

ポアズイコ型波状壁チャンネル乱流の実験的研究

齋藤和哉 (B4), 田中智美 (B5)

卒業研究発表資料 2004 年 2 月 20 日

1 緒論

これまで本研究室では、平板-波状壁間クエット型乱流の研究が行われてきた。流路は一方が正弦波状の静止壁でもう一方がベルトによる平板移動壁となっており、軸と軸受が偏心状態のジャーナル軸受のすきまを 2 次元に展開したモデルとなっている。しかし、この流れを系統的に調べるには、ポアズイコ型の流れの検討も必要である。

そこで本研究では、平板-波状壁間乱流においてポアズイコ型の流れを対象とし波状壁面上の静圧分布を精密微差圧計で、代表断面での平均速度および乱流強度分布を I 型, X 型熱線流速計で測定し、平行平板間クエット・ポアズイコ型乱流との比較、考察を行う。

2 実験装置および座標系

実験装置は全長 5,000[mm], スパン方向長さ 850[mm] で、振幅 $2e$ が 9[mm], 波長 l が 1,400[mm], 平均流路高さ $2\bar{h}$ が 15.14[mm] の正弦波形を 3 波長もっており、2 波長目を流速測定区間 (図 1) とし、1 波長を 8 等分した 9 断面で熱線流速計を用いて測定する。座標系は 2 波長目の始まりの流路高さが最も小さい位置の波状壁面上に原点をとり、波状壁に沿って x , 平板壁に向かって y , スパン方向に z 軸とする。

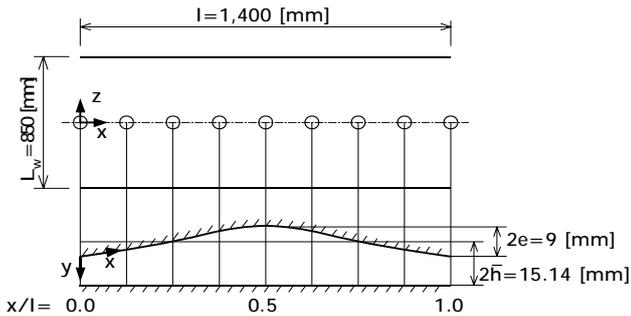


図 1: 測定区間

3 実験条件

平板-波状壁間乱流においてクエット型ではベルトレイノルズ数 $Re_b = 5000, 10000$ の 2 つの条件下で行われた。ベルトレイノルズ数は、

$$Re_b \equiv \frac{U_b 2\bar{h}}{\nu} \quad (1)$$

のように定義され、ベルト速度 U_b [m/s], 平均流路高さ $2\bar{h}$ [m], 作動流体である空気動粘度 ν [m²/s] からなる無次元数である。

ポアズイコ型の測定では、クエット型とポアズイコ型とを比較するために新たにレイノルズ数、

$$Re_M \equiv \frac{U_M 2\bar{h}}{\nu} \quad (2)$$

を定義する。ここで、平均流速 U_M [m/s] は流量 Q [m³/s] を平均流路高さ $2\bar{h}$ [m] で除したもので ν [m²/s] は動粘度である。流速分布の形状よりクエット型のレイノルズ数 Re_M^c とポアズイコ型のレイノルズ数 Re_M^p の関係を、

$$Re_M^p = 0.9 Re_M^c \quad (3)$$

と推定し、 $Re_b = 5000, 10000$ に対応する $Re_M^p = 2000, 4000$ の 2 つの条件下で実験を行う。以後簡単のため Re_M^p を Re_M と表す。

4 平均速度分布

図 2 に I, X 型熱線流速計による流れ方向平均速度分布を示す。この図より、 $Re_M = 2000, 4000$ とともに I, X 型熱線による測定値が一致していることがわかる。また、流路拡大部において $Re_M = 2000$ の速度が $Re_M = 4000$ に比べ壁面近傍で小さく流路中央で大きくなっている。

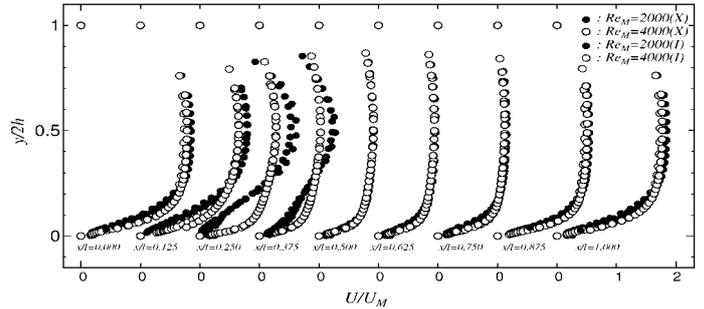


図 2: I, X 型熱線による流れ方向平均速度分布

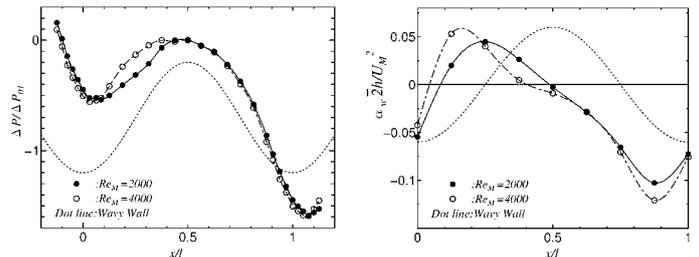


図 3: 流れ方向静圧分布

図 4: 無次元圧力勾配

5 静圧分布および無次元圧力勾配

図 3, 図 4 にそれぞれ流れ方向静圧分布, 無次元圧力勾配を示す。図 3 を見ると、流れ方向静圧分布は流路拡大部を除いてレイノルズ数に依存せず、流れ方向に減少する傾向と波状壁の影響による正弦波の要素を併せ持った分布となることがわかる。図 4 より、流路拡大部で逆圧力勾配域となることがわかる。

6 平均速度分布則

表 1 に各領域での支配パラメータ, 支配長さスケール, および平均速度分布則を示す。

表 1: 平均速度分布則

領域	支配パラメータ	支配長さスケール	速度分布則
粘性底層	$Re_*' \mu$	δ_v	$u^+ = y^+$
対数則	$Re_*' \mu$	なし	$u^+ = (1/\kappa) \ln y^+ + c$
1/2 乗則	$\mu \beta'$	δ_p	$u^+ = K_1 (y/\delta_p)^{1/2} + K_2$

ここで、

$$\begin{aligned} \delta_v = \nu / u_* & : \text{粘性長さスケール} \\ \delta_p = u_*^2 / |\alpha| & : \text{せん断応力勾配長さスケール} \\ h' & : \text{外層長さスケール} \end{aligned}$$

である。また、 $\alpha \equiv (1/\rho) \partial \tau / \partial y$ 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、 δ_p に関しては $\delta_p = u_*^2 / |\alpha_w|$ と定義することとする。また h' に関しては、波状壁面からせん断応力が 0 となる点までの距離とした。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。

$$\begin{aligned} Re_* & = h' / \delta_v & : \text{レイノルズ数} \\ \mu & = \text{sign}(\alpha_w) \cdot \delta_p / \delta_v & : \text{せん断応力勾配パラメータ} \\ \beta' & = \text{sign}(\alpha_w) \cdot h' / \delta_p & : \text{流れタイプパラメータ} \end{aligned}$$

対数則領域における速度分布則を y^+ で微分すると次式が得られる。

$$y^+ \frac{du^+}{dy^+} = \frac{1}{\kappa} = const. \quad (4)$$

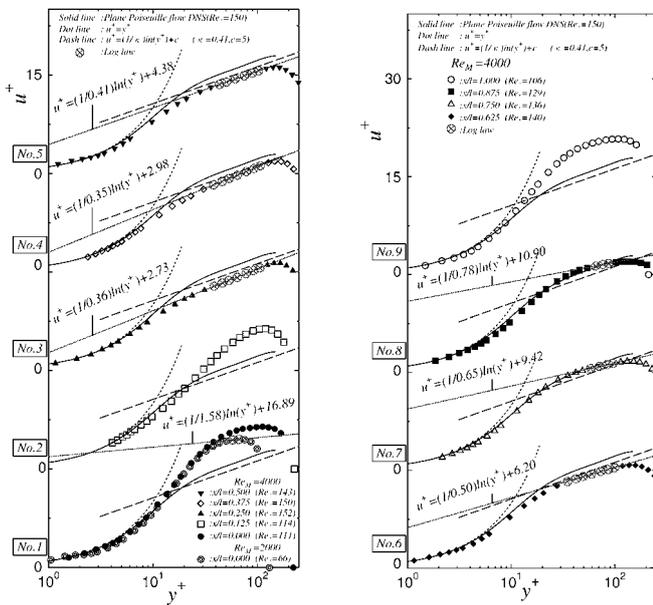


図 5: 対数則

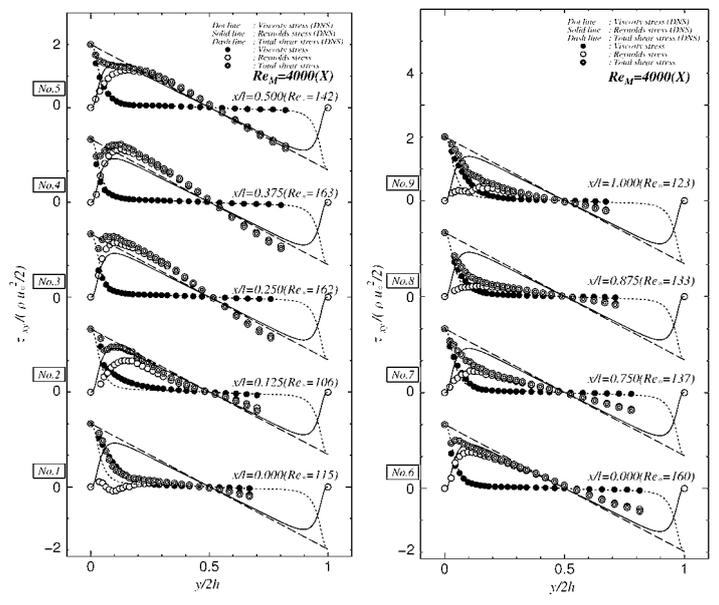


図 9: せん断応力分布

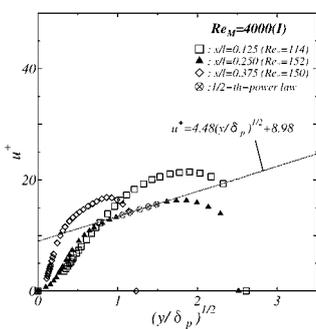


図 6: 1/2 乗則

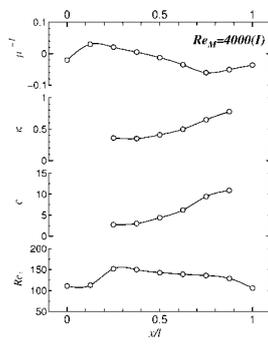


図 7: 対数則の無次元パラメータ変化

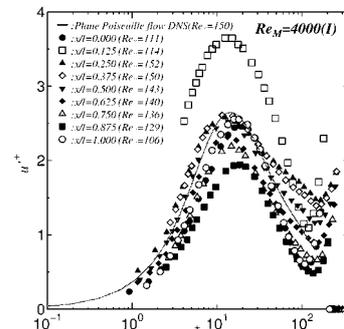


図 10: 流れ方向乱流強度分布

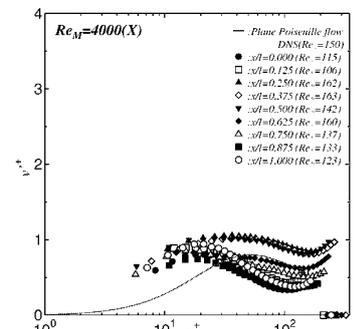


図 11: 高さ方向乱流強度分布

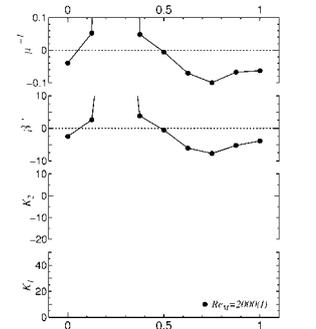


図 8: 1/2 乗則の無次元パラメータ変化

式 (4) を満たす領域が対数則の成立する領域である．本研究では各測定断面の $y^+ du^+ / dy^+$ の勾配が 1/50 以下の範囲と定義する．ただし，粘性底層領域は除く．図 5 に壁座標で整理した平均速度分布上に対数則成立領域を \otimes で示す．図より，流路高さ最大断面で標準的な対数則に最も近い分布となり，離れるにつれて差が大きくなるのがわかる．

1/2 乗則領域における平均速度分布則を y/δ_p で微分すると次式が得られる．

$$(y/\delta_p)^{\frac{1}{2}} \frac{du^+}{d(y/\delta_p)} = \frac{K_1}{2} = const. \quad (5)$$

式 (5) を満たす領域が 1/2 乗則の成立する領域である．また，1/2 乗則は $\alpha_{\omega} > 0$ のとき成立する．本研究では， $(y/\delta_p)^{1/2} du^+ / d(y/\delta_p)$ の勾配が 1 以下の範囲と定義する．図 6 に縦軸に u^+ ，横軸に $(y/\delta_p)^{1/2}$ をとった図を示す．平行平板間ポアズイコ乱流では逆圧力勾配域がないため 1/2 乗則は成立しないが，平板-波状壁間ポアズイコ乱流では波状壁の効果により局所的に成立した．

次に無次元パラメータと各係数の流れ方向の変化を対数則に関しては図 7 に，1/2 乗則に関しては図 8 に示す．図 7 を見ると μ^{-1} の減少に伴い係数 κ, c は増加する．図 8 を見ると， β および μ^{-1} は類似した挙動を示すことがわかる．また，分布形状は波状壁と位相差をもち，レイノルズ数には依らない．

7 せん断応力分布および乱流強度

図 9 に $Re_M = 4000$ でのせん断応力分布を示す．図より，流路高さの大きい断面では DNS とよく一致し，流路高さが狭くなるとレイノルズ応力が小さくなるのがわかる．また，流路高さ最小断面では粘性応力の影響が強くなる．

図 10，図 11 にそれぞれ $Re_M = 4000$ での流れ方向，高さ方向乱流強度分布を示す．図 10 より流路高さが最大と最小の断面で乱れの分布はほぼ一致し，DNS の結果ともほぼ一致していることがわかる．図 11 より，壁面近傍での断面も同程度の値をとり，流路中央部においては流路拡大断面で大きな値をとり，縮小部ではそれより小さな値をとることがわかる．流路高さ最小部は最も小さい値である．

8 まとめ

- 流れ方向平均速度分布は $Re_M = 2000$ では，流路拡大部で壁面近傍で減速し，流路中央で加速している傾向が $Re_M = 4000$ に比べ顕著に見られる．
- 流れ方向静圧分布は流路拡大部を除きレイノルズ数に依存せず，流れ方向に減少し，また波状壁の影響を受けた分布となる．流路拡大部においては $Re_M = 4000$ に比べ $Re_M = 2000$ の圧力は低い． $Re_M = 2000, 4000$ とともに流路拡大部で逆圧力勾配域となっている
- $Re_M = 4000$ において流路高さが小さい断面を除き対数則が成立する．流路高さが大きい断面で標準的な対数則と近い分布となる． μ^{-1} が減少すると κ, c が増加する．
- 本研究での平板-波状壁間ポアズイコ乱流では波状壁の効果により局所的に 1/2 乗則が成立する． μ^{-1} と β の挙動は類似しており，一断面を除いてレイノルズ数にはあまり依存しない．
- せん断応力は流路高さが大きい断面で DNS に近い分布をとり，レイノルズ応力は流路高さが大きい断面で大きく，縮小に伴い小さくなり，最小断面で最小となる．