武田憲道(14416052)

1 緒言

平板間クエット・ポアズイユ型チャネル乱流を対象 とした研究の代表として El Telbany & Reynolds^[1]や 中林ら^[2,3]が挙げられる.これらの研究においては, 壁領域および乱流コア領域について流れ場を支配する 無次元パラメータ(レイノルズ数,せん断応力勾配パ ラメータ,および流れタイプパラメータ)と速度分布 則および乱れ量との関係が詳細に考察されている.さ らに,主流方向に無次元パラメータが周期的に変化す る流れ場として中林ら^[4]は波状壁クエット型チャネ ル乱流を取り上げ,同様の検討を行なっている。

本研究では,中林ら^[4]と同じ流れ場に加えて平板-波状壁間ポアズイユ型チャネル乱流についても, 波状 壁面上の静圧分布および代表断面での平均流速と乱流 強度分布を実験的に計測する.さらに,これら壁乱流 の乱流統計量が平板間クエット・ポアズイユ型乱流と 同様に整理が可能かを調べる.

2 実験装置および対象とする流れ場

実験装置の概略を Fig.1 に示す. 実験装置は全長 5,000 [mm] スパン方向の長さ 850 [mm] である. 波状 壁は振幅 2e=9[mm], 波長 ℓ=1,400[mm], 平均流路高 さ $2\overline{h} = 15.14$ [mm] の正弦波形を 3 波長持っている. 移動壁はポリウレタン製ベルトでインバータを介した 可変速モータにより駆動される.波状流路における速 度分布は,2波長目において1波長を8等分した測定 断面において | 形および X 形熱線流速計を用いて計測 される.また静止波状壁上に設けた静圧孔を通し,精 密微差圧計を用いて静圧分布を計測する.座標系の基 準点は,2波長目の流路高さが最も狭い位置に原点を とり,流れ方向に波状壁に沿って x,波状壁から平板 壁に向かってy,流路中央断面から側壁に向かってz とする.

本研究において対象とする流れ場は,クエット型乱 流についてはレイノルズ数 Re_M = 2200,4600(Re_b = 5000, 10000), ポアズイユ型乱流については Re_M=2000, 4000 の流れ場である. 各流れ場は, Re_M = 2200, 2000 がおよそ $Re_* = 75$, $Re_M = 4600,4000$ がおよそ Re*=150 にそれぞれ対応する流れ場となっている. ここで各レイノルズ数は,平均流路高さ2h,動粘度 ν , ベルト速度 $U_{\rm b}$, 流量を $2\overline{h}$ で除した平均流速 $U_{\rm M}$, および摩擦速度 $u_* = (\tau_W/\rho)^{1/2}$ を用いて, $Re_b =$ $2\overline{h}U_{\rm b}/\nu, Re_{\rm M} = 2\overline{h}U_{\rm M}/\nu, Re_* = hu_*/\nu$ と定義される.



Fig.1 Experimental apparatus

指導教官 森西洋平 助教授

ここで, τ_w は壁面せん断応力, ρ は密度および ν は 動粘度である.

実験結果と考察 3

クエット・ポアズイユ型乱流においては,次に示す ような3つの長さスケールが存在する.

$$\delta_{V} = \nu/u_{*}$$
:粘性長さスケール
 $\delta_{p} = u_{*}^{2}/|\alpha|$:せん断応力勾配長さスケール
 h' :外層長さスケール

ここで, $\alpha \equiv (1/\rho)\partial \tau/\partial y$ はせん断応力勾配であるが, 平板-波状壁間乱流では慣性項の影響により $\alpha = const.$ とならないため , $\delta_{
m p}$ に関しては $\delta_{
m p} = {u_*}^2/|lpha_{
m W}|$ と定義 することとする.また h' に関しては, ポアズイユ型乱 流ではせん断応力が0となる点までの距離,クエット 型乱流では形式的に h' = h とした.これらの長さス ケールの組み合わせにより次の3つの無次元パラメー タが定義される.

$Re'_* = h'/\delta_{ m V}$:レイノルズ数
$\mu = sign(lpha_{\sf W}) \cdot \delta_{\sf p}/\delta_{\sf V}$:せん断応力勾配パラメータ
$\beta' = sign(\alpha_{w}) \cdot h' / \delta_{p}$: 流れタイプパラメータ

クエットポアズイユ型乱流は上記3つの無次元パラ メータにより支配される.またこれらの無次元パラ メータの間には, $\mu = Re'_*/\beta'$ の関係が成立する.

Fig.2 に壁面圧力勾配 $\alpha_{W} = (1/\rho)(dp/dx)|_{V=0}$ の無 次元値 $2h\alpha_w/U_M^2$ と壁面摩擦係数 $C_{fM} \equiv \tau_w/(\rho U_M^2)$ の流れ方向への分布を示す.図より,圧力勾配はいずれ の流れ場においても流路拡大部では逆圧力勾配,縮小 部では順圧力勾配となる周期的な変化をしており,せ ん断による駆動を全く受けないポアズイユ型乱流にお いても波状壁の影響により逆圧力勾配領域が存在する ことが分かる.またポアズイユ型でReM = 2000の逆 圧力勾配領域を除けば,CfMの分布は逆圧力勾配領域 において減少,順圧力勾配領域において増加する周期性 が見られる . Re'_* の変化に対する $C'_f \equiv \tau_W / (\rho U(h')^2)$ の変化を見ると,平行平板間乱流と同様に Re' の増加 に対して C'f は減少する傾向が見られる.

クエット・ポアズイユ型乱流では , 無次元パラメー タの影響力の変化により壁面近傍から粘性底層領域 遷移層領域,対数則領域,1/2 乗則領域および乱流コ ア領域のようにそれぞれ領域が区別される.粘性底層, 対数則および 1/2 乗則の各領域において平均速度分布 はそれぞれ次のように表される.





Fig.2 Profiles of pressure gradient and wall-friction coefficient

Fig.3 Profiles of wall-friction coefficient against Re'_*



Fig.4 Profiles of mean velocity U^+

$$U^+ = y^+ \tag{1}$$

$$U^{+} = (1/\kappa) \log y^{+} + c$$
 (2)

$$U^{+} = K_{1} (y/\delta_{\rm p})^{1/2} + K_{2} \tag{3}$$

ここで, κ はカルマン定数, c は付加定数, K_1 およ び K_2 は定数である.1/2 乗則領域は $\alpha_W > 0$ の逆圧 力勾配領域においてのみ成立する.なお壁座標表示 (u_* および δ_V で無次元化) された量を上付き添え字 ⁺ を 付けて表すこととする.これらの領域において支配的 となるパラメータおよび長さスケールを以下に示す.

領域	支配パラメータ	支配長さスケール
粘性底層	μ, Re'_*	$\delta_{ m V}$
対数則	μ, Re'_*	なし
1/2 乗則	μ,eta'	δ_{p}

Fig.4 に, クエット型, ポアズイユ型それぞれにつ いて $Re_* = 150$ に相当する流れ場における流れ方向 平均速度分布 U^+ を示す.いずれの流れ場においても $y^+ < 5$ の粘性底層領域において式(1) で表される普 遍線形則の成立が確認できる. $Re_* = 75$ に相当する 流れ場においても, クエット型, ポアズイユ型とも全 ての測定断面において式(1) の成立が確認された.

対数則領域は , クエット型乱流ではレイノルズ数に よらず全ての測定断面において成立した.ポアズイユ 型乱流では, Fig.4 に示す Re_{*} = 150 に相当する流れ 場において流路高さ中央部で速度分布が突出した測定 断面を除く測定断面においてのみ対数則の成立が確認 された. Fig.5 に, 式 (2) で表される対数則の係数 κ および c と支配パラメータ μ の逆数 μ^{-1} および Re'_* の流れ方向への分布を示す. κ ,cおよび μ^{-1} の分布 を見ると, κ および c は同一の μ^{-1} に対して異なる 値をとりながら系統的な変化を示していることから、 これらのパラメータ変化に対して流れの履歴が影響 を及ぼしていると考えられる.また平行平板間乱流で は , $|\mu| < 400$, すなわち $|\mu^{-1}| > 0.0025$ において cは $\mu > 0$ であれば c < 5, $\mu < 0$ であれば c > 5に分 布する傾向が確認されているが,本研究の結果もおよ そこれに一致しているといえる.

1/2乗則領域についても,クエット型乱流ではレイ ノルズ数によらず 1/2 乗則の成立条件 $\alpha_w > 0$ を満た す全ての測定断面において成立した.ポアズイユ型乱 流では, $Re_* = 150$ に相当する流れ場で速度分布の突 出の無い測定断面において,最も逆圧力勾配の強い測 定断面 ($x/\ell = 0.250$)においてのみ 1/2 乗則の成立が 確認された.Fig.6 に,式(3)で表される 1/2 乗則の 係数 K_1 の β' に対する変化を示す.図より,本研究に おける K_1 の変化の傾向は平行平板間乱流における β' および Re'_* に対する変化の傾向に一致していること が分かる.



Fig.7 Turbulence intensities u'^+

Fig.7 には,流れ方向乱流強度 u'^+ の分布を示す.いずれの流れ場においても $y^+ = 10 \sim 20$ 付近でピークを持っている. $|\mu|$ の値が大きいものを中心に $\mu > 0$ であれば上, $\mu < 0$ であれば下方に分布する傾向が見られる.この傾向は平板間クエット・ポアズイユ乱流^[2,3]と同様であるが,流れ方向の測定順に若干ずれが見られる.これは流れの履歴の影響が現れているものと考えられる.

4 結言

平板-波状壁間ポアズイユおよびクエット型チャネル 乱流の実験を通して,以下の結果が得られた.

- ・ポアズイユ型およびクエット型ともに,対数則の定 数 κ および c は μ に依存し, c の μ に対する依存の 傾向は平行平板間乱流のものと一致する.
- ・クエット型では, $\alpha_W > 0$ の領域においては 1/2 乗 則が成立する.ポアズイユ型においては, 平板間ポ アズイユ乱流と異なり $\alpha_W > 0$ となる領域が現れる 場合があり,その際 1/2 乗則が成立することもある. 1/2 乗則の係数 K_1 の分布の傾向は平行平板間乱流 のものと一致する.
- ・流れ方向乱流強度はいずれの流れ場においても y^+ = 10~20 付近でピークを持ち, また μ 依存性は平行 平板間乱流のものに対応している.
- ・無次元パラメータ依存性には流れの履歴の影響が見 られる.

参考文献

- [1]El Telbany, M.M.M. and Reynolds, A.J., J.Fluid Mech., 100(1980), 1-29.
- [2] 中林功一,鬼頭修己,加藤義孝,機論,61-589,B(1995), 3122-3219.
- [3] 中林功一,鬼頭修己,加藤義孝,機論,64-626,B(1998), 3272-3285.
- [4] 中林功一,鬼頭修己,岩田祐司,機論,55-519,B(1989), 3321-3327.