

往復乱流境界層における大規模渦構造について
Large-Eddy Structures in Oscillatory Turbulent Boundary Layers

中央大学理工学部 正 員 林 泰 造
中央大学大学院 学生員 ○大 橋 正 和
㈱千代田コンサルタント 正 員 武 安 真 児

1. まえがき

筆者等は、前報¹⁾において、乱流諸量の詳細な計測及び乱れの発生・発達に関する可視化実験を行い主流一周期間の乱れの消長を明らかにした。本研究においては、種々の Stokes のパラメーターの往復流実験を行い、往復流における乱れの発生機構と Stokes のパラメーターの関係を明らかにせんとするものである。

2. 実験方法

本研究においては、前報¹⁾と同じ中央大学水理実験室の全長 17.5 m、測定部断面幅 75 cm、高さ 24 cm の Lundgren - Sørensen 型往復流実験装置 (図-1) により実験を行った。位相は図-2 の様に定めた。

(a) 乱流計測とデータ処理方法

流速の測定には、TSI 社製 X 型ホットフィルムプローブを使用した。その際、reference として I 型ホットフィルムプローブまたは、15 mW He - Ne レーザー流速計を用い精度の向上をはかった。データ処理方法としては、前報と同じく各流速計の出力と図-1 右側のライザーに取り付けた容量式波高計の出力をデータレコーダーに記録し、Melcom M70/35 型ミニコンピュータを使用して処理を行った。

往復流の様な非定常流のデータ処理において問題となるのはいかにして非定常性を除去し乱れ成分を分離するかということである。そのための方法としては、同位相アンサンブル平均法、有限項フーリエ級数法、ハイパスフィルター法等が考えられる。同位相アンサンブル平均法は、サンプル数を十分大きくする必要があり、有限項フーリエ級数法は、打ち切る項数を何項とるかという判断が難しく、ハイパスフィルター法では、フィルターの特性から乱れ成分まで除去してしまう可能性がある。そこで筆者等は前報¹⁾において往復流に有限項で打ち切ったフーリエ級数を適用し周期変動成分を統計的手法により除去する方法を発表した。本研究においても同様の方法を用いデータ処理を行う。その際、項数の打ち切りの判断となる累積分散と、周期変動成分の除去が適切かどうかを判断するために画いたコロログラムの例を図-3、図-4 に示す。

(b) 流れの可視化

往復流における乱れの発生発達の様子を可視化するため、底面に垂直方向 (Z 方向) には、白金線を用いた水素気泡法により、また底面付近の 3 次元的な乱れの可視化には前報¹⁾と同じく筆者等が開発した薄層ミ

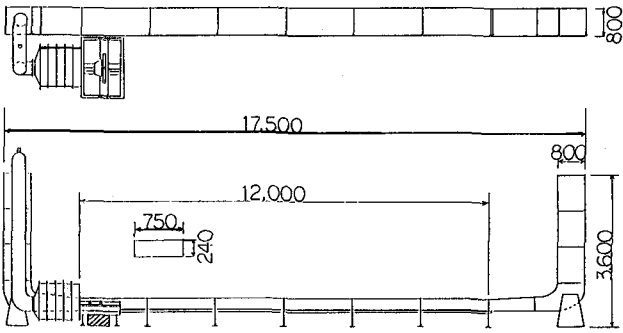


図-1 実験装置

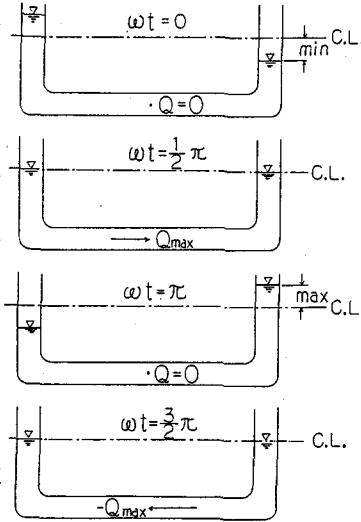


図-2 位相

ルク法を用いた。

3. 実験結果

(a) 乱流計測

X型ホットフィルムプローブを使用して表-1に示す実験条件により実験を行った。ここに、

$$\text{Stokes のパラメーター} \quad \lambda = \frac{1}{2} U_0 \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} / \nu$$

$$\text{Stokes 層の厚さ} \quad \delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$$

$$\text{主流振幅} \quad a = U_0 / \omega$$

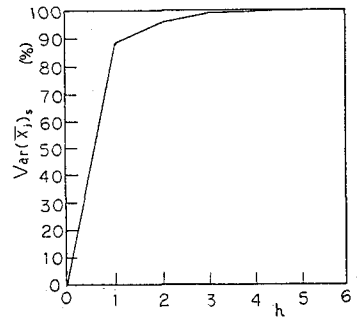


図-3 累積分散

1) 流速分布

図-5は、Run-1、図-6は、Run-2の流速分布で水流の加速時には往復流特有の流速分布形状を、また、減速時には一方向定常流の場合とほぼ同様な流速分布を示している。Run-1においてはStokes数が大きいために底面付近の流速の先走り（位相の進み）の現象が他のケースに比べてより顕著に現れている。Run-3の流速分布は前報¹⁾に発表してあるが図-6に示されるRun-2の流速分布は、このRun-3と共通の分布形状を示しておりRun-1に比べて境界層の発達も少ないと考えられる。前報に発表したRun-3の流速分布と今回実験を行ったもののStokesのパラメーターの一番大きいRun-1の流速分布とをさら

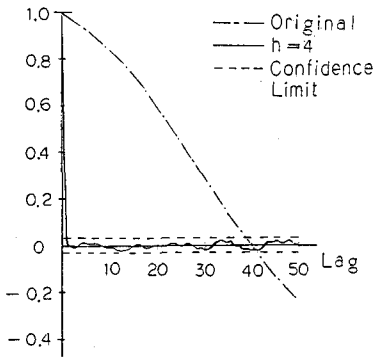


図-4 コレログラム

に詳しく比較するために、これらの流速分布を片対数プロットしてみる。図-7、図-8は、Run-3における流速分布をそれぞれ加速時、減速時別にプロットしたもので加速時より減速時の方が対数分布の成立する領域が広がっておりこれは減速時に発生する乱れにより垂直方向へ運動量の平均化が行われているためと思われる。次にRun-1における流速分布を加速時、減速時別にプロットしたものが図-9、図-10である。加速時、減速時共に図-7、図-8と比較して対数分布の成立する領域が遙かに広がっていることがわかる。Run-3の図-8では位相が進むにつれ勾配がきつくなり、Run-1の図-10では、位相が進んでも勾配はほぼ一定である。

	RUN-1	RUN-2	RUN-3
Stokesのパラメータ λ	671	544	439
振動周期 T_{sec}	9.1	10.3	9.8
境界層外縁の流速振幅 $U_0 \text{ cm/s}$	83.0	71.0	59.0
振動角速度 $\omega \text{ 1/s}$	0.69	0.61	0.63
境界層のパラメータ $\delta \text{ cm}$	0.180	0.213	0.213
主流振幅 $a \text{ cm}$	120.5	116.4	93.7
プローブ	X 型	X 型	X 型

表-1 実験条件

2) 乱流剪断応力分布

Run-1、Run-2、Run-3における乱流剪断応力の壁面垂直方向分布を位相別に示したものがそれぞれ図-11、図-12、図-13である。図-13は、Run-3における結果で乱流剪断応力は減速時に底面付近に最大値をとり、また、加速時初期に負の乱流剪断応力が底面より離れた $Z/\delta = 10 \sim 20$ に表われていることがわかる。乱流剪断応力に流速勾配をかけた production 項を計算してみるといずれも正になりそれらが production として境界層の発達に寄与していることがわかり Stokes のパラメータが大きくなる程境界層の発達により厚さが大きくなり境界層外縁の負の流速勾配も乱れによる流れの一様化により上方へ発達していくものと考えられる。これらの結果から図-11に示される減速位相の広い範囲にわたる負の剪断応

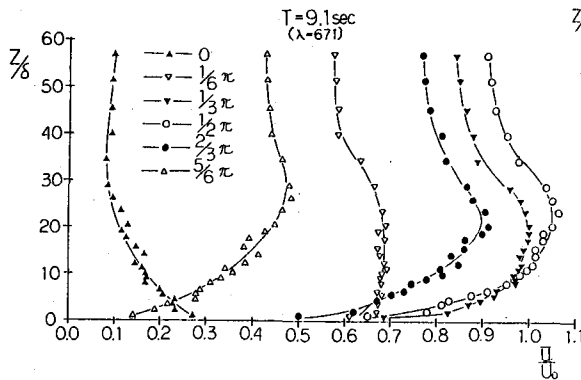


図-5 流速分布 (Run-1)

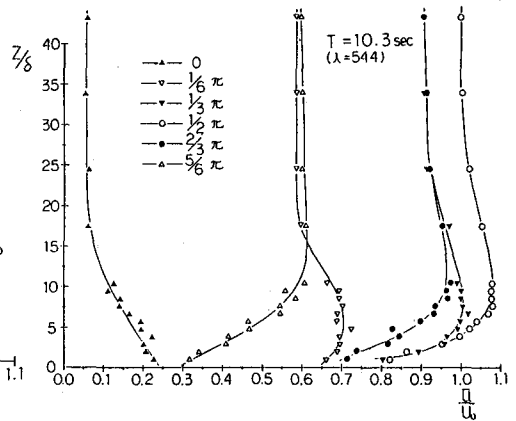


図-6 流速分布 (Run-2)

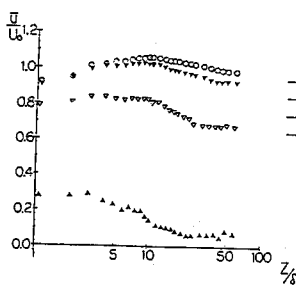


図-7 流速分布(加速時)

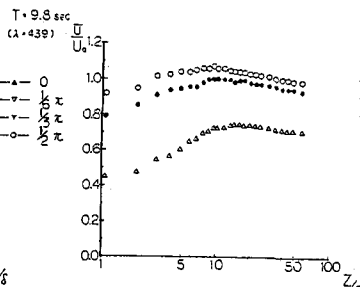


図-8 流速分布(減速時)

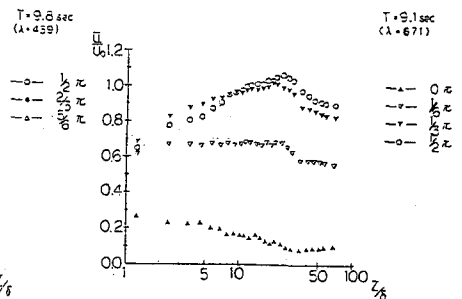


図-9 流速分布(加速時)

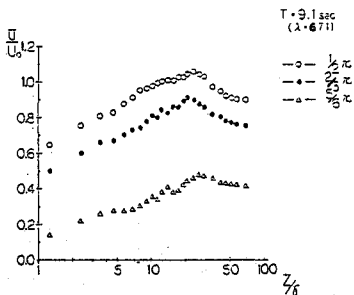


図-10 流速分布(減速時)

力が往復流個有の流速分布形による乱れの production を示していることが理解される。

図-14はRun-1の乱流剪断応力の高さ別の時間変化を示したものでこれより、減速時後期と加速時初期に表れる往復流特有のピークが見られさらにStokesのパラメーターが高いことにより最大流速付近にもう1つの乱れのピークが加わったものと考えられる。

3) 乱れ運動エネルギー分布

前報¹⁾と同じ方法で求めた乱れ運動エネルギー分布が図-15であり加速位相では2重構造を有している。

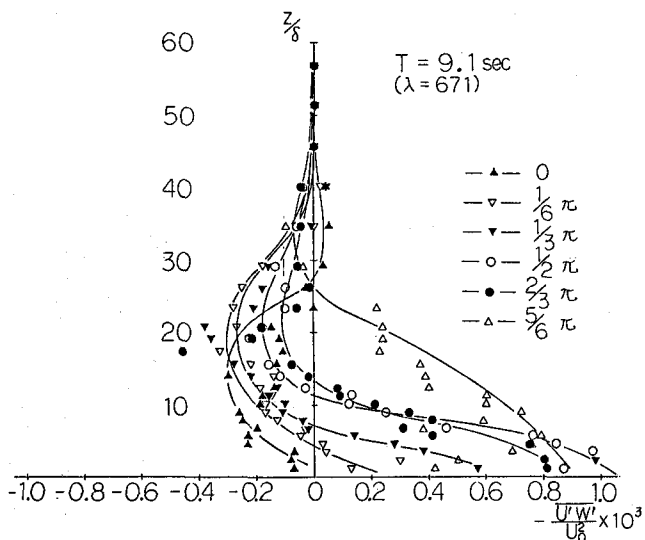


図-11 乱流剪断応力 (Run-1)

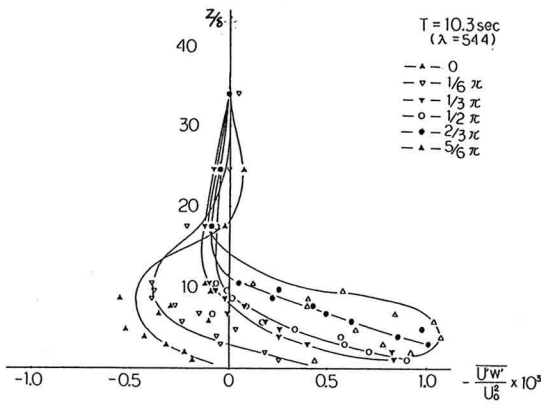


図-12 乱流剪断応力分布 (Run-2)

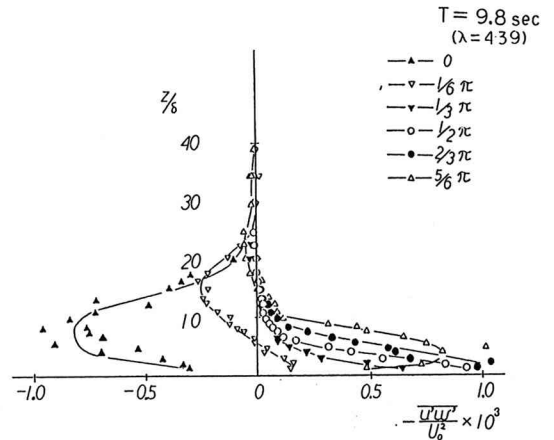


図-13 乱流剪断応力分布 (Run-3)

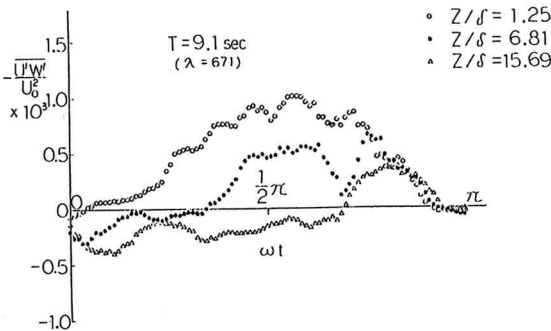


図-14 乱流剪断応力分布 (Run-1)

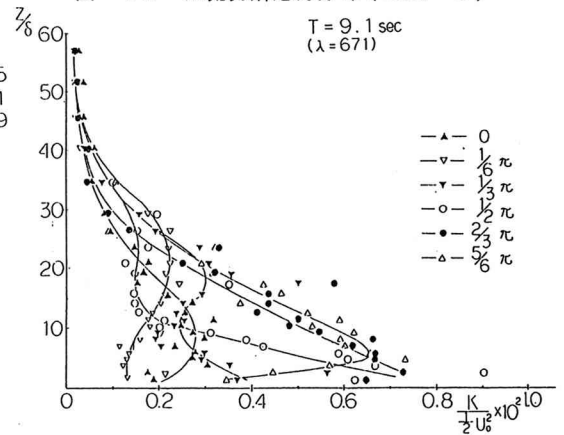


図-15 乱れ運動エネルギー分布 (Run-1)

(b) 流れの可視化

前報¹⁾において報告した減速時後期に発生する乱れについて水素気泡法により可視化を行った。また、加速時初期に発生する負の乱流剪断応力について水素気泡法と薄層ミルク法により可視化実験を行った。

1) 減速時後期の乱れ

減速時後期に発生する乱れを水素気泡法により可視化したものが写真-1である。乱れの発生状況は前報¹⁾に報告した薄層ミルク法による結果からKim・Kline・Reynolds(1971)²⁾等多くの研究者により指摘されている一方向流におけるバースティングの発生機構と酷似していることがわかり、またこの写真より乱れは減速時の特定の位相に爆発的に発生しているのがわかる。

2) 加速時初期の乱れ

ホットフィルムプローブによる乱流計測により加速時初期の負の乱流剪断応力を示す乱れについて水素気泡法により管路横方向から可視化したものが写真-2で、まず底面から離れた高さ(約2 cm)に大規模な渦構造が生じ、続いて主流が底面

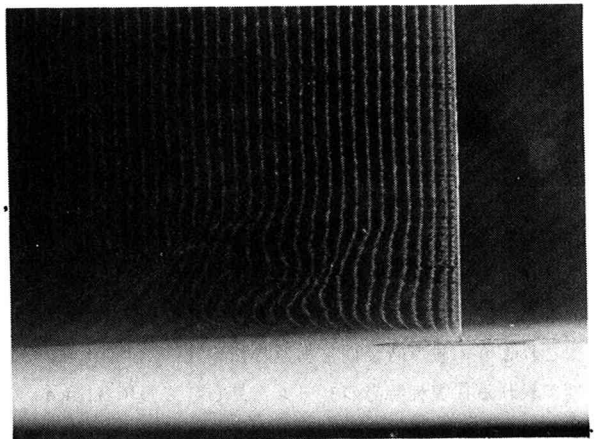
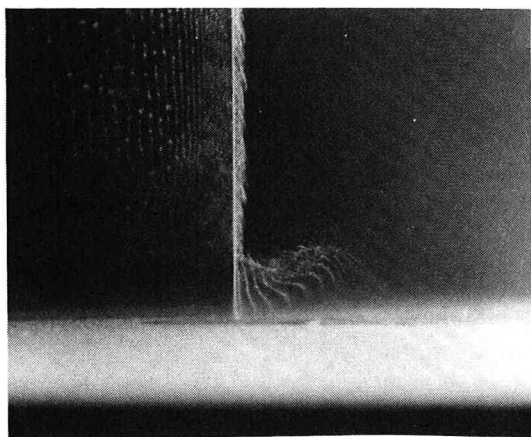
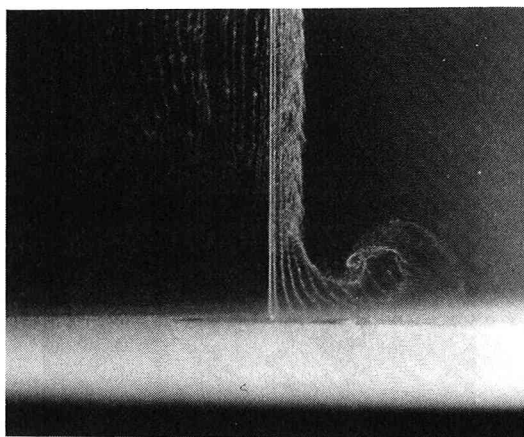


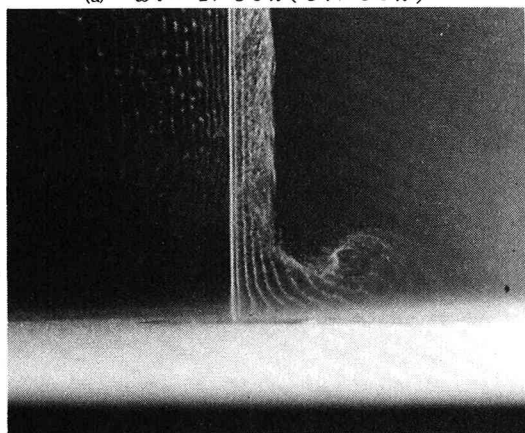
写真-1 減速時後期の乱れ (水素気泡法)
(タイムライン0.1 s 流れ右から左へ)



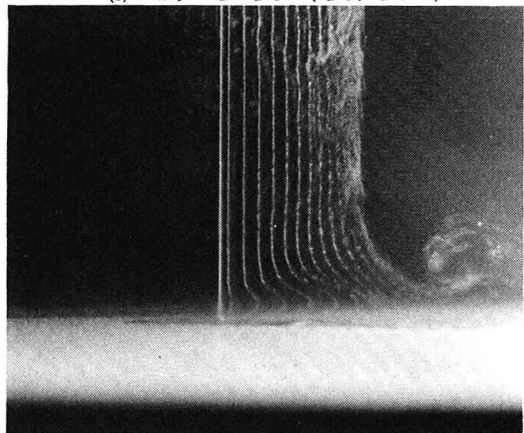
(a) $\omega t = 1/36\pi (37/36\pi)$



(b) $\omega t = 1/18\pi (19/18\pi)$



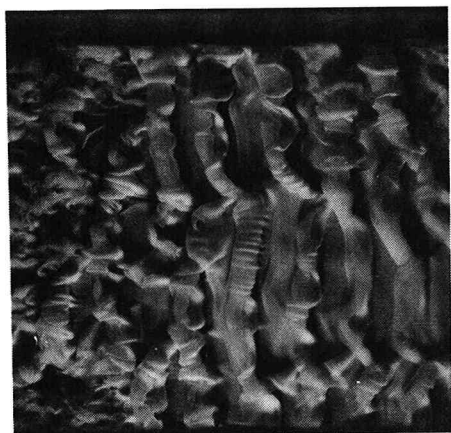
(c) $\omega t = 2/18\pi (20/18\pi)$



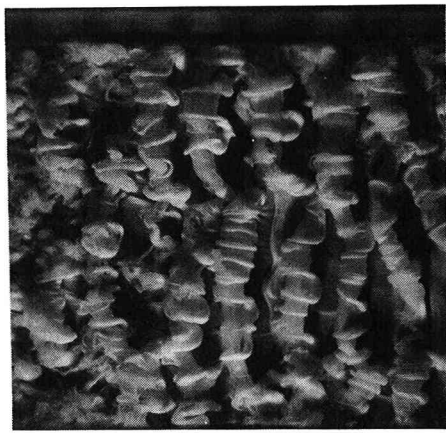
(d) $\omega t = 1/6\pi (7/6\pi)$

写真-2 加速時初期に見られる大規模渦構造 (水素気泡法)

(タイムライン 0.2 s, 流れは左から右へ, 上下実寸 9 cm, 管路横方向より撮影)



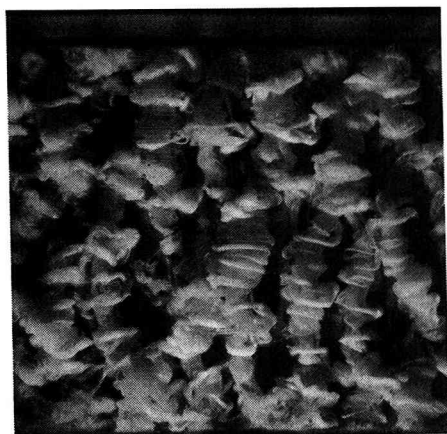
(a) $\omega t = 17/18\pi$



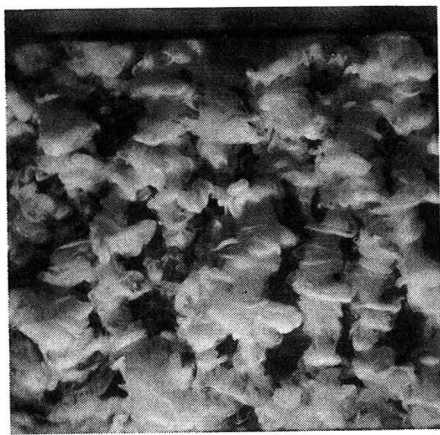
(b) $\omega t = 18/18\pi$

写真-3 加速時初期に見られる大規模渦構造 (薄層ミルク法)

(流れは, 左から右, $T = 13.0$ s, $\lambda = 437$, 上下実寸 18 cm, 管路上方より撮影)



(c) $\omega t = 19/18\pi$



(d) $\omega t = 20/18\pi$

写真-3 初速時初期に見られる大規模渦構造 (薄層ミルク法)

付近の流速の先走り (位相の進み) に追いつくにつれて大規模な渦構造が消滅していく過程が示されている。

次に写真-3の一連の写真は薄層ミルク法により大規模渦構造を管路上方より可視化したものである。これにより大規模な渦構造は管路底面に、ある規則性をもって発生発達することがわかる。これは減速時後期に発生した乱れの内、寿命時間の長いものが加速時初期まで残存し往復流特有の底面付近に見られる流速の先走り現象に主流が追いつこうとして起こる流速分布の不安定性によるものと考えられる。

4. むすび

乱流計測及び可視化実験よりつぎのことを明らかにした。

(1) 往復流個有の乱れの発生機構は2種類存在する。1つは減速時後期に底面付近で爆発的に発生する、一方方向定常流におけるパースティングに酷似したものであり、もう1つは加速時初期に底面より少し離れた距離で生ずる負の乱流剪断応力を伴う大規模渦構造である。

(2) Stokesのパラメーターを大きくしてゆくと主流速の増大に伴い、最大流速前後で境界層外縁付近に負の乱流剪断応力が表れる。これは、往復流特有の負の勾配を持つ流速分布形によるものと考えられる。

今後一方方向定常流における乱れの発生機構の詳細な研究を行い往復流の乱れの発生機構と比較検討を行いたい。

(付記) 本研究において、実験に熱心に協力された、中央大学大学院生・朱雀 和彦、理工学部学生・魚谷 忠、志水 毅、岡田 芳明、小谷 裕司、津久井 欣治、福島 康訓の諸君に深甚なる謝意を表する。

参考文献

- 1) 林泰造・大橋正和・武安真児(1981): 土木学会第25回水理講演会論文集, pp.463~472.
- 2) Kim, H.T., Kline, S.J., and Reynolds, W.C. (1971): J. of Fluid Mech., vol. 50, part 1 pp.133~160.
- 3) 日野幹雄・柏柳正之・中山哲蔵・原輝彦(1980): 第12回乱流シンポジウム, pp.91~97.
- 4) 林泰造・大橋正和・武安真児(1980): 第12回乱流シンポジウム, pp.83~90.
- 5) 日野幹雄・柏柳正之・中山哲蔵・原輝彦(1981): 第25回水理講演会論文集, pp.455~462.
- 6) 林泰造・大橋正和・武安真児(1981): 第13回乱流シンポジウム, pp.123~129.
- 7) 日野幹雄・中山哲蔵・原輝彦(1981): 第13回乱流シンポジウム, pp.155~158.