

開水路流れにおける横断方向の縞構造と大規模乱流

SPANWISE STREAKY STRUCTURE AND MACROTURBULENCE
IN OPEN CHANNEL FLOWS

中川 博次*・瀬津 家久**・富永 晃宏***

By Hiroji NAKAGAWA, Iehisa NEZU and Akihiro TOMINAGA

1. 概 説

境界層流、管路流および開水路流は一般に壁面乱流といわれ、壁面（河床）近傍の強いせん断応力の存在によって特徴づけられる。近年の乱流理論によれば¹⁾、壁面乱流場は動粘性係数 ν で代表される粘性応力および摩擦速度 U_* で代表されるレイノルズ応力が顕著な内部層と、粘性応力が無視でき壁面近傍の強いせん断応力からほぼ独立した外部層とに区分される。いま、この理論を開水路乱流場に適用すれば、内部変数 y/U_* で支配される壁面領域と、水深 h および最大流速 U_{max} といった外的な水理条件（外部変数）で規制される外部領域とに大別され、外部領域のみに開水路特有な自由水面の影響が現われる²⁾。図-1 に示すように、主流方向を x 軸、河床に鉛直上方を y 軸および横断方向を z 軸にとれば（ x, y および z 軸方向の速度変動成分をそれぞれ u, v および w とする）、壁面領域端 y_w は $100\nu/U_*$ であり、レイノルズ応力 $R_* \equiv hU_*/\nu$ が十分大きな流れでは $y_w/h = 100R_*^{-1}$ は非常に小さくなり、流れの大半は外部領域で占められる³⁾。

したがって、戦前から多くの河川技術者が報告している実河川の大規模な乱流構造はまさにこの外部領域での流れの運動を把えたものであり、Matthes (1947)⁴⁾ はこれらを 'Macroturbulence' と総称し、現在でもなお有用な大規模乱流のパターンに関する分類を行っている。この分類の中で、河床近くに強い上昇渦 (kolk) の存在を示唆し、これが水面まで発達して水面が渦輪のように盛り上がりいわゆる boil となって実測されると指摘した点は特に注目される。その後、boil の運動形態は木下 (1967)⁵⁾ や Coleman

(1969)⁶⁾ らによって実河川の航空写真測量からかなり詳細に検討され、水面上の流速分布を実測すると boil 部が低速部となり、隣接した横断方向 (z 方向) には高速部がほぼ水深 h で並列することを発見し、図-1 に示すように流下方向 (x 方向) に回転軸をもつほぼ水深 h を直径とする並列らせん流（細胞状の2次流、また図-2 を参照）が存在することを予測した。この並列らせん流に伴う boil 列は x 方向に並び、Coleman によるブラマプトラ川の洪水流の観測によれば upper flow regime の平坦河床で生じるようである⁶⁾。また、Coleman や Jackson (1976)⁹⁾ らは十分に発達した二次元性の河床波 (dune) のクレスト直下流部のほぼ固定位置に強い boil が間欠的に発生し、この場合 boil 列はほぼ横断方向 (z 方向) に並ぶことを報告した。このように、外部領域での kolk-boils や並列らせん流は各種の河床形態と密接な関係にあり、また実河川の三次元流況や土砂輸送の非一様性を引き起こす成因として当初より重要視されてきたが⁴⁾、それら自体の発生原因や物理機構は現在でも不明のままである。したがって、本論文では kolk-boils と並列らせん流とを明確に区別せずに、組織立った渦構造 (coherent structure) を示すものとして Matthes 流に大規模乱流 (macroturbulence) と総称することにする。

一方、壁面領域 ($y^+ \equiv yU_*/\nu \leq 100$) にも組織的な乱流構造いわゆる bursting 現象が存在し、 y^+ が 10 から 30 の buffer 層での低速域 ($u < 0$) が浮上し ($v >$

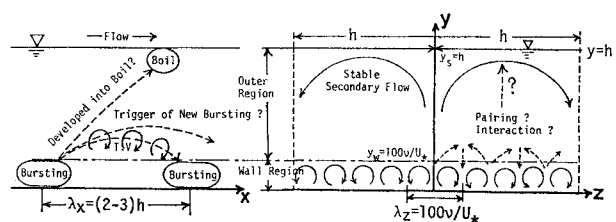


図-1 開水路乱流の組織立った構造の説明図

* 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学教室

** 正会員 工博 京都大学助教授 工学部土木工学教室

*** 正会員 工修 京都大学助手 工学部土木工学教室

0), 渦崩壊する事象 (ejection または burst という) および $y^+ \geq 50$ での高速域 ($u > 0$) が下降する ($v < 0$) 事象 (sweep または inrush という) のとき瞬間レイノルズ応力 $-uv$ すなわち乱れはほとんど生成されることが流れの可視化観測および条件付プローブ計測法によって近年明らかにされた。詳しいレビューは文献 (1), (7), (26), また Jour. Fluid Mech. に掲載された数多くの研究論文を参照願うが, この bursting 現象の大きな特徴は, ① 時間およ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 といった比較的規則的な (quasi-orderly) 過程を示す。② せん断乱流の本質である乱れの発生機構そのものである。このため, たとえ高いレイノルズ数で壁面領域の厚さ y_w が非常に薄くなっても無視し得ない現象であり, 乱流研究のうえからは壁面乱流の物理機構を解明する鍵として外部領域の macroturbulence よりむしろ注目され, 他の分野も含め現在精力的に研究されている。

以上のように, 開水路流れにおける外部領域の boil や並列らせん流 (境界層流では乱流・非乱流の界面運動である bulges 現象に対応する) の発見は壁面領域の bursting 現象の発見よりだいぶ古い, 後者が定性・定量的にかなり解明されたのに比べ¹⁾, 前者の物理機構は定性的にもほとんど不明である。上述したようにレイノルズ数が十分大きいと両現象の空間スケールには歴然たる差違 (i.e. $y_w \ll h$) があるにもかかわらず, たまたま両現象の運動特性が酷似することから, 壁面領域の burst の一部が外部領域まで発達したものが kolk であり, 水面に至って boil になるという推論が Grass (1971)⁸⁾, Jackson (1976)⁹⁾, 中川・禰津 (1977)¹⁰⁾らによって提唱された。最近, 宇民・上野 (1977)¹¹⁾ や福岡ら (1980)¹²⁾ は kolk や boil が起こりやすい河床条件のもとで室内実験をし, 外部領域の大規模渦特性を可視化観測し, 新たな知見を得たが, この渦の成因や burst との関連は未解決のままである。

外部領域の並列らせん流や boil を定量的に検出する方法は現在まだないが, bursting 現象の検出方法には現在いくつかのものが提案され³⁾, 著者ら (1977¹³⁾, 78¹⁴⁾, 80¹⁵⁾) はこれらを使って条件付解析を行い, 乱れの発生機構に及ぼす bursting 事象の寄与率¹³⁾, burst 周期特性¹⁴⁾ および 図-1 で示す x - y 平面内での bursting の時空間構造やその移流過程¹⁵⁾ を系統的に明らかにし, 外部領域にまで及ぶ bursting の運動モデルを提案した²⁾。注 1)。本研究は, これらの成果をさらに発展させ, bursting 現象と並列らせん流との関連性をより積極的に実証する目的で, 図-1 に示す横断方向 (y - z 平面

内) の空間構造を解明しようとするものである注 2)。

2. Bursting 現象の検出関数と条件付平均法

Bursting 現象は組織的な (coherent) 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, 従来型の長時間平均操作ではこの現象を的確に把えることはできず, その有意な情報を検出できる条件付平均法が必要となる^{1), 19)}。一般に, 任意な物理量, たとえば流速変動 $u(x_1, y_1, z_1, t)$ の条件付平均は次式で定義される¹⁶⁾。

$$\langle u \rangle(x_1, y_1, z_1, \tau) = \frac{\int_T u(x_1, y_1, z_1, t + \tau) \cdot I(x_0, y_0, z_0, t) dt}{\int_T I(x_0, y_0, z_0, t) dt} \dots \dots \dots (1)$$

ここで,

$$\int_T \dots dt \text{ は } \lim_{T \rightarrow \infty} T^{-1} \int_0^T \dots dt$$

の略記である。 $I(x_0, y_0, z_0, t)$ は対象とする乱流現象を測点 (x_0, y_0, z_0, t) で検出する関数であり, たとえば境界層の 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る¹⁶⁾。しかし, 可視化観測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からの信号に遮蔽されやすく¹⁴⁾, この検出関数の決定は研究者によってまちまちで, 現在でも十分には確立されていない³¹⁾。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 運動を検出する情報源として瞬間レイノルズ応力変動 $u(t)v(t)$ を用いることは妥当であるが¹⁴⁾, 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, その値によって解析結果が左右されるという大きな難点がある。つまり, bursting 現象の場合, しきい値 H の変化に対する条件付平均の停留値はほとんど存在せず, H の値の決定がかなりあいまいとなる^{14), 34)}。特に, 水流計測にしきい値法を適用すると次のような欠点がさらに生じる。通常の水利条件での bursting の発生周期 T_B は約 1 秒前後であり¹⁴⁾, 個々の bursting の集合平均を精度よく得るためにはサンプル総数が 500 個以上は必要である。すなわち, しきい値法を用いるならば 500 秒間以上の乱れの連続計測データが必要であるが, 水流中の微細な浮遊物その他の影響で Hot-film 流速計によるこのような長時間連続計測は現在のところ不可能である³⁾。

注 2) 本論文の主要部は, 熱質量輸送および乱流構造に関する ICHMT/IUTAM 主催のドブプロニク国際会議 (1980 年 10 月 6 日~10 日) の席上発表された³⁶⁾。

注 1) より詳細な内容は J. Fluid Mech. (1981) に掲載される予定である⁸⁵⁾。

以上のしきい値法の欠点を克服するために、著者ら(1980)⁷⁾は次のような瞬間レイノルズ応力変動による重みづけ平均法を提案した。すなわち、ejection(またはburst)およびsweep運動の検出関数 $I_e(t)$ および $I_s(t)$ はそれぞれ次式で定義される。

$$I_e(t) = \begin{cases} u(t)v(t) & : \text{for } u(t) < 0, v(t) > 0 \\ 0 & : \text{otherwise} \end{cases} \dots\dots\dots (2)$$

$$I_s(t) = \begin{cases} u(t)v(t) & : \text{for } u(t) > 0, v(t) < 0 \\ 0 & : \text{otherwise} \end{cases} \dots\dots\dots (3)$$

式(2),(3)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式(1)の $u_0(t)v_0(t)$ をサンプリングし、さらに瞬間レイノルズ応力 $u_0(t)v_0(t)$ による重みづけ平均を行い、相対的に強いburstingほど条件付平均に大きな寄与を占めさせ、しきい値法と等価な解析を行おうというものである。このような重みづけ検出関数法では個々のbursting過程は追求できず、たとえばburstingの発生周期は求められないが、(a)しきい値法よりサンプル総数が多いため周囲の乱れなどの偶然量が相殺されやすい、(b)任意のパラメーターが入らないから固定プロブ位置 (x_0, y_0, z_0) でejectionおよびsweepが生起したときの流体運動の時空間構造を十分客観的に解析できるという大きな利点がある。

著者ら(1981)³⁴⁾は瞬間レイノルズ応力による重みづけ平均法と従来のしきい値法からそれぞれ得られた結果を比較検討し、前者の合理性を十分に検証した。そこで、以下ではこの重みづけ平均法を一貫して用い、速度変動 u の横断方向(z 方向)への空間構造を系統的に検討する。

3. 実験方法およびデータ処理方法

(1) 実験装置およびその方法

実験は、長さ15m、幅50cm、深さ30cmの勾配可変型滑面開水路で行われ、水路上流端より9.5m下流に設けられた計測断面位置で十分に発達した等流二次元乱流場が形成されていることが確認された^{13)~15)}。

さて、bursting現象に関するこれまでの研究の大半は平滑面上のものであり、粗面上でもburst的な現象が発見されているが^{9),13)}、完全粗面乱流になると壁面領域($y \leq y_w$)の存在それ自体が不明確となり、粗面上のbursting現象は現在でもほとんど未解明である。

1. で述べた外部領域の大規模渦運動の存在はすべて粗面上、またその多くは河床波上の流れで発見されたものであり、平滑面上でもこの渦運動がそのまま存在するか疑問である¹⁷⁾。このため、滑面乱流条件を保持しながら、何らかの工夫を施して人工的に並列せん流を形成する必要があり、本実験では次の3種類の水理条件を設定した。

a) 一様な平滑面上の流れ(ケースR-1, R-2)

河床は一様に平滑であり、最も基本となる流れである。水理条件は、表-1に示すようにケースR-1およびR-2の2通り設定された。ケースR-1は x - y 平面内のbursting構造を検討した前回の実験条件とほぼ同一であり⁷⁾、burstingの三次元構造を総合的に考察する際に不可欠な知見を与える(図-1参照)。R-2のレイノルズ数は、R-1のほぼ半分であり、水素気泡法による可視化データとの比較が直接可能となった。

b) 5mm幅のスリット吹出しを伴う流れ(ケースR-3, R-4)

開水路流れに並列せん流が存在すれば図-2(a)の

表-1 水 理 条 件 表

Series of Experiments	Case R-1	Case R-2	Case R-3	Case R-4	Case R-5	Case R-6
Flow Conditions	Throughout Solid Bed		With Interval Injections		With Interval Roughness	
Flow depth h (cm)	7.7	7.9	4.0	4.0	4.0	4.0
Discharge Q (l/sec)	5.5	2.2	2.8	2.8	2.6	2.6
Free-surface velocity U_{max} (cm/sec)	20.4	8.4	21.0	21.0	22.2	19.9
Mean velocity U_m (cm/sec)	14.1	5.5	13.9	13.9	13.0	13.0
Friction velocity U_* (cm/sec)	0.94	0.42	0.96	0.96	1.05	0.91
Injection velocity v_0 (cm/sec)	0.0	0.0	0.47	0.53	0.0	0.0
Reynolds number $R_e \equiv U_m h / \nu$ $R_* \equiv U_* h / \nu$	1.1×10^4 696	0.42×10^4 318	0.54×10^4 375	0.54×10^4 376	0.52×10^4 408	0.52×10^4 358
Froude number $F_r \equiv U_m / \sqrt{g h}$	0.16	0.063	0.22	0.22	0.21	0.21
Water temperature T_w (°C)	18.7	19.6	19.2	19.7	19.1	19.9
Roughness Element					5×5 mm	5×10 mm

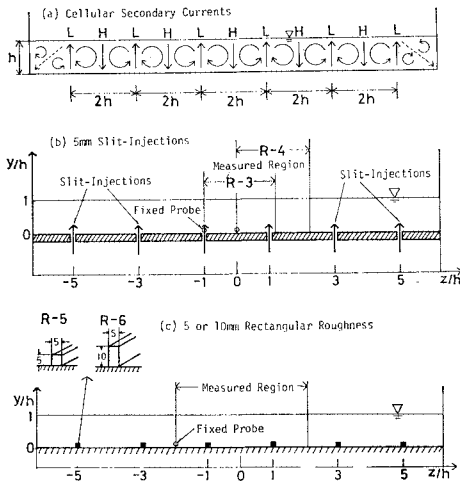


図-2 並列らせん流の配置と実験装置

ような配列をとり、低速部 L (並列らせん流の配置が固定していれば平均流速自体が低速となり、burst の低速縮 $u < 0$ と必ずしも同等ではない) では上昇流、高速部 H では下降流となる^{9), 17)}。そこで、図-2 (b) のように、低速部が形成されるべき位置に河床から 5mm 幅のスリット吹出しを横断方向に $2h$ の間隔で 6 列与えて上昇流を作り、流れの連続関係から隣接の吹出し部の中間に高速部 H が下降することを期待した。ここで用いたポラス板上のスリット吹出し流の発生装置は文献 18) のものと同一であり、流下方向 960 mm にわたって様な吹出し速度 v_0 が得られるように工夫されている。従来の研究成果を参照して¹⁸⁾、計測断面はポラス板の上流端から 840 mm 下流にとられ、吹出し速度は $v_0 = 0.5 U_*$ とした。bursting 検出プローブに及ぼす吹出しの影響を見るために、図に示すようにケース R-3 および R-4 の検出プローブの位置はそれぞれ吹出し部およびその中間部に設置されたが、両ケースの水理条件はほとんど同じである。

c) 5 mm または 10 mm 高さの角柱粗度を設置した流れ (R-5, R-6)

主流方向に平行に角柱粗度を設置すれば (縦すじをつけた場合と同じ効果)、安定した並列らせん流が形成されるという可視化報告を参考にし^{9), 11)}、図-2 (c) に示すように低速部が生じるべき位置に真ちゅう製の 5×5 mm 断面の角柱 (ケース R-5) や 5×10 mm 断面の角柱 (ケース R-6) が水路に平行に 6 列それぞれ設置された。角柱の全長は 6 m であり、角柱先端 (テーパ形状の遷移区間が加工されている) から 5 m 下流の位置に計測断面が設けられた。水理条件は b) の R-3, R-4 とほぼ同じであり、スリット吹出

しの代わりに角柱粗度によって並列らせん流を形成しようと試みたわけである。

(2) 計測方法およびデータ処理方法

bursting の検出プローブ (固定プローブ) として二成分 Hot-film 流速計 (DISA 55 A 89)、サンプリングプローブ (移動プローブ) として一成分 Hot-film 流速計 (DISA 55 A 85) がそれぞれ使用された。図-2 に示すように、固定プローブの横断位置 z_0 は R-1, R-2 が水路中央 ($z_0/h = 0$)、R-3, R-4 がそれぞれ $z_0/h = -1, 0$ および R-5, R-6 が $z_0/h = -2$ であり、移動プローブの位置 z_1 は並列らせん流の間隔 $2h$ 以上にわたって系統的に移動された。両プローブの鉛直高さ y は等しく ($y \equiv y_0 \equiv y_1$)、壁面領域および外部領域の代表測点を得るために R-1, R-2 で 6 通り、R-3, R-4 で 4 通り、R-5, R-6 で 5 通りそれぞれ変化された。当然、両プローブの x 位置は等しく ($x_0 \equiv x_1$)、 x - y 平面内の多点計測と比較してプローブによる後流の影響はまったくないから²⁾、より高精度なデータが期待される。以上のようにして、各ケースとも約 90 個の計測点で二点同時計測が行われ、流速計からの出力電圧は 100 Hz で 100 秒間 AD 変換され (測点当りのサンプル総数は 10000 個)、その後、京都大学大型計算センターの FACOM-M200 を用いて電算処理され、横断方向の時空間乱流構造が解析された。なお、Hot-film の検定方法や計測システムの詳細は文献 2), 7) を参照されたい。

4. 実験結果およびその考察

(1) 平均流速分布および乱れ強度分布

図-3 および 図-4 は、固定プローブで得られた平均流速 U および主流方向の乱れ強度 $u' \equiv \sqrt{u'^2}$ 、鉛直方向

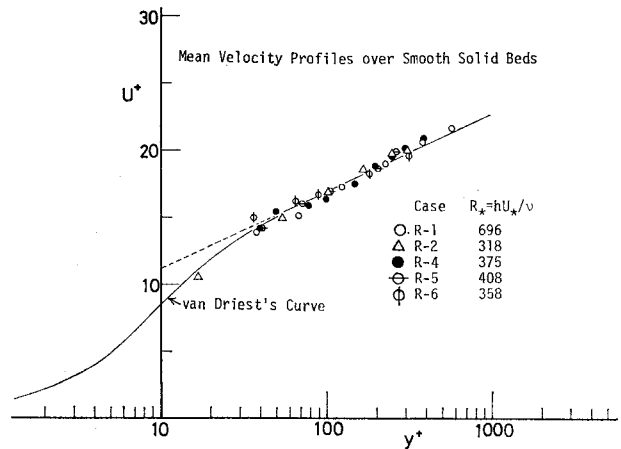


図-3 検出プローブ位置での平均流速分布

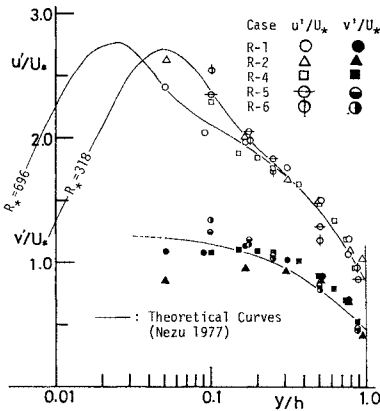


図-4 検出プローブ位置での乱れ強度分布

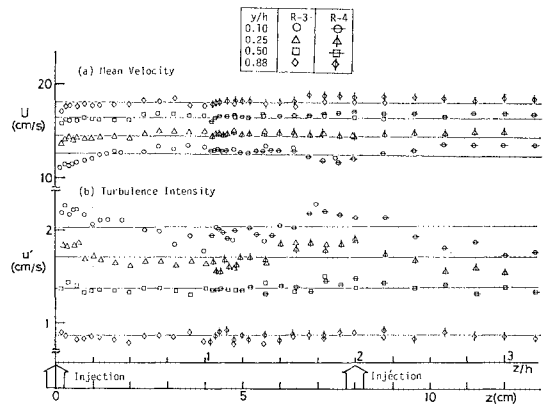


図-6 5 mm 幅のスリット吹出しを与えた場合の平均流速および乱れ強度の横断方向に対する分布

の乱れ強度 $v' \equiv \sqrt{\overline{v'^2}}$ を摩擦速度 U_* で無次元化してそれぞれ示したものである。開水路二次元流れの U, u', v' およびレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ に関する実験的・理論的資料は現在かなり確立され、こ

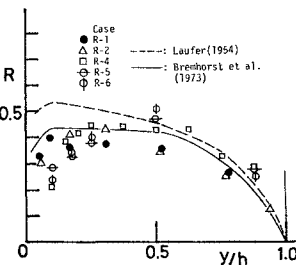


図-5 検出プローブ位置でのレイノルズ応力の相関係数

れらを総合的に照合して本実験の摩擦速度が決定された。図に示すように、各ケースとも平均流速 $U^+ \equiv U/U_*$ は良好に対数則分布に従い、また乱れ強度 u'/U_* および v'/U_* も従来の理論曲線にはほぼ一致する³⁾。レイノルズ応力の相関係数 $R \equiv -\overline{uv}/u'v'$ を図-5 に示すが、これも従来の多くの結果とほぼ一致した³⁾。さらに、bursting 現象に直接関与するレイノルズ応力への ejection および sweep の寄与率を検討し、従来の結果に一致することを確認した⁷⁾。以上の実験結果を総合的に判断して、スリット吹出しや角柱粗度を有する流れでも固定プローブの位置では二次元滑面乱流の特性が十分に確立されており、bursting 現象を正しく検出するものと考えられる。

次に、図-6 は、スリット吹出しを伴う流れで一成分の移動プローブを用いて得られた平均流速 U および乱れ強度 u' の横断方向への分布を示す。ケース R-4 は R-3 の実験日の翌日に計測されたが、重複した横断区間での両者の計測値はよく一致する。 $U(z)$ および $u'(z)$ の分布はともに河床近くでほぼ $2h$ を波長とする規則的なうねりが見られ、たとえば吹出し部では低速でかつ大きな乱れとなっている。すなわち、 $U(z)$ と $u'(z)$ とは逆位置関係にあり、これは並列せん流の特性と一致する¹⁷⁾。一方、河床からの鉛直距離 y が大きくなるとこの特性は弱くなり、 $y/h=0.88$ で $U(z)$ や $u'(z)$

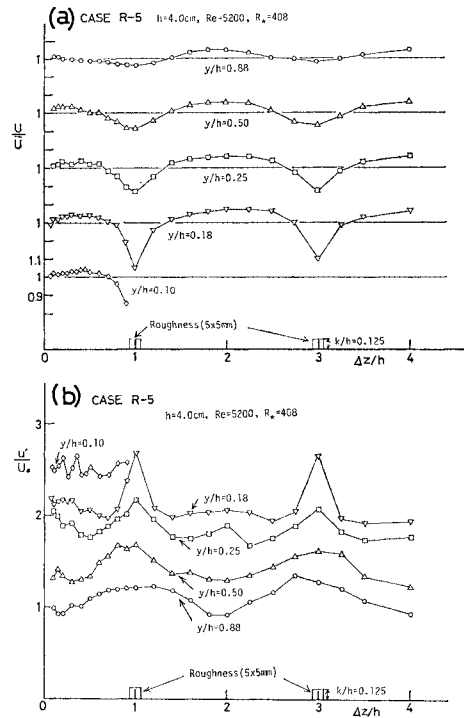


図-7 5 mm 高の角柱粗度を設置した場合の平均流速および乱れ強度の横断方向に対する分布

はともに z 方向にほぼ一定となる。これはスリット吹出しが噴流状に拡散するためであり、水深全体にわたる並列せん流をこの方法では作れないことがわかった。しかし幸い、bursting 現象が顕著な壁面近傍には並列せん流と同等な特性が水深の 2 倍の間隔で出現するから、bursting 本来の高速・低速縞に及ぼすこれらの影響を検討できる。

図-7 は粗度高さ $k=5$ mm の角柱粗度を有する流れ (R-5) の平均流速 $U(z)$ および乱れ強度 $u'(z)$ の横断方向分布を示す。 $y/h=0.1$ の計測線は粗度高さ

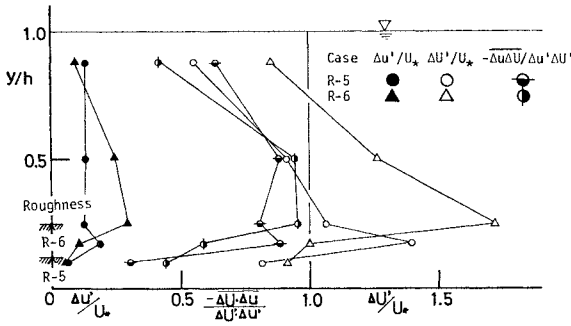


図-8 平均流速 $U(z)$ と乱れ強度 $u'(z)$ との相関係数

$k/h=0.125$ より低いため、移動プローブの計測区間 Δz は h までであるが、他の計測区間は $4h$ まで及んでいる。いま $U(z)$ および $u'(z)$ の横断方向平均をそれぞれ \bar{U} および \bar{u}' とすれば、粗度の設置箇所 $\Delta z/h=1, 3$ では低速 ($U < \bar{U}$) でかつ強い乱れ ($u' > \bar{u}'$) を示し、粗度の中間部 $\Delta z/h=0, 2, 4$ では高速 ($U > \bar{U}$) でかつ弱い乱れ ($u' < \bar{u}'$) となる。すなわち、低速-高乱れ部と高速-低乱れ部とが横断方向に水深 h の間隔で規則的に形成され、この特性は $y/h=0.88$ の水面近くまで明瞭に現われる。粗度高さ $k/h=0.25$ としたケース R-6 でも図-7 とほぼ同じ分布形が得られた。図-8 は、これらの平均流速の差違 $\Delta U \equiv U - \bar{U}$ および乱れ強度の差違 $\Delta u \equiv u' - \bar{u}'$ の横断方向に関する標準偏差 (r.m.s. 値) $\Delta U'$ および $\Delta u'$ をそれぞれ示し、また両者の相関係数 $R_d \equiv \frac{-\Delta U \Delta u}{\Delta U' \Delta u'}$ を図示した。図-3, 4 と 8 を比較すれば、これらの差違 $\Delta U, \Delta u'$ はそれぞれ \bar{U}, \bar{u}' の 1 割以下であるが、 R_d は常に正值を示し、特に $y/h \approx 0.5$ の半水深程度で $R_d \approx 0.9$ という大きな相関を示す点が注目される。図-2 の典型的な並列らせん流では低速部の上昇、高速部の下降が半水深程度で最大となるから、 R_d の特性は正しくこれを再現していると考えられる¹⁷⁾。すなわち、水路に並列粗度を設置して並列らせん流が形成されることを直接確認したわけではないが、少なくとも並列らせん流と同等な特性が水深全体にわたり現われているといえる。

(2) 横断方向の bursting の時空間構造

bursting 現象の構成要素である ejection および sweep の時空間構造を検討するために、固定プローブで得られた検出関数、式 (2) および (3) を使い、式 (1) から条件付平均 $\langle u \rangle_e(z, \tau)$ および $\langle u \rangle_s(z, \tau)$ をそれぞれ解析した。図-9 は、ケース R-1 の同時空間構造 $\langle u \rangle_e(z, 0)$ を示す一例であり、 $\langle u \rangle_e(0, 0)$ で規格化されている。sweep 構造も図-9 とほぼ同じであった。 y/h が大きいほど横断方向の空間スケールは明らかに大きくなるが、 $z/h=2$ までに $\langle u \rangle$ の減衰は大きく、並列らせ

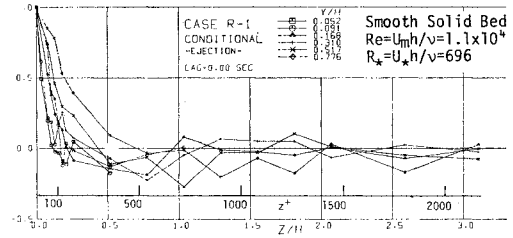


図-9 ejection の横断方向への空間構造 (Case R-1)

ん流の存在は明確でない。一方、壁面近傍には $z^+ \approx 100$ 程度に $\langle u \rangle$ の周期特性が若干現われ、可視化観測される高速・低速縞を検出したものと考えられるが、この振幅は Gupta ら (1971)¹⁹⁾ や西岡ら (1977)²⁰⁾ の空気流実験と比べてかなり小さい。これは次の理由による。Gupta らは $y^+ \leq 10$ で 10 本組の hot-wire 列、また西岡らは $y^+ = 10$ で 3 本組の hot-wire をそれぞれ使った同時計測であるから、① 多点検出プローブを使うとそれだけ検出基準が厳密となる、② 粘性底層 ($y^+ \leq 10$) では組織立った縞構造が最も明瞭に生じる (写真-1 を参照)^{1), 10)} ためである。しかし、水流計測での多点検出プローブの設定は困難であり、また $y^+ \geq 10$ では縞構造自体がかなり崩れることが知られ¹⁰⁾、この領域の高速・低速縞構造を検討するには次節のような解析法が必要となろう。

次に、図-10 は $y-z$ 平面内の ejection の時空間構造を $\langle u/u' \rangle(z, \tau)$ の等値線で 0.2 おきに示した一例であり、sweep でも同様な結果が得られた。ejection 運動の移流速度は平均流速 U の約 0.8 倍と小さいから¹⁾、 $U \times (-\tau)$ を移流距離 Δx と正確にはみせないが、概略な近似としては有効である。壁面近傍ほど bursting 構造は小さく、水面近くの構造はほぼ相似に大きくなり、下流 (x 方向) 側に引き伸ばされた楕円形状を示す。この形状は、長時間平均された従来型の時空間相関構造

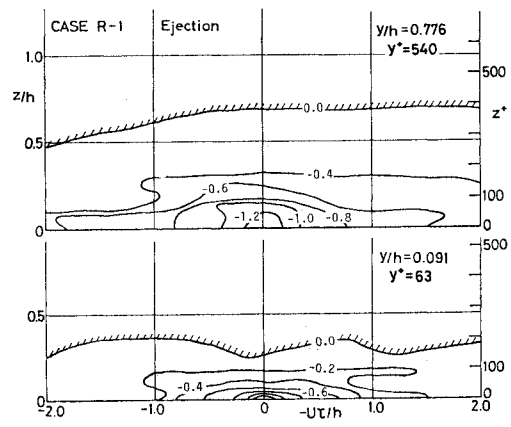


図-10 ejection 時の $\langle u/u' \rangle$ の等値時空間構造

とよく一致²¹⁾, bursting 運動は大スケール渦(後述するスペクトル分布の発生小領域に対応する渦)の一種であることが確認される^{1),7)}.

(3) 高速・低速縞間隔の評価方法

Lee ら (1974)²²⁾ は電気・化学的方法で粘性底層内の組織的な縞構造を観測し, 横断縞の波長を λ とすればその瞬間流速パターンは次式で近似されると報告した.

$$u(z, t) = u(0, t) \cos(2\pi z/\lambda) \propto \lambda \cos(2\pi z/\lambda) \dots\dots\dots (4)$$

瞬時の縞パターンの波長 λ に関する集合平均をとれば,

$$\frac{\langle u \rangle(z)}{\langle u \rangle(z=0)} = \frac{\int_0^\infty \lambda \cos(2\pi z/\lambda) P(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \lambda P(\lambda) d\lambda} \dots\dots (5)$$

となり, これは式 (1) の $u(t)$ を λ で重みづけ平均したものと等価である. $P(\lambda)$ は縞間隔 λ の発生確率分布であり, 可視化観測結果によれば次の対数正規分布で良好に表わされる¹⁰⁾.

$$P(\lambda) = \frac{\log e}{\sqrt{2\pi}\sigma_0\lambda} \cdot \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\sigma_0} \log \frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2\right\} \dots\dots\dots (6)$$

ここで,

$$\sigma_0 \equiv (\log e) (\ln(1+\phi^2))^{1/2}, \lambda_0 \equiv (1+\phi^2)^{-1/2}\bar{\lambda}$$

変動係数 $\phi \equiv \sigma/\bar{\lambda}$ (ここで, $\bar{\lambda}$ および σ はそれぞれ λ の平均値および標準偏差) を与えれば, 式 (6) を使い式 (5) が計算でき, いま $\phi=0.5\sim 1.0$ におけるこの計算曲線を $z/\bar{\lambda}$ に対して 図-11 および 図-12 に図示した. 可視化結果では $\phi \approx 0.5$ であるが¹⁰⁾ (burst 周期の変動係数は $\phi \approx 1.0$ であり¹⁴⁾, bursting 現象は $0.5\sim 1.0$ の変動係数をもつ流体運動であろう), この曲線すらかなり周期性が失われ, これは λ が $P(\lambda)$ の確率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行ってもかなり平滑化されるためと考えられる. しかし, 最初の零交差点 z_c までは式 (5) に及ぼす ϕ の変化の影響は小さく, $\phi=0.7$ を代表的な変動係数とすれば式 (5) から次式が得られる.

$$\int_0^{z_c} \frac{\langle u \rangle(z)}{\langle u \rangle(z=0)} dz = 0.16 \bar{\lambda} \dots\dots\dots (7)$$

したがって, 図-9 の実測値が式 (7) を満足するように $\bar{\lambda}$ が決定できる. 換言すれば, ejection および sweep の横断方向の平均縞間隔 $\bar{\lambda}_e$ および $\bar{\lambda}_s$ はそれぞれ式 (7) によって定義でき, これらのスケールに及ぼす水理条件の影響を系統的に検討できる.

図-11 および 図-12 には, 式 (7) から得られた $\bar{\lambda}_e$ および $\bar{\lambda}_s$ によって規格化された 図-9 の実測値が示され, また西岡ら (1977)²⁰⁾ や Kreplin ら (1979)²³⁾ による粘性底層の縞構造の相関値が比較のため併示された.

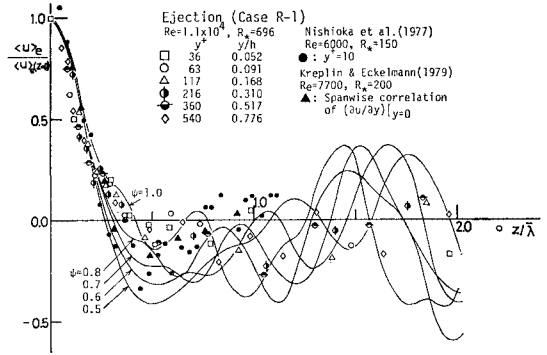


図-11 平均縞間隔 $\bar{\lambda}_e$ で無次元化された ejection の空間構造

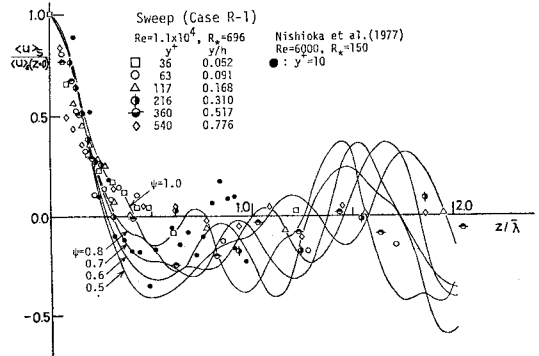


図-12 平均縞間隔 $\bar{\lambda}_s$ で無次元化された sweep の空間構造

$z/\bar{\lambda} > 1.0$ では実測値のばらつきは大きく, 式 (5) との一致は悪いが(厳密には式 (4) や (5) の振幅は z に対して指数的に減衰するが¹⁰⁾, その減衰率の同定は困難なうえに, $\bar{\lambda}$ に及ぼす影響も無視できる), 少なくとも $z/\bar{\lambda} \approx 0.5$ までは式 (5) と諸々の実測値との一致は良好である. すなわち, 式 (7) を開水路全断面に適用して bursting の横断スケールを合理的に評価できると考えられる. また, 式 (7) の定義式から, $\bar{\lambda}$ は従来型の相関理論での積分スケールの一種といえる.

(4) 一様平滑面上の高速・低速縞特性

図-13 は, 一様平滑面上(ケース R-1, R-2)で式 (7) から得られた ejection および sweep 時での $\langle u \rangle$ の平均縞間隔 $\bar{\lambda}^* \equiv \bar{\lambda} U_* / \nu$ を鉛直座標 $y^* \equiv y U_* / \nu$ に対して図示し, 比較のために, 水素気泡法で得られた可視化データ(中川ら 1977)¹⁰⁾ および Morrison ら (1971)²⁴⁾, Gupta ら (1971)¹⁹⁾, 西岡ら (1977)²⁰⁾ によるプローブ計測データも併示した. これらの実測値には相互に若干のばらつきはあるが, ほぼ一致し, 本研究で提案された縞構造の平均間隔 $\bar{\lambda}$ の評価法が妥当であると再び確認される.

多くの研究者が報告しているとおり¹⁾, buffer 層以下

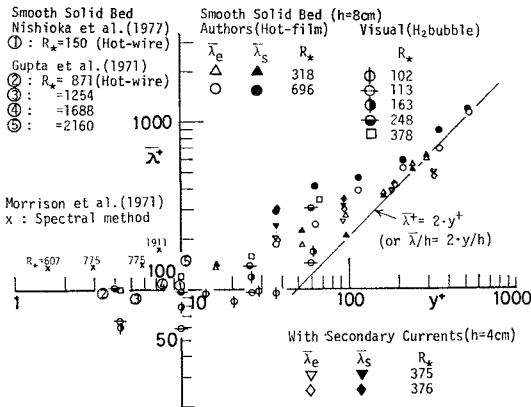


図-13 高速・低速縞の平均縞間隔 $\bar{\lambda}^+$ の y^+ に対する変化

では ($y^+ \leq 30$), 内部変数表示された平均縞間隔 $\bar{\lambda}^+$ は 100 のほぼ一定値をとることがわかる。この組織的な縞の発生時間および場所は本来ランダムに分布するが¹⁹⁾, Morrison ら (1971)²⁴⁾ は長時間平均されたスペクトル分布から粘性底層内 ($y^+ \leq 5$) の縞間隔を $\bar{\lambda}^+ = 135$ と評価し, また Lee ら (1974)²²⁾ や Kreplin ら (1979)²³⁾ は壁面での流速勾配 $\partial u / \partial y|_{y=0}$ の長時間平均された相関関数から $\bar{\lambda}^+ \approx 100$ と評価した点はむしろ注目される。このように, 粘性底層内の組織的な縞構造は従来型の長時間平均法からでさえ検出される。このことは, 粘性底層が bursting 運動の受動的な挙動を示し, かなり安定した足跡 (footprint) とみなされることを示唆する^{8), 25)}。

次に, $y^+ \geq 30$ での $\bar{\lambda}^+$ は y^+ とともに漸増し, $y^+ \geq 100$ の外部領域では $\bar{\lambda}^+ = 2y^+$ の関係に漸近する傾向が見られる。この結果は, 隣接する高速・低速縞の間に何らかの相互作用や合体機構が存在し, 水面での縞間隔が $\bar{\lambda} = 2h$ となることを示唆している (図-1 参照)。可視化データの $\bar{\lambda}^+$ にも同じ傾向が見られ, このことから以前著者ら (1977)¹⁰⁾ は bursting 運動が合体・発達して外部領域の並列らせん流になり得ると推測した。

さて, 写真-1 は, 粘性底層の縞構造を水素気泡法で可視化した連続写真の一例である¹⁰⁾。写真中の (a) 部では 2 つの低速縞が合体し, 一方, (b) 部では 1 つの低速縞が分裂して 2 つになるという複雑な合体・分裂の挙動を示すが, 縞の発生個数は時間・空間的に平均してほぼ一定で, すなわち $\bar{\lambda}^+ \approx 100$ を示す。ところで, 自由乱れや壁面乱れの組織的な乱流構造には合体機構が普遍的に存在すると認められている^{26), 27)}。一方, Offen-Kline の bursting モデル (1975) によれば²⁸⁾, 低速縞の分裂は高速域が壁面側に侵入する, すなわち sweep-inrush 運動によって起こされる。この inrush 運動は壁面から離れるほど弱くなるから^{8), 13)}, 高速・低速縞の合体機構は

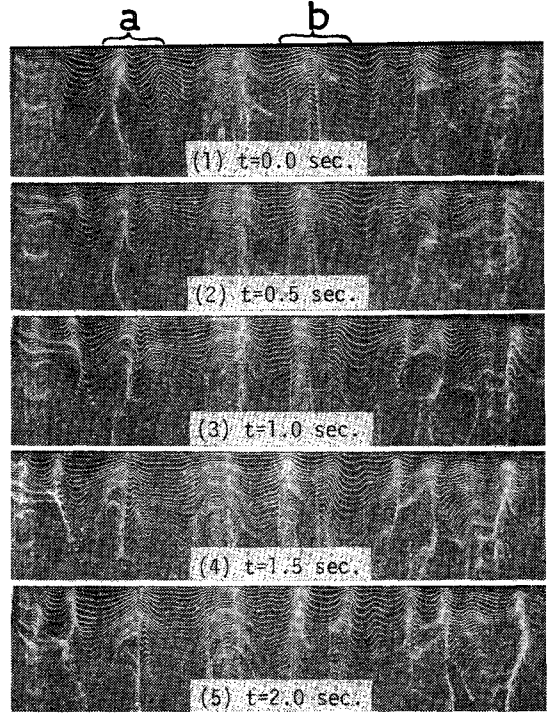


写真-1 水素気泡法による高速・低速縞の可視化観測例 ($y^+ = 4.4$)

$y^+ \geq 30$ の領域でその分裂機構より卓越すると考えられ, $\bar{\lambda}^+$ が y^+ に対して増加するという特性が良好に説明される。

(5) 並列らせん流を伴う流れの高速・低速縞構造

並列らせん流の特性が全水深で現われるケース R-5 を例にとり, その ejection 時の同時空間構造 $\langle u \rangle_e(x)/\langle u \rangle_e(x=0)$ を図示したものが図-14 である。図-9 の一様平滑面上の結果と比較しても顕著な差は見られず, 他のケースでも同様であった。

さて, 高速・低速縞の平均間隔 $\bar{\lambda}$ を式 (7) で評価し, これらに及ぼす並列らせん流の影響を系統的に検討した。図-15 および 図-16 は, すべてのケースで得られた縞構造の平均間隔 $\bar{\lambda}$ をそれぞれ内部変数表示 ($\bar{\lambda}^+$ vs. y^+) および外部変数表示 ($\bar{\lambda}/h$ vs. y/h) したものであ

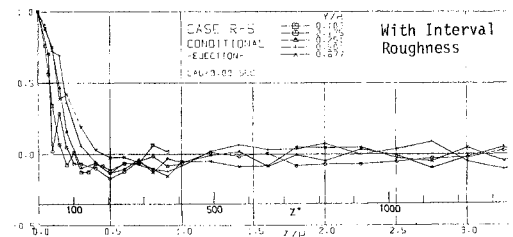


図-14 ejection の横断方向への空間構造 (Case R-5)

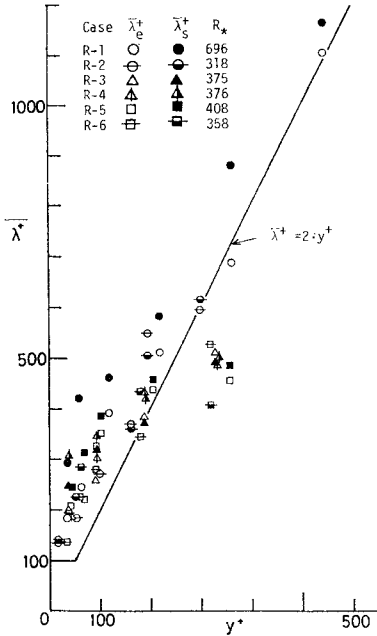


図-15 $\bar{\lambda}_s^+$ の y^+ に対する変化 (内部変数表示)

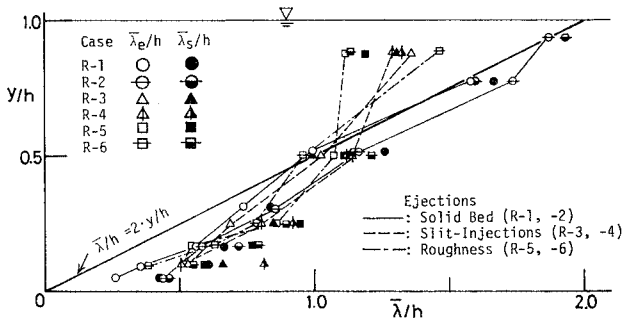


図-16 $\bar{\lambda}_s/h$ の y/h に対する変化 (外部変数表示)

る。図-6 および 図-7 で示したように、スリット吹出しや角柱粗度によって河床近傍に並列らせん流の特性が顕著に現われたにもかかわらず、河床近傍の ejection および sweep 時の平均縮間隔 $\bar{\lambda}_e/h$ および $\bar{\lambda}_s/h$ の値は一様平滑面上のものと同様である。一方、 $\bar{\lambda}_s/h$ は y/h に対して単調に増加して、 $\bar{\lambda}_s/h = 2y/h$ に近づく傾向にあるが、水面近傍でかえってこの直線より小さな値をとり、ケース R-1 や R-2 の結果と差違を示すようである。この原因は現在不明であるが、スリット吹出しを与えたケース R-3, R-4 の水面近傍に並列らせん流の特性が現われなかった点を考慮すれば、この差違は水面波などの他の影響 (R-1, R-2 の水深はほぼ 8cm, 他のケースはともに 4cm である) と推測され、今後 $y/h > 0.5$ の計測点をふやして詳細に検討したい。

図-17 は、sweep 時の縮間隔 $\bar{\lambda}_s$ と ejection 時の縮間隔 $\bar{\lambda}_e$ との比 $\bar{\lambda}_s/\bar{\lambda}_e$ を y/h に対して図示した。実験

値には若干ばらつきがあるが、並列らせん流が及ぼす系統的な差違は見られない。すなわち、並列らせん流が存在しても bursting 運動が最も強い壁面近傍で $\bar{\lambda}_s > \bar{\lambda}_e$ となり、sweep 運動のスケールの方が ejection 運動より大きくなる。この結果は、従来の多くの可視化観測^{1), 28)} および条件付プローブ計測²⁾

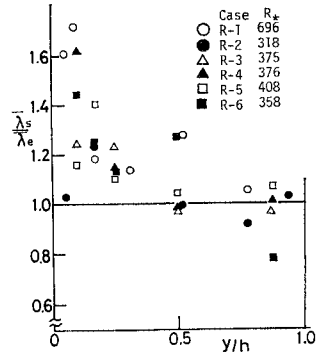


図-17 ejection スケールに対する sweep スケールの比 $\bar{\lambda}_s/\bar{\lambda}_e$

で発見された bursting の空間構造の大きな特徴の一つである。一方、水面近傍では $\bar{\lambda}_s \approx \bar{\lambda}_e$ となり、すなわち bursting 事象は等方化に向かい、乱れの発生機構は弱体化するが、このことは乱れの生成に及ぼす bursting の寄与率からもすでに指摘されている¹³⁾。

以前、著者ら (1978)²⁹⁾ は、bursting の高速・低速縮構造の内部・外部変数の依存性を検討するために、高さ 10cm, 幅 5cm, 厚さ 1mm の流線形の矩形平板を水深 6cm の水路横断方向に流れに平行に設置し、それらの板間隔を $1/3h, 1/2h, h, 2h, 4h$ の 5 通りそれぞれ系統的に変化させ、白金線を $y^+ = 30$ の位置に水平に張り、高速・低速縮を水素気泡で可視化観測した。その結果、bursting 運動の x 方向空間スケール $\lambda_x = (2 \sim 3)h$ 程度流下すれば (図-1 を参照)¹¹⁾、もはや上流の外部攪乱の影響 (この場合、平行板列) はほとんど見られず、その縮構造は再び対数正規分布に従い、 $\bar{\lambda}^+ \approx 100$ となる内部変数への依存性が確認された。

以上の実験結果から、bursting 本来の高速・低速縮構造は外部領域の大規模渦運動 (macroturbulence) の影響を直接的には受けず、両者を同一視できないと考えられる。

(6) 発生小領域における bursting と macro-turbulence との関係

1. で論じたように、外部領域の大規模渦運動はその運動学的特徴から macroturbulence と総称される。一方、bursting 現象は平均流 (より低波数の主流) から乱れエネルギーを引き出す機構であり、乱流のスペクトル理論上では発生小領域に属し、大きな渦 (large eddy) 運動といわれる。すなわち、粘性逸散機構がマイクロスケール (small eddy) で支配されるのに対し、乱れの発生

機構 (bursting) はマクロスケール (たとえば平均渦径 L_x) で支配される。このように, bursting と macro-turbulence とは本来違った定義・概念であるが, その用語が類似し, 混乱の原因となっている。しかし, 両現象が発生小領域以下の低波数領域に属することは事実であり, 以下ではこの領域における両現象の関連を考察する。

図-18 は, ケース R-1 の波数スペクトル分布 $S(k)$ であり, 他のケースでも同様な結果が得られた。各測点の実測値はデータ総数 32 768 個の F.F.T. 法から解析された。図中の実線は, 慣性小領域までは次の Karman の公式,

$$S(k) = (2/\pi)L_x \{1 + (k/k_0)^2\}^{-5/6} \dots\dots\dots (8)$$

粘性小領域には Heisenberg の公式をそれぞれ適用し, 逸散スペクトルが等方性乱流の関係を満足するように両公式を内挿した理論曲線であり, レイノルズ数 $R_L \equiv u' L_x / \nu$ を変数として計算される²⁾。 R_L は壁面近傍ほど小さいが, 外部領域ではほぼ一定となり ($R_L = (u'/U_*) (L_x/h) R_* \approx R_*$), この領域の R_L の平均値から図中の実線が計算された。粘性小領域以上の高波数領域では, ノイズ等の諸々の原因でプローブ計測に限界があり, 実測値と理論曲線との一致は悪い。しかし, $-5/3$ 乗則が成立する慣性小領域以下の低波数領域では実測値は理論曲線と良好に一致し, 式 (8) の妥当性が確認される。式 (8) によれば, 波数 k_0 が慣性小領域の下限であり, す

なわち,

$$k \leq k_0 \text{ (周波数では } f \leq f_0) \dots\dots\dots (9)$$

が発生小領域と分類される。スペクトル理論によれば, $\alpha \equiv k_0 L_x$ は R_L の関数で, 本実験の場合 $\alpha = 0.8$ となる。したがって, k_0 または f_0 は実測の L_x の値から評価できる。

さて, 2. で指摘したように, 重みづけ平均法では個々の bursting は捉えられないが, しきい値の決定が比較的容易な Wallace ら (1977)³⁰⁾ によって提案されたパターン認識法を用いれば以下のように解析される³⁴⁾。この方法は, 変動速度 u の時間微分 $\partial u/\partial t$ が極大値をとる時刻ごとに一つの bursting が検出されたとし, 各 bursting の持続時間 T_d で時間スケールを規格化し, u や各種の物理量の集合平均を得ようとするものであり具体的なプログラムは文献 30), 31) を参照されたい。

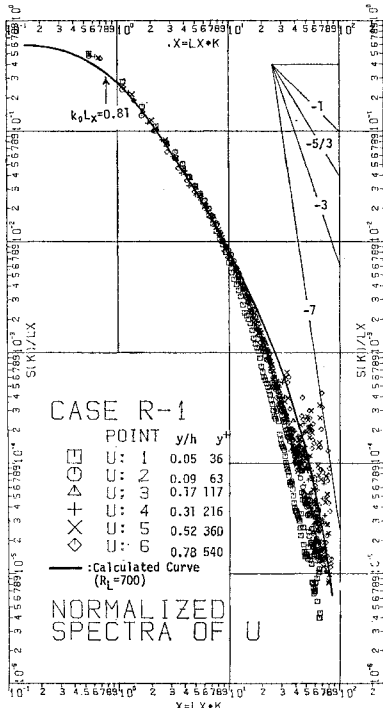


図-18 検出プローブ位置でのスペクトル分布の一例

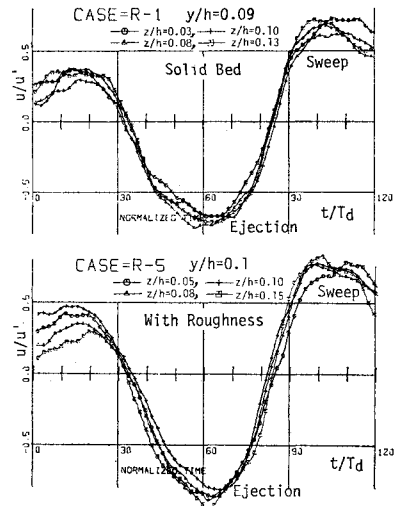


図-19 $u'u'$ のパターン認識図の数例

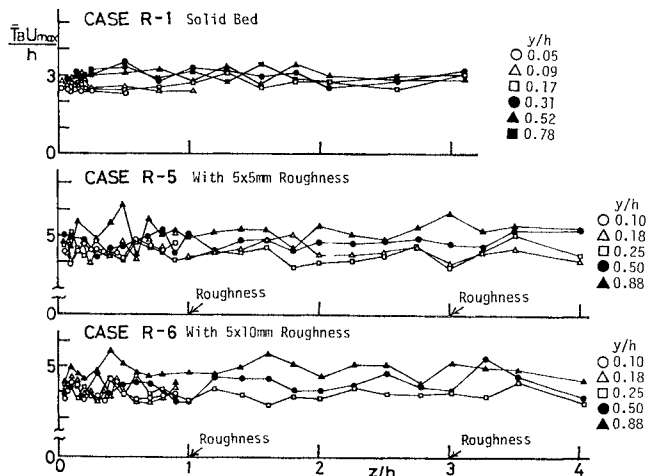


図-20 bursting の平均周期の横断方向への変化

図-19 は、ケース R-1, R-5 の $y/h \approx 0.1$ で得られた u/u' のパターン認識の結果の一例である。他の測点でもこれとほぼ同じパターンが得られ、並列らせん流の影響はほとんど検出されなかった³¹⁾。図-20 は、このパターン認識法で得られた個々の bursting の発生周期 T_B の平均値 \bar{T}_B を外部変数 U_{max}/h で無次元化したものである。本実験での bursting 総数は約 120 個であるため、 $\bar{T}_B U_{max}/h$ の実測値には多少ばらつきが見られるが(2.を参照)、各ケースとも横断方向にほぼ一定で、並列らせん流の影響はここでも検出されない。

図-21 に、横断方向に関する \bar{T}_B の平均値 \bar{T}_B を図示し、先述の発生小領域の上限周波数 f_0 の値も併示した。 \bar{T}_B は $1/f_0$ より小さいが、両者とも水深方向にほぼ一定で、境界層や開水路流での外部変数の関係式^{1), 14)}, すなわち、

$$\bar{T}_B U_{max}/h \approx (3 \sim 5) \dots (10)$$

を満足することがわかる。さらに、個々の bursting 周期 T_B の発生確率分布 $P(T_B)$ が解析された。測点ごとの P

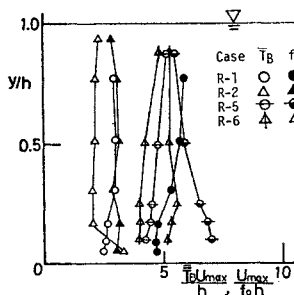


図-21 bursting 周期 \bar{T}_B と発生小領域の上限周波数 f_0 。

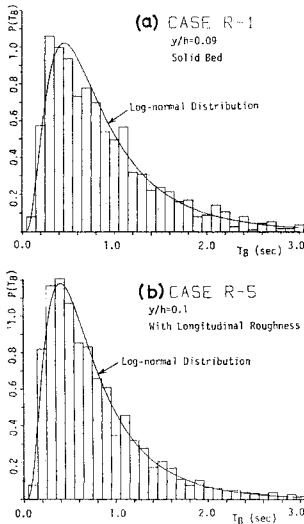


図-22 個々の bursting 周期の発生確率分布

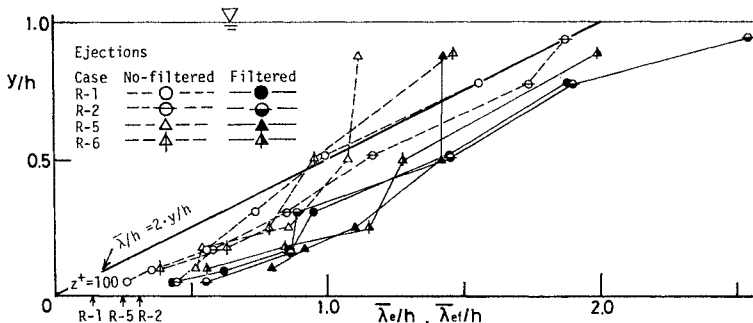


図-23 フィルターされた流速変動からの ejection の平均縞間隔

(T_B) の分布の系統的な差違はなく、精度を上げるために z 方向の測点に関する集合平均を行い、その一例が図-22 である。実線は対数正規分布であり、実験値が棒グラフで示されている。並列らせん流の有無にかかわらず、bursting 周期 T_B は対数正規分布で良好に表現され、従来の結果と一致する¹⁴⁾。

以上の解析から、bursting 現象は発生小領域に属することが確認される(その一部は慣性小領域にも及ぶが、これらを厳密に区分する必要はない)。したがって、 $f > f_0$ の高周波成分をフィルターすれば乱流の微細構造(粘性逸散)が除去され、bursting と並列らせん流との関連がより明白になると期待される。

本研究で用いたフィルター演算法は、生の信号 $u(t)$ をフーリエ変換して $f > f_0$ の成分を零としたのち逆フーリエ変換してフィルターされた信号 $u_f(t)$ を求めようとする線形数値フィルター法である。この $u_f(t)$ を式(1)に代入して、 $\langle u_f \rangle(z)$ を求め、式(7)から ejection 時および sweep 時の平均縞間隔 $\bar{\lambda}_{ef}$ および $\bar{\lambda}_e$ をそれぞれ計算した。図-23 に、 $\bar{\lambda}_{ef}/h$ の実験値を示し、 $\bar{\lambda}_{ef}/h$ についても同様な結果が得られた。 $\bar{\lambda}_{ef}$ は単に $\bar{\lambda}_e$ を平行移動したように増大するが、各ケースの値は相互にほぼ一致する。特に、並列らせん流の特性が顕著に現われた壁面近傍(R-5, R-6)の $\bar{\lambda}_f$ の値が一様平滑面上(R-1, R-2)の値とよく一致したことは注目され、bursting 本来の縞構造に及ぼす並列らせん流の影響は再び検出されない。

並列らせん流に伴う上昇・下降流の速度を実測した例はないが、それは大きくとも鉛直方向の乱れ強度 v' 程度であろう⁹⁾。いま、図-2 に示す細胞状の並列らせん渦を直径 h 、回転周波数 f_s の円運動でモデル化すれば、

$$U_{max}/f_s h \geq \pi (U_{max}/v') \dots (11)$$

となる。図-3 および 4 から U_{max}/v' は少なくとも 20 以上であり、 $U_{max}/f_s h \geq 60$ 、すなわち式(11)は式(10)の burst 周期 \bar{T}_B より 1 オーダ以上も大きくなる。したがって、 $f > f_s$ の成分をフィルターすれば並列らせん流のみの構造が検出され得るが、ケース R-5 でさえ $1/f_s \geq 12$ 秒となり、このような低周波成分まで解析できる長時間計測を行うことは現在の計測システムでは困難である。

5. bursting 現象と macro-turbulence との関連性

bursting 運動と、kolk-boil や並列らせん流などの macro-turbu-

lence との関連性に関するこれまでの示唆を前章の実験結果に照らして総括し、今後の研究発展の指針とする。

(1) 両現象の関連性を示す状況証拠

㉔ boil の平均発生周期は式 (10) の burst 周期にほぼ一致し、その発生確率分布はともに対数正規である^{9), 12), 32)}。

㉕ bursting 構造の平均縞間隔 $\bar{\lambda}$ は壁面領域の $\bar{\lambda} \approx 100 \nu/U_*$ から外部領域において増加し、水面近傍で $\bar{\lambda} \approx 2h$ となる。

㉖ 外部領域の渦運動が bursting 現象の発生の引き金となる^{28), 33)}。

㉗ bursting 過程は馬蹄形渦モデルで説明される^{27), 33)}、kolk-boil も馬蹄形渦モデルで良好に説明される^{11), 12), 32)}。

(2) 両現象の直接的な関連を否定する状況証拠

㉘ レイノルズ数が十分大きいとき、壁面領域はきわめて薄く、bursting と macroturbulence のスケールは違いすぎる。

㉙ bursting は空間的にランダムに発生するが、boil や並列らせん流は水深で規制され、ほぼ固定点で生じる。

㉚ 並列らせん流の特性を有する流れでも bursting 本来の縞構造は変化を受けない。

㉛ bursting 現象は乱れエネルギーの発生機構であるが、macroturbulence は必ずしも乱れを発生しない。

(1) の事項は主として運動学的に把えた類似点である。確かに、bursting と kolk-boil との運動特性は酷似し、レイノルズ数が小さな室内実験では両者のスケールは接近し、あたかも同一現象のように見える。burst 発生の引き金は外部領域の x 方向に回転軸をもつ横断渦 (図-1 の T.V.) であり、壁面領域と外部領域との間に密接な動的相互作用が存在することは事実である^{28), 33)}、並列らせん流が存在しても bursting の縞構造や発生周期は変化を受けず、両現象を同一視できないことがわかった。

以上の各項目で、両現象の関連性の有無を結論づけるきめては㉔であると考えられる。㉔は、流体力学的に比較した相違点である。開水路せん断乱流の本質が平均流から乱れエネルギーを引き出し熱逸散させるカスケード過程にあるから、bursting がその主要因となり、bursting が存在しない流れはもはや乱流といえない。一方、macroturbulence が検出されない乱流は自然界に多在し、特に室内の平滑面実験では macroturbulence を伴わないことが多い。換言すれば、macroturbulence

の発生原因は bursting ではなく、他の要因たとえば河床形態に基づく剝離渦などによるものと考えられる。しかし、(1) の状況証拠がある以上、両現象はまったく無関係であると断定はできない。この論及で、著者らは橋津 (1977)²⁾ や Falco (1977)²⁵⁾ らによって提案された流れの二重構造性 (double structure)、すなわち流れは内部変数で支配された bursting 運動と外部変数で支配された大規模渦運動とから構成されるという仮説を指摘したい。これによれば、前者が乱れやレイノルズ応力の発生に寄与し、普遍的特性を示す active 成分であるのに対し後者は流れの履歴に関係のあるより低周波の inactive 成分である。壁面領域で生じた bursting 運動は大規模な渦運動にいわば乗って下流上方に移流し、やがて消滅する。この渦運動が bursting の引き金となるから、その発生周期 \bar{T}_B は図-21 で示したように全水深で一定となり、レイノルズ数が大きくなっても両運動は流体力学的に self-consistent に共存する。したがって、河川工学でいう macroturbulence が inactive 成分であり、この仮説が開水路流れの組織的な乱流構造を表わすものなのか今後詳細に検討する必要がある。

6. 結 論

本研究は、実河川で見られる kolk-boil や並列らせん流などの macroturbulence と河床近傍で生じる bursting 現象との関連性をより積極的に実証する目的で、bursting の高速・低速縞構造を条件付プローブ計測法で詳細に検討し、並列らせん流が及ぼす影響の有無を系統的に考察したものである。本研究で得られた主な結論は次のとおりである。

(1) 瞬間レイノルズ応力による重みづけ平均法で高速・低速縞特性を定量評価できる。

(2) 平均縞間隔 $\bar{\lambda}$ は壁面領域で $\bar{\lambda} \approx 100 \nu/U_*$ (内部変数表示) と一定であるが、外部領域では増加して水面近傍で $\bar{\lambda} = 2h$ に近づく。

(3) スリット吹出しや角柱粗度の設置によって並列らせん流の特性が壁面近傍に顕著に出現するが、bursting の縞構造に及ぼすこの影響はほとんど検出されない。

(4) 以上の実験事実から、bursting が発達して macroturbulence になるという推論は正しくなく、開水路流れはむしろ両運動が共存した二重構造性をもつと考えられる。

近年の精力的な乱流研究によって、平滑面上の bursting 現象の物理機構はほぼ解明されつつあるが、河川工学で問題とされる macroturbulence の成因や機構には

不明な点が多く、本研究で指摘された二重構造性の中身は依然未解決である。Macroturbulence が河床形態や土砂輸送の成因に関与することから、今後、種々の河床条件や水理条件のもとで観測を行い、開水路流れの組織立った乱流構造を統一的に説明していきたい。

参 考 文 献

- 1) Willmarth, W.W. : Structure of turbulence in boundary layers, *Adv. Appl. Mech.*, Vol. 15, pp. 159~254, 1975.
- 2) 瀬津家久 : 開水路流の乱流構造に関する基礎的研究, 京都大学学位論文, 1977.
- 3) 中川博次・瀬津家久 : 開水路乱流の乱れ強度分布の普遍関数表示, *NAGARE*, 第12巻1号, pp. 13~23, 1980.
- 4) Matthes, G.H. : Macroturbulence in natural stream flow, *Amer. Geoph. Union*, Vol. 28, pp. 255~265, 1947.
- 5) 木下良作 : 航空写真による洪水流の解析, 写真測量, Vol. 6, pp. 1~17, 1967.
- 6) Coleman, J.M. : Brahmaputra river—channel process and sedimentation, *Sediment. Geol.*, Vol. 3, pp. 129~239, 1969.
- 7) Nakagawa, H., I. Nezu and N. Matsumoto : Structure of space-time correlations of bursting phenomenon in an open-channel flow, *Memoirs, Fac. Eng., Kyoto Univ.*, Vol. 42, pp. 85~124, 1980.
- 8) Grass, A.J. : Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries, *J. Fluid Mech.*, Vol. 50, pp. 233~255, 1971.
- 9) Jackson, R.G. : Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 77, pp. 531~560, 1976.
- 10) 中川博次・瀬津家久 : 水素気泡法による開水路流の乱れの可視化, 第5回流れの可視化シンポジウム, pp. 47~50, 1977.
- 11) 宇民 正・上野鉄男 : 可視化法による大スケール乱れに関する研究(2), 京大防災研年報, 第20巻B-2, pp. 331~354, 1977.
- 12) 福岡捷二・福岡祐介・奥津一夫 : 大規模渦によって誘起される上昇流およびボイルの構造, 土木学会論文報告集, 第298号, pp. 41~52, 1980.
- 13) Nakagawa, H. and I. Nezu : Prediction of the contributions to the Reynolds stress from bursting events in open-channel flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 80, pp. 99~128, 1977.
- 14) Nakagawa, H. and I. Nezu : Bursting phenomenon near the wall in open-channel flows and its simple mathematical model, *Memoirs, Fac. Eng., Kyoto Univ.*, Vol. 40, pp. 213~240, 1978.
- 15) 中川博次・瀬津家久 : 開水路乱流場における bursting 現象の時間空間構造, 第24回水理講演会論文集, pp. 293~300, 1980.
- 16) Blackwelder, R.F. and L.S.G. Kovaszny : Time scales and correlations in a turbulent boundary layer, *Phys. Fluids*, Vol. 15, pp. 1545~1554, 1972.
- 17) Müller, A. : Effect of secondary flow on turbulence in an open channel flow, 2-nd Int. Symp. on Stochastic Hydraulics, No. 3, 1977.
- 18) 中川博次・瀬津家久 : 壁面流入を伴う開水路浸透床上の乱流構造に関する研究, 土木学会論文報告集, 第285号, pp. 45~56, 1979.
- 19) Gupta, A.K., J. Laufer and R.E. Kaplan : Spatial structure in the viscous sublayer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 50, pp. 493~512, 1971.
- 20) 西岡通男・飯田周助・清水一成 : 壁近くの乱れの三次元構造, 第9回乱流シンポジウム, pp. 129~136, 1977.
- 21) 今本博健 : 開水路流れの空間相関特性及び乱流構造モデル, 土木学会年講, II-145, 1979.
- 22) Lee, M.K., L.D. Eckelman and T.J. Hanratty : Identification of turbulent wall eddies through the phase relation of the components of the fluctuating velocity gradient, *J. Fluid Mech.*, Vol. 66, pp. 17~33, 1974.
- 23) Kreplin, H.P. and H. Eckelmann : Propagation of perturbations in the viscous sublayer and adjacent wall region, *J. Fluid Mech.*, Vol. 95, pp. 305~322, 1979.
- 24) Morrison, W.R.B., K.J. Bullock and R.E. Kronauer : Experimental evidence of waves in the sublayer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 47, pp. 639~656, 1971.
- 25) Falco, R.E. : Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers, *Phys. Fluids*, Vol. 20, pp. S124~S132, 1977.
- 26) Laufer, J. : New trends in experimental turbulence research, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 7, pp. 307~326, 1975.
- 27) 中川・瀬津・北村・中川 : 水素気泡法による二次元噴流の組織立った渦運動の可視化, 第8回流れの可視化シンポジウム, No. 21, 1980.
- 28) Offen, G.R. and S.J. Kline : A proposed model of the bursting process in turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, Vol. 70, pp. 209~228, 1975.
- 29) 中川・瀬津・柳次・富永 : 可視化法による乱れ発生機構に関する研究, 土木学会関西支部年講, II-34, 1978.
- 30) Wallace, J.M., R.S. Brodkey and H. Eckelmann : Pattern-recognized structures in bounded turbulent shear flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 83, pp. 673~693, 1977.
- 31) 富永晃宏・中川博次・瀬津家久 : 開水路乱流場における bursting 現象のパターン認識について, 土木学会年講, II-210, 1980.
- 32) 中川・瀬津・富永・吉川 : 可視化法による開水路大規模乱流構造の観察, 土木学会関西支部年講, II-10, 1980.
- 33) Praturi, A.K. and R.S. Brodkey : A stereoscopic visual study of coherent structures in turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 89, pp. 251~272, 1978.
- 34) 瀬津家久・中川博次 : 開水路乱流の組織立った構造の検出基準について, 第25回水理講演会論文集, pp. 439~445, 1981.
- 35) Nakagawa, H. and I. Nezu : Structure of space-time correlations of bursting phenomena in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 104, pp. 1~43, 1981.
- 36) Nakagawa, H. and I. Nezu : Coherent structures in open-channel flow, *Symp. on Heat-Mass Transfer and Structure of Turbulence, Dubrovnik, 1980* (to be published soon by Hemisphere Pub.).