132 開水路乱流におけるバーストとボイルについて

Relationship between Bursts and Boils in Open-Channel Flows

橋津 家久 (京大工) ○中山 忠暢 (京大院)

Iehisa NEZU* and Tadanobu NAKAYAMA*

*Dept. of Civil & Global Environment Eng., Kyoto Univ., Sakyo-ku, Kyoto 606-8501, Japan

It has been pointed out that there exist coherent vortices near a free surface in rivers from field observations and that these structures have a close relationship with the "bursting phenomena" generated near the wall. The turbulent structure near the free surface greatly depends on the Froude number and the surface-wave fluctuations. Furthermore, it has been pointed out that the coherent structures and the turbulence statistics near the free surface are closely related with each other. In this study, PIV (Particle-Image Velocimetry) was used to measure evolutionary patterns of coherent vortices in the center of channel. The mean bursting period was evaluated then with a laser Doppler anemometer (LDA). In this way, a relationship between the "bursting phenomena" and the "boils (surface renewal eddies)" was investigated intensively as a function of the Froude number.

1. 結論

壁面領域と自由水面領域、すなわちバーストとボイルには密接な関係があることが何人かの研究者によって指摘されている。Nakagawa and Nezu (1981)¹⁾は2台のホットフィルム流速計を用いて同時計測を行うことによって、バーストのメカニズムおよび移流過程についての考察を行っている。Komori *et al.* (1982, 1989)^{2), 3)}は低レイノルズ数流れにおいてバーストのejectionが上昇して外層に達し、表面更新渦になると述べている。彼らはVITA法を用いて表面更新現象とバーストの発生周波数が内部変数、外部変数やレイノルズ数によって一意的に表せることを示し、両者の密接な関連性を指摘している。一方、水面変動が発生する流れに対して、Rashidi and Banerjee (1988)⁴⁾は壁面近傍でのバーストによる低運動量の上昇流体と加速流体の相互作用による回転混合運動が自由水面に到達し、壁面に再び戻ってくると考えている。実河川については水面近傍に土砂が激しく巻き上げられる現象("ボイル"という)が確認されており、Jackson (1976)⁵⁾はボイルの発生周期についての考察を行っている。

このように表面更新渦(ボイル)と壁面近傍で発生するバーストには密接な関係があり、自由水面近傍における乱流構造の変化特性の評価にはエネルギー過剰領域である壁面近傍における乱流構造との関連性も考慮する必要がある。しかし、両者の関連性について水面変動の発生と関連づけた研究はこれまでほとんど行われておらず、水・空気界面を通しての物質輸送を評価する点からも非常に興味ある重要な研究課題である。本研究では開水路滑面流れを対象として、PIV (Particle-Image Velocimetry)法を用いることによってこのような組織渦の瞬間構造及び時空間相関構造を調べた。また、レーザ流速計を用いることによって平均バースト周期の評価を行った。最終的に、壁面近傍で発生するバーストと自由水面近傍で発生するボイルとの関係についてフルード数との関連性から総合的考察を行った。

2. 実験方法および水理条件

本実験で使用した水路は全長10m、幅40cm、高さ40cmの可変勾配型循環式直線水路であり、勾配は最大1/10ま

Table 1 Hydraulic Conditions.

case	S_b	h (cm)	B/h	U_m (cm/s)	U^* (cm/s)	Fr	Re ($\times 10^3$)
L-FR02	1/6000	5.0	8.0	16.0	0.99	0.23	8.0
M-FR06	1/1200	5.0	8.0	40.0	2.10	0.57	20.0
M-FR10	1/316	3.5	11.4	57.1	2.90	0.98	20.0
H-FR15	1/167	4.0	10.0	93.8	4.75	1.50	37.5
H-FR23	1/77	3.0	13.3	125.0	6.09	2.30	37.5
S-FR31	1/41	3.0	13.3	166.7	8.47	3.07	50.0

Fig. 1 Experimental Flume and PIV System.

で上げることが可能である。計測部(水路上流端から6mの地点)は水路側壁と底面下方が光学ガラス製となっている。水理条件をTable 1に示す。本研究では2次流が発生しにくいようなアスペクト比の大きい($B/h > 5$)の単断面滑面開水路流れを対象とした。Fig.1に可視化及び画像解析装置(KANOMAX社製)を示す。座標系は流下方向・鉛直方向・横断方向をそれぞれ x, y, z とし、それらに対応する流速変動成分を u, v, w とする。また、座標軸の原点は、水路上流端から6mの地点を $x=0$ 、水路底面を $y=0$ 、水路中央を $z=0$ とした。直径約50 μm 、比重1.02のナイロン12粒子をトレーサ粒子としてアルコール液で十分にかくはんした後、水中に一樣に混入し、厚さ約2mmのレーザライトシート(LLS)を水路底面から垂直にパルス的に照射して、水路中央断面における約20cm $\times$ 20cmの範囲を水路側壁方向からCCDカメラで撮影した。画像の1ピクセルは約0.4 $\times$ 0.4mmであった。撮影された画像は1/30s間隔で光ディスクに記録され、フレームメモリーボードを介してPIV (Particle-Image Velocimetry) 法によってコンピュータで処理され、LLS平面内の瞬時の多点速度情報を得た。ま

 Fig.2 Velocity Vector Fields. (S-FR31, $Fr=3.07$)

た, 流速変動と水面変動の同時計測には, 分解能が0.1mmの超音波波高計(KEYENCE社製)を水路中央の鉛直上方に設置し, その信号をAD変換器の外部入力信号として, 移動プローブの4ビーム後方散乱型2成分ファイバーレーザ流速計(LDA, DANTEC社製)と同期させた. LDAのトラバース装置は, 水路にじか付けて約1/100mmの高精度を持つ. 測定時間は60秒, レーザ流速計の測定周波数は約200Hzのもとで計測を行った.

3. 水面変動の激しい流れに発生する群体化

従来より, バーストと表面更新渦の関連性に関する研究が幾つかなされているが^{1), 3)}, フルード数およびレイノルズ数の小さい水面の穏やかな流れに関するものが大半である. しかしながら, 水面変動の激しい射流においては著者が指摘するように, 水面近傍での鉛直方向成分の乱れ強度およびマクロスケールが大きく増加する. このように, フルード数が大きくなると組織構造は水面変動の影響を大きく受け, 水面が穏やかな流れの組織構造とは異なる大スケール乱れが形成されと考えられる. 特にRashidi and Banerjee (1988)⁴⁾は, 水面変動の発生によって水面近傍に上昇してくる組織構造がバウンドされ再び水面下へ降下することを指摘している.

Fig.2はフルード数が大きく水面変動のかなり激しいケースS-FR31 ($Fr=3.07$)について, PIV法を用いて求めた水路中央での鉛直断面内の瞬間流速ベクトルである. ここで, 宇民・上野(1977)⁸⁾の単断面流れにおける研究より, 流下方向への平均流速の移動座標系から見るのが最も流れ場の現象を理解することが容易であることから, 本研究においても平均主流速を引いて表示した. これより, 水深の2~3倍程度のスケールの組織構造が周期的に

Fig.3 Contours of Instantaneous Spanwise Vorticity. (S-FR31)

見られ⁸⁾, 上昇部(C及びD)では低速となっていることがわかる. $t=0.067s$ に見られる2つの組織渦(C及びD)の発生時間間隔は $TU_{max}/h=3.3$ となり, 水面が穏やかな流れと同様に⁹⁾, 従来から指摘されているバーストの平均周期⁶⁾およびボイルの発生周期($TU_{max}/h=1.5\sim3.0$)⁶⁾とほぼ一致する. 一方, $t=0.0$ においては水面近傍に群体化した組織構造が見られる(G). この発生周期はかなり大きく, Jackson (1976)⁵⁾が実河川について指摘している周期($TU_{max}/h=7.6$)に近い値をとる. 本実験のような単断面滑面開水路流れでは, バースト運動に伴う第3種のボイルのみが卓越する⁶⁾と考えられるので, 勢力の強い組織構造のみが水面近傍に上昇し群体化が促進され易くなる. Fig.3は瞬間渦度の横断方向成分の分布である. 渦度は最大平均主流速および水深で無次元化し, 時計回りを正とした. 瞬間流速ベクトルとの対応より, $t=0.067s$ においては水面が穏やかな流れと同様に⁹⁾, 上昇流体の前部(図中のC-1及びD-1のライン)には渦度の小さい領域, 後部(C-2及びD-2)には渦度の大きい領域が見られ, Nakagawa and Nezu (1981)¹¹⁾による高速領域から低速領域への遷移部が高渦度部, 低速流体から高速流体への遷移部が低渦度部となる. 一方, $t=0.0s$ においては水面近傍での負の渦度(図では負値を破線で示す)の発生によって, 高渦度領域(G)の上昇が阻止されている特性が見られる. このように水面変動の発生と組織構造の群体化とは密接な関係があると予想される. 特に, 底面から水面へ直接上昇する組織構造は高渦度領域を伴うが, 群体化が進むと高渦度領域は水面近傍で阻止されることになる.

4. 水面変動と流速変動の相互相関関係

本章ではフルード数の大きい流れについて, 水面変動

 Fig.4 Cross-Correlation Coefficient C_{hu} between h and u .

と流速変動との相関関係についての考察を行う。ある固定点 $P(x_0, y_0, z_0)$ における乱れ変動成分 $u_i(x_0, y_0, z_0, t_0)$ と任意点 $Q(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z)$ における乱れ変動成分 $u_j(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z, t_0 + \tau)$ の従来型(無条件)時空間相関係数 C_{uu} は次式で定義される。

$$C_{uu} = \frac{u_i(x_0, y_0, z_0, t_0) \cdot u_j(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z, t_0 + \tau)}{u'_i(x_0, y_0, z_0) \cdot u'_j(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z)} \quad (1)$$

ここで、 $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ は点Pに対する点Qの遅れ距離、 τ は遅れ時間であり、 u'_i, u'_j は点P, Qの乱れ変動強度である。Fig.4及びFig.5は水面変動が比較的激しいケースH-FR15についての遅れ時間 τ (sec) に対する、水面変動 h (fixed point; $x/h=0.0$) と主流速変動 u および鉛直方向流速変動 v の相互相関係数 C_{hu} 及び C_{hv} のコンターである。これより、流れに強制的に波を付加した場合¹⁰⁾に比べて相関値がかなり小さいが、固定点での水面変動 h と流速変動 u, v には相関が若干見られる。特に、粗面流れでは $x/h < 0$ において正の相関領域が見られ粗度近傍の剥離に伴う流速変動が水面変動に影響を及ぼしていた¹⁰⁾のに対して、滑面流れのケースH15Sでは固定点での水面変動が流下方向の流速変動に及ぼす影響が強いことがわかる。また、半水深よりも壁面側では相関が小さくなっており、「乱れの効果」は水面下に向かうにつれて等方化するために急勾配流れにおける水面変動と流速変動の相関はある程度水面下ではほとんど見られなくなる。

5. フルード数がバースト周期に及ぼす影響

これまでに述べたように、水面変動の発生と組織構造の群体化は密接に関連していると考えられる。そこで本章では滑面流れを対象としてフルード数が周期的な組織

 Fig.5 Cross-Correlation Coefficient C_{hv} between h and v .

渦の発生に及ぼす影響について考察を行う。レイノルズ応力に対する時間占有率 $T_i(H)$ 及び寄与率 $RS_i(H)$ はそれぞれ次式で定義される (Nezu and Nakagawa (1993)⁹⁾).

$$T_i(H) = \int_H^\infty p_i(w) dw \geq 0, (i=2,4) \quad (2)$$

$$T_i(H) = \int_{-\infty}^H p_i(w) dw \leq 0, (i=1,3) \quad (3)$$

$$RS_i(H) = \int_H^\infty w \cdot p_i(w) dw \geq 0, (i=2,4) \quad (4)$$

$$RS_i(H) = \int_{-\infty}^H w \cdot p_i(w) dw \leq 0, (i=1,3) \quad (5)$$

ここで、 $p_i(w)$ は $w=u \cdot v$ の確率密度関数であり、 H はレイノルズ応力への各象限の寄与率のしきい値である。Fig.6はフルード数を変化させた場合における $H=0$ でのejection ($u < 0, v > 0$) に対するsweep ($u > 0, v < 0$) の寄与率の比 RS_4/RS_2 の分布であり、Fig.7はそれに対応する時間占有率の比 T_4/T_2 の分布である。Fig.6より、 RS_4/RS_2 は水面に近づくにつれて減少し、 $y/h > 0.8$ では逆に増加することがわかる。一方、Fig.7より、 T_4/T_2 は RS_4/RS_2 とは逆の分布特性を示すことがわかる。しかしながら、 RS_4/RS_2 も T_4/T_2 もともにフルード数にほとんど影響されず、水面変動の発生とは無関係であるといえる。すなわち、普遍特性が強いと考えられる。Fig.8(a)-(b)は最大主流速 U_{max} 及び水深 h で無次元化された、平均バースト発生周期の分布である。 T_b 及び T_s はNezu and Nakagawa (1993)⁹⁾と同様の半値しきい値法によるejection及びsweepの周期である。これより、 $y/h < 0.7$ において T_b はフルード数に無関係に増加するのに対して T_s はほとんど一定であることから、バーストに伴ってバッファ層で形成される上昇流体は外層に向かうにつれて規模が大きくなるが補完流の高速流体はほとんど規模を

Fig. 6 Ratio of RS_4/RS_2 .

Fig. 7 Distribution of T_4/T_2 .

(a) Ejection Period.

(b) Sweep Period.

Fig. 8 Mean Bursting Period.

変化させることなく下降する(sweep)ことがわかる。一方, $y/h > 0.7$ では T_e 及び T_s は大きく変化する。フルード数が小さく水面が穏やかな場合には水面近傍で値が大きく減少するのに対して, フルード数の増加とともに値は大きく増加するようになる。すなわち, 先述したようにフルード数の大きな射流では水面近傍で組織構造の群体化が促進される⁴⁾ ために, 周期が大きく増加することになると考えられる。

6. 結論

本研究は開水路乱流におけるバーストとボイルの関連性についてPIV法およびLDAによる計測を用いて検討を行ったものである。

引用文献

- 1) Nakagawa, H. and Nezu, I. : Structure of space-time correlations of bursting phenomena in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 104, pp. 1-43, 1981.
- 2) Komori, S., Ueda, H., Ogino, F. and Mizushima, T. : Turbulence structure and transport mechanism at the free surface

in an open channel flow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 25, No. 4, pp. 513-521, 1982.

- 3) Komori, S., Murakami, Y. and Ueda, H. : The relationship between surface-renewal and bursting motions in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 203, pp. 103-123, 1989.
- 4) Rashidi, M. and S. Banerjee : Turbulence structure in free-surface channel flows, *Phys. Fluids*, Vol. 31, No. 9, pp. 2491-2503, 1988.
- 5) 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.
- 6) Nezu, I. & Nakagawa, H. : *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.
- 7) 欄津家久, 中山忠暢 : 自由水面近傍における組織渦の時空間相関構造に関する研究, 土木学会論文集, 第586号/II-42, pp. 51-60, 1998.
- 8) 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号B-2, pp. 331-354, 1977.
- 9) 欄津家久, 中山忠暢 : 自由水面が組織渦構造に及ぼす影響に関する研究, 水工学論文集, 第42巻, pp. 853-858, 1998.
- 10) 欄津家久, 中山忠暢 : 水面変動が発生する開水路流れの乱流構造について, 土木学会論文集, 1998, (投稿中).