mm}$  の結果に対し円柱後方側へずれていることが確認された。実験条件の違いとしては、円周に占める圧力孔直径の割合が  $d=6\text{mm}$  のときは  $4.8^\circ$  であるのに対し  $d=9\text{mm}$  のときは  $6.3^\circ$  であることから、圧力の値が周方向へ平均化されているなどの可能性が考えられるが、詳細については不明である。 $\theta=180^\circ$  の背圧の値については第3章の Fig.3.21 のスパン係数による比較より、おおむね妥当な値を示していると考えられるものの、円柱直径  $d=9\text{mm}$  の値は他の円柱直径の値よりもやや高い値を示しているようにも見受けられる。

背圧のスパン方向分布については Fig.4.1(b)より、境界層厚さの薄い側となる  $\delta/d=0.37$  では、壁面からスパン中央までほぼ一定の値を示している。境界層厚さの厚い側となる  $\delta/d=0.82$  では、壁面から境界層外端を越えて  $z/d=2$  付近まで変化してきた値が、 $z/d=2$  から  $z/d=3$  にかけて上昇し、その後スパン中央まで一定の値を取っている。これらの傾向は第3章で示した円柱直径  $d=6\text{mm}$  の背圧分布での実験結果と一致していると考えられる。また、実験の中で境界層厚さが中間に位置する  $\delta/d=0.52, 0.64$  においては、 $z/d=2$  付近にわずかな背圧の上昇が見られ、その後スパン中央まで一様な値を示している。周方向圧力分布で述べたとおり直径  $d=9\text{mm}$  の円柱においては、圧力孔サイズの差により直径  $d=6\text{mm}$  の円柱に比べ分解能が不足しているため、詳細な値の変化に対し言及することは難しいと考える。しかし  $\delta/d=0.52$  と  $\delta/d=0.64$  において、境界層が薄い側の  $\delta/d=0.37$  と厚い側の  $\delta/d=0.82$  の中間的な圧力係数の分布傾向を示していることから、妥当な結果であると考えられる。したがって、円柱近傍後流の流速測定においては円柱直径  $d=9\text{mm}$  の円柱を用いて実験を行った。

#### 4.3.2 平板上の可視化

円柱後流の壁面近傍の流れ構造を観察するため、壁面上の流れ構造の可視化を油膜法を用いて行った。境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.37$  と厚い側である  $\delta/d=0.82$  に対して可視化を行い、その結果を Fig.4.2(a),(b)に示す。

可視化写真よりどちらの境界層厚さにおいても、円柱背面以外の円柱近傍で円柱表面から直径の半分程度の幅を持つ油膜が削られた領域が確認できる。これは円柱近傍の壁面上に速い流れが存在することを示しており、円柱前縁に形成される首飾り渦もしくは首飾り渦により巻きこまれた流れが円柱に沿って流下していく様子を捉えたものではないかと推測される。しかし円柱背面では流れに対し円柱の影になる領域において、油膜は削られておらずよどんでいる領域が存在する。これは円柱背後に形成される逆流領域に対応したものであると考えられる。

円柱から離れた  $x/d=2$  よりも下流の領域では、境界層厚さにより異なる油膜の状態を示した。境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.37$  では、円柱後流の  $x/d=3$  付近で大きく油膜の削られている領域が確認でき、この領域が流れに垂直な  $y$  軸方向へ広がる様子が示された。また円柱両側面からこの領域に緩やかな曲線を描きながら向かう薄く油膜が削られた領域も確認できる。 $z/d=3$  よりも後流側においては、 $y$  軸方向へ円柱直径程度の幅を持つ薄く油膜が削られた領域が下流へ続いていく様子が確認された。

境界層厚さの厚い側である  $\delta/d=0.82$  においても、円柱後流に油膜が削られた領域が確認できる。しかしこの領域の形状は境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.37$  とは異なり、 $x/d=2$  付近から  $x$  軸方向へ長く広がり、 $x/d=2$  付近から  $x/d=4$  付近にかけて強く削られる様子が確認できる。また  $y$  軸方向への幅は円柱直径よりもやや狭い程度となっており、境界層が薄い場合よりも狭くなっている。また境界層厚さが厚い側である  $\delta/d=0.82$  においても円柱両側面からこの領域に緩やかな曲線を描きながら向かう薄く油膜が削られた領域の存在が確認されたが、 $\delta/d=0.37$  よりも  $y$  軸方向への広がりが狭くなっている。

以上の結果より、壁面上の流れ構造は境界層厚さにより円柱近傍では大きな違いは見られないが、円柱から  $x/d=3$  程度離れた後流位置では境界層厚さが異なることにより大きく流れ構造が異なると考えられる。この流れ構造の違いが円柱後流から急に現れるとは考えにくいいため、壁面上流れとしては円柱近傍では違いが現れないが、空間的な流れとしては境界層厚さが異なることにより壁面近傍の流れ構造が異なるのではないかと推測される。先に述べた円柱の背圧分布に対して壁面近傍で境界層厚さにより大きく分布傾向が異なる理由とも一致すると考える。



#### 4.3.3 平均速度分布

円柱後流における平均速度分布を Fig.4.3(a),(b)に示す. 測定位置は再循環流領域よりも後流に位置する  $x/d=4$  とし, 壁面からスパン中央までの  $yz$  断面に対し計測を行った.

境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.37$  の分布は Fig.4.3(a)よりスパン中央である  $z/d=12.5$  から  $z/d=1.5$  程度まで一様な分布を示し, 円柱背後である  $y/d=-0.5\sim 0.5$  に挟まれた領域では主流に対する速度が  $U/U_\infty=0.6$  程度と遅くなっている.  $y/d=-0.5\sim -1.0$ ,  $0.5\sim 1.0$  の範囲で速度は徐々に速くなり,  $y/d>1.0$  および  $y/d<-1.0$  の領域では主流と同程度の速度が確認された.  $z/d=1.5$  よりも壁面側の速度分布では,  $z/d=1$  付近の円柱背後となる  $y/d=0$  付近においてやや速い速度が確認でき, この領域に向かって左右から流れ込んでいるように見られる. また壁面近傍である  $z/d<0.3$  では, 円柱から離れた位置である  $y/d=-1.5\sim -2.5$  および  $y/d=1.5\sim 2.5$  において一対の速度の遅い領域が確認できる.

境界層厚さの厚い側である  $\delta/d=0.82$  では Fig.4.3(b)より, スパン中央である  $z/d=12.5$  から  $z/d=3$  程度まで一様な分布を示した. この一様な分布を示した領域は,  $\delta/d=0.37$  に比べ壁面から離れた位置までとなっている. この領域での円柱背後である  $y/d=-0.5\sim 0.5$  の速度分布は  $U/U_\infty=0.5$  程度となり,  $\delta/d=0.37$  よりも遅くなっている.  $z/d=3$  よりも壁面側の速度分布では,  $z/d=1$  付近の円柱背後となる  $y/d=0$  付近において速度の速い領域が確認できる. この傾向は  $\delta/d=0.37$  の分布と同様であるが, 示した速度は  $\delta/d=0.82$  の場合の方が速く  $U/U_\infty=1.0$  まで達している. また, 壁面近傍に見られた一対の速度の遅い領域については, 円柱軸方向へは  $z/d=0.7$  程度まで,  $y$  軸方向へは  $y/d=-0.7\sim -2.5$  および  $y/d=0.7\sim 2.5$  程度の範囲まで拡大しており,  $\delta/d=0.37$  よりもスケールが大きくなっている.

#### 4.3.4 乱れ強度分布

円柱後流の速度分布より算出した乱れ強度分布を Fig.4.4 に示す. 測定位置は Fig.4.3 で示した平均速度分布と同様となっている.

それぞれの分布傾向を見ると境界層の厚さによらず, スパン中央である  $z/d=12.5$  から壁面付近に向けて円柱背後にあたる  $y/d=0.5$  および  $y/d=-0.5$  付近に強い乱れ強度分布が確認された. この乱れ強度分布は,  $\delta/d=0.37$  では壁面に近づくにつれて  $z/d=2$  付近から  $z/d=1$  にかけて円柱中心に向かってわずかに曲がっているように見られるものの, そのまま床壁面まで到達している. それに対し  $\delta/d=0.82$  では,  $z/d=2$  付近で強い乱れ強度を示す領域は途切れており, 壁面までは達していない. これらの  $z/d=2$  付近で乱れ強度が変化する領域は, 先の速度分布において確認された円柱背後での  $z/d=1$  付近の速度の速い領域と関連していると推測される.

壁面近傍である  $z/d<1$  の領域においては, どちらの境界層厚さにおいても円柱を挟

んで一対の乱れ強度が強い領域が確認された。この領域における乱れ強度の強さは、境界層の厚さによらず同等の乱れ強度を示しているが、領域の範囲は境界層が厚い側である  $\delta/d=0.82$  の方が広い範囲を示している。これらの領域は平均速度分布で見られた壁面付近の速度の遅い領域に対応していると推測されるが、平均速度分布での速度の遅い領域に対し乱れ強度の強い領域の方がやや円柱寄りに存在しているように見える。

#### 4.3.5 周波数解析

高速フーリエ変換による周波数解析の結果を Fig.4.5(a),(b)に示す。先の平均速度分布および乱れ強度分布において円柱軸を中心に対称な分布が示されたため、解析位置は y 軸方向へ  $y/d=0\sim 2.5$  のプラス側のみとしている。周波数解析の結果は、縦軸を主流速度で無次元化したパワースペクトル  $E/U_\infty^2$  とし、横軸を周波数  $f$  としている。本実験の解析では 300Hz 以上の周波数領域に卓越する周波数が観測されなかったことから、横軸の範囲は 0~300Hz としている。また詳細な比較を行うため、特定の測定位置に対しての比較を拡大したものを Fig.4.6(a)~(f)に示す。観測された卓越周波数は無次元周波数であるストローハル数  $St$  を用いて比較を行った。ストローハル数  $St$  は式(4.3)より算出している。一般的にカルマン渦は  $St=0.2$  程度を示すとされており、本実験の条件である円柱直径  $d=9\text{mm}$ 、主流速度  $U_\infty=5\text{m/s}$  に対するカルマン渦の周波数は 110Hz 程度となる。

$$St = \frac{f \cdot d}{U_\infty} \quad (4.3)$$

境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.37$  での周波数解析の分布結果は Fig.4.5(a)より、パワースペクトルの強さは異なるものの壁面近傍までカルマン渦とされる 110Hz 付近に卓越周波数を確認することができる。この卓越周波数はスパン中央である  $z/d=12.5$  では  $y/d=0.25\sim 1.25$  まで強いパワースペクトルを示しており、さらに外側の  $y/d=1.5, 1.75$  と円柱から離れるにつれ弱くなり  $z/d>2.0$  の位置ではほとんど確認できない。壁面に近い  $z/d=4$  や  $z/d=2$  でも同様の分布傾向を示す様子が確認できる。さらに壁面側の  $z/d=1$  や  $z/d=0.7$  においては、強いパワースペクトルを示す y 軸方向への範囲は狭くなるものの、スパン中央と似た卓越周波数の取り方をしている。それに対し  $z/d<0.5$  の壁面近傍の領域では、周波数分布の取り方が  $z/d>0.7$  の領域とは大きく異なり、カルマン渦と考えられる 110Hz 以外にも、カルマン渦よりも高周波数である 175Hz 付近や低周波数である 10Hz 付近の領域にも卓越する周波数が確認できる。これらの卓越周波数は  $y/d=0.75\sim 1.5$  で強く現れており、Fig.4.4(a)の乱れ強度分布で確認された壁面近傍に存在する一対の強い乱れ強度を示す領域と一致する。

境界層厚さの厚い側である  $\delta/d=0.82$  では Fig.4.5(b)より、カルマン渦とされる 110Hz

付近の卓越周波数はスパン中央である  $z/d=12.5$  および  $z/d=4$  のみでしか確認することができない。また 110Hz に強い卓越周波数を示す範囲も、スパン中央である  $z/d=12.5$  において  $y$  軸方向へ  $y/d=1.0$  までと  $\delta/d=0.37$  よりも狭くなっているほか、 $\delta/d=0.37$  では確認されなかった低周波数においても卓越する周波数の存在が確認された。 $z/d=4$  においては  $z/d=12.5$  と同様の傾向を示しているが、110Hz のパワースペクトルがやや弱くなっているように見られる。壁面側の  $z/d=1$  および  $z/d=2$  では、 $y$  軸方向へのどの位置においても明確に卓越する周波数を確認することができなかった。 $z/d>0.7$  の壁面近傍の領域では  $y/d=0.75\sim 1.75$  程度の範囲に対し、50Hz 付近および 0Hz に近い極低い周波数の領域において卓越する周波数が確認された。これらの卓越周波数については、周波数方向へ幅を持っている様子が見られた。この壁面近傍の卓越周波数を示した領域は、境界層厚さが薄い場合と同様に Fig.4.4(b)の乱れ強度分布で確認された壁面近傍に存在する一対の強い乱れ強度を示す領域と一致すると考えられる。

周波数解析について詳細な比較を行うため、Fig.4.4 の乱れ強度分布において同等の乱れ強度を示した位置の周波数分布を拡大して比較したものを Fig.4.6 に示す。比較した測定位置は、スパン中央である  $z/d=12.5$ ,  $y/d=0.75$ 、スパン中央の点と同一の乱れ強度分布内にある壁面寄りの点として  $z/d=4$ ,  $y/d=0.75$ 、壁面近傍に存在する円柱を挟んだ一対の強い乱れ強度の領域内となる  $z/d=0.5$ ,  $y/d=1.25$  の 3 点とした。

同じ境界層厚さでの測定位置による違いを比較すると、境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.37$  では Fig.4.6(a),(b)より、スパン中央である  $z/d=12.5$  と壁面寄りの  $z/d=4$  の位置では同一の分布傾向を示しており、110Hz 付近に卓越する周波数を示している。それに対し壁面近傍の  $z/d=0.5$  では Fig.4.6(c)より、カルマン渦付近の卓越する周波数は 100Hz 程度となっており、 $z/d=12.5$  および  $z/d=4$  で卓越する周波数を示した 110Hz よりもやや低い周波数の値を示している。また  $z/d=0.5$  では、 $z/d=12.5$  や  $z/d=4$  では見られなかった 10Hz 付近にも卓越する周波数が確認された。

境界層厚さが厚い側である  $\delta/d=0.82$  では Fig.4.6(d),(e)より、スパン中央である  $z/d=12.5$  と壁面寄りの  $z/d=4$  の位置ではカルマン渦を示す 110Hz 付近の卓越する周波数が確認できる。しかし  $z/d=12.5$  に対して  $z/d=4$  では、パワースペクトルの値は半分程度に減少している。壁面近傍の  $z/d=0.5$  では Fig.4.6(f)より、カルマン渦と考えられる 110Hz 付近には卓越する周波数は見られず、50Hz 付近に周波数方向に幅をもつ卓越周波数が確認できるほか、5Hz 程度の低周波数領域にも卓越する周波数が見られた。

次に同一測定位置での周波数解析結果を境界層厚さごとに比較するとスパン中央での比較は Fig.4.6(a),(d)より、どちらの境界層厚さにおいても 110Hz 付近に卓越する周波数を確認することができた。しかし  $\delta/d=0.37$  では鋭いピークを示したのに対し、 $\delta/d=0.82$  では周波数方向へ幅を持つなだらかなピークを示した。 $z/d=4$  の位置の結果である Fig.4.6(b),(e)の比較においても、スパン中央である  $z/d=12.5$  と同様の傾向が見ら

れた。それに対し壁面近傍である  $z/d=0.5$  では Fig.4.6(c),(f)より、境界層厚さが異なることで全く異なる周波数の傾向を示した。

これらの結果より、境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.37$  ではカルマン渦に関連する渦構造が壁面近傍まで到達していると考えられる。それに対し境界層厚さが厚い側である  $\delta/d=0.82$  では、壁面近傍にはカルマン渦に関連する渦構造は存在しておらず、カルマン渦とは異なる乱れを持つ流れ構造が支配的であると考えられる。

#### 4.3.6 ウェーブレット解析

Fig.4.6 に示した周波数解析の結果と同じ測定位置においてウェーブレット解析を行ったものを Fig.4.7(a)~(f)に示す。また、ウェーブレット解析の結果に対しカルマン渦付近の周波数領域(40~400Hz)を拡大したものを Fig.4.8(a)~(f)に示す。ウェーブレット解析による結果は横軸を計測時間  $t$ 、縦軸を  $a/\Delta t$  とし、縦軸の  $a/\Delta t$  は観測する周波数の周期  $a$  をサンプリング周期  $\Delta t$  で割った値となっており、高い周波数の領域においても確認が行いやすいよう対数目盛で表示している。

境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.37$  では Fig.4.7(a),(b)より、 $z/d=12.5$  と  $z/d=4$  においては同一の傾向を示している様子が確認でき、カルマン渦のストローハル数  $St=0.2$  に対応する  $a/\Delta t=35$  付近に極大値が確認された。壁面近傍である  $z/d=0.5$  では Fig.4.7(c)より、周波数解析において確認されたカルマン渦よりもやや低い 100Hz の周波数に対応する  $a/\Delta t=40$  程度に極大値が確認できる。この  $z/d=0.5$  での  $a/\Delta t=40$  の極大値においては、Fig.4.7(a),(b)の  $a/\Delta t=35$  の極大値よりもやや強いピークを示している。他にも  $z/d=0.5$  の結果には、10Hz 付近に確認された卓越周波数に対応する  $a/\Delta t=400$  付近に極大値を確認することができる。  $a/\Delta t=400$  付近の極大値は周波数方向へ若干変動を示しているものの、時間方向へ連続している様子が確認できる。

境界層厚さが厚い側である  $\delta/d=0.82$  では Fig.4.7(d)より、スパン中央である  $z/d=12.5$  においてカルマン渦のストローハル数  $St=0.2$  に対応する  $a/\Delta t=35$  付近に極大値が確認された。壁面側の  $z/d=4$  では Fig.4.7(e)より、スパン中央と同様にストローハル数  $St=0.2$  に対応する  $a/\Delta t=35$  付近に極大値が確認できるものの、スパン中央での結果よりも極大値のピークは低く周波数方向、時間方向ともにばらつきが見られる。壁面近傍である  $z/d=0.5$  の結果では Fig.4.7(f)より、周波数解析の結果で確認された 50Hz に対応する  $a/\Delta t=80$  付近および 5Hz に対応する  $a/\Delta t=800$  付近に極大値の分布が確認された。これら極大値はスパン中央である  $z/d=12.5$  で確認されたカルマン渦の極大値よりも強いピークを示している。またどちらの極大値の分布においても、時間方向へ断続的に変動する様子や、周波数方向へも大きく変動する様子が確認された。

次にカルマン渦の周波数が中心になるように拡大したウェーブレット解析結果の比較を Fig.4.8(a)~(f)に示す。このウェーブレット解析結果は、縦軸の周波数範囲を

$f=40\sim 400\text{Hz}$  に対応する  $a/\Delta t=10\sim 100$  としており、横軸の時間範囲は計測時間の中間に位置する  $t=1.8\sim 2.2\text{s}$  としている。

境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.37$  ではどの測定位置においても、 $a/\Delta t=35$  前後の極大値は時間方向へ連続した変動を示している。 $z/d=12.5$  および  $z/d=4$  では周波数方向への変動は少なく定常な変動を示しているように見られるが、壁面近傍の  $z/d=0.5$  では周波数方向へ変動しながら変化していく様子が確認できる。

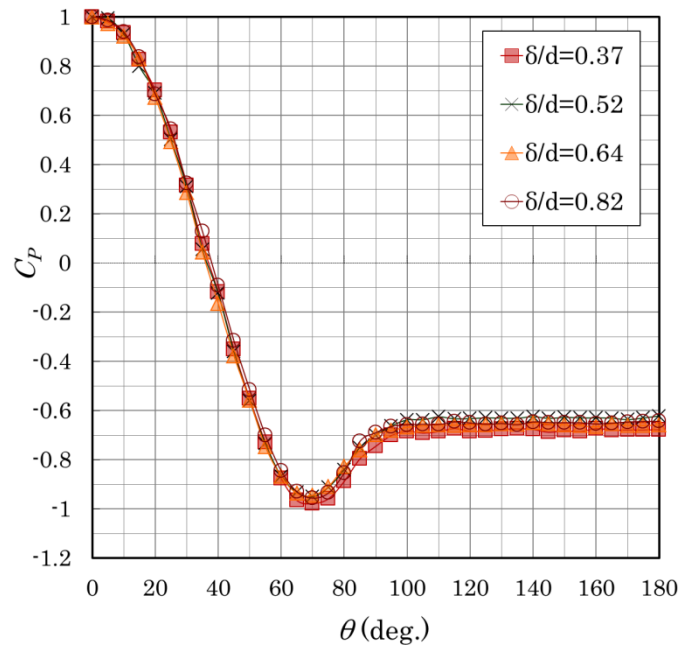
境界層厚さが厚い側である  $\delta/d=0.82$  では、スパン中央である  $z/d=12.5$  において  $a/\Delta t=35$  前後に極大値を示し、時間方向へ定常な変化を示している様子が確認できる。 $z/d=4$  においても Fig.4.8(e)より  $a/\Delta t=35$  前後の極大値を確認することができるが、スパン中央の結果と比較すると  $t=1.96\text{s}$  付近や  $t=2.14\text{s}$  付近にピークの弱い領域が見られ、時間方向へ強弱を持ちながら変動しているように見受けられる。また、壁面近傍の  $z/d=0.5$  においては Fig.4.8(f)より、 $a/\Delta t=40$  前後には極大値を確認することはできない。しかし、時間方向へは非定常な極大値が  $a/\Delta t=60$  前後の変動が  $t=1.85\text{s}$  付近に確認できる。これは Fig.4.7(f)で確認された  $a/\Delta t=100$  前後の非定常な変動が高周波数寄りに変動して現れた時間をとらえたものであると考えられる。

境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.37$  と厚い側である  $\delta/d=0.82$  のスパン中央の解析結果を比較すると、どちらもカルマン渦に対応する  $a/\Delta t=35$  前後に極大値を示しており、ピークの値の強さとしては差がないと考えられる。周波数方向への変動としては、 $\delta/d=0.37$  ではどの計測時間においても常に  $a/\Delta t=35$  付近にピークの中心が存在している。それに対し  $\delta/d=0.82$  の結果においては Fig.4.8(d)より、 $t=1.9\text{s}$  では  $a/\Delta t=32$  付近にピークの中心が見られるのに対し、 $t=2.3\text{s}$  では  $a/\Delta t=40$  付近にピークの中心が存在しており、若干ではあるが周波数方向へ変動しながら変化していることが確認できる。この傾向の差が周波数解析で見られた  $110\text{Hz}$  付近での卓越周波数において、 $\delta/d=0.37$  の鋭いピークに対し  $\delta/d=0.82$  が周波数方向へ幅を持つなだらかなピークを示していることに関連していると考えられる。

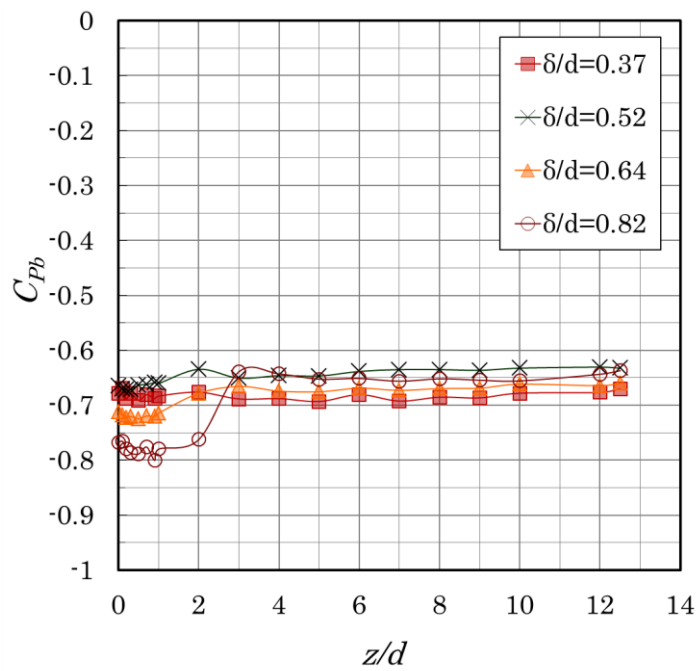
#### 4.4 結言

本章では円柱近傍後流に及ぼす端部層流境界層の影響を調査するため、直径  $d=9\text{mm}$  の円柱を用いてレイノルズ数  $Re=3000$ 、アスペクト比  $L/d=25$ 、円柱を支持する壁面上の相対境界層厚さ  $\delta/d=0.37, 0.82$  の条件で熱線流速計を用いて円柱後流の変動速度の計測を行った。このときのスパン係数は境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.37$  のとき  $L/2\delta=33.8$ 、境界層厚さの厚い側である  $\delta/d=0.82$  のとき  $L/2\delta=15.2$  となっている。計測した変動速度の値に対し高速フーリエ変換およびウェーブレット変換による周波数解析を行い、円柱からの渦放出周波数に与える端部壁面上層流境界層の影響を調査した。その結果を以下に示す。

- (1) 円柱後流の乱れ強度分布および周波数解析の結果より、境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.37$  ではカルマン渦に関連する渦構造が壁面近傍まで到達していると考えられる。それに対し境界層厚さの厚い側である  $\delta/d=0.82$  では、カルマン渦に関連する渦構造は壁面まで到達しておらず、壁面近傍ではカルマン渦とは異なる変動を有する流れ構造が存在する。
- (2) 境界層厚さによらず壁面近傍の  $z/d=0.5, y/d=\pm 0.5$  付近には、乱れ強度が強い領域が存在し、この領域ではカルマン渦よりも低周波数の卓越周波数が確認できる。この卓越周波数は、境界層が薄い側の  $\delta/d=0.37$  に対し厚い側の  $\delta/d=0.82$  では低い周波数を示している。しかしウェーブレット解析の結果では、境界層厚さの薄い側の  $\delta/d=0.37$  では定常な周波数が観測されたことに対し、厚い側の  $\delta/d=0.82$  では非定常な周波数が観測され、似たような位置に存在するにもかかわらず異なる渦構造である可能性を示した。
- (3) 円柱後流のスパン中央位置でのカルマン渦において、境界層厚さによらずカルマン渦の強さは同程度である。しかし境界層厚さの薄い側の  $\delta/d=0.37$  に対し厚い側の  $\delta/d=0.82$  では、カルマン渦が幅広い周波数帯域を持つことを明らかにした。

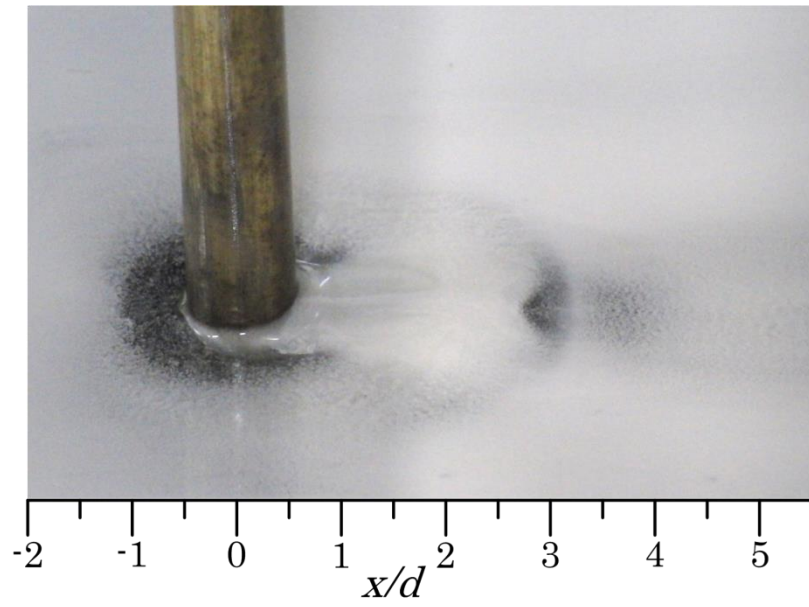


(a) Circumferential direction distribution at the central spanwise position

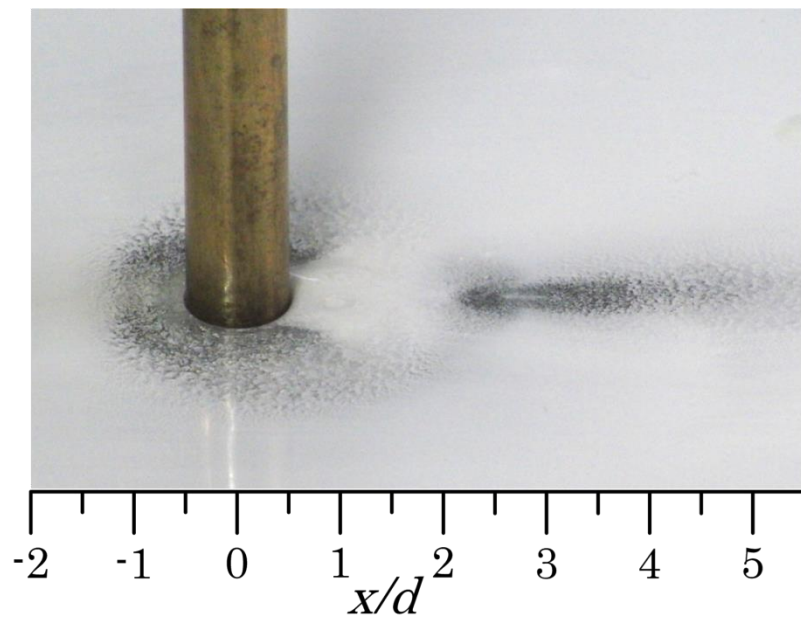


(b) Spanwise base pressure

Fig.4.1 Surface pressure distribution  
( $Re=3000$ ,  $d=9\text{mm}$ ,  $L/d=25$ )



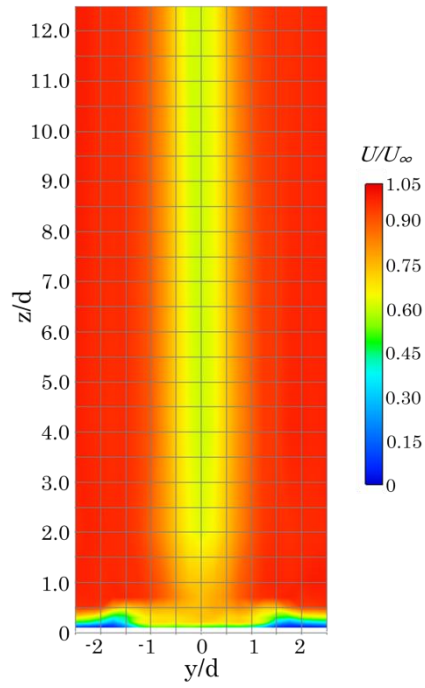
(a)  $\delta/d=0.37$



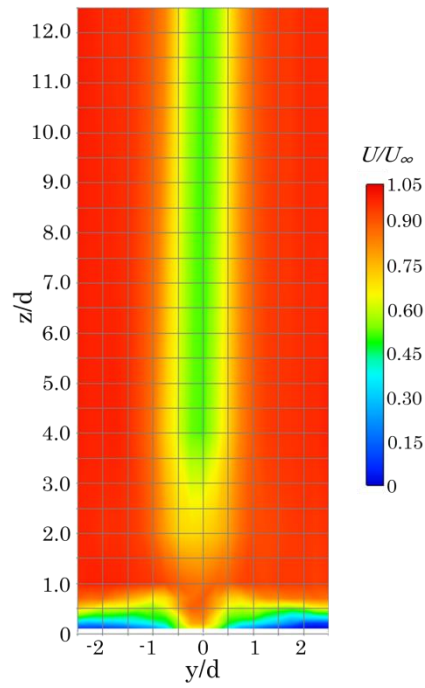
(b)  $\delta/d=0.82$

Fig.4.2 Visualization of oil film method  
( $Re=3000$ ,  $d=9\text{mm}$ ,  $L/d=25$ )



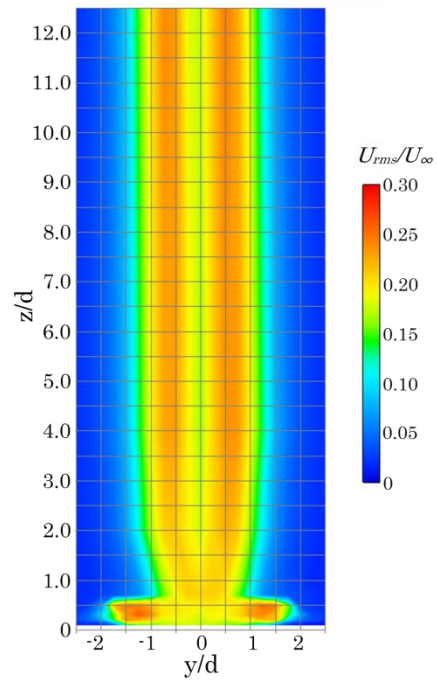


(a)  $\delta/d=0.37$

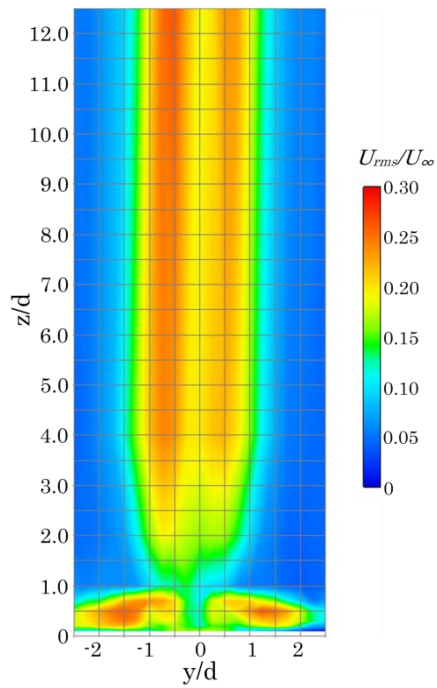


(b)  $\delta/d=0.82$

Fig.4.3 Contour map of average velocity  
( $Re=3000, x/d=4.0$ )

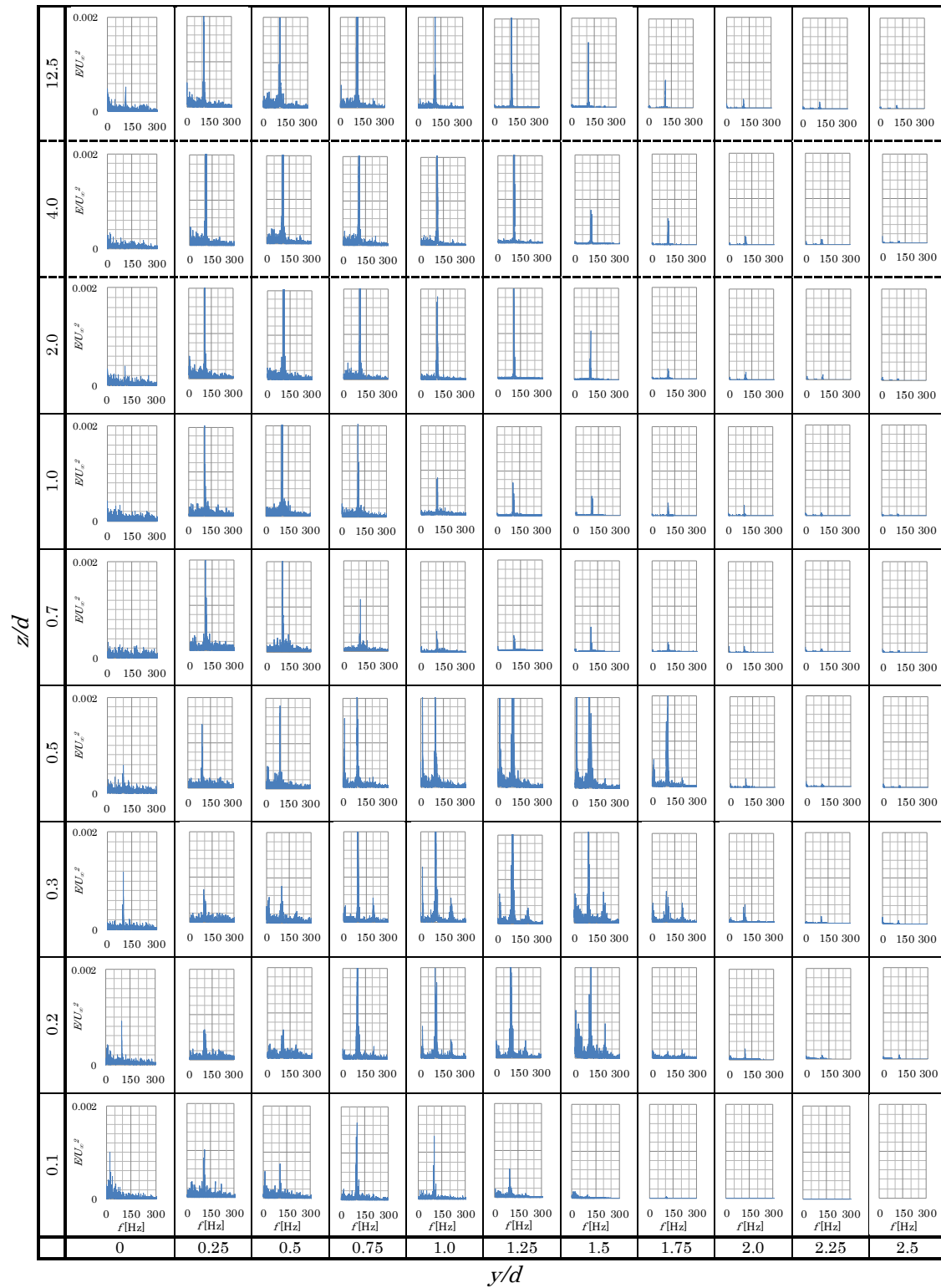


(a)  $\delta/d=0.37$



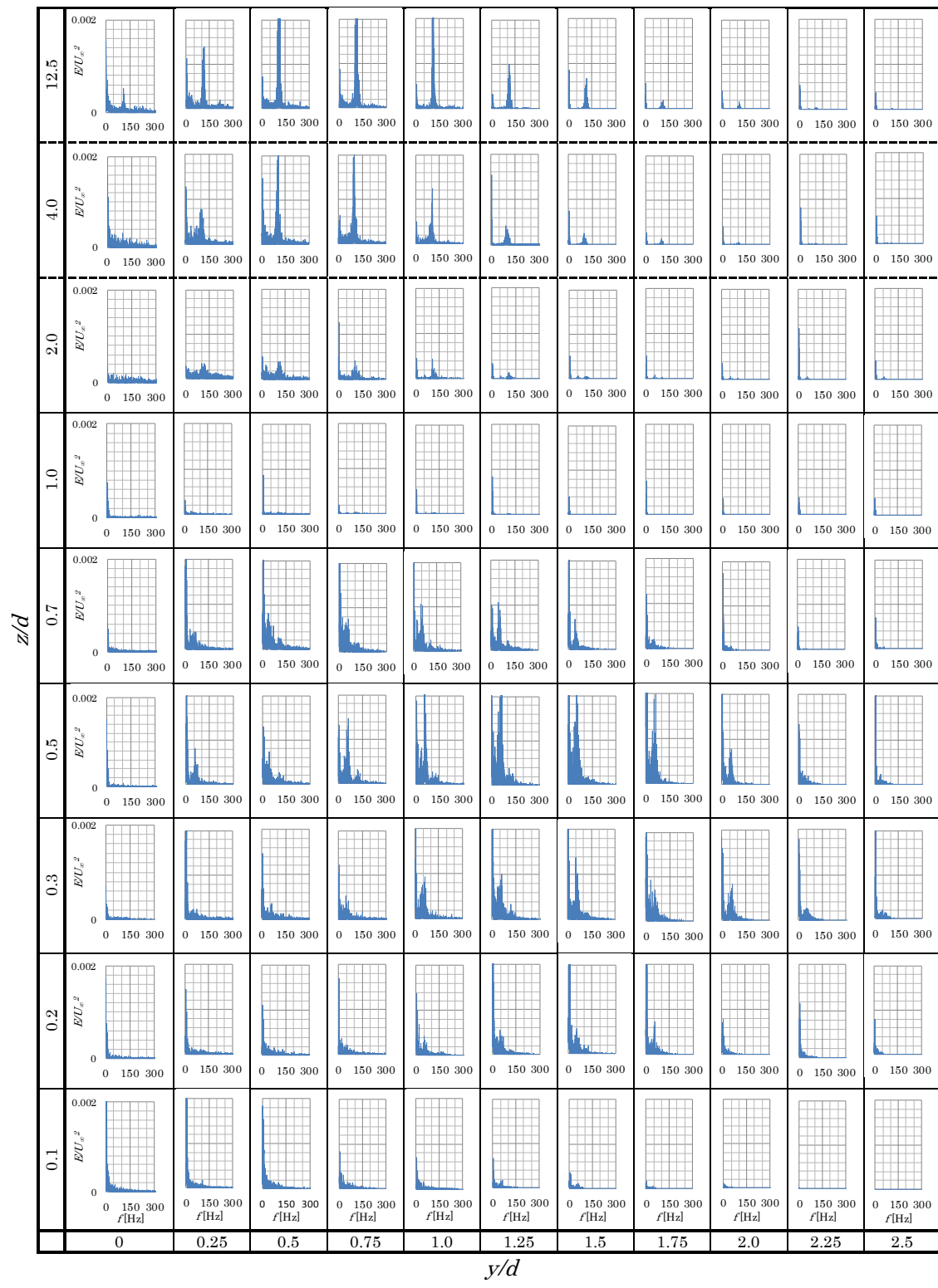
(b)  $\delta/d=0.82$

Fig.4.4 Contour map of turbulence intensity  
( $Re=3000, x/d=4.0$ )



(a)  $\delta/d=0.37$

Fig.4.5 Results of the FFT analysis



(b)  $\delta/d=0.82$

Fig.4.5 Results of the FFT analysis

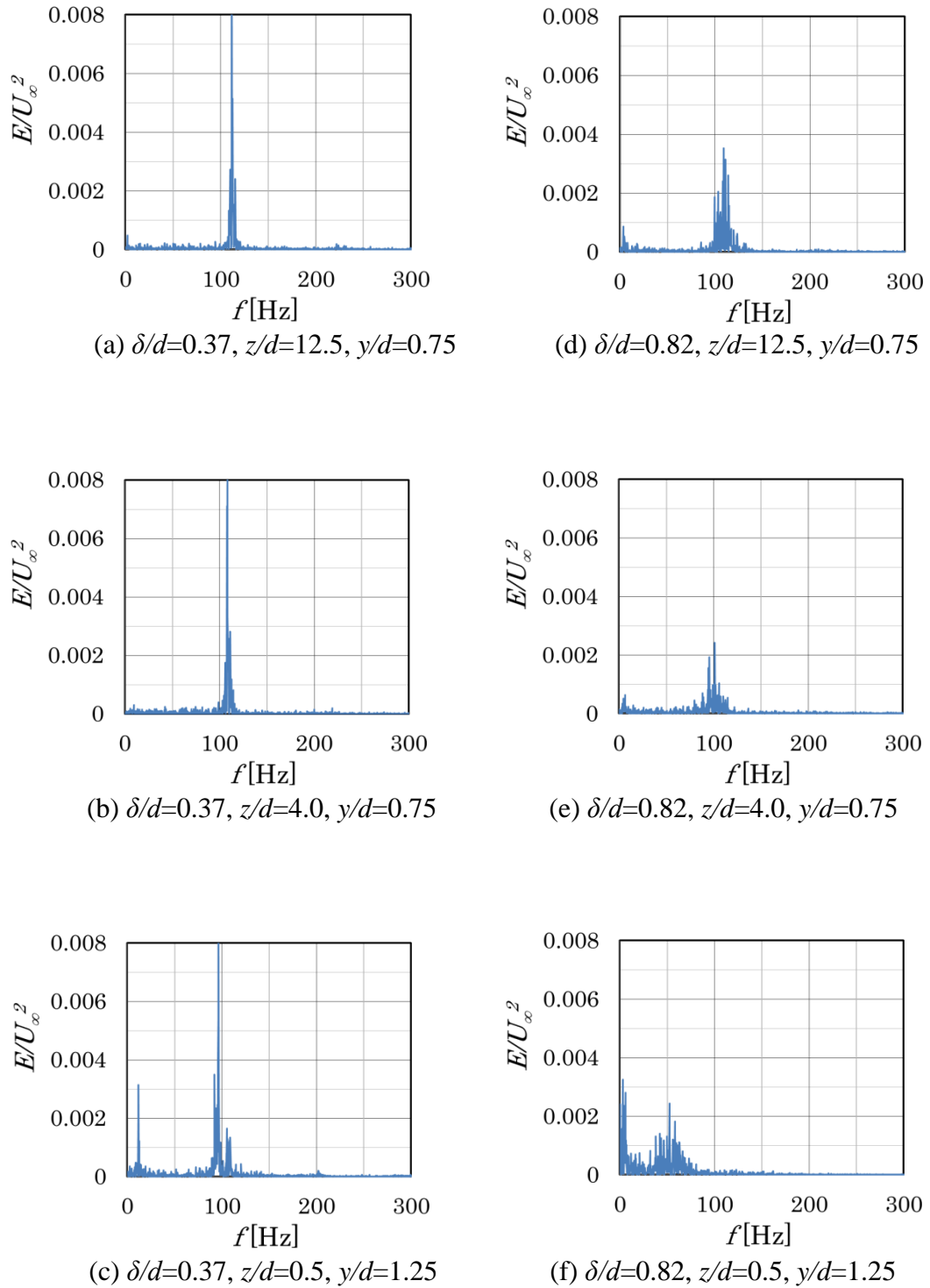
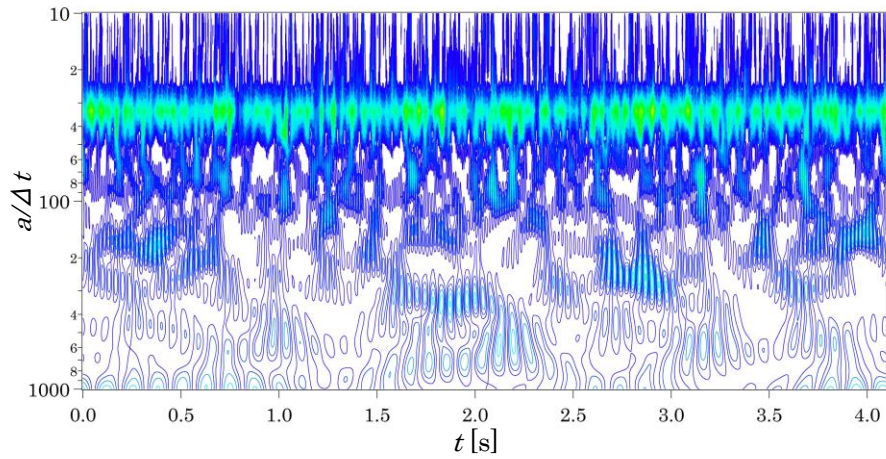
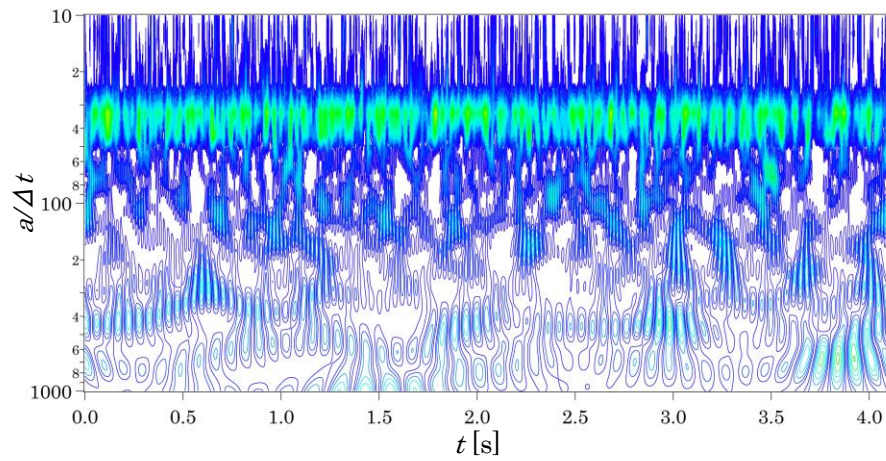


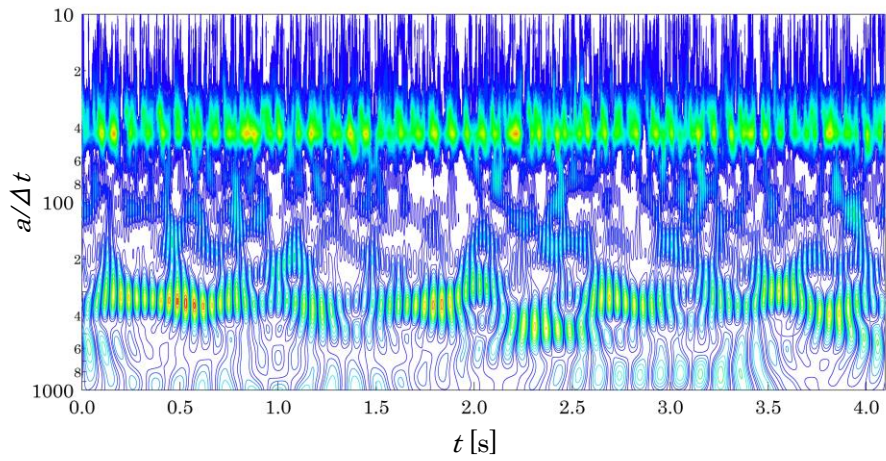
Fig.4.6 Results of the FFT analysis



(a)  $\delta/d=0.37, z/d=12.5, y/d=0.75$



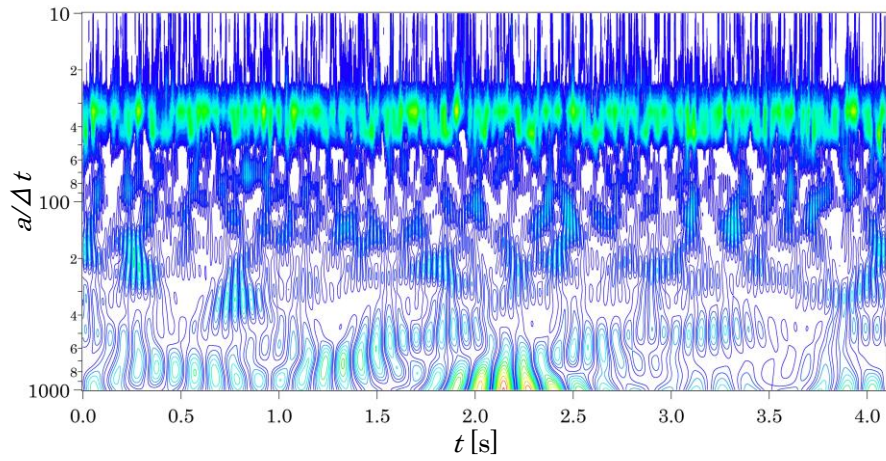
(b)  $\delta/d=0.37, z/d=4.0, y/d=0.75$



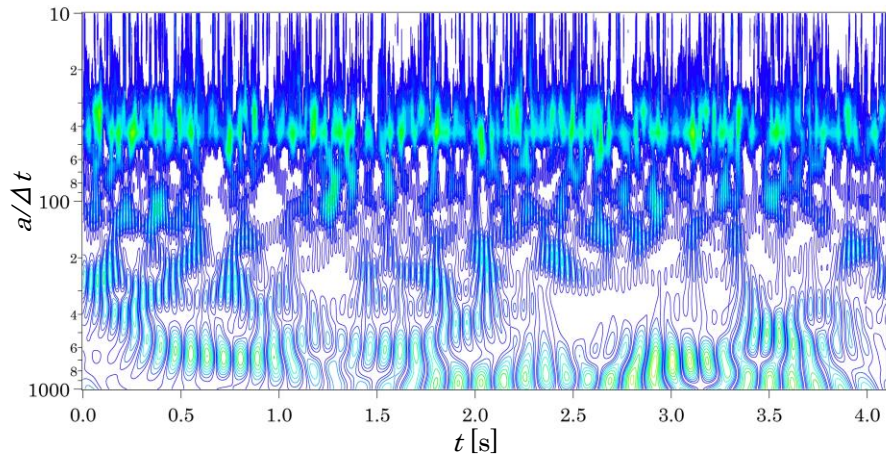
(c)  $\delta/d=0.37, z/d=0.5, y/d=1.25$

Fig.4.7 Results of the wavelet analysis  
( $Re=3000, t=0-4[S]$ )

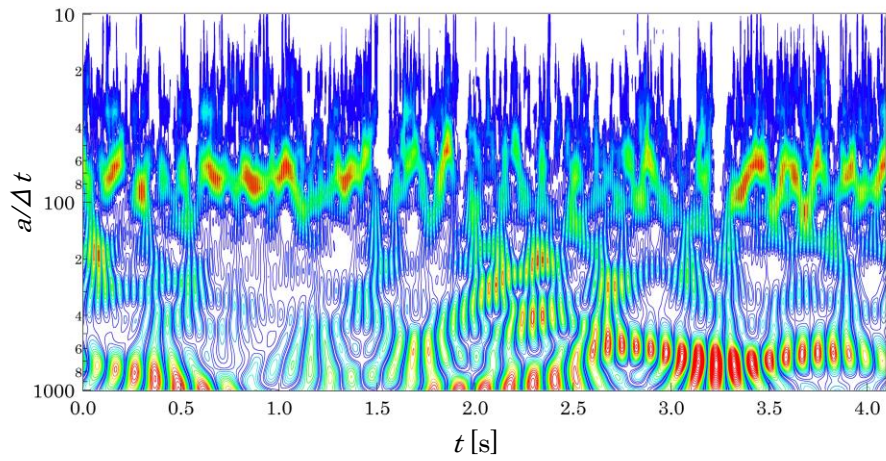




(d)  $\delta/d=0.82, z/d=12.5, y/d=0.75$

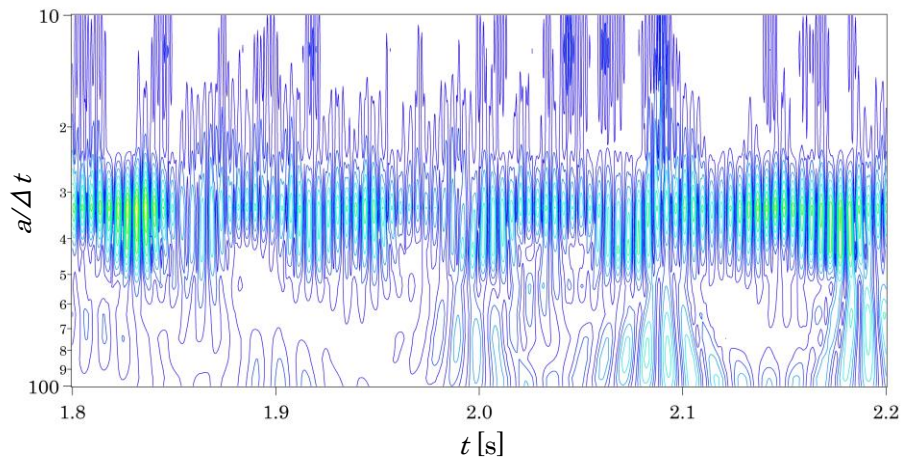


(e)  $\delta/d=0.82, z/d=4.0, y/d=0.75$

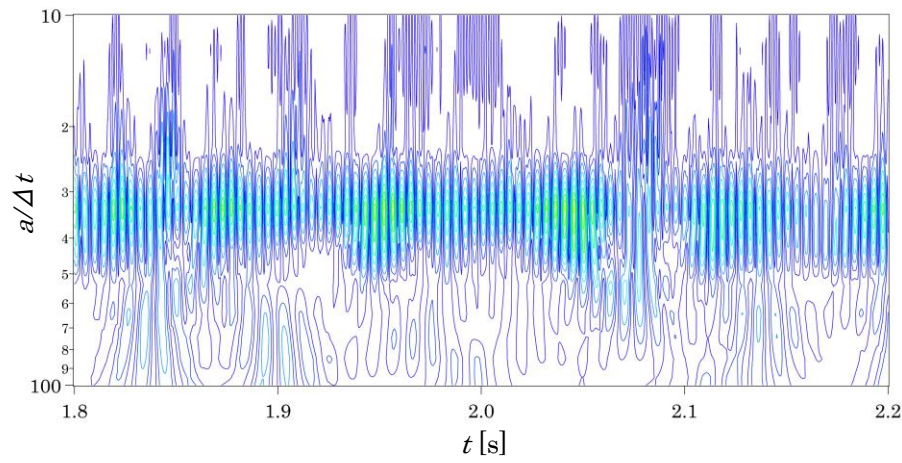


(f)  $\delta/d=0.82, z/d=0.5, y/d=1.25$

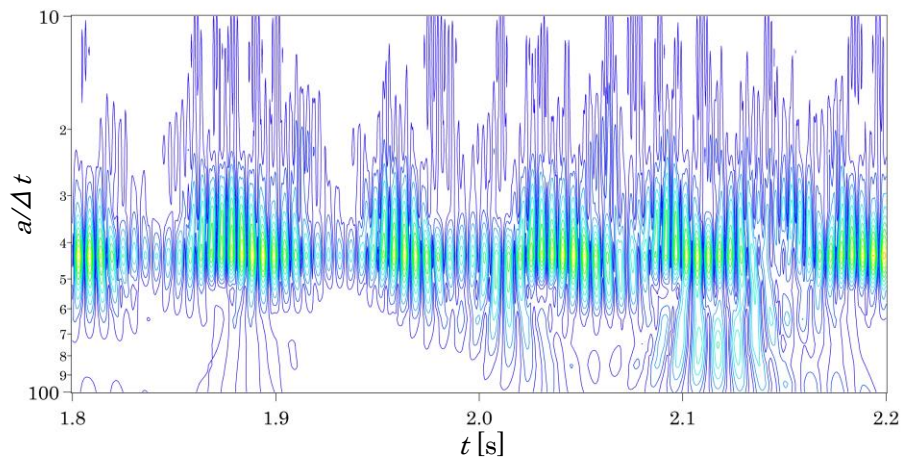
Fig.4.7 Results of the wavelet analysis  
( $Re=3000, t=0-4[S]$ )



(a)  $\delta/d=0.37, z/d=12.5, y/d=0.75$



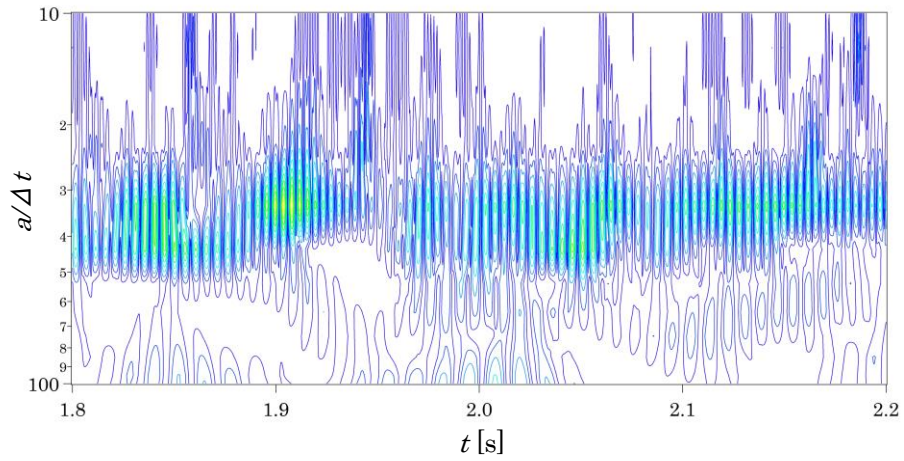
(b)  $\delta/d=0.37, z/d=4.0, y/d=0.75$



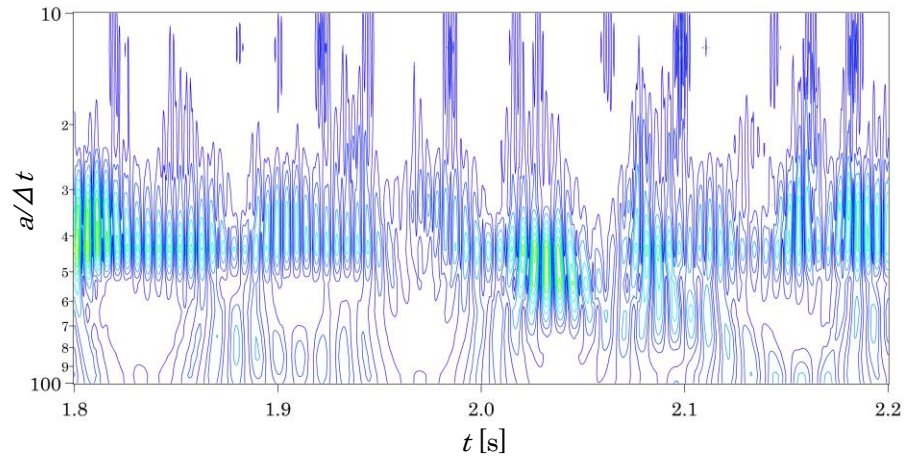
(c)  $\delta/d=0.37, z/d=0.5, y/d=1.25$

Fig.4.8 Results of the wavelet analysis  
( $Re=3000, t=1.8-2.2$ [S])

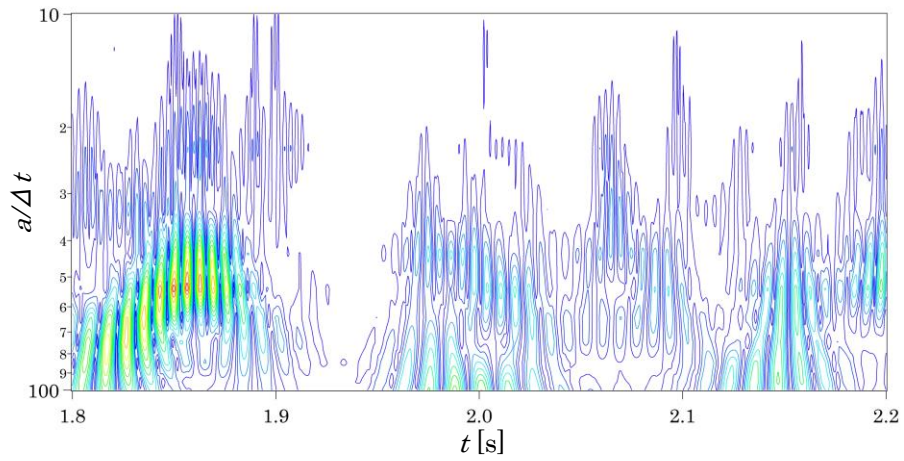




(d)  $\delta/d=0.82, z/d=12.5, y/d=0.75$



(e)  $\delta/d=0.82, z/d=4.0, y/d=0.75$



(f)  $\delta/d=0.82, z/d=0.5, y/d=1.25$

Fig.4.8 Results of the wavelet analysis  
( $Re=3000, t=1.8-2.2$ [S])

## 第5章 円柱後流の端部構造に及ぼす端部層流境界層の影響

### 5.1 緒言

第4章では円柱近傍後流に及ぼす端部層流境界層の影響を調査し、境界層厚さが異なることにより壁面近傍での渦放出周波数が異なることが明らかとなった。また、境界層厚さの薄い場合ではカルマン渦に関連する渦構造が壁面まで到達していると考えられることに対し、境界層厚さが厚い場合では壁面近傍にはカルマン渦に関連する渦構造は存在せず、カルマン渦とは異なる変動を有する流れ構造が存在することが明らかとなった。円柱後流のSPAN中央位置でのカルマン渦においても境界層厚さの薄い場合に対し厚い場合では、カルマン渦が幅広い周波数帯域を持つことが明らかとなった。これら端部壁面上境界層の違いから生じる影響の原因は、円柱と平面壁との接合部に根源を持つと予測され、この円柱と平面壁との接合部近傍の流れ構造が異なることで全体に影響が及んでいると考えられる。

円柱と平面壁との接合部近傍の流れについては有限長円柱に対して様々な研究がされており、Sumner[56]の有限長円柱周りの流れに対するレビューの中にいくつかの流れ構造のモデルが記されている。しかしこれらの流れ構造モデルでは、カルマン渦の存在有無の境界となる臨界アスペクト比の値が異なることや、低アスペクト比でのアーチ渦の存在有無などに意見の食い違いが生じているほか、壁面近傍の流れ構造について記していないものも見受けられる。このことから円柱と平面壁との接合部近傍の流れ構造については興味は持たれているものの、まだ十分な解明がされていないことが分かる。

本章では円柱と平面壁との接合部近傍の流れ構造に着目し、端部壁面上の層流境界層厚さの違いが流れ構造へ与える影響を調査し、円柱と平面壁との接合部近傍の詳細な流れ構造を明らかにすることを試みる。また前章で明らかとなった、境界層厚さが厚い場合の壁面近傍に存在するカルマン渦とは異なる変動を有する流れ構造についての解明を試みる。

## 5.2 実験装置および方法

本実験に用いた水槽装置全体図を Fig.5.1 に、測定部の概略図を Fig.5.2 に示す。水槽装置は測定部断面 300mm×300mm の回流式開水路水槽となっている。水槽装置は、ポンプ、バルブ、整流部、絞り部、測定部、多孔板、熱交換器より構成されており、一様な流れを作り出すため整流部には金網やハニカムが設置されている。流速の設定はバルブを調整することにより行った。本実験での作動流体は水であり、測定中の水温上昇が許容範囲内であったため熱交換器による加熱や冷却は行っていない。測定部の水深は約 270mm となっており、測定部には床壁面から上方 50mm の位置に前縁を半楕円（長短軸比 4:1）に加工したアクリル製の平面壁を設置することで、新たに境界層を形成させている。平板上の境界層については、平板前縁からの距離が  $x_L=150\text{mm}$  における速度分布を計測し層流境界層の速度分布である Blasius の相似解と一致した。また、乱流境界層への遷移位置は式(5.1)より約 6.4m であることから、本実験ではすべての計測位置で層流境界層が形成されていると考えられる。

$$Re_{x_L} = \frac{U_\infty x_L}{\nu_w} \approx 3.2 \times 10^5 \quad (5.1)$$

供試円柱には艶消し黒色の塗装を施した直径  $d=20\text{mm}$  のアクリル製円管を使用した。円柱は水深に対し十分長く、円柱上端は水面から突き出している。平面壁前縁から円柱中心までの距離  $x_L$  を変更することで境界層厚さ  $\delta$  を変化させている。円柱設置位置の境界層厚さは式(5.2)に示す Blasius の厳密解より算出し、相対境界層厚さが  $\delta/d=0.26\sim 0.82$  となるよう平面壁前縁から円柱中心までの距離  $x_L$  を変化させた。その範囲は  $x_L=56\sim 560\text{mm}$  となっている。

$$\delta = 4.91 \sqrt{\frac{\nu_w x_L}{U_\infty}} \quad (5.2)$$

レイノルズ数は、主流速度  $U_\infty$  と円柱直径  $d$  に基づき  $Re=U_\infty \cdot d/\nu_w=1000$  の一定とした。その際の主流速度  $U_\infty$  は約 50mm/s となっている。平板から水面までの距離を  $L$  としアスペクト比を求めると  $L/d \approx 11$  となり、スパン係数は  $L/2\delta \approx 6.7\sim 21.1$  となる。しかし、本実験では円柱上端である水面に境界層は形成されないことや、第 3 章で述べたスパン係数による二次元性評価についてはレイノルズ数  $Re=3000$  のみでの確認となっているため、スパン係数による影響については一概には言えない。スパン係数の一般性の証明については今後の課題とし、本章では境界層厚さの違いによる円柱と平面壁との接合部近傍の流れ構造を明らかにすることを目的とする。比較を行った境界層厚さは、薄い場合としての  $\delta/d=0.26$  と厚い場合としての  $\delta/d=0.82$  としている。

可視化のためのトレーサ粒子には KANOMAX 社の MODEL0457 を用いた。この粒子は、平均粒子径 50 $\mu\text{m}$ 、比重 1.03 のナイロン粒子となっている。測定部上方から厚

さ約 2mm のメタルハライドのシート光を各測定断面に照射し、フレームレート 30fps のデジタルカメラ (1360×1024 画素) で約 80 秒間の撮影を行っている。画像分解能には若干のバラつきはあるものの 0.105~0.132mm/pixels の範囲となっている。撮影断面は主に  $y/d=0$  の対称面および  $x/d=1\sim4$  の横断面とした。対称面撮影時の測定部概略図を Fig.5.2(a) に、横断面撮影時の測定部概略図を Fig.5.2(b) に示す。横断面の撮影では円柱から十分下流に流れ方向に対し  $45^\circ$  に傾けた鏡を設置し、その鏡を撮影することで可視化を行う。可視化画像は、任意の枚数の粒子画像を重ね合わせた流跡線画像として示している。また流跡線画像を連続で作成し、連続再生することで動画とした流跡線動画像による可視化も行った。流跡線動画像は紙面上に記すことができないため、本文中に結果のみ記載している。

PIV 解析には濃度パターン相関法を用い、時間的に連続する 2 枚の粒子画像から速度を求めた。時間をずらした粒子画像に対して次々に解析を行い、それぞれの速度を平均することで平均速度を算出している。PIV 解析では、過誤ベクトルの判定しきい値を  $\pm 1.5\sigma$  とし、テンプレートサイズを 33pixels×33pixels, 検索移動距離 20pixels, ベクトル計測間隔 6pixels, 相関係数のしきい値 0.63 でサブピクセル計算方法を用いている。本実験では PIV 解析で得られた生のデータに平滑化フィルタを掛けている。フィルタは 5×5 のメディアンフィルタとし、画像外側の 2 つのデータについてはそのままの生データを使用している。メディアンフィルタの後に時間的平均処理においては、前後 3 つのデータと中心のデータを合わせた 7 つのデータで移動平均を行っている。なお、最初と最後の 3 つのデータについては生データをそのまま使用した。これらの処理を行った約 80 秒分の 2400 データを平均することで平均速度を求めている。また、横断面の可視化においては渦度を算出しており、渦度の定義式である式(5.3)に対し式(5.4),(5.5)を代入することにより算出した。

$$\Omega = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{2} \left( \frac{v_{i,j} - v_{i,j-1}}{\Delta z} + \frac{v_{i,j+1} - v_{i,j}}{\Delta z} \right) \quad (5.4)$$

$$\frac{\partial w}{\partial y} = \frac{1}{2} \left( \frac{w_{i,j} - w_{i,j-1}}{\Delta y} + \frac{w_{i,j+1} - w_{i,j}}{\Delta y} \right) \quad (5.5)$$

濃度パターン相関法は壁面近傍の速度計測には適しておらず、値に誤差が含まれる可能性が高い。したがって、実験結果には壁面近傍の値を除いて示している。

## 5.3 実験結果および考察

### 5.3.1 対称面流れ構造の解析

対称面の流跡線画像による可視化を Fig.5.3 に示す. また PIV 解析より求めた  $x$  軸方向の速度成分である  $U/U_\infty$  の分布を Fig.5.4 に,  $z$  軸方向の速度成分である  $W/U_\infty$  の分布を Fig.5.5 示す. 流跡線画像は撮影を行った粒子画像を 10 枚を重ね合わせることで流跡線として示したものであり, 流れ構造を把握しやすくするために用いた.

流跡線画像の可視化結果では, 境界層厚さにより異なる流れ構造が示された. 境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.26$  の流れ構造は Fig.5.3(a) より, 撮影範囲である  $z/d=5$  から壁面近傍までのスパン方向全域において, おおよそ一様な分布を示した. 円柱後端である  $x/d=0.5$  から  $x/d=1.5$  にかけての領域では粒子の大きな動きは見られず, よどんだ領域が形成されている.  $x/d=1.5\sim 3$  の領域では上流側へ向かう逆流が確認できる.  $x/d=3$  以降では下流方向へ向かう流れが主となり, 下流へ進むにつれ粒子の移動量が大きくなる. このことより, 円柱背後の再循環流領域の長さはおおよそ  $x/d=3$  であり, スパン方向にはほぼ一定であると推測される. また壁面近傍において,  $x/d=3, z/d=0.5$  付近に吹き出しが存在しているようにも見えるが明確には確認できない.

境界層厚さの厚い側である  $\delta/d=0.82$  では Fig.5.3(b) より, 円柱後方の  $x/d=2$  付近において壁面近傍からの吹き出しが確認された. この吹き出しからは, スパン中央方向への流れと下流方向への流れが形成され, 流跡線動画像による確認では定常的に存在している様子が示された. スパン中央方向への流れは  $z/d=1$  付近まで上昇した後,  $x/d=1.5$  付近まで逆流しながらさらにスパン中央へ向かい上昇している. 吹き出しから下流方向への流れは,  $z$  軸方向へ徐々に拡大しながら流下しており,  $x/d=4$  付近では  $z/d=2$  程度にまで拡大している. 吹き出しから離れたスパン中央寄りとなる  $z/d>3$  の領域では, 円柱背後から  $x/d=1.5$  付近までよどんだ領域が見られたのち,  $x/d=1.5\sim 3$  付近までは逆流を含む乱れた領域が,  $x/d=3$  以降では下流へ向かう流れが示された. これらの流れは境界層厚さの薄い場合よりも乱れを含んでいるようにも見える. 以上のことから,  $\delta/d=0.82$  では  $\delta/d=0.26$  のように明確な円柱背後の再循環流領域を示すことは難しいが, 少なくとも壁面付近においては吹き出しが存在することから, 再循環流領域の範囲は軸方向へ一定ではないと考えられる.

PIV 解析より求めた対称面速度分布では, 境界層厚さが異なることにより壁面近傍で異なる傾向が示された.  $x$  軸方向の速度分布では Fig.5.4 より,  $z/d=2$  よりも壁面の領域において境界層厚さによる明確な違いが現れている. 境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.26$  では,  $x/d=4$  以降において下流方向への  $U/U_\infty=0.7$  程度の速い流れが確認できる. 再循環流領域との境目と考えられる  $U/U_\infty=0$  の位置は,  $z/d=1.5$  を境界にスパン中央側へ向かうにつれやや上流側へ傾いているのに対し, 壁面付近では  $z/d=0.5$  を頂点とする分布傾向を示した.  $z$  方向位置による分布の違いを含めたとしても  $U/U_\infty=0$  の位置

は、スパン中央から壁面まで  $x/d=3$  程度で示しており、速度分布の結果からも円柱背後の再循環流領域の長さは  $x/d=3$  程度であると考えられる。

境界層厚さの厚い側である  $\delta/d=0.82$  では、壁面近傍の  $x/d=1.5, z/d=0.5$  付近から下流へ向かう速い流れが確認できる。この流れは円柱背後であるにもかかわらず  $U/U_\infty=1.0$  程度と主流と同等の速度を持っており、Fig.5.3(b)の流跡線画像で確認された吹き出しと関連していると考えられる。スパン中央寄りの  $z/d>2.5$  の領域では、境界層厚さが薄い場合と同様に  $x/d=3$  程度で  $U/U_\infty=0$  を示しているものの、軸方向への傾きはやや下流側へ傾いているように見られる。

$z$  軸方向の速度分布では Fig.5.5 より境界層厚さの厚い側である  $\delta/d=0.82$  の結果では  $x/d=1.5\sim 3, z/d=0.5\sim 1.5$  で囲まれた領域において、スパン中央方向へ向かう速い流れが確認でき、この速い流れの領域は 2 つの方向に拡大している。一方は  $x/d=1.5$  付近からスパン方向に伸びる領域で、もう一方は  $z/d=1$  から  $z/d=2$  にかけて下流へ斜めに伸びる領域である。後者の領域では、速度成分  $W/U_\infty=0$  となる境界線も  $z/d=2$  から  $z/d=6$  にかけて斜めに伸びている。この領域は Fig.5.4(b)の  $x$  軸方向の速度分布で確認された壁面近傍の  $x/d=1.5, z/d=0.5$  付近から下流へ向かう速い流れと一致することから、壁面近傍からの吹き出しが軸方向へ広がりながら流下する様子を示していると考えられる。前者のスパン中央へ向かう領域については、Fig.5.4(b)の  $x$  軸方向の速度分布に対応する流れが見られないことから、この流れは  $z$  軸方向のみの流れであると考えられる。

境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.26$  では、 $z/d<1.5$  の壁面近傍において軸方向への速度分布を確認することができる。また境界層が厚い場合に確認された  $z/d=1.5$  付近の壁面近傍から軸方向へ向かう速度分布は確認できない。以上より端部壁面上境界層の厚さは円柱下流の対称断面の流れに影響を及ぼしており、境界層が厚いほど軸方向への影響が大きいことが分かる。この軸方向への流れが第 3 章までに述べた二次元性にも影響を与えていると考えられる。したがって、境界層厚さの薄い側となる  $\delta/d=0.26$  では厚い側となる  $\delta/d=0.82$  よりも二次元的な流れを確保できていると考えられるが、より二次元性を追求するためには Fig.5.5 で示した軸方向流れにおいて全域で  $W/U_\infty=0$  を示す条件を作り出す必要があると考える。

### 5.3.2 横断面流れ構造の可視化

それぞれの境界層厚さにおける横断面流れの流跡線画像を Fig.5.6(a)~(d)および Fig.5.7(a)~(d)に示す。撮影断面は  $x/d=1\sim 4$  となっている。 $x/d=3,4$  断面については撮影した時刻により  $y$  軸方向への周期的な変動が確認されたため、 $+y$  方向への変動と  $-y$  方向への変動が大きい任意の二時刻を取り出し、それぞれの流跡線画像を示している。

境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.26$  では、 $x/d=1$  断面において円柱背後である

$y/d = -0.5 \sim 0.5$  の領域でスパン方向全体によどんでいる様子が確認でき、 $y/d < -0.5$  および  $y/d > 0.5$  の円柱背後以外の領域においては下流へ流下する様子が確認できる。また、壁面近傍の  $y/d = \pm 0.5$  付近においては、僅かではあるが円柱を回り込んだ流れが円柱背後へ流れ込んでいるようにも見られる。 $x/d = 2$  断面では、円柱背後での乱れが強くなる様子が示された。 $x/d = 3$  断面では、円柱背後の  $y/d = 0$  付近の壁面近傍よりスパン方向へ  $z/d = 1.5$  程度まで吹き上がる流れが確認できる。この吹き上がる流れは、流跡線動画像から左右へ変動している様子が確認され、Fig.5.6(c)においても斜めに吹き上がる様子と軸方向へ真直ぐ吹き上がる様子が確認できる。壁面近傍では、この流れに向かって  $y/d = 1$  付近から円柱中心背後へ流れ込む流れが確認された。スパン中央側の  $z/d > 2$  の領域では左右方向への大きな変動を確認することができ、カルマン渦による変動を示していると考えられる。 $x/d = 4$  断面では壁面からスパン中央側までの撮影範囲全体にかけて、 $x/d = 3$  断面よりも左右への変動が大きくなっている。 $x/d = 3$  断面で確認された壁面近傍の吹き出しは  $x/d = 4$  断面ではほとんど確認できず、壁面近傍まで左右への変動を示している。このことから、壁面近傍までカルマン渦構造が影響を及ぼしていると考えられる。

境界層厚さの厚い側である  $\delta/d = 0.82$  では、 $x/d = 1$  断面において  $\delta/d = 0.26$  と同様の傾向を示した。壁面近傍での  $y/d = \pm 0.5$  付近からの円柱背後への流れ込みは、境界層が薄い場合よりも明確に存在している。 $x/d = 2$  断面では、円柱背後の  $y/d = 0$  において壁面近傍から  $z/d = 1$  付近まで流れが吹き上がる様子を確認することができる。この吹き上がる流れは定常的に存在している様子が確認され、対称面流れで確認された壁面近傍からの吹き出しに対応する流れを示していると考えられる。また壁面近傍の  $z/d = 0.5$  付近では、 $y/d = \pm 1$  付近から円柱背後への流れ込みを確認することができる。この左右からの流れ込みが円柱背後で衝突することで、先に述べた円柱背後での軸方向への吹き出しを形成していると考えられる。 $x/d = 3$  断面では、 $x/d = 2$  断面と同様に円柱背後で壁面近傍からスパン方向の  $z/d = 1.5$  付近まで吹き上がる流れや、この流れへの左右からの流れ込みが確認された。これらの流れは  $x/d = 2$  断面よりも広範囲へ及び、粒子の移動距離も大きくなっている。また円柱背後の  $y/d = 0$  のごく壁面近傍を見ると、左右から流れ込んだ流れの壁面側に一对の縦渦構造が確認できる。流跡線動画像より  $x/d = 3$  断面においても、吹き上がる流れが定常的に存在し、壁面近傍に見られた一对の縦渦構造も定常的な渦構造であることを確認した。スパン中央寄りの  $z/d > 3$  の領域においては、左右方向への変動を確認することができ、カルマン渦による変動を示していると考えられる。 $x/d = 4$  断面では、スパン中央寄りの  $z/d > 3$  の領域で  $x/d = 3$  断面よりも明確な左右への変動が観察された。しかし、壁面に近づくとつれ左右への変動は明瞭ではなくなる。 $x/d = 2$  および  $x/d = 3$  断面で確認された円柱背後での吹き上がる流れおよび壁面近傍での左右から円柱背後へ向かう流れ込みは、スケールが大きくなり、壁面から

離れスパン中央方向へ移動している。加えて、壁面近傍の定常的な一对の縦渦構造もスケールが大きくなっており、円柱背後の  $y/d=0, z/d=0.5$  付近に左右から流れ込んだ流れが上下へ分かれて流れるサドル点を確認できる。

以上より、境界層厚さが異なることにより壁面近傍で形成される渦構造が異なることが分かる。境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.26$  では壁面近傍までカルマン渦構造が形成されていると考えられることに対し、境界層厚さの厚い側である  $\delta/d=0.82$  では壁面近傍でカルマン渦は形成されず、カルマン渦とは異なる流れ方向へ軸を持つ一对の渦構造が形成される。

### 5.3.3 横断面流れの平均速度分布

PIV 解析より求めた  $y$  軸方向および  $z$  軸方向の速度分布を Fig.5.8~5.13 に示す。解析を行った断面は  $x/d=2,3,4$  断面となっている。それぞれのコンターマップによる速度は主流速度で無次元化した  $y$  軸方向の速度  $V/U_\infty$ 、 $z$  軸方向の速度  $W/U_\infty$  としている。このときの  $V/U_\infty$  と  $W/U_\infty$  では示す値のパラメータが大きく異なったため、 $y$  軸方向の速度分布では  $V/U_\infty=-0.27\sim 0.27$  の範囲で、 $z$  軸方向の速度分布では  $W/U_\infty=-0.17\sim 0.53$  の範囲で示している。

境界層厚さごとに解析断面での違いを比較すると、境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.26$  の  $y$  軸方向速度分布では、 $x/d=2\sim 4$  のどの断面においても壁面付近に  $y/d=0$  に向かって左右から流れ込む、 $y/d<0$  の領域ではプラスの、 $y/d>0$  の領域ではマイナスの速度分布が確認できる。この速度分布は  $x/d=2$  断面では  $z/d<0.5$  程度の領域で確認されたのに対し、 $x/d=3,4$  断面について  $z/d=1$  を超えて軸方向へ広がっている。 $y$  軸方向速度の値としては、 $x/d=3$  断面が一番速い値を示した。 $x/d=4$  断面では壁面近傍の速度分布が  $y/d=0$  付近で、わずかではあるが他の断面よりも壁面から離れている。

壁面から離れた  $z/d>1$  の領域について  $x/d=2$  断面では、 $y/d=0$  の軸を中心にスパン方向へ軸を持つプラスとマイナスの速度分布が交互に現れた。これにより Fig.5.6(b) で示した流跡線画像では乱れた流れとしか確認できなかった領域においても、潜在的な流れの傾向を持っていることが分かる。 $x/d=3$  断面では、 $x/d=2$  断面で見られたプラスとマイナスを交互に示す速度分布は確認されず、壁面近傍で見られた分布と似た傾向を確認することができる。 $x/d=4$  断面では、 $z/d>1$  の領域でわずかな速度分布しか確認できなかった。

$z$  軸方向の速度分布では、 $x/d=2\sim 4$  のどの断面においても  $z/d=1$  付近に  $W/U_\infty=0.25$  程度のスパン中央方向へ向かう速度分布が確認でき、この流れは測定断面によって異なる分布形状を示した。それ以外の領域においては、 $z$  軸方向への明確な速度を確認することができなかった。



境界層厚さの厚い側である  $\delta/d=0.82$  の  $y$  軸方向速度分布では、 $x/d=2\sim 4$  のどの断面においても壁面付近に  $y/d=0$  に向かって左右から流れ込む  $y/d<0$  の領域ではプラスの、 $y/d>0$  の領域ではマイナスの速度分布が確認できる。しかし、 $\delta/d=0.26$  の場合とは分布の傾向が異なっており、 $\delta/d=0.26$  では円柱背後から壁面近傍に向かうにつれて速度分布が現れる領域が  $y$  軸方向へ広くなることに対し、 $\delta/d=0.82$  では壁面近傍に向かうにつれて  $y$  軸方向へやや狭くなるように見える。また  $\delta/d=0.82$  での壁面近傍の速度分布は、 $x/d=2$  断面で最も速い値を示し、断面が後流側へ向かうにつれて速度が遅くなる。スパン中央側の  $z/d>2$  の領域においては、全体的に境界層が薄い場合よりも広範囲に速度分布が現れている。

$z$  軸方向の  $W/U_\infty$  の分布では、 $x/d=2\sim 4$  のどの断面においても円柱背後である  $y/d=0$  の位置にスパン中心方向への速度を確認することができる。この流れは  $x/d=2$  で  $W/U_\infty=0.5$  を超える速い流れを示しており、範囲も壁面近傍から  $z/d=2.5$  程度まで及んでいる。このスパン中央へ向かう速い流れは  $y$  軸方向速度と同様に、 $x/d=3,4$  と断面が後流側へ向かうにつれて速度が遅くなる。また速度分布が現れる範囲は、断面が後流側へ向かうにつれて壁面から離れていくものの、スパン中央方向へは広い範囲に及んでいる。また  $x/d=3,4$  断面では、このスパン中央へ向かう流れが壁面から離れた  $z/d<1$  の領域において、壁面側へ向かうマイナス方向への流れを確認することができる。

Fig.5.14 には  $z/d=3$  断面における平均渦度分布を示す。どちらの境界層厚さにおいても壁面近傍においてプラス側およびマイナス側の一对の渦度を確認することができる。その渦度は、境界層厚さが  $\delta/d=0.26$  の場合では壁面に沿って  $y$  軸方向へ広がるように分布している。それに対し、境界層厚さが  $\delta/d=0.82$  の場合では壁面に沿って広がる傾向は見られず円柱背面側に現れており渦度の強さも強くなっている。また、壁面から離れた  $z/d=1$  付近に発生している渦度についても境界層厚さにより分布の傾向が異なっており、境界層厚さが薄い側である  $\delta/d=0.26$  では  $z/d=1$  よりも壁面側で渦度が確認され、壁面から軸方向へ向かうにつれ開くように分布している。それに対し境界層厚さの厚い側である  $\delta/d=0.82$  では境界層が薄い場合よりもスパン中央側に位置しており、 $y$  軸方向への広がりはいくらか少なく円柱背後に存在している。

#### 5.3.4 横断面流れの位相平均挙動

各断面においてカルマン渦の卓越周波数が得られた  $y/d=0, z/d=4$  の点において、 $y$  軸方向の変動速度  $v/U_\infty$  を元に位相平均を行った。この位相平均では測定を行った約 16 周期分のデータを重ね合わせており、その結果を Fig.5.15(a),(b)に示す。境界層厚さが  $\delta/d=0.82$  の場合については、どの断面においても同程度の速度の変動が確認できる。それに対し境界層厚さが  $\delta/d=0.26$  の場合においては、 $\delta/d=0.82$  よりも断面ごとの速度

に差が見られ、 $x/d=2$  断面での変動がやや小さく、 $x/d=3$  断面での変動がやや大きい傾向を示した。この位相平均の結果をもとに  $x/d=2,3$  断面において、周期における各時刻の速度分布と渦度分布を算出した。それぞれの境界層厚さの結果を Fig.5.16~5.22 に示す。

境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.26$  の  $x/d=2$  断面では Fig.5.16 の速度分布より、断面内における周期の最大速度は主流に対して 0.35 程度となっている。時間ごとの傾向としては、どの時刻においても円柱背後の壁面付近に軸方向への吹き出しを確認することができる。また  $z/d>2$  の領域では左右への周期的な変動を確認することができる。しかし  $t/T\approx 0.2$  と  $t/T\approx 0.4$  および  $t/T\approx 0.8$  と  $t/T\approx 1.0$  では、 $z/d=4.5$  程度の位置と  $z/d=2$  程度の位置において左右への変動の位相がずれている様子が確認できる。渦度分布では Fig.5.17 より、どの時間においても壁面近傍に一对の渦度分布が確認できる。しかしそれ以外の領域においては、明確な渦度は存在せず時間方向への変化も確認できない。

$x/d=3$  断面の速度分布については Fig.5.18 より、断面内における最大速度は主流に対して 0.6 程度と  $x/d=2$  断面よりも速くなっている。壁面近傍の吹き出しについては  $x/d=2$  断面では変動していなかったのに対し、 $x/d=3$  断面では左右へ大きく変動している様子が示された。また、 $z/d>2$  の領域では、左右への変動が速くなっており、位相のずれも存在している。このことからカルマン渦は、円柱軸方向への時間のずれを有していると考えられる。 $x/d=3$  断面の渦度分布では Fig.5.19 より、円柱背後の壁面近傍に強い渦度が発生しており、この渦度はカルマン渦の周期に合わせて変動している様子が確認できる。また、 $z/d>2$  の領域についても時刻により変化する渦度を確認することができる。この渦度の要因としてはカルマン渦の軸の傾きやカルマン渦のセル構造によるものではないかと推測されるが、今後詳細な調査が必要であると考えられる。

境界層厚さの厚い側である  $\delta/d=0.82$  の  $x/d=2$  断面での速度分布は Fig.5.20 より、どの時間においても  $z/d<0.5$  の壁面近傍から円柱軸方向へ吹き上がる流れを確認することができる。この流れは境界層厚さの薄いときよりも速度が増しており、この吹き出しは、 $z/d=0.5$  から  $z/d=1$  では時間によらず上向きの流れに、 $z/d=1$  から  $z/d=2$  ではカルマン渦の周期で左右への変動を含んだ上向きの流れになっている。また、どの時間においても壁面近傍においてこの吹き出しに向かう左右からの流れ込みが確認できる。スパン中央寄りの  $z/d>3$  の領域では、左右への周期的な動きを示しているものの、境界層が薄い場合のような位相のずれは確認できなかった。渦度分布については Fig.5.21 より、壁面近傍から  $z/d=2$  付近まで伸びる一对の強い渦度を確認することができる。この渦度は時刻によって、わずかに左右へ揺れる様子を示した。

$x/d=3$  断面での速度分布は Fig.5.22 より、どの時刻においても  $y/d=0$ 、 $z/d=0.5$  付近にサドル点が存在している様子が確認できる。 $x/d=2$  断面で確認された壁面からスパン中央へ向かう流れは、速度は遅くなっているものの軸方向への範囲が広くなり  $z/d=3$  を

超えて影響を及ぼしている。スパン中央寄りの  $z/d > 3$  の領域では、 $x/d=2$  断面と同程度の速度を示す左右への周期的な変動を示している。渦度については Fig.5.23 より、 $x/d=2$  断面で確認された一対の渦構造は、速度分布での吹き出しと同様にスパン中央側へ  $z/d=1.5$  程度まで移動している。また、渦度の強さは  $x/d=2$  断面よりも弱くなっているものの、それぞれの時刻における正の渦度と負の渦度の強弱の差は大きくなっている。

## 5.4 結言

本章では円柱と平面壁との接合部近傍の詳細な流れ構造を明らかにするため、水槽において直径  $d=20\text{mm}$  の円柱を用いレイノルズ数  $Re=1000$  の一定で実験を行った。水深は約  $270\text{mm}$  となっており、床壁面から上方  $50\text{mm}$  の位置に平面壁を設置し層流境界層を形成させ、境界層厚さ  $\delta/d=0.26$  と  $\delta/d=0.82$  の条件で実験を行った。円柱は水深に対し十分長く円柱上端は水面から突き出している。平面壁から水面までの長さよりアスペクト比を求めると  $L/d\approx 11$  となり、スパン係数は  $L/2\delta\approx 6.7\sim 21.1$  となった。これらの条件において可視化実験を行い、流跡線画像による定性的な評価と PIV 解析による定量的な評価を実施した。また、PIV 解析結果より求めた速度の値を元に、カルマン渦の周期を基準とする位相平均による解析を行った。その結果を以下に示す

- (1) 境界層厚さが  $\delta/d=0.26$  と  $\delta/d=0.82$  のどちらの条件においても、円柱後流の  $x/d=2\sim 3$  の領域において壁面近傍から円柱軸方向への吹き出しが存在する。この吹き出しは境界層厚さが厚い側である  $\delta/d=0.82$  では、境界層厚さが薄い側となる  $\delta/d=0.26$  よりも速い吹き出しを示した。
- (2) 壁面近傍の流れ構造は、境界層厚さが薄い側である  $\delta/d=0.26$  では壁面近傍からの吹き出しがカルマン渦の周期に連動して左右へ変動する。それに対し、境界層厚さが厚い側である  $\delta/d=0.82$  では、壁面近傍でカルマン渦に関連する変動は存在せず、吹き出しの内側に流れ方向へ軸を持つ一対の渦構造が形成される。
- (3) 位相平均挙動の結果より、円柱後流に形成されるカルマン渦は円柱軸方向への位相のずれを持っている。この位相のずれは境界層厚さの違いにより変化する。

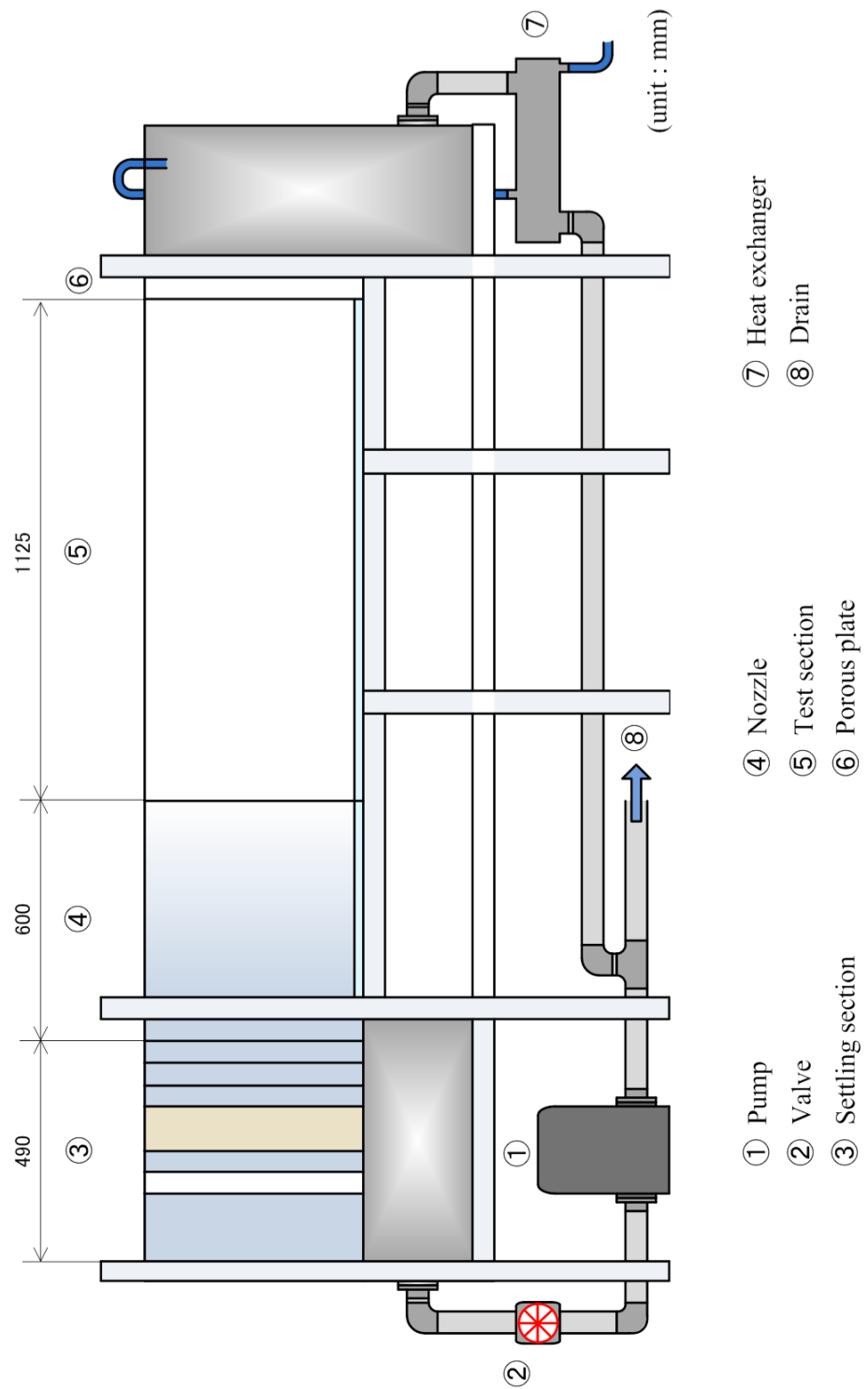
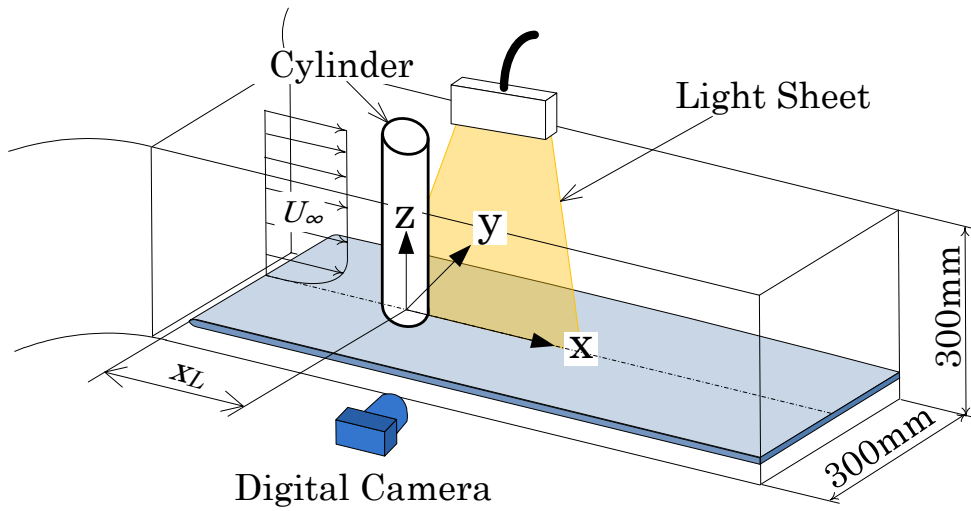
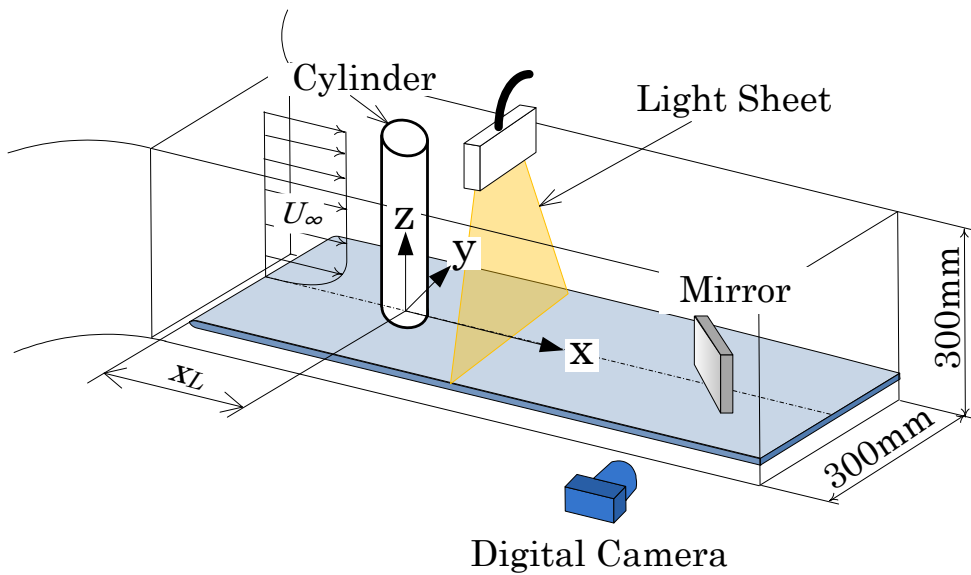


Fig.5.1 Water channel



(a) Visualization of x-z plane



(b) Visualization of y-z plane

Fig.5.2 Water channel test section

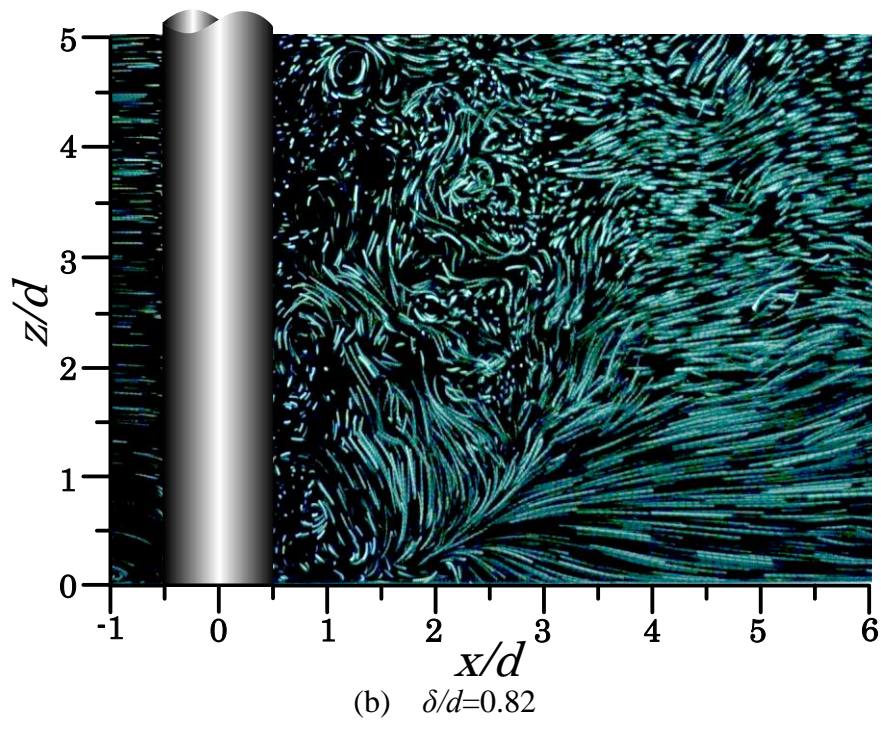
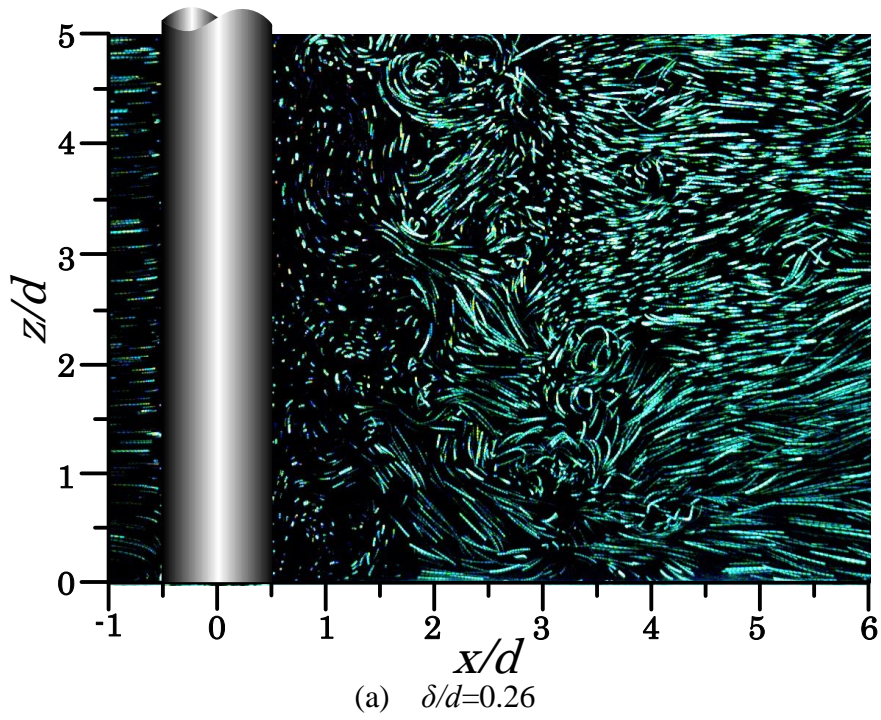
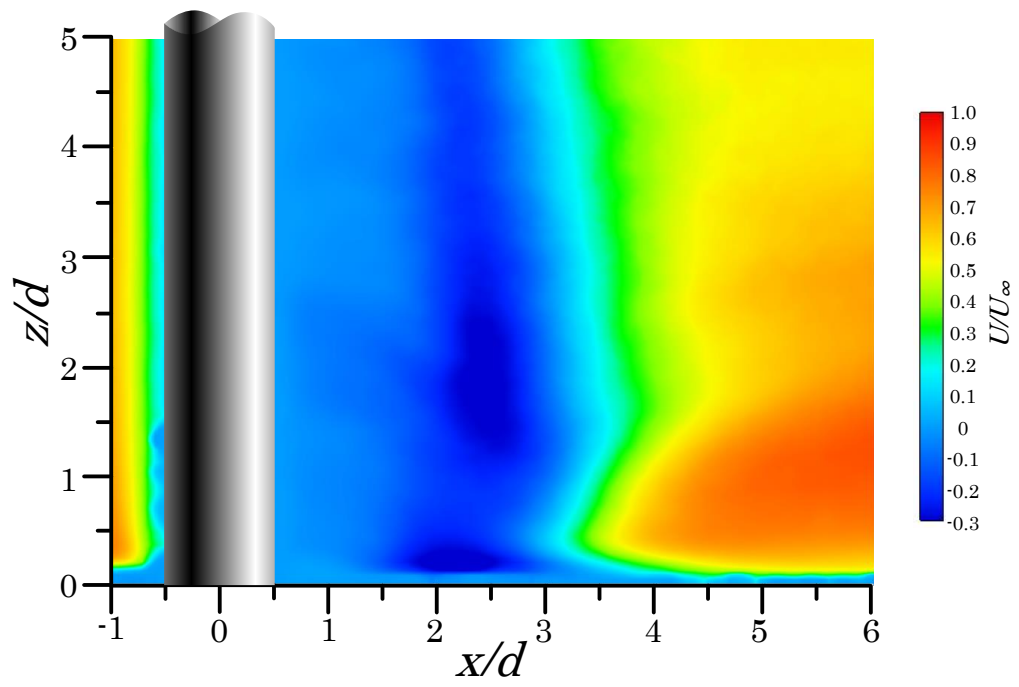
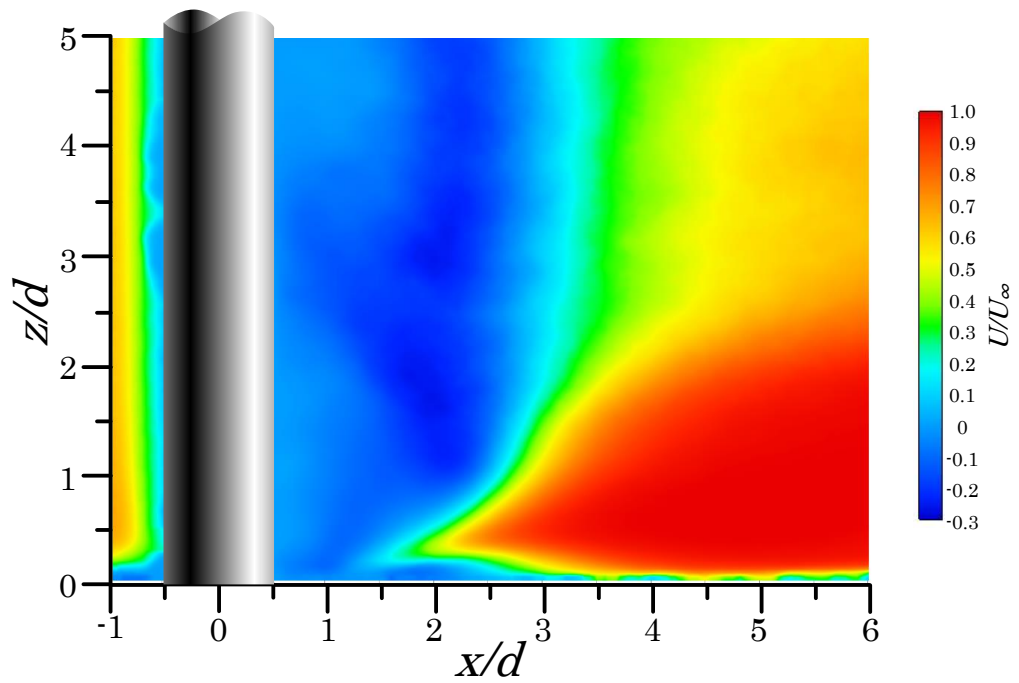


Fig.5.3 Visualization of x-z plane  
( $Re=1000, y/d=0$ )



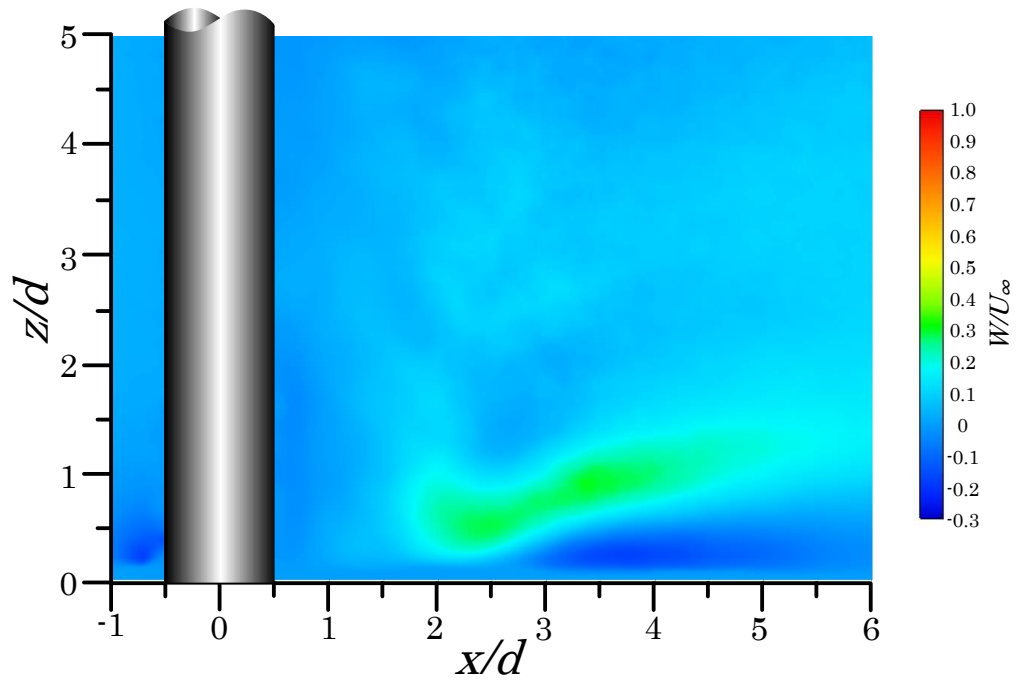
(a)  $\delta/d=0.26$



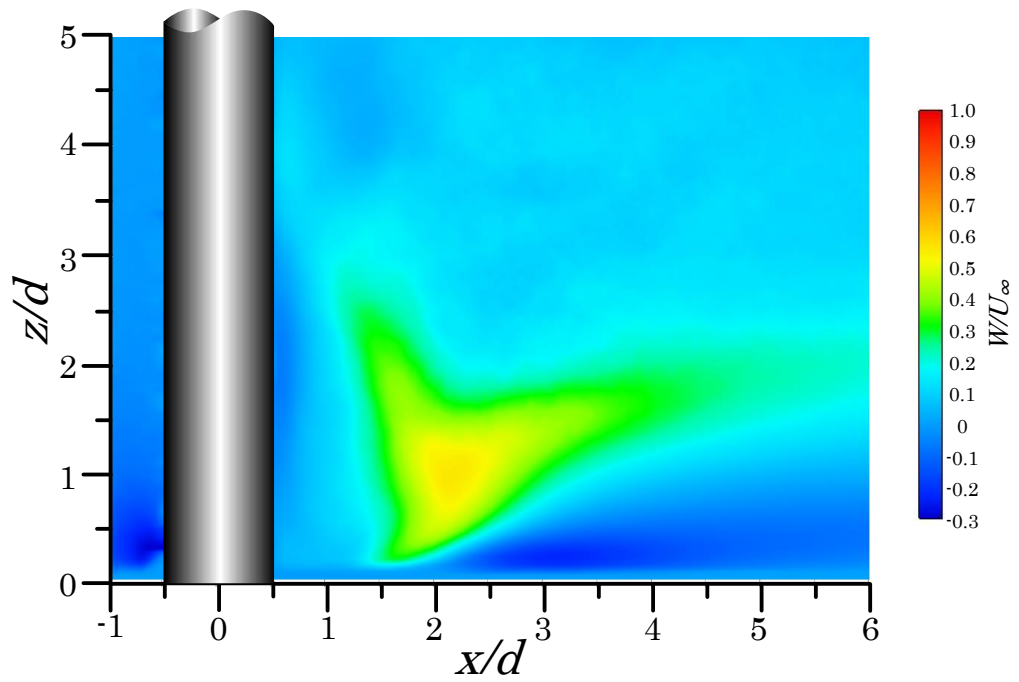
(b)  $\delta/d=0.82$

Fig.5.4 Contour map of stream wise velocity  
( $Re=1000$ ,  $y/d=0$ )



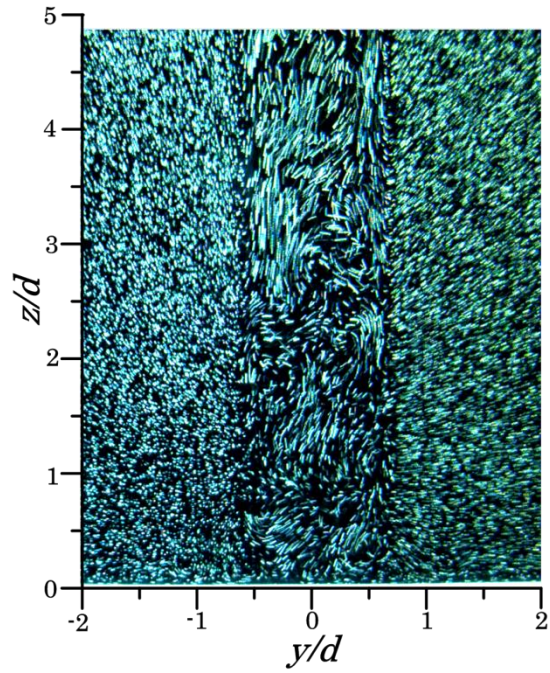


(a)  $\delta/d=0.26$

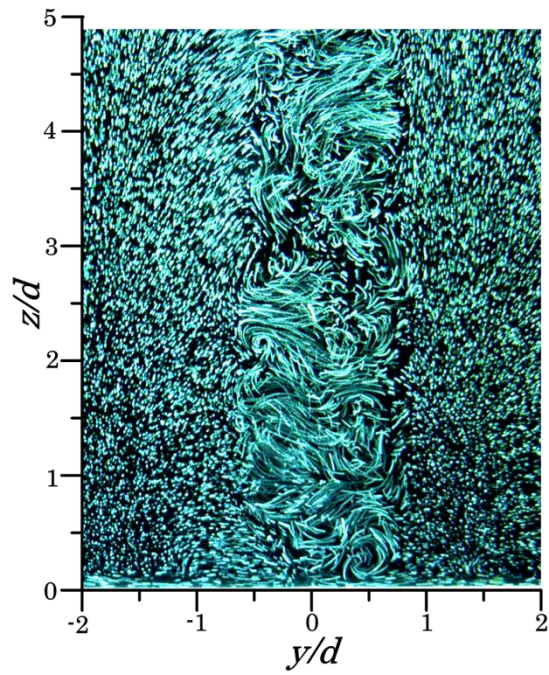


(b)  $\delta/d=0.82$

Fig.5.5 Contour map of span wise velocity  
( $Re=1000, y/d=0$ )



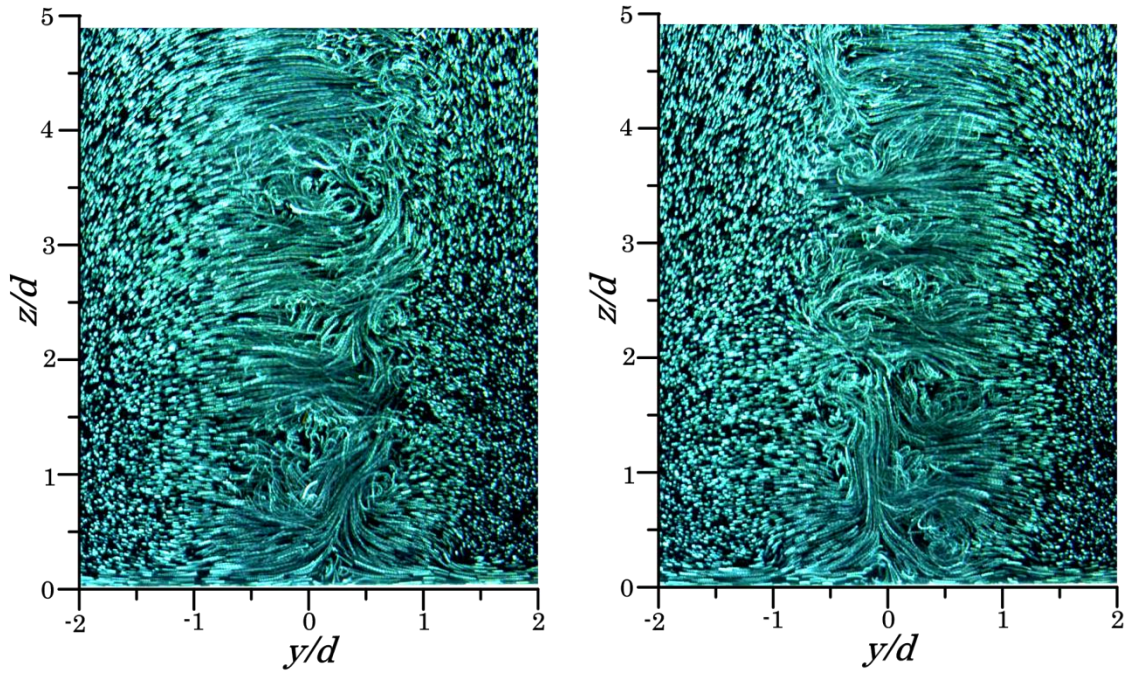
(a)  $x/d=1.0$



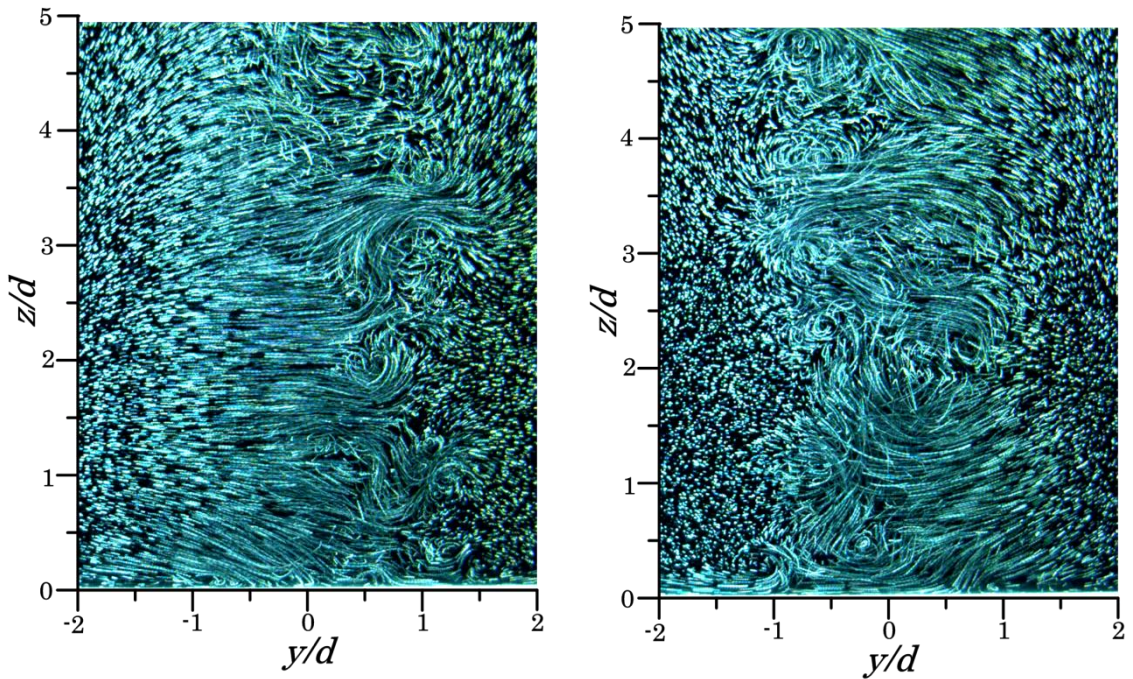
(b)  $x/d=2.0$

Fig.5.6 Visualization of y-z plane ( $\delta/d=0.26$ )



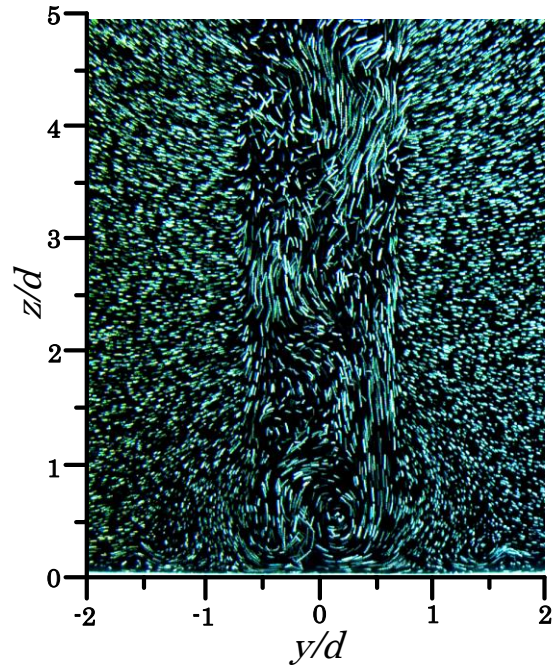


(c)  $x/d=3.0$

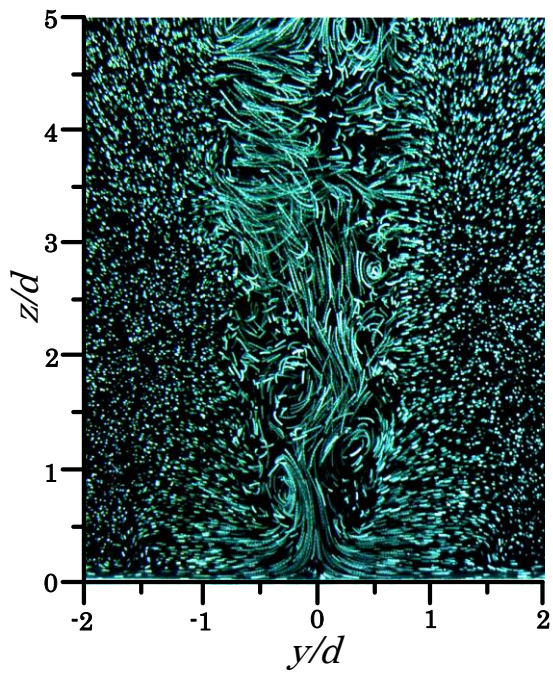


(d)  $x/d=4.0$

Fig.5.6 Visualization of y-z plane ( $\delta/d=0.26$ )



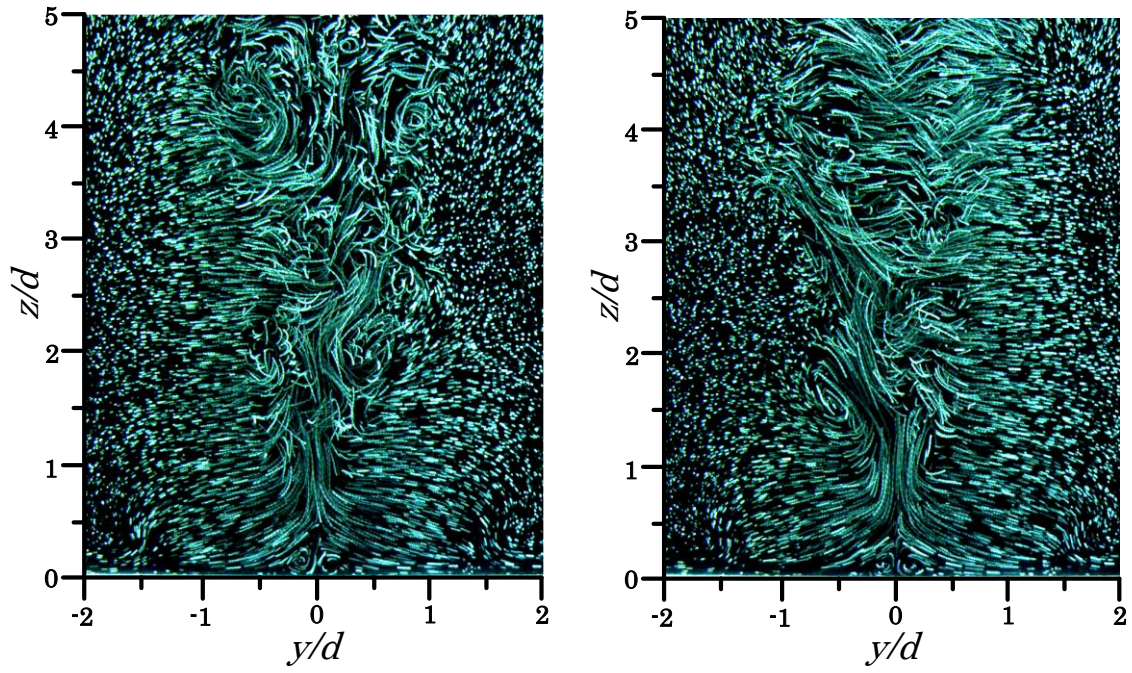
(a)  $x/d=1.0$



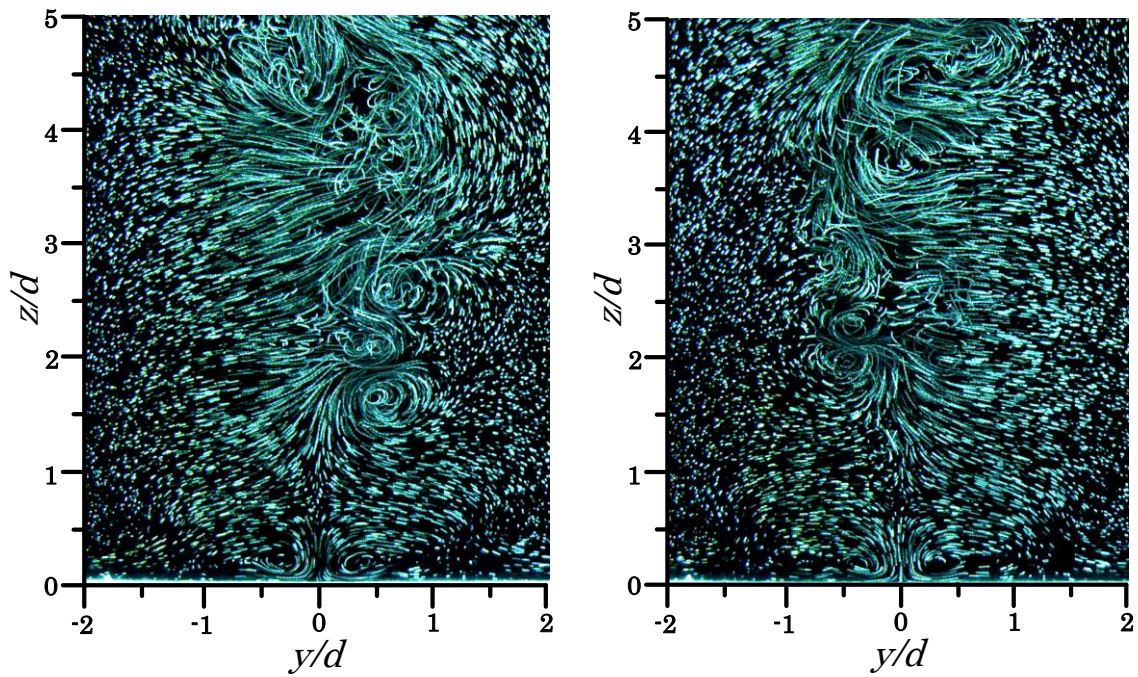
(b)  $x/d=2.0$

Fig.5.7 Visualization of  $y$ - $z$  plane ( $\delta/d=0.82$ )



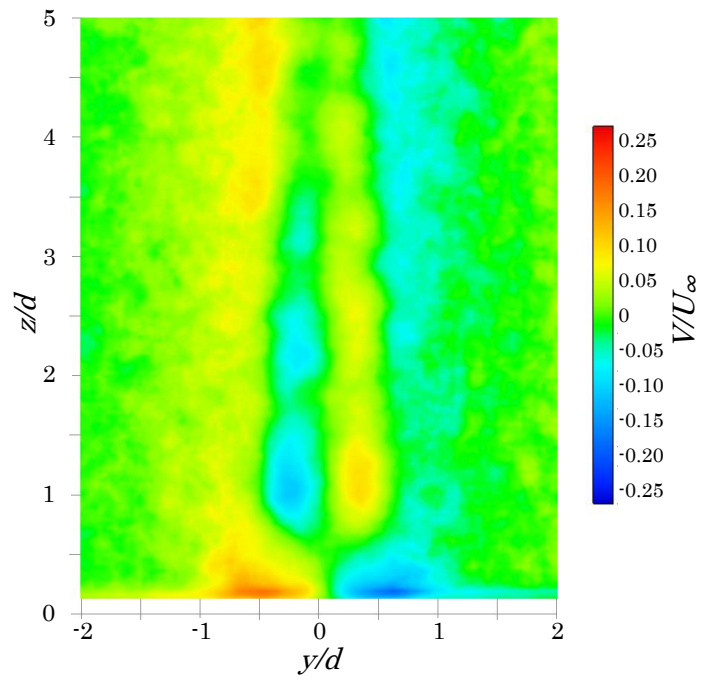


(c)  $x/d=3.0$

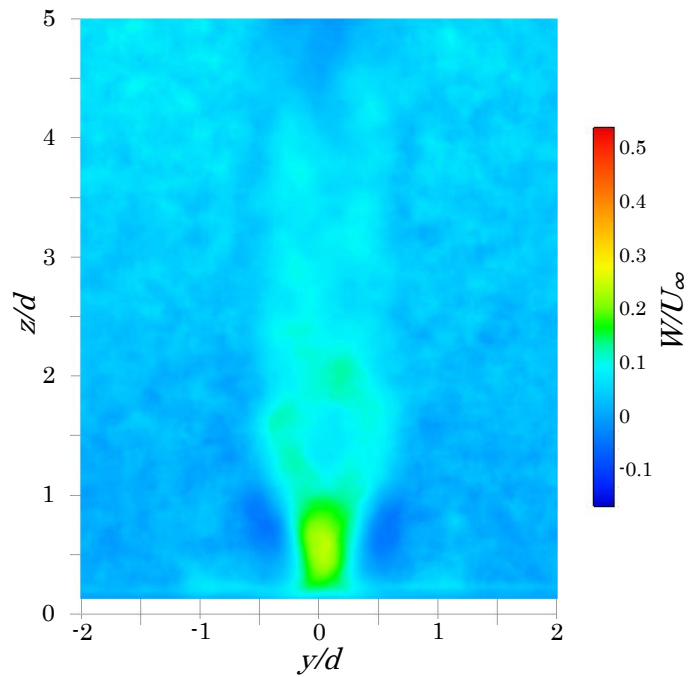


(d)  $x/d=4.0$

Fig.5.7 Visualization of y-z plane ( $\delta/d=0.82$ )

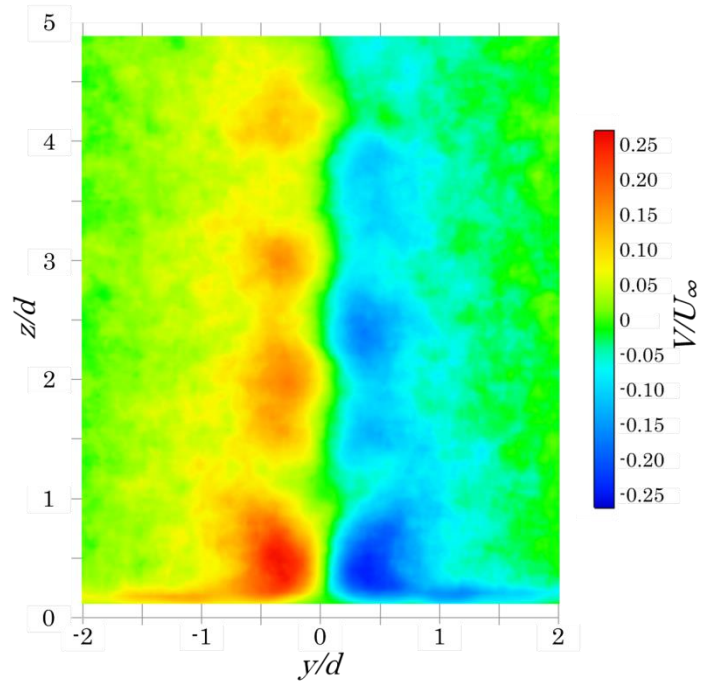


(a) Distribution of  $V/U_\infty$

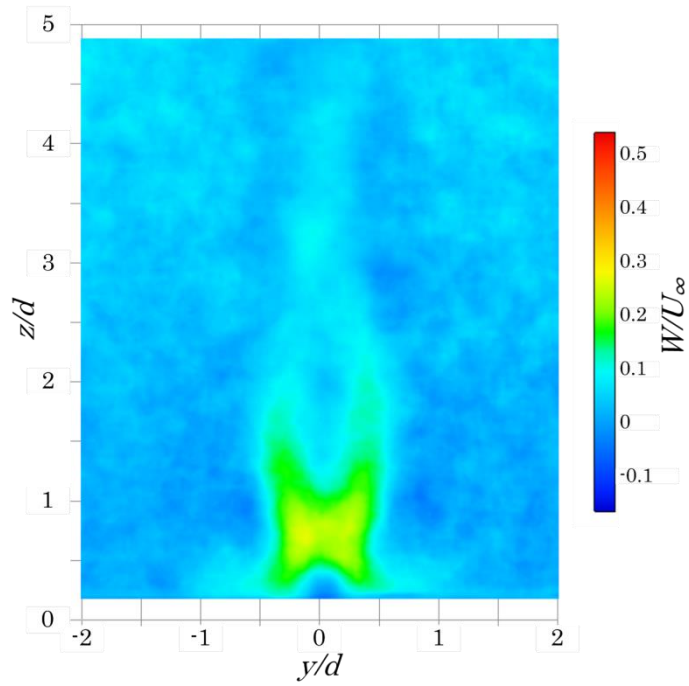


(b) Distribution of  $W/U_\infty$

Fig.5.8 Contour map of y-z plane velocity  
 ( $Re=1000$ ,  $\delta/d=0.26$ ,  $x/d=2.0$ )



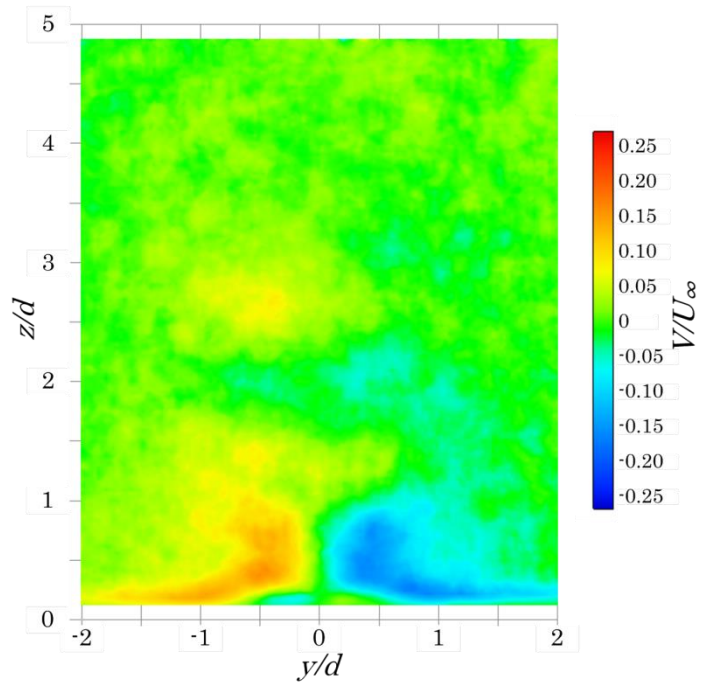
(a) Distribution of  $V/U_\infty$



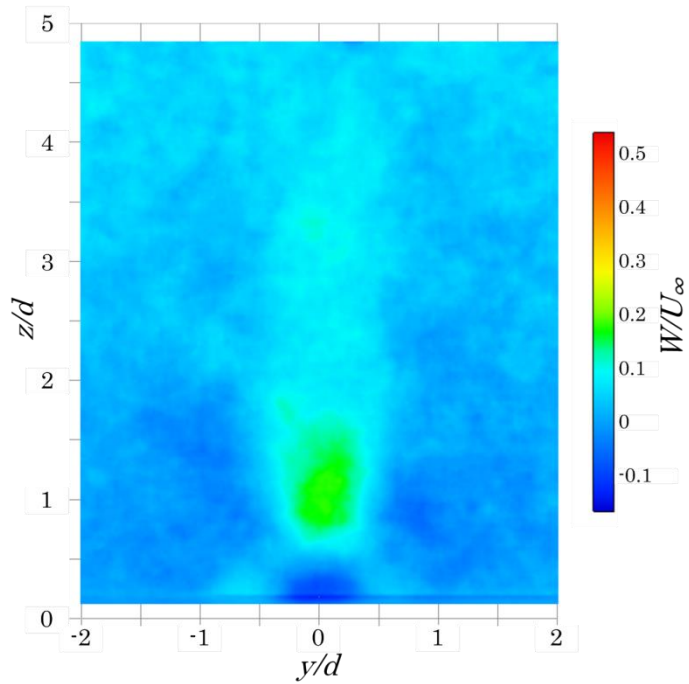
(b) Distribution of  $W/U_\infty$

Fig.5.9 Contour map of y-z plane velocity  
( $Re=1000$ ,  $\delta/d=0.26$ ,  $x/d=3.0$ )





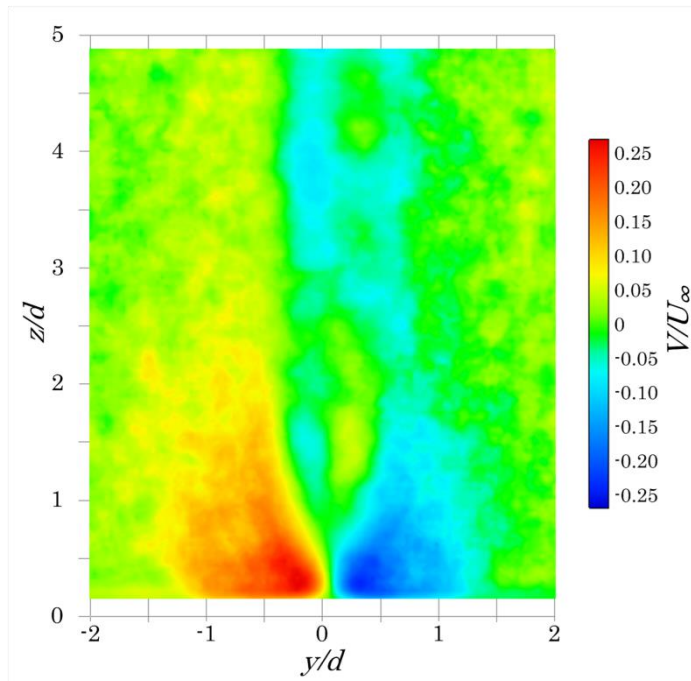
(a) Distribution of  $V/U_\infty$



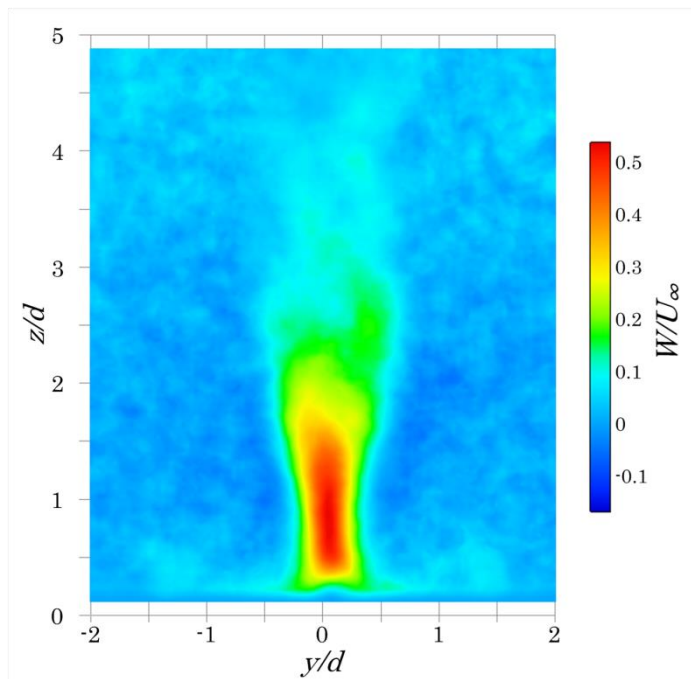
(b) Distribution of  $W/U_\infty$

Fig.5.10 Contour map of y-z plane velocity  
 ( $Re=1000$ ,  $\delta/d=0.26$ ,  $x/d=4.0$ )



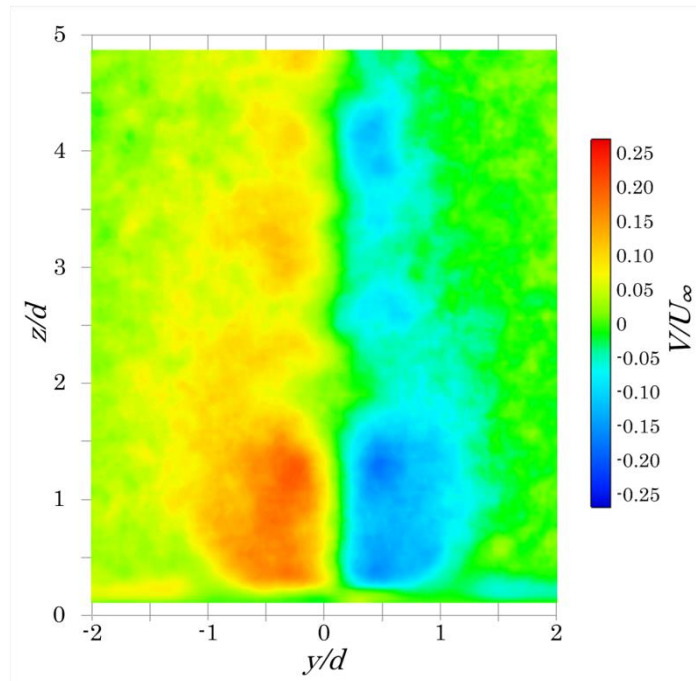


(a) Distribution of  $V/U_\infty$

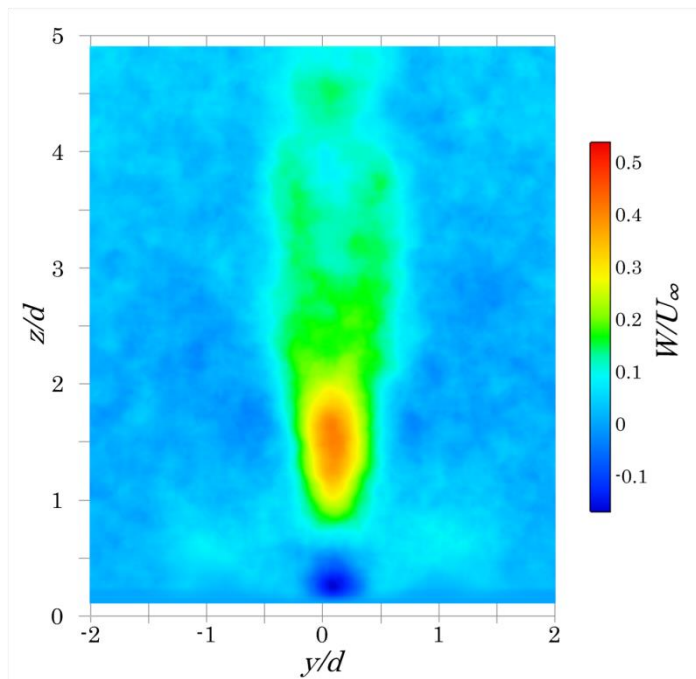


(b) Distribution of  $W/U_\infty$

Fig.5.11 Contour map of y-z plane velocity  
 ( $Re=1000$ ,  $\delta/d=0.82$ ,  $x/d=2.0$ )

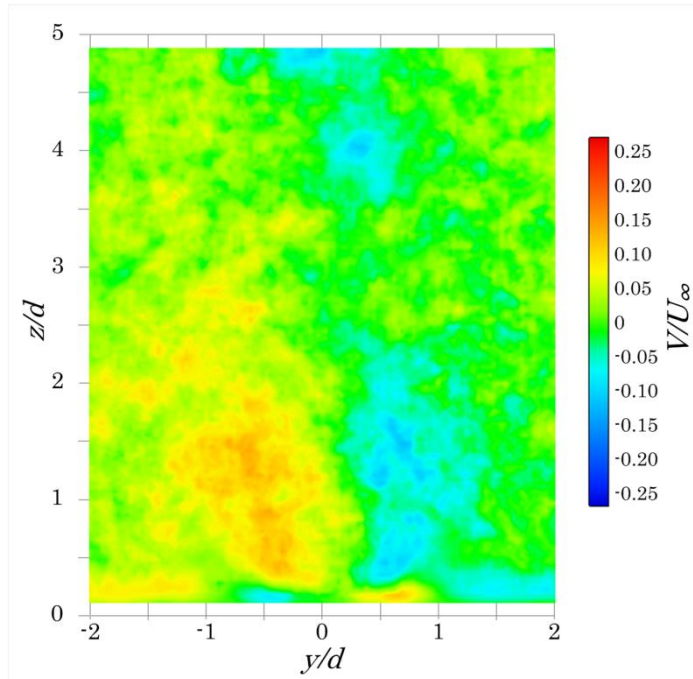


(a) Distribution of  $V/U_\infty$

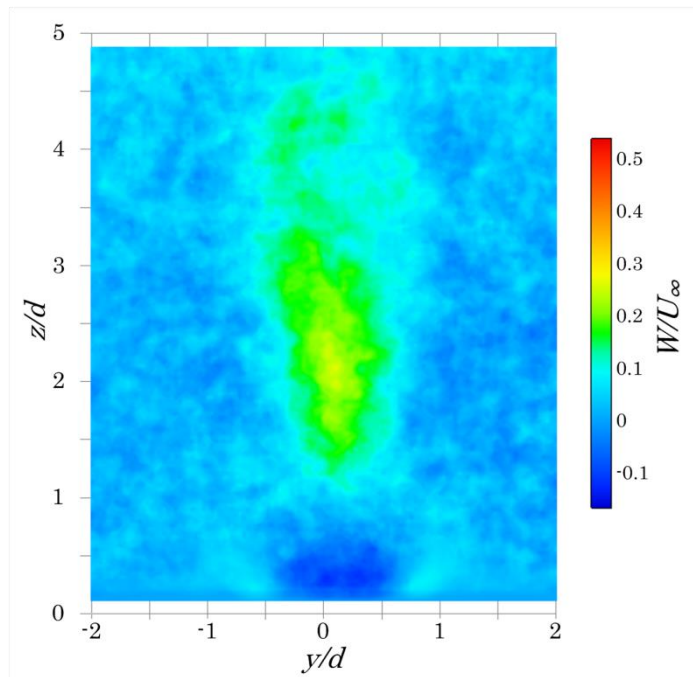


(b) Distribution of  $W/U_\infty$

Fig.5.12 Contour map of y-z plane velocity  
 ( $Re=1000$ ,  $\delta/d=0.82$ ,  $x/d=3.0$ )

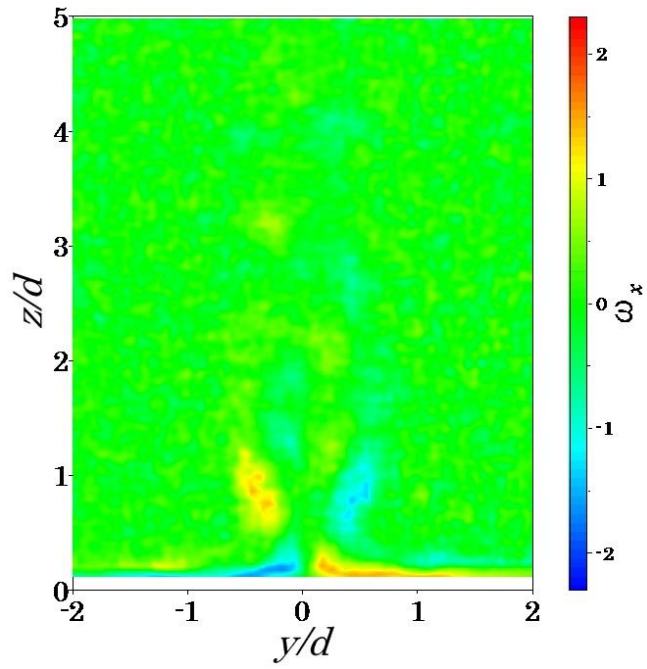


(a) Distribution of  $V/U_\infty$

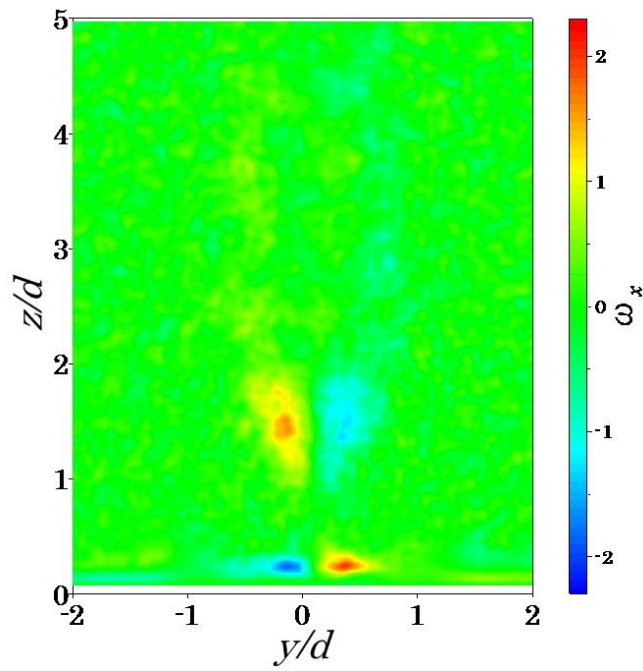


(b) Distribution of  $W/U_\infty$

Fig.5.13 Contour map of y-z plane velocity  
 ( $Re=1000$ ,  $\delta/d=0.82$ ,  $x/d=4.0$ )

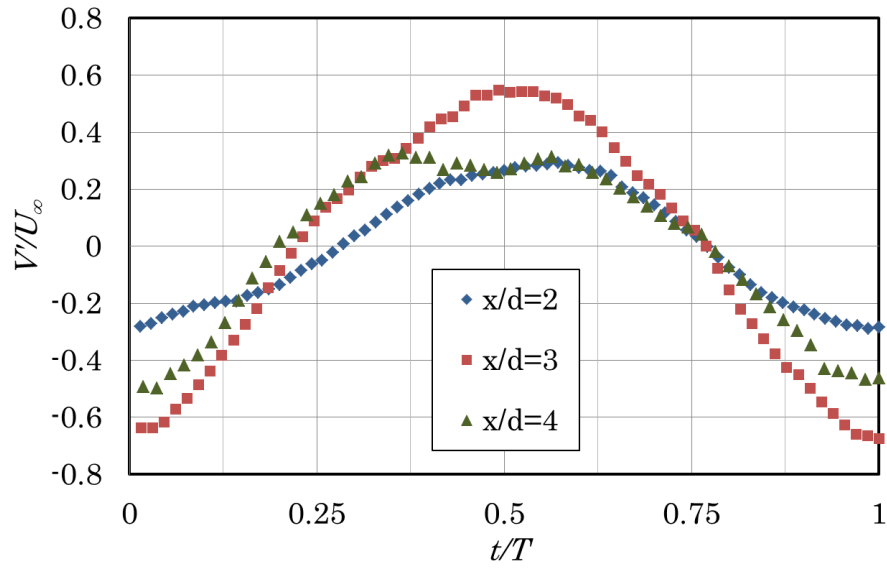


(a)  $\delta/d=0.26$

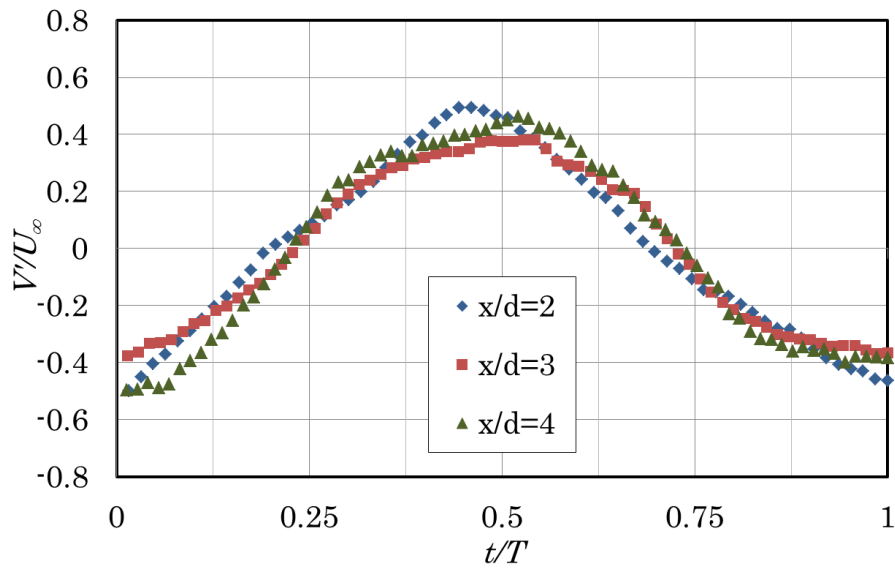


(b)  $\delta/d=0.82$

Fig.5.14 Contour map of y-z plane Vorticity  
( $Re=1000, x/d=3.0$ )



(a)  $\delta/d=0.26$



(b)  $\delta/d=0.82$

Fig.5.15 Distribution of phase average velocity  
( $Re=1000, x/d=3.0$ )



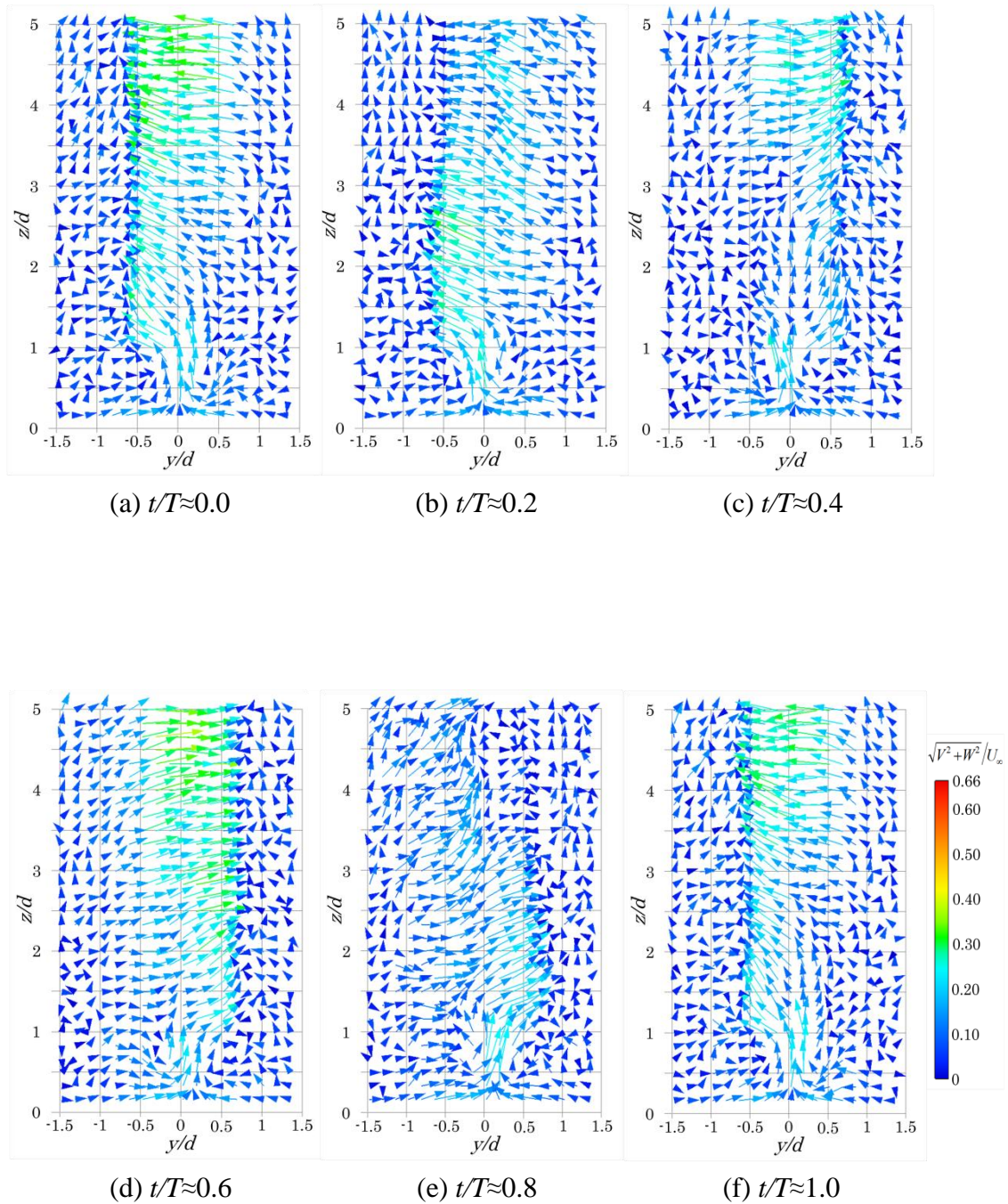


Fig.5.16 Vector distribution of phase average velocity  
 $(\delta/d=0.26, x/d=2.0)$

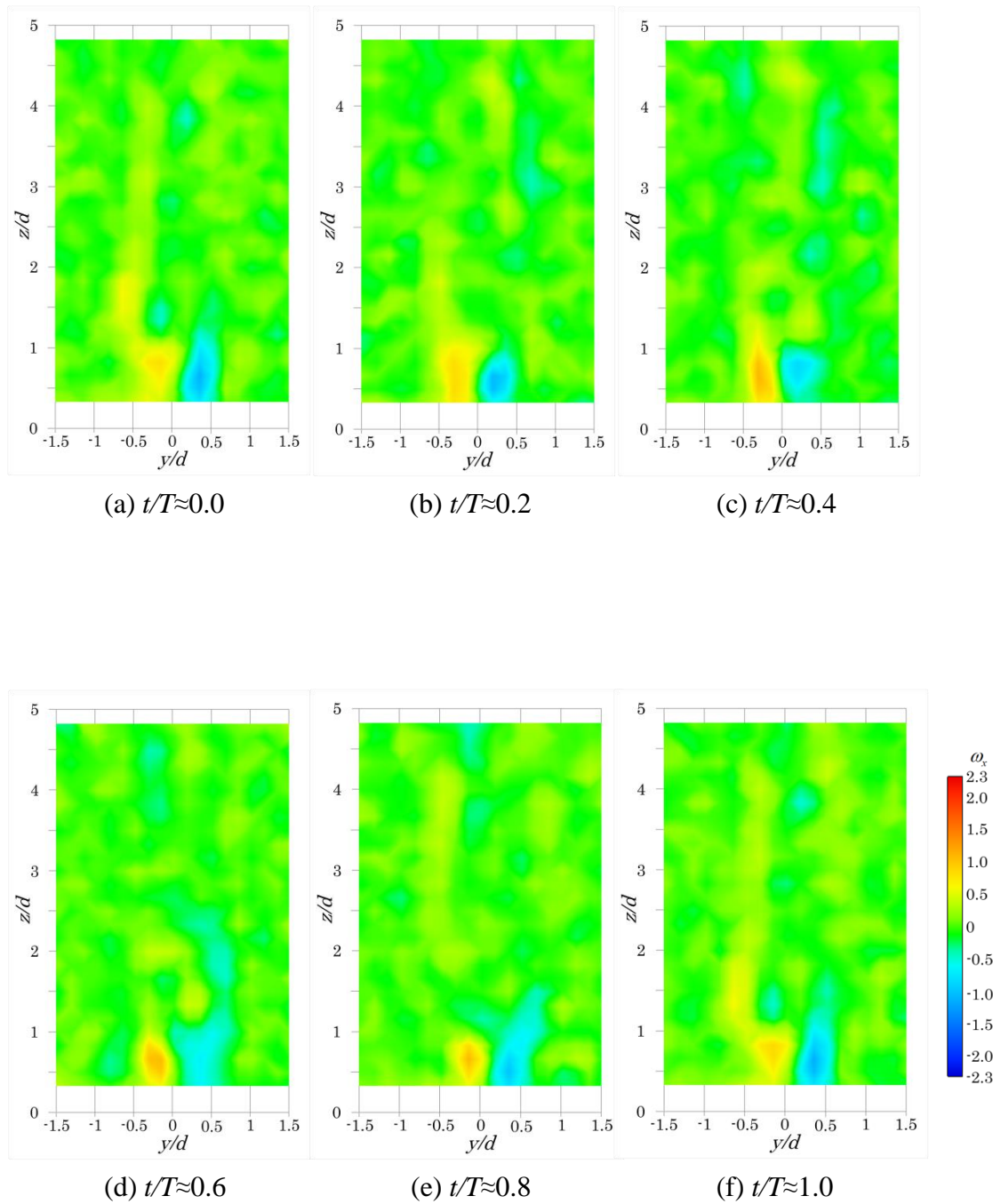


Fig.5.17 Contour map of phase average vorticity  
 $(\delta/d=0.26, x/d=2.0)$



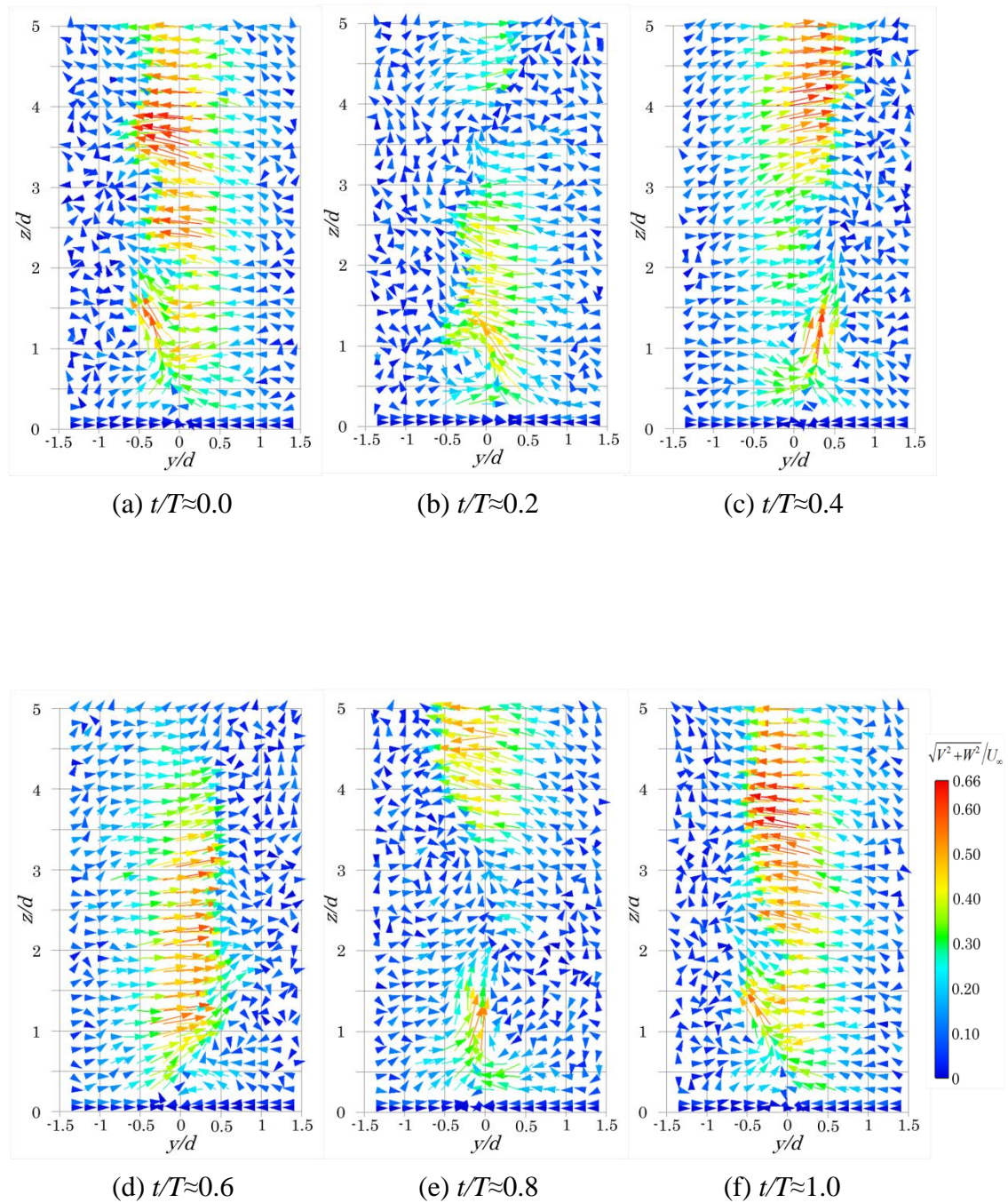


Fig.5.18 Vector distribution of phase average velocity  
 $(\delta/d=0.26, x/d=3.0)$



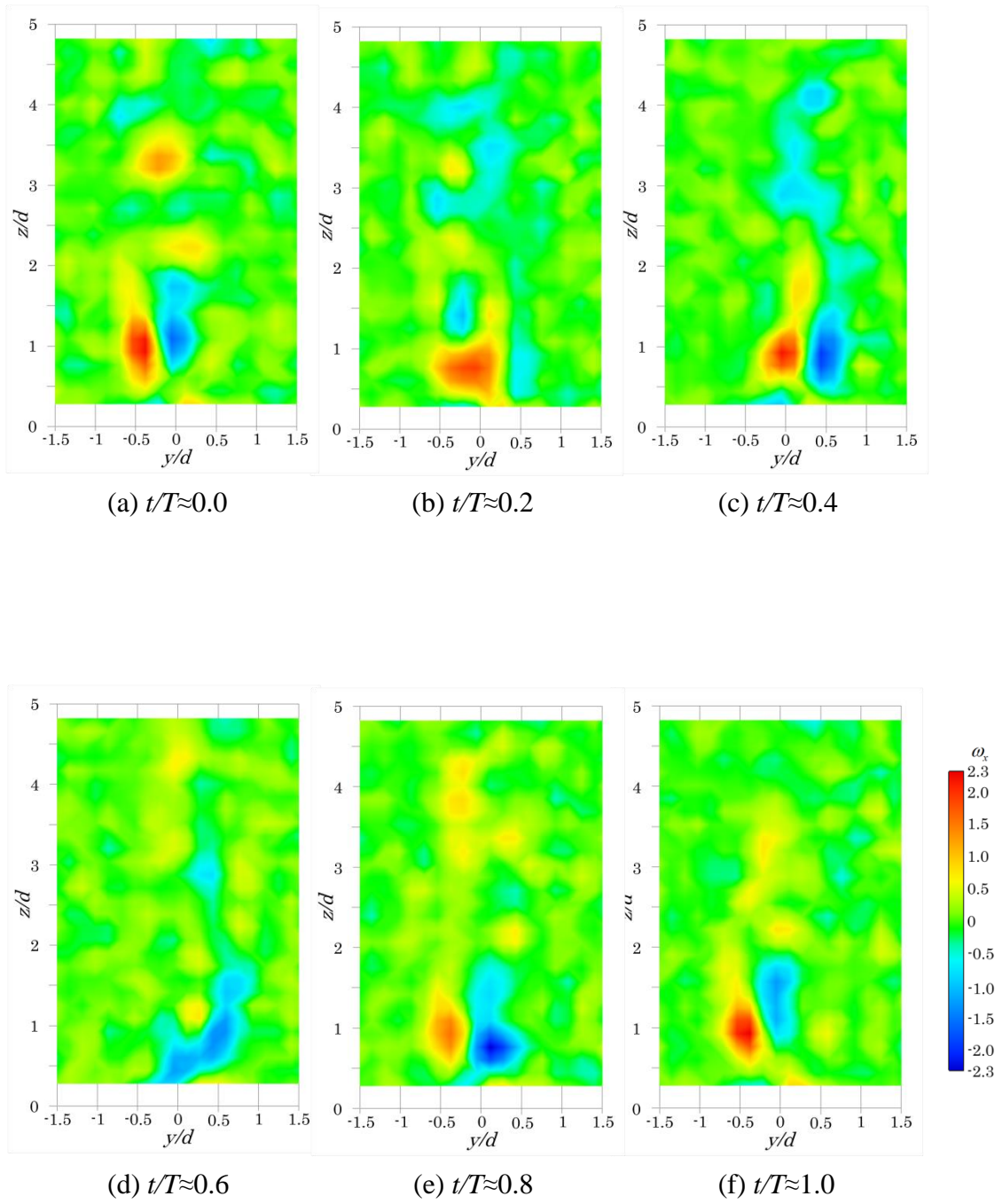


Fig.5.19 Contour map of phase average vorticity  
 $(\delta/d=0.26, x/d=3.0)$

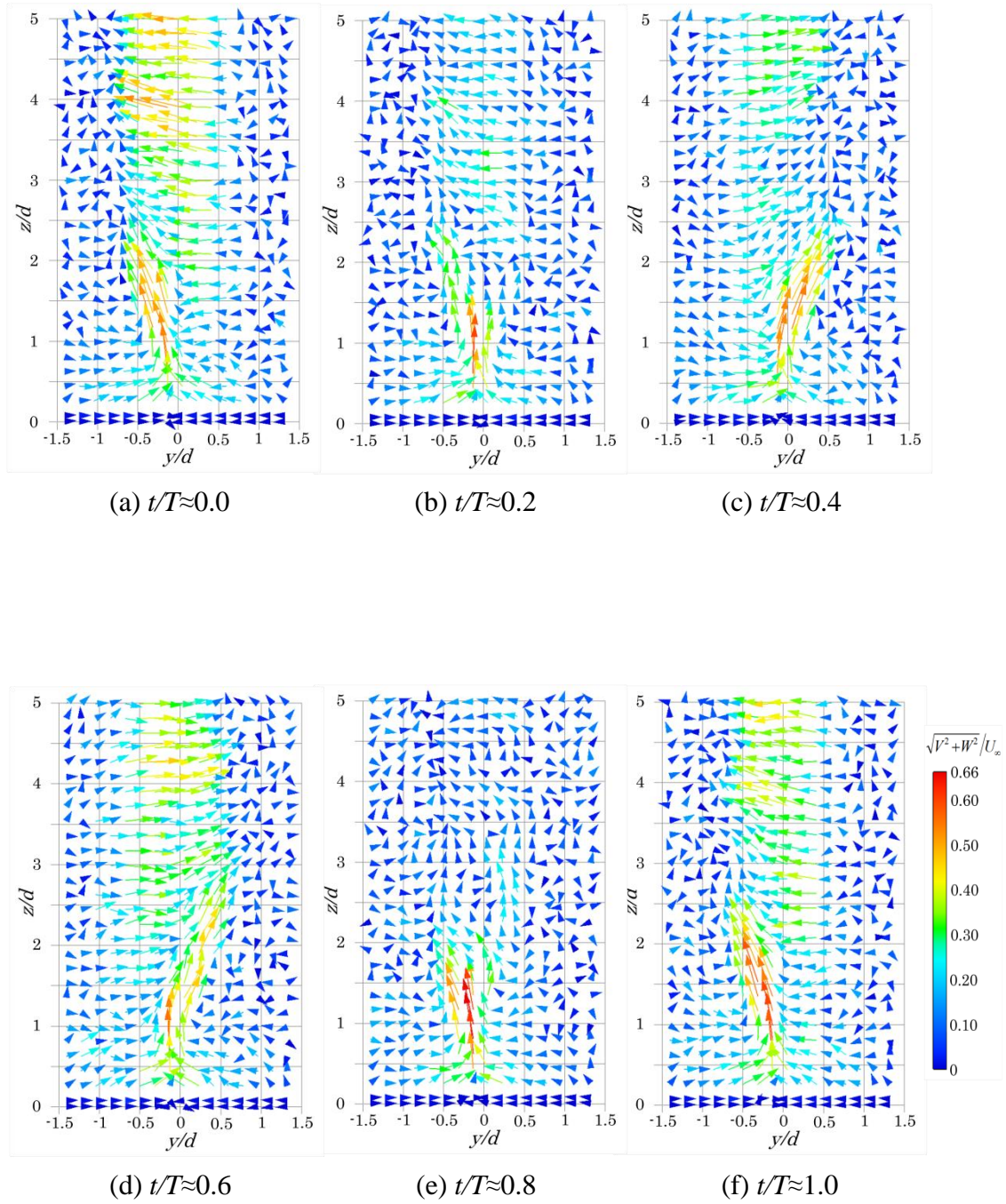


Fig.5.20 Vector distribution of phase average velocity  
 $(\delta/d=0.82, x/d=2.0)$

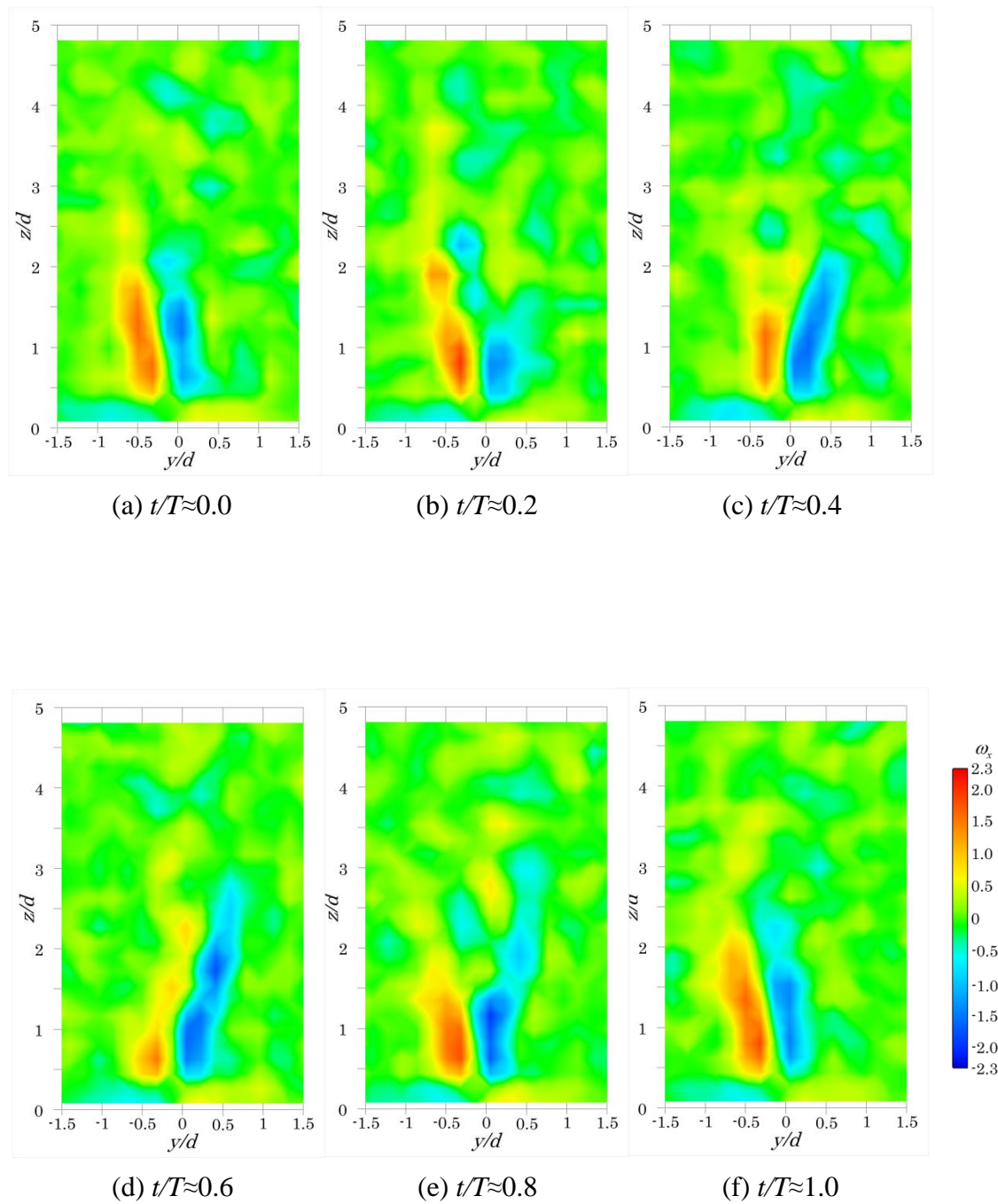


Fig.5.21 Contour map of phase average vorticity  
 $(\delta/d=0.82, x/d=2.0)$



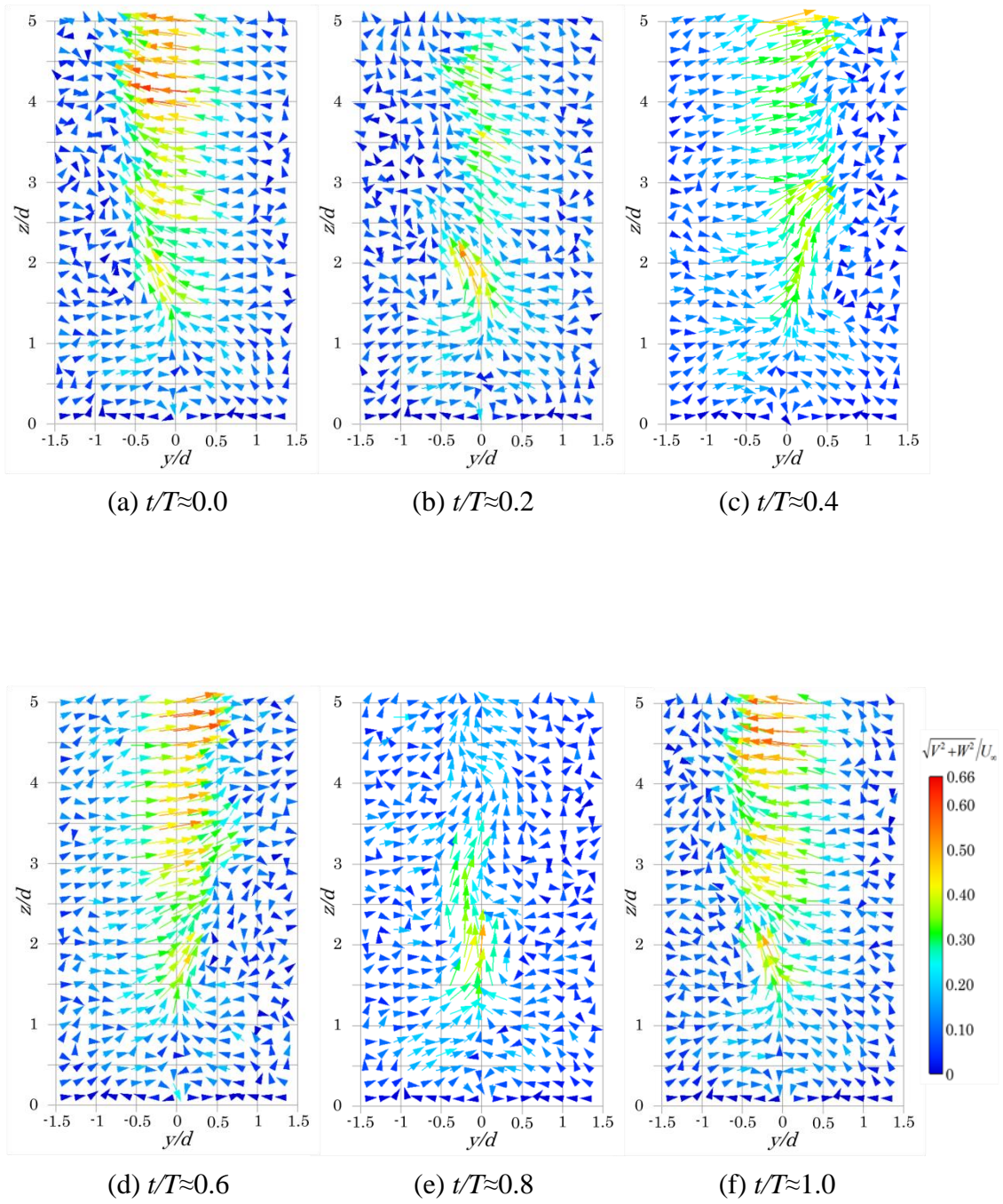


Fig.5.22 Vector distribution of phase average velocity  
 $(\delta/d=0.82, x/d=3.0)$

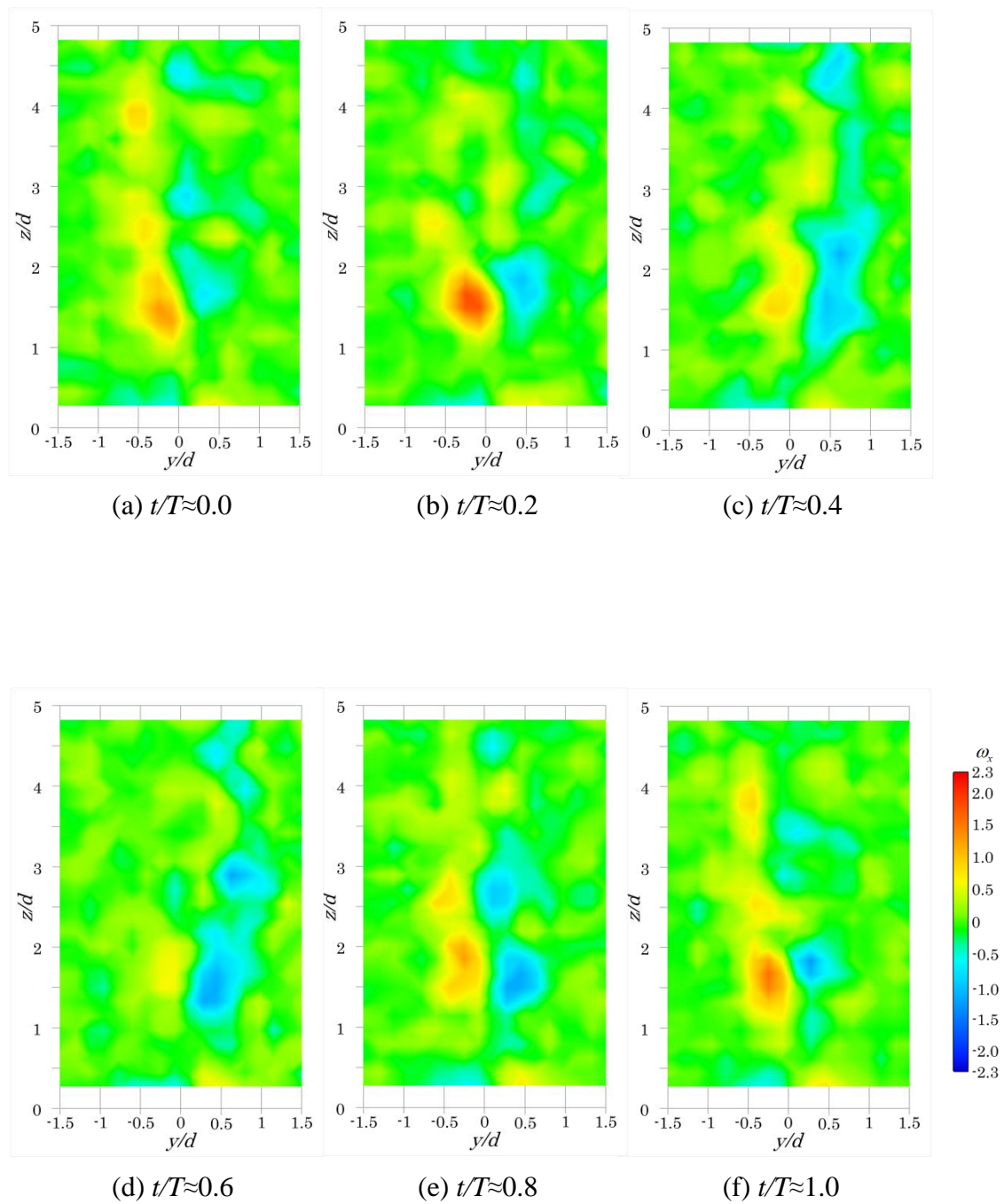


Fig.5.23 Contour map of phase average vorticity  
 $(\delta/d=0.82, x/d=3.0)$

## 第6章 結論

本研究では、円柱を支持する端部壁面上境界層が円柱周りの空力特性と流れ場に及ぼす影響について明らかにしてきた。

第 2 章では壁面前縁形状が円柱周りの流れ場に及ぼす影響を調査するため、直径  $d=10\text{mm}$  の円柱を用いレイノルズ数  $Re=8000$ 、閉塞率 3.3% の条件で先端形状の異なる二種類の壁面を用いてアスペクト比を  $L/d=8\sim 32$  の範囲で変化させ実験を行った。実験に用いた壁面は Angle Type と Trip-wire Type の二種類でどちらも壁面上には遷移境界層が形成されており、Angle Type では形状係数が  $H=1.62$  で境界層厚さが  $\delta/d=0.83$ 、Trip-wire Type では形状係数が  $H=1.72$  で境界層厚さが  $\delta/d=0.60$  となった。それぞれの壁面を用いて円柱表面圧力分布の計測を行い、壁面前縁形状が与える影響を調査した。その結果を以下に示す。

- (1) アスペクト比  $L/d=8\sim 32$  の範囲で得られたスパン中央位置における背圧係数の値は、壁面の先端形状によらずアスペクト比が大きくなるにつれ減少し、アスペクト比  $L/d=50$  程度で Norberg により示された二次元に近い状態での  $Re=8000$  の背圧係数の値に一致すると考えられる。圧力抗力係数の値についても、アスペクト比  $L/d=50$  程度で Wieselsberger の示した抗力係数の値に一致すると考えられる。したがって、先端形状を考慮した条件での要求アスペクト比は 50 程度である。
- (2) 二次元性を確保するために円柱両端に用いる端板という観点から二種類の端板の背圧分布をみると、スパン中央位置における背圧係数の値による評価では、アスペクト比によらず Angle Type に対し Trip-wire Type の方が低い背圧係数を示している。一方で背圧の円柱軸方向分布が一定の値を示す範囲については、Angle Type ではどのアスペクト比においてもおおむねスパン中央付近では一定の分布が示されているのに対し、Trip-wire Type ではアスペクト比の大きい  $L/d=32$  においても一定の分布を示す領域を確認することができない。したがって本実験の結果からは、どちらの先端形状が二次元性の確保に適しているとは一概には言えない。

第 3 章では円柱を支持する壁面上層流境界層の厚さが円柱表面圧力分布に及ぼす影響を調査した。実験条件はレイノルズ数  $Re=3000$  の一定とし、直径  $d=4\text{mm}$  と  $d=6\text{mm}$  の円柱を用いてアスペクト比を  $L/d=10\sim 55$  で変化させた。このとき円柱設置位置を変えることにより円柱を支持する壁面上境界層の厚さを  $\delta/d=0.26\sim 0.82$  で変化させ、円柱

表面圧力分布に与える影響を調査した。その結果を以下に示す。

- (1) 円柱周方向圧力分布では、壁面上境界層厚さごとにアスペクト比から受ける影響は異なり、境界層が厚いほどアスペクト比の影響を大きく受ける。またどの境界層厚さにおいても、アスペクト比の影響を受け始める位置は剥離点よりも上流側となっている。
- (2) 前方よどみ点の円柱軸方向圧力分布では、円柱端部において境界層厚さにより異なる分布傾向を示した。このことから、円柱と平面壁との接合部前縁において境界層厚さの違いにより流れ構造が異なると考えられる。また前方よどみ点圧力はアスペクト比による影響をほとんど受けていないことから、円柱前方では壁面上の境界層厚さによる影響が支配的であると考えられる。
- (3) 円柱軸方向背圧分布では、境界層厚さが異なることにより分布傾向が大きく異なる。また境界層厚さが厚い場合においては、アスペクト比により背圧そのものの値が大きく異なりアスペクト比が小さいほど高い背圧の値を示す。
- (4) アスペクト比と端部壁面上境界層厚さが背圧係数と抗力係数に与える影響を、スパン係数を用いることで同時に考慮することが可能となる。二次元性を保証するために必要なスパン係数の値は  $L/2\delta=60$  程度と考えられる。

第 4 章では円柱近傍後流に及ぼす端部層流境界層の影響を調査するため、直径  $d=9\text{mm}$  の円柱を用いてレイノルズ数  $Re=3000$ 、アスペクト比  $L/d=25$ 、円柱を支持する壁面上の相対境界層厚さ  $\delta/d=0.37, 0.82$  の条件で熱線流速計を用いて円柱後流の変動速度の計測を行った。このときのスパン係数は境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.37$  のとき  $L/2\delta=33.8$ 、境界層厚さの厚い側である  $\delta/d=0.82$  のとき  $L/2\delta=15.2$  となっている。計測した変動速度の値に対し高速フーリエ変換およびウェーブレット変換による周波数解析を行い、円柱からの渦放出周波数に与える端部壁面上層流境界層の影響を調査した。その結果を以下に示す。

- (1) 円柱後流の乱れ強度分布および周波数解析の結果より、境界層厚さの薄い側である  $\delta/d=0.37$  ではカルマン渦に関連する渦構造が壁面近傍まで到達していると考えられる。それに対し境界層厚さの厚い側である  $\delta/d=0.82$  では、カルマン渦に関連する渦構造は壁面まで到達しておらず、壁面近傍ではカルマン渦とは異なる変動を有する流れ構造が存在する。
- (2) 境界層厚さによらず壁面近傍の  $z/d=0.5, y/d=\pm 0.5$  付近には、乱れ強度が強い領域が存在し、この領域ではカルマン渦よりも低周波数の卓越周波数が確認できる。この卓越周波数は、境界層が薄い側の  $\delta/d=0.37$  に対し厚い側の  $\delta/d=0.82$

では低い周波数を示している。しかしウェーブレット解析の結果では、境界層厚さの薄い側の  $\delta/d=0.37$  では定常な周波数が観測されたことに対し、厚い側の  $\delta/d=0.82$  では非定常な周波数が観測され、似たような位置に存在するにもかかわらず異なる渦構造である可能性を示した。

- (3) 円柱後流のスパン中央位置でのカルマン渦において、境界層厚さによらずカルマン渦の強さは同程度である。しかし境界層厚さの薄い側の  $\delta/d=0.37$  に対し厚い側の  $\delta/d=0.82$  では、カルマン渦が幅広い周波数帯域を持つことを明らかにした。

第 5 章では円柱と平面壁との接合部近傍の詳細な流れ構造を明らかにするため、水槽において直径  $d=20\text{mm}$  の円柱を用いレイノルズ数  $Re=1000$  の一定で実験を行った。水深は約  $270\text{mm}$  となっており、床壁面から上方  $50\text{mm}$  の位置に平面壁を設置し層流境界層を形成させ、境界層厚さ  $\delta/d=0.26$  と  $\delta/d=0.82$  の条件で実験を行った。円柱は水深に対し十分長く円柱上端は水面から突き出している。平面壁から水面までの長さよりアスペクト比を求めると  $L/d\approx 11$  となり、スパン係数は  $L/2\delta\approx 6.7\sim 21.1$  となった。これらの条件において可視化実験を行い、流跡線画像による定性的な評価と PIV 解析による定量的な評価を実施した。また、PIV 解析結果より求めた速度の値を元に、カルマン渦の周期を基準とする位相平均による解析を行った。その結果を以下に示す

- (1) 境界層厚さが  $\delta/d=0.26$  と  $\delta/d=0.82$  のどちらの条件においても、円柱後流の  $x/d=2\sim 3$  の領域において壁面近傍から円柱軸方向への吹き出しが存在する。この吹き出しは境界層厚さが厚い側である  $\delta/d=0.82$  では、境界層厚さが薄い側となる  $\delta/d=0.26$  よりも速い吹き出しを示した。
- (2) 壁面近傍の流れ構造は、境界層厚さが薄い側である  $\delta/d=0.26$  では壁面近傍からの吹き出しがカルマン渦の周期に連動して左右へ変動する。それに対し、境界層厚さが厚い側である  $\delta/d=0.82$  では、壁面近傍でカルマン渦に関連する変動は存在せず、吹き出しの内側に流れ方向へ軸を持つ一対の渦構造が形成される。
- (3) 位相平均挙動の結果より、円柱後流に形成されるカルマン渦は円柱軸方向への位相のずれを持っている。この位相のずれは境界層厚さの違いにより変化する。

以上の結果より、円柱を支持する壁面上の境界層厚さは円柱の軸方向長さに対しては僅かな厚さしか存在しないが、円柱周りの流れ構造に対して様々な影響を及ぼすことが明らかとなった。円柱まわりの流れにおいて二次元性を確保するためには、大き



いアスペクト比を用意するだけでなく薄い境界層である必要がある。また、円柱と壁面との接合部の流れ構造については、円柱上流側で発生した境界層厚さによる現象の違いが円柱後流に影響を及ぼしていると考えられるため、円柱上流の流れ構造が流下する様子を詳細に調査することで現象の解明に近づくと考えられる。

## 謝辞

本博士論文の内容は、著者が大島商船高等専門学校電子機械工学科在職中に平成24年度より社会人学生として大分大学工学研究科物質生産工学専攻機械システム創成工学講座の流体力学研究室に所属し、大分大学工学部教授山田英巳先生の御指導のもとに行った研究をまとめたものです。本研究を遂行するにあたり、終始丁寧な御指導と御鞭撻を頂いた山田英巳先生に心より感謝申し上げます。また、在職中にも関わらず社会人学生として研究を行うことに御理解と御協力を頂きました大島商船高等専門学校長の石田廣史先生をはじめ、同校の教職員の皆様に感謝申し上げます。平成26年5月から平成27年2月までの10ヶ月間は独立行政法人国立高等専門学校機構の内地研究員制度を利用して頂き研究活動に専念することができました。内地研究を行うにあたり御支援と御協力頂いた皆様に御礼申し上げます。

学位論文審査において、注意深い御検討と貴重な御助言を頂いた大分工業高等専門学校長の古川明德先生、大分大学工学部教授の濱川洋充先生、同じく教授の小田和広先生、准教授の岩本光生先生に心から感謝申し上げます。

大分大学技術職員の甲斐照高氏には、実験装置の製作や計測装置の改良に多大な御支援と御教示を頂きました。謹んで御礼申し上げます。また、装置製作に御支援頂いた大分大学実習工場の皆様にも御礼申し上げます。

本研究を行うにあたり、先行実験により研究の方向性を示して頂いた徳山工業高等専門学校流体研究室の古城巧太氏、前田貴寛氏、大分大学流体力学研究室の高崎浩太氏に感謝申し上げます。実験の遂行に当たり、装置の使い方や実験の方法を御指導して頂き共に実験を行った大分大学流体力学研究室の林詠語氏、佐藤晃郎氏、吉野俊二氏に御礼申し上げます。合わせて実験に御協力頂いた、大分大学流体力学研究室の溝部遼平氏、中西弘樹氏、美野友紀氏、阿部貴史氏、河野裕哉氏に感謝申し上げます。また本論文の校正に御協力頂いた大分大学流体力学研究室の戸田啓太氏、大島商船高等専門学校電子機械工学科の卒業研究生である濱岡悠介氏、藤本大地氏、藤本凌志氏、山田俊哉氏に感謝致します。さらに、本論文をまとめるにあたり御協力頂いた大分大学流体力学研究室の諸氏をはじめ、ご支援頂いた皆様に厚くお礼申し上げます。

平成28年3月

稲垣 歩

## 文献

- (1) 炭谷圭二, 前田和宏, 一之瀬健一. 自動車と流体力学車体周り流れと空力特性. *ながれ*. 2004, vol. 23, pp. 445–454.
- (2) 齋藤尚彦, 山田浩史. エアロスタビライジングフィンを用いた空力による運動性能の向上. *Toyota technical review*. 2012, vol. 58, no. 1, pp. 64–69.
- (3) 飯田明由, 小久保あゆみ, 塚本裕一, 本田拓, 横山博史, 貴島敬, 加藤千幸. ドアミラーから放射される空力・音響フィードバック音の発生条件. *日本機械学会論文集. B編*. 2007, vol. 73, no. 732, pp. 53–62.
- (4) 加島聰. 橋脚周りの流れと洗掘. *流れの可視化*. 1990, vol. 10, no. 36, pp. 29–33.
- (5) 藤沢延行, 白井紘行, 斎川雄司. ザボニウス風車まわりの流れ場と出力機構に関する研究. *日本機械学会論文集. B編*. 1987, vol. 53, no. 496, pp. 3716–3721.
- (6) 大屋裕二. 風レンズ風車という新しい風力発電システム. *日本風工学会誌*. 2011, vol. 36, no. 1, pp. 19–22.
- (7) 池田充. 最近のパンタグラフの低騒音化技術. *Railway Research Review*. 2009, vol. 66, no. 8, pp. 18–21.
- (8) 池田充. 新幹線用パンタグラフの開発に大型低騒音風洞を活かす. *Railway Research Review*. 2011, vol. 68, no. 8, pp. 14–17.
- (9) 真鍋克士, 白国紀行, 森川武雄. 高速列車のパンタグラフ空力音対策. *日本機械学会論文集. B編*. 1985, vol. 51, no. 463, pp. 959–964.
- (10) 奥津泰彦, 濱本直樹. 音響的な近傍/遠方場を考慮した自動車空力騒音予測手法の開発. *自動車技術会論文集*. 2012, vol. 43, no. 5, pp. 1139–1144.
- (11) Norberg, C. An experimental investigation of the flow around a circular cylinder : influence of aspect ratio. *Journal of Fluid Mechanics*. 1994, vol. 258, pp. 287–316.
- (12) West, G. S., Apelt, C. J. The effects of tunnel blockage and aspect ratio on the mean flow past a circular cylinder with Reynolds numbers between 104 and 105. *Journal of Fluid Mechanics*. 1972, vol. 114, pp. 361–377.
- (13) 山田英巳. 円柱周辺流動のスパン方向特性に対する端板効果. *日本機械学会論文集. B編*. 1992, vol. 58, no. 552, pp. 2368–2373.
- (14) Othmar H. Ammann, Theodore von Karman, Glenn B. Woodruff. The failure of the tacoma narrows bridge. A report to the honorable john M. carmody Administrator, Federal Works Agency Washington D.C. 1941.
- (15) 山口彰, 小倉健志. 「もんじゅ」温度計の流力振動. *日本原子力学会誌*. 1997, vol. 39, no. 10, pp. 842–853.

- (16) Frederick, Michael, Banks, Dan, Garzon, Andres, Matisheck, Jason. Flight Tests of a Supersonic Natural Laminar Flow Airfoil. *Measurement Science and Technology*. 2015, vol. 26, pp. 1–18.
- (17) Hong, Jiarong, Toloui, Mostafa, Chamorro, Leonardo P., Guala, Michele, Howard, Kevin, Riley, Sean, Tucker, James, Sotiropoulos, Fotis. Natural snowfall reveals large-scale flow structures in the wake of a 2.5-MW wind turbine. *Nature Communications*. 2014, vol. 5, no. May, pp. 1–9.
- (18) 望月博昭, 小牧博文, 森田誠, 草道いずみ. 自由飛行するトンボと流れの観察. *可視化情報学会論文集*. 2003, vol. 23, no. 12, pp. 115–121.
- (19) 有江幹男, 木谷勝, 鈴木雍宏, 萩野光俊, 高橋恭吾. 円柱の流体力学的特性におよぼす主流乱れの影響. *日本機械学会論文集. B編*. 1980, vol. 46, no. 408, pp. 1427–1436.
- (20) 五十嵐保. スリットのある円柱まわりの流れ特性 (第1報, 流れの制御とフローパターン). *日本機械学会論文集. 第2部*. 1977, vol. 43, no. 372, pp. 2974–2984.
- (21) 五十嵐保. スリットのある円柱まわりの流れ特性 (第2報, 境界層吸込みの効果). *日本機械学会論文集. B編*. 1982, vol. 48, no. 425, pp. 25–34.
- (22) 白樫正高, 長谷川篤, 脇屋正一. 傾斜円柱からのカルマン渦流出周波数に対する二次流れの影響. *日本機械学会論文集. B編*. 1985, vol. 51, no. 468, pp. 2499–2504.
- (23) 宮内宏太郎, 志澤高朗, 本阿弥眞治. 平板境界層に設置した傾斜円柱まわりの流れ (壁面近傍の後流の構造). *日本機械学会論文集. B編*. 1998, vol. 64, no. 622, pp. 1748–1754.
- (24) 金元敏明, 豊倉富太郎. 円柱後流を有する広がり流路内流れ. *日本機械学会論文集. B編*. 1982, vol. 48, no. 425, pp. 18–24.
- (25) 加藤榮二, 安達勤. 円柱の後流渦に及ぼす主流の速度こう配の影響. *日本航空宇宙学会誌*. 1976, vol. 24, no. 270, pp. 25–33.
- (26) 田村尚敬, 木谷勝, 有江幹男, 斉藤司. 一様せん断流の中にある円柱からの渦放出. *日本機械学会論文集. B編*. 1981, vol. 47, no. 414, pp. 245–250.
- (27) Zedan, M. F., Seif, A., Shibl, A. Fluctuation levels in the wake of a shedding cylinder in shear flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 1992, vol. 5, no. 4, pp. 524–532.
- (28) 瓜田明, 田中周治. 主流方向圧力こう配中における円柱の空力特性に関する研究. *日本機械学会論文集. B編*. 2000, vol. 66, no. 643, pp. 789–795.
- (29) 田中周治, 村田暹. 周期変動流中における円柱の空力特性. *日本機械学会論文集. B編*. 1988, vol. 54, no. 503, pp. 1567–1574.
- (30) Zdravkovich, M. M. *Flow around circular cylinders : volume1*. 1997.
- (31) Zdravkovich, M. M. *Flow around circular cylinders : volume2*. 2002.

- (32) Kármán, Th. von. Ueber den Mechanismus des Widerstandes, den ein bewegter Körper in einer Flüssigkeit erfährt. Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse. 1911, pp. 509–517.
- (33) Williamson, C. H. K. Vortex Dynamics in the Cylinder Wake. Annual Review of Fluid Mechanics. 1996, vol. 28, pp. 477–539.
- (34) Wieselsberger, Von C. Weiter Feststellungen über die Gesetze des Flüssigkeits und Luftwiderstandes. Physik Zeitschr. 1922, vol. 23, pp. 219–224.
- (35) Morkovin, M. V. Flow around a Circular Cylinder : a Kaleidoscope of Challenging Fluid Phenomena. ASME. 1964, pp. 102–118.
- (36) 岡本哲史, 竹内廸雄. 風洞側壁が二次元円柱まわりの流れおよびその後流に及ぼす影響. 日本機械学会論文集. 第2部. 1975, vol. 41, no. 341, pp. 181–188.
- (37) 鈴木鐸士, 平野敏右. 円柱まわりの流れにおよぼす流路幅の影響. 日本機械学会論文集. 第2部. 1978, vol. 44, no. 385, pp. 3044–3051.
- (38) Stansby, P. K. The effects of end plates on the base pressure coefficient of a circular cylinder. Aeronautical Journal. 1974, vol. 78, pp. 36–37.
- (39) Szepessy, S., Bearman, P. W. Aspect ratio and end plate effects on vortex shedding from a circular cylinder. Journal of Fluid Mechanics. 1992, vol. 234, pp. 191–217.
- (40) Toy, N., Fox, T. A. The effect of aspect ratio of end plate separation upon base pressures recorded on a square bar. Experiments in Fluids. 1986, vol. 4, no. 5, pp. 266–268.
- (41) 奥出宗重. 円柱の伴流渦に関する実験的研究(第1報)風洞壁面に沿う境界層の影響. 日本航空宇宙学会誌. 1978, vol. 26, no. 291, pp. 198–206.
- (42) Quarmby, Alan, Farhri, A. A. M. Al. Effect of finite length on forced convection heat transfer from cylinders. International Journal of Heat and Mass Transfer. 1980, vol. 23, no. 4, pp. 463–469.
- (43) GOLDSTEIN, R. J., Kami, J. The effect of a wall boundary layer on local mass transfer from a cylinder in crossflow. Journal of Heat Transfer. 1984, vol. 106, pp. 260–267.
- (44) Achenbach, Elmar. Total and local heat transfer from a smooth circular cylinder in cross-flow at high Reynolds number. International Journal of Heat and Mass Transfer. 1975, vol. 18, no. 12, pp. 1387–1396.
- (45) Chang, B. H., A.F., Mills. Effect of aspect ratio on forced convection heat transfer from cylinders. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2004, vol. 47, pp. 1289–1296.
- (46) 田辺征一, 柏田幸男, 林農, 岩田博. 流れと直角な円柱まわりの熱伝達に及ぼす円柱取付け壁面速度境界層の影響. 日本機械学会論文集. B編. 1993, vol. 59, no. 558, pp. 550–555.

- (47) 金元敏明, 豊倉富太郎, 黒川淳一. 境界層と後流の干渉. 日本機械学会論文集. B編. 1980, vol. 46, no. 407, pp. 1237–1244.
- (48) 村岡一雄, 田代伸一. 境界層遷移におよぼす円柱後流の影響 (第1報, 平板壁と円柱との間隔の効果). 日本機械学会論文集. B編. 1984, vol. 50, no. 460, pp. 3152–3158.
- (49) 村岡一雄, 田代伸一, 磯田浩. 境界層遷移に及ぼす円柱後流の影響 (第2報, すき間比の流れ場に与える影響). 日本機械学会論文集. B編. 1988, vol. 54, no. 507, pp. 3034–3039.
- (50) 清水勇人, 益田重明. 主流中におかれた円柱後流の乱れによる平板境界層の乱流遷移 (流れの概観とストリーク構造の発生について). 日本機械学会論文集. B編. 1993, vol. 59, no. 565, pp. 2769–2776.
- (51) 宮越勝美, 谷口清一, 堂田誠治. 平面壁と二次元円柱との干渉 (境界層厚さの影響). 日本機械学会論文集. B編. 1986, vol. 52, no. 483, pp. 3660–3665.
- (52) 村岡一雄, 田代伸一. 層流境界層内にある円柱からの渦放出. 日本機械学会論文集. B編. 1988, vol. 54, no. 503, pp. 1575–1580.
- (53) 檜和田宗彦, 松原功治, 熊田雅弥, 馬淵幾夫. 平面壁近傍にある円柱まわりの伝熱特性に及ぼす乱流境界層厚さの影響. 日本機械学会論文集. B編. 1988, vol. 54, no. 504, pp. 2107–2113.
- (54) 鈴木洋, 吉川慈人, 木川弘, 鈴木健二郎. 円柱によりかく乱を受ける乱流境界層 (円柱径および円柱挿入位置の影響). 日本機械学会論文集. B編. 1989, vol. 55, no. 519, pp. 3333–3340.
- (55) 植松康, 山田大彦, 石井馨. 有限長円柱の空気力学的特性に関する研究:その1文献研究. 日本風工学会誌. 1988, vol. 34, pp. 3–18.
- (56) Sumner, D. Flow above the free end of a surface-mounted finite-height circular cylinder: A review. *Journal of Fluids and Structures*. 2013, vol. 43, pp. 41–63.
- (57) 岡本哲史, 八木田幹. 一様流に平行な平面に垂直に置かれた有限長円柱の流れに関する実験的研究. 日本機械学会論文集. 第2部. 1972, vol. 38, no. 313, pp. 2259–2267.
- (58) Okamoto, Tetsushi, Yagita, Miki. The experimental investigation on the flow past a circular cylinder of finite length placed normal to the plane surface in a uniform stream. *Bulletin of JSME*. 1973, vol. 16, no. 95, pp. 805–814.
- (59) 谷口清一, 坂本弘志, 有江幹男. 乱流境界層内に埋没する直立円柱周辺の流れ (円柱高さと同径の場合). 日本機械学会論文集. B編. 1980, vol. 46, no. 411, pp. 2078–2085.

- (60) 谷口清一, 坂本弘志, 有江幹男. 乱流境界層の中に存在する直立円柱周辺の流れ (円柱の直径と高さが異なる場合). 日本機械学会論文集. B編. 1980, vol. 46, no. 405, pp. 802–812.
- (61) 坂本弘志, 羽二生博之, 小畑芳弘. 層流境界層の中に直立する円柱からのうず放出. 日本機械学会論文集. B編. 1987, vol. 53, no. 487, pp. 714–721.
- (62) 河村隆雄, 桧和田宗彦, 日比野敏晴, 馬淵幾夫, 熊田雅弥. 平板上に設置された有限長円柱周りの流れ (円柱長が甜流境界層厚さを越える場合). 日本機械学会論文集. B編. 1987, vol. 50, no. 450, pp. 332–341.
- (63) 岡本史紀. 平面壁上の有限長円柱を過ぎる流れ. 日本航空宇宙学会誌. 1988, vol. 36, no. 414, pp. 343–350.
- (64) 岡本史紀, 砂走行貞, 井上政人. 平面壁上の有限長円柱の渦流出に及ぼす縦横比の影響. 日本機械学会論文集. B編. 1991, vol. 57, no. 537, pp. 1586–1591.
- (65) 岡本史紀, 角田和巳, 岡田栄治, 藤田淳. 平面壁上の有限長円柱の近傍後流. 日本機械学会論文集. B編. 1997, vol. 63, no. 613, pp. 2923–2929.
- (66) 田中周治, 村田暹. 有限長円柱の後流構造と空力特性に関する研究 (第1報, 時間平均後流構造とそのアスペクト比依存性). 日本機械学会論文集. B編. 1998, vol. 64, no. 622, pp. 1755–1763.
- (67) 田中周治, 村田暹. 有限長円柱の後流構造と空力特性に関する研究 (第2報, 組織性表面変動圧力および変動流体力の評価とそのアスペクト比依存性). 日本機械学会論文集. B編. 1998, vol. 64, no. 627, pp. 3574–3582.
- (68) 植松康, 山田大彦, 石井馨. 有限長円柱の空気力学的特性に関する研究:その2風洞実験. 日本風工学会誌. 1988, vol. 36, pp. 27–43.
- (69) 阪田一郎, 木谷勝, 長井仁, 有江幹男. 乱流境界層内に直立する有限高さ円柱の流力特性. 日本機械学会論文集. B編. 1985, vol. 51, no. 462, pp. 445–451.
- (70) Baker, C. J. The laminar horseshoe vortex. *Journal of Fluid Mechanics*. 1979, vol. 95, no. 2, pp. 347–367.
- (71) Baker, C. J. The Oscillation of Horseshoe Vortex Systems. *Journal of Fluids Engineering*. 1991, vol. 113, pp. 489–495.
- (72) Huang, Rong Fung, Hsu, Ching Min, Lin, Wei Cheng. Flow characteristics around juncture of a circular cylinder mounted normal to a flat plate. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2014, vol. 55, pp. 187–199.
- (73) Visbal, Miguel R. Structure of laminar juncture flows. *AIAA Journal*. 1991, vol. 29, no. 8, pp. 1273–1282.
- (74) 松井辰彌. 円柱を過ぎる流れの剥離. 日本航空宇宙学会誌. 1972, vol. 20, no. 226, pp. 610–618.

- (75) 横井嘉文, 亀本喬司. 二次元的な境界層はく離流れに潜在する初期の三次元渦構造(円柱上層流境界層はく離の可視化観測). 日本機械学会論文集. B編. 1991, vol. 57, no. 534, pp. 31–37.
- (76) 横井嘉文, 亀本喬司. 二次元的な境界層はく離流れに潜在する初期の三次元渦構造(円柱上層流境界層はく離の剥離域側からの可視化観測). 日本機械学会論文集. B編. 1991, vol. 57, no. 541, pp. 3273–3277.
- (77) 永田拓, 伊藤公一, 長瀬功, 松井高信. レイノルズ数 $Re$ が103~104の突然出発する円柱まわりの流れの非定常はく離 (第1報,  $Re$  ; 1200と9000の場合の境界層の構造) . 日本機械学会論文集. B編. 1988, vol. 54, no. 55, pp. 2291–2299.
- (78) 永田拓, 伊藤公一. レイノルズ数 $Re$ が103~104の突然出発する円柱まわりの流れの非定常はく離 (第2報, はく離渦の発生と境界層方程式の特異点) . 日本機械学会論文集. B編. 1989, vol. 55, no. 519, pp. 3288–3296.
- (79) 種子田定俊, 船越満明. 流体における不規則運動. 日本流体力学会. 1987, vol. 6, pp. 285–307.
- (80) Williamson, CHK. Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*. 1989, vol. 206, pp. 579–627.
- (81) Williamson, CHK. Three-dimensional wake transition. *Journal of Fluid Mechanics*. 1986, vol. 328, pp. 345–407.
- (82) Williamson, CHK. The natural and forced formation of spot-like ‘vortex dislocations’ in the transition of a wake. *Journal of Fluid Mechanics*. 1992, vol. 243, pp. 393–441.
- (83) Anil, Prasad, Williamson, CHK. The instability of the shear layer separating from a bluff body. *Journal of Fluid Mechanics*. 1997, vol. 333, pp. 375–402.
- (84) 服部直三, 八田桂三, 小竹進. 物体の後流うずに関する実験的研究 (第1報, 円柱の場合) . 日本機械学会論文集. B編. 1973, vol. 39, no. 318, pp. 665–673.
- (85) 奥出宗重, 松井辰彌. 擾乱を受けた円柱伴流内の渦列. 日本航空宇宙学会誌. 1989, vol. 37, no. 424, pp. 228–237.
- (86) 奥出宗重, 松井辰彌. 円柱伴流内の渦列の渦度分布. 日本航空宇宙学会誌. 1989, vol. 37, no. 431, pp. 582–590.
- (87) 奥出宗重, 和田邦久, 松井辰彌. 低 $Re$ 数における円柱伴流内の渦列の構造. 日本流体力学会誌. 1991, vol. 10, pp. 24–34.
- (88) Norberg, C. LDV-measurements in the near wake of a circular cylinder. *ASME*. 1998, pp. 1–12.



- (89) 田中周治, 村田暹. 計算機援用可視化法による円柱の後流構造の研究 (第1報, うず度の生成と減衰). 日本機械学会論文集. B編. 1985, vol. 51, no. 469, pp. 2838–2845.
- (90) 田中周治, 村田暹. 計算機援用可視化法による円柱の後流構造の研究 (第2報, 静圧場の測定). 日本機械学会論文集. B編. 1986, vol. 52, no. 478, pp. 2323–2330.
- (91) Bearman, P. W. On vortex shedding from a circular cylinder in the critical Reynolds number regime. *Journal of Fluid Mechanics*. 1969, vol. 37, pp. 577–585.
- (92) Roshko, Anatol. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*. 1961, pp. 345–356.
- (93) 安達勤, 松内一雄, 松田論, 河合達雄. 高レイノルズ数における円柱まわりの流れと抵抗. 日本機械学会論文集. B編. 1985, vol. 51, no. 461, pp. 295–299.
- (94) 辰野正和, 種子田定俊. Reynolds数50~104における円柱後方の逆流域の測定. 九州大学応用力学研究所所報. 1969, vol. 31, pp. 29–44.
- (95) 種子田定俊, 天本肇, 石井幸治. 円柱後方の逆風域の測定. 九州大学応用力学研究所所報. 1972, vol. 36, pp. 57–69.
- (96) Gerich, Detlev, Eckelmann, Helmut. Influence of end plates and free ends on the shedding frequency of circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*. 1982, vol. 122, pp. 109–121.
- (97) Norberg, C. Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements. *Journal of Fluids and Structures*. 2003, vol. 17, pp. 57–96.
- (98) 井門敦志. 在来線車両の空気抵抗 低減による省エネ化. *Railway Research Review*. 2015, vol. 72, no. 8, pp. 20–23.
- (99) 坂本弘志, 羽二生博之, 松原忍. 円柱の流体力の制御とその効果の解明. 日本機械学会論文集. B編. 1991, vol. 57, no. 535, pp. 882–890.
- (100) 五十嵐保. スプリッタープレートのある円柱まわりの流れ (第1報, フローパターンの分類). 日本機械学会論文集. B編. 1981, vol. 47, no. 420, pp. 1475–1484.
- (101) 田中周治, 村田暹. 計算機援用可視化法による円柱の後流構造の研究 (第3報, スプリッタープレートを有する場合の流れ). 日本機械学会論文集. B編. 1987, vol. 53, no. 492, pp. 2441–2449.
- (102) 安達勤, 長哲夫, 松内一雄, 河合達雄, 前田博之. 円柱まわりの流れに及ぼすスプリッタープレートの効果. 日本機械学会論文集. B編. 1990, vol. 56, no. 528, pp. 2225–2232.
- (103) 五十嵐保. 円柱のはく離領域の熱伝達機構. 日本機械学会論文集. B編. 1983, vol. 49, no. 439, pp. 656–665.

- (104) 植松時雄, 安達勤, 宅清光, 丹原正和. 一様気流中に置かれた吹出しを伴う円柱に働く抵抗. 日本機械学会論文集. B編. 1971, vol. 37, no. 299, pp. 1309–1315.
- (105) 田中周治, 村田暹. 計算機援用可視化法による円柱の後流構造の研究 (第4報, 後縁からの吹出しおよび吸込みを伴う場合の流れ). 日本機械学会論文集. B編. 1995, vol. 61, no. 585, pp. 1661–1668.
- (106) 安達勤, 前田博之, 塩野正光, 尾崎哲雄, 松内一雄, 河合達雄. 高レイノルズ数領域における円柱抗力の低減に関する研究. 日本機械学会論文集. B編. 1993, vol. 59, no. 558, pp. 342–348.
- (107) 深淵康二, 山田俊輔, 石川仁. プラズマアクチュエータの基礎と研究動向. ながれ. 2010, vol. 29, pp. 243–250.
- (108) 山田俊輔, 柴田浩意, 石川仁, 瀬川武彦. プラズマアクチュエータによる円柱流れの制御に関する研究 (第1報, 後流における時間平均特性). 日本機械学会論文集. B編. 2010, vol. 76, no. 772, pp. 2011–2017.
- (109) 山田俊輔, 石川仁, 瀬川武彦. プラズマアクチュエータによる円柱流れの制御に関する研究 (第二報: 後流構造の流れの可視化). 日本機械学会論文集. B編. 2012, vol. 78, no. 788, pp. 734–744.
- (110) 大坂英雄. 平板前縁部形状が乱流境界層に及ぼす影響. 山口大学工学部研究報告. 1977, vol. 27, pp. 155–161.
- (111) 大坂英雄, 山田英巳. 平板前縁部形状が乱流境界層に及ぼす影響: 続報 3 種の形状による比較. 山口大学工学部研究報告. 1978, vol. 28, pp. 265–274.
- (112) 松尾一泰. 流体の力学: 水力学と粘性・完全流体力学の基礎. 2007, pp. 202
- (113) 八木田幹, 高橋理. 円柱表面圧力測定における圧力孔の寸法効果. 日本機械学会論文集. B編. 1990, vol. 56, no. 529, pp. 2603–2607.
- (114) Thom, A. The Flow Past Circular Cylinders at Low Speeds. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. 1933, vol. 141, no. 845, pp. 651–669.
- (115) Goldstein, Sydney. Modern Developments in Fluid dynamics Vol II. Dover Publications, 1938.
- (116) 石川仁, 木谷勝, 望月修. ウェーブレット変換による乱流後流の解析. 日本機械学会論文集. B編. 1995, vol. 61, no. 587, pp. 2409–2417.
- (117) 石川仁, 木谷勝, 望月修, 小牧靖幸. ウェーブレット変換によるカルマン渦列の変動解析. ターボ機械. 1997, vol. 25, no. 9, pp. 482–487.