周期的に拡大, 縮小を繰返す管内乱流の乱れの統計的性質*

佐野正利^{*1}, 白樫正高^{*1}Statistical Characteristics in a Periodically Diverging-Converging
Turbulent Channel Flow

Masatoshi SANO and Masataka SHIRAKASHI

The statistical properties of a periodically diverging-converging turbulent channel flow were examined experimentally. Air flow was decelerated through a linearly diverging section, and then accelerated through a converging section. The measurement of the energy spectrum, autocorrelation, probability density, skewness/flatness factors and space-time correlation were made on the two different channels. The inertial subrange can be recognized in the diverging and converging sections. Large differences are observed in the skewness and flatness factors compared with the equilibrium turbulent flows. The eddy scales in the converging section are considerably smaller than those in the diverging section.

Key Words: Turbulence, Channel Flow, Pressure Gradient, Energy Spectrum, Probability Density, Space-Time Correlation

1. 緒言

圧力こう配が周期的に変化する管内乱流は, 流体機械や熱交換器などに多く見られる。したがって, 圧力こう配の繰返しが管内の流動状態や熱輸送機構におよぼす影響を明らかにすることは非常に重要なことである。著者らはこれまでに片方の壁は平滑な平板で, 他方の壁が周期的に拡大と縮小を繰返す管内乱流の流動特性や伝熱特性を明らかにするための実験的研究を行ってきた⁽¹⁾⁽²⁾。

これに類似した流路形状を扱った研究例も数多く報告されており, 例えば Patel ら⁽³⁾ は乱流モデルを用いた数値解析結果を, Hanratty らのグループ^{(4)~(6)} は速度分布や壁面せん断応力などの測定結果を報告している。しかしながら, それらの研究例ではいずれもはく離を伴う拡大, 縮小側の流動状態に主に関心が向けられており, 平滑平板側の流れの特性についてはほとんど言及されていない。また, 周期的圧力こう配と流動特性や伝熱特性との関連性についてもあまり論じられていない。

一方, 著者らは管内乱流の流動状態におよぼす圧力こう配の影響を明確にすること, ならびに乱れの生成や熱輸送にとって非常に重要な壁面近くの乱れの特性を明確にするために, 特に平滑平板側の特性に注目して解析を行ってきた。それらの結果より, 周期的圧力こう配が速度分布, レイノルズ応力に代表される乱流特性, ならびに伝熱特性などにおよぼす影響を明らかにすることができた。しかし, 乱流の構造の詳細を知るためには乱れの統計的性質を解明することの重要性が指摘されているが⁽⁷⁾, 既報の研究では圧力こう配の変化と乱れの統計量との関連性を調査するまでには至っていなかった。

そこで, 本報では拡大, 縮小率の異なる2種類の試験流路を用いて, 速度変動成分のスペクトル, 確率密度関数, 自己相関関数, 時空間相関などの測定を行うことにより, 圧力こう配が周期的に変化する管内乱流のスペクトルの相似性や渦のスケールの変化などについて検討を加え, かかる流れの乱れの統計的性質を明らかにする。

2. 実験装置および測定方法

本実験で使用した実験装置は既報⁽¹⁾と同様であるため, 流れ場の概念図と座標系のみ図1に示す。流路

* 原稿受付 平成4年4月20日。

*¹ 正員, 長岡技術科学大学 (〒940-21 長岡市上富岡町 1603-1)。

はアクリル板からなり、流路平均高さ H は 50 mm である。流路上側の壁は 1 ピッチの長さ L が 200 mm の山形を 10 回繰返すような形状とし、山形の傾き角 θ は 5, 10° と 2 種類変化させた。流路下側の壁は平滑な平板で、平板中央位置には直径 0.5 mm の静圧孔が 8, 9 ピッチめには流れ方向に 10 mm 間隔で、その他の位置には 50 mm 間隔で設けられている。乱れの統計量の測定は流れが十分発達し、周期性も確保されていることが確認された 8 ピッチめにおいて行った。 x および y 方向の速度変動成分 u, v の測定には、定温度形熱線風速計と I 形および X 形熱線プローブとを使用した。熱線としては直径 5 μm 、有効長さ 1 mm のタングステン線を用いている。

乱れの統計量の解析には波形処理装置を使用し、その際のデータのサンプリング周波数は 10 kHz、データ長は 1 信号当たり約 130 000 個とした。実験は流路入口の平行部における断面平均速度 U_m を約 12 m/s の一定として行った。この際のレイノルズ数 ($Re = U_m \cdot 2H/\nu$) は約 8×10^4 である。また、圧力こう配の影響は壁面近傍の乱流構造に重要な影響をおよぼすため測定は主に下側平板の壁面近くの流れに注目して行われた。座標系は 8 ピッチめの流路高さの最も低い位置からの流れ方向距離を x 、下側平板からの垂直方向距離を y としている。

3. 実験結果および考察

3.1 圧力こう配パラメータ 本研究で解析対象とした流路の圧力こう配の特性を明確にするため、8 ピッチめで測定された式 (1) で定義される内層を表す変数を用いて整理した圧力こう配パラメータ p^+ の 1 ピッチ間の変化を図 2 に示した。この p^+ は圧力こう配の影響がどの程度壁領域に侵入するのかわを示すパラメータでもある⁽⁸⁾。

$$p^+ = (\nu/\rho u_\tau^2) \cdot (dp/dx) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 ρ : 密度、 ν : 動粘度、 p : 壁面静圧、

u_τ : 摩擦速度

図 2 では、図 1 に示した座標系の定義より $x/L=0.0$ と 1.0 が流路高さが最も低い位置に、 $x/L=0.5$ が最も高い位置に相当することになる。 p^+ は従来から圧力こ

図 1 流れ場の概念図と座標系

う配の強弱の程度を表す指標として多く用いられており、この p^+ の値が -0.02 以下では流れは層流化を開始し、 $+0.02$ 以上ではバーストの増大が起こるといわれている⁽⁸⁾。 $\theta=5^\circ$ における p^+ の値は ± 0.02 を超えていないが、 $\theta=10^\circ$ ではこの値を超えており、 $\theta=10^\circ$ は比較的強い圧力こう配を有する流れに相当している。なお、既報⁽²⁾で示したように $\theta=5^\circ$ の場合には、流路の形状にほぼ対応した圧力こう配の変化が現れるが、 $\theta=10^\circ$ では x/L の値で約 0.05 ほど下流側に圧力こう配の正負の逆転する位置が移動する。

3.2 エネルギースペクトル 図 3, 4 に $\theta=5, 10^\circ$ における u 成分のエネルギースペクトル $F_{uu}(k)$ の測定結果を示す。ただし、 k は波数である。図 3, 4 では、摩擦速度 u_τ と動粘度 ν とを用いて無次元化した壁面からの垂直方向距離 y^+ を約 15, 50, 100 の同一の値にしたときのスペクトルの流れ方向変化を示している。 $\theta=5, 10^\circ$ とともに壁面に近い $y^+ \approx 15$ の結果では、加速の影響が顕著に現れる $x/L=0.0$ において、特に高波数域でのエネルギーの減少が見られ、流路の拡大に伴う減速域では高波数域でのエネルギーが増大する。これらの結果は、加速域では最大渦から最小渦ま

図 2 圧力こう配パラメータの 1 ピッチ間の変化

図 3 流れ方向速度変動成分のエネルギースペクトル

での波数帯域が狭くなることを示している。この傾向は圧力こう配パラメータの流れ方向変化の大きい $\theta = 10^\circ$ の場合において顕著に認められる。しかしながら、 y^+ が 50 や 100 の位置では、 $\theta = 5, 10^\circ$ の場合ともに加速、減速の影響はあまり現れない。また、いずれの測定位置においても局所平衡の存在を示す慣性小領域での $-5/3$ 乗スペクトルが存在する波数領域が見られる。Kolmogorov の局所相似性の仮定は、圧力こう配が周期的に変化する管内乱流に対しても妥当であると考えられる。なお、図 3, 4 からはあまり明確ではないが、 $-5/3$ 乗スペクトルにしたがう波数域は壁面から離れるにつれてより広い範囲に存在するようになる。

図 5 には x/L の値は同一にして、壁面からの距離の相違によりスペクトルがどのように変化するかを $\theta = 10^\circ$ の場合について示した。 $x/L = 0.0$ の位置では壁面からの距離による差は低波数域を除いてあまり見られないのに対し、 $x/L = 0.5$ の位置では壁面からの距離の増加につれて、エネルギーが低波数域では増加し、高波数域では減少する傾向を明りょうに見ることができる。

図 6 には $\theta = 10^\circ$ における v 成分のエネルギースペクトル $F_{vv}(k)$ の測定結果を $y^+ \approx 50$ の場合を例として示している。この位置では、 u 成分のスペクトル分布と同様に x の相違によらずスペクトル分布はほぼ相似な分布形状となっている。また、 v 成分のスペクトル分布からは、 u 成分の分布と比較して低波数域からのエネルギーの寄与が小さいことがわかる。なお、 $\theta = 5^\circ$ の測定結果は示していないが、 $\theta = 10^\circ$ の結果とほとんど変化は認められなかった。

3.3 自己相関関数 渦の時間的減衰挙動を明確

図 4 流れ方向速度変動成分のエネルギースペクトル

にするために、自己相関関数の測定を行った。図 7 は u 成分の自己相関関数 $R_u(\tau)$ の測定結果である。壁面に近く、かつ遅延時間 τ が小さい領域では $x/L = 0.0$

図 5 流れ方向速度変動成分のエネルギースペクトル

図 6 垂直方向速度変動成分のエネルギースペクトル

図 7 流れ方向速度変動成分の自己相関関数

と 0.5 との間にあまり変化は見られないが, 壁面から離れるにつれて $x/L=0.5$ での相関の減衰が緩慢となり, ゼロクロス時間が長くなる傾向にある。この結果は, 加速域に比較して減速域では渦のスケールが増大することを示唆している。

図 8 には v 成分の自己相関関数 $R_v(\tau)$ の測定結果を $y^+ \approx 100$ の場合を例として示した。 $x/L=0.0$ と 0.5 とのあいだで, v 成分には u 成分ほどの差は認められない。また, u 成分に比較して v 成分の場合には相関の減衰が急激となっている。このことは, v 成分のスペクル分布において観察された低波数域でのスペクル値が, u 成分に比較して小さいこともよく対応している。

3.4 確率密度関数とそのひずみ度, 偏平度

図 9 には u 成分の確率密度関数 $P(u/u_{rms})$ の測定結果を示した。ここで, u_{rms} は u 成分の RMS 値を表す。 $\theta=5, 10^\circ$ とともに壁面からの距離が小さい領域では正側の裾の広がりが大きい。一方, 壁面から離れるにしたがい負側の裾の広がりが大きくなる。図 10 には v 成分の確率密度関数 $P(v/v_{rms})$ の測定結果の一例を示した。ここに示した $y^+ \approx 100$ の位置では, ピーク位置はわずかに負側に移動して, 正側の裾の広がりが大きくなる。同じ y^+ の位置での u 成分の結果と比較すると反対の傾向が現れている。この結果は, 壁面から離れ

図 8 垂直方向速度変動成分の自己相関関数

図 9 流れ方向速度変動成分の確率密度関数

た領域では $u < 0, v > 0$ となる運動が現れやすくなっていることを示している。従来, $u < 0, v > 0$ の運動はイゼクションと呼ばれ, 乱れの生成に対して重要な役割を果たしていることが確認されている。したがって, 壁面から離れた領域では, 加速域, 減速域ともに乱れの生成に対してイゼクションからの寄与が支配的となっていることが予想される。

図 11, 12 には変動振幅の対称性や分布の広がりを定量的に把握するために, u 成分のひずみ度 $S(u)$ と偏平度 $F(u)$ を測定した結果を示す。なお, 図 11, 12 中には参考のために $x/L=0.0$ における測定結果が実

図 10 垂直方向速度変動成分の確率密度関数

図 11 流れ方向速度変動成分のひずみ度

図 12 流れ方向速度変動成分の偏平度

線で記されている。もし、確率密度関数が正規分布に従うならばひずみ度と偏平度は、それぞれ零と3になる。 $\theta=5, 10^\circ$ ともに y^+ が10程度でのひずみ度は正の値となり、強い変動は高速側にひずんでいる。バーストに起因する高速流れはスイープと呼ばれている。したがって、壁面近傍でひずみ度が正の値となるのは、バーストのスイープ事象に関連していると考えられる。また、流路高さの低い領域でのひずみ度は壁面から離れるにつれて減少し、 $y^+=100$ 程度で再び増加するのに対し、流路高さの高い領域では壁面から離れるにつれて単調に減少している。偏平度は $\theta=10^\circ$ の y^+ の大きい領域を除いて3以下である。また、 $\theta=10^\circ$ の $x/L=0.4$ や 0.6 の y^+ の比較的小さい領域でのひずみ度や偏平度は $x/L=0.0$ に比較して大きくなっている。これまでの研究では、 $y^+ < 20$ のひずみ度の急激な変化は、この領域に存在する組織的構造と強く関連していることが明らかとなっている⁽⁹⁾。このことから判断

すると、流れの層流化やバーストの増大が起こるとされている p^+ の値が ± 0.02 を超える $\theta=10^\circ$ の場合においては、加速域と減速域とで壁面近くの組織構造が大きく変化していることが予想される。この点を詳細に説明するためには、条件付き抽出法などを用いた解析がさらに必要になると考えられる。

なお、図11, 12に示したひずみ度や偏平度の分布形状は、従来の円管内乱流⁽⁹⁾、二次元チャネル乱流⁽¹⁰⁾、平板に沿う乱流境界層⁽¹¹⁾のような平衡状態にある流れの測定結果とはかなり相違している。これらの平衡状態にある流れの内層領域では、ひずみ度は零よりやや小さく、偏平度は約3となり、ともに比較的一定値に近くなっている。しかしながら、圧力こう配が周期的に変化する管内流では一定値を示す領域はほとんど存在しない。平衡状態にある管内乱流では、ひずみ度や偏平度がほぼ一定となる領域において通常用いられている対数法則が成立することが確認されている⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。

図 13 時空間相関

図 14 時空間相関係数等値線図

したがって, 本研究で解析対象とした流れ場において対数法則が破たんしてしまうことは⁽²⁾, ひずみ度や偏平度が一定とみなしうる領域が存在しないこととも関連していると考えられる. また, 高次のモーメント量は加速と減速の周期的変化により大きな影響を受けることを示している.

3・5 時空間相関 図 13 には 2 本の熱線の壁面からの距離は同一として, 片方の熱線は $x/L=0.0$ あるいは 0.5 の位置に固定し, 他方の熱線を r_x だけ下流側に移動して得られた時空間相関の測定結果を示した. 壁面からの距離は $y/H=0.02$ と 0.1 の 2 種類変化させている. $\theta=5, 10^\circ$ とともに $x/L=0.5$ のほうが 0.0 に比較して相関の減衰が緩やかで, 渦のスケールが流路拡大部で大きくなっていることがわかる. また, $y/H=0.02$ と 0.1 とを比較すると, 壁面から離れたほうが渦のスケールは大きくなる. $\theta=5^\circ$ と 10° との比較では, $\theta=5^\circ$ より加速の程度の大きい $\theta=10^\circ$ の $x/L=0.0$ の位置での相関の減衰がより顕著となっている. 相関の減衰は種々の要因によって起こるが, 加速域と減速域とで相関の減衰挙動が異なる主要なものとしては, 平均流によるひずみ速度の相違が考えられる. すなわち, 加速域ではひずみ速度が大きいため渦の変形や散逸が生じやすく, その結果として渦のスケールが減少するものと思われる.

図 14 は $x/L=0.0$ および 0.5 の $y/H=0.02, 0.1$ の位置に固定した基準熱線と, 他方の熱線を 10 mm だけ下流方向に離し, かつ y 方向に移動して測定された時空間相関の測定結果をもとにして作成した等値線図を示している. なお, 図 14 中の数値は相関値である. また, 横軸方向は等値線の空間的広がりを表しているともみなすこともできる. 図 13 の測定結果から予想されるように, $y/H=0.02$ の渦の統計的形状の広がり $y/H=0.1$ に比較して小さく, かつ $x/L=0.0$ の渦の広がり 0.5 に比較して小さい. これらの結果は, レイノルズ応力や乱流エネルギーが流路拡大部で大きく, 縮小部で小さくなることもよく対応しており, 加速, 減速によってもたらされる渦構造の変化と乱れの生成機構とは密接に関連していると考えられる.

4. 結 論

拡大, 縮小を繰返す 2 種類の流路を用いて, 周期的な圧力こう配の変化が流路内の乱れの統計的性質にどのような影響をおよぼしているかを実験的に調査し

た. 本研究で得られた主要な結論を以下に要約して示す.

(1) u 成分のスペクトル分布には $k^{-5/3}$ の分布に従う波数域が存在し, Kolmogorov の局所相似性の仮定の妥当性が確認された. また, スペクトル分布におよぼす圧力こう配の変化の影響は壁面近傍に現れやすく, 加速域の壁面近傍では最大渦から最小渦までの波数帯域が狭くなり, 高波数域のエネルギーが減速域に比較して減少する. この傾向は圧力こう配パラメータの流れ方向変化の大きい $\theta=10^\circ$ の場合において顕著に認められる.

(2) 周期的に圧力こう配が変化する管内乱流のひずみ度と偏平度の分布形状は, 平衡状態にある流れとはかなり異なり, 一定値とみなすことのできる領域は存在しない. 高次のモーメント量は圧力こう配の周期的変化により大きな影響を受ける. また, 圧力こう配パラメータの値が ± 0.02 を超える流れでは, 壁面近傍におけるひずみ度や偏平度の値が大きく変化する. 圧力こう配の変化に伴い, 壁面近傍の組織的構造も変化している可能性が高い.

(3) 渦のスケールは流路縮小部で小さくなり, 拡大部で大きくなる. これはひずみ速度が加速域では増加し, 減速域では減少することによるものと考えられる. また, 渦のスケールの変化の様子は, レイノルズ応力や乱流エネルギーの変化の様子とよい対応を示しており, 加速, 減速によってもたらされる渦構造の変化と乱れの生成機構とは, 密接に関連している.

本研究を行うにあたり, 文部省科学研究費の補助を受けたことを付記し, 謝意を表す.

文 献

- (1) 佐野・浅古, 機論, 57-541, B(1991), 2962.
- (2) 佐野, 機論, 58-549, B(1992), 1386.
- (3) Patel, V. C., ほか 2 名, *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, **113**(1991), 579.
- (4) Zilker, D. P. and Hanratty, T. J., *J. Fluid Mech.*, **90**(1979), 257.
- (5) Buckles, J., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **140**(1984), 27.
- (6) Abrams, J. and Hanratty, T. J., *J. Fluid Mech.*, **151**(1985), 443.
- (7) 望月・大坂, 機論, 56-525, B(1990), 1312.
- (8) 中林・ほか 2 名, 機論, 55-519, B(1989), 3321.
- (9) Nagano, Y. and Tagawa, M., *J. Fluid Mech.*, **196**(1988), 157.
- (10) 西野・笠木, 機論, 56-525, B(1990), 1338.
- (11) Guputa, A. K. and Kaplan, R. E., *Phys. Fluids*, **15-6**(1972), 981.