第25回水理講演会論文集　1981年2月

開水路壁面乱流に関する実験的研究

Experimental Study on the Structure of Wall Turbulence in Open Channel Flow

大阪大学工学部　正　員　室田　明
大阪大学大学院　学生員　○福原　輝幸
大阪大学大学院　学生員　小田　勝也

1. 緒　論

流れの可視化によって低，高速縞として観察される縞状構造の運動がレイノルズ応力の生成，乱れの動力学過程に重要な役割を果すことがKline，et al.[1]によって指摘されて以来，いわゆる大規模乱流構造の特性が可視化法，条件付抽出法を用いて定性的，定量的に明らかにされつつある．

室田・福原の大規模乱流構造のモデル[2]は低，高速流体の相互作用という単純化した形で縞状構造の挙動を説明しようと試みたものである．しかしながら，水路鉛直上方からの目視観察で追跡できる挙動には限界があり，大規模乱流構造あるいはbursting 現象に関するより明確な情報を得るには，さらに点計測と可視化を併用して鉛直流れ場の挙動についても明らかにしなければならない．

従来の条件付抽出法による研究では[3),4)]，burstingのレイノルズ応力生成に対する貢献が大きいという観点から，レイノルズ応力の時間・空間構造の解明に主眼が置かれてきたために，bursting現象そのものを理解するまでに到っておらず，Corino，et al.[5]により指摘されたようなburstingの連続的な変遷過程の特性についても，従来の抽出方法では議論できない．

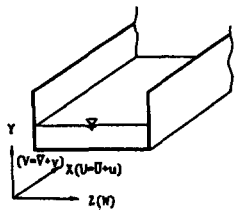
その後，流下(X)方向の変動流速時系列に特徴的な大規模変動が出現することに気付いた数人の研究者[6),7),3)]によって，この時系列の特性から何とかbursting現象を明らかにしようとして，条件付抽出法の開発がなされた．その代表的な抽出法の一つが，Wallace，et al.[6]によるパターン認識法である．このパターン認識法は水理諸量の変動の大きさのみに条件付けをする従来の方法[3),4)]とは違って，時系列の変化する様相が抽出可能なために，連続的に変化するbursting運動の特性を把握するには優れた抽出法である．さらに，点計測によるejection → sweep → ejectionといった変遷過程と，可視化における低速縞→高速縞→低速縞へと変化する現象がいかに結び付くかという興味ある問題解明の端緒としても，パターン認識法は期待できる．

本論文では，Wallace，et al.[6]のパターン認識法に独自の修正を加えた条件付抽出法を用いて，彼らの研究では抽出できなかったbursting運動の完全な周期的過程およびburstingの水深方向変化の特性を明らかにして，可視化実験による結果との対応を試みるとともに，上述のモデルを鉛直流れ場に拡張し，時系列の特性についても矛盾なく説明し得る大規模組織乱流構造の概念図を提案する．

2. 実験方法およびデータ処理法

実験に用いた水路は長さ20m，幅0.5m，高さ0.32mのアクリル樹脂製可変勾配水路であり，断面平均流速$U_m=10.0$ cm/sec，水深$H=7.0$ cm，レイノルズ数$R_e \equiv U_m H/\nu = 6760$の実験条件のもとで，等流状態を維持して計測を行った．

本論文で使用する座標系および流速成分を図―1に示す．



図―1　座標系と流速成分

流速の測定には，2成分熱線流速計が使用され，得られた出力は大阪大学大型計算機センターの電算機（ACOS－900）で処理された．A/D変換は100 H_zと50 H_zの2種類でなされ，同計算機センターのX・Yプロッターを用いて時系列を描き，形状に差異のないことを確認した後，本研究では50 H_zを採用することにした．データ数は24,000とかなり多いために，データを適当に分割して乱れ諸量および統計量を求め，既往の結果と比較することで，データの妥当性およびトレンドについて検討を行った．

3. 条件付抽出法

3－1. 条件付抽出法の手順

パターン認識法の詳細については参考文献6)，9)を参照して頂きたい．ここでは，著者等のパターン認識法の特徴を説明するために既往の方法の問題点を列挙した後，ひき続いて本手法の手順を述べる．

既往の方法では，(i) bursting の一周期内の全パターンを表わさずに低速部（$u<0$）のみを示しているため，高速部（$u>0$）→低速部→高速部といった連続的な変遷が明確に把握できず，bursting の水深方向変化（burst-ing 運動の減衰）特性について議論できない，(ii) 各パターン内の u の平均（T.P.A.V.）を用いた反復手法は，大規模変動に重畳している小規模な変動までも抽出しやすくなるために，この小規模変動が bursting 運動を反映しているか否かの問題は別として，可視化による結果と比較するには適当でない，(iii) パターン長（周期の長さ）に無関係に抽出された時系列をアンサンブル平均することにより，後で詳細に述べるが，得られた平均パターンは bursting の特性を持たない小規模擾乱の影響を受けやすい，といった問題が含まれる．

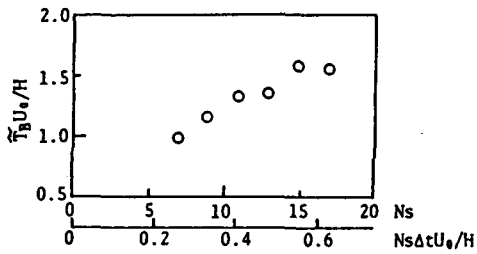
そこで，(i)～(iii)を考慮してパターン認識に独自の修正を加えた著者等の抽出方法を，以下に述べる．

1）移動平均による平滑化を施した変動流速成分 u_s とその時間微分（$du_s/dt \equiv \dot{u}_s$）を計算する．2）u_s の極小値と極大値の間でみつけた $\dot{u}_s$ の最大値 $\dot{u}_{s\ max\ old}$ から検出を開始する．3）u_s が最初に正から負へ変化する点 $u_{s\ \phi 1}$，次に負から正へゼロ交叉する点 $u_{s\ \phi 2}$，さらに正から負へ再交叉する点 $u_{s\ \phi 3}$，を順次時系列から検出する．4）$u_{s\ \phi 1}$ と $u_{s\ \phi 2}$ の間で u_s の最小値を示す点 $u_{s\ min}$，および $u_{s\ \phi 2}$ と $u_{s\ \phi 3}$ の間で最大値を示す点 $u_{s\ max}$ をみつける．5）$u_{s\ min}$ と $u_{s\ max}$ の間で $\dot{u}_s$ の最大値 $\dot{u}_{s\ max\ new}$ をみつけて，1つのパターンの検出が終了する．6）$\dot{u}_{s\ max\ new}$ を $\dot{u}_{s\ max\ old}$ に置換して，2)－5)の過程を繰り返す．7）アンサンプル平均パターンを求めるために，正規化時間として200点を選び，その50番目が $\dot{u}_{s\ max\ old}$ に，また150番目が $\dot{u}_{s\ max\ new}$ に位置するようにパターンを正規化する．なお，その際，データとしては平滑化を施さない生のデータを用いる．（既往の方法では，u_s の最大値と最小値の間での $\dot{u}_s$ の最小値と $\dot{u}_{s\ max\ new}$ の区間を正規化している．）8）既往の方法に比べて量的にも評価でき，かつ周期長によるパターンの変化を議論するためにパターン長を小区間に分割し，その区間におちる周期をもつパターンのみ平均化する．

以上が著者等の手法の概要であるが，既往の方法と大きく異なる点は，7）と新たに8)の過程を設けたこと，およびT.P.A.V.を用いた反復法を使用せず，あえて短周期のサブパターンを抽出しないことである．

3－2. 時系列の平滑化

流下方向流速成分 U から小規模な偶然変動を除去し，大規模乱流構造を反映すると考えられるような変動を抽出しやすくするために，時系列信号の平滑化が行われた．特に，今回の抽出法は単に変動が著しく大きな部分のみを検出するのではなく，時系列の特徴的な変動パターンに注目して組織乱流構造の変遷過程を明らかにしようとするものであるから，他の条件付抽出法に比べて平滑化の影響を受けやすいと考えられる．



図－2　パターン長と平滑化項数

ここでは，路床から鉛直上向きの無次元距離 $y^+ \equiv yu_*/\nu = 30$（u_*；摩擦速度，ν；動粘性係数）における平均パターン長 $\tilde{T}_B$ と平滑化の項数 N_S との関係を図－2に示すが，平滑化の項数が増えるに従って，平均パターン長は増大している．

しかしながら，ただ単に平滑化の項数を増加させるだけでは秩序だった乱流構造の特徴が失われる危険性があるので，平滑化項数の決定に際しては何らかの基準を設ける必要がある．

ここで対象とする大規模乱流は乱れエネルギーの逸散よりはむしろ生成に大きく寄与するというのが通説であるから，bursting 運動に起因する流速時系列変動は平均渦径に相当する程度の時間規模以上の変動と考え

るのが妥当であろう．

この様な観点から，路床近傍では少なくとも積分特性時間以上の変動の様相を忠実に再現するために

$$N_s \lesssim T_I / \Delta t \equiv L_x / (\Delta t\, \overline{U}(y)) \qquad (1)$$

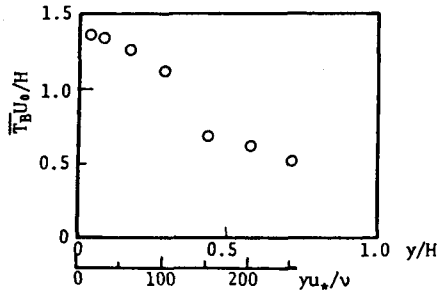
で規定されるN_sを平滑化項数として採用する．ここに，T_Iは積分特性時間，L_xは流下方向の平均渦径，Δtは標本化時間間隔，$\overline{U}(y)$は局所平均流速を表わす．

4．開水路乱流場の時間的特性

ここでは，点計測と可視化からそれぞれ得られた乱流場の時間的特性に関する結果の比較・対応を目的として，大規模乱流の断面内変化について検討する．

4－1．平均パターン長

図－3は流れの外部パラメータで無次元化した平均パターン長$\overline{T}_B^+ \equiv \overline{T}_B U_0 / H$と$y^+$の関係を示したものである．ここに，$U_0$は主流速を表わす．$y^+ < 60$での$\overline{T}_B^+$の値は約1.4で可視化の値（$\overline{T}_B^+ = 1.5 - 3.0$）に比べて若干小さいが，オーダー的にはほぼ一致する．しかし，$y^+ > 60$になると$\overline{T}_B^+$は徐々に減少し始め，$y^+ = 255$では$\overline{T}_B^+ \approx 0.5$程度となる．これより，平均パターン長は路床から離れるに従って減少することがわかり，この結果はUedaとHinze[10]やBrodkey, et al.[11]と同様な傾向を示している．



図－3　平均パターン長の水深方向変化

4－2．パターン長の確率密度分布

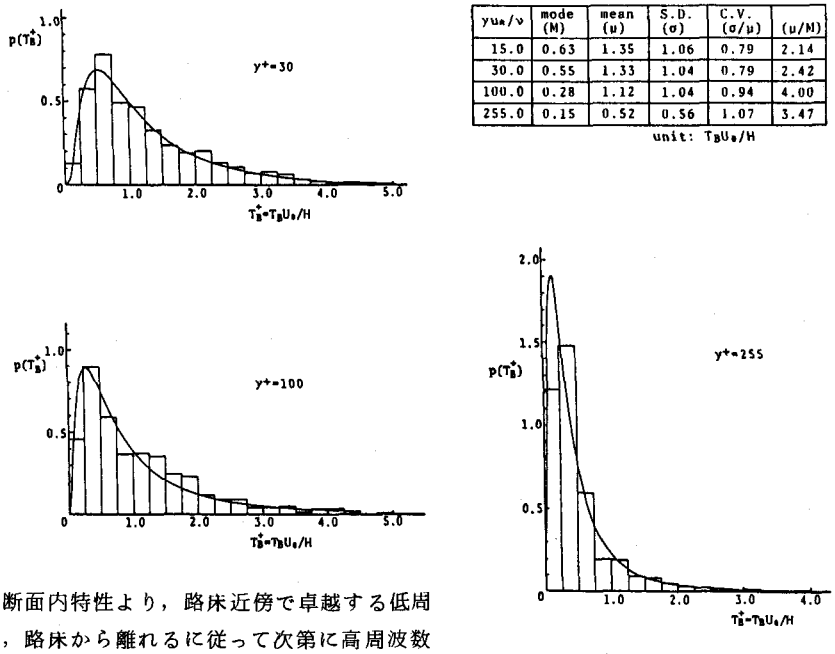
パターン長の確率密度分布の水深方向変化を示したのが**図－4**であり，パターン長が対数正規分布に従うことは図中の理論曲線との一致から明らかであり，χ^2－検定からも採択される．

確率密度分布の特性値をまとめたのが**表－1**であり，y^+の増加に伴って分布は短周期側へ片寄ることが，最頻値(M)および標準偏差（S.D.）の減少からわかる．

表－1　確率密度分布の特性値

yu_*/ν	mode (M)	mean (μ)	S.D. (σ)	C.V. (σ/μ)	(μ/M)
15.0	0.63	1.35	1.06	0.79	2.14
30.0	0.55	1.33	1.04	0.79	2.42
100.0	0.28	1.12	1.04	0.94	4.00
255.0	0.15	0.52	0.56	1.07	3.47

unit: $T_B U_0/H$



図－4　パターン長の確率密度分布

以上のパターン長の断面内特性より，路床近傍で卓越する低周波数のbursting運動は，路床から離れるに従って次第に高周波数の運動に推移すると考えられる．また確率密度分布の特性から水面近傍では間欠的に長周期の変動が発生していると解釈でき，この領域での間欠的に低速縞が出現する現象[2]と関連性のあることが類推される．

しかしながら，ここで得られた平均パターン長の特性は，断面内を通じて$\overline{T}_B^+$は一定であるとする冨永等[12]の結果とは異なっている．この原因としては平滑化項数，標本化時間間隔および抽出方法の違い等が挙げら

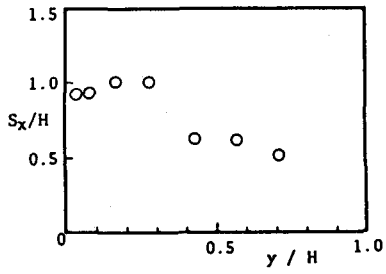
れるが，bursting 運動の水深方向変化の特性も考慮して，今後さらに検討する必要がある．

4－3．時間規模に関する可視化研究との比較・対応

bursting 現象をより具体的に理解するためには，点計測で検出された周期と可視化で得られた周期の関連性を調べる必要がある．

4－1 で述べたごとく，路床近傍での $\overline{T}_B^+$ が可視化の値に比べて小さいという結果は，点計測の方が短周期の変動を抽出しやすいためと推察されるが，両周期の関係は図－5 の模式図で大略的には説明できよう．すなわち，u－時系列を対象とした場合，同一の burst－ing 過程であっても可視化では高，低速縞の通過周期として burst－ing 周期が評価されていることから，u の極大値 u_{max} または極小値 u_{min} が再出現するまでの時間間隔を，一方，点計測では u_{max} の前あるいは u_{min} の後に生ずる du/dt の極大値の時間間隔をパターン長として捉えていると考えられる．

図－5　時間規模の評価



図－6　空間規模の水深方向変化

5．開水路乱流場の空間的特性

大規模乱流運動に励起されて生ずるような乱流場の空間的変化の規模を表わす指標として，$S_x \equiv \overline{T}_B\,\overline{U}(y)$ が考えられる．S_x を水深 H で無次元化した S_x/H と y/H の関係を示したのが図－6 であり，$y/H \approx 0.15-0.3$（$y^+ \approx 60 \sim 100$）で S_x/H の値は約 1.0 で最大となるが，その後水面に向うにつれて減少していることがわかる．上述および前節の結果を併せて考慮すれば，大規模乱流運動は路床から離れるに従って次第に細分化されて小規模になり，高周波数の乱流運動に推移すると理解できる．

6．乱れ特性（アンサンブル平均パターン）

ここでは，著者等の条件付抽出法（パターン認識法）において周期の長さを考慮した場合としない場合で，bursting の特性がいかに異なるのかを把握するとともに，bursting 運動の水深方向変化特性を明らかにすることを目的として，周期の長さ（パターン長）を考慮しない場合の結果を図－7 に，周期の長さを考慮した結果を図－8～図－10 に示す．なお，上図に示す y^+ の値は後で詳細に述べるように，bursting 運動の水深方向変化の過程を顕著に表わす領域の代表値であり，この領域における乱れ特性を要約すれば以下のとおりである．

(A) 内部領域；明瞭な非一様 $U(z)$ が観察されるような bursting の活発なバッファー層から路床近傍までの領域…… $y^+=30$（$y/H \approx 0.09$）

(B) 外部領域；目視観察した場合に $U(z)$ がほぼ一様となる水面近傍の領域…… $y^+=255$（$y/H \approx 0.7$）

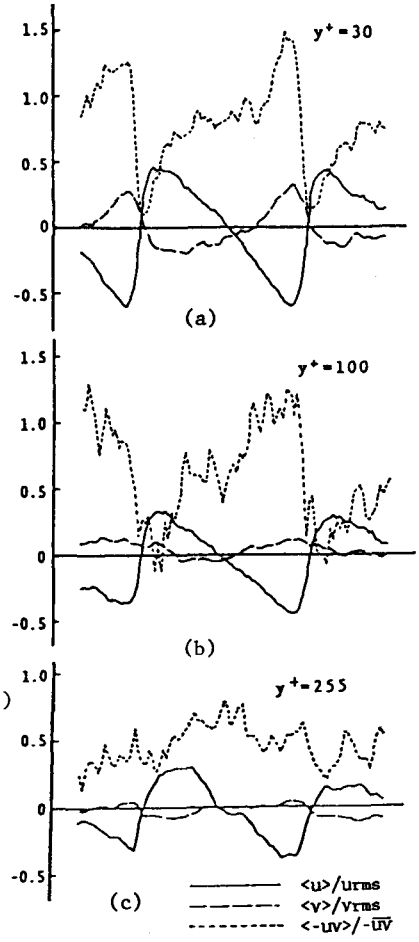
(C) 遷移領域；(A)と(B)の中間領域…… $y^+=100$（$y/H \approx 0.3$）

また，アンサンブル平均は＜　＞で表わす．

6－1．周期を考慮しない場合

(A)　内部領域

＜u＞については急激な加速と，その後の緩やかな減速過程を表わすようなのこぎり歯状のパターンが認識される．注目すべきは＜u＞



図－7　アンサンブル平均形
（パターン長を考慮しない場合）

と$\langle v\rangle$との相関であり，両者の間に明確な負の相関関係が成立していることがわかり，秩序だった乱流運動（bursting運動）の存在が示唆される．

$\langle -uv\rangle$については，$\langle u\rangle<0$，$\langle v\rangle>>0$の極値付近でピークをもつが，$\langle u\rangle>>0$，$\langle v\rangle<0$の極値付近では予想したほど$\langle -uv\rangle$は大きな値をとらない．

(B) 遷移領域

$\langle u\rangle$については，振幅（$\langle u\rangle$のパターンにおける極大値と極小値の差）は小さくなるが，内部領域のパターンとそれほど変わらない．

$\langle v\rangle$についても振幅は減少しているが，ここでもっとも興味ある点は$\langle u\rangle<0$，$\langle v\rangle>>0$の相関に比べて，$\langle u\rangle>>0$，$\langle v\rangle<0$の相関が不明瞭となることである．

$\langle -uv\rangle$のパターンは内部領域のパターンと変わらないが，最大値が減少する．

(C) 外部領域

3－1の(7)で説明したように，$\dot{u}_{s\,max}$の点を固定した正規化を反映して$\langle u\rangle$にはなお，のこぎり歯状のパターンが見られるが，$\langle v\rangle\simeq 0$となり，$\langle u\rangle$と$\langle v\rangle$の相関は成立し難くなるとともに，$\langle -uv\rangle$についても明瞭な極大値は現われなくなる．

これより，外部領域では内部領域のような秩序だった乱れ特性はもはや認識できない．

6－2．周期の長さを考慮した場合

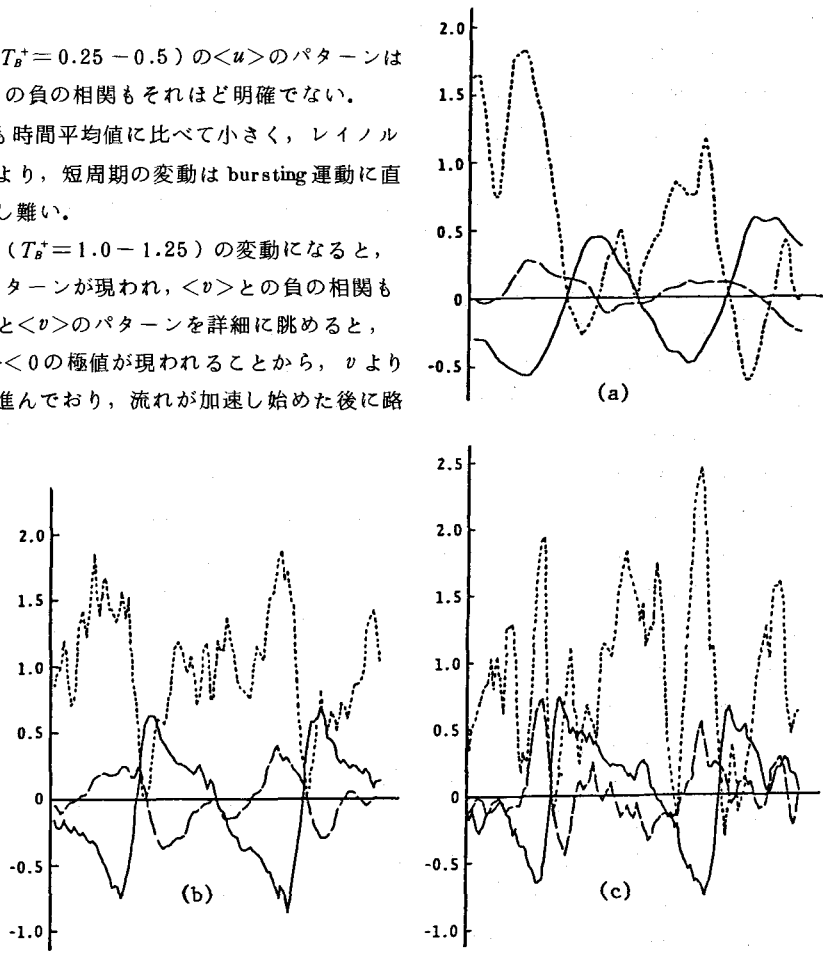
(A) 内部領域

図－8(a)に示す短周期（$T_B^+=0.25-0.5$）の$\langle u\rangle$のパターンはほぼ対称形を示し，$\langle v\rangle$との負の相関もそれほど明確でない．

また，$\langle -uv\rangle$の大きさも時間平均値に比べて小さく，レイノルズ応力への貢献も低いことより，短周期の変動はbursting運動に直接励起されたものとは容認し難い．

図－8(b)の平均周期程度（$T_B^+=1.0-1.25$）の変動になると，$\langle u\rangle$にはのこぎり歯状のパターンが現われ，$\langle v\rangle$との負の相関も明確になる．さらに，$\langle u\rangle$と$\langle v\rangle$のパターンを詳細に眺めると，$\langle u\rangle>>0$の極値の後に$\langle v\rangle<0$の極値が現われることから，vよりはuの方がわずかに位相が進んでおり，流れが加速し始めた後に路床向きの流動が発生することがわかる．

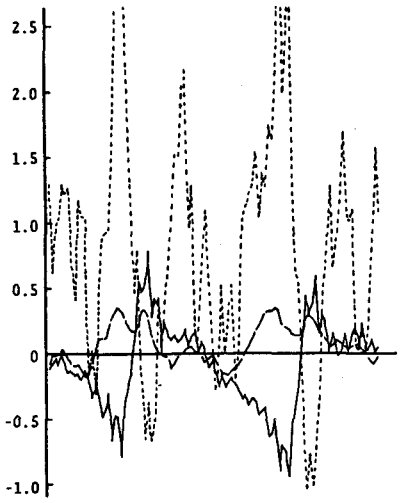
また，bursting の平均周期が流れの外部パラメータにより規定される[2),3)]ことから判断すれば，高速流体が路床に向って侵入することにより低速流体の水面向き移動が励起されると考えるのが妥当であろう．しかしながら$\langle u\rangle<0$および$\langle v\rangle>>0$の極値の間の時間遅れは確認し難い．また，**図－11**は$\langle u\rangle$の振幅aが長周期になるにつれて，指数



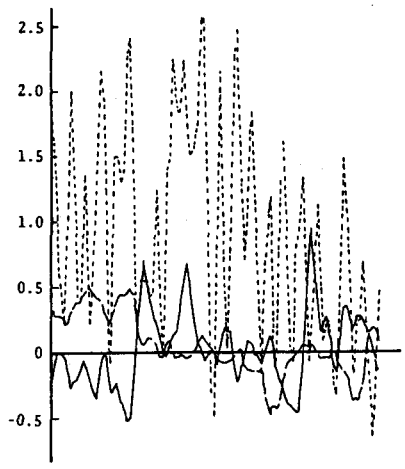
図－8　アンサンブル平均形（パターン長を考慮した場合）

関数的に増大することを示しており，uの変動の大きさと周期（乱れの規模）は密接に関連している．

$<-uv>$は$<u><0$と$<v>>0$の極値付近で平均値の2倍程度の顕著なピークが現れるとともに，他の周期別によるケースも含めて，$<u>>>0$の部分でも平均値以上の$<-uv>$の値が現れるようになる．このような$<-uv>$の特性は，レイノルズ応力に対する貢献は sweep よりは ejection の方が大きく，かつその極大値も ejection の方が大きいという Lu と Willmarth[3] の結果を具体的に示唆したものと言える．



図－9　アンサンブル平均形
（パターン長を考慮した場合）



図－10　アンサンブル平均形
（パターン長を考慮した場合）

図－8(b)と**図－7**(a)を比較すれば，周期を考慮しない方は$<-uv>$の値自体が小さいことに気づくが，注目すべきこととして sweep によると推量されるようなレイノルズ応力の$<-uv>$への貢献が完全に消失している．この原因としては，出現頻度は高いが bursting の特性を欠いた短周期の変動による影響が考えられ，これより周期の長さを考慮しないパターン認識法から bursting 現象を理解しようとすれば，誤まった解釈をする危険性がある．

さらに長周期の変動になると，**図－8**(c)に示すようにパターンは煩雑になるが，$<u>$の極値付近では$<u>$と$<v>$の間の負の相関が確認でき，uが大規模かつ急激に変化する際，vは逆位相となって現れやすいという実際の時系列特性を示している．

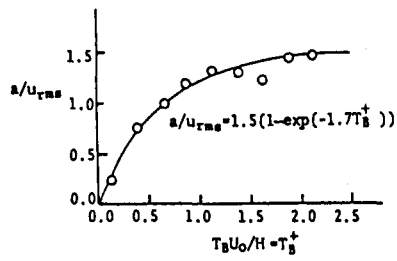
(B)　遷移領域

短周期の変動は内部領域でのパターンと同様であり，bursting の特性は認識し難い．**図－9**は$T_B^+=1.25-1.5$のアンサンブル平均形を示したものである．$y^+<100$での$<u>$のパターンの特徴の一つとして，$<u>>>0$の極値a_pと$<u><0$の極値の絶対値a_nの比a_p/a_nが1.0より小さいことを**図－12**に示しており，乱れの統計的性質を考える上で興味深い．なお，図中の値は周期別に求めたa_p/a_nの平均値である．

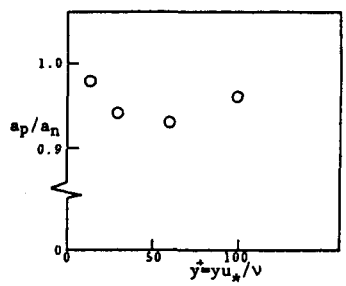
$<-uv>$は$<u><0$，$<v>>0$の極値付近と$<u>$の減速過程でそれぞれピークが現われている．

注目したいのは$<u>$と$<v>$の相関であり，$<u><0$，$<v>>0$の相関は確認できるが，$<u>>0$の部分では$<v>\approx 0$や$<v>>0$が現われるようになり，負の相関が不明瞭となる．

これより，遷移領域では低流速の流体塊の水面向き移動に比べると高速流体の路床向き移動が不明瞭となる傾向にあり，内部領域で存在するような秩序だった乱流運動の減衰が示唆される．



図－11　変動の大きさと周期の関係



図－12　a_p/a_nとy^+の関係

(C) 外部領域

図—10 は $T_B^+=1.0-1.25$ のアンサンブル平均形であるが，遷移領域までのものとは異なり，パターンは煩雑となり規則性は認められなくなる．この原因としては，条件付抽出より一応周期別に変動は抽出されるが，その周期内でさらに存在している小規模な乱れのために，平均化すれば煩雑なパターンになると推察される．

以上より，従来あまり議論されなかった開水路乱流の水深方向変化特性が，本研究によって一層具体的に理解できたと考える．

7. 大規模乱流構造のモデル化

前節までで得られた知見を第24回水講論文で発表した大規模乱流構造のモデル[2]に適用し，水深方向に拡張したのが**図—13** である．

このモデルと模式的な時系列より，以下の事柄が説明できる．

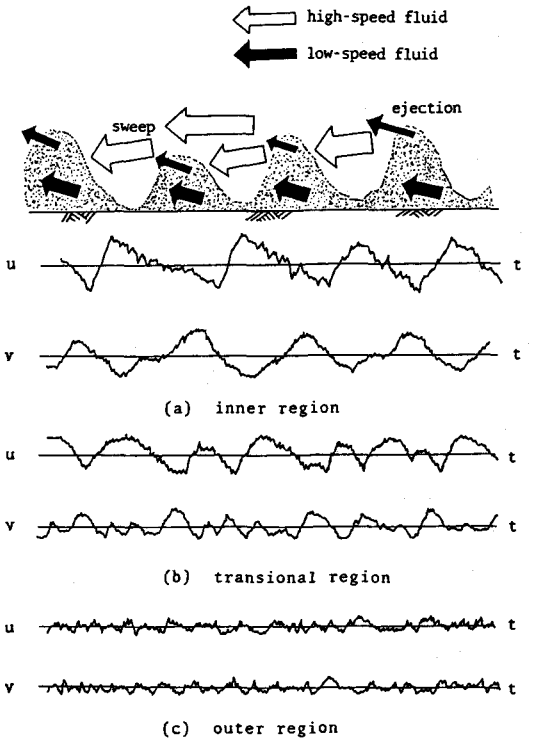
(A) 内部領域

i）路床から離れた領域より高速流体が路床近傍の低速流域へ侵入することが誘因となり，低速流体の水面向き移動が励起される．その結果，u と v の時系列は負の相関（逆位相）を呈する．

ii）侵入した高速流体により急激な加速が生じるが，その後粘性抵抗および両流体塊の混合により，高速流体は緩やかに減速するため，u —時系列にのこぎり歯状に近い変動が現われる．

(B) 遷移領域

路床から噴出した低流速の流体塊が外部高速流体へ侵入するために，$\langle u\rangle<0$，$\langle v\rangle>0$ の相関はなお存続するが，高速流体の路床向き流動が不明瞭となってくる．



図—13 大規模乱流構造と時系列の概念図

(C) 外部領域

間欠的には長周期の変動も生じるが，高周波変動が卓越するようになり，u と v の時系列とも内部領域ほどの大規模でかつ逆位相となるような規則的変動は現われない．

8. 結 論

以上，著者等の用いた条件付抽出法により得られた開水路乱流の特性を以下に列挙する．

(1) 路床近傍では，高速流体の路床向き移動および低速流体の水面向き移動が活発にかつ周期的に発生しており，特に，後者において大きな値をもつレイノルズ応力が生成される．さらに，こうした乱れ特性を時間規模を考慮して評価すれば，(i)小規模な乱流運動に比べて流れの外部パラメータで規定されるような大規模乱流運動の方が，u と v の間の負の相関は明確であり秩序だっている．(ii)小規模乱流運動に比べて，大規模乱流運動に励起されて発生するレイノルズ応力の値は大きく，運動量や乱れエネルギーの水深方向輸送に及ぼす大規模組織乱流の貢献は大きいと思われる．

(2) 遷移領域になると，低速流体の水面向き移動に比べて，高速流体の路床向き移動が不明瞭となり，秩序だった乱流運動の減衰が示唆される．

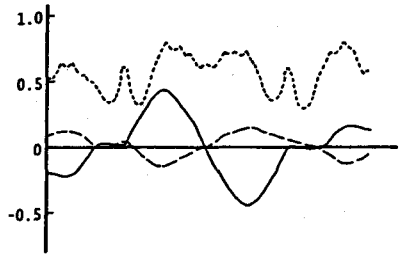
(3) (1)と(2)は**図—13** に提示された大規模乱流構造の概念図によって説明できる．

(4) 点計測と可視化で得られた開水路乱流場の時間的特性は類似の傾向を示しており，両者の関連性は**図—5** の概念図により説明できる．

— 補　遺 —　　不規則信号による条件付抽出法の妥当性の検証

条件付抽出法を用いて得られたアンサンブル平均パターンには，$\langle u \rangle$にみられるようなのこぎり歯状の変動をはじめとして，$\langle v \rangle$や$\langle -uv \rangle$にも秩序だった変動が存在し，この変動が組織乱流構造の特性を顕著に反映していると考えられる．しかしながら，アンサンブル平均の形状が大規模乱流固有の特性であるのか，あるいはパターン認識法そのものの特徴であるかを明確にしない限り，今までの結果が信頼できるのかどうかは保証できない．

そのため，以下では条件付抽出法に不規則信号を適用し，解析法の妥当性を検証する．



図—14　不規則信号を用いた場合のアンサンブル平均形

u，vに相当する不規則信号は，相互に統計的に独立である2つの正規乱数α，βの線形結合$u = c\alpha + c\beta$，$v = \alpha + c\beta$で与えられる．正規乱数の分散および定数cは，実験で求めたu，vの乱れ強度や相互相関係数と一致するように決定される．なお，不規則信号は，自己相関関数等の時間的特性までは実験値と一致させておらず，周期による変化はないとして，周期の長さを考慮せずにアンサンブル平均操作を行う．

図—14は$y^+ = 30$における乱れ特性値を不規則信号に適用した場合の結果である．正規化された時間の内部では$\langle u \rangle$，$\langle v \rangle$とも逆対称に近い正弦波状のパターンとなり，急激な加速およびその後の緩やかな減速といった特徴は見られない．このような$\langle u \rangle$と$\langle v \rangle$のパターンは**図—8**(a)に示すような短周期のパターンとほぼ類似であることから短周期の変動は不規則信号に近い性質を有していると推察される．

$\langle -uv \rangle$に関しては，不規則信号の場合，$\langle u \rangle$の正と負の部分で$\langle -uv \rangle$は同じような大きさと分布形をもったパターンとなり，**図—8**(b)に示すような実測の結果とは大きく異なる．

一方，正規化された時間より外部の$\langle u \rangle$については，もはや加速・減速の状態は確認できず，ひき続いて起こる次の変遷過程はもはや不明瞭となる．

このように，単なる不規則信号にパターン認識法を適用した場合には実際の時系列に基づくような明確な特性は存在せず，パターン認識を用いた条件付抽出法が大規模組織乱流構造の検出に有効な手段であることが再確認された．

最後に，本研究に関する実験およびデータ整理に協力して頂いた本学学生，佐藤勝君に謝意を表します．

参　考　文　献

1) Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. & Runstadler, P. W. ; J. Fluid Mech., Vol. 30, 1967
2) 室田　明・福原輝幸　；第24回水理講演会論文集，1980
3) Lu, S. S. & Willmarth, W. W. ; J. Fluid Mech., Vol. 60, 1973
4) 中川博次・祢津家久　；第20回水理講演会論文集，1976
5) Corino, E. R. & Brodkey, R. S. ; J. Fluid Mech., Vol. 37, 1969
6) Wallace, J. M., Brodkey, R. S. & Eckelmann, H. ; J. Fluid Mech., Vol. 83. 1977
7) Brown, G. L. & Thomas, A. S. W. ; Phys, Fluids, Vol. 20, 1977
8) Blackwelder, R. F. & Kaplan, R. E. ; J. Fluid Mech., Vol. 76, 1976
9) Eckelmann, H., Wallace, J. M. & Brodkey, R. S. ; Proc. the Dynamic Flow Conference 1978, 1979
10) Ueda, H. & Hinze, J. O. ; J. Fluid Mech., Vol. 67, 1975
11) Brodkey, R. S., Wallace, J. M. & Eckelmann, H. ; J. Fluid Mech., Vol. 63, 1974
12) 冨永晃宏・中川博次・祢津家久　；土木学会第35回年次学術講演会概要集，1980