三次元画像処理流速計による二次元チャネル乱流の乱流統計量の測定*

西 野 耕 一^{*1}, 笠 木 伸 英^{*2}Turbulence Statistics Measurement in a Two-Dimensional
Turbulent Channel Flow
with the Aid of the Three-Dimensional Particle Tracking Velocimeter

Koichi NISHINO and Nobuhide KASAGI

A fully developed two-dimensional turbulent channel flow has been measured with the aid of the three-dimensional particle tracking velocimeter developed by Nishino et al. (1989). This technique can measure an instantaneous distribution of three-dimensional velocity vectors over a large extent of the flow field. By processing about 48000 TV frames, a total of 4.37 million velocity vectors were obtained. This sufficiently large sample size allowed calculating various turbulence statistics, which include mean velocities, Reynolds normal and shear stresses, triple velocity correlations, skewness/flatness factors of the velocity fluctuations and those of the Reynolds shear stresses. The present results show good agreement with those of the direct numerical simulation by Kim et al. (1987) although some differences are found in the near-wall skewness/flatness factors of the wall-normal velocity fluctuation as well as those of the Reynolds shear stresses. In contrast to these results, the well-known data measured by Eckelmann (1973) and Kreplin and Eckelmann (1979) with the hot-film probes show considerable discrepancies even in the fundamental turbulence statistics in the near-wall region.

Key Words: Flow Measurements, Three-Dimensional Particle Tracking Velocimeter, Digital Image Processing, Turbulent Flow, Turbulence Statistics, Channel Flow

1. 序 論

十分に発達した二次元チャネル乱流は、最も基本的な壁面せん断乱流の一つである。そこで得られる速度、圧力変動に関する統計量は、種々の壁面せん断乱流を理解するうえで基礎的知見となり、また乱流モデルの予測性能を評価するための比較データを提供する。

従来、この流れ場を対象とした乱流測定は比較的多く行われている⁽¹⁾。しかし、著者らの知る限り、速度 3 成分を同一の実験条件で測定した例は少なく⁽²⁾⁻⁽⁵⁾、中でも速度 3 成分を同時に測定したものは Kastrinakis-Eckelmann⁽⁵⁾に限られる。これらの研究では、いずれも熱線あるいは熱膜流速計を用いており、壁近傍での測定では、センサ長さの効果、ブロング効果、自然対流効果、壁への熱損失など、定量的に補正しにくい因子を抱えている。上述の測定例の中では、油を作動流体とする上部開放型チャネルでの Kreplin-Eckelmann⁽⁴⁾ (以下、KE と記す) の測定結果が、最も信頼性

の高い実験データとされている。一方、近年の Kim ら⁽⁶⁾ (以下、KMM と記す) の直接数値シミュレーションの結果では、壁垂直方向およびスパン方向の速度乱れ強さやレイノルズ応力などの基本的な統計量において、KE の結果と大きな差異がみられ、壁近傍領域を含めたより信頼性の高い測定が望まれる。

著者らは、既報⁽⁷⁾⁽⁸⁾において三次元画像処理流速計の開発を行い、計測に含まれる不確かさを系統的に評価し、手法の健全性および有効性を示した。本手法は、流れ場に投入した微小トレーサ粒子の運動を三次元的に追跡して速度 3 成分の同時計測を行う非接触測定法であり、壁近傍において熱線・熱膜流速計が抱える上述のような問題から解放されている。本研究では、三次元画像処理流速計を用いて、十分に発達した二次元チャネル乱流の測定を行い、速度変動の 3 成分に関する乱流統計量を報告する。また、本測定を通じて、三次元画像処理流速計が実用上の乱流測定に対して十分な性能を有することを明らかにする。

記 号

B: 正確度

 C_f : 壁面摩擦係数 $= 2u_\tau^2/u_m^2$

F: 平たん度

* 平成元年 11 月 8 日 流体工学部門講演会において講演、原稿受付 平成元年 5 月 29 日。

^{*1} 正員、横浜国立大学工学部 (〒240 横浜市保土ヶ谷常盤台 156)。

^{*2} 正員、東京大学工学部。

H : チャネル幅
 k : 乱れエネルギー $= (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2$
 Re_c : レイノルズ数 $= u_c H / \nu$
 Re_m : レイノルズ数 $= u_m H / \nu$
 Re_r : レイノルズ数 $= u_r H / 2\nu$
 R_{uv} : 相関係数 $= \overline{u'v'} / \overline{u'^2} \overline{v'^2}$
 S : ひずみ度あるいは精密度
 u, v, w : x, y, z 方向の速度成分
 u_c : チャネル中心流速
 u_m : バルク平均流速
 u_r : 摩擦速度
 x, y, z : 流れ方向, 壁垂直方向, スパン方向
 ν : 動粘性係数

添 字

('): 速度変動成分
 ($\bar{\quad}$): アンサンブル平均値
 ()_{rms}: rms 値
 ()⁺: u_r および ν で無次元化した値
 ()_{-RSS}: 95% 包括度での不確かさ

2. 実験方法

二次元チャネル回流水槽は、既報⁽⁹⁾のものに一部改修を加えたものである。く形断面 (80 mm × 800 mm) のアクリル製チャネルの長さは約 8.3 m であり、チャネル入口より 6.7 m (チャネル幅の 84 倍) 下流のテストセクションでは、十分に発達した二次元チャネル乱流が実現される。実験では、物性値の変化が生じないよう水温を $28.4 \pm 0.05^\circ\text{C}$ に保った。

使用したトレーサ粒子は、既報⁽⁷⁾⁽⁸⁾と同様の外径約 200 μm のナイロン 12 (比重 1.02) の微小粒子であり、チャネル上流のリザーバタンクから粒子懸濁水をポンプで連続的に流れ場に投入した。

図 1 はテストセクションにおける 3 台のテレビカメラの配置および流れ場の座標系を示したものである。測定領域は壁面からチャネル中央までの約 $40 \times 40 \times 40 \text{ mm}^3$ の領域で、対向する側壁には厚さ 14 mm の円形ガラスがはめ込まれている。その外側には水を満たした補助タンクが設置されており、防水カバーを取付けたレンズ先端を補助タンクの水面下に浸して撮影を行った。中央のテレビカメラ (#3) は、補助タンク内に固定した光学鏡を介して、チャネル下方より測定領域を観察する。撮影は約 27 min 行い、合計約 48 000 枚のテレビ画像を 2 枚のアナログ式光ディスク盤に記録した。

図 2 はテレビカメラの校正装置を示したものである。この装置はチャネル側壁に固定されており、円筒

ヘッドがステッピングモータにより壁垂直方向に移動する。ヘッド先端には、基準点 (外径約 1 mm の白点) を格子状に付した基準点プレートが取り付けられており、この基準点を用いて既報⁽⁷⁾⁽⁸⁾の方法でカメラパラメータを計算した。この校正方法では、基準点に与えた x - z 座標が流れ場のそれとは正確には一致せず、また壁面位置に関しても微小なバイアスが生じる。これらについては、後述する平均速度分布を用いて補正した。

画像処理システムは既報⁽⁷⁾⁽⁸⁾と同一であり、LAN によって東京大学大型計算機センターと接続されており、画像データの高速度転送が可能である。三次元速度ベクトルの測定アルゴリズムは、基本的には既報⁽⁷⁾⁽⁸⁾と同一であるが、空間対応付けおよび時間対応付けに

図 1 撮影方法および流れ場の座標系

図 2 テレビカメラ校正装置

新たに改良したアルゴリズム⁽¹⁰⁾を使用した。このアルゴリズムでは、速度ベクトルを算出する時間間隔として、1/60 s と 1/10 s とが選択できるが、本測定では不確かさを小さくするため、1/10 s の時間間隔を採用した。なお、チャネル断面での平均的な粘性散逸⁽⁵⁾に基づいて評価したコルモゴロフ時間スケールは 0.15 s、また長さスケールは 0.36 mm となる。したがって、本研究で採用した時間間隔およびトレーサ粒子径は、乱れのマイクロスケールと比較して小さい値となっている。

既報⁽⁷⁾⁽⁸⁾と同様の方法で評価した瞬時速度の計測の不確かさ (95% 包括度)⁽¹¹⁾は以下のとおりである。

$$u_{-RSS} = \pm 0.64 \text{ mm/s}$$

$$(B_u = 0.44 \text{ mm/s}, S_u = 0.23 \text{ mm/s})$$

$$v_{-RSS} = \pm 0.60 \text{ mm/s}$$

$$(B_v = 0.33 \text{ mm/s}, S_v = 0.25 \text{ mm/s})$$

$$w_{-RSS} = \pm 0.51 \text{ mm/s}$$

$$(B_w = 0.26 \text{ mm/s}, S_w = 0.22 \text{ mm/s})$$

3. 実験結果および考察

図 3 は、1/60s の時間間隔で得られた速度ベクトルの瞬時空間分布の一例を示したもので、図 3 には 441 個のベクトルが示されている。本報では、記録した 48 000 枚のテレビフレームすべてを処理し、計 32 000 の速度ベクトル分布を得た。1/10 s の時間間隔での速度ベクトル分布には、平均的に 137 個のベクトルが存在し、その結果総計 4 370 000 個のベクトルが得られた。

乱流統計量は、測定領域を壁からの距離が 0.25 mm 間隔の小領域に区切り、各小領域に存在する速度データのアンサンブル平均として計算した。図 4 は、各小領域における速度ベクトルの個数 N を示したものである。壁から遠ざかるにつれて、3 台のテレビカメラが共通に観察できる領域が狭まり、その結果ベクトル数は減少する。しかしながら、以下に主として示す壁近傍領域 ($y \leq 19 \text{ mm}$, $y^+ \leq 100$) では、壁に最も近い領域 ($y^+ = 1.8$) を除いて、各小領域あたり 35 000 個以上のデータ数が得られており、十分大きなサンプルサイズが実現されている。なお、トレーサ粒子の虚偽対応付け⁽⁷⁾⁽⁸⁾で発生する虚偽速度ベクトルを排除するため、小領域ごとに各速度変動成分の rms 値の 5 倍のしきい値を設け、速度変動のいずれかの成分の絶対値がこのしきい値を超えるベクトルを排除した。排除されたベクトルの割合は、壁に近づくにつれ増加し、最大で 0.86% であった。

図 5 は、ベクトル数が 2 200 以上の小領域における

平均速度の分布を示したもので、前述した x - z 座標および壁面位置に関する補正を行った結果である。 x - z 座標の補正では、テレビカメラに与えた絶対座標系に次式で示される回転変換を施した。

$$\begin{pmatrix} x \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ z' \end{pmatrix} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 θ は回転角度、 x' , z' は変換前の座標系である。本研究では、流れ場の対称性から $\bar{w}$ が零となる条件と、トレーサ粒子の平均沈降速度 $\bar{w}_s$ が壁からの距離によらず一定であるとの仮定に基づき、次式を満足するよう最小二乗法を用いて θ と $\bar{w}_s$ を決定した。

$$\sum_{i=1}^{160} N(y_i) \{-\bar{u}'(y_i) \sin \theta + \bar{w}'(y_i) \cos \theta - \bar{w}_s\}^2 = 0 \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $N(y_i)$ は壁からの距離が y_i の小領域でのベクトル数、また、 $\bar{u}'(y_i)$, $\bar{w}'(y_i)$ は変換前の座標系での平均速度である。その結果、 $\theta = 2.3^\circ$, $\bar{w}_s = -0.5 \text{ mm/s}$ となった。沈降速度については、本報で使用したトレーサ粒子に対しては、 -0.58 mm/s との見積もりが得⁽¹²⁾、上記の値はこれと良く対応する。

壁面位置の補正は、 u_r の決定とも関連する。ここでは壁近傍の 5 点 ($y^+ = 2.9, 4.2, 5.5, 6.8, 8.1$) での $\bar{u}$ のデータに対して、McEligot⁽¹³⁾の方法を用いて、 u_r および壁面位置の補正量を決定した。その結果、補正量は -0.32 mm , u_r は 4.27 mm/s となった。

図 3 速度ベクトルの瞬時空間分布

図 4 乱流統計量計算におけるデータ数

図5に示されるように、本測定で得られた $\bar{u}$ は粘性底層から対数領域にわたり壁法則と極めて良く一致している。十分に発達したチャネル流で零となる $\bar{v}$ についても、本結果はその条件を良く満足している。 $\bar{w}$ は壁からの距離によらずほぼ一定値を示しており、沈降速度に関する上述の仮定は妥当である。

表1に平均流に関するパラメータを示す。本測定では、チャネル中心付近で十分な数のベクトルが得られなかったため、 u_c はチャネル中央で速度こう配が零となるよう、2次関数で $\bar{u}$ を外挿して決定した。本測定では、 $C_f = 7.85 \times 10^{-3}$ となり、Dean⁽¹⁴⁾の相関式で与えられる値 8.11×10^{-3} とほぼ一致する。また、 $u_c/u_m = 1.15$ となり、これもDeanの相関式から得られる値1.16と良く一致する。

図6は速度変動3成分のrms値と乱れエネルギーの分布を示したものである。比較のため、KEの実験結果($Re_c = 7700$, $Re_\tau = 195$)およびKMMの直接数値計算結果($Re_c = 6600$, $Re_\tau = 180$)を示した。なおKEの結果は、 u , w はV形プローブによる測定値、また v はX形プローブを用いたBrodkeyら⁽¹⁵⁾による測定値である。まず、 u'^+_{rms} の分布では、KMMと本結果とが良く一致しているのに対して、KEの結果は若干大きな値を示している。これはKMMの指摘にあるように、KEの測定での u_τ の過小評価が原因と考えられる。一方、 v'^+_{rms} については、本結果とKMMの結果

との一致は極めて良いが、KEの結果は全域でかなり大きな値となっている。この差は前述した u_τ の過小評価では説明できず、X形プローブを用いた u , v の測定に w 成分が影響を及ぼしているためと考えられる。このことは、乱れのスケールと比較して十分小さいX形プローブでは w 成分の影響が無視し得るとするEckelmann⁽¹⁶⁾の仮説に疑問がもたれることを示している。 w'^+_{rms} に関しても、本結果とKMMの結果とが極めて良い一致を示しているのに対し、KEの結果は $y^+ \leq 20$ では分布形自身にも大きな差異がみられ、壁近くではV形プローブによる測定にも疑問がもたれる。

図7は局所平均速度に対する乱れのrms値の比を示したものである。なお、ここで示した $u'^+_{rms}/\bar{u}$, $w'^+_{rms}/\bar{u}$ の壁面値は、おのおの壁面上の z , x 方向の渦度変動の無次元rms値と等しく、物理的に重要な値となる。図7に示されているように、本測定結果とKMMの結果とは、 $y^+ \leq 3$ での $u'^+_{rms}/\bar{u}$ が若干大きな値をとることを除き、3成分すべてに関して良い一致を示している。ただし、本測定の $v'^+_{rms}/\bar{u}$ は、 $y^+ \leq 5$ で壁面に向かって増加する傾向にあり、 $v' \propto y^2$ となる壁面漸近挙動と矛盾する。これはこの領域で v' 成分が極めて小

表1 平均流のパラメータ

$H = 80 \text{ mm}$,	$\nu = 0.831 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$
$u_c = 78.0 \text{ mm/s}$,	$u_m = 68.1 \text{ mm/s}$, $u_\tau = 4.27 \text{ mm/s}$
$Re_c = 7510$,	$Re_m = 6560$, $Re_\tau = 205$
$C_f = 7.85 \times 10^{-3}$

図5 平均速度3成分

図6 速度変動3成分のrms値と乱れエネルギー

さく、速度測定の偶然誤差の影響が v' 成分に対しては無視できないためである。一方、KEの結果では、すべての成分において $y^+ \leq 10$ で KMM および本結果と差異がみられる。特に、 $u'_{rms}/\bar{u}$, $w'_{rms}/\bar{u}$ は壁に近づくにつれて急激に減少する分布を示している。

以上の結果から、以降に示す結果については、速度測定の偶然誤差が統計量に与える影響を排除するため、偶然誤差が壁からの距離によらない一定の大きさのランダムノイズであると仮定して、次の補正を行った。

$$(\overline{u_i'^2})_c = \overline{u_i'^2} - (\overline{v'^2})_w \dots\dots\dots (3 \cdot a)$$

$$(\overline{u_i'^4})_c = \overline{u_i'^4} - 6\overline{u_i'^2}(\overline{v'^2})_w - (\overline{v'^4})_w \dots\dots\dots (3 \cdot b)$$

ここで、 $(\)_c$ は補正後の値、 $u_i (i=1, 2, 3)$ はそれぞれ u, v, w であり、また $(\overline{v'^2})_w, (\overline{v'^4})_w$ はノイズによる成分である。 $(\overline{v'^2})_w$ は後述する壁近傍での漸近挙動 $[v'_{rms} = a_v y^{+2} + b_v y^{+3} + (\overline{v'^2})_w^{1/2}]$ を満足するように、 $y^+ = 2.9, 4.2, 5.5$ でのデータを用いて、係数 a_v, b_v とともに決定した。一方 $(\overline{v'^4})_w$ は、上記の仮定から、 $(\overline{v'^4})_w = 3(\overline{v'^2})_w^2$ の関係を用いて評価した。その結果、おのお

の $0.18 \text{ mm}^2/\text{s}^2, 0.10 \text{ mm}^4/\text{s}^4$ となった。補正した $v'_{rms}/\bar{u}$ は $y^+ \leq 5$ においても KMM の結果と良い一致を示した。この補正の効果は、主として壁のごく近傍での v 成分の統計量に現れ、 u および w 成分の統計量には実質的に影響がみられなかった。

図8はレイノルズ応力および相関係数の分布で、図5と同様にデータ数が2200以上の小領域の結果を示したものである。比較のため Eckelmann⁽¹⁷⁾のX形プローブを用いた測定結果 ($Re_c = 8200, 5600$) と KMM の結果を示した。レイノルズ応力は、 $2y/H \geq 0.1 (y^+ \geq 20)$ の領域では、Eckelmann および KMM の結果よりやや小さな値となっている。十分に発達した二次元チャネル流に対する x 方向の運動量の式を基にして、 $\bar{u}, -\overline{u'v'}, u_\tau$ の整合性を検討した結果、本測定では $-\overline{u'v'}$ が上記の領域において約6.5%小さいことがわかった。この原因は現在のところ明らかではなく、今後の検討課題である。

図7 局所平均速度に対する乱れの rms 値の比

図8 レイノルズ応力および相関係数

図9 乱れエネルギーに対するレイノルズ応力の比

図10 レイノルズせん断応力

本測定で得られた相関係数 R_{uv} の分布は、レイノルズ応力の分布と同様に、 $2y/H \geq 0.08$ の領域で KMM の結果より低い値を示している。図 8 には、上述の運動量式から推定した R_{uv} を一点鎖線で示したが、この分布は KMM の結果と良く一致する。

図 9 は乱れエネルギーに対するレイノルズ応力の比を示したものである。比較すべきデータは少ないが、図 9 には円管内流での Laufer⁽¹⁸⁾ のデータ ($Re_c = 50\,000$) を示した。この比は、対数領域の広い範囲でほぼ一定値をとることが知られているが⁽¹⁹⁾、上述の運動量式より計算されたレイノルズ応力では、その値は約 0.15 となる。

図 10 はレイノルズせん断応力 3 成分の壁近くの分布を示したものである。 $y^+ \leq 20$ の領域での $-\overline{u'v'}$ の分布は、KMM と本結果とは極めて良い一致を示す。これに対して Eckelmann⁽¹⁷⁾ の結果は全域でかなり大きな値となっており、壁面への漸近挙動にも違いがみられる。流れ場の対称性より零となる $\overline{u'w'}$ および $\overline{v'w'}$ については、本結果はその条件を良く満足している。

図 11 は乱流統計諸量 ($\bar{u}$, u'_{rms} , v'_{rms} , w'_{rms} , $-\overline{u'v'}$) の壁面漸近挙動を示したものである。平均速度 $\bar{u}^+$ は、粘性底層内で直線分布 $\bar{u}^+ = y^+$ に漸近するが、本測定では壁に最も近い $y^+ = 1.8$ で 13% 大きな値を示している。これは、この位置では壁面との距離が $360\,\mu\text{m}$ であり、トレーサ粒子の外径 ($200\,\mu\text{m}$) の 2 倍程度であることから、壁面とトレーサ粒子との相互

作用の影響が現れたものと考えられる。速度変動の rms 値およびレイノルズ応力の壁面漸近挙動は、相互作用のみられる $y^+ = 1.8$ での結果を除いて、KMM の結果と良く一致している。壁近傍での u'^+_{rms} , v'^+_{rms} , w'^+_{rms} , $-\overline{u'^+v'^+}$, k^+ を、壁面漸近挙動を考慮して次式で近似する。

$$u'^+_{rms} = a_u y^+ + b_u y^{+2} \dots\dots\dots (4\cdot a)$$

$$v'^+_{rms} = a_v y^+ + b_v y^{+3} \dots\dots\dots (4\cdot b)$$

$$w'^+_{rms} = a_w y^+ + b_w y^{+2} \dots\dots\dots (4\cdot c)$$

$$-\overline{u'^+v'^+} = a_{uv} y^{+3} + b_{uv} y^{+4} \dots\dots\dots (4\cdot d)$$

$$k^+ = a_k y^+ + b_k y^{+3} \dots\dots\dots (4\cdot e)$$

各係数を、 $y^+ = 2.9, 4.2, 5.5$ でのデータを用いて最小

図 12 速度変動のひずみ度

図 11 乱流統計諸量の壁面漸近挙動
[u'^+_{rms} , v'^+_{rms} , w'^+_{rms} は式(3・a)による補正值]

図 13 速度変動の平たんで

二乗法で求めた結果, $a_u=0.45$, $b_u=-0.021$, $a_v=7.4 \times 10^{-3}$, $b_v=-5.0 \times 10^{-4}$, $a_w=0.18$, $b_w=-0.010$, $a_{uv}=8.5 \times 10^{-4}$, $b_{uv}=-4.9 \times 10^{-5}$, $a_k=0.11$, $b_k=-8.4 \times 10^{-3}$ となった. 近年の極小プローブを用いた計測⁽²⁰⁾, あるいはLDVを用いた計測⁽²¹⁾では, $a_u=0.4$, $a_w=0.2$ となることが報告されており, 本結果はそれらとほぼ一致する.

図12, 13はおおの速度変動のひずみ度および平坦度を示したものである. $S(u')$ はKE, KMMおよび本結果が良く一致しており, 壁面值もAlfredssonら⁽²⁰⁾の結果 $S(u')=1.0$ と一致する. 本測定 $S(v')$ は, $y^+ \leq 15$ ではKMMの結果とやや異なる分布を示しているが, 他の領域では両者の一致は良い. $S(w')$ は流れ場の対称性より零となる量であるが, 本結果はそれをほぼ満たしている. 平坦度の分布は, $y^+ \leq 15$ での $F(u')$, $F(v')$ を除いて, 本結果とKMMの結果との一致は良い. なお, 直接数値計算においても, ひずみ度, 平坦度のような高次モーメントの値は, 壁近傍では計算格子数に依存するとの報告⁽²²⁾があり, $y^+ \leq 15$ での本結果との差異については今後の検討が必要である.

図14 速度変動の三次相関

図15 レイノルズせん断応力のrms値

図16 レイノルズせん断応力のひずみ度

図17 レイノルズせん断応力の平坦度

図 14 は、速度変動の三次相関を示したものである。ここに示した三次相関のなかで、 $\overline{u'^2 v'}$, $\overline{u' v'^2}$, $\overline{v'^3}$, $\overline{v' w'^2}$ は、応力方程式モデルでモデル化が必要となる項であり、したがって、信頼性の高い測定値が要求されている。図 14 には、KMM の直接数値計算結果から求めた Mansour ら⁽²³⁾の結果を示したが、本結果はそれらと極めて良く一致している。なお、流れ場の対称性から零となるべき $\overline{u'^{+2} w'^+}$, $\overline{u'^+ v'^+ w'^+}$, $\overline{v'^{+2} w'^+}$ の絶対値は、おのおの最大で 0.32, 0.06, 0.02 で、ほぼ零とみなせた (図省略)。

図 15 は、レイノルズせん断応力の 3 成分の rms 値を示したものである。3 成分のなかでは $(u'w')^+_{rms}$ が最も大きく、またその最大値はほぼ $y^+=20$ にあり、 u'^+_{rms} が最大となる位置に近い。この結果は、Johansson⁽²⁴⁾らが指摘した、準秩序構造に伴う z 方向への運動が乱れの生産に重要な関係を有する事実と対応するものと考えられる。

図 16, 17 はレイノルズせん断応力の 3 成分のひずみ度、平たん度である。 $S(u'w')$, $S(v'w')$ は流れ場の対称性より零となる成分であるが、本結果はこの条件をほぼ満たしている。 $S(u'v')$, $F(u'v')$ は、全般的に KMM と良く一致しているが、 $S(u'v')$ は $y^+\leq 20$ で、 $F(u'v')$ は $y^+\leq 7$ で差がみられる。この原因として、 $u'v'$ の強い間欠性に対するトレーサ粒子の追従性の問題、ならびに未補正のランダムノイズの影響などが考えられる。 $F(u'w')$, $F(v'w')$ は、 $F(u'v')$ と同様に壁に近づくにつれ急速に値が大きくなり、この領域で w' を伴う運動の間欠性が強いことを示している。

4. 結 論

三次元画像処理流速計を用いて、十分に発達した二次元チャネル乱流における速度 3 成分の 3 次までのすべてのモーメントと平たん度、およびレイノルズせん断応力の rms 値、ひずみ度、平たん度を測定した。従来相互に差異のあった実験値と直接数値計算結果との比較に対して、本測定で得られた結果は、全般的に後者と良く一致し、従来の実験の特に壁近傍の結果に誤差の大きいことを示唆する。以下に具体的結論を列挙する。

(1) 平均速度 3 成分の分布は、壁法則および流れ場が十分に発達した二次元流である条件を良く満たし、また C_f および u_c/u_m は Dean⁽¹⁴⁾の相関式による値と良く一致した。

(2) 速度変動 3 成分の rms 値の分布は、Kim ら⁽⁶⁾の直接数値計算結果と極めて良く一致した。これに対して、Kreplin-Eckelmann⁽⁴⁾の結果では、 $y^+\leq 20$

で v'_{rms} および w'_{rms} に大きな差異がみられ、この領域での X 形および V 形熱膜プローブの適用性に疑問がもたれる。

(3) 局所平均速度に対する相対的乱れの強さの分布は、ノイズ補正を施したうえで、 $y^+\leq 3$ での $u'_{rms}/\bar{u}$ を除いて Kim ら⁽⁶⁾の結果と良く一致した。

(4) レイノルズ応力 ($-\overline{u'v'}$) は、 $y^+\leq 20$ の領域では Kim ら⁽⁶⁾の結果と極めて良い一致が得られた。しかし、 $y^+\geq 20$ では、運動量式から得られる値と比較して約 6.5% 小さな値を示し、今後の検討が必要である。他のレイノルズせん断応力 ($\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$) は、壁からの距離によらずほぼ零となり、流れ場の対称性の条件を満たした。

(5) 速度変動 3 成分の rms 値およびレイノルズ応力の壁面漸近挙動は、Kim ら⁽⁶⁾の結果と極めて良い一致を示し、本計測手法が壁のごく近傍での計測にも有効であることを示した。また壁面漸近値として $u'^+_{rms}/y^+=0.45$, $v'^+_{rms}/y^+=7.4\times 10^{-3}$, $w'^+_{rms}/y^+=0.18$, $-\overline{u'^+v'^+}/y^{+3}=8.5\times 10^{-4}$, $k^+/y^{+2}=0.11$ を得た。

(6) 速度変動 3 成分のひずみ度、平たん度および三次相関は、Kim ら⁽⁶⁾および Mansour ら⁽²³⁾の結果と良く一致したが、 $y^+\leq 15$ での $S(v')$, $F(v')$ および $F(u')$ には、有意な差がみられた。

(7) レイノルズせん断応力 3 成分の rms 値の中で、 $y^+\leq 100$ の領域では $(u'w')^+_{rms}$ が最大の成分となり、 $y^+=20$ の位置で最大値をとる。

(8) 従来の流速計と比較して、本計測手法は壁近傍領域を含めて、壁面せん断乱流に対して極めて有効な計測法であるといえる。ただし、壁面からの距離がトレーサ粒子外径程度の位置では、トレーサ粒子と壁面との相互作用が存在する可能性がある。

本研究は文部省科学研究費一般研究(B) (No. 61460103), 奨励研究(A) (No.62790196) および昭和 61 年度財団法人・三菱財団自然科学研究助成の援助を受けた。また本研究の遂行にあたって東京大学平田賢教授のご協力をいただいた。記して謝意を表する。

文 献

- (1) Johansson, A. V. and Alfredsson, P. H., *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, 1 (1986), 825, Gulf Pub. Comp.
- (2) Comte-Bellot, G., *Publ. Sci. Tech. Ministère Air*, 419 (1965).
- (3) Clark, J. A., *Trans. ASME, Ser. D*, 90-4 (1968), 455.
- (4) Kreplin, H. P. and Eckelmann, H., *Phys. Fluids*, 22 7 (1979), 1233.
- (5) Kastrinakis, E. G. and Eckelmann, H., *J. Fluid Mech.*, 137 (1983), 165.
- (6) Kim, J., Moin, P. and Moser, R., *J. Fluid Mech.*, 177 (1987), 133.

- (7) 西野・笠木・平田・佐田, 機論, 55-510, B (1989), 404.
 (8) Nishino, K., Kasagi, N. and Hirata, M. *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 111-4 (1989), 384.
 (9) 入谷・笠木・平田, 機論, 51-470, B (1985), 3092.
 (10) Sata, Y., Nishino, K. and Kasagi, N., *Proc. 5th Int. Symp. Flow Visualiz.* Prague, (1989), 149.
 (11) 日本機械学会訳編, 計測の不確かさ, (1987), 丸善.
 (12) 流れの可視化学会編, 流れの可視化ハンドブック, (1986), 159, 朝倉書店.
 (13) McEligot, D. M., *Max-Planck Inst. für Strömungsforschung*, Göttingen, 109 (1984).
 (14) Dean, R. B., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 100 (1978), 215.
 (15) Brodkey, R. S., Wallace, J. M. and Eckelmann, H., *J. Fluid Mech.*, 63-2 (1974), 209.
 (16) Eckelmann, H., *J. Fluid Mech.*, 65-3 (1974), 439.
 (17) Eckelmann, H., *Max-Planck Inst. für Strömungsforschung*, Göttingen, 101 (1973).
 (18) Laufer, J., *NACA Tech. Rep.*, 1174 (1954).
 (19) Hinze, J. O., *Turbulence*, (1975), 643, McGraw-Hill, New York.
 (20) Alfredsson, P. H., Johansson, A. V., Haritonidis, J. H. and Eckelmann, H., *Phys. Fluids*, 31-5 (1988), 1026.
 (21) Karlsson, R. I. and Johansson, T. G., *Laser Anemometry in Fluid Mechanics*, III (1986), 273.
 (22) Spalart, P. R., *J. Fluid Mech.*, 187 (1988), 61.
 (23) Mansour, N. N., Kim, J. and Moin, P., *J. Fluid Mech.*, 194 (1988), 15.
 (24) Johansson, A. V., Alfredsson, P. H. and Kim, J., *Proc. Int. Seminar Near-Wall Turbulence* Dubrovnik, 4-3-1, (1988).

討 論

〔質問〕 早川 道雄〔北海道大学工学部〕

新たな手法により、壁面せん断乱流中で変動の高次モーメントを含む諸量の精密なデータを得られたことはそれ自体貴重な貢献であるとともに、数値実験に対するキャリブレーションデータとしての役割も極めて大きいものとする。数値実験は今後より高いレイノルズ数の流れで実施されることが予想される。高レイノルズ数の場合、従来の測定値には小スケールの変動に比して測定プローブが大きいことによる誤差が少なからず介在しているようだが、貴測定法ではトレーサ粒子の大きさ、粒子の対応付けなどにどのような問題が生ずるか、ご教示いただければ幸いです。

〔回答〕 一般に乱流計測においては、速度のマイクロスケールからマクロスケールまでの範囲を、十分に高い時間・空間分解能で測定することが必要となる。高レイノルズ数の乱流では、両速度スケールの比が大きくなり、時間スケールおよび長さスケールも小さくなるため、計測手法に対してより幅広いダイナミックレンジ、より高い時間・空間分解能が要求される。

本手法は、トレーサ粒子の移動距離に基づいて流速測定を行うものであり、以下に示す測定条件〔式(i)～(iv)]を満足することが必要となる。

・マイクロ速度スケールに基づくトレーサ粒子の移動距離が、1画素の空間分解能の C_m 倍より大きい：

$$\tau_m \eta / \tau_\eta > C_m l_m \quad \text{..... (i)}$$

・マクロ速度スケールに基づくトレーサ粒子の移動距離が、測定領域の幅の $1/C_L$ を超えない：

$$\tau_m \delta / \tau_\delta < L / C_L \quad \text{..... (ii)}$$

・ストロボの発光時間間隔が、乱れのマイクロ時間ス

ケール以下である：

$$\tau_m \leq \tau_\eta \quad \text{..... (iii)}$$

・トレーサ粒子径が、乱れのマイクロ長さスケール以下である：

$$d_p \leq \eta \quad \text{..... (iv)}$$

また、流れのマイクロスケールとマクロスケールの比を次式で近似する(付1)。

$$\eta / \delta = C_1 Re_\delta^{-3/4} \quad \text{..... (v)}$$

$$\tau_\delta / \tau_\eta = C_2 Re_\delta^{1/2} \quad \text{..... (vi)}$$

ここで

η ：マイクロ長さスケール

τ_η ：マイクロ時間スケール

δ ：マクロ長さスケール

τ_δ ：マクロ時間スケール

τ_m ：ストロボの発光時間間隔

N ：画像メモリの1方向画素数

L ：測定領域の代表長さ

d_p ：トレーサ粒子径

l_m ：画像メモリ1画素に対応する物理空間の長さ

Re_δ ：レイノルズ数 $= \delta^2 / \tau_\delta \nu$

式(i)～(vi)に基づき、本手法の適用できるレイノルズ数範囲が以下の手順で評価できる。まず、式(iii)を満足するよう、発光時間間隔をマイクロ時間スケールと等しくとる。

$$\tau_m = \tau_\eta \quad \text{..... (vii)}$$

式(i), (vii)から次式を得る。

$$l_m < \eta / C_m \quad \text{..... (viii)}$$

ここで、トレーサ粒子径は、トレーサ画像が4～9画素の大きさで撮影されるよう、 l_m の2～3倍とする。この

粒子径の場合、上式で C_m は 3 程度の値であり、したがって式(iv)が満足されることになる。式(v), (viii) および $l_m = L/N$ の関係から次式を得る。

$$\delta/L > C_m Re_s^{3/4} / (C_1 N) \dots\dots\dots (ix)$$

一方、式(ii), (vi), (vii) から次式を得る。

$$\delta/L < C_2 Re_s^{1/2} / C_L \dots\dots\dots (x)$$

結局、式(ix), (x) を同時に満足する δ/L が存在することが、測定の条件となる。係数 C_m, C_L はともに 3 程度の値であり、 N は約 500 である。また、係数 C_1, C_2 を本報の二次元チャネル乱流で見積もると、おおよそ約 4, 0.08 となる。これらの値を用いて、各 Re_s の値に対して、式(ix)および式(x)が規定する δ/L の範囲を付表 1 に示す。付表 1 から、 Re_s が 10^5 より大きい場合には、式(ix)および式(x)を同時に満足する δ/L の範囲が存在しないことがわかる。すなわち、 $Re_s = 10^5$ が本手法の適用範囲の上限レイノルズ数の推定値となる。また、 δ/L の値が大きくなることは、例えばせん断層の幅に対して測定領域の大きさが小さくなることを意味しており、流れ場のマクロな瞬時構造をとらえることが困難となる。

付表 1 レイノルズ数に対する δ/L の範囲

Re_s	$C_m Re_s^{3/4} / (C_1 N) < \delta/L < C_2 Re_s^{1/2} / C_L$
7510	1.2 < δ/L < 2.3
1×10^4	1.5 < δ/L < 2.7
5×10^4	5.0 < δ/L < 6.0
1×10^5	8.4 < δ/L < 8.4
5×10^5	28.2 < δ/L < 18.9

上述の評価は、ストロボの発光時間間隔が式(vii)に従うよう任意に調整できる場合について成立する。一方、現有のシステムでは、最短の発光時間間隔は 1/60 s であり、適用できるレイノルズ数の上限もこの発光時間間隔により規定され、約 3×10^4 と見積もられる。ただし、この発光時間間隔の問題は、1 枚のテレビフレームの走査の間に、ストロボ発光を複数回行う多重露光の手法を採用することにより、比較的容易に解決できる可能性があることを付記したい。

(付 1) Tennekes, H. and Lumley, J. L., *A First Course in Turbulence*, (1972), 20-21, The MIT Press.