波 状 流 路 内 乱 流 の 計 測*

三 宅 裕^{*1}, 中 島 正 弘^{*2}

Experimental Study on Wavy Channel Turbulent Flow

Yutaka MIYAKE and Masahiro NAKASHIMA

Measurements of a turbulent flow in a wavy channel of high aspect ratio, one wall being sinusoidal and the other flat, are described in this report. Attention is focused on the flow in the near field of the flat wall. Mean flow and major statistical quantities of turbulence such as turbulence intensity, Reynolds stresses and skewness factors are included. The near-wall region was influenced largely by periodical pressure variation and the viscous sublayer was thickened. In the mean time, the core region was little affected and the velocity defect law was little modified. As for the turbulence property, it was revealed that acceleration of flow vitalized the turbulence in the layer very close to the wall and deceleration attenuated it. These disturbances were reflected quickly in the turbulence intensity and turbulent energy production, but slowly in the shear stress. However, it turned out that the effect of the pressure gradient on the turbulence behavior could be explained in terms of flow structure.

Key Words: Fluid Dynamics, Turbulent Flow, Flow Measurements, Wavy Channel Flow, Velocity Distribution, Alternating Pressure Gradient

1. 結 言

高解像度の数値シミュレーションやPIA(Particle Imaging Anemometry)のような新しい計測技術を用いた実験によるデータの蓄積があつて、乱流モデルは当初から比べれば長足の進歩を遂げてきた。種々なひずみを加えた一様等方乱流や二次元流路の乱流(溝乱流)は詳しく調べられ、乱流モデルのためのデータベースとして多くのデータを提供してきた。

これと平行して、多くの乱流モデルの妥当性を検証する流れ場として、急拡大をもつ流路内の流れが標準的な流れ場として通常、利用されている。しかし、この流れは乱流構造の観点からみれば、あまりにも複雑すぎ、必ずしも適切な流れ場とはいえない。このため、提案された乱流モデルでこの流れを計算すると、互いに異なった結果を示す。

最近、乱流モデルのはん用化を目的として、溝乱流でない流路内の流れ^{(1)~(3)}が研究されており、おもに流れのさまざまな因子に及ぼす圧力こう配の影響が調

べられている。

著者の一人はこれまでに、LESによって波状流路内の乱流⁽⁴⁾をシミュレートしている。この流れ場は一方が平板で、他方の平板上で正弦状に変化する吹出し・吸込みを仮定して近似的に波状流路を作っている。この流れは物理的な波状流路とまったく同じではないが、この研究から、乱れの生成、拡散、輸送、および再配分等の乱流の素過程が、波状壁と同期するのではなく、位相遅れを伴って周期的に変化することが明らかにされた。波状流路内の乱流から乱流の素過程間の関係を把握することができ、しかも波状壁の波長やレイノルズ数を変えることによって、一連の変化の速さを調整できるので、乱流の素過程のメカニズムを調べるのに有用な情報を提供してくれるものと期待される。

本報では、波状流路内乱流の基本的特性を調べるため、流路中心から平板側の流れに着目し、平均流特性のほか乱れ強さ、レイノルズ応力、三重相関など乱流の基本特性を調べた。

通常、圧力こう配の効果は局所での圧力こう配を表すいくつかの無次元量を用いて調べられる。しかし、流れが圧力こう配を受けるときには、平衡流の実現は期待できないので、局所の無次元量のみを用いて流れを正確に解釈することは困難であると考えられる。こ

* 原稿受付 平成5年2月25日。

*¹ 正員、大阪大学工学部 (〒565 吹田市山田丘1-2)。*² 正員、鹿児島工業高等専門学校 (〒899-51 鹿児島県姶良郡東人町真孝1460-1)。

のような観点での研究⁽⁵⁾⁽⁶⁾は少なく、なお詳細な研究が必要と思われる。

本研究と同様な測定が最近、佐野⁽⁷⁾⁽⁸⁾によってなされており、平均流特性や乱れ強さ、せん断応力などの乱流統計量が得られている。ただし、佐野の実験では波状壁は山形の平板で構成されているため、波状壁側にははく離が生じているが、本実験での波状壁は正弦波状であり、はく離は生じていない。

記 号

H : 波状流路の半高さ mm

$\bar{H}$: 波状流路の平均半高さ mm

k : 乱れエネルギー $= (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})/2$ m^2/s^2

L : 波状壁の波長 mm

P^+ : 無次元化された乱れエネルギーの生成項 [式(3)]

u_τ : 摩擦速度 m/s

U : 主流方向の時間平均速度 m/s

$\bar{U}$: 区間平均された主流速度 m/s

U_{mean} : 測定断面内の領域平均主流速度 m/s

U_{max} : 測定断面内で最大の時間平均主流速度 m/s

$U_{\text{max}0}$: $x/L=0$ における U_{max} m/s

x, y, z : 流れ方向, 壁面垂直方向およびスパン方向の座標

y^+ : 壁からの無次元距離 $= yu_\tau/\nu$

β : 無次元圧力こう配 [式(2)]

τ_w : 壁面せん断応力 $= \mu dU/dy$ Pa

τ^+_t : 無次元乱流せん断応力 $= -\overline{u'v'}/u_\tau^2$

τ^+_{tm} : 無次元乱流せん断応力 $= -\overline{u'v'}/u_\tau^2$

S_u, S_v : u' および v' のひずみ度

2. 実験装置および方法

波状流路は一方が平板, 他方が波状壁で構成されている。図1に示すように, 流路の長さ L とスパン方向長さ W はそれぞれ, 2580 mm と 1200 mm である。流路の平均間隔 $2\bar{H}$ は 55 mm, 波状壁は振幅 a が 5

図1 試験流路

mm, 波長 λ が 430 mm の正弦波状である。なお, 試験流路の上流には低乱流の空気が供給される縮流洞が接続されている。流路入口から 3.5 周期下流の平板上に原点 O をとり, それから波状壁の一周分間の区間を流れの測定区間とする。ここでは, 主として流路中心から平板までの流れに着目して測定を行っている。

各座標軸 x, y, z を流れ方向, 壁面垂直方向およびスパン方向にとり, その方向の速度成分を u, v, w とする。また, これらの記号の大文字は時間平均速度を表し, (') 付きの小文字は速度変動成分を表す。

レイノルズ数 $Re_m = 2\bar{U}\bar{H}/\nu$ は 3.0×10^4 である。ここで, $\bar{U}$ は流量を流路平均断面積 ($2\bar{H} \times W$) で除した平均速度, ν は流体の動粘性係数である。平均速度の測定には I 形熱線プローブを, 他の速度測定にはミニチュア形 X 形プローブ (TSI 社製, 1248-T 1.5) を用いた。壁面せん断応力 τ_w の決定には主流速度の壁垂直方向へのこう配によって求めた。なお, このとき熱線出力に及ぼす壁の影響⁽⁹⁾ も考慮に入れている。熱線プローブの移動には 1/100 mm の精度をもつ三次元移動装置を用い, また平均圧力の測定にはベッツ形マノメータを用いた。熱線からの出力はデジタル信号に変換されたのち, マイクロコンピュータと自作のソフトを用いて処理されている。

波状壁凹部でははく離について, 2 種のパラメータ, すなわち, $2a/\lambda$ と $2\pi/Re_\tau$ (ここで $Re_\tau = 2\bar{H}u_\tau/\nu$) が重要なパラメータであることが知られている⁽¹⁰⁾。本実験ではこれらの値は 0.047 と 6.3×10^{-4} であって, いずれも非はく離の範囲内にあり, 実験でも波状壁面上でははく離は観察されていない。

3. 実験結果および考察

3.1 平均流特性 平板上の静圧 p の変化を図2

図2 圧力係数と無次元圧力こう配

に示す。この C_p は

$$C_p = (p - p_\infty) / (\rho U_{\max 0}^2 / 2) \quad \cdots \cdots (1)$$

で定義される。ここで p_∞ は大気圧であり、 ρ は流体の密度、 $U_{\max 0}$ は測定開始位置 $x=0$ における最大流速である。また、図 2 に

$$\beta = (\nu / \rho u_\tau^2) (dp/dx) \quad \cdots \cdots (2)$$

で定義される圧力こう配パラメータ β の変化も示す。ここで $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$ は摩擦速度である。 C_p と β の変化は佐野⁽⁷⁾ の場合とほぼ同様である。 β が 0.02 を超えると“バースト”が極めて活発に起こり、また -0.02 より小さくなると再層流化が起こるとされている⁽⁶⁾。また、一定の順圧力こう配をもつ縮小流路流れでは、再層流化を起こすための β の値は -0.025 であると報告⁽¹⁾ されている。この意味から考えれば、本流れは一周期の期間内に、バースト、再層流化のような乱流の再構築が必要となる広範囲な変化が存在する流れであるといえる。壁面上の摩擦速度、各下流位置における最大速度 $U_{\max}$ 、 u_τ / U_{mean} の主流方向変化を図 3 に示す。ここで U_{mean} は各測定断面における断面内平均速度である。図 3 から明らかなように、順圧力こう配領域においても $u_\tau / U_{\text{mean}} (= \sqrt{C_f} / 2)$ 、 C_f : 壁面摩擦係数が二次元流路の場合よりも常に小さい。このことは圧力こう配のない境界層と比較して、粘性底層が厚くなったことを示すものであると思われる。さらに、興味ある点は u_τ / U_{mean} が若干の位相遅れを伴いながら、逆圧力こう配領域では増加し、順圧力こう配領域で減少することである。境界層流れにおいては、実験⁽²⁾ や LES の計算⁽¹¹⁾ で示されるように、このような現象は生じない。

図 3 最大速度、摩擦速度および摩擦係数

この流れに対する対数法則の妥当性をみるために、平均速度分布を図 4 に示している。各下流位置において、速度は通常対数則 $U/u_\tau = (1/\kappa) \log_e y^+ + c$ よりも上に分布している。なおここで、 $\kappa=0.4$ 、 $c=5.1$ および $y^+ = y u_\tau / \nu$ である。この結果は中林ら⁽⁶⁾ や佐野⁽⁷⁾ の実験結果とも一致している。しかし、最近の数値シミュレーション⁽¹⁾⁽³⁾ や実験⁽²⁾ によれば、一定の逆圧力および順圧力こう配をもつ境界層流れでは、これとは逆の結果が得られている。図 4 によれば、逆圧力こう配領域における速度分布のずれは、いくぶんかの位相遅れはみられるものの、順圧力こう配領域の場合よりも小さくなっているようである。このことは負の圧力こう配領域において、粘性底層の厚さが増加していることを意味するものであり、この点で定性的には境界層流れの場合と一致する。

図 4 平均速度分布

図 5 速度欠損則

図5に速度欠損 $(U_{\max} - U)/u_\tau$ を示す。図5において壁からの距離 y は最大速度が現れる位置 $y_{\max}$ で無次元化してある。流路中心部では速度欠損は一つの曲線上に分布する。一方、流れのコア領域でも、ほとんど繰返し圧力こう配の影響を受けていない。なお、一定圧力こう配を受ける境界層⁽²⁾でも同様の結果が得られている。

3.2 乱れ強さ 流れ方向の速度変動成分の乱れ強さ $u'_{\text{rms}}/U_{\text{mean}}$ の壁面に垂直方向への分布を図6に、また壁面方向成分の乱れ強さ $v'_{\text{rms}}/U_{\text{mean}}$ の分布を図7に示す。図6, 7における一点鎖線は大きなアスペクト比をもつ長方形管内流の、本実験とほぼ同程度のレイノルズ数をもつ場合の実験結果⁽¹²⁾である。本実験における乱れ強さは両方とも二次元の場合とほぼ一致しており、特に、圧力こう配がほとんどない $x/L=0.5$ の場合には、より一致している。

局所の摩擦速度で無次元化された乱れ強さ v'_{rms}/u_τ は圧力こう配の影響をほとんど受けておらず、これは長野ら⁽²⁾の実験結果と大きく異なる点である。無次元圧力こう配パラメータ β がほとんど同じであるにもかかわらず、彼らの実験では、 v'_{rms}/u_τ は下流に進むにしたがって次第に大きくなっている。つまり、このような流れでは、乱れの調整に必要なだけの時間遅れを伴って、上流の圧力こう配の影響は下流では断面内で壁垂直方向に積層されてくるものと思われる。

本流れ場と同様な流れについて計算を行った

LES⁽⁴⁾では、壁近傍領域における乱れ強さの主流方向の変化について、異なる結果が得られている。LESでは乱れエネルギーの最大値は圧力上昇中の中間領域で現れる。本実験では乱れエネルギーは負の圧力こう配が始まる場所からすでに増加し始め、最も狭くなる領域で最大値に達する。この相違は β は同じであるところから、両者のレイノルズ数の違いによるものであると思われる。すなわち、LESでは低いレイノルズ数で計算が行われており、逆圧力こう配によって壁近傍では離れに近い流れ場が生じ、断面内の乱れが強くなると考えられる。これに対し、本実験では、壁面近傍の乱流運動が流れの加速によって促進され、減速によって弱められるという壁近傍乱れの特徴が壁遠方領域にも及ぶものと考えられる。このことから、圧力こう配パラメータの大きさだけが一連の流れの様相を説明するものではないということができる。

3.3 乱れエネルギー生成

$$P_r^+ = \frac{-\overline{u'v'}(\partial U/\partial y) - (\overline{u'^2} - \overline{v'^2})(\partial U/\partial x)}{u_\tau^4/\nu} \quad \dots\dots\dots (3)$$

を図8に示す。ここでの垂直応力成分はかなり小さいので、図8中の点はほとんど第1項によるものである。主流方向の P_r^+ の変化は乱れエネルギーの大部分を占める u'_{rms} の変化と同様である。例えば、 $x/L=0.1$ の位置において、壁面近傍での u'_{rms} の増加とコア領域での減衰は P_r^+ の変化とよく一致している。このことは、著者らの数値シミュレーション⁽⁴⁾によっても認められる。逆圧力こう配領域において、壁面近傍での

図6 流れ方向速度変動成分の乱れ強さ

図7 壁垂直方向速度変動成分の乱れ強さ

乱れ強さの減衰は乱れの生成の低下によって引き起こされることが長野ら⁽²⁾の実験によっても同様に示されている。 $x/L=0.1$ において壁面近傍で $u'_{rms}/\bar{U}$ が大きく低下する部分が見られるが、これは以下の理由による、すなわち、より上流側でコア領域での下向き流れによって内部境界層外縁での減衰が壁面近傍まで達し、この結果が下流で積層して低乱れ層をつくる。その一方で壁面ごく近傍では、乱れの急激な増加が起こるからである。実験値の曲線に変曲点が見られる壁面からの位置は、このような特性の異なる二つの層の境界

図 8 乱れの生成項

(a) 摩擦速度で無次元化したせん断応力

を意味すると思われる。 $x/L=0.5$ においては、上流からの輸送効果でコア領域では乱れはまだかなり大きいものの、壁面では乱れの生成が十分弱まるために、測定値の曲線に極大値がみられる。順圧力こう配領域においては、これと逆の過程が見られる。すなわち、壁面上で乱れの急激な増加が起こり、コア領域では乱れはほとんど変化しない。さらに、ここでの乱れの生成は応答遅れによって、まだ低いレベルを保ったままである。

3・4 乱流せん断応力 図 9 に主流に垂直な方向への乱流せん断応力 $\tau_r^+ = -\overline{u'v'}/u_\tau^2$ の分布を示す。図 9 において、一点鎖線は局所の流路高さに相当する高さをもつ二次元流路における仮想的な全せん断応力を示したものであり、各鎖線の最後にある記号 $\perp$ は各下流位置における流路半高さを示している。せん断応力が消滅する点は、流路の各下流位置における流路半高さにほぼ一致している。

運動量の式から、壁面近傍における全せん断応力は

$$\tau/\rho u_\tau^2 = \beta y^+ + 1 \dots \dots \dots (4)$$

のように変化する。この式は図 9 (a) において二点鎖線で示してある。壁面ごく近傍領域でのせん断応力の大きさは、ほぼ式(4)にしたがって変化することがわかる。すなわち、この直線が上向きのときはかなり高

(b) 平均速度で無次元化したせん断応力

(c) 等値線図

図 9 乱流せん断応力

いせん断応力が現れ、その逆もまた同様である。

佐野の実験のように波状壁で部分的に流れがはく離するときには、はく離する壁面上での最大せん断応力は、より小さくなり、波状壁上のせん断応力ははく離のない本流れの場合よりもより大きく流れ方向に変化するものと思われる。 β がほとんど同じであるにもかかわらず、平板上で本実験結果よりも大きく変化する乱流せん断応力が佐野の実験では観測されており、このことから彼の波状壁でははく離が生じているものと思われる。

せん断応力の分布を $\bar{U}^2$ で無次元化して図 9 (b) に示す。このような無次元化はコア領域での特性をみるためである。本流れのコア領域における速度欠損が、繰返し圧力こう配の影響をほとんど受けていないことに対応して、 y/H が約 0.35 以下の領域だけにせん断応力に及ぼす圧力こう配の影響が認められる。

圧力こう配によって壁面上の乱れがまず初めに加減され、次に壁から離れた領域へと移っていく。これと同時に、加減された乱れは輸送作用によって下流へと運ばれる。したがって、下流位置では圧力こう配による上流のかく乱が積層されながら次々に記録されていく。

これらのデータから得られた $\tau_{rm}^+ = -\overline{u'v'}/\overline{u_\tau^2}$ の等値線図を図 9 (c) に示す。ここで、 $\overline{u_\tau}$ は波状壁 1 周期区間の平板上における摩擦速度の平均であり、一点鎖線は流路半高さを示している。図 9 (c) は、これまで述べてきたことをさらにわかりやすい形で示している。 $\tau_{rm}^+ = 0.9$ 以上の線は閉曲線になっており、少し壁面から立ち上がった状態になっている。壁面近くの τ_{rm}^+ の大きな領域は、負の圧力こう配領域の終わり近くから逆圧力こう配の初めまで延びており、これらは乱れ強さの大きい領域でもある。同様の結果は LES⁽⁴⁾

図 10 乱れエネルギーに対するせん断応力の比

でも得られている。壁面から離れて τ_{rm}^+ の大きな領域が存在するのは、せん断応力がおもにバースト現象に関連していることによるものである。これはまた、高せん断応力の領域が乱れ強さの大きな領域の下流にあることにもよる。すなわち、流れの加速によって壁に近い領域では、バーストではなく、初めにストリーク構造の発達やエゼクションにより乱れの活性化が行われ、続いてバーストが発生するからである。

図 9 (c) の等値線図から、圧力こう配の影響を強く受けるのは、およそ $\tau_{rm}^+ = 0.8$ の線より以下の領域であることがわかる。後述するように、減速により乱流運動は弱められ、それから少し下流の位置で乱流せん断応力もまた減少し始める。しかし、もし β がかなり大きくなると、減速によって乱れは大きくなるものと思われる。

再層流化に関していえば、一般に再層流化は β が -0.02 よりも小さくなるときに起こるとされているが、 $x/L = 0.7$ で β はこの値を超しているが再層流化は起こっていないようである。このことから、 β のような静的なパラメータによる予測だけでは必ずしも十分とはいえないと思われる。

図 10 に、いわゆる構造パラメータである $-\overline{u'v'}/k$

(a) u' 成分のひずみ度

(b) v' 成分のひずみ度

図 11 ひずみ度の変化

図 12 速度変動の象限分割

を示す。ここで $k=(\overline{u'^2}+\overline{v'^2})/2$ である。壁面近傍の領域では逆圧力こう配によって垂直応力よりもせん断応力のほうが大きくなり、コア領域ではその逆であることがわかる。このことから、垂直応力とせん断応力との間に応答の遅れが生じていることもわかる。

3.5 三次モーメント 乱流構造をより詳しく調べるために、速度変動成分の三重相関とひずみ度を求めた。

図 11 に各下流位置におけるひずみ度、 $S_u=\overline{u'u'u'}/(\overline{u'^2})^{3/2}$ と $S_v=\overline{v'v'v'}/(\overline{v'^2})^{3/2}$ の分布を示す。図 11 から、最も流路が狭くなる位置の近く $x/L=0.1$ や $x/L=0.9$ で低速の主流に伴われた強い吹上げ、すなわちエゼクションが壁近くで生じていることがわかる。このことにより、大きな乱れエネルギーの生成に通じる乱れの活性化が説明できる。一方、流路が最も拡大した領域では、乱流運動は減衰してくる。このような挙動は図 12 によっても確認できる。図 12 は $y^+=30$ において、速度変動の、第 2 象限(エゼクション)と第 4 象限(スウィープ)の乱流せん断応力に対する寄与

図 13 三重相関の等値線図

を示すもので、白丸は $0 \leq P(u', v') \leq 0.0005$ の変動を、黒丸は $0.0005 \leq P(u', v') \leq 0.0010$ を示す。ただし、 $P(u'v') = \{(\overline{u'v'})/\overline{u'^2}\} \hat{p}$ であり、 $\hat{p}$ は $-\overline{u'v'}$ の確率密度である。 $x/L=0.1$ において第 2 象限の点は第 4 象限のものよりも大きくばらついているが、これはひずみ度が大きいこと、およびせん断応力にエゼクションが大きく貢献していることに対応している。一方、 $x/L=0.5$ においてエゼクションとスウィープはほとんど同程度であり、 $x/L=0.1$ の場合よりもせん断応力が小さくなるのは、おもにエゼクションの減少によるものであることがわかる。すなわち、逆圧力こう配はエゼクションを減少させる方向に強く作用する。

図 13 に $\overline{u'u'u'}/\overline{u'^3}$ の等値線図を示す。 $\overline{u'u'u'}/\overline{U^3}$ もほぼ同様な変化を示す。図 13 も上述の乱流運動の特徴を示している。すなわち、強い乱流運動が最も狭い流路付近で起こり、最も拡大した流路近くで運動は減衰している。ストリーク構造とエゼクションに通じる不安定性からみて、圧力こう配の符号が変わるところ、すなわち圧力こう配の微係数とともに乱流運動の活性化と減衰は始まり、そしてその影響が集積されて下流の位置で現れてくる。

4. 結 論

熱線流速計を用いた波状流路内乱流の壁面近傍における一連の測定結果から、以下のような結論が得られた。

(1) 流れは上流履歴と局所固有の現象とが複雑に組合された構造をもつ。

(2) 壁面近傍において、負の圧力こう配によって乱流運動は強められる。また、これとは逆の作用が逆圧力こう配によって引き起こされる。さらに、圧力こう配の影響は下流へと積層されていく。

(3) 逆圧力こう配によるせん断応力の増加は乱れ強さのそれと比べて遅れて現れる。これは、巻き上げられた流体が引きちぎられるエゼクションの最終段階で、せん断応力が最も強く出現することによる。

(4) 圧力こう配はおもにエゼクションを制御する

方向に作用する。負の圧力こう配に対応する下向き流れの作用はスウィープを強めるが、あまり強くはない。

文 献

- (1) Spalart, P. R., *J. Fluid Mech.*, **176**(1986), 307.
- (2) Nagano, Y., ほか 2 名, *Turbulent Shear Flows*, 8(1992), 7.
- (3) 服部・長野, 第 6 回数値流体力学シンポジウム予稿集, (1992), 213.
- (4) Kajishima, T. and Miyake, Y., *JSME Int. J. Ser. II*, **35**-1(1992), 23.
- (5) Tsuji, Y. and Morikawa, Y., *Aeronaut Q.*, **27**(1976), 15.
- (6) 中林・ほか 2 名, *機論*, **58**-549, B(1990), 382.
- (7) 佐野, *機論*, **58**-549, B(1992), 1386.
- (8) 佐野・白樫, *機講論*, No. 920-68(1992), 45.
- (9) Oka, S. and Kostic, Z., *DISA Information*, **13**(1972), 29.
- (10) Patel, V. C., ほか 2 名, *J. Fluid Eng.*, **113**-4(1991), 579.
- (11) Friedrich, R. and Unger, F., *Turbulence and Coherent Structures*, (1991), 159, Kluwer Academic Publ.
- (12) Comte-Bellot, G., Grenoble 大学学位論文, No. 315 (1963).