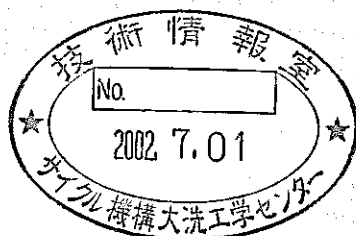


# 配管系における複雑乱流場の 流動特性に関する研究

(先行基礎工学研究に関する共同研究報告書)



2002年3月

広島大学大学院工学研究科  
核燃料サイクル開発機構  
大洗工学センター

本資料は、先行基礎工学分野に関する研究として、広島大学と核燃料サイクル開発機構との共同研究の成果として作成されたものです。  
本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村村松 4 番地 4 9  
核燃料サイクル開発機構  
技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:  
Technical Cooperation Section,  
Technology Management Division,  
Japan Nuclear Cycle Development Institute  
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1184,  
Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)  
広島大学 (Hiroshima University)  
2002

## 配管系の複雑乱流場の流動特性に関する研究

須藤浩三\*、檜原秀樹\*、村松壽晴\*\*

## 要 旨

各種プラントの配管系では、高温と低温の流体が混合するT字形配管合流領域において、機器や配管に高サイクルの熱疲労が発生する。この現象はサーマルストライピングと呼称され、その研究は高速増殖炉の安全性および設計の点からも重要となる。このサーマルストライピング現象の原因を解明するには、T字形配管合流領域の温度変動特性だけでなく複雑な流れ場の流動特性についても詳しく調べる必要がある。そこで本研究では、まずT字形配管合流領域において色素流脈法およびスモーク法を用いた流れの可視化を行い、主管内に噴出する枝管からの流れの挙動を調べた。そして、その結果に基づき、速度波形および3方向の時間平均と速度変動の相互相関の測定を熱線を使って行い、合流部下流の流れに及ぼす各種パラメータ[主管流レイノルズ数、流速比(主管流と枝管流の断面平均流速の比)および口径比(主管径と枝管径の比)]の影響について調べた結果、以下のような知見を得た。

(1) 合流後の流れは主管内に噴出した後の枝管流の挙動により大きく3種類の流動パターン、すなわち成層分離流、偏向噴流、衝突噴流に分類でき、レイノルズ数  $Re=500\sim 5000$ 、流速比  $\beta=0.1\sim 10$ 、口径比  $\alpha=2.0\sim 5.0$  の範囲では

$G_1(\alpha, \beta, Re) \geq 1$  の場合には、成層分離流、

$G_1(\alpha, \beta, Re) < 1$  かつ  $G_2(\alpha, \beta, Re) \geq 1$  の場合には、偏向噴流

$G_2(\alpha, \beta, Re) < 1$  の場合には、衝突噴流

となる。ここで、

$$G_1(\alpha, \beta, Re) = 20.8 \cdot \alpha \cdot \beta^{1.26} \cdot Re^{-0.737}$$

$$G_2(\alpha, \beta, Re) = 2.01 \cdot \alpha \cdot \beta^{1.86} \cdot Re^{-0.138}$$

(2) 枝管からの流れが偏向噴流となる場合には、アーチ渦状の渦列がみられ、その渦の放出周波数は流速比が小さく、かつレイノルズ数が大きいほど高くなる。

(3) 枝管からの流れが偏向噴流となる場合には、軸方向速度の周波数スペクトルに卓越周波数がみられ、この卓越周波数が渦の放出周波数に相当する。また、卓越周波数  $f$  より得られるストローハル数  $Sr = f \cdot D_m / W_m$  ( $D_m$ : 主管径、 $W_m$ : 主流の断面平均流速) は、レイノルズ数  $Re=5000\sim 50000$ 、流速比  $\beta=0.33\sim 2.0$ 、口径比  $\alpha=2.04\sim 5.20$  の範囲では、

$$Sr = 1.06 (\alpha^{-1} \cdot \beta \cdot Re^{0.2})^{-0.353}$$

なる式で近似できる。

\* 広島大学大学院工学研究科

\*\* 核燃料サイクル開発機構大洗工学センター要素技術開発部

## Study on Characteristics of Complicated Turbulent Flows at a T-Junction Piping System

Kozo SUDO\*, Hideki HIBARA\*, Toshiharu MURAMATSU\*\*

### Abstract

Engineering plants have various T-junction piping systems. At the T-junction region, Temperature fluctuation due to mixing of hot and cold fluids induces thermal fatigue of the structure. This phenomenon is called thermal striping and its research is significant in terms of the safety and design of a fast reactor. It is necessary to investigate not only variability of the temperature but also characteristics of the complicated flow field downstream of the T-junction in order to clarify the cause of the thermal striping phenomenon.

In this study, a visualization test using the dye injection method and the smoke method is carried out in a T-junction piping system and behavior of branch pipe flow issuing into the main pipe is investigated experimentally. Based on these results, velocity waveform and three components of mean and fluctuating velocities are measured by a hot wire and effects of various parameters, such as Reynolds number, velocity ratio, diameter ratio and so on, on flow downstream of the T-junction are examined. Concerning the flows at a T-junction piping system, the following are clarified.

(1) Flows downstream of the T-junction are classified into three types according to the behavior of branch pipe flow after it issued into the main pipe : stratified flow, deflecting jet, and impinging jet. Under the condition of  $Re=500\sim 5000$ , velocity ratio  $\beta=0.1\sim 10$  and diameter ratio  $\alpha=2.0\sim 5.0$ , branch pipe flow becomes stratified flow in case of  $G_1(\alpha, \beta, Re)\geq 1$ , deflecting jet in case of  $G_1(\alpha, \beta, Re)<1$  and  $G_2(\alpha, \beta, Re)\geq 1$ , and impinging jet in case of  $G_2(\alpha, \beta, Re)<1$ . Here,  $G_1(\alpha, \beta, Re)$  and  $G_2(\alpha, \beta, Re)$  are respectively given as follows:

$$G_1(\alpha, \beta, Re)=20.8 \cdot \alpha \cdot \beta^{1.26} \cdot Re^{-0.737},$$

$$G_2(\alpha, \beta, Re)=2.01 \cdot \alpha \cdot \beta^{1.86} \cdot Re^{-0.138}.$$

(2) In the case of the deflecting jet, flow issuing from branch pipe into the main pipe forms arched-vortex street and the frequency of arched-vortex shedding becomes higher with increasing Reynolds number under the condition of a constant velocity ratio and decreases with increasing velocity ratio.

(3) In the case of the deflecting jet, there is the predominant frequency,  $f$ , in the frequency spectrum of the axial velocity and it is equal to frequency of vortex shedding. Strouhal number,  $Sr (=f \cdot D_m / W_m)$ , is expressed by the following equation under the condition of Reynolds number  $Re=5000\sim 50000$ , velocity ratio  $\beta=0.33\sim 2.0$  and diameter ratio  $\alpha=2.04\sim 5.20$ .

$$Sr=1.06 (\alpha^{-1} \cdot \beta \cdot Re^{0.2})^{-0.353}$$

● \* Faculty of Engineering, Hiroshima University

● \*\* Advanced Technology Division, O-arai Engineering Center, JNC

## 目次

第1章 緒言	1
第2章 実験装置および方法	2
2.1 実験装置および座標系	2
2.1.1 可視化用水流装置	2
2.1.2 可視化および速度測定用空気流装置	2
2.1.3 座標系	3
2.2 実験方法	3
2.2.1 流れの可視化	3
2.2.2 速度および壁面静圧の測定	3
2.3 実験条件	4
2.3.1 流れの可視化	4
2.3.2 速度および壁面静圧の測定	4
2.3.3 合流点上流側の流れ	5
第3章 実験結果および考察	6
3.1 流れ場の概略	6
3.1.1 流動パターン	6
3.1.2 流動パターンの分類と流動条件の関係	6
3.1.3 アーチ渦の発生メカニズム	8
3.1.4 アーチ渦の放出周波数と流動条件の関係	8
3.1.5 スモーク法による可視化	9
3.2 速度波形および周波数スペクトル	9
3.2.1 速度波形および周波数スペクトル	9
3.2.2 卓越した周波数のみられる領域	10
3.2.3 卓越周波数と各種流動パラメータの関係	11
3.2.4 水を用いた可視化との比較	11
3.3 圧力分布	12
3.4 時間平均速度分布	13
3.5 乱れエネルギー	14
3.6 特性量	14
3.6.1 軸方向流れの偏り	15
3.6.2 二次流れの強さ	15
3.6.3 乱れエネルギーの断面平均値	15
第4章 結言	17
参考文献	

表リスト

- 表 2.3.1 速度波形および周波数スペクトルの測定条件
- 表 2.3.2 速度測定の場合
- 表 2.3.3 測定位置

図リスト

- 図 2.1.1 水流装置の概略図
- 図 2.1.2 空気流装置の概略図
- 図 2.1.3 配管合流部詳細図
- 図 2.1.4 曲がり管詳細図
- 図 2.1.5 座標系
- 図 2.2.1 色素流脈法の概略図
- 図 2.2.2 スモーク法による可視化の撮影の様子
- 図 2.2.3 トラバース装置の概略
- 図 2.2.4 壁面静圧孔
- 図 2.3.1 主管流入速度分布
- 図 2.3.2 枝管流入速度分布
- 図 3.1.1 可視化写真と流れの概略図
- 図 3.1.2 流動パターンマップ
- 図 3.1.3 (a) 噴流の衝突に関する運動量の概念図
- 図 3.1.3 (b) 運動量比による流動パターンの分類図
- 図 3.1.4 流動パターンと流動条件の関係
- 図 3.1.5 アーチ渦の可視化写真および模式図
- 図 3.1.6 アーチ渦の放出周波数と流動条件の関係
- 図 3.1.7 ストローハル数と流動条件の関係
- 図 3.1.8 スモーク法による可視化写真とその模式図
- 図 3.1.9 乱流場(スモーク法)と層流場(色素流脈法)の流れ場の比較
- 図 3.1.10 乱流場と層流場の直円管内速度分布の比較
- 図 3.2.1 (a) 速度波形
- 図 3.2.1 (b) 周波数スペクトル
- 図 3.2.2 卓越周波数の見られた断面位置
- 図 3.2.3 卓越周波数と各種パラメータの関係
- 図 3.2.4 ストローハル数と各種パラメータの関係
- 図 3.2.5 乱流場と層流場のストローハル数の比較

- 図 3.3.1 壁面静圧の管軸方向分布
- 図 3.4.1 時間平均速度の分布
- 図 3.4.2 時間平均速度の分布に及ぼす流速比 $\beta$ の影響
- 図 3.4.3 時間平均速度の分布に及ぼす口径比 $\alpha$ の影響
- 図 3.5.1 乱れエネルギー $k$ の分布
- 図 3.5.2 乱れエネルギー $k$ の分布に及ぼす流速比 $\beta$ の影響
- 図 3.5.3 乱れエネルギー $k$ の分布に及ぼす口径比 $\alpha$ の影響
- 図 3.6.1 軸方向流れの偏り
- 図 3.6.2 二次流れの強さ
- 図 3.6.3 乱れエネルギーの断面平均値

### 主な記号

#### 流れの可視化

- $D_b$  : 枝管の管径 (=8mm、12mm、20mm)
- $D_m$  : 主管の一辺の長さ (水力直径) (=40mm)
- $f$  : アーチ渦の放出周波数
- $Re$  : レイノルズ数 ( $=W_m \cdot D_m / \nu$ )
- $Sr$  : ストローハル数 ( $=f \cdot D_m / W_m$ )
- $W_b$  : 枝管流の断面平均流速
- $W_m$  : 合流前における主管流の断面平均流速
- $\alpha$  : 口径比 ( $=D_m / D_b$ )
- $\beta$  : 流速比 ( $=W_m / W_b$ )
- $\nu$  : 流体の動粘度
- $\mu$  : 流体の粘度
- $\rho$  : 流体の密度

#### 速度および壁面圧力の測定

- $C_p$  : 圧力係数 [ $C_p = (p - p_{ref}) / (\rho W_m^2 / 2)$ ]
- $D_b$  : 枝管径 (=20mm、31mm、51mm)
- $D_m$  : 主管径 (=104mm)
- $f$  : 周波数解析より得られた卓越周波数
- $I_s$  : 二次流れの強さ
- $k$  : 乱れエネルギー ( $= (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) / 2$ )
- $K_a$  : 乱れエネルギーの断面平均値
- $M_x$  : 軸方向流れの水平方向(x方向)の偏り

- $p$  : 壁面静圧  
 $p_{ref}$  : 基準壁面静圧  
 $Re$  : レイノルズ数 ( $=W_m \cdot D_m / \nu$ )  
 $(r, \theta, z)$ : 円筒座標系  
 $Sr$  : ストローハル数 ( $=f \cdot D_m / W_m$ )  
 $(\bar{U}, \bar{V}, \bar{W})$ :  $(r, \theta, z)$ 方向の時間平均速度  
 $(u', v', w')$ :  $(r, \theta, z)$ 方向の変動速度  
 $W_a$  : 主管流の断面平均流速  
 $W_b$  : 枝管流の断面平均流速  
 $W_m$  : 合流前における主管流の断面平均流速  
 $(x, y, z)$ : 座標系  
 $\alpha$  : 口径比 ( $=D_m / D_b$ )  
 $\beta$  : 流速比 ( $=W_m / W_b$ )  
 $\nu$  : 流体の動粘度  
 $\rho$  : 流体の密度



## 第1章 緒言

配管合流部の流れは各種プラントの配管系に数多く見られる工業上重要な流れである。一般に、配管合流部ではかなり複雑な流れとなるため、そこでは流体混合過程において流れ場に起因した様々な問題が生じている。特に、高温と低温のナトリウムが混合する領域において機器や配管に高サイクルの熱疲労が生じる現象はサーマルストライピングと呼称され、亀裂発生 の要因となる可能性があることから高速炉プラントの設計では十分な留意が必要となる。このため高速増殖炉の設計では、炉容器内構造物に耐熱応力材料を貼る等の設備対応がなされるのが一般的である。

一方、従来のサーマルストライピングに関する研究についてしてみると、高温流体と低温流体の混合により生じる温度変動特性を実験的あるいは解析的手法に調べた報告<sup>(1)~(4)</sup>や温度および濃度が異なる流体の合流後の混合特性について調べた報告<sup>(5)~(7)</sup>などがあるが、サーマルストライピングの原因解明に必要な合流領域の流れの挙動を詳しく調べた研究は見あたらない。また、最近、フランスの高速原型炉「フェニックス」等の海外炉において、サーマルストライピングに起因したナトリウム漏洩事象が主冷却系配管合流部において実際に発生し、この原因が従来の知見のみでは十分に説明できない状況が生じている。したがって、サーマルストライピングを解明し、高速炉の設計を合理的な知見を用いて行うためには、配管合流部の流れ場の情報を早急に得る必要がある。

そこで本研究では、最も一般的な配管合流形態の一つである T 字形配管合流領域の流れを取り上げ、まず合流領域の流れの挙動を把握するために、作動流体に常温の水を用いた流れの可視化を主管流のレイノルズ数、流速比（主管流と枝管流の断面平均流速の比）および口径比（主管と枝管の口径比）を変えて行い、その結果から各種パラメータと流動パターンとの関係を調べ、流動パターンの分類を行った。その後、可視化の結果に基づき、作動流体に常温の空気を用いて流速および壁面静圧測定を行い、合流領域の流れの挙動に及ぼす、主管流のレイノルズ数、流速比、口径比などの各種流動パラメータの影響ならびに合流部上流に設置した曲がり管の影響を明らかにした。そして、以上の結果より、サーマルストライピングの解明ならびに工業プラントにおける配管合流部の設計の合理化に資することを目的とした。

## 第2章 実験装置および方法

### 2.1 実験装置および座標系

本研究では、まず、流れの状態を把握するために、作動流体に水および空気を用いて流れ場の可視化を行い、その後、作動流体に空気を用いた速度測定を行った。以下に、使用した装置の概略および座標系について述べる。

#### 2.1.1 可視化用水流装置

可視化用水流装置の概略を図 2.1.1 に示す。装置は、ポンプ、溶液タンク、オーバーフロータンク、主管路、枝管路、T字形合流部、背圧調整タンクから構成されている。

溶液タンクの水はポンプによりオーバーフロータンクに送られた後、そのヘッド差により主管内に供給される。一方、枝管内には水はポンプにより供給される。両管内に供給された水は主管入口から 2500 mm の位置に設けた T 字形合流部で合流した後、主管の下流端に設けた内径 180 mm 高さ 500 mm の円筒形状の背圧調整装置を通り、再び溶液タンクへと戻る。なお、両管の流量は流路入口に設置した流量調節弁により調節した。

オーバーフロータンクは、高さ 1700 mm (揚程 1600 mm)、内径 250 mm の円筒形状のタンクで、これにより水は安定して主管内に供給される。

主管路には 40×40 mm の正方形断面を有する長さ 3000 mm のアクリル製の直管を、枝管には内径 8、12、20 mm (配管口径比  $\alpha$  はそれぞれ 5.0、3.33、2.0)、長さ 600 mm のアクリル製直円管を使用した。口径比は高速増殖炉で汎用されている範囲の条件を採用した。

#### 2.1.2 可視化および速度測定用空気流装置

次に、可視化および速度測定用空気流装置の概略を図 2.1.2 に示す。装置は、送風機、整流用固定流路、絞りノズル、主管路、枝管路、T字形合流部、拡大部、熱線を含む計測装置および熱線のトラバース装置より構成されている。

送風機より送られた空気は、整流用固定流路、絞りノズルを経て主管および枝管内へと流入する。両管に流入した空気は T 字形配管合流部(アクリル製：図 2.1.3 参照)で合流した後主管内を流下する。その後、主管下流端に設けた拡大部へと入り自由空間へと放出される。なお、枝管用送風機の吸い込み口および拡大部出口には流量を計測するために絞りノズルを取り付けてある。

整流用固定流路には、主管側には管径 146 mm、長さ 800 mm、枝管側には管径 110 mm、長さ 300 mm の流路を用いた。

主管には、合流部の上流に曲がり部を有しない場合(装置 1)と有する場合(装置 2)の 2 種類を用意した。装置 1 では管径 104 mm、長さ約 9000 mm の直円管を主管に、装置 2 では管径 104 mm の円形断面を有する曲率半径  $R_c = 156\text{mm}$  ( $R_c / D_m = 1.5$ ) の 90° 曲がり管(アクリル製：図 2.1.4 参照)とその上・下流側に接続されたそれぞれ長さ約 5000, 4000 mm の上・下流直管からなる流路を主管に用いた。

一方、枝管には管径 20、31、51mm (配管口径比  $\alpha$  はそれぞれ 5.20、3.35、2.04)、長さ 2000 mm の塩化ビニル製の直円管を用いた。なお、T 字形合流部は、合流点が装置 1 では主管路の入口か

ら約 5000 mm (約 48D<sub>m</sub>) の位置に、また装置 2 では曲がり管出口より下流 208 mm (2.0D<sub>m</sub>) の位置になるようにそれぞれ設置した。

### 2.1.3 座標系

本研究で使用した座標系を図 2.1.5 に示す。座標系には円筒座標系および直交座標系を採用した。円筒座標系では座標原点を主管軸と枝管軸の交わる点(合流点)にとり、主管の半径方向を  $r$ 、周方向を  $\theta$ 、管軸方向を  $z$  とした。そして各方向に対応する時間平均速度をそれぞれ  $\bar{U}$ ,  $\bar{V}$ ,  $\bar{W}$  とした。直交座標系では円筒座標系と同様に座標原点を主管軸と枝管軸の交わる点にとり、水平方向を  $x$ 、垂直方向を  $y$ 、管軸方向を  $z$  とした。

## 2.2 実験方法

### 2.2.1 流れの可視化

本研究の流れの可視化では、作動流体に水を用いた場合には色素流脈法を、作動流体に空気を用いた場合にはスモーク法を採用した。以下にそれぞれの可視化方法について述べる。

#### (a)色素流脈法(図 2.2.1)

主管内には管内に挿入したステンレスパイプ (外径 2.4mm、内径 1.8mm) を通して色素であるメチレンブルー : (青 : C<sub>16</sub>H<sub>18</sub>N<sub>3</sub>SCI) を注入した。なお、色素の注入によって主流が乱れないように、色素の注入速度は色素注入タンクの高さを変えて調節した。一方、枝管内には、ポンプとバルブの間の色素注入口より容量 12 ml の注射器を用いてウラニン(黄 : C<sub>20</sub>H<sub>10</sub>O<sub>5</sub>Na<sub>2</sub>) を注入した。ウラニンは合流部に到達するまでに枝管内の水とほぼ均一に混合するため、合流後の枝管流の挙動を詳細に可視化できる。

なお、流れの可視化は、色素を主管あるいは枝管内にのみ注入した場合と両管内に注入した場合についてデジタルビデオカメラ (SONY 製 : DCR-PC110) を様々な位置に設置して行った。

#### (b)スモーク法(図 2.2.2)

次に、スモーク法の可視化手順について述べる。枝管側の送風機の吸い込み口に設置した煙箱の中に、点火した煙玉を受け皿にのせて入れる。煙玉から発生した煙は送風機に吸い込まれ枝管へと送られ、T字形合流部において主管内に流入する。そして、主管内に流入した煙の挙動を高速度カメラを用いて撮影し、流れの様子を調べた。合流領域の流れの撮影は 500FPS で約 2 秒間撮影可能な高速度カメラ (PHOTORON 製 : FASTCAM-Net500/1000/MAX) を、種々の位置に設置して行った。なお、高速度カメラを用いた撮影には高輝度の光源を要するため、光源にはハロゲンランプ (PHOTORON 製 : HDV-SL) を用いた。また、合流部の流れの 3 次元的挙動を把握するため、光源にスリット光を使用しなかった。

### 2.2.2 速度および壁面静圧の測定

速度測定には定温度型熱線流速計 (KANOMAX 製 : システム 7114) を使用し、熱線流速検出部には単一熱線を使用した。熱線プローブは直径 2.5 mm のステンレス管の先端に絶縁した 2 本のブロング(絹針)を突出させたものからできており、その針の先端に直径 5  $\mu$ m、長さ約 3 mm のタングステン線が張られている。なお、タングステン線は中央部約 1 mm を残して銅メッキを施した後、アーク溶接によりブロング先端に取り付けた。そして、速度波形および速度の周波数ス

ベクトルの測定はI型熱線プローブを流れの向きに向けて行った。なお、測定はサンプリング間隔 2m sec で 16384 回行い、取り込んだデータをFFTによる周波数解析を行い、速度の周波数スペクトルを求めた。三方向の時間平均速度および変動速度の相互相関(レイノルズ応力)の測定には、単一傾斜熱線をプローブ軸周りに回転させる回転プローブ法<sup>6)</sup>を採用した。なお、熱線プローブは円周方向に回転可能なスリップリングにダイヤルゲージ付きノギスを取り付けたトラバース装置(図 2.2.3)に取り付けてあり、これにより熱線プローブは周方向には 15° 間隔、半径方向には 0.1 mm 間隔で移動可能となっている。

壁面静圧の測定にはデジタルマイクロメータを使用し、スリップリングに設けた直径 0.8 mm の静圧孔(図 2.2.4)を通して各断面の壁面静圧を測定した。

## 2.3 実験条件

### 2.3.1 流れの可視化

作動流体に水を用いた色素流脈法は、口径比  $\alpha (=D_m/D_b) = 2.0, 3.33, 5.0$  の下で、 $Re = 500 \sim 5000$  ( $W_m = 12.5 \sim 125$  mm/s)、流速比  $\beta (=W_m/W_b) = 0.1 \sim 10$  に変えて行った。

一方、作動流体に空気を用いたスモーク法は口径比  $\alpha (=D_m/D_b) = 5.20$  の下で、 $Re = 20000 \sim 50000$  ( $W_m = 2.9 \sim 7.2$  m/s)、流速比  $\beta (=W_m/W_b) = 0.33 \sim 2.0$  に変えて行った。

### 2.3.2 速度および壁面静圧の測定

速度波形および速度の周波数スペクトルの測定は、 $Re = 5000 \sim 50000$  ( $W_m = 0.72 \sim 7.2$  m/s) の下で、流速比  $\beta (=W_m/W_b) = 0.33, 0.67, 1.0, 1.5, 2.0$ 、口径比  $\alpha (=D_m/D_b) = 2.04, 3.35, 5.20$  に変化させて行った。詳しい測定条件を表 2.3.1 に示す。

表 2.3.1 速度波形および周波数スペクトルの測定条件

Re	5000~50000
$\alpha$ ( $D_m/D_b$ )	2.04, 3.35, 5.20
$\beta$ ( $W_m/W_b$ )	0.33, 0.67, 1.0, 1.5, 2.0

時間平均速度、変動速度の相互相関および壁面静圧の測定は  $Re = 50000$  ( $W_m = 7.2$  m/s) の下で、流速比  $\beta (=W_m/W_b) = 0.33, 0.67, 1.00$ 、口径比  $\alpha (=D_m/D_b) = 2.04, 3.35, 5.20$  に変えて行った。ただし例外として、流速比  $\beta = 0.33$ 、口径比  $\alpha = 2.04$  の場合については、本研究で採用した装置の流量の上限値を超えるため条件から除外した。なお、口径比は高速増殖炉で用いられている  $\alpha = 1.0 \sim 20$  の中で汎用度の高い条件を選択した。また、合流部の上流  $2.0D_m$  の位置に転向角  $90^\circ$  の曲がり管を設置した場合についても、口径比  $\alpha = 3.35$  において流速比  $\beta (=W_m/W_b) = 0.33, 0.67, 1.00$  に変えて行った。詳しい測定条件を表 2.3.2 に示す。

表 2.3.2 速度測定の場合

	曲がり管なし	曲がり管あり
$\alpha$ ( $D_m/D_b$ )	2.04, 3.35, 5.20	3.35
$\beta$ ( $W_m/W_b$ )	0.33, 0.67, 1.0	0.33, 0.67, 1.0

また、詳しい測定位置を表 2.3.3 に示す。

表 2.3.3 測定位置

	z 方向 (流れ方向)	半径方向	周方向
速度波形および 周波数スペクトル測定	( $z/D_m$ ) 0.5, 1, 2, 5	0 (管中心) ~51mmまで 3mm間隔	$\theta=0\sim180^\circ$ まで 30°間隔
3方向時間平均速度測定	( $z/D_m$ ) 0.5, 1, 2, 5	0 (管中心) ~51mmまで 5mm間隔	$\theta=0\sim180^\circ$ まで 30°間隔
曲がり管なし	0.5, 1, 2, 5	5mm間隔	30°間隔
曲がり管あり	-1, -0.5, 0.5, 1, 2, 5	5mm間隔	30°間隔
壁面静圧測定	( $z/D_m$ ) -1, -0.5, 0.5, 1, 2, 3, 5, 7		$\theta=0\sim180^\circ$ まで 15°間隔

### 2.3.3 合流点上流側の流れ

図 2.3.1, 2.3.2 に、合流部の上流側に曲がり管の無い場合の合流点上流側の主管および枝管内の軸方向速度の分布を示す。なお、比較のために Laufer<sup>(9)</sup>が報告した直円管内の発達乱流の速度分布を併せて示す。両管とも軸方向速度の分布は、十分に発達した直円管内乱流の分布となっており、対称性も良好である。したがって、合流部には主管・枝管の両方から十分に発達した流れが流入していることがわかる。

## 第3章 実験結果および考察

### 3.1 流れ場の概略

#### 3.1.1 流動パターン

配管合流部における流れの挙動を把握するために、正方形直管（主管）に円管（枝管）を接続したT字形管路を用いて流れの可視化を行った。なお、可視化は主管レイノルズ数  $Re (=W_m \cdot D_m/\nu) = 500 \sim 5000$ 、流速比  $\beta (W_m/W_b) = 0.1 \sim 10$  の範囲において、口径比を  $\alpha (D_m/D_b) = 2.00$ 、 $3.33$ 、 $5.00$  に変えて行った。

本研究では、合流部の流れを主管内に噴出した後の枝管流の挙動により、図 3.1.1 (a) ~ (c) に示す3種類のパターン、すなわち成層分離流（パターンA）、偏向噴流（パターンB）、衝突噴流（パターンC）に分類した。

まず、成層分離流（パターンA）の可視化写真とその模式図を図 3.1.1 (a) に示す。パターンAは流速比  $\beta$  が大きい場合、すなわち枝管流速が主管流速に比べて遅い場合に見られる。このパターンAでは、主流と枝管からの流れは層状に分離しており、かなり下流まで流下しても混合しない。

次に偏向噴流（パターンB）の可視化写真とその模式図を図 3.1.1 (b) に示す。パターンBはパターンAよりも流速比  $\beta$  が小さい場合、すなわち枝管流速が主管流速と同程度かやや速い場合にみられる。このパターンBでは、枝管からの流れは主管内に偏向噴流の形で噴出した後、アーチ渦状の周期的な渦列を形成しながら流下する。また、合流部で発生したアーチ渦はその形を保持したまま流下するため、主流と枝管流の混合はかなり下流まで進まない。

続いて衝突噴流（パターンC）の可視化写真とその模式図を図 3.1.1 (c) に示す。パターンCは枝管流速が主管流速に比べてかなり速い場合に見られ、枝管からの流れが枝管と反対側の主管壁面に衝突した後、主流と混合しながら流下し、衝突部の前方には渦が形成される流れである。

高速増殖炉では主管を流れる低温流体と枝管を流れる高温流体が合流部で混合する。このため、パターンAおよびパターンBの流れでは温度の不均一な流れがかなり下流まで続くことになり、下流の長い区間にわたって管路への熱疲労の影響を考慮する必要がある。特に、パターンBでは、温度の異なる流体が交互に流下するため、管路への高サイクルの熱疲労発生の原因となりうる。また、パターンCでは流体の拡散が激しく、下流における流体温度の均一化はパターンA、Bよりもはやくなるため、ある程度下流になれば熱疲労の影響を考慮する必要はなくなるが、合流直後の枝管からの流れが主管壁に衝突する位置において、管路に大きな熱疲労が発生するので注意が必要である。

#### 3.1.2 流動パターンの分類と流動条件の関係

次に流動パターンと流動条件の関係について述べる。図 3.1.2 にレイノルズ数  $Re$ 、流速比  $\beta$  と流動パターンの関係を口径比を変えて調べた結果を示す。パターンは流速比  $\beta$  の減少とともにA  $\rightarrow$  B  $\rightarrow$  Cの順に遷移する。またレイノルズ数が高くなるにつれて、流れがパターンAからパターンB(あるいはパターンBからパターンA)へと遷移する流速比  $\beta$  の値は大きくなり、パターンBの

領域は広くなる。また、 $\alpha$ が大きいほど、すなわち主管径に比べて枝管径が小さくなるほどパターンAからパターンB(あるいはパターンBからパターンA)へと遷移する流速比 $\beta$ の値は小さくなる。なお、パターンBからパターンCへと遷移する流速比 $\beta$ の値は、レイノルズ数  $Re$  および口径比 $\alpha$ にほとんど依存せず、 $\beta=0.5$ 付近であった。

次に、枝管流を噴流と見立て、実際に噴流に衝突する主管流の運動量と枝管流の運動量により流動パターンの分類<sup>7)</sup>を行った(概念図を図 3.1.3 (a) に示す)。ここで、噴流に衝突する主管流の運動量には、枝管流を主管路内に設置された円柱と見立てた場合の円柱投影面積を通過する主流の運動量  $M_m$  を、一方、枝管流の運動量には、合流部に流入する枝管流の運動量  $M_b$  を用いた。

$$M_m = \rho \cdot D_m \cdot D_b \cdot W_m^2 \quad (3.1.1)$$

$$M_b = \rho \cdot (\pi D_b^2/4) \cdot W_b^2 \quad (3.1.2)$$

$\rho$ は可視化に用いた水の密度である。 $M_m$  および  $M_b$  を用いて流動パターンの分類を行った結果を図 3.1.3 (b) に示す。流動パターンは、主管流と枝管流の運動量比を用いて分類可能であり、パターンAとBおよびパターンBとCの境界は、それぞれ

$$(\text{パターンA, Bの境界:直線①}) : M_m = 6.92 \times 10^7 \cdot M_b^{2.4} \quad (3.1.3)$$

$$(\text{パターンB, Cの境界:直線②}) : M_m = 3.03 \cdot M_b^{1.08} \quad (3.1.4)$$

なる式で表される。

次に、上述の関係をより簡便な形にするために、主管流および枝管流の運動量  $M_m$ 、 $M_b$  を流動パラメータである口径比 $\alpha=D_m/D_b$ 、流速比 $\beta=W_m/W_b$ 、およびレイノルズ数  $Re=\rho \cdot D_m \cdot W_m/\mu$  ( $\mu$ は水の粘度)を用いて表すとそれぞれ

$$M_m = a_1 \cdot \alpha^{-1} \cdot Re^2 \quad (3.1.5)$$

$$M_b = a_2 \cdot \alpha^{-2} \cdot \beta^{-2} \cdot Re^2 \quad (3.1.6)$$

となる。ここで、 $a_1=\mu^2/\rho$ 、 $a_2=\pi\mu^2/(4\rho)$ である。

これらの関係を式 (3.1.3) および式 (3.1.4) に代入し整理するとそれぞれ

$$(\text{パターンA, Bの境界:直線①}) : \alpha^{3.8} \cdot \beta^{4.8} \cdot Re^{-2.8} = 6.92 \times 10^7 \cdot a_1^{-1} \cdot a_2^{2.4} \quad (3.1.7)$$

$$(\text{パターンB, Cの境界:直線②}) : \alpha^{1.16} \cdot \beta^{2.16} \cdot Re^{-0.16} = 3.03 \cdot a_1^{-1} \cdot a_2^{1.08} \quad (3.1.8)$$

となる。本研究では、主流、枝管流ともほぼ 20°C前後の等温度条件下で実験を行ったので、流体の粘度 $\mu$ および密度 $\rho$ に 20°Cの水の場合の値 $\mu=1.0 \times 10^{-3}$  (Pa·S)、 $\rho=1.0 \times 10^3$  (kg/m<sup>3</sup>)を用いると、 $a_1$ 、 $a_2$ はそれぞれ

$$a_1 = 1.0 \times 10^{-9}$$

$$a_2 = 7.85 \times 10^{-10}$$

となる。これらの定数を式 (3.1.7) および式 (3.1.8) に代入し、さらに口径比 $\alpha$ の指数が1となるように変形すると。各境界(直線①、②)は口径比 $\alpha$ 、流速比 $\beta$ 、レイノルズ数  $Re$  を含む

$$(\text{パターンA, Bの境界:直線①}) : 20.8 \cdot \alpha \cdot \beta^{1.26} \cdot Re^{-0.737} = 1 \quad (3.1.9)$$

$$(\text{パターンB, Cの境界:直線②}) : 2.01 \cdot \alpha \cdot \beta^{1.86} \cdot Re^{-0.138} = 1 \quad (3.1.10)$$

なる式で表される。さらにここで、

$$G_1(\alpha, \beta, Re) = 20.8 \cdot \alpha \cdot \beta^{1.26} \cdot Re^{-0.737}$$

$$G_2(\alpha, \beta, Re) = 2.01 \cdot \alpha \cdot \beta^{1.86} \cdot Re^{-0.138}$$

とおくと、合流後の流れは、主管レイノルズ数  $Re=500\sim 5000$ 、流速比  $\beta=0.1\sim 10$ 、口径比  $\alpha=2.00\sim 5.00$  の範囲では

$G_1(\alpha, \beta, Re) \geq 1$  の場合：成層分離流（パターンA）

$G_1(\alpha, \beta, Re) < 1$  かつ  $G_2(\alpha, \beta, Re) \geq 1$  の場合：偏向噴流（パターンB）

$G_2(\alpha, \beta, Re) < 1$  の場合：衝突噴流（パターンC）

となる(図 3.1.4 参照)。

### 3.1.3 アーチ渦の発生メカニズム

次に、パターンBで見られたアーチ渦の可視化写真の一例( $Re=1000$ 、流速比  $\beta=1.22$ 、口径比  $\alpha=3.33$  の場合)とその模式図を図 3.1.5 に示し、アーチ渦状の渦列の発生メカニズムについて述べる。なお、図 3.1.5 (a)、(b)はアーチ渦を上方および側壁側から観察した結果である。

アーチ渦発生の仕組みは以下のとおりである。

- ①枝管からの流れの背後に発生する低圧の死水領域に、主流が枝管からの流れを迂回しながら吸い込まれる。
- ②死水領域に主流が次々と流入するため、死水領域中の低速流体が管中心側へ巻き上げられる。
- ③枝管からの流れの背後の領域では、高速の枝管からの流れと死水領域より巻き上がった低速流体により半径方向に急峻な速度勾配を持つ剪断層が形成され、そこでの流体には図 3.1.5 (a) 中に矢印Aで示す回転方向の渦運動が誘起される。
- ④一方、枝管からの流れは合流部に流入すると主流により流れの向きを変える。この過程で枝管からの流れには、遠心力の作用により曲がり管内流れと同様な二次流れが誘起され、これにより、中央対称面に対して左右対称の渦を形成する。
- ⑤③、④により誘起される渦運動があわさって、アーチ渦状の渦が形成され、その渦は周期的に放出される。

以上のアーチ渦の発生メカニズムは、境界層中におけるヘアピン渦の生成メカニズムともよく似ている<sup>(10)(11)</sup>。

### 3.1.4 アーチ渦の放出周波数と流動条件の関係

アーチ渦の放出周波数と流動条件との関係を図 3.1.6 に示す。ここで、アーチ渦の放出周波数  $f$  の値は、20 秒間に放出されるアーチ渦の個数を数え算出した。アーチ渦の放出周波数  $f$  は、流速比  $\beta$  が小さいほど、またレイノルズ数  $Re$  が増大するほど高くなり、口径比  $\alpha$  にはあまりよらない。

次に、アーチ渦の放出周波数を以下の式で定義されるストローハル数  $Sr$  を用いて整理した結果を図 3.1.7 に示す。

$$Sr = f \cdot D_m / W_m \quad (3.1.11)$$

ストローハル数  $Sr$  は、本研究で測定した  $Re=500\sim 3000$  の範囲内ではレイノルズ数  $Re$ 、口径比  $\alpha$  によらず、図中の実線で示される

$$Sr = 2.36 \beta^{-0.677} \quad (3.1.12)$$

なる式で近似できる。



### 3.1.5 スモーク法による可視化

これまで作動流体に水を用いた場合の流れの可視化の結果について述べてきたが、色素流脈法による流れの可視化では、主に層流 ( $500 \leq Re \leq 3000$ ) 状態の流れの様子について調べたことになる。実際の流れ場は乱流状態である。しかし、色素流脈法では乱流状態の流れの可視化をうまく行うことができなかった。そこで、作動流体に空気を用いたスモーク法により、乱流状態(レイノルズ数  $5000 \leq Re \leq 50000$ )の流れの可視化を行った。枝管より主管内に流入した煙の挙動を高速度カメラを用いて撮影した結果を図 3.1.8 に示す。図は、主管レイノルズ数  $Re=20000$ 、口径比  $\alpha=5.20$ 、流速比  $\beta=1.50$  の場合の可視化写真とその模式図で、図中の矢印は可視化映像をスローモーション再生して調べた渦の回転方向を表す。

まず、合流部の流れの様子を上方から撮影した可視化画像(図 3.1.8 (a))をみると、乱流状態の流れのため枝管からの煙はかなり拡散しているが、周期的な渦が確認でき、その渦の回転方向は水を用いた可視化で観察されたアーチ渦と同一方向である。しかし、側面から撮影した可視化画像(図 3.1.8 (b))をみると、渦の回転方向はアーチ渦と同じ方向だが、色素流脈法で観察されたアーチ渦のように、中央対称面に対して対称な渦にはなっていない。従って、これらの結果から判断すると、乱流状態の流れでも、アーチ渦状の渦列は確かに存在するが、その渦列は不安定で渦の対称性も崩れているようである。

次に、合流後の枝管からの流れが流下する位置を、スモーク法(レイノルズ数  $Re=20000$ 、口径比  $\alpha=5.20$  の場合)と色素流脈法(レイノルズ数  $Re=1000$ 、口径比  $\alpha=3.33$  の場合)の結果から比較すると(図 3.1.9 参照)、枝管からの流れの流下する位置は、色素流脈法の場合には、流速比が小さくなるにつれて枝管側の壁面から遠ざかる傾向を示すが、スモーク法の場合には流速比を変えてもあまり変わらない。これは主流の速度分布が層流と乱流状態とで異なるためである。つまり、軸方向速度は、管中心付近では乱流より層流の方が、逆に管壁付近では層流より乱流の方が高速となるため(図 3.1.10 参照)、合流部において枝管からの流れを主管軸方向に偏向させる力は、層流状態では管中心付近ほど強くなるのに対し、乱流状態では断面内であまり変わらないことになる。従って、枝管からの流れの流下する位置は、乱流状態の流れを可視化したスモーク法の場合と層流状態の流れを可視化した色素流脈法とで異なる結果が得られたのだと考えられる。

## 3.2 速度波形および周波数スペクトル

### 3.2.1 速度波形および周波数スペクトル

I 型熱線を用いて測定した速度波形の一例( $Re=50000$ 、 $\alpha=2.04$ 、 $\beta=0.67$ 、 $z/D_m=2.0$  の場合)を図 3.2.1 (a) に、また、この 16384 個の時系列データに対し、FFTアナライザを用いて周波数解析を行った結果を図 3.2.1 (b) に示す。なお、測定はサンプリング間隔 2m sec で、16384 回行った。測定条件、位置によっては、速度波形に周期的な変動が、そして、速度波形の周波数スペクトルには卓越した成分波が見られる。この速度波形に見られる周期的な変動は、配管合流領域における渦の周期的な放出に起因しており、この場合の渦は、おそらく前述の流れの可視化で観測されたアーチ渦と思われる。

### 3.2.2 卓越した周波数のみられる領域

断面内において卓越した周波数がみられる位置すなわち渦の通過位置を調べた結果を図 3.2.2 (Re=50000 の場合) に示す。なお、卓越周波数には、スペクトルピークが非常に鋭い形状の場合から鈍い形状の場合まで様々であった。そこで、スペクトルピークの形状をその鋭さの程度から 3 段階に評価し、色分けして各図に示した。以下に、その評価方法を述べる。

- ①周波数解析を行った周波数帯にわたり振幅  $W_{(amp.)}$  の平均値  $\overline{W_{(amp.)}}$  を求める。
- ②スペクトルのピーク値  $[W_{(amp.)}]_{max}$  と平均値  $\overline{W_{(amp.)}}$  の比  $I_p (= [W_{(amp.)}]_{max} / \overline{W_{(amp.)}})$  を求める。
- ③得られた  $I_p$  の値から以下のように分類を行う。

$I_p \geq 5.0$	ならば Lv.3 (非常に鋭い)
$4.0 \leq I_p < 5.0$	ならば Lv.2 (中程度)
$I_p < 4.0$	ならば Lv.1 (弱い)

そして、色の濃い順に Lv.3→Lv.2→Lv.1 とした。すなわち、色の濃い領域ほど鋭いスペクトルピークをもつ卓越周波数がみられた領域であることを示している。

まず、卓越した周波数がみられる領域(断面位置)と口径比  $\alpha$  の関係を流速比  $\beta = 0.67$  の場合を例にとり述べる(図 3.2.2 (a) 参照)。合流直後の  $z/D_m = 0.5$  では、いずれの口径比でも鋭いピークの卓越周波数はみられない。下流の  $z/D_m = 1.0 \sim 2.0$  付近になると、まず断面内の  $\theta = 45^\circ$  付近で鋭いピークの卓越周波数がみられ始め、下流に進むにつれて卓越周波数がみられる領域は周方向へと広がっていく。そして下流の  $z/D_m = 5.0$  付近では、依然として卓越周波数はみられるが、そのピークは弱くなる。また、口径比  $\alpha$  が小さいほど、すなわち主管径に比べて枝管径が大きいほど卓越周波数のみられる領域は広がり、そのピークは鋭くなる。そして、より下流側まで卓越周波数のみられる領域は存続する。したがって、口径比  $\alpha$  が小さいほど、渦はより下流側まで維持されることがわかる。

次に、卓越した周波数のみられる領域(断面位置)と流速比  $\beta$  の関係を口径比  $\alpha = 3.35$  の場合を例にとり述べる(図 3.2.2 (b) 参照)。合流直後の  $z/D_m = 0.5$  では、卓越した周波数は流速比  $\beta = 0.33$  の場合には全くみられないが、 $\beta = 1.00$  の場合には  $\theta = 45^\circ$  付近でみられ、そのピークも鋭い。 $z/D_m = 1.0 \sim 2.0$  になると、いずれの流速比においても卓越した周波数はみられはじめ、その領域は下流に進むにつれて周方向に拡大する。さらに下流の  $z/D_m = 5.0$  では、卓越周波数のみられる領域は狭くなり、特に、流速比  $\beta = 0.33$  の場合には消失する。これは流速比  $\beta = 0.33$  の場合には、断面内の二次流れが強く乱れも強いため、より上流側で渦が崩れたためだと考えられる。また、以上の卓越した周波数のみられた領域(断面位置)は、スモーク法による可視化において周期的な渦が流下する位置ともよく一致している。

次に、合流部上流の曲がり管の影響について、口径比  $\alpha = 3.35$  の場合を例にとり述べる(図 3.2.2 (b) (c) 参照)。いずれの流速比においても上流に曲がり管を有する場合の方が、曲がり管をもたない場合よりも広い範囲で鋭いスペクトルピークをもつ卓越周波数がみられる。また、曲がり管を有する場合には、下流  $z/D_m = 5.0$  においても比較的鋭いスペクトルピークをもつ卓越周波数が

みられることから、周期的な強い渦がより下流まで存続することがわかる。

### 3.2.3 卓越周波数と各種流動パラメータの関係

卓越周波数(渦の放出周波数)と各種流動パラメータの関係を、主管レイノルズ数  $Re=5000\sim 50000$  の範囲において、流速比  $\beta=0.33\sim 2.0$ 、口径比  $\alpha=2.04, 3.35, 5.20$  に変えて調べた結果を図 3.2.3 に示す。いずれの口径比においても、レイノルズ数  $Re$  が高かつ流速比  $\beta$  が小さいほど卓越周波数  $f$  は高くなる。また、口径比  $\alpha$  が大きいほど、すなわち主管径に比べて枝管径が小さいほど卓越周波数  $f$  はわずかに高い。この傾向は、水を用いた可視化で得られたアーチ渦の放出周波数の結果ともよく一致している。なお、口径比  $\alpha=5.20$  で流速比  $\beta$  の大きい場合には、卓越周波数は全くみられなかった。

次に、アーチ渦の放出周波数と同様に、卓越周波数  $f$  をストローハル数  $Sr (=f \cdot D_m / W_m)$  で整理した。その結果を図 3.2.4 (a) に示す。ストローハル数  $Sr$  はレイノルズ数  $Re$  が小さくなるほど大きくなる。ここで、ストローハル数  $Sr$  と流速比  $\beta$ 、口径比  $\alpha$ 、レイノルズ数  $Re$  の間に

$$Sr \propto \alpha^a \cdot \beta^b \cdot Re^c$$

の関係が成り立つと仮定し、次元考察を行うと、ストローハル数  $Sr$  はレイノルズ数  $Re=5000\sim 50000$ 、流速比  $\beta=0.33\sim 2.0$ 、口径比  $\alpha=2.04\sim 5.2$  の範囲内では図 3.2.4 (b) の実線で示される

$$Sr = 1.06 (\alpha^{-1} \cdot \beta^1 \cdot Re^{0.2})^{-0.353}$$

$$= 1.06 \alpha^{0.353} \cdot \beta^{-0.353} \cdot Re^{-0.0706} \quad (3.2.1)$$

なる式で近似できる。

### 3.2.4 水を用いた可視化との比較

層流域で観測されるアーチ渦は、乱流域になると図 3.1.8 に示したようにある程度崩れた構造となる。その理由には、強い乱れによる流れの拡散の効果だけでなく、層流と乱流の場合の軸方向速度分布の形状の違いも考えられる。軸方向速度の分布は、乱流の場合、ほぼ一様となるのに対し、層流の場合には中心速度が断面平均速度の 2 倍の放物形分布となる(図 3.1.10 参照)。そのため、図 3.1.5 (a) 中に矢印 A で示した回転方向の渦は、乱流の場合には層流の場合にくらべて弱くなる。つまり、乱流の場合には層流の場合にくらべて渦の回転力が弱いので、渦が管中心付近で崩れやすいのではないかと考えられる。その結果、管中心付近でみられる卓越周波数のスペクトルピークは比較的弱く、中央対称面に対する渦の対称性は崩れやすくなる。なお、3.1 節でも述べたが、乱流の場合には、管壁付近の主流の速度が速いため、同じ流速比でも層流の場合より枝管からの流れは合流後大きく偏向する。このため、乱流の場合のアーチ渦の通過する位置は層流の場合にくらべて管壁側に近づき、速度波形を周波数解析すると壁面近傍において鋭いスペクトルピークを示すようになる。

次に、卓越周波数とアーチ渦の放出周波数、すなわち層流状態と乱流状態の場合における渦の放出周波数の比較を行う。比較を簡単にするため、図 3.2.5 に示すように、図の横軸を便宜上  $\alpha^{-1} \cdot \beta^1 \cdot Re^{0.2}$  にとり、ストローハル数  $Sr (=f \cdot D_m / W_m)$  による比較を行った。アーチ渦の放出周波数をストローハル数  $Sr$  に換算して図中にプロットするとともに、卓越周波数と各種流動パラメータとの関係から求めたストローハル数  $Sr$  の式 (3.2.1) を直線①で示した。アーチ渦の放出周

波数から求めたストローハル数  $Sr$  は卓越周波数から得られる  $Sr$  の約2倍となる。そこで、式(3.2.1)より得られるストローハル数  $Sr$  の値を2倍して図示すると(直線②参照)、その値はアーチ渦放出周波数から求めたストローハル数  $Sr$  とほぼ一致することがわかる。

この理由を以下に述べる。軸方向速度の分布は乱流ではほぼ一様な分布となるのに対し、層流では管中心速度が断面平均速度の2倍の放物形分布となる。したがって、アーチ渦が断面中心付近を流下する層流の場合、渦の移送速度は断面平均速度の2倍程度となる。このため、層流中の渦の放出周波数は乱流の場合の約2倍となる。以上のことから、速度波形の周波数解析より得られた卓越周波数は、アーチ渦あるいはアーチ渦が崩れた渦の放出周波数であると考えてよいだろう。

以上のことから、乱流の場合には枝管側の壁面近傍を周期的な渦が通過し、特に、流速比が大きくかつ口径比が小さい場合には渦の放出周波数が低くなるため、主管と枝管を流れる流体の温度差が大きい場合にはサーマルストライピングの要因となる。したがって、原子力プラントの運転制御ならびに配管設計においてはこの点に注意を払う必要がある。

### 3.3 圧力分布

壁面静圧の管軸方向分布を圧力係数  $C_p$

$$C_p = \frac{(p - p_{ref})}{\rho W_m^2 / 2} \quad (3.3.1)$$

の形で整理した結果を図3.3.1に示す。なお基準圧力  $p_{ref}$  は、合流部上流に曲がり管の無い場合には合流部上流  $z/D_m = -7.0$  ( $=728\text{mm}$ ) の位置の壁面静圧を、曲がり管を有する場合には曲がり管入口より上流  $7.0D_m$  ( $=728\text{mm}$ ) の位置の壁面静圧を用いた。また、 $W_m$  は合流部上流における主管流の断面平均流速、 $\rho$  は流体の密度を表し、 $\theta = 0^\circ$  が枝管側となる。なお、図中の直線は、合流部の無い直管内流れの  $C_p$  の値を示す。

まず、口径比  $\alpha = 2.04$  の場合を例にとり、圧力係数  $C_p$  の下流方向への推移を述べる。合流部上流の  $C_p$  は  $\theta = 0^\circ$  を除く周方向位置で合流部のない場合とほぼ同じ値となるが、 $\theta = 0^\circ$  では下流の枝管からの流れが障害となり、壁面付近の軸方向速度が遅くなるため、 $C_p$  は合流部の無い場合よりもやや高い値となる。合流後の  $C_p$  は、周方向位置によって異なった推移を示す。すなわち枝管側の  $\theta = 0^\circ$  の圧力係数  $C_p$  は、枝管からの流れの背後にできる死水領域にあたる  $z/D_m = 0.5$  付近で著しく低下するが、さらに下流では死水領域の消失とともに上昇していく。一方、 $\theta = 90^\circ$ 、 $180^\circ$  の圧力係数  $C_p$  は、合流による圧力損失に加えて、 $\theta = 0^\circ$  側の死水領域の発生による増速のため、 $z/D_m = 0.5 \sim 1.0$  付近において大きく低下するが、その後、 $z/D_m = 2.0$  にかけて軸方向の運動量の拡散とともに壁面近傍の高速流体が減速するため上昇する。そして  $z/D_m = 3.0$  より下流では、圧力係数  $C_p$  の周方向位置による差はほぼみられなくなり、圧力勾配も直管内流れの勾配に近づく。

また、同一口径比の場合には、流速比  $\beta$  が小さいほど合流直後の  $C_p$  の変化は大きく、合流による圧力損失も大きい。そして、合流後の圧力勾配が直管内流れの値に回復するまでに要する距離も長くなる。

一方、同一流速比の場合には、口径比 $\alpha$ が小さいほど合流直後の圧力係数 $C_p$ の変化は大きく、合流による圧力損失も大きい。

さらに合流部上流に曲がり管を有する場合には、合流部上流の曲がりの外側( $\theta=180^\circ$ )では内側( $\theta=0^\circ$ )と比べて軸方向速度が高速となるため、圧力係数 $C_p$ は低くなる。合流部下流の圧力係数 $C_p$ の推移は、上流に曲がり管の無い場合とよく似ているが、 $\theta=0^\circ$ 側の死水領域の発生による $C_p$ の降下は、曲がり管の無い場合よりも上流側の $z/D_m=1.0$ 付近でほとんど見られなくなる。また流速比 $\beta=0.33$ の場合には、 $z/D_m=0.5$ で $\theta=180^\circ$ の $C_p$ が著しく高くなり、上流に曲がり管が無い場合よりも、枝管からの流れが主管壁へより激しく衝突していることがわかる。

### 3.4 時間平均速度分布

単一傾斜熱線による3方向速度測定の結果から軸方向速度 $\overline{W}$ の分布ならびに半径方向および周方向の時間平均速度 $\overline{U}$ 、 $\overline{V}$ より求まる速度ベクトル図を描き、時間平均速度の分布に及ぼす各種パラメータの影響について検討する。なお、軸方向速度 $\overline{W}$ の分布では、合流部上流における断面平均速度 $W_m$ で無次元化した値をカラーマップで示した。

断面内の時間平均速度の分布が下流方向へ変化する様子を図3.4.1に示す。合流後の $z/D_m=0.5$ では、管中心付近に $\theta=180^\circ$ 方向に向かう強い二次流れがみられ、この強い二次流れの領域が枝管からの流れに相当する。また、枝管からの流れの背後となる $\theta=0^\circ$ 側(枝管側)には、軸方向速度の低速領域すなわち死水領域が、管中央部には軸方向速度の高速領域が見られる。そして、この死水領域に周りの流体が流れ込むように $\theta=180^\circ$ 側から $\theta=0^\circ$ 側へ向かう二次流れが見られる。その後、下流に進むにつれて、二次流れは急速に減衰し、 $\theta=0^\circ$ 側の低速流体は増速、管中心部の高速流体は減速するとともに僅かに $\theta=180^\circ$ 側に移動する。そして、下流の $z/D_m=5.0$ 付近になると、二次流れはほぼ消失し、軸方向速度の分布は直管内流れの分布へと近づく。

口径比 $\alpha=3.35$ の下で流速比 $\beta$ を変えて速度分布を調べると(図3.4.2)、流速比 $\beta$ が小さいほど合流直後の $z/D_m=0.5$ 付近の二次流れは強くなる。また、下流 $z/D_m=2.0$ になると、流速比 $\beta=0.67$ 、 $1.0$ の場合、二次流れは急速に減衰し、軸方向速度の偏りも少なくなるが、 $\beta=0.33$ の場合には依然として強い二次流れがみられ、軸方向速度の高速領域は依然として $\theta=180^\circ$ 側に偏ったままである。

次に、流速比 $\beta=0.67$ の下で口径比 $\alpha$ を変えて速度分布を調べると(図3.4.3)、枝管からの流れの領域(管中心付近の $\theta=180^\circ$ 方向に向かう強い二次流れの領域)は、口径比 $\alpha$ の値が小さいほど拡がり、それに伴い、 $\theta=0^\circ$ 側の枝管からの流れの背後に形成される死水領域も周方向へと拡がる。また、口径比 $\alpha$ が小さいほど枝管流の慣性効果は強く、合流後の枝管からの流れは急激に減速しないため、軸方向速度の断面内の最大値はより高速となる。

さらに、合流部上流に曲がり管を有する場合(図3.4.1)には、上流の曲がり管内で発生した二次流れと枝管からの流れの向きが同一方向となり、枝管からの流れの偏向が遅れるため、 $z/D_m=0.5$ における枝管からの流れの領域(管中心付近の $\theta=180^\circ$ 方向に向かう強い二次流れの領域)は曲がり管の無い場合に比べて $\theta=180^\circ$ 側に移動する。また、遠心力の作用によって誘起される曲がり管特有の二次流れにより、管壁付近に軸方向速度の高速領域が輸送されるため、壁面近傍の軸方

向速度は合流部上流側に曲がり管の無い場合に比べて高速となる。この傾向は、下流  $z/D_m=5.0$  付近においても幾分見られ、速度分布の直円管流れの分布への回復は遅れる。

### 3.5 乱れエネルギーk

3方向速度測定の結果から描いた乱れエネルギーkの分布図を示し、乱れ成分に及ぼす各種パラメータの影響について検討する。

断面内における乱れエネルギーkの分布の下流方向への推移を図 3.5.1 に示す。合流後の  $z/D_m=0.5$  では、枝管からの流れの背後にできる死水領域の周囲に広がる軸方向速度の速度勾配の大きい領域で、乱れエネルギーは大きな値を示す。下流  $z/D_m=1.0$  では、二次流れにより乱れが輸送されるため、乱れの大きい領域は急速に拡大する。さらに下流に進むにつれて軸方向の運動量の拡散が進み、それに伴って速度勾配が緩やかになり、乱れの生成が弱くなるため、乱れは急速に減衰する。また、この間に二次流れも急速に減衰し、乱れの拡散が十分に進まないため、 $z/D_m=5.0$  付近の乱れのエネルギーは、 $\theta=0^\circ$  側よりも $\theta=180^\circ$  側の方が幾分小さい値となる。

口径比は $\alpha=3.35$ の下で流速比 $\beta$ を変えて乱れエネルギーkの分布を調べると(図 3.5.2)、合流後の  $z/D_m=0.5$  では、流速比 $\beta$ が小さいほど、枝管からの流れの領域が $\theta=180^\circ$ 側に移動するため、死水領域は $\theta=180^\circ$ 側に広がる。これに伴い、速度勾配の大きい剪断層も $\theta=180^\circ$ 側に移動し、そこでの速度勾配もより急峻になる。これに対応して流速比 $\beta$ が小さいほど、乱れエネルギーkの大きい領域は $\theta=180^\circ$ 側に移動するとともに、kの値もより大きくなる。下流  $z/D_m=2.0$  になると、流速比 $\beta$ が小さいほど、強い二次流れにより乱れが輸送されるため、乱れの大きい領域は上流に比べて $\theta=180^\circ$ 方向に移動する。

次に、流速比 $\beta=0.67$ の下で口径比 $\alpha$ を変えて乱れエネルギーkの分布を調べると(図 3.5.3)、合流後の  $z/D_m=0.5$  では、口径比 $\alpha$ が小さいほど、死水領域周囲の軸方向速度の勾配がより急峻となるため、そこでの乱れエネルギーkの値は大きくなる。下流  $z/D_m=2.0$  になると、乱れエネルギーkは $\alpha=3.35, 5.20$ の場合には著しく減衰するが、 $\alpha=2.04$ の場合にはまだ依然として大きい。

さらに、合流部上流に曲がり管を有する場合(図 3.5.1)には、曲がり管の無い場合に比べて死水領域が $\theta=180^\circ$ 側に拡大することに伴って、 $z/D_m=0.5$ における乱れエネルギーkの大きい領域は $\theta=180^\circ$ 方向に移動する。また、強い二次流れにより乱れが断面内に輸送されるため、下流に進むにつれて乱れ分布の一様化が急速に進み、下流の  $z/D_m=5.0$  になると乱れのエネルギーkは、断面内でほぼ一様な分布となり、kの値も小さくなる。

### 3.6 特性量

本研究では、軸方向流れの偏り、二次流れの強さおよび乱れのエネルギーが、流れ方向に変化していく様子を調べるために、次のような流れの特性量を

軸方向流れの偏り：

$$M_x = -\frac{16}{\pi D_m^3 W_a} \int_0^r \int_0^{D_m/2} r \cos \theta \overline{W} r dr d\theta \quad (3.6.1)$$

二次流れの強さ：

$$I_s = \frac{8}{\pi D_m^2 W_m^2} \int_0^\pi \int_0^{D_m/2} (\overline{U^2} + \overline{V^2}) r dr d\theta \quad (3.6.2)$$

乱れエネルギーの断面平均値：

$$K_a = \frac{8}{\pi D_m^2 W_m^2} \int_0^\pi \int_0^{D_m/2} \frac{1}{2} (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) r dr d\theta \quad (3.6.3)$$

を求め、下流方向に整理した。その結果を以下に述べる。

### 3.6.1 軸方向流れの偏り

軸方向流れの水平方向(x方向)の偏り  $M_x$  の下流方向への変化を図 3.6.1 に示す。ここで、 $M_x$  が正值の場合には流れは+x側 ( $\theta = 180^\circ$  側) に、 $M_x$  が負値の場合には流れは-x側 ( $\theta = 0^\circ$  側) に偏っていることを表す。

いずれの場合も、下流に進むにつれて水平方向(x方向)の流れの偏りは小さくなるが、流速比  $\beta$  の値が小さいほど、すなわち主管流速に比べて枝管流速が速いほど流れの偏りは大きくなる(図 3.6.1 (a) 参照)。なお、 $\beta = 0.33$  の場合に  $z/D_m = 1.0$  付近で  $M_x$  の値が一旦小さくなるのは、高速の枝管流の主管壁面への衝突により発生した強い二次流れによって、軸方向速度の高速領域が枝管側に運ばれたためである。また、軸方向流れの偏りは、 $\alpha$  の値が小さいほど、すなわち主管径に比べて枝管径が大きいほど大きくなる(図 3.6.1 (b) 参照)。

さらに合流部上流に曲がり管を有する場合には、遠心力の作用により誘起された曲がり管特有の二次流れと合流による二次流れの向きが同一方向のため、軸方向の運動量の拡散がよく進み、流れの偏りは、曲がり管の無い場合よりもかなり上流の  $z/D_m = 2.0$  付近でほぼなくなる(図 3.6.1 (c) 参照)。

### 3.6.2 二次流れの強さ

二次流れの強さ  $I_s$  の下流方向への変化を図 3.6.2 に示す。

二次流れは、合流直後の  $z/D_m = 0.5$  で最大となり、下流に進むにつれて急速に減衰する。また、流速比  $\beta$  および口径比  $\alpha$  が小さいほど、すなわち主管流に比べて枝管流が速くかつ主管径に比べて枝管径が大きいほど、二次流れは強くなる。

さらに合流部上流に曲がり管を有する場合には、いずれの流速比においても、合流直後から  $z/D_m = 2.0$  にかけて、二次流れは曲がり管が無い場合よりも強くなるが、その後急速に減衰し、下流  $z/D_m = 5.0$  付近になると、曲がり管が無い場合とほぼ同じ強さとなる。

### 3.6.3 乱れエネルギーの断面平均値

乱れエネルギーの断面平均値  $K_a$  の下流方向への変化を図 3.6.3 に示す。

乱れエネルギーの断面平均値  $K_a$  は、いずれの流速比においても合流直後の  $z/D_m = 0.5 \sim 1.0$  付近で最大となり、下流に進むにつれて急速に減少していく。また、流速比  $\beta$  の値が小さいほど、すなわち主管流に比べて枝管流が速いほど  $K_a$  の値は大きく、その傾向は特に  $\beta = 0.33$  の場合に顕著となる。また、 $K_a$  は口径比  $\alpha$  が小さいほど、すなわち主管径に比べて枝管径が大きいほど大きく

なる。

さらに、合流部上流に曲がり管を有する場合には、いずれの流速比においても上流に曲がり管が無い場合に比べて乱れエネルギーの断面平均値  $K_a$  は大きくなる。

以上のことから、合流部下流では、軸方向流れの偏り、二次流れの強さ、乱れのエネルギーとも流速比、口径比が小さいほど大きくなり、その傾向は合流部上流に曲がり管を有する場合により顕著となることがわかる。したがって、配管設計においてこの点に留意すべきである。



## 第4章 結 言

流れの可視化を行い、配管合流領域における流れの挙動を調べた結果、以下の知見を得た。

- (1) 合流後の流れは主管内に噴出した枝管からの流れの挙動により大きく3種類の流動パターン、すなわち成層分離流、偏向噴流、衝突噴流に分類できる。
- (2) 3種類の流動パターンは、レイノルズ数  $Re=500\sim 5000$ 、流速比  $\beta=0.1\sim 10$ 、口径比  $\alpha=2.0\sim 5.0$  の範囲では

$G_1(\alpha, \beta, Re) \geq 1$  の場合には、成層分離流 (パターンA)

$G_1(\alpha, \beta, Re) < 1$  かつ  $G_2(\alpha, \beta, Re) \geq 1$  の場合には、偏向噴流 (パターンB)

$G_2(\alpha, \beta, Re) < 1$  の場合には、衝突噴流 (パターンC)

となる。ここで、

$$G_1(\alpha, \beta, Re) = 20.8 \cdot \alpha \cdot \beta^{1.26} \cdot Re^{-0.737}$$

$$G_2(\alpha, \beta, Re) = 2.01 \cdot \alpha \cdot \beta^{1.86} \cdot Re^{-0.138}$$

- (3) レイノルズ数  $Re=500\sim 3000$  の範囲で枝管からの流れが偏向噴流となる場合には、枝管からの流れはアーチ渦状の渦列を示し、管中央部を流下する。また、渦の放出周波数は流速比が小さく、かつレイノルズ数が高いほど高くなる。
- (4) レイノルズ数  $Re=20000\sim 50000$  の乱流域においても、枝管からの流れが偏向噴流となる場合には、周期的な渦列がみられる。また、その渦列は多少崩れてはいるが、ほぼアーチ渦と同様な挙動を示し、枝管側の壁面近傍を流下する。

速度および壁面静圧の測定を、主管流のレイノルズ数、流速比および口径比を変えて行い、合流領域の流れに及ぼす各種パラメータの影響ならびに合流部上流の曲がり管の影響を調べた結果、以下のような知見を得た。

- (5) レイノルズ数  $Re=5000\sim 50000$ 、流速比  $\beta=0.33\sim 2.0$ 、口径比  $\alpha=2.04\sim 5.20$  の範囲では、合流部の軸方向速度の周波数スペクトルに卓越した周波数がみられ、この卓越周波数が渦の放出周波数に相当する。また、この卓越周波数  $f$  をストローハル数  $Sr = f \cdot D_m / W_m$  ( $D_m$ : 主管径、 $W_m$ : 主流の断面平均流速) で整理すると、

$$Sr = 1.06 (\alpha^{-1} \cdot \beta \cdot Re^{0.2})^{-0.353}$$

なる式で近似できる。

- (6) 合流後の流れは、流速比  $\beta$  が小さくかつ口径比  $\alpha$  が小さいほど軸方向流れの偏り、二次流れの強さ、乱れエネルギーとも大きい。またこの傾向は、合流部上流に  $90^\circ$  曲がり管を有する場合により顕著となる。
- (7) 上流に曲がり管を有する場合の方が曲がり管の無い場合に比べて、合流後の流れが直円管内流れの状態に回復するのに要する距離は長くなる。

以上の結果から、合流後の枝管からの流れが示す3種類の流動パターンのうち、偏向噴流の場

合には周期的な渦の放出が起こり、この渦は乱流の場合には枝管側の壁面近傍を流下するため、渦の放出周波数が低くなる流速比が大きかつ口径比が小さい場合には、サーマルストライピングの要因となるため、原子力プラントの運転制御ならびに配管設計においては注意を払う必要がある。

また、合流部下流では、軸方向流れの偏り、二次流れの強さ、乱れのエネルギーとも流速比、口径比が小さいほど大きくなり、その傾向は合流部上流に曲がり管を有する場合により顕著となるため、配管設計ではこの点についても留意すべきである。

参考文献

- (1) Nordgrn, A., Thermal Fluctuations in Mixing Tees (Experiences, Measurements, Prediction and Fixes) *Tras. Int. Conf. Struct. Mech. React. Technol.*, 7<sup>th</sup>, No.D/ED1.2 (1983), 7.
- (2) 村松壽晴, 日本原子力学会「1988秋の大会」, F9 (1998), 311.
- (3) Nishiyama, H., ほか 3 名, Temperature Fluctuations in a Slightly Heated Slot Jet Issuing into a Crossflow, *Exp. Thermal Fluid Sci.*, 6 (1993), 252.
- (4) 高橋志郎、椎名孝次、高温水と低温水が混合する T 字形合流配管の流体温度変動特性、日本機械学会論文集 (B 編) 66 巻 651 号 (2000), 2905.
- (5) 高橋志郎、ほか 5 名、T 字形合流部における温度差を有する二流体の熱的混合特性 (合流部混合特性と下流側の曲がり管による混合促進効果)、日本機械学会論文集(B 編) 63 巻 613 号 (1997), 2970.
- (6) Ger. A. M., Holly, E. R., Comparison of Single-Point Injections in Pipe Flow, *Proc. A. S. C. E. J. Hyd. Div.*, 102, Hy6 (1976), 731.
- (7) 五十嵐・田中・林・飛田・上出、配管合流部の混合現象に関する研究、JNC TN9400 2001-024
- (8) 須藤浩三、高見敏広、檜原秀樹、単一傾斜熱線による三次元乱流の計測、日本機械学会論文集 (B 編) 58 巻 546 号 (1992), 379.
- (9) Laufer, J., The Structure of Turbulence in Fully Developed Pipe Flow, J., NACA Rept.1174(1954).
- (10) Acarlar, M.S. Smith, C.R., A study on hairpin vortices in a laminar boundary layer. Part 1. Hairpin vortices generated by a hemisphere protuberance, *J. Fluid Mech.* vol. 175(1987), 1.
- (11) Acarlar, M.S., Smith, C.R., A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer. Part 2. Hairpin vortices generated by fluid injection, *J. Fluid Mech.* vol. 175(1987), 43.

- |                                    |                       |
|------------------------------------|-----------------------|
| 1. Overflow Tank                   | 7. Dye-injection Tank |
| 2. Valve                           | 8. Camera & VTR       |
| 3. Main Duct (40 × 40 × 3000)      | 9. Pump               |
| 4. T - Junction                    | 10. Tank              |
| 5. Branch Pipe (φ 8, 12, 20 × 600) |                       |
| 6. Back Pressure Tank              |                       |

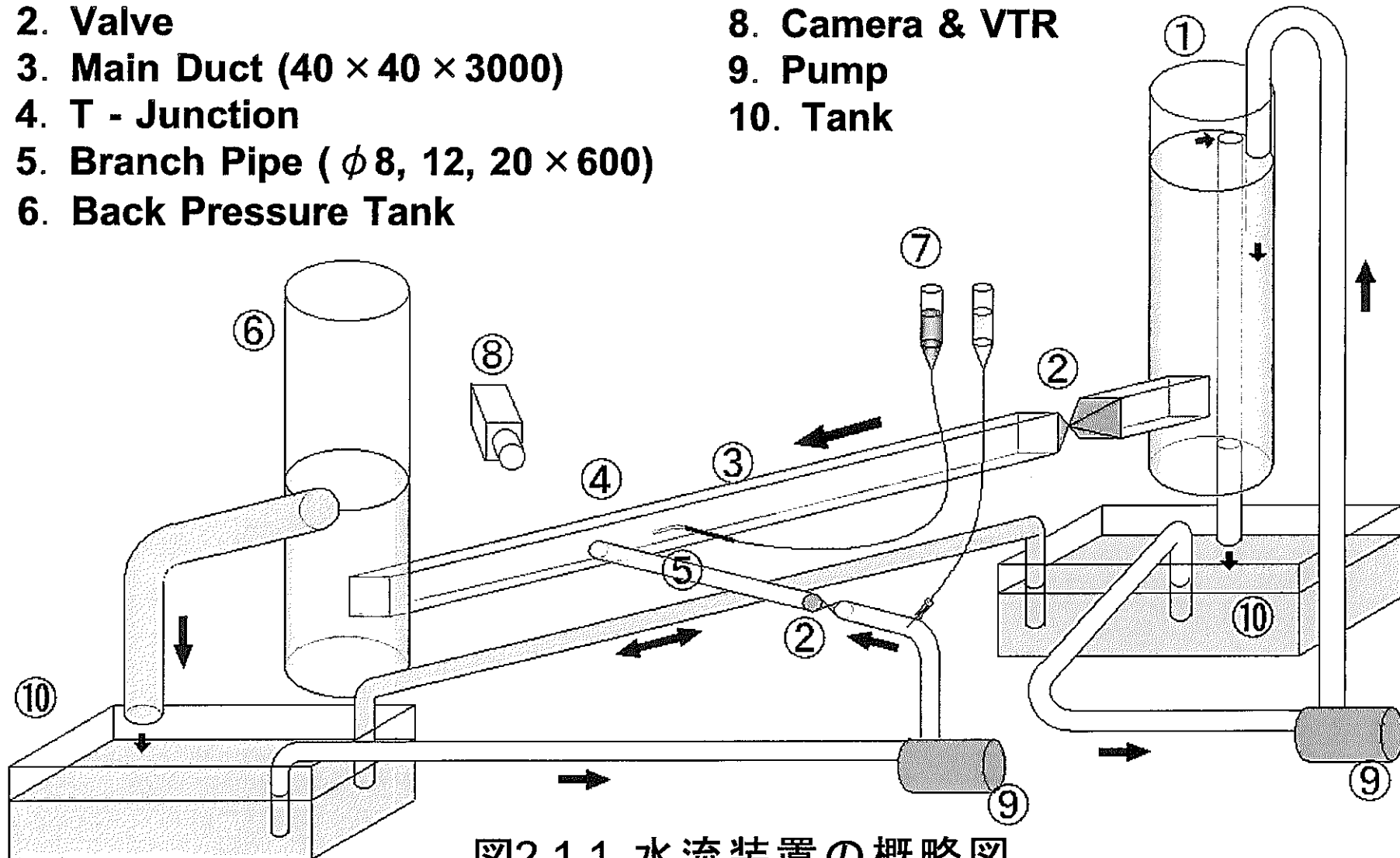
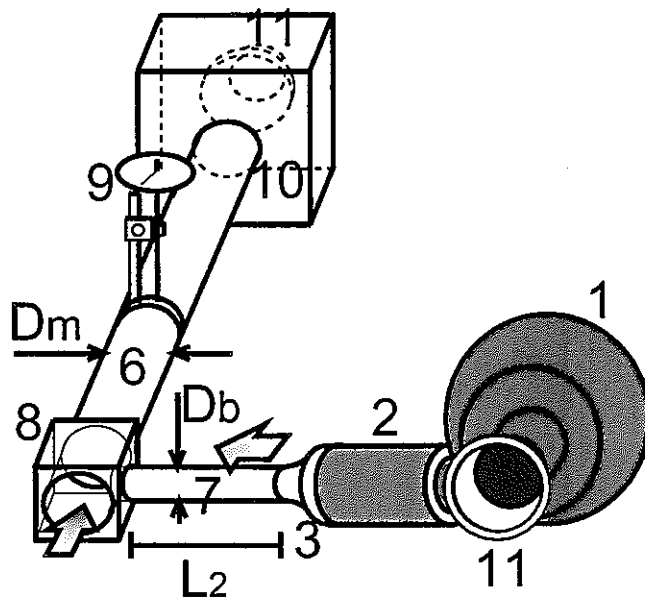


図2.1.1 水流装置の概略図

- 1. Blower
- 2. Settling Chamber
- 3. Contraction
- 4. Upstream Tangent
- 5. Bend
- 6. Downstream Tangent
- 7. Branch Pipe
- 8. Tee Junction
- 9. Hot-Wire Anemometer
- 10. Surge Tank
- 11. Nozzle



$D_m = 104\text{mm}$   
 $D_b = 20, 31, 51\text{mm}$   
 $L_1 \cong 5000\text{mm}$   
 $L_2 \cong 2000\text{mm}$   
 $L_3 = 208\text{mm}$

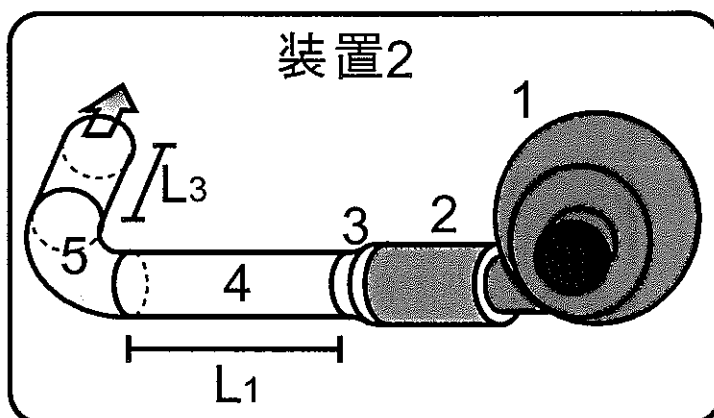
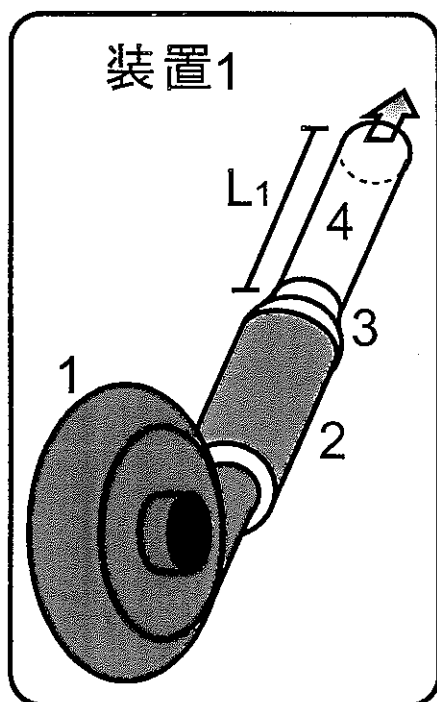
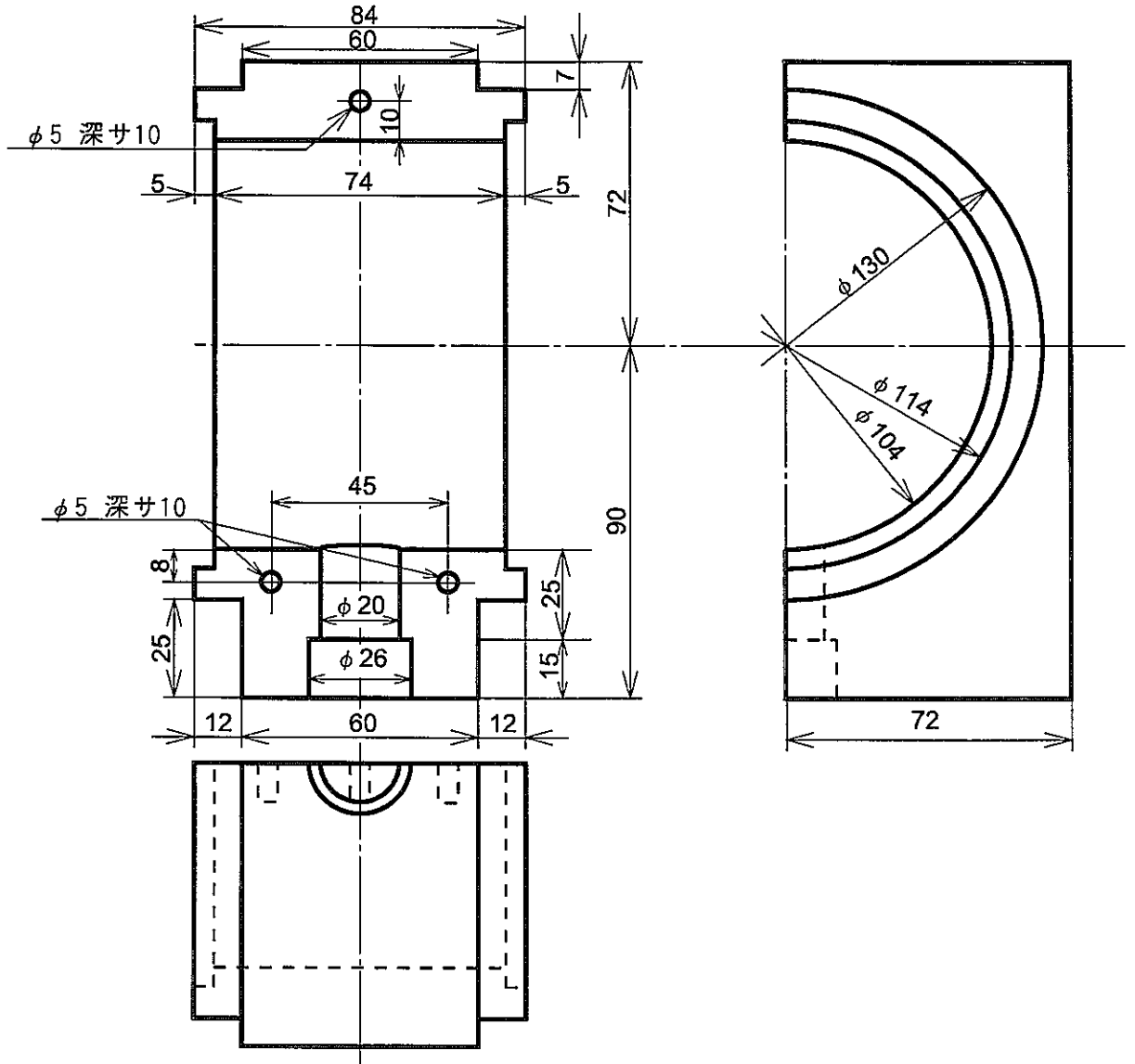
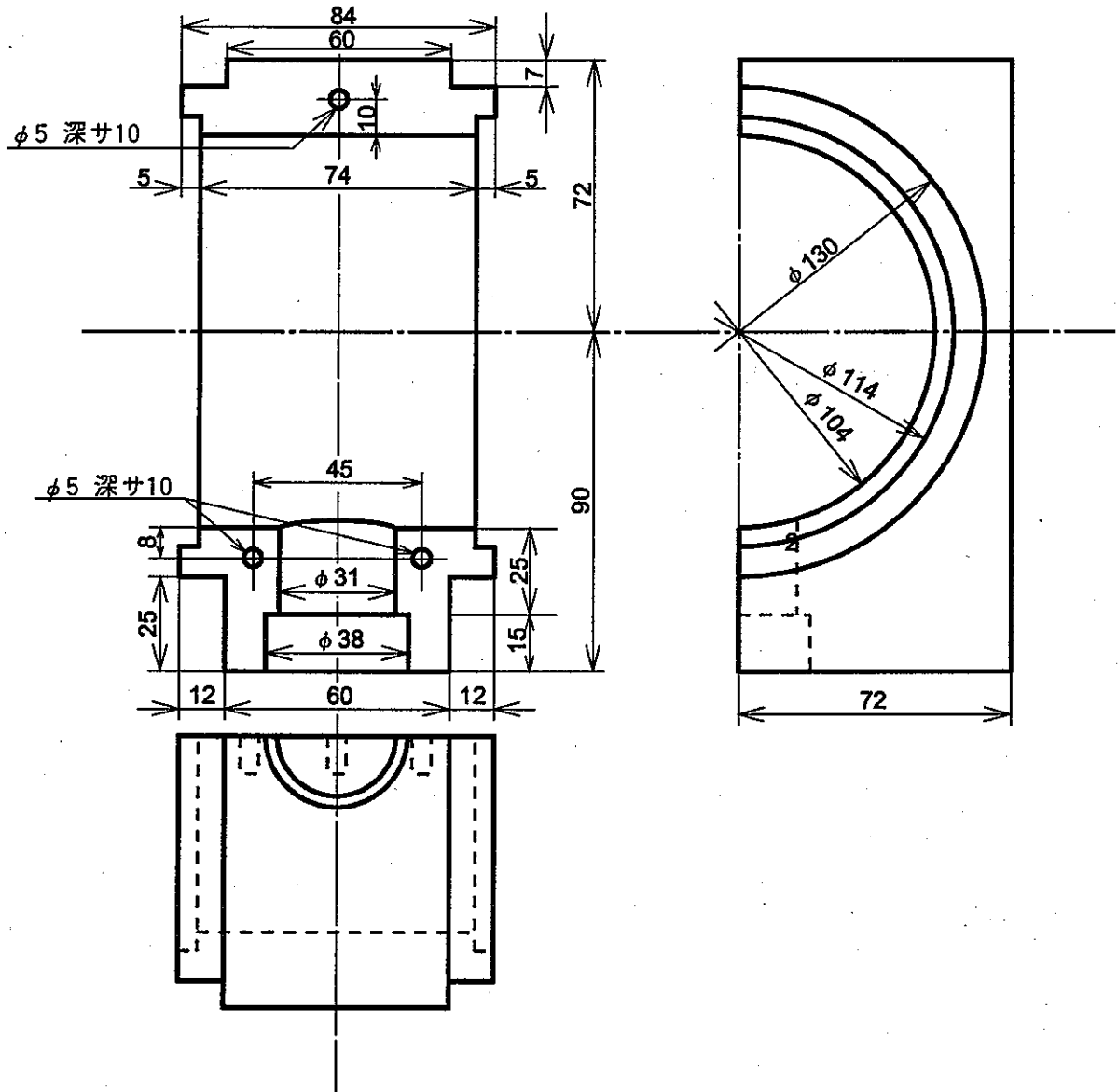


図2.1.2 空気流装置の概略図



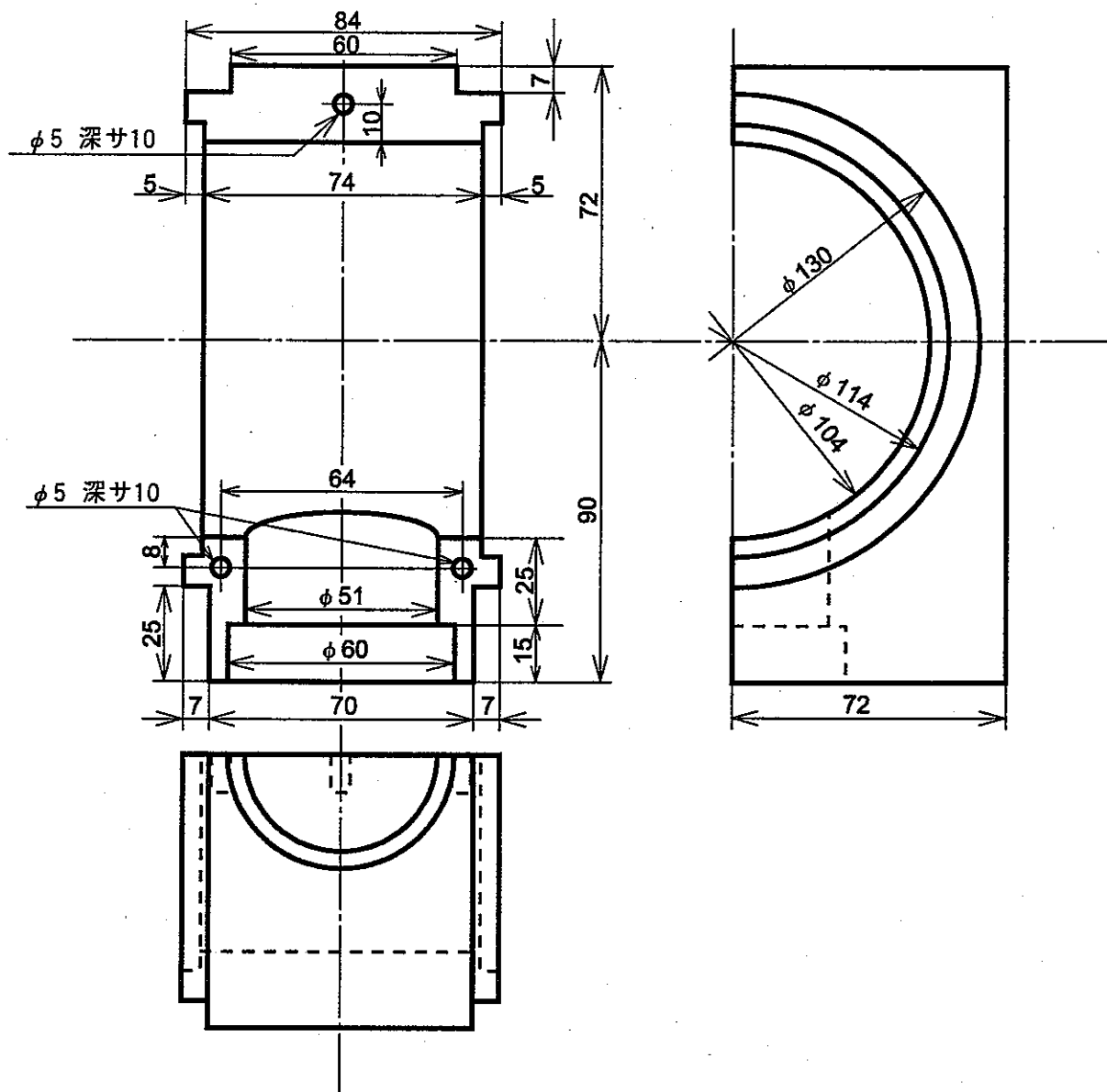
(a)  $D_b = 20\text{ mm}$

図2.1.3 配管合流部詳細図



(b)  $D_b = 31 \text{ mm}$

図2.1.3 配管合流部詳細図



(c)  $D_b = 51$  mm

図2.1.3 配管合流部詳細図



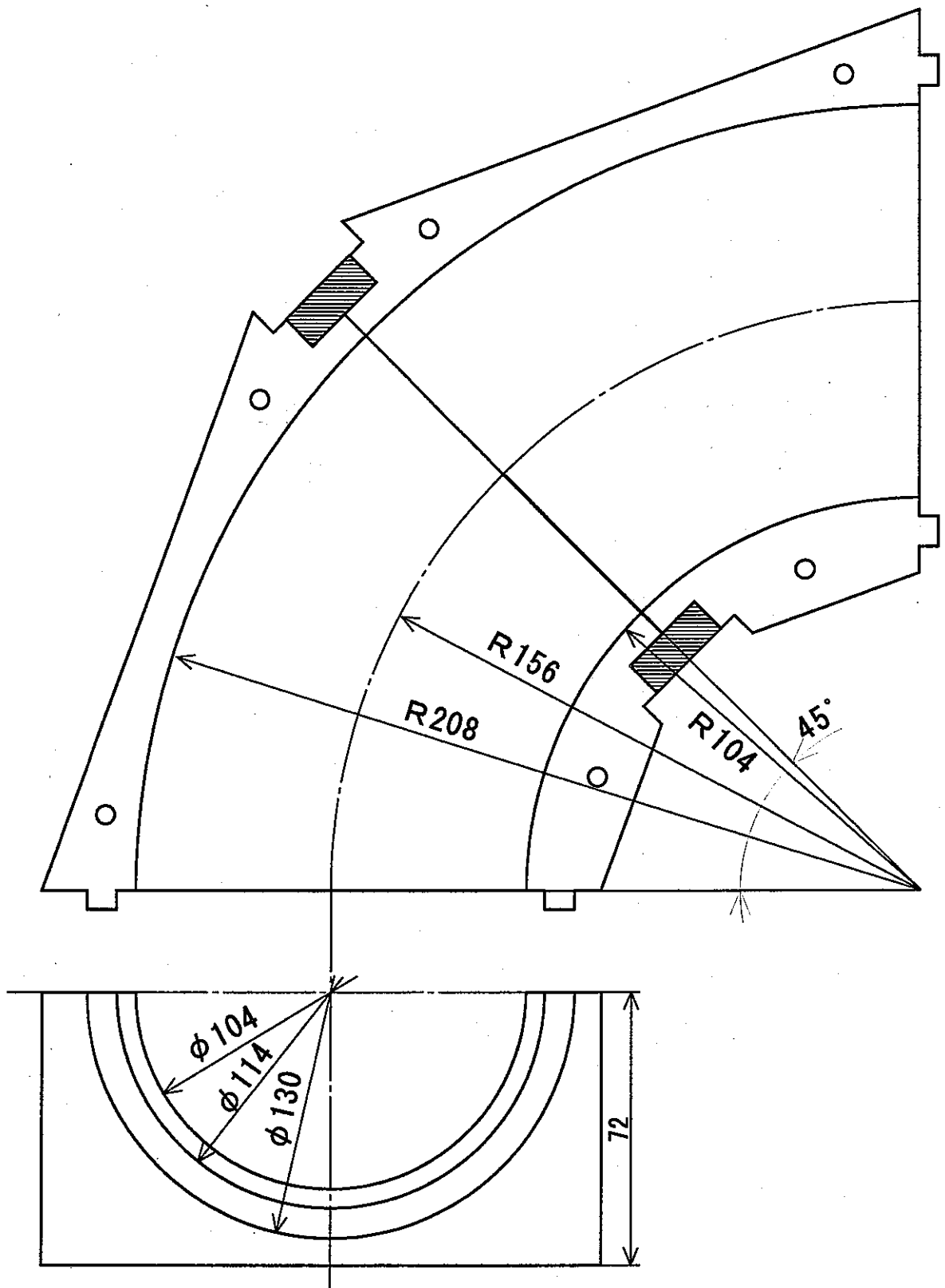


図2.1.4 曲がり管詳細図

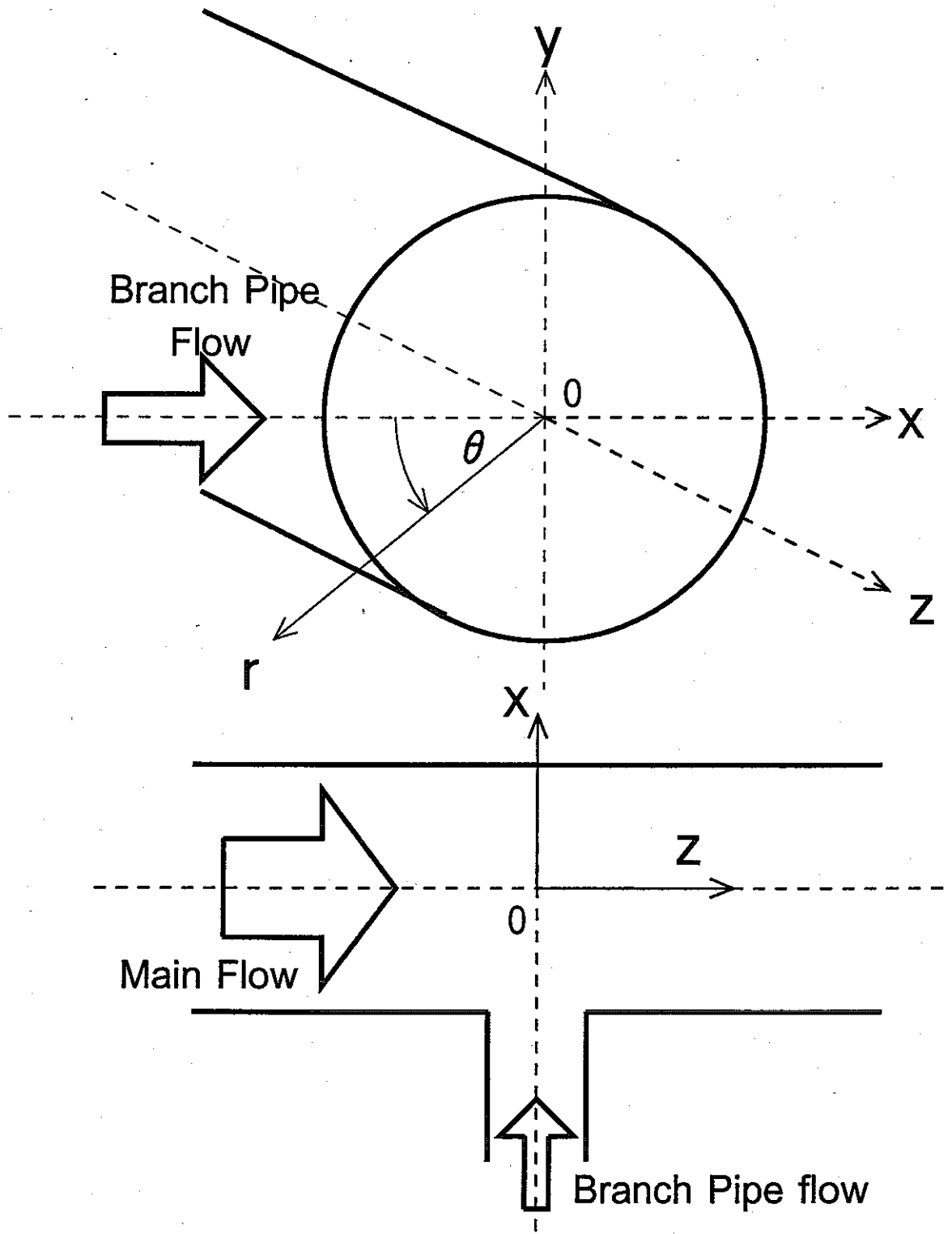


图2.1.5 座標系

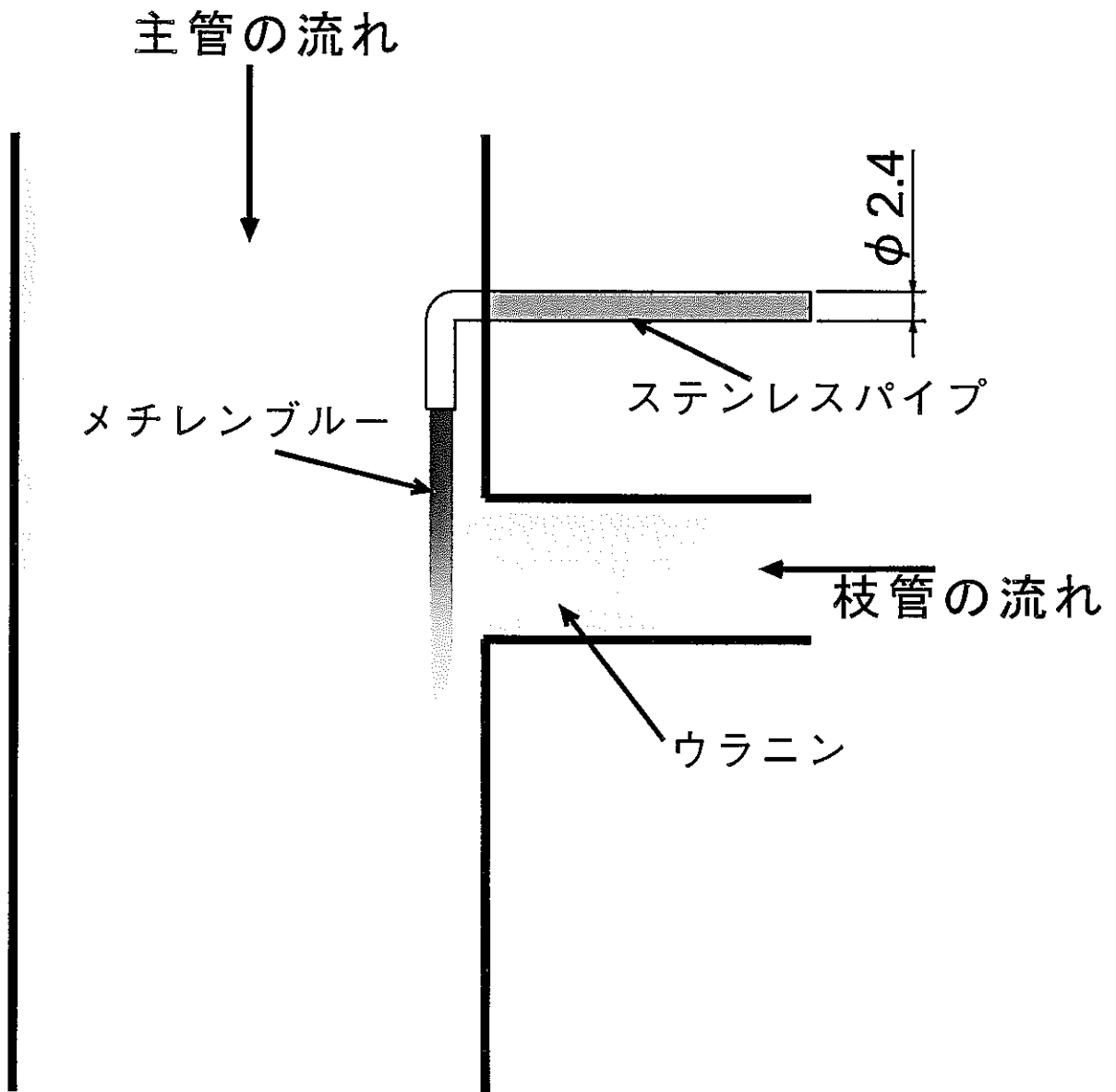
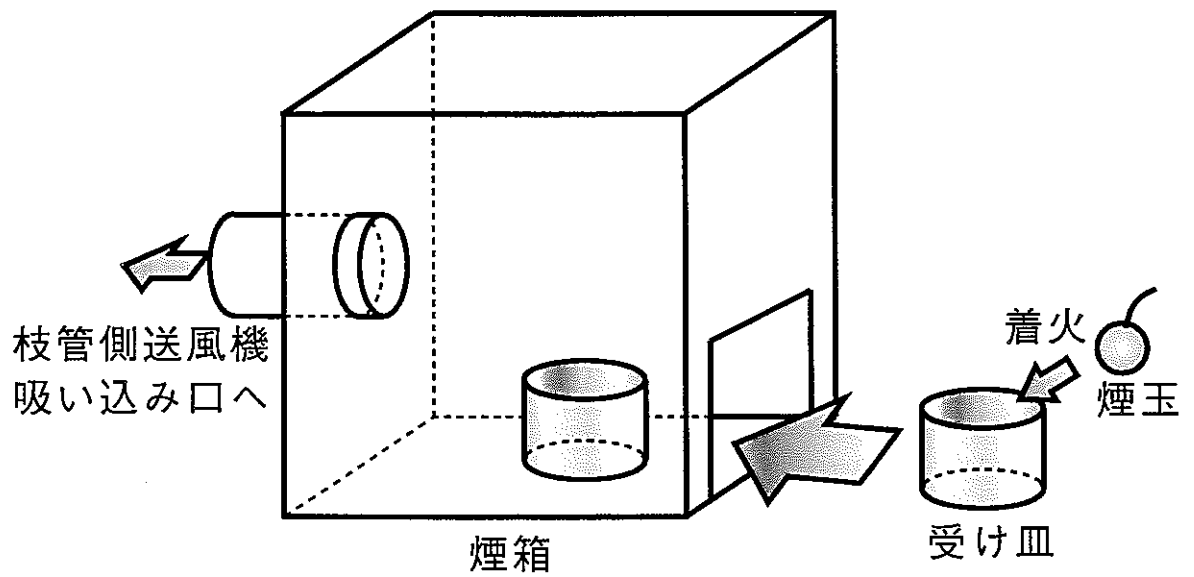


図2.2.1 色素流脈法の概略図



煙発生装置の概略図

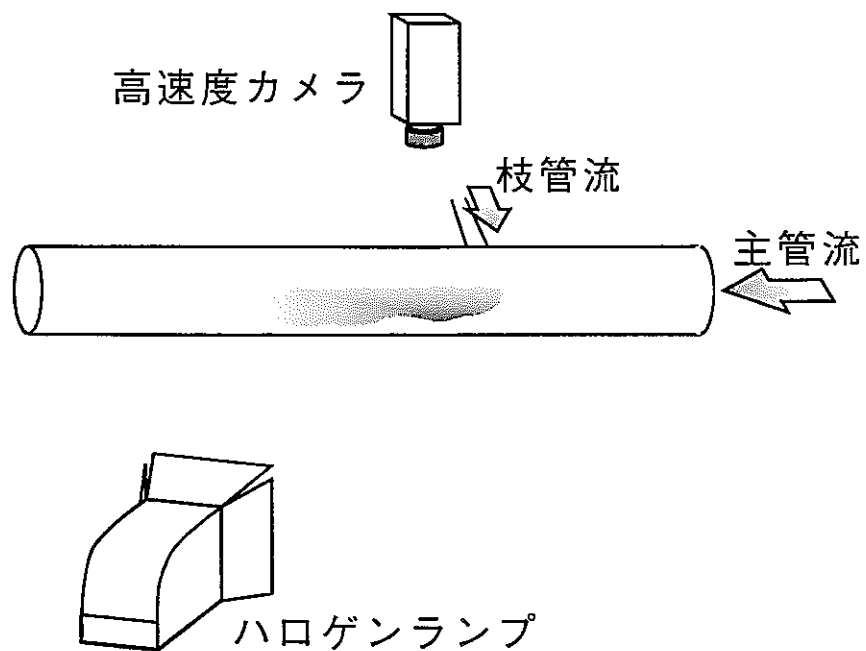


図2.2.2 スモーク法による可視化の撮影の様子

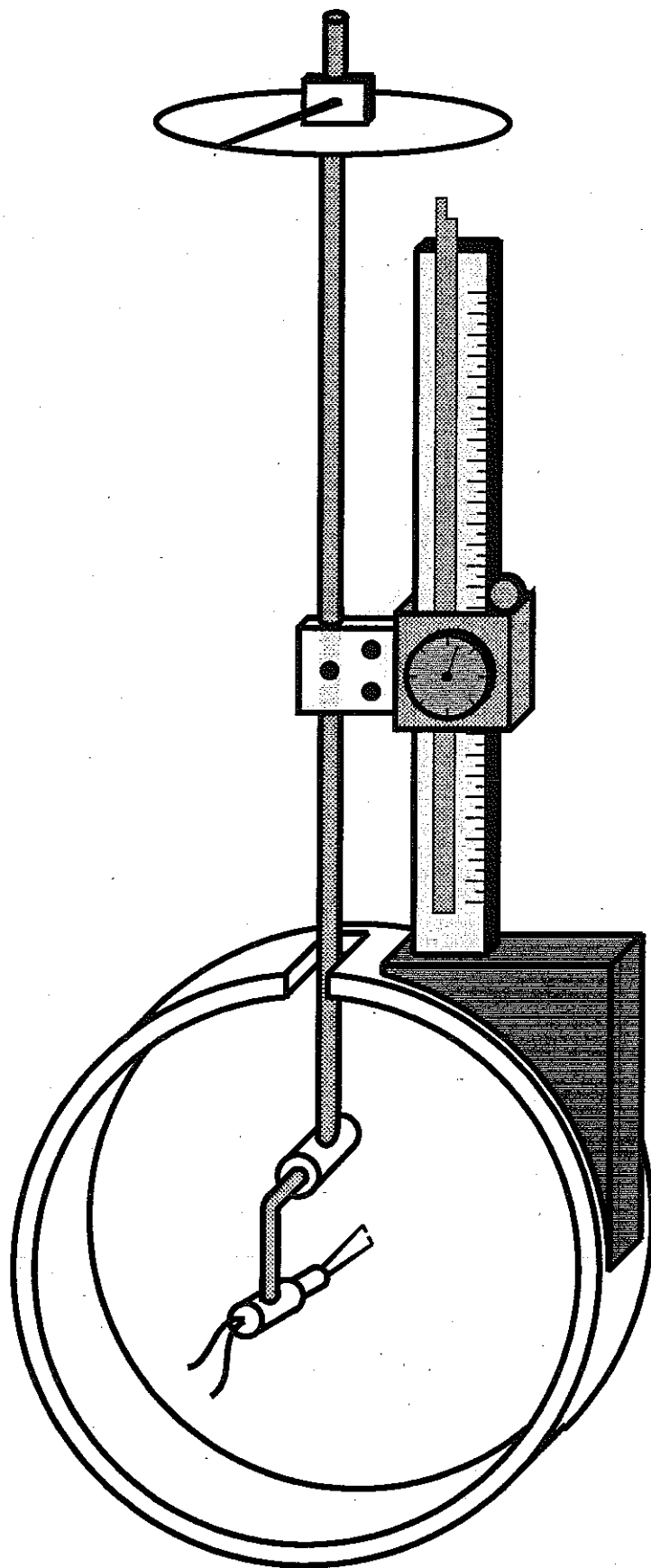


図2.2.3 トラバース装置の概略

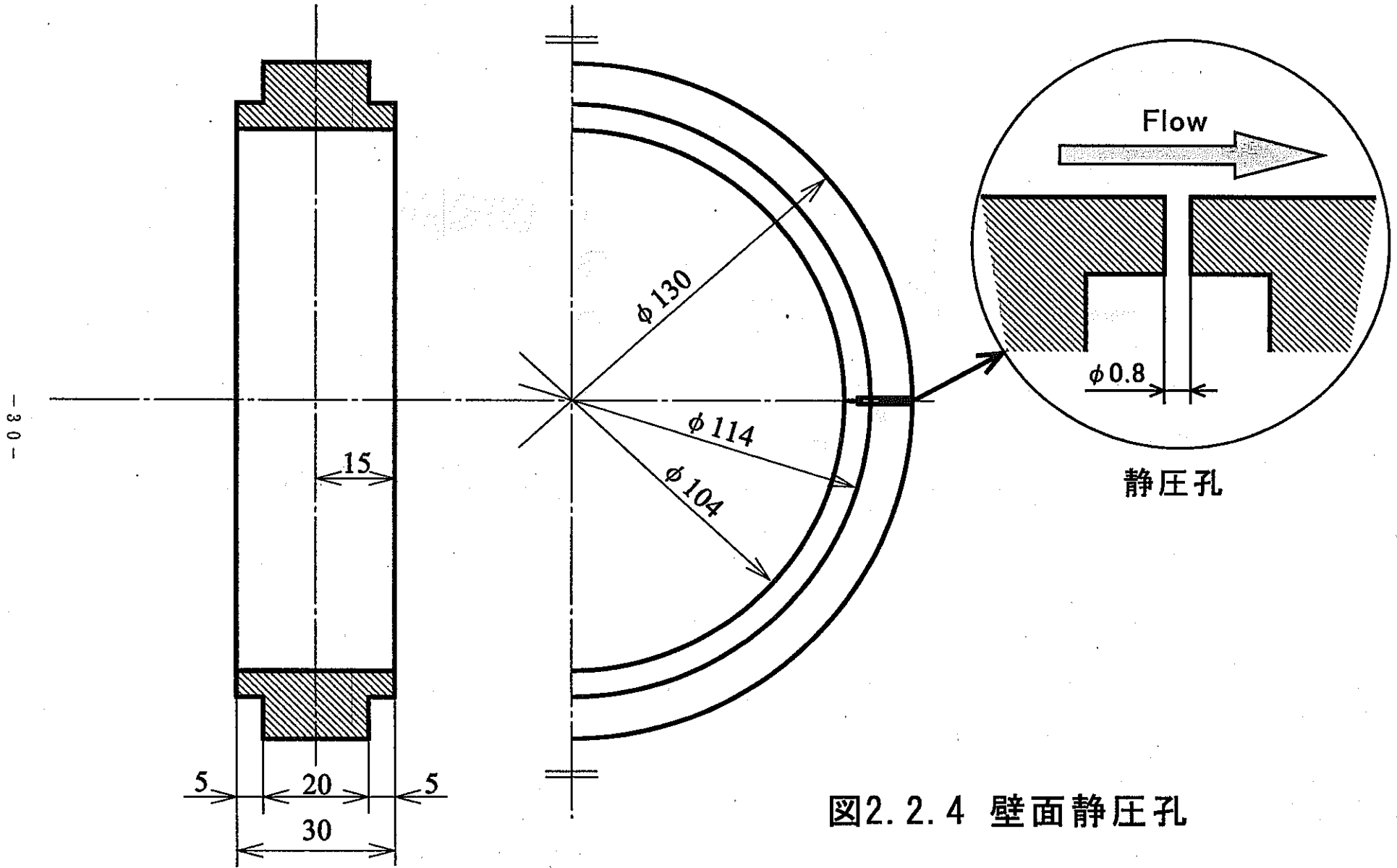


图2.2.4 壁面静压孔

104

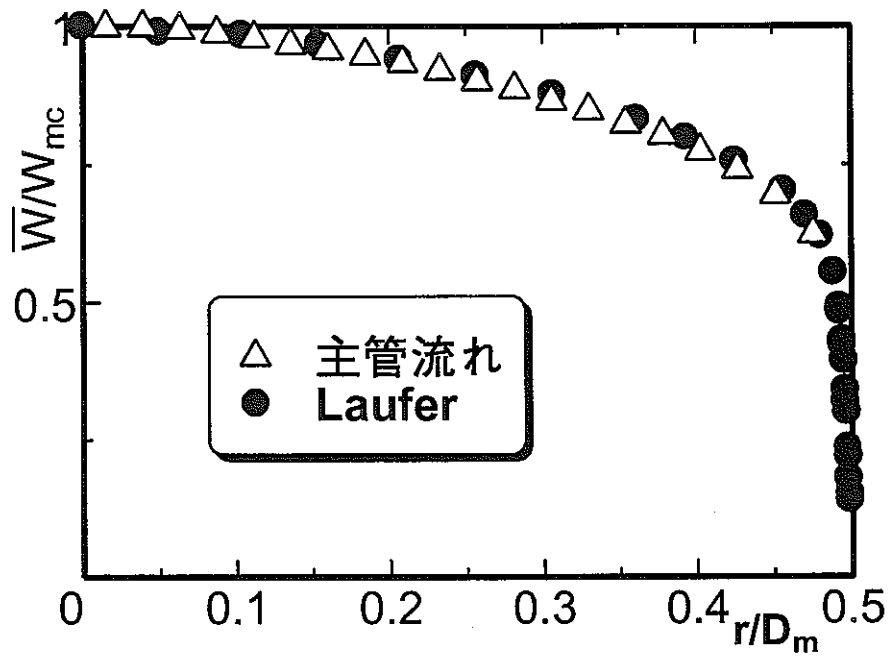


図2.3.1 主管流入速度分布

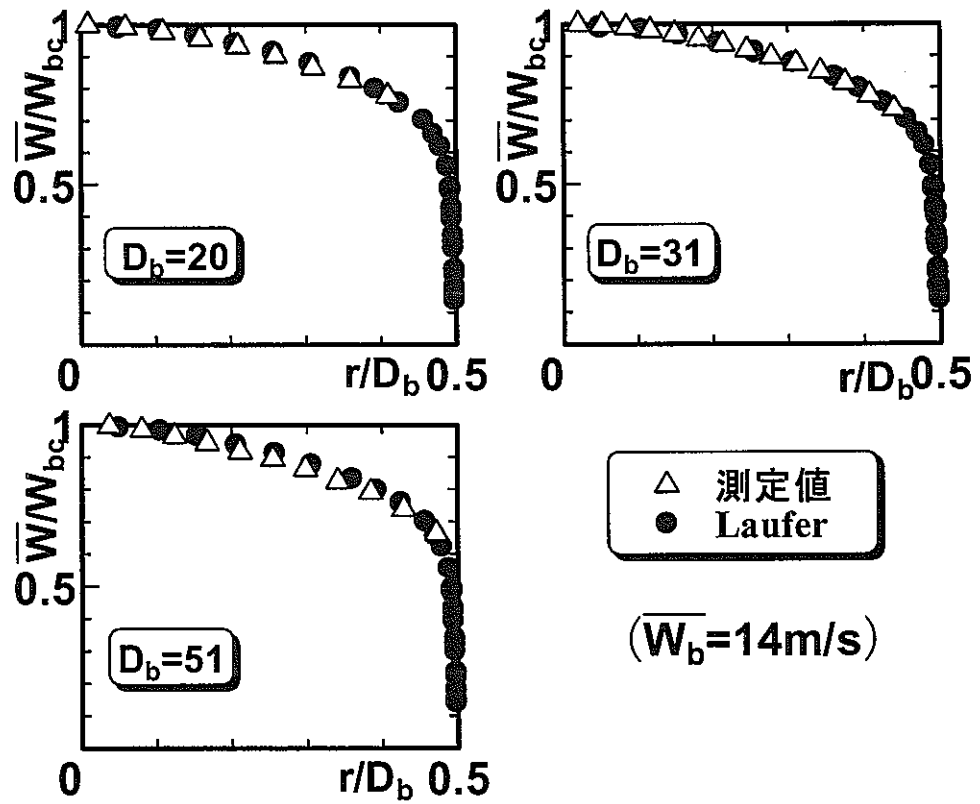
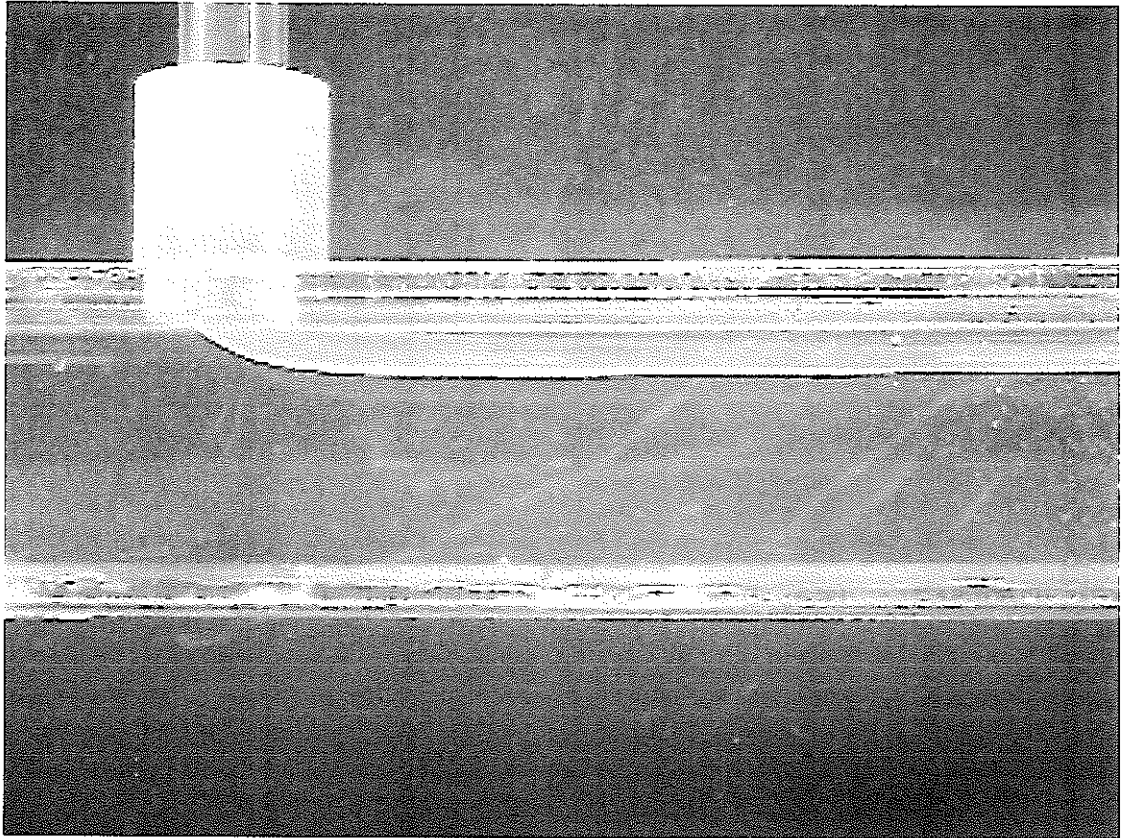
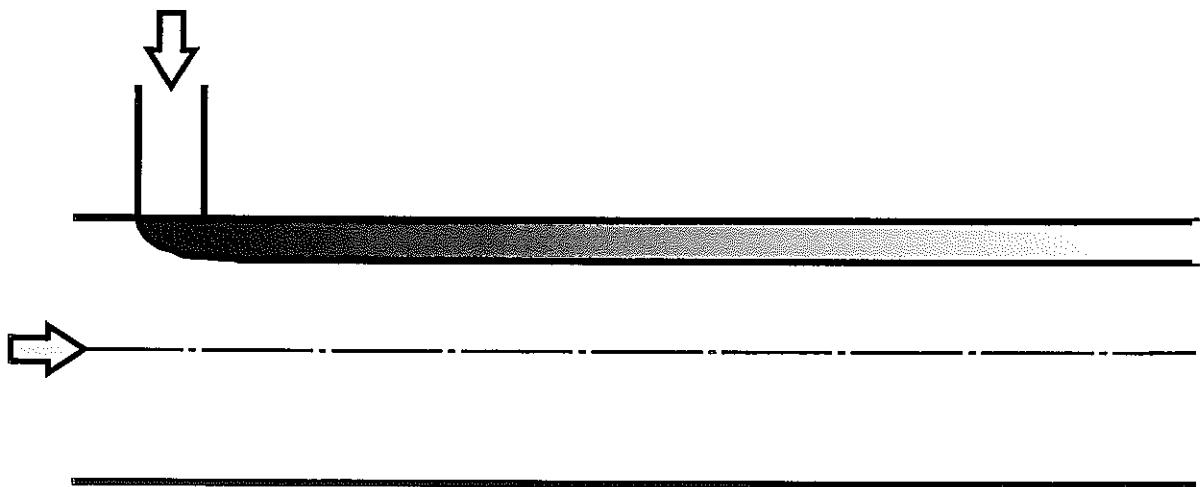


図2.3.2 枝管流入速度分布



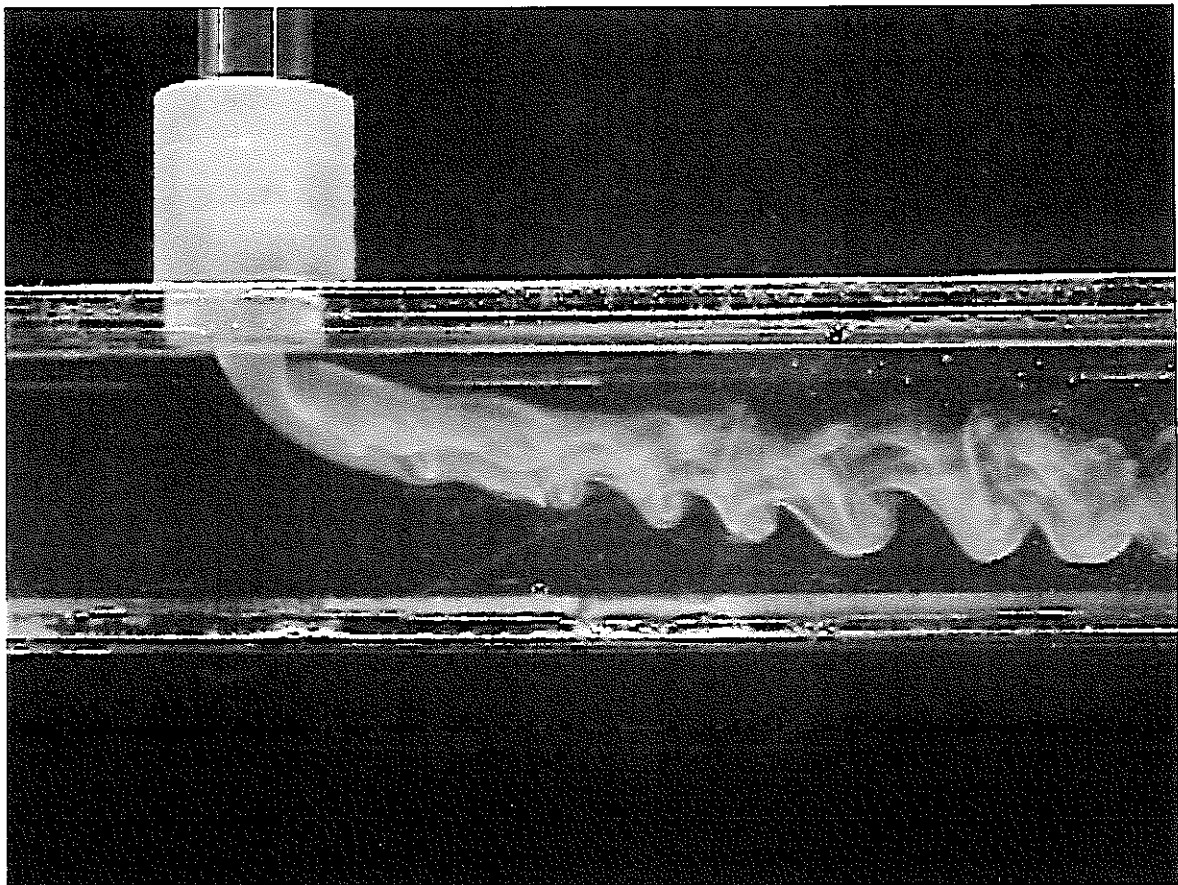
(流動条件 :  $Re=1000$ ,  $\alpha=3.33$ ,  $\beta=3.46$ )



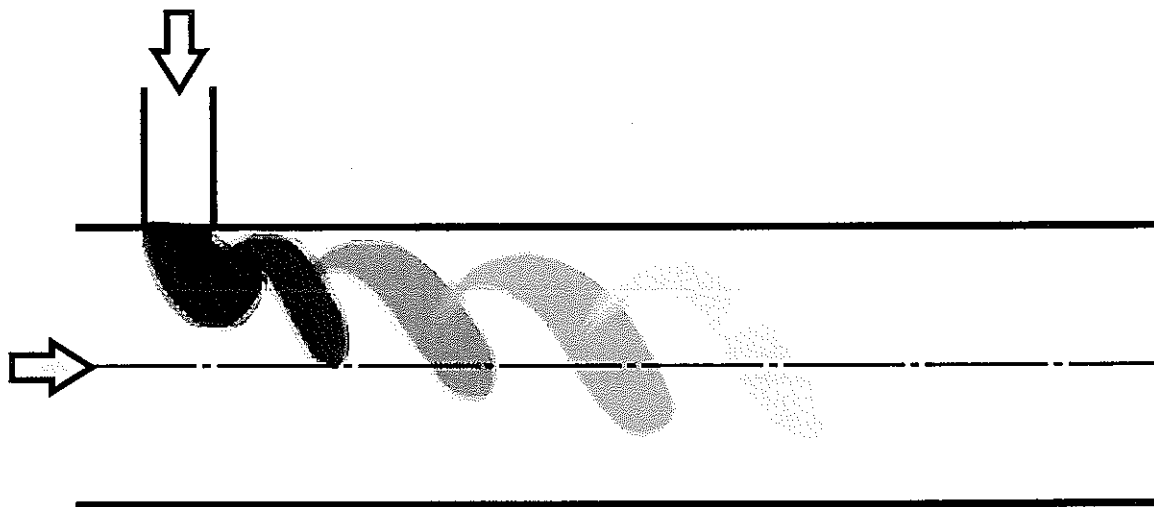
(a) 成層分離流 (パターンA)

図3.1.1 可視化写真と流れの概略図



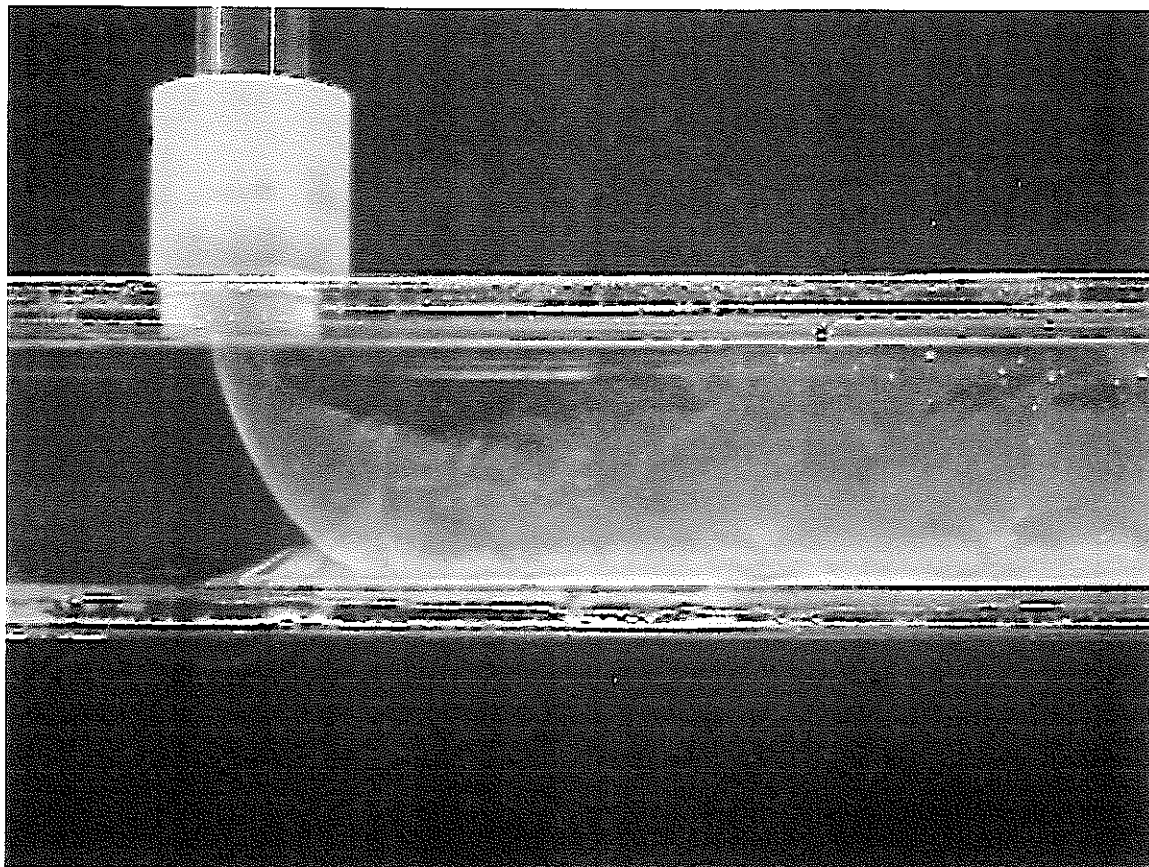


(流動条件 :  $Re=1000$ ,  $\alpha=3.33$ ,  $\beta=0.74$ )

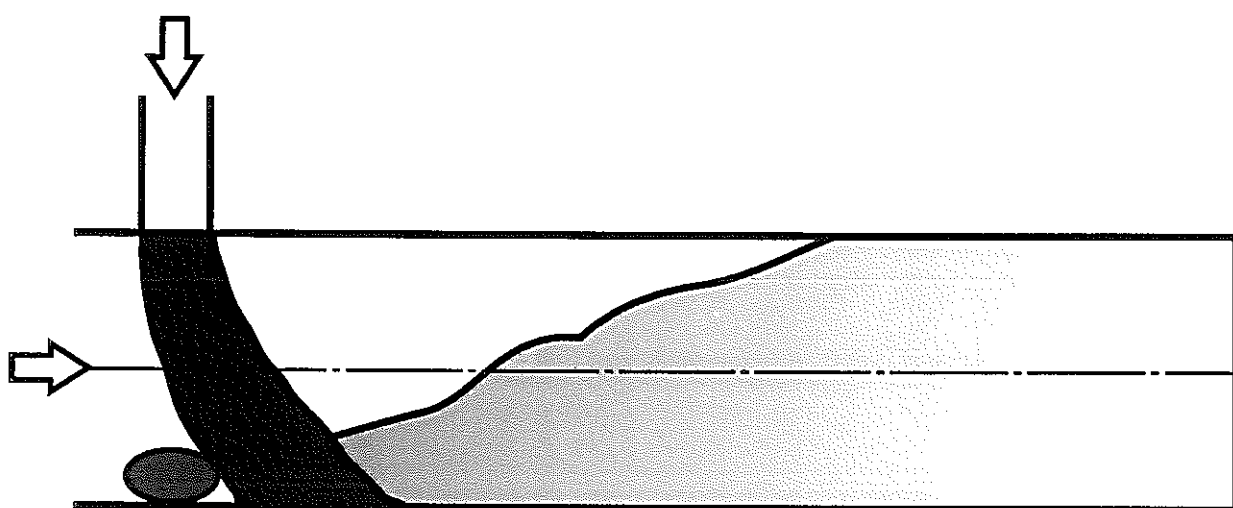


(b) 偏向噴流 (パターンB)

図3.1.1 可視化写真と流れの概略図



(流動条件 :  $Re=1000$ ,  $\alpha=3.33$ ,  $\beta=0.26$ )



(c) 衝突噴流 (パターンC)

図3.1.1 可視化写真と流れの概略図

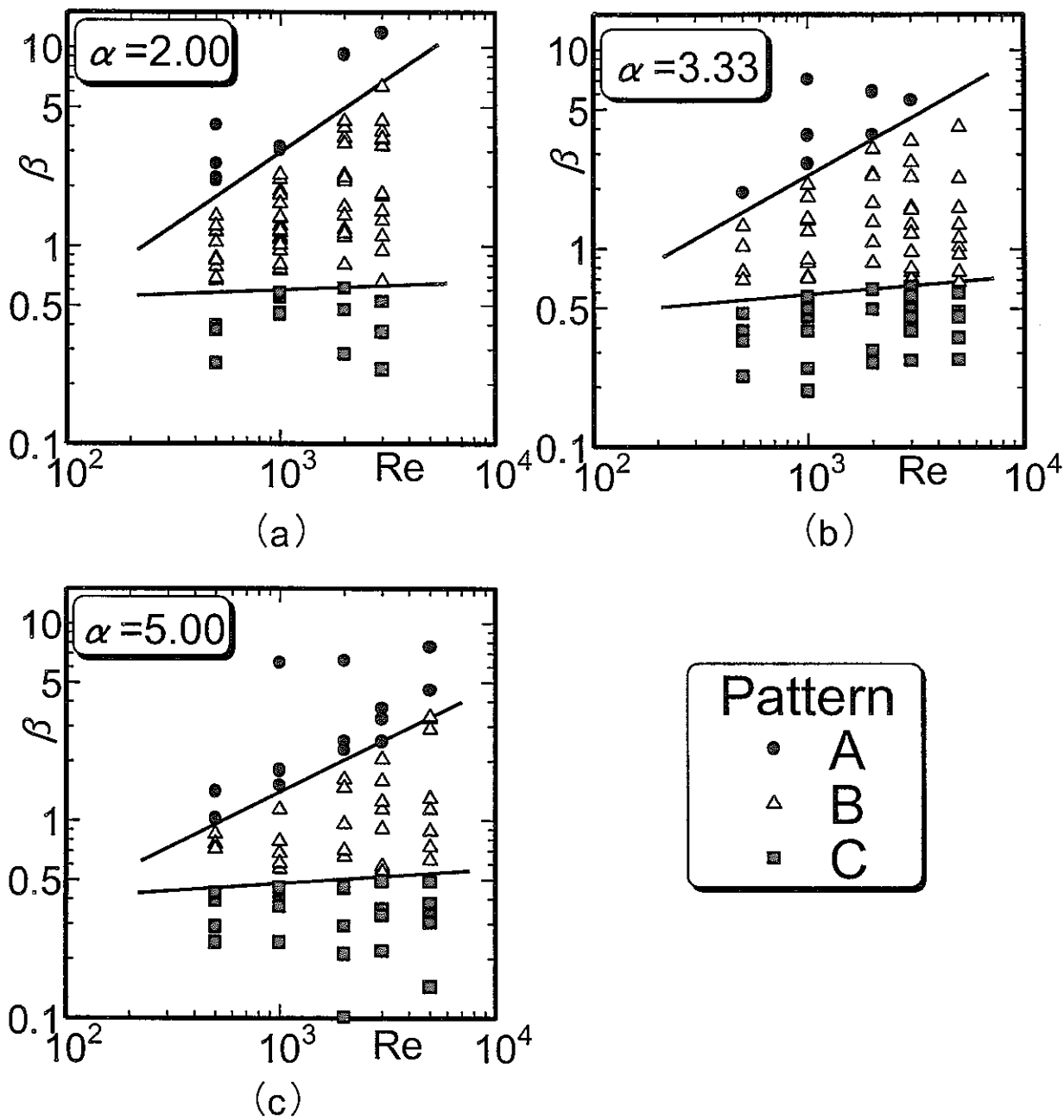


図3.1.2 流動パターンマップ

噴流の衝突に関する主管流、枝管流それぞれの運動量  $M_m, M_b$  はそれぞれ次のように表される。

$$M_m = \rho \times (D_m \times D_b) \times W_m^2$$

$$M_b = \rho \times (\pi D_b^2 / 4) \times W_b^2$$

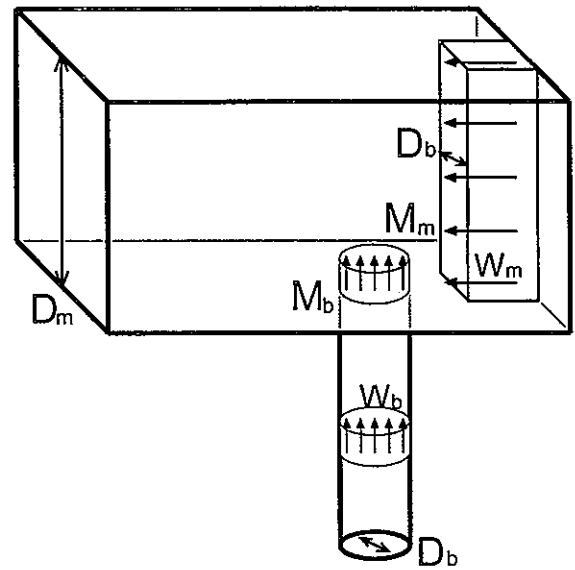


図3.1.3 (a) 噴流の衝突に関する運動量の概念図

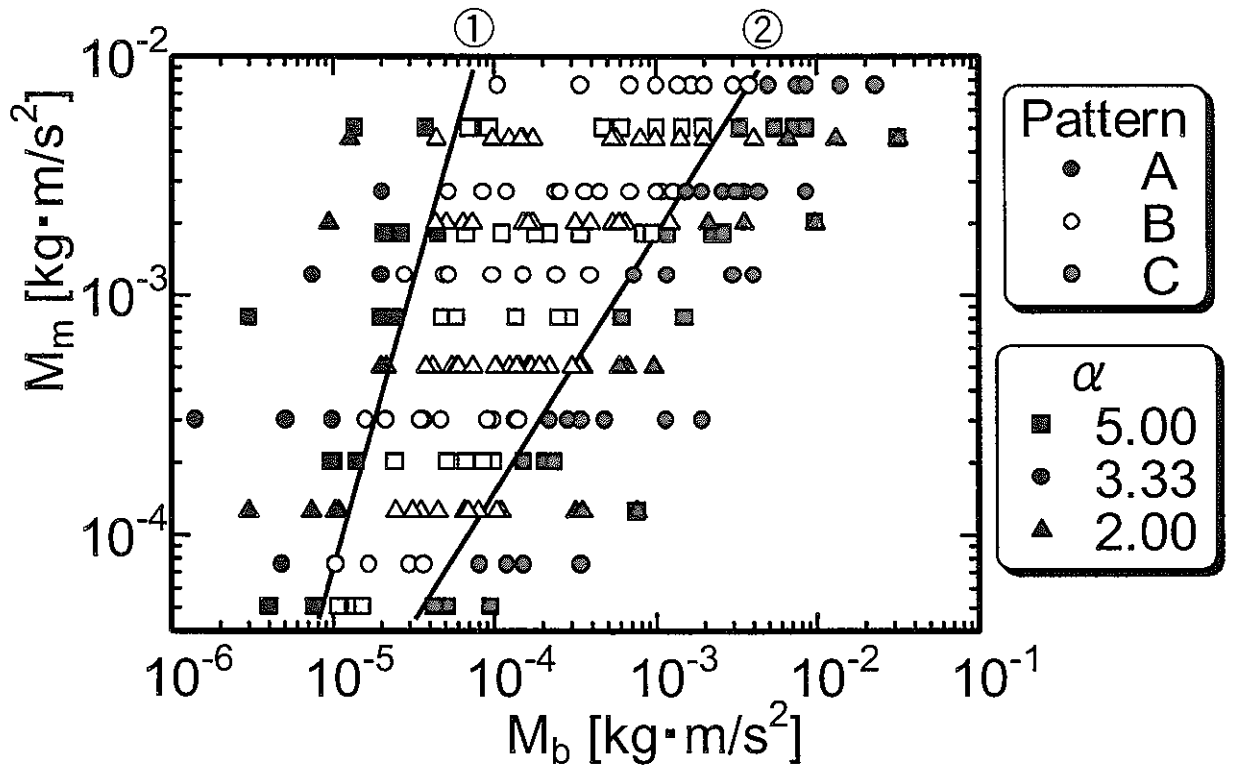
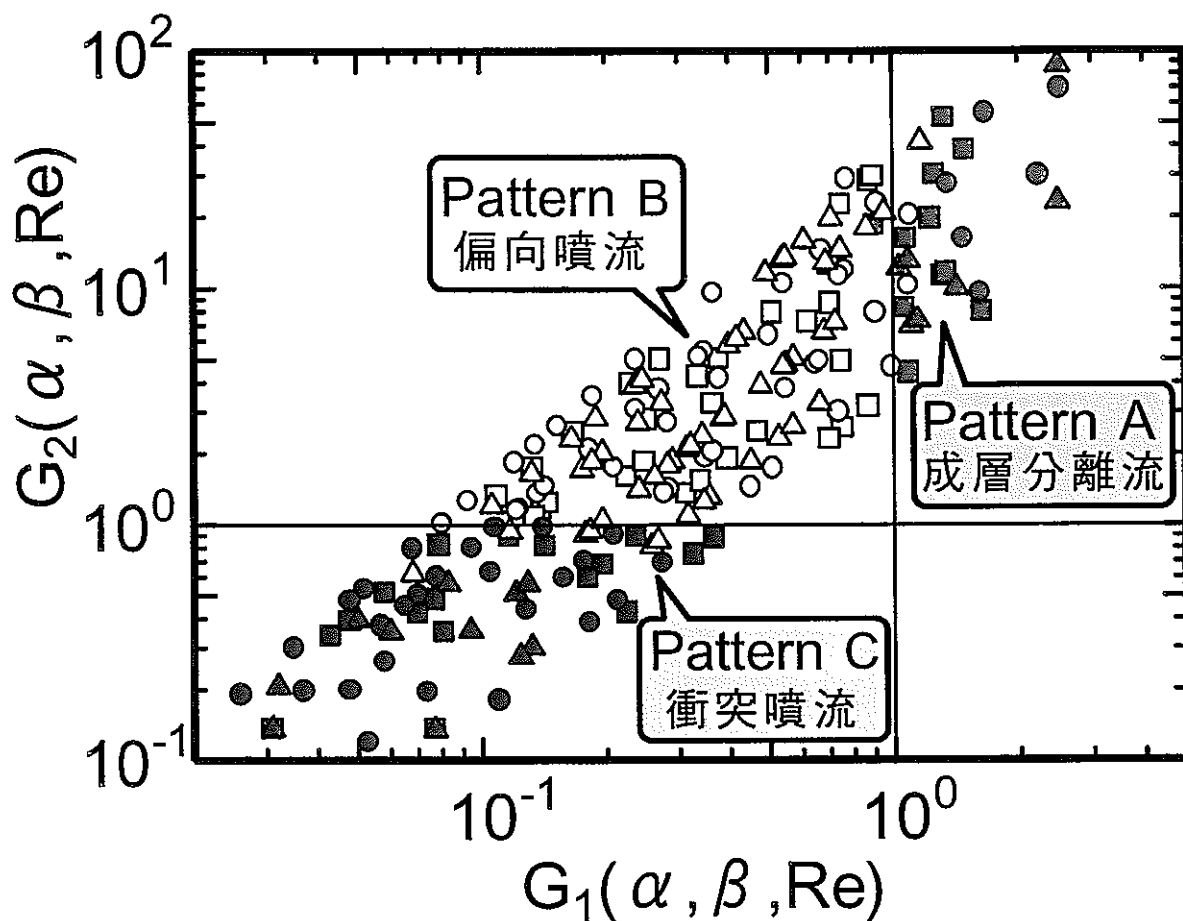


図3.1.3 (b) 運動量比による流動パターンの分類図



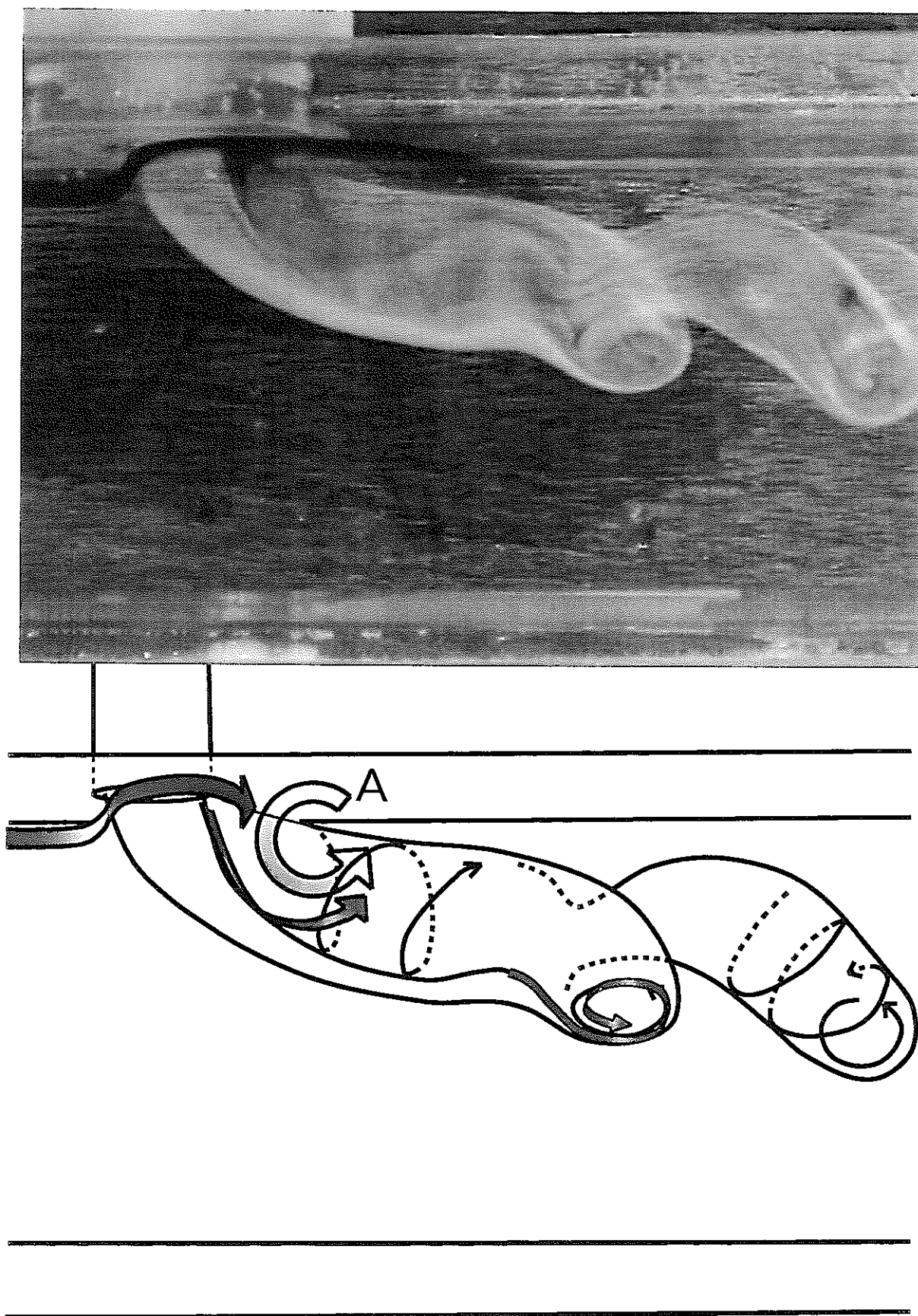
Pattern	
●	A
○	B
●	C

$\alpha$	
■	5.00
●	3.33
▲	2.00

$$G_1(\alpha, \beta, Re) = 20.8 \cdot \alpha \cdot \beta^{1.26} \cdot Re^{-0.737}$$

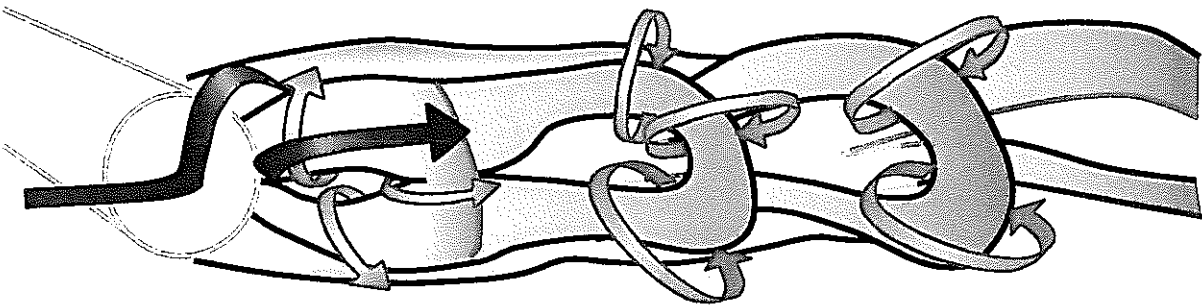
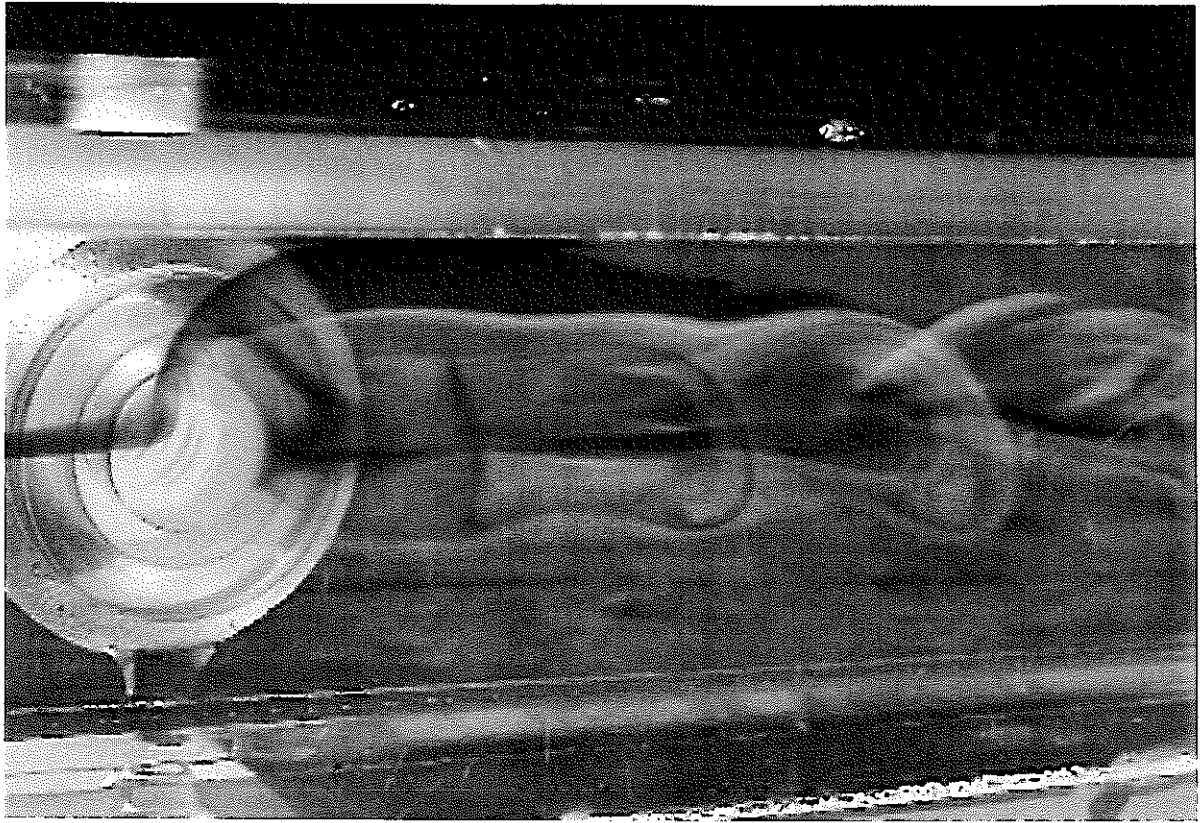
$$G_2(\alpha, \beta, Re) = 2.01 \cdot \alpha \cdot \beta^{1.86} \cdot Re^{-0.138}$$

図3.1.4 流動パターンと流動条件の関係



(a) Top View

図3.1.5 アーチ渦の可視化写真および模式図



(b) Side View

図3.1.5 アーチ渦の可視化写真および模式図

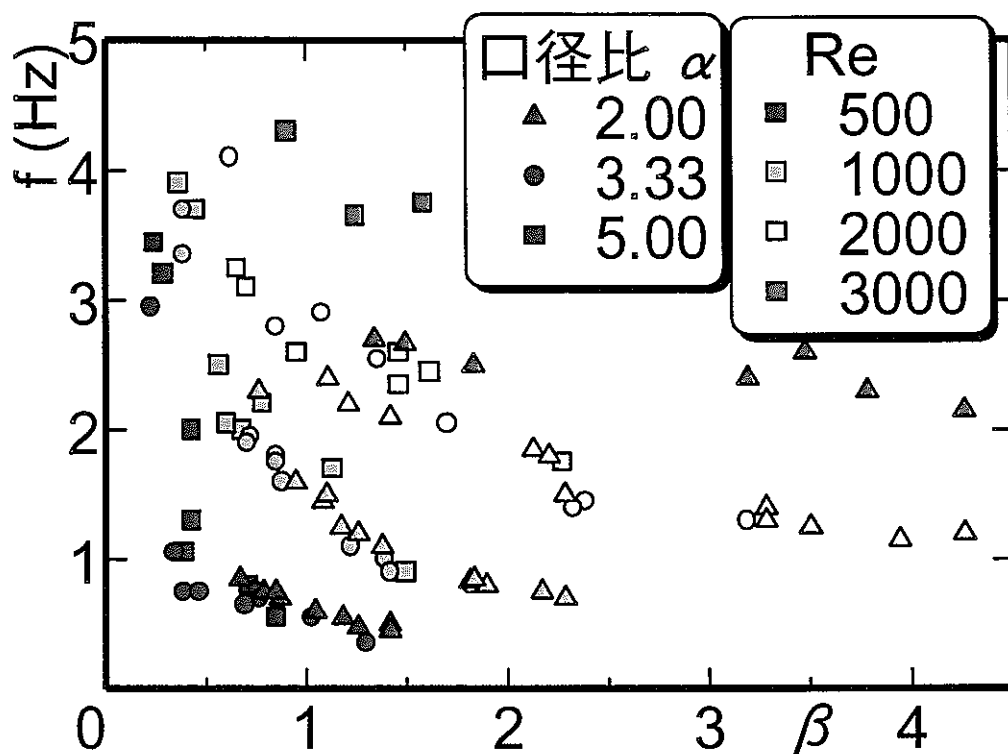


図3.1.6 アーチ渦の放出周波数と流動条件の関係

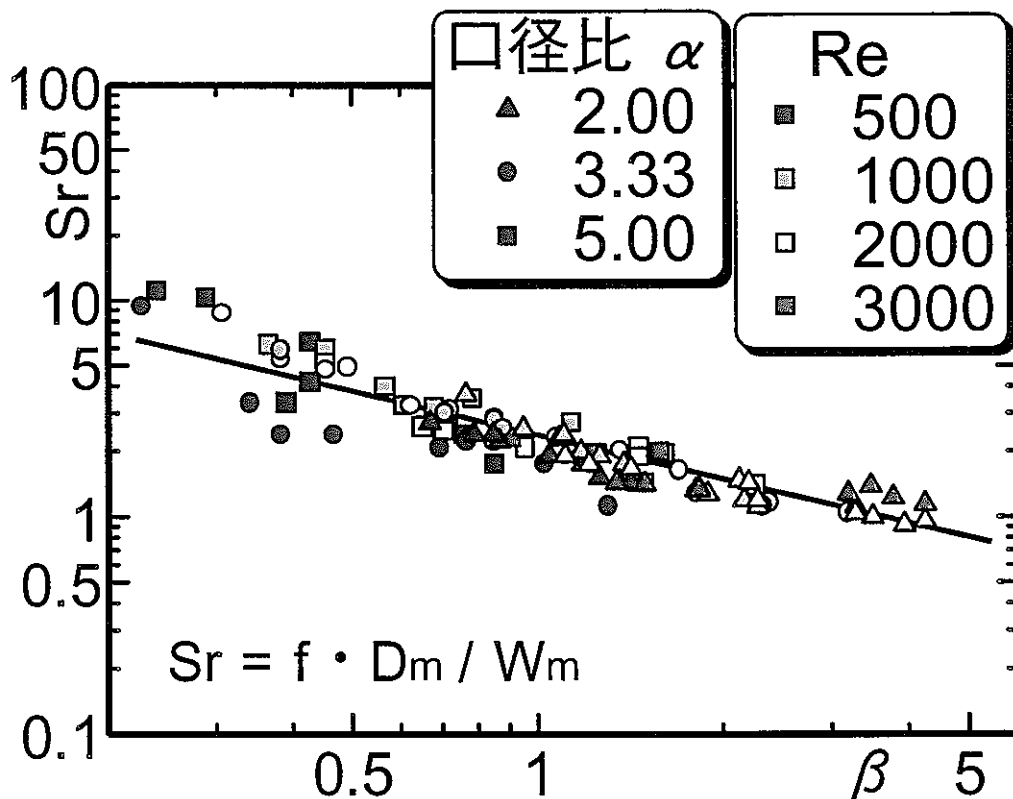
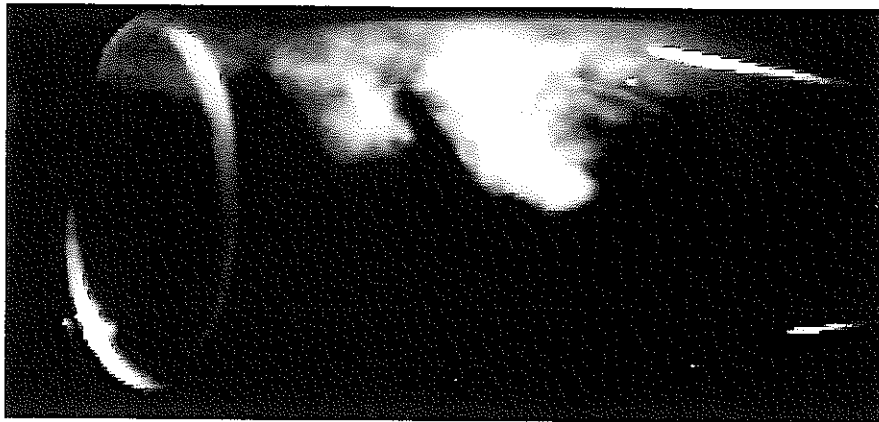
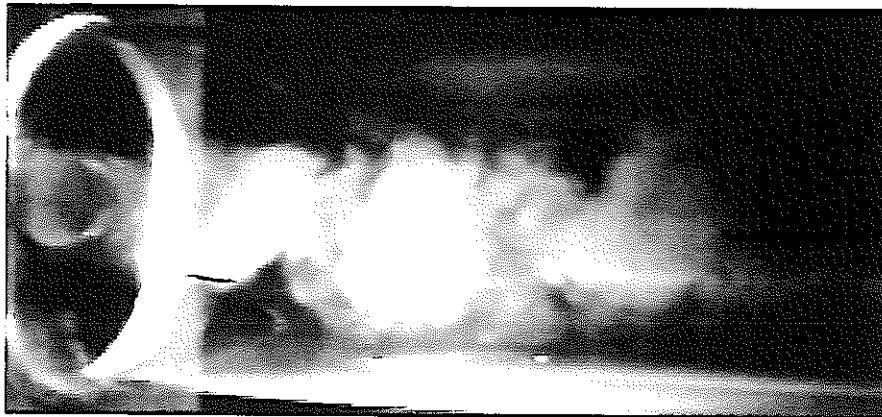


図3.1.7 ストローハル数と流動条件の関係



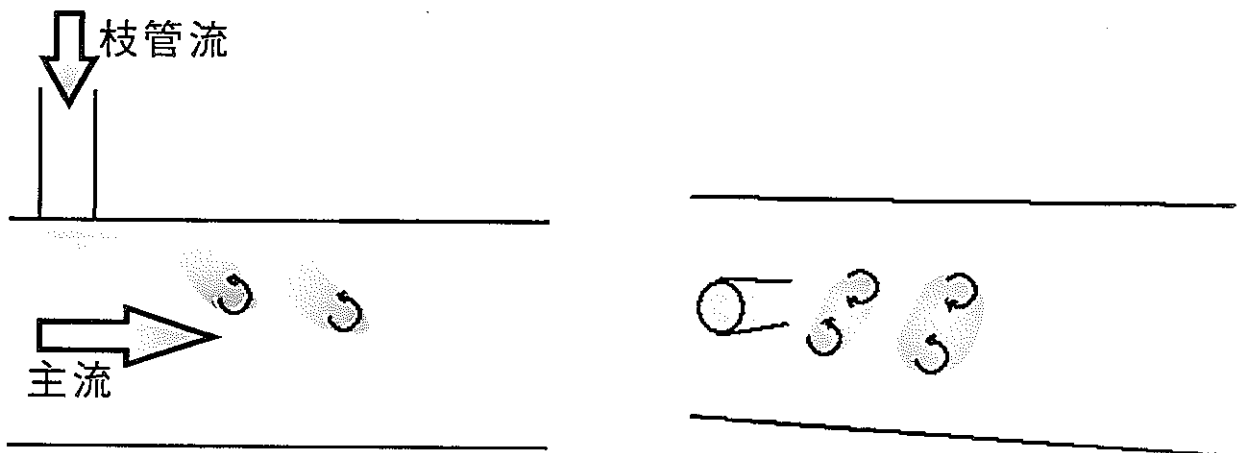


(a) 可視化写真1 (Top View)



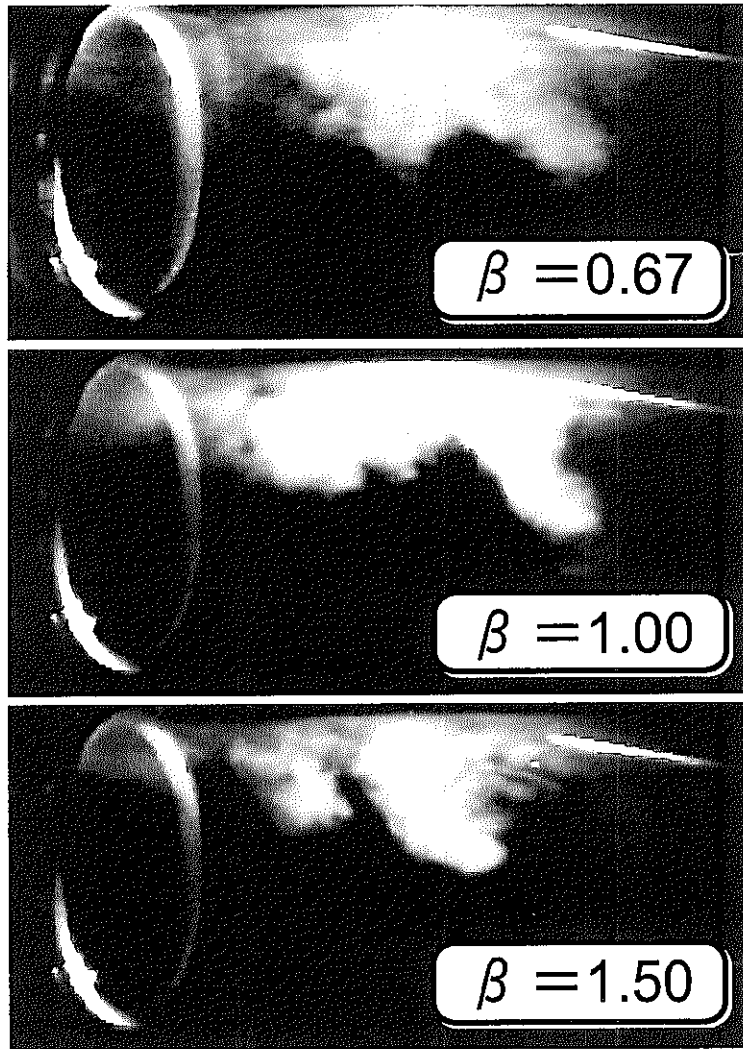
(b) 可視化写真2 (Side View)

実験条件  
レイノルズ数  
 $Re = 20000$   
口径比  
 $\alpha = 5.20$   
流速比  
 $\beta = 1.50$

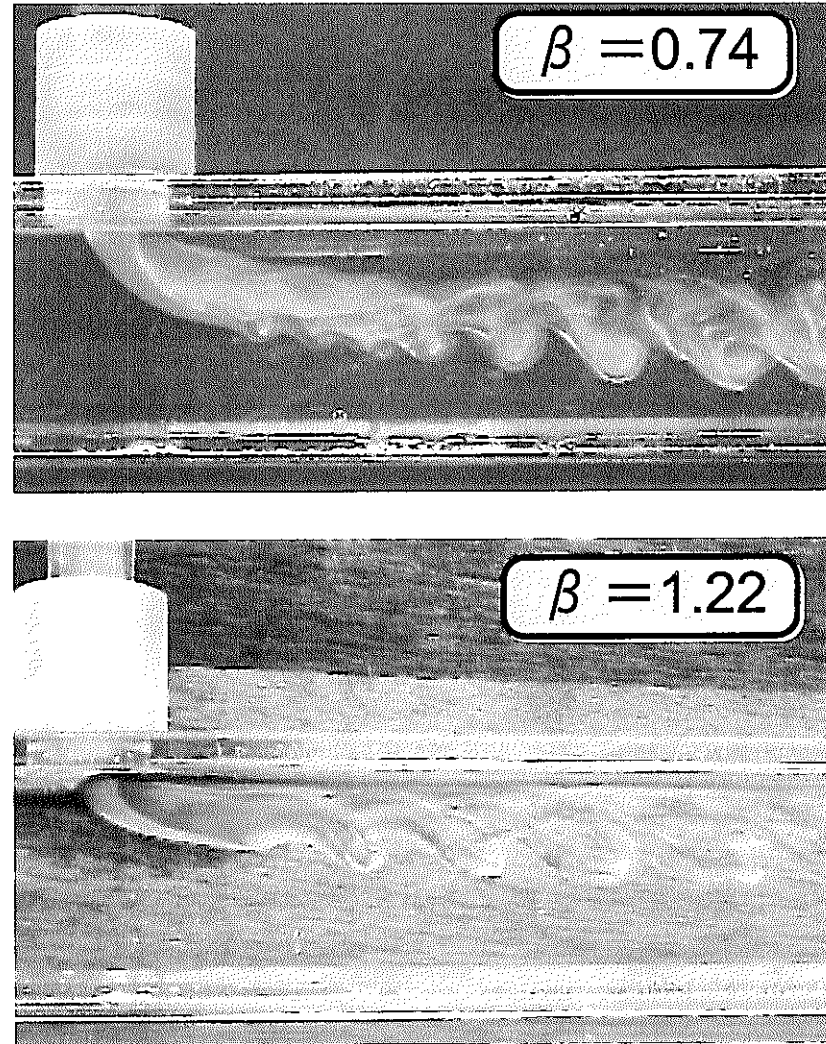


(c) 模式図

図3.1.8 スモーク法による可視化写真とその模式図



〈スモーク法〉



〈色素流脈法〉

図3.1.9 乱流場(スモーク法)と層流場(色素流脈法)の流れ場の比較

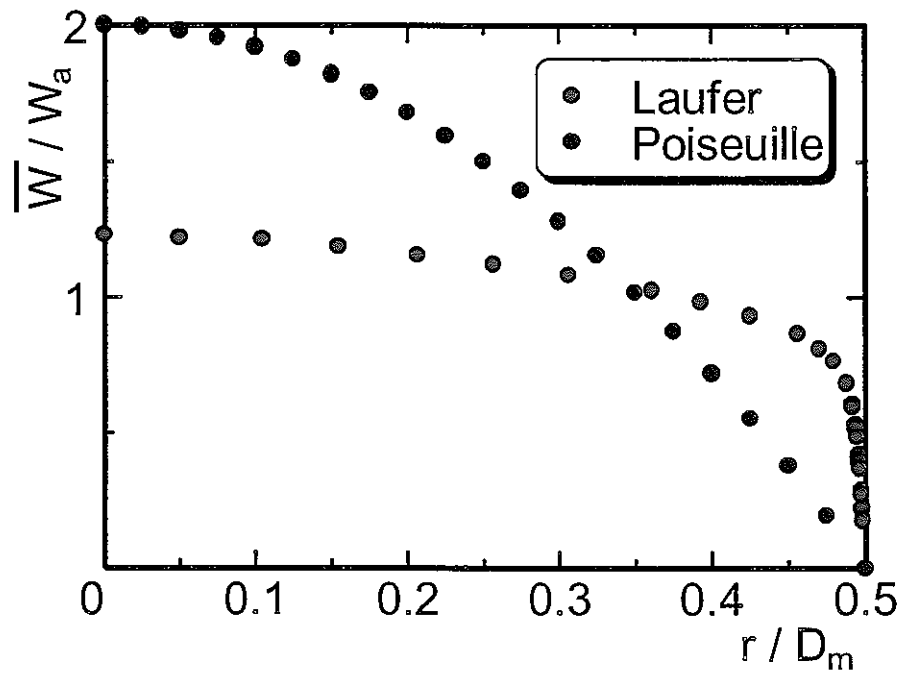


図3.1.10 乱流場と層流場の  
直円管内速度分布の比較

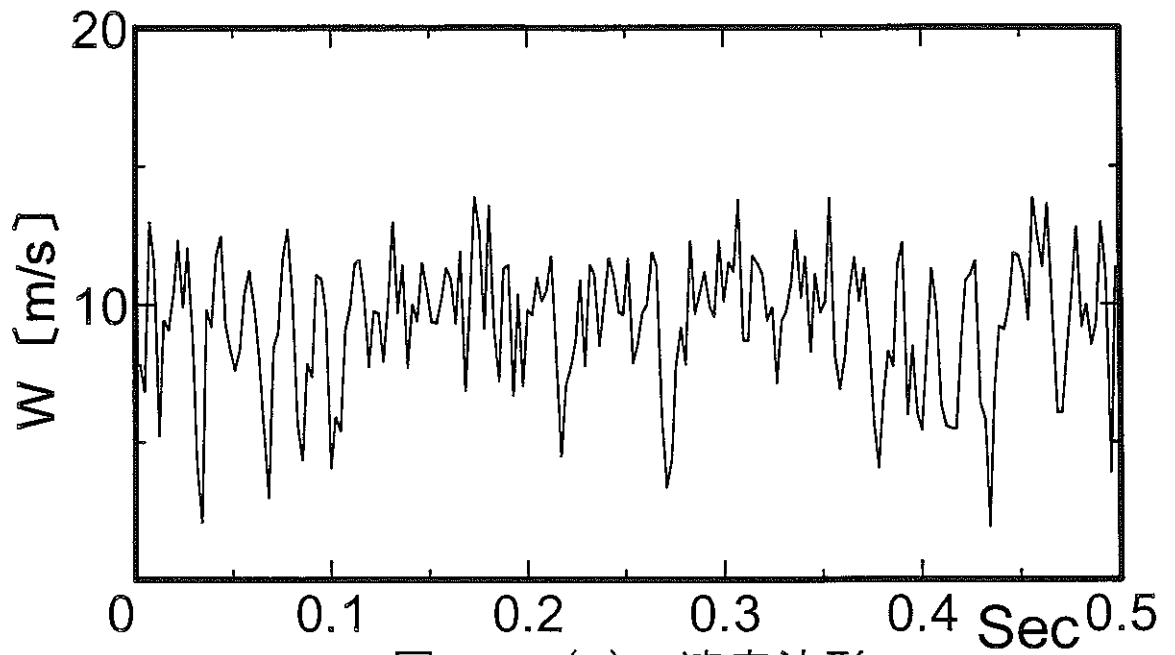


図3.2.1 (a) 速度波形

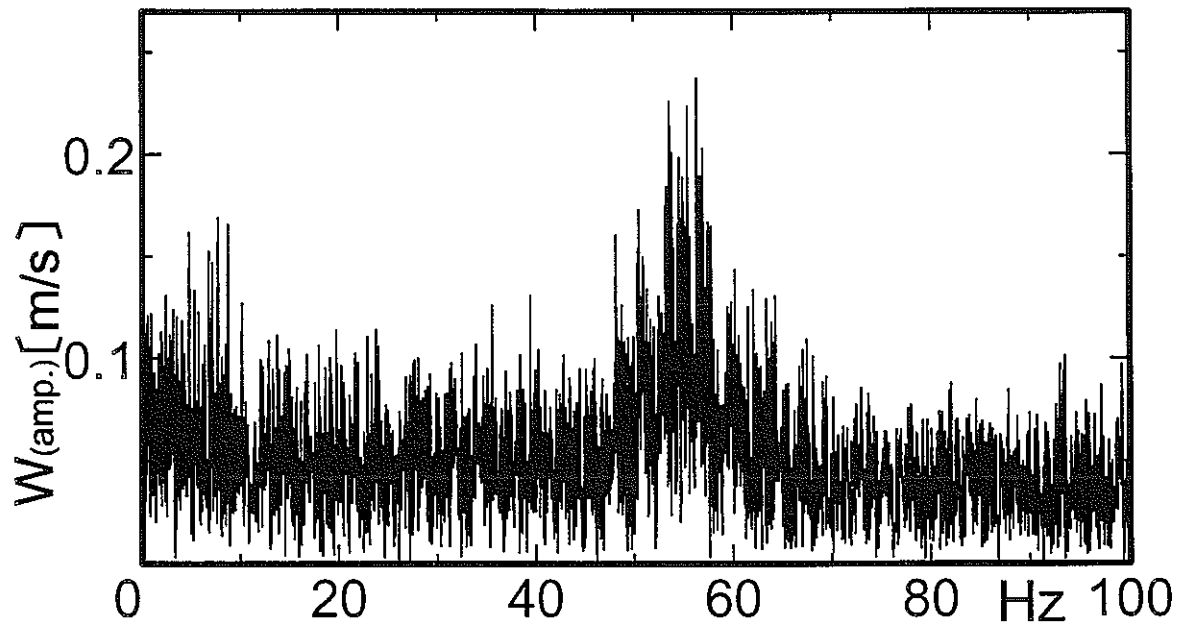
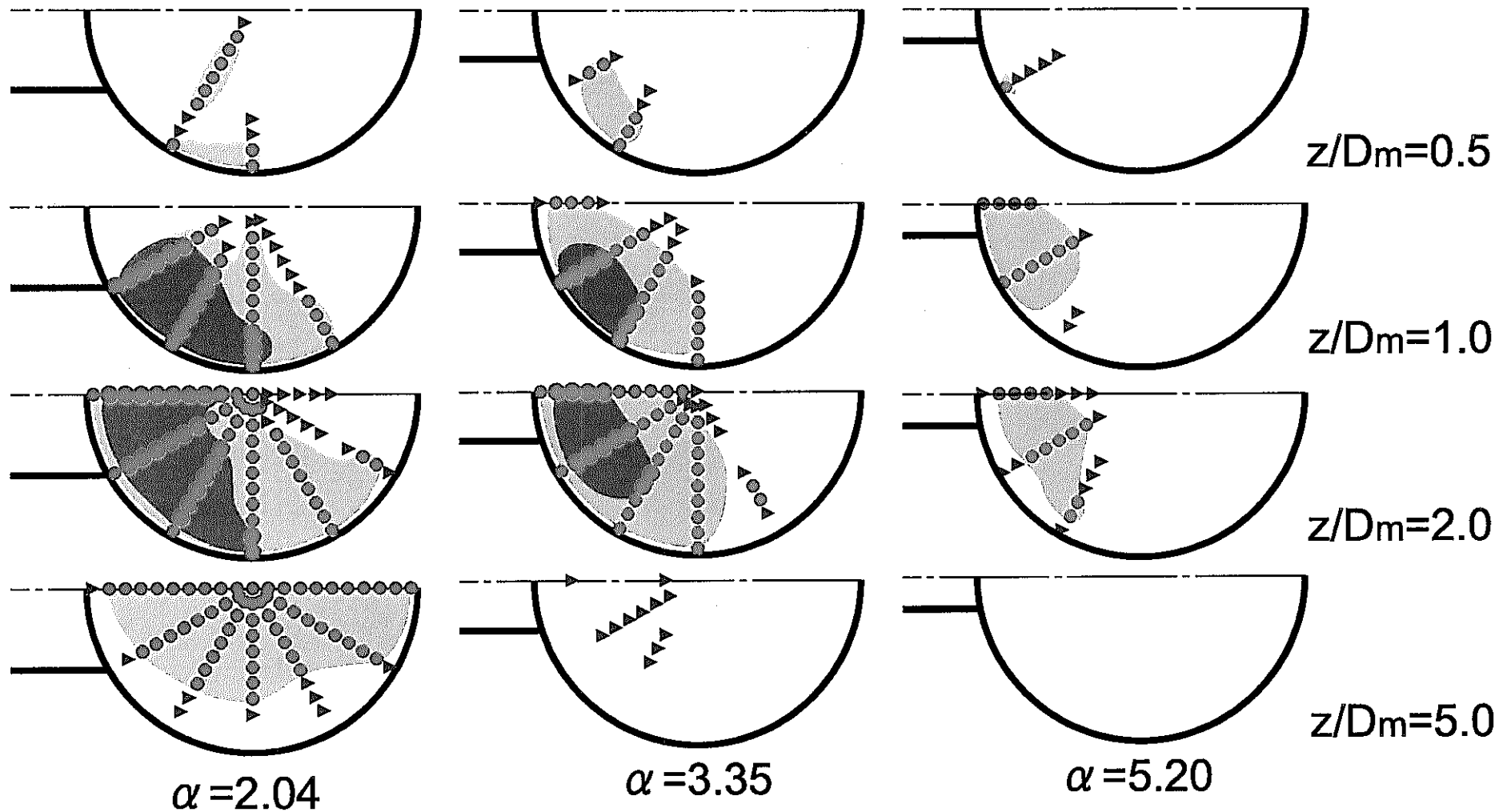
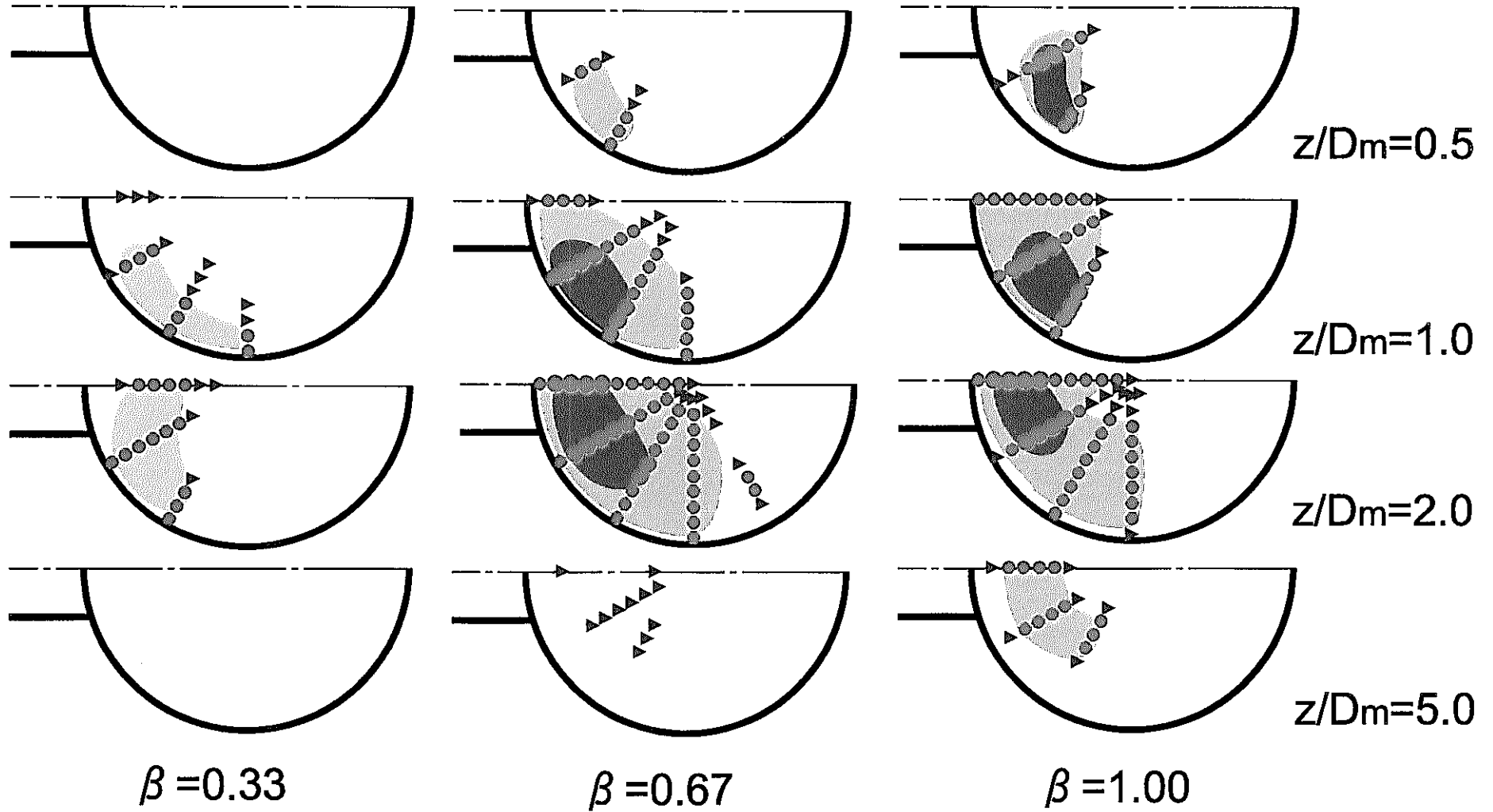


図3.2.1 (b) 周波数スペクトル  
( $Re=50000$ ,  $\alpha=2.04$ ,  $\beta=0.67$ ,  $z/D_m=2.0$ )



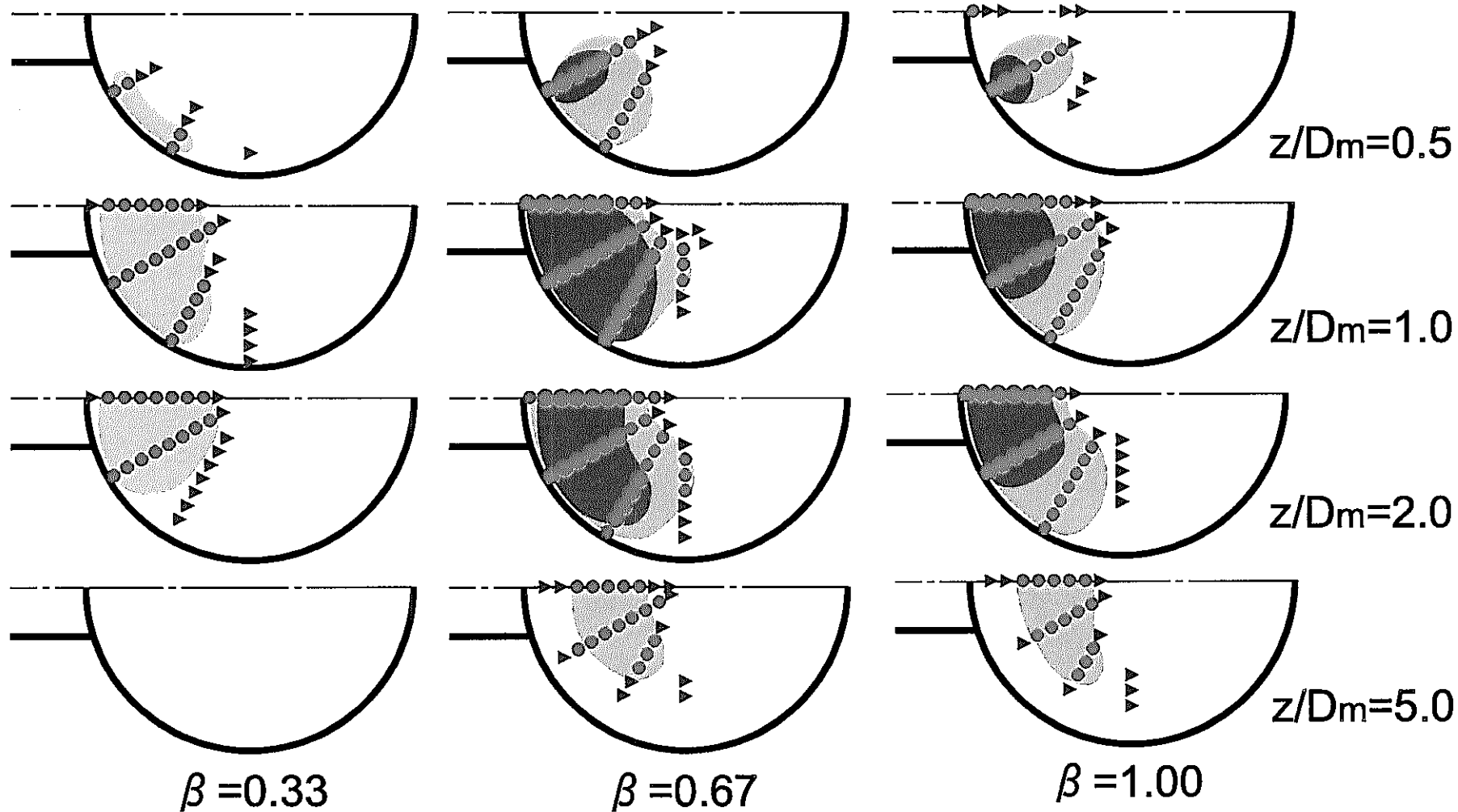
(a) 口径比の影響 (曲がり管なし,  $\beta = 0.67$ )

図3.2.2 卓越周波数の見られた断面位置



(b) 流速比の影響 (曲がり管なし  $\alpha = 3.35$ )

図3.2.2 卓越周波数の見られた断面位置



(c) 上流曲がり管の影響 (曲がり管あり  $\alpha = 3.35$ )

図3.2.2 卓越周波数の見られた断面位置

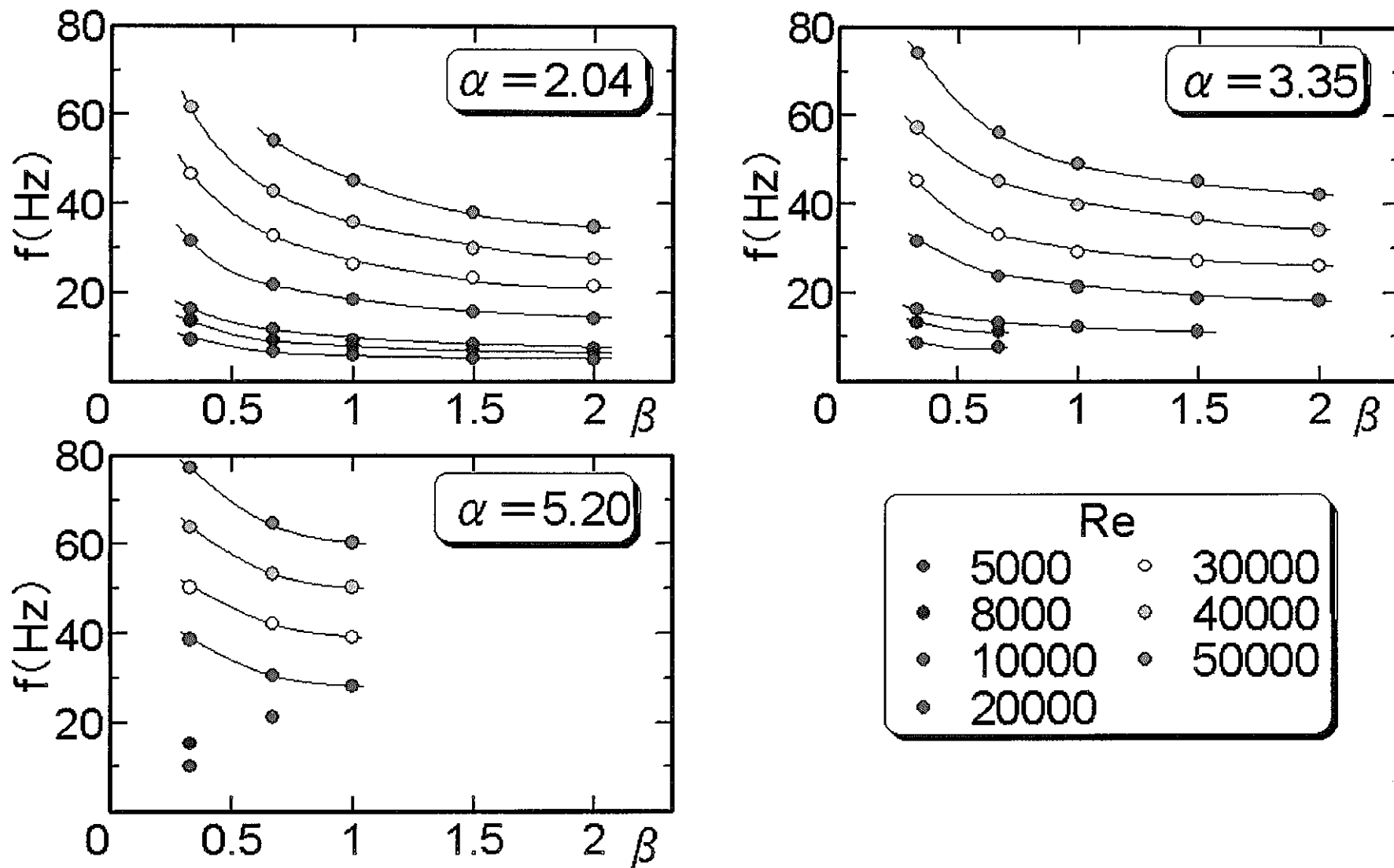
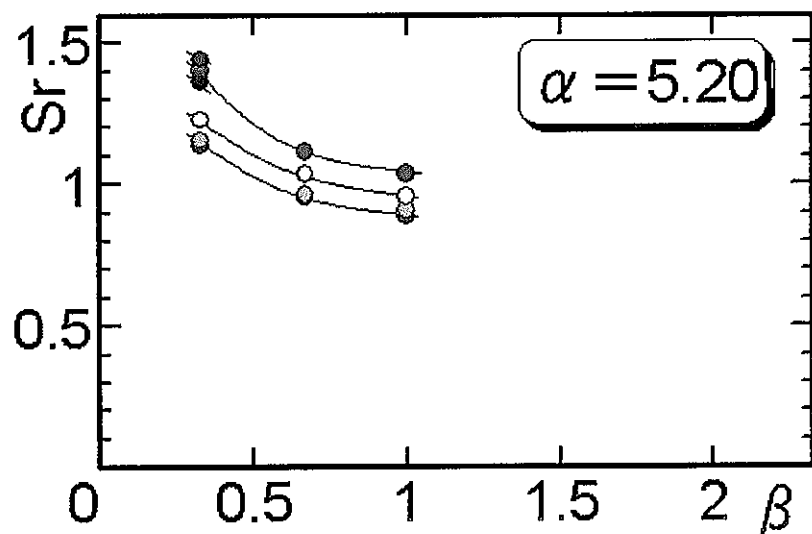
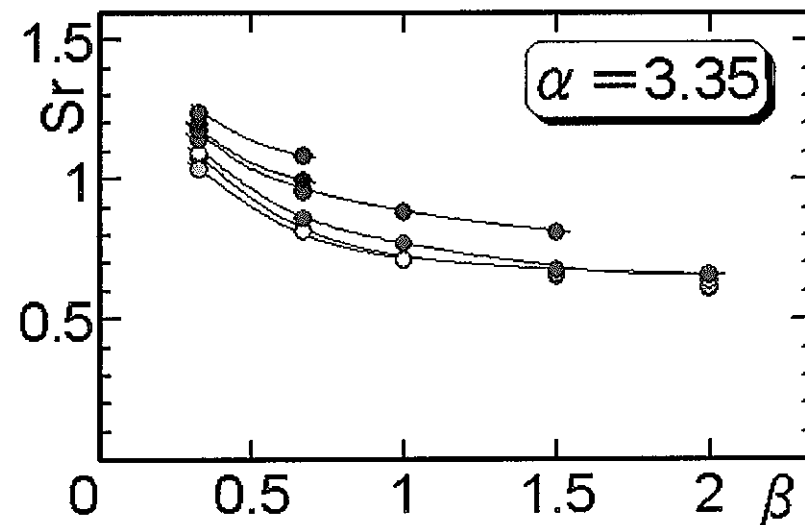
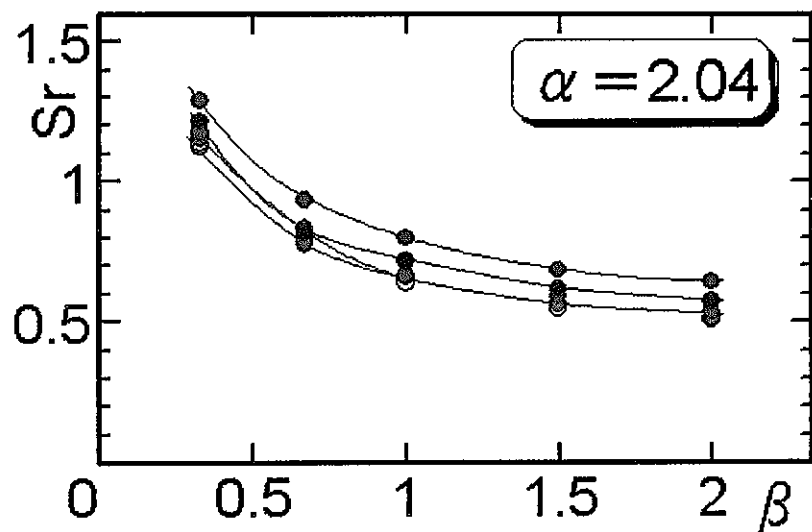


図3.2.3 卓越周波数と各種パラメータの関係

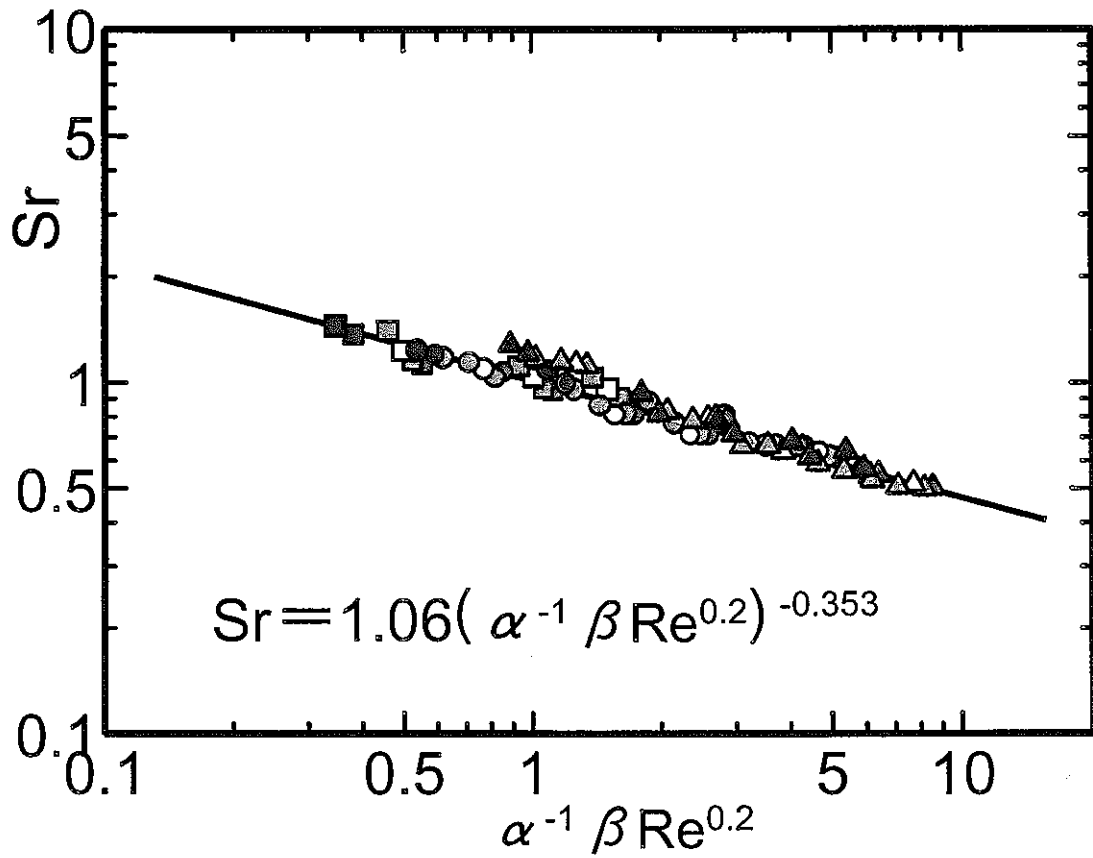




$$Sr = f \cdot D_m / W_m$$

Re	
• 5000	◊ 30000
• 8000	◊ 40000
• 10000	◊ 50000
• 20000	

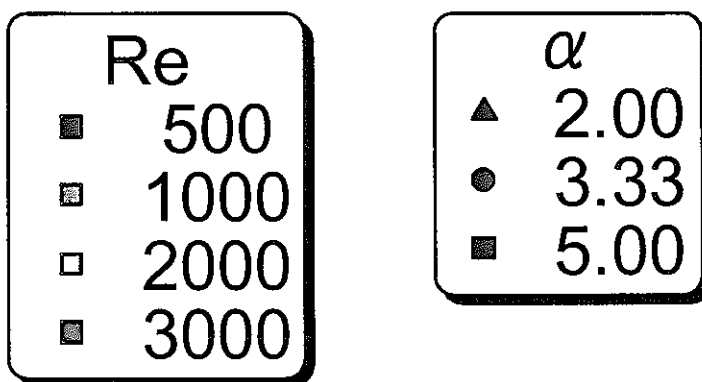
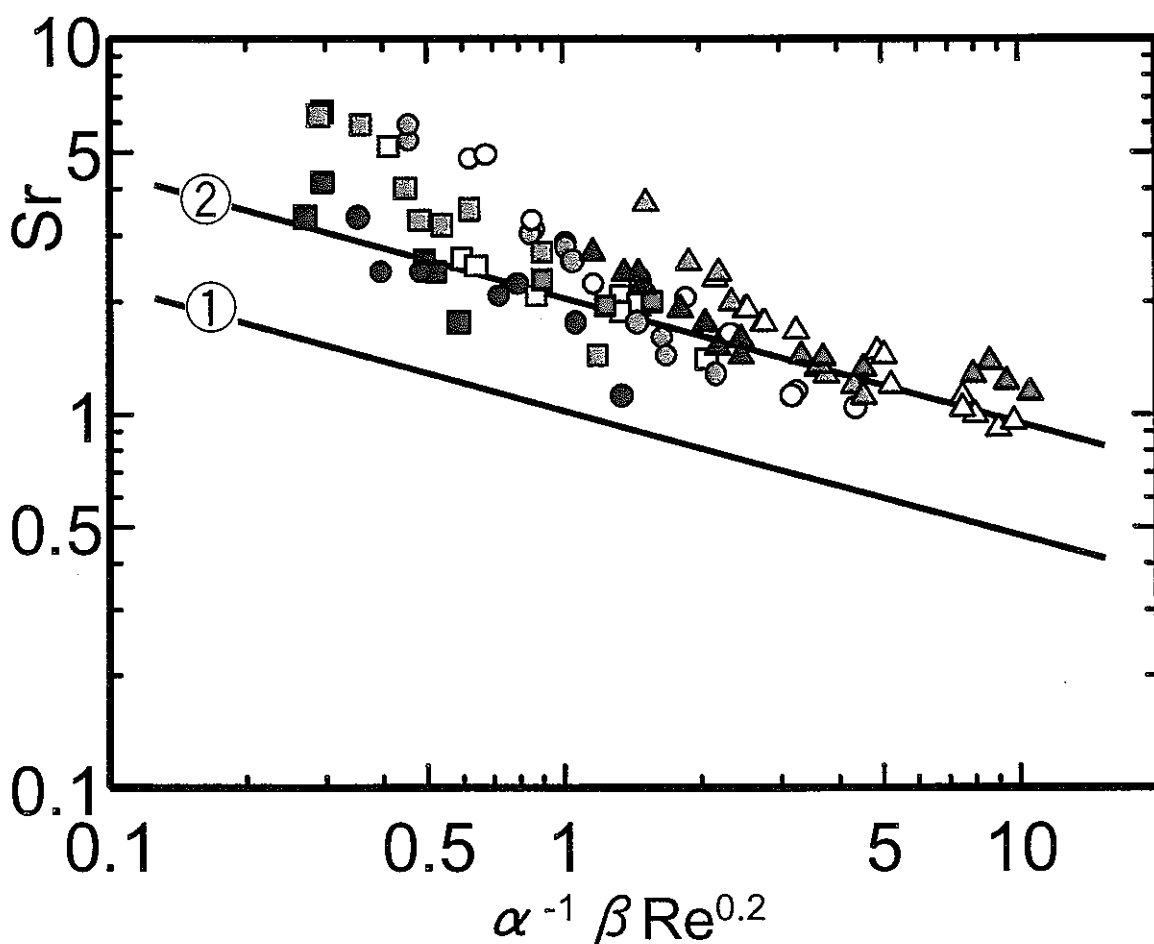
図3.2.4 (a) ストローハル数と各種パラメータの関係 (1)



Re	
● 5000	○ 30000
● 8000	● 40000
● 10000	● 50000
● 20000	

$\alpha$	
▲	2.04
●	3.35
■	5.20

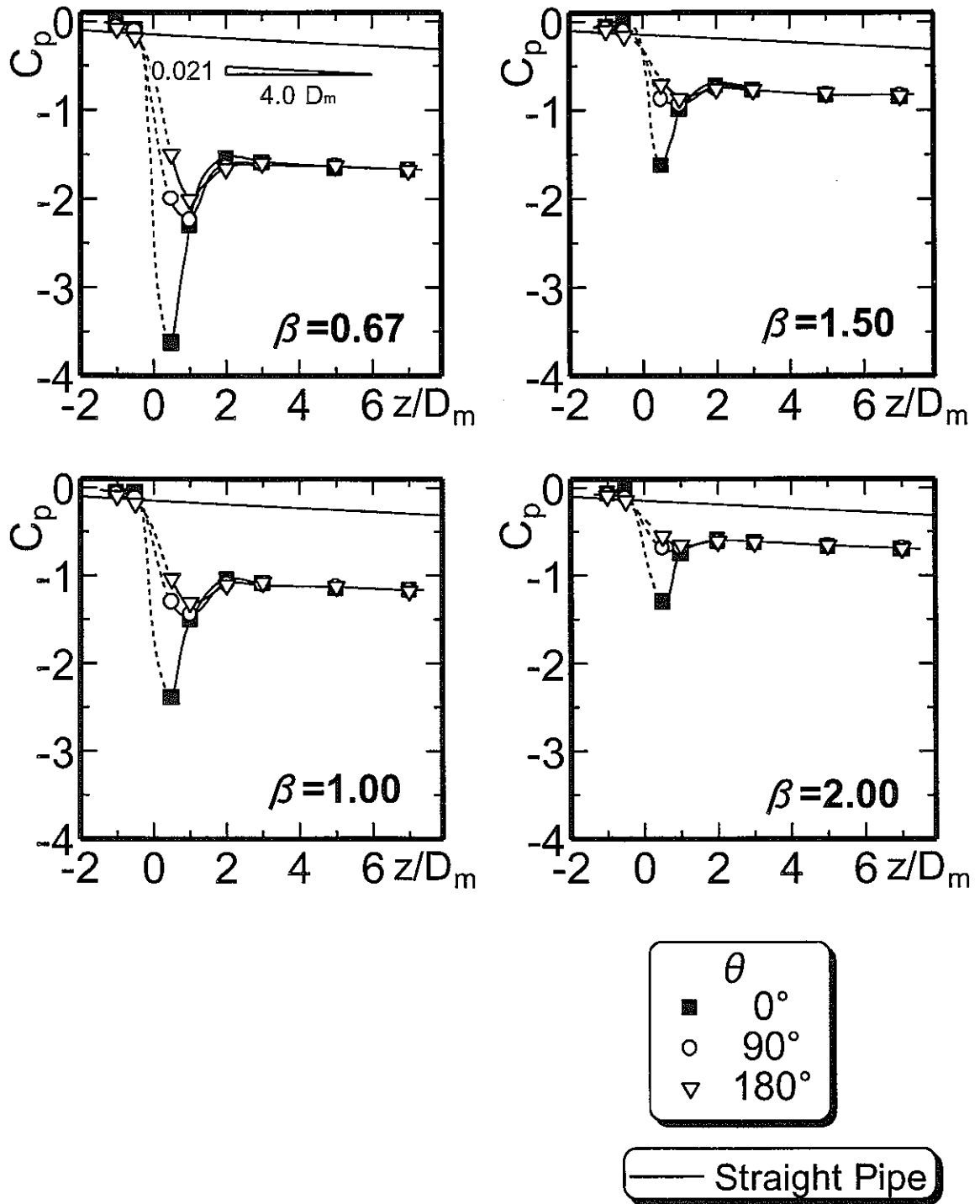
図3.2.4 (b) ストローハル数と各種パラメータの関係 (2)



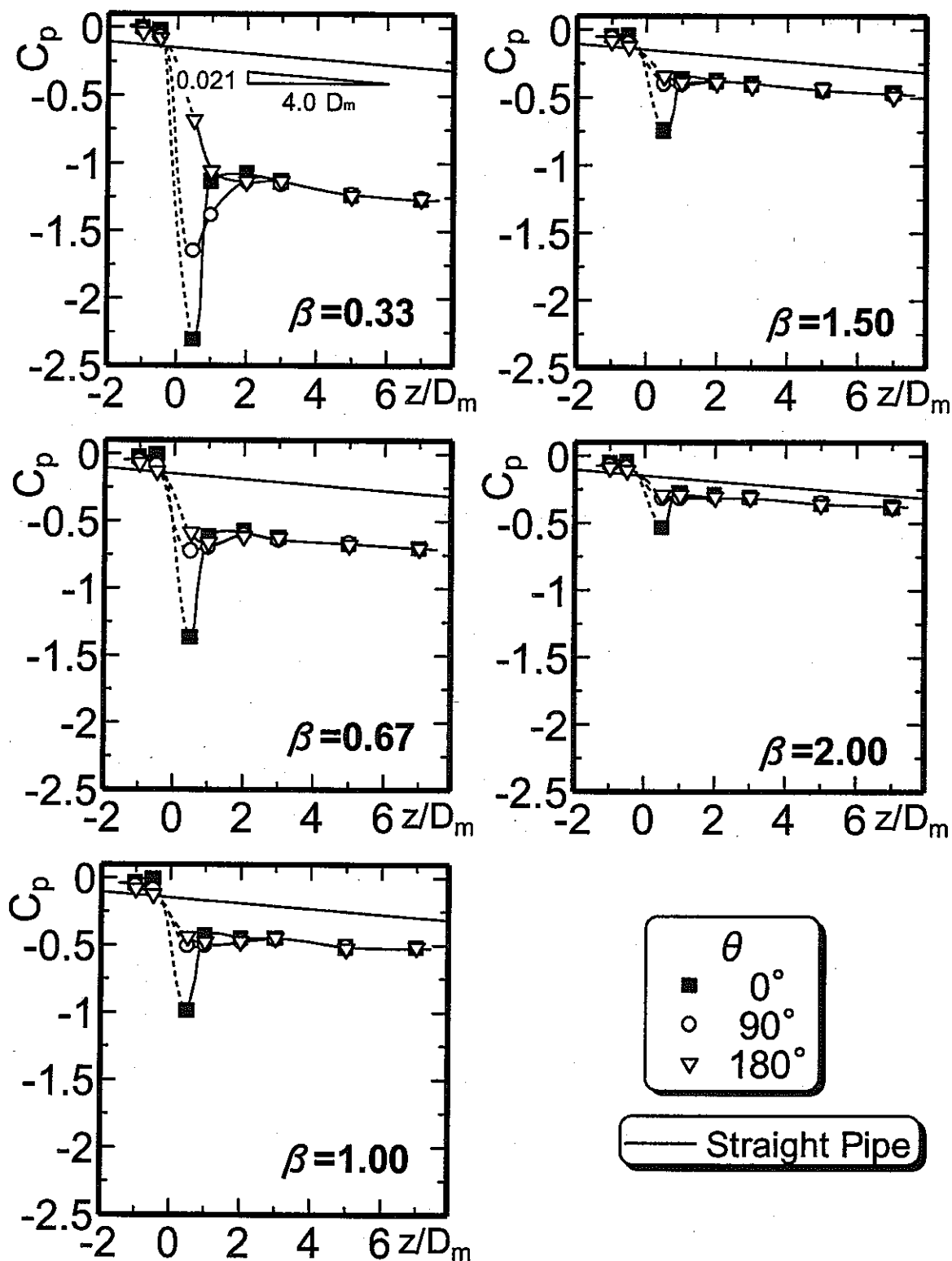
直線① :  $Sr = 1.06 (\alpha^{-1} \beta Re^{0.2})^{-0.353}$

直線② :  $Sr = 2.12 (\alpha^{-1} \beta Re^{0.2})^{-0.353}$

図3.2.5 乱流場と層流場の  
ストローハル数の比較

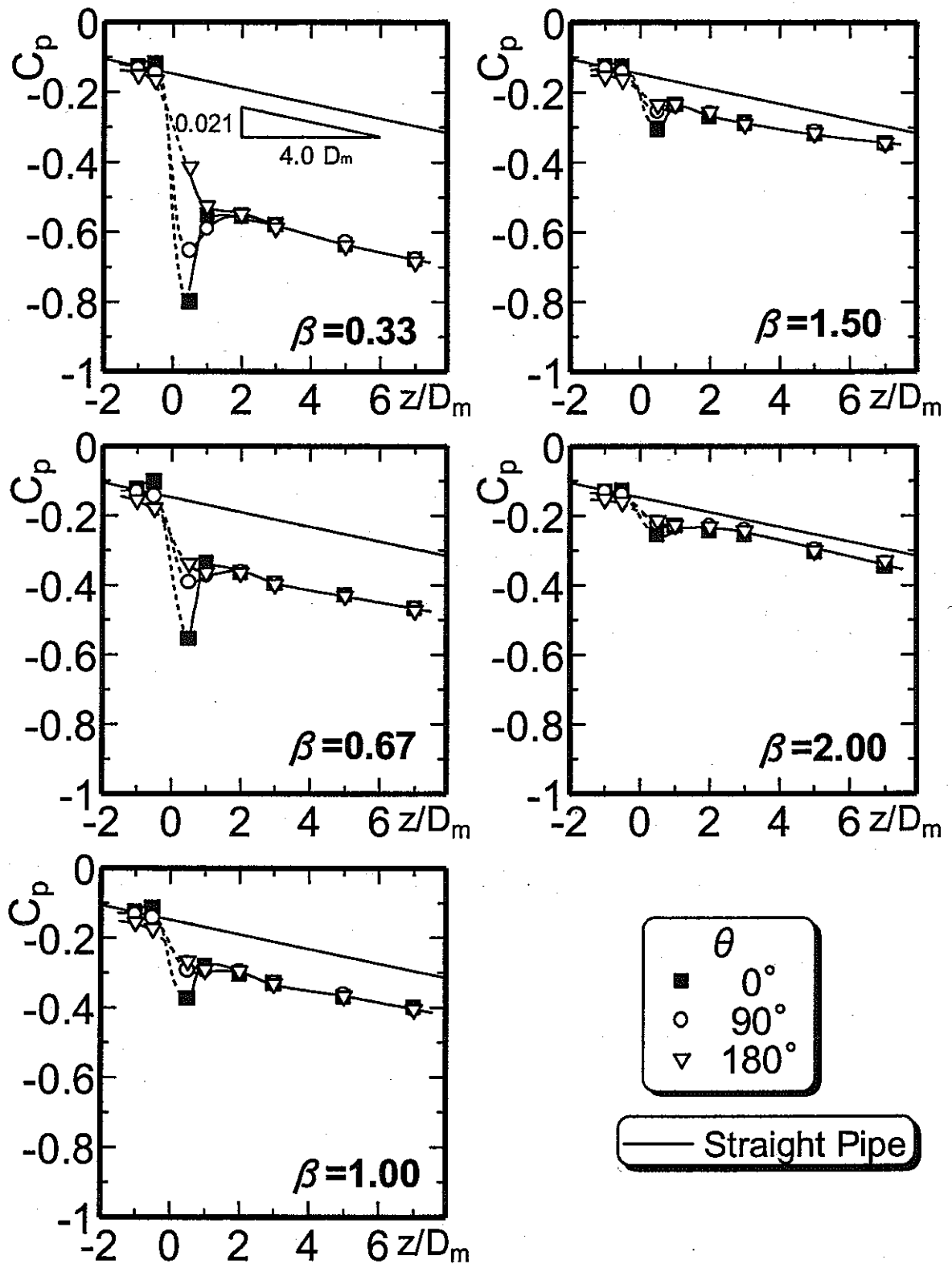


(a) 曲がり管なし  $\alpha = 2.04$   
 図3.3.1 壁面静圧の管軸方向分布



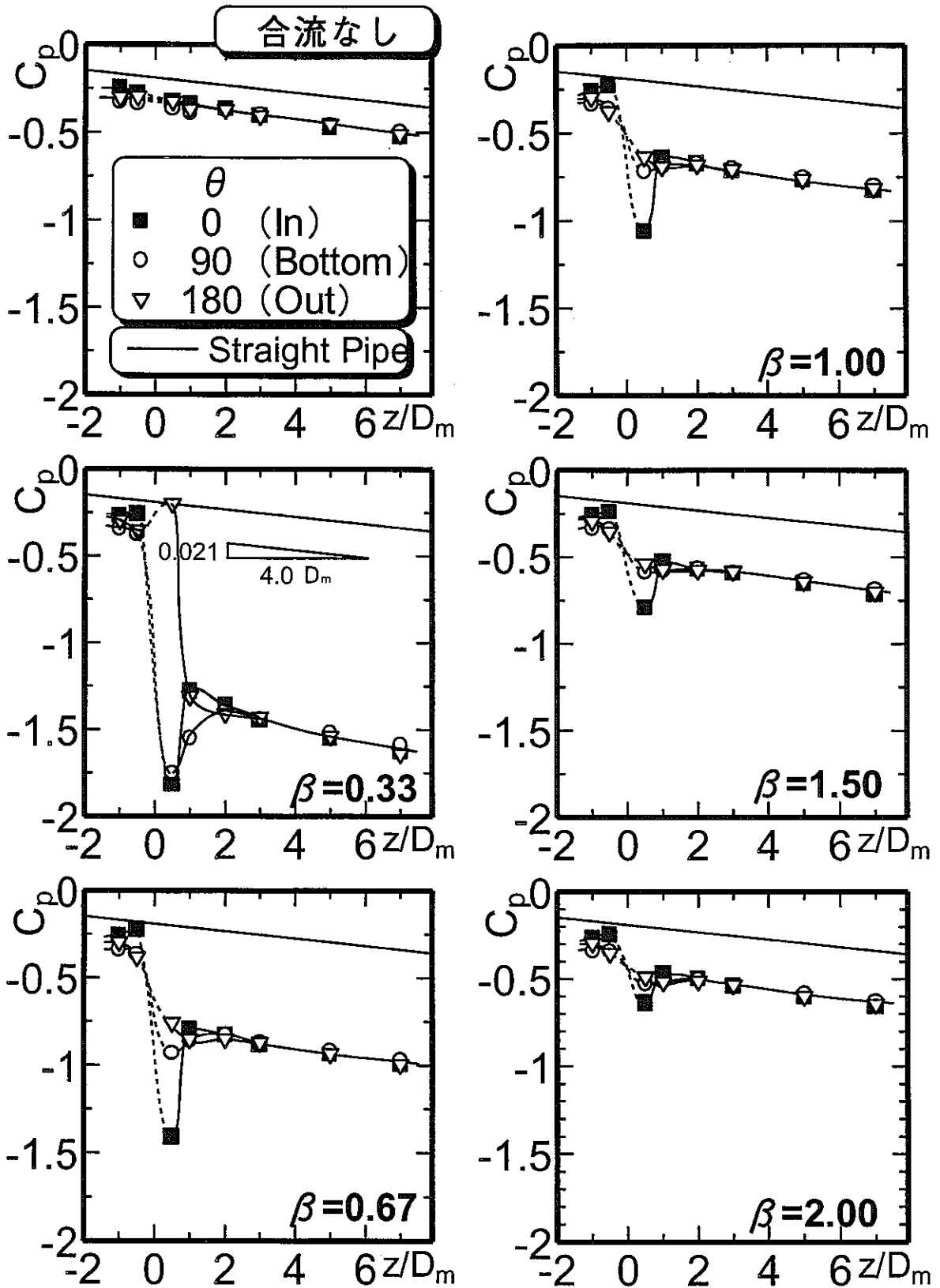
(b) 曲がり管なし  $\alpha = 3.35$

図3.3.1 壁面静圧の管軸方向分布



(c) 曲がり管なし  $\alpha = 5.20$

図3.3.1 壁面静圧の管軸方向分布



(d) 曲がり管あり  $\alpha = 3.35$

図3.3.1 壁面静圧の管軸方向分布

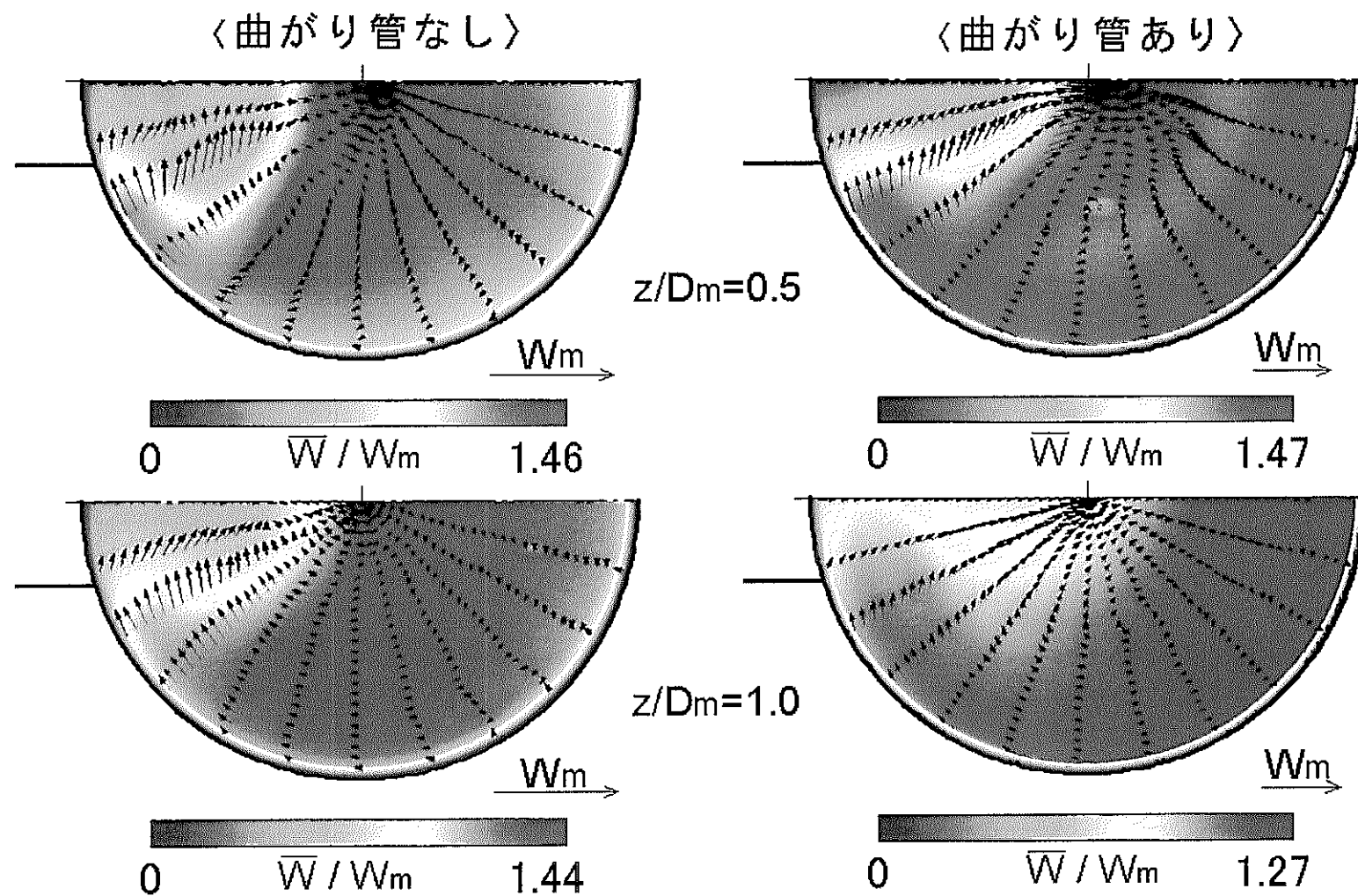


図3.4.1 (a) 時間平均速度の分布 ( $\alpha = 3.35$   $\beta = 0.67$ )



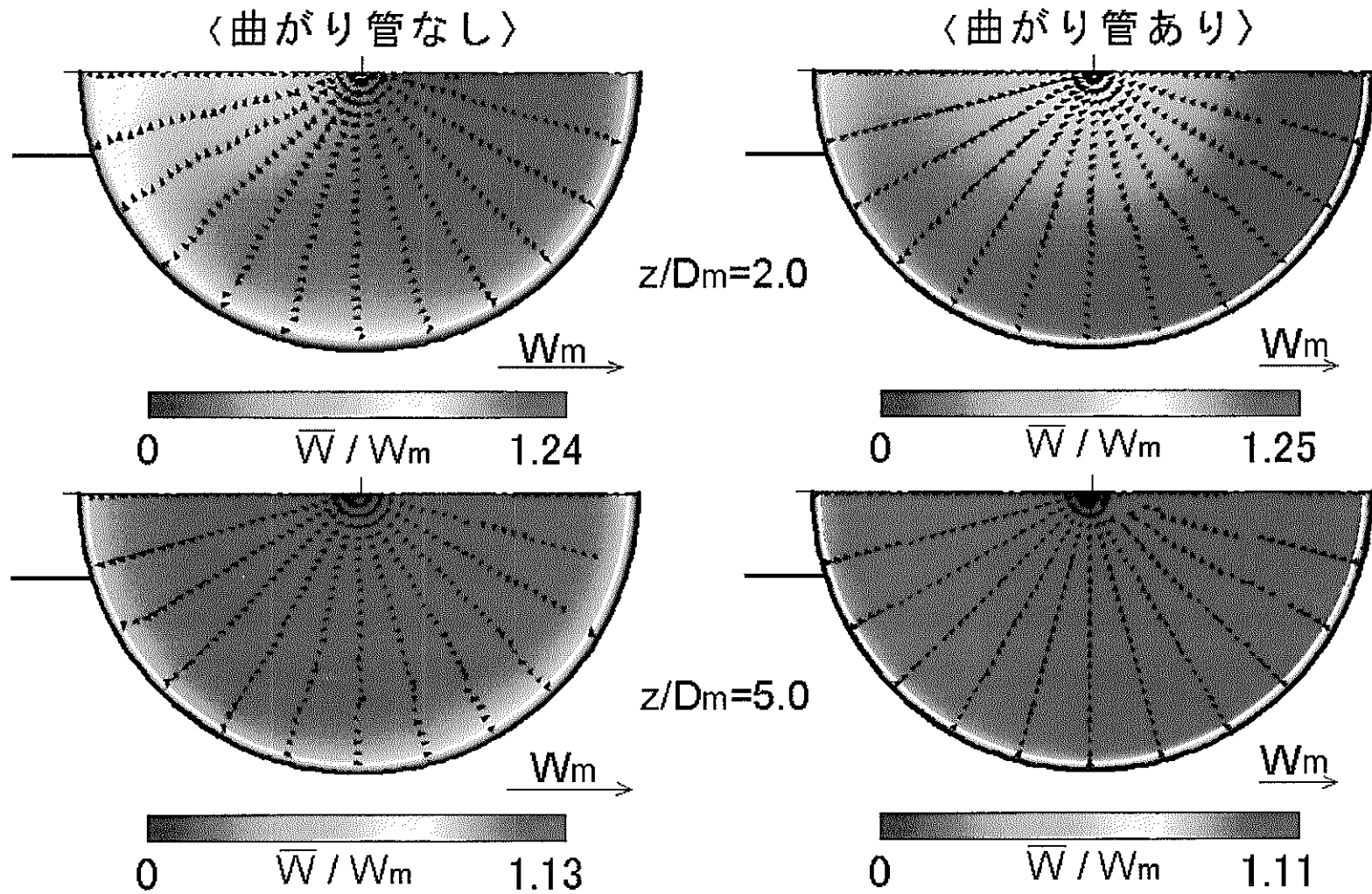


図3.4.1 (b) 時間平均速度の分布 ( $\alpha = 3.35$   $\beta = 0.67$ )

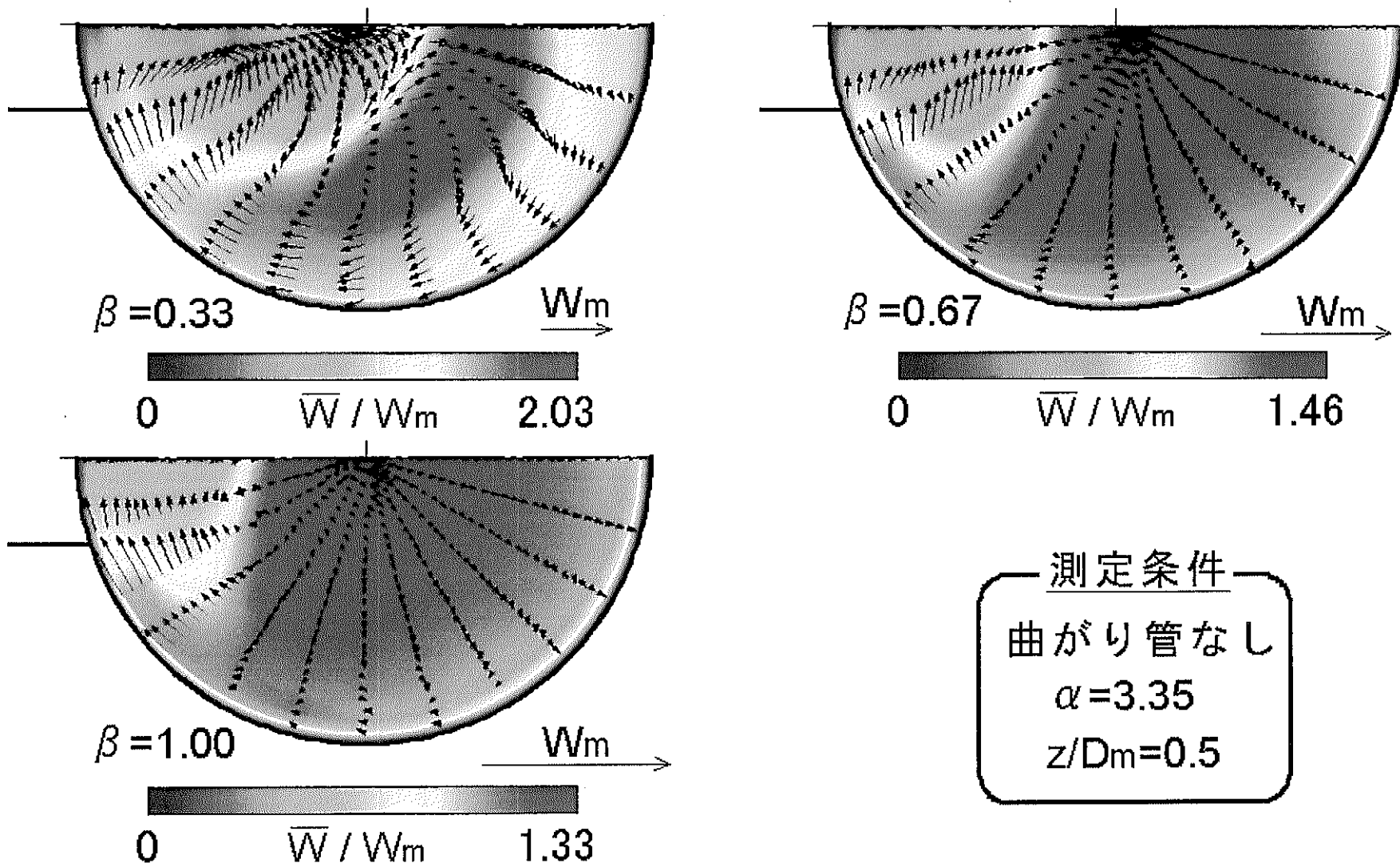


図3.4.2 (a) 時間平均速度の分布に及ぼす流速比  $\beta$  の影響

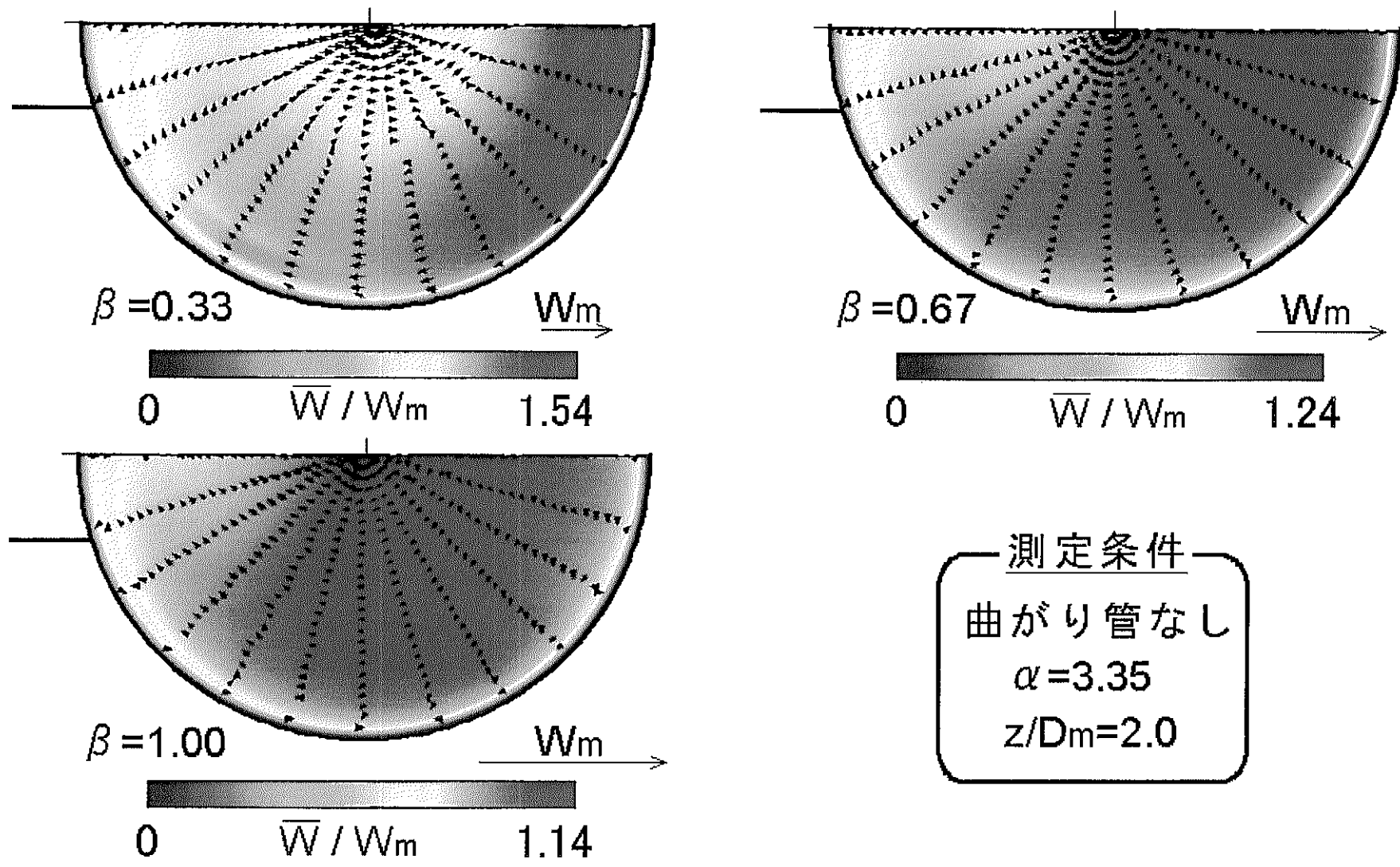


図3.4.2 (b) 時間平均速度の分布に及ぼす流速比  $\beta$  の影響

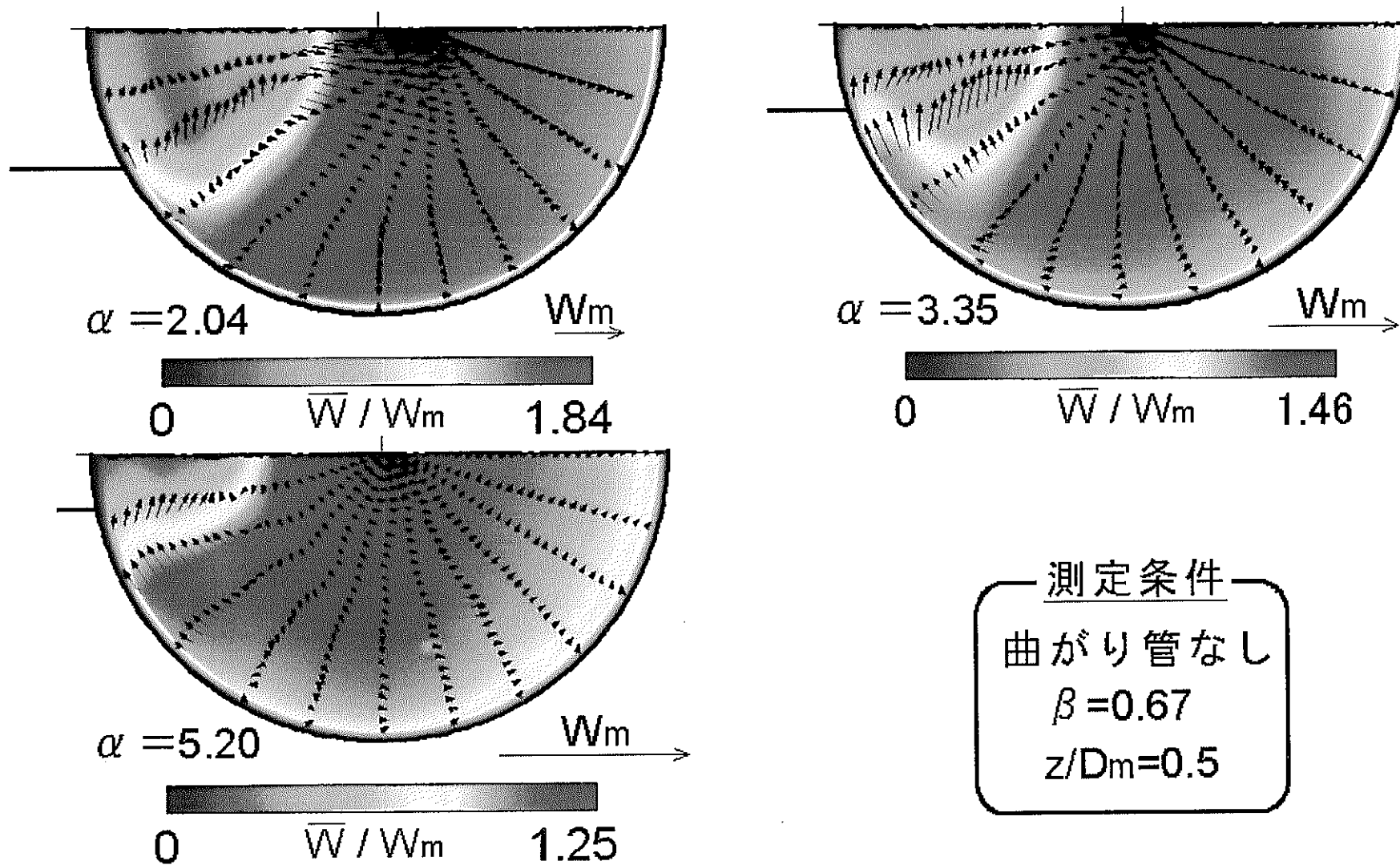


図3.4.3 (a) 時間平均速度の分布に及ぼす口径比  $\alpha$  の影響

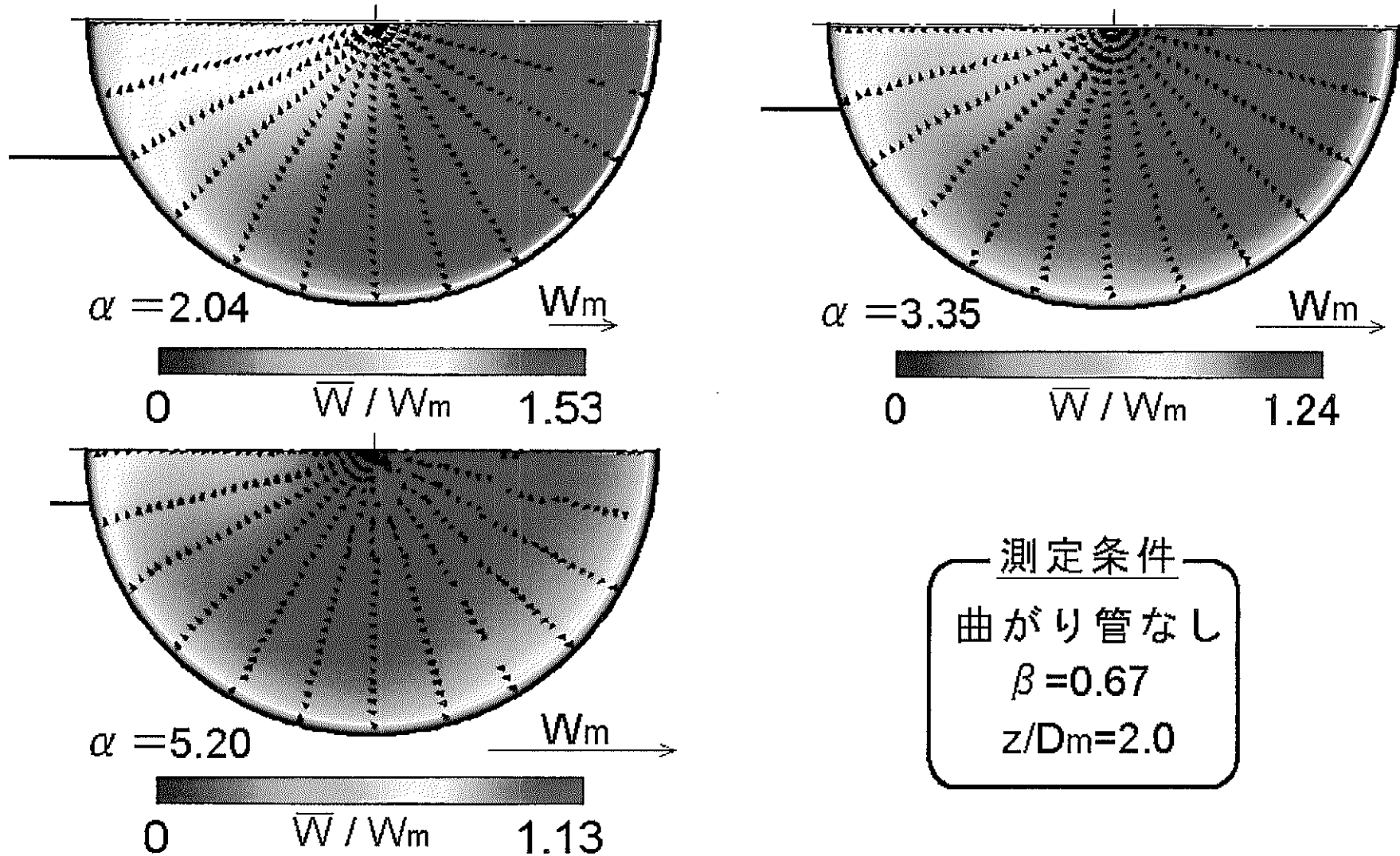


図3.4.3 (b) 時間平均速度の分布に及ぼす口径比  $\alpha$  の影響

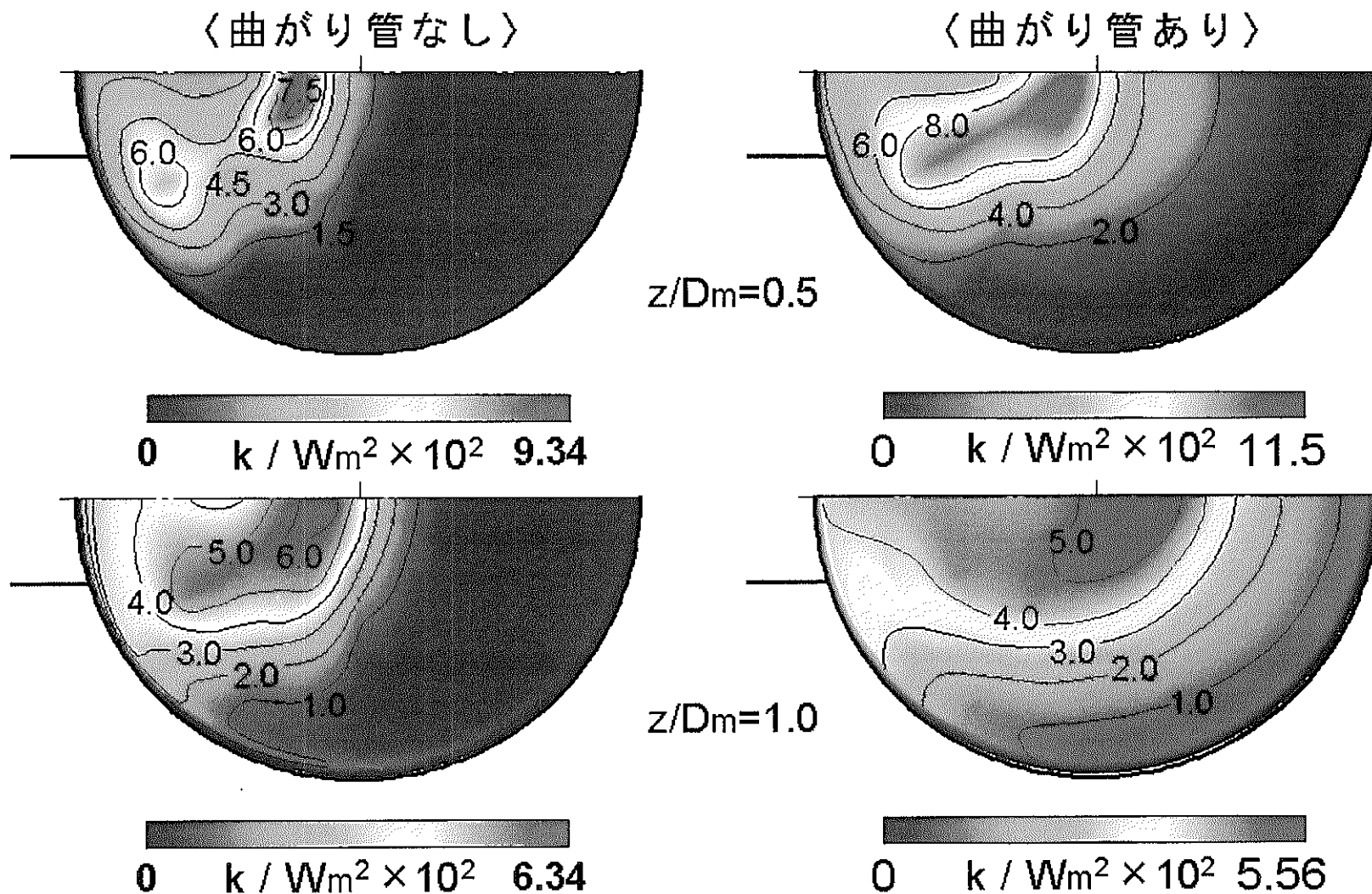


図3.5.1 (a) 乱れエネルギー  $k$  の分布 ( $\alpha = 3.35$   $\beta = 0.67$ )

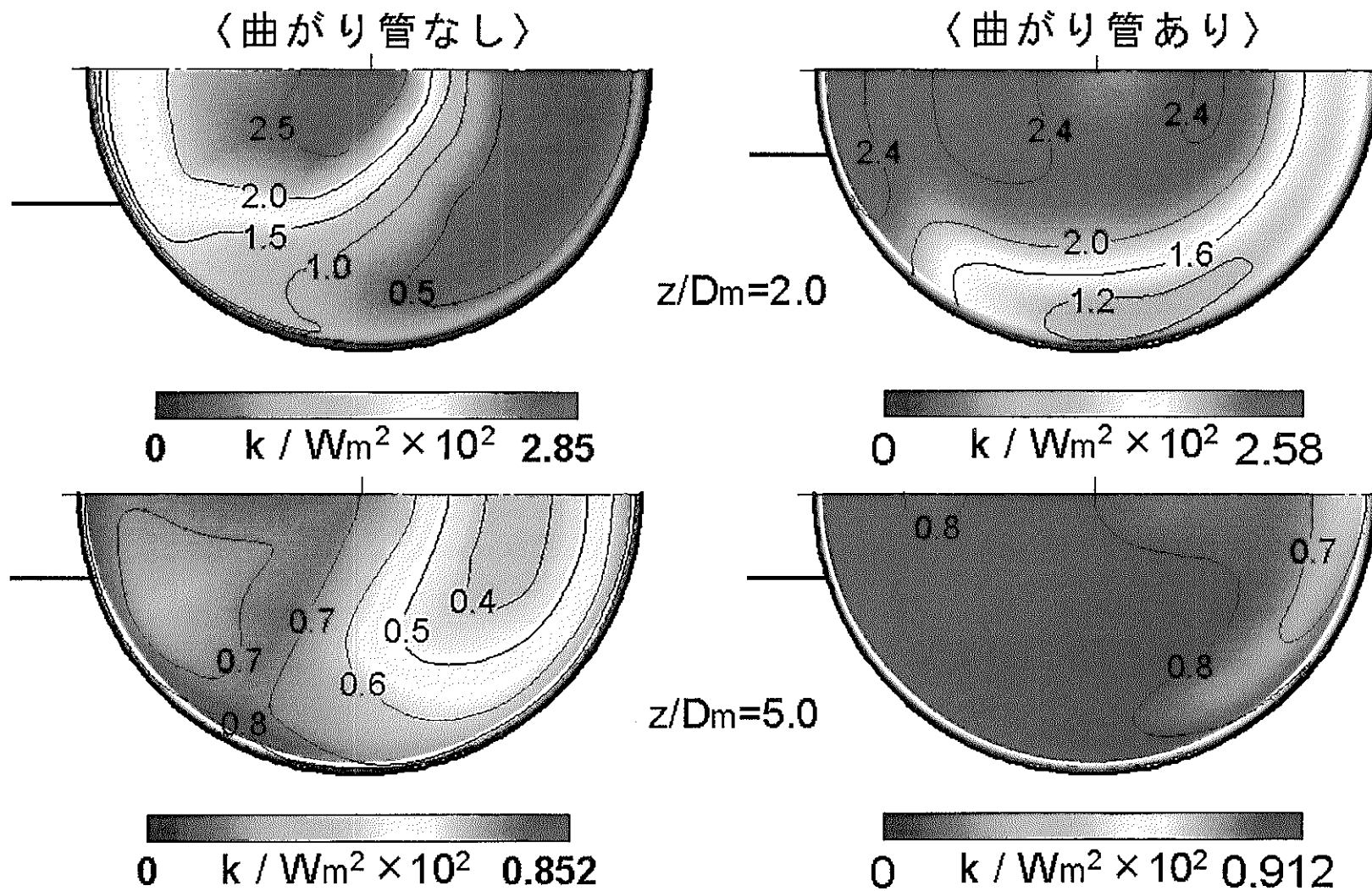


図3.5.1 (b) 乱れエネルギー  $k$  の分布 ( $\alpha = 3.35$   $\beta = 0.67$ )

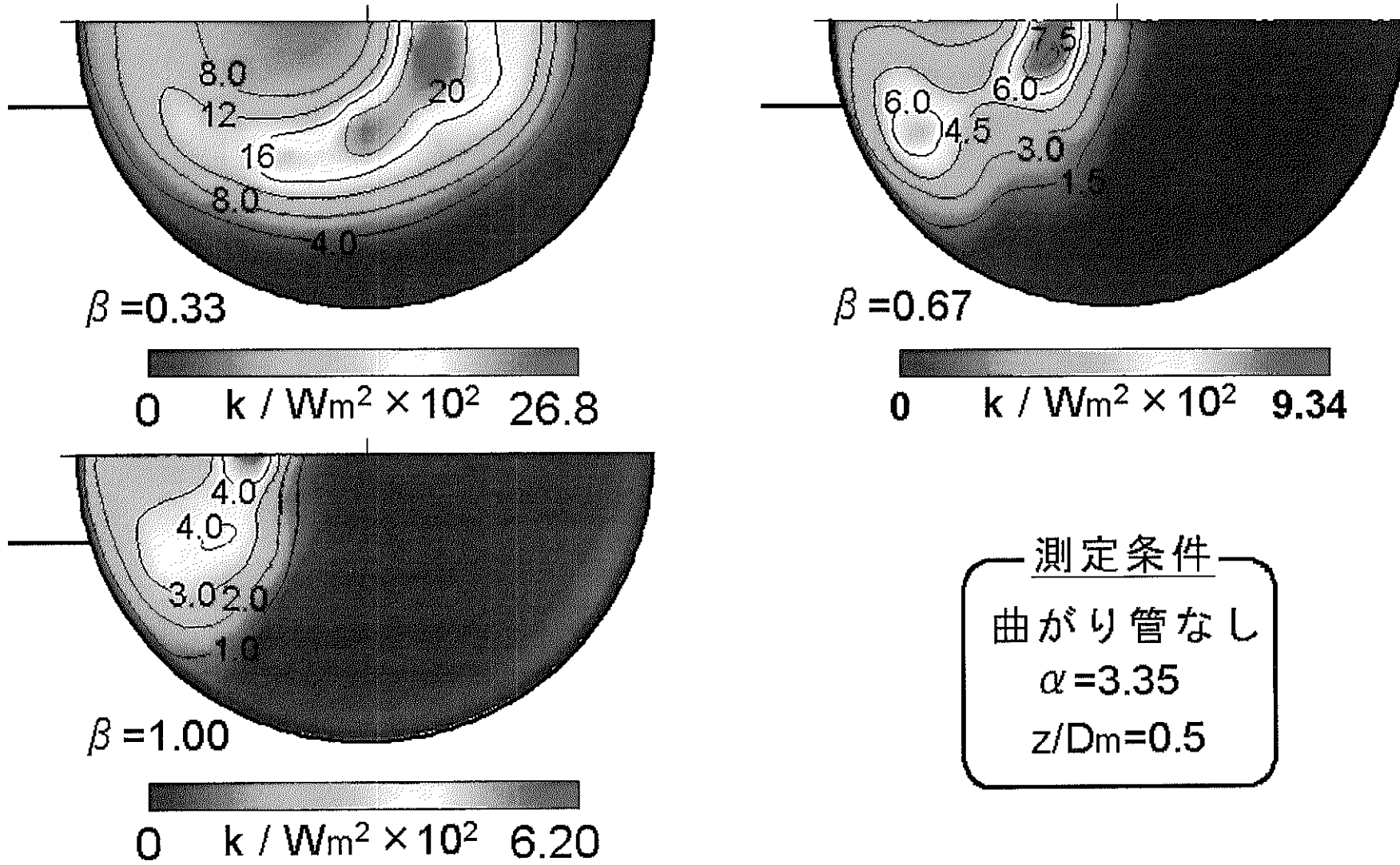


図3.5.2 (a) 乱れエネルギー  $k$  の分布に及ぼす流速比  $\beta$  の影響



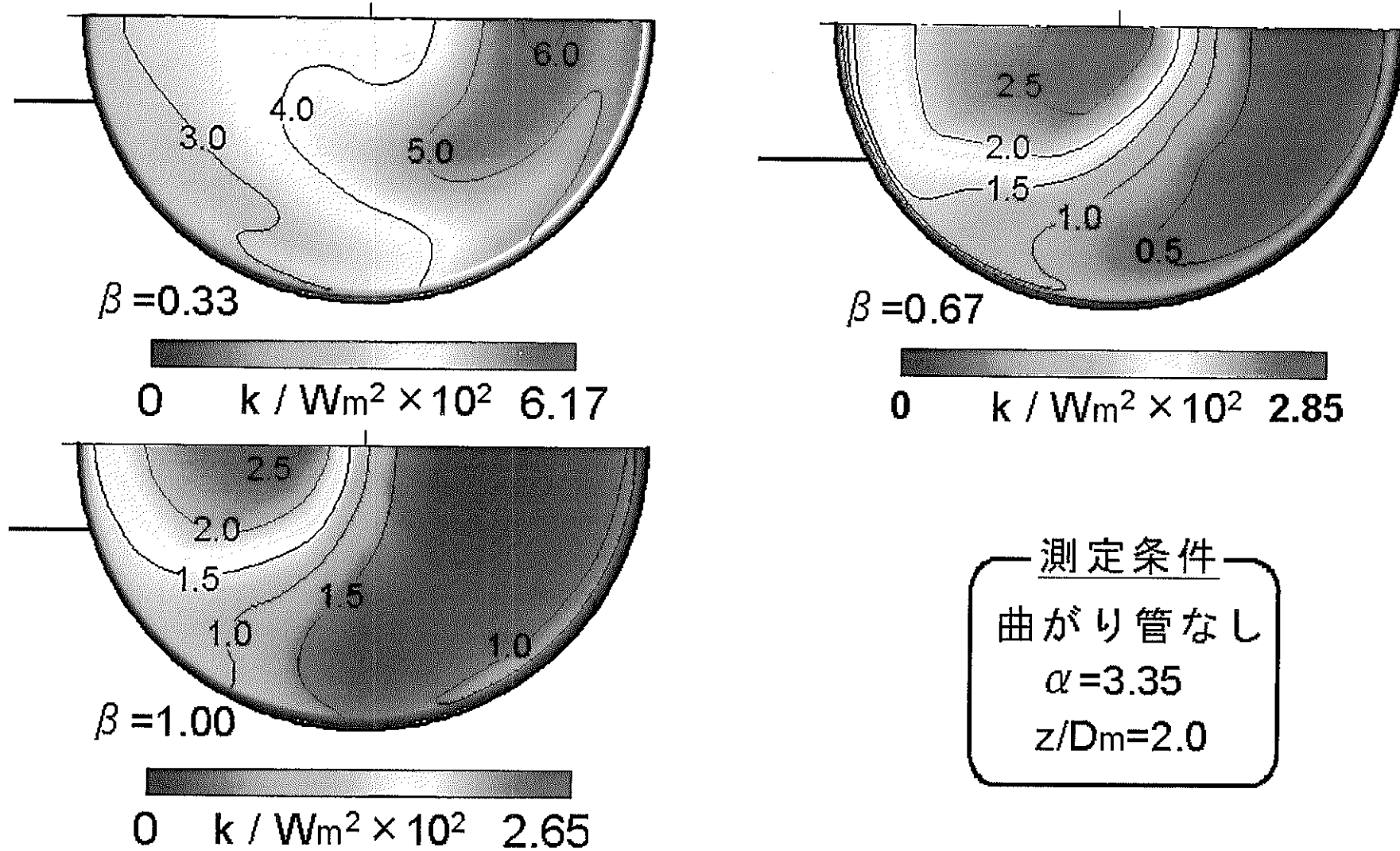


図3.5.2 (b) 乱れエネルギー  $k$  の分布に及ぼす流速比  $\beta$  の影響

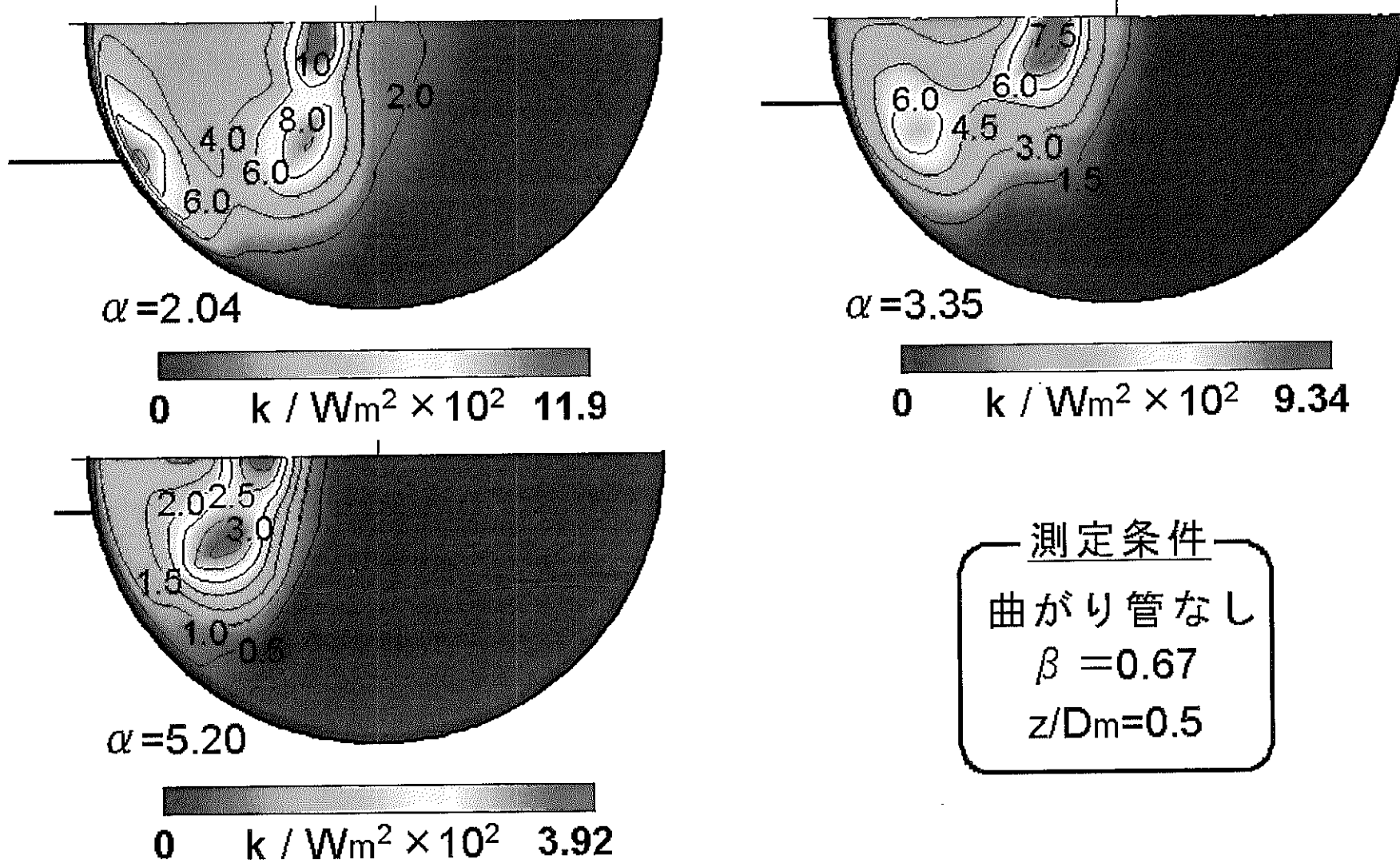


図3.5.3 (a) 乱れエネルギー  $k$  の分布に及ぼす口径比  $\alpha$  の影響

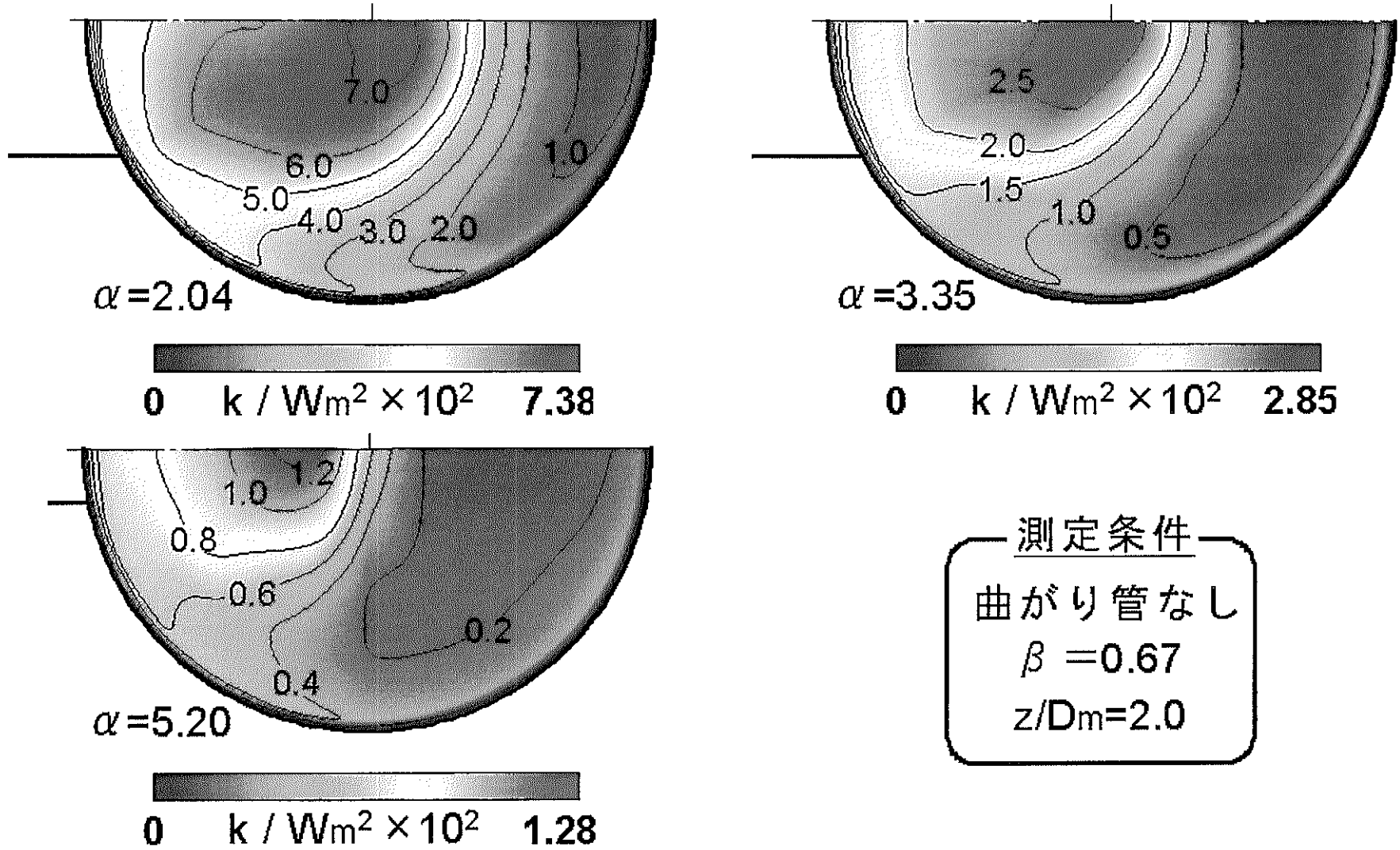
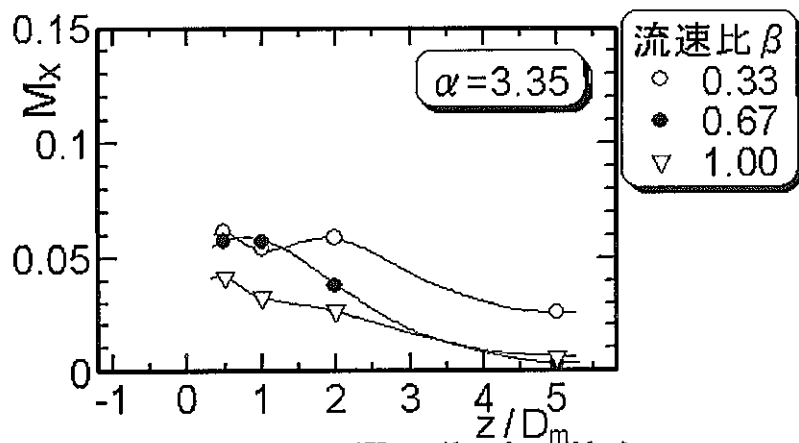
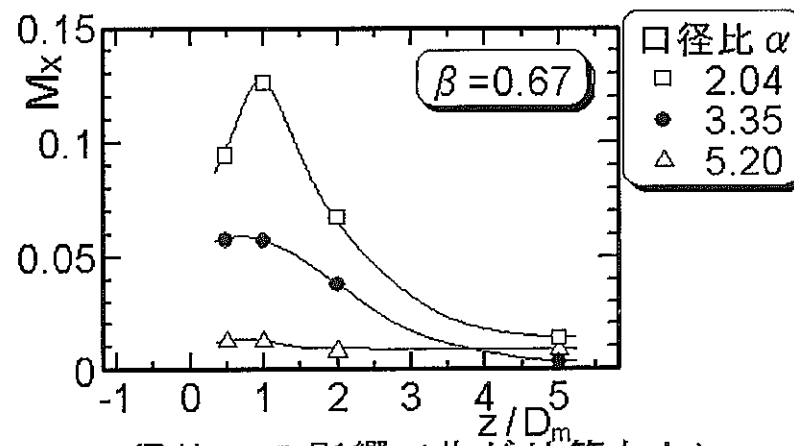


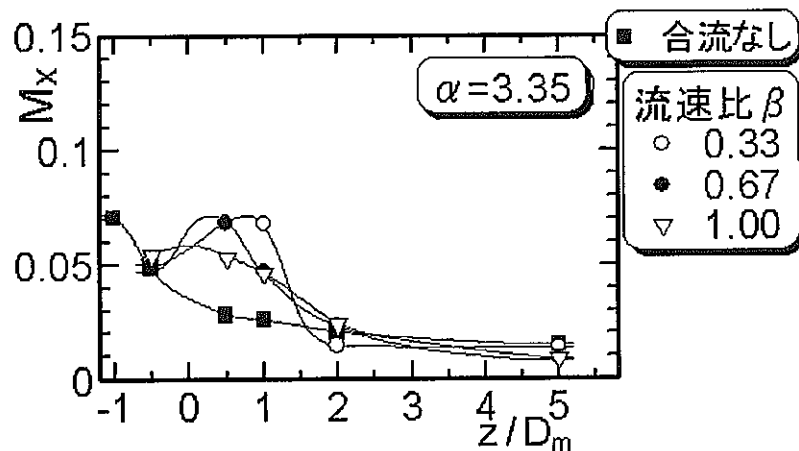
図3.5.3 (b) 乱れエネルギー  $k$  の分布に及ぼす口径比  $\alpha$  の影響



(a) 流速比  $\beta$  の影響 (曲がり管なし)



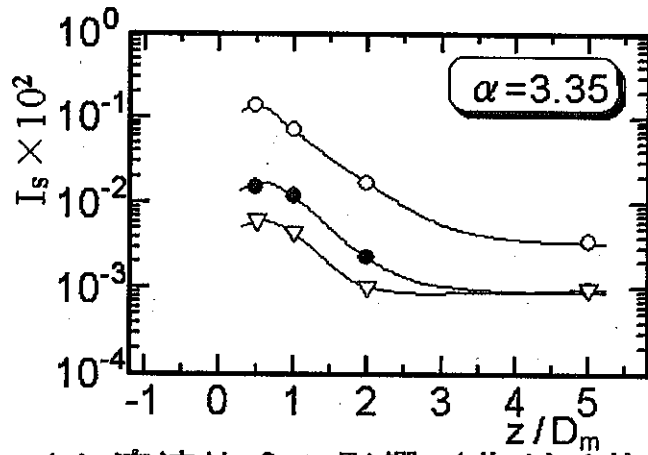
(b) 口径比  $\alpha$  の影響 (曲がり管なし)



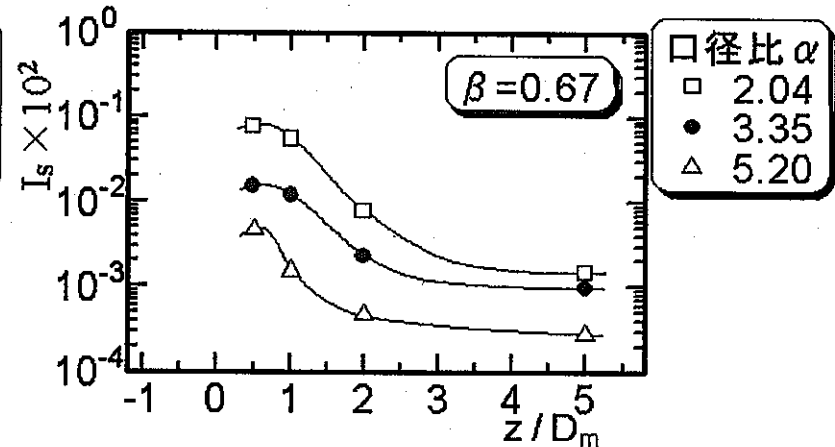
(c) 曲がり管を設置した場合

$$M_x = - \frac{16}{\pi D_m^3 W_a} \int_0^\pi \int_0^{D_m/2} r \cos\theta \bar{W} r dr d\theta$$

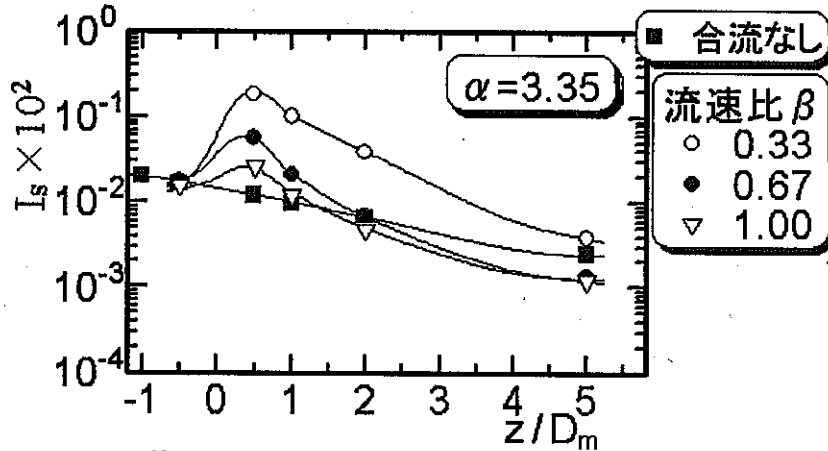
図3.6.1 軸方向流れの偏り



(a) 流速比  $\beta$  の影響 (曲がり管なし)



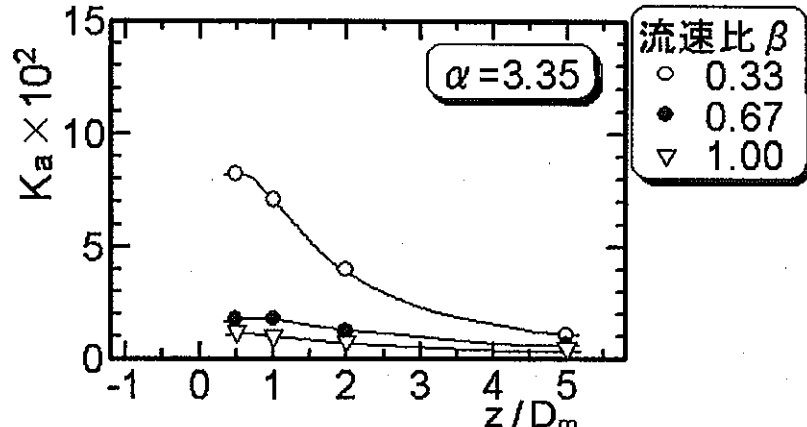
(b) 口径比  $\alpha$  の影響 (曲がり管なし)



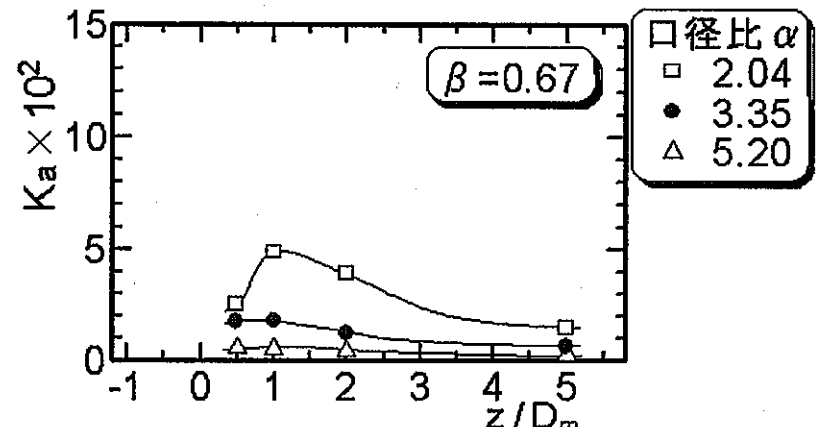
(c) 曲がり管を設置した場合

$$I_s = \frac{8}{\pi D_m^2 W_m^2} \int_0^\pi \int_0^{D_m/2} (\bar{U}^2 + \bar{V}^2) r dr d\theta$$

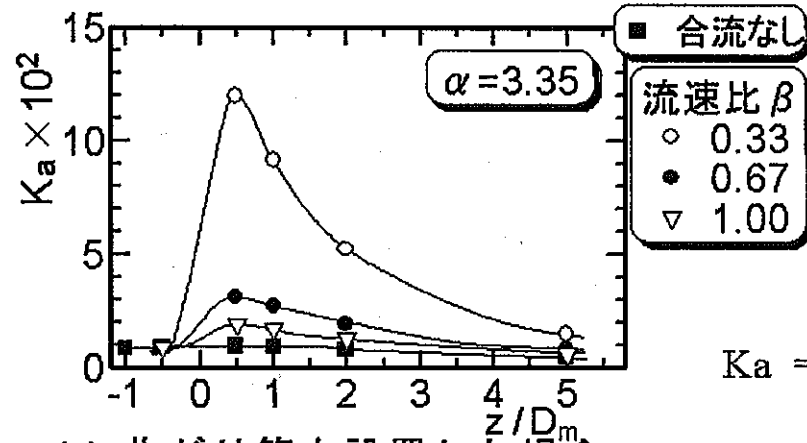
図3.6.2 二次流れの強さ



(a) 流速比  $\beta$  の影響 (曲がり管なし)



(b) 口径比  $\alpha$  の影響 (曲がり管なし)



(c) 曲がり管を設置した場合

$$Ka = \frac{8}{\pi D_m^2 W_m^2} \int_0^\pi \int_0^{D_m/2} \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) r dr d\theta$$

図3.6.3 乱れエネルギーの断面平均値