

風洞用ムービングベルト上に  
設置された物体周りの空力特性と  
その流体制御に関する研究

**Aerodynamic Characteristics of an Object  
above a Moving-belt System in a Wind Tunnel  
and the Study on Fluid Control**

井上 達哉

同志社大学大学院 理工学研究科  
機械工学専攻 流体力学研究室

**2016年 11月**



# 目次

|   |    |
|---|----|
| 第1章 緒言.....   | 1  |
| 1.1. 本研究の背景.....                                      | 1  |
| 1.1.1. 地面効果に関する研究分野.....                              | 1  |
| 1.1.2. 地面効果とその歴史.....                                 | 1  |
| 1.1.3. 地面効果に関する流体制御（Flip-Flop Jet Nozzle）分野とその歴史..... | 2  |
| 1.1.4. 地表面付近を走行する物体と流体制御の必要性.....                     | 3  |
| 1.2. 本研究の目的.....                                      | 4  |
| 1.3. 本研究の構成.....                                      | 4  |
| 参考文献.....   | 6  |
| 付表・付図集（第1章）.....                                      | 12 |
| <br>  |    |
| 第2章 ムービングベルト上に設置された平板周りの流れ.....                       | 14 |
| 2.1. はじめに.....  | 14 |
| 2.2. 主な記号.....  | 15 |
| 2.3. 実験装置および実験方法.....                                 | 16 |
| 2.3.1. 平板モデル.....                                     | 16 |
| 2.3.2. 実験装置（風洞設備およびムービングベルト装置について）.....               | 16 |
| 2.3.3. 実験装置（ムービングベルトの各機器設備）.....                      | 17 |
| 2.3.4. 実験装置（流速測定及び可視化等で用いた実験設備）.....                  | 19 |
| 2.3.5. ムービングベルトの基本特性試験.....                           | 20 |
| 2.3.6. 平板周りの流れ.....                                   | 21 |
| 2.4. ムービングベルトの特性試験結果.....                             | 21 |
| 2.4.1. ムービングベルト速度.....                                | 21 |
| 2.4.2. ムービングベルトの振動に関する試験.....                         | 22 |
| 2.4.3. 境界層吸い込み装置の能力の選定（ムービングベルト前方へ設置）.....            | 22 |
| 2.4.4. ムービングベルト上の流速分布および乱れ強さ.....                     | 22 |
| 2.4.5. ムービングベルト表面の流れの可視化（スモークワイヤー法）.....              | 23 |
| 2.5. 平板周りの流れ.....                                     | 23 |
| 2.5.1. エンドプレート内流れと二次元性.....                           | 23 |
| 2.5.2. 平板後流れの流速分布（静止地面）.....                          | 23 |
| 2.5.3. 平板後流れの流速分布（移動地面）.....                          | 25 |
| 2.5.4. 平板周りの流れと運動量欠損.....                             | 25 |
| 2.5.5. 平板周りの流れと乱れの積分スケール.....                         | 26 |
| 2.5.6. 平板後流渦の周期.....                                  | 26 |
| 2.5.7. 平板周りの流れ場と可視化.....                              | 27 |
| 2.6. おわりに.....  | 28 |

|   |           |
|---|-----------|
| 参考文献 .....  | 28        |
| 付表・付図集（第2章） .....   | 31        |
| <b>第3章 風洞用ムービングベルト装置を用いた陸上走者の空力特性 .....</b>                             | <b>54</b> |
| 3.1. はじめに .....   | 54        |
| 3.2. 主な記号 .....   | 55        |
| 3.3. 実験装置及び方法 .....   | 56        |
| 3.3.1. モデル（陸上走者）とその抗力測定及び可視化手法 .....                                    | 56        |
| 3.3.2. 二者走行時の補助座標系について .....  | 56        |
| 3.3.3. 風洞設備 .....   | 56        |
| 3.4. 実験結果 .....   | 57        |
| 3.4.1. 単独走者時の走者の抗力 .....  | 57        |
| 3.4.2. 二者走者時の走者の抗力 .....  | 57        |
| 3.5. まとめ .....  | 59        |
| 参考文献 .....  | 60        |
| 付表・付図集（第3章） .....   | 61        |
| <b>第4章 Flip-Flop Jet Nozzle 研究（Conventional-type） .....</b>             | <b>65</b> |
| 4.1. はじめに .....   | 65        |
| 4.2. 主な記号 .....   | 66        |
| 4.3. 実験方法 .....   | 67        |
| 4.3.1. FFJN モデル（Conventional-type） .....                                | 67        |
| 4.3.2. 実験装置（Conventional-type） .....                                    | 67        |
| 4.3.3. FFJN 内部の流れ .....   | 68        |
| 4.4. 結果と考察 .....  | 68        |
| 4.4.1. 発振周波数と経験公式 .....   | 68        |
| 4.4.2. 連結管内の圧力 .....  | 69        |
| 4.4.3. 差圧のモデル化と連結管内流速の計算 .....  | 69        |
| 4.4.4. 噴流の発振機構 .....  | 71        |
| 4.4.5. 発振周波数の予測精度 .....   | 73        |
| 4.5. まとめ .....  | 73        |
| 参考文献 .....  | 74        |
| 付表・付図集（第4章） .....   | 77        |
| <b>第5章 Flip-Flop Jet Nozzle 研究（Single-port-conventional-type） .....</b> | <b>84</b> |
| 5.1. はじめに .....   | 84        |
| 5.2. 主な記号 .....   | 84        |
| 5.3. 実験方法 .....   | 86        |

|         |                                       |     |
|---------|---------------------------------------|-----|
| 5.3.1.  | FFJN (モデル)                            | 86  |
| 5.3.2.  | 実験装置                                  | 86  |
| 5.3.3.  | 圧力仕事と噴流の切り換え機構                        | 86  |
| 5.4.    | 結果と考察                                 | 87  |
| 5.5.    | まとめ                                   | 88  |
|         | 参考文献                                  | 89  |
|         | 付表・付図集 (第5章)                          | 91  |
|         |                                       |     |
| 第6章     | Flip-Flop Jet Nozzle 研究 (Simple-type) | 96  |
| 6.1.    | はじめに                                  | 96  |
| 6.2.    | 主な記号                                  | 96  |
| 6.3.    | 実験方法                                  | 97  |
| 6.3.1.  | FFJN モデル (Simple-type)                | 97  |
| 6.3.2.  | 実験装置 (Simple-type)                    | 98  |
| 6.4.    | 噴流の安定発振条件                             | 99  |
| 6.4.1.  | ノズル出口での流速分布                           | 99  |
| 6.4.2.  | 噴流の発振                                 | 99  |
| 6.4.3.  | Re の影響                                | 100 |
| 6.4.4.  | 形状パラメータの影響                            | 100 |
| 6.4.5.  | St と安定発振条件との関係                        | 102 |
| 6.4.6.  | 三つのフローパターン                            | 102 |
| 6.4.7.  | フローパターンの境界と安定発振領域の境界                  | 103 |
| 6.4.8.  | Re の下限界                               | 105 |
| 6.4.9.  | 後縁の影響                                 | 106 |
| 6.4.10. | 渦の寸法と移流速度                             | 106 |
| 6.5.    | 側壁長さが噴流の発振へ及ぼす影響について (側壁効果)           | 107 |
| 6.5.1.  | 側壁効果とは                                | 107 |
| 6.5.2.  | 側壁長さ D/b と噴流発振の関係                     | 108 |
| 6.5.3.  | 側壁長さ D/b と流路幅 B/b の関係                 | 108 |
| 6.5.4.  | 側壁長さ D/b とノズル出口から正方形柱までの距離 d/b との関係   | 109 |
| 6.5.5.  | PIV 画像解析による側壁効果とフローパターン               | 110 |
| 6.6.    | 後方平板が噴流の発振へ及ぼす影響について (後方平板効果)         | 113 |
| 6.7.    | おわりに                                  | 114 |
|         | 参考文献                                  | 115 |
|         | 付表・付図集 (第6章)                          | 118 |
|         |                                       |     |
| 第7章     | 結言                                    | 139 |
|         | 謝辞                                    | 142 |



## 第1章 緒言

### 1.1. 本研究の背景

#### 1.1.1. 地面効果に関する研究分野

地面効果とは、流体中を移動する孤立物体周りの流れへ、壁面が及ぼす影響の総称の事である。流体中を物体が移動する例としては、航空機や鳥、生物などの地表面/水面近くの飛行、および地表面を移動する鉄道車両、自動車、自転車、走者などが挙げられる。一般的に、風洞実験において、壁面を固定した試験（固定壁面条件）は容易に実現できるが、壁面が移動する際の試験（移動壁面条件）は困難である。しかしながら、移動壁面条件を用いて風洞試験を行う事は、大きな意味を持つ。なぜなら、地面近くを移動する物体を考える時、風洞実験では、モデルとなる物体を固定風洞壁上に設置すると、物体と地面との間の相対速度が零となるため、実際の流れを正確に模擬できないからである。そこで、その対策として、一様流速と同じ速度で移動するムービングベルト装置の設置が有効であり、着目を浴びている。ムービングベルトを用いれば、物体と地面との間の相対速度が零ではなくなり、風洞試験で実環境とほぼ同等の風速分布を再現可能である。つまり、地表面付近を走行する物体の速度分布を再現する際、ムービングベルトは必要不可欠な装置となる。

ムービングベルトの設置方法は、大きく分けて2種類ある。①模型の位置は固定した状態で、ムービングベルトの設置高さを変化させる方式、②ムービングベルトは風洞壁面に固定した状態で、模型高さを模型支持部により変化させる方式である。①の方式を用いた場合は、ムービングベルトの高さにより、風洞断面積が変化するため、風洞試験が複雑化する。②の方式を用いれば、模型支持部の構造は複雑になるが、風洞断面積は変化せず、風洞試験がより容易に行えるため、一般的には、②のムービングベルトの設置方法を採用した風洞が多い。地面効果に関する研究を実施するに際し、同志社大学所有風洞にもムービングベルトを設置したが、②の方式を採用している。

先述した通り、地面効果とは、流体中を移動する孤立物体周りの流れへ、壁面が及ぼす影響の総称の事である。ここで、物体と壁面との間の距離は、地面効果に大きな影響を及ぼす。つまり、この距離により、物体の揚抗比が大きく変化する。揚抗比が増加すれば、地表面付近をより少ない動力で走行する乗り物を開発する事が可能となる。この地面効果に着目し、水陸両用の乗り物として初めて実用化させようとしたのは、旧ソ連であり、地面効果翼機（WIG: Wing In Ground-effect vehicle）と呼ばれた。WIG等の地面効果に関する研究や歴史は、次節で詳しく述べる。

#### 1.1.2. 地面効果とその歴史

地面効果<sup>1)-39)</sup>に関する現象は、1900年代初頭より、その認識はあった。この現象を利用し、揚力を増加し、抗力を減少させた乗り物として開発された代表的な乗り物に、地面効果翼機<sup>40)-43)</sup>（WIG）がある。WIGは、地面効果を利用し、地表面、もしくは水面から数十セ

ンチ～数メートル程度の高度で航行する航空機、船舶の一種である。その主翼は、航空機より短い翼を保有しており、その翼により大きな揚力を得て浮上する。ゆえに航空機と同等の速度で航行することが可能であり、一方で地面効果によって大きな揚力を発現し、通常の航空機では不可能なほどの大重量を搭載できる。実用例としては、ロシアで開発されたエクラノプランが有名である。

近年でも、地面効果に関する研究は、盛んに行われている。先述した通り、風洞内での地面効果に関する研究には、ムービングベルト装置<sup>44)51)</sup>の開発が必要不可欠であり、いくつかの報告がある。例えば、広岡と高橋<sup>43)</sup>は、開回路の大型低速風洞にムービングベルト装置を設置し、その構造および性能試験の結果を報告している。吉田ら<sup>47)</sup>は、600 mm×600 mm断面の開回路風洞に設置するためのムービングベルトの開発を行っている。中野ら<sup>49)</sup>は、航空機模型の離着陸時の地面効果を評価するため、ムービングベルト装置の構成とその性能について報告している。また、供試体としては、地面効果による揚力を有効に活用するため、翼を使用した研究が盛んである。松原ら<sup>39)</sup>が地面効果翼の高揚力化の研究を行い、地面効果翼の実用化へ向けた研究を行っている。菊地ら<sup>41)</sup>は、地面効果翼の空力特性におよぼす翼型と翼端板の影響を調べている。本研究に関連して、地面効果を受ける円柱まわり流れに関する研究も鹿野らにより報告されている。鹿野ら<sup>19)22)</sup>は、スモークワイヤ法による可視化や熱線流速計によるストローハル数  $St$  の測定を行い、渦放出の限界間隙比は円柱と地面間距離  $h/d$  (但し、 $h$  は円柱と地面間の距離、 $d$  は円柱直径を示す) が 0.3 であり、0.2 以下になると渦放出が抑制されると述べている。平板に関する地面効果の研究では、長谷川ら<sup>35)37)</sup>が、様々な断面辺長比の矩形柱周りの流れについて、辺長比を変化させ、 $St$  の測定や可視化を行い、その流れ場の相違を記している。鉄道に関しては、エアロトレインの実用化に向けた試験、風洞の地面だけでなく、側面へもムービングベルトを搭載した非常に興味深い研究もなされている<sup>51)</sup>。本研究では、地面効果のメカニズムを詳細に調べるため、簡易な形状の平板を用いた風洞試験 (第2章参照)、陸上走者模型を用い、その抗力についても調べた風洞試験 (第3章参照) について、研究を進める。

### 1.1.3. 地面効果に関する流体制御 (Flip-Flop Jet Nozzle) 分野とその歴史

フリップフロップ・ジェット・ノズル (以降 FFJN と呼ぶ) は、機械的可動部なしで噴流を自励発振させる装置のことであり、噴流が側壁に付着する性質 (Coanda 効果) を利用している<sup>52)65)</sup>。FFJN は、文献によっては、フルイディック発振器とも呼ばれる<sup>66)80)</sup>。機械的な可動部がないことから、本研究の様な流体自励振動現象を利用した装置は、以下の様な共通の特徴を持つ。すなわち、(1) (機械的な可動部を持たない) 高信頼性 (2) 流量と周波数が比例する線形性 (3) 作動流体の密度、温度、圧力、組成等の影響を受けにくい (4) 安価で製造可能なことである。

FFJN 研究に関する歴史は古い。将来的な FFJN 研究へ繋がる基礎研究として、Prandtl が 1904 年に発表したディフューザ噴流に関する研究がある<sup>52)</sup>。Prandtl は、ディフューザ噴出

口に吸入部を設けて、ディフューザから流出する噴流を偏向させ、噴流の偏向角について調べた。吸入を行ったという意味では、機械的な可動部があるため、正確には、FFJN とはいえないが、噴流が振動する発振現象の先駆けとなった研究の一つといえるであろう。その後、1932年には、CoandaによってFFJNの基本動作原理ともいえるCoanda効果が発表された<sup>52)</sup>。Coanda効果とは、噴流がいずれかの側壁へ偏向する現象のことをいう。この噴流は、側壁へ付着したまま下流へ流れる性質を持つことから、FFJNのように一定時間、噴流が片側の側壁へ偏向し、時間の経過に伴いもう片側の側壁へ偏向するといったFFJNの基本特性への応用が期待できる。実際に1959年には、Bowles、Horton、Warrenにより、Coanda効果はFFJNへ応用され、その後Hortonは一連の特許申請を行っている。Hortonの発表したFFJNは、ノズル出口両端に連結管を設け、下流の流路を二又管にした形状をしている。そのため、1960-1970年代のFFJNに関する研究は、この形状を踏襲した研究が多い<sup>86)-87)</sup>。その後、ノズル出口に連結管を設けたものの、下流の流路を一つに統一した形状が一般的となった。筆者は、この形状のFFJNを以降“FFJN (Conventional-type)”<sup>88)-94)</sup>と呼ぶ。また、近年のFFJNの研究では、さらにその形状を簡易にした形状が主流である。これは、ノズル出口近傍の連結管を除き、ノズル出口後方に障害物を設置しただけの非常に簡易な構造をしている。筆者は、この形状のFFJNを以降、“FFJN (Simple-type)”<sup>75), 77), 95)-99)</sup>と呼ぶ。

現在、FFJN技術が利用されている具体例としては、流体制御（境界層制御）<sup>82)-85)</sup>が挙げられる。例えばNASAは、航空機のボーイング787の垂直尾翼にFFJNを搭載し、流れの剥離を抑制することで、従来よりも小型の垂直尾翼にも関わらず、大きな横方向の推力を発生させる事に成功し、重量の軽量化、および、燃費性能向上を実現している<sup>85)</sup>。この様なFFJN技術の利用方法は、地面近傍を走行する物体（地面効果を有する物体）の境界層制御への応用も可能であろう。

#### 1.1.4. 地表面付近を走行する物体と流体制御の必要性

筆者は、以前、鉄道に関する横風問題に関する研究に従事していた。横風問題とは、列車進行方向に対し、列車の横側から強風（突風）が吹いた場合、列車が横転する危険性について論じた問題である。横風問題の対策は、鉄道車両形状の円形化、防風柵の設置、風速規制の3種類ある。しかしながら、車体形状の変更は、客室面積確保の必要性から、限界があること、防風柵は、メンテナンスコストが膨大にかかること、風速規制は、列車の遅延を招く事から、十分な対策とは言えない。そこで、鉄道の様な、地表面付近を走行する物体の横風問題の対策として、1.1.3節で述べたFFJNによる流体制御を考える。横風で列車が横転する原因は、流体剥離により、大きな負圧領域を生じる事とその要因である。そこで、FFJNにより剥離点を下流側へ移動させ、負圧領域を減少させる事で、列車の横転を防ぐ事を考える。詳細は、1.2節で述べるが、本研究の目的を、地面付近を移動する物体の空力特性を正確に把握すること、さらに物体に加わる空気力を低減させるための流体制御手法を提案することとする。

## 1.2. 本研究の目的

本研究の目的は、地面付近を移動する物体の空力特性を正確に把握すること、さらに、物体に加わる空気力を低減させるための流体（境界層）制御手法を提案することである。従来の物体を風洞壁面へ固定する、固定地面法による空力試験では、物体と地面との間の相対速度が零になり、風洞内の流れは実際の流れとは異なる。そこで、本研究では、高精度のムービングベルト装置を開発し、移動地面法による風洞試験を行う。ここで、ムービングベルトとは、ローラーに巻き付けたベルトを回転させ、物体が移動する状況を実現させる装置である。つまり、ムービングベルトを用いれば、物体と地面間の相対速度が零ではなくなり、風洞試験において、地面付近を移動する物体に生じる風速分布を再現する事が可能となる。

本研究では、このムービングベルトを用いて、平板、および陸上走者について研究を行う。平板による風洞試験では、平板の“地面効果”について詳細に調べる。そのために、平板後流れの速度分布、平板周りの乱れ強さ、平板後流に発生する  $St$  数を熱線流速計により計測・解析する。また、その流れ場は、スモークワイヤー法により可視化する。陸上走者模型を用いた風洞試験では、単独走行時の走者の抗力、および、様々な隊列での二者走行時に随伴走者が受ける抗力について明らかにし、最も抗力を受けにくい隊列について報告する。さらに、空気力を低減するために、地表面付近を走行する物体まわりの地面効果に関する流体制御手法を提案する。流体制御手法には、能動フラップ制御、プラズマアクチュエータ制御、シンセティックジェネレータ制御等がある。しかし、これらは、機械的な可動部があること、また、機械的な可動部が、流体の速度変動へ及ぼす影響は小さく、有効的ではない。そこで、機械的な可動部を持たない FFJN を、流体制御手法として提案する。そして、3種類の FFJN の発振特性について調べ、その有用性を示す。

## 1.3. 本研究の構成

第1章は、本論文の序論であり、本研究の背景、目的、構成を述べる。1.1節における本研究の背景では、地面効果、地面効果の流体制御手法（FFJN）の背景や歴史、地面付近を走行する物体と流体制御の必要性を示した。1.2節では、本研究の目的を明瞭にし、今後の研究方針についても記した。

第2章では、開発した高精度のムービングベルト装置の基本特性および平板を用いた風洞試験に関する基礎研究を概説する。ムービングベルトに関する試験では、(1)ハイスピードカメラを用いたムービングベルト速度の測定、(2)レーザ変位計を用いたムービングベルト振動の計測、(3)熱線流速計を用いたムービングベルト面上の流速分布および乱れ強さ分布の計測、(4)スモークワイヤー法によるムービングベルト面上流れの可視化を行う。平板を用いた風洞試験では、熱線流速計を用いて、平板後流の風速分布及び乱れ強さを求める。また熱線流速計のデータを元に、運動量欠損及び乱れの積分スケールを調べる。流れ場は、ムービングベルト装置と同様、スモークワイヤー法により調べた。さらにそのムービングベル

ト装置を使用して、地面効果についての基礎研究を実施した。

第3章では、開発したムービングベルト装置を用いて、陸上走者が受ける抗力に関する風洞試験について概説する。陸上走者モデルは、最大二つ用いる。つまり、単独走行時の走者の抗力、および、様々な隊列での二者走行時に随伴走者が受ける抗力について明らかにする。風洞地面は、固定地面及び移動地面を用いる。従来の風洞試験との差異を検討するため、単独走者の場合は、固定地面を用いた場合と移動地面を用いた場合での抗力の増加率を調べる。また、二者走行時には、その位置と空気抵抗低減率を調べ、随伴走者の空気抵抗低減に関する最適条件を明らかにする。

第4章では、図 1.1(a) の FFJN (Conventional-type) を用いた研究を概説する。まず、FFJN (Conventional-type) の形状パラメータである、連結管長さ  $L$ 、連結管直径  $d$ 、及び流量が噴流の発振周波数へ及ぼす影響について明らかにする。次に、高圧部から低圧部に連結管を通して流れ込む諸量（運動量  $J_M$ 、運動エネルギー  $J_K$ 、質量  $J_P$ ）の時間積分値に着目し、各積分値と噴流の切り換え機構の関係を議論する。さらに、議論した結果に基づき、発振周波数の予測法とその精度を調べる。

第5章では、図 1.1(a) の FFJN (Conventional-type) の片ポートを閉じた FFJN (Single-port-conventional-type) を用いた研究を概説する。第4章の結果から、未だ解明されていない課題として、噴流付着側の連結管からの流入流れ、もしくは、噴流非付着側の連結管への流出流れのどちらが、噴流の発振へより支配的な影響を及ぼすのか等の疑問が残った。そこで、第5章では、噴流の発振現象を別の観点から調べるため、一方の連結管部分を閉じ、片側のみの連結管からの流量を制御する FFJN (Single-port-conventional-type) を用いた実験を行う。なお、事前の予備実験から、噴流付着側の連結管からの流入流れが、より噴流の発振機構へ強い影響を及ぼしている事を確認した。そこで本章では、連結管からの流入流れに関する物理量のみに着目し、実験を行う。

第6章では、図 1.1(b) の FFJN (Simple-type) を用いた研究を概説する。まず、FFJN (Simple-type) の形状パラメータである、ノズル出口から正方形柱までの距離  $d$ 、流路幅  $B$ 、障害物の一辺の長さ（本研究では正方形柱  $c$ 、もしくは長方形柱  $a$  を用いている）、側壁長さ  $D$ 、及び流量等が噴流の発振へ及ぼす影響を明らかにする。さらに、FFJN の小型化や高粘度流体の混合器等への応用も想定し、この発振現象を低  $Re$  ( $\approx 100$ ) でも調べ、発振の低  $Re$  限界および安定発振領域についても明らかにする。

第7章は、本論文のまとめであり、移動地面を用いた風洞試験（平板、陸上走者）と、その流体制御に関する研究の結論と今後の課題について述べる。

## 参考文献

- 1) Du Bois-Reymond, R., "Der luftwiderstand des menschlichen körpers," *Pflügers Archiv für die gesamte Physiologie des Menschen und der Tiere*, Vol. 208, pp. 445-453, 1925.
- 2) Hill, A. V., "The air-resistance to a runner," *Proceedings of the Royal Society of London Series B Biological Sciences*, Vol. 102, pp. 380-385, 1927.
- 3) Pugh, L. G. C. E., "Oxygen intake in track and treadmill running with observations on the effect of air resistance," *Journal of Physiology*, Vol. 207, No. 3, pp. 823-835, 1970.
- 4) Hirooka, K. and Takahashi, H., "Moving-belt apparatus for low speed wind tunnel at NAL," *Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 19 No. 206, pp. 16-21, 1971.
- 5) Pugh, L. G. C. E., "The influence of wind resistance in running and walking and the mechanical efficiency of work against horizontal or vertical forces," *Journal of Physiology*, Vol. 213, No. 2, pp. 255-276, 1971.
- 6) Pugh, L. G. C. E., "The relation of oxygen intake and speed in competition cycling and comparative observations on the bicycle ergometer," *Journal of Physiology*, Vol. 241, No. 3, pp. 795-808, 1974.
- 7) 別所正利, 石川明男, "空中翼の水面効果について (第1報)", 関西造船協会誌, Vol. 165, pp. 59-69, 1977.
- 8) Berman, P. W. and Zdravkovich, M. M., "Flow around a circular cylinder near a plane boundary," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 89, No. 1, pp. 33-47, 1978.
- 9) Davis, C. T., "Effects of wind assistance and resistance on the forward motion of a runner," *Journal of Applied Physiology*, Vol. 48, No. 4, pp. 702-709, 1980.
- 10) Chawla, M. D., Edwards L. C. and Franke, M. E., "Wind-tunnel investigation of wing-in-ground effects", *Journal of Aircraft*, Vol. 27, No. 4, pp. 289-293, 1990.
- 11) 新田恭子, "地面効果を受ける2次元翼の風洞実験及び数値計算", 日本航空宇宙学会誌, Vol. 43, No. 502, pp. 657-667, 1995.
- 12) Garry, K. P., "Some effects of ground clearance and ground plane boundary layer thickness on the mean base pressure of a bluff vehicle type body," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 62, No. 1, pp. 1-10, 1996.
- 13) 野村正明, 山田日出夫, 内藤隆, "スモークワイヤ法による地面効果を受ける矩形翼まわりの流れ", 第28回流体力学会講演論文集, pp. 299-302, 1996.
- 14) 塚田剛久, 鹿野一郎, 八木田幹, "地面に近接して回転する円筒まわりの流れ(第2報)", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 62, No. 603, pp. 3875-3881, 1996.
- 15) 八木田幹, 有村憲一, 鹿野一郎, 犬塚信夫, 塚田剛久, "地面に近接して回転する円筒まわりの流れ", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 62, No. 596, pp. 1294-1299, 1996.

- 16) Yagita, M., Arimura, K., Kano, I., Otsuka, N. and Tsukada, T., "Effects of a ground plate on Magnus effect of a rotating cylinder," *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B*, Vol. 62, No.596, pp. 1294-1299, 1996.
- 17) Kim, M. S. and Geropp, D., "Experimental investigation of the ground effect on the flow around some two-dimensional bluff bodies with moving-belt technique," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 74-76, pp. 511-519, 1998.
- 18) Ahmed, M. R., Sirogane, H. and Kohama, Y., "Boundary Layer Control with a Moving Belt System for Studies on Wing-in-Ground Effect," *JSME international journal Series B, Fluids and thermal engineering*, Vol 42, No. 4, pp. 619-625, 1999.
- 19) 鹿野一郎, 八木田幹, 佐藤尋史, "地面に近接して回転する円筒まわりの流れ (第3報, 地面境界層がない場合の実験と渦法による数値シミュレーション)", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 65, No. 630, pp. 590-596, 1999.
- 20) 鹿野一郎, 八木田幹, 佐藤尋史, "地面効果を受ける円柱まわりの流れ", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 65, No. 638, pp. 3268-3273, 1999.
- 21) 鹿野一郎, 八木田幹, 賈為, 岩田宗久, "地面に近接して回転する円筒まわりの流れ (第4報 地面上に発達する境界層の影響と差分法による数値計算)", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 66, No. 641, pp. 74-81, 2000.
- 22) 鹿野一郎, "地面に近接して回転する円筒まわりの流れ (第5報 流体力のヒステリシスな現象と差分法による数値解析)", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 66, No. 641, pp. 82-88, 2000.
- 23) Zerihan, J. and Zhang, X., "Aerodynamics of a Single Element Wing in Ground Effect," *Journal of Aircraft*, Vol. 37, No. 6, pp. 1058-1064, 2000.
- 24) Zerihan, J. and Zhang, X., "Aerodynamics of Gurney Flaps on a Wing in Ground Effect," *AIAA Journal*, Vol 39, No. 5, pp. 772-780, 2001.
- 25) Kano, I. and Yagita, M., "Flow around a Rotating Circular Cylinder near a Moving Plane Wall," *JSME international journal Series B, Fluids and thermal engineering*, Vol. 45, No. 2, pp. 259-268, 2002.
- 26) 石原裕二, "ムービングベルト風洞を用いた乗用車の空力開発", 自動車技術, Vol. 57, No. 4, pp. 19-24, 2003.
- 27) Zhang, X. and Zerihan, J., "Aerodynamics of a Double-Element Wing in Ground Effect," *AIAA Journal*, Vol. 41, No. 6, pp. 1003-1016, 2003.
- 28) 高木通俊, "縮尺模型風洞実験による高性能スポーツカーの空力開発", 可視化情報学会誌, Vol. 24, No. 92, pp. 30-33, 2004.
- 29) 伊藤慎一郎, "マラソンペースメーカーの主ランナーに対する空力影響", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 73, No. 734, pp. 1975-1980, 2006.
- 30) Ahmed, M. R., Takasaki, T. and Kohama, Y., "Aerodynamics of a NACA4412 airfoil in ground

- effect,” *AIAA Journal*, Vol. 45, No. 1, pp. 37-47, 2007.
- 31) Kikuchi, S., Ohta, F., Kato, T., Ishikawa, T. and Kohama Y., “Development of a Stability Control Method for the Aero-Train,” *JSME Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 2, No. 1, pp. 226-237, 2007.
  - 32) 染矢聡, 吉田智, 李艶栄, 岡本孝司, “トビウオの滑空における地面効果の影響に関する研究”, Vol. 75, No. 758, pp. 1983-1988, 2009.
  - 33) Kuya, Y., Takeda, K., Zhang, X., Beeton, S. and Pandaleon, T., “Flow Separation Control on a Race Car Wing With Vortex Generators in Ground Effect,” *ASME Journal of Fluid Engineering*, Vol. 131, No. 12, pp. 121102-1-121102-08, 2009.
  - 34) Shun, S. Y., Whang, K. H., Kim, K. S. and Kwon, J. H., “Induced Drag Characteristics Based on Wake Surface Integration for Wing-In-Ground Effect,” *The Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 53, No. 181, pp. 155-161, 2010.
  - 35) 長谷川翔, 木綿隆弘, 岡島厚, 六郷彰, 木村繁男, 小松信義, “地面上を移動する様々な断面辺長比の角柱周りの流れの数値解析”, 可視化情報学会誌, Vol. 31, No. 2, pp. 21-22, 2011.
  - 36) Yang, W. and Yang, Z., “Schemed Power-augmented Flow for Wing-in-ground Effect Craft in Cruise,” *Chinese Journal of Aeronautics*, Vol. 24, No. 2, pp. 119-126, 2011.
  - 37) 長谷川翔, 木綿隆弘, 岡島厚, 六郷彰, 木村繁男, 小松信義, “地面上を移動する角柱周りの流れの可視化実験と数値解析”, 可視化情報学会誌, Vol. 33, No. 5, pp. 7-15, 2013.
  - 38) 久保昇三, 松原武徳, 松岡利雄, 河村哲也, “地面効果翼艇 (WIG) の実用化に向けて”, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 39, No. 448, pp. 32-38, 1991.
  - 39) 松原武徳, 田下昌紀, 呉文雄, 山口信行, 大脇敏和, “地面効果翼の高揚力化の研究 (第1報 隙間翼等のスクリーニング・テスト結果)”, 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 58, No. 552, pp. 2456-2463, 1992.
  - 40) 秋元博路, “海上を 400km/h で走る表面効果翼船”, 自動車技術, Vol. 64, No. 5, pp. 97-98, 2010.
  - 41) 菊地聡, 中川徹, 今尾茂樹, 小里泰章, “地面効果翼の空力特性におよぼす翼型と翼端板の影響”, 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 77, No. 783, pp. 2105-2116, 2011.
  - 42) 中川徹, 菊地聡, 今尾茂樹, 小里泰章, “地面効果機における翼と胴体の空力干渉の測定”, 可視化情報学会誌, Vol. 30, No. 2, pp. 215-216, 2010.
  - 43) 広岡貫一, 高橋宏, “大型低速風洞のムービングベルト装置”, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 19, No. 206, pp. 16-21, 1971.
  - 44) Yoshida, Y., Imaizumi, T. and Muto, M., “Development of a moving-belt in the small-scale wind tunnel,” *Transactions of Society of Automotive Engineers of Japan*, Vol. 7, No. 7, pp. 285-288, 1985.
  - 45) Burgin, K., Adey, P. C. and Beatham, J. P., “Wind tunnel tests on road vehicle models using a

- moving belt simulation of ground effect,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 22, No. 2-3, pp. 227-236, 1986.
- 46) Bonis, B. V., Quagliotti, B. F. and Dallara P. G., “Is the “Moving belt ground plane” necessary for automobile testing in the wind tunnel?,” *Forum Proceedings Monte-Carlo Autotechnologies*, pp. 161-166, 1987.
- 47) 吉田泰, 今泉哲夫, 土田禎太郎, “ムービングベルト法による風洞試験”, 自動車研究, Vol. 10, No. 3, pp. 95-98, 1988.
- 48) Berta, C., “Full-scale moving belt in Fiat aerodynamic wind tunnel,” *Society of Automotive Engineers Paper*, No. 905147, pp. 219-227, 1990.
- 49) 中野修, “ムービングベルト式地面効果試験装置”, 航空宇宙技術研究所資料, No. 724, 1998.
- 50) Nonaka, O., Kayaba, S. and Hayashi, Y., “Moving belt ground effect testing system of NAL 6.5 × 5.5 m low speed wind tunnel,” *Technical Memorandum of National Aerospace Laboratory*, Vol. 724, No. 1, pp.1-30, 1998.
- 51) 中出孝次, 鈴木昌弘, 斉藤実俊, 藤原肇, “トンネル内を走行する鉄道車両を模擬した三面ムービングベルトによる風洞試験”, 日本機械学会第10回鉄道技術連合シンポジウム講演論文集, pp. 47-50, 2003.
- 52) 尾崎省太郎, 原美明, 純流体素子入門, 日刊工業新聞社, 東京, 1967.
- 53) Levin, S. G. and Manion, F. M., “Jet Attachment Distance as a Function of Adjacent Wall Offset and Angle,” *Fluid Amplification*, Vol. 5, pp. 20-22, 1962.
- 54) Perry, C. C., “Two-Dimensional Jet Attachment,” *Advances in Fluidics* F. T. Brown ed., ASME, NEW YORK, pp. 205-217, 1967.
- 55) Epstein, M., “Theoretical Investigation of the Switching Mechanism in a Bistable Wall Attachment Fluid Amplifier,” *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 93, No. 1, pp. 55-62, 1971.
- 56) Drzewiecki, T. M. and Goto, J. M., “An Analytical Model for the Response of Fluoric Wall Attachment Amplifier,” *Fluidics Quarterly*, Vol. 5, No. 1, pp. 43-65, 1973.
- 57) 太田道男, “純流体素子における付着噴流理論”, 計測自動制御学会論文集, Vol. 8, No. 1, pp. 18-23, 1972.
- 58) 太田道男, 城内雅範, “純流体素子における付着噴流の可視化による噴流理論の検討”, 計測自動制御学会論文集, Vol. 8, No. 3, pp. 302-307, 1972.
- 59) 中谷登, 河田研, 山田朝治, 副島吉雄, “光学的方法による空気式純流体素子内流れの計測”, 計測自動制御学会論文集, Vol. 8, No. 3, pp. 308-314, 1972.
- 60) 和田力, 清水颯, 則次俊郎, 堂田周治郎, “側壁付着形流体素子における付着噴流の切換え”, 計測自動制御学会論文集, Vol. 12, No. 4, pp. 464-469, 1976.
- 61) 林叡, 小沢敏一, “側壁付着形流体素子の切換え時間について”, 日本機械学会論文集 (C

- 編), Vol. 52, No. 475, pp. 921-928, 1986.
- 62) 廣木富士男, 増田泰二, 山本圭治郎, “超音速流体素子による発振器”, 計測自動制御学会論文集, Vol. 26, No. 1, pp. 70-75, 1990.
- 63) 村尾卓爾, 山崎博司, 清水顧, 須藤浩三, “側壁付着形流体素子における乱流噴流の切換え機構の数値解析”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 55, No. 516, pp. 2205-2211, 1989.
- 64) 村尾卓爾, 須藤浩三, “側壁付着形流体素子における噴流の切換え機構 (素子の幾何学的形状と切換え機構の関係)”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 56, No. 531, pp. 3360-3365, 1990.
- 65) 村尾卓爾, 須藤浩三, 高見敏弘, “側壁付着形流体素子における噴流の切換え機構 (切換え過程における速度分布の時間的推移)”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 61, No. 584, pp. 1353-1359, 1995.
- 66) Raman, G. and Raghu, S., “Cavity Resonance Suppression using Miniature Fluidic Oscillators,” *AIAA Journal*, Vol. 42, No. 12, pp. 2608-2612, 2004.
- 67) Gregory, J. W., Sullivan, J. P. and Raghu, S., “Visualization of Jet Mixing in a Fluidic Oscillator,” *Journal of Visualization*, Vol. 8, No. 2, pp. 169-176, 2005.
- 68) Huang, R. F. and Chang, K. T., “Fluidic Oscillation Influences on V-Shaped Bluffbody Flow,” *AIAA Journal*, Vol. 43, No. 11, pp. 2319-2328, 2005.
- 69) Priestman, G. H. and Boucher, R. F., “Smart Fluidic Meters for Simultaneous Measurement of Fluid Flowrate, Reynolds Number, Density and Viscosity,” *Journal of Chemical Engineering of Japan*, Vol. 39, No. 4, pp. 383-393, 2006.
- 70) Gregory, J. W., Sullivan, J. P., Raman, G. and Raghu, S., “Characterization of the Microfluidic Oscillator,” *AIAA Journal*, Vol. 45, No. 3, pp. 568-576, 2007.
- 71) Huang, R. F. and Chang K. T., “Evolution and Turbulence Properties of Self-Sustained Transversely Oscillating Flow Induced by Fluidic Oscillator,” *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 129, No. 8, pp. 1038-1047, 2007.
- 72) Yang, J. T., Chen, C. K., Tsai, K. J., Lin, W. Z. and Sheen, H. J., “A Novel Fluidic Oscillator Incorporating Step-Shaped Attachment Walls,” *Sensors and Actuators A: Physical*, Vol. 135, No. 2, pp. 476-483, 2007.
- 73) Cerretelli, C. and Kirtley, K., “Boundary Layer Separation Control with Fluidic Oscillators,” *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 131, No. 4, pp. 041001-041001-9, 2009.
- 74) Gregory, J. W., Gnanamanickam, E. P., Sullivan, J. P. and Raghu, S., “Variable-Frequency Fluidic Oscillator Driven by a Piezoelectric Bender,” *AIAA Journal*, Vol. 47, No. 11, pp. 2717-2725, 2009.
- 75) Hirata, K., Matoba, N., Naruse, T., Haneda, Y. and Funaki, J., “On the Stable-Oscillation Domain of a Simple Fluidic Oscillator,” *JSME Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 4, No. 3,

- pp. 623-635, 2009.
- 76) Cerretelli, C., Wuerz, W. and Gharaibah, E., “Unsteady Separation Control on Wind Turbine Blades using Fluidic Oscillators,” *AIAA Journal*, Vol. 48, No. 7, pp. 1302-1311, 2010.
  - 77) Hirata, K., Inoue, T., Haneda, Y., Miyashita, N., Tanigawa, H. and Funaki, J., “On Dominant Oscillation Frequency of a Simplified Fluidic Oscillator,” *JSME Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 6, No. 4, pp. 534-547, 2011.
  - 78) Tesar, V., Zhong, S. and Rasheed, F., “New Fluidic-Oscillator Concept for Flow-Separation Control”, *AIAA Journal*, Vol. 51, No. 2, pp. 397-405, 2013.
  - 79) Ostermann, F., Wozidlo, R., Nayeri, C. N. and Paschereit, C. O., “Phase-Averaging Methods for the Natural Flowfield of a Fluidic Oscillator,” *AIAA Journal*, Vol. 53, No. 8, pp. 2359-2368, 2015.
  - 80) Metka, M. and Gregory, J. W., “Drag Reduction on the 25-deg Ahmed Model Using Fluidic Oscillators,” *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 137, No. 5, pp. 051108-051108-8, 2015.
  - 81) 鈴木俊雄, Steerman, D., “流体素子の自動車分野への応用ウインドウウォッシャーノズル”, 社団法人自動車技術会 学術講演会前刷集, No. 68-05, pp. 23-24, 2005.
  - 82) Nishri, B. and Wygnanski, I., “Effects of Periodic Excitation on Turbulent Flow Separation from a Flap”, *AIAA Journal*, Vol. 36, No. 4, pp. 547-556, 1998.
  - 83) Seele, R., Tewes, P., Wozidlo, R., McVeigh, M., Lucas, N. and Wygnanski, I., “Discrete Sweeping Jets as Tools for Improving the Performance of the V-22,” *Journal of aircraft*, Vol. 46, No. 6, pp. 2098-2106, 2009.
  - 84) Phillips, E. and Wygnanski, I., “Use of Sweeping Jets During Transient Deployment of a Control Surface,” *AIAA Journal*, Vol. 51, No. 4, pp. 819-828, 2013.
  - 85) Andino, M. Y., Lin, J. C., Washburn, A. E., Whalen, E. A., Graff, E. C. and Wygnanski, I. J., “Flow Separation Control on a Full-Scale Vertical Tail using Sweeping Jet Actuators,” *AIAA 2015 Science and Technology Forum and Exposition*, pp. 1-12, 5-9 January 2015.
  - 86) 林叡, 釜谷周滋, “ソニック型発振器の発振機構に関する研究 (第1報, 作動流体として水を用いる場合)”, 日本機械学会論文集 (第2報), Vol. 40, No. 340, pp. 3391-3400, 1974.
  - 87) 林叡, 釜谷周滋, “ソニック型発振器の発振機構に関する研究 (第2報, 作動流体として空気を用いる場合)”, 日本機械学会論文集 (第2報), Vol. 41, No. 341, pp. 229-239, 1975.
  - 88) Morris, G. J., Jurewicz, J. T. and Palmer, G. M., “Gas-Solid Flow in a Fluidically Oscillating Jet,” *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 114, No. 2, pp. 362-366, 1992.
  - 89) Tippetts, J. R., Ng, H. K. and Royle, J. K., “A Fluidic Flowmeter,” *Automatica*, Vol. 9, pp. 35-45, 1973.
  - 90) Viets, H., “Flip-Flop Jet Nozzle,” *AIAA Journal*, Vol. 13, No. 10, pp. 1375-1379, 1975.
  - 91) Raman, G., Hailye, M. and Rice, E. J., “Flip-Flop Jet Nozzle Extended to Supersonic Flows,”

*AIAA Journal*, Vol. 31, No. 6, pp. 1028-1035, 1993.

- 92) Raman, G., Rice, E. J. and Cornelius, D. M., "Evaluation of Flip-Flop Jet Nozzle for Use as Practical Excitation Devices," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 116, No. 3, pp. 508-515, 1994.
- 93) 舟木治郎, 水野剛, 近藤正樹, 平田勝哉, "連結管流れに基づくフリップフロップジェットノズルの発振機構", 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 65, No. 631, pp. 928-933, 1999.
- 94) 舟木治郎, 松田裕之, 井上達哉, 谷川博哉, 平田勝哉, "フリップフロップジェットノズル内の周期流れの UVP 計測", 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 73, No. 725, pp. 133-138, 2007.
- 95) 社河内敏彦, 加藤征三, "制御ポート, フィードバックループを必要としない新・フルイディック流量計", 計測自動制御学会論文集, Vol. 23, No. 3, pp. 308-310, 1987.
- 96) 山崎弘郎, 本田敏, "2次元噴流の振動による新しい流体発振器とその流量測定への応用", 計測自動制御学会論文集, Vol. 24, No. 10, pp. 1023-1028, 1988.
- 97) Yamasaki, H., Takahashi, A. and Honda, S., "A New Fluidic Oscillator for Flow Measurement," *Proceedings of FLUCOM*, Sheffield, pp. 16-20, 1988.
- 98) Shakouchi, T., "A New Fluidic Oscillator, Flowmeter, without Control Port and Feedback Loop," *ASME Journal of Dynamic Systems, Measurement and Control*, Vol. 111, pp. 535-539, 1989.
- 99) Mi, J., Nathan, G. J. and Luxton, R. E., "Mixing Characteristics of a Flapping Jet from a Self-Exciting Nozzle," *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol. 67, No. 1, pp. 1-23, 2001.

付表・付図集 (第1章)

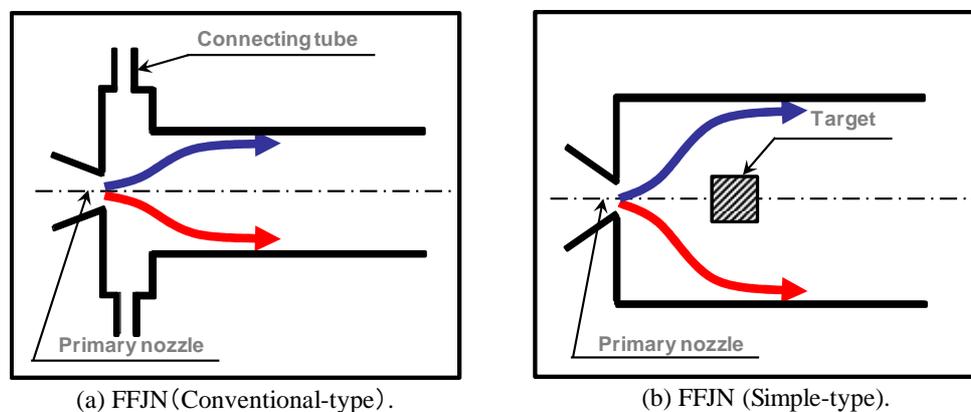


図 1.1 FFJN の形状とその分類

地面効果を有する流れとその制御に関する研究

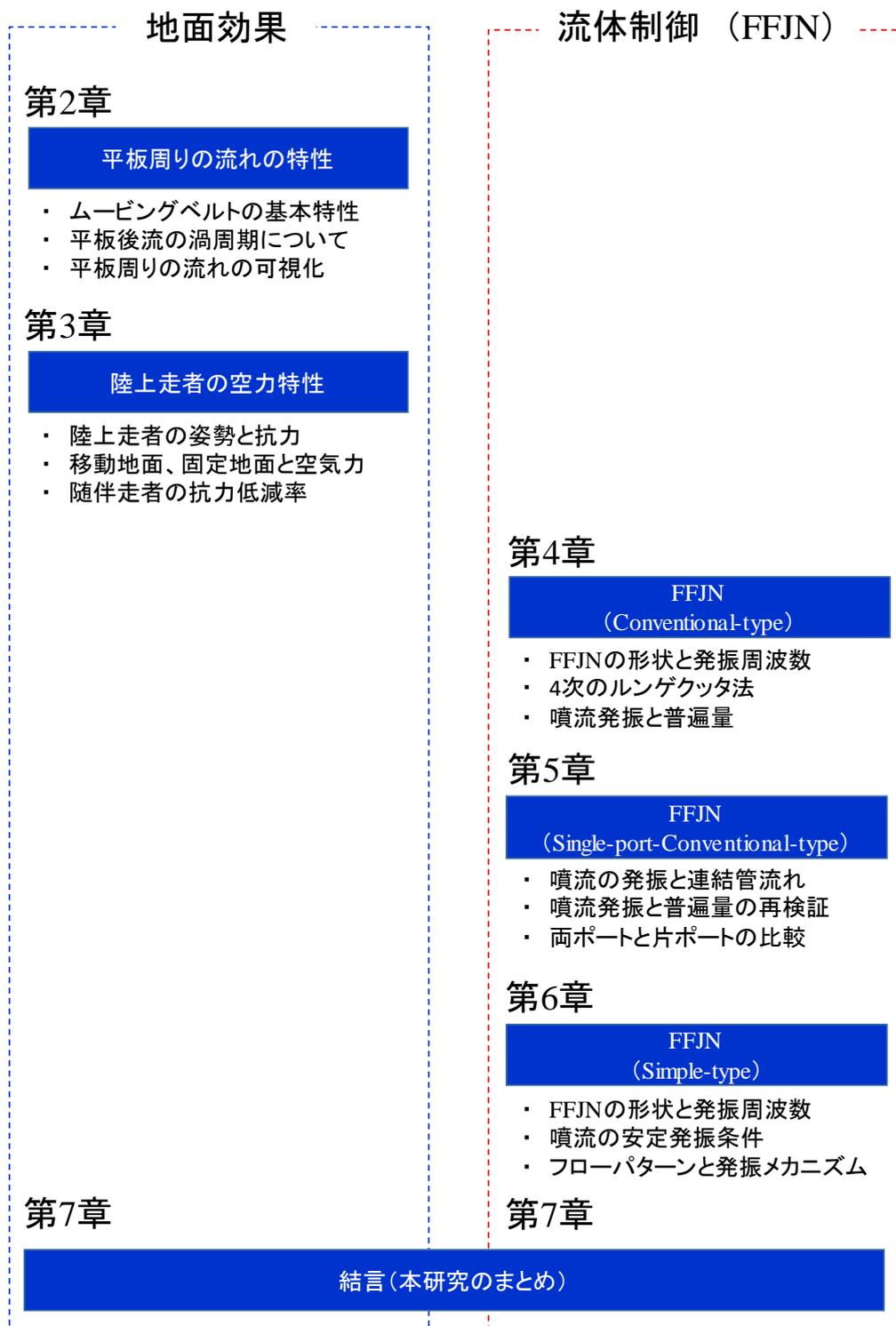


図 1.2 本研究の流れ

## 第2章 ムービングベルト上に設置された平板周りの流れ

### 2.1. はじめに

近年、地面効果に関する研究が盛んに行われている。<sup>1)-33)</sup>地面効果とは、流体中を移動する孤立物体周りの流れへ、物体近くに存在する壁面が及ぼす影響の総称である。この時に考える壁面は、様々な運動条件を持ちうるが、(1) 物体と同様に移動するか、(2) 静止しているかの2つが応用例の豊富な代表的運動条件である。とくに後者(2)の例としては、航空機や鳥、生物などの地表面/水面近くの飛行や離着陸/離着水、および地表面を移動する鉄道車両、自動車、自転車、走者などが挙げられる。風洞実験において前者(1)は容易に実現できるが、後者(2)の実現は困難である。これは、地面近くを移動する物体を考える時、風洞実験では、モデルとなる物体を固定風洞壁上に設置すると、物体と地面との間の相対速度が零のため、実際の流れを正確に模擬できないためである。この不具合は、しばしば空力特性の把握を誤らせてきた可能性がある。その対策として一様流速と同じ速度で移動するムービングベルト装置の設置が有効である。たとえば、風がないときに走行する物体には、地表面に境界層が存在しない。しかし固定地面板上での風洞実験では境界層が存在する。そこで、境界層を除去し模擬する方法として、ムービングベルトの利用が不可欠となる。

これまで、ムービングベルト装置の開発について、いくつかの報告がある。広岡と高橋<sup>1)</sup>は、開回路の大型低速風洞にムービングベルト装置を設置し、その構造および性能試験の結果を報告している。吉田ら<sup>5),6)</sup>は、600 mm×600 mm断面の開回路風洞に設置するためのムービングベルトの開発を行っている。また本研究に関連して、地面効果を受ける円柱まわり流れに関する研究も鹿野ら<sup>16)</sup>により報告されている。そこではスモークワイヤ法による可視化や熱線流速計によるストローハル数  $St$  の測定を行い、渦放出の限界間隙比は円柱と地面間距離 ( $h/d$ ) が0.3であり、0.2以下になると渦放出が抑制されると述べている。中出ら<sup>21)</sup>は、トンネル内を走行する鉄道車両を模擬するため、床面のムービングベルトのみならず、側面へもムービングベルトを設置し、風洞試験を行っている。最近では長谷川ら<sup>29)</sup>が、低レイノルズ領域での地面板上を移動する様々な断面辺長比の角柱周りの流れについて、数値解析を行っている。

本来、地面近くを移動する物体の空力特性を風洞実験にて厳密に調査する場合、風洞装置本体の精度とともにムービングベルト装置にも高い精度が求められる。しかし、ムービングベルト装置本体の具体的な特性やベルト面上における流れ場を詳細に示した報告は数少ない。そこで本研究では高精度な風洞用ムービングベルト装置を開発し、ベルト面上の流速分布や乱れ強さなどの基本特性を調査した。さらにそのムービングベルト装置を使用し、地面効果についての基礎研究を実施する。地面の存在が薄型平板まわり流れに及ぼす影響について後流測定や流れの可視化をすることにより調査を行う。具体的には、後流の渦の発生周波数を無次元化したストローハル数  $St$  や運動量欠損、乱れの積分スケールを調べた。ムービングベルトの設置による、詳細な空力特性の測定結果を報告する。

## 2.2. 主な記号

本章で用いる主な記号を以下に記す。

|                      |   |       |
|----------------------|---|-------|
| $a$                  | : 計測ベルト変位   | [mm]  |
| $A$                  | : ベルトの振幅  | [mm]  |
| $AR$                 | : アスペクト比 ( $= b/c$ )  |       |
| $b$                  | : スパン   | [mm]  |
| $c$                  | : 平板弦長  | [mm]  |
| $c/t$                | : 平板厚さ比   |       |
| $d_{\max}$           | : 駆動ローラ最大直径   | [m]   |
| $D_{MD}$             | : 運動量欠損 $\left( = \int \frac{\bar{u}}{U_{\infty}} \left( 1 - \frac{\bar{u}}{U_{\infty}} \right) dy \right)$ | [m]   |
| $D_{MD}^*$           | : 運動量欠損量 ( $= D_{MD}/c$ )   |       |
| $f_d$                | : 後流の卓越周波数  | [Hz]  |
| $h$                  | : ベルト表面から平板までの高さ  | [mm]  |
| $h/c$                | : 平板地面間距離   |       |
| $l$                  | : 平板後縁からの主流方向距離   | [mm]  |
| $l/c$                | : 平板後縁からの主流方向距離   |       |
| $n$                  | : インバータ入力周波数  | [Hz]  |
| $Re$                 | : レイノルズ数 ( $= cU_{\infty}/\nu$ )  |       |
| $St$                 | : ストローハル数 ( $= f_d/cU_{\infty}$ )   |       |
| $t$                  | : 平板厚   | [mm]  |
| $t_b$                | : ベルト厚さ   | [m]   |
| $T$                  | : 計測時間  | [s]   |
| $T_{TI}$             | : 乱れの空間積分スケール   | [m]   |
| $TI$                 | : 乱れ強さ $\left( = \frac{1}{U_{\infty}} \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T (u')^2 dt} \right)$ (Turbulent Intensity)  |       |
| $T_{TI}^*$           | : 乱れの空間積分スケール量 ( $= T_{TI}/c$ )   |       |
| $\bar{u}$            | : 熱線流速計による測定値   | [m/s] |
| $u'$                 | : 乱れ速度  | [m/s] |
| $U_{\infty}$         | : 主流速度  | [m/s] |
| $\bar{u}/U_{\infty}$ | : 流速  |       |
| $V_b$                | : 実際のベルト走行速度  | [m/s] |
| $V_{b, th}$          | : 理論ベルト走行速度 ( $= \pi n(d_{\max} + 2t_b)$ )  | [m/s] |

|              |                                      |                      |
|--------------|--------------------------------------|----------------------|
| $x, y, z$    | : 座標                                 | [mm]                 |
| $y/\delta$   | : 境界層厚さ                              |                      |
| $y/c$        | : ベルト面から垂直方向距離                       |                      |
| $\phi$       | : ワイヤ径                               | [mm]                 |
| $\delta$     | : 境界層厚さ ( $\bar{u} = 0.99U_\infty$ ) | [mm]                 |
| $\rho$       | : 空気密度                               | [kg/m <sup>3</sup> ] |
| $\nu$        | : 空気粘度                               | [m <sup>2</sup> /s]  |
| $\omega_z$   | : 渦度                                 | [1/s]                |
| $\omega_z^*$ | : 渦度 ( $=\omega_z c / U_\infty$ )    |                      |
| $\delta/c$   | : 境界層厚さ                              |                      |

### 2.3. 実験装置および実験方法

#### 2.3.1. 平板モデル

図 2.1 に、今回使用した平板モデルを示す。平板は、アルミ製の厚さ  $t = 1.0 \text{ mm}$  の形状で、平板弦長  $c = 50 \text{ mm}$ 、スパン長さ  $b = 500 \text{ mm}$  とした。つまりアスペクト比は、 $AR = 10$  である。また図 2.1 に示すように、平板の両端にはエンドプレートを設置し、平板を固定し、二次元性を確保している。平板の前縁は、 $x = 750 \text{ mm}$  の位置に設置し、迎角は全て  $0 \text{ deg}$  で設置している。

#### 2.3.2. 実験装置（風洞設備およびムービングベルト装置について）

図 2.2 に、本研究で使用した風洞の概略図を示す。本研究で使用した風洞は、同志社大学が保有する閉回路型風洞（ゲッチングン型）である。設置されたレールにより、開放型風洞、密閉型風洞の切り換えが可能であり、本研究は、密閉型の試験区間を利用する。風洞の主要諸元を挙げると、ノズル出口の大きさは、 $1\text{m} \times 1\text{m}$  の正方形断面をしており、主流速度  $U_\infty$  は、 $0.5\text{m/s} - 40\text{m/s}$ 、 $U_\infty = 10.0\text{m/s}$  での乱れ強さ  $TI (=u'/U_\infty)$  は、 $0.2\%$  以下、 $U_\infty = 5.0\text{m/s}$  での乱れ強さ  $TI (=u'/U_\infty)$  は、 $0.5\%$  以下である。

図 2.3 に、風洞用ムービングベルト装置の概略図を示す。ムービングベルト（No. 5）は、厚さ  $3\text{mm}$  であり、AC モーターにより駆動ローラ（No. 8）（最大直径  $265\text{mm}$ ）に動力を伝えることで運動する。モーターの回転数は、インバータにより制御する。ムービングベルトの急激な偏りを防ぐため、クラウン加工を施す。下部には、テンションローラ（No. 7）を設置し、ムービングベルトのテンションを調整する。ムービングベルトの平面性を保つため、天板（No. 6）を設置する。また従動ローラ（No. 4）上部付近に前方地面板（No. 2）を設置することにより、ベルト面上へ安定した流れを供給する。前方地面板下部には、チャンバー（No. 3）を設置し、クロスフローファンによって地面板にあけた多数の小さな穴からチャンバーへと吸気を行う。これは、ベルト上流で発達する境界層を除去する役目がある。また、従動ローラ上のベルトに連行されて誘起する流れが計測部へ流れ込まないように、前方地

面板下流端と従動ローラ間の隙間から流入する流れを細かいブラシにより防ぐ。

図 2.4 に、ムービングベルト装置の寸法と計測の為の座標系を示す。座標系としては、前方地面板下流端を原点として、主流方向に  $x$  軸（主流方向を正）、ムービングベルトの上面を原点として高さ方向に  $y$  軸（上方を正）、ムービングベルト幅中心を原点としてローラ軸方向に  $z$  軸（下流に向かって右を正）をとる。予備試験として、ベルト速度の測定、ベルト振動の測定、ベルト上の流速の計測を行う。ベルト速度  $V_b$  m/s は、高速度ビデオカメラの撮影結果から求める。ベルト振動の測定は、ムービングベルト装置の運転時に、ベルト上方に設置したレーザ変位センサにより測定する。流速測定は、トラバース装置により支持した I 型プローブを用いて行う。I 型プローブは、風洞側壁から挿入する。ムービングベルト上の時間平均流速  $\bar{u}$  と乱れ（流速変動の RMS 値） $u'$  の計測は、熱線プローブを  $y$  方向へトラバースして行う。なお、ムービングベルト装置が運転しない時（あるいは、地面板静止時と呼ぶ）は、 $y \geq 2\text{mm}$  で測定する。一方、ムービングベルト装置が運転中（あるいは、地面板移動時と呼ぶ）は、熱線とムービングベルトとの接触を避けるために、 $y \geq 4\text{mm}$  で測定する。また境界層厚さ  $\delta$  の定義は、時間平均速度  $\bar{u}$  が  $0.99 U_\infty$  となる  $y$  とする。

### 2.3.3. 実験装置（ムービングベルトの各機器設備）

本研究では、風洞で使用するムービングベルトを開発した。以下に開発の際に使用した機器に関する、製造メーカーおよび規格等についてまとめる。

#### ■ベルト駆動モータ

ベルト駆動モータは、本装置流れ方向下流にある駆動ローラを動作させるためのもので、本装置下部下流の風洞フレームに取り付けられた H 型鋼により支えられている。ベルト駆動モータには、重い駆動ローラを滑らかに起動できると共に、低速から高速までの回転数制御が容易なインバータ制御方式の電源を採用した。詳細を以下に示す。

##### 【モータ】

メーカー : 富士電機製  
 形式 : MLG 8165A  
 出力 : 11 kW  
 駆動用電源 : 三相 200 V

##### 【インバータ】

メーカー : 富士電機製  
 形式 : FRN 11G11S-2

#### ■駆動ローラおよび従動ローラ

駆動ローラは、ベルトを駆動させるためのもので、本装置下部下流のフレームから 157 mm の高さを中心として、ピロー型軸受けにより取り付けられている。ローラは鋼鉄製で、形状

はローラの中央部分の直径が、ローラ両端部の直径より 6 mm 大きい紡錘型の外形形状をなし、肉厚 10 mm の中空となっている。これは、ベルト走行時の蛇行を機械的に制御する役割を果たす。ローラの中央部分の最大直径は 265 mm、両端部直径は 259 mm、長さは 810 mm である。従動ローラは、駆動ローラにより走行するベルトで走行路面を模擬する地面板を形成させるためのローラであり、本装置下部上流に駆動ローラと同じ高さに取り付けられている。ローラの材質、大きさおよび形状は駆動ローラと同一である。駆動用ローラおよびモータにはそれぞれプーリが取り付けられ、プーリに取り付けられた V ベルトにより動力を伝達している。

### ■ムービングベルト

ムービングベルトは、(株) 童夢より提供して頂いたもので、表面の素材はポリウレタン、芯材はポリエステル繊維を使用した 2 層構造のスイス製のコンベアベルトである。ベルトの寸法は、厚さが 3.0 mm、幅は 750 mm、周長は 2970 mm である。これは必要な寸法だけ切り取った 1 枚の織物から接着面積を増やすため両端を山形状に裁断し、(株) 童夢に設置されているアイロンにより熱を加えながら圧着する方法によって接着したものである。

### ■テンションローラ

テンションローラは、ベルトに一定のテンションを与えるためのもので、駆動ローラを中心軸から 400 mm 上流に取り付けられ、ねじの機能により上下させることで、テンションを加える。ローラは鋼鉄製で、直径は 80 mm、長さが 810 mm の直線外形形状の中空円筒となっている。

### ■天板

天板はベルト走行時の上下振動を抑えベルトを平面に保つと共に、実験時の作業用床としての機能を有している。ベルト上部が、走行中試験区間で一定の高さを保持するよう、駆動ローラと従動ローラの最高点と同じ高さになるよう固定されている。天板の 1 枚あたりの寸法は幅 810 mm、長さ 525 mm、厚さ 5 mm のアルミニウム製の板を駆動ローラと従動ローラの間、上流部と下流部 2 枚並べて配置させている。

### ■前方地面板

前方地面板は、上流から発達した境界層を除去する機能と、試験区間での地面に対して平行的な流れをつくるための整流機能を合わせ持ったものである。前方地面板は幅 950mm、長さ 330mm、厚さ 2.0 mm のアルミニウム製の平板である。また、下部の下流端部にブラシ状のものを、従動ローラを回転するベルトに密着するように設置した。これにより従動ローラ近傍のベルト表面の空気が風洞内に引き込まれるのを防止している。また、吸気によりベルト上流で発達する境界層を除去するため吸気穴をあけている。

### ■クロスフローファン

地面板上で発達した境界層を除去するため、風洞入口に設置する。詳細を以下に示す。

メーカー : 三菱電機グループ 株式会社ソーワテクニカ

形式 : CFD - 09S110 - SW

能力 : 周波数 60 Hz 時、風量 1250 m<sup>3</sup>/h、消費電力 99 W

### 2.3.4. 実験装置（流速測定及び可視化等で用いた実験設備）

以下に、本実験の流速測定、可視化、振動測定等で使用した各機器についてまとめる。

#### 《流速測定》

##### ■ピトー管

ピトー管を使用し、風洞内の一様流速を計測している。ピトー管は、傾斜マノメータにゴムチューブで接続している。ピトー管、傾斜マノメータ共に、岡野製作所製であり、ピトー管は、L型ピトー管で、型式は LK-1S φ6mm である。傾斜マノメータは、型式 KM306 である。

##### ■熱線流速計

時間平均流速、流速の乱れ強さ測定に使用した熱線流速計は、KANOMAX 社製の DC VOLTMETER MODEL 1008、CTA ANEMOMASTER MODEL 1011、LINEARIZER MODEL1014、および R.M.S. VOLTMETER MODEL 1015 の4つの装置から構成されている。また、熱線プローブはI型を使用した。

#### 《可視化》

##### ■ハイスピードカメラ

ベルト速度測定に使用したハイスピードカメラは、PHOTRON 社製の FASTCAM-MAX 120K model1 である。主に 3000fps で撮影し、平板周りの流れ場を計測している。

##### ■連続光レーザー

可視化用のレーザーには、日本レーザー製の連続光レーザーを用いている。

#### 《振動測定》

##### ■CCD レーザ変位センサ

ベルトの振動測定に使用する。CCD レーザ変位センサは、KEYENCE 社製のアンブユニット LK - 2500、センサヘッド LK - 500 の2つの装置から構成されている。

## 2.3.5. ムービングベルトの基本特性試験

平板後流測定の実験に先行し、今回開発した風洞用ムービングベルト装置の基本特性調査を実施する。主な調査事項は、(1) ハイスピードカメラを用いたムービングベルト速度の測定、(2) レーザ変位計を用いたムービングベルト振動の計測、(3) 熱線流速計を用いたムービングベルト面上流速分布および乱れ強さ分布の計測、(4) スモークワイヤ法によるムービングベルト面上流れの可視化である。

図 2.5 にムービングベルト速度の測定方法を示す。実際に回転しているムービングベルト面上に、ハイスピードカメラを設置し、ベルト上面から 4000 fps でムービングベルト表面を撮影する。ベルト長さを 1 周に要する時間で除し、ムービングベルト速度とする。さらにベルトと駆動ローラ間のすべりの有無を確認するため、実際のムービングベルト速度と理論ムービングベルト速度の比較を行う。ここで理論ムービングベルト速度  $V_{b, th}$  m/s の定義を示す。駆動ローラの最大直径を  $d_{max}$  m、ムービングベルト厚さを  $t_b$  m、インバータ入力周波数を  $n$  Hz とすると理論ムービングベルト速度  $V_{b, th}$  は  $\pi(d_{max} + 2t_b)n$  m/s となる。

図 2.6 に、ムービングベルト振動の測定方法を示す。主な目的は、平板を地面近傍に設置するにあたり、平板設置部がベルト表面に接触しない為の安全高さの選定である。ムービングベルト振動の測定は、ムービングベルト稼働時、上方にレーザー変位計を設置し、計測する。測定点は、 $z = 0, \pm 100, \pm 200, \pm 300$  mm での、 $x = 0, 250, 500, 750, 1000$  mm、ムービングベルトの流速は、 $V_b = 5.0$  m/s、 $10$  m/s とする。

図 2.7 に、ムービングベルト面上の流速分布及び乱れ強さの測定方法を記す。計測は、図 2.7 に示すように熱線プローブを  $y$  方向へ、熱線プローブの  $x$  方向、 $z$  方向は、 $z = 0$  mm での、 $x = 250, 500, 750, 1000$  mm および  $z = \pm 250$  mm での  $x = 500$  mm とする。熱線プローブの  $y$  方向変位は、先端部とベルト面の接触回避を考慮して  $y = 2.0$  mm までトラバースする。得られた結果より、各々の計測点における乱れ強さを計算する。試験条件は、「吸気＋ベルト回転」、「吸気のみ」、「何もなし（従来の固定壁同条件）」の 3 通りとする。一様流速は  $U_\infty = 3.0$  m/s および  $10$  m/s に固定し、ムービングベルトを回転させる場合のベルト速度は一様流速と同様である。また本研究における境界層厚さ  $\delta$  mm の定義として、一様流速度  $U_\infty$  の 99% の速度に達する点までの距離を  $\delta$  mm とする。また、平板を設置するエンドプレート内流れの二次元性が保証される領域を見積もるため、スパン方向の流速分布も計測する。測定範囲は、平板設置箇所  $x = 750$  mm で  $y/c = 2.0$  における  $z/c = -3.0, -2.0, 0, 2.0, 3.0, 4.0, 4.8, 4.9, 4.96$  である。この時の一様流速は、平板後流測定時の設定流速である一様流速  $U_\infty = 3.0$  m/s に固定し、ベルトを回転させず、吸気も行っていない条件（従来の固定壁と同条件）で計測する。

図 2.8 に、ムービングベルトの表面近傍の流れの可視化の手法を示す。ムービングベルト表面の流れの可視化は、スモークワイヤ法を用いる。用いたワイヤは、 $\phi = 0.32$  mm のニクロム線に  $\phi = 0.20$  mm のニクロム線を巻きつけ、より白煙発生時間が長くなるように工夫した自作のニクロム線である。設置位置は、 $x = 300$  mm の位置に張られたピアノ線に取り付

けてある。このワイヤにエチレングリコールを塗布し、直流電流 20V の電圧を付加し、白煙を発生させる。流下した煙に連続光レーザを照射し、ハイスピードカメラにより側面から撮影する。ハイスピードカメラのフレームレート数は 3000 fps で、撮影箇所は平板設置箇所付近 ( $x = 750 \text{ mm}$ ) とする。

### 2.3.6. 平板周りの流れ

本研究で開発した風洞用ムービングベルト装置を使用し、地面効果についての基礎研究を行う。具体的には、地面が薄型平板まわり流れに及ぼす影響について、地面と平板の距離に着目し、後流測定や可視化を行う。代表長さに平板弦長をとった実験レイノルズ数は  $Re = 1.1 \times 10^4$  である。

図 2.9 に平板後流測定の手法を示す。平板後流測定は、熱線流速計 (KANOMAX 製) を用いて行い、流速分布及び乱れ強さを算出する。測定点は、次の示す点である。 $x$  方向は、平板後縁から主流方向長さ  $l/c = 0.02$ 、 $y$  方向は、 $h/c = 2.0, 1.0, 0.5, 0.2, 0.15, 0.1$ 、 $z$  方向は、平板中心 ( $z = 0$ ) とする。レイノルズ数は  $Re = 1.1 \times 10^4$  である。

平板後流れの特性を明瞭に把握するため、流速波形よりストローハル数  $St$  を算出する。測定点は可視化から得られた後流渦の挙動より、 $x$  方向は、平板後縁から主流方向長さ  $l/c = 1.0$ 、 $y$  方向は、 $h/c = 0.06$ 、 $z$  方向は、平板中心 ( $z = 0$ ) とする。熱線流速計から出力された速度変動波形を 10 秒間計測する。(サンプルレート 4000 Hz、サンプリング数 40000 である。) 得られた速度変動の時系列データを FFT 解析し、卓越周波数  $f_d$  とする。明瞭な速度の周期変動が発生しない場合、卓越周波数  $f_d$  は 0 とする。平板の高さ ( $y$  方向) は、 $h/c = 2.0, 1.5, 1.0, 0.5, 0.25, 0.2, 0.15, 0.1$  とする。レイノルズ数は、 $Re = 1.1 \times 10^4$  である。

図 2.10 に、平板周りの流れの可視化の手法を示す。平板周りの流れの可視化手法は、ムービングベルト上面の流れの可視化手法と同様であり、スモークワイヤ法を用いている。使用したワイヤは、 $\phi = 0.32 \text{ mm}$  のニクロム線に  $\phi = 0.20 \text{ mm}$  のニクロム線を巻きつけ、より白煙発生時間が長くなるように工夫した自作のニクロム線である。設置位置は、 $x = 300 \text{ mm}$  の位置に張られたピアノ線に取り付けてある。このワイヤにエチレングリコールを塗布し、直流電流 20V の電圧を付加し、白煙を発生させる。流下した煙に連続光レーザを照射し、ハイスピードカメラにより側面から撮影する。ハイスピードカメラのフレームレート数は 3000 fps で、撮影箇所は平板設置箇所付近 ( $x = 750 \text{ mm}$ ) とする。平板高さは、 $h/c = 2.0, 1.0, 0.2, 0.1$  の 4 種類である。レイノルズ数は、 $Re = 1.1 \times 10^4$  とする。得られた可視化動画より、PIV 解析を行い、流れ場の速度分布及び渦度ベクトルを調べる。

## 2.4. ムービングベルトの特性試験結果

### 2.4.1. ムービングベルト速度

図 2.11 に、理論ベルト速度と実際のベルト速度の関係を示す。本研究では、新規にムービングベルトを開発した。開発に際して、ムービングベルトの実速度と、理論ベルト速度 (イ

ンバータに入力した理論値)との整合性を評価する必要がある。そこで、理論ベルト速度  $V_b$  m/s を任意に設定し、ムービングベルトを動作させた状態で、ムービングベルトをハイスピードカメラで撮影し、実際のベルト走行速度  $V_b$  m/s を測定する。図 2.11 より、理論ベルト速度と実際のベルト速度にほぼ差異はなく、ベルトー駆動ローラ間のすべりはないと考える。そこで、今後は理論ベルト速度を実際のベルト速度と考え、実験を進める。

#### 2.4.2. ムービングベルトの振動に関する試験

各位置の振幅をまとめた結果を図 2.12 と図 2.13 に示す。本結果より、今回使用するムービングベルト装置の振幅  $A$  は最大でも 2.0 mm 未満である。このことから、ベルト上の流速測定は、 $y=2.0$  mm まで行うことが可能であるといえる。また、 $x=0$  mm においていずれのベルト速度の場合も微小振動が生じている。 $x=0$  mm は、ローラ上なのでムービングベルトのテンションによる振動とは考えにくく、モータの微細な回転振動であると考えられる。

#### 2.4.3. 境界層吸い込み装置の能力の選定 (ムービングベルト前方へ設置)

図 2.14 に、境界層吸い込み装置の吸気流量の決定のため、風洞内の流速分布 (静止地面) を示す。吸気はベルト上流で発達した境界層を除去する為に行う。吸気流量の決定方法は、平板設置付近の  $x=250$  mm における境界層面積を求め、 $z$  方向長さ 500 mm をかけて算出した体積流量以上にした。クロスフローファンへの入力周波数は一定であるため、吸気穴の個数や、大きさを変化させ、最適吸気流量を設定する。算出した結果、境界層の体積流量が  $0.208$  m<sup>3</sup>/s であるので、吸気流量は  $0.250$  m<sup>3</sup>/s と決定し、境界層吸い込み装置の能力とする。

#### 2.4.4. ムービングベルト上の流速分布および乱れ強さ

図 2.15 に、熱線流速計によるベルト面上の流速分布および乱れ強さの算出結果を示す。これらの結果から、ベルトを駆動させずに吸気も行っていない場合 (図 2.15 の、On stationary Belt without BLCS を参照)、 $y$  方向の測定最低点での測定流速は、 $U_\infty=3.0$ m/s の場合最大 40%、 $U_\infty=10$ m/s の場合最大 30% の速度欠損がみられる。また、乱れ強さは、試験風速に関わらず、ムービングベルト表面に近づくにつれて増加していることも確認できる。

次に、図 2.15 のクロスフローファンにより吸気を行った場合 (図 2.15 の、On Stationary Belt with BLCS を参照) の流速分布および乱れ強さをみる。流速分布は、 $U_\infty=3.0$ m/s、 $U_\infty=10$ m/s とともに  $y$  方向へ一様化されているものの、ムービングベルト表面近くでは、未だ境界層 (速度欠損) がみられる。乱れ強さは、 $U_\infty=3.0$ m/s では、ムービングベルト表面付近での乱れ強さも、ゼロに漸近し、クロスフローファンにより、流速の乱れが除去出来ている様子が確認できる。 $U_\infty=10$ m/s では、乱れ強さそのものは減少しているが、ムービングベルト表面付近での乱れ強さの減少率は低く、未だ乱れが残っている様子が確認できる。しかし、共にクロスフローファン非稼働の場合と比較すると、乱れ強さは減少していることから、吸気によるベルト面近く流れの整流効果が確認できる。

次に、図 2.15 のクロスフローファンにより吸気を行い、ムービングベルトを稼働させた場合（図 2.15 の、On Moving Belt with BLCS）の流速分布および乱れ強さをみる。ムービングベルト稼働によるベルト表面近傍の流速の増加がみられる（速度欠損の減少）。ムービングベルトを稼働させると、ムービングベルト表面の流速がベルト速度の向上と共に増加し、速度欠損は最大でも約 5% である。以上の結果より、本研究で開発したムービングベルト装置は、今後の風洞の詳細な流体試験の活用には有用であると考えられる。

最後に、クロスフローファンおよびムービングベルトを稼働させた場合の、ムービングベルト表面の二次元性について述べる。具体的には、 $z$  方向の各点での流速分布及び乱れ強さ分布の一意性を調べる。 $x=500\text{ mm}$  における、 $z=\pm 250\text{ mm}$  での流速および乱れ強さ分布結果を図 2.16 に示す。図 2.16 より  $U_\infty=3.0\text{ m/s}$  および  $U_\infty=10\text{ m/s}$  とともに、流速分布及び乱れ強さの一意性が確認できる。以上の結果より、図 2.17 に示した範囲を本ムービングベルトの有効試験エリアと決定する。

### 2.4.5. ムービングベルト表面の流れの可視化（スモークワイヤー法）

図 2.18 に、ムービングベルト表面の流れの可視化結果を示す。流れの可視化は、スモークワイヤー法を用いている。可視化の条件は、①クロスフローファン非稼働、ムービングベルト非稼働（静止地面）と、②クロスフローファン稼働、ムービングベルト稼働（移動地面）の 2 条件とする。本結果より、①の条件では、ムービングベルト表面に発達した境界層が確認できる一方で、②の条件では、ムービングベルト表面付近でも流速を確認出来ることから、境界層を除去している様子がわかる。また、熱線流速計による流速測定結果とも、よく対応していることも分かる。

## 2.5. 平板周りの流れ

### 2.5.1. エンドプレート内流れと二次元性

図 2.19 に、平板設置領域の試験流速  $U_\infty=3.0\text{ m/s}$  での流速分布を示す。（参考のため、一部  $U_\infty=10\text{ m/s}$  の結果も合わせて載せている。）平板は、図 2.1 に示す様に、両端をエンドプレートと呼ばれる平板固定具により支えられる。しかしながら、エンドプレートが平板周りの流れに及ぼす影響を無視することはできない。そこで、エンドプレートで囲まれた領域、つまり平板設置領域における流速分布を把握する必要がある。本結果より、平板設置領域において、一様な流速分布が確保されており、平板設置領域内流れは、二次元性流れといえる。

### 2.5.2. 平板後流れの流速分布（静止地面）

図 2.20—図 2.24 に、様々な平板高さ  $h/c$  で後流の流速測定および乱れ強さ  $TI$  を算出した結果を示す。流速は、熱線流速計で計測し、その時の時間平均値を示す。乱れ強さ  $TI$  も、熱線流速計による速度変動波形から求める。（定義式は、2.2 節を参照。）実験結果は、静止地面と移動地面に分けて述べる。ここで、“静止地面”とは、先述のクロスフローファン非

稼働、ムービングベルト非稼働の条件、“移動地面”とは、クロスフローファン稼働、ムービングベルト稼働の条件である。

最初に、静止地面に設置された平板の後流測定結果について述べる。図 2.20(a)に  $h/c \geq 1.0$  に平板を設置した際の流速分布を示す。図 2.20(a)より、流速分布は、平板を設置していない場合と比較すると（図 2.20(a)中の黒の中空丸印および、赤の中空丸印）、平板の近傍で若干流速が速くなるものの、大きな変化はない。図 2.20(b)に、 $h/c \geq 1.0$  に平板を設置した際の乱れ強さ分布を示す。図 2.20(b)より、乱れ強さ分布について、平板を設置していない場合と比較しても（図 2.20(b)中の黒の中実三角印および、赤の中実三角印）、大きな変化はない。以上より、 $h/c \geq 1.0$  では、平板まわり流れ場に地面の影響はない。

次に、図 2.21(a)に、 $h/c = 0.5$  に平板を設置した際の流速分布を示す。ここで注意すべきは、 $h/c = 0.5$  の場合、 $\delta/c > h/c$  であるので、平板は静止地面で発達した境界層内に設置されている事である。図 2.21(a)より、流速分布は、平板を設置していない場合と比較すると（図 2.21 (a)中の黒の中実丸印及び、黄の中実丸印）、平板の近傍で若干流速が速くなるものの、大きな変化はない。図 2.21 (b)に、 $h/c = 0.5$  に平板を設置した際の乱れ強さ分布を示す。図 2.21(b)より、乱れ強さ分布について、平板を設置していない場合と比較しても（図 2.21(b)中の黒の中実三角印及び、黄の中実三角印）、大きな変化はない。以上より、 $h/c = 0.5$  では、平板まわりの流れ場に対する、地面の影響はない。

次に、図 2.22(a)に  $h/c = 0.2$ 、図 2.23(a)に  $h/c = 0.15$  に平板を設置した際の流速分布を示す。この範囲でも、 $\delta/c > y/c$  であり、平板は境界層内に設置されている。各図と  $h/c = 0.5$  に平板を設置した場合（図 2.21 (a)を参照）を比較すると、流れ場の違いが確認できる。つまり、 $h/c = 0.2$  および  $0.15$  では平板と地面の間の流れは、増速されている。増速率は、平板を設置していない場合と比較すると、最大 5% 加速である。図 2.22(b)に、 $h/c = 0.2$ 、図 2.23(b)に  $h/c = 0.15$  に平板を設置した際の乱れ強さ分布を示す。各図と  $h/c = 0.5$  に平板を設置した場合（図 2.21(b)を参照）を比較すると、平板と地面の間の流れ場において、乱れ強さが減少していることが確認できる。乱れ強さの減少率は、平板を設置していない場合と比較すると、最大 4% である。

図 2.24(a)に  $h/c = 0.1$  に平板を設置した際の流速分布を示す。この範囲でも、 $\delta/c > y/c$  であり、平板は境界層内に設置されている。図 2.24(a)より、 $h/c = 0.2$  や  $h/c = 0.15$  にみられた増速は確認できない。逆に流れがせき止められ、減速していることが確認できる。図 2.24(b)に  $h/c = 0.1$  に平板を設置した際の乱れ強さ分布を示す。平板と地面の間の乱れ強さは、 $h/c = 0.2$  と  $h/c = 0.15$  同様に減少している（図 2.24(b)中の黒の中実三角印及び、青の中実三角印）。

本結果より、静止地面上に平板を設置した場合、 $h/c \leq 0.2$  の領域では、平板まわり流れ場は、地面の影響を受けているといえる。

### 2.5.3. 平板後流れの流速分布（移動地面）

本節では、移動地面に設置された平板の後流測定結果について述べる。図 2.20(a)に  $h/c \geq 1.0$  に平板を設置した際の流速分布を示す。図 2.20(a)より、流速分布は、平板を設置していない場合と比較すると（図 2.20(a)中の黒の中空丸印及び、赤の中空丸印）、平板の近傍で若干流速が速くなるものの、大きな変化はない。図 2.20(b)に、 $h/c \geq 1.0$  に平板を設置した際の乱れ強さ分布を示す。図 2.20(b)より、乱れ強さ分布について、平板を設置していない場合と比較しても（図 2.20(b)中の黒の中空三角印及び、赤の中空三角印）、大きな変化はない。以上より、 $h/c \geq 1.0$  では、平板まわり流れ場に地面の影響はない。

次に、図 2.21(a)に、 $h/c=0.5$  に平板を設置した際の流速分布を示す。図 2.21(a)より、流速分布は、平板を設置していない場合と比較すると（図 2.21(a)中の黒の中空丸印及び、黄の中空丸印）、平板の近傍で若干流速が速くなるものの、大きな変化はない。図 2.21(b)に、 $h/c=0.5$  に平板を設置した際の乱れ強さ分布を示す。図 2.21(b)より、乱れ強さ分布について、平板を設置していない場合と比較しても（図 2.21(b)中の黒の中空三角印及び、黄の中空三角印）、大きな変化はない。以上より、 $h/c=0.5$  では、平板まわりの流れ場に対する、地面の影響はない。

次に、図 2.22(a)に  $h/c=0.2$ 、図 2.23(a)に  $h/c=0.15$  に平板を設置した際の流速分布を示す。 $h/c \geq 0.5$  と比較すると、 $h/c=0.2$  および  $h/c=0.15$  の平板と地面の間の流れは、増速されている。増速率は、平板を設置していない場合と比較すると、最大 5% 加速である。図 2.22(b)に、 $h/c=0.2$ 、図 2.23(b)に  $h/c=0.15$  に平板を設置した際の乱れ強さ分布を示す。平板を設置していない場合と比較すると（図 2.22(b)では、黒の中空三角印及び、緑の中空三角印である。図 2.23(b)では、黒の中空三角印及び、赤の中空三角印である。）、乱れ強さにほぼ変化はないといえる。

図 2.24(a)に  $h/c=0.1$  に平板を設置した際の流速分布を示す。図 2.24(a)より、 $h/c=0.2$  や  $h/c=0.15$  にみられた、平板と地面の間の流れの急激な増速は確認できない。逆に流れがせき止められ、減速している事が確認できる。図 2.24(b)に  $h/c=0.1$  に平板を設置した際の乱れ強さ分布を示す。乱れ強さに大きな変化はないことが確認できる。（図 2.24(b)中の黒の中空三角印及び、青の中空三角印である。）

本結果より、移動地面上に平板を設置した場合、 $h/c \leq 0.2$  の領域では、平板まわり流れ場は、地面の影響を受けているといえる。

### 2.5.4. 平板周りの流れと運動量欠損

図 2.25 に平板高さ  $h/c$  と運動量欠損  $D_{MD}^*$  の関係を示す。静止地面および移動地面に設置した平板の後流測定結果から、運動量欠損  $D_{MD}$  を平板弦長  $c$  で無次元化した運動量欠損量  $D_{MD}^*$  を算出することにより、壁面（静止地面及び移動地面）が平板周りの流れに及ぼす影響を調べる。静止地面上では平板設置による運動量欠損量  $D_{MD}^*$  は  $h/c$  が減少するにつれ、減少している。これは平板周りの流れが境界層によるものである。一方で、移動地面では、理

論上、境界層は存在しないため  $h/c$  による減少傾向は現れない。しかしながら、 $h/c = 1.0$  から  $h/c = 2.0$  まではほぼ一定値をとるものの、 $h/c \leq 0.2$  では、ゆるやかな減少傾向を示す。運動量欠損が  $h/c \leq 0.2$  から減少する理由としては、移動地面が平板へ及ぼす影響、つまり、平板と地面の間の流れの加速が考えられる。

### 2.5.5. 平板周りの流れと乱れの積分スケール

図 2.26 に、平板高さ  $h/c$  と乱れの空間積分スケール  $T_{\Pi}^*$  の関係を示す（乱れの空間積分スケール  $T_{\Pi}^*$  の定義式は、2.2 節を参照）。運動量欠損と同様に、乱れの空間積分スケール  $T_{\Pi}^*$  を平板弦長  $c$  で無次元化した  $T_{\Pi}^*$  を算出することにより、壁面（静止地面及び移動地面）が平板まわり流れに及ぼす影響を調べる。

図 2.26 より、静止地面と移動地面の乱れの積分スケールの値を比較すると、全ての平板高さにおいて、移動地面の方がその値は低い。これは、移動地面により境界層が除去されたことによる乱れの減少である。次に、平板高さ  $h/c$  による変化をみる。静止地面および移動地面で定性的に同じ傾向を示す。つまり、乱れの積分スケールは、静止地面、移動地面ともに  $h/c = 0.2$  で最大値をとり、 $h/c < 0.2$  では減少する。そして、この傾向は、移動地面の方がより強い。移動地面の場合、 $h/c = 0.2$  では、平板近傍の流速が増速され、乱れ強さも最大で約 4% 増加している。 $h/c < 0.2$  では平板主流側（ $y$  方向上側）では、乱れ強さは若干大きくなるものの、平板と地面の間の乱れ強さは、流れがせき止められた影響により減少する。この事より、乱れの積分スケールは、 $h/c = 0.2$  で最大値をとり、 $h/c < 0.2$  では減少するといった傾向を示すと考えられる。つまり  $h/c < 0.2$  で、平板に対する地面効果が表れる。

### 2.5.6. 平板後流渦の周期

流速出力波形からストローハル数  $St$  を求めることから、壁面が平板まわり流れに及ぼす影響の解明を試みる。熱線流速計により得られた流速変動の時系列波形及び FFT 解析結果を静止地面は図 2.27 に、移動地面は図 2.28 に示す。最初に、静止地面上の場合（図 2.27 を参照）、 $h/c = 1.0$  から  $h/c = 2.0$  では、卓越周波数  $f_d$  を確認できる。しかし、 $h/c \leq 0.5$  では卓越周波数  $f_d$  はみられず、平板の後流に周期的な流速変動はない。これは、平板が境界層内にあることがその要因の一つと考えられる。次に移動地面上の場合（図 2.28 を参照）、すべての平板高さ  $h/c$  で卓越周波数  $f_d$  が存在する。これは移動地面の場合、境界層は存在せず、一様な流れが平板に加わることがその要因であろう。移動地面と静止地面で明瞭な差がみられることは、風洞試験において、ムービングベルトが有用である事を示唆している。

移動地面では、全ての地面高さ  $h/c$  で、卓越周波数が存在するため、平板後流渦の周期と平板高さ  $h/c$  の関係が示せそうである。そこで、図 2.29 に、移動地面における、ストローハル数  $St$  と平板高さ  $h/c$  の関係を示す。本結果より、 $h/c = 0.2$  付近でストローハル数が変化している。つまり、移動地面条件で平板を設置した場合、ストローハル数  $St$  は、 $h/c = 2.0$  から  $h/c = 0.5$  まではほぼ一定値をとるが、 $h/c = 0.2$  でその値は増加し、 $h/c = 0.1$  に行くにつれて

減少し、 $h/c = 2.0$  から  $h/c = 0.5$  で示した値と同値に落ち着く。この現象は、 $h/c = 2.0$  近傍では、平板周りの流速が最大5%加速されていることから、平板後流の渦構造の発達を助長していると考えられる。この現象を詳しく調べるため、以降、可視化試験を行う。

### 2.5.7. 平板周りの流れ場と可視化

平板後流渦の周期測定結果から、代表的な平板高さである、 $h/c = 1.0$ 、 $h/c = 0.2$ 、 $h/c = 0.1$  における平板周りの流れ場を、移動地面及び静止地面の両条件で可視化する。図 2.30(a)、図 2.31(a)、図 2.32(a)に、静止地面の可視化画像を示す。図 2.30(a)、図 2.31(a)、図 2.32(a)に、移動地面の可視化画像を示す。

図 2.30(a)、図 2.31(a)、図 2.32(a)の静止地面における可視化画像を見ると、いずれの平板高さにおいても、境界層が明瞭に確認できる。次に、図 2.30(a)の平板高さ  $h/c = 1.0$  の可視化画像では、境界層は確認できるものの、平板は境界層の範囲外であり、平板の後方に周期的な渦が確認できる。これは、静止地面の平板高さ  $h/c = 1.0$  で卓越周波数が確認できた結果とも一致する。しかし、図 2.31(a)の平板高さ  $h/c = 0.2$  と図 2.32(a)平板高さ  $h/c = 0.1$  の可視化画像を見ると、平板は境界層の範囲内であることが確認でき、平板の後方に周期的な渦は確認できない。このことも、静止地面の平板高さ  $h/c = 0.2$  と  $h/c = 0.1$  で卓越周波数が確認できなかった結果と一致する。境界層の範囲内では、流速が遅く、周期的な渦の発達に至らない。

図 2.30(b)、図 2.31(b)、図 2.32(b)の移動地面における可視化画像を見ると、いずれの平板高さにおいても、平板の後方に周期的な渦が確認できる。図 2.30(b)の平板高さ  $h/c = 1.0$  の可視化画像でみられる平板の後方に発生した渦の周期は、図 2.30(a)の静止地面の平板高さ  $h/c = 1.0$  で確認できた渦と、ほぼ同等である。これは平板が、静止地面条件でも移動地面条件と同様に、一様流中に設置されていることから予想できる。次に、図 2.31(b)の平板高さ  $h/c = 0.2$  と図 2.32(b)の平板高さ  $h/c = 0.1$  可視化画像をみる。両図とも、平板の後方に周期的な渦が確認できる。これは、移動地面の設置により、移動地面と平板の間の流れ場が変化したことによるものであろう。さらに、図 2.31(b)の平板高さ  $h/c = 0.2$  では、図 2.31(a)の平板高さ  $h/c = 1.0$  と比較すると、平板後方の渦の周期が短くなっていることが確認できる。つまり、平板高さ  $h/c = 0.2$  において、ストローハル数  $St$  が増加した結果が、平板高さ  $h/c = 0.2$  の可視化画像からも確認できる。さらに平板高さを低くした場合、つまり、図 2.32(b)の平板高さ  $h/c = 0.1$  では、平板後方に周期的な渦は確認できるものの、平板高さ  $h/c = 0.2$  ほど明瞭ではなく、周期性も低い。これは、平板と地面の間の流れがせき止められ、流速が減少した結果と一致する。

以上の可視化画像による結果より、①移動地面と静止地面で平板周りの流れ場に明らかな違いがあること、②移動地面条件では、平板高さ  $h/c < 0.2$  で、平板周りの流れへ影響を及ぼす③平板高さ  $h/c = 0.2$  では、平板高さ  $h/c = 1.0$  と比較して、平板の後流の渦の周期が短いことが確認できる。

## 2.6. おわりに

本研究では高精度の風洞用ムービングベルト装置開発を試み、そのムービングベルト装置を用いて、ベルト面上の流速分布や乱れ強さなどの基本特性を調査した。さらに地面効果についての基礎研究を行った。具体的には、地面効果が薄い平板まわり流れに及ぼす影響について、地面と平板の距離に着目し、後流測定や可視化を行った。そして、以下の結論を得た。

- (1) ベルトと駆動ローラ間のすべりはなく、ベルト駆動時のベルト振動は 2.0 mm 未満である。よって熱線流速計による流速測定をよりベルト表面に近い  $y = 2.0 \text{ mm}$  まで行うことが可能である。
- (2) 境界層吸気およびベルトを回転させることにより最低測定値での速度欠損が約 5%、乱れ強さも主流乱れまで改善され、ベルト上流れの二次元性も確保できている。また、可視化結果も熱線流速計による測定結果と対応する結果となった。
- (3) 薄型平板をムービングベルト上に設置した場合、 $h/c = 0.2$  付近で、平板近傍の流速が増速されること、平板後流のストローハル数  $St$  が増加することから、 $h/c = 0.2$  が、地面効果を考慮する上で重要なパラメータになると考えられる。さらに平板主流側流れより平板と地面間流れの方が顕著に地面の効果が表れることがわかった。
- (4) 平板まわり流れの可視化および PIV 解析を行った結果、静止地面と移動地面では、平板まわり流れおよび後流に明らかな違いが見られた。

## 参考文献

- 1) 広岡貫一, 高橋宏, “大型低速風洞のムービングベルト装置”, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 19, No. 206, pp. 16-21, 1971.
- 2) 別所正利, 石川明男, “空中翼の水面効果について (第 1 報)”, 関西造船協会誌, Vol. 165, pp. 59-69, 1977.
- 3) Burgin K., Adey, P. C. and Beatham, J. P., “Wind tunnel tests on road vehicle models using a moving belt simulation of ground effect,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 22, No. 2-3, pp. 227-236, 1986.
- 4) Bonis, B. V., Quagliotti, B. F. and Dallara, P. G., “Is the “Moving belt ground plane” necessary for automobile testing in the wind tunnel?,” *Forum Proceedings Monte-Carlo Autotechnologies*, pp. 161-166, 1987.

- 5) 吉田泰, 今泉哲夫, 武藤真理, “小型ムービングベルトの開発について”, 自動車研究, Vol. 7, No. 7, pp. 285-288, 1985.
- 6) 吉田泰, 今泉哲夫, 土田禎太郎, “ムービングベルト法による風洞試験”, 自動車研究, Vol. 10, No. 3, pp. 95-98, 1988.
- 7) Berta, C., “Full-scale moving belt in Fiat aerodynamic wind tunnel,” *Society of Automotive Engineers Paper*, No. 905147, pp.219-227, 1990.
- 8) Chawla, M. D., Edwards, L. C. and Franke, M. E., “Wind-tunnel investigation of wing-in-ground effects,” *Journal of Aircraft*, Vol. 27, No. 4, pp.2889-293, 1990.
- 9) 久保昇三, 松原武徳, 松岡利雄, 河村哲也, “地面効果翼艇 (WIG) の実用化に向けて”, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 39, No. 448, pp. 32-38, 1991.
- 10) 松原武徳, 田下昌紀, 呉文雄, 山口信行, 大脇敏和, “地面効果翼の高揚力化の研究 (第1報, 隙間翼等のスクリーニング・テスト結果)”, 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 58, No. 552, pp. 2456-2463, 1992.
- 11) 新田恭子, “地面効果を受ける2次元翼の風洞実験及び数値計算”, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 43, No.502, pp. 657-667, 1995.
- 12) Garry, K. P., “Some effects of ground clearance and ground plane boundary layer thickness on the mean base pressure of a bluff vehicle type body,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 62, No. 1, pp. 1-10, 1996.
- 13) 野村正明, 山田日出夫, 内藤隆, “スモークワイヤ法による地面効果を受ける矩形翼まわりの流れ”, 第28回流体力学会講演論文集, pp. 299-302, 1996.
- 14) 中野修, “ムービングベルト式地面効果試験装置”, 航空宇宙技術研究所資料, No. 724, 1998.
- 15) Nonaka, O., Kayaba, S. and Hayashi, Y., “Moving belt ground effect testing system of NAL 6.5 × 5.5 m low speed wind tunnel,” *Technical Memorandum of National Aerospace Laboratory*, No. 724, Vol. 1, pp. 1-30, 1998.
- 16) 鹿野一郎, 八木田幹, 佐藤尋史, “地面効果を受ける円柱まわりの流れ”, 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 65, No. 638, pp. 3268-3273, 1999.
- 17) Zerihan J. and Zhang Xin, “Aerodynamics of a Single Element Wing in Ground Effect,” *Journal of Aircraft*, Vol. 37, No. 6, pp. 1058-1064, 2000.
- 18) Zerihan J. and Zhang X., “Aerodynamics of Gurney Flaps on a Wing in Ground Effect,” *AIAA Journal*, Vol 39, No. 5, pp. 772-780, 2001.
- 19) 小濱泰昭, 渡部英夫, 菊地聡, 太田福雄, 伊藤孝幸, “実走行によるエアロトレイン空力特性の解明と浮上姿勢制御の開発 (第1報, 台車方式による走行実験)”, 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 68, No. 665, pp. 102-107, 2002.
- 20) 石原裕二, “ムービングベルト風洞を用いた乗用車の空力開発”, 自動車技術, Vol. 57, No. 4, pp. 19-24, 2003.

- 21) 中出孝次, 鈴木昌弘, 斉藤実俊, 藤原肇, “トンネル内を走行する鉄道車両を模擬した三面ムービングベルトによる風洞試験”, 日本機械学会第10回鉄道技術連合シンポジウム講演論文集, pp. 47-50, 2003.
- 22) Zhang X. and Zerihan J., “Aerodynamics of a Double-Element Wing in Ground Effect,” *AIAA Journal*, Vol. 41, No. 6, pp. 1003-1016, 2003.
- 23) 石原智之, 小濱泰昭, 加藤琢真, 菊地聡, “円弧型エアロトレイン翼の地面効果特性”, 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 70, No. 693, pp. 1179-1185, 2004.
- 24) Ahmed M. R., Takasaki T. and Kohama Y., “Aerodynamics of a NACA4412 airfoil in ground effect,” *AIAA Journal*, Vol. 45, No. 1, pp. 37-47, 2007.
- 25) 染矢聡, 吉田智, 李艶栄, 岡本孝司, “トビウオの滑空における地面効果の影響に関する研究”, 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 75, No. 758, pp. 1983-1988, 2009.
- 26) 秋元博路, “海上を400km/hで走る表面効果翼船”, 自動車技術, Vol. 64, No. 5, pp. 97-98, 2010.
- 27) 中川徹, 菊地聡, 今尾茂樹, 小里泰章, “地面効果機における翼と胴体の空力干渉の測定”, 可視化情報学会誌, Vol. 30, No. 2, pp. 215-216, 2010.
- 28) Shun, S. Y., Whang, K. H., Kim, K. S. and Kwon J. H., “Induced Drag Characteristics Based on Wake Surface Integration for Wing-In-Ground Effect,” *The Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 53, No. 181, pp. 155-161, 2010.
- 29) 長谷川翔, 木綿隆弘, 岡島厚, 六郷彰, 木村繁男, 小松信義, “地面上を移動する様々な断面辺長比の角柱周りの流れの数値解析”, 可視化情報学会誌, Vol. 31, No. 2, pp. 21-22, 2011.
- 30) 菊地聡, 中川徹, 今尾茂樹, 小里泰章, “地面効果翼の空力特性におよぼす翼型と翼端板の影響”, 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 77, No. 783, pp. 2105-2116, 2011.
- 31) Kikuchi, S., Nakagawa, T., Imao, S. and Kozato, Y., “The influence of airfoil profile and wing-tip plate on wing in ground effect,” *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, Vol. 77, No. 783, pp. 57-68, 2011.
- 32) 長友修, 菊地正憲, 平野公孝, “エアロトレイン翼の空力特性向上に関する三次元数値解析”, 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 77, No. 779, pp. 1410-1419, 2011.
- 33) 長谷川翔, 木綿隆弘, 岡島厚, 六郷彰, 木村繁男, 小松信義, “地面上を移動する角柱周りの流れの可視化実験と数値解析”, 可視化情報学会誌, Vol. 33, No. 5, pp. 7-15, 2013.

付表・付図集 (第2章)

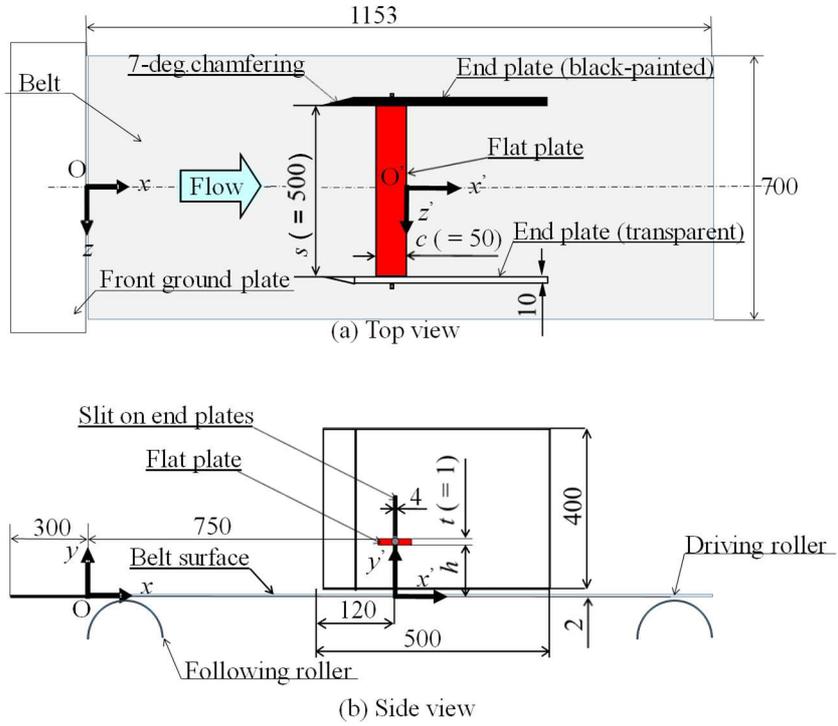


図2.1 平板及びエンドプレートの設置図

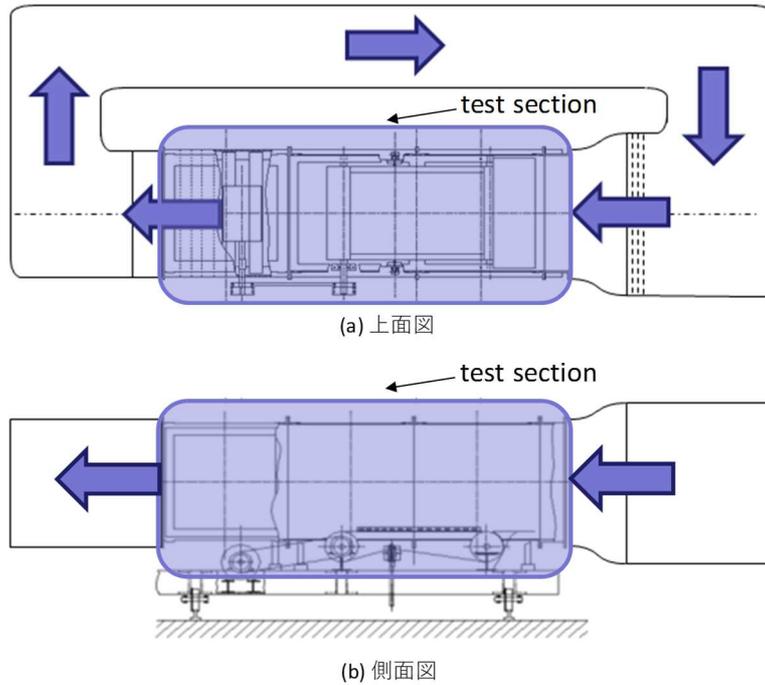


図2.2 同志社大学所属風洞 (ゲッチンゲン型)

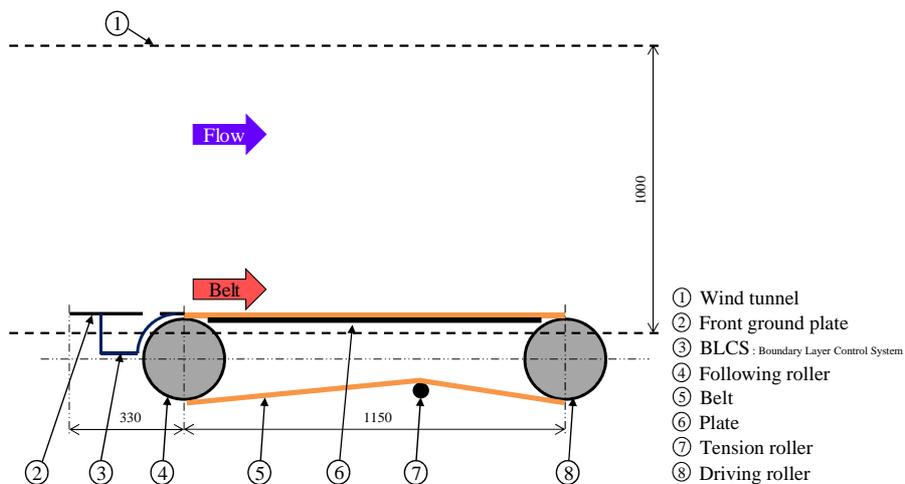


図2.3 風洞用ムービングベルト装置の概略図

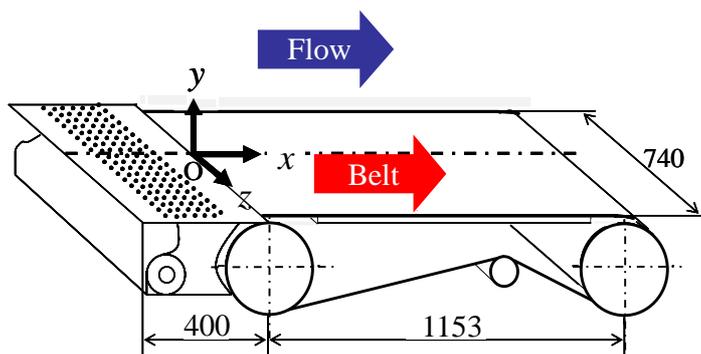


図2.4 風洞用ムービングベルトの寸法及び座標系

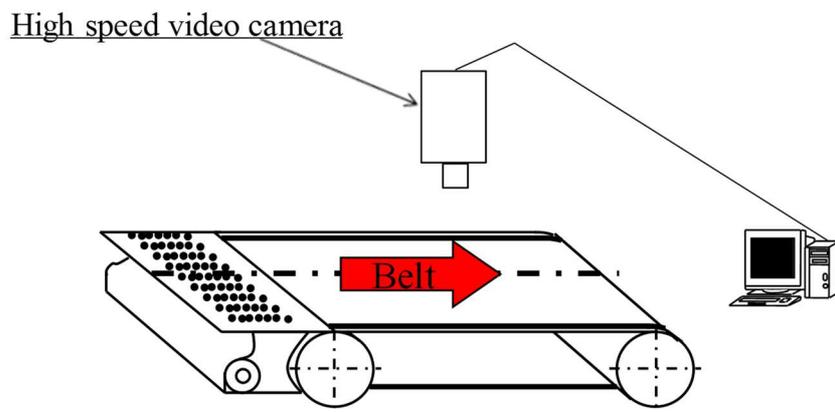


図2.5 風洞用ムービングベルト速度の測定 (High-speed-camera 使用)

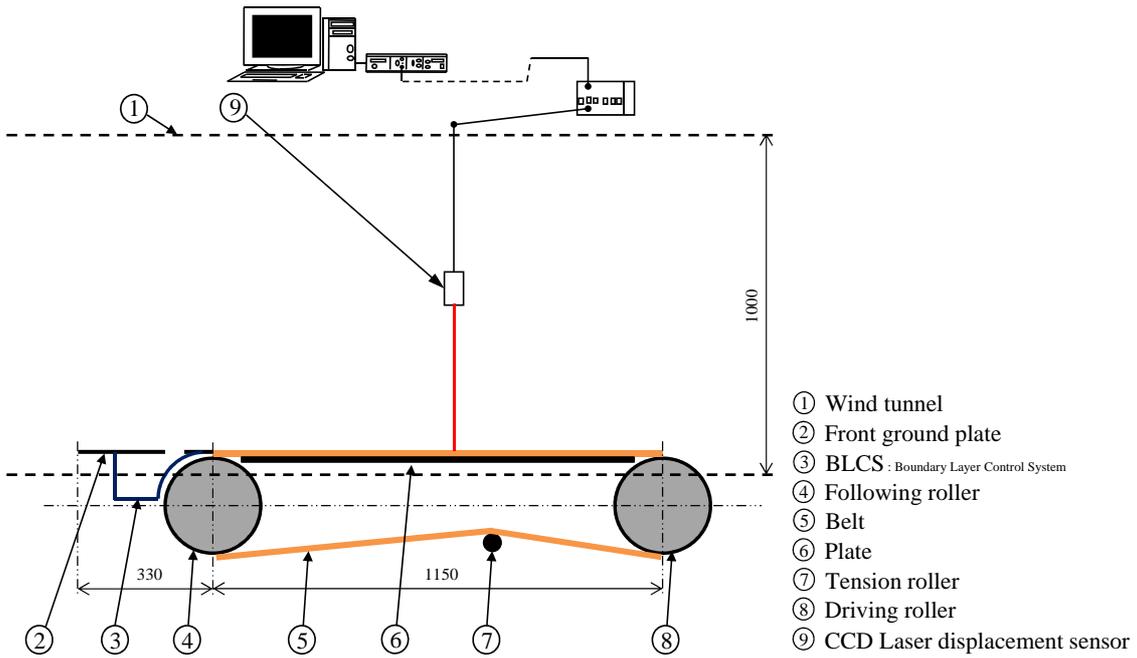


図2.6 風洞用ムービングベルトの振動測定（レーザー変位計を使用）

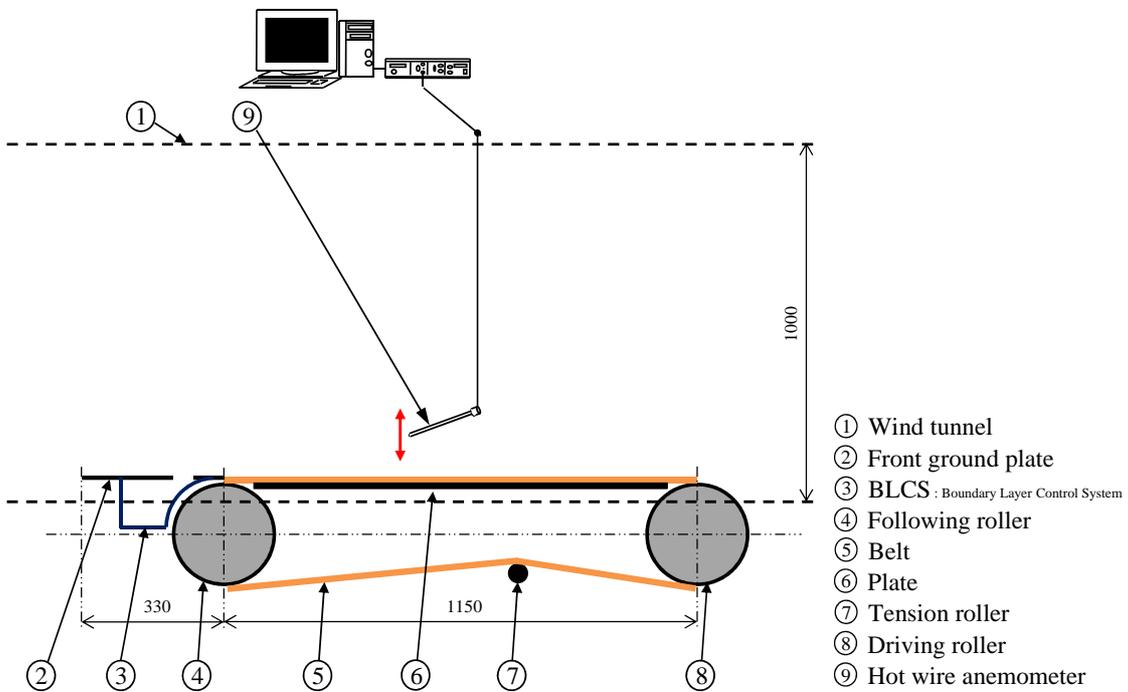


図2.7 風洞用ムービングベルト周りの気流の流速測定（熱線流速計を使用）

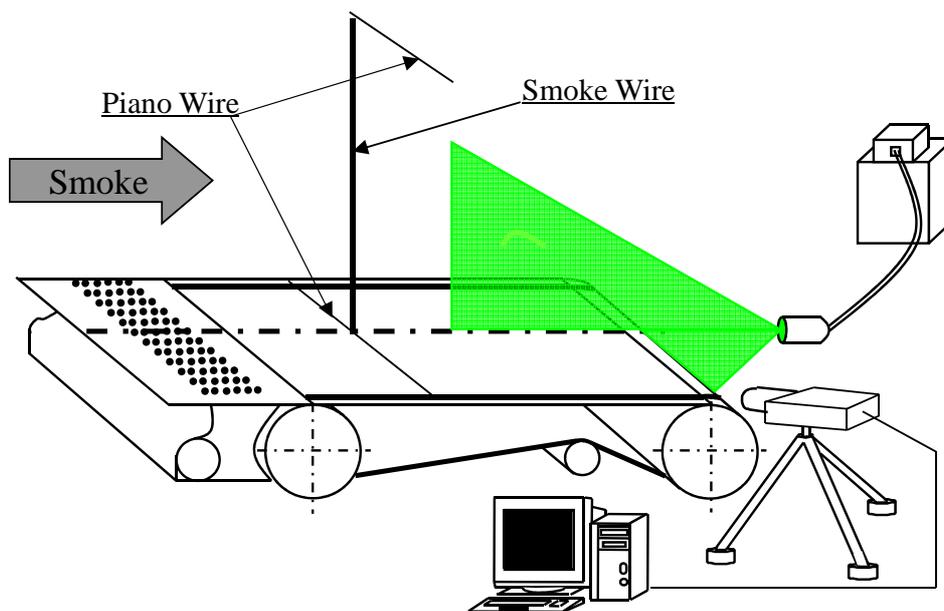


図2.8 風洞用ムービングベルト周りの流れ場の可視化手法（スモークワイヤー法）

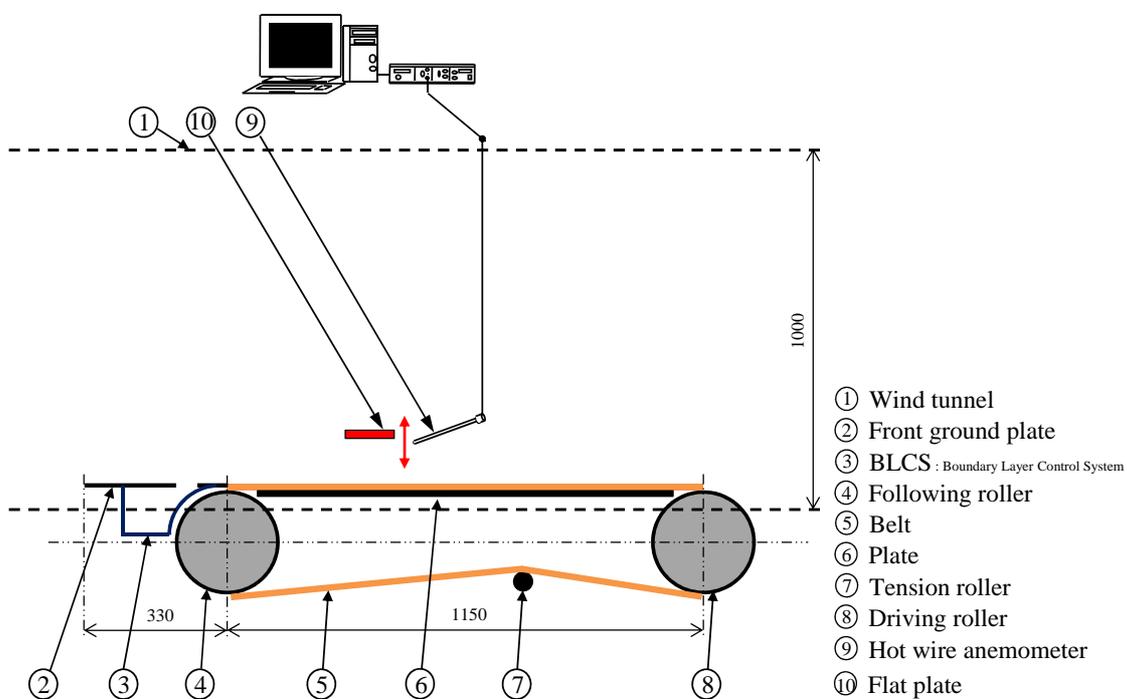


図2.9 平板周りの流速測定（熱線流速計を使用）

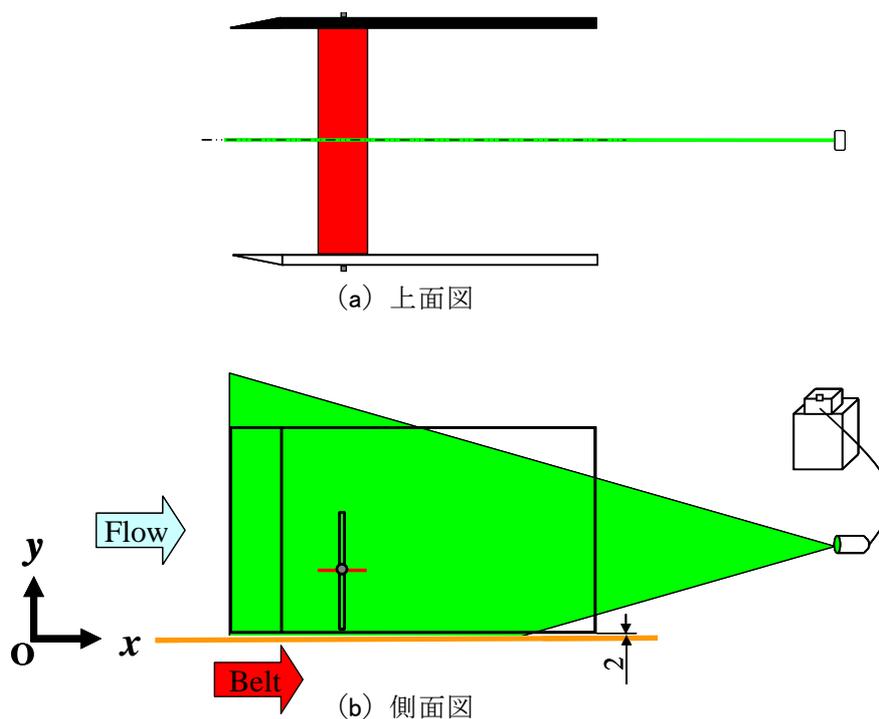


図2.10 平板周りの流れ場の可視化手法（スモークワイヤー法）

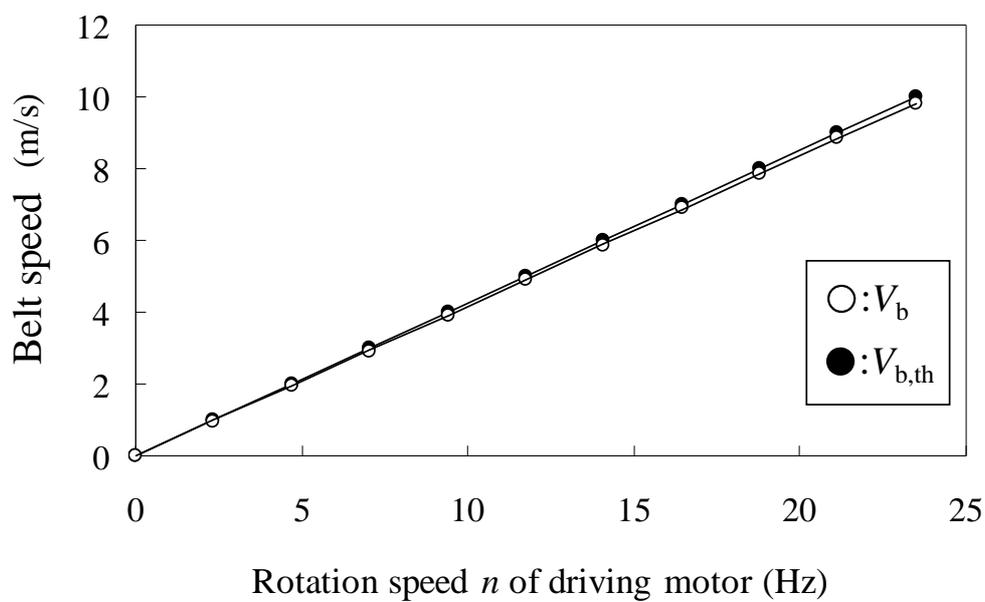


図2.11 ムービングベルト速度（●理論値と○実測値の比較）

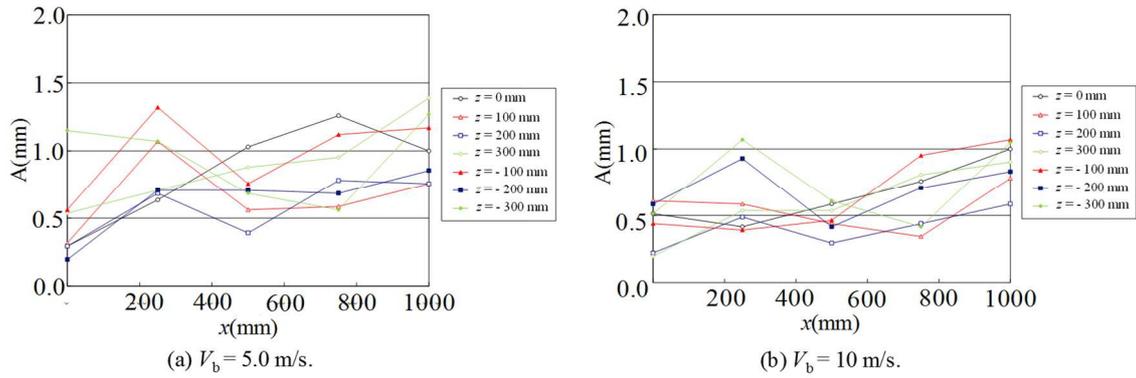


図2.12 ムービングベルト振動測定結果 ( $x$  方向)

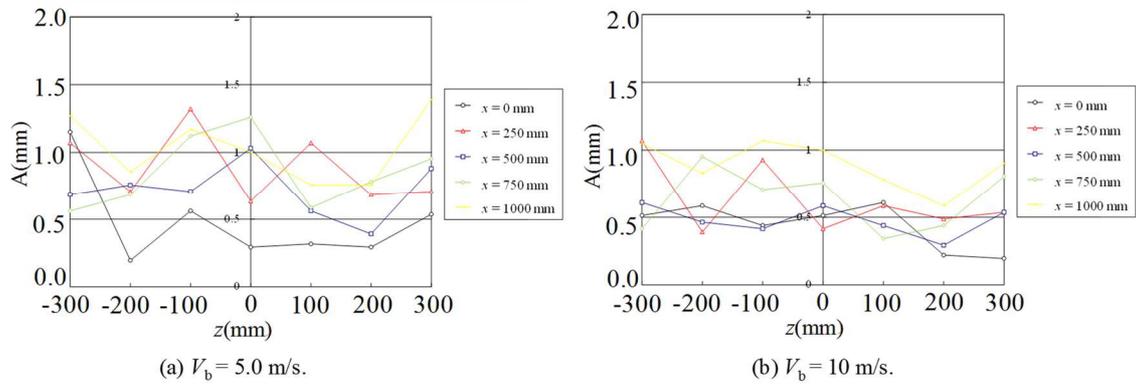


図2.13 ムービングベルト振動測定結果 ( $y$  方向)

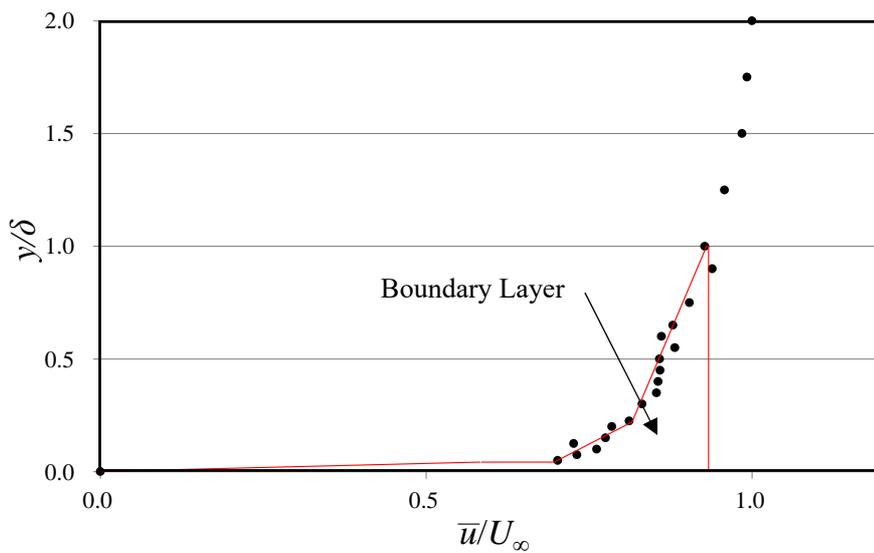
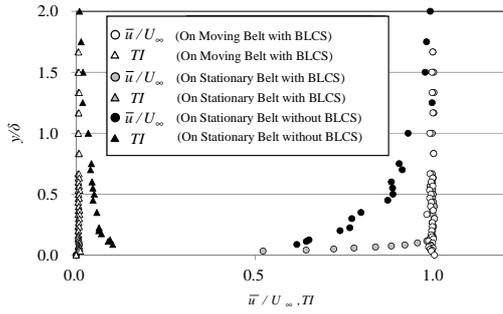
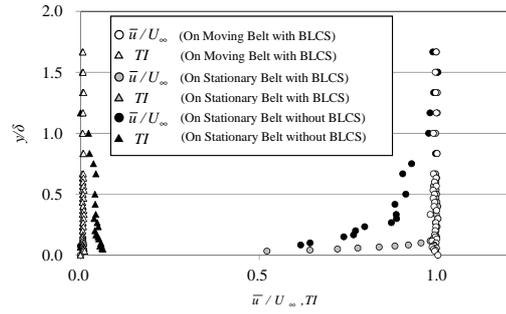


図2.14 風洞内の流速分布と境界層 ( $x = 250$  mm,  $z = 0$  mm and  $U_\infty = 10$  m/s.)

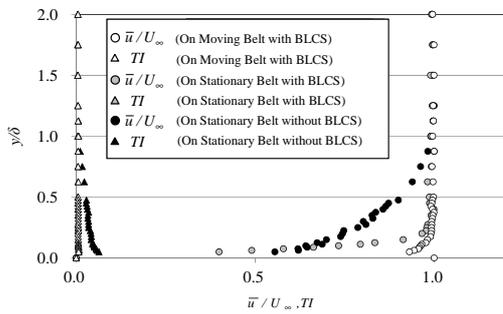
第2章 ムービングベルト上に設置された平板周りの流れ



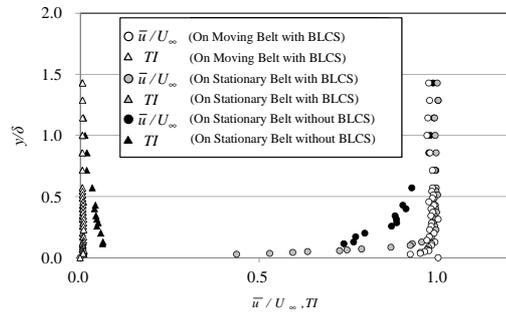
(a)  $x = 250 \text{ mm}$ ,  $z = 0 \text{ mm}$   $U_\infty = 3.0 \text{ m/s}$ .



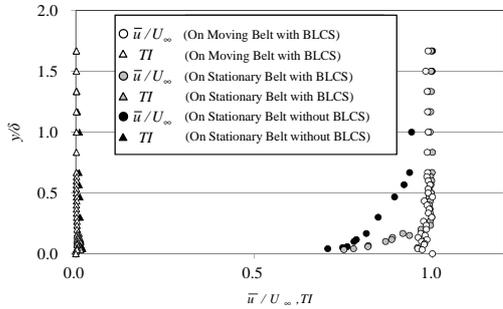
(b)  $x = 500 \text{ mm}$ ,  $z = 0 \text{ mm}$   $U_\infty = 3.0 \text{ m/s}$ .



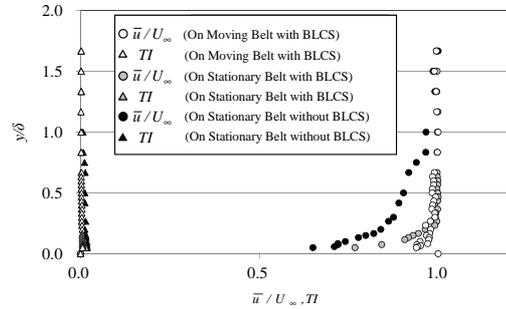
(c)  $x = 750 \text{ mm}$ ,  $z = 0 \text{ mm}$   $U_\infty = 3.0 \text{ m/s}$ .



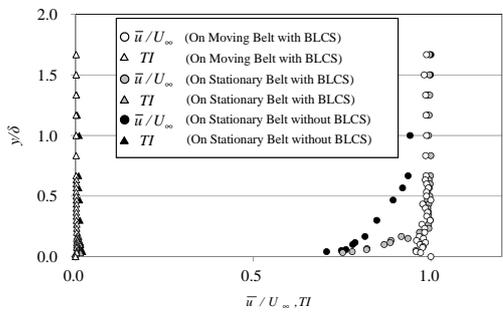
(d)  $x = 1000 \text{ mm}$ ,  $z = 0 \text{ mm}$   $U_\infty = 3.0 \text{ m/s}$ .



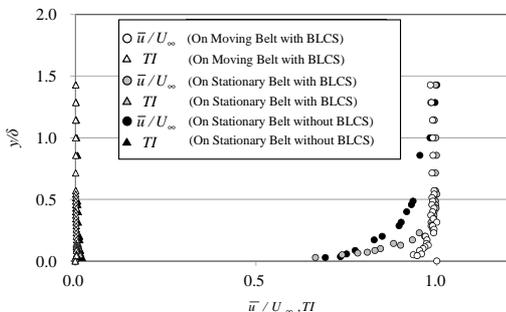
(e)  $x = 250 \text{ mm}$ ,  $z = 0 \text{ mm}$   $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ .



(f)  $x = 500 \text{ mm}$ ,  $z = 0 \text{ mm}$   $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ .



(g)  $x = 750 \text{ mm}$ ,  $z = 0 \text{ mm}$   $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ .



(h)  $x = 1000 \text{ mm}$ ,  $z = 0 \text{ mm}$   $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ .

図2.15 ムービングベルト上の各計測点での流速分布及び乱れ強さ

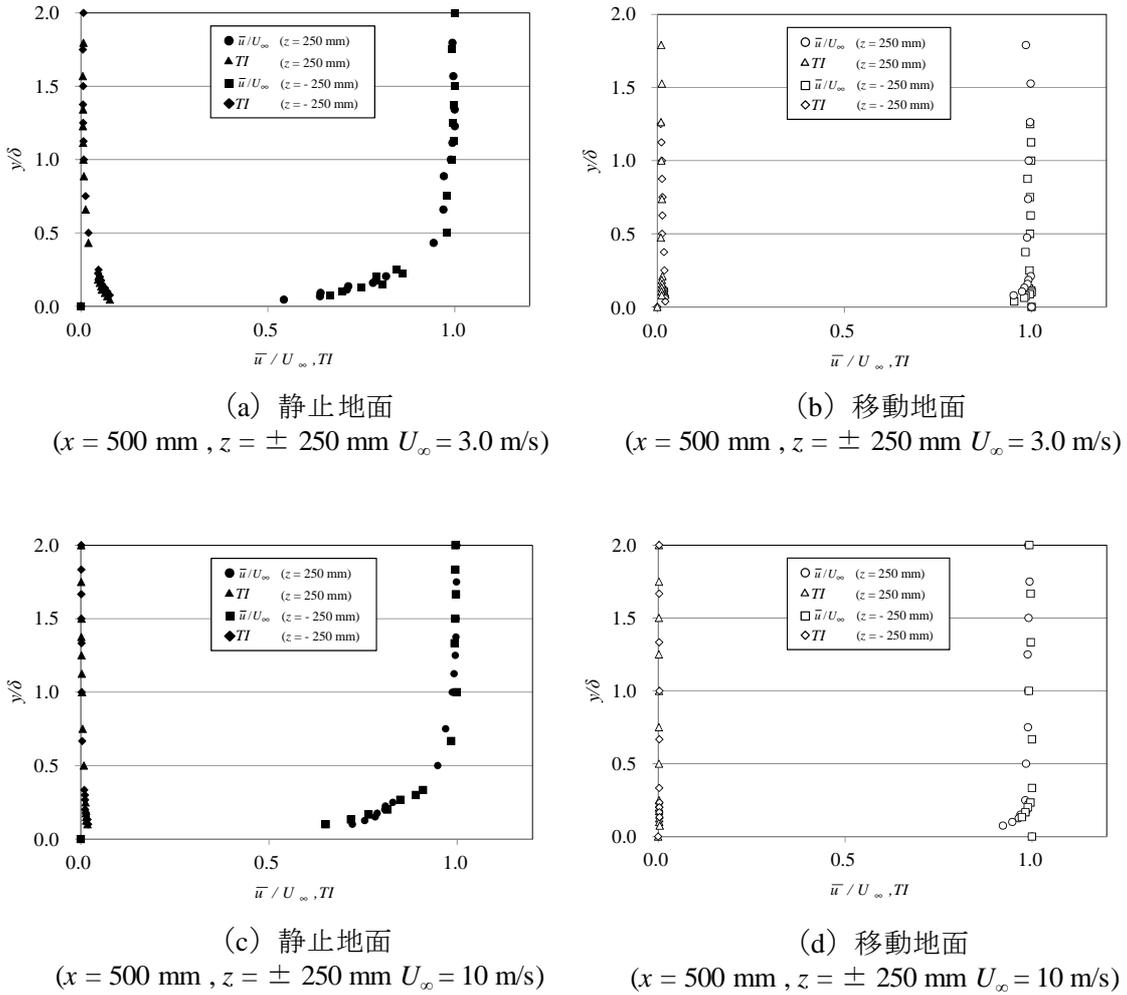


図2.16 流速分布及び乱れ強さ（二次元性の確認）

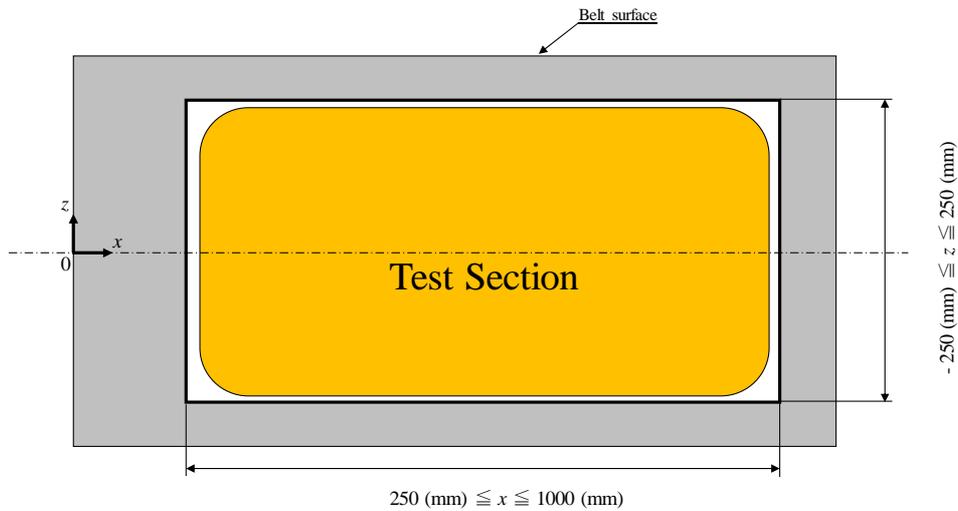


図2.17 ムービングベルトと試験区間

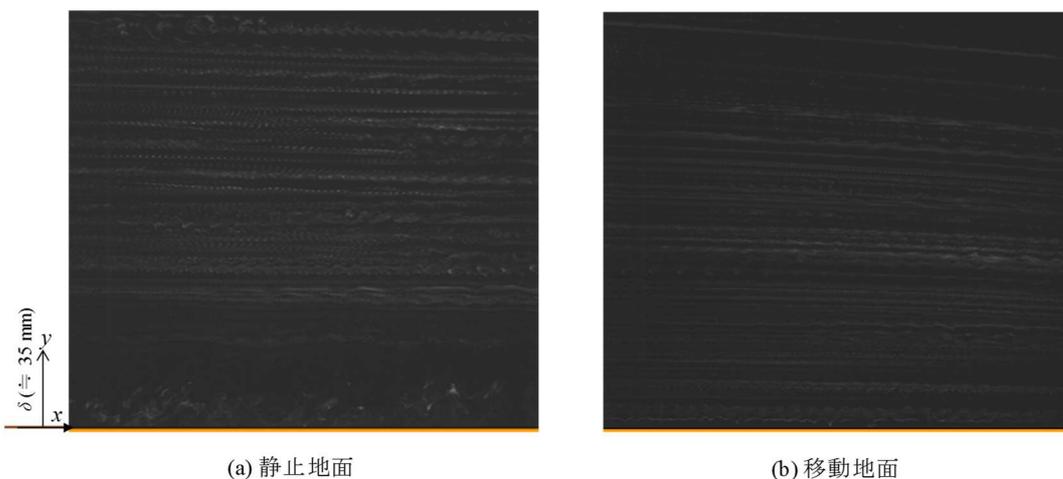


図2.18 風洞内の流れの可視化（静止地面及び移動地面）  
 ( $x = 750 \text{ mm}$  and  $z = 0 \text{ mm}$ ,  $U_\infty = 3.0 \text{ m/s}$ )

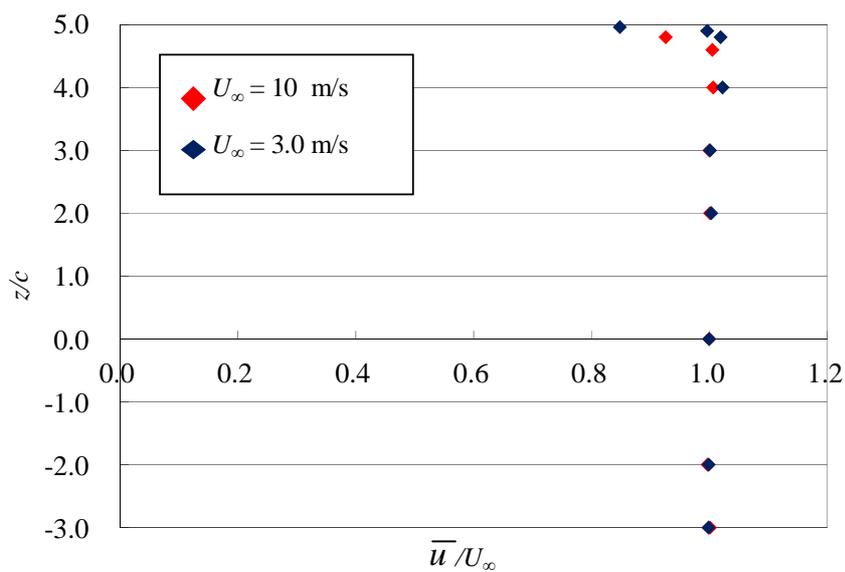
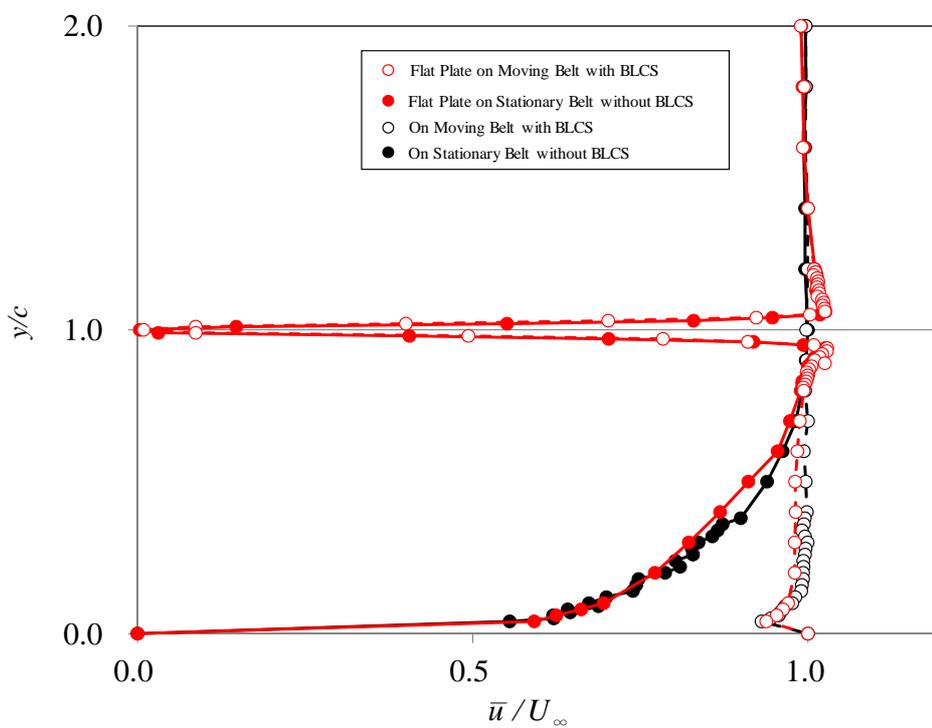
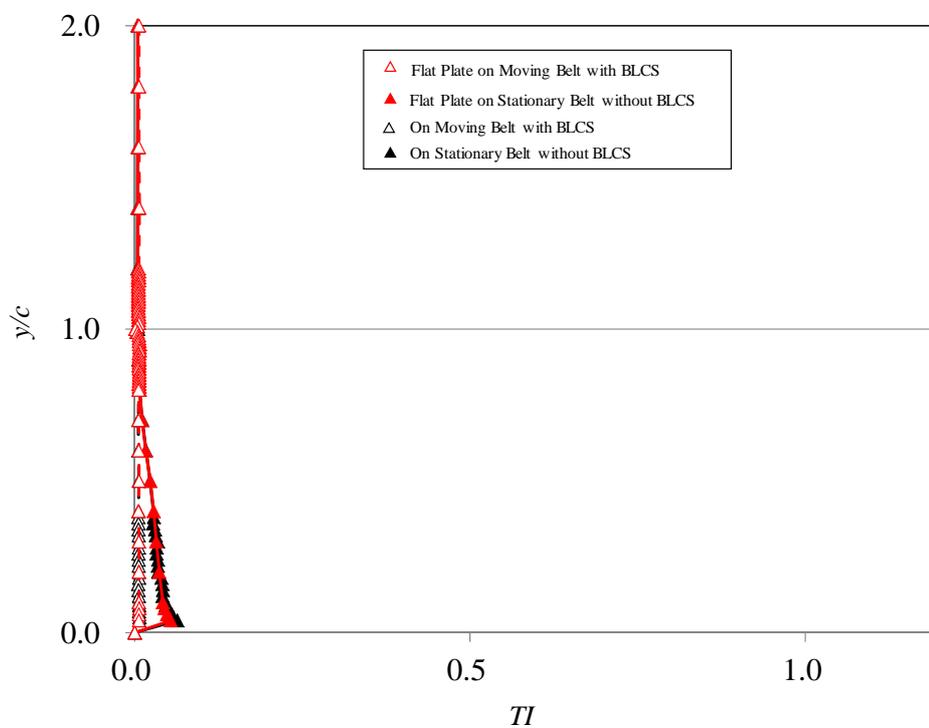


図2.19 エンドプレート内の流れと二次元性 ( $y/c = 2.0$ )

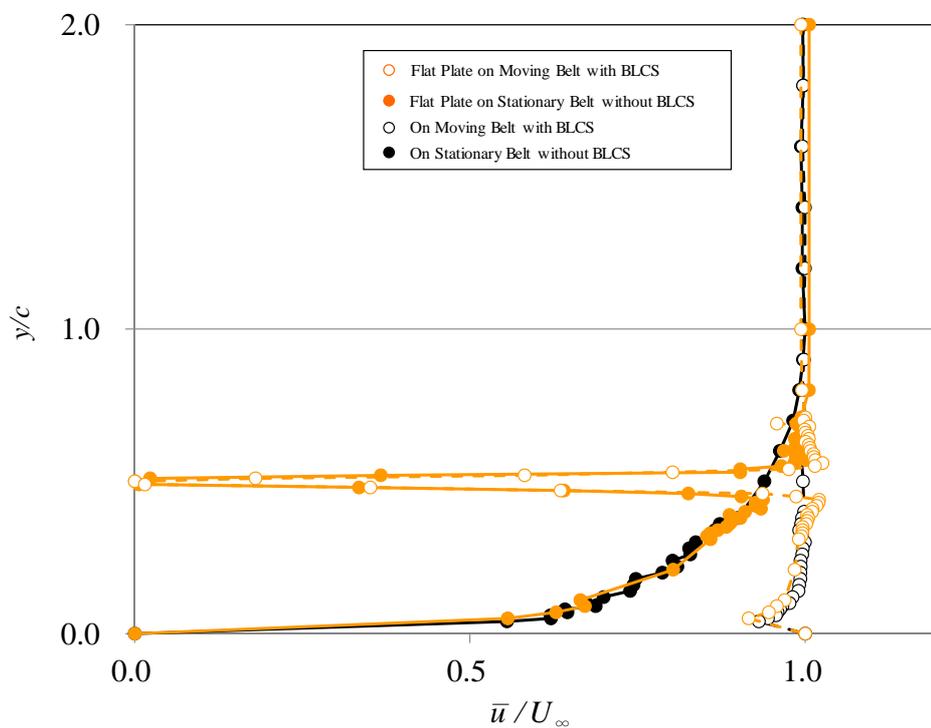


(a) 流速分布

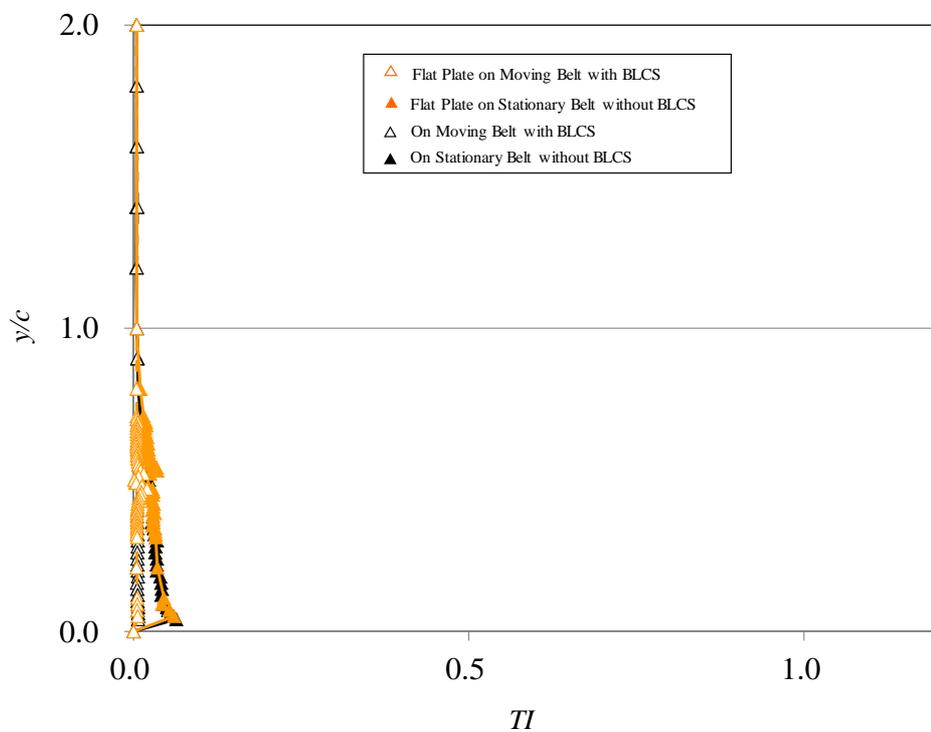


(b) 乱れ強さ

図2.20 流速分布及び乱れ強さ ( $h/c = 1.0, l/c = 0.02, Re = 1.1 \times 10^4$ )

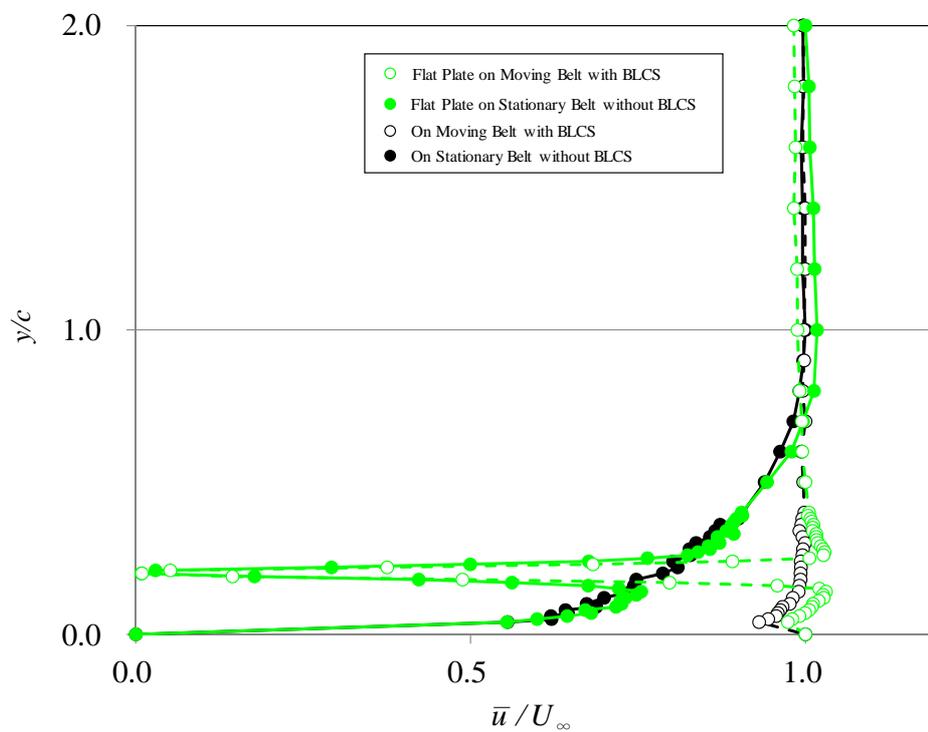


(a) 流速分布

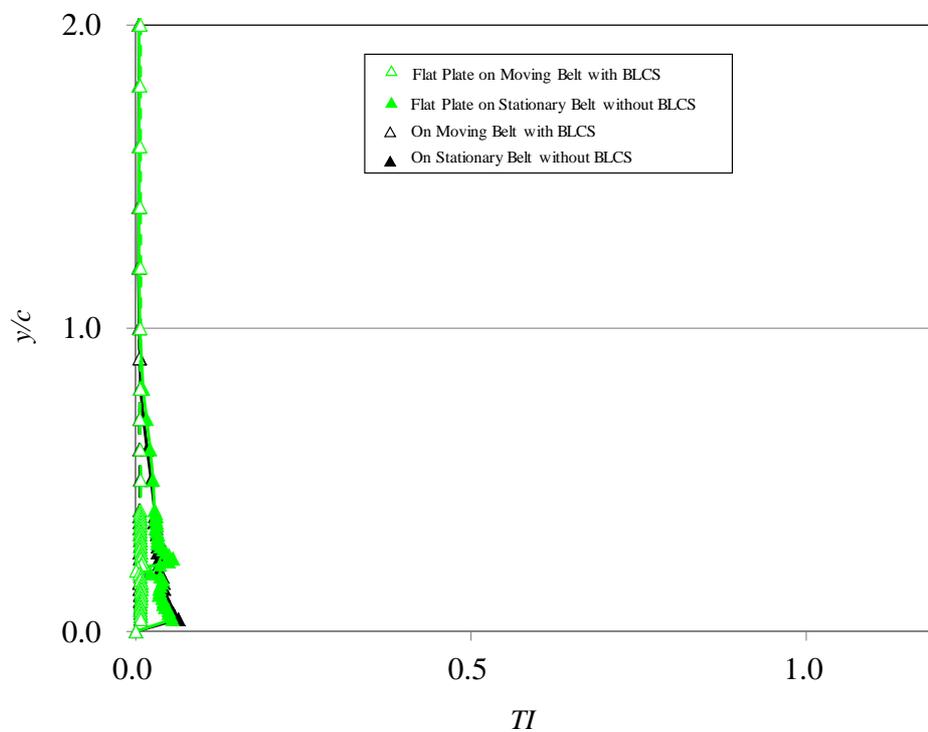


(b) 乱れ強さ

図2.21 流速分布及び乱れ強さ ( $h/c = 0.5, l/c = 0.02, Re = 1.1 \times 10^4$ )

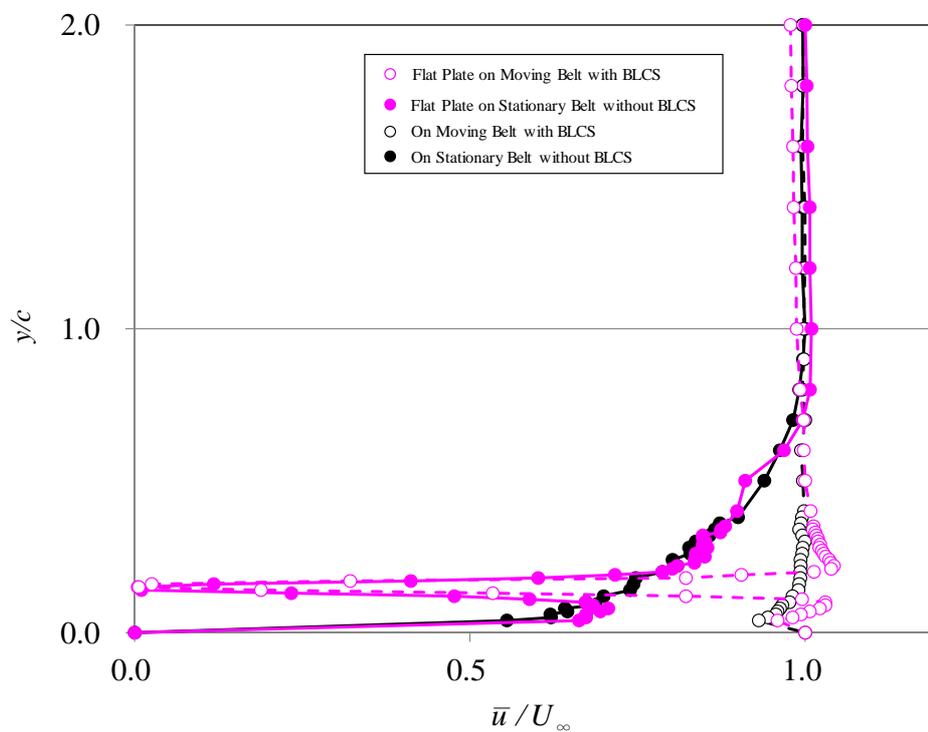


(a) 流速分布

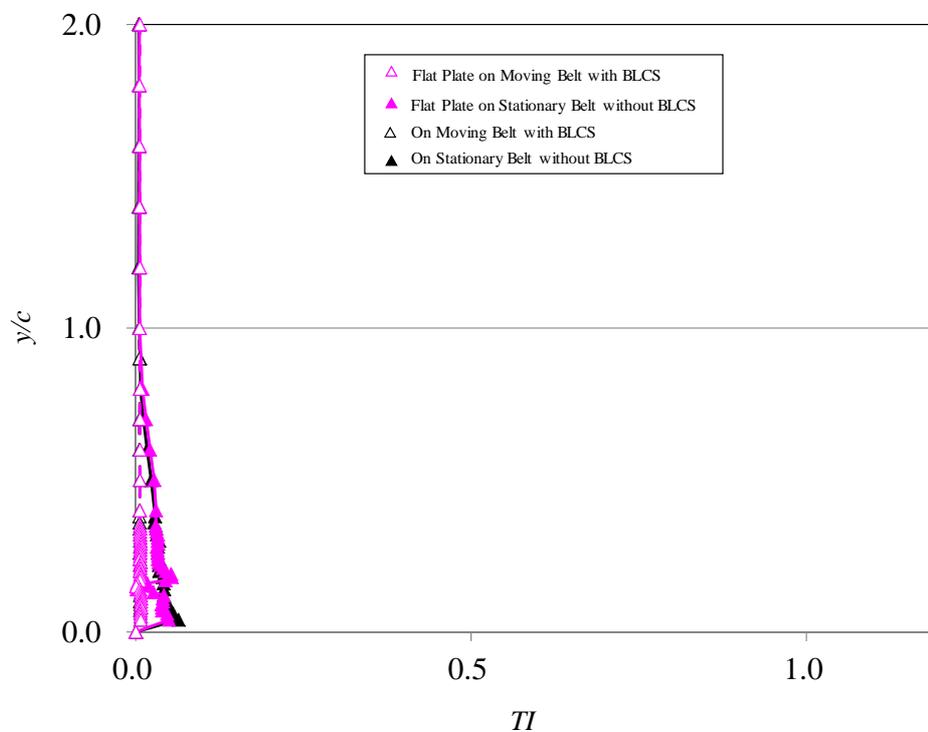


(b) 乱れ強さ

図2.22 流速分布及び乱れ強さ ( $h/c = 0.2, l/c = 0.02, Re = 1.1 \times 10^4$ )

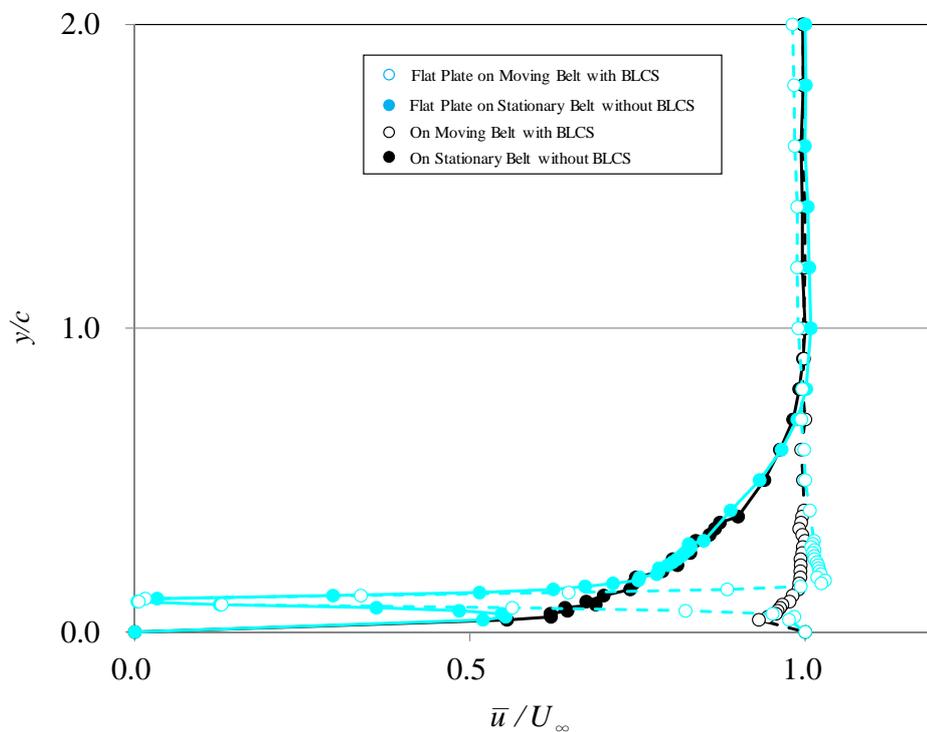


(a) 流速分布

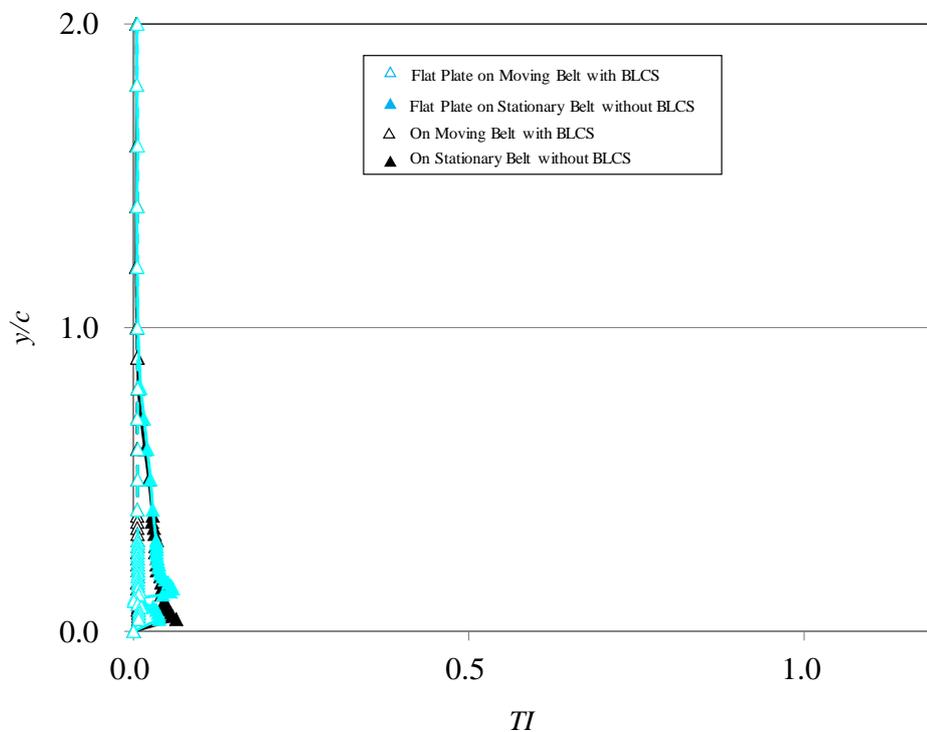


(b) 乱れ強さ

図2.23 流速分布及び乱れ強さ ( $h/c = 0.15, l/c = 0.02, Re = 1.1 \times 10^4$ )



(a) 流速分布



(b) 乱れ強さ

図2.24 流速分布及び乱れ強さ ( $h/c = 0.1, l/c = 0.02, Re = 1.1 \times 10^4$ )

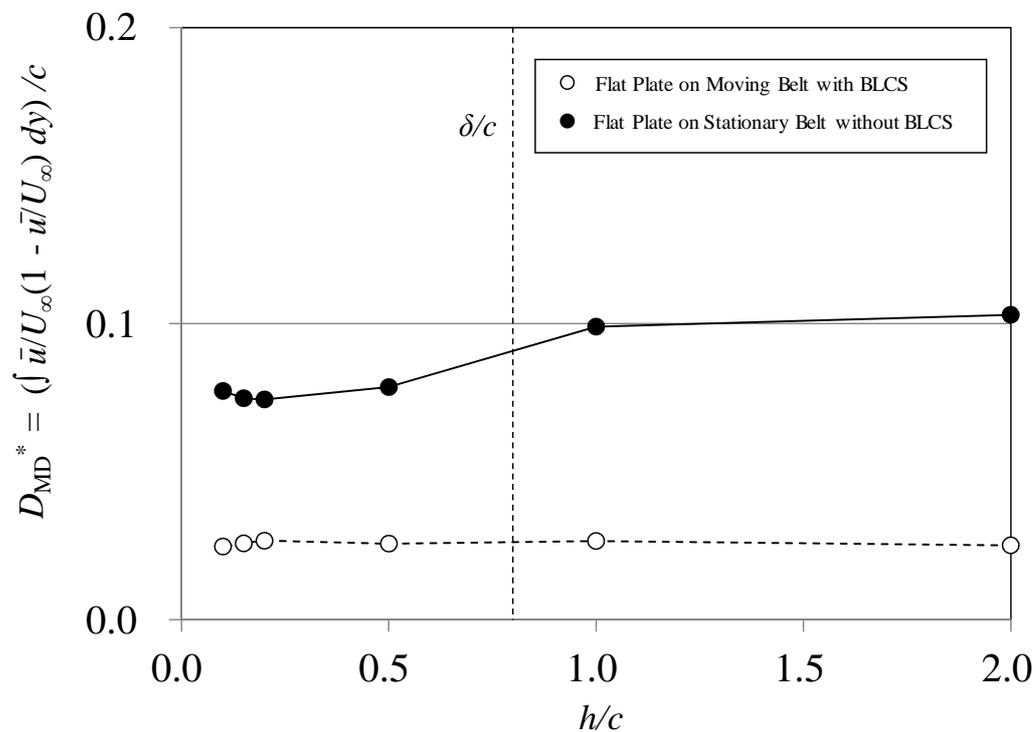


図2.25 平板高さ  $h/c$  と運動量欠損  $D_{MD}^*$  の関係

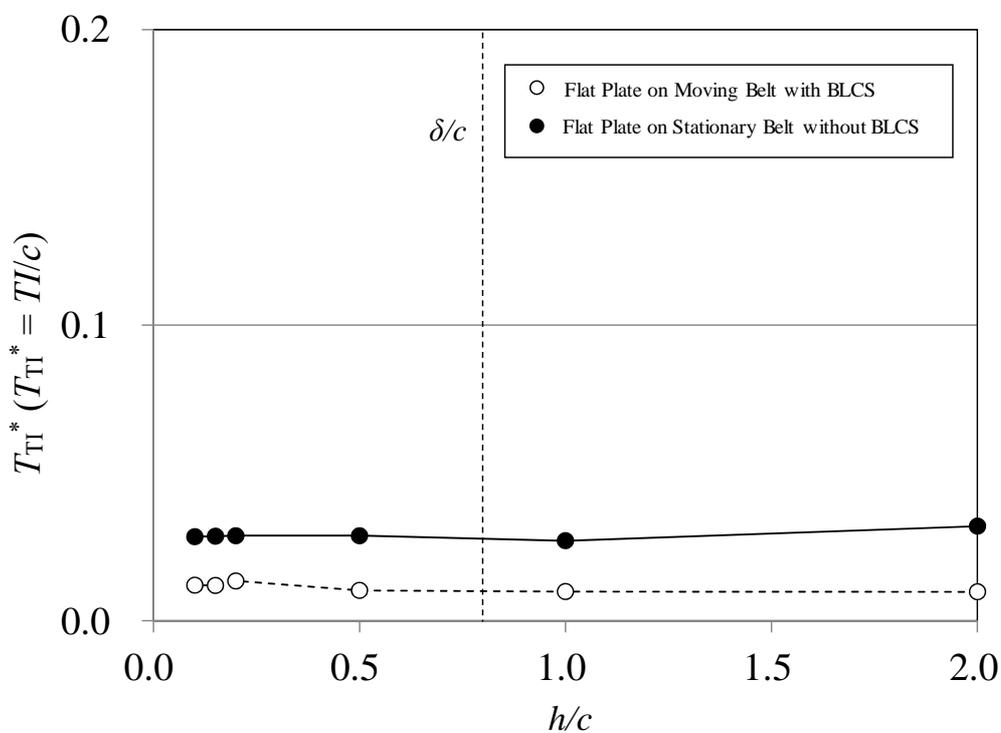
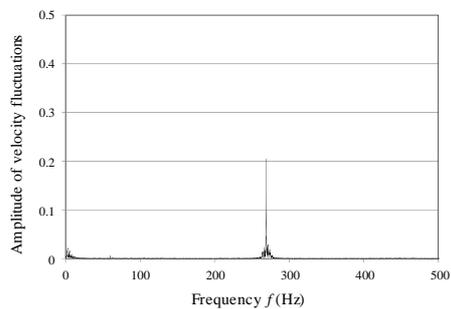
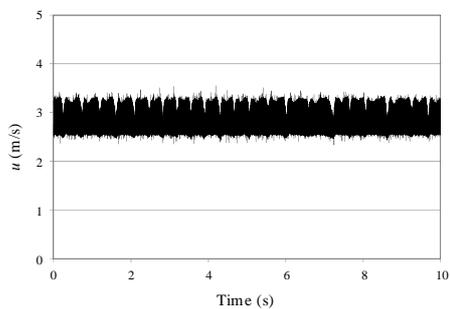
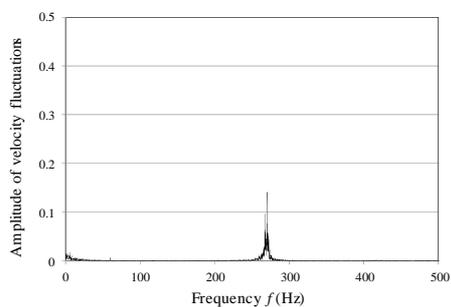
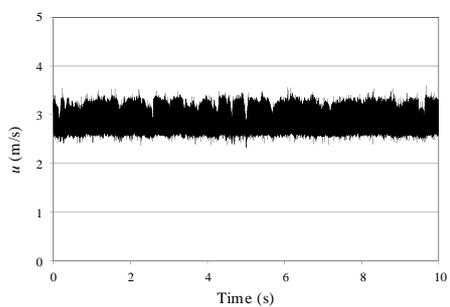


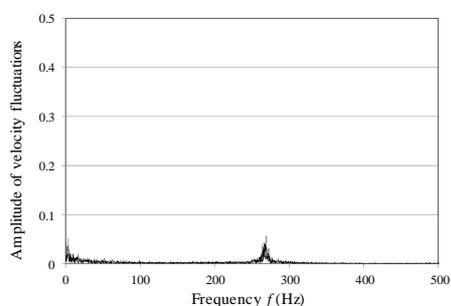
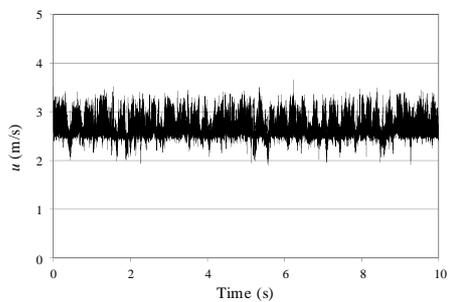
図2.26 平板高さ  $h/c$  と乱れの空間積分スケール  $T_{Ti}^*$  の関係



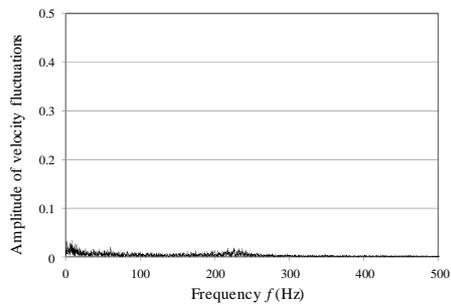
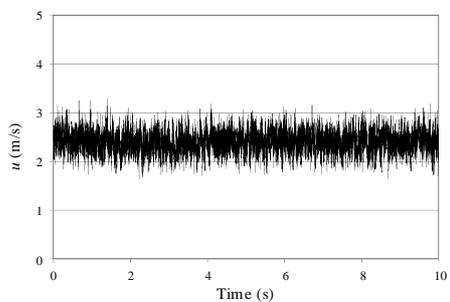
(a)  $h/c = 2.0$ .



(b)  $h/c = 1.5$ .

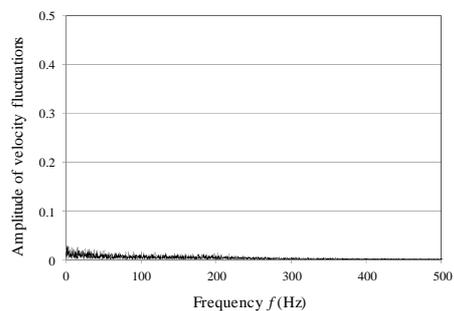
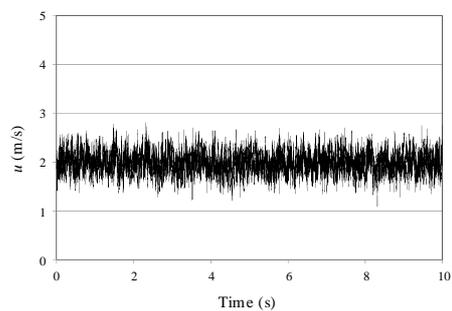


(c)  $h/c = 1.0$ .

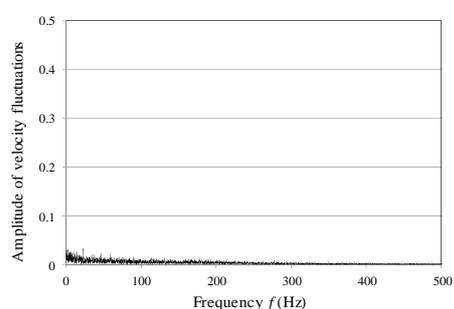
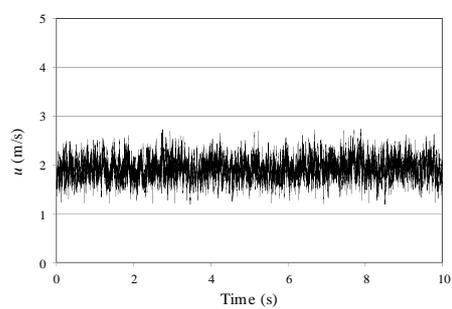


(d)  $h/c = 0.50$ .

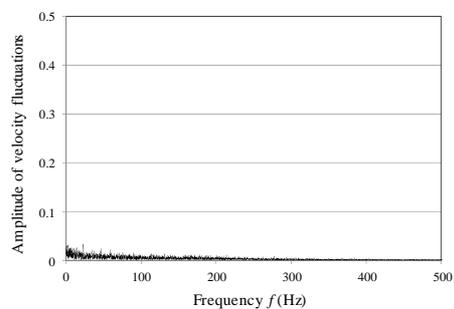
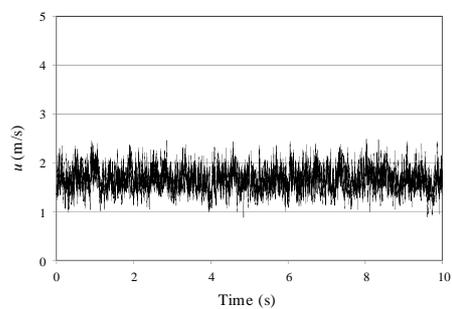
(図 2.27、次ページへ続く)



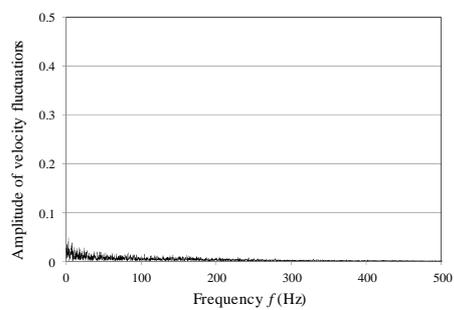
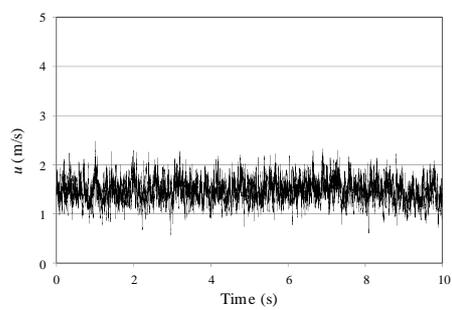
(e)  $h/c = 0.25$ .



(f)  $h/c = 0.20$ .

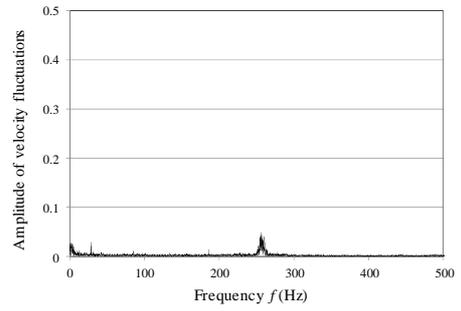
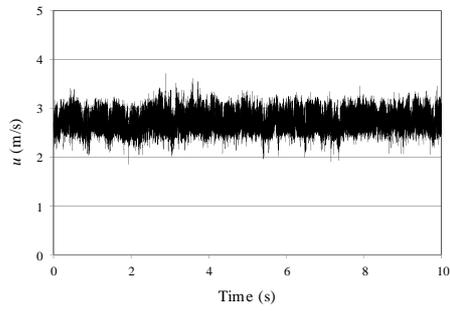


(g)  $h/c = 0.15$ .

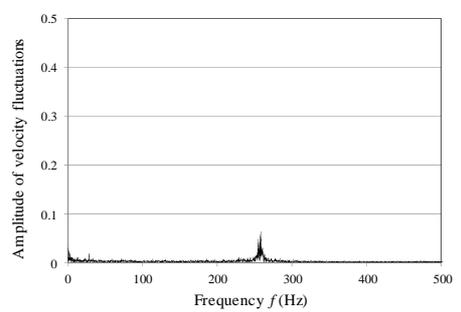
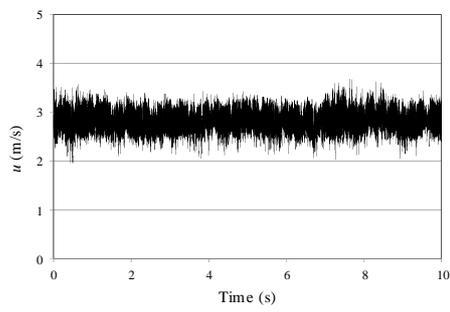


(h)  $h/c = 0.10$ .

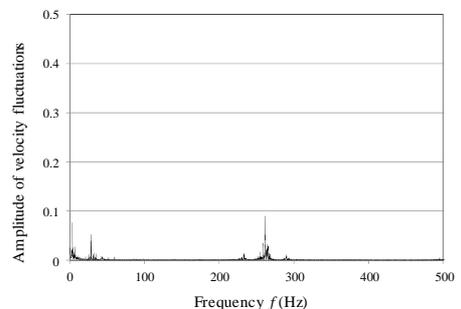
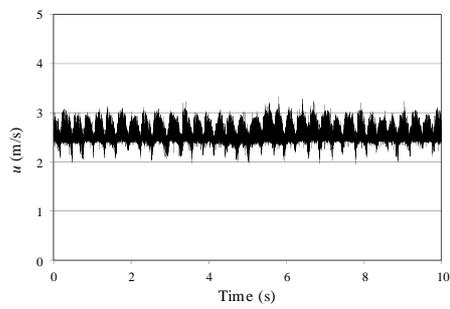
図2.27 流速変動及びFFT解析結果（静止地面）



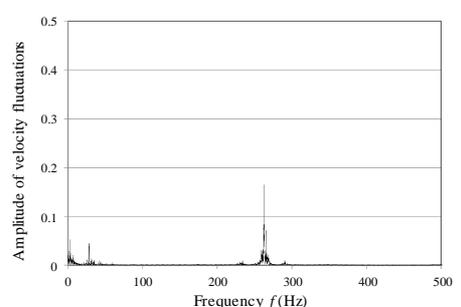
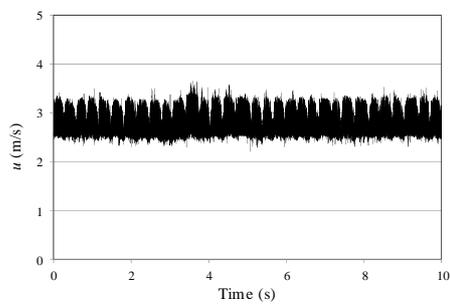
(a)  $h/c = 2.0$ .



(b)  $h/c = 1.5$ .

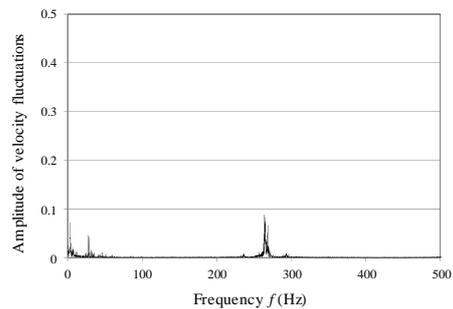
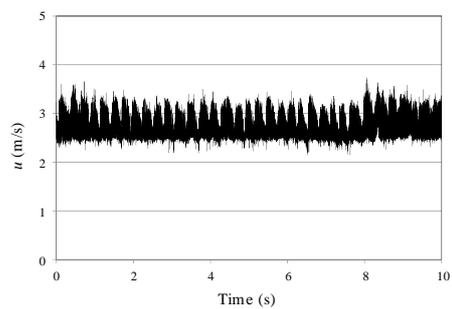


(c)  $h/c = 1.0$ .

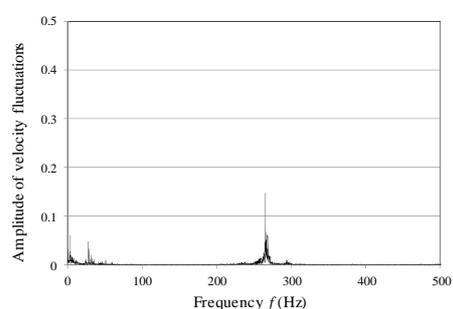
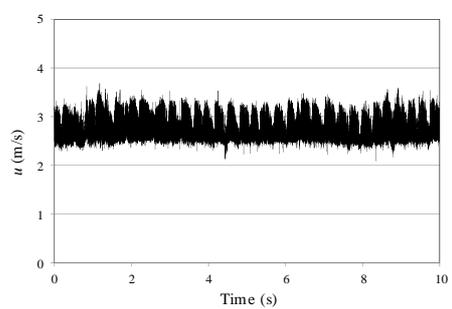


(d)  $h/c = 0.50$ .

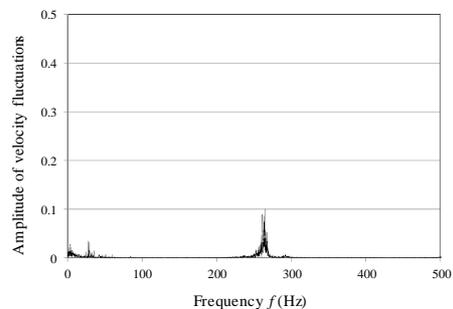
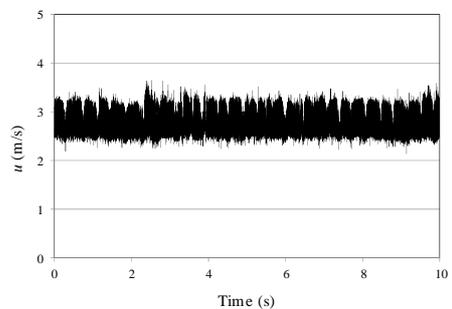
(図 2.28、次ページへ続く)



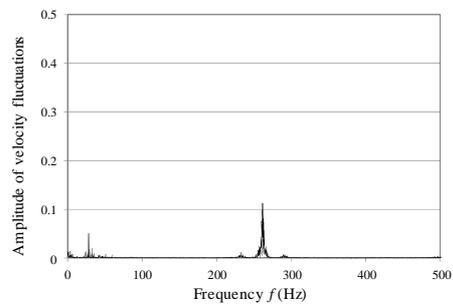
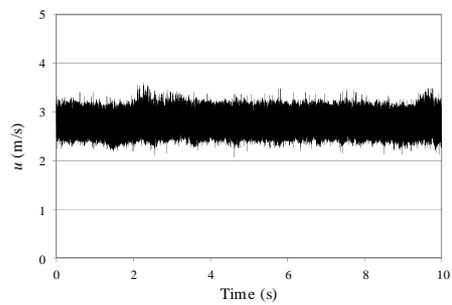
(e)  $h/c = 0.25$ .



(f)  $h/c = 0.20$ .



(g)  $h/c = 0.15$ .



(h)  $h/c = 0.10$ .

図2.28 流速変動及びFFT解析結果（移動地面）

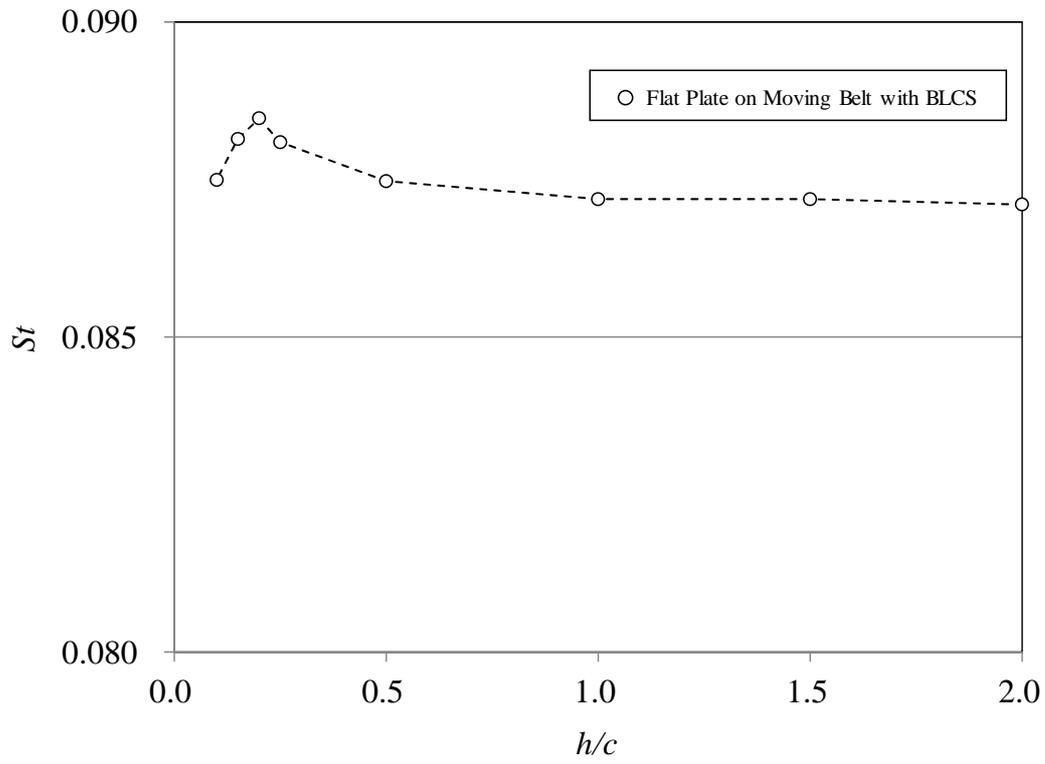
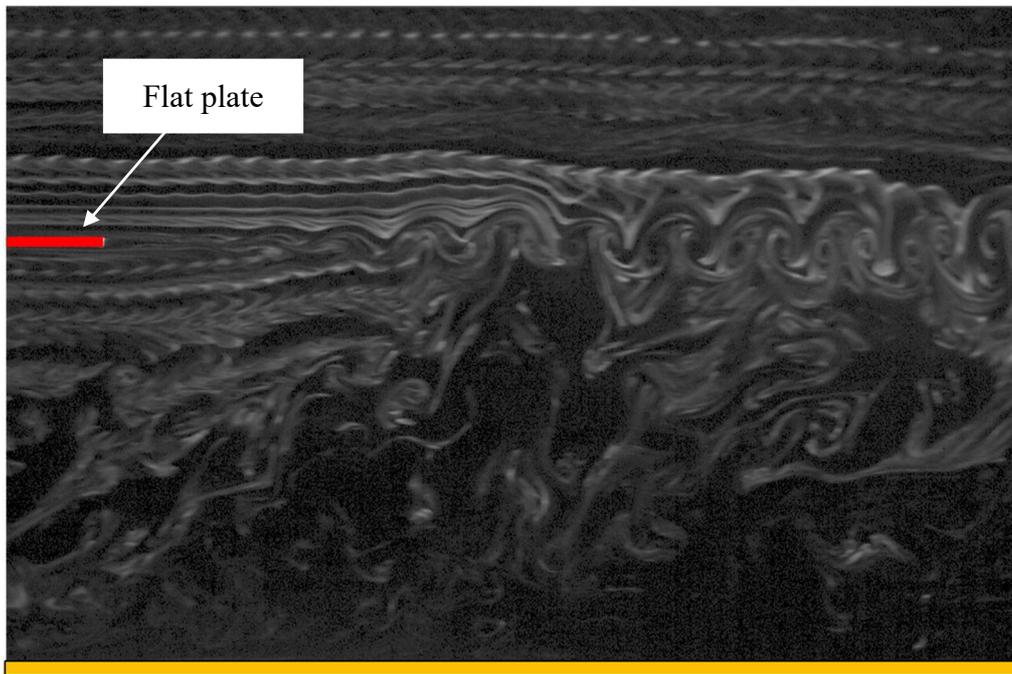
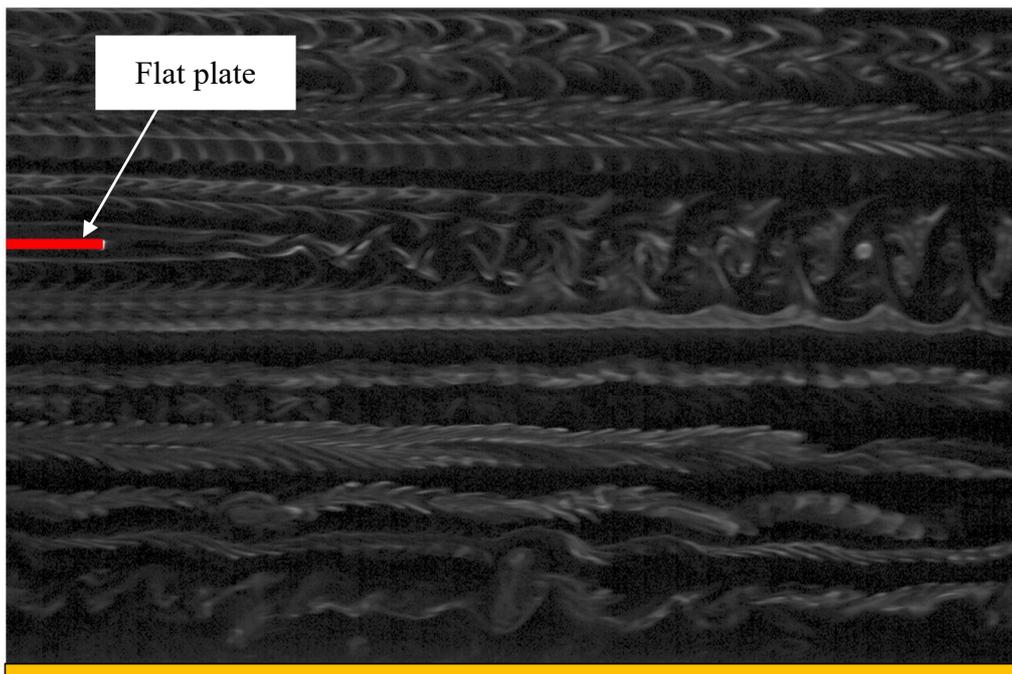


図2.29 流速変動及びFFT解析結果（移動地面）

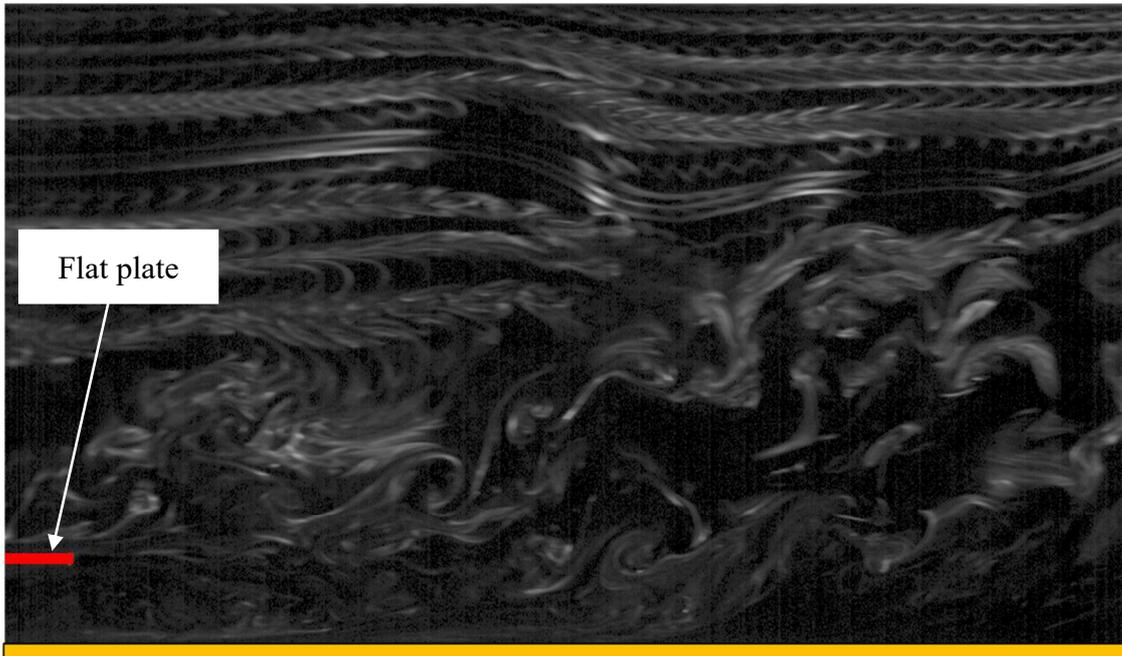


(a) 静止地面

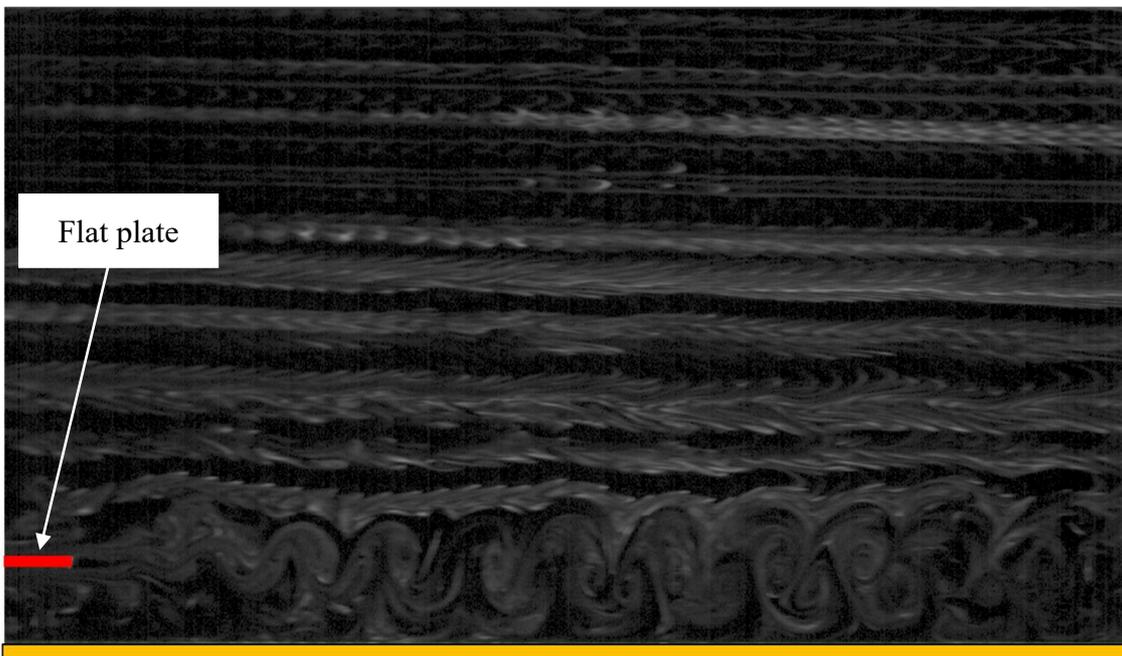


(b) 移動地面

図2.30 平板周りの流れ場の可視化 ( $h/c = 1.0$ 、 $Re = 1.1 \times 10^4$ )

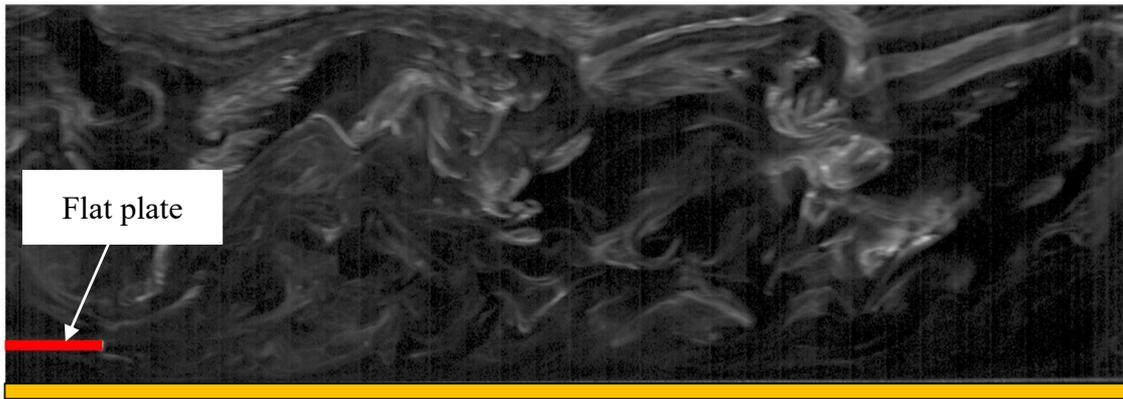


(a) 静止地面

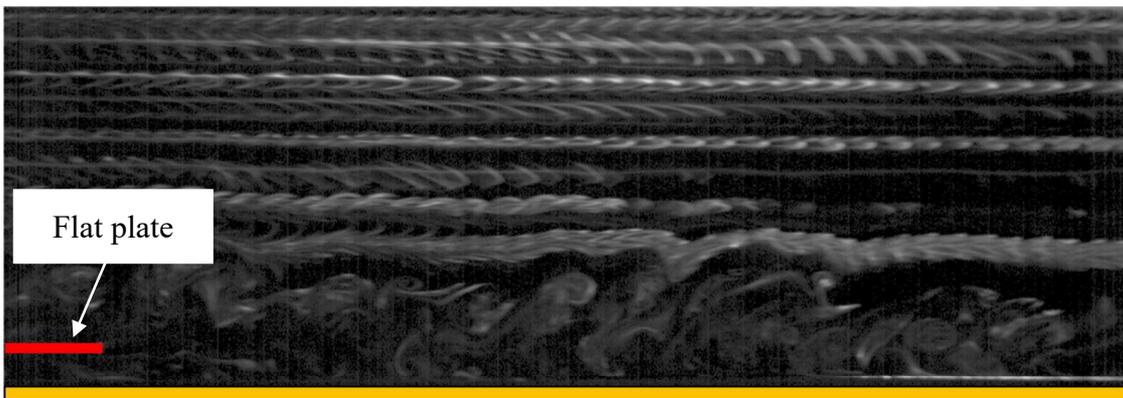


(b) 移動地面

図2.31 平板周りの流れ場の可視化 ( $h/c = 0.2$ 、 $Re = 1.1 \times 10^4$ )



(a) 静止地面



(b) 移動地面

図2.32 平板周りの流れ場の可視化 ( $h/c = 0.1$ 、 $Re = 1.1 \times 10^4$ )

## 第3章 風洞用ムービングベルト装置を用いた陸上走者の空力特性

### 3.1. はじめに

スポーツでは、周囲流れの影響も考慮したほうが良い場合が多い。その内、流体力すなわち空気抵抗（あるいは、風抵抗）を考慮したトラック走行等に関する研究は、1920年代から行われているようである<sup>1)-13)</sup>。Du Bois-Reymond<sup>1)</sup>とHill<sup>2)</sup>は、様々な速度の人間模型に及ぼす空気抵抗を風洞内で計測し、共に良く似た結果を報告している。Hillによると、走者の空気抵抗は、空気密度や投影面積、速さの二乗の影響を受け、総エネルギーの3-5%に相当する。一方、Pugh<sup>3)</sup>は、酸素摂取量と空気抵抗との関係を調べている。Pughによれば、総エネルギーに対する空気抵抗の寄与は、はるかに大きく、8%（5000 m レースの時）から16%（100 m 短距離走の時）程度となる。その後、Pugh<sup>5)</sup>は、走者や歩行者の空気抵抗を、酸素摂取量に注目して更に詳細に調べている。そこでは、複数者走行時を想定して先導走者（ペースメーカー）の随伴走者への影響も議論している。この影響については、最近、伊藤<sup>12)</sup>が風洞実験と数値計算による研究を行っている。

走者の空気抵抗の正確な評価には、結果の再現性／信頼性や高レイノルズ数  $Re$  での非線形性の強い流れであることを考慮すると、風洞実験が実測や数値計算に比べて現状では有利である。しかし、マラソンなどの陸上競技では、静止した地面近くを移動する物体周りの流れを考えなければならない。従来の風洞試験では、固定地面板法が用いられており、移動地面板法（ムービング・ベルト法）は、航空機や自動車などの他分野で地面効果をより正確に評価する為に提案されているもの<sup>4), 7)-9), 11), 13)</sup>、ムービング・ベルト装置が複雑なこともあり、走者の空気抵抗計測に用いられることはなかった。しかし、移動地面板法を用いないならば、走者模型となる物体を固定風洞壁上に設置する為に物体と地面との間の相対速度が零となり、風洞内の流れは実際の流れとは異なる。よって、他走者との相対位置や走行姿勢が空力特性に及ぼす効果についても、今までの固定地面板法による空力特性の把握では、これらの最適利用法の探求には、不十分かもしれない。それ故、実走行時に近いムービング・ベルト法による計測が求められる。

今回、著者は、本大学の風洞を用いて地表面近くの移動物体すなわち走者まわり流れと空気抵抗を精密に調べる為、ムービング・ベルト装置の開発を行い、ムービング・ベルト上の（時間）平均速度分布や乱れ強さ分布を計測し、開発したムービング・ベルト装置の基本特性を明らかにした（第2章）。更に、そのムービング・ベルト装置を使用し、単独走行時の走者の抗力（空気抵抗の走行方向成分）、および、様々な隊列での二者走行時に随伴走者が受ける抗力を明らかにする。二者走者時の随伴走者の抗力については、固定地面法を用いた場合と、移動地面法（ムービングベルトを使用）を用いた場合での空気抵抗の低減効果を比較し、随伴走者の最適位置（抗力が最も低減される位置）についても言及する。その結果、移動地面法と固定地面法で、随伴走者の最適位置（空気抵抗が低減される領域）が異なり、その範囲は、移動地面法の方が、小さい事が分かった。

### 3.2. 主な記号

本章で用いる主な記号を以下に記す。

|              |  |                      |
|--------------|--|----------------------|
| $A$          | : 走者の前面投影面積                                  | [mm <sup>2</sup> ]   |
| $C_D$        | : 走者の抗力係数 ( $F_D / (1/2\rho U_\infty^2 A)$ ) |                      |
| $F_D$        | : 走者の抗力                                      | [N]                  |
| $h$          | : 走者 (模型) の身長, 移動物体の代表長さ                     | [mm]                 |
| $n$          | : インバータ周波数                                   | [Hz]                 |
| $Re$         | : レイノルズ数 ( $\equiv U_\infty h / \nu$ )       |                      |
| $T$          | : ムービングベルトの回転周期                              | [s]                  |
| $U_\infty$   | : 主流速度                                       | [m/s]                |
| $\bar{u}$    | : (時間) 平均流速                                  | [m/s]                |
| $u'$         | : 流速変動の RMS 値                                | [m/s]                |
| $V_b$        | : ベルトの移動速度 (実測値)                             | [m/s]                |
| $V_{b,th}$   | : ベルトの移動速度 (理論値)                             | [m/s]                |
| $x, y, z$    | : (主) 空間座標                                   | [mm]                 |
| $x', y', z'$ | : 補助空間座標                                     | [mm]                 |
| $y_b$        | : ベルト表面の鉛直方向変位                               | [mm]                 |
| $X'_{FR}$    | : 随伴走者の先導走者からの主流方向距離                         | [mm]                 |
| $Z'_{FR}$    | : 随伴走者の先導走者からの主流直角方向距離                       | [mm]                 |
| $\delta$     | : 境界層厚さ                                      | [mm]                 |
| $\eta$       | : 抗力比, $\equiv C_{DFR} / C_{DSR}$            |                      |
| $\xi$        | : 動圧比, $\equiv \bar{u}^2 / U_\infty^2$       |                      |
| $\nu$        | : 空気の動粘性係数                                   | [m <sup>2</sup> /s]  |
| $\rho$       | : 空気の密度                                      | [kg/m <sup>3</sup> ] |

#### 下付き添え字

|      |  |
|------|--|
| BLSC | : 境界層吸い込み制御 (Boundary Layer Suction Control) |
| FR   | : 二者走行時の随伴走者 (Following Runner)              |
| MB   | : ムービングベルト (移動地面)                            |
| PR   | : 二者走行時の先導走者 (Preceding Runner)              |
| SB   | : ステーションナリーベルト (固定地面)                        |
| SR   | : 単独走行時の走者 (Solo Runner)                     |

### 3.3. 実験装置及び方法

#### 3.3.1. モデル（陸上走者）とその抗力測定及び可視化手法

図 3.1 に、風洞測定部内に設置したムービング・ベルト装置とその上の走者模型の写真を示す。また、図 3.2 に、走者の空気抵抗測定のための実験装置を示す。測定には三分力計を用いる。具体的には、走者が、右足前あるいは左足前、両者中立状態の三つの走行姿勢を取る時の抗力  $F_D$  をそれぞれ計測する。支柱の抗力を、測定結果から差し引き、走者模型のみの抗力を求める。さらに、歪みが小さくなる様に望遠レンズを装着したデジタル・カメラで走者模型を撮影する。その映像画素数を基準面積画素数と比較することで前面投影面積  $A$  を計測する。三つの走行姿勢ごとに  $A$  を求め、それらの平均値に基づき走者の抗力係数  $C_D$  を得る。更に、それら三つの重み付き平均値（平均値）を求める。 $C_D$  は単独走行時と二者走行時について、ムービング・ベルトが運動する場合（移動地面法）と静止する場合（静止地面法）の二通りで実験を行う。

走者模型の直立時の身長  $h = 290 \text{ mm}$  である。一方、一様な主流速度は、常に  $U_\infty = 5 \text{ m/s}$  に固定する。よって、ムービング・ベルトが運動する場合のベルト速度は、 $V_b = 5 \text{ m/s}$  とする。対応するレイノルズ数  $Re = 1.02 \times 10^5$  である。ちなみに、実際のマラソンでは、 $Re \approx 5 \times 10^5$  である。

なお、流れの可視化を実施する際は、風洞ノズルの上流部に翼型断面柱を設置する。その下流側に穿ったスリットから、発煙発生器からのグリコール煙をトレーサー粒子として、放出する。トレーサー粒子を YAG レーザーにより発光させて、高速度ビデオ・カメラにより側面から撮影する。

#### 3.3.2. 二者走行時の補助座標系について

二者走行時には、先導走者と随伴走者の相対位置関係を明瞭に示す為、補助座標系を用いる。図 3.3 に、補助座標系を、主座標系と共に示す。補助座標系は、ベルト面上の先導走者位置 ( $x = 200 \text{ mm}$  かつ  $y = 0 \text{ mm}$ 、 $z = 0 \text{ mm}$ ) を原点  $O'$  とし、主流方向を  $x$  軸、ベルト面直角かつ主流直角方向を  $y$  軸、ベルト面上かつ主流直角方向を  $z$  軸とする。その補助座標系で規定する様々な随伴走者位置 ( $X'_{FR}$ 、 $0$ 、 $Z'_{FR}$ ) で、随伴走者の抗力係数  $C_{DFR}$  を計測する。

#### 3.3.3. 風洞設備

本研究では、同志社大学の閉回路式（ゲッチングン型）風洞を利用する。第 2 章で用いた風洞と同様であるが、第 3 章でも念のため、再掲する。図 3.4 に同志社大学所有風洞を示す。図 3.5 に、ムービング・ベルト装置の概略図を示す。風洞の主要緒元を挙げると、閉計測部（図 3.5 中、①）は寸法  $1000 \times 1000 \text{ mm}$  の正方形断面であり、主流速度  $U_\infty = 5 \text{ m/s} - 30 \text{ m/s}$ 、 $U_\infty = 10.0 \text{ m/s}$  での乱れ強さ  $u'/U_\infty$  は  $0.2\%$  以下、 $U_\infty = 5.0 \text{ m/s}$  での  $u'/U_\infty$  は  $0.5\%$  以下である。図 3.6 に、ムービング・ベルト装置の寸法と計測のための座標系を示す。座標系としては、前方地面板下流端を原点として主流方向に  $x$  軸（主流方向を正）、ムービング・ベルトの上面

を原点として高さ方向に  $y$  軸（上方を正）、ムービング・ベルト幅中心を原点としてローラ軸方向に  $z$  軸（下流に向かって右を正）をとる。

### 3.4. 実験結果

#### 3.4.1. 単独走者時の走者の抗力

本節では、走者の単独走行時の抗力を考える。すなわち、風洞からの一様流速  $U_0$  をある値  $5.0 \text{ m/s}$  に固定し、(1)ムービング・ベルト装置運転時（厳密には、ムービング・ベルトが  $V_b = 5.0 \text{ m/s}$  で運動しかつ境界層吸い込み制御を実施する場合）、および、(2)ムービング・ベルト装置非運転時（厳密には、ムービング・ベルトの運動も境界層吸い込み制御の実施も共に行っていない場合）について調べる。

結果を、表 3.1 にまとめる。まず、(1)すなわち移動地面板上での単独走者の抗力係数  $C_{DSR}$  に注目する（定義式は、3.2 節を参照）。三つの走行姿勢の内、中立状態での  $C_{DSR}$  は小さく、右足前あるいは左足前での  $C_{DSR}$  は大きい。それら三つの重み付き平均（中立状態の重みを他の二つの二倍とする）により、 $C_{DSR} = 1.57$  を得る（次節以降の抗力は、この重み付き平均値である）。なお、厳密に見ると、右足前と左足前の  $C_{DSR}$  は、完全に左右対称な走行姿勢を実現できていない為、若干異なる。

次に、(2)すなわち固定地面板での単独走者の  $C_{DSR}$  に注目する。(1)と同様、三つの走行姿勢の内、中立状態での  $C_{DSR}$  が、他の二つより小さい。更に、(1)と比べると、固定地面上に発達する境界層による運動量欠損を反映して、三つのどの走行姿勢でも(2)での  $C_{DSR}$  の方が(1)より小さい。よって、(2)での  $C_{DSR}$  の重み付き平均値は  $1.36$  となり、実走行時に近い状況下(1)で計測された抗力係数はそうでない場合(2)と比べて  $13\%$  程度増加する。この抗力増加の値は(2)での境界層内の運動量欠損に対応する抗力増分とほぼ同程度である。すなわち、単独走行時の走者の抵抗については、ムービング・ベルト装置を用いずとも、固定地面板上の境界層を評価することにより、概ね評価できそうである。

なお、走者の足元付近の後流を煙で可視化し、高速度ビデオ・カメラで撮影し観察すると、(1)と(2)では、以下の定性的違いが確認できる。すなわち、(1)では、流れの剥離はあまり見られず、ムービング・ベルトの運動により煙が下流へと引っ張られる様に運動しがちである。一方、(2)では、足元の下流側に地面から吹き上がる流れが明瞭に観察できる。

#### 3.4.2. 二者走者時の走者の抗力

本節では、様々な隊列での二者走行時に随伴走者が受ける抗力を考える。単独走行時に流れの可視化により確認した走者模型後流のおおよその広がり considering、随伴走者模型の設置位置を  $x' = 80 \text{ mm}$  と  $100 \text{ mm}$ 、 $150 \text{ mm}$ 、 $200 \text{ mm}$  にて、それぞれ、 $z' = -100 \text{ mm} - 100 \text{ mm}$  の範囲内で  $10 \text{ mm}$  あるいは  $50 \text{ mm}$  刻みで変えて、計測を行う。すなわち、調べた随伴走者の位置は、 $X'_{FR}/h = 0.28 - 0.69$  かつ  $Z'_{FR}/h = -0.35 - 0.35$  の範囲内である。

図 3.7(a)に、ムービング・ベルト装置運転時と非運転時で、 $Z'_{FR}/h = 0$ （タンデム走行時）

かつ様々な  $X'_{FR}/h$  の位置にある随伴走者の抗力係数  $C_{DFR}$  を示す。まず、(1)ムービング・ベルト装置運転時の結果を見る。 $C_{DFR}$  は、 $X'_{FR}/h$  の増加に連れて、先導走者の後流域から離れるため、単調増加する。ただし、 $C_{DFR}$  の増加率は、 $X'_{FR}/h$  が大きいほど、小さい。次に、(2)ムービング・ベルト装置非運転時の結果を見る。(1)と同様、 $C_{DFR}$  は  $X'_{FR}/h$  の増加に連れて単調増加し、かつ、 $C_{DFR}$  の増加率も  $X'_{FR}/h$  が大きいほど小さい。最後に、(1)と(2)を比較する。(1)での  $C_{DFR}$  は、(2)でのそれより、常に大きい。更に詳しく見ると、(1)での  $C_{DFR}$  の(2)でのそれらからの増分  $\Delta C_{DFR}$  は、 $X'_{FR}/h$  の増加に連れて、単調増加する。すなわち、ムービング・ベルト装置の効果は、 $X'_{FR}/h$  が大きいほど、大きい。一方、 $\Delta C_{DFR}$  の(1)での  $C_{DFR}$  に対する比  $\Delta C_{DFR}/C_{DFR(1)}$  は、調べた  $X'_{FR}/h$  の範囲内では、概ね、20%–30%程度となる。もっとも、厳密に見れば、 $\Delta C_{DFR}/C_{DFR(1)}$  は、 $X'_{FR}/h$  の増加に連れて、わずかだが増加傾向を示す。図 3.7(a)は、 $Z'_{FR}/h=0$  での結果のみを示すが、他の様々な  $Z'_{FR}/h$  (-0.35 と -0.17、0.17、0.35) での結果も図 3.7(a)と定性的に同様であった (図 3.7(b)参照)。よって、例えば  $Z'_{FR}/h=-0.35$  -0.35 ので  $\Delta C_{DFR}/C_{DFR(1)}$  の単純平均値は、 $X'_{FR}/h=0.28$ 、0.35、0.52、0.69 でそれぞれ 21% と 18%、20%、27% である。なお、 $C_{DFR}$  が最小となるのは、もちろん、 $X'_{FR}/h \cong 0$  かつ  $Z'_{FR}/h=0$  の時である。

上述の、 $Z'_{FR}/h=0$  の結果に  $Z'_{FR}/h \neq 0$  の結果も加えて、随伴走者にとって空力的に有効性を有する空間の広がりを考える。図 3.8 に、単独走行時の走者の  $C_{DFR}$  に対する、二者走行時の随伴走者の  $C_{DFR}$  の比  $\eta$  ( $\equiv C_{DFR}/C_{DSR}$ ) の空間分布をまとめる。ここで、図 3.8(a)は(1)ムービング・ベルト運転時を、図 3.8(b)は(2)非運転時を示す。図 3.8 では、 $\eta$  の値を右の凡例中に示す色により表している。なお、黒色の位置では、計測がなされていないことを示す。

まず、図 3.8(a)を見る。 $\eta$  が小さくなるのは、先導走者直後すなわち  $X'_{FR}/h \cong 0$  かつ  $Z'_{FR}/h=0$  においてであり、逆にそこから遠ざかるほど  $\eta$  は単調に 1 へと近づく傾向を示す。なお、 $X'_{FR}/h=0.28$  かつ  $Z'_{FR}/h=0$  にて  $\eta$  は最小値 0.10 (単独走行時と比べて 90% の抗力軽減) を達成する。

次に、図 3.8(b)を見る。図 3.8(b)は、図 3.8(a)と定性的に同じ特徴を示す。つまり、 $\eta$  は先導走者直後で最小となり、逆にそこから遠ざかるにつれて 1 へと漸近する。なお、 $X'_{FR}/h=0.28$  かつ  $Z'_{FR}/h=0$  にて  $\eta$  は最小値 0.08 (単独走行時と比べて 92% の抗力軽減) を達成する。

最後に、図 3.8(a)を図 3.8(b)と比較する。図 3.8(a)にて  $\eta$  が小さい値を示す空間は、図 3.8(b)のそれより狭い。このことは、特に  $\eta$  が小さいとき、より顕著となる。すなわち、図 3.8(a)にて  $\eta=0-0.25$  となる空間 (75% 以上の抗力軽減が期待できる随伴走者位置) の  $Z'_{FR}/h$  は、 $X'_{FR}/h=0.35$  では、図 3.8(b)よりはるかに狭い。つまり、実走行時に近い状況下で計測を行うと (図 3.8(a))、そうでない場合 (図 3.8(b)) と比べて抗力軽減が期待できる先導走者との相対位置は明らかに異なる。よって、二者走行時における空力特性の調査には、単独走行時のそれと比べると、ムービング・ベルト装置にて地面効果を考慮することが、より不可欠と言えよう。ここで注意すべきは、 $\eta$  は  $C_D$  の様に直接空力を反映する指標ではないことであ

る。従来の地面効果を見捨てた風洞実験（図 3.8(b)）では、地面板（本実験では、静止したムービング・ベルト）上に、（乱流）境界層が発達しており、先導走者の後流に加えて、その境界層と後流との複雑な相互作用も見捨てできないと思われる。この観点からは、地面効果を考慮し、地面境界層が存在しない結果（図 3.8(a)）が、図 3.8(b)よりも狭い影響空間を示す点は、合理的に思える。

なお、図 3.9 には、参考の為、Pugh (1971) による先導走者（実質的には単独走者）の動圧比  $\xi$  ( $\equiv \bar{u}^2/U_\infty^2$ ) の空間分布を示す。ここでは、単独走者下流の動圧を様々な位置にあるピトー管により計測し、主流の動圧で除している。この結果は、もちろん(2)ムービング・ベルト非運転時のものである。随伴走者が不在のこの結果は、図 3.8 との直接比較はできないが、 $\xi$  の最小値は、 $X'_{FR}/h = 0.40$  かつ  $Z'_{FR}/h = 0$  にて得られており、図 3.8(a)と比べると図 3.8(b)よりも更に図 3.9 は異なる様相を示す。図 3.9 が図 3.8(b)とすら異なる点についての理由は、詳細な実験条件の比較ができないので不明であるが、主要原因の一つとして、実験時の地面境界層が両者間でかなり異なっていることが想定される。つまり、従来の風洞実験の比較には、十分な注意を払うことが示唆されよう。

### 3.5. まとめ

地表面近くの移動物体すなわち陸上走者について、その周囲流れと空気抵抗を風洞実験により、ムービングベルト装置を用いて把握した。以下にその結論を示す。

- (1) 固定地面板法と移動地面板法による単独走者の空気抵抗の差を定量的に明らかにした。
- (2) 二者走行時、随伴走者の抗力軽減が著しい走行隊形を、計測した空気抵抗に基づき明らかにした。ムービング・ベルトを運動する場合には、先導走者の後ろ  $X'_{FR}/h = 0.28$ 、幅  $\pm Z'_{FR}/h = 0.035$  の範囲であれば単独走行時の 75 %程度の空気抵抗軽減が期待でき、最大では単独走行時の 90 %程度の空気抵抗軽減が期待できる。なお、固定地面板法と移動地面板法を比較すると、二者走行時の結果は、単独走行時の結果よりも差が顕著となる。
- (3) 今回の実験では、走者の三つの姿勢での平均流体力を考えた。この近似は、相対運動の小さい上半身には適当であろうが、相対運動の大きい肢体（特に先端部）には検討の余地が残り、将来の解明が望まれる。

参考文献

- 1) Du Bois-Reymond, R., "Der luftwiderstand des menschlichen körpers," *Pflügers Archiv für die gesamte Physiologie des Menschen und der Tiere*, Vol. 208, pp. 445-453, 1925.
- 2) Hill, A. V., "The air-resistance to a runner," *Proceedings of the Royal Society of London Series B Biological Sciences*, Vol. 102, pp. 380-385, 1927.
- 3) Pugh, L. G. C. E., "Oxygen intake in track and treadmill running with observations on the effect of air resistance." *Journal of Physiology*, Vol. 207, No. 3, pp. 823-835, 1970.
- 4) 広岡貫一, 高橋宏, "大型低速風洞のムービングベルト装置", 日本航空宇宙学会誌, Vol. 19, No. 206, pp. 16-21, 1971.
- 5) Pugh, L. G. C. E., "The influence of wind resistance in running and walking and the mechanical efficiency of work against horizontal or vertical forces," *Journal of Physiology*, Vol. 213, No. 2, pp. 255-276, 1971.
- 6) 森川敬信, 鮎川恭三, 辻裕, "流れ学", pp. 80-85, 朝倉書店, 1981.
- 7) 吉田泰, 今泉哲夫, 武藤真理, "小型ムービングベルトの開発について", 自動車研究, Vol. 7, No. 7, pp. 285-288, 1985.
- 8) Lajos, T. and Preszler L., "Effect of moving ground simulation on the flow past bus models," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 22, pp. 271-277, 1986.
- 9) Berta, C., "Full-scale moving belt in Fiat aerodynamic wind tunnel," *Society of Automotive Engineers Paper*, No. 905147, pp. 219-227, 1990.
- 10) 八木田幹, 有村憲一, 鹿野一郎, 犬塚信夫, 塚田剛久, "地面に近接して回転する円筒まわりの流れ", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 62, No. 596, pp. 1294-1299, 1996.
- 11) 野中修, 萱場重男, 林良生, "ムービング・ベルト式地面効果試験装置", 航空宇宙技術研究所資料, No. 724, pp. 1-30, 1998.
- 12) 伊藤慎一郎, "マラソンペースメーカーの主ランナーに対する空力影響", 日本機械学会論文集 B編, Vol. 73, No. 734, pp. 1975-1980, 2006.
- 13) 菊池聡, 中川徹, 今尾茂樹, 小里泰章, "地面効果翼の空力特性におよぼす翼型と翼端板の影響", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 77, No. 783, pp. 57-68, 2011.

付表・付図集（第3章）



図3.1 風洞用ムービングベルト及び走行模型（写真）

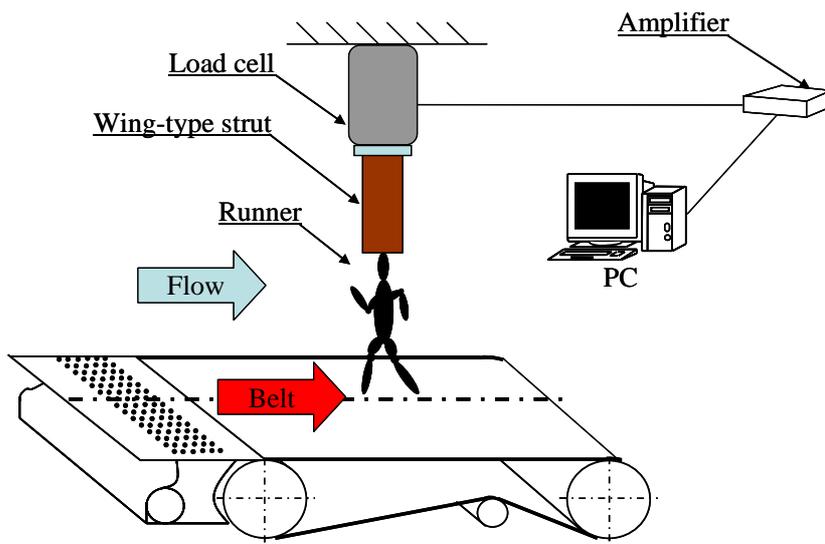


図3.2 風洞用ムービングベルト及び走行模型図

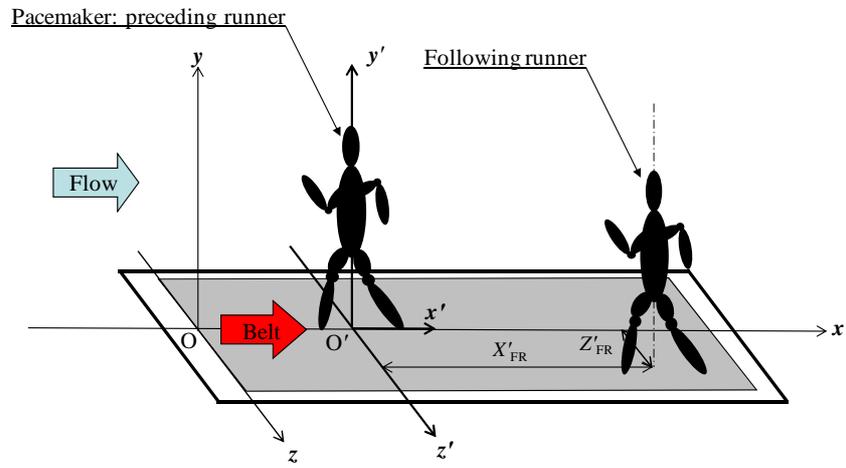


図3.3 風洞用走者模型とその座標系について

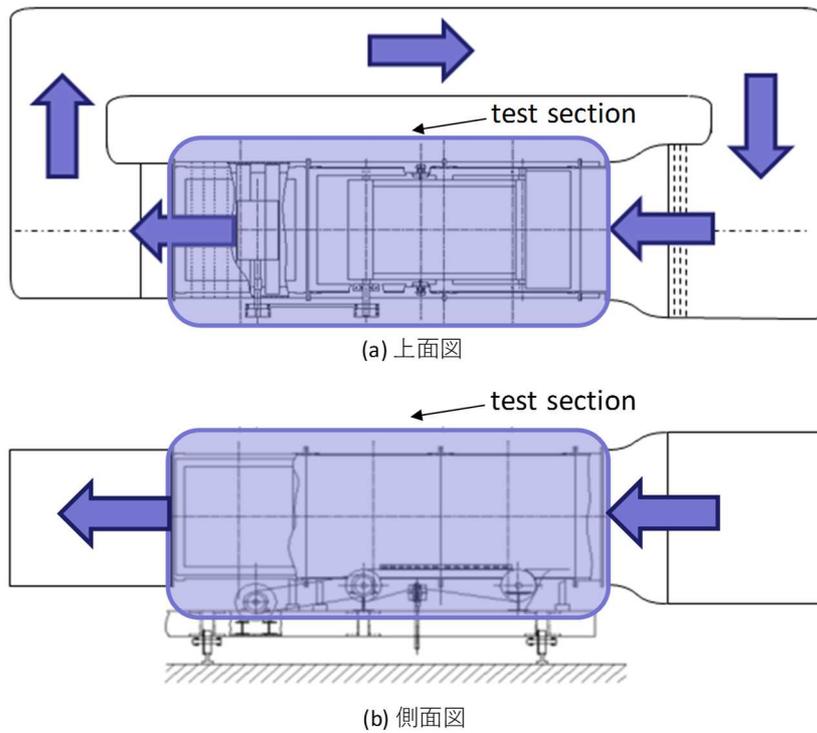


図3.4 同志社大学所属風洞（再喝：ゲッチンゲン型）

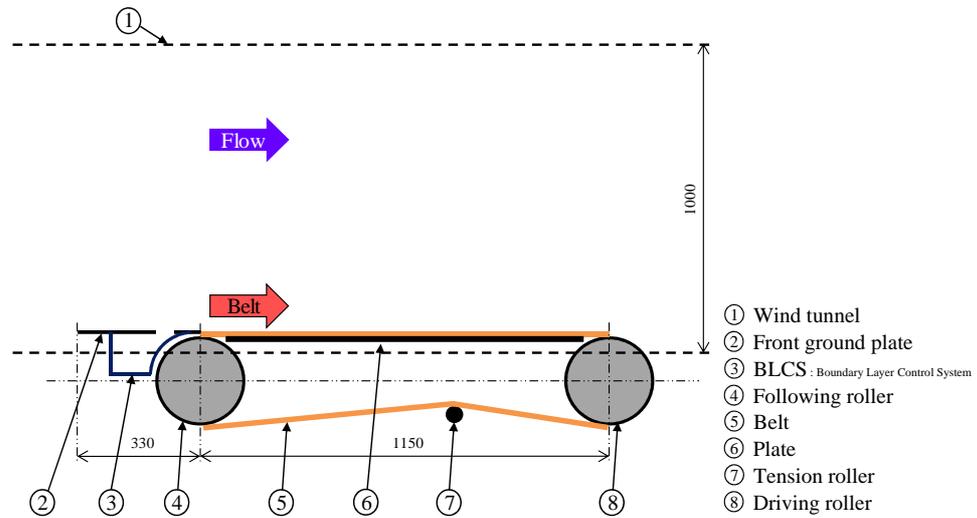


図3.5 風洞用ムービングベルト装置の概略図 (再掲)

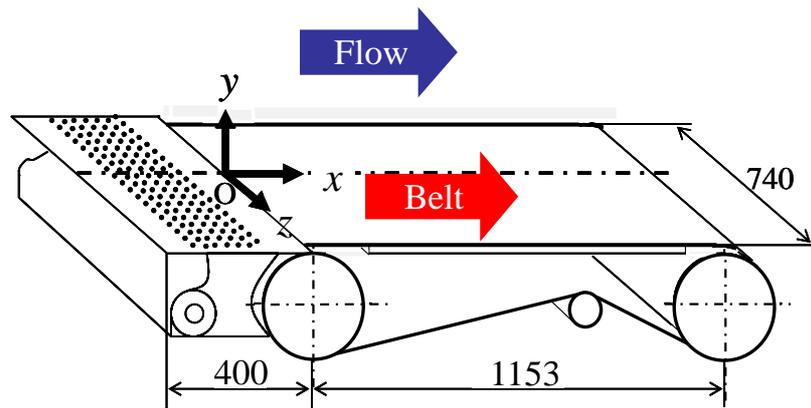


図3.6 風洞用ムービングベルトの寸法及び座標系 (再掲)

表 3.1 移動地面及び固定地面における陸上走者の抗力係数  $C_{DSR}$  について

| Posture of a runner                | With a right leg front<br>and a left leg back | Neutral | With a right leg back<br>and a left leg front | Average |
|------------------------------------|---|---------|---|---------|
| On moving belt<br>with BLSC        | 1.81  | 1.37    | 1.71  | 1.57    |
| ON stationary belt<br>without BLSC | 1.61  | 1.17    | 1.50  | 1.36    |

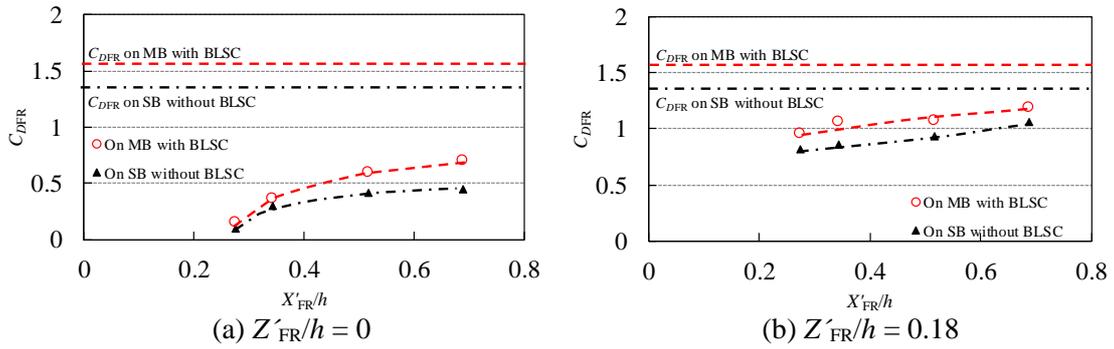


図3.7 随伴走者の抗力係数 ( $C_{DFR}$ )

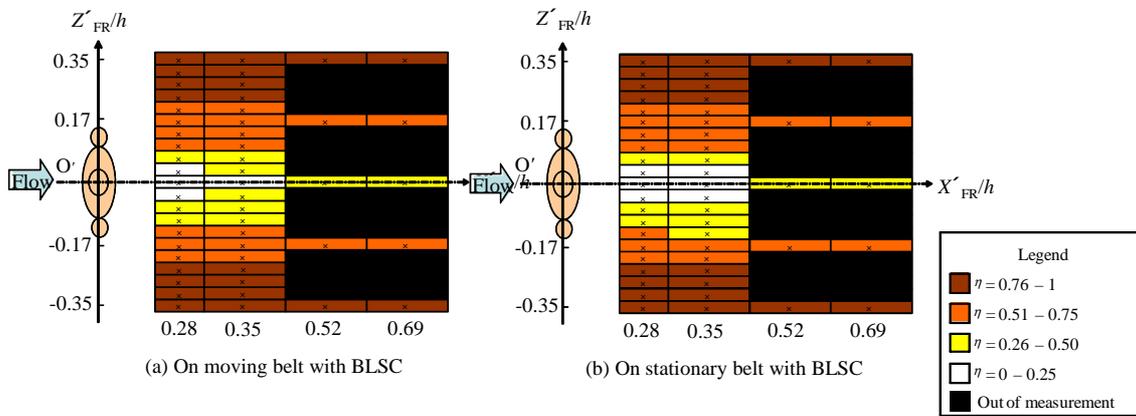


図3.8 随伴走者／単独走者の空力係数比の分布

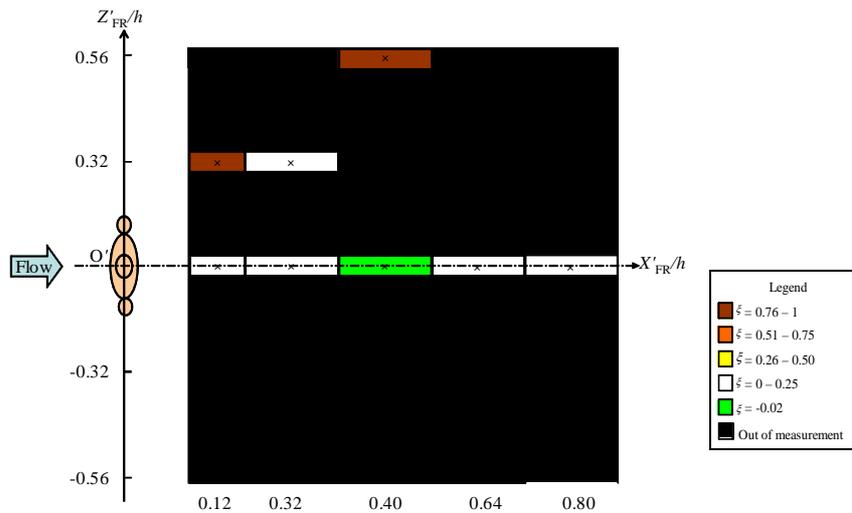


図3.9 単独走者の動圧比  $\xi$  の空間分布 (Pugh: 1971)

## 第4章 Flip-Flop Jet Nozzle 研究 (Conventional-type)

### 4.1. はじめに

1章 1.1.1節でも述べた様に、FFJN<sup>1)</sup>は、純流体素子<sup>2-14)</sup>内の発振器の一つであり、噴流が側壁に付着する性質 (Coanda 効果) を利用している。FFJN (Conventional-type) は、主ノズル (あるいは内部ノズル) の出口近くの両側壁に設けたコントロール・ポートとチャンバを連結管でつなぐことにより、噴流が発振する。

FFJN (Conventional-type) は、噴流の発振周波数が供給流量に応じて変わることから、流量計としての応用が可能である。また、FFJN の発振噴流をせん断層制御や混合促進等へ応用することも可能である。例えば、Morris et al.<sup>15)</sup>は、発振噴流の固気二相流への応用を考え、燃料噴射ノズルに FFJN (Conventional-type) を利用すると、混合促進作用が増すことを報告している。ここで、一般に、FFJN は機械的可動部のない噴流発振器なので、低価格かつ高信頼性、温度や密度変化に対する安定性などの利点を有する。

FFJN (Conventional-type) に関する過去の研究としては、文献<sup>15-21)</sup>が挙げられる。(より簡単な形状のノズルについては、第6章で述べる。文献<sup>22-28)</sup>もあわせて参照されたい。)その内、Morris et al.<sup>15)</sup>は、ノズル出口のデフューザ角と噴流の流速分布の関係について示した。Tippetts et al.<sup>16)</sup>は、FFJN (Conventional-type) を流量計へ応用する事を考えた。流量計として利用する際、重要な点は、FFJN (Conventional-type) へ流入する流量と、噴流の発振周波数が比例する事である。Tippetts et al.<sup>16)</sup>は、形状の異なる FFJN (Conventional-type) を用いて実験を行い、流量計に適した形状の FFJN (Conventional-type) を提案している。また、FFJN (Conventional-type) の発振周波数は、連結管長さで調整できる事も示した。Viets<sup>17)</sup>は、ノズル形状と推力効率の関係を示した。Raman et al.<sup>18)</sup>は、各種形状の実験を行い、噴流の発振周波数は、連結管長さや連結管容積、ノズル圧力比 (内部ノズル上流圧力と大気圧との比) に依存することを示した。また、噴流流速を超音速とした場合の FFJN (Conventional-type) の特性についても考察した。舟木他<sup>20)</sup>は、コントロール・ポートを通り、高圧側から低圧側に流れ込む運動量の時間積分値が一定になると噴流の切り換えが起こることを示した。更に、舟木<sup>21)</sup>らは、超音波速度分布計による条件付きサンプリングを行い、FFJN 内部の非定常流れ場の詳細を明らかにした。しかし、舟木他<sup>20)</sup>の先駆的研究を除き、噴流の切り換え機構についての一般的結論は見あたらず、未だに発振周波数を予測することは困難である。

本研究では、Viets<sup>17)</sup>を参考にして、典型的形状の FFJN について、様々な連結管長さや連結管内径、流量にて実験を行う。そして、各形状パラメータを変更した場合の噴流の発振周波数において、その経験公式を提案する。次に、連結管内の圧力、および流速を4次精度のルンゲクッタ法によりモデル化し、FFJN (Conventional-type) 内の流れ場を定性的に把握する。更に、噴流の切り換えと、高圧部から低圧部に連結管を通して流れ込む諸量 (運動量と運動エネルギー、質量) の時間積分値に着目し、切り換え機構を議論する。最後に、議論した結果に基づき、発振周波数の予測法とその精度を調べる。

## 4.2. 主な記号

本章で用いる主な記号を以下に記す。

|                   |  |                        |
|-------------------|--|------------------------|
| $A$               | : アスペクト比 ( $\equiv S/s$ )                      |                        |
| $b$               | : 内部ノズル喉部の間隔                                   | [m]                    |
| $c$               | : 音速   | [m/s]                  |
| $C_{\Delta pAMP}$ | : 差圧振幅係数 ( $\Delta p_{AMP}/(1/2\rho V_{PN})$ ) |                        |
| $d$               | : 連結管の内径                                       | [m]                    |
| $f$               | : 噴流の発振周波数                                     | [Hz]                   |
| $J_M$             | : 流入運動量の時間積分値                                  | [kg/s]                 |
| $J_K$             | : 流入運動エネルギーの時間積分値                              | [kg m/s <sup>2</sup> ] |
| $J_P$             | : 流入圧力仕事の時間積分値                                 | [kg/m]                 |
| $L$               | : 連結管の長さ                                       | [m]                    |
| $Ma$              | : 連結管の長さ                                       | [m]                    |
| $p_A$             | : 連結管端部 A の圧力                                  | [Pa]                   |
| $p_B$             | : 連結管端部 B の圧力                                  | [Pa]                   |
| $\Delta p$        | : 両連結管端部の差圧                                    | [Pa]                   |
| $\Delta p_{AMP}$  | : $\Delta p$ の片振幅                              | [Pa]                   |
| $Q$               | : 流量   | [m <sup>3</sup> /s]    |
| $Re$              | : レイノルズ数 ( $\rho V_{PNS} / \mu$ )              |                        |
| $Re_{CT}$         | : 連結管レイノルズ数 ( $\rho V_{CTd} / \mu$ )           |                        |
| $S$               | : FFJN のスパン                                    | [m]                    |
| $s$               | : 内部ノズル喉部の間隙 (基準寸法)                            | [m]                    |
| $St$              | : ストローハル数                                      |                        |
| $t$               | : 時間   | [s]                    |
| $V_{PN}$          | : 内部ノズル出口の (断面平均) 流速 (基準速度)                    | [m/s]                  |
| $V_{CP}$          | : コントロール・ポート出口の (断面平均) 流速                      | [m/s]                  |
| $V_{CT}$          | : 連結管内の (断面平均) 流速                              | [m/s]                  |
| $v$               | : 流速   | [m/s]                  |
| $w$               | : 減衰関数   |                        |
| $\lambda$         | : 管摩擦係数  |                        |
| $\kappa$          | : 減衰を表す時定数                                     |                        |
| $\mu$             | : 流体粘度   | [Pa · s]               |
| $\rho$            | : 流体密度   | [kg/m <sup>3</sup> ]   |

## 上 添 字

\* : 無次元

## 下 添 字

PN : 内部ノズル出口

CP : コントロール・ポート

CT : 連結管

PRE : 予測値

UNV : 普遍量

## 4.3. 実験方法

## 4.3.1. FFJN モデル (Conventional-type)

図 4.1 に、本研究のモデル、すなわち FFJN の主要部の幾何形状を寸法と共に示す。表 2.1 には、寸法の具体的数値をまとめる。寸法は、Viets<sup>17)</sup>の報告を参考にしている。つまり、内部ノズル喉部の間隙  $s$  を基準寸法として、諸寸法を  $s$  の簡単な整数倍で構成する。内部ノズル喉部でのアスペクト比  $A$  ( $\equiv S/s$ ) は 5 である。ここで、 $S$  は FFJN のスパン、 $L$  は連結管の長さ、 $d$  は連結管の内径、 $b$  は内部ノズル喉部の間隙である。また、レイノルズ数は、次式で定義する。

$$Re \equiv \frac{\rho V_{PN} s}{\mu} \quad (4.1)$$

ここに、 $V_{PN}$  は内部ノズル出口での (断面平均) 流速である。なお、今回の実験範囲では、マッハ数  $Ma$  ( $\equiv V_{PN}/c$ )  $< 0.2$  である。

## 4.3.2. 実験装置 (Conventional-type)

図 4.2 に、実験装置の概略を示す。FFJN 本体⑥は、透明アクリル樹脂板で製作し、連結管⑤は、塩化ビニール管を用いる。連結管の両端は、100 mm 程度直線状に保ち、他は折れ曲がりによる閉塞がないように充分注意し、円弧に近い状態で連結する。

作動流体は空気で、圧縮機①より FFJN に供給する。流量は、面積式流量計④で測定した値を、圧力変換器⑨と熱電対とによる圧力と温度を用い、標準大気圧状態に補正して、求める。連結管両端の圧力は、圧力変換器⑦と⑧で測定する。圧力測定には小型圧力センサ (共和電業 PGM-G、固有振動数 2kHz) を用いる。連結管内部での流速は、I 型熱線プローブ⑬と定温度型熱線流速計⑮で測定する。圧力計と流速計からの出力信号は、A/D 変換器⑰により計算機⑱へ取り込む。噴流の発振周波数  $f$  は、FFJN 内部出口の流速を、スペクトル解析により求める。

### 4.3.3. FFJN 内部の流れ

著者他による先の研究<sup>21)</sup>では、位相平均法により、各瞬間の FFJN 内部の流れの詳細を明らかにしている。図 4.3 に、その結果に基づく流れの概略を示す。噴流は偏向し、一方の側壁（図 4.3 では A 側）に再付着する。他方の側壁（図 4.3 では B 側）でも噴流は再付着するが、再付着位置は、A 側側壁の再付着位置よりも下流側である。よって、A と B の両側壁上に、それぞれ再循環領域を形成する。この二つの再循環領域は、安定発振する時には、いかなる瞬間も常に存在する傾向がある。図 4.3 では、A 側の再循環領域は、B 側のそれよりも小さい。このような状況に対応する瞬間を観察すると、A 側の再循環領域の圧力は、B 側のそれよりも一部の例外的瞬間を除き、通常低い。この事実とよく対応して、各瞬間の連結管内部の流れは、一部の例外的瞬間を除き通常、B 側から A 側へと向かう。（後に示す様に、全ての瞬間に言える訳ではない。）

## 4.4. 結果と考察

### 4.4.1. 発振周波数と経験公式

噴流の発振周波数  $f$  は、実用上極めて重要な物理量である。Raman et al.<sup>18)</sup> は、 $f$  に幾つかのパラメータが強い影響を及ぼすことを明らかにしているが、現状では、一般に  $f$  を予測することは難しい。そこで本節では、 $f$  を予測する経験公式の提案を試みる。

本論文では、 $f$  に影響を及ぼすパラメータとして、三つの幾何学パラメータ（内部ノズル喉部の間隙  $s$  と連結管の長さ  $L$ 、連結管の内径  $d$ ）と、内部ノズル出口の流速  $V_{PN}$ 、流体密度  $\rho$ 、流体粘度  $\mu$  を想定する。もし  $s$  と  $V_{PN}$ 、 $\rho$  を代表量と考えると、上記は、以下の様に、三つの無次元量についての枠組みを想定することと同等である。

$$St = \phi(L/s, d/s, Re) \quad (4.2)$$

ここに、 $\phi$  は任意関数である。式(4.2)では、 $f$  の代わりに、以下に定義するストローハル数  $St$  を用いている。

$$St \equiv \frac{f s}{V_{PN}} \quad (4.3)$$

つまり、 $St$  は、二つの幾何学パラメータ  $L/s$  と  $d/s$ 、および、一つの力学パラメータ  $Re$  の三つの無次元量に支配されると仮定する。

図 4.4 に、 $St$  に関する全ての実験結果を示す。すなわち、 $St$  を  $Re$  に対して、様々な  $L/s$  ごとにまとめる。図 4.4(a)と(b)、(c)は、それぞれ、 $d/s=1.2$  と  $1.3$ 、 $1.4$  の結果を示す。結果として、 $Re$  が増加するほど、あるいは  $L/s$  が減少するほど、 $d/s$  が増加するほど、 $St$  は単調に増加することが分かる。そこで、式 (4.3) の任意関数を、以下の様に仮定する。

$$St = 0.0068 (L/s)^{-0.72} (d/s)^{1.37} Re^{0.22} \quad (4.4)$$

$St$  の予測式(4.4)の四つ経験定数は、実験値より最小二乗法で決定した。図 4.4 には、この経験公式を線分で示す。経験公式は、実験結果とよく一致しており、 $St$  は、本実験範囲内に限っては、高い精度で予測できることが分かる。

#### 4.4.2. 連結管内の圧力

本節以降では、 $St$  の値がいかにかに決定されているのかを、より普遍的に理解することを試みる。具体的には、連結管を通して輸送される様々な物理量に着目する。その為にまず、連結管内の流れを観察する。図 4.5(a)と(b)は、噴流発振が約五周期分の、連結管両端部の圧力変動波形  $p_A$  と  $p_B$  を示す。 $p_A$  と  $p_B$  共に、正弦波とは異なる複雑な波形を示す。すなわち、 $p_A$  も  $p_B$  も、各周期の内の半分は、ほぼ時間  $t$  に依らず一定である。残りの半分は、三角波に近いが、その最大値は、三角波の出現期間の中央ではなく、むしろ出現期間の初期に現れる。 $p_A$  と  $p_B$  は、よく似た波形を示すが、それらの間の位相は、約半周期分ずれている。図 4.5(c)は、差圧  $\Delta p$  ( $\equiv p_A - p_B$ ) を示す。 $\Delta p$  では、噴流発振の各周期に、一個の正の三角波と一個の負の三角波が交互に現れる。

次に、差圧  $\Delta p$  の片振幅  $\Delta p_{AMP}$  (正確には、数十周期分の平均値) を議論する。そこで、 $\Delta p_{AMP}$  を差圧振幅係数  $C_{\Delta p_{AMP}}$  として、次の様に無次元化する。

$$C_{\Delta p_{AMP}} \equiv \frac{\Delta p_{AMP}}{\frac{1}{2} \rho V_{PN}^2} \quad (4.5)$$

図 4.6 と図 4.7 に、それぞれ、例として  $L/s = 200$  と  $d/s = 1.3$  の結果を示す。すなわち、図 4.6 は  $L/s = 200$  にて、様々な  $d/s$  での  $Re$  と  $C_{\Delta p_{AMP}}$  との関係を示す。同様に、図 4.7 は、 $d/s = 1.3$  にて、様々な  $L/s$  での  $Re$  と  $C_{\Delta p_{AMP}}$  との関係を示す。他の  $L/s$  あるいは  $d/s$  の結果は記載していないが、結論から述べると、 $C_{\Delta p_{AMP}}$  は、多少のバラつきはあるが、 $L/s$  や  $d/s$ 、 $Re$  のいずれにも依存せず、ほぼ一定値 ( $\approx 0.11$ ) となる。

#### 4.4.3. 差圧のモデル化と連結管内流速の計算

図 4.5 に示す様に、連結管内の圧力は、複雑な波形を示し、かつ、その周期性は決して厳密ではなく、ある程度大きな不規則高周波数成分も含む。この傾向は、流速など連結管内流れに関係する他の物理量でも、概ね同様である<sup>20-21)</sup>。よって、連結管を通して輸送される様々な物理量と噴流の切り換えを考えようとする時、連結管内の圧力や流速の単純化なしには、含まれる不規則変動成分の為に、繊細な議論は難しい。実際、単純化しない生データ

を使用したのでは、次節で述べる積分区間の決定も困難であり、積分値も大きなバラつきを生じる為、結果の一般化が難しい。

そこで、本研究でも、前報と同様<sup>20)</sup>、連結管両端の差圧  $\Delta p$  のモデル化を行う。つまり、図 4.8(a)に示す実験値の代わりに、図 4.8(c)に示す三角波として、 $\Delta p$  をモデル化する。

次に、連結管内の流速  $V_{CT}$  を、このモデル化した  $\Delta p$  を用いて計算する。計算理論は、次の通りである。連結管を直管と仮定し、更に半径方向の圧力と流速を一定と仮定して、次の一次元基礎方程式を得る。

$$\frac{\partial V_{CT}}{\partial t} + V_{CT} \frac{\partial V_{CT}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\lambda}{2d} V_{CT} |V_{CT}| = 0 \quad (4.6)$$

$$c^2 \frac{\partial V_{CT}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{V_{CT}}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (4.7)$$

ここに、 $\lambda$  は管摩擦係数（後述）、 $V_{CT}$  は管軸方向 ( $x$  方向) の流速、 $\rho$  は流体の密度、 $t$  は時間、 $p$  は圧力、 $d$  は管内径、 $c$  は音速である。もし、基礎方程式(4.6)と(4.7)の代わりに、チューブ内の流れを非圧縮流れと仮定すると、以下の運動方程式を得る。この式を基礎方程式として、4次精度の Runge-Kutta 法により解く。

$$\frac{dV_{CT}}{dt} = \frac{\Delta p}{\rho L} - \frac{\lambda}{d} \frac{V_{CT} |V_{CT}|}{2} \quad (4.8)$$

管摩擦係数  $\lambda$  は、管レイノルズ数 ( $Re_{CT} \equiv \rho V_{CT} d / \mu$ ) を用いて、次式により定める<sup>29)</sup>。

$Re_{CT} < 1,900$  のとき、

$$\lambda = \frac{64}{Re_{CT}} \quad (4.9)$$

$1,900 \leq Re_{CT} < 2,900$  のとき、

$$\lambda = \frac{64}{Re_{CT}} (1 - \gamma) + \frac{0.3164}{Re_{CT}^{1/4}} \gamma \quad (4.10)$$

ここに、 $\gamma = 9.8 \times 10^{-4} Re_{CT} - 1,852$  である。

$1,900 \leq Re_{CT} < 2,900$  のとき、

$$\lambda = \frac{0.3164}{Re_{CT}^{1/4}} \quad (4.11)$$

図 4.8(d)は計算された  $V_{CT}$  である。本研究の範囲では、いずれの方法でも結果は同一であった。つまり、圧縮性は無視しうる。計算値、図 4.8(d)は、実験値 2.8 (b)と、定性的にも定量的にも、よく似た波形である。この一致を更に確認する為、図 4.9 を示す。図 4.9 では、三角波によりモデル化した  $\Delta p$  と、 $\Delta p$  から算出した  $V_{CT}$  との関係を、約三周期分の実験値 (図 4.9 中、丸印) と共に示す。より具体的には、図 4.9 の結果は、 $L/s=200$  かつ  $d/s=1.2$ 、 $Re=13,000$  のものである。図 4.9 から両者は、定量的にも、定量的にも概ね一致しており、モデルの妥当性を確認できる。

#### 4.4.4. 噴流の発振機構

著者らは、噴流の発振が、連結管を通して輸送される何らかの物理量の総和に依存すると仮定する。つまり、ある注目する物理量の流束の時間積分値が閾値に達すると、噴流は切り換わると仮定するのである。より具体的には、この流束として、連結管内の運動量流れ (あるいは、運動量流束) と運動エネルギー流れ (あるいは、運動エネルギー流束)、質量流れ (あるいは、質量流束) の三つを調べる。ここで注意すべきは、連結管を通して輸送されるこれらの物理量は、見方を変えると、一方の再循環領域へ連結管から流れ込む物理量、あるいは、他方の再循環領域から連結管へ流れ出る物理量である。この見方からは、特に質量流れは、単位時間に再循環領域内の流体に成される圧力仕事と本質的に同じである。(厳密には、圧力仕事を連結管端部一再循環領域間の圧力差にて除し、更に、流体密度を乗したものと本質的に同じである。) 本論では、後述する様に、減衰を導入することもあり、流量流れよりも圧力仕事を想起する方がより自然であろうから、以降、圧力仕事と呼ぶことにする。

今、切り換えに必要な運動量流れの時間積分値  $J_M$  と運動エネルギー流れの時間積分値  $J_K$ 、圧力仕事の時間積分値  $J_P$  を、次の様に定義する。

$$J_M \equiv \frac{1}{S} \int_{t_{a-b,0}}^{t_{b,c}} \rho V_{CP} Q w dt. \quad (4.12)$$

$$J_K \equiv \frac{1}{S} \int_{t_{a-b,0}}^{t_{b,c}} \frac{1}{2} \rho V_{CP}^2 Q w dt \quad (4.13)$$

$$J_P \equiv \frac{1}{S} \int_{t_{a-b,0}}^{t_{b,c}} \rho Q w dt. \quad (4.14)$$

ここに、 $Q$  と  $w$  は、それぞれ流量と減衰関数 (後述) である。 $V_{CP}$  は、コントロール・ポートでの流速であり、 $V_{CP} S b = V_{CT} \pi d^2/4 = Q$  を満たす。なお、二次元 FFJN を考えているの

で、いずれの  $J$  も、単位スパンあたりの値である。

式(4.12)-式(4.14)の積分区間を明示する為、図 4.10 を示す。図 4.10(a)は、先にモデル化された連結管両端の圧力差  $\Delta p$  の波形である。図 4.10(b)は、図 4.10(a)の  $\Delta p$  より計算した  $V_{CT}$  の波形である。 $t=t_a$  にて、 $\Delta p$  は切り換わる。(ほぼ同時刻に、噴流も切り換わる<sup>21)</sup>) 一方、 $V_{CT}$  は、 $t=t_a$  では符号は反転せず、 $t=t_{a-b,0}$  に至って零となり、 $t>t_{a-b,0}$  で符号は反転する。従って、 $t=t_a-t_{a-b,0}$  の期間に、流体は、より低圧の再循環領域からより高圧の再循環領域へ流れ込み、 $t_{a-b,0}-t_{b,c}$  の期間は、その逆となる。よって、積分期間は、 $t=t_{a-b,0}-t_{b,c}$  とする。一方、 $t=t_a-t_{a-b,0}$  の期間は、積分期間から除外する。

また、減衰関数  $w$  は、次の様に定義する。

$$w \equiv \exp \left\{ -\frac{\kappa(t_{b,c}-t)V_{PN}}{s} \right\} \quad (4.15)$$

ここに、 $\kappa$  は、輸送された／流入した／流出した物理量の減衰を表す時定数である。つまり、より初期に、連結管で輸送された、あるいは、低圧の再循環領域へ流れ込んだ、高圧の再循環領域から流れ出た物理量ほど、噴流が切り換わる影響が小さくなると仮定する。

以上の三つの積分値は、以降次の様に無次元化する。

$$J_M^* \equiv \frac{J_M}{\rho V_{PN} s^2} \quad (4.16)$$

$$J_K^* \equiv \frac{J_K}{\rho V_{PN}^2 s^2} \quad (4.17)$$

$$J_P^* \equiv \frac{J_P}{\rho s^2} \quad (4.18)$$

図 4.11 に、計算結果の一例を示す。すなわち、図 4.11 は、 $L/s=100-300$ 、かつ、 $d/s=1.3$ 、 $Re=14,000$  での結果である。図 4.11 は、実験値  $St$  と経験則  $C_{\Delta p AMP}=0.11$  に基づき、 $\kappa$  と  $J_M^*$  (図(a))、あるいは、 $\kappa$  と  $J_K^*$  (図(b))、 $\kappa$  と  $J_P^*$  (図(c)) の関係を、様々な  $L/s$  について示す。 $J_M^*$  は、 $L/s$  に依らず、 $\kappa \approx 0.006$  にて約 0.007 の値を取る。つまり、前報同様<sup>20)</sup>、 $L/s$  に依らない  $J_M^*$  の普遍量  $(J_M^*)_{UNV} (\approx 0.007)$  が、 $\kappa \approx 0.006 (\equiv \kappa_{UNV})$  にて定まる。一方、 $J_K^*$  については、常に  $L/s$  に依存しない状況を見出す事が出来ない。その為、普遍量  $(J_K^*)_{UNV}$  と  $\kappa_{UNV}$  が定まらない。 $J_P^*$  は、 $J_M^*$  と同様、 $L/s$  に依らない普遍量  $(J_P^*)_{UNV} (\approx 0.7)$  を  $\kappa \approx 0.01 (\equiv \kappa_{UNV})$  に見出す事が出来る。より詳細に観察すると、 $J_M^*$  よりも  $J_P^*$  の方が、異なる  $L/s$  の結果はより狭い  $\kappa$  の範囲で交差し、焦点はより明瞭である。このことは、普遍量を考える際は、 $J_P^*$  の方が  $J_M^*$  より適当である事を示唆する。以上をまとめると、低圧の再循環領域へ流入する、あるいは、高圧の再循環領域から流出する減衰を考慮した圧力仕事の時間積分値  $J_P^*$  が

$(J_P^*)_{UNV}$  の値に達すると、噴流は切り換わると考えるのが、最も適切であろう。よって以降、 $J_P^*$  のみを議論する。

#### 4.4.5. 発振周波数の予測精度

図 4.12 に、 $J_P^*$  に関する普遍時定数  $\kappa_{UNV}$  について、全ての解析結果をまとめる。すなわち、図 4.12 は、図 4.11 に加えて、様々な  $d/s$  と  $Re$  とで見いだされた  $L/s = 100-300$  についての  $\kappa_{UNV}$  を示す。図 4.12 からは、常に  $\kappa_{UNV} \approx 0.012$  となる事が分かる。つまり、 $\kappa_{UNV}$  は、 $L/s$  のみならず  $d/s$  にも  $Re$  にも依存しない。この事実は、一連のモデル化や  $J_P^*$  選択の適切さを示唆する。

一方、図 4.13 には、先の  $\kappa_{UNV}$  に対応する圧力仕事の普遍量  $(J_P^*)_{UNV}$  について、全ての数値解析結果をまとめる。すなわち、図 4.13 は、図 4.11 に加えて、様々な  $d/s$  と  $Re$  とで見いだされた  $L/s = 100-300$  についての  $(J_P^*)_{UNV}$  を示す。図 4.13 より、 $(J_P^*)_{UNV}$  は、 $L/s$  のみならず  $d/s$  にも依存しないが、 $Re$  には依存する事が分かる。ここに、 $(J_P^*)_{UNV}$  は次式で近似できる。

$$(J_P^*)_{UNV} = 0.7 \exp(-8 \times 10^{-5} Re) + 0.2 \quad (4.19)$$

つまり、 $(J_P^*)_{UNV}$  は、両幾何学パラメータ  $L/s$  と  $d/s$  を考慮することなく、力学パラメータ  $Re$  のみによって決まる。

図 4.14 では、 $(J_P^*)_{UNV}$  についての近似式(4.19)を用いて予測したストローハル数  $St_{PRE}$  を、実験から得られたストローハル数  $St$  と比較する。なお、 $St_{PRE}$  と  $St$  の定義は、それぞれ、次式で与える。

$$St_{PRE} \equiv \frac{f_{PRE} s}{V_{PN}}, \quad St \equiv \frac{f s}{V_{PN}} \quad (4.20)$$

ここに、 $f_{PRE}$  は、 $C_{ApAMP} = 0.11$  かつ  $\kappa_{UNV} = 0.012$  の条件下での式(4.19)に基づく計算値である。結果として、 $St_{PRE}$  は、全ての実験値  $St$  と概ね良好な一致を示す。なお、実験値と計算値の若干の不一致は、 $\Delta p$  の変動波形を図 4.8 の様な三角波に単純化したこと、並びに、 $L/s$  や  $d/s$ 、 $Re$  のパラメータの違いに関わらず、 $C_{ApAMP}$  と  $\kappa$  の値を共に一定値としたこと、各断面での流速分布を無視したこと（特に、 $d/s = 1.4$ ）などの影響を反映していると思われる。

#### 4.5. まとめ

典型的形状の FFJN について、様々な連結管の長さや連結管内径、流量にて実験を行った。結論を、以下にまとめる。

- (1) 噴流の発振周波数を予測する為の経験公式を提案した。経験公式は、実験結果とよく

一致しており、 $St$  は、本実験範囲内に限っては、高い精度で予測できることを確認した。

- (2) 高圧部から低圧部に連結管を通して流れ込む諸量（運動量と運動エネルギー、質量）の時間積分値に着目し、噴流の切り換え機構を議論した。その結果、質量流れ（あるいは圧力仕事）を考える事が、最も合理的であることが分かった。つまり、圧力仕事の時間積分値  $J_P$  の無次元値  $J_P^*$  がある値  $(J_P^*)_{UNV}$  に達すると、噴流は切り換わる事を示した。ここに、 $(J_P^*)_{UNV}$  は、形状パラメータに依らず、 $Re$  のみの関数として与えられる。
- (3)  $(J_P^*)_{UNV}$  を用いて予測したストローハル数  $St_{PRE}$  を、実験から得られたストローハル数  $St$  と比較した。その結果、 $St_{PRE}$  は、全ての実験値  $St$  と概ね良好な一致を示した。

#### 参考文献

- 1) 尾崎省太郎，原美明，純流体素子入門，日刊工業新聞社，東京，1967.
- 2) Levin, S. G. and Manion, F. M., "Jet Attachment Distance as a Function of Adjacent Wall Offset and Angle," *Fluid Amplification*, Vol. 5, pp. 20-22, 1962.
- 3) Perry, C. C., "Two-Dimensional Jet Attachment," *Advances in Fluidics* F. T. Brown ed., ASME, NEW YORK, pp. 205-217, 1967.
- 4) Epstein, M., "Theoretical Investigation of the Switching Mechanism in a Bistable Wall Attachment Fluid Amplifier," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 93, No. 1, pp. 55-62, 1971.
- 5) Drzewiecki, T. M. and Goto, J. M., "An Analytical Model for the Response of Fluoric Wall Attachment Amplifier," *Fluidics Quarterly*, Vol. 5, No. 1, pp. 43-65, 1973.
- 6) 太田道男，"純流体素子における付着噴流理論"，計測自動制御学会論文集，Vol. 8, No. 1, pp. 18-23, 1972.
- 7) 太田道男，城内雅範，"純流体素子における付着噴流の可視化による噴流理論の検討"，計測自動制御学会論文集，Vol. 8, No. 3, pp. 302-307, 1972.
- 8) 中谷登，河田研，山田朝治，副島吉雄，"光学的方法による空気式純流体素子内流れの計測"，計測自動制御学会論文集，Vol. 8, No. 3, pp. 308-314, 1972.
- 9) 和田力，清水顕，則次俊郎，堂田周治郎，"側壁付着形流体素子における付着噴流の切り換え"，計測自動制御学会論文集，Vol. 12, No. 4, pp. 464-469, 1976.
- 10) 林叡，小沢敏一，"側壁付着形流体素子の切り換え時間について"，日本機械学会論文集 (C編)，Vol. 52, No. 475, pp. 921-928, 1986.

- 11) 廣木富士男, 増田泰二, 山本圭治郎, “超音速流体素子による発振器”, 計測自動制御学会論文集, Vol. 26, No. 1, pp. 70-75, 1990.
- 12) 村尾卓爾, 山崎博司, 清水顧, 須藤浩三, “側壁付着形流体素子における乱流噴流の切換え機構の数値解析”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 55, No. 516, pp. 2205-2211, 1989.
- 13) 村尾卓爾, 須藤浩三, “側壁付着形流体素子における噴流の切換え機構 (素子の幾何学的形状と切換え機構の関係)”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 56, No. 531, pp. 3360-3365, 1990.
- 14) 村尾卓爾, 須藤浩三, 高見敏弘, “側壁付着形流体素子における噴流の切換え機構 (切換え過程における速度分布の時間的推移)”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 61, No. 584, pp. 1353-1359, 1995.
- 15) Morris, G. J., Jurewicz, J. T. and Palmer, G. M., “Gas-Solid Flow in a Fluidically Oscillating Jet,” *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 114, No. 2, pp. 362-366, 1992.
- 16) Tippetts J. R., Ng H. K. and Royle J. K., “A Fluidic Flowmeter,” *Automatica*, Vol. 9, pp. 35-45, 1973.
- 17) Viets, H., “Flip-Flop Jet Nozzle,” *AIAA Journal*, Vol. 13, No. 10, pp. 1375-1379, 1975.
- 18) Raman, G., Hailye, M. and Rice, E. J., “Flip-Flop Jet Nozzle Extended to Supersonic Flows,” *AIAA Journal*, Vol. 31, No. 6, pp. 1028-1035, 1993.
- 19) Raman, G., Rice E. J. and Cornelius, D. M., “Evaluation of Flip-Flop Jet Nozzle for Use as Practical Excitation Devices,” *Transactions of ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 116, No. 3, pp. 508-515, 1994.
- 20) 舟木治郎, 水野剛, 近藤正樹, 平田勝哉, “連結管流れに基づくフリップフロップジェットノズルの発振機構”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 65, No. 631, pp. 928-933, 1999.
- 21) 舟木治郎, 松田裕之, 井上達哉, 谷川博哉, 平田勝哉, “フリップフロップジェットノズル内の周期流れの UVP 計測”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 73, No. 725, pp. 133-138, 2007.
- 22) 社河内敏彦, 加藤征三, “制御ポート, フィードバックループを必要としない新・フルイディック流量計”, 計測自動制御学会論文集, Vol. 23, No. 3, pp. 308-310, 1987.
- 23) 山崎弘郎, 本田敏, “2次元噴流の振動による新しい流体発振器とその流量測定への応用”, 計測自動制御学会論文集, Vol. 24, No. 10, pp. 1023-1028, 1988.
- 24) Yamasaki, H., Takahashi, A. and Honda, S., “A New Fluidic Oscillator for Flow Measurement,” *Proceedings of FLUCOM*, Sheffield, pp. 16-20, 1988.
- 25) Shakouchi, T., “A New Fluidic Oscillator, Flowmeter, without Control Port and Feedback Loop,” *ASME Journal of Dynamic Systems, Measurement and Control*, Vol. 111, pp. 535-539, 1989.
- 26) Mi J., Nathan, G. J. and Luxton R. E., “Mixing Characteristics of a Flapping Jet from a Self-

- Exciting Nozzle,” *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol. 67, No. 1, pp. 1-23, 2001.
- 27) Hirata, K., Matoba, N., Naruse, T., Haneda, Y. and Funaki, J., “On the Stable-Oscillation Domain of a Simple Fluidic Oscillator,” *JSME Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 4, No. 3, pp. 623-635, 2009.
- 28) Hirata, K., Inoue, T., Haneda, Y., Miyashita, N., Tanigawa, H. and Funaki J., “On Dominant Oscillation Frequency of a Simplified Fluidic Oscillator,” *JSME Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 6, No. 4, pp. 534-547, 2011.
- 29) 日本機械学会編, “管路・ダクトの流体抵抗”, 日本機械学会, 東京, pp. 22-26, 1979.

付表・付図集 (第4章)

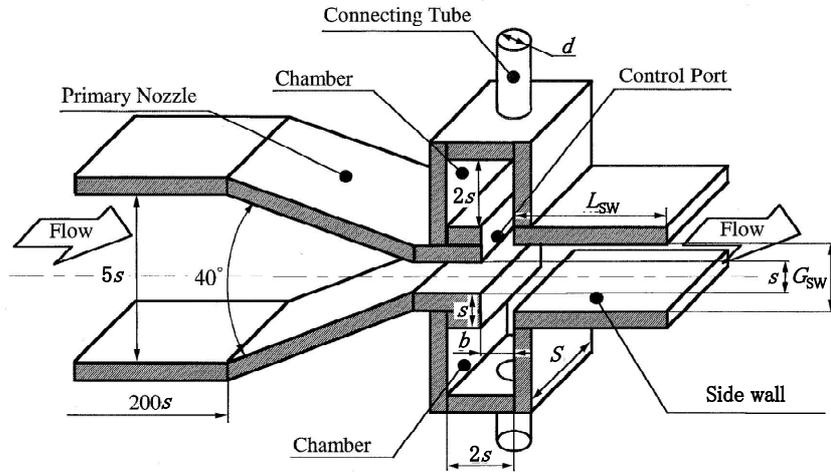


図4.1 Model: FFJN (Conventional-type)

表4.1 実験パラメータ

| (a) Basic nozzle dimentions           |                 |     |                         |
|---------------------------------------|-----------------|-----|-------------------------|
| Primary-nozzle-throat spacing         | $s$             | (m) | 0.01                    |
| Control-port spacing                  | $b$             | (m) | 0.01                    |
| Gap between side walls                | $G_{sw}$        | (m) | 0.02                    |
| Streamwise length of side walls       | $L_{sw}$        | (m) | 0.045                   |
| span                                  | $S$             | (m) | 0.05                    |
| Aspect ratio of primary-nozzle throat | $A, \equiv S/s$ |     | 5                       |
| Reduced control-port spacing          | $b/s$           |     | 1                       |
| Reduced side-wall gap                 | $G_{sw}/s$      |     | 2                       |
| Reduced side-wall length              | $L_{sw}/s$      |     | 4.5                     |
| (b) Basic connecting-tube dimentions  |                 |     |                         |
| Connecting-tube length                | $L$             | (m) | 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0 |
| Connecting-tube diameter              | $d$             | (m) | 0.012, 0.013, 0.014     |
| Reduced connecting-tube length        | $L/s$           |     | 100, 150, 200, 250, 300 |
| Reduced connecting-tube diameter      | $d/s$           |     | 1.2, 1.3, 1.4           |
| (c) Kinetic parameter                 |                 |     |                         |
| Reynolds Number                       | $Re$            |     | 7,000–23,000            |

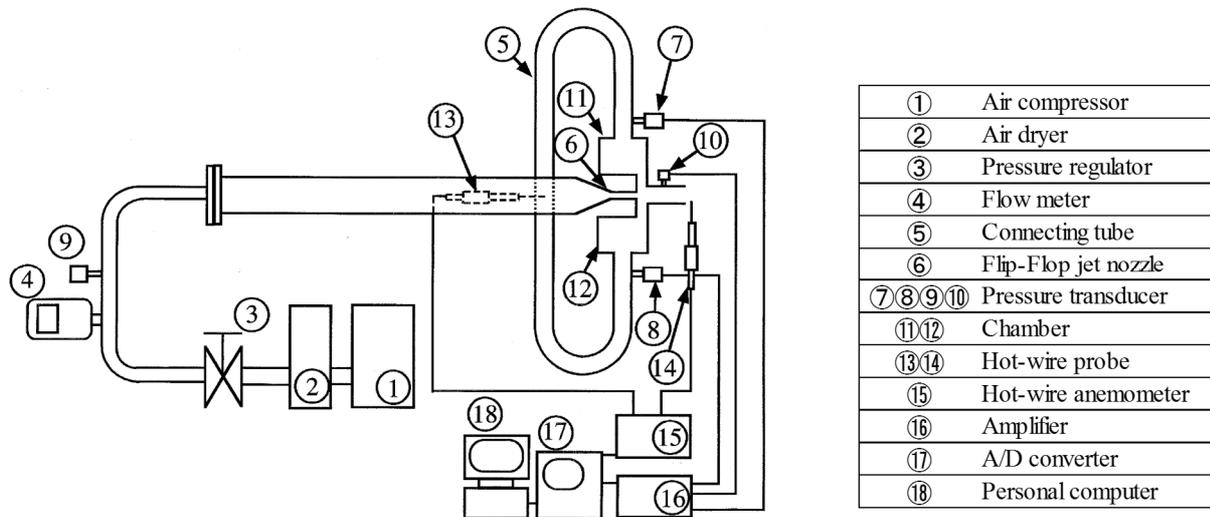


図4.2 実験装置

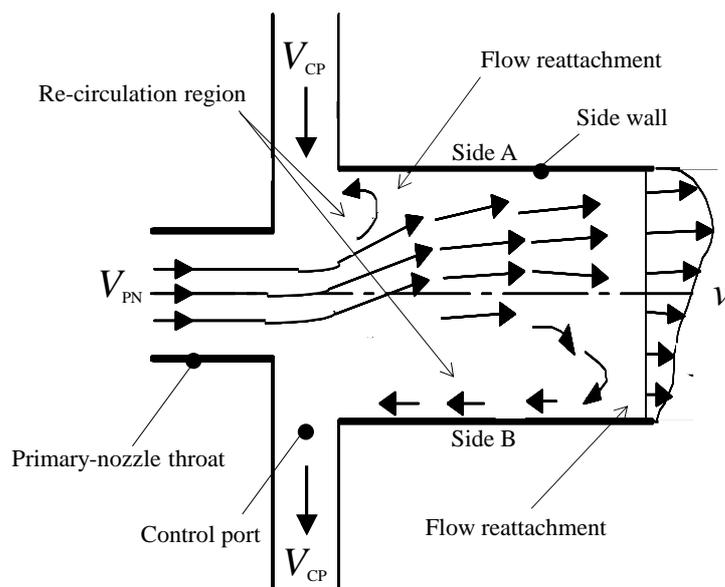


図4.3 FFJN 内部流れの様子

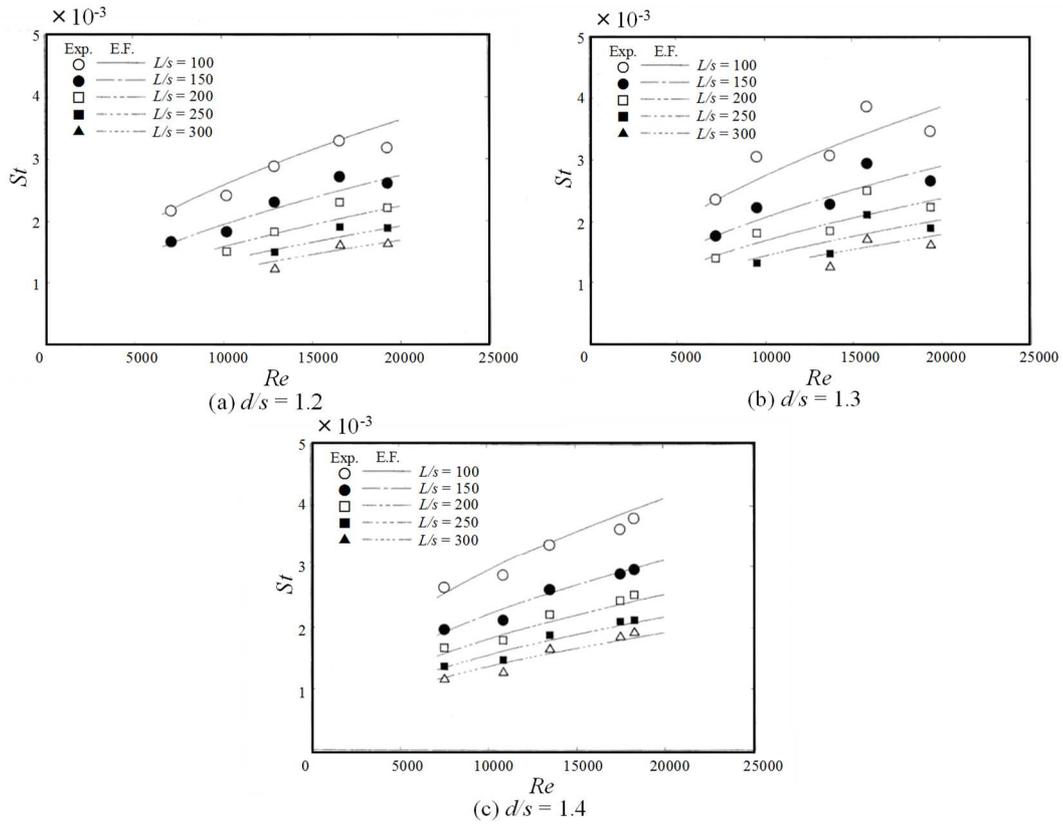


図4.4  $Re$  と  $St$  の関係 ( $L/s = 100-300$ 、 $d/s = 1.2-1.4$ )

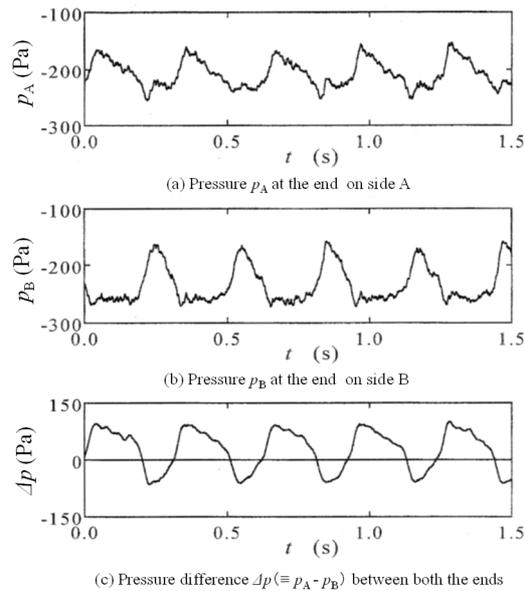


図4.5  $P_A, P_B, \Delta p$  の時系列波形 ( $L/s = 250$ 、 $d/s = 1.3$ 、 $Re = 15,000$ )

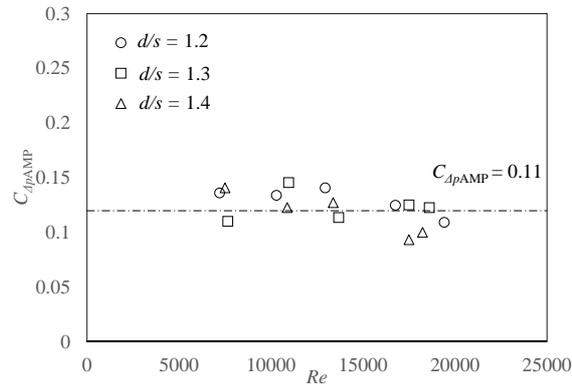


図4.6  $C_{\Delta pAMP}$  と  $Re$  の関係 ( $d/s = 1.2-1.4$ ,  $L/s = 200$ )

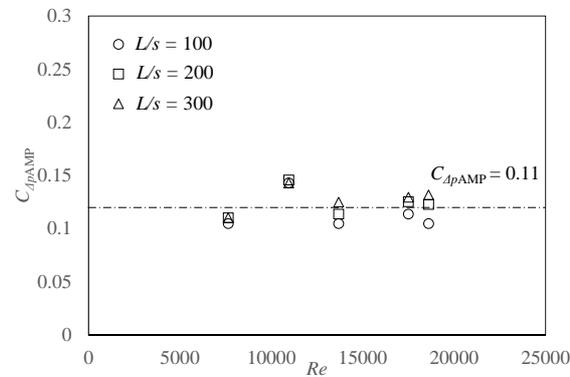


図4.7  $C_{\Delta pAMP}$  と  $Re$  の関係 ( $d/s = 1.3$ ,  $L/s = 100-300$ )

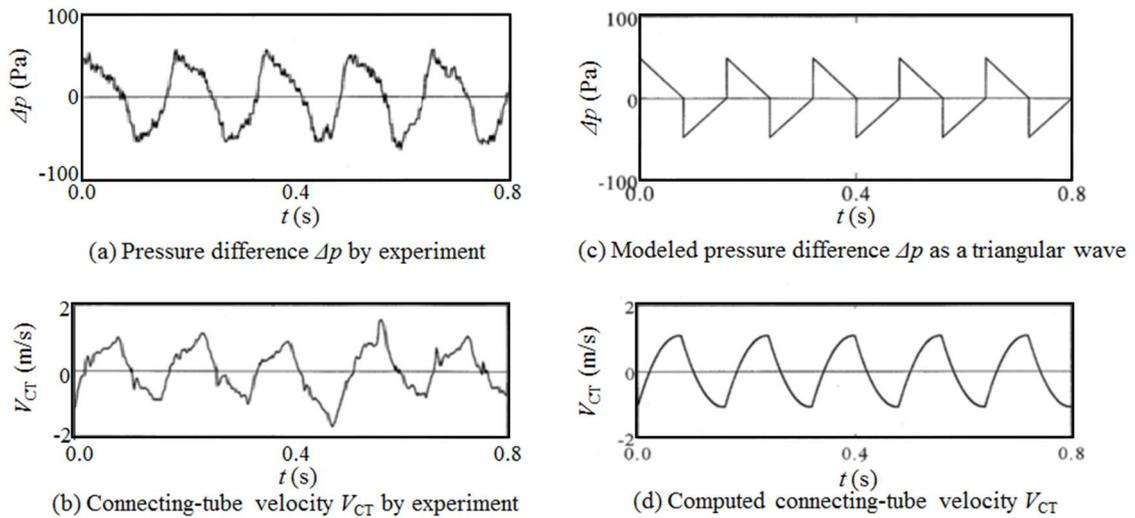


図4.8 両連結管端部の差圧  $\Delta p$  と連結管流速  $V_{CT}$  の時系列波形  
( $d/s = 1.2$ ,  $Re = 13,000$ )

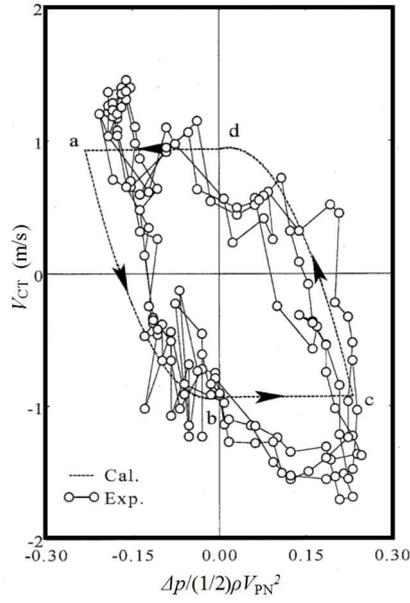


図4.9 両連結管端部の差圧  $\Delta p$  と連結管流速  $V_{CT}$  の関係  
( $L/s = 200$ 、 $d/s = 1.2$ 、 $Re = 13,000$ )

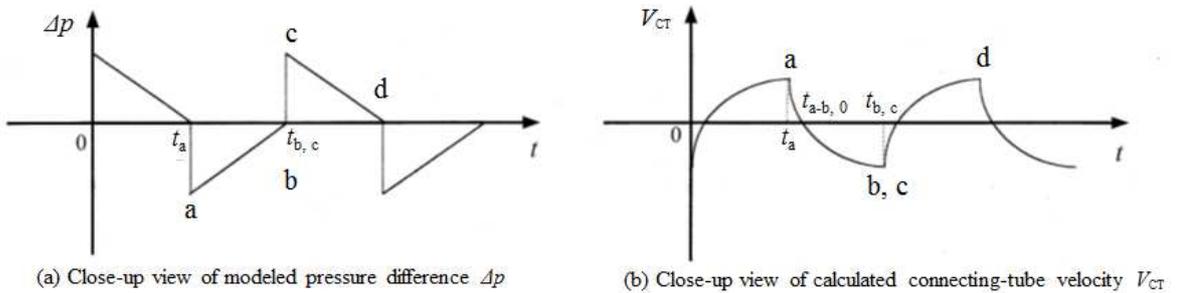


図4.10  $t_a$ 、 $t_{a-b,0}$  と  $t_{b,c}$  の定義について

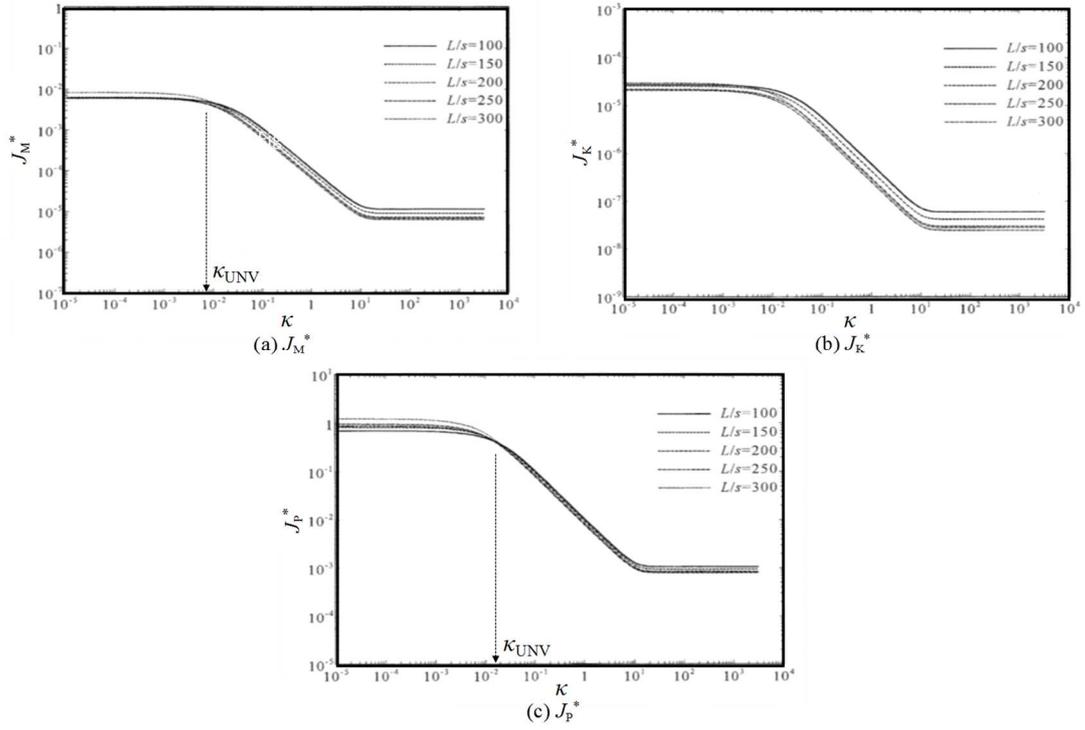


図4.11  $J_M^*$ 、 $J_K^*$ 、 $J_P^*$ と $\kappa$ の関係 ( $L/s = 100-300$ 、 $d/s = 1.3$ 、 $Re = 14,000$ )

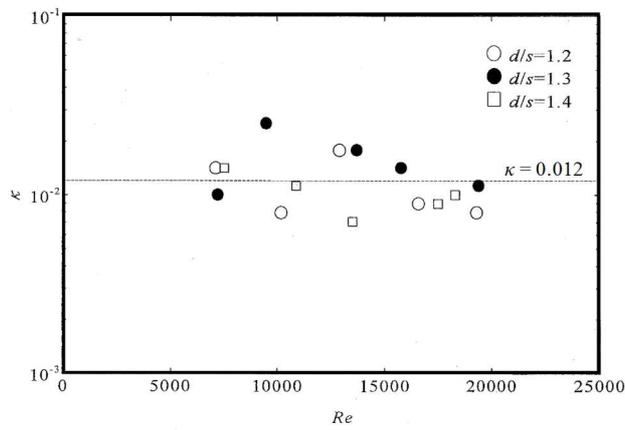


図4.12  $\kappa_{UNV}^*$ と $Re$ の関係 ( $L/s = 100-300$ 、 $d/s = 1.2-1.4$ )

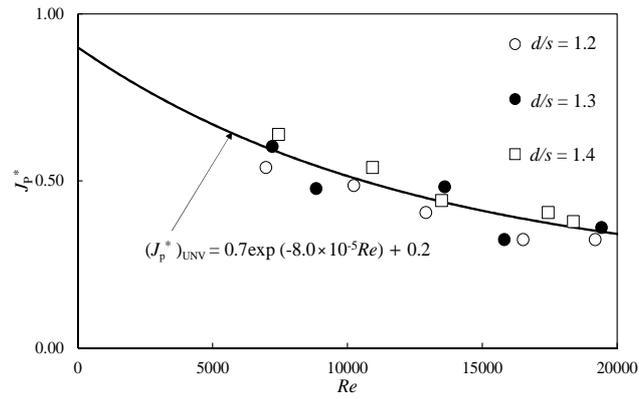


図4.13  $(J_p^*)_{UNV}$  と  $Re$  の関係 ( $L/s = 100-300$ 、 $d/s = 1.2-1.4$ )

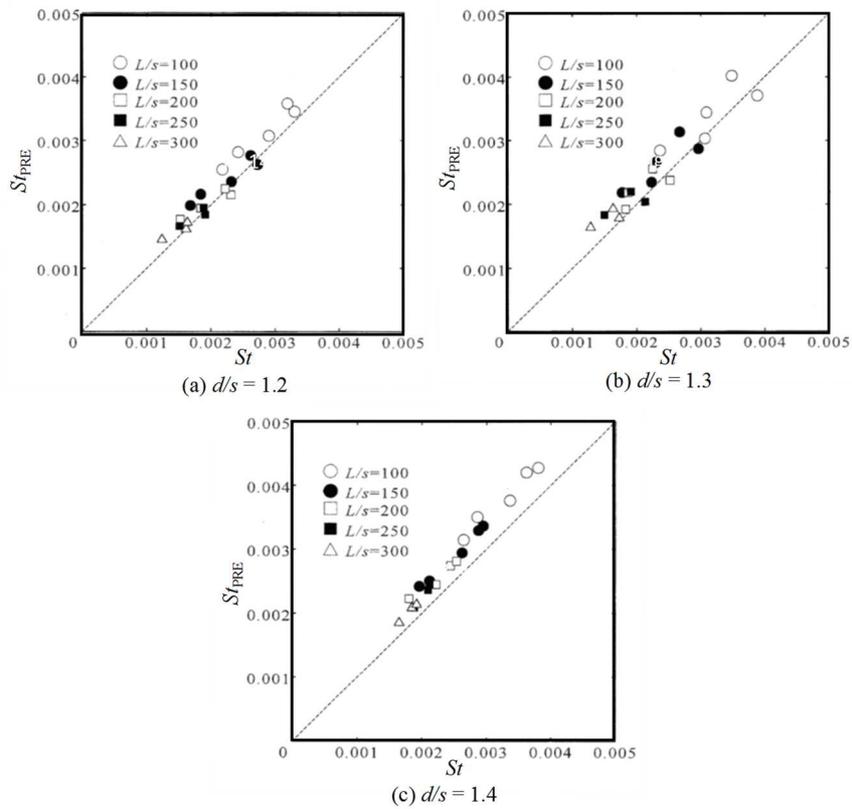


図4.14  $St$  と  $St_{PRE}$  の関係

## 第5章 Flip-Flop Jet Nozzle 研究 (Single-port-conventional-type)

### 5.1. はじめに

フリップフロップ・ジェット・ノズル<sup>1)</sup> (本章でも FFJN と呼ぶ) は、純流体素子内の発振器の一つである。FFJN に関する過去の研究としては、文献<sup>15)-22)</sup>が挙げられる。また、より単純な形状のノズルについては、文献<sup>23)-28)</sup>が挙げられる。第4章において、著者他は、噴流の切り換え機構を議論し、より一般的な発振周波数の予測手法を提案した。すなわち、典型的形状の FFJN (以降、両ポート FFJN と呼ぶ) について、様々な連結管の長さや連結管内径、流量にて実験を行った。そして、噴流の切り換えと、高圧部から低圧部に連結管を流れていく諸量 (運動量や運動エネルギー、質量) の時間積分値に着目し、切り換え機構を議論した。その結果、質量流れ (あるいは、圧力仕事) を考える事が、最も合理的であることが分かった。つまり、圧力仕事の時間積分値  $J_P$  の無次元量  $J_P^*$  がある値  $(J_P^*)_{UNV}$  に達すると、噴流は切り換わる事を示した。また、 $(J_P^*)_{UNV}$  は、形状パラメータに依らず、 $Re$  のみの関数として与えられる事も示した。しかしながら、未だ解明されていない課題として、噴流付着側の連結管からの流入流れ、もしくは、噴流非付着側の連結管への流出流れのどちらが、噴流の発振へより支配的な影響を及ぼすかとの疑問等がある。

そこで本研究では、この疑問点を解明する事を目的に、 $J_P^*$  に着目し、一方のコントロール・ポートを閉じて片側のコントロール・ポートのみの流量を制御する FFJN (以降、片ポート FFJN と呼ぶ) を用いた実験を行う。片ポート FFJN は、第4章の両ポート FFJN と同様に、Viets<sup>17)</sup>を参考とした典型的形状の FFJN とする。 $J_P^*$  がある一定値  $(J_P^*)_{UNV}$  に達すると噴流の切り換えが生じるとの仮定の下で、片ポート FFJN により実験を行う。なお、事前の予備実験により、噴流付着側の連結管からの流入流れが、より噴流の発振機構へ強い影響を及ぼしている事を確認した。そこで本論文では、連結管からの流入流れに関する  $J_P^*$  にのみ着目し、実験を行う。

### 5.2. 主な記号

本章で用いる主な記号を以下に記す。

|          |                           |                        |
|----------|---------------------------|------------------------|
| $A$      | : アスペクト比 ( $\equiv S/s$ ) |                        |
| $b$      | : 内部ノズル喉部の間隔              | [m]                    |
| $d$      | : 連結管の内径                  | [m]                    |
| $f$      | : 噴流の発振周波数                | [Hz]                   |
| $G_{sw}$ | : 側壁の間隙                   | [m]                    |
| $J_M$    | : 流入運動量の時間積分値             | [kg/s]                 |
| $J_K$    | : 流入運動エネルギーの時間積分値         | [kg m/s <sup>2</sup> ] |

|                  |   |                      |
|------------------|---|----------------------|
| $J_P$            | : 流入圧力仕事の時間積分値                            | [kg/m]               |
| $K$              | : 流量変化係数 ( $\equiv (dV_T/dt)s/V_{PN}^2$ ) |                      |
| $L$              | : 連結管の長さ                                  | [m]                  |
| $L_{SW}$         | : 側壁の長さ                                   | [m]                  |
| $Ma$             | : 連結管の長さ                                  | [m]                  |
| $p$              | : 圧力                                      | [Pa]                 |
| $\Delta p$       | : 両連結管端部の差圧                               | [Pa]                 |
| $\Delta p_{AMP}$ | : 連結管の長さ                                  | [Pa]                 |
| $Q$              | : 流量                                      | [m <sup>3</sup> /s]  |
| $Re$             | : レイノルズ数( $\rho V_{PNS} / \mu$ )          |                      |
| $S$              | : FFJN のスパン                               | [m]                  |
| $s$              | : 内部ノズル喉部の間隙 (基準寸法)                       | [m]                  |
| $t$              | : 時間                                      | [s]                  |
| $V_{PN}$         | : 内部ノズル出口の (断面平均) 流速 (基準速度)               | [m/s]                |
| $V_{CP}$         | : コントロール・ポート出口の (断面平均) 流速                 | [m/s]                |
| $V_{CT}$         | : 連結管内の (断面平均) 流速                         | [m/s]                |
| $w$              | : 減衰関数                                    |                      |
| $\lambda$        | : 管摩擦係数                                   |                      |
| $\kappa$         | : 減衰を表す時定数                                |                      |
| $\mu$            | : 流体粘度                                    | [Pa · s]             |
| $\rho$           | : 流体密度                                    | [kg/m <sup>3</sup> ] |
| $\tau$           | : 時間                                      | [s]                  |

上 添 字

\* : 無次元

下 添 字

0 :  $V_T = 0$   
 CP : コントロール・ポート  
 EX : FFJN 出口  
 PN : 内部ノズル出口  
 PRE : 予測値  
 SW : 噴流の切り換え時間  
 T : チューブ  
 TE : チューブ端  
 UNV : 普遍量

### 5.3. 実験方法

#### 5.3.1. FFJN (モデル)

図 5.1 に、両ポート FFJN の主要部の幾何形状を、寸法と共に示す。表 1 には、寸法の具体的数値をまとめる。寸法は、Viets<sup>17)</sup>の報告を参考にしており、第 4 章の図 4.1 と同様である。つまり、内部ノズル喉部の間隙  $s$  を基準寸法 ( $=0.01$  m) として、諸寸法を  $s$  の簡単な整数倍で構成する。ここで、 $S$  は FFJN のスパン ( $=0.05$  m) であり、内部ノズル喉部でのアスペクト比  $A$  ( $\equiv S/s$ ) は 5 である。 $b$  はコントロール・ポートの間隙であり、内部ノズル喉部の間隙  $s$  と同寸法である。 $G_{sw}$  と  $L_{sw}$  は側壁の間隙および側壁の長さを示し、 $G_{sw}/s$  と  $L_{sw}/s$  は 2 と 4.5 である。また、レイノルズ数  $Re$  は、次式で定義する。

$$Re \equiv \frac{\rho V_{PN} S}{\mu} \quad (4.1 \text{ 再掲})$$

ここに、 $V_{PN}$  は内部ノズル出口での (断面平均) 流速、 $\rho$  は流体密度、 $\mu$  は流体粘度を示す。また、両ポート FFJN の連結管は、長さ  $L$ 、直径  $d$  の円形断面で構成されており、 $d/s$  および  $L/s$  の検査範囲はそれぞれ 1.2-1.4 および 100-300 である。

#### 5.3.2. 実験装置

図 5.2 に、実験装置の概略を示す。この装置では、両ポート FFJN (図 5.1) の片側の連結管端部を閉じ、もう片側から流量制御した流体をノズル内部に送り込む。この片ポート FFJN 装置を用いた実験により、最終的に、両ポート FFJN の発振機構を議論する。なお、各実験では、噴流は当初、上側壁に付着した状態となる様に調整している。

片ポート FFJN 本体⑳は、透明アクリル樹脂板で製作する。作動流体は空気、圧縮機⑩より FFJN に供給する。その後、圧縮機により供給された噴流が、コアンダ効果により、FFJN の上側壁へ偏向した状態を熱線流速計⑱で確認する。噴流が上側へ偏向した状態で、流量制御バルブ④をコントローラー⑤により、一定の割合で開く。連結管 (片ポート FFJN では連結していない) 端部の流速および圧力は、熱線プローブ⑰と圧力変換器⑮ (小型圧力センサ: 共和電業 PGM-G、固有振動数 2 kHz) を用いる。計測したデータから、噴流が発振する際の挙動を把握する。圧力計と流速計からの出力信号は、A/D 変換器⑨により計算機⑦へ取り込む。

#### 5.3.3. 圧力仕事と噴流の切り換え機構

両ポート FFJN を用いた研究 (第 4 章参照) では、噴流の切り換えは、連結管両端の圧力差により、一方の再循環領域から連結管を通して他方の再循環領域へ至る質量流れ (あるいは、圧力仕事)  $J_p$  が一定値に達すると、噴流は切り換わると仮定した。定義式を以下に示す。

$$J_p \equiv \frac{1}{S} \int_{t_0}^{t_{sw}} \rho Q w dt. \quad (5.2)$$

ここに、 $Q$  は高压の再循環領域から連結管を通して、低压の再循環領域に輸送される流体の流量を示し、 $w$  は減衰関数（後述）である。

式 (5.2) の積分区間を、図 5.3 に明示する。図 5.3 は、両ポート FFJN の噴流発振約五周期分の実験結果と解析結果である（図 4.8 の再掲）。図(a)と(b)、(c)、(d)は、それぞれ、実験で求めた両ポート間の圧力差  $\Delta p$  と、実験で求めた連結管内流速  $V_T$ 、実験値をモデル化した  $\Delta p$ 、モデル化した  $\Delta p$  より計算した  $V_T$  である。図(c)と(d)に注目すると、 $t = t_{sw}$  で、 $\Delta p$  は零からある正值へと急激に上昇する。この  $\Delta p$  の急上昇は、噴流の切り換わりに対応する。一方、 $V_T$  は、 $t = t_{sw}$  で、負値のままであり、符号の反転はない。 $V_T$  は、 $t = t_0$  に至って零となり、 $t > t_0$  で符号は反転し正值となる。従って、 $t = t_{sw} - t_0$  の期間に、流体は、より低压の再循環領域から流れ出し、より高压の再循環領域へと流れ込む。一方、 $t = t_0 - t_{sw}$  の期間には、その逆となる。よって積分期間は、 $t = t_0 - t_{sw}$  とする。なお、 $t = t_{sw} - t_0$  の期間は、積分期間から除外する。

$w$  の定義式を以下に示す。

$$w \equiv \exp\left\{-\frac{\kappa(t_{sw} - t)V_{PN}}{s}\right\} \quad (4.3 \text{ 再掲})$$

ここに、 $\kappa$  は輸送された／流入した／流出した質量（あるいは圧力仕事）の減衰を表す時定数である。つまり、より初期に、連結管で輸送された、あるいは、低压の再循環領域へ流れ込んだ、高压の再循環領域から流れ出した質量ほど、噴流が切り換わる影響が小さくなると仮定する。

本論では、以降、 $J_p$  は、次の式の様に無次元化する。

$$J_p^* \equiv \frac{J_p}{\rho S^2} \quad (5.4)$$

#### 5.4. 結果と考察

最初に、定量的な観点から、連結管内流れを特徴づける必要がある。そこで、第一近似として、チューブ内流速  $V_T$  の時間変化率が一定と仮定し、流量変化係数  $K$  を、以下の様に定義する。

$$K \equiv (dV_T/dt)s/V_{PN}^2 \quad (5.5)$$

$K$  は、チューブ内流れの加速度を無次元化したものである。 $K$  を導入する前提として、 $K$  もしくは  $dV_T/dt$  は、ほぼ一定値を示すべきであるが、実際には、それらは、時間の経過とともに変化する。しかしながら、図(b)と(d)を見ると、 $V_T=0$  となる時刻の  $t_0$  から噴流が切り換わる時刻の  $t_{sw}$  までの期間では、 $V_T$  は近似的にほぼ一定の時間変化率で増加する。言い換えるならば、 $V_T$  は、 $t_0$  から  $t_{sw}$  までの間、ほぼ線形的に増加し続ける。この様な仮定の下で、 $K$  は噴流の切り換え機構を議論する適切なパラメータである。

図 5.4 に、両ポート FFJN における、 $K$  の  $Re$  に対する関係を示す。ここに、 $K$  は、図 5.3 (d) の  $t=t_0-t_{sw}$  における  $V_T$  の時間変化率の平均値である。図 5.4 より、 $K$  は、 $L/s$  や  $d/s$ 、 $Re$  に依存する事、その範囲は、 $1 \times 10^4$  から  $5 \times 10^4$  程度である事が分かる。これらの結果に基づき、以下の片ポート FFJN においても、 $K = 1 \times 10^4 - 3.5 \times 10^4$  の範囲で実験を行う。

図 5.5-図 5.8 に、片ポート FFJN を用いた実験の代表的結果を示す。すなわち、各図は、 $V_T$  および  $V_{EX}$ 、 $p_{TE}$  の時間変化を示す。ここに、 $V_{EX}$  は FFJN 出口の流速、 $p_{TE}$  は連結管端部の圧力を表す。最初に、図 5.5 を見る。図(a)では、 $V_T$  は  $t=t_0$  ( $=0.6$  s) から増加し始める。その時間変化率は、完全に線形でないものの、 $t=0.6-1.1$  s ではほぼ線形である。 $t=t_{sw}$  で、噴流は、最初に偏向していた側壁から、反対側の側壁へと切り換わる。実際、図(b)と図(c)でも、 $t=t_{sw}$  での噴流の切り換えに対応して、 $V_{EX}$  は急減し、 $p_{TE}$  は急増する。よって、図(a)より、 $K$  あるいは  $dV_T/dt$  の値を決定する事が可能である。より厳密に述べると、 $dV_T/dt$  は、 $t_0$  と  $t_{sw}$ 、 $t=t_{sw}$  での  $V_T$  の三つの値から決定できる。図 5.6-図 5.8 でも、図 5.5 と同様の方法を用いて、 $K$  を決定できる事が分かる。

図 5.9 には、片ポート FFJN における  $Re$  と  $J_p^*$  の関係を示す。より具体的に述べると、図 (a)は、 $d/s = 1.3$  における様々な  $K$  での  $Re$  と  $J_p^*$  との関係を示す。図(b)は、 $K = 3 \times 10^1$  における様々な  $d/s$  での  $Re$  と  $J_p^*$  との関係を表す。各々のプロットは、五回の実験値の平均である。実線は、両ポート FFJN の経験式 (4.19) である。片ポート FFJN の結果は、両ポート FFJN の結果とよく一致する事が分かる。この事実は、両ポート FFJN の発振周波数を議論する上で、 $J_p^*$  が有効である事に加え、連結管からの流入流れによる圧力仕事は、両ポート FFJN の発振機構を議論する上で、非常に重要なパラメータとなることを示唆する。

## 5.5. まとめ

様々な条件で実験を行い、片ポート FFJN においても、 $J_p^*$  が重要なパラメータである事を示した。この事実は、両ポート FFJN の周波数には、 $J_p^*$  が支配的な影響を及ぼす事を補強する。更に、両ポート FFJN の切り換え機構を考える時、噴流が付着していない側の諸条件は、噴流の切り換えにはそれほど大きな影響を与えておらず、主に噴流付着側の条件のみによって、発振機構を議論出来る可能性がある。

参考文献

- 1) 尾崎省太郎, 原美明, 純流体素子入門, 日刊工業新聞社, 東京, 1967.
- 2) Levin, S. G. and Manion, F. M., "Jet Attachment Distance as a Function of Adjacent Wall Offset and Angle," *Fluid Amplification*, Vol. 5, pp. 20-22, 1962.
- 3) Perry, C. C., "Two-Dimensional Jet Attachment," Advances in Fluidics F. T. Brown ed., ASME, NEW YORK, pp. 205-217, 1967.
- 4) Epstein, M., "Theoretical Investigation of the Switching Mechanism in a Bistable Wall Attachment Fluid Amplifier," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 93, No. 1, pp. 55-62, 1971.
- 5) Drzewiecki, T. M. and Goto, J. M., "An Analytical Model for the Response of Fluidic Wall Attachment Amplifier," *Fluidics Quarterly*, Vol. 5, No. 1, pp. 43-65, 1973.
- 6) 太田道男, "純流体素子における付着噴流理論", 計測自動制御学会論文集, Vol. 8, No. 1, pp. 18-23, 1972.
- 7) 太田道男, 城内雅範, "純流体素子における付着噴流の可視化による噴流理論の検討", 計測自動制御学会論文集, Vol. 8, No. 3, pp. 302-307, 1972.
- 8) 中谷登, 河田研, 山田朝治, 副島吉雄, "光学的方法による空気式純流体素子内流れの計測", 計測自動制御学会論文集, Vol. 8, No. 3, pp. 308-314, 1972.
- 9) 和田力, 清水颯, 則次俊郎, 堂田周治郎, "側壁付着形流体素子における付着噴流の切換え", 計測自動制御学会論文集, Vol. 12, No. 4, pp. 464-469, 1976.
- 10) 林叡, 小沢敏一, "側壁付着形流体素子の切換え時間について", 日本機械学会論文集 (C編), Vol. 52, No. 475, pp. 921-928, 1986.
- 11) 廣木富士男, 増田泰二, 山本圭治郎, "超音速流体素子による発振器", 計測自動制御学会論文集, Vol. 26, No. 1, pp. 70-75, 1990.
- 12) 村尾卓爾, 山崎博司, 清水颯, 須藤浩三, "側壁付着形流体素子における乱流噴流の切換え機構の数値解析", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 55, No. 516, pp. 2205-2211, 1989.
- 13) 村尾卓爾, 須藤浩三, "側壁付着形流体素子における噴流の切換え機構 (素子の幾何学的形状と切換え機構の関係)", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 56, No. 531, pp. 3360-3365, 1990.
- 14) 村尾卓爾, 須藤浩三, 高見敏弘, "側壁付着形流体素子における噴流の切換え機構 (切換え過程における速度分布の時間的推移)", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 61, No. 584, pp. 1353-1359, 1995.
- 15) Morris, G. J., Jurewicz, J. T. and Palmer, G. M., "Gas-Solid Flow in a Fluidically Oscillating Jet," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 114, No. 2, pp. 362-366, 1992.
- 16) Tippetts, J. R., Ng, H. K. and Royle, J. K., "A Fluidic Flowmeter," *Automatica*, Vol. 9, pp. 35-45,

- 1973.
- 17) Viets, H., "Flip-Flop Jet Nozzle," *AIAA Journal*, Vol. 13, No. 10, pp. 1375-1379, 1975.
  - 18) Raman, G., Hailye, M. and Rice, E. J., "Flip-Flop Jet Nozzle Extended to Supersonic Flows," *AIAA Journal*, Vol. 31, No. 6, pp. 1028-1035, 1993.
  - 19) Raman, G., Rice, E. J. and Cornelius, D. M., "Evaluation of Flip-Flop Jet Nozzle for Use as Practical Excitation Devices," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 116, No. 3, pp. 508-515, 1994.
  - 20) 舟木治郎, 水野剛, 近藤正樹, 平田勝哉, "連結管流れに基づくフリップフロップジェットノズルの発振機構", 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 65, No. 631, pp. 928-933, 1999.
  - 21) 舟木治郎, 松田裕之, 井上達哉, 谷川博哉, 平田勝哉, "フリップフロップジェットノズル内の周期流れの UVP 計測", 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 73, No. 725, pp. 133-138, 2007.
  - 22) 社河内敏彦, 加藤征三, "制御ポート, フィードバックループを必要としない新・フルイディック流量計", 計測自動制御学会論文集, Vol. 23, No. 3, pp. 308-310, 1987.
  - 23) 山崎弘郎, 本田敏, "2次元噴流の振動による新しい流体発振器とその流量測定への応用", 計測自動制御学会論文集, Vol. 24, No. 10, pp. 1023-1028, 1988.
  - 24) Yamasaki, H., Takahashi A. and Honda S., "A New Fluidic Oscillator for Flow Measurement," *Proceedings of FLUCOM*, Sheffield, pp. 16-20, 1988.
  - 25) Shakouchi, T., "A New Fluidic Oscillator, Flowmeter, without Control Port and Feedback Loop," *ASME Journal of Dynamic Systems, Measurement and Control*, Vol. 111, No. 3, pp. 535-539, 1989.
  - 26) Mi J., Nathan G. J. and Luxton R. E., "Mixing Characteristics of a Flapping Jet from a Self-Exciting Nozzle," *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol. 67, No. 1, pp. 1-23, 2001.
  - 27) Hirata, K., Matoba, N., Naruse, T., Haneda, Y. and Funaki, J., "On the Stable-Oscillation Domain of a Simple Fluidic Oscillator," *JSME Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 4, No. 3, pp. 623-635, 2009.
  - 28) Hirata, K., Inoue, T., Haneda, Y., Miyashita, N., Tanigawa, H. and Funaki, J., "On Dominant Oscillation Frequency of a Simplified Fluidic Oscillator," *JSME Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 6, No. 4, pp. 534-547, 2011.

## 付表・付図集 (第5章)

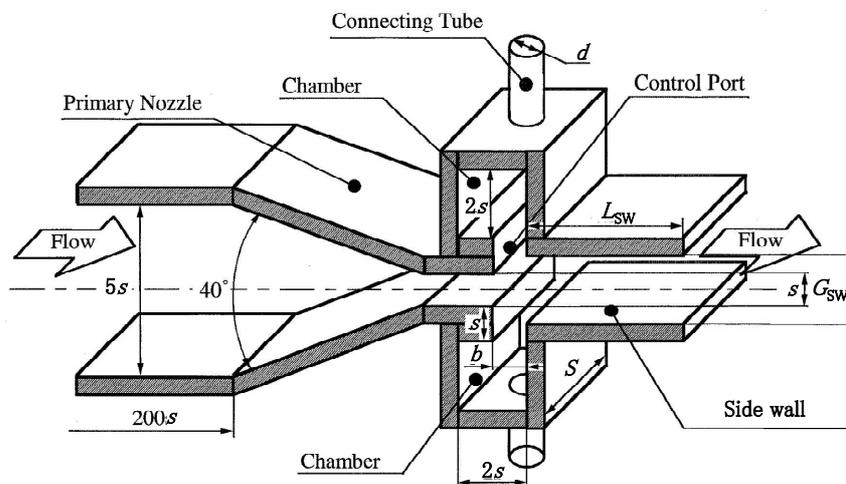
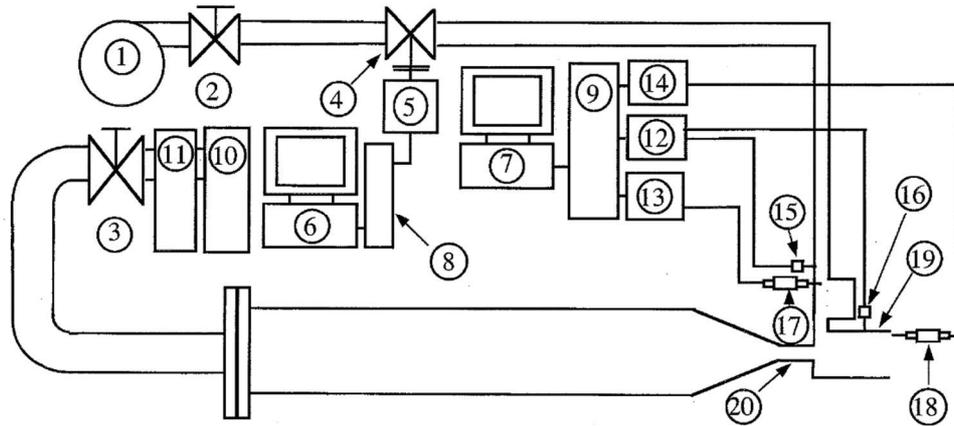


図5.1 Model: FFJN (Conventional-type) (再掲)

表5.1 実験パラメータ

| (a) Basic nozzle dimensions  |                 |  |
|--|-----------------|--|
| Primary-nozzle-throat spacing  | $s$             | (m) 0.01                                 |
| Control-port spacing   | $b$             | (m) 0.01                                 |
| Gap between side walls   | $G_{sw}$        | (m) 0.02                                 |
| Streamwise length of side walls  | $L_{sw}$        | (m) 0.045                                |
| span   | $S$             | (m) 0.05                                 |
| Aspect ratio of primary-nozzle throat                                    | $A, \equiv S/s$ | 5  |
| Reduced control-port spacing   | $b/s$           | 1  |
| Reduced side-wall gap  | $G_{sw}/s$      | 2  |
| Reduced side-wall length   | $L_{sw}/s$      | 4.5                                      |
| (b) Kinetic parameter  |                 |  |
| Flow velocity at primary-nozzle exit                                     | $V_{PN}$        | 11.3–34.7                                |
| Reynolds Number  | $Re$            | 7,500–23,000                             |
| (c) Basic connecting-tube dimensions: parameters for regular oscillation |                 |  |
| Connecting-tube length   | $L$             | (m) 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0              |
| Connecting-tube diameter   | $d$             | (m) 0.012, 0.013, 0.014                  |
| Reduced connecting-tube length   | $L/s$           | 100, 150, 200, 250, 300                  |
| Reduced connecting-tube diameter   | $d/s$           | 1.2, 1.3, 1.4                            |
| (d) Parameter for sigle-port control                                     |                 |  |
| Flow-increment rate  | $dV_T/dt$       | ( $m/s^2$ ) 1.8–30.7                     |
| Flow-increment-rate coefficient  | $K$             | 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5 ( $\times 10^4$ ) |



|    |                   |    |                    |    |                       |    |                |
|----|-------------------|----|--------------------|----|-----------------------|----|----------------|
| ①  | Blower            | ②③ | Pressure regulator | ④  | Flow-control valve    | ⑤  | Controller     |
| ⑥⑦ | Personal computer | ⑧⑨ | DAQ board          | ⑩  | Air compressor (main) | ⑪  | Air dryer      |
| ⑫  | Strain meter      | ⑬⑭ | CTA                | ⑮⑯ | Pressure transducer   | ⑰⑱ | Hot-wire probe |
| ⑲  | Side wall         | ⑳  | Primary nozzle     |    |                       |    |                |

図5.2 実験装置

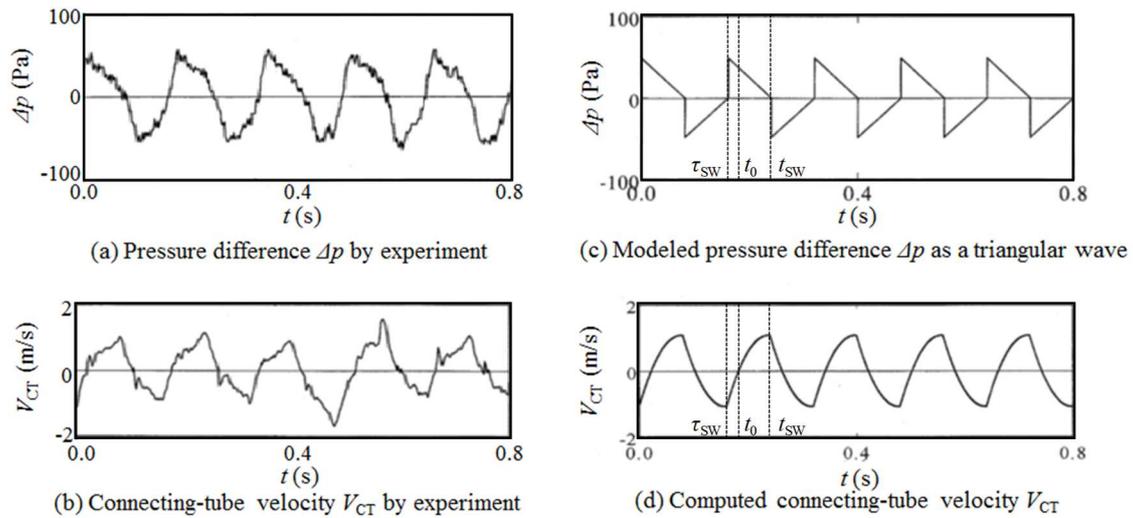


図5.3 両連結管端部の差圧  $\Delta p$  と連結管流速  $V_{CT}$  の時系列波形 (再掲)

$$d/s = 1.2, Re = 13,000$$

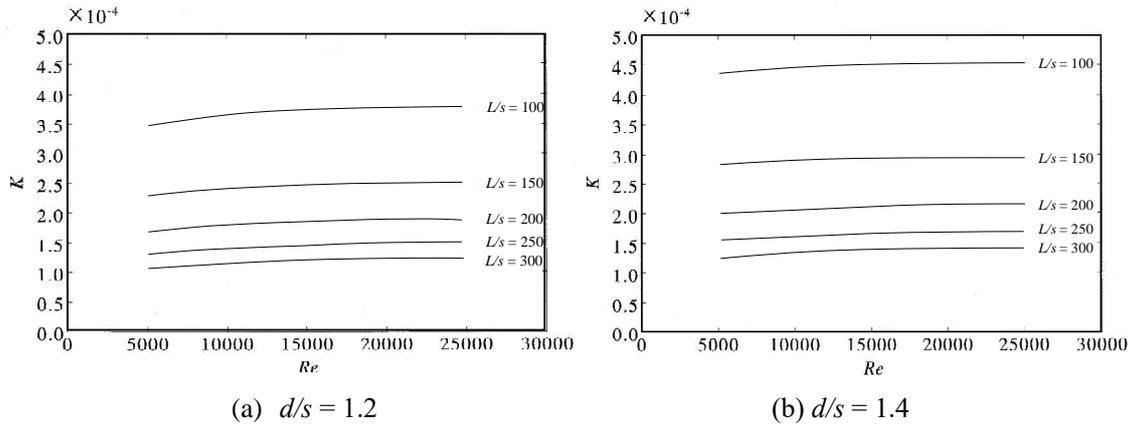
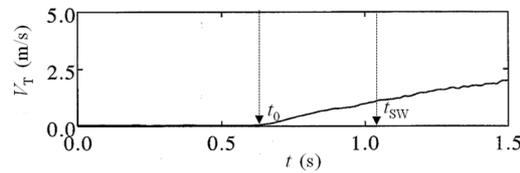
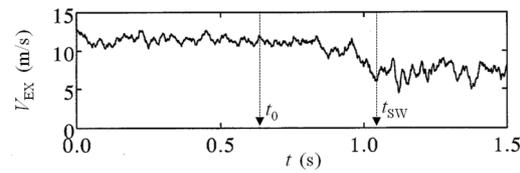


図5.4 流量変化係数  $K$  と  $Re$  の関係

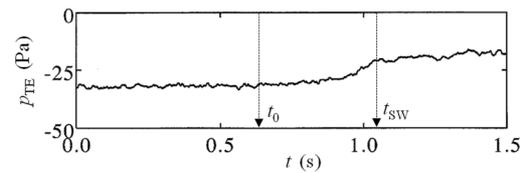
(FFJN (conventional-type)  $L/s = 100-300$ 、 $d/s = 1.2-1.4$ 、 $Re = 5,000-25,000$ )



(a) Time history of flow velocity  $V_T$  in the connecting tube.



(b) Time history of flow velocity  $V_{EX}$  at a FFJN exit near one side wall.



(c) Time history of pressure  $p_{TE}$  at the connecting tube end.

図5.5  $V_T$ 、 $V_{EX}$ 、 $p_{TE}$  の時系列波形 ( $K = 1 \times 10^{-4}$ 、 $Re = 8,800$ )

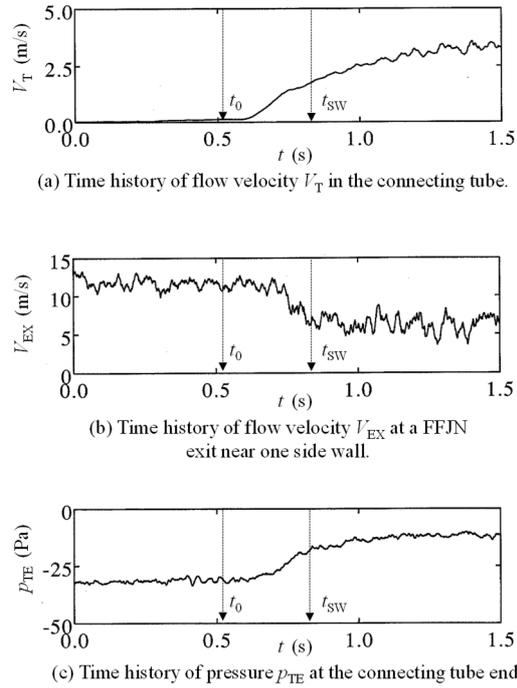


図5.6  $V_T$ 、 $V_{EX}$ 、 $p_{TE}$  の時系列波形 ( $K = 3.5 \times 10^{-4}$ 、 $Re = 8,800$ )

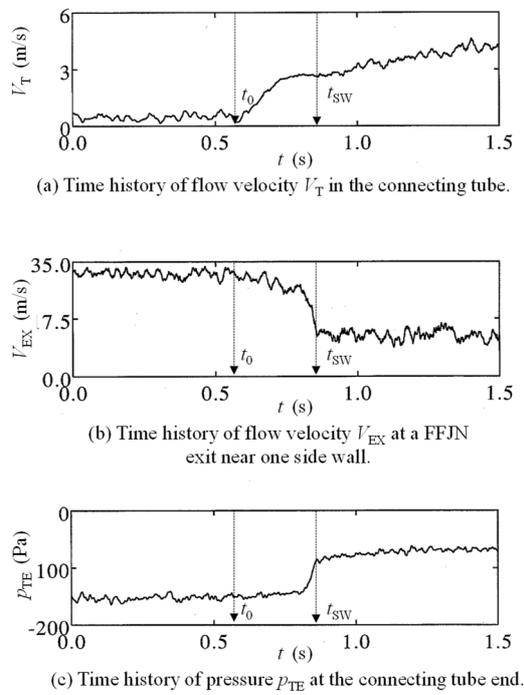
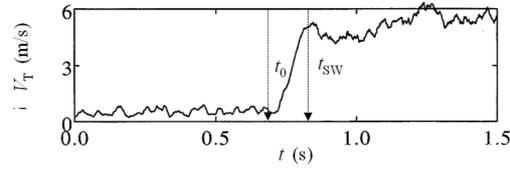
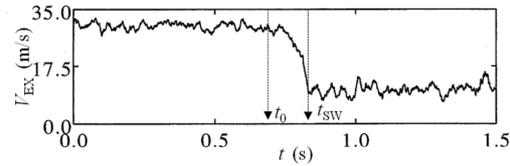


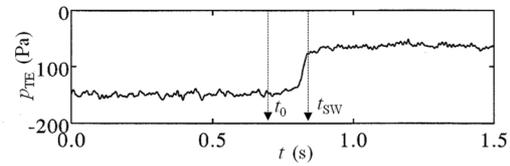
図5.7  $V_T$ 、 $V_{EX}$ 、 $p_{TE}$  の時系列波形 ( $K = 1 \times 10^{-4}$ 、 $Re = 20,000$ )



(a) Time history of flow velocity  $V_T$  in the connecting tube.

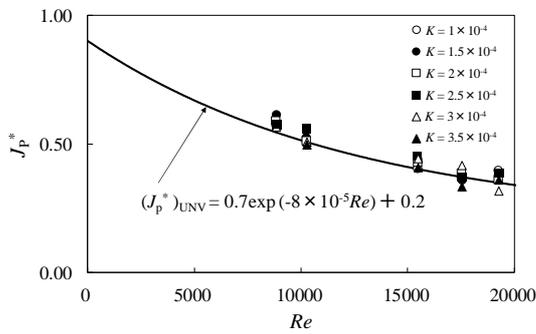


(b) Time history of flow velocity  $V_{EX}$  at a FFJN exit near one side wall.

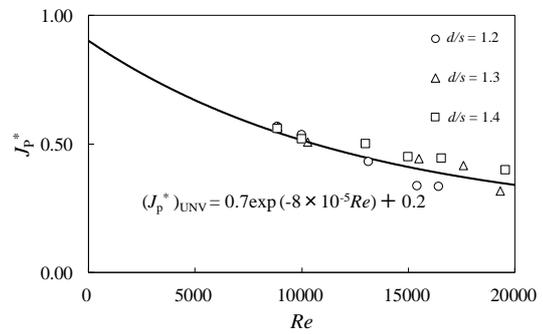


(c) Time history of pressure  $p_{TE}$  at the connecting tube end.

図5.8  $V_T$ 、 $V_{EX}$ 、 $p_{TE}$  の時系列波形 ( $K = 3.5 \times 10^{-4}$ 、 $Re = 20,000$ )



(a)  $d/s = 1.3$



(b)  $K = 3.0 \times 10^{-4}$

図5.9 圧力仕事  $J_p^*$  と  $Re$  の関係 (FFJN (Single-port-conventional-type)、 $Re = 8,000-20,000$ )

## 第6章 Flip-Flop Jet Nozzle 研究 (Simple-type)

### 6.1. はじめに

FFJN (Simple-type) は、1960年代に活発に研究された“流体論理 (素子)”を起源としている<sup>1)</sup>。FFJN (Simple-type) は、異なった用途分野では、噴流発振型流量計や、フルイディック発振器<sup>2)-36)</sup>などとも呼ばれる。第4章、第5章でも述べた通り、殆どのFFJNは、コントロールポートやフィードバックループなどを必要とし、構造が複雑である。例外的に、複雑な構造を持たないFFJN (Simple-type) として、Yamasaki et al.<sup>8)</sup>による二次元構造のものや、社河内ら<sup>7)</sup>やMi et al.<sup>17)</sup>による三次元構造のものが報告されている。FFJN (Simple-type) は、より簡易で安価に製造でき、より精度の高い安定発振が期待できる。

第6章では、下流障害物として矩形柱を有する二次元高速噴流を考え、その発振現象を扱う(図1.1(b)のFFJN (Simple-type)を参照)。研究手法を具体的に述べると、噴流の発振周波数 $f$ に及ぼす力学パラメータ(レイノルズ数 $Re$ )および様々な形状効果(形状効果:ノズル出口から正方形柱までの距離 $d$ 、流路幅 $B$ 、障害物の一辺の長さ $a$ ,  $c$ 、側壁長さ $D$ 、及び流量等が噴流の発振へ及ぼす影響)を明らかにするため、作動流体として水を用いた超音波流速分布計による計測と、作動流体として空気を用いた熱線流速計による計測とを行う。また、高粘度流体の混合器等への応用も想定し、この発振現象を低 $Re$  ( $Re \approx 100$ )でも調べ、発振の下限界を明らかにする。その際の流れ場は、高速度カメラにより撮影した画像をPIV処理し、その発振機構を可視化する。

### 6.2. 主な記号

本章で用いる主な記号を以下に記す。

|      |                                    |       |
|------|------------------------------------|-------|
| $a$  | : FFJN 下流障害物の軸方向長さ                 | [m]   |
| $b$  | : ノズル出口幅                           | [m]   |
| $B$  | : FFJN の流路幅                        | [m]   |
| $c$  | : FFJN 下流障害物の軸直角方向長さ               | [m]   |
| $d$  | : ノズル出口から下流障害物までの距離                | [m]   |
| $D$  | : FFJN の長さ                         | [m]   |
| $f$  | : 噴流の発振周波数                         | [Hz]  |
| $h$  | : FFJN の高さ                         | [m]   |
| $Re$ | : レイノルズ数 ( $\rho U_{in} s / \mu$ ) |       |
| $s$  | : 渦の寸法                             | [m]   |
| $St$ | : ストローハル数                          |       |
| $t$  | : 時間                               | [s]   |
| $u$  | : 流速の主流方向成分                        | [m/s] |

|           |                   |                        |
|-----------|-------------------|------------------------|
| $U_c$     | : FFJN 流路での断面平均流速 | [m/s]                  |
| $U_{in}$  | : ノズル出口での断面平均流速   | [m/s]                  |
| $U_{max}$ | : ノズル出口での最大流速     | [m/s]                  |
| $x, y, z$ | : 座標              | [m]                    |
| $\mu$     | : 流体粘度            | [kg m <sup>2</sup> /s] |
| $\rho$    | : 流体密度            | [kg/m <sup>3</sup> ]   |

#### 下 添 字

|    |       |
|----|-------|
| D  | : 卓越  |
| EX | : 実験  |
| EF | : 経験則 |

### 6.3. 実験方法

#### 6.3.1. FFJN モデル (Simple-type)

図 6.1 に、今回使用したモデル、つまり FFJN (Simple-type) を座標系とともに示す。作動流体は、ノズル出口から断面平均流速  $U_{in}$  で、FFJN (Simple-type) 内に噴出する。このような拘束噴流は、しばしば、下流に障害物（本研究では、最も単純な形状の一つである矩形柱とする）を設置することにより発振する。本モデルでは、形状パラメータとして、図に示す様な  $a$  と  $b$ 、 $B$ 、 $c$ 、 $d$ 、 $D$ 、 $h$  を考える。それらの詳細は、4.2 節に示した通りである。今、支配パラメータとして、以上の七つの形状パラメータに加えて、流速  $U_{in}$  と流体密度  $\rho$ 、流体粘度  $\mu$  を考える。よって、

$$f_D = \phi_1(U_{in}, \rho, \mu, a, B, b, c, D, d, h) \quad (6.1)$$

と書ける。ここに、 $\phi_i$  ( $i$  は整数) は任意関数を示す。次元解析より、式 (6.1) は、

$$St = \phi_2(Re, a/b, B/b, c/b, d/b, D/b, h/b) \quad (6.2)$$

となる。ここに、ストローハル数  $St$  は、無次元化した  $f_D$  であり、次のように定義する。ストローハル数は、噴流の発振を定義する最も重要なパラメータである。

$$St \equiv \frac{f_D b}{U_{in}} \quad (6.3)$$

式 (6.1) によれば、 $St$  の無次元支配パラメータは、一個の力学パラメータと六個の形状パラメータから成る。一個の力学パラメータとして、以下に定義するレイノルズ数を考える。

$$Re \equiv \frac{\rho U_{in} b}{\mu} \quad (6.4)$$

六個の形状パラメータとしては、 $a/b$  と  $B/b$ 、 $c/b$ 、 $D/b$ 、 $d/b$ 、 $h/b$  を考える。

表 6.1 に、主な実験パラメータの値を示す。支配パラメータ  $D/b$  は、予備実験により充分長いとみなせる値を事前に調査し、水槽実験では 50 に、空気実験では 100 と、それぞれ、固定する（6.5 節の側壁効果試験はこの限りではなく、 $D/b = 2.5-42$  まで変化させている）。同様に、アスペクト比  $h/b$  も充分長いとみなせる値とする（水槽実験では 10、空気実験では 30）。過去の著者らの研究<sup>30)</sup>では、 $h/b > 5$  で流れは二次元的と近似できる。また、後に示す図 6.9 と図 6.12、図 6.13、図 6.14 において、 $D/b$  と  $h/b$  の値が十分に大きいことは、再び確認することになる。以上より、支配パラメータとして、 $Re$  に加え  $a/b$  と  $B/b$ 、 $c/b$ 、 $d/b$  を考える。よって、式(6.2)は、

$$St = \phi_3(Re, a/b, B/b, c/b, d/b) \quad (6.5)$$

となる。

### 6.3.2. 実験装置 (Simple-type)

図 6.2 と図 6.3 に、それぞれ、水と空気を作動流体として用いる実験装置の概略を示す。実験装置は、アクリル樹脂製あるいは塩化ビニール製、木製の板から作られる。

図 6.2 では、作動流体（水）を、ポンプ⑧によりメインタンク①へ汲み上げ、フルイディック発振器④に供給する。圧力差をメインタンク内のオーバーフローによって、常に一定に保つ。そして、圧力差を一定に保つことによって、体積流量は保たれる。体積流量を、バルブ②と流量計③により制御する。ノズル出口からの噴流は下流の障害物⑤（矩形柱）の存在により、発振する。フルイディック発振器からの水を、サブタンク⑦に集め、ポンプによって再びメインタンクに戻す。以上により、水の循環システムが閉じる。超音波トランスデューサー⑥（発振周波数 4 MHz、時間分解能 65 ms）をセンサー・プローブとする超音波流速分布計⑨（以降、UVP と呼ぶ）により流速測定を行う。噴流発振による卓越変動の周波数  $f_D$  は、下流障害物近傍での流速より求める。更に、発振一周期内の FFJN (Simple-type) のフローパターンを、相互相関 PIV システム⑩により観察する。PIV システムは、ハイスピードカメラとデータ解析用 PC、YAG レーザーからなる。レーザー光は、FFJN (Simple-type) の側面からシート状に照射する。可視化された  $x$ - $y$  平面を、FFJN (Simple-type) の上方に設置したカメラにより撮影する。トレーサー粒子は、平均粒子径  $5.5 \times 10^{-5}$  m の蛍光塗料を塗布したポリスチレン粒子であり、比重は、ほぼ 1.0 である。

図 6.3 では、インバーター①で制御するブローア②により、チャンバ③に空気を送る。送り込まれた空気は、ノズルを経て、開空間に設置した、FFJN (Simple-type) ④へと流れ込む。

FFJN (Simple-type) の流路では、マノメータ付きピトー管または応答周波数 140 kHz の定温度型の熱線流速計⑦ (以降、HWA と呼ぶ) により、流速測定を行う。ピトー管は、HWA の校正に用いる。HWA の熱線プローブとその支持棒は、トラバーサー⑥に取り付けている。HWA からの出力信号を、アナログ/デジタル変換器を介して PC⑧に取り込む。

図 6.4 は、FFJN (Simple-type) 内の詳細を示す。図には、噴流の発振周波数を得る為の UVP と HWA の計測位置も示す。

## 6.4. 噴流の安定発振条件

### 6.4.1. ノズル出口での流速分布

図 6.5 は、ノズル出口、すなわち、 $x=0$  かつ  $z=0$  での流速分布を示す。図の横軸と縦軸は、 $y$  と  $u$  を、それぞれ、 $b$  と  $U_{\max}$  で無次元化したものである。中実丸印と中実三角印は、それぞれ、水実験における  $Re=100$  と  $Re=1000$  での結果を表す。中空菱形印は、空気実験における  $Re=5000$  での結果を表す。大きな  $Re$  の差異に拘わらず、空気実験の結果は、水実験の結果とよく似る。

図 6.6 は、ノズル出口、すなわち、 $x=0$  かつ  $y=0$  での流速分布を示す。横軸は、 $z$  を  $h$  で無次元化したものである。また、縦軸と図中の記号は、全て、図 6.5 と同じである。 $Re=5000$  での空気実験では、高い  $Re$  と高いアスペクト比  $h/b$  の為に、十分な二次元性を確認できる。一方、 $Re=100$  と  $Re=1000$  での水実験の二次元性は若干劣っている。しかし、次節以降に、定性的のみならず定量的にも水実験と空気実験の良好な整合が示される。

### 6.4.2. 噴流の発振

図 6.7 と図 6.8 は、それぞれ、水実験と空気実験での流速変動の生データの一例を示す。なお、測定点は図 6.4 の通りである。厳密に述べると、図 6.7 は、水実験による  $Re=500$  かつ  $a/b=2.5$ 、 $B/b=15$ 、 $c/b=2.5$ 、 $d/b=9$  での流速の  $x$  方向成分  $u$  を示す。図 6.8 は、空気実験による  $Re=5000$  かつ  $a/b=2.5$ 、 $B/b=15$ 、 $c/b=2.5$ 、 $d/b=7$  での流速の  $x$  方向成分  $u$  と  $y$  方向成分  $v$  の合成値  $(u^2+v^2)^{1/2}$  を示す。各図において、図(a)は変動波形を、図(b)は変動波形の高速フーリエ変換 (FFT) 解析により得られたスペクトルを表す。

はじめに、図 6.7 を見る。図 6.7(a)では、約 40s 程度の周期を有する安定した周期変動が顕著である。更に、図 6.7(a)では、その卓越変動に重ね合った乱流による不規則な高周波数変動も観察できる。図 6.7(b)では、明確なスペクトル・ピークが卓越周波数  $f_D$  に現われる。 $f_D \approx 1/40$  Hz であり、図 6.7(a)での約 40 s の周期に対応していることが分かる。著者らの実施した流れの可視化によると、 $f_D$  は、FFJN (Simple-type) 内部での噴流発振に対応する。

図 6.7 と同様に、図 6.8 にも同じ特徴がみられる。厳密に述べると、HWA は、原理的に流れ方向を検知できないので、逆流時の流速も図 6.8(a)では正值を示す。よって、図 6.8(b)では、第二と第三の高調波として、 $2f_D$  と  $3f_D$  にもスペクトル・ピークが現われる。卓越周波数  $f_D$  も、著者らの可視化結果とよく一致する。

### 6.4.3. $Re$ の影響

この節では、 $St$  に及ぼす  $Re$  の影響を考える。図 6.9 は、水実験と空気実験の両方の結果、つまり、 $a/b = 2.5$  かつ  $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$  での、様々な  $d/b$  における  $Re$  に対する  $St$  を示す。図中の中実記号と中空記号は、それぞれ、水実験と空気実験を表す。

図 6.9 には、比較の為、Yamasaki et al.<sup>10)</sup> による  $d/b = 10$  での実験結果も示す。ここに、彼らの実験では、 $a/b$  と  $c/b$  は本実験と等しいが、 $B/b$  は 31 であり、本実験の二倍である。 $B/b$  は本実験よりはるかに大きい。彼らの実験での大きい  $B/b$  の為、 $St$  の値は本実験の値よりも小さくなる (図 6.11 を参照)。

図 6.9 からは、 $Re = 100-5000$  の広い範囲に渡り、 $St$  に及ぼす  $Re$  の影響が無視できることが分かる。なぜなら、 $St$  は、 $Re$  に依存せず、一定値を取る傾向を示すからである。より詳しく見ると、 $d/b$  ごとに、その一定値は図中に線分で示す  $St_{EF}$  (後に説明) とほぼ一致する。もちろん、Yamasaki et al.による実験結果も、 $St_{EF}$  に近い値を取る。実務的な観点からは、 $Re$  効果が無視できることは、流量計として適した特性を示唆する。以上より、今後、 $Re$  効果は無視して、式(6.5)を次のように想定する。

$$St = \phi_4(a/b, B/b, c/b, d/b) \quad (6.6)$$

補足すると、水実験と空気実験の比較からも、本実験の精度を確認できる。すなわち、図 6.9 でも触れた通り、 $Re = 500-1000$  の重複範囲で、水実験による  $St$  は空気実験による  $St$  とほぼ一致する。この一致は、 $St$  に及ぼす  $D/b$  の影響と  $h/b$  の影響の両方が共に小さいことを示唆する。

### 6.4.4. 形状パラメータの影響

本節では、式(6.6)に基づき、 $St$  に及ぼす四つの形状パラメータの影響を考える。図 6.10 と図 6.11、図 6.12、図 6.13 は、それぞれ、 $a/b$  と  $B/b$ 、 $c/b$ 、 $d/b$  の影響を示す。具体的に述べると、図 6.10 では、 $Re = 500$  かつ  $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$  での、様々な  $d/b$  における  $a/b$  に対する  $St$  を示す。図 6.11 では、 $Re = 500$  かつ  $a/b = 1.5$ 、 $c/b = 1.5$  での、様々な  $d/b$  における  $B/b$  に対する  $St$  を示す。図 6.12 では、 $Re = 500$  かつ  $a/b = c/b$ 、 $B/b = 15$  での、様々な  $d/b$  における  $c/b$  に対する  $St$  を示す。(厳密に述べると、図 6.12 は、 $c/b$  の純粋な影響を表しているのではなく、 $a/b$  と  $c/b$  の両方が複合した影響を表す。なぜならば、 $a/b$  は一定値に固定されているのではなく、 $c/b$  と連動する為である。) 図 6.13 では、 $Re = 500$  かつ  $B/b = 15$  での、様々な  $a/b (= c/b)$  における  $d/b$  に対する  $St$  を示す。以上の図 6.10-図 6.13 中でも、中実記号と中空記号は、それぞれ、水実験と空気実験に対応する。

図 6.10 では、 $a/b$  の増加につれて、 $St$  が単調に減少することが分かる。更に、 $d/b$  の増加につれて、 $St$  が単調に減少することが分かる。図 6.11 では、 $B/b$  の増加につれて、 $St$  が単調に減少することが分かる。更に、図 6.10 と同様、 $d/b$  の増加につれて、 $St$  が単調に減少する

ことが分かる。図 6.12 では、 $c/b$  の増加につれて、 $St$  が単調に増加することが分かる。(厳密に述べると、この結論は、正確ではない。なぜなら、図 6.12 では、 $c/b$  の増加につれて、 $a/b$  が増加する為である。よって、純粋な  $c/b$  の影響を考えるには、図 6.10 で示した  $a/b$  の影響を考慮する必要がある。) 更に、図 6.10 や図 6.11 と同様、 $d/b$  の増加につれて、 $St$  が単調に減少することが分かる。図 6.13 では、 $d/b$  の増加につれて、 $St$  が単調に減少することが分かる。更に、 $a/b$  と  $c/b$  の両方の増加につれて、 $St$  が増加することが分かる。この増加傾向は、図 6.12 と同様であり、図 6.10 とは異なる。

以上で明らかにした形状パラメータの影響を、次の経験則によりまとめる。

$$St = ke^{\alpha(a/b)}(B/b)^{\beta}(c/b)^{\gamma}(d/b)^{\delta} \quad (6.7)$$

多くの実験データに基づき (その有効範囲は、表 6.1 に示す)、近似的に  $k = 0.5$  かつ  $\alpha = -0.2$ 、 $\beta = -0.7$ 、 $\gamma = 1.0$ 、 $\delta = -1.5$  を得る。この公式では、 $a/b$  の増加、あるいは、 $B/b$  の増加、 $c/b$  の減少、 $d/b$  の増加につれて  $St$  が零に漸近することを想定している。同様に、 $B/b$  の減少、あるいは、 $c/b$  の増加、 $d/b$  の減少につれて、 $St$  は無限大となることを想定している。一方、 $a/b$  の減少につれて、 $St$  はある一定値に漸近することを想定している。

以下に、提案した公式 (6.7) の有効性を確認する。図 6.9 および図 6.10-図 6.13 中の線分は、本公式を用いて予測したストローハル数  $St_{EF}$  を示す。結果として、 $St_{EF}$  は、実験とのよい一致を示すことが分かる。特に、図 6.9 では、Yamasaki et al.による実験ともよい一致を示すことが分かる。

更に、式 (6.7) の有効性を総合的に評価する為、図 6.14 に、全ての実験値  $St_{EX}$  とそれに対応する予測値  $St_{EF}$  との相関を示す。参考の為、図中の実線は  $St_{EX} = St_{EF}$  を示す。図からは、 $St_{EX}$  と  $St_{EF}$  との間の良好な相関を確認できる。実際、図 6.14 から求めた相関係数は、0.95 程度の高い値を示す。(具体的に述べると、 $St$  が大きくなる程、公式 (6.7) の精度は高まる傾向がある。逆に、 $St$  が小さくなる程、精度は落ちる傾向がある。従って、一般に、 $a/b$  が小さい程、あるいは、 $B/b$  が小さい程、 $c/b$  が大きい程、 $d/b$  が小さい程、精度が高くなる。実際、 $St_{EF} < 10^{-3}$  では、いくつかの  $St_{EX}$  は、実線近くにあるその他の  $St_{EX}$  ( $St_{EF}$  にほぼ等しい) よりも、高い値を示す。これらの低い精度の高  $St_{EX}$  は  $B/b \geq 40$  での実験であり、高い精度のその他の  $St_{EX}$  は  $B/b \leq 30$  での実験である。また、 $St_{EF} \approx 5 \times 10^{-3}$  では、空気実験の  $St_{EX}$  のみが  $St_{EF}$  より低い値をとる傾向がある。より詳しく述べると、空気実験では、 $St_{EF}$  の低下につれて、 $St_{EX}$  が  $St_{EF}$  よりも小さくなり、精度が低下する。ここで、空気実験は限られた場合のみ実施しており、空気実験での  $St_{EF}$  の低下は、ほぼ  $d/b$  の増加と対応している。(なお、 $a/b$  と  $c/b$  が精度に及ぼす個別の影響は、図 6.14 では確認できない。)

補足すると、図 6.12-図 6.14 では、水実験の結果 (図中、中実記号) と空気実験の結果 (図中、中空記号) との比較が可能である。その比較からは、図 6.9 と同様、本実験の精度

を再び確認することができる。すなわち、各図で、水実験の  $St$  は空気実験の  $St$  と概ね一致する。

#### 6.4.5. $St$ と安定発振条件との関係

一般に、流体関連振動現象において、発振周波数と発振条件との両者の間に、ある程度の関係性を想定することは自然であろう。そこで、噴流が安定発振する際の  $St$  の値と、安定して発振する為の条件との間関係を考える。

最初に、安定した噴流発振領域へのノズルアスペクト比  $h/b$  の影響を考える。図 6.15 に、 $B/b = 15$  かつ  $c/b = 2.5$  での、 $h/b$ - $d/b$  平面上の安定発振領域（水）を示す。図には、 $Re = 500$  の結果と共に、 $Re = 100$  と  $300$  の結果も示す。まず、 $Re = 500$  の結果を考える。 $h/b > 5$  で、安定発振領域の境界は横軸にほぼ平行となる。一方、 $h/b < 5$  では、安定に発振する  $d/b$  の範囲は、 $h/b$  の減少とともに急激に狭くなる。すなわち、安定発振領域の境界への  $h/b$  効果は、 $h/b > 5$  で無視できる。以上より、 $h/b$  が 10 程度であれば流れの二次元性は充分保たれているとみなすことが出来る。よって、今後すべての実験は、 $h/b = 10$  を対象とする。（水実験の場合である。空気実験では、 $h/b = 30$  を対象とする。）また、 $Re = 300$  での安定発振領域は、 $Re = 500$  でのそれと、ほとんど一致する。一方、 $Re = 100$  での安定発振領域は、 $Re = 300$  や  $500$  のそれよりも著しく狭い。つまり、安定した噴流発振を得るには、特に低  $Re$  で充分大きな  $h/b$  を必要とすることがわかる。

図 6.16 には、 $a/b = 2.5$  かつ  $c/b = 2.5$ 、 $Re = 500$  における  $St$  の等値線（図中、細線）を、 $B/b$ - $d/b$  平面上に描く。なお、図には安定発振領域の境界（図中、太線）も示す。同様に、図 6.17 には、 $B/b = 15$  かつ  $Re = 500$  における  $St$  の等値線（図中、細線）を  $c/b$ - $d/b$  平面上に、安定発振領域の境界（図中、太線）と共に描く。ここに、等値線は、本実験結果の補完により求める。また、参考の為、計測点を、両図中に中実丸印（安定発振する時）と罰点（安定発振しない時）により示す。

図 6.16 では、 $B/b$  の増加に伴う  $St$  の減少、及び、 $d/b$  の増加に伴う  $St$  の減少を、再び確認できる。同様に、図 6.17 では、 $c/b$  の増加に伴う  $St$  の増加、及び、 $d/b$  の増加に伴う  $St$  の減少を、再び確認できる。一方、両図共に、等値線は安定発振領域境界に影響を受けにくいことも示している。この事実は、 $St$  の値を決定する支配機構と噴流の安定発振条件の為の支配機構との間の非依存性を示唆する。

#### 6.4.6. 三つのフローパターン

流動現象を考えると、流れの空間構造の把握は、有効であることが多い。その際、PIV 計測が、しばしば有用である。本論でも PIV 計測を実施する。その結果、すべての観察された流れ場は、三つのタイプ（P、NS、NA）のフローパターンに分類できた。図 6.18 に三タイプの概略図を示す。タイプ P（図 6.18(a)）は、周期的な流れであり、その発振周波数  $f$  はフリップフロップ状に発振する噴流に対応している。タイプ NS（図 6.18(b)）とタイプ NA

(図 6.18(c)) はともに周期的でない流れである。タイプ NS とタイプ NA は、それぞれ、対称的な流れ構造と非対称な流れ構造に対応する。

図 6.19 は、タイプ P の代表例、つまり、一周期  $T (=1/f)$  の間の連続した噴流発振の様子を示す。正確には、図 6.19 は、一周期を八等分した  $T/8$  間隔のフルイディック発振器内の速度ベクトルと渦度濃度分布を示す。正方形柱の上流に、どの瞬間も、二つの再循環領域 A、B が存在することが分かる。この再循環領域 A と B に加え、他の大規模渦構造 C、D、E、F の存在も観察できる。これらの渦構造は、正方形柱の二つの側面上に交互に形成され、下流に放出される。その結果、渦構造はカルマン渦列のように空間的にも交互に配列した状態で流下する。この交互渦放出に対応して、ノズル出口からの噴流は周波数  $f (=1/T)$  で周期的に側壁へと偏向する。具体的にいうと、 $t=T/8$  で、噴流は上方へ偏向している。この時、十分に発達した渦構造 C、D が形成されていることが分かる。また、C と D の間には、下方への強い流れが見られる。 $t=2T/8$  と  $3T/8$  で、C と D はさらに下流へと流れ続ける。 $t=4T/8$  で、噴流は下方へと偏向し始める。C は可視化の範囲の更の下流へと流れ去っている。一方、新しい渦構造 E が形成され始める。 $t=5T/8$  で、E は放出される。 $t=5T/8-8T/8$  間でのフローパターンは、 $t=T/8-4T/8$  間のフローパターンの逆対称であることも確認できる。

図 6.20 は、ほぼ定常なフローパターンの一つであるタイプ NS の代表的瞬間流れ場を示す。厳密に言うと、流れは、ほとんど定常であるが、支配的な周期成分の存在しない不規則成分を持つ。図 6.19 と同様に、流速ベクトルと渦度濃度分布により、流れ場を示している。そのフローパターンは、FFJN (Simple-type) の中心軸に対してほぼ対称である。さらに、図 6.19 の A と B のような二つの再循環領域が存在する。

図 6.21 は、図 6.20 と同様、ほぼ定常なフローパターンの一つであるタイプ NA の代表的瞬間流れ場を示す。図 6.20 と対照的に、そのフローパターンは、FFJN (Simple-type) の中心軸に対して非対称である。さらに、正方形柱上流に再循環領域は一つしか存在しない。

#### 6.4.7. フローパターンの境界と安定発振領域の境界

前節で述べたように、すべてのフローパターンは三つのタイプ (P、NS、NA) に分類できる。図 6.22 と図 6.23 に、それぞれ、 $c/b=2.5$  での  $B/b-d/b$  平面と  $B/b=15$  での  $c/b-d/b$  平面において、これらのタイプが現れる領域を示す。ここで、タイプ P の出現領域は、先に流速測定に基づき決定した安定発振領域と同じである。閉曲実線の外側 (発振領域の外側) は、タイプ NS の領域とタイプ NA の領域の二つに分類できる。その境界は、図中、点線により示す。最初に、図 6.22 に注目する。 $B/b$  がゼロから増加するときや、 $d/b$  が無限大から減少するとき、最初にタイプ NA が現れ、次にタイプ P、最後にタイプ NS が現れる。上述のフローパターン・タイプに関する NA-P-NS 遷移は、 $B/b$  や  $d/b$  が小さ過ぎる場合や大き過ぎる場合を除き、 $B/b$  と  $d/b$  の適当な範囲で観察できる。

次に、図 6.23 に注目する。 $c/b$  がゼロから増加するときや、 $d/b$  が無限大から減少するとき、図 6.22 と同様に、 $c/b$  と  $d/b$  が小さ過ぎる場合や大き過ぎる場合を除き、NA-P-NS 遷移

が観察できる。結果として、 $c/b$  と  $d/b$  の適当な範囲で形状パラメータの単調増減により NA-P-NS 遷移が現れる。多くの実用面において、安定した噴流の発振条件、すなわち、発振領域の境界を明確にすることは、最も重要である。本研究では、特に NA-P-NS 遷移を支配するためパラメータを考えることにより、発振領域境界を明らかにする。 $Re$  効果とアスペクト比 ( $h/b$ ) 効果を見捨てる時、無次元支配パラメータとして六つの形状パラメータ  $B/b$ 、 $c/b$ 、 $d/b$ 、 $B/c$ 、 $B/d$ 、 $c/d$  を想定できる。

図 6.16 と図 6.17 を参照すると、六つの形状パラメータの内、 $B/d$  と  $c/d$  の二つだけを支配パラメータとして選択することが近似的可能であることに気づく。すなわち、 $B/d$  が増加するにつれ、あるいは、 $c/d$  が増加するにつれ、フローパターンがタイプ NA からタイプ P を経てタイプ NS に変化する。 $B/d$  に関して、タイプ NA-P 間とタイプ P-NS 間の境界は、それぞれ、次の近似式で示される。

$$B/d = 3/2 \quad (6.8)$$

$$B/d = 4 \quad (6.9)$$

同様に、 $c/d$  に関して、タイプ NA-P 間とタイプ P-NS 間の境界は、それぞれ、次の近似式で示される。

$$c/d = 1/10 \quad (6.10)$$

$$c/d = 2/5 \quad (6.11)$$

よって  $3/2 \leq B/d \leq 4$  と  $1/10 \leq c/d \leq 2/5$  の両条件を満たすとき、噴流は安定した発振を起こす。

図 6.22 と図 6.23 中に、上式(6.8)-(6.11)を、細実直線で示す。これら、四本の直線で囲まれた発振領域は、太実線で囲まれた安定発振領域にほぼ一致する。唯一の例外は、 $B/b > 50$  で噴流が発振する点である。本研究では、 $D = 50b$  に固定しており、 $B/b > 50$  での結果の信頼性は充分ではないと思われ、今後の更なる研究が必要である。

今、NA-P-NS 遷移における支配パラメータ  $B/d$  の物理的意義を考える。図 6.19 で示したように、二つの再循環領域 A、B が正方形柱の上流で対称に常に存在することは、噴流発振に不可欠であると思われる。これらの再循環領域の空間確保のために、 $B/d$  が重要な形状パラメータになることは自明であろう。

図 6.24 では、これらの再循環領域の噴流発振への重要性を実験的に確認している。つまり、FFJN (Simple-type) 内の再循環領域を扁平にし、再循環流れの形成を妨げるように、二つの三角柱状の付加物を設置する。厳密に述べると、この図 6.24 は、 $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、

$d/b = 7$  と  $9$ 、 $Re = 500$  での、 $St$  への  $a/b$  の影響を示す。ここで、付加物のサイズ  $a$  は、角柱断面である直角二等辺三角形の斜辺の長さとして定義する。流れの可視化から再循環領域は、 $a/b < 10$  のとき常に存在し、 $a/b \geq 10$  のとき観察されない。一方、 $St$  は、 $a/b < 10$  のとき  $a/b$  によらずある一定値を示す。しかし、 $a/b = 10$  のとき、どんな卓越発振周波数も観測できない。

次に、NA-P-NS 遷移における支配パラメータ  $c/d$  の物理的意義を考える。ここで、我々には、噴流剪断層と正方形柱外縁との相対位置関係が適当な範囲内にあることが噴流発振に不可欠であると考えられる。この相対位置関係に  $c/d$  は密接に関連している。図 6.25 では、この相対位置関係の重要性を実験的に確認している。つまり、正方形柱が中心軸上にある通常の FFJN (Simple-type) の代わりに、正方形柱の位置を中心軸から偏心させたフルイディスク発振器を用いて、実験している。厳密に述べると、図 6.25 中の太実線は、 $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $Re = 500$  で、偏心した正方形柱を持つ FFJN (Simple-type) に関して、 $2\delta/b - d/b$  平面での周期的な流れと周期的でない流れの間の境界を示す。具体的には、 $d/b = 7$  と  $9$  で  $\delta$  を  $c/2$  から増した時に、噴流が発振しなくなる境界の時の  $\delta$  を、中実点で示す。ここで、 $\delta$  は、図中に模式図で示す様に、FFJN (Simple-type) の中心軸から一方の正方形柱外縁までの距離である。なお、 $2\delta/b$  は、偏心していない正方形柱では、 $c/b$  に等しい。太実線で示された周期的な流れと周期的でない流れとの間の境界が、点線で示された偏心していない正方形柱の  $c/b - d/b$  平面での発振領域境界（その近似式は図中の細線  $c/d = 2/5$  で与えられる）に一致することが分かる。

#### 6.4.8. $Re$ の下限界

最後に安定した噴流発振を得るための  $Re$  の下限界を考える。この低限界  $Re$  は、機器の小型化や高粘度流体の混合等への応用の際に重要になる。図 6.26 と図 6.27 に、それぞれ、 $B/b - d/b$  平面と  $c/b - d/b$  平面での  $Re = 100$  における安定発振領域の境界を、 $Re = 500$  の結果とともに示す。厳密に言うと、図 6.26 は  $c/b = 2.5$  での結果を、図 6.27 は  $B/b = 15$  での結果を示す。両図から、 $Re = 100$  での安定発振領域（図中、実線でその境界を示す）は、 $Re = 500$  の安定発振領域（図中、点線でその境界を示す）よりはるかに狭い。大きな  $B/d$  や大きな  $d/b$  では、 $Re$  が減少するにつれて極端に発振しにくくなる傾向がある（図 6.26 を参照）。特に、 $B/b$  の影響については、実質的流速の減少、すなわち、局所的レイノルズ数の低下に対応すると、その結果は理にかなっている。なお、局所的レイノルズ数に基づくこの解釈は、 $Re$  の低下につれてより小さい  $h/b$  で噴流発振が起こりにくくなること（図 6.15 を参照）にも適用できる。

以上、 $Re$  の低下につれて、安定発振領域は狭くなる。実験より、 $Re = 90$  のとき、 $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 8$  で噴流発振が観察された。しかし、 $Re = 80$  のとき安定発振は観察されなかった。従って、噴流の安定発振に関する  $Re$  下限界は、90 程度と考えられる。なお、本研究結果は側壁長さが十分に長い場合の結果であることに注意が必要である。

#### 6.4.9. 後縁の影響

本節では、下流障害物の幾何形状について考える。図 6.28 は、下流障害物として、これまでに調べた矩形柱の代わりに、スプリッター板をその下流に持つ正方形柱（以降、SCSP と呼ぶ）についての結果を示す。詳細に述べると、図 6.28 は、水実験における  $Re = 500$  かつ  $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$  での、 $a/b$  に対する  $St$  をいくつかの  $d/b$  の値ごとに示す。比較の為、スプリッター板のない矩形柱について求めた経験公式 (6.7) の値  $St_{EF}$  を、図中の線分により示す。ここに、線分は、図 6.10 中のものと同じである。

SCSP 下流障害物についての結果は、スプリッター板のない矩形柱下流障害物についての結果と、よく一致することが分かる。この事実は、下流障害物後縁の存在が  $St$  の値に及ぼす影響を無視できることを示唆する。（下流障害物が SCSP の様な物体であろうが、長方形柱の様な物体であろうが  $St$  はほぼ同値である。）言い換えると、 $St$  への影響のみを考える限り、形状パラメータ  $c$  は、下流障害物上流面の流れ直角方向寸法を代表するとみなし得る。また、形状パラメータ  $a$  は、下流障害物の側壁長さではなく、下流障害物上流面からの全体的な流れ方向寸法を代表するとみなし得る。以上は、提案した経験則 (6.7) と整合する。

#### 6.4.10. 渦の寸法と移流速度

本節では、別の代表スケールの可能性を考える。4.1 節で言及した様に、今まで、代表長さとして代表速度スケールとして、それぞれ、 $b$  と  $U_m$  を考えた。初期試行段階において未知の複雑現象に取り組むとの観点からも、また、FFJN (Simple-type) の寸法や流量等のような実際の仕様を決定するための実務的観点からも、このような基礎的かつ単純な物理量を代表スケールとして選択することは適切であろう。一方、提案した公式 (6.7) による  $St$  の予測が良好であることは、 $b$  や  $U_m$  以外の代表スケールを考えることを否定するものではない。

最初に、新たな代表長さスケールとして渦の寸法  $s$  を考える。図 6.29 に、 $s$  の定義の為の模式図を示す。 $s$  は下流障害物のすぐ下流で形成される隣接した二つの渦の中心間平均距離である。具体的には、図 6.29 のようなある瞬間の PIV 計測を複数の発振周期に渡り実施し、それら多くの PIV 計測結果に基づき渦の中心位置を決定する。

図 6.30 は、 $Re = 500$  でのいくつかの形状パラメータの組み合わせについての、無次元化した渦寸法  $s/b$  に対する  $St$  を示す。形状パラメータが多様な値を取るにも拘わらず、 $s/b$  が減少するにつれて、 $St$  は減少する傾向を示す。この傾向は、概ね次式で近似できる。

$$St = 0.06(s/b) \quad (6.12)$$

なお、図 6.30 中には、式(6.12) を点線により示す。式(6.12) と実験との一致は、発振周期が、FFJN (Simple-type) の形状パラメータとは無関係に、渦寸法のみ比例することを示唆する。（なお、公式(6.12) は、もちろん、 $b$  と  $U_m$  によって無次元化している。）よって、その傾向は、自然かつ合理的なものである。

式(6.12) は、実験により決定した一定値 0.06 を含む。次に、この一定値の意味を考える。今、新たな代表長さスケール  $s$  に加えて、新たな代表速度スケール、すなわち、ノズル出口ではなく FFJN (Simple-type) 流路内で空間平均した流速  $U_c$  を考える。図 6.31 は、 $Re = 500$  でのいくつかの形状パラメータの組み合わせについて、 $s$  と  $U_c$  の両方に基づくストローハル数  $St(s, U_c)$  を  $s/b$  に対して示す。なお、実験結果は図 6.30 と同じものである。下流障害物の下流での渦の流下速度を  $U_c$  とみなし、

$$St = (s, U_c) = 1 \quad (6.13)$$

を得る。なお、図 6.31 には、式(6.13) を破線により示す。式(6.13) は実験定数を含んでいないにも拘わらず、全てのデータは、若干不規則に散乱しているが、概ね破線に近い。(詳細に述べると、式(6.13) は、 $B/b$  が大きいとき、或いは、 $c/b$  が小さいとき、精度が低くなる。) なお、図 6.31 には、 $B/b = 20$  や  $B/b = 15$  のときの公式(6.13) も比較の為、二つの鎖線により示す。一本は  $B/b = 20$  についての、もう一本は  $B/b = 15$  についてのものである。今回の実験結果に関する限りは、式(6.12) の精度は式(6.13) より、若干、精度が良好であることが分かる。

最後に、FFJN (Simple-type) の充分下流での流れを考える。そこでは、渦は、形成過程を終え、充分に発達しているとみなせよう。このように充分発達した渦の寸法は、流路幅  $B$  により制限されるであろう。図 6.32 は、 $Re = 500$  でのいくつかの形状パラメータの組み合わせについて、 $B$  と  $U_c$  の両方に基づくストローハル数  $St(B, U_c)$  を  $s/b$  に対して示す。なお、実験結果は、図 6.30 や図 6.31 と同じものである。図 6.30 や図 6.31 とは対照的に、 $St(B, U_c)$  は、ある一定値の近くに集中するのではなく、広範囲に分布する。更に、分布の仕方に何らかの関係性を見い出すのは難しそうである。以上を補強する為、図 6.33 に、 $Re = 500$  かつ  $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$  での、 $a/b$  に対するストローハル数  $St(B, U_c)$  をいくつかの  $d/b$  について示す。なお、実験結果は図 6.10 と同じものである。 $a/b$  の増加につれて、或いは、 $d/b$  の増加につれて、 $St(B, U_c)$  は減少しながら広範囲に変化する。つまり、 $St(B, U_c)$  は、ある一定値の近くに集中して分布しないことを明確に確認できる。このことも、流路の充分下流での流れが噴流発振周波数に及ぼす影響がより小さいと考えれば、自然かつ合理的であろう。

## 6.5 側壁長さが噴流の発振へ及ぼす影響について (側壁効果)

### 6.5.1 側壁効果とは

これまでの研究 (4.4 節) で、側壁長さが十分長い ( $D/b = 42$ )、一般的な FFJN (Simple-type) の安定噴流発振条件について記した。しかし側壁長さ  $D/b$  が、噴流の発振へ及ぼす影響についてはふれていない。なぜならば、①  $D/b$  が十分長く、FFJN (Simple-type) の障害物の後方に十分な流路長さを確保しなければ、噴流は発振しないと考えられていたこと②

FFJN (Simple-type) の形状は、一般的に流路長さが十分長いものという先入観があったからである。しかしながら、1.1 節でも述べたが、FFJN の応用範囲は広く、より小型化が望まれている背景がある。そこで、4.5 節では、流路長さと噴流の発振の関係性を側壁効果と定義し、研究を進める。具体的には、側壁長さ  $D/b$  を従来の研究 ( $D/b = 42$ ) よりも短くした場合の  $St$  へ及ぼす影響について述べる ( $D/b = 2.5-42$ )。

### 6.5.2 側壁長さ $D/b$ と噴流発振の関係

側壁長さが噴流発振に与える影響を調べるため、FFJN (Simple-type) 流路幅  $B/b = 15$ 、正方形柱一辺の長さ  $c/b = 2.5$ 、ノズル出口から正方形柱までの距離  $d/b = 7$  を固定し、レイノルズ数を変化させて側壁長さ  $D/b$  とストローハル数  $St$  の関係を調べた。ここで、噴流の二次元性を保つため、アスペクト比は、 $h/b = 10$  で一定である。

図 6.34 に側壁長さを変化させた際の  $Re$  と  $St$  の関係を示す。図 6.34 より、 $D/b = 5$  より低くなると発振はしない。ところが、側壁長さ  $D/b \approx 5$  では発振し、 $St \approx 3.0 \times 10^{-3}$  となる。 $D/b = 5-9$  では発振せず、 $D/b = 10$  から再び発振しはじめる。その際の噴流の発振周波数は、 $St \approx 4.5 \times 10^{-3}$  である。 $D/b \geq 15$  では、側壁長さが十分長い場合 ( $D/b = 42$ ) と同様の噴流周波数となり、 $St \approx 5.0-6.0 \times 10^{-3}$  とほぼ一定の値を示す。ここで、 $St$  について考察すると、 $St \approx 3.0 \times 10^{-3}$  ( $D/b \approx 5$ )、 $St \approx 4.5 \times 10^{-3}$  ( $D/b \approx 10$ )、 $St \approx 5.0-6.0 \times 10^{-3}$  ( $D/b \geq 15$ ) の三つのパターンに分類できる。これ以降、それぞれの発振領域及びフローパターンを、PS ( $St \approx 3.0 \times 10^{-3}$  ( $D/b \approx 5$ ))、Pattern-small の略)、PM ( $St \approx 4.5 \times 10^{-3}$  ( $D/b = 10$ ))、Pattern-middle の略)、PL ( $St \approx 5.0-6.0 \times 10^{-3}$  ( $D/b \geq 15$ ))、Pattern-large の略) と呼ぶ。また、この命名は、4.4.5 節のフローパターンとは異なるので、注意されたい。(ちなみに、4.4.5 節では、フローパターンを NA-P-NS と呼んでいる) これまでの結果から、PS の  $St$  は、PL の約半分となる。また、PM の  $St$  は、PL とほぼ同等の  $St$  を示すが、その値は、若干低くなる。また、図 6.34 より、本実験の範囲内 ( $Re = 500-1000$ ) において、 $Re$  が  $St$  へ及ぼす影響はない。後にそれぞれの流れ場の相違を調べるため、可視化画像 (PIV 画像) を示し、各パターンの噴流の発振メカニズムを示す。

### 6.5.3 側壁長さ $D/b$ と流路幅 $B/b$ の関係

図 6.35 に  $B/b$  と  $St$  の関係を示す。流路幅  $B/b$  を変化させても、発振領域は変わらず、PS ( $D/b \approx 5$ )、PM ( $D/b \approx 10$ )、PL ( $D/b \geq 15$ ) の領域で発振する。しかし、 $B/b$  が増加するにつれて発振領域に変化はないものの、 $St$  は減少する。 $B/b = 12$  では、PS ( $D/b \approx 5$ ) で  $St \approx 3.0 \times 10^{-3}$ 、PM ( $D/b \approx 10$ ) で  $St \approx 5.5 \times 10^{-3}$ 、PL ( $D/b \geq 15$ ) で  $St \approx 6.5 \times 10^{-3}$  となる。 $B/b = 15$  では、PS ( $D/b \approx 5$ ) で  $St \approx 2.5 \times 10^{-3}$ 、PM ( $D/b \approx 10$ ) で  $St \approx 4.0 \times 10^{-3}$ 、PL ( $D/b \geq 15$ ) で  $St \approx 5.5 \times 10^{-3}$  となる。 $B/b = 18$  では、PS ( $D/b \approx 5$ ) で  $St \approx 2.0 \times 10^{-3}$ 、PM ( $D/b \approx 10$ ) で  $St \approx 2.3 \times 10^{-3}$ 、PL ( $D/b \geq 15$ ) で  $St \approx 4.5 \times 10^{-3}$  となる。 $St$  の差は、PS ( $D/b \approx 5$ ) で  $St \approx 1.0 \times 10^{-3}$ 、PM ( $D/b \approx 10$ ) で  $St \approx 3.0 \times 10^{-3}$ 、PL ( $D/b \geq 15$ ) で  $St \approx 2.0 \times 10^{-3}$  である。PM は、噴流の発振が

不安定になる場合もあったため、PL のパターンへ切換わる過渡期とも考えられる。そこで、PS と PL のみ考えると、 $St$  の差は、本研究の実験範囲内 ( $B/b=12$  から  $B/b=18$ ) において、最大で  $St \approx 2 \times 10^{-3}$  の差となり、 $D/b \geq 15$  で顕著である。最後にこれらの結果をまとめると、PM ( $D/b \approx 5$ ) では、 $B/b$  は  $St$  にほぼ影響を及ぼさない。PM ( $D/b \approx 10$ ) では、 $B/b$  による  $St$  の変化量は大きい、噴流の発振が不安定になるケースも生じ、PL への遷移領域とも考えられる。PL ( $D/b \geq 15$ ) では  $B/b$  は  $St$  に影響を及ぼし、 $B/b$  が増加するにつれて  $St$  は減少する。

図 6.36 に、 $D/b$  に関する  $B/b$  の影響と近似式 ( $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ 、 $Re = 500$ ) を示す。但し、 $B/b$  が  $St$  へ及ぼす影響が明瞭に表れる範囲を考慮し、 $D/b \geq 15$  の各  $B/b$  ( $B/b=12$ 、 $B/b=15$ 、 $B/b=18$ ) における  $St$  を用いた。近似式は以下に示す通りである。 $B/b$  が増加すると、 $St$  は減少することがこの式からもわかる。

$$St = (-0.29 \times B/b + 9.82) \times 10^{-3} \quad (6.14)$$

#### 6.5.4 側壁長さ $D/b$ とノズル出口から正方形柱までの距離 $d/b$ との関係

図 6.37 および図 6.38 に  $d/b$  と  $St$  の関係を示す。ノズル出口から正方形柱までの距離  $d/b$  を変化させても、発振領域は変わらず、PS ( $D/b \approx 5$ )、PM ( $D/b \approx 10$ )、PL ( $D/b \geq 15$ ) の領域で発振する。しかし、 $d/b$  が増加するにつれて発振領域に変化はないものの、 $St$  は減少する。 $d/b=7$  では、PS ( $D/b \approx 5$ ) で  $St \approx 3.0 \times 10^{-3}$ 、PM ( $D/b \approx 10$ ) で  $St \approx 4.0 \times 10^{-3}$ 、PL ( $D/b \geq 15$ ) で  $St \approx 5.5 \times 10^{-3}$  となる。 $d/b=8$  では、PS ( $D/b \approx 5$ ) で  $St \approx 3.0 \times 10^{-3}$ 、PM ( $D/b \approx 10$ ) で  $St \approx 1.0 \times 10^{-3}$ 、PL ( $D/b \geq 15$ ) で  $St \approx 5.0 \times 10^{-3}$  となる。 $d/b=9$  では、PS ( $D/b \approx 5$ ) で  $St \approx 3.0 \times 10^{-3}$ 、PM ( $D/b \approx 10$ ) で  $St = 0$  (発振せず)、PL ( $D/b \geq 15$ ) で  $St \approx 4.0 \times 10^{-3}$  となる。 $St$  の差は、PS ( $D/b \approx 5$ ) でなし、PM ( $D/b \approx 10$ ) で  $St \approx 4.0 \times 10^{-3}$ 、PL ( $D/b \geq 15$ ) で  $St \approx 1.5 \times 10^{-3}$  である。PM は、噴流の発振が不安定になる場合もあったため、PL のパターンへ切換わる過渡期とも考えられる。そこで、PS と PL のみ考えると、 $St$  の差は、本研究の実験範囲内 ( $d/b=7$  から  $d/b=9$ ) において、最大で  $St \approx 1.5 \times 10^{-3}$  の差となり、 $D/b \geq 15$  で顕著である。最後にこれらの結果をまとめると、PM ( $D/b \approx 5$ ) では、 $B/b$  は  $St$  にほぼ影響を及ぼさない。PM ( $D/b \approx 10$ ) では、 $B/b$  による  $St$  の変化量は大きい、噴流の発振が不安定になるケースも生じ、PL への遷移領域とも考えられる。PL ( $D/b \geq 15$ ) では  $d/b$  は  $St$  に影響を及ぼし、 $d/b$  が増加するにつれて  $St$  は減少する。また、 $B/b$  および  $d/b$  を比較した際、 $d/b$  の変化量に対する  $St$  の変化の方が顕著であり、噴流の発振周波数へは、 $B/b$  よりも、 $d/b$  の影響が強いといえる。

図 6.38 に、 $D/b$  に関する  $d/b$  の影響と近似式 ( $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $Re = 500$ ) を示す。但し、 $d/b$  が  $St$  へ及ぼす影響が明瞭に表れる範囲を考慮し、 $D/b \geq 15$  の各  $d/b$  ( $d/b=7$ 、 $d/b=8$ 、 $d/b=9$ ) における  $St$  を用いた。近似式は以下に示す通りである。 $d/b$  が増加すると、 $St$  は

減少する事が、この式からもわかる。

$$St = (-0.77 \times d/b + 10.64) \times 10^{-3} \quad (6.15)$$

次に、(4.14) と (4.15) を比較すると、噴流の発振周波数  $St$  は、流路幅  $B/b$  よりも、ノズル出口から正方形柱までの距離  $d/b$  に影響を受けやすい事が分かる。また、二つの近似式をまとめると、以下の近似式で  $St$  を予測することが可能となる。但し、その有効範囲は、 $B/b = 12-18$ 、 $d/b = 7-9$ 、 $D/b \geq 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $Re = 500$  である。

$$St = (4.2B/b \times d/b - 58B/b - 14d/b + 1950) \times 10^{-5} \quad (6.16)$$

### 6.5.5 PIV 画像解析による側壁効果とフローパターン

図 6.34 の中で特徴のある FFJN 内のフローパターン ( $D/b = 0.0, 2.5, 5.0, 8.8, 10, 20$ ) を PIV によって可視化した。以下にその内容を述べる。尚、渦構造とは PIV 画像から  $\pm 0.3$  [1/s] 以上の渦度と速度ベクトル確認出来る点とした。

#### (1) $D/b = 0.0$ でのフローパターン

図 6.39 に側壁長さ  $D/b = 0.0$ 、即ち側壁がない場合での FFJN 内の速度ベクトル図、及び対応する渦度分布図を示す。噴流は主ノズル出口から流出して正方形柱に衝突し、二つに分流する。渦構造は発生せず、噴流の偏向角は非常に広い。この現象は時間が経過しても変わらず、どのレイノルズ数においても同じである。噴流は、発振しないため、 $St \approx 0$  である。

#### (2) $D/b = 2.5$ でのフローパターン

図 6.45 に側壁長さ  $D/b = 2.5$  での FFJN 内の速度分布図、及び対応する渦度分布図を 1/8 周期ごとに 1 周期示す。 $t = T/8$  では正方形柱前方で 2 つの大規模渦構造 A、B が観察できる。噴流は上方へ大幅に偏向している。 $t = 2T/8$  では、正方形柱前方下方の渦構造 B が増大し、上方の渦構造 A は広がりながら徐々に上へ流れている。また、渦構造 A の広がりにより、噴流の偏向角は  $t = T/8$  より狭く、渦構造 A はさらに上方へ流され、渦構造 B は増大する。 $t = 3T/8$  では上方の渦構造 A は測定範囲境界まで流れ、同時に噴流は下向きにスイッチを始めている。またこの時、噴流が正方形柱エッジを通過する際の速度差から渦構造 C が新たに発生する。 $t = 4T/8$  では、正方形柱前方下方の渦構造 B が増大し、下方の渦構造 B は広がりながら徐々に下へ流れている。 $t = 5T/8$  では、正方形柱を通過する際の速度差から、新たな渦構造 D が発生する。 $t = 6T/8$  では、渦構造 B は更に下方へ流れる。 $t = 7T/8$  では、ついに渦構造 B は計測範囲外まで流れ、正方形柱前方に渦構造 C および D の二つの渦が存

在し、正方形柱後方には渦は存在しない状態となる。噴流は、徐々に上方向へ偏向し始める。 $t=8T/8$  では渦構造 C は増大し、噴流は完全に上方へ偏向し発振する。これは図 6.34 で、 $St \approx 3.0 \times 10^{-3}$  のところである。この領域の代表的な流速変動波形を図 6.42 に示す。このように、一般的な FFJN (Simple-type) と比較して、極端に側壁長さを短くした形状でも、噴流は発振することがわかる。

### (3) $D/b = 5.0$ でのフローパターン

図 6.40 に側壁長さ  $D/b = 5.0$  での FFJN 内の速度分布図、及び対応する渦度分布図を示す。全時間を通して、正方形柱前方で 1 つの渦構造が観察でき、噴流は渦構造の発生している方向へ偏向した状態を維持する。つまり、噴流が噴出した際、渦構造が上方へ発生した場合には、噴流は上方へ偏向し、下方へ発生した際には、噴流は下方へ偏向する。この上下の方向を決定するのは、流路内の微小な初期擾乱であり、上下どちらに偏向する場合もあり得る。これは、図 6.34 でみると、 $D/b = 2.5$  の直後であり、 $St \approx 0$  である。

### (4) $D/b = 8.8$ でのフローパターン

図 6.41 に側壁長さ  $D/b = 8.8$  での FFJN 内の速度分布図、及び対応する渦度分布図を示す。2 つの渦構造 A、B が、全時間を通して正方形柱前方で観察できる。渦構造の大きさもほぼ同等であり、噴流は上下に分流し、片方だけに偏向しない。つまり、フローパターンは、 $D/b = 0.0$  と同様であることがわかる。しかし、その偏向角は、 $D/b = 0.0$  より低い。これは、 $D/b = 0$  と異なり、上下両方に側壁が存在するためである。この現象は、図 6.34 で確認すると、 $D/b = 2.5$  の直後であり、 $St \approx 0$  である。同じ発振が生じない範囲であるが、側壁長さを変化させるだけで、そのフローパターンが変化する事は興味深い。

### (5) $D/b = 10$ でのフローパターン

図 6.46 に側壁長さ  $D/b = 10$  での FFJN 内の速度分布図、及び対応する渦度分布図を 1/8 周期ごとに 1 周期分示す。2 つの渦構造 A、B が、全時間を通して正方形柱の上流で観察できる。 $t=T/8$  では渦構造 C、D が正方形柱の下流で観察できる。また、噴流は上方へ偏向している。正方形柱エッジを通過する際の速度差から、微細な渦構造 E が発生し始めていることが確認できる。 $t=2T/8$  では噴流が正方形柱エッジを通過する際の速度差から新たな渦構造 E が明瞭に観察でき、噴流は下方へ偏向し始める。 $t=3T/8-4T/8$  では、正方形柱後方の渦構造 C は下流に流され、渦構造 D は成長し増大する。 $t=4T/8-5T/8$  では、再び渦構造 E は成長し増大するとともに、噴流は上方へ偏向し始める。 $t=6T/8$  では渦構造 C は計測範囲外まで流され、噴流が正方形柱エッジを通過する際の速度差から新たな渦構造 F が発生する。 $t=6T/8-7T/8$  では、渦構造 D が下流に流されるとともに、渦構造 E は成長し増大する。 $t=8T/8$  では、渦構造 D は計測範囲外まで流され、噴流は再び上方へ偏向する。これは図 6.34 では、 $D/b = 10$ 、 $St \approx 4.5 \times 10^{-3}$  のところある。この領域の代表的な流速変動波形を図 6.43 に

示す。十分長い側壁 ( $D/b \geq 15$ ) では、 $St \approx 5.0-6.0 \times 10^{-3}$  であり、周期変動は少し低い。 $D/b = 10$  では、パラメータによっては、発振しない場合も見受けられ、安定発振までの遷移域と考えている。

#### (6) $D/b = 20$ でのフローパターン

図 6.47 に側壁長さ  $D/b = 20$  での FFJN 内の速度分布図、及び対応する渦度分布図を  $1/8$  周期ごとに 1 周期分示す。2 つの大規模渦構造 A、B が、全時間を通して正方形柱の上流で観察できる。 $t = T/8$  では 3 つの渦構造 C、D、E が正方形柱の下流で観察できる。また、噴流は上方へ偏向している。 $t = T/8-2T/8$  では、正方形柱後方の 2 つの渦構造 C、D は下流に流され、渦構造 D は増大する。 $t = 3T/8$  で、噴流は徐々に下向きにスイッチをはじめ、渦構造 E は成長し、噴流はほぼニュートラルな状態となる。 $t = 4T/8$  では、渦構造 C は計測範囲外まで流され、噴流が正方形柱エッジを通過する際の速度差から新たな渦構造 F が発生する。 $t = 5T/8$  では、噴流は完全に下方へ偏向し、 $t = 5T/8-6T/8$  と時間が経過するごとに、正方形柱後方の 2 つの渦構造 D、E は下流に流され、渦構造 E は増大する。 $t = 7T/8$  では、噴流は徐々に上向きにスイッチをはじめ。またこの時、噴流が正方形柱エッジを通過する際の速度差から渦構造 F は成長する。ここでの噴流の偏向角は、どの側壁長さの場合より低いことがわかる。これは図 6.34 でみると、 $St \approx 5.0-6.0 \times 10^{-3}$  と一定値を示す範囲である。この時の代表的な流速変動波形を図 6.44 に示す。噴流の発振周波数  $St$  は、図 6.43 の  $D/b = 10$  より高いことが、この速度変動波形からもわかる。

#### (7) フローパターンのまとめ

本節では、側壁効果に関する、噴流のフローパターンについてまとめる。(1)  $D/b = 0$  では、正方形柱前方に二つの渦構造 A、B が確認できる。噴流は、正方形柱の上下に分流し、発振せず、常時この状態を維持する。(2)  $D/b = 2.5$  では、正方形柱前方に 2 つの渦構造が常に確認できる。また、エッジを通過する際の速度差から、最大で 3 つの渦構造を確認する事ができる。正方形柱後方には、渦構造は確認する事ができない。噴流は発振し、 $St \approx 3.0 \times 10^{-3}$  を示す。(3)  $D/b \approx 5$  では、正方形柱前方に 1 つの渦構造 A のみ確認できる。正方形柱後方では、渦構造は確認できない。噴流が上下のどちらに偏向するかは、初期の擾乱のみによって決定される。(4)  $D/b = 8.8$  では、正方形柱前方に二つの渦構造 A、B が確認できる。噴流は正方形柱の上下に分流し、発振せず、常時この状態を維持する。分流した際の噴流の広がり角は、側壁があるため、 $D/b = 0$  と比べて狭い。(5)  $D/b = 10$  では、FFJN (Simple-type) 内に最大で 5 つの渦構造が存在する。正方形柱前方に発生する 2 つの渦構造は常に確認することができる。正方形柱後方には、エッジを通過する際の速度差から、2 つ或いは 3 つの渦構造を確認できる。発振周波数は、 $St \approx 4.5 \times 10^{-3}$  となる。(6)  $D/b = 20$  では、FFJN (Simple-type) 内に最大で 5 つの渦構造が存在する。正方形柱前方に発生する 2 つの渦構造は常に確認することができる。正方形柱後方には、エッジを通過する際の速度差から、2 つ或いは 3

つの渦構造を確認できる。発振周波数は、 $St \approx 6.0 \times 10^{-3}$ となる。

これらの結果より、以下の3点が結論づけられる。①噴流が発振しない場合には2パターンある。1つは、噴流が、正方形柱上下へ分流するパターン、もう1つは、噴流が片側へ偏向するパターンである。②噴流が発振する場合には、2パターンある。1つは、側壁が十分長い場合 ( $D/b \geq 15$ ) で、正方形柱前方に2つの渦構造が存在し、正方形柱後方にも2つの渦構造が存在する。もう1つは、側壁が短い場合 ( $D/b = 2.5-3.75$ ) で、正方形柱前方に2つの渦構造が存在し、正方形柱後方には、渦構造は発生しない。正方形柱エッジを通過する際の速度差から、新たな渦構造は発生するが、正方形柱後方へ進行せず、発生した渦構造は、正方形柱の上下に移動する。③ $D/b = 10$  は、噴流発振の遷移領域であり、発振する場合もあれば、発振しない場合もある。噴流が発振しない場合は、噴流は、正方形柱上下に分流する。噴流が発振する場合には、正方形柱前方に2つの渦構造が発生し、正方形柱後方にも2つの渦構造が発生する、側壁が十分長い場合と同様のフローパターンとなる。

#### 6.6. 後方平板が噴流の発振へ及ぼす影響について (後方平板効果)

これまで、FFJN (Simple-type) を利用した噴流の発振現象とそのフローパターンを研究した。その結果、正方形柱前方の2つの渦構造は、噴流が発振する際には、必ず存在しており、噴流の発振に必要な現象だと考える。しかしながら、正方形柱後方の2つの渦構造は、側壁が短い場合 ( $D/b = 2.5-3.75$ ) では存在せず、必須とは考えにくい。しかし、側壁が長い場合の2つの発振領域、 $D/b = 10$  と、 $D/b \geq 15$  を比較すると、正方形柱後方には、2つの渦構造が必ず発生し、フローパターンは同じだが、発振周波数が異なる。図 6.43 と図 6.44 (速度分布の生波形) をみると、 $D/b = 10$  の方が、発振周波数は低いことがわかる。この原因は、 $D/b = 10$  では、正方形柱後方の渦構造を生成するための側壁が短く、渦構造は発生した後、すぐに拡散することによるものと考えられる。そこで、正方形柱後方の渦構造が噴流の発振へ及ぼす原因を調べるため、正方形柱後方に後方平板を設置し、噴流発振との関係を研究する。この研究を我々は、後方平板効果に関する実験と呼んでいる。具体的には、正方形柱後方に、噴流が発振するために必要な領域を調べる実験である。図 6.48 に後方平板を設置した際の FFJN (Simple-type) の概略図を示す。後方平板には側壁と同じ  $t = 1.3 \times 10^{-2}$  [m] 厚のアクリルを用い、ノズル幅 (後方平板を設置した際の間隔) はノズル出口幅  $b = 1.2 \times 10^{-2}$  [m] と同様とする。

図 6.49 に、FFJN 流路幅  $B/b = 15$ 、正方形柱の大きさ  $c/b = 2.5$ 、ノズル出口から正方形柱までの距離  $d/b = 7$  におけるノズル出口から後方平板までの距離  $L/b$  と  $St$  の関係を示す。 $L/b = 28-40$  の範囲では、 $St$  は一定であり、 $St \approx 5.0-6.0 \times 10^{-3}$  である。この  $St$  の値は、後方平板を設置しない場合と同様であり、後方平板は、噴流の発振周波数へ影響を及ぼさない事が分かる。次に、 $L/b = 14-26$  の範囲では、 $St = 0$  であり、噴流は発振しない事が分かる。後方平板を設置したことで、正方形柱後方の渦構造の発達抑制され、ノズル出口から出た噴流は、正方形柱の存在により、上下方向へ分流した状態を維持する。次に、 $L/b = 12$  の際について

述べる。 $L/b = 12$  では、 $St$  は一定であり、 $St \approx 12.0 \times 10^{-3}$  となる。これは、 $L/b = 28-40$  の範囲における  $St \approx 5.0-6.0 \times 10^{-3}$  の約 2 倍である。正方形柱後方の渦構造は発生しないが、後方平板間の間隔に、縮流し、増速した流れが交互に流入し、その発振周波数は急激に上昇する。最後に、 $L/b < 12$  では、噴流は発振しない。 $L/b = 14-26$  と同様に、正方形柱後方の渦構造の発達が抑制され、ノズル出口から出た噴流は、正方形柱の存在により、上下方向へ分流した状態を維持する。なお、後方平板設置実験において、 $Re$  変化による  $St$  への影響は見られない。

### 6.7. おわりに

単純なフルイディック発振器の流速変動計測を UVP により行った。さらに、単純なフルイディック発振器内のフローパターンを PIV により明らかにした。得られた結果を以下にまとめる。

- (1) 噴流の安定発振領域への形状効果（流路幅、正方形柱寸法、正方形柱位置）を、 $Re$  効果やアスペクト比  $h/b$  効果とともに明らかにした。 $Re$  効果と  $h/b$  効果とは、それぞれ、 $Re > 200$  と  $h/b > 5$  とで無視できる。従って、今回のほとんどの実験は  $Re = 500$  かつ  $h/b = 10$  で行った。
- (2)  $St$  は  $10^{-3}$  のオーダーである。安定発振領域内で、 $St$  への  $Re$  の影響はほとんどない。
- (3) すべてのフローパターンは、三つのタイプ (P、NS、NA) に分類できる。タイプ P は、噴流の安定発振に関係している。交互に放出される渦構造とともに、正方形柱上流に常に二つの再循環領域が存在する。安定した噴流発振は、形状パラメータの単調な増減につれて生じる NA-P-NS 遷移上の一過程として現れる。
- (4) この NA-P-NS 遷移を支配する出来るだけ少数のパラメータを考えることにより、噴流の安定発振領域についての規範、つまり、 $3/2 \leq B/d \leq 4$  かつ  $1/10 \leq c/d \leq 2/5$  を得た。（この規範は、 $Re > 200$  で有効であるが、 $B/b > 50$  では更なる精度確認が求められる。）支配パラメータ  $B/d$  は、噴流の安定発振に不可欠と考えられる二つの再循環領域の形成空間に関連する。支配パラメータ  $c/d$  は、同様に噴流の安定発振に不可欠と考えられる噴流剪断層と正方形柱外縁との相対位置関係に関連する。
- (5) 噴流の安定発振のための  $Re$  下限界は、 $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 8$  で得られ、90 程度である。ちなみに、そのような低  $Re$  では、噴流発振は  $h/b$  に敏感であり、安定して発振させる為には、充分大きい  $h/b$  が要求される。

## 参考文献

- 1) 尾崎省太郎, 原美明, 純流体素子入門, 日刊工業新聞社, 東京, 1967.
- 2) Wilson, M. P., Coogan, C. H. and Southall, K., "Experimental Investigation of a Fluidic Volume Flowmeter," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 92, No. 1, pp. 139-142, 1970.
- 3) 和田力, 清水顕, "純流体素子における噴流の偏向", 計測自動制御学会論文集, Vol. 8, No. 2, pp. 155-163, 1972.
- 4) Tippets, J. R., Ng, H. K. and Royle, J. K., "A Fluidic Flowmeter," *Automatica*, Vol. 9, pp. 35-45, 1973.
- 5) Viets, H., "Flip-Flop Jet Nozzle," *AIAA Journal*, Vol. 13, No. 10, pp. 1375-1379, 1975.
- 6) 山崎弘郎, "流れの状態と流量計測法との関連についての横断的考察", 計測と制御, Vol. 18, No. 5, pp. 392-399, 1979.
- 7) 社河内敏彦, 加藤征三, "制御ポート, フィードバックループを必要としない新・フルイディック流量計", 計測自動制御学会論文集, Vol. 23, No. 3, pp. 308-310, 1987.
- 8) 山崎弘郎, 本田敏, "2次元噴流の振動による新しい流体発振器とその流量測定への応用", 計測自動制御学会論文集, Vol. 24, No. 10, pp. 1023-1028, 1988.
- 9) 山崎弘郎, "流体振動形流量計の最近の進歩", 計測と制御, Vol. 27, No. 2, pp. 147-154, 1988.
- 10) Yamasaki, H., Takahashi, A. and Honda, S., "A New Fluidic Oscillator for Flow Measurement," *Proceedings of FLUCOM*, Sheffield, pp. 16-20, 1988.
- 11) Shakouchi, T., "A New Fluidic Oscillator, Flowmeter, without Control Port and Feedback Loop", *Transactions of ASME, Journal of Dynamic Systems, Measurement and Control*, Vol. 111, pp. 535-539, 1989.
- 12) Morris, G. J., Jurewicz, J. T. and Palmer, G. M., "Gas-Solid Flow in a Fluidically Oscillating Jet," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 114, No. 2, pp. 362-366, 1992.
- 13) Raman, G., Hailye, M. and Rice, E. J., "Flip-Flop Jet Nozzle Extended to Supersonic Flows," *AIAA Journal*, Vol. 31, No. 6, pp. 1028-1035, 1993.
- 14) 池田英明, "制御ポートのないフルイディック流量計の発振現象の実験的解析", 日本機械学会通常総会講演会講演論文集, Vol. 71, No. 3, pp. 441-443, 1994.
- 15) Raman, G., Rice, E. J. and Cornelius, D. M., "Evaluation of Flip-Flop Jet Nozzle for Use as Practical Excitation Devices," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 116, No. 3, pp. 508-515, 1994.
- 16) 舟木治郎, 水野剛, 近藤正樹, 平田勝哉, "連結管流れに基づくフリップフロップジェットノズルの発振機構", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 65, No. 631, pp. 928-933, 1999.
- 17) Mi, J., Nathan, G. J. and Luxton, R. E., "Mixing Characteristics of a Flapping Jet from a Self-

- Exciting Nozzle,” *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol. 67, No. 1, pp. 1-23, 2001.
- 18) Raman, G. and Raghu, S., “Cavity Resonance Suppression using Miniature Fluidic Oscillators,” *AIAA Journal*, Vol. 42, No. 12, pp. 2608-2612, 2004.
  - 19) Gregory, J. W., Sullivan, J. P. and Raghu, S., “Visualization of Jet Mixing in a Fluidic Oscillator,” *Journal of Visualization*, Vol. 8, No. 2, pp. 169-176, 2005.
  - 20) Huang, R. F. and Chang, K. T., “Fluidic Oscillation Influences on V-Shaped Bluffbody Flow,” *AIAA Journal*, Vol. 43, No. 11, pp. 2319-2328, 2005.
  - 21) Priestman, G. H. and Boucher, R. F., “The Biased Laminar By-Pass Fluidic Flowmeter,” *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 127, No. 6, pp. 1199-1204, 2005.
  - 22) 鈴木俊雄, Steerman, D., “流体素子の自動車分野への応用ウインドウオシヤーノズル”, 自動車技術会学術講演会前刷集, No. 68-05, pp. 23-24, 2005.
  - 23) Priestman, G. H. and Boucher, R. F., “Smart Fluidic Meters for Simultaneous Measurement of Fluid Flowrate, Reynolds Number, Density and Viscosity,” *Journal of Chemical Engineering of Japan*, Vol. 39, No. 4, pp. 383-393, 2006.
  - 24) 舟木治郎, 松田裕之, 井上達哉, 谷川博哉, 平田勝哉, “フリップフロップジェットノズル内の周期流れの UVP 計測”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 73, No. 725, pp. 133-138, 2007.
  - 25) Gregory, J. W., Sullivan, J. P., Raman, G. and Raghu, S., “Characterization of the Microfluidic Oscillator,” *AIAA Journal*, Vol. 45, No. 3, pp. 568-576, 2007.
  - 26) Huang, R. F. and Chang, K. T., “Evolution and Turbulence Properties of Self-Sustained Transversely Oscillating Flow Induced by Fluidic Oscillator,” *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 129, No. 8, pp. 1038-1047, 2007.
  - 27) Yang, J. T., Chen, C. K., Tsai, K. J., Lin, W. Z. and Sheen, H. J., “A Novel Fluidic Oscillator Incorporating Step-Shaped Attachment Walls,” *Sensors and Actuators A: Physical*, Vol. 135, No. 2, pp. 476-483, 2007.
  - 28) Cerretelli, C. and Kirtley, K., “Boundary Layer Separation Control with Fluidic Oscillators,” *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 131, No. 4, pp. 041001-041001-9, 2009.
  - 29) Gregory, J. W., Gnanamanickam, E. P., Sullivan J. P. and Raghu, S., “Variable-Frequency Fluidic Oscillator Driven by a Piezoelectric Bender,” *AIAA Journal*, Vol. 47, No. 11, pp. 2717-2725, 2009.
  - 30) Hirata, K., Matoba, N., Naruse, T., Haneda, Y. and Funaki, J., “On the Stable-Oscillation Domain of a Simple Fluidic Oscillator,” *JSME Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 4, No. 3, pp. 623-635, 2009.
  - 31) Cerretelli, C., Wuerz, W. and Gharaibah, E., “Unsteady Separation Control on Wind Turbine Blades using Fluidic Oscillators,” *AIAA Journal*, Vol. 48, No. 7, pp. 1302-1311, 2010.
  - 32) Hirata, K., Inoue, T., Haneda, Y., Miyashita, N., Tanigawa, H. and Funaki, J., “On Dominant

- Oscillation Frequency of a Simplified Fluidic Oscillator,” *JSME Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 6, No. 4, pp. 534-547, 2011.
- 33) 梅田眞三郎, 飯島和明, 新村浩一, YANG, W. J., “菱形角柱群管路内でのポケット部の有無による流れの変化”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 75, No. 760, pp. 2464-2471, 2009.
- 34) Tesar, V., Zhong, S. and Rasheed, F., “New Fluidic-Oscillator Concept for Flow-Separation Control,” *AIAA Journal*, Vol. 51, No. 2, pp. 397-405, 2013.
- 35) Ostermann, F., Wozidlo, R., Nayeri, C. N. and Paschereit, C. O., “Phase-Averaging Methods for the Natural Flowfield of a Fluidic Oscillator,” *AIAA Journal*, Vol. 53, No. 8, pp. 2359-2368, 2015.
- 36) Metka, M. and Gregory, J. W., “Drag Reduction on the 25-deg Ahmed Model Using Fluidic Oscillators,” *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 137, No. 5, pp. 051108-051108-8, 2015.

付表・付図集 (第 6 章)

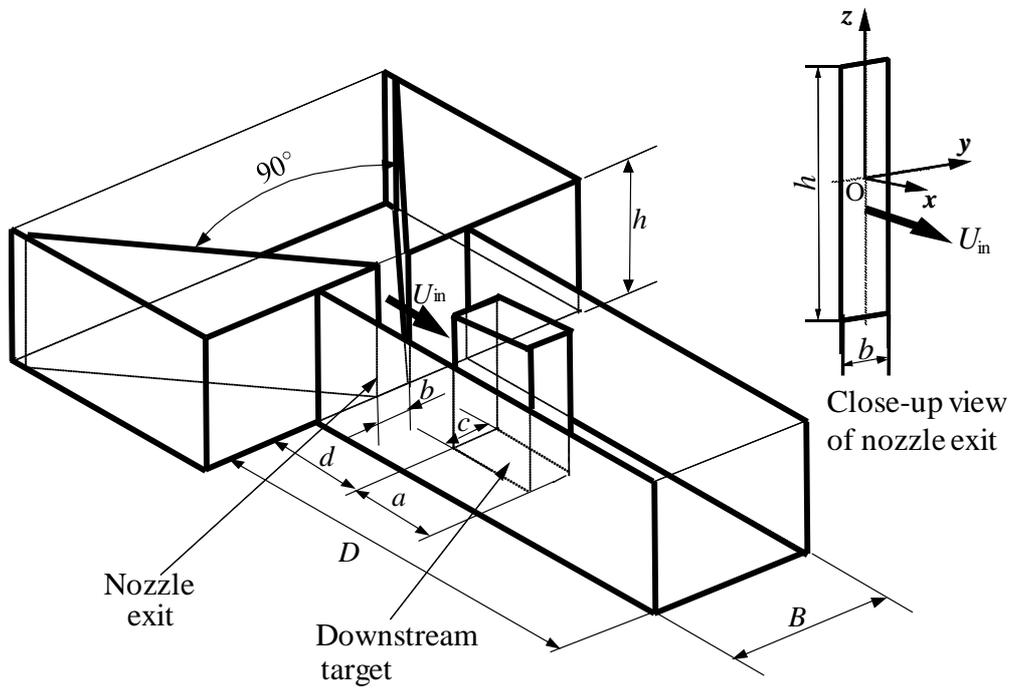
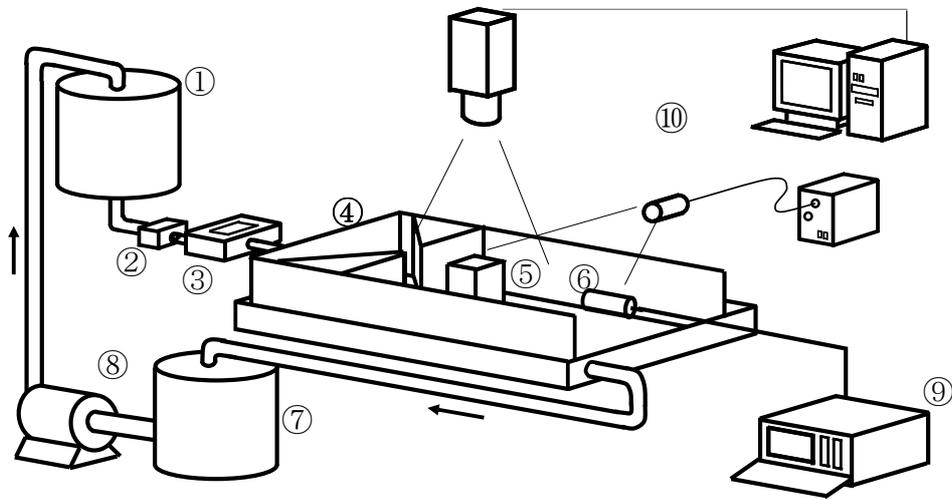


図6.1 Model: FFJN (Simple-type)

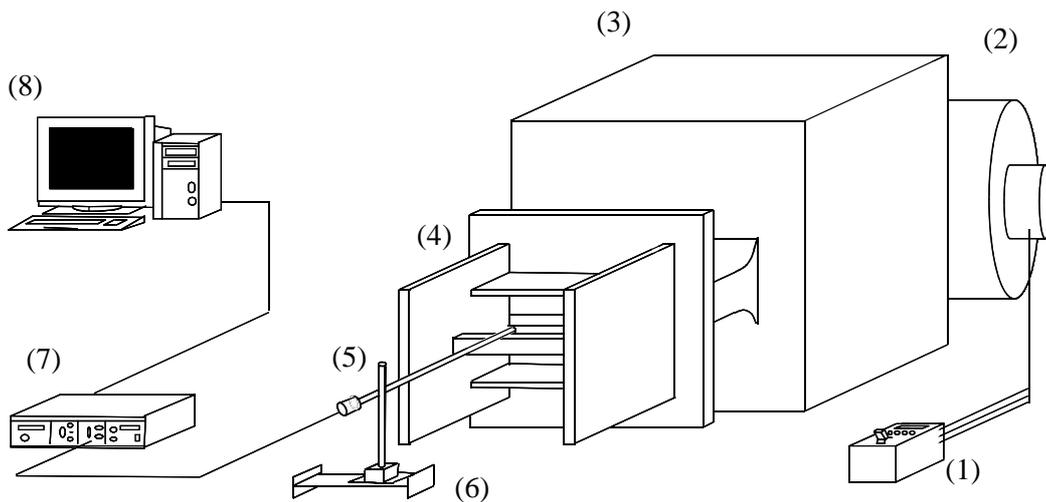
表6.1 実験パラメータ

|         | in water                     | in air             |
|---------|------------------------------|--------------------|
| $b$ [m] | 0.012                        | 0.0085             |
| $Re$    | 80 — 1000                    | 300 — 5000         |
| $a/b$   | 2.5 — 17.5                   | $= c/b$            |
| $B/b$   | 8 — 50                       | 15                 |
| $c/b$   | 1.0, 1.5, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0 | 1.5, 2.5, 3.0, 4.0 |
| $D/b$   | 50                           | 100                |
| $d/b$   | 5 — 11                       | 3 — 13             |
| $h/b$   | 10                           | 30                 |



- ① Main tank ; ② Valve ; ③ Flowmeter ; ④ Fluidic oscillator ; ⑤ Square cylinder ;  
 ⑥ Ultrasonic transducer ; ⑦ Subsidiary tank ; ⑧ Pump ; ⑨ UVP  
 ⑩ PIV system (High-speed video camera , PC , YAG laser)

図6.2 実験装置 (水)



- ① inverter; ② blower; ③ chamber; ④ fluidic oscillator; ⑤ hot-wire probe and  
 supporting rod; ⑥ traverser; ⑦ hot-wire anemometer; ⑧ PC.

図6.3 実験装置 (空気)

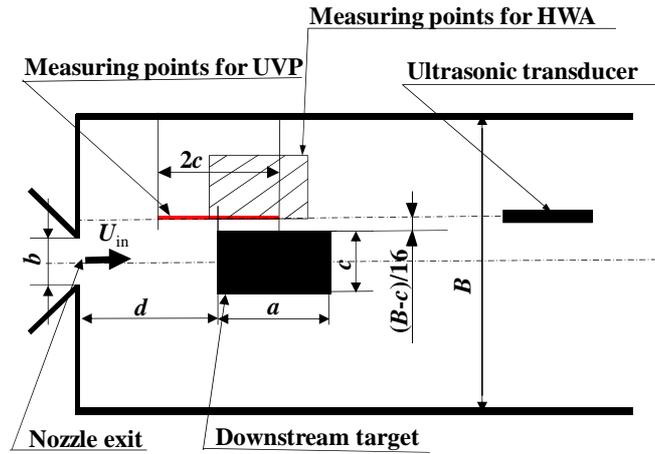


図6.4 噴流発振の計測位置 ( $z = 0$ )

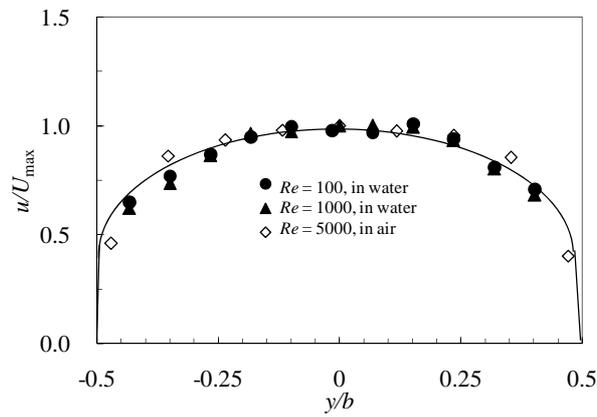


図6.5 ノズル出口での流速分布 ( $x = 0, z = 0$ )

●水 ( $Re = 100$ )、▲水 ( $Re = 1000$ )、◇空気 ( $Re = 5000$ )

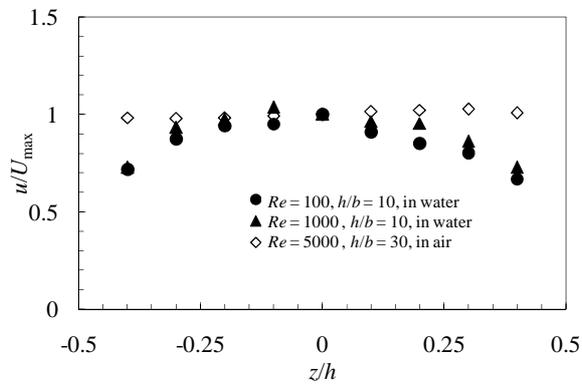
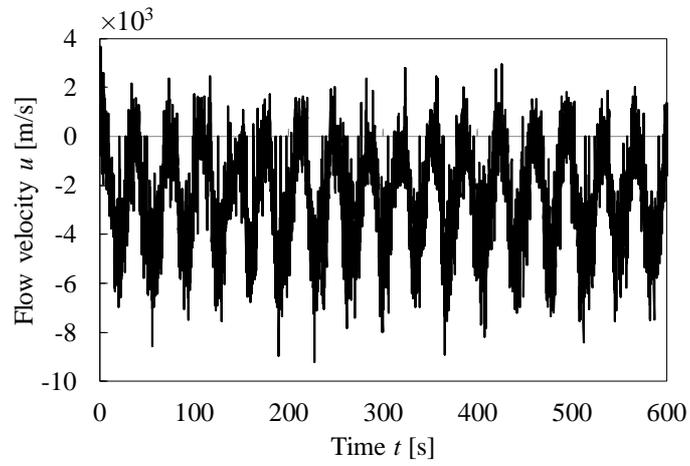
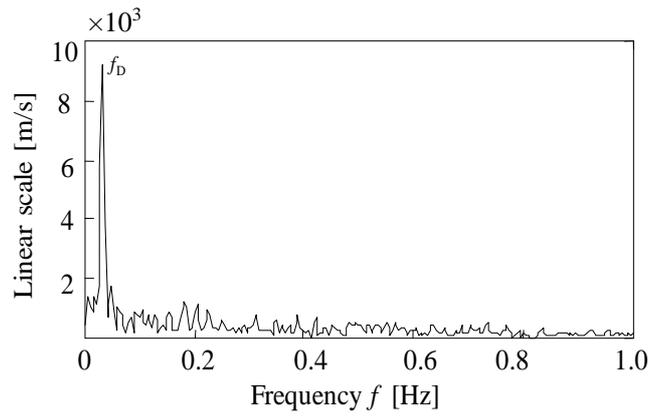


図6.6 ノズル出口での流速分布 ( $x = 0, y = 0$ )

●水 ( $Re = 100$ )、▲水 ( $Re = 1000$ )、◇空気 ( $Re = 5000$ )

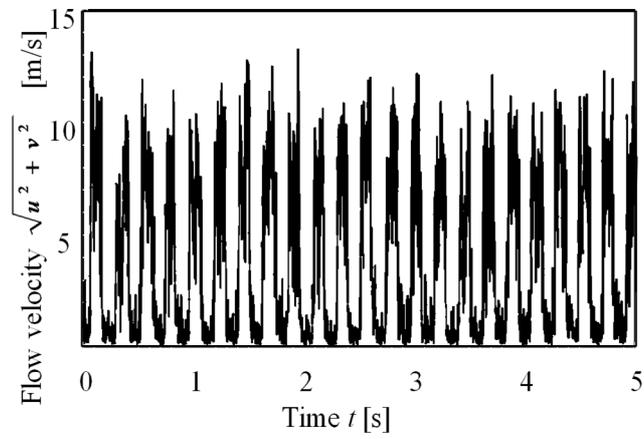


(a) Time history

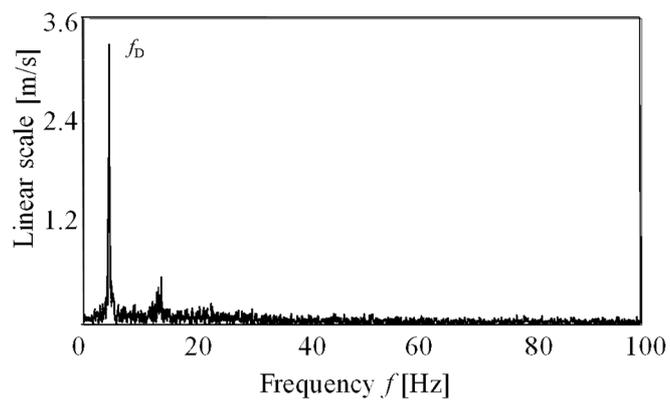


(b) Spectrum

図6.7 流速の時系列波形及びスペクトル：水  
( $Re = 500$ 、 $a/b = 2.5$ 、 $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 9$ )



(a) Time history



(b) Spectrum

図6.8 流速の時系列波形及びスペクトル：空気  
( $Re = 5000$ 、 $a/b = 2.5$ 、 $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ )

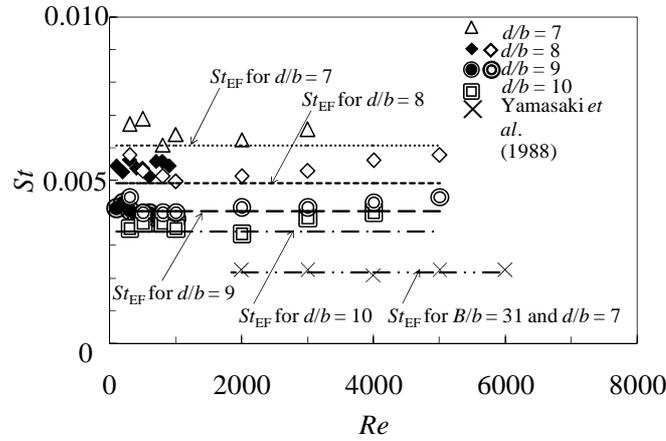


図6.9  $St-Re$  の関係：水と空気 ( $a/b = 2.5$ 、 $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ )

(中実印：水、中空印：空気)

{ $\times$ ：山崎ら (文献(9)) の結果 ( $a/b = 2.5$ 、 $B/b = 31$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 10$ )}

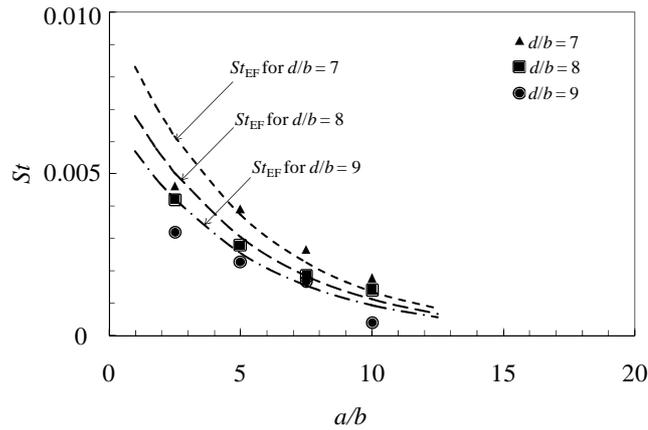


図6.10  $St$  と  $a/b$  の関係：水 ( $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $Re = 500$ )

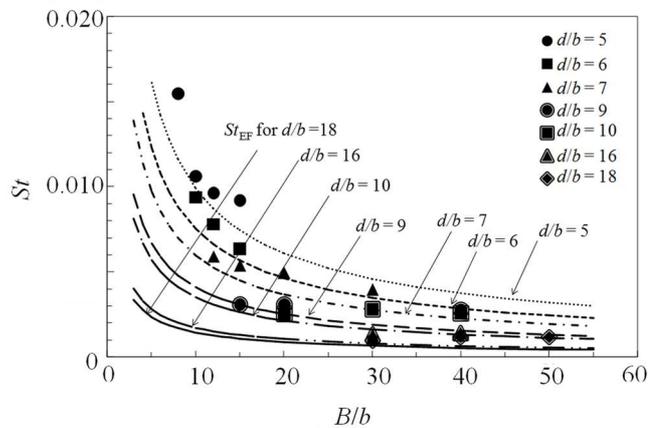


図6.11  $St$  と  $B/b$  の関係：水 ( $a/b = 2.5$ 、 $c/b = 1.5$ 、 $Re = 500$ )

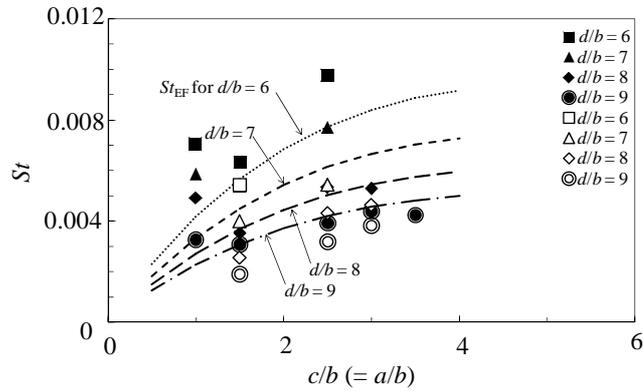


図6.12  $St$  と  $a/b$  の関係 : 水と空気 ( $a/b = c/b$ ,  $B/b = 15$ ,  $Re = 500$ )  
(中実印 : 水、中空印 : 空気)

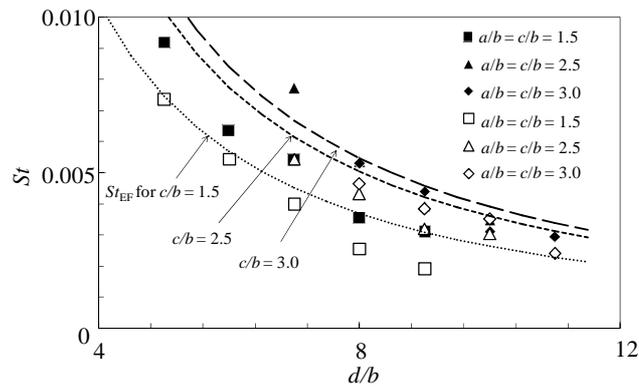


図6.13  $St$  と  $d/b$  の関係 : 水と空気 ( $a/b = c/b$ ,  $B/b = 15$ ,  $Re = 500$ )  
(中実印 : 水、中空印 : 空気)

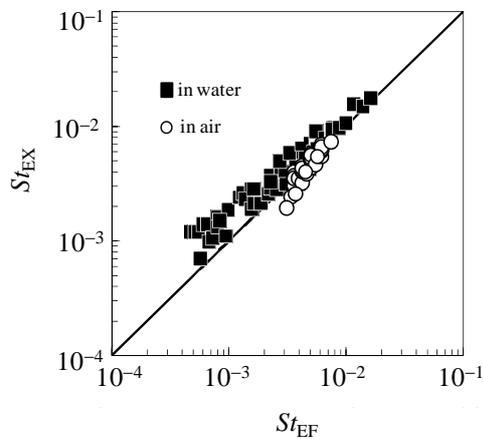


図6.14 相関図 : 水と空気 (■ : 水、○ : 空気)

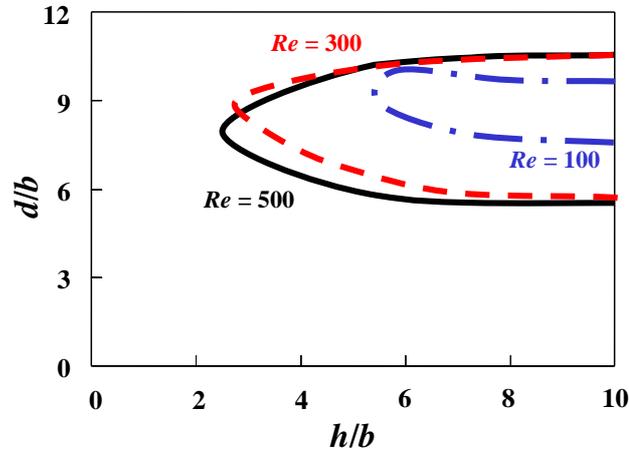


図6.15 発振領域図：水 ( $h/b$ - $d/b$  平面  $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $Re = 500$ )

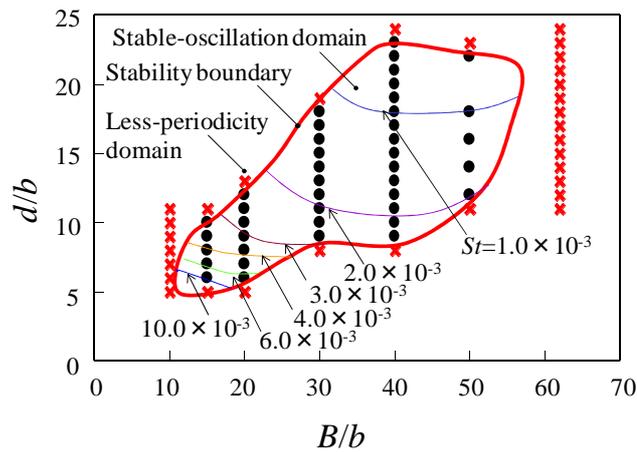


図6.16 発振領域図：水 ( $B/b$ - $d/b$  平面  $a/b = c/b = 2.5$ 、 $Re = 500$ )

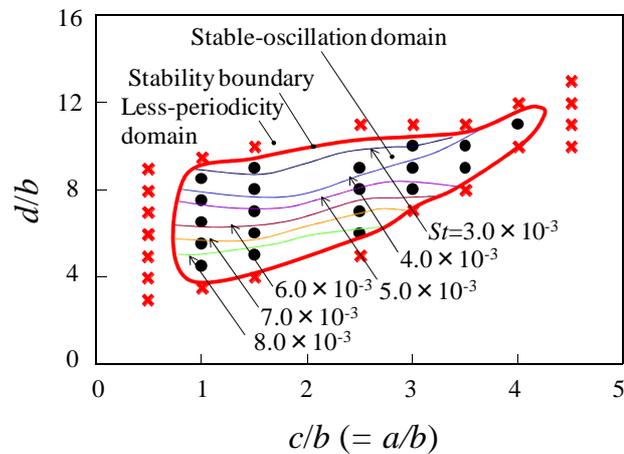


図6.17 発振領域図：水 ( $c/b$ - $d/b$  平面  $B/b = 15$ 、 $Re = 500$ )

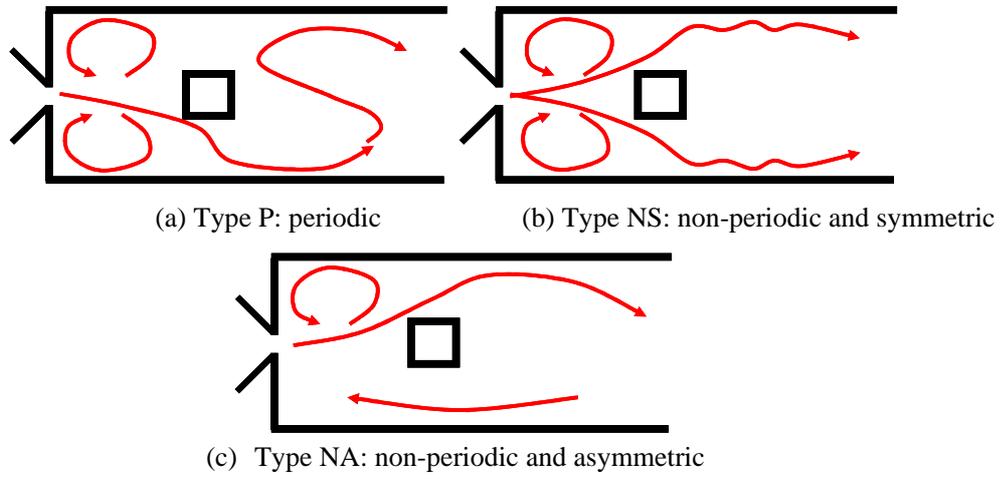


図6.18 三種類のフローパターン

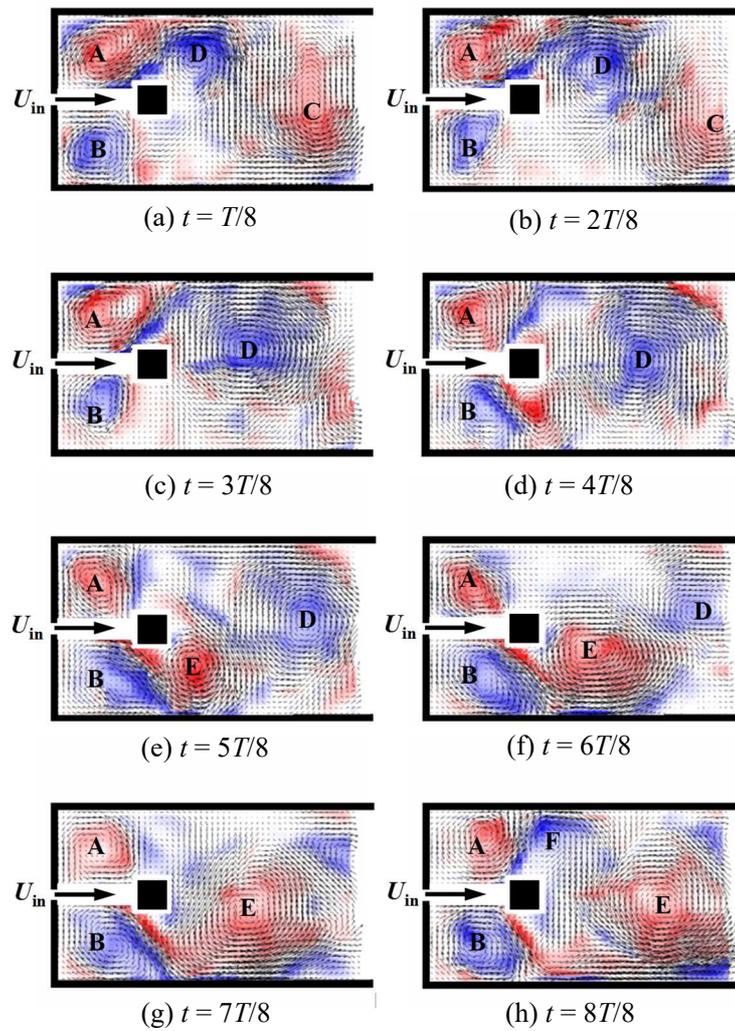


図6.19 Type: P 速度ベクトル及び温度分布 ( $B/b = 15$ ,  $c/b = 2.5$ ,  $d/b = 9$ ,  $Re = 500$ )

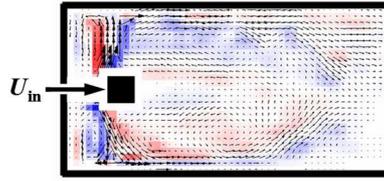


図6.20 Type: NS 速度ベクトル及び渦度分布  
( $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 4$ 、 $Re = 500$ )

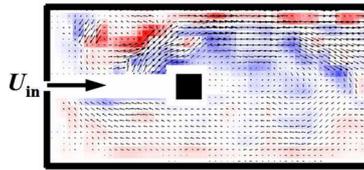


図6.21 Type: NA 速度ベクトル及び渦度分布  
( $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 12$ 、 $Re = 500$ )

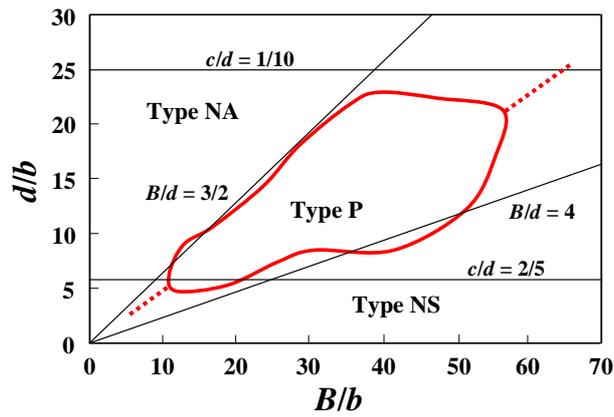


図6.22 フローパターンとその境界 ( $B/b$ - $d/b$  平面、 $c/b = 2.5$ 、 $Re = 500$ )

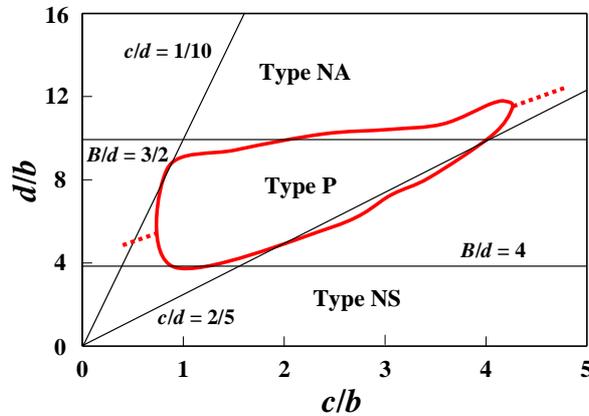


図6.23 フローパターンとその境界 ( $c/b$ - $d/b$  平面、 $B/b = 15$ 、 $Re = 500$ )

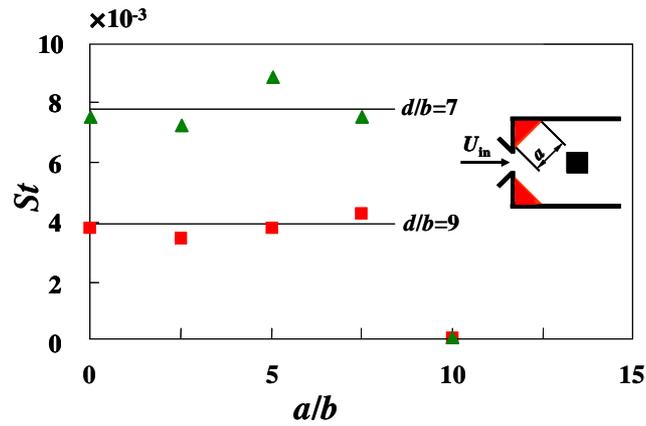


图6.24  $a/b$  效果 ( $a/b-St$  平面、 $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $Re = 500$ )

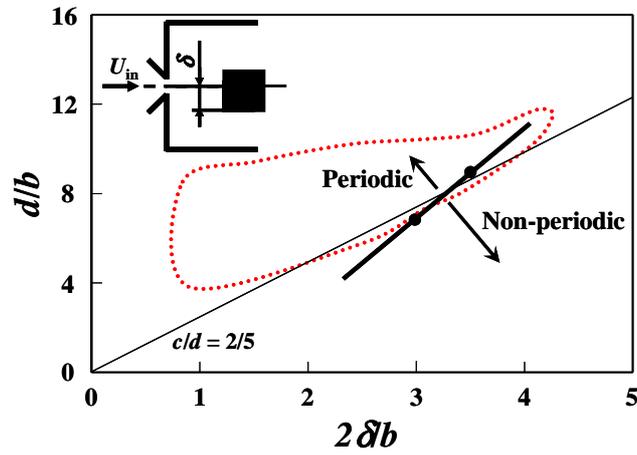


图6.25  $\delta$  效果 ( $c/b-d/b$  平面、 $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $Re = 500$ )

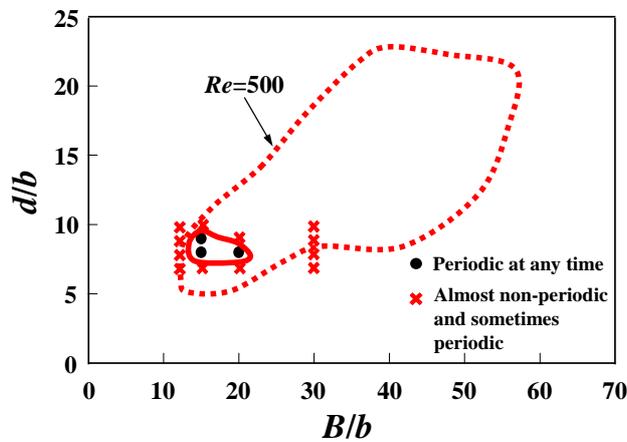


图6.26 発振領域図 ( $B/b-d/b$  平面、 $c/b = 2.5$ 、 $Re = 100$ )

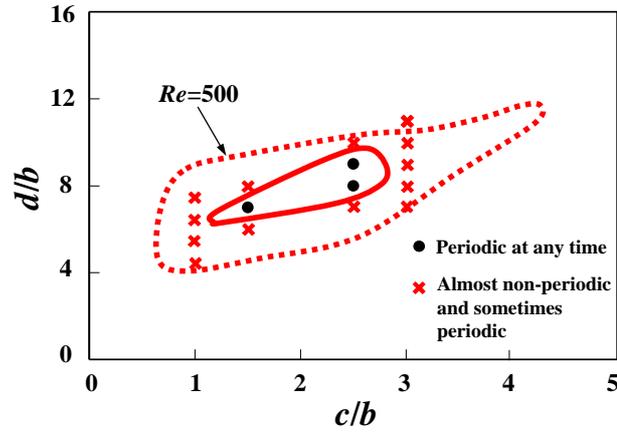


図6.27 発振領域図 ( $c/b$ - $d/b$  平面、 $B/b = 15$ 、 $Re = 100$ )

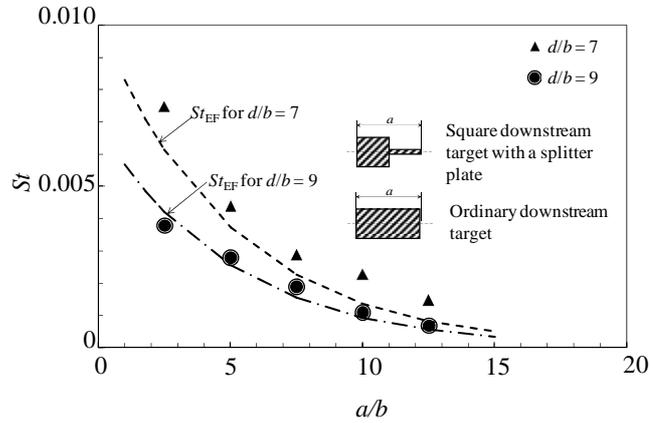


図6.28 正方形柱後方の長さ  $a/b$  と  $St$  の関係 ( $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ 、 $Re = 500$ )

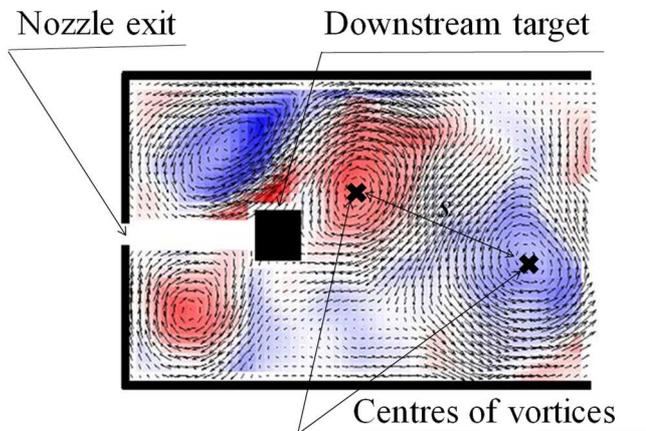


図6.29 渦スケール  $s$  の定義

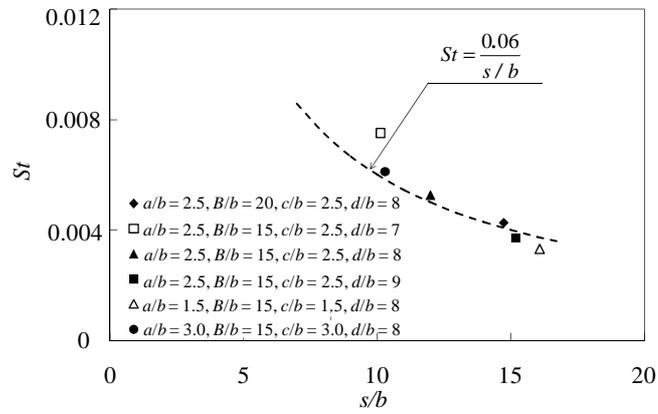


図6.30 無次元化された渦スケール  $s/b$  と  $St$  の関係

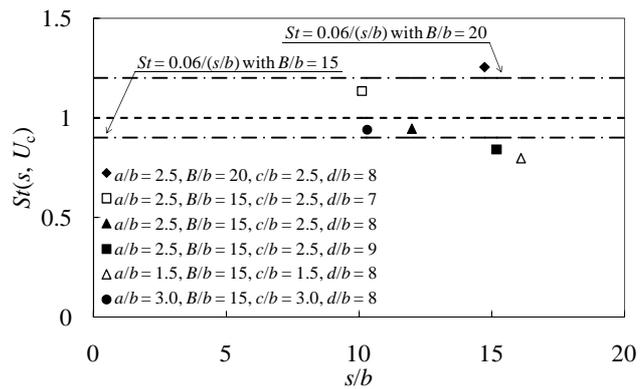


図6.31 無次元化された渦スケール  $s/b$  と  $St (s, U_c)$  の関係

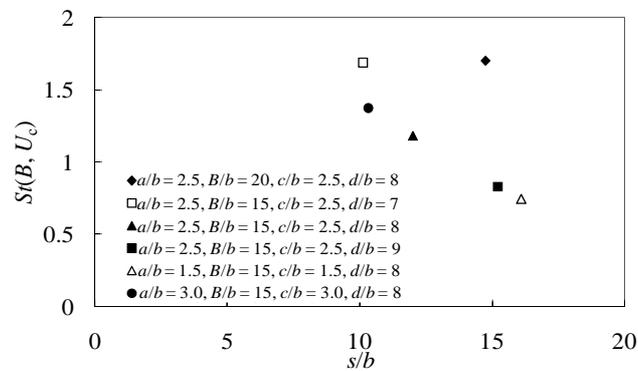


図6.32 無次元化された渦スケール  $s/b$  と  $St (s, U_c)$  の関係

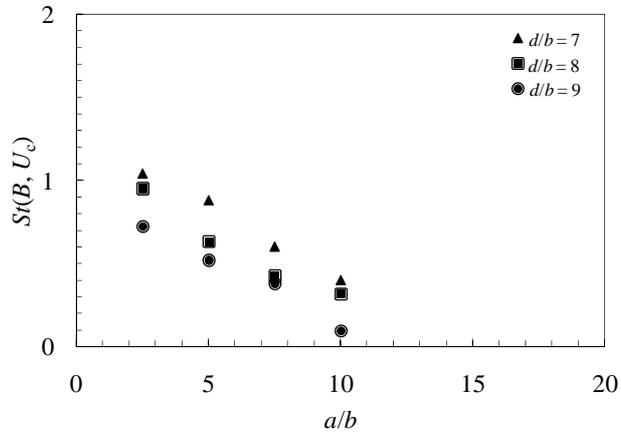


図6.33  $a/b$  と  $St(B, U_c)$  の関係

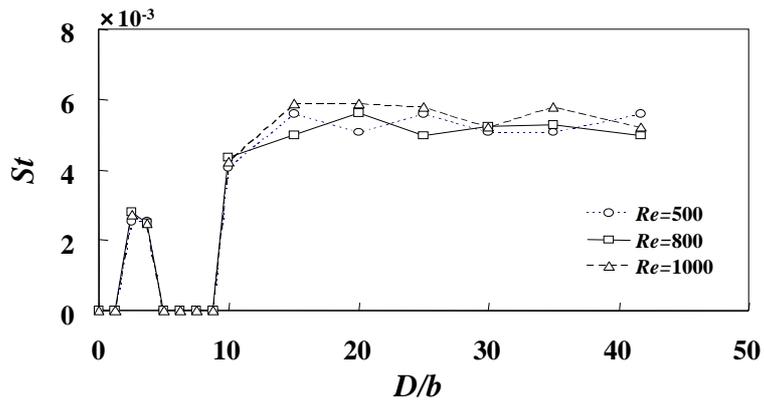


図6.34  $D/b$  に関する  $Re$  の影響 ( $D/b$ - $St$  平面、 $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ )

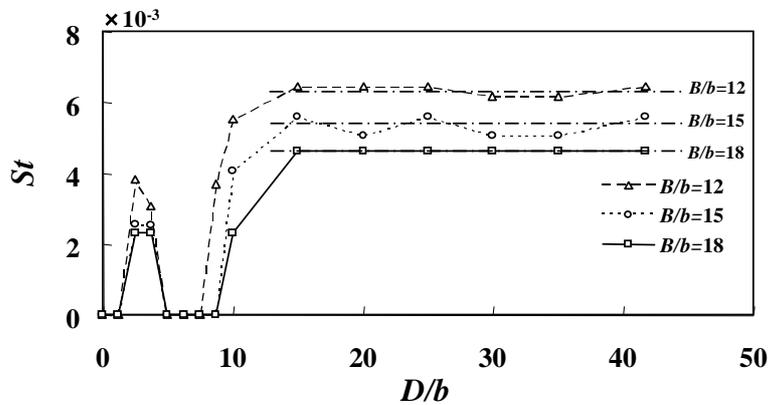


図6.35  $D/b$  に関する  $B/b$  の影響 ( $D/b$ - $St$  平面、 $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ 、 $Re = 500$ )

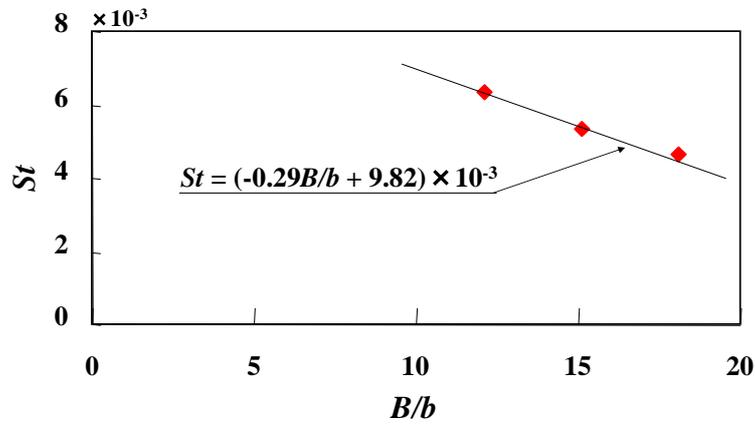


図6.36  $D/b$  に関する  $B/b$  の影響と近似式 ( $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ 、 $D/b \geq 15$ 、 $Re = 500$ )

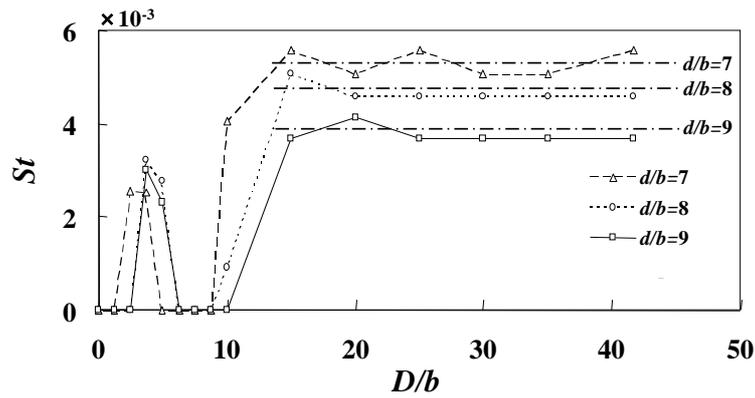


図6.37  $D/b$  に関する  $d/b$  の影響 ( $D/b$ - $St$  平面、 $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $Re = 500$ )

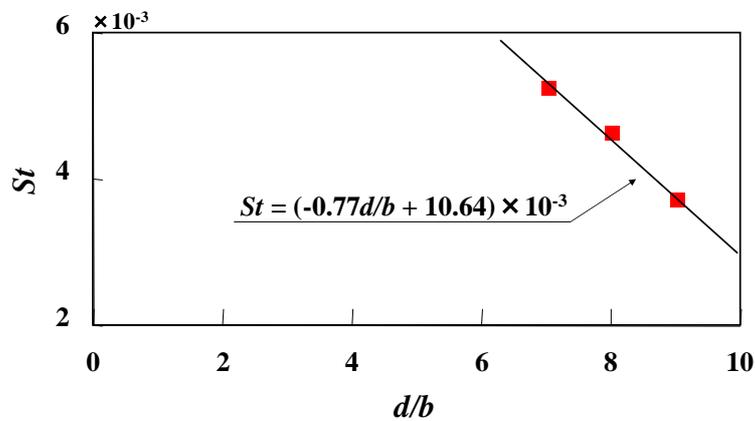


図6.38  $D/b$  に関する  $d/b$  の影響 ( $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $D/b \geq 15$ 、 $Re = 500$ )

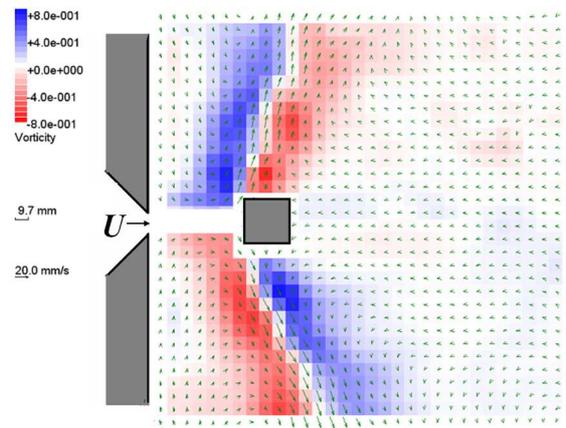


図6.39  $D/b = 0.0$  速度ベクトル及び渦度分布 ( $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ 、 $Re = 1000$ )

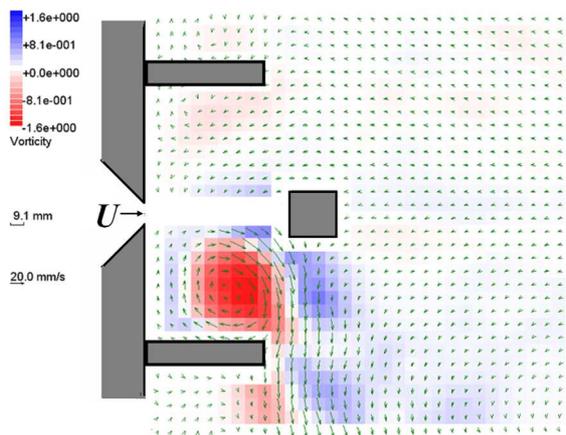


図6.40  $D/b = 5.0$  速度ベクトル及び渦度分布 ( $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ 、 $Re = 1000$ )

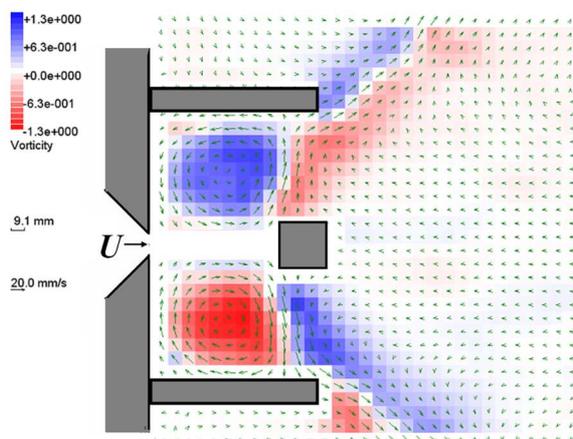
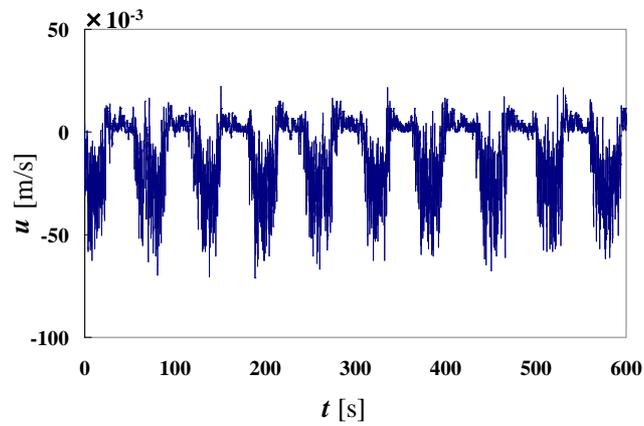
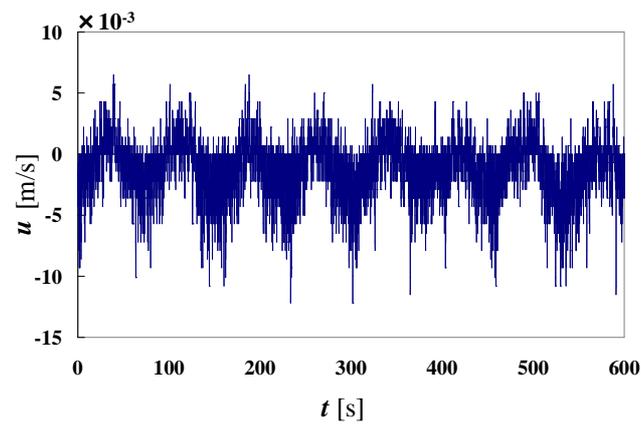
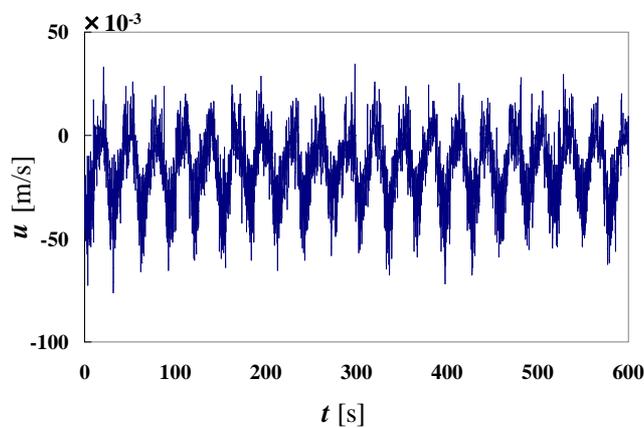


図6.41  $D/b = 8.8$  速度ベクトル及び渦度分布 ( $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ 、 $Re = 1000$ )

図6.42  $D/b = 3.75$  の流速分布 ( $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ 、 $Re = 1000$ )図6.43  $D/b = 10$  の流速分布 ( $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ 、 $Re = 1000$ )図6.44  $D/b = 30$  の流速分布 ( $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ 、 $Re = 1000$ )

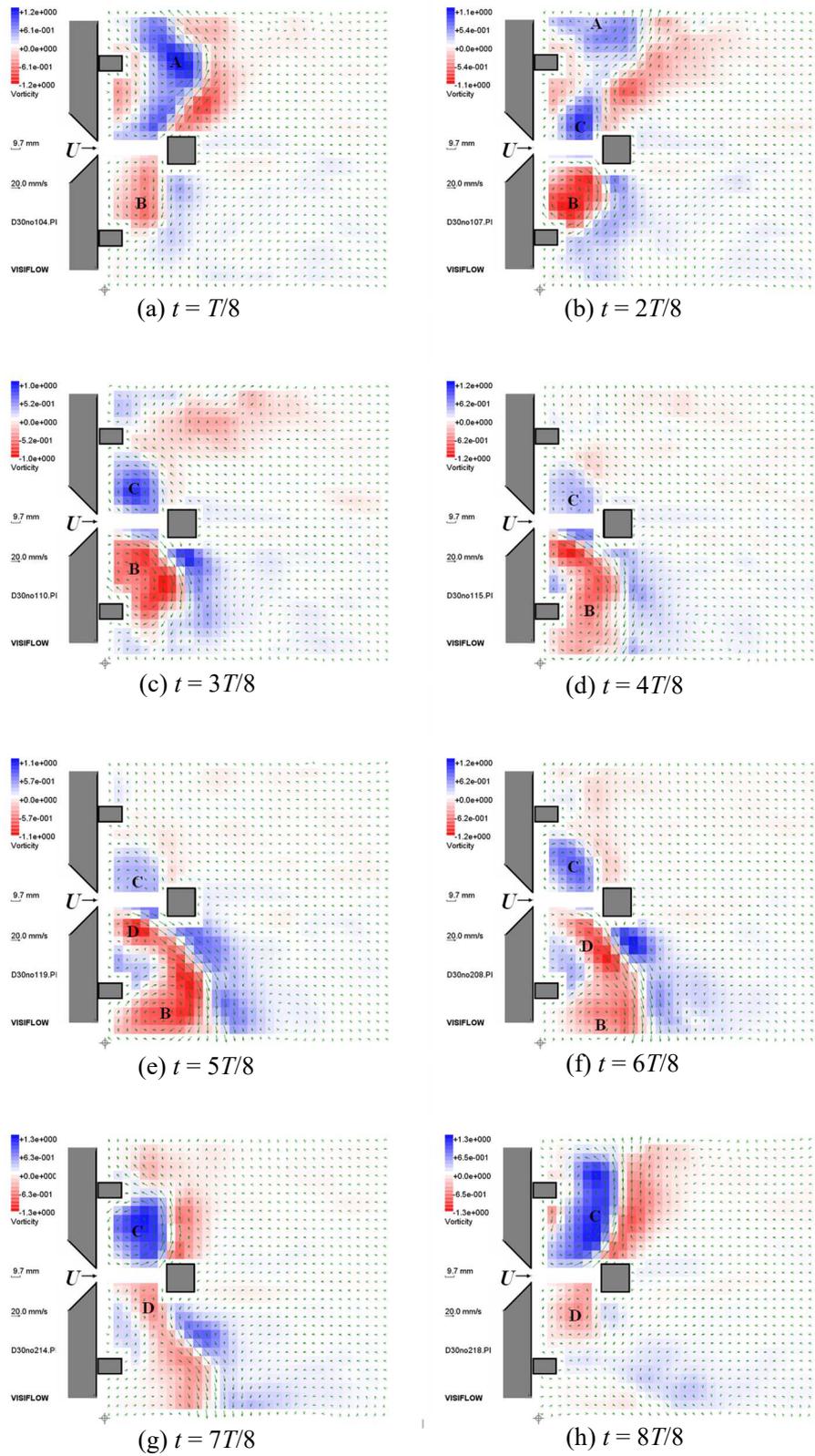


図6.45  $D/b = 2.5$  の速度ベクトル及び渦度分布 ( $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ 、 $Re = 1000$ )

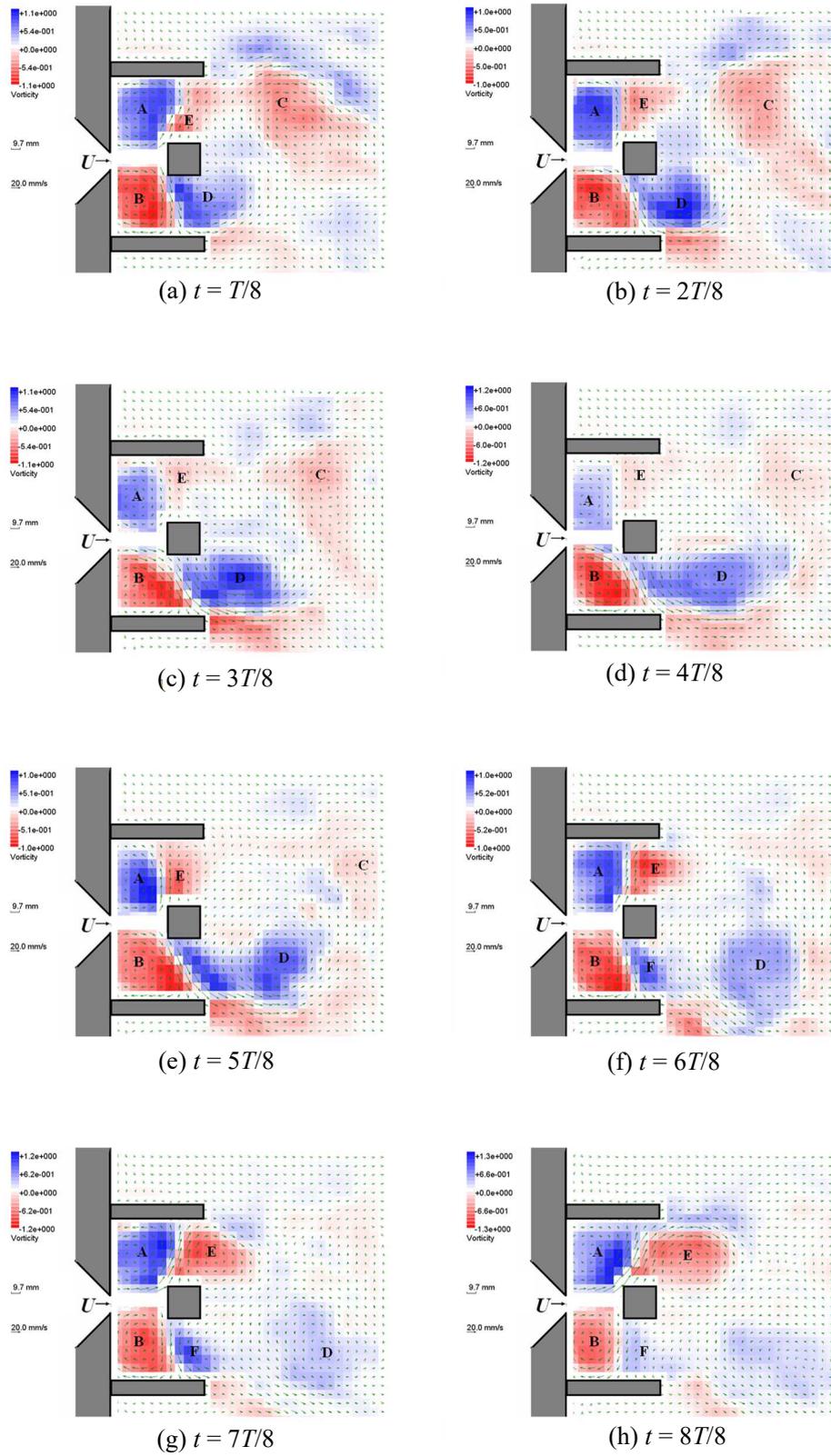


図6.46  $D/b = 10$  の速度ベクトル及び渦度分布 ( $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ 、 $Re = 1000$ )

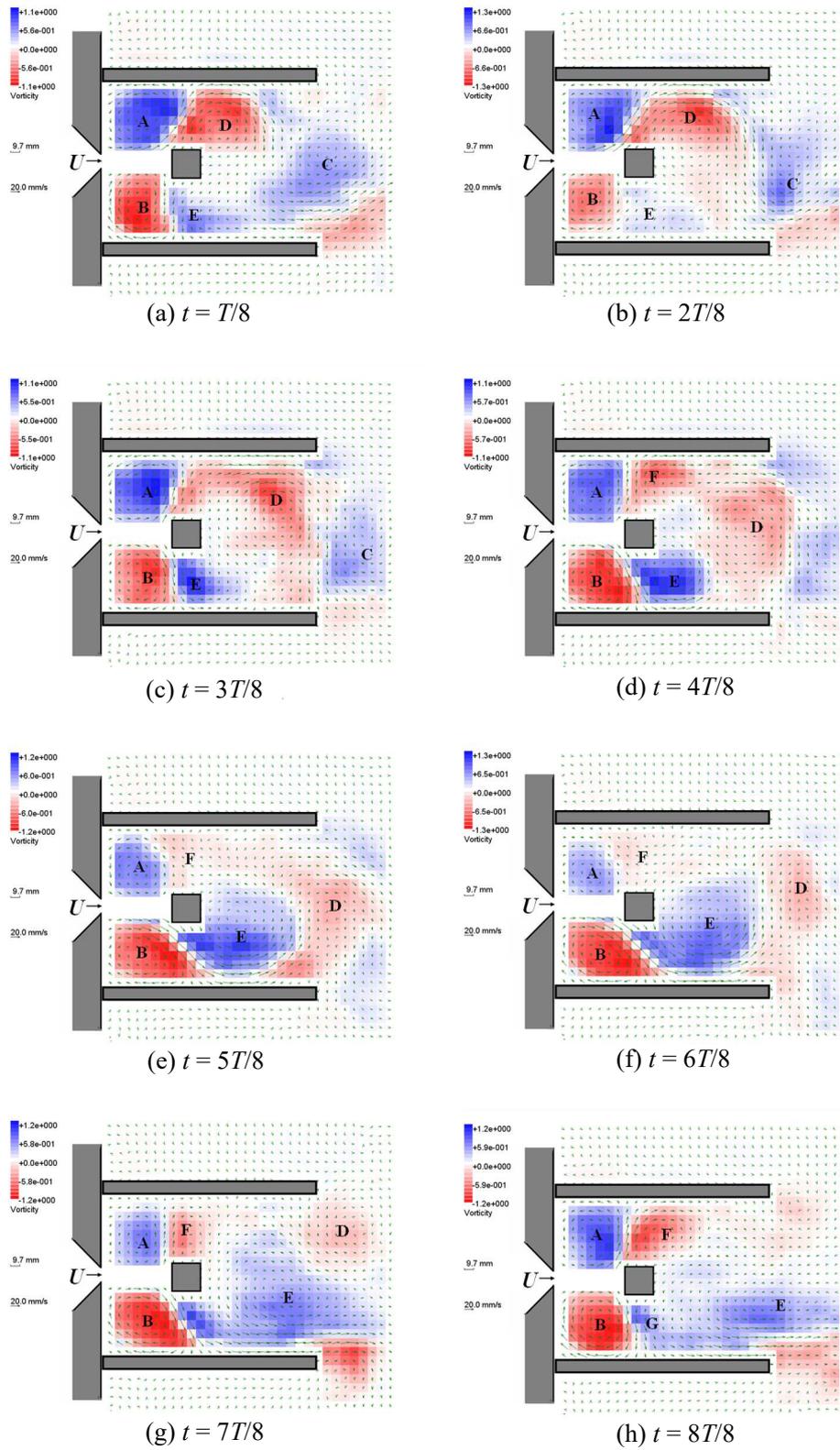


図6.47  $D/b = 20$  の速度ベクトル及び渦度分布 ( $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ 、 $Re = 1000$ )

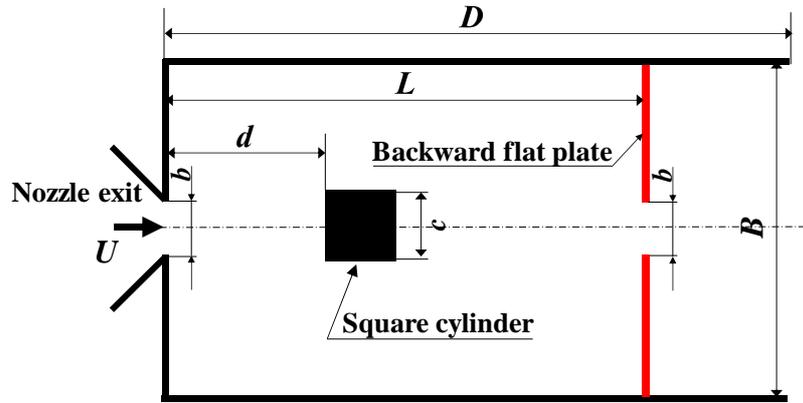


図6.48 後方平板の設置位置について

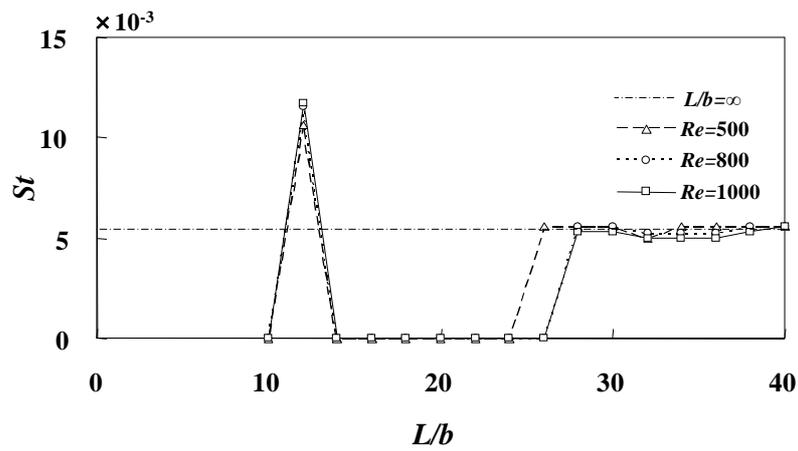


図6.49 後方平板  $L/s$  と発振周波数  $St$  の関係 ( $B/b = 15$ 、 $c/b = 2.5$ 、 $d/b = 7$ 、 $D/b = 40$ )

## 第7章 結言

本論文は、“地面効果を有する流れとその制御に関する研究”をまとめたものである。地面効果に関する研究を実施するために、同志社大学所有風洞設備にムービングベルトを開発・導入し、その精度の検証を行った。そして、最も基礎的な形状の平板周りの地面効果、及び、走行模型を用いて単独走者の抗力、随伴走者の抗力低減率等を調べた。さらに、鉄道総合技術研究所の職員時代に行っていた研究課題である、列車横風問題から、地表面付近を走行する物体（地面効果を有する物体）に対し、流体制御の必要性を感じ、その流体制御手法（FFJN）を提案した。FFJNは、FFJN（Conventional-type）、FFJN（Single-port-conventional-type）、FFJN（Simple-type）の3種類を用いた。FFJN（Conventional-type）、FFJN（Single-port-conventional-type）では、形状パラメータと噴流の発振周波数の関係性、噴流の発振に最も影響を及ぼす普遍量  $J_p$  を導いた。FFJN（Simple-type）では、形状パラメータと噴流の発振周波数の関係性を調べた。また、その挙動を明瞭にするため、作動流体として空気以外に水も用いた。各章で述べた事項ならびに得られた結論は以下の通りである。

第1章では、本論文の研究分野である、“地面効果”に関して、その歴史と背景について述べた。“地面効果”を利用した例としては、1920年代頃、ロシアで開発された実用機エクラノプランが有名である。現在は、供試体を翼から円柱等に広げ、鹿野らによって、円柱に関する地面効果に関する研究が報告されている。著者らは、簡易な形状である平板を用いて、その地面効果を調べる事とした。具体的な解析手法は、平板後流の  $St$ 、運動量欠損、スモークワイヤー法による可視化を行った。さらに、地表面付近を走行する物体に対する流体制御の必要性、地面効果に関する流体制御（FFJN）についても論じ、その有用性を述べた。

第2章では、ムービングベルト上に設置された平板周りの流れに関する研究成果を示した。ここで、“地面効果”とは、物体近くに存在する壁面が、物体へ及ぼす影響の総称である。（文献では、抗力の低下、揚力の上昇を地面効果と呼ぶものが多い。）本研究を行うにあたり、地面を動かす移動地面法を用いて試験する必要があるため、ムービングベルトを開発した。ムービングベルトの開発には、(株)童夢にお世話になった。ムービングベルトの特性試験では、ムービングベルトの滑り試験、振動試験、ムービングベルト上の流速分布、乱れ強さの計測を行い、十分な性能を有している事を確認した。つまり、境界層吸気およびムービングベルトを回転させる事により、速度欠損が5%以内、乱れ強さも主流乱れと同様の値となった。そこで、開発されたムービングベルト上に平板を設置し、平板後流の  $St$  を計測した。その結果、地面高さ  $h/c=0.2$  付近で、 $St$  は上昇し、地面の影響が顕著に表れる事が分かった。その際の流れ場をスモークワイヤー法により可視化したが、平板と地面の間の渦の発生周期の短い様子が確認でき、熱線流速計により測定した、流速変動から算出した、 $St$  の結果と一致した。

第3章では、ムービングベルト上に設置された陸上走者周りの流れに関する空力特性の研究成果について示した。まず、固定地面板法と移動地面板法による単独走者の空気抵抗の差を定量的に明らかにした。次に、二者走行時、随伴走者の抗力軽減が著しい走行隊形を、計測した空気抵抗に基づき明らかにした。二者走行時、先導走者の後方範囲において、単独走行時の75%程度の空気抵抗軽減が期待できる領域のある事が分かった。また、最大では、単独走行時の90%程度の空気抵抗軽減が期待できる事も分かった。なお、固定地面板法と移動地面板法を比較すると、二者走行時の結果は、単独走行時の結果よりも差が顕著となる。さらに、今回の実験では、走者の三つの姿勢での平均流体力を考えた。この近似は、相對運動の小さい上半身には適当であろうが、相對運動の大きい肢体（特に先端部）には検討の余地が残り、将来の解明が望まれる。

第4章では、FFJN (Conventional-type) の研究成果を示した。まず最初に、FFJN の発振周波数  $St$  の実験結果から、その経験公式を導いた。次に、噴流の発振周波数を決定づける普遍量の選定のため、連結管内の流速、圧力を4次のルンゲクッタ法を用いて近似し、運動量、運動エネルギー、圧力仕事の時間積分値を定義し、議論した。その結果、圧力仕事（質量流れ）を考える事が最も合理的であることがわかった。つまり、圧力仕事の時間積分値  $J_P$  の無次元値  $J_P^*$  がある値  $(J_P^*)_{UNV}$  に達すると噴流は切り換わる事がわかった。さらに、 $(J_P^*)_{UNV}$  は、形状パラメータに依らず、 $Re$  のみの関数として与えられる事も分かった。

第5章では、第4章でのFFJN (Conventional-type) の片側を閉じた、FFJN (Single-port-conventional-type) の研究成果を示した。FFJN (Single-port-conventional-type) の試験を行った理由は、未だ解決されていない課題として、噴流付着側の連結管からの流入流れ、もしくは、噴流非付着側の連結管への流出流れのどちらが、噴流の発振へより支配的な影響を及ぼすのかとの疑問等が残ったためである。その結果、FFJN (Single-port-conventional-type) での噴流の発振においても、第4章と同様に、圧力仕事  $J_P$  が噴流の発振を議論する上で最も合理的なパラメータである事が分かった。更に、FFJN (Conventional-type) の切り換え機構を考える時、噴流が付着していない側の諸条件は、噴流の切り換えにはそれほど大きな影響を与えておらず、主に噴流付着側の条件のみによって、発振機構を議論出来る可能性があることがわかった。

第6章では、FFJN (Simple-type) での研究成果を示した。FFJN (Conventional-type) との相違は、連結管の有無、ノズル出口後方での障害物（FFJN (Simple-type) では、正方形柱、もしくは長方形柱を用いている）の有無である。今後の更なるFFJN の応用を考えれば、より簡易な形状のFFJN (Simple-type) の方が、動作が安定し、より安価で製作可能である事などから、将来性はあるといえよう。そこで、FFJN (Simple-type) では、作動流体を水とし

た場合の実験も行い（作動流体を水にした場合、流れ場の可視化が空気より簡易に出来る等の利点がある）、その発振メカニズムをさらに詳細に調べる事とした。単純なフルイディック発振器の流速変動計測は、UVPにより行った。さらに、単純なフルイディック発振器内のフローパターンをPIVにより明らかにした。噴流の安定発振領域への形状効果（流路幅  $B$ 、正方形柱寸法  $c$ 、正方形柱位置  $d$ ）を、 $Re$  効果やアスペクト比  $h/b$  効果とともに明らかにした。（ $b$  はノズル出口幅、 $h$  はFFJN高さを示す。） $Re$  効果と  $h/b$  効果とは、それぞれ、 $Re > 200$  と  $h/b > 5$  とで無視できる。従って、今回のほとんどの実験は  $Re = 500$  かつ  $h/b = 10$  で行った。形状効果は、流路幅  $B$  が広いほど、正方形柱寸法  $c$  が小さいほど、正方形位置  $d$  が噴流出口から遠いほど、噴流の発振周波数は低下する結果となった。なお、 $St$  は  $10^{-3}$  のオーダーである。次に安定発振領域について調べた。安定発振領域内で、 $St$  への  $Re$  の影響はほとんどない。すべてのフローパターンは、三つのタイプ（P、NS、NA）に分類できる。タイプPは、噴流の安定発振に関係している。交互に放出される渦構造とともに、正方形柱上流に常に二つの再循環領域が存在する。安定した噴流発振は、形状パラメータの単調な増減につれて生じるNA-P-NS遷移上の一過程として現れる。このNA-P-NS遷移を支配する出来るだけ少数のパラメータを考えることにより、噴流の安定発振領域についての規範、つまり、 $3/2 \leq B/d \leq 4$  かつ  $1/10 \leq c/d \leq 2/5$  を得た。（この規範は、 $Re > 200$  で有効であるが、 $B/b > 50$  では更なる精度確認が求められる。）支配パラメータ  $B/d$  は、噴流の安定発振に不可欠と考えられる二つの再循環領域の形成空間に関連する。支配パラメータ  $c/d$  は、同様に噴流の安定発振に不可欠と考えられる噴流剪断層と正方形柱外縁との相対位置関係に関連する。噴流の安定発振のための  $Re$  下限界は、 $B/b \approx 15$ 、 $c/b \approx 2.5$ 、 $d/b \approx 8$  で得られ、90程度である。ちなみに、そのような低  $Re$  では、噴流発振は  $h/b$  に敏感であり、安定して発振させる為には、充分大きい  $h/b$  が要求される。更に、FFJNの小型化を目的に、FFJN (Simple-type) の側壁長さ  $D$  に関する形状効果試験も行い、側壁が十分短い領域 ( $D/b = 2.5$ ) でも、噴流は発振することが分かった。これは、FFJN (Simple-type) が、より省スペースで利用可能なことを示しており、有用な結果となった。

第7章（本章）は、本論文のまとめを各章ごとに示した。要約すると、本論文では、風洞試験において、地面効果を論じる場合、ムービングベルト装置は、必要不可欠な装置であることが分かった。また、平板高さ  $h/c = 0.2$  付近で、 $St$  は上昇し、地面の影響が顕著に表れることが分かった。陸上走者に関する風洞試験では、空気抵抗低減に関する有効な隊列を把握する事ができた。さらに、地面効果に関する流体制御として、FFJN (Conventional-type)、FFJN (Simple-type) と噴流発振周波数の関係を詳細に調べた。そして、地面効果を有する物体に、FFJNは有効な流体制御技術である事を示唆した。流体制御としての応用は、連結管の無い、より形状の簡易なFFJN (Simple-type) が有効であろう。今後は、地面効果を有する物体と、FFJN (Simple-type) を組み合わせた風洞試験を行い、その効果を深く検証する。

## 謝辞

本研究論文の執筆に際し、懇切丁寧なご指導を受け賜った、平田勝哉教授、舟木治郎非常勤講師、論文を審査頂いた、千田二郎教授、稲岡恭二教授に厚く御礼申し上げます。

また、研究に常に助言頂いた舞鶴工業高等専門学校の谷川先生をはじめ、地面効果に関する研究では、岡山孝史氏（本学卒業生）、寺岡孝浩氏（本学卒業生）、前野諭氏（本学卒業生）、黒川馨氏（本学卒業生）、渡部成也氏、流体制御に関する研究では、在所英治氏（本学卒業生）、水野剛氏（本学卒業生）、近藤正樹氏（本学卒業生）、永幡史暁氏（本学卒業生）、松田裕之氏（本学卒業生）、成瀬貴俊氏（本学卒業生）、羽田陽子氏（本学卒業生）、宮下典子氏（本学卒業生）には大変お世話になりました。また、流体に関する研究に共に励んだ、流体力学研究室の各位に深く感謝致します。

本論文は、“地面効果（ムービングベルトの開発と風洞試験）”及び“流体制御（FFJNに関する形状効果および普遍量の選定）”結果をまとめたものです。地面効果に関する試験は、同志社大学所有風洞設備（風洞開口部：1m×1m）で行いました。ムービングベルト装置は、(株)童夢の皆様からご指導ご助言頂き、学内風洞に設置したものです。(株)童夢の皆様には、この場を借りて、深く御礼申し上げます。風洞試験において、ムービングベルト装置を設置すると、地面近傍を走行する物体に加わる流れ場を風洞設備内で正確に模擬出来るため、風洞試験の幅が広がり、実験が大変面白いものになりました。風洞での可視化試験もよい思い出です。可視化試験には、スモークワイヤー法を用いました。スモークワイヤー法は、ご存知の通り、ニクロム線に流動パラフィン塗布し、気化させた白煙を用いて可視化するわけですが、白煙の発生時間が非常に短いため、ハイスピードカメラの設定値の調整やニクロム線の直径の変更等の工夫を重ねました。苦労も多かったですが、こういった作業の一つ一つが、実験の醍醐味であり、今の私の風洞技術の礎となっていると思います。

流体制御（FFJN）に関する研究は、個人的にも非常に興味を持った研究でした。流体が、機械的な可動部を持たず、自励発振する現象は、当時の私には、予期出来なかったものであり、その現象を確認出来た際、感動した事を覚えています。また、FFJNは、機械的可動部を持たないという形状から、その応用範囲は広く、これからの技術革新も期待されている分野です。これからのニーズにあったFFJNの開発や特性に関する研究に、これからも取り組んでいきたいと思っています。

最後になりましたが、一度社会に出た後、再度博士後期課程の門を叩く事は、私にとっても、勇気のある行動でした。また、その行動を快く快諾してくれた、両親、先生方のご理解とご協力がなければ、現在、この論文を執筆している私はいません。本当にありがとうございました。今後は、この博士後期課程の日々を礎に、良き研究者として益々精進していく所存です。お世話になった方々への感謝への思いを胸に、ここに筆をおきたいと思っています。

2016年 11月 井上 達哉