円管内脈動流れにおける乱れの半径方向伝ば特性*

井 口 学^{*1}, 三 浦 博 志^{*2}

Radial Propagation of Turbulence in Pulsatile Pipe Flow

Manabu IGUCHI and Hiroshi MIURA

Turbulence generated near the wall of a pipe propagates both in the radial and the axial directions. Compared to the axial propagation, knowledge of radial propagation is very limited. This investigation is intended to clarify the radial propagation of wall turbulence in pulsatile turbulent pipe flows. It becomes evident that the turbulence is mainly generated around $y^+ = 20$ and propagates toward the wall as well as the pipe center, where $y^+ = y\bar{u}_{*,ta}/\nu$, y the distance from the wall, $\bar{u}_{*,ta}$ the time-averaged friction velocity, and ν the kinematic viscosity. The propagation time near the generation region scales well with inner variables, $\bar{u}_{*,ta}$ and ν , whereas in the central part of the pipe it scales with $\bar{u}_{*,ta}$ and the pipe radius R . Empirical expressions for the propagation time are derived, and models for Reynolds shear stress and eddy viscosity are proposed.

Key Words: Unsteady Flow, Pulsatile Pipe Flow, Propagation of Turbulence, Reynolds Shear Stress Model, Eddy Viscosity Model

1. 緒 言

著者らは先に時間平均レイノルズ数 $Re_{ta} = 18\,900 \sim 80\,500$, 脈動周波数 $f = 0.300 \sim 2.08$ Hz, 速度振幅比 $A_1 = 0.25 \sim 0.52$ の範囲で脈動流れの乱れの測定を行った⁽¹⁾。この場合の脈動周波数は平均バースト周波数 f_B に比べてひとけたから2けた小さい。本実験条件下では壁近傍で発生した乱れは管中心へ向かって単調に伝ばする。このとき代表速度に断面平均速度 $\bar{u}_m$ を選んで、乱れの変動成分 u' の rms 値 u'_{rms} の基本波振幅と位相角を整理すれば、振幅比と位相差の分布形状は脈動振幅の影響をほとんどうけず、さらに位相差から計算される管中心方向への伝ば時間は脈動周波数の影響も受けることなく時間平均レイノルズ数のみの関数となることがわかった。なお A_1 が非常に小さい場合 ($A_1 \ll 0.1$)⁽²⁾ には伝ばは単調ではなく、 A_1 が非常に大きい場合 ($A_1 \approx 1$) には再層流化が起こり、現象は複雑になる⁽³⁾。

上記結果を参考にして前報⁽⁴⁾では脈動周波数 $f = 2.08$ Hz, $Re_{ta} = 36\,000$, $A_1 = 0.386$ を代表例に選び、3

方向の乱れとレイノルズ応力を測定するとともに4象限分類に基づく条件付抽出を行い、脈動流れの乱流構造を定常流の構造と比較しつつ調べた。その結果、乱れは $\bar{u}_m$ の変動にほぼ追従して定常流のバースト現象と同じ組織的構造に基づき壁近傍で発生し、その後減衰しながら管中心へ向かって単調に伝ばするが、減衰の程度は定常流の場合と同じであり、また各半径位置における組織的構造のレイノルズ応力や乱れエネルギーへの寄与も定常流と異ならず、非定常性の影響のないことが判明した。したがって乱れの半径方向伝ば時間を知ることができれば、本研究で問題としている非定常性の範囲 ($f = 0.300 \sim 2.08$ Hz, $A_1 \approx 0.1 \sim 0.6$) における脈動流れの乱流構造が把握できる。ここでは乱れの伝ば特性を観察しやすい低レイノルズ数領域に着目して調べた。

2. 記 号

A_1 : 速度振幅比 $= |\bar{u}_{m,os,1}| / \bar{u}_{m,ta}$

D : 管直径 $= 2R$

f : 脈動周波数 $= \omega / 2\pi$

Re_{ta} : 時間平均レイノルズ数 $= \bar{u}_{m,ta} D / \nu$

r : 半径座標

T_B : 平均バースト周期 $= 1/f_B = 2\pi/\omega_B$

* 昭和62年11月4日 第947回講演会において講演、原稿受付 昭和62年3月27日。

^{*1} 正員、大阪大学工学部 (〒565 吹田市山田丘2-1)。

^{*2} 住友特殊金属(株) (〒662 西宮市江上町4-23)。

- t : 時間
 $\Delta t = [\angle \bar{u}_{m,os,1} - \angle u'_{rms,os,1}] / \omega$
 u : 軸方向速度成分 $= \bar{u} + u'$
 $\bar{u}$: u のアンサンブル平均値
 u' : u の乱れ成分
 u'_{rms} : u' の rms 値
 $\bar{u}_m$: 断面平均速度
 $\bar{u}_*$: 摩擦速度
 y : 壁からの距離 $= R - r$
 $y^+ = y \bar{u}_{*,ta} / \nu$
 ϵ : 渦動粘性係数
 ν : 動粘性係数
 ν_E : 総括渦動粘性係数 $= \nu + \epsilon$
 ω' : 無次元角周波数 $= R^2 \omega / \nu$
 添字ほか
 cl : 管中心軸上の値
 g : 乱れの発生位置の値
 n : フーリエ展開近似における n 次成分
 os : 振動成分
 q : 擬定常値(準定常値)
 ta : 一周期にわたる時間平均値
 $| |, \angle$: 振幅と位相角

3. 実験方法と整理方法

3.1 実験装置と測定方法 実験装置の概要を図1に示す。空気の脈動流れの時間平均成分はプロアで、振動成分はピストン・クランク機構を用いて発生させた。試験管路は内径 50.4 mm、長さ 5 m の硬くて滑らかな黄銅管である。速度 u は図中の①の位置で熱線風速計を用いて測定した。この位置で流れは十分発達している。 $f=0.300$ Hz と 1.03 Hz については熱線出力をデータレコーダに記録し、これを大型計算機センターで AD 変換して 1 周期を 36 分割した位相における $\bar{u}$ と u'_{rms} を求めた。詳細は文献(5)を参照されたい。2.08 Hz については熱線出力を AD 変換器を通してマイコンに取り込み 200 周期を採用して 1 周期の 36 の位相で $\bar{u}$ と u'_{rms} を求めた。詳細は文献(4)を参照されたい。

3.2 乱れの発生位置と伝ば時間の定義 $\bar{u}_m$ と u'_{rms} の測定値を次式のようにフーリエ展開近似する。

$$\bar{u}_m = \bar{u}_{m,ta} + \sum_{n=1}^6 |\bar{u}_{m,os,n}| \cos(n\omega t + \angle \bar{u}_{m,os,n}) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$u'_{rms} = u'_{rms,ta} + \sum_{n=1}^6 |u'_{rms,os,n}| \cos(n\omega t + \angle u'_{rms,os,n}) \quad \dots\dots\dots (2)$$

乱れはバースト現象に基づき壁近傍で発生し、下流へ伝ばする。したがって u'_{rms} の $\bar{u}_m$ に対する遅れ時間 Δt は図2のようになり、 Δt の最小値 (Δt_g と表記) の現れる半径位置 y_g の近傍で乱れが発生していると考えてよい。本論文では便宜的に y_g を乱れの発生位置と定義した。 Δt_g と y_g は Δt の測定値をなめらかに結んだ曲線から求める。乱れの発生位置から任意の半径位置までの伝ば時間は $\Delta t - \Delta t_g$ で与えられる。

3.3 乱れの伝ば時間の整理法

3.3.1 パースト周期 T_B を代表時間を選んだ場合

Rao らは定常乱流のパースト周期 T_B に対して次式

$$\bar{u}_{cl} T_B / \delta^* = 32 \quad \dots\dots\dots (3)$$

を提案している⁽⁶⁾。ここで δ^* は排除厚さである。著者らは前に⁽¹⁾速度分布に 1/7 乗則を仮定して式(3)から得られる(以下、時間平均値に着目して諸量に添字 ta を付ける)

$$\bar{u}_{m,ta} T_B / R = c_0, (c_0 = 2.5) \quad \dots\dots\dots (4)$$

の T_B を代表時間に採用して伝ば時間の整理を行った。そのとき、緒言に述べた実験条件下における管中心側 ($r/R \leq 0.8$) の測定値は $\bar{u}_{m,ta}(\Delta t - \Delta t_g)/R$ を y^+ に対してプロットすることによってかなりよくまとめられると結論した。しかし測定値のバラツキを考えれば、この結論が広範囲のレイノルズ数に対して成立するかどうか確信がもてなかった。

Blackwelder ら⁽⁷⁾は定常乱流の T_B が内部パラメータで整理できるとして

$$\bar{u}_*^2 T_B / \nu = 250 \quad \dots\dots\dots (5)$$

図1 実験装置の概要

図2 遅れ時間 Δt の模式図

を提案している。ここで $\bar{u}_*$ は摩擦速度である。式(5)の T_B を代表時間を選ぶことは $\bar{u}_{*,ta}(\Delta t - \Delta t_g)/\nu$ で測定値を整理することに帰着される。ただし壁からの距離については y^+ あるいは y/R を選び、実際にデータをプロットして適否を判断することになる。

3・3・2 Stokes の第1問題に基づく整理法

Ramaprian ら⁽⁸⁾ は乱れの伝ばを Stokes の第1問題⁽⁹⁾において壁から渦度が拡散していく現象になぞらえ、伝ば時間は定性的に次式で記述されるのではないかと考えた。

$$y = \sqrt{\nu_x \Delta t} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで ν_x は総括渦動粘性係数である。本論文では $y = y_g$ の位置で乱れが発生すると仮定しているから

$$y - y_g = \sqrt{\nu_x (\Delta t - \Delta t_g)} \quad \dots\dots\dots (7)$$

となる。脈動流れにおいても ν_x を考えるとすれば、 ν_x は一定ではなく時々刻々変化することになるが、現在脈動流れの ν_x がどのようなようになるのかよくわかっていないので、とりあえず定常流の4層モデル⁽¹⁰⁾をそのまま適用すれば表1のようになる。いま簡単のために $\bar{u}_*$ の時間平均値 $\bar{u}_{*,ta}$ を用いることにすれば、粘性底層を除く壁近傍では

$$\nu_x = c_1 \nu y^+ = c_1 \bar{u}_{*,ta} y \quad \dots\dots\dots (8)$$

管中心近傍では

$$\nu_x = c_2 \nu R^+ = c_2 \bar{u}_{*,ta} R \quad \dots\dots\dots (9)$$

と表される。ここで $c_1 = 0.2, 0.4, c_2 = 0.07$ である。

式(7)を y に関して微分すれば

$$\frac{d(\Delta t - \Delta t_g)}{dy} = \frac{2(y - y_g)}{\nu_x} = \frac{(y - y_g)^2}{\nu_x^2} \frac{d\nu_x}{dy} \quad \dots\dots\dots (10)$$

が得られる。壁近傍では式(10)に式(8)を代入して整理し、積分を行えば

$$\frac{\bar{u}_{*,ta}^2 (\Delta t - \Delta t_g)}{\nu} = \frac{(y^+ - y_g^+)^2}{c_1 y^+} \quad \dots\dots\dots (11)$$

が得られ、管中心近傍に対しては式(9)を(10)に代入して整理すれば

$$\frac{\bar{u}_{*,ta} (\Delta t - \Delta t_g)}{R} = \frac{1}{c_2} \left(\frac{y - y_g}{R} \right)^2 + d \quad \dots\dots\dots (12)$$

が得られる。ここで d は積分定数である。

3・3・3 Stokes の第2問題に基づく整理法

van Driest⁽¹¹⁾ は Stokes の第2問題⁽⁹⁾を参考にして定常流の ν_x の分布則を提案している。ここでは van Driest の手法にならって伝ば時間を計算する。

静止流体中で角周波数 ω をもって振動する平板に対して距離 y の位置にある流体は位相遅れ

$$\omega \Delta t = y \sqrt{\omega/2\nu} \quad \dots\dots\dots (13)$$

を伴って変動する⁽⁹⁾。これを本表記に直すと

$$\Delta t - \Delta t_g = \frac{y - y_g}{\omega} \sqrt{\frac{\omega}{2\nu_x}} \quad \dots\dots\dots (14)$$

となる。ここで ω にバースト現象の角周波数 $\omega_B (= 2\pi/T_B)$ を代入すれば

$$\Delta t - \Delta t_g = (y - y_g) / \sqrt{2\omega_B \nu_x} \quad \dots\dots\dots (15)$$

が得られる。前項と同様な演算を行えば壁近傍では

$$\Delta t - \Delta t_g = \sqrt{\frac{1}{2\omega_B c_1 \bar{u}_{*,ta}}} \left(\frac{y - y_g}{\sqrt{y}} \right) \quad \dots\dots\dots (16)$$

管中心近傍では

$$\Delta t - \Delta t_g = \frac{y - y_g}{\sqrt{2\omega_B c_2 \bar{u}_{*,ta} R}} + d' \quad \dots\dots\dots (17)$$

となる。ここで d' は積分定数である。

式(15)の ω_B に Rao らの式(4)を代入すれば、壁近傍では

$$\frac{\sqrt{\bar{u}_{*,ta} \bar{u}_{m,ta}}}{R} (\Delta t - \Delta t_g) = \sqrt{\frac{c_0}{4\pi c_1}} \left[\frac{(y - y_g)/R}{\sqrt{y/R}} \right] \quad \dots\dots\dots (18)$$

管中心近傍では

$$\frac{\sqrt{\bar{u}_{*,ta} \bar{u}_{m,ta}}}{R} (\Delta t - \Delta t_g) = \sqrt{\frac{c_0}{4\pi c_2}} \frac{(y - y_g)}{R} + d'' \quad \dots\dots\dots (19)$$

となる。一方、 ω_B に Blackwelder らの式(5)を代入すれば、壁近傍では

$$\frac{\bar{u}_{*,ta}^2 (\Delta t - \Delta t_g)}{\nu} = \sqrt{\frac{250}{4\pi c_1}} \frac{(y^+ - y_g^+)}{\sqrt{y^+}} \quad \dots\dots (20)$$

管中心近傍では

$$\frac{\bar{u}_{*,ta}^2 (\Delta t - \Delta t_g)}{\nu} = \sqrt{\frac{250}{4\pi c_2 R^+}} (y^+ - y_g^+) + d''' \quad \dots\dots\dots (21)$$

となる。 d'' と d''' は積分定数である。

3・3・4 伝ば時間の推定値の比較 前項3・3・2と3・3・3に基づき $Re_{ta} = 10\,000$ に対して推定した $(\Delta t - \Delta t_g)$ を図3に示す。ただし後掲の実験結果に基づき、 $y_g^+ = 20$ としている。また同図には $Re_{ta} \approx 10\,000$ の測定値も比較の対象として記載した。Stokes の第1問題に基づく推定値は壁近傍の測定値を比較的良好に近似しているが、管中心近傍では測定値とは顕著に異なり、伝ば時間を大きめに見積もる傾向がある。一方、

表1 ν_x の4層モデル(定常流)

y^+	layer	ν_x
0	1	ν
5	2	$0.2 \bar{u}_{*,ta} y$
30	3	$0.4 \bar{u}_{*,ta} y$
$0.175 R^+$	4	$0.07 \bar{u}_{*,ta} R$
R^+		

Stokes の第 2 問題に基づく推定値は伝ば時間をかなり小さめに見積もる傾向があり, このような簡単なモデルでは伝ばの特性を管断面全体にわたって定量的に記述することは困難である. しかし今のところ適切な整理法が見つからないので, 上記整理法に現れたパラメータの組合せで測定値をどの程度整理できるのかを, 実際に測定値をプロットして調べる.

4. 実験結果と考察

4.1 乱れの発生位置と伝ば時間 実験条件の明細を表 2 に, Δt の測定値を図 4 に示す. 壁近傍で発生した乱れは図 2 に模式的に示したように管中心に向ってはおもとより, 壁に向っても単調に伝ばしていることがわかる.

図 5 には y_g^+ , $\Delta t_{cl} - \Delta t_g$ および Δt_g の値を Re_{ta} に対して示す. 乱れの発生する壁からの距離は $y_g^+ \approx 20$ となり, 従来定常流で知られている乱れ生成領域 ($y^+ \approx 5 \sim 70$)⁽¹²⁾ に位置する. 乱れの発生位置から管中心まで伝ばするに要する時間 $\Delta t_{cl} - \Delta t_g$ は周波数によってほとんど変化せず, Re_{ta} の増加とともに減少している.

表 2 実験条件の明細

run	f Hz	Re_{ta}	A_1	$\sqrt{\omega'}$
1	1.03	6020	0.408	15.9
2	1.03	6410	0.454	16.4
3	1.03	6920	0.417	16.4
4	1.03	8330	0.267	16.0
5	1.03	9090	0.308	16.2
6	1.03	9760	0.574	16.1
7	1.03	10800	0.221	15.9
8	1.03	15300	0.158	15.9
9	1.03	18500	0.127	16.0
10	0.300	6160	0.459	8.70
11	0.300	6610	0.430	8.70
12	0.300	7000	0.403	8.73
13	0.300	8370	0.347	8.73
14	0.300	10300	0.284	8.76
15	0.300	15300	0.194	8.73
16	2.08	10000	0.594	23.5
17	2.03	20000	0.607	23.5

—; Estimation based on Eq.(7), ---; Estimation based on Eq.(15) and T_B of Rao, et al., - · -; Estimation based on Eq.(15) and T_B of Blackwelder et al.

図 3 乱れの伝ば時間の推定値 ($Re_{ta}=10\,000$)

$f = 1.03 \text{ Hz}$

$f = 0.300 \text{ Hz}$

$f = 2.08 \text{ Hz}$

図 4 遅れ時間 Δt の測定値

図 5 $\Delta t_{cl} - \Delta t_g$, Δt_g , y_g^+ の値 [文献(1)の結果も合せて示している]

Δt_g は Re_{ia} の増加とともに減少し、脈動周波数 f の増加とともに大きくなる傾向がある。 Δt_g の整理法については今後の課題としたい。なお図からみれば本実験の周波数範囲では $Re_{ia} \approx 30\,000$ のとき $\Delta t_g = 0$ とみなして十分である。

4.2 乱れの伝ば時間の整理法

4.2.1 T_B を代表時間を選んだ場合 Rao らの T_B に基づき $\bar{u}_{m,ia}(\Delta t - \Delta t_g)/R$ を y^+ および $(y - y_g)/R$ に対して整理してみたが、これらの整理法では測定値を十分まとめきれない。Blackwelder らの T_B に基づく整理法では次項で詳しく述べるように $\bar{u}_{*,ia}^2(\Delta t - \Delta t_g)/\nu$ を y^+ に対してプロットすることによって、管中心側は無理だが、壁近傍の測定値をよく整理できる。 $\bar{u}_{*,ia}^2(\Delta t - \Delta t_g)/\nu$ 対 $(y - y_g)/R$ の整理法では管断面内の至るところで不十分である。

4.2.2 Stokes の第 1 問題に基づく整理法 式 (11) に基づき、 $\bar{u}_{*,ia}^2(\Delta t - \Delta t_g)/\nu$ を y^+ に対して図 6 に示す。図中の実線は後掲の実験式である。測定値のまとまりぐあいはかなりよい。管中心近傍においても式 (12) から導かれる $\bar{u}_{*,ia}(\Delta t - \Delta t_g)/R$ 対 $(y - y_g)/R$ の整理法は図 7 のように本測定値はもとより、著者らが以前に求めた $Re_{ia} = (2 \sim 8) \times 10^4$ の測定値⁽¹⁾ も比較的よくまとめることができる。また Ramaprian らの測定値、Mizushina ら⁽¹³⁾ の $Re_{ia} = 1 \times 10^4$ の測定値は本測定値と良好な一致を示している。Mizushina らの $Re_{ia} = 5 \times 10^3$ の流れは再層流化が起こっている可能性が考えられる。図中の破線は著者らの測定値をもとにして導いた実験式〔後掲の式 (24)〕である。ただし本整理法でもレイノルズ数あるいはほかのなんらかのパラメータ依存性が残されているようである。より精

度のよい実験式の導出は今後の課題としたい。

4.2.3 Stokes の第 2 問題に基づく整理法 式 (18) に基づいて $\sqrt{\bar{u}_{*,ia} \bar{u}_{m,ia}}(\Delta t - \Delta t_g)/R$ を $[(y - y_g)/R]/\sqrt{y/R}$ に対して図 8 に示した。実線は後掲の実験式 (23) である。横軸の $y < y_g$ の側が図 6 より増幅されているのでわかりにくい、この領域の測定値のパラッキは図 6 よりもいくぶん大きい。図 9 には管中心近傍の測定値を $(y - y_g)/R$ に対して示す。測定値のまとまりぐあいは図 7 の場合より劣っている。なお式 (20) に基づく整理法は図 6 と同じ結果を与える。式 (21) に基づき $\bar{u}_{*,ia}^2(\Delta t - \Delta t_g)/\nu$ を $(y^+ - y_g^+)$ に対して示したところ、管中心近傍の測定値のまとまりは非常に悪かった。

4.2.4 実験式の作製 現時点では図 6 と図 7 の

図 7 Stokes の第 1 問題に基づく管中心近傍の測定値の整理

図 6 Stokes の第 1 問題に基づく壁近傍の測定値の整理

図 8 Stokes の第 2 問題に基づく壁近傍の測定値の整理

図9 Stokesの第2問題に基づく管中心近傍の測定値の整理

整理法が最も適切であると考えられる。そこでいくぶん誤差を伴うが、以下に実験式の作製を試みた。まず壁近傍の測定値に関して図6では、 $y^+ \geq 5$ の領域において、 $y_g^+ = 20$ として次式

$$\frac{\bar{u}_{*,ta}(\Delta t - \Delta t_g)}{\nu} = 5 \frac{(y^+ - 20)^2}{y^+} \quad (22)$$

を得た。これは式(11)に $c_1 = 0.2$ を代入した式と一致する。参考までに図8の管壁近傍の測定値に着目して次式を作製した。

$$\frac{\sqrt{\bar{u}_{*,ta} \bar{u}_{m,ta}}}{R} (\Delta t - \Delta t_g) = 18 \left(\frac{y - y_g}{R} \right)^2 / \left(\frac{y}{R} \right) \quad (23)$$

次に管中心近傍の測定値に対して図7から

$$\frac{\bar{u}_{*,ta}}{R} (\Delta t - \Delta t_g) = 1.5 \sqrt{\frac{y - y_g}{R}} \quad (24)$$

を導いた。本論文では式(22)と(24)を採用することにし、両式の交点を境界値とする。

4.2.5 脈動流れのレイノルズ応力と総括渦動粘性係数のモデル 前報⁽⁴⁾の結果から、本実験条件下の脈動流れのレイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ は各半径位置において定常流の分布から Δt の時間遅れを伴って変動しているとみなして十分妥当である。そこで実験結果を数値計算に利用する場合には、 $\overline{u'v'} = \overline{u'v'}(y, t)$ を次のようにすればよい。

$\bar{u}_m$ の変動に伴って各瞬間に定常流の関係式がそのまま成立する流れを考え、諸量に添字 q をつけると

$$\overline{u'v'_q}(y, t) = \nu_{E,q}(y, t) \frac{\partial \bar{u}_q(y, t)}{\partial y} \quad (25)$$

と表される。これを用いて

$$\overline{u'v'}(y, t) = \overline{u'v'_q}[y, t - \Delta t] \quad (26)$$

とおき、運動方程式に組込むとよい。渦動粘性係数の

モデルを考えるとすれば、上の方法より精度は劣るが

$$\nu_E(y, t) = \nu_{E,q}(y, t - \Delta t) \quad (27)$$

とおけばよい。例えば表1の ν_E を採用する場合には $\bar{u}_*$ を $\bar{u}_*(t - \Delta t)$ とおきかえる。

5. 結 言

(1) 軸方向乱れ成分 u' の rms 値 u'_{rms} の基本波と断面平均速度 $\bar{u}_m$ の基本波に着目したとき、両者の間には Δt の時間遅れが存在し、 u'_{rms} は $\bar{u}_m$ に遅れて変動する。本論文では u'_{rms} の $\bar{u}_m$ に対する遅れが最も小さいときを Δt_g と表記し、その半径位置を乱れの発生位置 y_g と定義した。この位置は $y_g^+ \approx 20$ と表される。乱れはこの位置から管中心側はもとより管壁側へも伝ばする。

(2) 乱れの伝ば時間 $(\Delta t - \Delta t_g)$ は非定常性(脈動周波数と速度振幅比)の影響を受けない。しかし Δt_g は非定常性の影響を受け、脈動周波数が高いほど Δt_g は大きくなる。 $(\Delta t - \Delta t_g)$ と Δt_g は時間平均レイノルズ数の増加とともに減少する。

(3) 乱れの生成領域近傍の伝ば時間 $(\Delta t - \Delta t_g)$ は内部パラメータの $\bar{u}_{*,ta}$ と ν を用いて整理できるので、実験式として式(22)を提案した。ただし $y^+ \geq 5$ 。

(4) 管中心近傍の $(\Delta t - \Delta t_g)$ は $\bar{u}_{*,ta}$ と R を用いてかなりよく整理できるため、実験式(24)を作製した。ただし式(22)、(24)の交点を両領域の境界とする。

(5) 脈動流れのレイノルズ応力と総括渦動粘性係数のモデルとして、式(26)、(27)を提案した。

文 献

- (1) 井口・ほか2名, 機論, 51-464, B (昭60), 1139.
- (2) Shemer, L. and Kit, E., *Phys. Fluids*, 27-1 (1984), 72.
- (3) 井口・ほか2名, 機論, 51-465, B (昭60), 1384.
- (4) 井口・ほか2名, 機論, 53-487, B (昭62), 706.
- (5) 近江・ほか2名, 機論, 52-479, B (昭61), 2526.
- (6) Rao, K. N., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, 48-Pt 2 (1971), 339.
- (7) Blackwelder, R. F. and Haritonidis, J. H., *J. Fluid Mech.*, 132 (1983), 87.
- (8) Ramaprian, B. R. and Tu, S.-H., *IIHR Rep.*, 238 (PB Rep. PB 82-201534), (1982).
- (9) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 7th ed. (1979), 90, McGraw-Hill.
- (10) 近江・碓井, 機論, 41-347 (昭50), 2030.
- (11) van Driest, E. R., *JAS*, 23 (1956), 1007.
- (12) 例えば Corino, E. R. and Brodkey, R. S., *J. Fluid Mech.*, 37-1 (1969), 1.
- (13) Mizushima, T., ほか2名, *J. Chem. Eng. Japan*, 8-3 (1975), 210.