

粘性領域における発達チャンネル乱流の特性

The Characteristics of Fully Developed Turbulent
Channel Flow in the Viscous Layer

金 宰基*・吉 識 晴 夫*

Jaegi KIM and Haruo YOSHIKI

1. ま え が き

著者らは今までに低公害，高熱効率，燃料の多様性に対応できるなどの特徴を備えたスターリング機関の基礎的な研究を行ってきた。その中でも，熱交換器の性能は機関性能に大きな影響を与えることから，スターリング機関特有の往復流動について調べてきたが^{1),2)}，往復流動時の管内流動状態と熱伝達についての基礎的な研究が不十分であり，特に壁面近傍である粘性領域における伝熱現象を解明することが不可欠である。

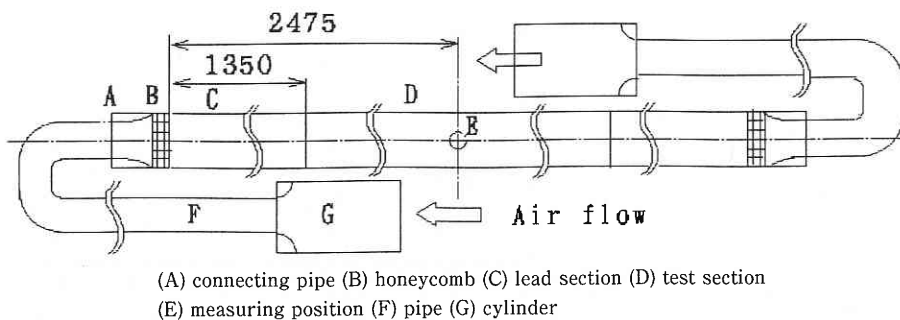
著者らはそれらの一歩として，壁面近傍である粘性領域の測定が容易にできるように試作熱線プローブを製作し，アスペクト比 3 : 1 である矩形管路（円管との管摩擦係数比 1.07）による往復流動の計測に備えた実験装置の検証や測定システムの構築，基礎データの蓄積を行っている。

本研究は空気による非加熱定常流の場合，レイノルズ数 5,000~40,000 の実験範囲での発達チャンネル乱流について計測した。実験結果の有用性については不確かさを検討し，流れ方向の時間平均流速による普遍速度分布や二乗和の平方根を用いて速度乱れ強さ分布を示した。

また，速度乱れの変動振幅の対称性や分布の広がりを実量的に把握するために歪み度と平坦度について考察した。それらの結果より粘性が支配的である粘性領域の組織的構造は Re 数による変化がないことが判り，実験範囲内で無次元速度乱れ強さ分布が強い普遍性を示すことが確認され，実験式にまとめた。

2. 実験装置および方法

実験装置の概略を図 1 に示す。実験はアスペクト比 3 である矩形管路（高さ 30 mm，幅 90 mm，相当直径 $De = 45$ mm）を対象に行った。矩形管路の全長は 4950 mm（110 De ）であり，測定孔は矩形管路入り口より 2475 mm（55 De ）のところに設けてある。流入空気は送風機よりシリンダを通り，矩形管路入り口に円管から矩形管路へスムーズに流れるように繋いだ異型管を通り，整流格子を経て流入するようにした。矩形管路は助走区間と測定部に分けて，黄銅管路と下面が黄銅であるアクリル管路で構成した。矩形管路内の流れについては事前に同じアスペクト比の管路に対して 10 De おきに圧力と速度の測定を行い，発達状態及び流れの二次元性を調べ，本実験の測定位置で十分



(A) connecting pipe (B) honeycomb (C) lead section (D) test section
(E) measuring position (F) pipe (G) cylinder

Fig. 1 Test rig for channel flow.

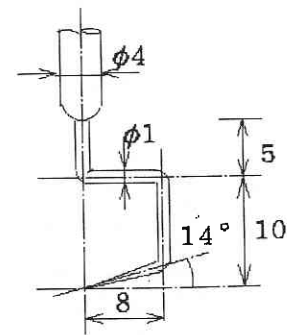


Fig. 2 Hot-wire probe of Cobra type.

*東京大学生産技術研究所 第2部

研究速報

発達した乱流が得られることや幅方向の中央部約30 mmにわたって流れ方向の時間平均流速と乱れ強さの分布が一樣であることを確認した。

測定に使われた熱線プローブは本実験の目的に合わせてプロングの形状を改良した試作品であり、5 μmのタングステン線とφ1 mmのステンレス合金プロング、φ4 mmのエポキシ系システムで構成される。図2にその形状を示す。プローブ軸と測定点である熱線中心を合せ、さらに壁面近くでの測定を考慮し、壁面近傍の流れ場を乱さないでなおかつプロングの影響を受けないよう14°のプロング角度をつけた。

実験ごとに検定風洞を用いて試作熱線プローブの検定を行い、実験前後に劣化による変化について細心の注意を払った。本実験における熱線流速計の検定結果を図3に示す。任意の流速に対する熱線流速計の出力 E_r を流速が零での出力 E_0 で無次元化し、流速との関係を表した結果である。ここで使われた記号は図4に示した実験条件に対する検定結果である。この結果による時間平均流速の不確かさは $U_{RSS}/U=2.15\%$ である。本報告では、二乗和の平方根(RSS)のモデル U_{RSS} を使用し、約95%の包括度を持つ³⁾。

測定点はあらかじめ壁面から高さ方向に向かって、壁面より0.2 mmから0.1 mm間隔で10点、1.5 mmから0.5 mm間隔で8点、その後管路中心まで1 mm間隔で10点の合計28点を測定した。最初の設定点である壁面から0.2 mmのところは読み取り顕微鏡で設定し、その後サポートに付けたハイトゲージをもって高さ方向にトラバースさせた。測定データはサンプリング周波数200 Hzで1024点をCTAアナモメータからA/D変換ボードを通してパーソナルコン

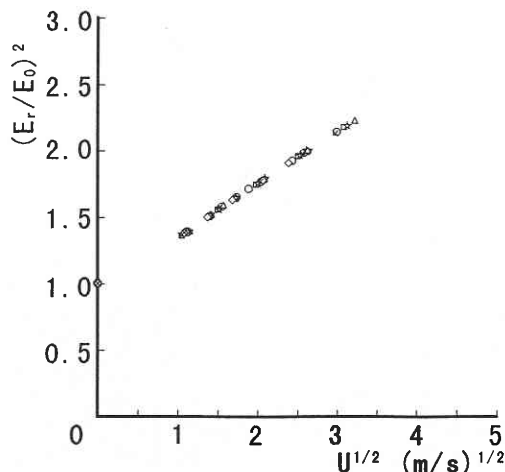


Fig. 3 Calibration of Hot-wire at room temperature. (Symbols as in Fig. 4)

ピュータに蓄蔵した。

3. 実験結果および考察

レイノルズ数 ($Re=UmDe/\nu$) は実験から得た流れ方向の時間平均流速 U の分布と壁面からの距離 y を用い積分し、求めた断面平均流速 U_m 、矩形管路の相当直径 De で定義した。また、チャンネル中心までの高さ H を用いて無次元高さを表記し、速度乱れや速度乱れ強さを次のように定義した。

$$u' = u - U, \quad u_{rms} = \sqrt{(u')^2}$$

ここで、 u は流れ方向の流速である。

チャンネル中心の時間平均流速 U_c で無次元化した U の

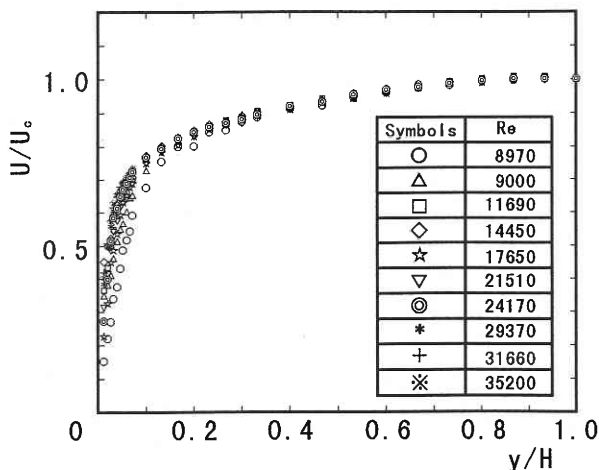


Fig. 4 Mean velocity profiles for isothermal flow

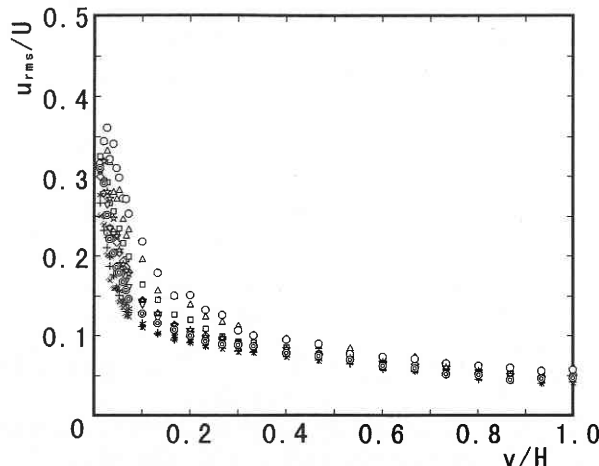


Fig. 5 Velocity turbulence intensity profiles for isothermal flow. (Symbols as in Fig. 4)

分布を図4に示す。無次元速度分布は壁面近傍でRe数によるずれが現れる。これはRe数による境界層厚さの違いである。また、Uで無次元化した u_{rms} の分布を図5に示す。無次元速度乱れ強さ分布は無次元速度分布よりも壁面近傍でのRe数によるずれがはっきり判る。このような結果から粘性領域におけるRe数の影響を調べるために摩擦速度による無次元分布を示す。摩擦速度 U_τ は対数領域でのU分布と y を用いて、対数則をNewton法により繰り返し計算する方法で求めた。U $_\tau$ で無次元化した時間平均速度分布はチャンネル内の全領域にわたって普遍分布を示す⁴⁾。また、無次元乱れ強さ u_{rms}^+ と壁面からの無次元距離 Y^+ を次のように定義した。

$$u_{rms}^+ = u_{rms}/U_\tau, \quad Y^+ = yU_\tau/\nu$$

粘性領域における u_{rms}^+ 分布を図6に示す。この u_{rms}^+ 分布はWeiら⁵⁾、Antoniaら⁶⁾の実験結果やKimら⁷⁾のDNSの結果に対し、最大値とその位置 $Y^+ \approx 12$ が良く一致する。また、粘性の影響を強く受ける粘性領域 $Y^+ < 50$ での u_{rms}^+ 分布は本実験のRe数範囲で、Re数に依らず普遍的な分布を示す。粘性が支配的である領域についてWeiらは実験結果から $Y^+ < 15$ であることを示し、Thieleら⁸⁾はKimら⁷⁾の計算結果や他の実験結果と比較し、 $Y^+ < 35$ での一致を示した。このように u_{rms}^+ 分布が普遍性を持つ Y^+ の領域についてはまだはっきりしていないが、本実験におけるRe数範囲では $Y^+ < 50$ の広い範囲で普遍性が確認された。

さらに、粘性領域での変動振幅の対称性や分布の広がり

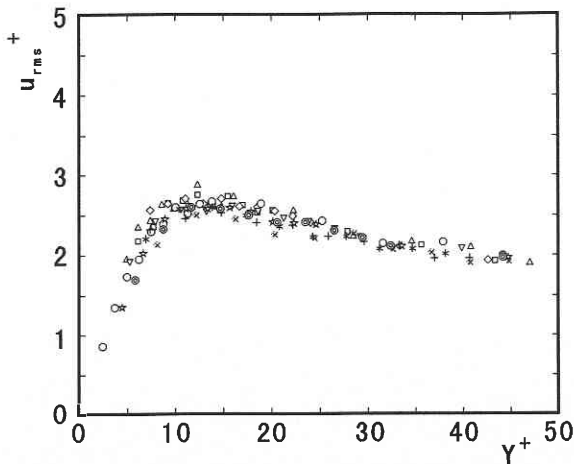


Fig. 6 Distributions of the velocity turbulence intensity for isothermal flow. (Symbols as in Fig. 4)

次モーメントで正規化した歪み度 u_{skw} と速度乱れの四次モーメントを二次モーメントで正規化した平坦度 u_{flat} を次のように定義して考察する。

$$u_{skw} = \overline{(u')^3} / (u_{rms}^2)^{3/2}, \quad u_{flat} = \overline{(u')^4} / (u_{rms}^2)^{4/2}$$

粘性領域における速度乱れの u_{skw} を図7に示す。 u_{skw} は $Y^+ < 15$ で Y^+ の増加に伴って単調に減少し、Re数による影響は見られない。しかし、 $Y^+ > 15$ からRe数が小さいほど u_{skw} は小さくなる傾向が見られる。

粘性領域における速度乱れの u_{flat} を図8に示す。 u_{flat} は $Y^+ < 15$ で Y^+ の増加に伴って単調に減少し、 $Y^+ \approx 15$ で最小値を示してから徐々に増加する。 u_{rms}^+ 分布と同様にこの領域においてRe数による影響は見られない。このよう

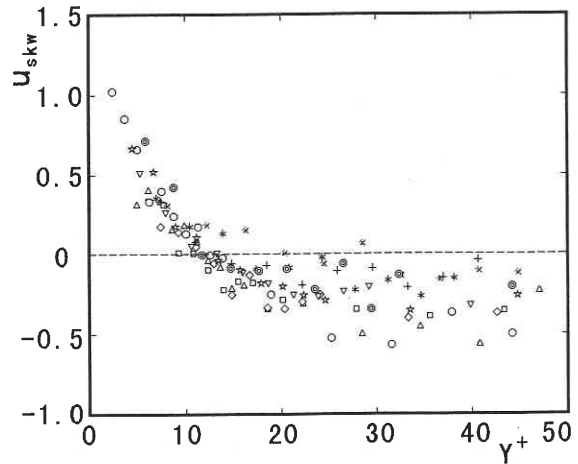


Fig. 7 The skewness factors of velocity fluctuation for isothermal flow. (Symbols as in Fig. 4)

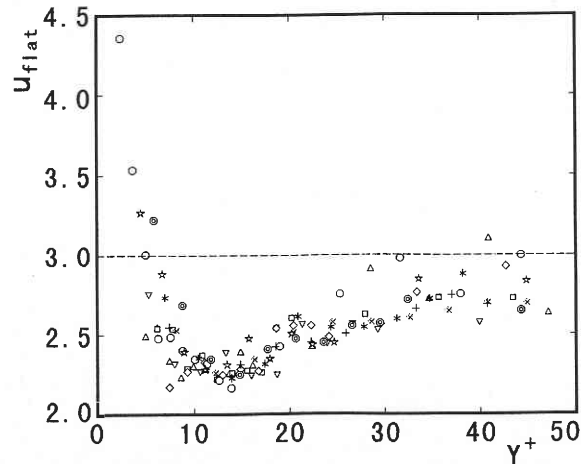


Fig. 8 The flatness factors of velocity fluctuation for isothermal flow. (Symbols as in Fig. 4)

研究速報

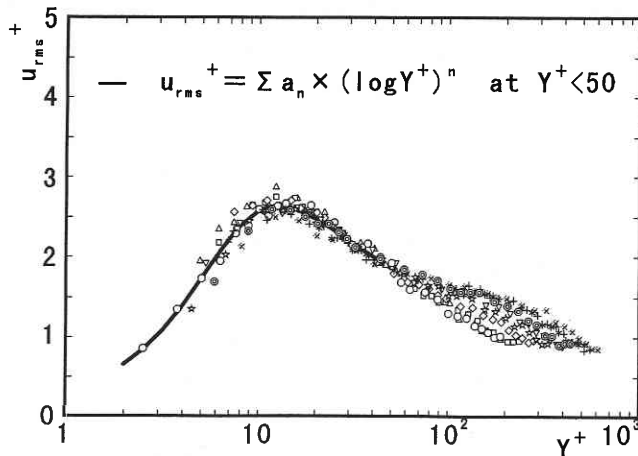


Fig. 9 Distributions of the velocity turbulence intensity for isothermal flow. (Symbols as in Fig. 4)

な結果からも粘性が支配的である粘性領域では Re 数によって組織的構造が変化しないことがはっきりした。このような結果から、粘性領域における全データを用いて u_{rms}^+ 分布と Y^+ の関係を調べ、次のように実験式をまとめた。

$$u_{rms}^+ = \sum a_n \cdot (\log Y^+)^n \quad \text{at } Y^+ < 50$$

ここで、 a_n は係数であり、 $n=0\sim 4$ である。($a_0 = 0.6443$, $a_1 = -2.9976$, $a_2 = 11.8564$, $a_3 = -8.7415$, $a_4 = 1.7356$)

図9に全領域での u_{rms}^+ 分布を示し、粘性領域での実験式を実線で示す。 Re 数によらない粘性領域と Re 数の影響が現れる対数領域での差が歴然とする。

以上の実験結果に基づき、統計量の不確かさ解析による結果を報告する。本報告では二乗和の平方根 (RSS) のモデル U_{RSS} を使用し、約95%の包括度を持つ³⁾。

$$U_{RSS}/Re = 2.19\%, \quad U_{RSS}/U_\tau = 2.4\%, \quad U_{RSS}/U^+ = 3.05\%, \\ U_{RSS}/Y^+ = 2.16\%, \quad U_{RSS}/C_f = 6.13\%$$

4. 結 論

$Re=5,000\sim 40,000$ の実験範囲で、アスペクト比 3 : 1 の発達したチャンネル乱流についてチャンネル幅方向中心で測定し、データを整理した結果、二次元チャンネル乱流と同様な無次元速度乱れ強さ分布を示した。また、粘性領域での無次元速度乱れ強さ分布および歪み度、平坦度を調べた結果、無次元速度乱れ強さ分布が強い普遍的な分布を示し、平坦度でもほぼ同様な結果が得られた。

この結果から普遍性を示す粘性領域における u_{rms}^+ と Y^+ の関係を実験式にまとめた。さらに、往復流動の計測に備えた実験装置の検証や測定システムを構築した。

謝 辞

本研究で使われた実験装置は本所の試作工場で作成されたものであり、設計から製作、完成に至るまで工場の方々に助言と手助けを頂きここに感謝の意を表します。

(1997年2月10日受理)

参 考 文 献

- 1) 吉識ら：機論，52-483, B(1986), 3650.
- 2) 吉識ら：機論，53-485, B(1987), 9.
- 3) 日本機械学会誌：ASME 性能試験規約「計測の不確かさ」，(1987.11)，丸善.
- 4) 金，吉識：機構論，東海支部第46期総会・講演会，No. 973-1 (1997), 177.
- 5) Wei, T. and Willmarth, W.W., J. Fluid Mech., 204 (1989), 57.
- 6) Antonia, R.A., et al., J. Fluid Mech., 236 (1992), 579.
- 7) Kim, J. and Moin, P., et al., J. Fluid Mech., 177 (1987), 133.
- 8) Thiele, B. and Eckelmann, H., Exp. Fluids, 17 (1994), 390.