

開水路乱流場におけるbursting現象の時間・空間構造

Structure of space-time correlations of bursting phenomenon in an open-channel flow

京都大学 工学部 正員 ○ 祢津家久
京都大学 工学部 正員 中川博次

1. 序 論

近年せん断乱流場を支配する構造が大規模で比較的規則性をもつことが明らかにされ、開水路流でも乱れ発生機構の中心である壁面領域でのbursting現象がその代表例として注目されている^{1), 2)}。この現象は定性的には流れの可視化観測によってかなり詳細に検討され、その結果、bursting現象は時間及び空間的にはランダムに発生するが、その現象自体はejection-sweepといった一連のbursting事象から構成されたcoherentな渦構造すなわちquasi-ordered processを示すことが明らかにされた。このため確率論的及び決定論的方法の両面からの定量的な現象把握とそのモデル化が必要であり、著者らは渦の発達・崩壊の周期性を考慮した更新モデルを展開し、 $y^+ \equiv yU_* / \nu \lesssim 50$ （ここで U_* は摩擦速度）の壁面領域におけるbursting現象の定量的な説明に成功した²⁾。これら一連の研究で現在解明すべき最も重要な課題は、壁面領域で発生するbursting運動と、水深 h 及び最大流速 U_{max} の外部変数で支配された外部領域（ $y^+ \gtrsim 100$ ）に存在する大規模乱流運動との関連性及び相互作用についてである。すなわち、境界層流ではbursting運動と乱流・非乱流界面のbulges運動との関連性が問題となり³⁾、開水路流ではbursting運動と自由水面領域でのboilや並列せん流（安定した2次流）との関連性及び因果関係が解明されねばならず、これまでの可視化観察の結果に基づいて開水路流の乱流構造をモデル化したものが図-1である。ここで注目すべき点は、(1) burstingの発生周期 T_B や隣接したburstingの流下方向（ x 方向）の距離 λ_x は外部変数で支配されるが、この横断方向（ z 方向）の距離 λ_z は内部変数 ν/U_* で支配される。(2) boilや2次流の発生位置はほぼ固定され、外部変数で支配されることであり、これらの事実から(i) burstingが外部領域の横断渦（T.V.）へと発達し、この横断渦が移流されて新しいburstingを下流に発生させる条件となるのか、(ii) burstingが自由水面まで達してboilや2次流となり、 $\lambda_z \approx 100 \nu/U_*$ で示されるburstingの高速・低速間隔が2次流の間隔である $\lambda_s \approx 2h$ まで発達するのかという根本的な疑問が生ずる。Offenら⁴⁾、Falco⁵⁾、Praturl³⁾は境界層流を可視化観測して壁面領域のburstingと外部領域の横断渦との密接な関係を明らかにし、(i)や(ii)の可能性を示唆しているが、これらは低 Reynolds 数での実験のため例えば $\lambda_s/\lambda_z \approx R_*/50$ （ここで $R_* \equiv U_*h/\nu$ ）は比較的小さく、図-1で示された大規模乱流構造の内部・外部変数の支配特性やその空間的な因果関係を結論づけるまでには至っていない。

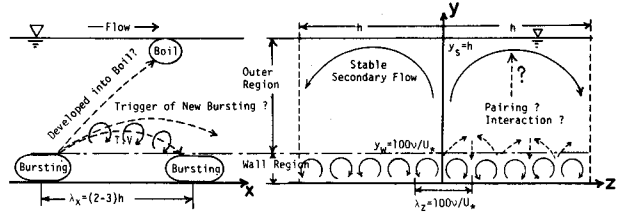


図-1 開水路流の大規模乱流構造の説明図

間的にはランダムに発生するが、その現象自体はejection-sweepといった一連のbursting事象から構成されたcoherentな渦構造すなわちquasi-ordered processを示すことが明らかにされた。このため確率論的及び決定論的方法の両面からの定量的な現象把握とそのモデル化が必要であり、著者らは渦の発達・崩壊の周期性を考慮した更新モデルを展開し、 $y^+ \equiv yU_* / \nu \lesssim 50$ （ここで U_* は摩擦速度）の壁面領域におけるbursting現象の定量的な説明に成功した²⁾。これら一連の研究で現在解明すべき最も重要な課題は、壁面領域で発生するbursting運動と、水深 h 及び最大流速 U_{max} の外部変数で支配された外部領域（ $y^+ \gtrsim 100$ ）に存在する大規模乱流運動との関連性及び相互作用についてである。すなわち、境界層流ではbursting運動と乱流・非乱流界面のbulges運動との関連性が問題となり³⁾、開水路流ではbursting運動と自由水面領域でのboilや並列せん流（安定した2次流）との関連性及び因果関係が解明されねばならず、これまでの可視化観察の結果に基づいて開水路流の乱流構造をモデル化したものが図-1である。ここで注目すべき点は、(1) burstingの発生周期 T_B や隣接したburstingの流下方向（ x 方向）の距離 λ_x は外部変数で支配されるが、この横断方向（ z 方向）の距離 λ_z は内部変数 ν/U_* で支配される。(2) boilや2次流の発生位置はほぼ固定され、外部変数で支配されることであり、これらの事実から(i) burstingが外部領域の横断渦（T.V.）へと発達し、この横断渦が移流されて新しいburstingを下流に発生させる条件となるのか、(ii) burstingが自由水面まで達してboilや2次流となり、 $\lambda_z \approx 100 \nu/U_*$ で示されるburstingの高速・低速間隔が2次流の間隔である $\lambda_s \approx 2h$ まで発達するのかという根本的な疑問が生ずる。Offenら⁴⁾、Falco⁵⁾、Praturl³⁾は境界層流を可視化観測して壁面領域のburstingと外部領域の横断渦との密接な関係を明らかにし、(i)や(ii)の可能性を示唆しているが、これらは低 Reynolds 数での実験のため例えば $\lambda_s/\lambda_z \approx R_*/50$ （ここで $R_* \equiv U_*h/\nu$ ）は比較的小さく、図-1で示された大規模乱流構造の内部・外部変数の支配特性やその空間的な因果関係を結論づけるまでには至っていない。

以上のように、bursting現象の空間構造に関する定性的な骨格が可視化法によって与えられるようになった現在、さらに条件付点計測法を用いてこれに定量的な肉づけを行い、(i)や(ii)の本質的な疑問を解決して開水路乱流の物理機構を解明し、そのモデル化を図らなければならない。本研究はbursting現象の時間・空間構造を定量的に解明する第一段階として、2成分ホット・フィルム流速計を2台用いて瞬間 Reynolds 応力を同時計測し、新しく開発した条件付サンプリング手法を適用してburstingの構成要素であるejection（ $u < 0, v > 0$ ）及びsweep（ $u > 0, v < 0$ ）運動がbuffer層端で生じたときの流速変動の時間・空間構造を明らかにし、bursting現象の拡がり特性やその移流過程を検討しようとするものである。

2. bursting現象の条件付解析法

十分に発達した2次元等流の滑面開水路乱流を対象とすれば、流速変動成分 $u_i(x_0, y_0, z_0, t_0)$ と $u_j(x_1, y_1, z_1, t_1)$ との従来型の時空間相関係数 $C_{u_i u_j}$ は次のように定義される。

$$C_{u_i u_j}(\Delta x, y_0, y_1, \Delta z, \tau) = \overline{\hat{u}_i(x_0, y_0, z_0, t_0) \cdot \hat{u}_j(x_0 + \Delta x, y_1, z_0 + \Delta z, t_0 + \tau)} \quad (1)$$

ここで、 $u_1 = u$, $u_2 = v$, $u_3 = w$ であり、各速度変動成分 $\hat{u}_i \equiv u_i / u'_i$ はそれぞれの乱れ強度 $u'_i \equiv \sqrt{u_i'^2}$ で規格化されている。 $\Delta x \equiv (x_1 - x_0)$, $(y_1 - y_0)$ 及び $\Delta z \equiv (z_1 - z_0)$ はずらし距離、 $\tau \equiv (t_1 - t_0)$ は遅れ時間を表わす。 $u_i(x_0, y_0, z_0, t_0)$ が固定プローブの速度信号、 $u_j(x_1, y_1, z_1, t_1)$ がその上流、下流及び横断方向に移動されたプローブからの速度信号であり、例えば $i = 1$, $j = 2$, $y_0 = y_1 = y$, $\Delta x = \Delta z = 0$ のときは次のようによく知られた Reynolds 応力 $-\overline{uv}$ の相関係数 $R(y)$ となる。

$$R(y) \equiv -\overline{uv} / u'v' = -C_{uv}(0, y, y, 0, 0) = -\overline{\hat{u}(y, t) \cdot \hat{v}(y, t)} \quad (2)$$

前述したように、bursting現象は quasi-ordered 過程を示すが、時間・空間的にはかなりランダムに発生するから、式(1)のような従来型の「長時間平均操作」ではこの現象を適確にとらえることはできず、その有意な情報を検出できる条件付解析法がここで必要となる。一般に、任意な物理量 $q(x_1, y_1, z_1, t_1)$ の条件付平均は次のように定義される⁶⁾。

$$\langle q \rangle(x_1, y_1, z_1, \tau) = \frac{q(x_1, y_1, z_1, t + \tau) \cdot I(x_0, y_0, z_0, t)}{I(x_0, y_0, z_0, t)} \quad (3)$$

$I(x_0, y_0, z_0, t)$ は対象となる乱流現象を検出する関数であり、例えば境界層の bulges 運動の検出関数 I として乱流・非乱流の間欠関数が用いられている⁶⁾。しかし、可視化観察では容易に検出される bursting 運動でもプローブ計測となると周囲の乱れや副次運動に遮蔽されやすく、この検出関数の選択は研究者によってまちまちで、現在でも十分に確立されていない。すなわち、種々のスケールから構成される乱流現象の中から bursting 現象を検出する情報源として瞬間 Reynolds 応力変動 $u(t) \cdot v(t)$ を用いるのは妥当であるが⁷⁾、あるしきい値 H より大きいもの ($|u(t)v(t)| \geq H$) はすべて平等にサンプリングし、それ以下のものはすべて無視する方法ではしきい値の決め方に任意性が入り、その値によって結果が左右されるという難点がある。そこで本研究では ejection 及び sweep 運動の検出関数 $I_e(t)$ 及び $I_s(t)$ をそれぞれ次式で定義する。

$$I_e(t) = \begin{cases} u(t)v(t) : u(t) < 0, v(t) > 0 \\ 0 & : \text{otherwise} \end{cases} \quad (4)$$

$$I_s(t) = \begin{cases} u(t)v(t) : u(t) > 0, v(t) < 0 \\ 0 & : \text{otherwise} \end{cases} \quad (5)$$

式(4)、(5)の意味は、しきい値を設定せずに ejection または sweep 事象に属するすべての時間で q をサンプリングするかわりに、瞬間 Reynolds 応力による重みづけを行い、相対的に強いものほど条件付平均に大きな寄与を占めさせるということである。このような重みづけ検出関数法では bursting の発生周期は求められないが⁷⁾、しきい値法より解析データが多いため周囲の乱れなどの偶然量が相殺されやすく、また任意のパラメータが入らないから固定プローブ位置 (x_0, y_0, z_0) で ejection 及び sweep が生起するときの任意の時間・空間における流体運動の特性を十分客観的にとらえることができると考えられる。

3. 実験方法及びデータ処理法

実験は、長さ 15 m、幅 50 cm、深さ 30 cm の勾配可変型滑面開水路の上流端より下流 9.5 m の位置で行われ、水深 h は 8 cm、平均流速 U_m は 15 cm/s に設定された。このとき、Reynolds 数は $R_e \equiv U_m h / \nu = 1.2 \times 10^4$ または $R_* \equiv U_* h / \nu = 774$ となり、文献 1), 7) とほぼ同じ水理条件が与えられた。2 成分ホット・フィルム流速計を 2 台用いて、1 台を bursting 現象が最も活発に発生する buffer 層端の $y_0 = 4 \text{ mm}$ ($y_0^+ = 38$) の位置に固定して bursting の検出プローブとし、他の 1 台を x - y 平面内の上・下流及び水深方向に移動させて同時計測を行った。この移動プローブの位置を $y_1 = 0.4, 0.7, 1.3, 2.4, 4.0$ 及び 6.0 cm の 6 通り、また各高さに対してずらし距離 Δx を固定プローブ近傍では密にして bursting の間隔 λ_x 程度の $4h$ まで変化させ、合計 222 測点で計測した。上流側のプローブによる後流の影響を避けるために、X 型センサ部のみを x - y 平面内に置き、プローブ本体はこの面から直角に遠ざけた。また、2 本のプローブが接近する測点では、 $\Delta z = 2 \text{ mm}$ だけ横断方向に離し、このようなプローブの位置関係によって後流の影響がほと

んど検出されないことを確認した⁸⁾。流速計からの出力電圧は100 Hz, 100 秒間 A・D変換されて電算処理され、時空間相関構造が解析された。

4. 実験結果とその考察

(1) 従来型の時空間相関構造

時空間構造の解析に先立って、移動プローブから得られた平均流速 U , 乱れ強度 u' , v' , Reynolds 応力 $-u'v'$, 各 bursting 事象の寄与率などを検討した結果、これらの分布は従来の結果に良好に一致し、本実験の乱れ計測の精度は十分高いことが確認された⁸⁾。

さて、式(1)で定義された従来型の長時間平均の時空間相関 C_{uu} , C_{vv} , C_{uv} が解析され⁸⁾, その一例として $y_0^+ = y_1^+ = 38$ で得られた $C_{uu}(\Delta x, \tau)$ を図-2に3次元的に図示した。図中の実線部、破線部はそれぞれ $C_{uu} > 0$, $C_{uu} < 0$ を示し、また C_{uu} のピーク部を一点鎖線で示している。平均渦径 L_u は

$$L_u = \int_0^{x_{0u}} C_{uu}(\Delta x, \tau=0) d(\Delta x) \quad (6)$$

(ここで、 x_{0u} は C_{uu} のゼロ交叉のずらし距離)と定義され、図-2から $L_u/h = 0.31$ が得られ、この結果は従来のものとよく一致する⁸⁾。同様に v 成分に関しては $L_v/h = 0.08$ となり、 u 成分の渦スケールよりかなり小さく、 v の相関構造はより急激に減衰することが判明した。一方、 C_{uu} のピーク部を示す最適遅れ時間 $\tau = \tau_{opt}$ に関する相関構造 $C_{uu}(\Delta x, \tau_{opt})$ を検討した結果、本実験の計測区間 $\Delta x/h \approx 4$ に達してもゼロまで減衰せず、 u の相関構造は水深の4倍以上にも移流されることがわかり、これらは Favre⁹⁾ や Blackwelder⁶⁾ の結果と一致し、大きな渦構造を表わしているものと考えられる。

次に、図-3は遅れ時間 τ を -0.3 秒から 0.3 秒まで変化させたときの C_{uu} の等相関曲線を示すものであり、大きな渦構造の移流過程が把握される。図-2からこの渦の移流速度 U_c は 13.2 cm/s であり、これは平均流速 $U = 13.9$ cm/s にほぼ等しい。図-3から明らかなように、大きな渦構造は水深程度移流してもほとんど変形せず、凍結乱流的特性を示している。この渦パターンの特徴的な点は、一点鎖線で示したように最大相関線が下流側かなり傾斜していることであり、この傾斜角は渦の中心部で (15~20) 度、壁面から離れるにつれて緩やかとなり、この特性は Blackwelder らのものとよく一致する⁶⁾。

(2) 新しい条件付サンプリング法による bursting 事象の自己相関構造

1 測点で計測される bursting 事象の自己相関構造を検討するために、まず流速変動 u , v 及び瞬間 Reynolds 応力 $-uv$ の各信号を $u-v$ 平面の4象限、すなわち (1) outward-interaction ($u > 0, v > 0$) (2) ejection ($u < 0, v > 0$) (3) inward-interaction ($u < 0, v < 0$) 及び (4) sweep ($u > 0, v < 0$) に区分し¹⁾, 次に各区分された信号を式(3)の $q(x_0, y_0, z_0, t + \tau)$ に代入して条件付平均を行い、ejection 及び sweep が生じたときの自己相関 $\langle \hat{u} \rangle$, $\langle \hat{v} \rangle$ 及び

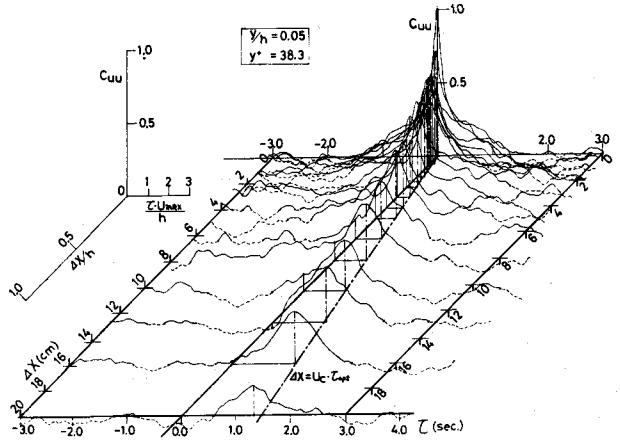


図-2 従来型の時空間相関曲線群

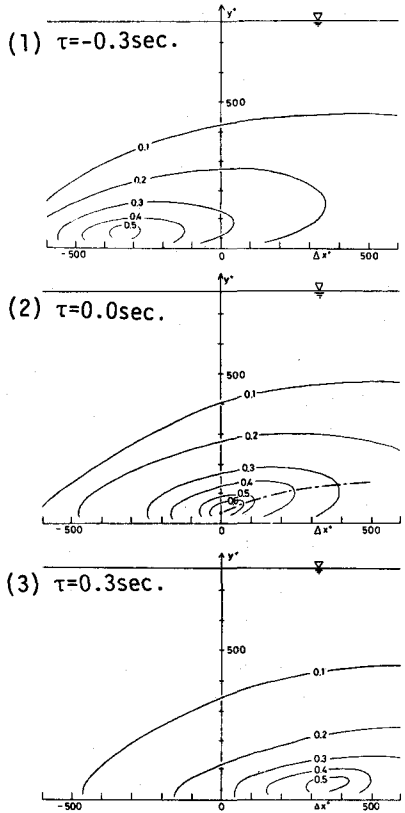


図-3 $C_{uu}(\Delta x^+, \tau)$ の等相関曲線

$\langle -\hat{u}\hat{u} \rangle$ が得られた。図-4 は $y_0^+ = y_1^+ = 38$ で ejection が生じたときの各変動成分の自己相関を示す一例であり、解析精度を高めるためにデータ総数 $N = 13 \times 10000$ が用いられた。図中の実線は各事象の寄与の合計であり、ejection 生起時 $\tau = 0$ では $\langle \hat{u} \rangle_s < 0$, $\langle \hat{v} \rangle_s > 0$ 及び $\langle -\hat{u}\hat{v} \rangle_s > R$ の鋭いピークを示した。 $\langle \hat{u} \rangle_s$ と $\langle \hat{v} \rangle_s$ とは約 180° の逆位相関係にあり、両者の積はほぼ $\langle -\hat{u}\hat{v} \rangle_s$ に等しく、これは Wallace らによるパターン認識法の結果と一致し、注目される¹⁰⁾。同様に、sweep の生起時でも $\langle \hat{u} \rangle_s > 0$, $\langle \hat{v} \rangle_s < 0$ 及び $\langle -\hat{u}\hat{v} \rangle_s > R$ の鋭いピークを示したが、このピーク値は ejection 生起時より若干小さかった。このような bursting 構造のピーク特性はしきい値法による解析結果と一致し^{7), 11)}、本研究で採用された式(4), (5)の重みづけ検出法の妥当性がここでも確認される。

図-4 の自己相関は $\tau = 0$ 軸に関して非対称であるから、ejection 及び sweep の時間スケール T を τ の正負で区別して式(6)と同様に次式で定義する ($\langle u \rangle_s$, $\langle v \rangle_s$, $\langle v \rangle_s$ に関しても同様)。

$$T_{\langle u \rangle_s^-} = \int_{\tau_-}^0 \frac{\langle u \rangle_s(\tau)}{\langle u \rangle_s(0)} d\tau, \quad T_{\langle u \rangle_s^+} = \int_0^{\tau_+} \frac{\langle u \rangle_s(\tau)}{\langle u \rangle_s(0)} d\tau \quad (7)$$

ここで、 τ_- 及び τ_+ は $\langle u \rangle_s(\tau)$ の $\tau < 0$ 及び $\tau > 0$ でのゼロ交叉時間であり、 $\langle -u\hat{v} \rangle$ の時間スケールに関しては式(2)の相関係数 R を減じたものが式(7)と同様に定義される。以上の式から評価された bursting 現象の時間スケール T が表-1 に示される。ejection, sweep 共に u , v , $-u\hat{v}$ の順に時間スケールが小さくなり、瞬間 Reynolds 応力がパルスの挙動を示すことが確認される¹⁾。また、図-4 及び表-1 から ejection は sweep に比べてスケールの小さい激しい流体運動であることがわかり、これは従来の可視化観察結果と一致する。次に、 u , v 成分共に ejection 生起時には $T_- > T_+$, sweep 生起時には $T_- < T_+$ となり、このことは ejection 運動はゆっくり生じ、急激に終わり、sweep 運動はこの逆であることを意味している。すなわち、bursting 現象を Euler 観測すれば ejection から sweep 運動への移行は sweep から ejection 運動への移行より急激に起こることになり、この結果は Blackwelder らの条件付解析法 (VITA 法)¹²⁾ や著者らの更新モデル²⁾ にも見られ、bursting 現象の基本的な特性と考えられる。一方、 $\langle -u\hat{v} \rangle$ の T_- と T_+

は上述と逆な傾向を示しているが、これは ejection から sweep 運動への移行が急激なため、 $T_{\langle u\hat{v} \rangle_s^-}$ には ejection 事象からの寄与、 $T_{\langle u\hat{v} \rangle_s^+}$ には sweep 事象からの寄与が多く含まれているためである (図-4 (c) を参照)。次に、4 象限に区分された各 bursting 事象の寄与特性は Wallace らによるパターン認識法からの結果とよく一致している¹⁰⁾。ここで注目される点は、ejection 生起時には inward-interaction が $\tau = 0$ の近傍まで共存し (図-4 参照)、sweep 生起時には outward-interaction が共存することであり、このことは理論解析からも示唆されている¹⁾。

(3) 条件付解析法による bursting 現象の時空間構造

移動プローブでの流速変動 u_{mov} , v_{mov} を式(3)の q に代入すれば、固定プローブ ($y_0^+ = 38$) で ejection 及び sweep 運動が生じたときの時空間構造 $\langle \hat{u} \rangle_s(\tau)$, $\langle \hat{v} \rangle_s(\tau)$ が解析される。図-5 は、 $y_{mov}^+ = 38$ の壁面領域で得られた結果の数例である。ずらし距離 $|\Delta x|$ が小さいほど $\langle u \rangle$ や $\langle v \rangle$ のピークは大きく、 $|\Delta x|$ の増加に従ってこれらのピーク

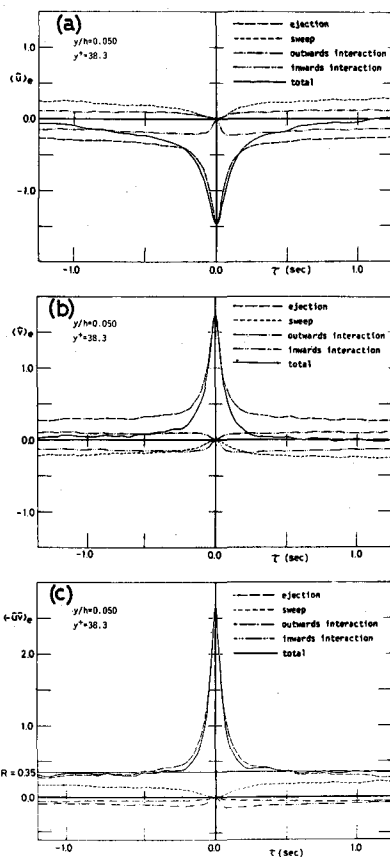


図-4 ejection 発生時の自己相関構造

	$T_{u_{max}/h}$ ($\tau < 0$)	$T_{u_{max}/h}$ ($\tau > 0$)	$T_{u_{max}/h}$ $T = (T_- + T_+)/2$
Ejections			
$\langle \hat{u} \rangle_s$	0.67	0.50	0.59
$\langle \hat{v} \rangle_s$	0.34	0.22	0.28
$\langle -\hat{u}\hat{v} \rangle_s$	0.16	0.18	0.17
Sweeps			
$\langle \hat{u} \rangle_s$	0.68	0.85	0.77
$\langle \hat{v} \rangle_s$	0.28	0.36	0.32
$\langle -\hat{u}\hat{v} \rangle_s$	0.14	0.10	0.12

表-1 bursting 現象の時間スケール

クは減少し、かつ平坦な分布を示す。また、ピークの位置も下流に移流されることがわかる。最も注目すべき点は、図-5(3)で、ejection-sweep-ejectionの周期的なパターンが見られることであり、このときejection(e)からsweep(s)への移行は(s)→(e)より急激であり、先述したbursting現象の基本的な特性が把握できる。移動プローブの位置が外部領域になると $\langle u \rangle$ 、 $\langle v \rangle$ のピークは $\Delta x = 0$ で $\tau < 0$ に生じ、外部領域のbursting運動は壁面領域のものより位相が進み、またこの運動は自由水面領域まで達していることがわかった⁸⁾。このようなbursting現象の空間スケールを定量的に評価するために、 $\tau = 0$ でのejection及びsweepの空間スケール L を式(7)と同様に定義し(式(7)で $\langle u \rangle_e(\tau)$ の代りに $\langle u \rangle_e(\Delta x)$ を用いればよい)、 $y_{mov}^+ = 38$ で得られた結果を表-2に示す。表中の括弧内の値は(時間スケール T)×(移流速度)であり、ほぼ空間スケール L と同程度になる。この表から、(1) $\langle u \rangle$ の空間スケールは $\langle v \rangle$ より大きい。(2) sweepの空間スケールはejectionより大きい。(3) ejectionは上流側に比べ下流側により広く拡がり、sweepはこの逆である。(4) bursting運動の空間スケールは式(6)の平均渦径と同程度であることがわかり、これらの特性はburstingが大規模渦運動の一種であり、非常にcoherentにすなわち凍結乱流的に移流されることを示唆している。」

同様に、他の測点 y_{mov} でも空間スケールが評価され⁸⁾、 $L \equiv (L_- + L_+)/2$ として図-6に示した(自由水面領域でのデータはゼロ交叉距離が4hを越え、評価できなかった)。このスケールはbuffer層端でburstingが生じたときの影響が及ぶ範囲を表わしていると考えられ、 $L_{\langle u \rangle_s} > L_{\langle u \rangle_e} > L_{\langle v \rangle_s} > L_{\langle v \rangle_e}$ となっている。この空間的影響スケール L は壁面領域($y^+ \leq 100$)までは y^+ と共に増加するが、外部領域に至ると減少する傾向が見られ、buffer層端で生じたbursting現象は壁面領域端までは発達するが、外部領域に至ると減衰するものと考えられる。

図-7及び8は、ejectionあるいはsweep運動が $y_0^+ = 38$ で検出された瞬時の $\langle u \rangle$ 及び $\langle v \rangle$ の等値線図であり、ハッチ部は負

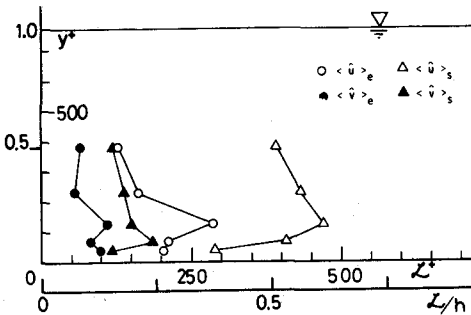


図-6 bursting現象の空間スケール

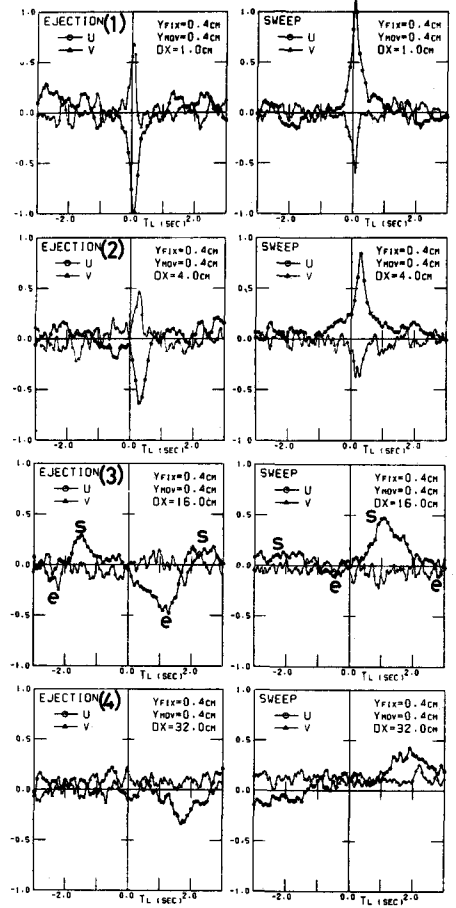


図-5 bursting現象の時空間構造
(左図はejection発生時、
右図はsweep発生時)

	L_-/h ($\Delta x < 0$)	L_+/h ($\Delta x > 0$)	Mean value $L_e = (L_- + L_+)/2$
Ejections			
$\langle u \rangle_e$	0.24 (0.28)	0.28 (0.36)	0.26 (0.33)
$\langle v \rangle_e$	0.09 (0.13)	0.13 (0.20)	0.11 (0.16)
Sweeps			
$\langle u \rangle_s$	0.41 (0.59)	0.33 (0.47)	0.37 (0.53)
$\langle v \rangle_s$	0.17 (0.24)	0.13 (0.18)	0.15 (0.21)
Mean eddy			
L_u/h			0.31
L_v/h			0.08

表-2 $y_{mov}^+ = 38$ でのbursting現象の空間スケール(括弧内の値は時間スケールと移流速度との積を表わす)

値の領域を表わしている。先述したように、ejectionの空間的広がりは下流側で、sweepのそれは上流側でそれぞれ大きく、 $\langle u \rangle$ のパターンは図-3の平均渦と同様に下流側に傾斜している。 $|\Delta z| \leq h$ の密に計測した領域を詳細に検討した結果⁸⁾、 $\langle u \rangle$ の等値線の傾斜角は検出プローブ近傍で $20^\circ \sim 25^\circ$ であり、 $y/h = 0.5$ で約 10° に緩やかに減少したが、 $\langle v \rangle$ の傾斜は少なくとも壁面領域内では現われなかった。この $\langle u \rangle$ と $\langle v \rangle$ とのパターンの差異は、 v が速度勾配シアの影響を受けて u より減衰しやすいためと考えられる。次に、図-9はburstingの発生1秒後の $\langle u \rangle$ の空間的模式を示すものであり、この時間経過 $\tau U_{max}/h = 2.6$ はburstingの発生(通過)周期 $T_B U_{max}/h = (1.5 \sim 3.0)$ に相当する⁷⁾。図-7と比較して注目すべき点は、burstingの $\langle u \rangle$ パターンは顕著な変化なしにすなわち凍結乱流的に移流されることである。これは、(1)burstingに伴う u の寿命時間 T_L がburstingの通過周期 T_B より十分大きい(burstingはcoherentな大規模渦の一種であるから、Blackwelderら⁶⁾の結果から $T_L U_{max}/h \geq 10$ と示唆される)(2) x 及び y 方向への移流速度はそれぞれ $U_c = U$ 及び v' 程度であり、 $v'/U_c = 0.1$ となるためと考えられる。図-5で見られた $\langle u \rangle$ と $\langle v \rangle$ のピーク部の遅れ時間 τ_{opl} からejection及びsweepの移流速度が評価された。その結果、sweepの移流速度はejectionのそれより若干大きい、両者の平均は図-2の平均渦の移流速度にほぼ等しかった⁸⁾。特に、ejectionの移流速度は平均流速の約0.8倍となり、この結果はLuらのものと一致した¹¹⁾。

5. 条件付解析法による横断方向の空間相関構造

以上は図-1で示した $x-y$ 平面内のburstingの時空間構造を検討したものであり、次に $y-z$ 平面内の空間構造、すなわち高速・低速縞構造を検討してみる。この高速・低速縞間隔 λ は従来主として可視化計測から求められたが、ここで対象となるReynolds数 R_θ は小さく、序論で述べたようにburstingと外部領域での大規模渦との関連を検討するには高 R_θ 数の乱流に関する条件付点計測が必要となる。本研究では $R_\theta = 5500$ と 1.1×10^4 の2種類の実験を新たに行い、式(3)の条件付平均法で $\langle u \rangle_e(\Delta z)$ 及び $\langle u \rangle_s(\Delta z)$ を解析した。この場合、固定及び移動プローブの高さは等しく($y = y_0 = y_1$)、各ケース共6通り変化させ、また z_0 を水路中央に選んだ($\Delta z \equiv z$)。

図-10は $R_\theta = 1.1 \times 10^4$ (4.の水理条件とほぼ同じ)で得られたejection時の空間相関を示すものであり、 $\langle u \rangle_e(z=0)$ で規格化されている。明らかに y/h が大きいほど横断方向の空間スケールは大きくなるが、 $z/h = 2$ までに $\langle u \rangle$ の減衰は大きく、安定した2次流の存在は明確でない。また、壁面近傍でも $z^+ \approx 100$ 程度に $\langle u \rangle$ の周期特性が若干現われ、高速・低速縞を検出したものと考えられるが、それほど顕著ではない。これは次の理由による。いま瞬時の高速・低速縞特性が $\cos(2\pi z/\lambda)$ と完全に周期関数で表わされ、 λ が大きいほどその振幅も大きいと仮定すれば、式(3)は

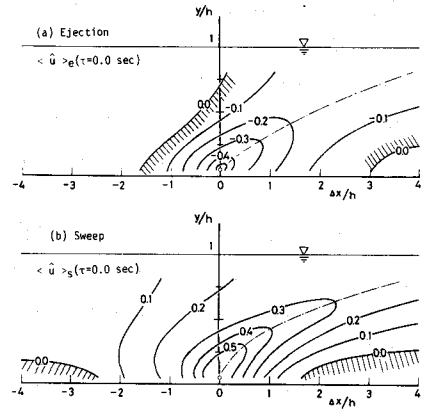


図-7 bursting発生時の $\langle u \rangle$ パターン

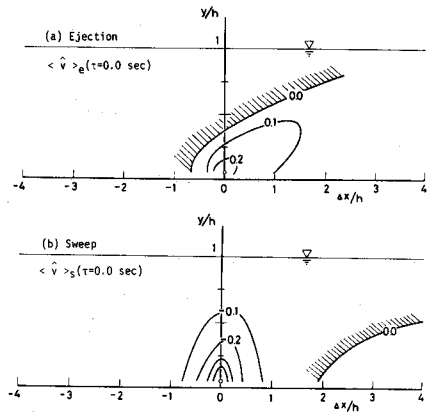


図-8 bursting発生時の $\langle v \rangle$ パターン

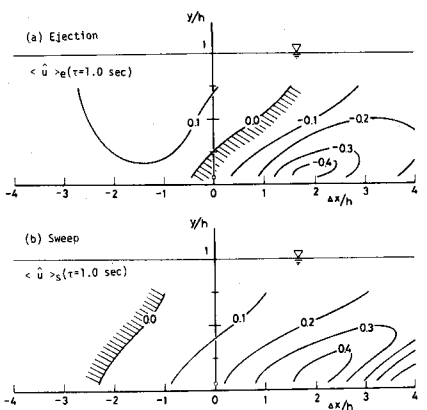


図-9 bursting発生1秒後の $\langle u \rangle$ パターン

$$\langle u \rangle(z) = \frac{1}{\lambda} \int_0^\infty \lambda \cos(2\pi \frac{z}{\lambda}) P(\lambda) d\lambda \quad (8)$$

となる。ここで $P(\lambda)$ は瞬時の縞間隔 λ の発生確率分布であり、可視化の結果によれば対数正規分布で表わされる¹³⁾。図-11 は変動係数 $\psi \equiv \sigma/\bar{\lambda}$ (ここで σ は λ の標準偏差) をパラメータにとり、式(8)の計算曲線を示したものである。可視化結果では $\psi \approx 0.5$ であるが¹³⁾、この曲線すらかなり周期性が失われ、これは λ が $P(\lambda)$ の分布をもつため本研究のような2点同時計測による条件付平均を用いてもかなり平滑化されるためと考えられる。しかし、最初のゼロ交差点までは ψ の変化の影響は小さく、ここまでの式(8)の積分値が実測値に一致するように $\bar{\lambda}$ が定義された。図-11の実験値はこの $\bar{\lambda}$ によって規格化されており、どのケースとも計算値との一致はよい。また、西岡らの結果は3点同時計測による条件付平均であり¹⁴⁾、ほぼ同じ特性が把握できる。以上のような空間相関特性は sweep でも見られ、高速・低速縞の平均間隔 $\bar{\lambda}$ が従来の結果と共に図-12に示される。 $y^+ \approx 30$ の buffer 層までは $\bar{\lambda}^+ \approx 100$ であるが、この層以上では漸増し、 $y^+ \geq 100$ の外部領域に至ると $\bar{\lambda}^+ = 2y^+$ に漸近するようであり、この結果は自由水面で $\lambda_s = 2h$ をもつ空間構造の存在を唆する。しかし、これが内部変数で支配された高速・低速縞の合体を意味し、外部変数で支配された大規模渦に成長するのか、逆に大規模渦が壁面領域内に侵入して分裂を起こす結果であるのかは依然不明である。

6. bursting 現象の定性的モデル

以上得られた bursting 現象の時空間相関構造に関する断片的な知見からでもこの物理モデルを定性的に以下のように考えることができる。

壁面乱流中に高速域と低速域とが3次的に存在することを前提とすると、この配置は $x-y$ 平面では図-13、 $y-z$ 平面では $\bar{\lambda}^+ \approx 100$ の縞構造と考えられる。図-13に示すように、高速域は壁面側に侵入して低速域とある界面を形成し、この複雑な界面現象が bursting であり、ejection や sweep を伴う coherent な渦構造を形成すると考えられる。この界面は Praturi らの high-speed front に相当し³⁾、上流側の高速域から下流側の低速域への遷移は逆の場合より

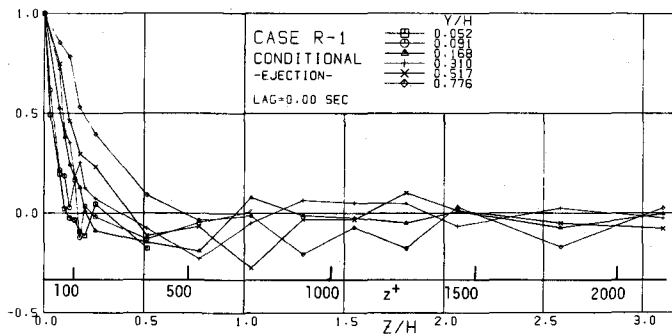


図-10 ejection 発生時の横断方向の空間相関構造

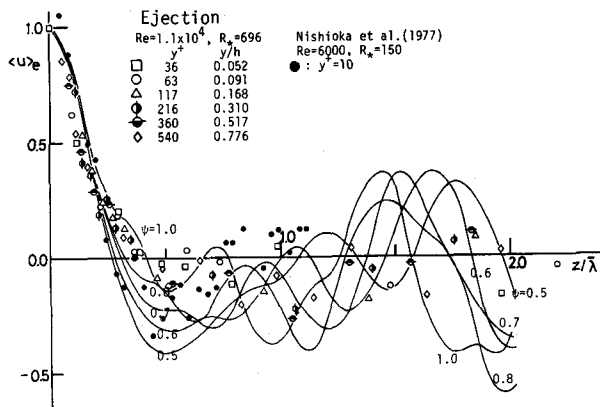


図-11 平均縞間隔 $\bar{\lambda}$ で規格化された横断方向の空間相関構造

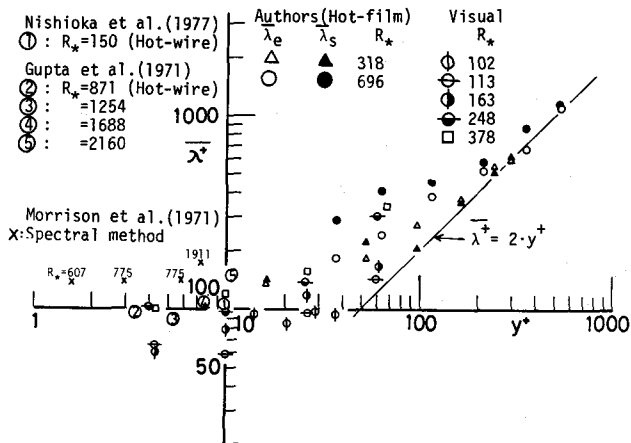


図-12 高速・低速縞の平均間隔 $\bar{\lambda}$ の水深方向への変化特性

急激である。界面近傍の coherent な構造は bursting の通過周期より十分大きい寿命時間をもって下流に移流され、その結果 Euler 観察では、 u の緩い減速 $\rightarrow$ ejection $\rightarrow$ sweep への急な移行 (u の急な加速) $\rightarrow$ 再び緩い減速という周期的変化を示し、bursting の基本的な特性が確認される。次に、図-14 は高速・低速域の界面と共に移動する座標から見た coherent な構造を示すものであり、白、黒の矢印はそれぞれ高速、低速の流体運動を表わしている。この界面は下流側に傾斜しているから高速流体 (A) は壁面側に侵入し、低速流体 (B) と複雑な相互作用を演じ、これが ejection-sweep 運動であり乱れが発生される。流れの連続条件によって (A) + (B) は横断方向の流出 (C) と界面に沿う流れ (D) に変換され、(D) は外部領域まで発達してその一部 (E) は壁面側へと還流し、新たな加速流 (X) 及び下降流 (F) に、さらに (F) は壁面近傍で減速流 (H) となって、(B) を持続させる。この結果、(D)、(E) は横断渦 T.V. を、また横断方向の流出入 (C)、(G') は流下渦 S.V. を形成し、この合成がいわゆる馬蹄型渦となるが、これらはあくまでもアンサンブル平均的な挙動であって馬蹄型渦が瞬時に実在する乱流パターンかどうかさらに検討を要する³⁾。

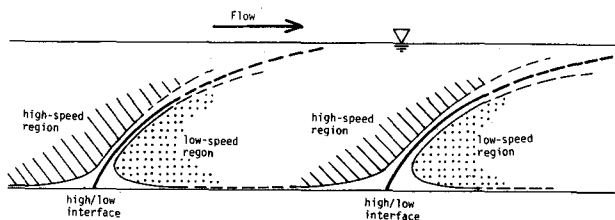


図-13 $x-y$ 平面内での高速・低速域の配置モデル

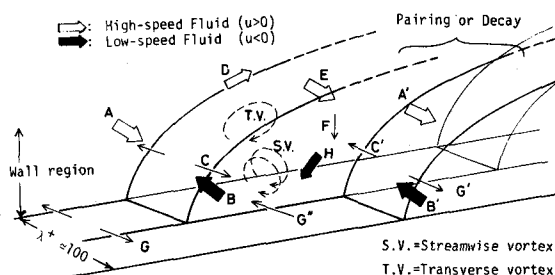


図-14 移動座標上での bursting 現象の物理モデル

側へと還流し、新たな加速流 (X) 及び下降流 (F) に、さらに (F) は壁面近傍で減速流 (H) となって、(B) を持続させる。この結果、(D)、(E) は横断渦 T.V. を、また横断方向の流出入 (C)、(G') は流下渦 S.V. を形成し、この合成がいわゆる馬蹄型渦となるが、これらはあくまでもアンサンブル平均的な挙動であって馬蹄型渦が瞬時に実在する乱流パターンかどうかさらに検討を要する³⁾。

7. 結 論 本研究は、壁面領域で発生する bursting 現象と外部領域の大規模乱流渦との関連を定量的に解明する第一歩として、瞬間 Reynolds 応力による重みづけ検出法を用いて bursting 現象の時間・空間構造を明らかにしたものである。この条件付平均で bursting 構造をかなり適確に解析できたが、個々の bursting の移流速度はかなりランダムに変化する可能性があり、今後検出プローブを多点設置し、また可視化法を併用して bursting 構造やその因果関係をさらに検討して行きたい。最後に、本実験及びデータ解析にご協力下さった松本直也君 (現在建設省勤務) に多大の謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) Nakagawa, H. and Hezu, I. (1977), J. Fluid Mech., vol. 80, pp. 99-128.
- 2) 中川, 祐津 (1978), 第 22 回水理講演会論文集, pp. 29-36.
- 3) Praturi, A.K. and Brodkey, R.S. (1978), J. Fluid Mech., vol. 89, pp. 251-272.
- 4) Offen, G.R. and Kline, S.J. (1975), J. Fluid Mech., vol. 70, pp. 209-228.
- 5) Falco, R.E. (1977), Phys. of Fluids, vol. 20, pp. S124-S132.
- 6) Blackwelder, R.F. and Kovaszny, L.S.G. (1972), Phys. of Fluids, vol. 15, pp. 1545-1554.
- 7) Nakagawa, H. and Nezu, I. (1978), 京大工学部紀要, vol. 40, pp. 213-240.
- 8) Nakagawa, H., Nezu, I. and Matsumoto, N. (1980), 京大工学部紀要, vol. 42 (印刷中)。
- 9) Favre, A.J. (1965), J. Appl. Mech., vol. 32, pp. 241-257.
- 10) Wallace, J.M., Brodkey, R.S. and Eckelmann, H. (1977), J. Fluid Mech., vol. 83, pp. 673-693.
- 11) Lu, S.S. and Willmarth, W.W. (1973), J. Fluid Mech., vol. 60, pp. 481-511.
- 12) Blackwelder, R.F. and Kaplan, R.E. (1976), J. Fluid Mech., vol. 76, pp. 89-112.
- 13) 中川, 祐津 (1977), 第 5 回流れの可視化シンポジウム, pp. 47-50.
- 14) 西岡, 飯田, 清水 (1977), 第 9 回乱流シンポジウム, pp. 129-136.