

開水路流れにおけるバーストの水面近傍での挙動 及び乱れ構造との関連性について

中山忠暢¹・瀬津家久²

¹学生会員 日本学術振興会特別研究員

京都大学大学院 環境地球工学教室 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²正会員 工博 京都大学教授 環境地球工学教室

自由水面近傍での乱れ強度の減衰特性に関して従来提案されているモデルとレーザ流速計による実験値の比較を行った。フルード数が大きくなるとこのモデルは破綻することが確認され、自由水面近傍での乱れの減衰効果をフルード数の関数で表した。次に、この自由水面での境界条件を用いて応力方程式モデルにより自由水面近傍での乱れの再配分率を再現した。さらに、PIV法を用いることによって組織渦の可視化を行った。最終的に、壁面近傍で発生するバーストの水面近傍での挙動、及び水面近傍での乱れ構造との関連性についての総合的評価を行った。

Key Words : free surface, damping characteristics, Froude number, RSM, PIV, bursts, boils.

1. 緒論

開水路流れに特有な自由水面の存在は、乱れの再配分率の複雑化に大きな影響を及ぼすことが従来より指摘されている。Hunt & Graham (1978)¹⁾は移動壁面上の格子乱流を対象として境界層理論およびスペクトル法を用いた解析を行っている。彼らは移動壁面近傍の領域をsource regionとviscous regionの2層に分類することによって自由水面が鉛直方向の乱れ変動を抑制するのと同様な特性について理論的に考察を行い、Uzkan & Reynolds (1967)²⁾の実験データとの比較を通して理論の妥当性を示している。また、その中で流速成分間の1次元波数スペクトルの相違を示しており、特に鉛直成分が大きく低減することを述べている。このような乱れに対する自由水面の影響は開水路流れにおいて非常に重要であり、自由水面近傍では主流方向の乱れ強度 u' 及び横断方向の乱れ強度 w' は鉛直方向の乱れ強度 v' とは対照的に若干増加し、乱れエネルギー間の再配分が自由水面の減衰効果のために相似則に従わないことがNezu & Nakagawa (1993)³⁾によって指摘されている。一方、Handler *et al.* (1993)⁴⁾は開水路流れの自由水面近傍におけるDirect Numerical Simulation (DNS)を行っており、管路流れの数値計算結果と比較している。その際に、自由水面近傍における長さスケールやエネルギー収支の評価も行っており、特に、自由水面近傍では乱れの再配分率が複雑に変化すること、およ

び、鉛直方向の長さスケールが自由水面の影響によって低減するという重要な特性を乱流シミュレーションから示している。近年、このような開水路流れにおける自由水面の状態はフルード数に大きく依存し、自由水面近傍における乱れの鉛直方向成分の低減特性はフルード数の増加とともに失われることが瀬津・中山 (1998)⁵⁾によって指摘されている。

また、壁面領域のバーストと自由水面領域におけるボイルには密接な関係があることがNakagawa & Nezu (1981)⁶⁾, Rashidi & Banerjee (1988)⁷⁾やKomori *et al.* (1989, 1993)⁸⁾によって指摘されている。特に、Rashidi & Banerjee (1988)⁷⁾は、壁面近傍でのバーストによる低運動量流体が上昇しつつ水面に近づくにつれて加速され、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再び壁面に戻ってくることを述べている。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)⁹⁾はボイルの発生周期についての考察を行っている。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重要な研究課題であると考えられる。

表-1 水理条件

case	S_b	h (cm)	B/h	A_m/h ($\times 10^{-2}$)	U_m (cm/s)	U^* (cm/s)	Fr	Re ($\times 10^3$)
L-FR02	1/6000	5.0	8.0	0.0	16.0	0.99	0.23	8.0
M-FR06	1/1200	5.0	8.0	0.6	40.0	2.10	0.57	20.0
M-FR08	1/600	4.0	10.0	1.5	50.0	2.50	0.80	20.0
M-FR10	1/316	3.5	11.4	2.0	57.1	2.90	0.98	20.0
H-FR15	1/167	4.0	10.0	2.5	93.8	4.75	1.50	37.5
H-FR23	1/77	3.0	13.3	3.3	125.0	6.09	2.30	37.5
S-FR31	1/41	3.0	13.3	6.7	166.7	8.47	3.07	50.0

S_b =channel slope, h =flow depth, B =channel width,
 A_m =wave height, $Fr=U_m/(gh)^{0.5}$, $Re=U_m h/\nu$

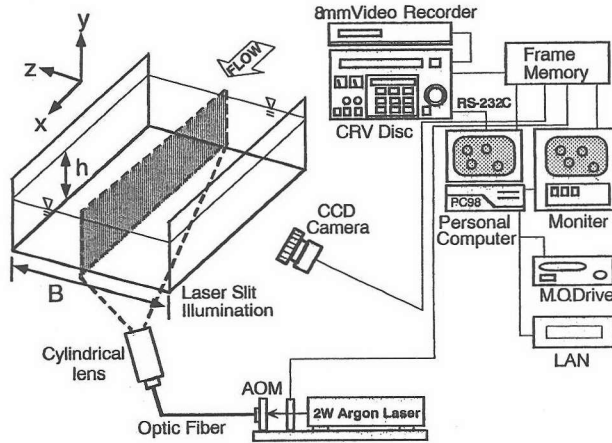


図-1 可視化及び画像解析装置

本研究では開水路滑面流れを対象として、まず、自由水面近傍での乱れ強度の鉛直方向成分の低減特性に関して従来提案されているモデルと実験値の比較を行った。次に、自由水面近傍での乱れの減衰効果をフルード数の関数で表し、この境界条件を用いて応力方程式モデル(RSM)により自由水面近傍での乱れの再配分率を再現した。さらに、PIV (Particle-Image Velocimetry)法を用いることによって組織渦の瞬間構造の可視化を行った。最終的に、壁面近傍で発生するバーストの水面近傍での挙動(すなわち、ボイル)、及び自由水面近傍での乱れ構造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. 従来の理論

Davies (1972)¹¹⁾は自由水面近傍での水平方向の乱れ強度 u' がほぼ一定であるという仮定から、自由水面の減衰の影響を受ける層の厚さを λ 、その層の下端での代表速度を v_0 、水面からの距離 $y'=h-y$ として、連続式を用いて解析的に鉛直方向の乱れ強度 v' に関して次式のような線形式を導き出している。

$$\begin{aligned} v'/v_0 &= y'/\lambda; y' < \lambda \\ v'/v_0 &= 1; y' \geq \lambda \end{aligned} \quad (1)$$

一方、Hunt & Graham (1978)¹²⁾は移動底面流れを対象として境界層理論及びスペクトル法を用いて次式を導き出している。

$$v'/U^* = \gamma (\varepsilon h/U^*)^{1/3} (y'/h)^{1/3}; \gamma = 1.34 \quad (2)$$

ここで ε は逸散率である。さらに、Bumley & Jirka (1987)¹³⁾はHuntの理論を用いて次式を提案している($p=1.54, \lambda_2=1.4, g_2=0.558$)。

$$v'/v_0 = \left[\lambda_2 (y'/h)^{2/3} \right]^{-p} \exp(-g_2^{1/2} y'/h + 1) \quad (3)$$

以上の式は全て、水面が穏やかな流れに対して導かれたものであり、特に式(2)及び(3)は穏やかな水面近傍での鉛直成分 v' の低減特性を良好に表すことが指摘されている。

3. 実験方法および計算手法

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、勾配はジャッキにより最大1/10まで上げることが可能である。計測部は水路側壁と底面下方が光学ガラス製となっており(特に計測区間3mは一枚強化ガラス製)、流れが十分に発達している水路上流端から6mの地点

を計測部とした。水力条件を表-1に示す。本研究では2次流の発生しにくいアスペクト比の大きい($B/h > 5$)単断面滑面開水路流れ³⁾を対象とした。

図-1に可視化及び画像解析装置を示す。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、水路の上流端から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 $50\mu\text{m}$ 、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水深 \times 約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 $0.4 \times 0.4\text{mm}$ 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。

点計測には4ビーム後方散乱型2成分ファイバレーザ流速計(LDA)を用いて、水路側壁方向及び底面下方から水路中央断面における3次元計測を行った。LDAのトラバース装置は、水路にじか付けで約1/100mmの高精度を持つ。測定時間は60秒、測定周波数は約200Hzのもとで計測を行った。

RSMによる計算手法としては、2次元流れについて、圧力歪み相関項にSpeziale-Sarkar-Gastki (SSG)モデル、拡散項にはDaly-Harlow (GGDH)モデルを用いた。特に圧力歪み相関項には水面の効果を含むように、自由水面からの距離の2乗に反比例する関数¹³⁾を加えた。計算格子は鉛直方向に約50点であり、十分収束するまで流下方向に計算を行った(水深の約200倍)¹⁴⁾。

4. 結果および考察

(1) 水面近傍の乱れ構造

a) 水面近傍での乱れ強度 v' の分布

従来より指摘されているように、水面の穏やかな開水路流れでは自由水面での乱れの低減特性によって鉛直方向の乱れ強度 v' が水面近傍で大きく低減する。図-2は水面が穏やかなケースL-FR02($Re=8000$, $R_s=450$)、水面変動の激しいケースH-FR15($Re=37500$, $R_s=1900$)について v' を摩擦速度 U で無次元化して表示したものである(U は主流速の対数則分布から求めたものである)。図にはKim et al. (1987)¹⁵⁾による管路流れのDNSデータ($Re=8000$, $R_s=400$)、Komori et al. (1993)⁹⁾による開水路流れのDNSデータ

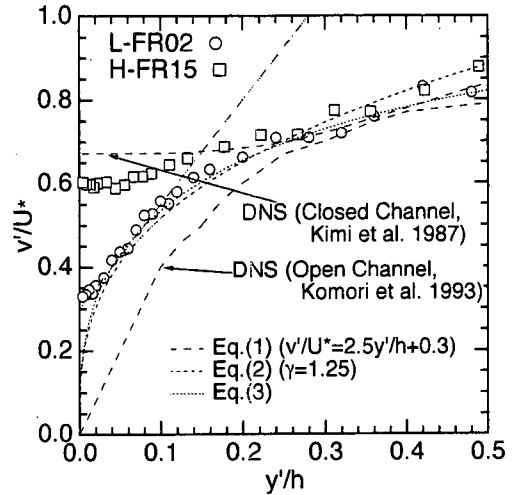


図-2 乱れ強度 v'/U の分布

($Re=3000$, $R_s=160$)、及び式(1), (2), (3)も併示した。また、式(2)の ϵ には実験値から水面近傍でほぼ一定となる値($\epsilon h/U_*^3=0.8$)を用いた。これより、水面の穏やかなケースL-FR02では水面近傍で v' が大きく低減し、式(2)及び(3)は実験値と良好に一致していることがわかる。式(1)については自由水面の影響を大きく受けると考えられる、 $y/h < 0.1$ に対して最小2乗法を用いて求めた。この時、(1)は水面で零ではない値を持つが、これは水力条件が静水でないためである。一方、フルード数が多い(H-FR15)場合には実験値は式(2)及び(3)よりも大きく増加し、Huntの理論が破綻することがわかる。

b) 鉛直方向流速変動の周波数特性

図-3はケースL-FR02, H-FR15についての鉛直方向流速変動 $v(t)$ の波数スペクトル S_v である。波数スペクトルについては後述するようにせん断流に対してもTaylorの凍結乱流の仮定の妥当性が示されたので、 $k=2\pi f/U$ (U は局所平均流速)を用いて周波数スペクトルに対して周波数 f から波数 k に変換して求めた。同図より、水面の穏やかなケースL-FR02については、低波数部では水面に近づく($y'/h=0.05$)につれて値が減少し、高波数部にいくほど差は小さくなることわかる。このことはHunt and Graham (1978)⁹⁾による理論解と一致する。しかし、フルード数の大きなケースH-FR15では水面に近づいても低波数部は低減せず、高波数部の低減が顕著になる。すなわち、フルード数の大きな流れでは水面近傍においても渦スケールの大きな低波数部が低減せずHuntの理論が成立しなくなり、 v' の低減が顕著ではなくなる。

c) 乱れエネルギー収支

乱れ発生率 G 、拡散率 T_p 及び逸散率 ϵ は次式で定義

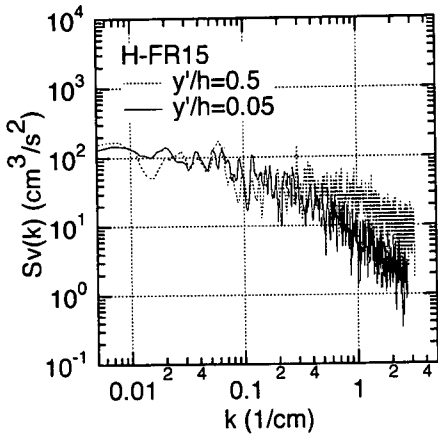
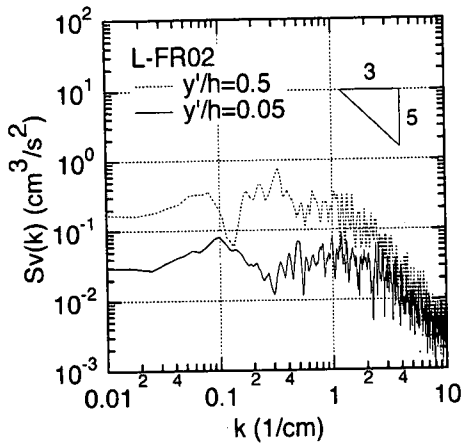


図-3 波数スペクトル $S_v(k)$

される。

$$G = -\overline{uv} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad (4)$$

$$T_D = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{2} (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) \nu \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{u^2} \nu}{2} + \overline{v^3} \right) \quad (5)$$

$$\varepsilon = \left(\frac{1}{C} \right)^{3/2} u_*^3 \left(\frac{2\pi}{U} \right)^{5/2} F(f)^{3/2} \quad (6)$$

ここで T_D について、水面近傍においても $\overline{w^2} \nu = \overline{v^3}$ が成立すると仮定した。逸散率 ε については、 C はコルモゴロフ定数(=0.5)、 $F(f)$ は周波数スペクトルであり、スペクトルの慣性小領域の $-5/3$ 乗則を用いて求めた。図-4はケースL-FR02及びH-FR15に対する水面近傍でのエネルギー収支を対数表示したものである。同図には発生率 G 、逸散率 ε 及び拡散率 T_D に対する閉管路のDNSデータも併示した。 G についてはケースL-FR02及びH-FR15ともに半経験式⁹⁾にほぼ一致する。一方、 ε についてはケースH-FR15では水面近傍の $0.03 < y'/h < 0.2$ の領域で若干増加しており、フルード数の増加とともに大きくなる¹⁰⁾。これより、水面近傍では拡散率と逸散率がほぼ釣り合っていることがわかる。また、フルード数の増加とともに若干逸散率が大きくなるが、不足分は水面変動エネルギー

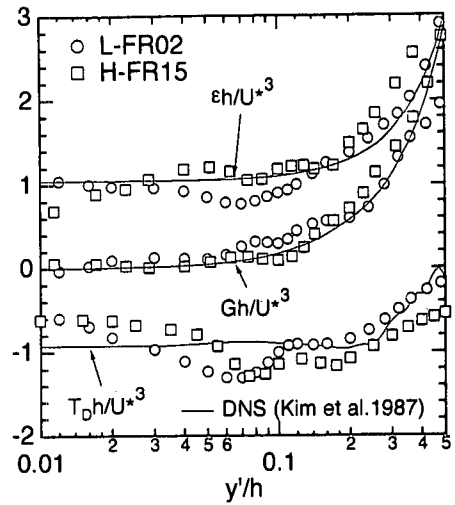


図-4 水面近傍でのエネルギー収支

になると予想される。

(2) フルード数に対する水面近傍での乱れ再配分率の変化特性

a) 乱れ再配分率

水面が穏やかな流れにおいて、水面での境界条件は式(7)のように与えられ、その結果、水面での再配分率は式(8)のようになる。

$$\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial W}{\partial y} = V = 0; y'/h = 0 \quad (7)$$

$$\overline{u^2}/2k = a, \overline{v^2}/2k = 0, \overline{w^2}/2k = b, a+b=1; y'/h = 0 \quad (8)$$

Davies (1972)¹¹⁾は水面近傍での鉛直方向の乱れの増加とともに自由水面の減衰の影響を受ける層の厚さが薄くなることを指摘しており、フルード数の増加とともに重力に対して慣性力の占める割合が大きくなるため、水面近傍での再配分率は中間領域での一定値⁹⁾に漸近すると予想される。図-5は水面近傍($y'/h = 0.02$)での乱れの再配分率のフルード数に対する変化特性である。図にはNezu & Nakagawa (1993)⁹⁾による半経験式、および上述したことから予想される指数関数を用いた近似関数(式(9)、(10)及び(11))も併示した。

$$\overline{u^2}/2k = 0.55 - 0.05 \exp(-Fr) \quad (9)$$

$$\overline{v^2}/2k = 0.17(1 - \exp(-Fr)) \quad (10)$$

$$\overline{w^2}/2k = 0.28 + 0.22 \exp(-Fr) \quad (11)$$

これより、フルード数が零に近づく(静水)と主流及び横断方向への再配分率が等しくなることがわかる。

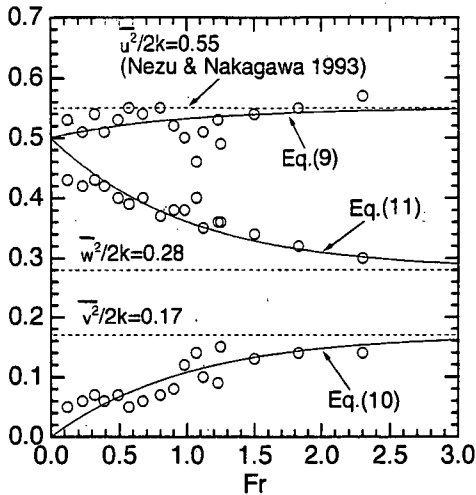


図-5 乱れの再配分率の変化特性

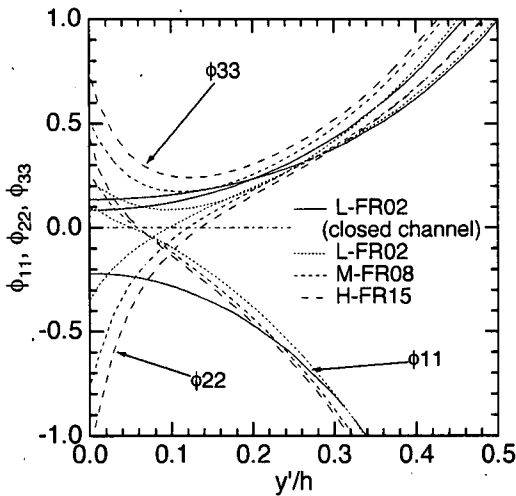


図-7 圧力歪み相関項の分布

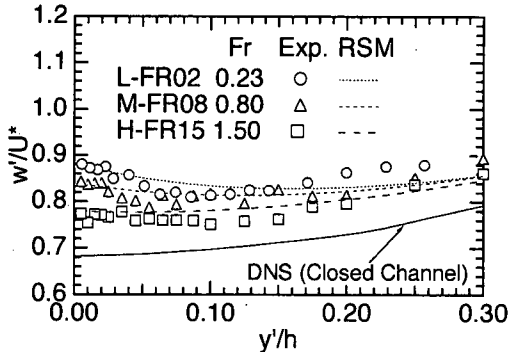
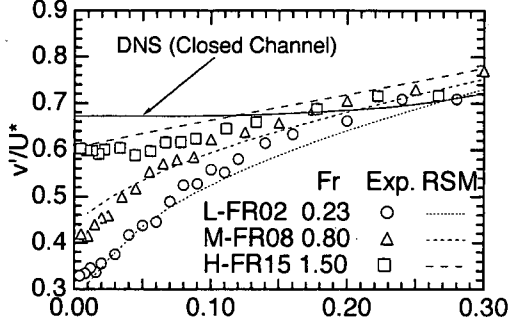
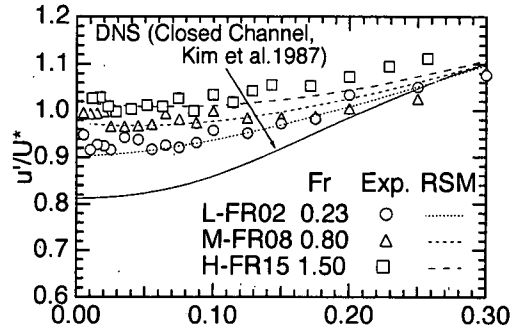


図-6 水面近傍における乱れ強度の分布

また、フルード数の増加とともに再配分率が一定値に近づく。以上より、図-3においてH-FR15では水面に近づいても($y/h=0.05$)低波数部が低減しなかったのは、自由水面の減衰の影響を受ける層の厚さが $y/h=0.05$ よりも薄くなり、 $y/h=0.05$ では中間領域での値に近づいたためといえる。

b) 乱れ強度分布と圧力歪み相関項の関連性

前章で得られた式(9)、(10)及び(11)を水面での境界条件としてRSMで計算を行った。水面での ϵ の境界条件としては対称条件を用いた。図-6は水面近傍における乱れ強度 u/U^* 、 v/U^* 、 w/U^* の分布である。図にはKim *et al.* (1987)¹⁾による閉管路のDNSデータも併示した。これより、水面近傍での v はフルード数の増加とともに大きく増加し、計算はこの特性をうまく再現していることがわかる。また、 u は若干増加し、 w は若干減少することがわかる。以上から、この数値計算は水面近傍でのフルード数の効果を良好に再現していると考えられる。

最近、Perot & Moin (1995)¹⁷⁾は、水面近傍での"spalts"や"antisplats"といった組織構造が圧力歪み相関項と密接に関連していることを指摘している。図-7はフルード数を変化させた場合の、水面近傍における圧力歪み相関項の分布である。図には対称条件を用いた場合の閉管路のデータ(実線)も併示した。これより、開水路と閉管路では ϕ_{22} が大きく異なっていることがわかる。また、フルード数の増加とともに、 ϕ_{22} が大きく減少し、 ϕ_{33} が大きく増加することがわかる。これはフルード数の増加とともに鉛直方向成分から横断方向成分へエネルギーが再配分される割合が増加することを示しており、水面近傍における乱れ強度の変化特性と密接な関係があると考えられる。

(3) 組織渦の瞬間構造

Gulliver & Harverson (1989)¹⁸⁾は、水深規模の組織構造と表面更新渦による擾乱の発生数が比例関係にあ

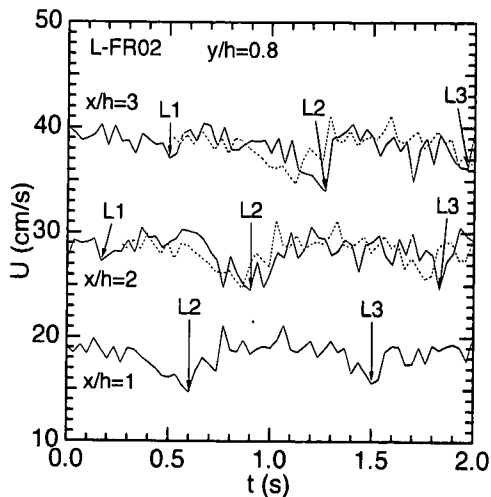
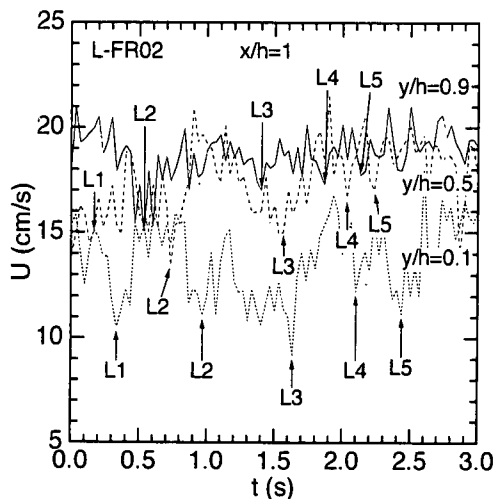


図-8 主流速の時系列(L-FR02)

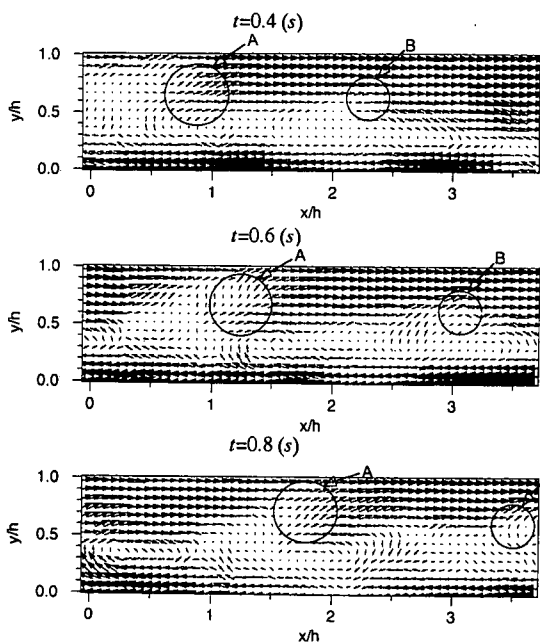


図-9 瞬間流速ベクトル(L-FR02)

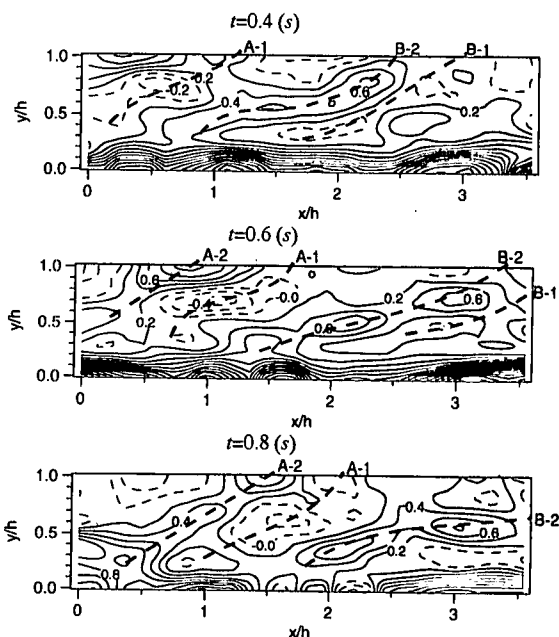


図-10 瞬間温度分布(L-FR02)

ることを指摘している。また、図-4に示したように、水面変動の激しい射流状態においては水面近傍における逸散率はフルード数に比例して増加し、水面変動もまたエネルギーの発生原因となる。これらより、水面変動の発生の有無は水路縦断面内の組織構造の挙動に大きな影響を及ぼすと考えられる。

a) 水面が穏やかな流れにおける瞬間構造

一般に、フルード数が小さく水面の穏やかな流れにおいては自由水面は一種の弱い壁として作用し、特に鉛直方向の乱れ変動は大きく低減することが明らかになっている³⁾。図-8はフルード数が小さく自由水面による乱れの低減効果の激しいケースL-FR02 ($Fr=0.23$)について、PIV法を用いた場合の主流速の時系列である。左図は水路中央での底面からの高さの

異なる点($y/h=0.1, y/h=0.5, y/h=0.9$)での時系列、右図は水面近傍($y/h=0.8$)における流下方向距離の異なる点($x/h=1, x/h=2, x/h=3$)での時系列である。図を見やすくするために、右図について $x/h=2, 3$ の時系列を 10cm/s ずつ上方に平行移動して表示し、 $x/h=1$ の時系列について移流するのにかかる時間だけずらしたものを点線で併示した。左図より、底面近傍ではバーストの発生に伴ってほぼ周期的に組織構造が見られ(L1~L5)、その平均発生周期は $TU_{\max}/h=$ と2.2なり従来から指摘されているバーストの平均周期³⁾およびボイルの発生周期($TU_{\max}/h=1.5\sim 3.0$)²⁾とほぼ一致する。また、例えばL3の点を結ぶと壁面から水面方向へ上昇するほど発生時刻が早くなっており、組織構造がフットボール型の構造である³⁾ことがわかる。こ

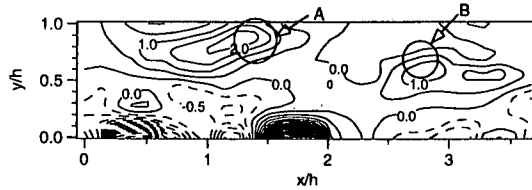


図-11 瞬間レイノルズ応力 $-uv/U^2$ 分布 (L-FR02, $t=0.6s$)

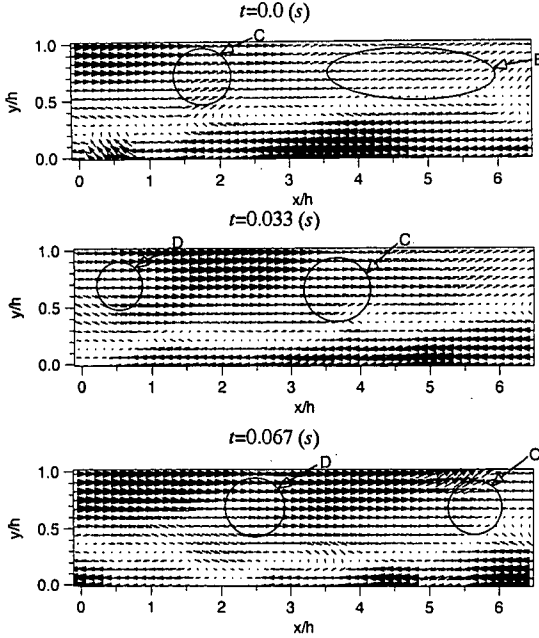


図-12 瞬間流速ベクトル (S-FR31)

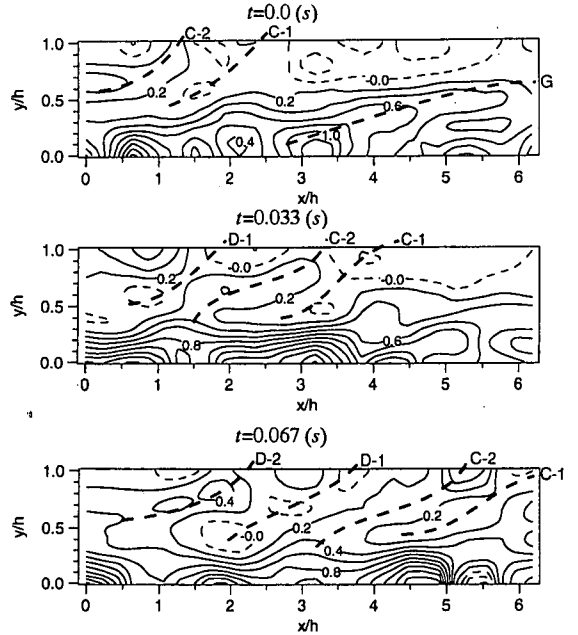


図-13 瞬間温度分布 (S-FR31)

の組織構造は水面に向かって上昇するにつれて弱まるが周期はほぼ同じであり、底面近傍で発生したバーストがそのまま水面近傍に達していると言える⁹⁾。また、右図について時系列の類似性から、その組織構造は形状をほぼ保持した状態で流下方向へ移流されており、Taylorの凍結乱流の仮定の妥当性が示されている。図-9は鉛直縦断面内の瞬間流速ベクトルである。ここで、宇民・上野(1977)¹⁰⁾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倍程度スケールの組織構造が見られ¹⁰⁾、図の上昇流体(A及びB)は図-8の低速部(L)に対応している。また、その周期的な組織構造のうち、あるものは自由水面近傍に大きく上昇する(A)が、自由水面の減衰特性によって上昇とともに勢力は小さくなる。そのような流速場の温度分布を示したのが図-10である。その際に、温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、上昇流体の前部(図中のA-1及びB-1のライン)には温度の小

さい領域、後部(A-2及びB-2)には温度の大きい領域が見られる。このことはNezu & Nakagawa (1993)⁹⁾によって指摘されたように、高速領域から低速領域への遷移部が高温度部、低速領域から高速領域への遷移部が低温度部となることと一致する。壁面のシアによって発生する高温度成分は水面に向かって上昇するが、シアが減少するにつれて移流とともに値は次第に減衰していく様子が見られる。この時、自由水面近傍では温度の発生は見られない。図-11は図-9の $t=0.6s$ における瞬間レイノルズ応力の分布であり、摩擦速度の2乗で無次元化して表示したものである。組織構造の上昇部、すなわち室田ら(1981)²⁰⁾も指摘しているようにejectionにおいて値は大きくなっており、特に水面近傍に大きく上昇する組織構造(A)の方がエネルギーの発生効果は大きい。

b) 水面変動の激しい流れにおける瞬間構造

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、a)で見られたものとは異なる大スケール乱れが形成されると考えられる。特にRashidi & Banerjee (1988)⁷⁾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

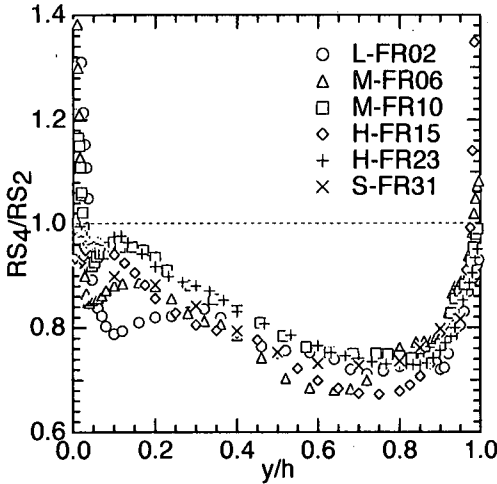


図-14 RS_4/RS_2 の分布

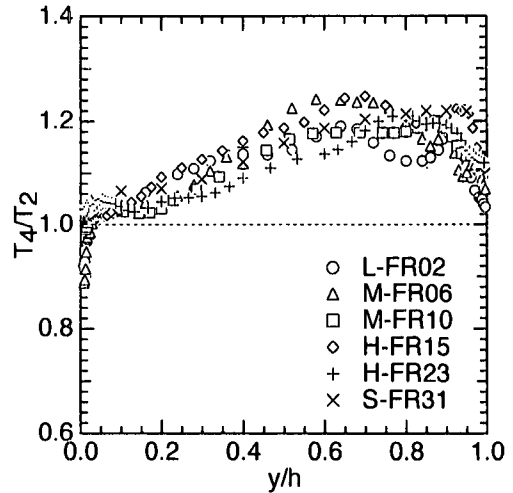


図-15 T_4/T_2 の分布

び水面下へ降下することを指摘しており、襈津・中山(1998)⁹⁾は2台のレーザ流速計を用いた同時計測を行うことによってバウンド現象の確認を行った。図-12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 ($Fr=3.07$)における鉛直縦断面内の瞬間流速ベクトルである。これより、 $t=0.067s$ 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、a)の水面が穏やかな場合と同様にバーストの平均周期⁹⁾およびボイルの発生周期⁹⁾とほぼ一致する。一方、 $t=0.0$ においては水面近傍に比較的低流速の大きな組織構造が見られる(E)。この発生周期は $TU_{max}/h=9.0$ とかなり大きく、Jackson(1976)¹⁰⁾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。Nezu & Nakagawa(1993)⁹⁾は、単断面開水路流れではボイルの分類においてバースト運動に伴う第3種のボイルのみが卓越することを指摘している。上記より、この組織構造(E)は勢力の強い組織構造のみが水面近傍に上昇もしくは群体化が生じたためと考えられるが、Rashidi & Banerjee(1988)⁹⁾の指摘を考慮すると後者の可能性が高いと予想される。図-13は瞬間渦度の分布である。これより、 $t=0.067s$ においてはa)と同様に上昇流体の後部(C-2及びD-2)に正の高渦度領域が見られるが、 $t=0.0s$ においては組織構造(E)によって水面近傍で負の渦度(図では負値を破線で示す)が発生し、高渦度領域(G)の上昇が阻止されている様子が見られる。以上より、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の上昇は水面近傍で阻止されることがわかる。

(4) 開水路流れにおけるバーストとボイルの相互作用

これまで述べてのように、水面変動の激しい急勾

配開水路流れにおける水面近傍での乱流構造及び組織構造は、水面が穏やかな流れのものとは大きく異なる。特に、(3)の瞬間構造にも見られたように壁面近傍で周期的に発生する組織構造と大きく関連しており⁹⁾、フルード数の増加とともに大きく変化すると考えられる。そこで、ここでは滑面流れを対象としてフルード数が周期的な組織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⁹⁾。

$$T_i(H) = \int_{-\infty}^{\infty} p_i(w) dw \geq 0, (i=2,4) \quad (12)$$

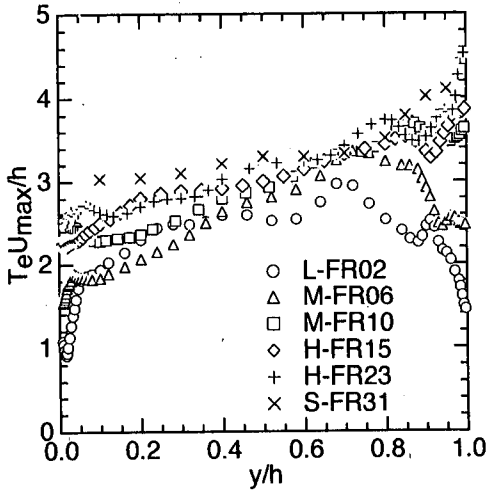
$$T_i(H) = \int_{-\infty}^H p_i(w) dw \leq 0, (i=1,3) \quad (13)$$

$$RS_i(H) = \int_{-\infty}^{\infty} w \cdot p_i(w) dw \geq 0, (i=2,4) \quad (14)$$

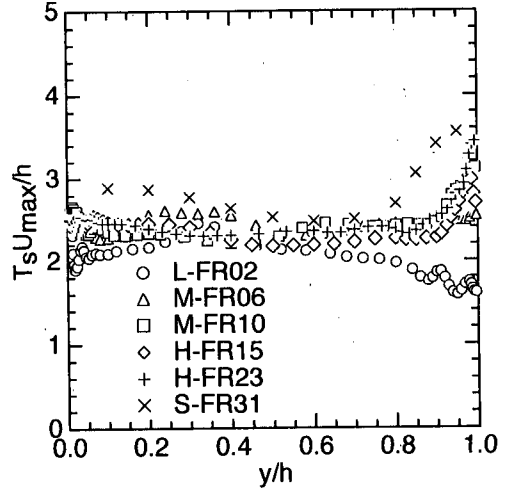
$$RS_i(H) = \int_{-\infty}^H w \cdot p_i(w) dw \leq 0, (i=1,3) \quad (15)$$

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。図-14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、図-15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。図-14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、図-15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。

図-16(a)-(b)は最大主流速 U_{max} 及び水深 h で無次元化



(a) T_e の分布



(b) T_s の分布

図-16 平均バースト周期の分布

された、平均バースト発生周期の分布である。ここで、 T_e 及び T_s はNezu & 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_e はフルード数に無関係に増加するが、 T_s はほとんど一定であることがわかる。すなわち、バーストに伴ってバッファー層で形成される上昇流体は外層にむ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変化させることなく下降する(sweep)。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ために、周期が大きく増加することになる。

5. 結論

本研究では「フルード数が小さく水面の穏やかな開水路流れ」と「フルード数が大きく水面変動の激しい開水路流れ」の比較を通して、フルード数が自由水面近傍における乱流構造及び組織構造に及ぼす影響について総合的考察を行った。その結果、以下のような知見が得られた。

(1) フルード数が小さく水面が穏やかな流れでは、 v は水面近傍で大きく低減し従来のモデルと良く一致する。一方、フルード数が大きくなると、 v は大きく増加し従来のモデルは適用できなくなる。このことは、鉛直方向流速変動 $v(t)$ の波数スペクトルと密接に関連している。水面が穏やかな流れでは水面近

傍において波数スペクトルの低波数部が低減するのに対して、フルード数の大きな流れでは水面が穏やかな場合のように低減が見られなくなる。

(2) フルード数が大きくなると自由水面の減衰の影響を受ける層の厚さが薄くなるため、水面近傍での乱れの再配分率は中間領域での一定値に漸近する。また、鉛直方向成分から横断方向成分へ再配分されるエネルギーの割合が増加することになる。

(3) 水面の穏やかな流れにおいては、壁面近傍で発生する組織構造は比較的周期的に移流され、高い確率で水面近傍へ上昇するが水面の低減特性によって若干勢力が減少する。特に、水面近傍に大きく上昇する組織構造の方がエネルギーの発生効果は大きい。自由水面近傍でのエネルギー収支に関しては、エネルギーの発生はほとんどなく、逸散率と水面下からの拡散率が釣り合った状態となっている。

(4) 水面変動が発生するような急勾配の開水路流れにおいては、壁面近傍ではほぼ規則的に組織構造が発生するが、乱れ特性やエネルギー配分率に大きな変化の見られる自由水面領域において群体化が促進され易くなる。この群体化は水面での組織構造のバウンド現象と密接に関連している。また、水面近傍における逸散率はフルード数の増加とともに大きくなるのに対して、発生率はほとんど変化しない。

(4) 水面近傍において、ejection及びsweepの発生周期はフルード数に大きく依存する。すなわち、フルード数の増加とともに発生周期は大きくなり、群体化の発生と大きく関連している。

以上より、河床勾配を大きくしフルード数を大きくしていくと、水面波が自然に発生し、この水面波と河床で発生するバースト現象とは強い相互作用が

あることがわかった。自由水面にはフルード数に支配された組織構造が存在すると示唆され、水面での境界条件を構成する。このような重要な知見には不明な点はまだ多くあり、また水面を介しての酸素・二酸化炭素などのガス交換の現象解明には不可欠な問題であり、今後の課題である。

参考文献

- 1) Hunt, J. C. R. & Graham, J. M. R. : Free-stream turbulence near plane boundaries, *J. Fluid Mech.*, Vol.84, pp.209-235, 1978.
- 2) Uzkan, T & Reynolds, W. C. : A shear-free turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, Vol.28, pp.803-821, 1967.
- 3) Nezu, I. & Nakagawa, H. : *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.
- 4) Handler, R. A., Swean, T. F., Jr., Leighton, R. I., & Swearingen, J. D. : Large scales and the energy balance for turbulence near a free surface, *J. AIAA*, Vol.31, No.11, pp.1998-2007, 1993.
- 5) 楠津家久, 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.
- 6) Nakagawa, H. & Nezu, I. : Structure of space-time correlations of bursting phenomena in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.104, pp.1-43, 1981.
- 7) Rashidi, M. & S. Banerjee : Turbulence structure in free-surface channel flows, *Phys. Fluids*, Vol.31, No.9, pp.2491-2503, 1988.
- 8) Komori, S., Murakami, Y. & Ueda, H. : The relationship between surface-renewal and bursting motions in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.203, pp.103-123, 1989.
- 9) Komori, S., Nagaosa, R., Murakami, Y., Chiba, S., Ishii, K. & Kuwahara, K. : Direct numerical simulation of three-dimensional open-channel flow with zero-shear gas-liquid interface, *Phys. Fluids A*, Vol.5, No.1, pp.115-125, 1993.
- 10) 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.
- 11) Davies, J. T. : *Turbulence Phenomena*, Academic Press, San Francisco, 1972.
- 12) Brumley, B. H. & Jirka, G. H. : Near-surface turbulence in a grid-stirred tank, *J. Fluid Mech.*, Vol.183, pp.235-263, 1987.
- 13) Naot, D. & Rodi, W. : Calculation of secondary currents in channel flow, *J. Hydraulics Div.*, ASCE, Vol.108, pp.948-968, 1982.
- 14) Nezu, I. & Nakayama, T. : Turbulent redistribution near the free surface by using numerical simulation, *11th Congress of the IAHR-APD*, pp.537-546, 1998.
- 15) Kim, J., Moin, P. & Moser, R. : Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, Vol.177, pp.133-166, 1987.
- 16) 楠津家久, 中山忠暢 : 自由水面近傍の乱流構造と水面変動との関連性に関する研究, 土木学会論文集, 第593号/II-43, pp.69-78, 1998.
- 17) Perot, B. & Moin, P. : Shear-free turbulent boundary layers. Part 1. Physical insights into near-wall turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol.295, pp.199-227, 1995.
- 18) Gulliver, J. S. & Halverson, M. J. : Air-water gas transfer in open channels, *Water Resources Res.*, Vol.25, No.8, pp.1783-1793, 1989.
- 19) 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.
- 20) 室田明, 福原輝幸, 小田勝也 : 開水路壁面乱流に関する実験的研究, 第25回水理講演会論文集, pp.447-454, 1981.

(1998. 3. 20 受付)

BURSTS NEAR THE FREE SURFACE IN OPEN-CHANNEL FLOWS AND THEIR RELATIONSHIP WITH TURBULENCE STRUCTURES

Tadanobu NAKAYAMA and Iehisa NEZU

A damping characteristics of turbulence intensity were compared between the theoretical model and the experimental data with a laser Doppler anemometer (LDA). The effect of the surface-wave fluctuations was then considered, and the damping effect near the free surface was expressed as a function of the Froude number. Furthermore, Reynolds Stress Model (RSM) was used to calculate the turbulent statistics of open-channel flows in comparison with the experimental data. PIV (Particle-Image Velocimetry) was then used to measure evolutionary patterns of coherent vortices in the center of the channel. Finally, the mean bursting period was evaluated with LDA measurement. By using these methods, a relationship between the "bursting phenomena" and the "boils (surface renewal eddies)" was investigated intensively as a function of the Froude number.