

逆圧力勾配を有する開水路乱流のバースティング現象

彌津家久¹・鬼束幸樹²・藤田正樹³・濱中将樹⁴

¹フェロー会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²正会員 博(工) 京都大学大学院助手 環境地球工学専攻 (同上)

³正会員 修(工) 近畿日本鉄道(株) (〒511-0811 三重県桑名市大字東方100番地)

⁴正会員 戸田建設 (〒300-2622 茨城県つくば市要315)

逆圧力勾配を有する開水路乱流を水素気泡法によって可視化すると共に、レーザー流速計によって乱流計測を行った。その結果、バーストの無次元周期が等流のものよりも短くなるが、特に ejection の方が顕著に短くなることが明らかになった。しかし、レイノルズ応力に対する寄与は ejection よりも sweep の方が大きいという結果が得られた。こうした流れの外層では等流のものより流速が増加していることを考慮すると、逆圧力勾配を有する開水路流においては、外層における高速流体が間欠的に底面方向に吹き下ろしているといえる。また、こうした現象が等流よりも時間的にも空間的にも頻度が高くなっていることが明らかにされた。

Key Words : open-channel flow, turbulence, adverse pressure gradient, bursting phenomena

1. はじめに

戦後まもなく熱線流速計が市販され、乱流計測が容易となった。これを期に、数多くの研究者によって種々の境界層流が計測され、平均流速、乱れ強度、レイノルズ応力分布などがかなり解明された。これで乱流構造が解明されたかに思われたが、Kline *et al.*¹⁾は水素気泡法を用いた可視化手法によって、壁面付近にバースティング現象と呼ばれる一連の組織的運動を発見し、バースティング現象を解明することが乱流構造の解明につながることを示唆した。Corino & Brodkey²⁾は滑面管路流における一連のバースティング過程を染料注入法で見いだした。それによると、バースティング現象は a) 低速縞が浮上して、b) 3次元の渦回転へと発達し、c) その後激しく噴出(eject)して崩壊し、d) 最後に噴出物を高速流体が掃流(sweep)するという4段階の過程で構成される。これらの過程を象限区分すると、outward interaction (第1象限 $u>0, v>0$)、ejection (第2象限 $u<0, v>0$)、inward interaction (第3象限 $u<0, v<0$) および sweep (第4象限 $u>0, v<0$) となる。つまり、レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ は ejection および sweep によって発生する。バーストを水素気泡法によって可視化

すると、横断方向に交互に並ぶ低速縞と高速縞が観察される。この縞間隔の平均値 $\overline{\lambda_z}$ が摩擦速度 U_τ および動粘性係数 ν と言った内部変数で無次元化すると、 $\overline{\lambda_z}^+ \equiv \overline{\lambda_z} U_\tau / \nu \approx 100$ の普遍値となることを Kline *et al.*¹⁾は示した。その後、Nagawaga & Nezu³⁾は開水路等流にもバースティング現象が存在することを発見し、その場合も境界層流と同様に $\overline{\lambda_z}^+ \approx 100$ なることを明らかにした。また、Nakagawa & Nezu³⁾は4象限区分法による条件付きサンプリング手法を開発し、ejection および sweep がレイノルズ応力に及ぼす寄与率や占有率を明らかにした。さらに、彼らは開水路等流では、レイノルズ数、フルード数によらずにバーストの発生周期 T_B の平均値が水深 h および最大流速 U_{\max} と言った外部変数で無次元化すると、 $\overline{T_B} U_{\max} / h \approx 1.5 \sim 3.0$ とほぼ一定値になることを示した。

上述の知見はゼロ圧力勾配流れに関するものであるが、Falco⁴⁾は順圧力勾配を有する境界層流(加速流)において可視化計測を行い、流れの加速に伴いバースト周期が増加することを示唆し、三栖ら⁵⁾は流れの加速に伴いバーストの発生周期が圧力勾配の

2乗で増加することを明らかにした。逆圧力勾配を有する境界層流（減速流）に関しては、Lian⁹⁾によって縞間隔が減少することや渦の寿命が長くなることが明らかにされた。

一方、開水路流に関しては、順圧力勾配の場合ではバーストの縞間隔が増加することが瀬津ら⁷⁾によって指摘されているものの、逆圧力勾配の場合はほとんど解明されていないのが現状である。バーストの空間構造を理解し、なおかつ、定量的な評価を行うためには可視化計測と点計測の併用が必要である。なぜなら、バーストの縞間隔を無次元化するには摩擦速度が必要となるが、これを求めるには流速計測が不可欠だからである。また、バーストの周期に関しては、可視化画像から目視によって求めることができるが、より任意性を排除して算出するには、乱流計測で得られた時系列より、半値しきい値法⁸⁾やVITA法⁹⁾を用いて求める方が望ましい。ところが、バーストの縞間隔を計測できる水素気泡法は数 cm/s といった低流速で有効であるが、高流速になるとこの手法は使用できない。一方、現在最も精度良く点計測を行えるレーザー流速計を用いる場合、高流速では容易に計測が可能であるが、低流速では計測が極めて困難となる。そこで、本研究では逆圧力勾配を有する開水路流において、両者の計測が可能な実験条件を抽出し、レーザー流速計(LDA)および水素気泡法を用いた可視化計測を行った。これにより、ejection および sweep の寄与率、バーストの発生周期とその縞間隔などに及ぼす圧力勾配の影響を検討した。

2. 実験装置および実験条件

(1) 実験水路

本実験で用いた水路は、長さ10m、全幅40cmの可変勾配型循環式直線水路である。図-1に示すように水路の上端から6~7mの地点より下流側に鉄板を用いて減速部を設けた。以下、減速部よりも上流の領域を「等流部」、減速部よりも下流の領域を「下流部」と呼ぶこととする。なお、座標系としては、減速部における水路床と平行な流下方向にx軸を、x軸に直角上向きにy軸を、横断方向にz軸をとり、x軸およびy軸方向の時間平均流速をそれぞれU、V、変動成分をu、vとした。LDAによる乱流計測および水素気泡法による可視化計測を行った。LDAのサンプリング時間を60sとしたが、底面付近の0.1~5.0mmの領域においては120sとした。

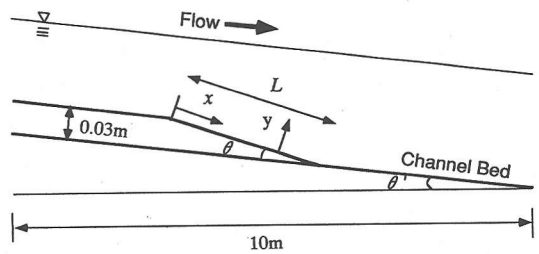


図-1 実験水路

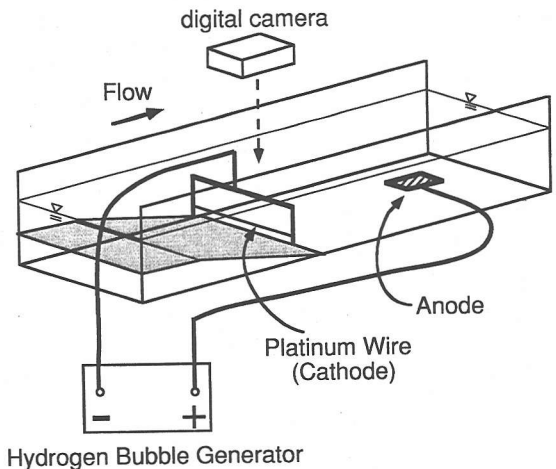


図-2 可視化計測システム

表-1 水理条件

case	L (cm)	Q (l/s)	sin θ'	sin θ	x = 10 (cm)			x = L (cm)		
					h ₀ (cm)	F _{r0}	R _{eo} × 10 ³	h ₁ (cm)	F _{r1}	R _{e1} × 10 ³
D135-0	135	0.8	1/10000	1/45	4.32	0.071	2.1	7.10	0.034	2.1
D135-1		1.6	1/8000		4.30	0.14	4.1	7.11	0.067	4.1
D135-2		3.2	1/6000		4.21	0.30	8.1	7.07	0.14	8.1
D135-3		4.8	1/4000		4.15	0.45	12	7.12	0.20	12
D180-0	180	0.8	1/10000	1/60	4.36	0.072	2.2	7.04	0.034	2.2
D180-1		1.6	1/8000		4.32	0.14	4.5	7.08	0.068	4.5
D180-2		3.2	1/6000		4.29	0.29	8.9	7.08	0.14	8.9
D180-3		4.8	1/4000		4.02	0.48	14	6.94	0.21	14

(2) 計測方法

乱流計測には後方散乱型2成分2W アルゴンイオンレーザー流速計(DANTEC 社製)を用いた。レーザープローブの移動には自動トラバース装置を用いた。この自動トラバース装置は1/100mmの精度を有している。本実験装置では底面近傍における流速測定が可能となっている。

図-2に可視化計測装置を示す。水路底面近傍(y = 3.5mm)において直径0.02mmの白金線を水路横断方向に張り、水素気泡発生装置の陰極につないだ。

陽極には銅板をつなぎ、減速部より 10cm 下流に設置した。水路上方にはデジタルカメラを設置し、水素気泡法によって可視化された流れ場を撮影した。

(3) 実験条件

表-1に実験条件を示した。ここで、 L は減速部長さ、 Q は流量、 $\sin\theta$ は上流部および下流部における水路床勾配(図-1)、 $\sin\theta$ は減速部における水路床勾配、 h は水深、 $Fr = U_m / \sqrt{gh}$ はフルード数、 $Re = U_m h / \nu$ はレイノルズ数、 U_m は断面平均流速、 ν は動粘性係数であり、添字0は減速部入口の、添字1は減速部出口の諸量を示している。本実験条件を決定するに当たり、以下の事に留意した。(1)水路中央部において流れが側壁の影響を受けない2次元流れであること、(2)減速部下流域において上流の履歴が消えること、(3)水素気泡法を用いた可視化計測においてバーストの縞間隔の認識が可能であること、(4)レーザー流速計の測定周波数が100Hz以上を保っていることである。(1)に関してはアスペクト比(水路幅/水深)が5以上を保つことが必要である⁹⁾。(2)に関しては、減速部長さが流入水深の12倍以上の必要があるという鬼束ら¹⁰⁾の指摘に基づき決定した。(3)および(4)は相反する条件を要求するので以下のようにして実験条件が広範囲になるように努力した。まず、可視化計測でバーストの縞間隔が認識できる最大の流速を予備実験により求め、一方で、レーザー流速計を用いた計測において、計測周波数が100Hz以上を保てる最低の流速を求めた。この二つの流速の範囲において、均等に流速が分布するように表-1に示されるような実験条件を設定した。

3. 実験結果および考察

(1) レイノルズ応力分布

図-3は摩擦速度 U によって無次元化されたケース D180-3における $-\overline{uv}$ の分布である。ここで、摩擦速度 U は粘性底層($0 \leq y^+ \leq 5$)における流速分布に次式を適用して最小2乗法から求めた¹¹⁾。

$$U^+ = y^+ \quad (1)$$

ここで、 $U^+ = U/U_\tau$ は無次元化された平均流速、 $y^+ = yU_\tau/\nu$ は無次元座標である。この方法が圧力勾配を有する流れにおいても妥当であることが、Nagano *et al.*¹²⁾および瀬津ら¹³⁾によって示されている。図-3における右下がりの実線は開水路等流で成立するせん断応力分布の理論式(2)であり、点線は

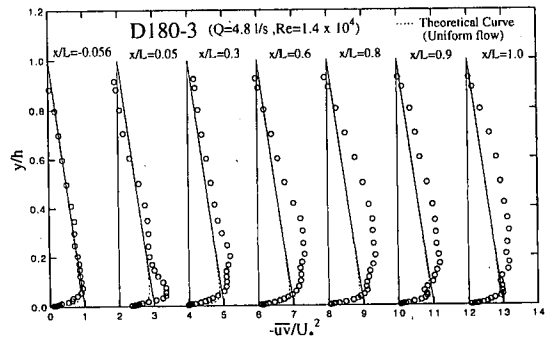


図-3 レイノルズ応力分布

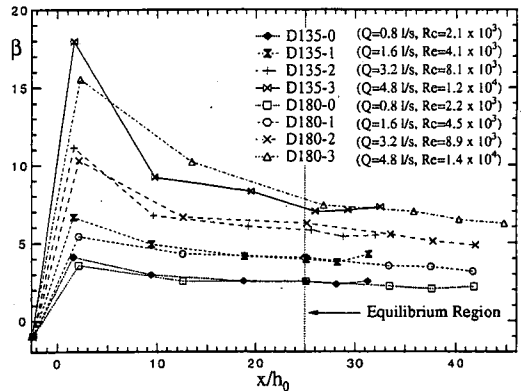


図-4 圧力勾配パラメータ β

レイノルズ応力分布の理論式(3)である。

$$\frac{\tau}{\rho U_\tau^2} = 1 - \xi \quad (2)$$

$$\frac{-\overline{uv}}{U_\tau^2} = 1 - \xi - \frac{dU^+}{dy^+} \quad (3)$$

ここで、 $\xi = y/h$ である。ただし、式(3)は底面を除けば式(2)とほぼ一致するため、図中では底面付近しか表示されていない。図-3を観察すると、等流部($x/L=0.056$)では、レイノルズ応力分布は等流において成立する理論式(3)とよく一致する。これは、式(1)で求められた摩擦速度と式(3)から求められるそれとがほぼ一致することを表している。よって、減速部開始点において十分に発達した乱流が形成されていることおよび粘性底層における理論式(1)によって算出された摩擦速度 U_τ が高精度であることが確認される。同図より、流下に伴って半水深付近においてレイノルズ応力が極大値を持つことが観察される。このような現象が逆圧力勾配を有する開水路流に存在することは、Song & Graf¹⁴⁾、瀬津ら¹⁵⁾、鬼束ら¹⁰⁾によっても報告されているが、底面付近のレイノルズ応力を計測した例は本研究が初めてである。

(2) 圧力勾配パラメータ

圧力勾配を有する開水路流における支配パラメータは次式で示される圧力勾配パラメータ β であることが、Song & Graf¹⁴⁾や禰津ら¹⁵⁾によって実験的に明らかにされている。

$$\beta = \frac{h}{\rho U_*^2} \left(-\rho g \sin \theta + \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (4)$$

後に、鬼束ら¹⁰⁾は連続の式と運動方程式を連立させることによって式(4)が支配方程式に現れることを明らかにした。

図-4に圧力勾配パラメータ β の流下方向変化を示す。なお、圧力勾配 $\partial p / \partial x$ の算出には静水圧近似を用いた。同図より、流れが減速部に流入すると β が急増するが、ある程度流下するとほぼ一定値になることがわかる。 β がほぼ一定の領域（平衡領域）において得られた乱流諸量は β の関数になると考えられる。本実験における平衡領域での β の範囲はおよそ $3 < \beta < 7$ であり、レーザー流速計を用いた禰津ら¹⁵⁾の実験範囲 ($-21 < \beta < 28$) や Hot-film 流速計を用いた鬼束ら¹⁰⁾の実験範囲 ($-2.7 < \beta < 16.4$) より小さな範囲となった。これは、流速計測と可視化計測を併用することを優先したために生じたものである。

(3) 主流速分布

図-5はケース D180-3 の主流速分布を示したものである。ただし、 $0 \leq y^+ \leq 10$ における実線は粘性底層における直線式(1)を示し、点線は標準対数則（カルマン定数 $\kappa = 0.412$ 、積分定数 $A_s = 5.29$ ）¹⁶⁾ であり、右上がりの実線は積分定数 A_s のみを変数として扱ったものである。

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + A_s \quad (5)$$

減速部内の平衡領域 ($x/L \geq 0.8$)¹¹⁾ においては、内層 ($y/h \leq 0.2$) では A_s を変数として扱った対数則によって流速分布が表現できる。ただし、図-5より明らかなように、流速分布全体が標準対数則（点線）よりも低速側にシフトしている。これは、等流には見られない現象である。最近、禰津ら¹¹⁾は少なくとも $-1 < \beta < 7.1$ の範囲においては、 A_s は β に対し一次の減少関数として表現できることを明らかにした。一方、外層 ($y/h < 0.2$) に着目すると、積分定数 A_s を変数として取り扱った対数則（実線）よりも高速になる。そこで、外層の流速分布を log-wake 則で表現する¹⁶⁾。

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + A_s + \frac{2\Pi}{\kappa} \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \xi \right) \quad (6)$$

外層における流速分布が log-wake 則によって良好に

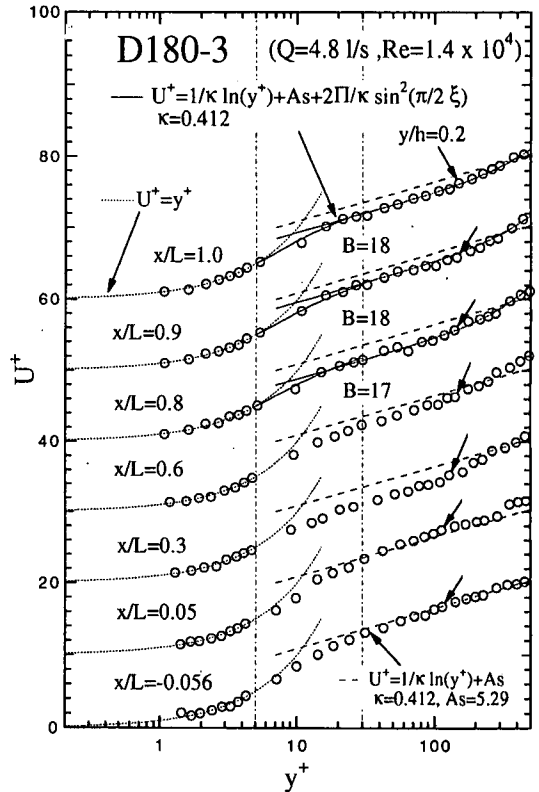


図-5 主流速分布 $U^+ = U/U_*$ 。

表現できることがわかる。このように、開水路減速流の流速分布は、内層においては標準対数則より低速となり、外層においては標準対数則よりも高速になる。つまり、等流と比較すると、内層においては運動量が減少するのに対し、外層においては運動量が増加する。

圧力勾配を有する開水路流における流れのパラメータは、圧力勾配、レイノルズ数およびフルード数などが考えられる。レイノルズ数に関しては、一般に知られているように、その影響はあまり顕著ではない。一方、フルード数に関しては、圧力勾配パラメータに陰的に含まれているので、結果として圧力勾配流を有する開水路流の支配パラメータは圧力勾配パラメータのみであることを禰津ら¹³⁾は明らかにした。

(4) パースト事象の寄与率

各象限 i から受けるレイノルズ応力の寄与は、双曲型のホールの領域 H を除いたもので、次式で表現される⁸⁾。

$$\langle uv \rangle_{i,H} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t)v(t)I_{i,H}[u(t),v(t)]dt \quad (7)$$

ここで、 $I_{i,H}[u(t),v(t)]$ は次式で表される判別関数である。

$$I_{i,H}[u(t),v(t)] = \begin{cases} 1, & \text{if } (u,v) \text{ is in quadrant } i \text{ and if } |uv| \geq H|\overline{uv}| \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (8)$$

レイノルズ応力に及ぼす象限 i ($=1 \sim 4$)の寄与率 RS_i は次式で表される。

$$RS_i(H) = \frac{\langle uv \rangle_{i,H}}{\overline{uv}} \quad (9)$$

RS_5 に関しては、次式となる。

$$RS_5(H) = 1 - \sum_{i=1}^4 RS_i \quad (10)$$

また、象限 i ($=1 \sim 4$)の時間占有率 T_i は次式で表される。

$$T_i(H) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T I_{i,H}[u(t),v(t)]dt \quad (11)$$

T_5 は次式で表される。

$$T_5(H) = 1 - \sum_{i=1}^4 T_i(H) \quad (12)$$

図-6 はケース D180-3 の減速部終了点 ($x/L=1.0$)における各象限の寄与率 RS_i を示したもので、上から粘性底層 ($y^+ \leq 5$)の外縁付近、バッファー層 ($5 < y^+ \leq 70$)および外層 ($y/h > 0.2$)のデータとなっている。底面近傍においては ejection の寄与率 RS_2 よりも sweep の寄与率 RS_4 の方が大きいことがわかる。バッファー層では逆に sweep の寄与率 RS_4 よりも ejection の寄与率 RS_2 の方が大きくなっている。すなわち、底面近傍では sweep が大きな値を示しているが、底面から離れるにつれて ejection が sweep と比べ相対的に増加する。このような傾向は Nakagawa & Nezu³⁾が行った開水路等流の結果と一致する。一方、バッファー層より上部においては sweep の寄与率 RS_4 が ejection のそれよりも相対的に増加していることが観察される。これは、開水路等流には見られない特性である。この現象をより詳細に調べるために、図-7 にホール値を $H=0$ とした場合の寄与率の比 RS_4/RS_2 を示した。ただし、それぞれの断面について 1 ずつ縦軸をシフトさせて表示している。図-7 を見ると、等流部 ($x/L=0.056$)では寄与率比 RS_4/RS_2 は底面付近で 1 より大きく、底面から離れるにつれて単調減少し、1 を下回るといった分布となっており Nakagawa & Nezu³⁾による等流の結果と一致する。しかし、減速部の $x/L=0.8 \sim 1.0$ の分布に着目すると、底面近傍においては若干増加傾向が

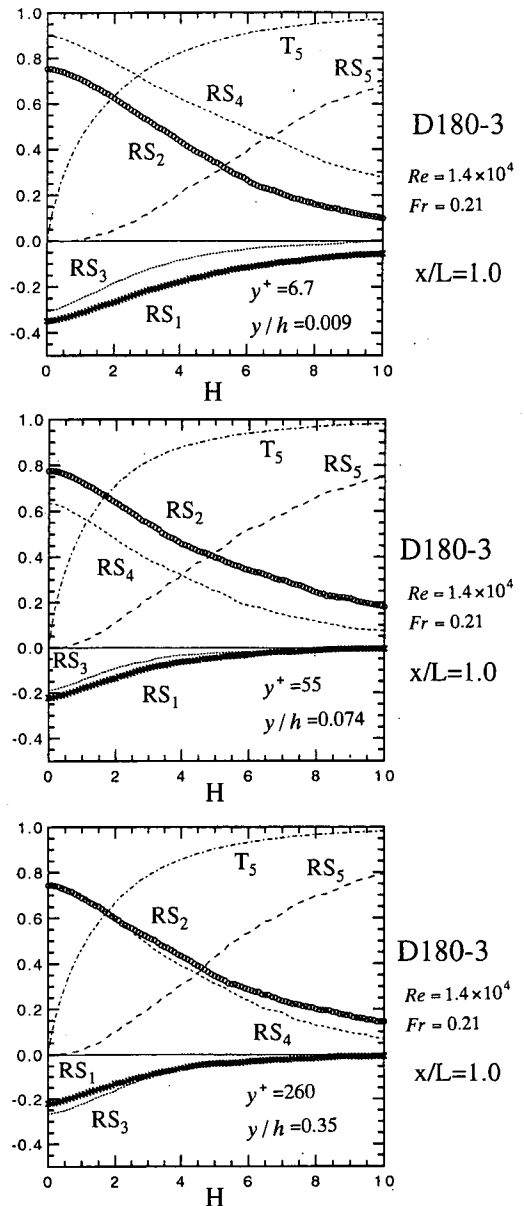


図-6 各象限の寄与率 (ケース D180-3)
(上図は粘性底層外縁付近, 中図はバッファー層, 下図は外層)

見られる。これは、流下方向に摩擦速度が減少するため、下流の断面ほどより粘性底層のより低い位置を測定していることによるものと考えられる。底面から離れるにつれて寄与率比 RS_4/RS_2 は徐々に減少するが、半水深付近の領域では逆に寄与率の比 RS_4/RS_2 が増加し、ほぼ 1 になっている。これは、半水深付近では等流と異なり sweep が若干強くなっていることを示唆している。多くのケースについても

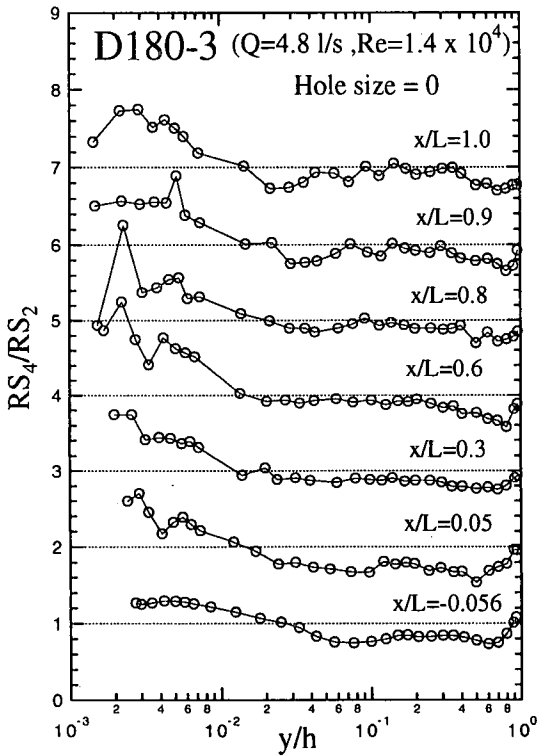


図-7 ejection と sweep の寄与率の比

ほぼ同様な傾向を示した。なお、各ケース間における定量的な相違は検出できなかった。これは、本実験における圧力勾配の範囲が若干狭いことが要因として考えられる。つまり、冒頭に述べたように可視化計測と流速計測を併用するために、低流速の計測を行ったことが原因である。バーストの周期のみを対象とするのならば、高流速の計測が可能であり、広範囲な圧力勾配下で実験を行う事ができる。今後の課題としたい。

(5) バーストの発生周期 T_B

バーストは瞬間的に組織的で時間的には準周期的な運動である。そのため、何らかの検出関数を用いれば、その発生周期を求めることができる。Nakagawa & Nezu⁹⁾は4象限区分法を用いたバーストの発生周期 T_B の算出方法を提案した。まず、4象限区分法を用いた条件付きサンプリング手法によって任意のホール値に対する寄与率の分布を算出し、次にホール値 $H=0$ における寄与率の半値に対するホール値をしきい値と定義する(半値しきい値方という)。このしきい値を越えるものを一つのバーストとしてカウントすることで発生周期 T_B を求めることができる。開水路等流の特性を決定するパラメ

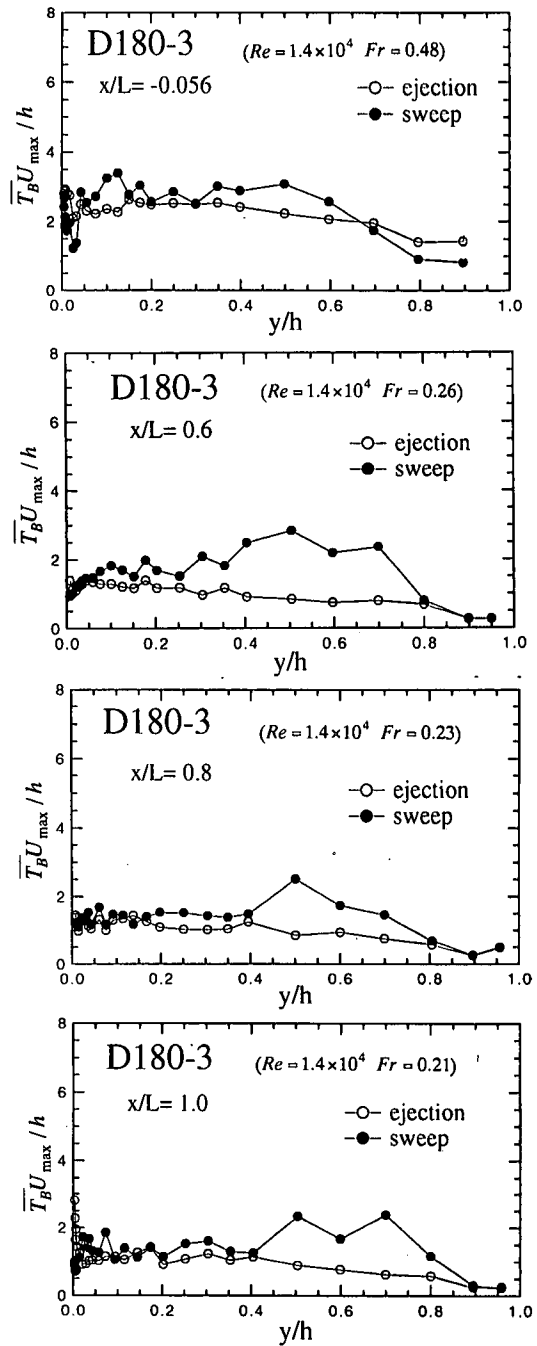


図-8 バーストの発生周期 $\overline{T_B U_{max}} / h$

ータとしてレイノルズ数およびフルード数が挙げられるが、Nakagawa & Nezu⁹⁾は等流におけるバーストの発生周期 T_B の時間平均値 $\overline{T_B}$ は、これらの流れのパラメータに影響を受けず、 $\overline{T_B U_{max}} / h = 1.5 \sim 3.0$ のほぼ一定値となることを明らかにした。

図-8は本実験におけるバーストの発生周期を示し

たものである。等流部 ($x/L = 0.056$) においては、ejection および sweep 共にほぼ $\overline{T_B} U_{\max} / h \approx 1.5 \sim 3.0$ 程度となっており、Nakagawa & Nezu⁸⁾の開水路等流の結果と一致する。 x/L が増加すると、バーストの発生周期は全体的に減少する。これは、バーストが等流と比べて頻繁に発生していることを意味する。ただし、本実験流れでは U_{\max} / h の値が流下方向に減少する。その結果、減速部終点 ($x = L$) における U_{\max} / h の値は減速部始点 ($x = 0$) におけるそれより約 $1/3$ の値となり、 $\overline{T_B}$ の絶対値は流下方向にほとんど変化しないが、無次元量 $\overline{T_B} U_{\max} / h$ は流下方向に減少する結果となる。なお、多のケースについても定量的にそれほど相違のない結果となった。先述したように、圧力勾配の範囲をさらに大きくすることによって新たな知見が得られる可能性がある。次に、図-8において ejection と sweep の分布を比較すると、流下に伴って sweep の周期が長くなっていることが観察される。これは、sweep が ejection よりもまれにしか発生しないことを表している。ところが、図-7より半水深付近においては、sweep の寄与が等流のものより大きくなることが示された。一方、図-5より逆圧力勾配開水路流の流速分布を等流のものと比較すると、log 則領域では若干運動量が小さく、それより上部では高運動量を有することが明らかとなった。以上のことを総合的に判断すると、sweep は ejection よりも発生頻度は低いが、外層における運動量が大きいため、一度に輸送する運動量は ejection よりも多いものと考えられる。つまり、逆圧力勾配を有する開水路流においては、外層の高運動量をもつ流体塊が間欠的に底面方向に吹き下ろしている。

(6) 平均縞間隔

Kline *et al.*¹⁾はバーストの可視化に成功し、横断方向に半周期的に低速縞と高速縞とが配置されていることを発見した。さらに彼らは縞間隔 λ_z を読みとり、平均値 $\overline{\lambda_z}$ を求めた。すると、平均縞間隔 $\overline{\lambda_z}$ の無次元量は $\overline{\lambda_z}^+ \equiv \overline{\lambda_z} U_{\tau} / \nu \approx 100$ の普遍値であることを明らかにした。また、縞間隔の最頻値は $\lambda_z^+ \approx 80$ となること多くの研究によって確認された¹⁾。その後、Nakagawa & Nezu³⁾によって開水路等流におけるバーストの平均縞間隔も境界層流と同様に $\overline{\lambda_z}^+ \approx 100$ になることが明らかにされた。

図-9はバッファー層において観察された平均縞間隔 $\overline{\lambda_z}^+$ の流下方向変化を示したものである。等流部

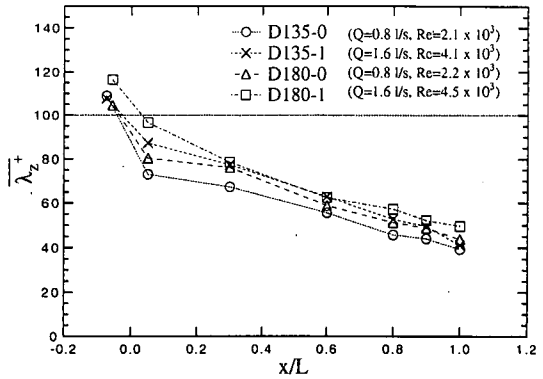


図-9 バーストの横断方向縞間隔の流下方向変化

では Nakagawa & Nezu³⁾の等流の値 ($\overline{\lambda_z}^+ \approx 100$) よりやや大きな値を示しているものの、減速部においては流下に伴い平均縞間隔 $\overline{\lambda_z}^+$ が減少している傾向が明確に観察される。つまり、バーストが空間的に頻繁に発生していることを表す。これは、無次元化されていない平均縞間隔 $\overline{\lambda_z}$ はそれほど変化しないのに対し、摩擦速度が減少するためによるものであるが、バーストの発生は底面近傍のシアによるものであり、シアが変化しても縞間隔が変化しないのは興味深い現象である。また、図-8のバースト発生周期の結果を参照すると、逆圧力勾配を有する開水路流においては、バーストが空間的にも時間的にも頻繁に発生しているといえる。さらに、目視によると、縞構造が鉛直方向に発達していく速度が等流部よりも速やかであった。そのため、逆圧力勾配下の流れの乱れ強度などが等流のものより増加するものと考えられる^{10),15)}。このように、バーストの発生周期や空間構造は、ゼロ圧力境界層流においてはレイノルズ数に対し普遍的で、開水路等流においてはレイノルズ数およびフルード数に対して普遍的であるが、圧力勾配の影響は大きく受けるといえる。ただし、本研究で行った圧力勾配の範囲においては、圧力勾配の増加に伴うバーストの縞間隔の変化は検出できなかった。本実験条件よりもさらに低流速の実験を行えばこうした相違を検出できる可能性があるが、この場合、レーザー流速計による流速の計測が極めて困難となる。

Nakagawa & Nezu³⁾は開水路等流におけるバーストの縞間隔 λ_z の頻度分布は次の対数正規分布で表現できることを明らかにした。

$$f(\lambda_z^+) = \frac{\log e}{\sqrt{2\pi}\sigma_0\lambda_z^+} \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_0^2}\left(\log\frac{\lambda_z^+}{\lambda_0^+}\right)^2\right) \quad (13)$$

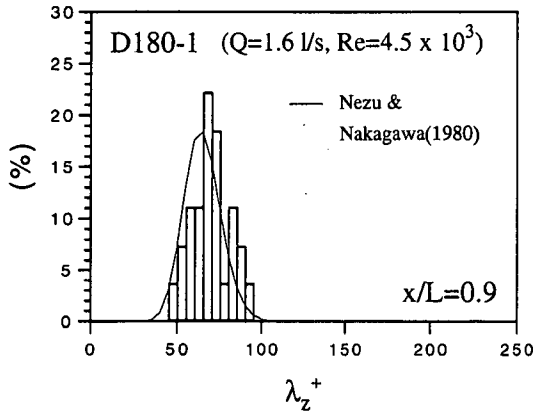
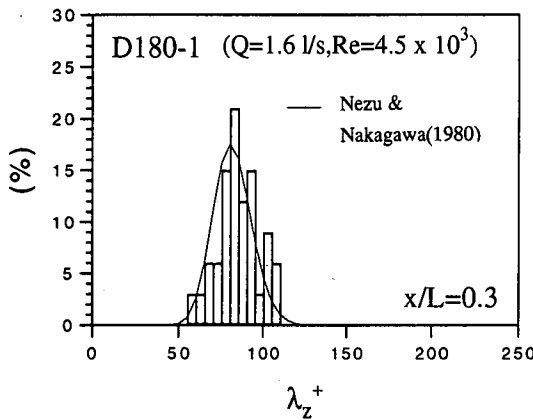
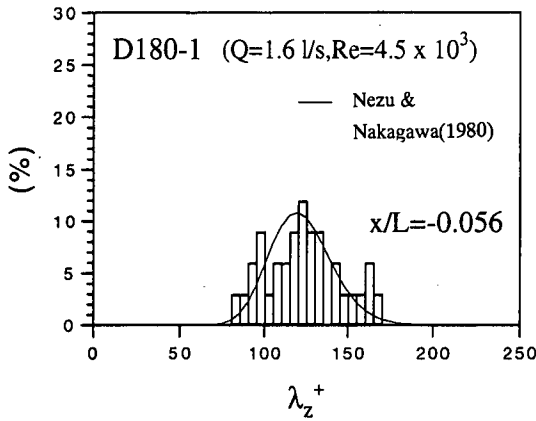


図-10 バッファー層における縞間隔の頻度分布

ここで、 $\lambda_0^+ \equiv \overline{\log \lambda_z^+}$ 、 $\sigma_0 = \left(\left\{ \log(\lambda_z^+ / \lambda_0^+) \right\}^2 \right)^{1/2}$ である。図-10はバーストの縞間隔 λ_z^+ の頻度分布を示したものであり、図中の曲線は実測値から標準偏差 σ_0 を求め、式(11)を表示したものである。等流部に

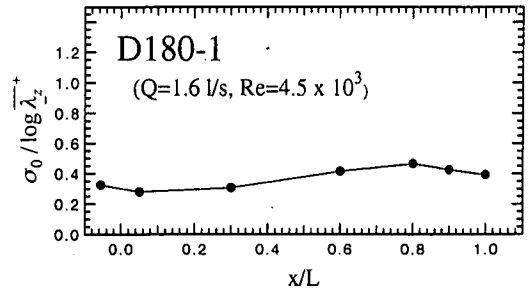


図-11 分散係数 (バッファー層)

における最頻値は $\lambda_z^+ = 120$ 程度であり、平板境界層での最頻値 ($\lambda_z^+ = 80$)¹⁷⁾ より大きな値を示している。この原因は不明であるが、流下に伴って最頻値が減少していく定性的傾向は明確である。また、いずれの断面においても、縞間隔 λ_z^+ の頻度分布が対数正規分布(11)で表現できていることがわかる。このとき、流下に伴って平均値が減少すると共に、分布が尖っていく様子が観察される。そこで、図-11に分散係数 $\sigma_0 / \log \lambda_z^+$ の流下方向分布を示した。流下に伴う圧力勾配の変化にも関わらず、分散係数 $\sigma_0 / \log \lambda_z^+$ はそれほど変化せずおおよそ 0.3~0.4 程度の値をもつ。ゼロ圧力勾配境界層流においては、 $\sigma_0 / \log \lambda_z^+$ は 0.3~0.4 をとることが Smith & Metzler¹⁸⁾ によって明らかにされており、また、逆圧力勾配を有する境界層流においても $\sigma_0 / \log \lambda_z^+$ は 0.3~0.4 を示すことが Lian⁶⁾ によって明らかにされている。すなわち、分散係数 $\sigma_0 / \log \lambda_z^+$ は圧力勾配の影響を受けず、ほぼ普遍的に 0.3~0.4 を示すと考えられる。

4. おわりに

逆圧力勾配を有する開水路流において、レーザー流速計を用いて乱流計測を行うと共に、水素気泡法を用いた可視化計測を行った。その結果、以下の結論が得られた。

逆圧力勾配を有する開水路流では、sweep の発生周期が ejection より長いにもかかわらず、sweep のレイノルズ応力に対する寄与率は ejection のものより増加している。これは、等流と比較し、内層では運動量が減少し外層では増加するので、一度の sweep で運ばれる運動量が増加したことによるもの

である。つまり、逆圧力勾配を有する開水路流れにおいては、高運動量をもつ流体塊が間欠的に底面方向に吹き下ろしており、しかも、このようなバーストが等流に比べて時間的にも空間的にも頻繁に発生しているといえる。

参考文献

- 1) Kline, S.J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A and Runstadler, P.W.: The structure of turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, Vol.30, pp.741-773, 1967.
- 2) Corino, E.R and Brodkey, R.S.: A visual investigation of the wall region in turbulent flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.37, pp.1-30, 1969.
- 3) Nakagawa, H. and Nezu, I.: Prediction of the contributions to the Reynolds stress from the bursting events in open-channel flows, *J. Fluid Mech.*, Vol.80, pp.99-128, 1977.
- 4) Falco, R.E.: Combined simultaneous flow visualization/hot wire anemometry for study of turbulent flows, *Trans, ASME*, Vol.102, pp.174-182, 1980.
- 5) 三栖功, 齊田暢三, 古川嘉男: 順圧力勾配下のバーストの平均発生時間間隔, 日本機械学会論文集 (B 編), 第58巻, 556号, pp.3590-3595, 1992.
- 6) Lian, Q.X.: A visual study of the coherent structure of the turbulent layer in flow with adverse pressure gradient, *J. Fluid Mech.*, Vol.215, pp.101-124, 1990.
- 7) 禰津家久, 鬼束幸樹, 藤田正樹: 順圧力勾配開水路流れの乱流構造, 応用力学論文集, Vol.2, pp.619-626, 1999.
- 8) Nakagawa, H. and Nezu, I.: Structure of space-time correlations of bursting phenomenon in an open-channel flow and its physical model, *Proc. of 3rd Int. Symp. on Stochastic Hydraulics*, IAHR, Tokyo, pp.577-588, 1980.
- 9) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, Rotterdam, 1993.
- 10) 鬼束幸樹, 浦勝, 秋山壽一郎, 岡本智和, 松岡定和: 逆圧力勾配を有する開水路流に関する研究, 土木学会論文集, No.558/II-38, pp.71-79, 1997.
- 11) 禰津家久, 鬼束幸樹, 藤田正樹: 開水路減速流の乱流特性に関する実験的研究, 土木学会論文集投稿中.
- 12) Nagano, Y., Tagawa, M. and Tsuji, T.: Effects of adverse pressure gradients on mean flows and turbulence statistics in a boundary layer, *Turbulent Shear Flows 8*(ed. F. Durst et al.), Springer-Verlag, pp.7-21, 1993.
- 13) 禰津家久, 鬼束幸樹, 藤田正樹: 開水路加速流に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.642/II-50, pp.57-66, 2000.
- 14) Song, T. and Graf, W.H.: Non-uniform open-channel over a rough bed, *J. of Hydraulics and Hydraulic Eng.*, JSCE, Vol.12, pp.1-25, 1994.
- 15) 禰津家久, 門田章宏, 戸田孝史, 中川博次: 加速流および減速流の解析手法とその乱流特性, 土木学会論文集, No.509/II-30, pp.89-97, 1995.
- 16) Nezu, I. and Rodi, W.: Open-channel flow measurements with a laser Doppler anemometer, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.112, pp.335-355, 1986.
- 17) Cantwell, B.J.: Organized motion in turbulent flow, *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol.13, pp.457-515, 1981.
- 18) Smith, C.R. and Metzler, S.P.: The characteristics of low-speed streaks in the near-wall region of a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, Vol.129, pp.27-54, 1983.

(2000.4.26 受付)

BURSTING PHENOMENA IN OPEN-CHANNEL FLOWS WITH ADVERSE-PRESSURE GRADIENTS

Iehisa NEZU, Kouki ONITSUKA, Masaki FUJITA and Masaki HAMANAKA

Turbulence measurements in open-channel flows with adverse-pressure gradients were conducted by making use of a laser Doppler anemometer(LDA). Hydrogen-Bubble technique was also used to measure the spanwise spacing scales of the bursting phenomenon. It was found that the bursting period normalized by the outer variables decreases with an increase of the adverse pressure gradient and also that the spanwise spacing scales normalized by the inner variables decreases with an increase of it. The contribution rates of the sweep event increases in comparison with those of the ejection event at near half depth.