

## 第 3 章

# 壁面近傍流速計測

### 3.1 緒論

本章では、ミリスケール流路を使用して計測した壁面近傍流速について述べる。

表 1.2 に示したように、現在までに MEMS ベースのセンサや  $\mu$ PIV を使用して、壁面から数十～数百  $\mu\text{m}$  離れた点（領域）の流速が計測されている。1 章でも述べたように、マイクロ流体デバイスに代表される微小スケールの流路を使用すると、比界面積の増大に伴う高い熱輸送効率や物質反応効率といった利点があり、生物・化学分析への応用が更に増えると予想される。そのため、壁面近傍の流動を計測することは、界面反応等の現象を理解するためにも一層重要となる。そして、より詳細な流動構造を調査するためにも、3 次元計測が必要と考えられる。そこで本研究では、単視野で 3 次元 3 成分流速計測が可能な APTV をよって壁面近傍流速の計測が可能か確認することを目的に、ミリスケールの平行平板流路を使用してポアズイユ流れにおける壁面近傍の流速を計測した。

### 3.2 実験装置及び実験方法

図 3.1, 3.2 に本実験で使用した計測系及び流路の概略図を示す。使用した APTV システムは、ピエゾステージを除き、図 2.2(a) に示したものと同一である。流路寸法及び座標系は図 3.2 に示す通りである。流路は、幅  $w = 20 \text{ mm}$ 、高さ  $h = 2 \text{ mm}$  のアルミ製のものを使用した。計測のために、流路底面には厚さ  $1 \text{ mm}$  のスライドガラスを使用した。本実験で計測対象とするのは、平行平板流路における 2 次元ポアズイユ流れである。つまり  $z$  方向の流速はゼロである。直径  $d_p = 1 \mu\text{m}$  の蛍光粒子 (FluoSpheres F8762, Life technologies) を超純水 (Direct-Q, Merck Millipore) に混合したものを作動流体として使用した。そして、シリンジポンプ (PHD2000, Harvard Apparatus) を使用して、流量  $Q$  を制御しながら送液した。また、流路の水力直径  $D_h (= 2wh/(w+h))$  を代表長さとし、レイノルズ数  $\text{Re} (= UD_h/\nu, U: \text{平均流速}, \nu: \text{動粘度}) = 1 \sim 5$  の範囲で計測を実施した。粒子像同士の重なりを防止するため、計測画像内で粒子濃度が低くなるように溶液を調整した。流速を算出するために、各  $\text{Re}$  数において 5000 フレームを 45 fps で撮影した。なお、

層流における助走区間  $L_e$  ( $= 0.065\text{Re}D_h$ ) を考慮し、流路入口から数 cm 程度離れた部分で計測を行った。

2章で示したように、粒子の奥行位置と、そのときの像形状を対応付けるために校正関数を取得する必要がある。このために本章では、2章で示した方法を使用する。その際、壁面に付着した粒子像が約  $F = -3000 \text{ pixel}^2$  程度となるようにして壁面の位置を推定し、計測範囲を設定した。なお、壁面と流路中のトレーサ粒子の位置関係を明確にするため、ガラス壁面を  $z = 0$  となるようにした。また、計測体積を  $348 \times 261 \times 20 \mu\text{m}^3$  と設定した。

APTV による計測結果の妥当性を示すために、 $\mu\text{PIV}$  による流速計測の結果と比較した。 $\mu\text{PIV}$  によって流速を計測する際は、APTV の光学系から CL を取り除き、蛍光粒子の濃度を増加させた。そして、壁面から  $z$  方向に対して速度場をスキャンしながら計測を実施した。

このとき、流路中の単位長さあたりの圧力損失を  $\partial P/\partial x$  とすれば、2次元ポアズイユ流れにおいて流れ方向の流速  $u$  成分は式 (3.1) で決定される [100, 101].

$$u(z) = \frac{1}{2\mu} (h-z)z \left( \frac{\partial P}{\partial x} \right) \quad (3.1)$$

高さ  $h$ , 幅  $w$  を通過する流量は,

$$Q = \int_0^w dy \int_0^h dz u(z) = \frac{h^3 w}{12\mu} \left( \frac{\partial P}{\partial x} \right) \quad (3.2)$$

となる。そのため、式 (3.1) 及び式 (3.2) より  $\partial P/\partial x$  を消去して、

$$u = \frac{6Q}{h^2 w} \left( z - \frac{z^2}{h} \right) \quad (3.3)$$

を平行平板の 2次元ポアズイユ流れの流速分布の理論解とし、APTV によって計測した値と比較した。

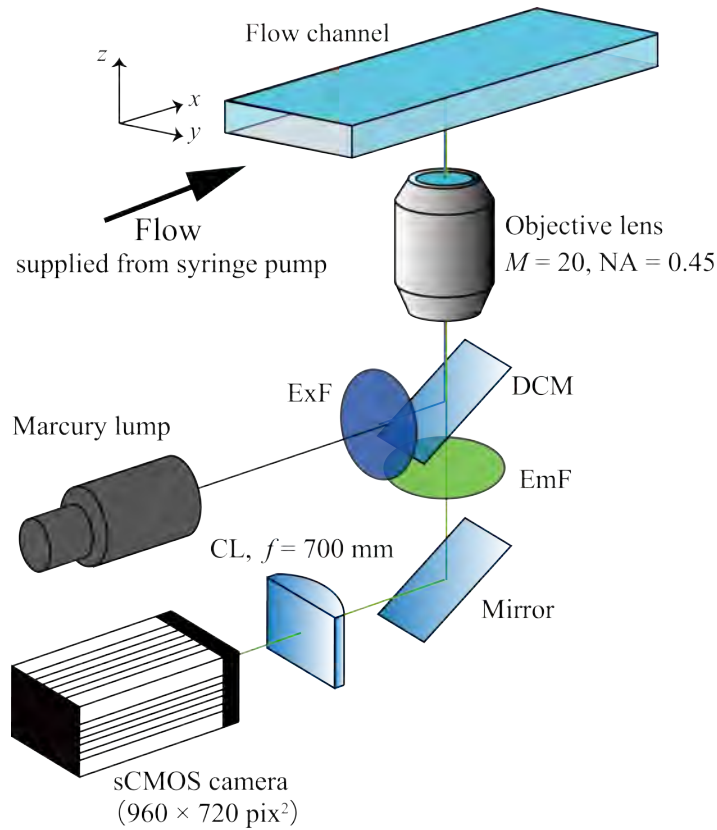


Fig. 3.1 Experimental set up.

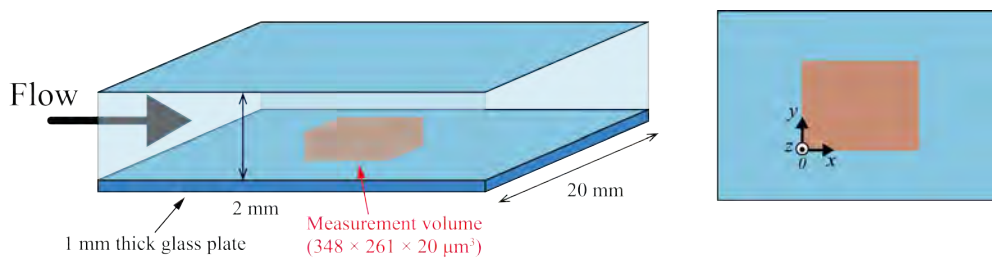


Fig. 3.2 Parallel plate channel,  $h = 2$  mm in height,  $w = 20$  mm in width.

### 3.3 壁面近傍の流速計測結果

#### 3.3.1 APTV と $\mu$ PIV の計測結果の比較

図 3.3 に、実際に流路中を流れる粒子像を示す。これは  $Re = 4$  のときの粒子像であり、生画像に対してガンマ補正及びメディアンフィルタを施した後の画像である。このような粒子像を時系列的に撮影し、各フレームにおいて粒子像の重心位置をトラッキング

して各粒子の流速を算出した。図 3.4(a) ~ 3.8(a) に、各 Re 数において撮影した各粒子の速度  $u$  成分及び  $z$  位置の分布を示す。ここで、 $u$  成分は平均流速  $U$  で無次元化している。また、式 (3.3) による理論解とも比較した。このとき、取得した各粒子の流速は、理論解と同様に  $z$  の増加に伴って  $u$  成分が増加するという傾向が確認できる。図 3.8(a) に示す Re = 5 のケースにおいて、 $z = 18 \mu\text{m}$  付近の領域に流速のプロットが確認されていない。これは計測中にこの領域を通過する粒子が存在しなかったためと考えられる。

瞬時の流速  $u$  成分には、ばらつきが確認される。図 3.4(a) ~ 3.8(a) より、Re 数の増加に伴って  $u$  成分のばらつきの幅が小さくなっている。本研究では、粒子像の重心位置はサブピクセル精度で決定される。重心位置の変位が、流速が大きい際は 10 pixel、流速が小さい際は 1 pixel であり、重心が 0.1 pixel の精度で決定されると仮定すると、前者では粒子位置の決定精度が流速に及ぼす誤差は 1 % 程度である。それに対し、後者では誤差が 10 % 程度になる。そのため、Re 数の増加に伴って流速が増大した結果、ばらつきに前述のような傾向が生じたと考えられる。本実験では、各 Re 数において 45 fps のフレームレートで撮影を実施している。fps の値を下げて撮影を行えば各フレーム間において粒子像の変位量は増加し、流速決定の誤差は低下すると考えられる。

瞬時の流速のばらつきに関して、重心位置決定の誤差は高々 1 pixel (=  $0.363 \mu\text{m}$ ) 程度である。カメラのフレームレート (45 fps) を考慮すると、 $u = \pm 16.5 \mu\text{m/s}$  程度の誤差が生じることが想定される。計測した各 Re 数において、瞬時速度  $u/U$  がこの範囲 (例えば Re = 4 で  $u/U = \pm 0.014$ ) に収まっていることを確認したため、計測そのものは適切に行われていると考えられる。

次に、各 Re 数において APTV によって取得した平均  $u$  成分の分布と、 $\mu\text{PIV}$  による計測結果及び理論解と比較した。その結果を、図 3.4(b) ~ 3.8(b) に示す。APTV による平均  $u$  成分は、各  $z$  位置 ( $z = 0, 1, 2, 3, \dots$ ) において、各  $|z| \leq 0.5 \mu\text{m}$  の瞬時の  $u$  成分を平均化したものである。また、エラーバーは各  $z$  位置における標準偏差 ( $\pm \sigma$ ) を示している。この結果より、 $3 \leq z \leq 20 \mu\text{m}$  で平均  $u$  成分の  $z$  方向に対する分布は、 $\mu\text{PIV}$  による計測結果及び理論解と良く一致している。このことより、本研究で使用した APTV システムによる壁面近傍の流速計測では、壁から  $20 \mu\text{m}$  以内の計測が可能であるといえる。一方、 $z < 3 \mu\text{m}$  の領域における計測結果は、理論解から外れて分布することが確認できる。これは、粒子径に由来する誤差と考えられる [31, 59, 100, 102–104]。この誤差が生じる理由は後述する。APTV を使用してマイクロ流路内の流速計測を行った先行研究でも、本研究と同様に壁面に非常に近い領域で流速分布の理論解に一致しない流速が取得されている [84]。

以上より、壁面に非常に近い領域では系統的な誤差が生じていることは確認できるが、奥行方向の  $3 \leq z \leq 20 \mu\text{m}$  の領域において、APTV による計測結果は理論解と良い一致を示した。このことより、本研究で構築したシステムを使用すると壁面から  $3 \mu\text{m}$  離れた位置までなら計測が可能といえる。また、 $\mu\text{PIV}$  を使用して奥行方向に対する流速分布を計測するには、流路の奥行方向に対して速度場をスキャンしながら計測を行う必要がある。そのためには、壁面位置の厳密な推定とスキャン間隔の厳密な位置決めが必須である。一

方, APTV を使用した計測では, 速度場をスキャンすることなく計測体積内で 3 次元の流速分布を一度に算出可能である, という利点がある.

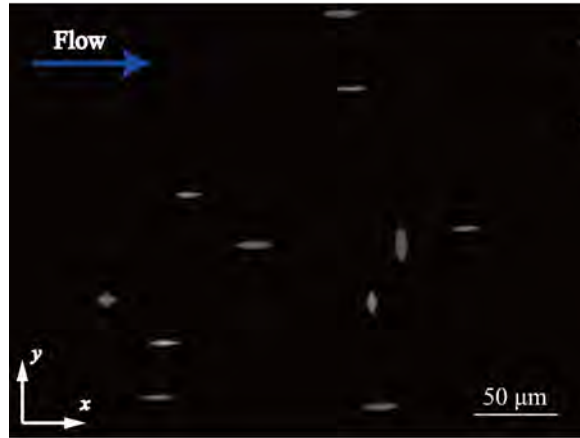


Fig. 3.3 Actual particle images in Poiseuille flow at  $Re = 4$ .

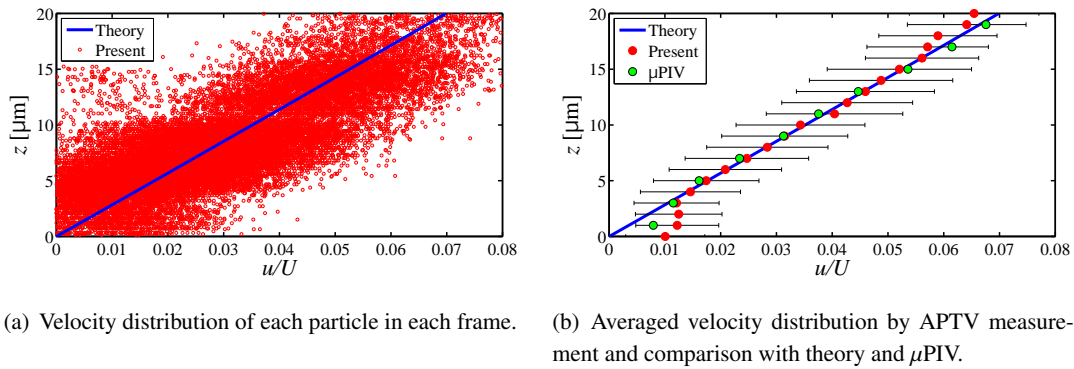


Fig. 3.4 Velocity distribution at  $Re = 1$ .

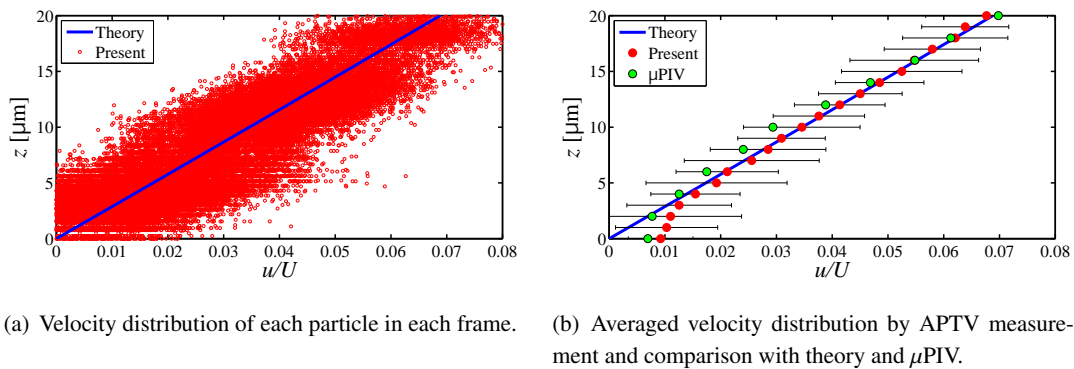


Fig. 3.5 Velocity distribution at  $Re = 2$ .

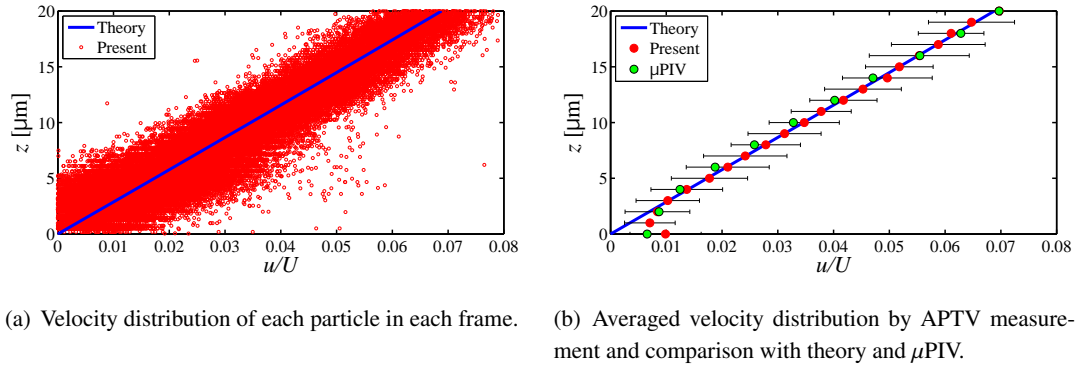


Fig. 3.6 Velocity distribution at  $Re = 3$ .

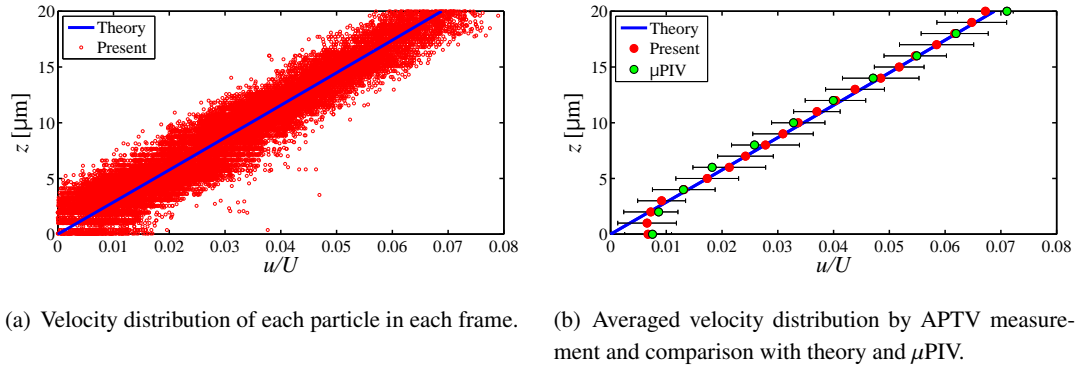


Fig. 3.7 Velocity distribution at  $Re = 4$ .

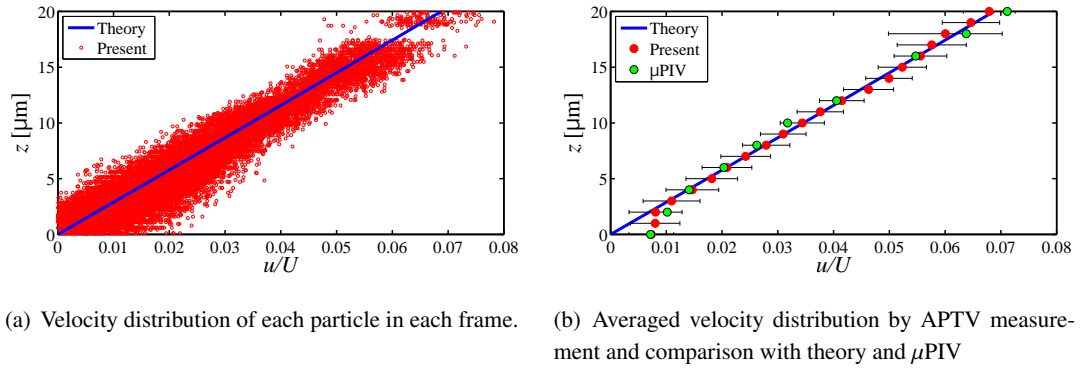


Fig. 3.8 Velocity distribution at  $Re = 5$ .

### 3.3.2 粒子の3次元的な分布の取得

ここでは壁面から  $20\ \mu\text{m}$  以内における、瞬時の粒子の空間的な分布を示す。図 3.9 に  $\text{Re} = 5$  のときの、計測体積内における粒子の分布を示す。可視化にはフリーソフトである Paraview (Kitware) を使用した。図 3.9 より、空間的に分布する粒子の  $u$  成分が取得できる。そのため、空間的に分布している粒子の  $u$  成分を使用して、式 (1.2) で示した定義式より、壁面せん断応力を分布として算出可能であることが示唆される。

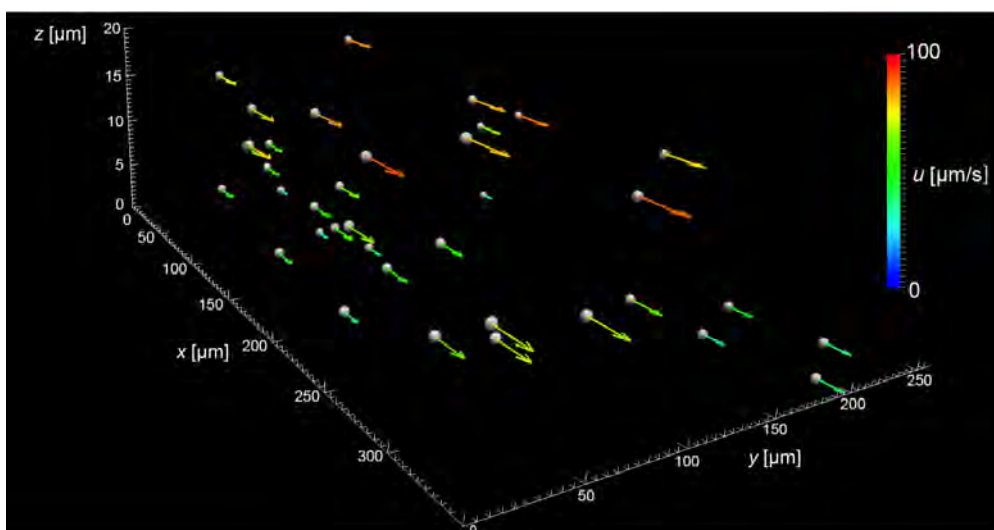


Fig. 3.9 Instantaneous particle locations and their velocity  $u$  in three-dimensional space.

### 3.3.3 粒子径に起因する誤差

3.3.1 項で、壁面に非常に近い領域では、実際の流速分布よりも大きな流速が計測された。そしてこれは、粒子径に起因する誤差と述べた。この誤差は壁面近傍の流速を計測している複数の先行研究で確認されており [31, 59, 100, 102–104]、本研究においても同様の誤差が生じていると考えられる。この誤差は系統誤差（バイアス誤差）と呼ばれる。この誤差要因として、

- (1) せん断による粒子の回転運動
- (2) ブラウン運動による拡散の影響
- (3) 粒子と壁面の電気的な相互作用

の3つの要因が考えられる。

## (1) せん断による粒子の回転運動の影響

図 3.10(a) に示すように、壁面に接している粒子は壁面ですべらないと仮定すると、流れのせん断力が粒子に対して働き、粒子は回転する [59,104]. そして、下方観察によって計測を行っているため、図 3.10(b) に示した  $z = d_p/2$  における流速を算出しているように見える. このことより、壁面に接して回転運動をしている粒子の流速には計測時にバイアスがかかり、見かけの流速が実際の流速よりも大きくなったと考えられる.

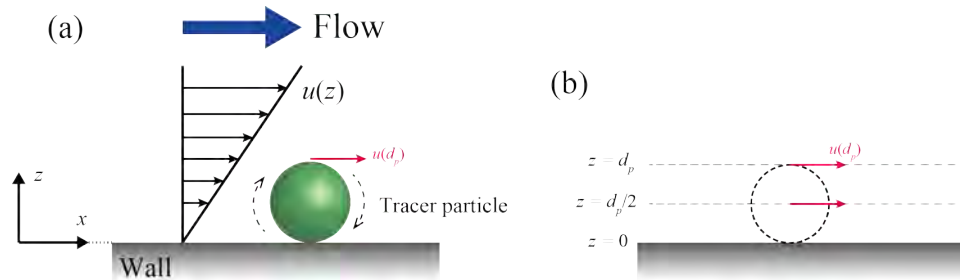


Fig. 3.10 Schematics of particle rotation by shear flow at wall surface.

## (2) ブラウン運動による拡散の影響

ブラウン運動による、時間  $\Delta t$  における粒子の平均拡散距離  $\langle \zeta \rangle$  は、

$$\langle \zeta \rangle = \sqrt{6D_B \Delta t} \quad (3.4)$$

で決定される. ここで拡散係数  $D_B$  は、粒子直径  $d_p$ , 粘性係数  $\mu$ , Boltzmann 定数  $k (= 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K})$ , 絶対温度  $T$  によって式 (3.5) で決定される.

$$D_B = \frac{kT}{3\pi d_p \mu} \quad (3.5)$$

本研究で使用したカメラのフレーム間隔を考慮して  $\Delta t = 1/45 \text{ s}$  とし、 $d_p = 1 \mu\text{m}$ ,  $\mu = 1.0038 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ,  $T = 293 \text{ K}$  とすれば、平均拡散距離  $\langle \zeta \rangle$  は式 (3.4) より、

$$\langle \zeta \rangle = \sqrt{6 \frac{kT}{3\pi d_p \mu} \Delta t} = 0.238 \text{ } [\mu\text{m}] \quad (3.6)$$

となる [104]. 算出した値は粒子径  $d_p = 1 \mu\text{m}$  より小さく、粒子はほぼブラウン運動の影響を受けていないと予想される. Liら [59,105] や Sadrら [106] は、エバネッセント波を使用して壁面近傍のナノ領域において PIV を実施しており、ブラウン運動に由来する粒



粒子拡散によって壁面近傍の流速計測の結果にバイアスがかかることを明らかにしている。このとき、粒子拡散が壁面近傍の流速に及ぼす影響を判断するため、式(3.7)に示す無次元数  $\Omega$  が判断基準として考案されている [106].

$$\Omega = D_B \Delta t / (Z + 0.8a)^2 \quad (3.7)$$

ここで  $Z$  は計測する層の厚さ、 $a$  は粒子半径を示しており、 $\Omega > 0.25$  のときブラウン運動の拡散の影響を無視できないとしている。本研究の実験系を考えた場合、 $Z$  を粒子径程度、即ち  $Z = d_p$  と仮定すると、 $\Omega \approx 10^{-3}$  程度となり  $0.25$  よりも小さい。そのため、本研究では壁面近傍の流速に対してブラウン運動の粒子拡散が及ぼす影響を無視してよいものと考えられる。

### (3) 粒子と壁面の電氣的な相互作用

Joseph ら [31] や Lumma ら [107] もマイクロ流路内におけるポアズイユ流れ計測時に、壁面近傍で理論解に従わない分布が生じることを確認している。この理由として、負に帯電したガラス壁面とトレーサ粒子の間で生じる斥力が流速に対して影響を及ぼすとしている [100].

図 3.11 に帯電した壁面及び粒子の概略図を示す。純水を使用した際には、壁面に形成される負に帯電した層 (Debye layer) の厚さ  $\lambda_D$  が約  $0.3 \mu\text{m}$  程度になる [107]. この層の厚さよりも小さなナノ粒子を使用すると、ナノ粒子の周囲に形成される負に帯電した層の厚さは、粒子よりも大きくなる。そして、ガラス面に形成される層と干渉して斥力が発生する。その結果、壁面近傍の流速の計測結果にバイアスがかかると考えられる。一方、本研究で使用したマイクロサイズの粒子 ( $d_p = 1 \mu\text{m}$ ) の場合、壁面の帯電した層の厚さに対して粒子径の方が大きく、働く斥力はナノ粒子の場合と比較して小さくなると考えられる。そのため、本研究においては、粒子と壁面の電氣的な相互作用が系統誤差に与える影響は小さいと考えられる。

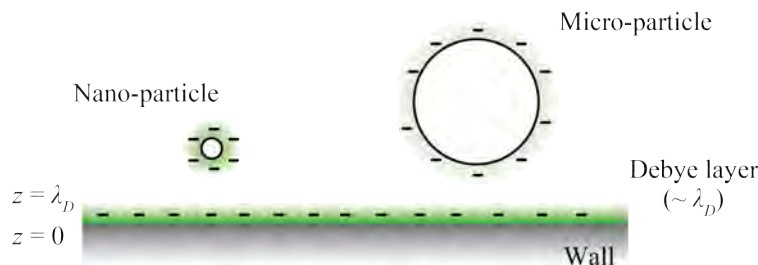


Fig. 3.11 Schematic of repulsive interaction at near-wall region between particles and Debye layer which are charged negative.

以上より、壁面近傍の流速に生じる系統誤差は、働くせん断力に起因する粒子の回転運動の影響が大きいと考えられる。

### 3.4 結論

本章では、単視野 3 次元 3 成分計測が可能な APTV を使用して、流路高さ  $h = 2 \text{ mm}$  の平行平板流路において 2 次元ポアズイユ流れを計測し、壁面近傍領域の流速計測を行った。水力直径  $D_h$  を代表長さとした  $\text{Re}$  数を  $\text{Re} = 1 \sim 5$  の範囲で変化させ、流速計測を実施したところ、以下の知見を得た。

- (1) APTV によって壁面近傍の流速計測を実施した結果、平均の流速  $u$  成分の  $z$  方向分布は、壁面から  $3 \leq z \leq 20 \mu\text{m}$  以内で 2 次元ポアズイユ流れの理論解及び  $\mu\text{PIV}$  による計測結果と比較して良い一致を示すことを確認した。そして、APTV が壁面近傍の流速計測に有効であることを示した。
- (2) 壁面から  $z < 3 \mu\text{m}$  の領域では、実際の流速分布に従わない系統誤差が生じることを確認した。これは、粒子径に起因し、流れのせん断力の影響で粒子が回転することが原因であることが示唆された。
- (3) 流速  $u$  成分のばらつきは、粒子の位置決め精度に依存する。

以上より、本研究で構築した APTV システムを使用すれば、壁面から  $3 \mu\text{m}$  離れた位置までの流速が計測できることが示された。

## 第 4 章

# 壁面せん断応力分布計測法と評価

### 4.1 緒論

本章では、3 章で取得したミリスケール流路の壁面近傍における平均流速分布と、マイクロスケール流路における流速分布を使用し、壁面せん断応力の評価方法とその精度評価について述べる。

3 章では、平行平板流路の壁面近傍の流速分布を計測した。そして、壁面から  $3\ \mu\text{m}$  程度離れた位置まで誤差が生じることを確認した。このことより、超撥水壁面の計測時にも固液界面近傍の流速分布に誤差が生じると考えられる。そのため、誤差の影響を受けることなく壁面せん断応力を評価する必要があるといえる。この課題を解決するためには、誤差の影響を受けない流速データを使用すればよいと考えられる。

本章では、APTV による壁面せん断応力分布の評価方法を構築することを目的に、3 章で取得した流速計測の結果だけでなく、マイクロスケール流路の流速計測結果を使用して壁面近傍に生じる誤差の影響を受けない速度勾配の算出方法を検討した。そして、ミリ～マイクロスケール流路の流速計測を行い、構築した壁面せん断応力分布の評価方法の有効性を評価する。

### 4.2 壁面せん断応力分布の評価方法

図 4.1 に示すように、計測体積内で歪んだ粒子像を取得すれば、それぞれの粒子の空間的な位置と流速  $u$  成分が決定される。そのため、各粒子の相対的な位置と  $u$  成分より、速度勾配が算出できる。このとき、計測領域を複数のグリッドに分割し、各グリッド内で上記の手順によって速度勾配を算出すれば、計測領域の内部で壁面せん断応力  $\tau_w$  を分布として評価できるようになる。 $\mu\text{PIV}$  を使用して壁面せん断応力の分布を計測するときは、各奥行位置で速度場をスキャンしながら速度勾配を決定する必要があった。一方、APTV を使用すれば計測体積内で流速分布を取得できるため、速度場をスキャンする必要がない。これが、APTV の壁面せん断応力の分布計測に対する利点の一つである。

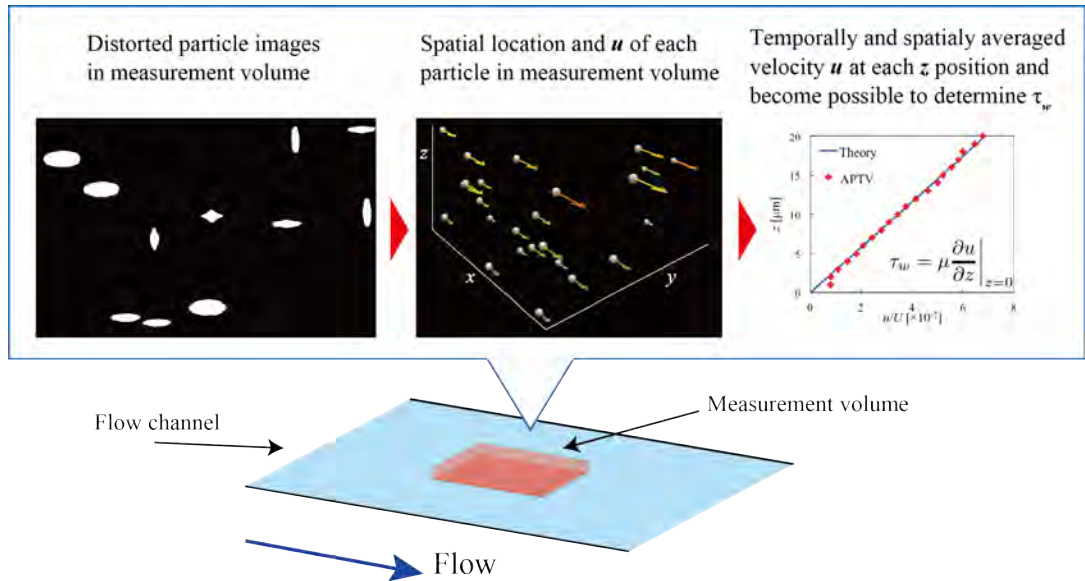


Fig. 4.1 Concept of the shear stress determination by APTV. The measurement volume was set near the wall.

### 4.3 速度勾配算出方法と精度評価

3章でも述べたように、壁面に近い領域では誤差が生じている。そのため、速度勾配の算出にその領域の速度データは使用できない。一方、壁面から離れた位置の流速は理論解と一致するように分布するため、速度勾配の算出に使用できると考えられる。そこで、使用できる流速データについて閾値を決定するための知見が必要と考えた。ここでは、実際の流速計測の結果に基づき、速度勾配の算出精度について述べる。

#### 4.3.1 系統誤差が速度勾配に与える誤差

図 4.2 に、APTV によって取得した、流路幅  $w = 2 \text{ mm}$ 、流路高さ  $h = 30 \text{ }\mu\text{m}$  の平行平板流路における速度  $u$  成分の分布を  $0 \leq z \leq 15 \text{ }\mu\text{m}$  の範囲で示す。このとき、水力直径を代表長さとした  $\text{Re}$  数が  $\text{Re} = 4.2 \times 10^{-3}$  となるように流量を設定した。この計測結果を使用して  $z_i = 0 \text{ }\mu\text{m}$  から  $z_i \leq z \leq z_i + 10 \text{ }\mu\text{m}$  の範囲で速度勾配を算出し、理論解と比較した。式 (4.1) によって計算した誤差を図 4.3 に示す。

$$\text{Error [\%]} = \left| 1 - \frac{du/dz}{du/dz|_{\text{Theory}}} \right| \quad (4.1)$$

図 4.3 より、 $z_i = 0$  のとき誤差が 50 % 程度の大きさになった。一方、 $z_i = 3$  や  $z_i = 4$  では、速度勾配の算出誤差が比較的小さくなることを確認した。そのため、本研究における計測システムでは、壁面から粒子径の 3 倍以上離れた流速データを使用すれば高精度に速

度勾配が算出できることが示唆される。

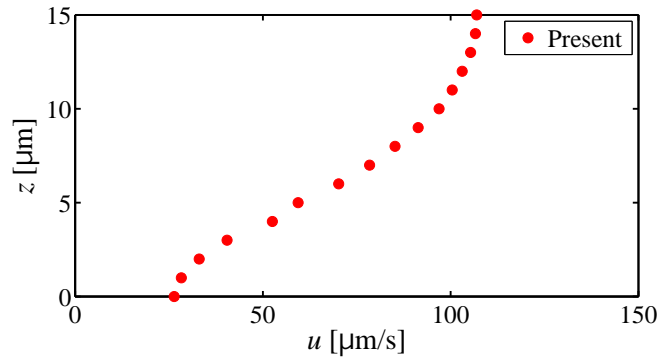


Fig. 4.2 Measured velocity component  $u$  of the microchannel with  $w = 2$  mm in width and  $h = 30 \mu\text{m}$  in height. The distribution is shown as  $0 \leq z \leq 15 \mu\text{m}$ .

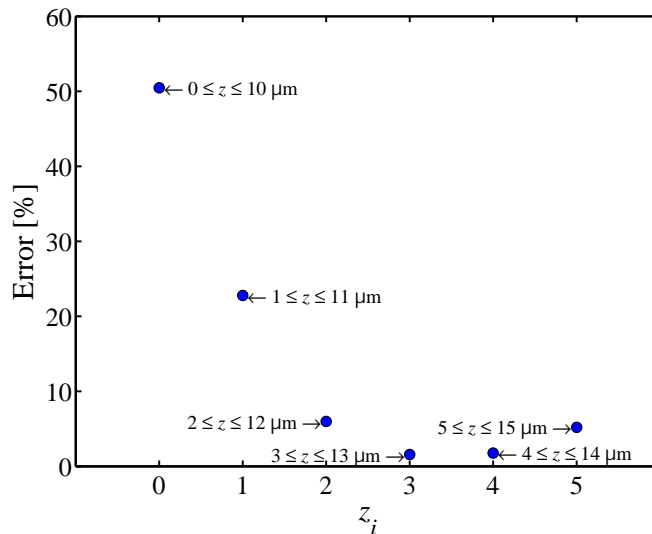


Fig. 4.3 Error values of velocity gradient calculation at each calculation range of  $u$ .

### 4.3.2 ミリスケール流路を使用する場合

図 3.4(b) ~ 3.8(b) より、流路高さ  $h = 2$  mm の平行平板流路の壁面近傍で、流速  $u$  成分は直線的に分布することを確認した。そのため、図 4.4 に示すように、ある 2 点の  $u$  成分とそのときの奥行位置  $z$  より速度勾配を算出できると考えられる。そこで、次式により、壁面の位置 ( $z = 0 \mu\text{m}$ ) と、ある  $z$  ( $z_1$ ) における  $u$  成分 ( $u_1$ ) の 2 点より壁面せん断応力  $\tau_w$  を計算する。但し、壁面近傍に生じる誤差の影響を考慮して  $z \geq 3 \mu\text{m}$  の  $u$  の値を使用する。

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=0} \approx \mu \frac{u_1}{z_1} \quad (4.2)$$

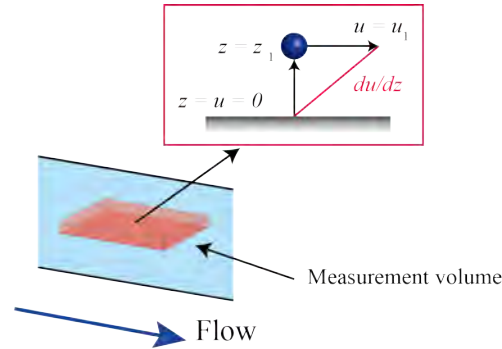


Fig. 4.4 Concept for velocity gradient evaluating from two velocity data in the vicinity of wall.

## 4.4 使用流路

実際に壁面近傍の流動を計測して、構築した壁面せん断応力  $\tau_w$  の算出手法の有効性を確認する。本研究では 3 種類の流路を使用した。ミリスケール流路として、3 章で使用した平行平板流路 (図 3.2) を使用した。また、図 4.5, 4.6 に示すような、PDMS 及びスライドガラスで構成される 2 種類のマイクロ流路を使用した。図 4.5 は、流路幅  $w = 2 \text{ mm}$  で、流路高さが  $h = 20 \mu\text{m}$  から  $h = 46 \mu\text{m}$  に急拡大する流路である。一方、図 4.6 は、流路高さ  $h = 100 \mu\text{m}$  で、流路幅が  $w = 500 \mu\text{m}$  から  $w = 100 \mu\text{m}$  に縮小する流路である。これらの流路を使用して流速計測を行う際は、PDMS とガラスの両方にプラズマ処理による親水化処理を施して濡れ性を高めるよう工夫した。

計測システムは図 4.7 に示したものを使用した。図 4.5 の流路では、7,000 枚の粒子画像を 45fps で撮影した。一方、図 4.6 の流路は急縮小に伴って流速が増加する。そのため、63 fps にフレームレートを上げ、15,000 枚の粒子画像を撮影した。使用した sCMOS カメラはサブアレイ読み出し (有効画素のうち任意の垂直画素エリアを選択し、選択した部分の信号を読み出す機能。1 フレームの読み出し時間が短縮可能) が可能であり、撮影可能なフレーム数が増加すると解像度が低下する。63 fps で撮影した際の解像度は  $672 \times 512 \text{ pixel}^2$  ( $244 \times 186 \mu\text{m}^2$ ) だった。蛍光粒子を混合した作動流体を流路へ送液する際は、低流量タイプのシリンジポンプ (Pump Ellite 11, Harvard Apparatus) を使用した。またマイクロ流路の計測でも、壁面に付着した粒子像の形状から  $F$  を算出して壁面位置を推定し、ガラス表面において  $z = 0 \mu\text{m}$  となるように計測体積の位置を調整してい

る。計測体積は図 4.5, 4.6 中の赤字で示した領域である。

ミリスケール流路の計測では急激に流速は変化しないため、 $Re = 1 \sim 5$  において平均の壁面せん断応力を評価した。同時に、壁面せん断応力の分布を評価した。マイクロスケール流路における計測では、図 4.5, 4.6 中の赤枠部分で示した、流路形状が変化する領域を計測した。この領域では、流速の変化に追従して壁面せん断応力の分布が変化する様子の評価を試みた。また、計測の妥当性を示すために、有限要素法汎用ソルバである COMSOL Multiphysics® を使用した数値計算結果と計測結果を比較した。

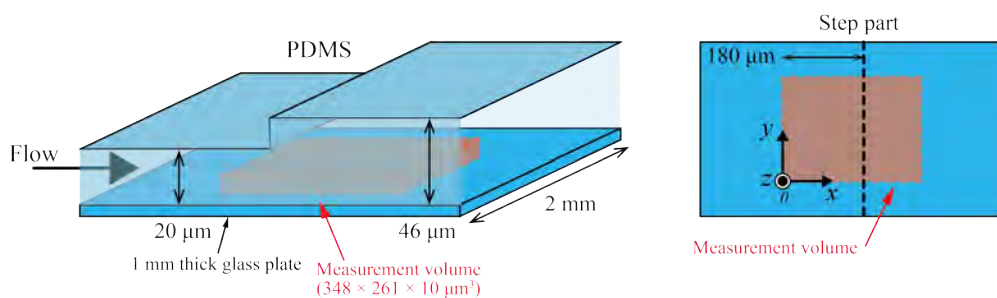


Fig. 4.5 Overview of the PDMS channel with step part for measuring a decelerating flow. The channel height changes from  $h = 20 \mu\text{m}$  to  $h = 46 \mu\text{m}$  at the step part.

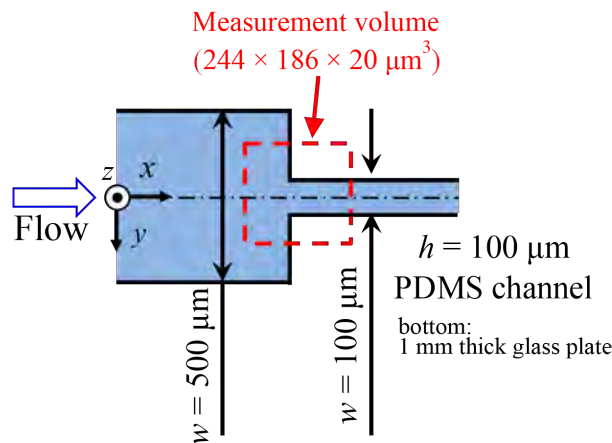


Fig. 4.6 Geometry and coordinate system of a PDMS channel having vena contracta (sudden contraction) where the width changes from  $500 \mu\text{m}$  to  $100 \mu\text{m}$ . Channel height is  $100 \mu\text{m}$ .

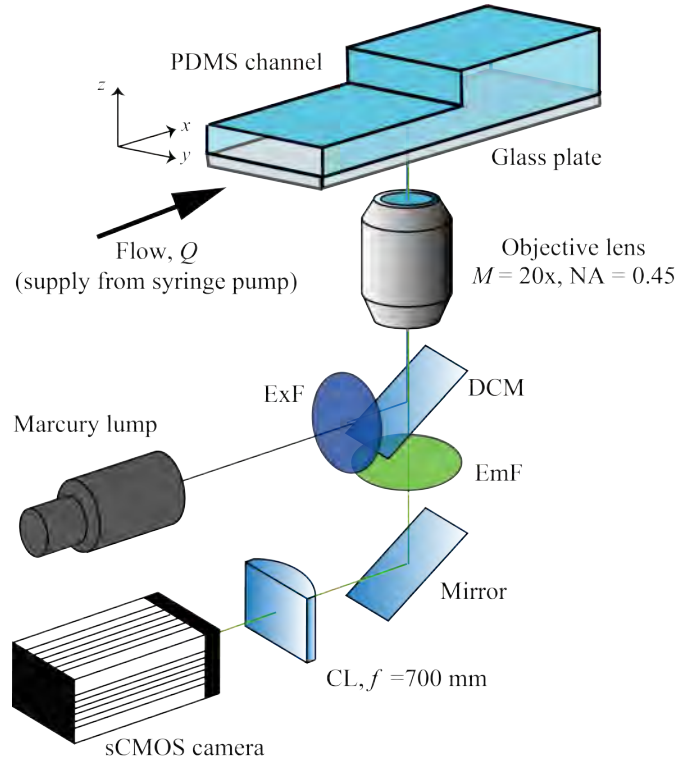


Fig. 4.7 Experimental setup.

## 4.5 壁面せん断応力の算出結果

### 4.5.1 ミリスケール流路における壁面せん断応力

ミリスケール流路の壁面近傍の流速計測結果を使用し、平均の壁面せん断応力  $\tau_w$  を求めた。ここでは式 (4.2) を使用した。各  $Re$  数における平均の  $\tau_w$  を算出した結果を図 4.8 に示す。横軸は式 (1.2), (3.3) によって決定される理論解である。図 4.8 より、流速計測の結果から算出した平均の  $\tau_w$  は理論解と良い一致を示している。そして、理論解に対する計測誤差は  $\pm 5\%$  以内と、高精度に平均の壁面せん断応力を決定できることを確認した。

次に、壁と粒子位置の 2 点で速度勾配が算出できるため、各フレームにおける個々の粒子の  $u$  成分と  $z$  位置を使用し、粒子の軌跡上の壁面せん断応力  $\tau_w$  を取得した。各  $Re$  数で  $\tau_w$  の分布を算出した結果を、図 4.9 ~ 4.13 に示す。このとき、撮影画像の上下及び左右の両端では楕円形状の粒子像を取得できないため、粒子の奥行位置を誤推定してしまう。そのため、撮影領域の上下及び左右端から 10 pixel 以内に位置する粒子は、速度勾配の計算時に除外した。図 3.4(a) ~ 3.8(a) に示した速度  $u$  成分のばらつきが  $\tau_w$  の算出結果に対して反映されていることも確認できるが、計測面内で  $\tau_w$  を分布として評価可能であ



ることが示された。また、 $Re$  数の上昇に伴ってカラーコンターが変化する様子も併せて確認した。分布には空白部分も散見されるが、これは粒子がその領域に存在しないことが原因である。そのため、粒子濃度もしくは撮影フレーム数を増加させる、または計測領域で空白領域を補間するように適切なアルゴリズムを選択すれば、計測面全体で分布を取得可能になると考えられる。このとき、図 4.9 に示した  $Re = 1$  の結果だけ他の  $Re$  数の結果と比べてプロットの数が少ない。これは、同じタイムスケールで計測を行った際、 $Re = 1$  のときは流速が小さく、それに起因して他の  $Re$  数の場合と比較して流れる粒子の数が少なかったためと考えられる。また  $Re = 5$  のときもプロット数が少ないが、これは流速の算出に使用した粒子画像のフレーム数が他のケースと比較して少なかったためである (4000 枚の粒子画像で流速を算出した)。

以上より、計測体積内における 2 点の流速データから速度勾配を算出し、高精度で平均の壁面せん断応力を算出できることがわかった。また、壁面せん断応力を分布として定量化可能であることも示した。

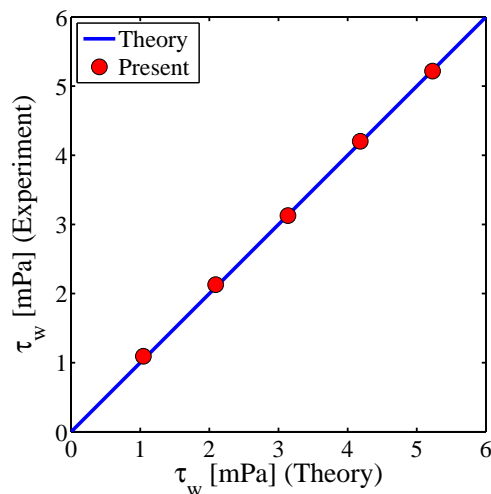
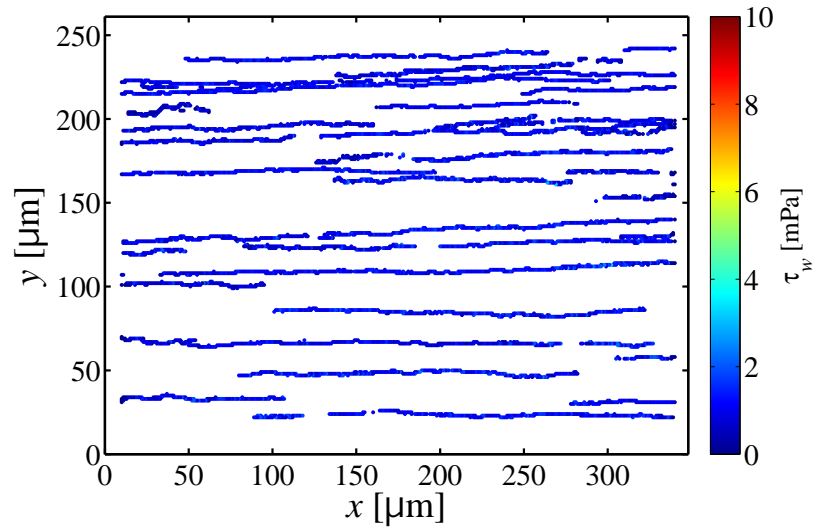
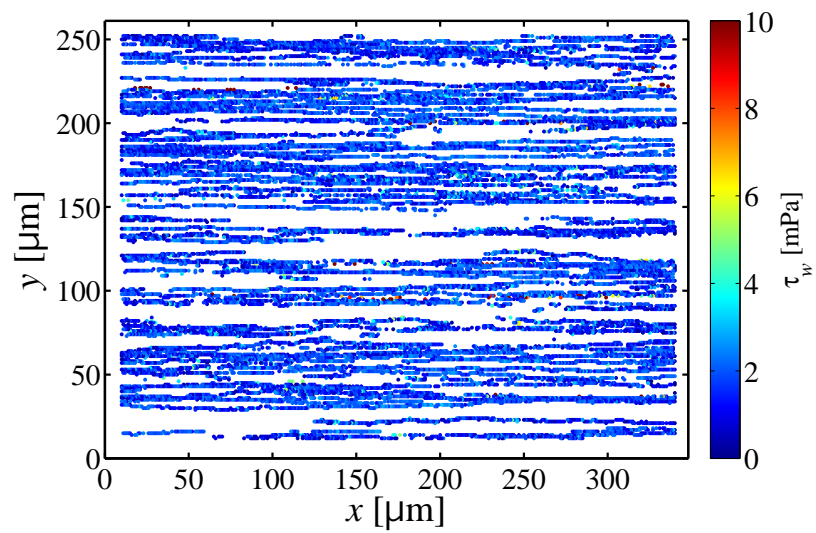


Fig. 4.8 Averaged wall shear stress calculated from averaged  $u$  in  $3 \leq z \leq 20 \mu\text{m}$ .

Fig. 4.9 Wall shear stress in the trajectories of particles at  $Re = 1$ .Fig. 4.10 Wall shear stress in the trajectories of particles at  $Re = 2$ .

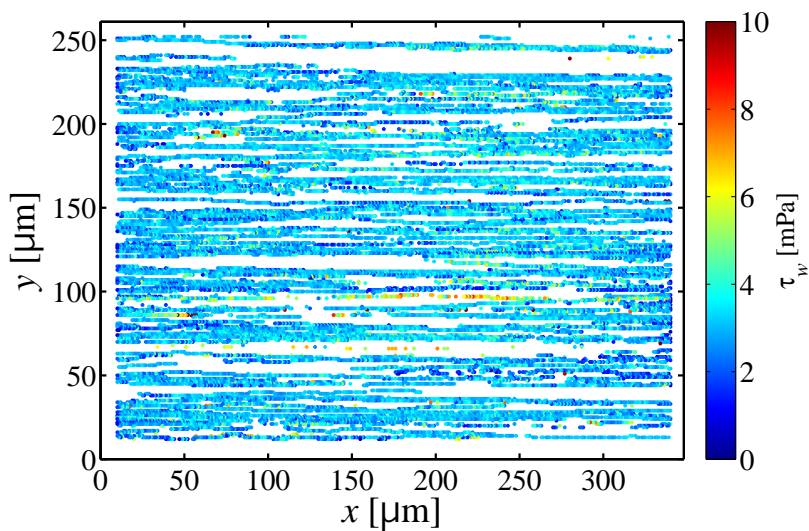


Fig. 4.11 Wall shear stress in the trajectories of particles at  $Re = 3$ .

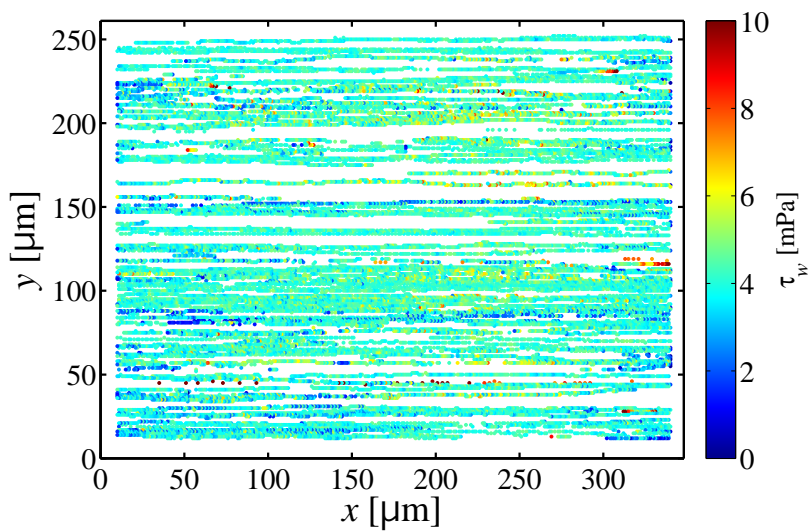
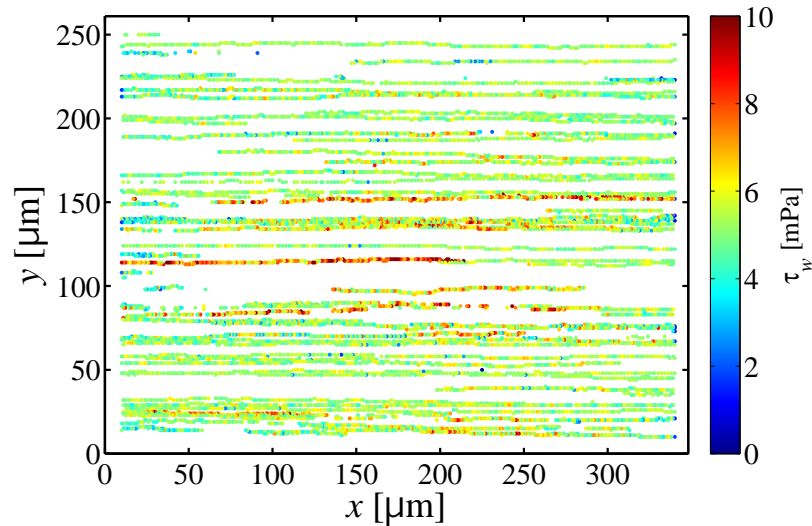


Fig. 4.12 Wall shear stress in the trajectories of particles at  $Re = 4$ .

Fig. 4.13 Wall shear stress in the trajectories of particles at  $Re = 5$ .

#### 4.5.2 マイクロスケール流路における壁面せん断応力

続いて、図 4.5, 4.6 に示したマイクロ流路の流速計測を行い、壁面せん断応力分布を評価した結果について述べる。

##### 急拡大流路の計測

図 4.5(a) に示した、ステップを有するマイクロ流路の計測結果について述べる。図 4.14 にステップ流路内を流れる粒子像の様子を示す。図 4.14(a) ~ (c) の 3 枚の画像はそれぞれ 1 秒間隔で撮影したものである。赤い点線がステップ部にあたる。ステップの前後で流路が急拡大し、それに伴い流速は減速する。このとき、図中の赤い円で囲んだ粒子像がステップ前後で変形する様子が確認できる。これは、粒子が流路上方（画像奥行方向）へ移動することを表している。

この流路を使用し、壁面せん断応力分布を計測した結果を図 4.15 に示す。このとき、流路高さ  $h = 20 \mu\text{m}$  部分の水力直径  $D_h$  を代表長さとし、 $Re = 3.3 \times 10^{-3}$  となるように流量を設定した。また、 $h = 20 \mu\text{m}$  部分を考慮し、計測体積は  $348 \times 261 \times 10 \mu\text{m}^3$  とした。xy 平面におけるグリッドサイズは  $14.5 \times 14.5 \mu\text{m}^2$  ( $40 \times 40 \text{ pixel}^2$ ) に設定した。図 4.15 中の 1 ドットがこれに相当する。このことより、マイクロオーダの分解能で壁面せん断応力を評価できていることがわかる。ステップ部分は  $x = 180 \mu\text{m}$  付近に位置し、その前後で急拡大に伴う壁面せん断応力の変化が確認される。また、分布にばらつきが確認されるが、これは各計算グリッドにおいて流速データの不足に起因するものと考えられる。

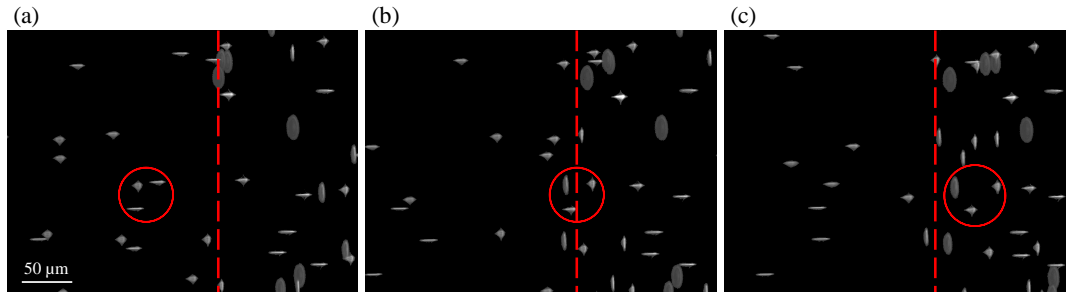


Fig. 4.14 Particle images around the step part. The change of particle images was confirmed (inside of the red circle).

次に、各グリッド上の流速  $u$  成分を全てスパン方向、即ち  $y$  軸方向に積分して平均化した。そして、 $x$  軸上の各位置で  $u$  成分の  $z$  方向分布を取得し、壁面せん断応力を算出した。その結果を図 4.16 に示す。この結果の妥当性を示すために、COMSOL Multiphysics® を使用し、同一形状の流路モデルにおける数値計算結果との比較を実施した。なお、この急拡大流路の計算には、 $y$  軸方向に対して流速が変化しないため 2 次元モデルを使用した。支配方程式は、

$$-\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} = \mathbf{0} \quad (4.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4.4)$$

である。Re 数が 1 より十分小さいため、式 (4.3) のように Navier-Stokes 方程式には Stokes 近似を適用する。そのため、式 (4.3) となる。式 (4.4) は連続の式を示す。この計算では、境界条件として、流路壁面ですべりなし条件を適用した。この数値計算による計算結果も図 4.16 に併せて示す。図 4.16 の結果より、ばらつきはあるものの、実験結果は数値計算結果と同様の傾向を示しながら分布することがわかる。

### 急縮小流路の計測

次に、図 4.6 に示したマイクロ流路の縮流部において、計測を行った。この流路は流路高さが  $h = 100 \mu\text{m}$  であるため、計測体積を  $244 \times 186 \times 20 \mu\text{m}^3$  になるように設定した。

流路幅  $w = 500 \mu\text{m}$  の部分の水力直径  $D_h$  を代表長さとしてレイノルズ数を  $\text{Re} = 4.0 \times 10^{-3}$  に設定し、壁面せん断応力の分布を算出した。その結果を図 4.17 に示す。このとき、グリッドサイズは  $5.8 \times 5.8 \mu\text{m}^2$  ( $16 \times 16 \text{ pixel}^2$ ) である。図 4.17 より、急縮小に伴って壁面せん断応力  $\tau_w$  が上昇することが確認できる。更に、急拡大流路と同様に数値計算結果と比較した。急縮小流路の場合、流速は  $y$  軸方向にも分布する。そのため、3

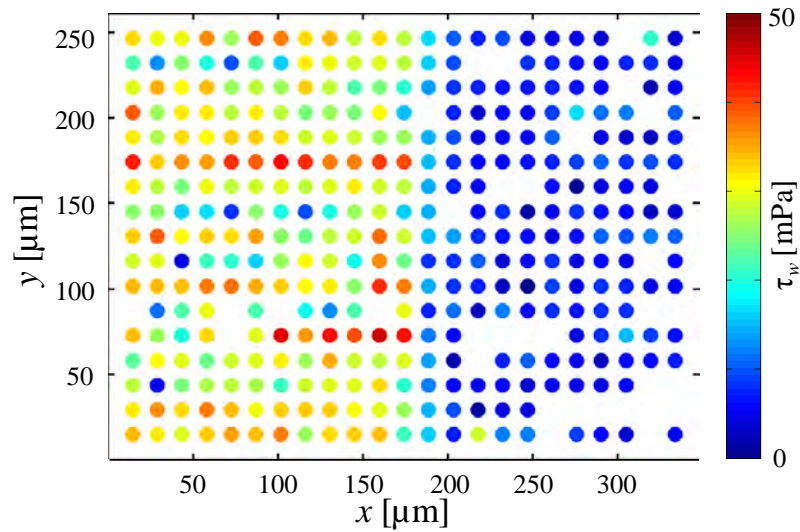


Fig. 4.15 Wall shear stress  $\tau_w$  distribution around the step. The spatial resolution in the measurement was  $14.5 \mu\text{m}$ . Decrease in  $\tau_w$  at the step is confirmed.

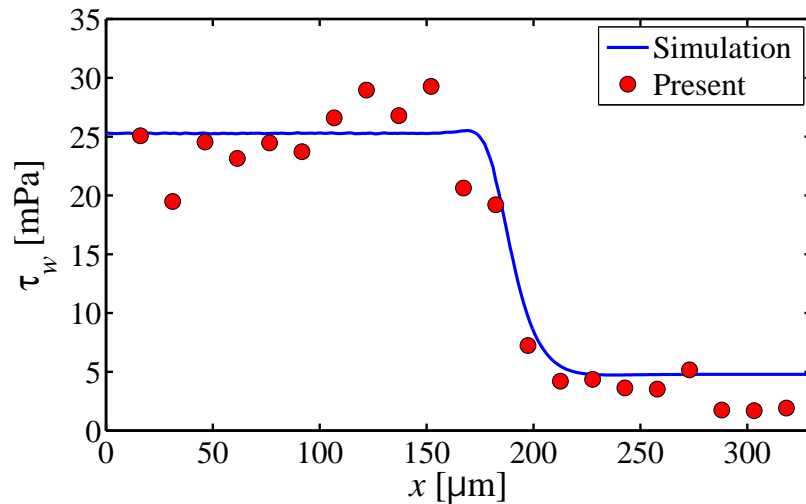


Fig. 4.16 Comparison of wall shear stress  $\tau_w$  in experiment and simulation along the streamwise direction averaged within  $y$ -axis.

次元モデルを作成して計算を行った。なお、支配方程式は式(4.3)、(4.4)を使用した。そして、境界条件も流路壁面においてすべりなし条件とした。流れ方向に対する  $\tau_w$  の分布について、実験結果と数値計算結果を比較した結果を図4.18に示す。なお、算出結果は  $-20 \leq y \leq 20 \mu\text{m}$  の領域で値を平均化したものであり、エラーバーは標準偏差 ( $\pm \sigma$ ) を示す。図4.18より、急拡大流路と同様に、実験結果は数値計算結果に一致していることがわかる。なお、急縮小による壁面せん断応力の上昇に伴って、エラーバーの幅が大きくなっている。これは、平均化する範囲が流路幅に対して比較的大きく、この範囲内で壁面

せん断応力の値の変化が大きいためと考えられる。

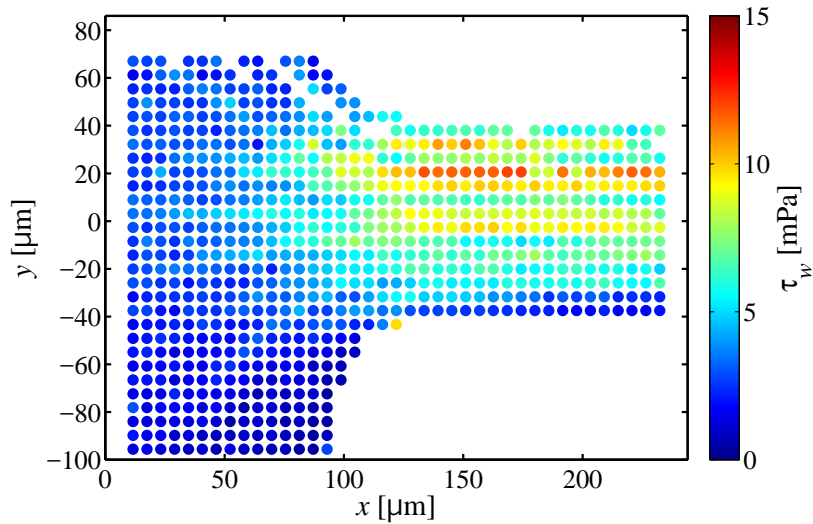


Fig. 4.17 Wall shear stress  $\tau_w$  distribution around the sudden contraction part. The spatial resolution in the measurement was  $5.6 \mu\text{m}$ . Increase in  $\tau_w$  at the contraction part is confirmed.

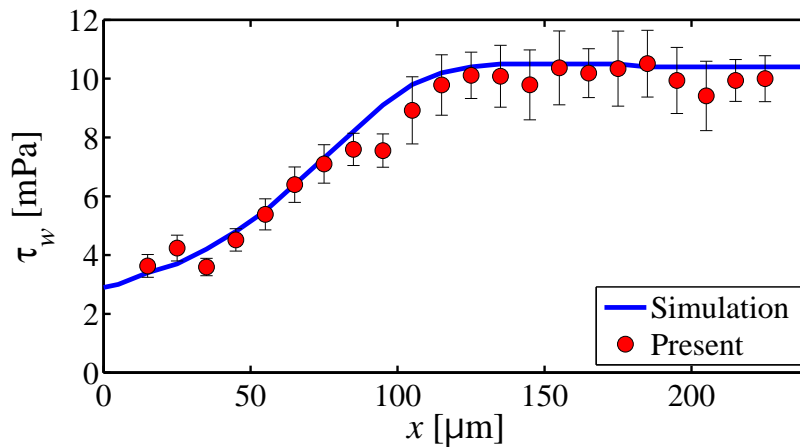


Fig. 4.18 Comparison of wall shear stress  $\tau_w$  in experiment and simulation along the streamwise direction over  $x$ -axis.

以上より、急激に流速が変化する 2 種類の流れ場において APTV による壁面せん断応力計測を実施し、急激な流速変化に伴う  $\tau_w$  変化をマイクロスケールの分解能で可視化できることを示した。

## 4.6 結論

本章では、APTV の計測結果に基づき壁面せん断応力分布を評価するための方法を構築することを目的に、ミリ～マイクロスケール流路の流速計測結果を使用しながら速度勾配の算出手法を検討した。また、手法そのものの有効性を確認するために、平行平板流路と、急拡大/急縮小部を持つ流路の計測を試みた。その結果、以下の知見を得た。

- (1) APTV を使用した計測では、速度場を奥行方向にスキャンすることなく速度勾配が決定でき、壁面せん断応力を分布として評価できることを示した。
- (2) 本研究における実験条件では、壁面から粒子径の3倍以上離れた位置の流速データを使用して速度勾配を算出すれば、高精度に壁面せん断応力を評価できる。
- (3) 流速が急激に変化する場でも、流速の変化に伴って変化する壁面せん断応力の分布を可視化できることを示した。

APTV を使用すると計測体積内で3次元的速度分布を取得できる。そのため、壁面の位置が不明でも相対的な流速データから速度勾配を計算できる。これが壁面せん断応力の計測に対する APTV の利点である。このことより、壁面に粗面や細胞壁のようにランダムな凹凸が存在する場合でも壁面せん断応力の分布を取得できることが示唆される。

また、壁面から粒子径の3倍以上離れた位置の流速データを使用すればよいと述べたが、これは水を作動流体とし、直径  $d_p = 1 \mu\text{m}$  の粒子をトレーサとして使用した場合であり、一般性はない。このため、速度勾配の算出に使用可能な流速データの、壁面からの位置に関して詳細に調査するためには、粘性係数の異なる流体を作動流体として使用し、そして粒子径を変化させて計測を行う必要がある。