第24回水理講演会論文集　1980年２月

矩形管路内の交番振動流の乱れについて

The turbulent characteristics of an oscillating flow with zero mean velocity

東京工業大学　正員　日野幹雄
東京工業大学　学生員　柏柳正之
東京工業大学　学生員　中山哲厳

1. 序　論

定常乱流の研究の歴史は古く，すでに種々の流れに対し多くの研究が積み重ねられ，十分とはいかないまでもその構造は次第に明らかになりつつある。しかし，その複雑な乱流過程の解析は，今なお流体力学上の最も重要な問題の一つであることに変わりはない。

一方，振動流現象は，自然界では海岸に打ちよせる波や潮汐，また人工的な管路系での水撃圧とかサージングとして身近かに観察される。また血管内部の脈動流も，平均流をもった振動流である。このような振動流の研究は少なからず行なわれてきたが，多くは層流に限ったものであったり，平均値の議論であり，振動流の乱流構造については，一様流に振動流の重なった場合の研究は多少あるものの，純然たる交番振動流の研究は少ない。

振動流の乱流の研究としては，(i) 遷移限界に関して，Li(1954)，Vincent (1957)，Collins(1963)，(ii) 振動流境界層内の流速測定には，Kalkanis(1957)，Jonsson(1963)，堀川・渡辺(1968)，堀口・水口(1973)，(iii) 乱れを直接測定したものには，堀川・渡辺(1970)，日野・大西(1971)，日野・沢本・高須(1975)，(iv) 数値シミュレーションによる日野・高須(1974)，林・篠田(1979)などがあるが，振動流の乱流の基本的機構はいまだ解明されていないように思われる。(参考文献は日野・沢本・高須(1975)[1]を参照のこと。)

このような考えから，われわれはこれまで円管路において振動流の乱流遷移に関する研究を行ってきており，定性的に以下のようなことが明らかになった。

① レイノルズ数が小さい場合は，層流解とよくあう。

② レイノルズ数を大きくしてゆくと，まず低周波の弱い乱れがみられるが，さらにレイノルズ数をあげると様相は一変し，高周波の乱れがあらわれる。

③ この乱れは，流れが反転するときほとんど完全に消滅する。

④ 境界層厚さのパラメーター $\delta=\sqrt{2\nu/\omega}$ を用いたレイノルズ数 R_δ は，高周波の乱れの発生限界をあらわす指標となり，その限界値は550である。

本研究は，研究の対象の中心をこれまでのものより高いレイノルズ数での乱流におき，流速の乱れを詳細に測定することにより，振動流での測定データを増し，振動流の乱流の基本的機構の解明を行なおうとするものである。

2. 実　験　装　置

(a) 風　胴

実験装置は図１に示されるように，断面26 cm×10 cm，長さ14 mの透明アクリル製の矩形風胴と，管径49cmのピストン部および動力部の３部分で構成される。風胴の一端は円形断面のピストン部がベルマウスを通じて滑らかに風胴に接続さ

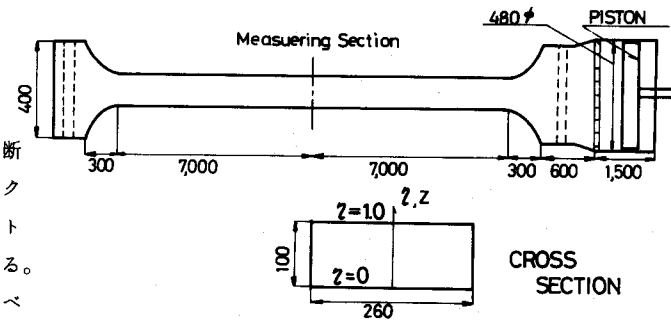


図１　実験装置

れており，風胴の他端はベルマウスを通じて直接大気中に開放されている。ピストン部には流れの偏流を矯正するための格子状の整流板およびメッシュ板数枚が，またベルマウスの入口には風胴外部の乱れの影響を除くためのメッシュ板が取り付けられている。ピストンの行程は動力部の回転軸にとり付けたアームの射影を機械的に採り，正確な正弦運動としており（日野他1975），アームの長さを変えることにより変化させることができる。動力部は無段変速モーターと減速器で構成されており，2.5秒から53秒までの周期を任意に選ぶことができる。ここで得られる周期の精度は十分高い。ピストンの行程，モーターの周期を適当に組み合わせることにより，層流域から乱流域にかけて数種のレイノルズ数$R_e=\hat{u}d/\nu$およびストークスのパラメーター$\lambda=d/2\cdot\sqrt{\omega/2\nu}$での実験が可能である。

（b） 測定位置およびその検討

流速の測定は風胴の中央である入口から7mの断面の中央で行った。流速の測定には，レーザードップラー流速計と熱線流速計が用いられた。熱線流速計は，測点断面の上部に開けられた径6㎜の小孔，あるいは横に開けられた幅6㎜のスリットから挿入された。

さて，この測定位置で流れに流入端の影響がなく流軸方向に一様化しているか否かが問題であり，この点を以下に吟味する。

Stewartson[2](1950)は，半無限平板上で静止の状態から，瞬間的に一定速度Uで運動を始めた流れを解析している。これによると，平板上の流れの場は，$Ut<x$ならばxに無関係にtだけの関数になり（Stokes rangeと呼ぶ。），$Ut>x$ならば流れは平板先端の影響を受け，tとxだけの関数となる（Blasius rangeと呼ぶ。）。またtの影響は$t\to\infty$につれて指数的に減少する。ここで，xは平板の端からの距離であり，tは運動開始後の経過時間である。以上のことは，ある時間に注目すると，xがある値より大きくなると流れが一様になり，入口の影響が現われなくなることを示している。

概算として，Uとして平均流速200㎝/sec，tとして周期3secを用いれば，入口から6mより遠ければ一様な流れになっている。この値はかなり大きめに見積った値であり，また今回実験に用いた風胴の長さは14mとこの値よりさらに大きく，この中央での実験は一様な流れの領域で行なわれたといえる。

（c） 熱線流速計

層流および乱流の実験において，定温度方式の熱線流速計（日本科学工業）を用いた。プローブはI型およびX型（u', w'測定用）の2種類を用いた。プローブおよびプローブのサポートの径は，4.2㎜と測定断面積に比べて小さく，プローブおよびサポートによる測定断面積の減少の影響は小さい。しかし，プローブの入れ方によっては流れに及ぼす影響は小さくなく，このことは後にレーザー流速計による測定結果と比較し議論する。

熱線流速計の較正は，層流の実験においては，プローブを回転するアームの先に取り付け，アームの長さを5～30㎝，回転周期を6secとし，流速をビジグラフに出力することによって行った。この際，プローブがアームの回転によって発生した乱れをかぶらないようにすることと，プローブは測定時と同様な熱的状態にあるようにすることを注意した。

乱流の実験では，低乱風胴（東工大水工学研究室）の吹出口において，ピトー管とプローブを互いに影響のない程度近づけ，平行流領域において，10数種の風速で両方の示度を比較して行った。ピトー管による流速はベッツ型マノメータに出力し，熱線流速計による流速はAD変換した後ミニコン（後述）により40秒間の平均値として出力した。

一般に，熱線流速計は低流速領域では精度が悪くなり問題があるとされてきたが，以上のような方法で得られた較正曲線は，層流では数㎝/sec～30数㎝/sec，また乱流では10数㎝/sec～4m/secまで非常によく直線化され，精度上の問題はなかった。

（d） レーザー流速計

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，干渉縞をよぎるトレーサ

一の数をフォトセルにより電圧に変換して流速を測定する流速計であり，測定点に障害となる物体を入れることなく測定が行なえる最新の流速測定機である。特に本研究のような振動流においては，熱線流速計のようにプローブが作る乱れを流速の反転後にかぶることがなく，また流れに影響を与えることなく測定が行え，これを用いる意義は大きい。

本実験で用いたレーザー流速計は，波長6328ÅのH_e-N_e レーザーを用いており，前方で散乱光を受けるシステムとなっている。レンズは焦点距離が25cm，交差角が11°のものを用いた。レーザー流速計にはトレーサーが必要であるが，本実験ではタバコの煙をトレーサーに用いた。本実験の実験条件では，空気の振幅が風胴の長さより十分小さいため，測定前に測定付近から入れたトレーサーは風胴外にあまり出ず，タバコの煙を1度入れると少なくとも10分位は良好な測定が行えた。さらに，測定時にはオシログラフで出力信号をチェックして，良好な信号が得られたデータのみを解析した。

なお，流速の出力は，トラッカーの電気的ノイズを除くため，実際の現象には関係ないと思われる1000 H_z 以上の周波数をローパスフィルターを用いて除いた。

（e） データ処理

層流の実験は熱線流速計を用いて行った。流速は，動ひずみ計を用いて同時測定されたピストンの変位と共に，ビジグラフに出力した。このピストンの変位を基準にして，各測点において同位相の流速を読みとった。また，位相は断面中央（$\eta=0.5$）における流速を基準とし，$(u)_{\eta=0.5}=0$ を0，π とし，$(u_{max})_{\eta=0.5}$ を $\pi/2$, $3/2\pi$ とした。位相の決定は，乱流の実験においても同様な方法で行った。

乱流の実験は熱線流速計およびレーザー流速計を併用して行った。流速は，東工大水工学研究室内のミニコン（HITAC 10）と内蔵されているＡＤ変換器を用い，ピストンの変位を示す動ひずみ計の出力電圧をトリガーとして，$-\pi/5$程度の位相からサンプリングを開始し，30～50msecごとに100～130回サンプリングしこれを1波のデータとした。そのようにして連続64波のデータを紙テープに出力し，これを東工大大型計算機（HITAC M180）により処理し，平均流速（$\overline{u}$），乱れ（u', w'）およびレイノルズ応力（$-\rho\overline{u'w'}$）を求めた。なお，この際紙テープにより出力されたデータは1波づつチェックされ，明らかにトリガーがうまくかからなかったために，他のデータと異なったものとなっているデータは処理の対象からはずされた。また実験によっては，直接 $\overline{u}, u'$ が紙テープに出力された。

$\overline{u}, u', w', -\rho\overline{u'w'}$ は以下のように定義される各位相のアンサンブル平均である。

$$\overline{u}(\eta, \omega t) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} u_i(\eta, \omega(t+iT)) \quad \cdots\cdots (1)$$

$$u'(\eta, \omega t) = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(u_i-\overline{u})^2} \quad \cdots\cdots (2)$$

$$w'(\eta, \omega t) = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(w_i-\overline{w})^2} \quad \cdots\cdots (3)$$

$$-\rho\overline{u'w'(\eta, \omega t)} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(-\rho u_i' w_i') \quad \cdots\cdots (4)$$

T：周期，　N：サンプル数

サンプル数Nは，Ｘプローブの場合で，$N=16, 32, 64, 128, 256$ として，乱れの大きい $\eta=0.05$で同じ測定を数回繰り返した結果を比較して決定した。$\overline{u}$ では$N=32$で十分であったが，$-\overline{u'w'}$ では$N=16, 32$ではかなり測定値にばらつきがあり，実験毎に$-\overline{u'w'}\sim\omega t$ 分布の形が異なっていたが，$N=64, 128, 256$では多少ばらつきはあるものの，ほぼ一定の分布形を示すことから$N=64$とした。

3. 流速測定の問題点の検討

（a） レーザー流速計と熱線流速計

図2は，$\eta=0.05$（壁から5㎜）の位置において，レーザー（$\bar{u}$：△印，u'：▲印）および熱線（$\bar{u}$：○印，u'：•印）によって測定された$\bar{u}$とu'の比較である。前報[3]でレーザーによる波形と熱線による波形はほぼ一致していることを報告したが，ここでは，$\bar{u}$はほぼ一致しているものの，u'については熱線の方が多少大きめにでている。乱れ強さ（$u'/\hat{u}$）はレーザーが0.14，熱線が0.17と熱線の方が2割程度大きい。また，u'のピークおよびび減少時はほぼ一致するが，u'が増加を開始する位相は熱線の方が$\pi/10$程度早い。しかし，以上の点に関してはレーザーによる測定結果もまだ少なく，検討中である。なお，レーザーは低流速では出力信号のホールドを起こすことがあり，流れの反転時付近での精度は低い。

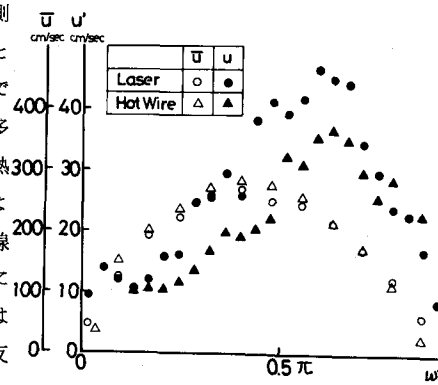
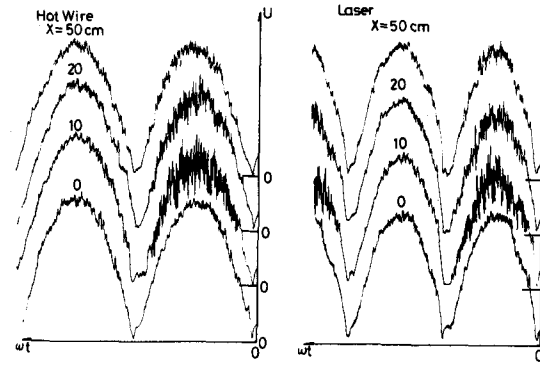


図2　レーザー流速計および熱線流速計による平均流速，乱れの比較

（b）熱線のプローブの影響

図3は，熱線のプローブおよびサポートが作る乱れの影響を調べるため，2本のプローブを流軸方向に並べておき，その間隔（図中Xで表わす）を変化させたときの下流側のプローブの出力（3－(a)図），および下流側をレーザーにしたときの出力（3－(b)図）である。明らかに両者共，下流側の出力は上流の熱線のサポートの影響を受けるが，流れが反転すると，反転前にサポートなどにより作られた乱れは減衰して，出力に影響を与えないことがわかる。



3－(a)　　3－(b)

図3　熱線流速計のプローブおよびサポートの影響

4. 実験結果

（a）区分

今回の実験の大部分は，これまでわれわれが行ってきた円管路での実験[1]のときより，より高レイノルズ数，高ストークス数の範囲で行なわれた。実験領域は，円管路のときも含めて図4に示す。図中点線（------）は層流領域を，一点鎖線（－・－・－）は高周波の乱れの発生限界を示し，R_e，R_δおよびλは以下のように定義したレイノルズ数およびストークス数である。

$$R_e = \hat{u}d/\nu \quad \cdots\cdots (5)$$

$$R_\delta = \hat{u}\delta/\nu \quad \cdots\cdots (6)$$

$$\lambda = d/2\delta = d/2\cdot\sqrt{\omega/2\nu} \quad \cdots\cdots (7)$$

$\delta=\sqrt{2\nu/\omega}$　：境界層厚さ

$\hat{u}$：平均流速の振幅，d：風胴の幅

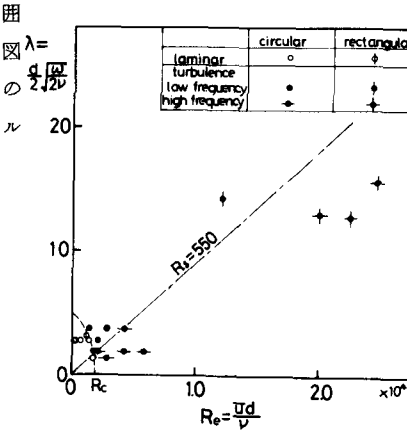


図4　実験領域

（b）層流

層流の実験結果は，次の2次元振動流層流解[4]と比較された。

無次元化された方程式

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial V}{\partial \omega t} &= -\frac{\partial P}{\partial \xi} + \frac{1}{8\lambda^2}\cdot\frac{\partial^2 V}{\partial \eta^2}\\ 0 &= -\frac{\partial P}{\partial \eta}\end{aligned}\right\}\cdots\cdots(8)$$

(8)式において

$$P = p/\rho d\omega\hat{u}$$

$$V = u/\hat{u}$$

である。ここで

$$-\frac{\partial P}{\partial \xi} = P_0\ exp\ (i\omega t),$$

$$V = f(\eta)\cdot exp\ (i\omega t)\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(9)$$

とおき，(9)式を(8)式に代入して

$$\eta = 0,\ 1\ で\quad f = 0\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(10)$$

の境界条件のもとに解けば

$$V(\eta, \omega t) = \frac{1}{2}\left\{ f(\eta)\cdot exp\ (i\omega t) + f^*(\eta)\ exp\ (-i\omega t)\right\}\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(11)$$

$$f(\eta) = \frac{P_0}{i}\left\{1 - \frac{(e^{\gamma\eta} - e^{-\gamma\eta}) + (e^{\gamma(1-\eta)} - e^{-\gamma(1-\eta)})}{e^{\gamma} - e^{-\gamma}}\right\}\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(12)$$

$$\gamma = \sqrt{8i}\ \lambda\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(13),\qquad P_0 = \left|1 - \frac{2(e^{\gamma} + e^{-\gamma} - 2)}{\gamma(e^{\gamma} - e^{-\gamma})}\right|^{-1}\cdots\cdots\cdots\cdots(14)$$

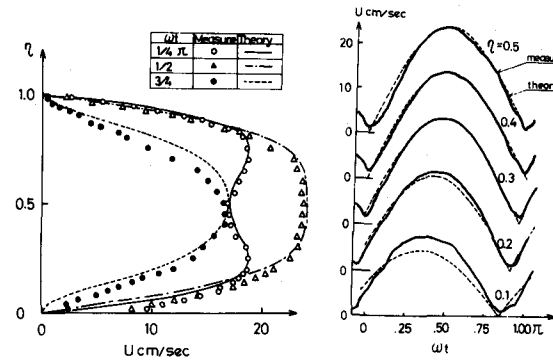


図5　層流の流速分布　（R_e= 1190，λ = 3.14）

測定結果を図5に示す。$\hat{u}$は $\omega t=\pi/2$ における測定位置での単位幅流量から決定された。このような方法でuを決定することは，2次元での理論解を，実際には多少3次元的となっている実験値と比較する妥当性を与える。

層流の流れは，装置の入口のわずかなゆがみ，風路軸の小さな曲り，ピストン部の不整などにより簡単に歪んだ流れとなり，しかもその歪みはいつまでも消えることなく持続するため，理論値どおりの分布はなかなか得られない。今回の実験でも，ωt，ηに関するuの対称性が完全に保たれたとは言い難かった。しかし，プローブのサポートによって流れが局所的に加速されている壁付近とごく低流速付近を除き，かなり広いη，ωtにわたって，実測と理論値はよい精度で一致した。

（c）　乱　流

われわれが前報[1]において円管路でおいて行ってきた乱流の実験は，レイノルズ数がそれほど大きくなく，加速域の流れは乱れの少ない層流流れに近いものであった。そこで，本実験は，前報よりかなり高いレイノルズ数範囲で行なわれた。流れはこれまでの測定域とは異なり，加速域にも乱れた完全な乱流流れであった。

（i）　平均流速の分布

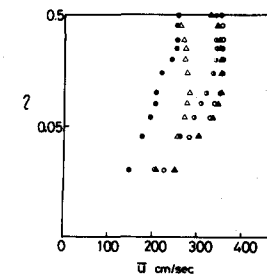


図6　平均流速分布

（△: 0.24π　○: 0.61π　R_e=22500
▲: 0.39π　○: 0.74π　λ=12.8
○: 0.5 π）

図5は平均流速分布である。η<0.1の領域では対数分布をしているが，その係数は位相ごとに違っている。これは沢本（1976）[4] が円管路で求めた結果と同様であるが，この場合には断面の限られた範囲ではなく断面全域にわたって対数分布する。これは断面が小さく壁からの影響が管中央まで十分及んでいるためであり，本実験の場合には，λ = 12.8と大きく（沢本では 3.62），壁の影響が完全には断面中央まで及んでいないためである。また，ωt = 0.74 πでは他の位相に比べて直線の傾きがきつく，乱れによる流れの一様化が見られる。

（ii） 乱れの分布と変化

図7は，$\bar{u}, u', w'$ の時間変化である。乱れは壁からの距離によって，それぞれ明らかに他と異なる時間変化をする。すなわち，壁に最も近い $\eta=0.05$ では流速の反転後からほぼ一定の割合で増加し，$7/10\pi$ 位の位相でピークをもちその後流速の減少に伴い急激に減衰する。$\eta=0.16$ では，加速域にはほとんど変化せず一定の値を保つが，加速度が反転して減速域に入ると，急に増加を始め $7.5/10\pi$ 位の位相にピークをもち，その後同様に急減する。$\eta=0.5$（中央）では，流速の反転時を除いて全周期を通じてほぼ一定である。$\eta>0.3$ では乱れはあまり目立った変化を示さず，このことはこの領域では高周波の乱れが存在しないことにも対応している。

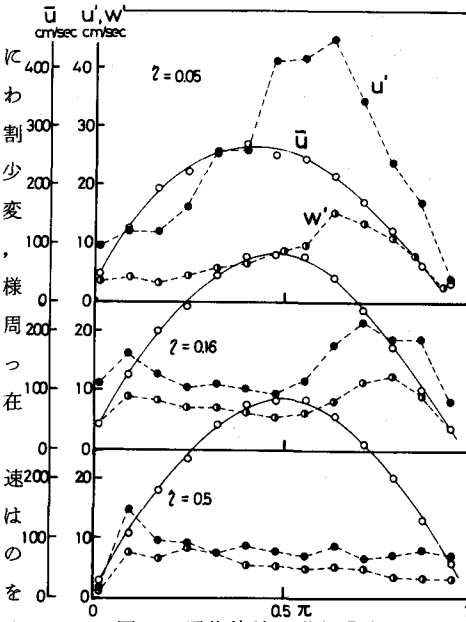


図7 平均流速，乱れ分布 （$R_e=2.06\times10^4, \lambda=13.0$）

図8(a),(b)は u', w' ～η 分布の時間変化を示す。u' は，まず加速域では壁付近でのみ増加するが，このとき断面の大部分で u' は変化せず小さい。加速度が反転して減速域に入ると，高周波の乱れに対応して急増し，また壁から離れた領域でも大きな値をもつ。u' のピーク時では，断面の約40%の範囲で指数関数的な分布をし，ピーク後一様化の傾向を示しつつ，此の増加時に比べてかなり早い減衰をする。一方，w' は図6では u' と同様な時間変化を示すものの，図8(a)では u' のような明瞭な分布形は示さず，減速域の $\eta<0.2$ の領域でほぼ一様な増加を示す。

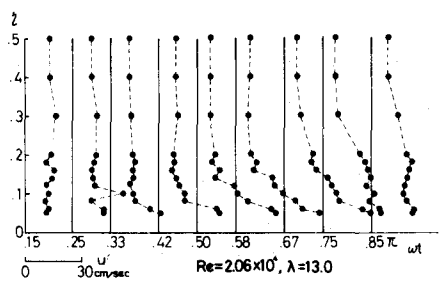


図8(a) u'～η 分布の時間変化

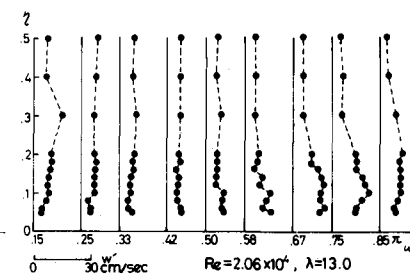


図8(b) w'～η 分布の時間変化

図9は断面中央での u' で，図中の点線は加速度の反転時を表わす。u' のピークは，流速が η の値によって位相差をもつため壁近くの方が早い位相にあるが，$\eta<0.3$ の測点ではどれも加速度の反転後 $3/10\pi$ ～ $4/10\pi$ 程度の位相にある。図9より，壁近くの強い乱れが，減速域で増加する w' により断面中央に向かって輸送されている様子がうかがわれる。図10は各位相における $\eta=0$ ～ 0.5 での平均の u' であり，加速域ではあまり変化しないが，減速域に入って $\pi/2$ から $7/10\pi$ 位まで増加し，その後急激に減衰することが示されている。

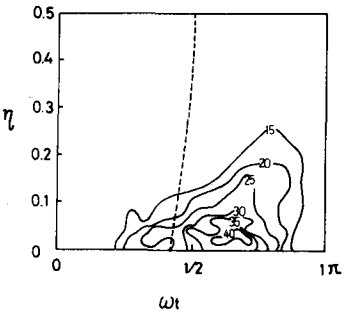


図9 u' の conter-line

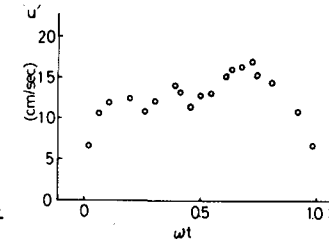


図10

（図9，10共に $R_e=2.25\times10^4$, $\lambda=12.8$）

図6～10いずれからも，減速域にある高周波の乱れに対応した乱れの時間変化が読みとれる。

（iii） レイノルズ応力

図11，12は$-\overline{u'w'}\sim\eta$分布および$-\rho\overline{u'w'}(d\bar{u}/d\eta)\sim\eta$分布の時間変化を示す。図11では点のばらつきはあるものの，u'の変化と同様な変化の傾向をもつ。また，定常の円管乱流のようにはレイノルズ応力は直線分布を示さず，$\eta>0.3$の領域ではほぼ全周期を通じて零であり，この領域では乱れは等方的な乱れになっていることを示している。

図12では加速度の反転時から減速域にかけての急増，および流速の減衰に伴う急激な減衰が見られる。しかし，ここでは主流にエネルギーを返換する機構のもとになり得る負の値(nagative production)はでていない。

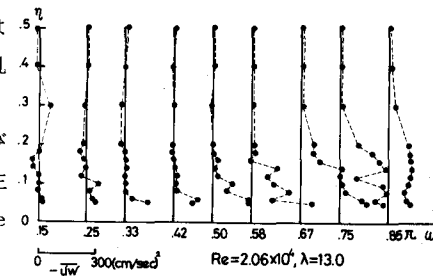


図11　$-\overline{u'w'}$分布の時間変化

(iv)　エネルギー収支

乱れのエネルギー収支を表わす方程式の各項を測定することはできなかったので，これを大略的に見積るために以下の諸量を，図13に示すように求めた。

$$\int_0^{T/2}\int_0^{d/2} -\rho u'w'\left(\frac{du}{dz}\right)dz\,d\tau \quad\cdots\cdots(15)$$

$$\frac{\rho}{2}\int_0^{d/2}(u'+v'^2+w'^2)\,dz \quad\cdots\cdots(16)$$

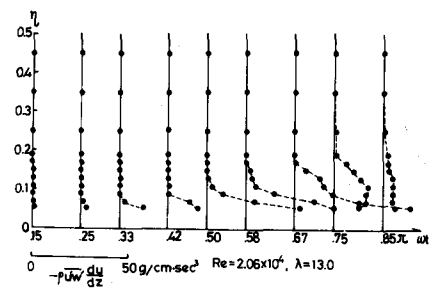


図12　production rate 分布の時間変化

(15)式は1周期中でのある位相までに主流から得るエネルギーの積分(・印)を表わし，(16)式はその位相に流体が乱れの形でもっているエネルギー(○印)を表わす。ここで測定の行なわれなかったv'はw'と同程度であるとした。

〔乱れのエネルギー〕＝〔全断面での乱れのエネルギー生産の積分〕
－〔全断面でのエネルギー消散の積分〕……(17)

(15)と(16)の差は，断面内で積分されているので拡散と対流の効果は消え，その位相までの乱れのエネルギーの消散の積分を表わし，この量の微分はその位相における消散率(dissipation rate：Pr)を表わす。

$$〔消散時間〕=\frac{〔(16)式〕}{〔消散率〕}\quad\cdots\cdots(18)$$

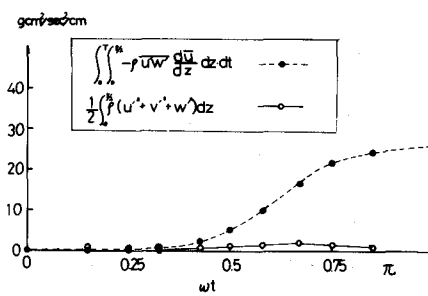


図13　生成項と乱れエネルギー

また，(18)式は時間の次元をもち，乱れが生成され崩壊するまでに要する時間(これをdissipation time と定義する。)を表わし，図14に示される。ここで1点鎖線はLaufer[5](1950)($R_e=61600$)の平板間の実験結果から計算して求めたものである。

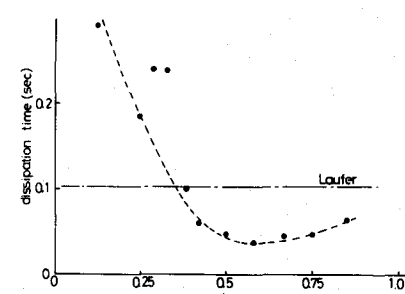


図14　dissipation time

図13，14から以下のようなことがわかる。加速域の前期では，主流からのエネルギーはほとんど乱れのエネルギー(16)式)に変換され，このときの消散は小さく，その乱れの消散時間も定常流に比べて長い。実際にも流速の出力波形を見てみると，このときの乱れはスケールの大きな低周波の乱れで，乱れのエネルギー消散に関与する高周波の乱れはみられない。一方，実際の波形で高周波の小さなスケールの乱れが見られる減速域では，この乱れの作用により主流から移行するエネルギーの大部分は，定常流の場合より短い消散時間で消散される。

5. 考　案

本実験の結果から，振動流の乱流において次のような機構が存在すると考えられる。

i）まず，流速反転前の乱れの影響が消えた零流速から，流速が増加するにつれ攪乱が発生するが，このときの主流から得る乱れのエネルギーは小さく，また，そのほとんどが乱れ（u', v', w'）に変換される。この乱れは，壁近傍を除いて等方的であり，断面全体に分布し，この乱れの発生原因はbursting のような現象ではなく，流れのもつ不安定性によるものと思われる。このときの乱れは低周波でスケールの大きいものである。この位相では流れは加速度の大きい加速流であり，流速分布は定常流に比べて，より壁近傍のみに速度勾配をもつ形になり，乱れは壁近傍以外はごく小さい。このため，この位相では平均速度勾配による消散が卓越するものと思われ，この消散に対応する消散時間は定常流よりも長いものにあたると思われる。

ii）加速度の反転は壁に近いほど早く起こる。このとき，まず壁近くから高周波の乱れが発生し，この高周波の乱れは，その大きな変動速度および減速流の緩い流速分布のため断面中央に向かって乱れの運動エネルギーを輸送する。この高周波の乱れは，今回の実験では，$\eta < 0.3$ のみに存在するが，加速域の乱れに比べてスケールの小さな乱れであり，加速域の乱れとはその性質および発生原因を異にするものと思われる。円管路のときは，減速域のこの高周波の乱れは断面全体にわたって存在したが，これは本実験の場合よりストークス数が小さいためであり，本実験の結果と矛盾しない。この減速時の乱れは，加速度の反転に伴う外的条件の変化，主に圧力勾配の向きの変化のために，一般のwall turbulnceと類似の発生機構，たとえば，bursting の発生などにより，爆発的に発生し断面中央に広がる。

iii）減速域では，この乱れによるエネルギーの消散は大きく，また$\eta=0.2$位まで及ぶようになり，主流から得るエネルギーの大部分は高周波の乱れが存在する$\eta < 0.3$ の領域でほとんど消散される。このときの消散時間が定常流に比べて早いことと，また流速の減少に伴う主流からの供給エネルギーの減少のため，乱れは急激に減衰する。

iv）従来，振動流で乱れが急激に減衰する理由として，乱れのエネルギーが直接主流へ返還される機構が存在するかもしれないと言われていたが，今回の結果ではこのような機構の存在を示すものはなかった。

v）本研究のように非定常な現象では，壁近傍などでは特にZ方向の位相平均流速（$\overline{w}(\omega t)$）は零とは限らず，各位相における平均流速によるレイノルズ応力（$-\rho\overline{\tilde{u}\tilde{w}}$）の作用も生ずる。しかし，オーダー的に小さく今回は測定を行なわなかった。

6. まとめ

これまでわれわれが行ってきた円管路のときより高いレイノルズ数範囲でかつ大きな断面の風路で実験を行うことにより，振動流の乱流について多くの定量的データおよび理解を得ることができた。

以下結論を列記すると

(1) 高周波の乱れと低周波の乱れはその発生原因が異なる。

(2) 加速域では主流からのエネルギーの供給は小さく，また乱れは小さく低周波の乱れが主である。

(3) 一方，減速域では高周波の乱れが卓越し，激しいエネルギーの生産・輸送および消散が行なわれる。

(4) 減速域での消散時間は，定常流の消散時間に比べて短い。

(5) 乱れのエネルギーは主流に戻されず，乱れによる粘性消散と，速度勾配による直接的粘性消散によりほとんど消散される。

謝辞：本研究は，文部省科研費・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ることを記し，謝意を表する。

参考文献　1）日野・沢本・高須：土本学会論文報告集，1975.　2）Stewartson，K：Quart. J. Mech 4, 1950.　3）日野・柏柳：第34回年講，1979.　4）沢本：東工大学位論文，1976.　5）Laufer，J：NACA-Rep 2123，1950.　6）林・篠田：第23回水講，1979.