

交番振動流の乱れの計測システム及び可視化実験について

Measurement System of Turbulence and Flow Visualization in an Oscillatory Flow

東京工業大学工学部 日 野 幹 雄
 電源開発(株) 柏 柳 正 之
 東京工業大学大学院 中 山 哲 蔵
 " 原 輝 彦

1. はじめに

乱流境界層内における乱流構造,あるいは大規模な渦運動は,計測技術や現象の可視化手法の発達によって次第に明らかになりつつある。著者らは,境界層内における乱流構造の解明の一つの手段として,交番振動流の乱れに関する研究を続けて来た。交番振動流の特徴は,乱れが減速位相時に爆発的に発生し,この現象がほぼ同じ位相で繰返される点にある。現象が非定常現象のため時間平均操作ではなく,アンサンブル平均として流速の平均値や分散を定義したが,この様な単純な平均値のみの議論では,乱れの構造やスケール等に関しての定量的なデータが得られないので,二点の速度相関等を求めた。この時,流速計としてレーザードップラー流速計と熱線流速計を用いた。これらの出力のデータ処理は,従来は煩雑で時間のかかる作業であったが,今回は計測・統計処理を1本化した計測システムにより,作業を大幅に短縮する事ができた。

本報告では,この計測システムを紹介するとともに,これによって得られた結果について報告する。

また,現象の全体的な把握,瞬間的な流速分布の時間的变化を調べるために,スモークワイヤーを用いて流れの可視化を行なった。これから得られた結果も報告する。

2. 実験装置,測定装置

2.1 実験装置

実験装置は,図1に示すように,全長14m,矩形断面(10cm×26cm)の交番振動流風胴である。風胴の一端は大气に開放しており,他端は振動流を起こすピストンに接続されている。

駆動部では,円運動を直線運動に変換している。したがって,ピストンの運動は正弦的であり,流量変化も正弦的となっている。図2は,熱線流速計を用いて求めた流量であるが,ほぼ正弦的に変化している。また,振動周期は0.8秒から1分近くまで変化させることができ,さらにピストンの行程を変化させることによって,広い範囲で実験が可能である。尚,測定位置は両方の入口からの影響のない風胴中央部(両端から7m)で行なった。

2.2 測定装置

1) レーザー流速計及び熱線流速計

レーザー流速計(日本科学工業)は,光学系によりレーザー光の干渉縞を作り,トレーサー粒子が干渉縞をよぎるさいに散乱光周波数にドップラー・シフトが生じることを利用して流速を測定するものである。流速 V とドップラー効果との関係は,次のようである。

$$V = (\lambda / 2 \sin \frac{\theta}{2}) \cdot f_d \quad (1)$$

ここで, λ はレーザー光の波長, θ は二本のレーザー光の交差角, f_d はドップラーシフトされた周波数である。 f_d は,フォトセル,トラッカーにより処理され電圧変換される。このとき f_d と出力電圧 E は,完全な比例関係となっていて,(1)式で示された θ , λ を知っていれば,

$$V = k \cdot E \quad (2)$$

の関係となる。 λ はレーザー光の特性で既知, θ は光学系(レンズ)の特性で,これもやはり既知であるの

で、 k を検定する必要がなく、流速が直接的に得られる。

レーザー流速計の特徴は、次の通りである。

i) 非接触型の流速計である。つまり、流れの中にセンサーを挿入する必要がなく、流れを乱だすことはない。特に本研究のような交番振動流においては、流れの中にセンサーを挿入した場合、これによってウェイクが生じ、逆流時にセンサーがこれをかぶり、真の乱れを測定しえないことが考えられる。しかし、レーザー流速計では、このようなことはない。

ii) 先に述べた様に、出力と流速の関係が比例関係にあり、比例定数は既知であるから検定の必要はない。

iii) 周波数シフターを使用することにより逆流や低流速も正確な測定が可能である。周波数シフターは、ブラッグ・セルにより2つのレーザーの周波数にわずかな差を作るときに生じる干渉縞の移動を利用して、トレーザー粒子との間に相対速度を作る装置である。

レーザー流速計の測定システムの概略を、図3に示す。

レーザー流速計はこのようにいくつかの利点を持つが、乱れの測定に関して熱線流速計と同様の信頼性があるかどうか、問題となっていた。このことを調べるために交番振動流風洞において、熱線流速計とレーザー流速計との比較を行なった。

図4 a), b), c), d) は、熱線流速計とレーザー流速計の2つをさまざまな組合わせで測定した結果である。

a) は、熱線流速計2本を流れ方向に1cm離れた時の上流側の熱線流量計の出力であり、逆流時に他の一本のセンサーのウェイクをかぶっている。

b) は、レーザー流速計を上流側に、熱線流速計を下流に設置したときのレーザー流速計の出力である。

a)と同様、逆流時にセンサーのウェイクをかぶっている。

c) は、熱線流速計1本の場合である。

d) は、レーザー流速計の場合である。

これら4つを比較検討すると、熱線流速計はウェイクを出す、逆流時にはそれ自身の作ったウェイクの影響を受けないということがわかる。尚、レーザー流速計で測定する際に、トレーザーとしてたばこの煙を注入したが、熱線流速計がこれによって影響を受けるか否かという問題がある。しかし、出力結果を見るとその影響は全くなく、また、顕微鏡で熱線計のセンサーを検査した結果、センサーの表面のたばこの煙による汚れはないことがわかった。したがって、レーザー流速計と熱線流速計の同時測定は、可能であることがわかった。

図5 (a)は、ほぼ同じ点で測定したレーザー流速計と熱線流速計の乱れの時間的変動である。レーザー流速計の方が若干高い周波数の変動を含んではいるものの、ほぼ熱線流速計の乱れと等しい。レーザー流速計には、トレーザー粒子が干渉渦を通過するのに有限時間かゝることによる誤差 (Doppler ambiguity) が伴う。図5 (b) は、出力をスペクトル解析したものであるが、レーザー流速計によるものは、高周波数の領域で熱線流速計と若干異なる。この点は、レーザー流速計の制約と言えよう。

2) 波形記憶解析装置

流速計等の出力信号を、一時記憶し、カセット式MTに転写し(後にこれをデスクトップコンピュータで処理する。)または内部において単純な統計処理をするために、波形記憶解析装置(菊水電子工業KK)を用いた(図-6)。

波形記憶解析装置は、A/D変換器、4KワードのICメモリー、生データ・サンプリングのためのタイミングコントロールユニットより成り、他に簡単な統計処理つまり、アンサンプル平均、自己あるいは相互相関関数等の計算を行なうコリレーターユニットを持つ。生データのサンプリングは一度に4チャンネルを記録でき、サンプリングの時間間隔は1 μ sec~5secの間に任意に設定できる。また、メモリーの内容をシンクロスコープに再生することができ、測定のチェックが容易である。さらに必要があれば、紙テープ出力を行なうこともできる。

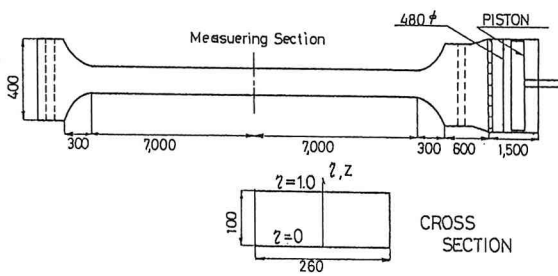


図1 実験装置

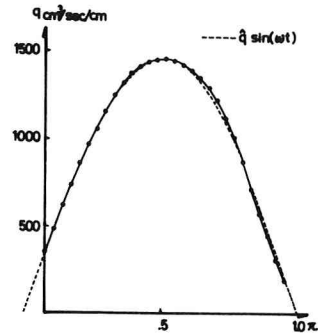


図2 各位相における流量

表1 実験条件

振動周期	T	3.2sec
流速の振幅	$\hat{U}$	290cm/sec
振動流境界層厚さ $\delta = \sqrt{2\nu/\omega}$		0.4cm
$Re = \hat{U}D/\nu$		19300
$R_\delta = \hat{U}\delta/\nu$		756

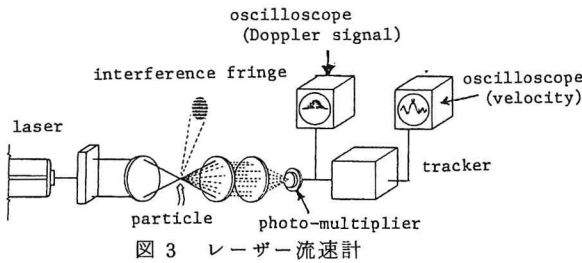


図3 レーザ流速計

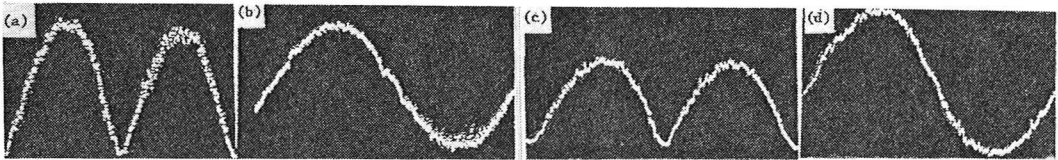


図4 レーザ流速計と熱線流速計の出力の比較

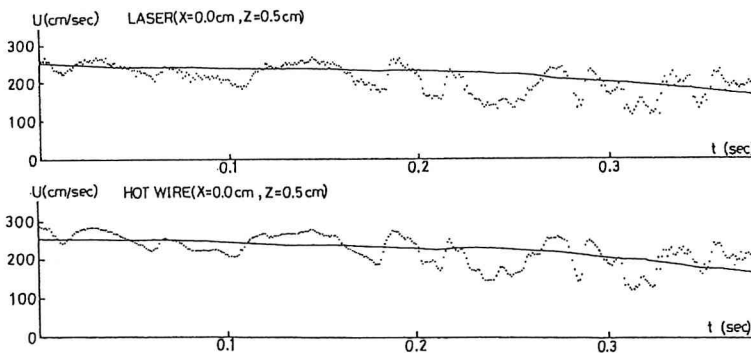


図5(a) 流速変動の同時同一点での記録

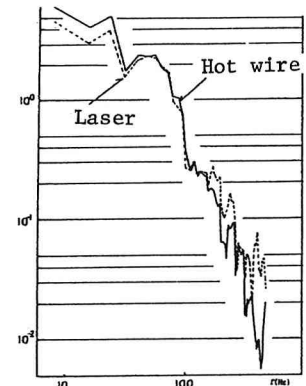


図5(b) スペクトル

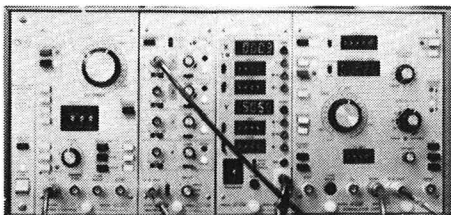


図6 波形記憶解析装置

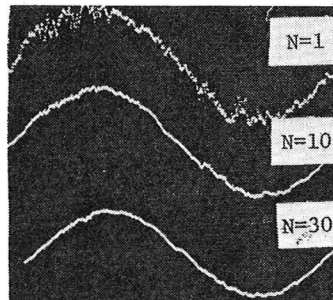


図7 流速のアンサンブル平均

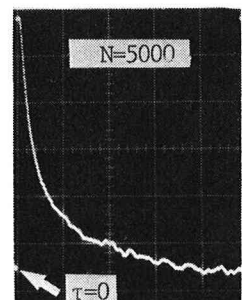


図8 自己相関関数

これまで、波形記憶装置からの出力を紙テープに収め、さらにこれを磁気テープに変換し、コンピューター処理を行なうという大変煩雑な作業を行なっていたが、デスクトップコンピューター（横河ヒューレットパッカード）を波形記憶装置に接続する事により、統計処理の過程を短縮した。図7は、波形記憶解析装置のコリレーターユニットを使用して、アンサンブル平均された交番振動流の流速である。図中Nは平均回数であり、Nの増加につれてなめらかになって行く事がわかる。図8は、同じくコリレーターユニットによつて計算された自己相関関数である。この自己相関関数は、定常乱流（粗面）のものである。

3) デスクトップコンピューター

波形記憶装置によつてサンプリングされメモリーにストアされたデータは、デスクトップコンピューター（メモリーサイズ64Kバイト）によつて、カセットテープに収められ、単純な計算はその場で行なわれる。その後さらに複雑な統計処理、例えば、スペクトル、コヒーレンス、フェイズ等の計算が、これによりなされる。また、波形記憶装置はこのコンピューターにより制御される。

以上のオンライン化されたシステムのブロックダイアグラムを図-9に示す。

2.3 流れの可視化

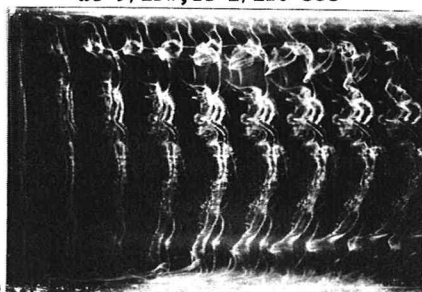
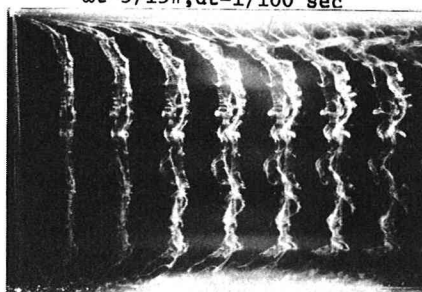
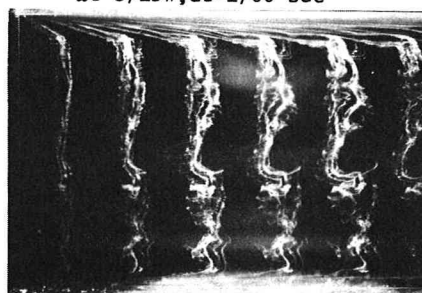
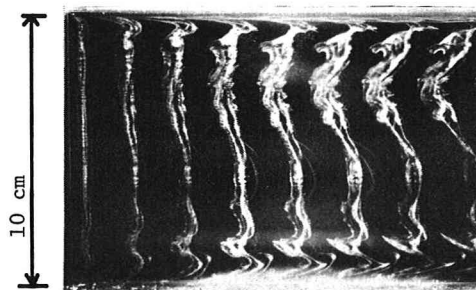
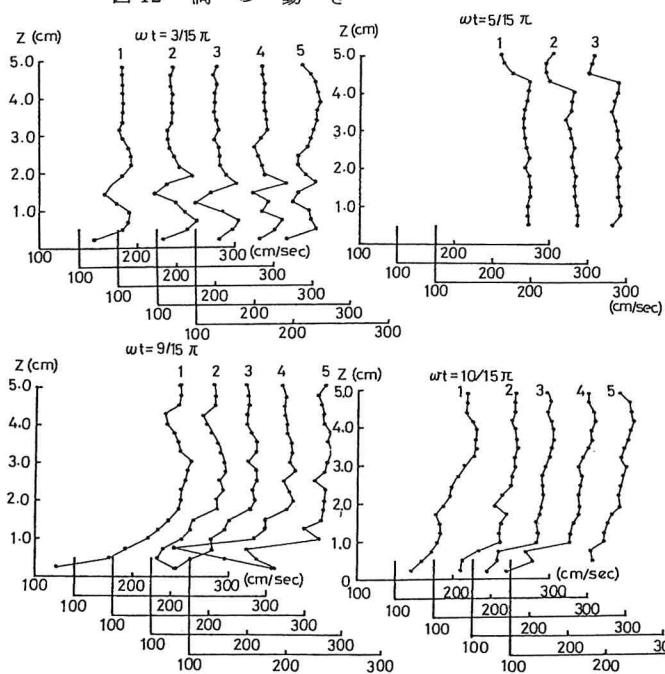
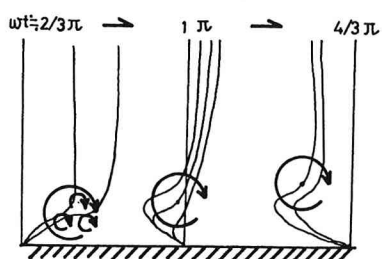
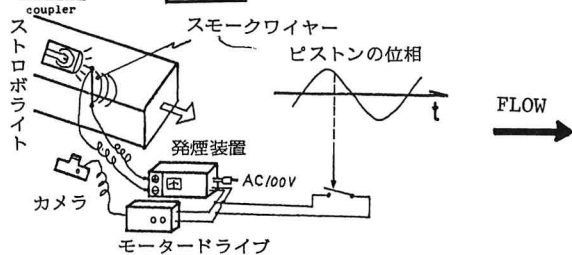
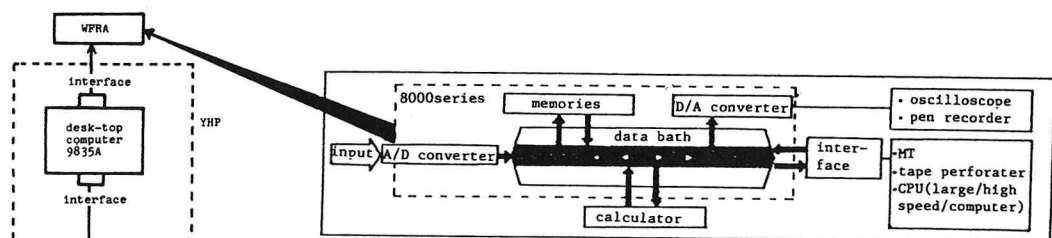
1で述べたように、現象を全体的に把握し、瞬間の流速分布を求めるために、スモークワイヤによる流れの可視化を行なった。図10に示す様に、スモークワイヤは、カメラのシャッターが切れると同時に発煙するように運動させ、カメラはモータードライブによつてシャッターが切れるようになっている。さらに、任意の位相でシャッターが切れるように風胴の駆動部にスイッチを設置し、これによつてモータードライブが働くようにした。照明は、ストロボスコープで風胴の上から照らした。このストロボスコープは、60回/分～15000回/分までの任意の等時間間隔で発光させることができ、したがって、一枚の写真に何本ものタイムラインが撮影できる。

図11は、この方法で撮影した写真である。それぞれ位相、ストロボの時間間隔を記してある。

まず、加速位相 $2\pi/15$ における写真であるが、壁付近ではきれいな流速分布形をしているのに対し、風路中心で比較的大きな渦運動が見られる。この渦運動は、スケールは大きい変動幅は小さく弱いものと考えられる。というのは、熱線流速計あるいはレーザー流速計で測定したとき、この位相での $\overline{u'^2}$ は、10～15 cm/s 程度と比較的小さいからである。またこの位相では、 $-\overline{u'w'}$ は風路中心付近において負の値をとっており、負のせん断応力をもたらす渦であると考えられるが、本実験条件ではこの負の値は小さく、ここからもこの渦はそれ程レイノルズ応力に寄与する渦ではないと考えられる。加速位相において、このような渦構造が良く見られるが、加速が進み風胴中心付近での速度勾配が減少するに伴い、このような渦への主流からのエネルギー補給が減少し、消滅してしまうと考えられる。実事、位相が $\pi/2$ 近くになるとこのような渦は、全くと見られなくなる。

減速位相になると、壁面近く（壁から1 cm程の範囲）で流速分布に変曲点が現われ、この変曲点が次第に上昇し1～2 cmの間で比較的大きな渦が発生する（ $\pi/2 \sim 2\pi/3$ ）。この渦のスケールは、加速位相で見られる渦と同オーダーのスケールの様に見えるが、その強さはかなり強いと考えられる。というのは、熱線流速計による $\overline{u'^2}$ 、 $-\overline{u'w'}$ が、いずれも加速時の場合と比べて非常に大きいからである。したがって、この渦がレイノルズ応力を生み出していると考えて良い。この加速域の渦と減速域の渦とは、その強さは異なっているが、発生原因が全く異なるとは考えにくい。つまり、図12に示すように、減速位相で発生した渦が主流からのエネルギー供給の減少に伴い、これらの渦のうちスケールの小さい渦が、粘性により消散され、スケールの大きな渦のみが残り残る。これが風胴中心付近に漂い、逆流時に加速位相において渦として見えるとも考えられる。

このような可視化によつて得られた写真から求めた流速分布を図13に示す。加速位相（ $wt = 2\pi/15$ ）では、変曲点は、風胴中心付近に存在している。また、減速位相（ $wt = 2\pi/3$ ）では、壁面から5 mm～1 cm 程度の高さに変曲点が見られ、これが上方へ移動し成長していく様子がわかる。減速域に見られるこのような挙



動は、定常乱流のバースティングの過程と類似している。

3. 実験

3.1 流速と圧力勾配

交番振動流における圧力勾配と流速は、図14のようになる。圧力勾配は、流速を測定している断面とそこから1m離れている点の差圧を差圧計で測定したものである。(尚、本報で示す結果は全て、表1に示す実験条件で行なわれた実験に関するものである。)

圧力勾配が順勾配の位相では流れは加速されているが、圧力勾配がやがて零となると流速はほぼ最大値に達し、圧力勾配が逆勾配となると流速が減少し始める。乱れの発生は、圧力勾配がほぼ零に近い位相で起っている。図14の $z=0.1\text{mm}$ での流速の変化を見ると、減速位相においてそれ以前の周波数とはオーダーの異なる変動が発生している。 $z=0.1\text{mm}$ の点は、定常乱流で言えば粘性底層内の点に対応している。また、 $z=1\text{mm}$ 、 $z=5\text{mm}$ の点の流速の変化と比較すると、壁の極く近傍($z=0.1\text{mm}$)より壁から3~5mm離れた点の方が高周波数の乱れの発生が早い。図14にはまた、振動流特有の位相差が見られる。すなわち、壁付近の方が、風路中心より若干位相が進んでいる。しかしながら、層流の場合よりその位相差は顕著ではない。

3.2 平均流速分布

このような非定常現象の統計処理は、時間平均ではなく、アンサンブル平均をとらなければならない。このことについては、前報において詳しく述べたので定義だけについて記す。平均流速 $\bar{U}$ 、 u' 、 $\overline{u'^2}$ は、次のように定義する。

$$\bar{U}(z, wt) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u(z, 2\pi nT + wt) \quad (3)$$

$$u'(z, wt, n) = u(z, 2\pi nT + wt) - \bar{U}(z, wt) \quad (4)$$

$$\sqrt{\overline{u'^2}} = \left(\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u'^2(z, wt, n) \right)^{1/2} \quad (5)$$

尚、 T ：交番振動流の周期(sec)， $w = 2\pi/T$ ；角振動数(1/sec)

N ：平均回数(50回)， z ：壁からの距離(cm)

流速の出力は、先に述べたように波形記憶装置に記録し、マイコンによって統計処理したものである。

図15は、各位相の平均流速分布をまとめたものである。図15(a)は、 $0 \sim \pi/2$ までつまり加速位相、(b)は、 $\pi/2 \sim \pi$ 、つまり減速位相の流速分布を示している。振動流特有の先走り現象が、加速位相において見られる。すなわち、壁付近の方が風路中心よりも流速が大きく、風路中心付近では負の速度勾配となっている。また、この流速を片対数にプロットしたのが図16(a),(b)である。減速位相では、位相が進むにつれ、対数分布の成立する領域が急速に広くなる。これは、 $\pi/2$ 以後に発生する爆発的な乱れにより、鉛直方向への運動量の均一化が行なわれるためと考えられる。これに対し加速位相においては、対数分布の成立する領域は減速位相に比べて狭く、 $wt = \pi/2$ 付近で $\eta \leq 0.15$ 付近までである。

以上の事から、加速位相と減速位相との間における平均流速分布の相異は、それぞれの区間の抵抗の相異でもあり、この相異の原因は減速位相に発生する乱れであるといえる。

3.3 壁面セン断応力

圧力勾配と断面内の流速を測定する事により、任意の高さの平均セン断応力を求めることができる。

交番振動流における運動方程式は、

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\tau}{\rho} \right) \quad (6)$$

ここで τ/ρ は、レイノルズ応力、粘性によるセン断応力を含む。これを z に関して積分すると

$$\int \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} dz = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} z + \frac{\tau}{\rho} \quad (7)$$

尚、ここでの z は、風路中心を 0 としている。

故に

$$\left(\frac{\tau}{\rho}\right) = \int_0^z \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} dz + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} z \quad (8)$$

今、壁面に働くセン断力を知りたいのであるから $z = -D/2$ (D : 管路の高さ) を代入すると

$$\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{wall} = \int_0^{-D/2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} dz - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \cdot \frac{D}{2} \quad (9)$$

$\bar{U}$, $\frac{\partial \bar{p}}{\partial x}$ の実測値を用いて各位相の $\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{wall}$ の値を計算すると、図 17 のようになる。つまり $0 \sim \pi/2$ までは、比較的ゆるやかに増加し、 $\frac{\pi}{2}$ を過ぎると急増し、 $2\pi/3$ 付近でピークを取り、以後急速に減少する。これは、前報で報告したレイノルズ応力とほぼ同様の傾向を示している。

すなわち、幾度も述べている様に、高周波数の乱れの発生に伴い、セン断応力が急増しているということである。しかし壁面に働くセン断応力の見積りには、正確な流速の測定と正確な圧力勾配の算定が必要である。とり分け、著者らの測定した圧力勾配は、図 14 に示すように、かなり変動している。したがって、この測定値を直接採用せず、スムージングした値を用いたため、正確なセン断力とは言えないが、傾向は示していると考えられる。今後、圧力の測定の改善が必要であると考えている。

3.4 乱れの伝播

前報において、 $\sqrt{u'^2}$, $\sqrt{w'^2}$, $\overline{u'w'}$ 等の諸量に関する事を報告し、流れ全体の中での減速位相における乱れの発生が、重要な役割を演じていると述べた。今回この様な結果に基づいて、減速位相の乱れに着目し、その乱れの構造を明らかにするため、レーザー流速計と熱線流速計を図 18 に示すように配置し、二点間の流下距離 X 、高さ Z を変化させ、乱れに関する相互相関係数を求めた。図 19 は、測定された相互相関係数の 1 例を示している。それぞれの相互相関係数は図中に示す通りである。この図から乱れの伝播速度は、ほぼその点の平均流速と等しい事がわかる。

また、 $X=10$ cm とかなり離れた点でも、乱れの性質はそれ程変化しない事を示している。これらの相互相関係数のピークを基に、等相関線図を作成して見ると図 20 a), b) の様になる。a) は $wt = (0.24 \sim 0.32)\pi$ でつまり加速位相の等相関線図、b) は $wt = (0.66 \sim 0.75)\pi$ 、すなわち減速位相での等相関線図である。この図から、加速位相における乱れの構造と減速位相でのそれとの相異がはつきりする。

すなわち、加速位相においては、乱れの上方向への拡散性は減速位相に比べて著しく弱く、また、乱れの強さそのものも小さい。したがって、乱れの構造は壁に押しつけられたような状態となる。これに対して、減速位相に発生する乱れは、鉛直方向への拡散性が強く乱れの強さも大きい。したがって、乱れの構造は上方に向かって立ち上がったような状態となる。特に、減速位相の乱れの相関は、 $x=10$ cm および $z=1.5$ cm まで 0.5 程度と大きく、乱れのスケールが大きい事を示している。

4. 結語

熱線流速計およびレーザー流速計によって得られた結果と流れの可視化による結果を比較すると次のような事が言える。

- i) 交番振動流に見られる乱れは、ほとんど減速位相に発生した乱れである。
- ii) 乱れの発生機構は、定常乱流に見られる bursting 過程とほぼ同じである。
- iii) 熱線流速計とレーザー流速計によって求められた相互相関係数と可視化によって見られる渦の動きとは、ほぼ対応がつく。
- vi) 渦の発達には壁の極く近く (1 cm の範囲内) で行なわれ、渦の高さ方向の最大スケールは 1 cm から 2 cm

程度と考えられる。

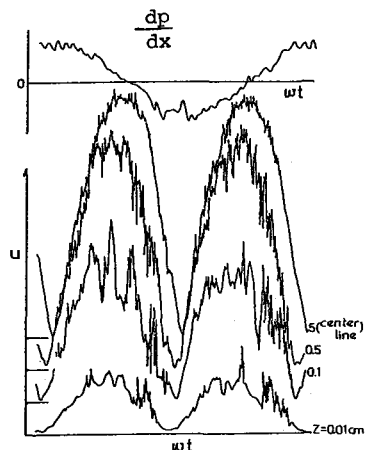


図 14 圧力勾配と流速

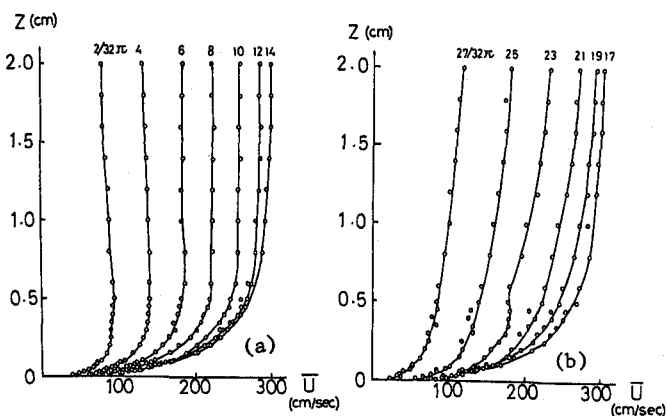


図 15 各位相の流速分布

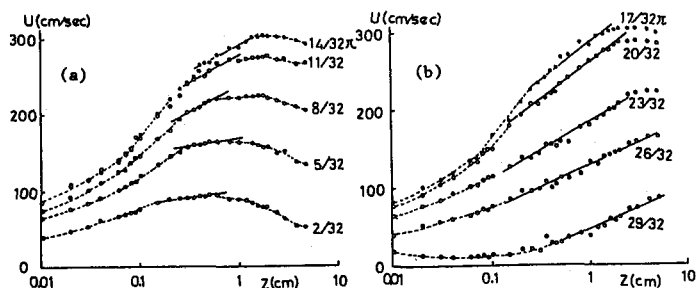


図 16 各位相の流速分布

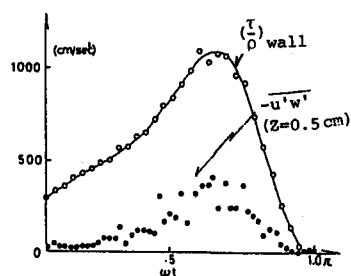


図 17 壁面セン断力

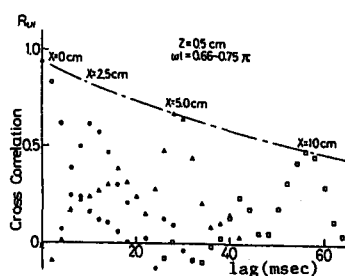


図 19 相互相関係数

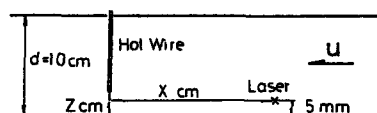


図 18 レーザー流速計と Hotwire

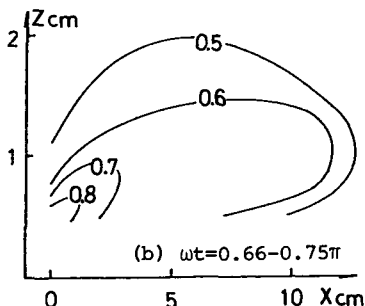
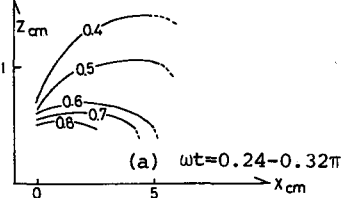


図 20 等相関線図

謝辞：本研究は、文部省科学研究費・一般研究(A)「交番振動流における乱れの発生とエネルギー輸送機構」(課題番号 342035：研究代表者 日野幹雄)の補助により行なわれたものであり、謝意を表する。

参考文献

- 1) 林 泰造, 大橋正和, 武安真児 (1980): 第12回乱流シンポジウム, p. 83 ~ 90.
- 2) 日野幹雄, 柏柳正之, 中山哲蔵 (1980): 第24回水理講演会論文集, p. 277 ~ 284.
- 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, p. 91 ~ 97.