応用力学論文集 Vol.12 (2009 年 8 月)　　土木学会

段落ち流れにおける乱流構造と瞬間圧力との関係

The relation between the turbulent structure and instantaneous pressure in a backward-facing step flow

鬼束幸樹*・秋山壽一郎**・造士快竹***・森大輔****
Kouki ONITSUKA, Juichiro AKIYAMA, Yoshitake ZOSHI and Daisuke MORI

*博（工）九州工業大学大学院准教授, 工学研究院建設社会工学研究系（〒804-8550 北九州市戸畑区仙水町 1-1）
**Ph.D 九州工業大学大学院教授, 工学研究院建設社会工学研究系（〒804-8550 北九州市戸畑区仙水町 1-1）
***学（工）九州工業大学大学院, 工学府建設社会工学専攻（〒804-8550 北九州市戸畑区仙水町 1-1）
****学（工）戸田建設株式会社　福岡支店（〒810-8502 福岡市中央区白金 2-13-12）

A revetment block which is located at just downstream of a weir is sometimes destroyed during the flood. The one of the reason why the revetment is destroyed is pressure fluctuations near the bed. The drag and lift forces of bed materials on the bed are measured by many researchers. Turbulent structure in open-channel flows behind a backward-facing step is also investigated with a PIV and LDA. In contrast, pressure fluctuations on the bed have not been measured, due to its difficulty. In this study, simultaneously measurements of turbulent structure and pressure on the bed wall in a backward-facing step flow were conducted with a PIV and PTV. It was found that the instantaneous pressure increases when the K-H instability vortex generated behind the backward-facing step is falling toward the bed wall.

Key Words: *simultaneously measurements, PIV, PTV, instantaneous pressure*
キーワード：同時計測，PIV，PTV，瞬間圧力

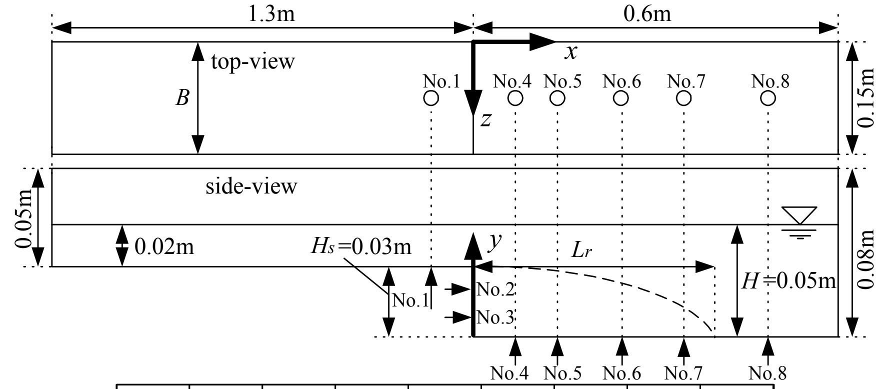
1. はじめに

堰直下流に設置される護床工は，洪水時に破壊されることがある．この原因として中川ら[1)]は，(1)護床工または水叩き下流の局所洗掘および河床低下, (2)護床工ブロックの間隙からの砂の吸い出し，(3)パイピング，(4)落水や転石の直接衝撃，の 4 つを挙げている．

(1)あるいは(2)に関して，段落ち流れ周辺における流体力の測定が多く行われている．川口ら[2)]は護床工下流側に作用する流体力を分力計を用いて計測し，護床工下流側の底面に作用する水圧が静水圧よりも約 15%程度減少していることを解明した．内田ら[3)]は段落ち部下流側底面に作用する流体力を三分力計を用いて計測し，堰下流水深が高い波状跳水状態では瞬間的な流体力によって護床工が破壊される可能性を示した．したがって，破壊要因として挙げられる瞬間的な流体力の解明も求められる．そのため，段落ち流れにおける瞬間的な乱流構造に関する研究もこれまで多く行われてきた．Eaton & Johnston[4)]は段落ち下流側の底面に thermal tuft probe を埋め込み，得られた信号をスペクトル解析することによって再付着現象が周期的ではなく，ランダムに生じていると推測した．Nezu & Nakagawa[5,6)]は，開水路段落ち流れにおける再付着点距離 L_r はレイノルズ数の増加に従い減少することや，段落ち下流側フルード数 Fr_d の増加に対しては常流 ($0.18 \le Fr_d < 1.0$)では増加，射流($1.0 < Fr_d \le 1.4$)では減少することを図示し，多くの条件において $5 < L_r / H_s < 6$ であることを解明した．ここに，H_s は段落ち高さである．さらに，条件付サンプリングを行い，流れが再付着した後に底面から発生するボイル渦の存在を指摘した．大本ら[7)]は段落ち部が流下方向に 2 つ連続して設置された階段状流れを YAG レーザーを用いて可視化した．得られた流速値から動圧を逆算し，逆流域では動圧値が負になることを解明した．

Silveira Neto *et al.*[8)]は LES(Large Eddy Simulation)を用いて段落ちを有する管路流を計算し，組織渦の 3 次元構造を可視化した．Le *et al.*[9)]は DNS(Direct Numerical Simulation)を用いて段落ちを有する管路流を計算し，剥離渦の発生および移流に伴う流体内の圧力変動を明らかにした．中山・横嶋[10,11)]および横嶋[12)]は k - ε 法および k - ω 法を用いて開水路段落ち流れにおける流況を解析し，RANS モデルの有用性を指摘した．

以上のように，段落ち流れ周辺の流体力を計測した研究，段落ち流れをシミュレーション計算した研究および段落ち流れ周辺の瞬間乱流構造を解明した研究は多く存在する．しかし，瞬間流速や水面変動等の瞬間乱流構造と瞬間圧力を同時計測した例はほとんど存在しない．そのため，



No.	1	2	3	4	5	6	7	8
x/Hs	-1	0		1	2	3.5	5	7
y/Hs	1	0.67	0.33	0				

図-1　実験装置

段落ち流れにおける流れ場が周辺の底面圧力に与える影響は定量的には解明されていない．本研究では，開水路段落ち流れの壁面に作用する瞬間圧力と水面変動および瞬間圧力と瞬間流速をそれぞれ同時計測し，瞬間圧力と瞬間乱流構造との関係を解明しようと試みた．

2.　実験装置および実験条件

2.1　実験装置および実験条件

図-1 に示す長さが 1.9m，水路幅 B が 0.15m のアクリル製水平水路を実験に用いた．水路始端から 1.3m 流下した位置に高さ H_s が 0.03m の段落ち部がある．段落ち部から流下方向に x 軸を，x 軸に直角上向きに y 軸を，水路横断方向に z 軸をとる．x，y 軸方向の瞬間流速をそれぞれ $\tilde{u}=U+u$，$\tilde{v}=V+v$，時間平均流速を U，V，変動成分を u，v とし，瞬間圧力を $\tilde{p}=P+p$，時間平均圧力を P，変動成分を p，瞬間水深を $\tilde{h}=H+h$，時間平均水深を H，変動成分を h とする．また，変動成分の RMS 値をプライム「'」を付けて表し，段落ち部上流側を示す添字として u を用いる．

段落ち部よりも上流側底面の 1 カ所(No.1)，段落ち部の鉛直壁面の 2 カ所(No.2, 3)，段落ち部よりも下流側底面の 5 カ所(No.4～8)を対象とし，水路中央に直径 6mm の孔を開け，そこに外径 6mm，内径 4mm の硬質なビニールチューブを壁面に直角に設置した．各孔の位置を模式図の壁面に矢印で示すと共に，それらの座標を**図-1** 中に示した．各ビニールチューブの末端は水路右岸外壁面に鉛直に固定した．そのため，チューブ内の瞬間水位は孔に作用する瞬間圧力と孔に直角に接近する瞬間流速によって決定される．しかし，両者を分離することは困難なので，本研究では両者による作用を「圧力」と呼称する．なお，No.1～8 における諸量を示すため，これらの数字を添字として用いる．

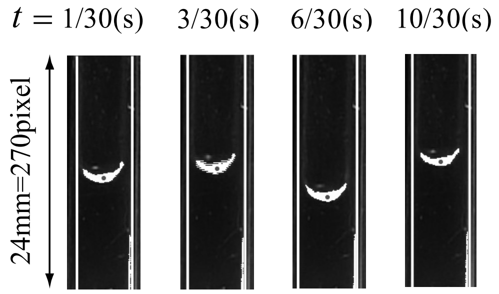


図-2　2 値化概要

表-1　実験条件

	H (m)	U_m (m/s)	Re (-)	Fr (-)
x/H_s=0	0.02	0.35	6998	0.79
x/H_s=10	0.05	0.14		0.20

実験条件を**表-1** に示す．ここに，U_m は断面平均流速，$Re \equiv HU_m/\nu$ はレイノルズ数，$Fr \equiv U_m/\sqrt{gH}$ はフルード数，g は重力加速度，ν は動粘性係数である．

2.2　瞬間圧力と水面変動の同時計測

水路右岸外壁面に設置されたビニールチューブにハロゲンライトを照射させてチューブ内の水面を光らせ，画素数 1440×1080，シャッター速度 1/500s で各ビニールチューブの水位を 1/30s ごとに 75s 間ビデオ撮影した．このとき，超音波波高計を用いて各孔の真上の水位を 1/30s ごとに 75s 間同時計測した．両計測を同期させるために，1.5V の豆電球をビデオカメラの視野内に設置し，撮影開始直後に off から on にして，その電圧変化を超音波波高計のデータと共に PC に記録した．計測後に豆電球の点灯開始時間と，

圧力計測において 0V から 1.5V に上昇した時間を t =0s と定義した.

計測後，**図-2** に示すようにビニールチューブ内の水面が周囲と区別できるように画像を 2 値化し，PTV(Particle Tracking Velocimey)を用いて瞬間圧力を算出した. ただし，ビニールチューブ内の水位はチューブ内壁による摩擦抵抗や表面張力およびチューブ形状の影響を受ける. そこで, チューブ長を系統的に変化させ, 圧力検出の遅れ時間および圧力変動強度の減衰率とチューブ長との関係を求め, 瞬間圧力値を補正する鬼束ら[13])の方法を採用した.

2.3 瞬間圧力と瞬間流速の同時計測

粒径が 75～150 μmm で比重が 1.01 のスチレン・ジビニルベンゼン系のハイポーラスポリマーを PIV(Particle Image Velocimetry)トレーサ粒子として水路内に投入した. 4W のアルゴン-イオンレーザーよりレーザーが発光され, 光ファイバーおよびシリンドリカルレンズを通過し, 厚さ 2mm のレーザーライトシート(LLS)に変化させた. 水路中央断面(z/B =0.5)の水路上方より x - y 断面に LLS を照射させた. この状態で水路右岸側に設置された画素数 640×240 のビデオカメラによって段落ち部周辺の約 0.3m ×0.3m の領域を 1/60s ごとに 75s 撮影した. なお, 被写体のぶれを避けるためにシャッター速度を 1/500s に設定した. PIV 計測を開始すると同時に, 8 つの孔から得られる圧力を 1/30s ごとに 75s 計測した. PIV 計測と圧力計測を同期させるために, **2.2** と同様に豆電球を用いた方法を行った.

なお, 今回設定した実験条件では, 段落ち部付近で局所的に水面変動が発生する. すると, LLS が水面を通過する際に屈折するので, 得られる PIV 画像は必ずしも水路中央断面のものではない. 段落ち部付近の水面変動を抑制するには, 小さな流入フルード数を選択すればよい. 小さな流入フルード数を設定するには水深を増加あるいは流速を低下させればよいが, 水深を増加させると段落ち部下流側のアスペクト比(= B/H)が低下し，水路中央で流れが 2 次元を保つことが困難となる. 一方, 流速を低下させるとそれに伴い瞬間圧力の変動成分も小さくなるため, 瞬間圧力の測定が困難となる. そのため, 高いアスペクト比を確保すること, 水面変動による流速誤差を極力小さくすること, および精度の高い瞬間圧力データを取得すること, という 3 つの目的をバランスよく満たすことのできる今回の実験条件を選択した. なお, 段落ち部付近における水面変動による LLS の位置誤差はたかだか数 mm であり, 段落ち直下流では横断方向に軸をもつ水深スケールの大きな渦が卓越すると考え, 致命的な誤差にはならないと判断した.

3. 実験結果・考察

3.1 時間平均諸量

段落ち部よりも上流側における最大主流速 $U_{\max u}$ で無

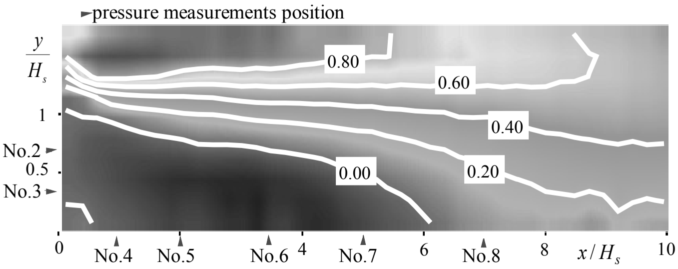


図-3 主流速分布

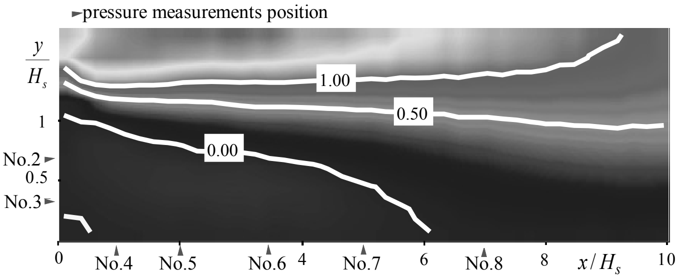


図-4 時間平均流れ関数

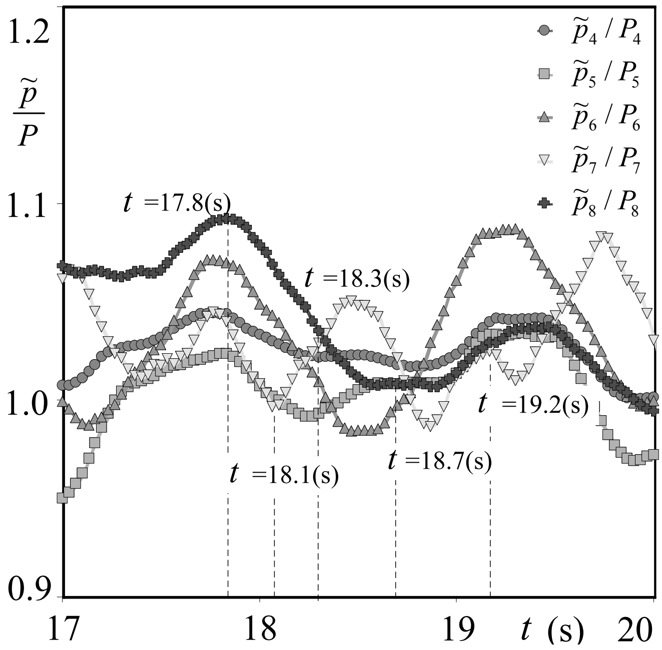


図-5 無次元瞬間圧力 $\tilde{p}/P$ の時系列

次元化された主流速 $U/U_{\max u}$ のコンターを**図-3** に示す. 図中には各孔の位置を矢印で示した. 段落ち部で発生した鉛直方向のせん断層が, 流下に伴い徐々に拡散し, 速度勾配 dU/dy が徐々に減少している. この結果は Nezu & Nakagawa[5,6])の LDA によって計測された結果と類似している.

一般的に段落ち流れにおける再付着点距離 L_r の算出には流れ関数 Ψ が利用される. 時間平均流れ関数は式(1)で表される.

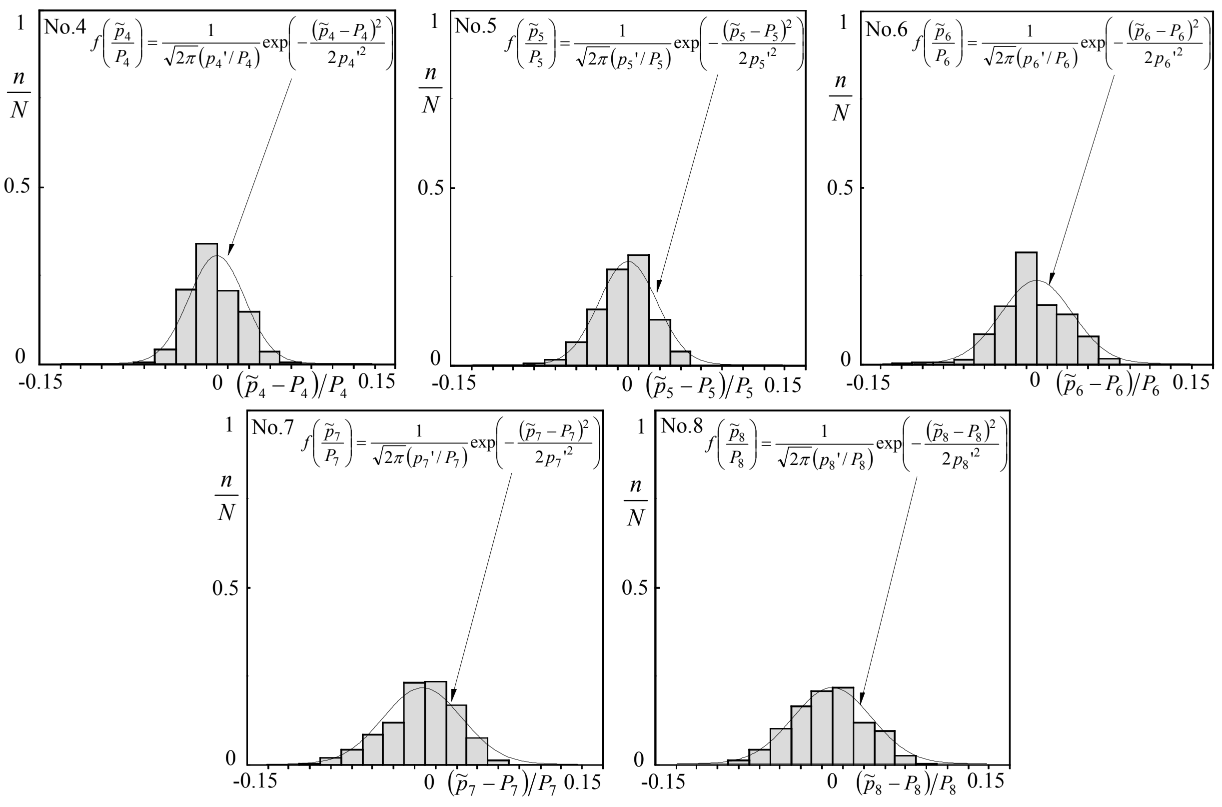


図-6 無次元瞬間圧力 $\tilde{p}/P$ のヒストグラム

$$\Psi \equiv \int_0^y U dy \tag{1}$$

図-4 に $U_{\max u}H_u$ で無次元化された時間平均流れ関数 Ψ のコンター図を示す．$\psi/U_{\max u}H_u$ がゼロのラインが底面と接する位置が再付着点を意味する．同図より，無次元再付着点距離 L_r/H_s は約 6.0 と判断される．この値は，Nezu & Nakagawa[5,6]の結果 $(5 < L_r/H_s < 6)$ と類似しており，本研究における PIV 計測の精度が十分に高いことが示された．

3.2 底面圧力特性

図-5 に段落ち部下流域の底面圧力の計測点 No.4〜No.8 における時間平均圧力 P で無次元化された瞬間圧力 $\tilde{p}$ の時系列を示す．いずれの計測地点における圧力も増減が見られる．ただし，No.4 における圧力変動量は他の計測点のものに比べて小さく，No.8 における圧力変動量は逆に大きい．特に，No.8 における圧力は t =17.8s から 1 秒間程度に渡って大きく減少している．**図-4** より No.8 は再付着点付近に位置することが理解される．再付着点付近では大規模な下降流の発生が予想される．一方，No.4 や No.5 付近は死水域となっているため，流速および流速変動は一般に小さい．よって，No.8 における瞬間圧力は他の計測点に比べて流速等の影響を大きく受けることが推定される．

正規分布は次式で表される．

$$f\left(\frac{\tilde{p}_i}{P_i}\right)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}(p_i'/P_i)}\exp\left(-\frac{(\tilde{p}_i-P_i)^2}{2p_i'^2}\right) \tag{2}$$

図-6 に No.4〜No.8 における時間平均圧力 P で無次元化された瞬間圧力 $\tilde{p}$ のヒストグラムおよび正規分布を示す．ここに，N は総データ数，n は各ヒストグラムにおけるデータ数である．**図-6** より，段落ち部に近い No.4，No.5 では圧力変動が小さく，それより下流側の No.7，No.8 では圧力変動が大きくなる傾向が観察される．また，全てのケースにおいて圧力変動は式(2)で表現されることが認められる．

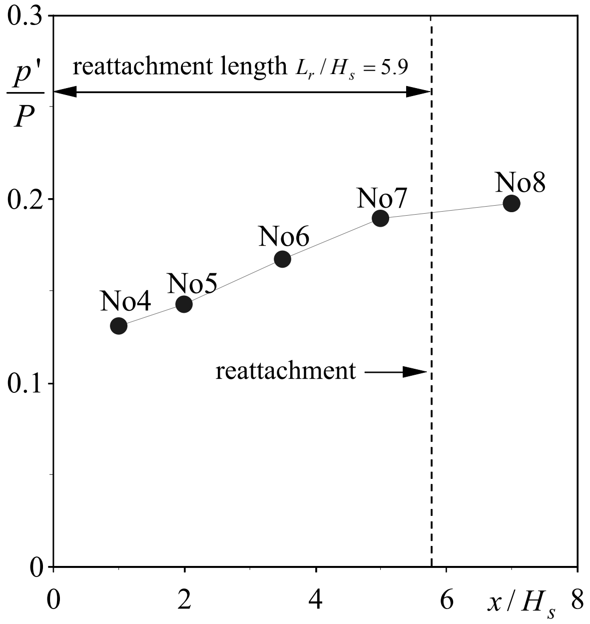
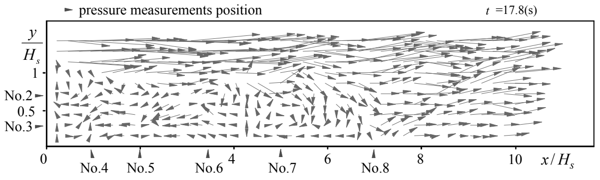
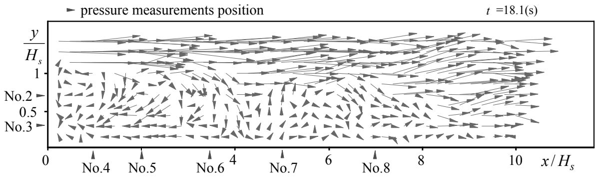


図-7 無次元圧力変動 RMS p'/P の流下方向変化

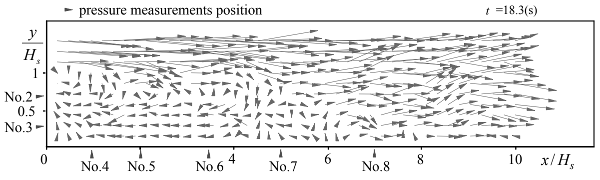
図-7 に圧力の変動成分の RMS 値 p' を時間平均圧力 P



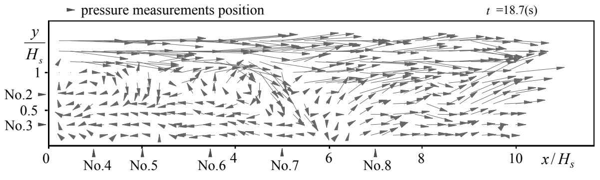
(a)　No.8 において圧力が極大時の流況



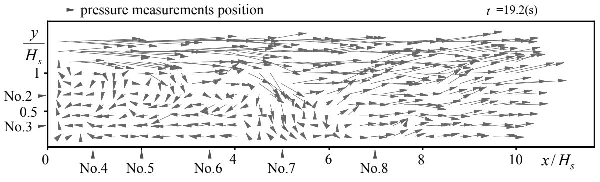
(b)　No.7 において圧力が極小時の流況



(c)　No.7 および 8 において極値の中間時の流況

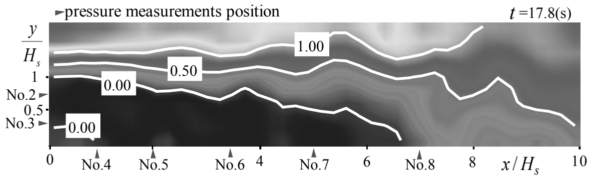


(d)　No.8 において圧力が極小時の流況

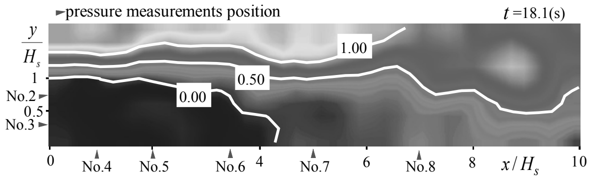


(e)　No.7 において圧力が極大時の流況

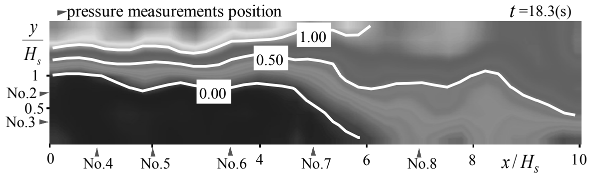
図-8　瞬間流速ベクトル



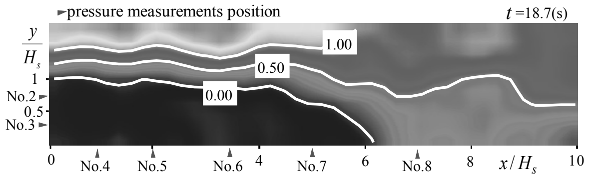
(a)　No.8 において圧力が極大時の流れ関数コンター



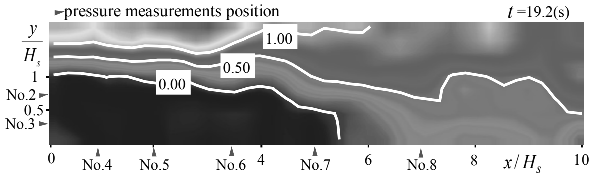
(b)　No.7 において圧力が極小時の流れ関数コンター



(c)　No.7 および 8 において極値の中間時の流れ関数コンター



(d)　No.8 において圧力が極小時の流れ関数コンター



(e)　No.7 において圧力が極大時の流れ関数コンター

図-9　瞬間流れ関数

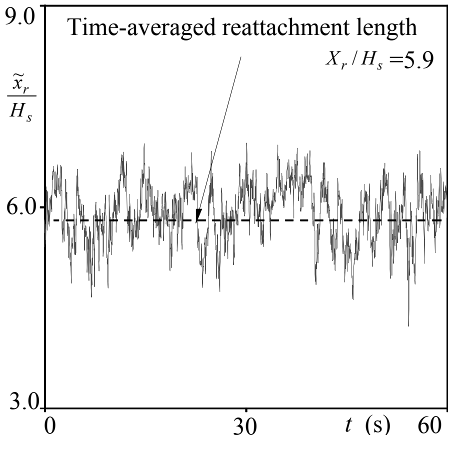


図-10　無次元再付着点距離の時系列

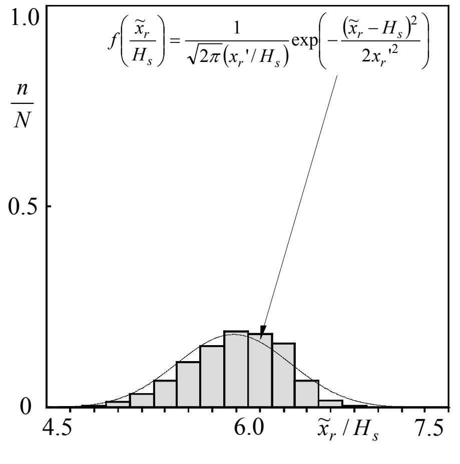


図-11　無次元再付着点距離のヒストグラム

で無次元化した値の流下方向変化を示す．p'/P の値は流下方向に増加している．また，No.7 から No.8 の区間における p'/P の増加量は，No.4 から No.7 におけるそれに比べて小さい．これより，段落ち部下流域に作用する底面圧力変動は再付着点に近づくにつれて増加し，再付着点付近では高い値で一定になる傾向があることがわかった．

3.3　底面圧力と流速場の関係

再付着点（$L_r/H_s \fallingdotseq 6.0$）に近い No.7，No.8 において，

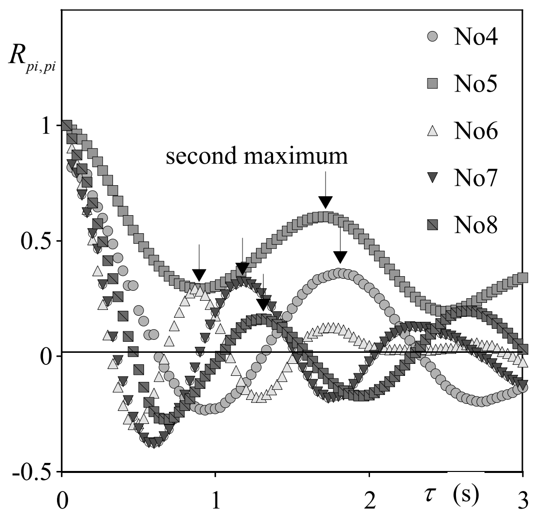


図-12　圧力の自己相関係数$R_{pi,pi}(\tau)$

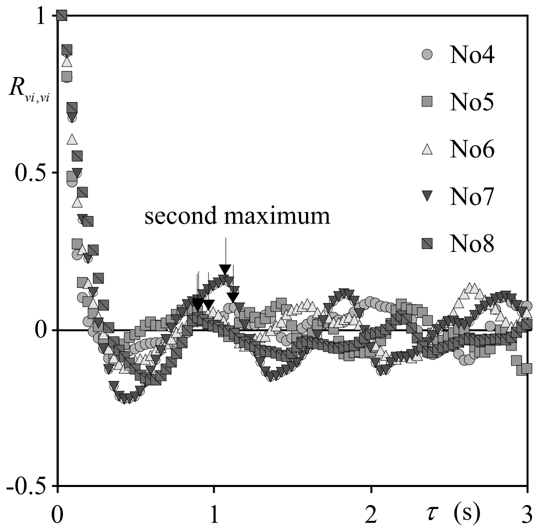


図-13　底面流速の自己相関係数$R_{vi,vi}(\tau)$

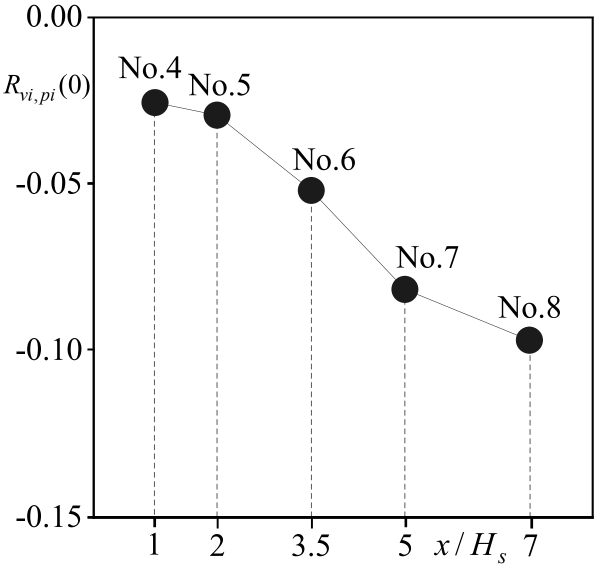


図-14　流速と圧力の相互相関係数$R_{vi,pi}(0)$の流下方向変化

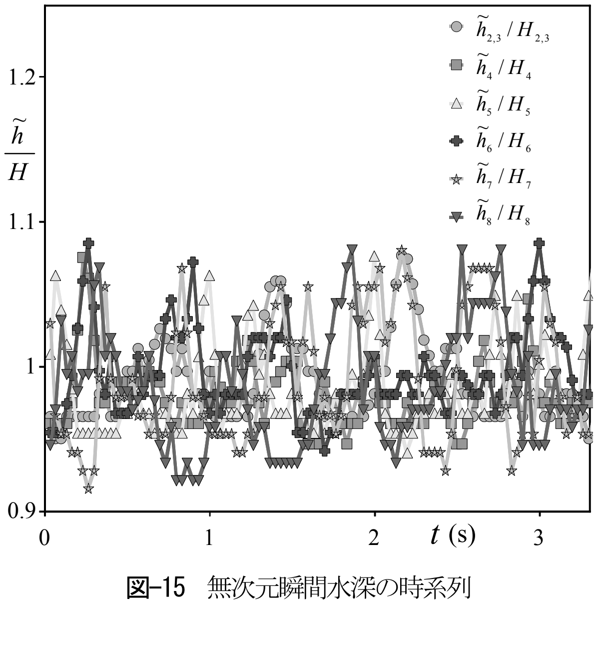


図-15　無次元瞬間水深の時系列

図-5中でそれぞれ圧力変動の極小を示すt =18.1s, t =18.7s, 極大を示すt =19.2s, t =17.8sおよび極小, 極大の中間的な値を示すt =18.3sにおける瞬間流速ベクトルを図-8に示す. 同図より No.7(x/H_s =5.0)で圧力変動の極大を示すt =19.2s では No.7(x/H_s =5.0)付近で下降流が観察され, 極小を示すt =18.1s では No.7(x/H_s =5.0)付近で上昇流が観察される. 同様にNo.8(x/H_s =7.0)で圧力変動の極大を示すt =17.8s ではNo.8付近で下降流が観察され, 極小を示すt =18.7s ではNo.8付近で上昇流が観察される. また, 極小および極大の中間的な値を示すt =18.3s では上昇流, 下降流ともに観察されない.

瞬間流れ関数$\tilde{\Psi}$は次式で表される.

$$\tilde{\Psi} \equiv \int_0^y \tilde{u}\,dy \qquad (3)$$

図-9に図-8の瞬間に対応するt =17.8s, t =18.1s, t =18.3s, t =18.7s およびt =19.2s における瞬間流れ関数$\tilde{\Psi}/(U_{\max u}H_u)$のコンターを示す. No.7($x/H_s$ =5.0)において圧力の極大を示すt =19.2s での再付着点距離x/H_sは No.7(x/H_s =5.0)付近であり, 圧力の極小を示すt =18.1s ではx/H_sはNo.7(x/H_s =5.0)の上流であることが確認できる. No.8(x/H_s =7.0)においても同様の現象が確認できる. 一般に, 流速変動はシアーによって発生し, 圧力変動は流速変動あるいは水面変動によって発生する. 図-8 および図-9 より流速変動と圧力変動の挙動が対応していることから, 底面圧力は段落ちから剥離した流れによる下降流および上昇流の影響を強く受けていると示唆される.

図-10 に無次元瞬間再付着点距離$\tilde{x}_r/H_s$の時系列を示す. ここに, $\tilde{x}_r$は瞬間再付着点距離である. 再付着点距離が増減していることおよび周期にばらつきがあることが確認される. これはEaton & Johnston[4]の結果と同様に再付着現象が周期的ではなくランダムであることが原因と考えられる. なお, 再付着現象がランダムである理由を解明するには実験器具やコンピュータの発達が必要と Eaton & Johnston[4]は述べている.

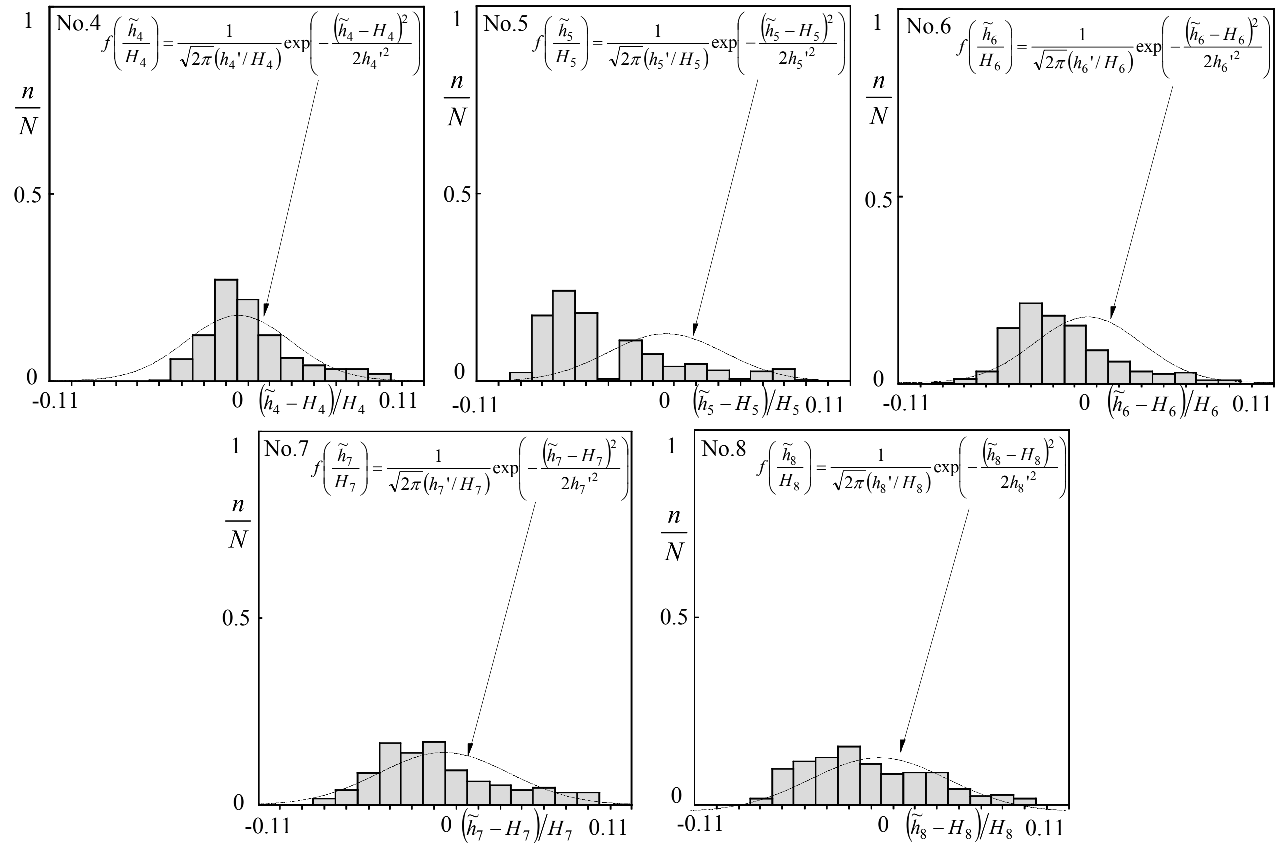


図-16 瞬間水深$\tilde{h}$のヒストグラム

図-11 に無次元瞬間再付着点距離$\tilde{x}_r / H_s$のヒストグラムおよび次式で表される正規分布を示す.

$$f\left(\frac{\tilde{x}_r}{H_s}\right)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\left(x_r'/H_s\right)}\exp\left(-\frac{\left(\tilde{x}_r-H_s\right)^2}{2x_r'^2}\right) \tag{4}$$

同図より，無次元瞬間再付着点距離の最小値および最大値がそれぞれ$\tilde{x}_r / H_s$=4.6，7.0 程度の値を示していることが確認される. これは時間平均値に対してそれぞれ22%および19%の値であり，合計では約40%程度の変動幅となる. よって，瞬間的には再付着点が大きく移動していることが示された.

i 点の変動成分w_i と j 点の変動成分w_j との相互相関係数$R_{ij}(\tau)$は次式で求められる. ここに，τ は遅れ時間である.

$$R_{ij}(\tau)\equiv\frac{\overline{w_i(t)\cdot w_j(t+\tau)}}{w_i'\cdot w_j'} \tag{5}$$

式(5)において，$w=p$，$j=i$ とした底面圧力の自己相関係数$R_{pi,pi}(\tau)$を**図-12** に示す. $R_{pi,pi}(\tau)$は 1 から減少した後に極小値に続いて極大値を示している. そこで，$R_{pi,pi}(\tau)$が始めに有する極大値をセカンドマキシマムと命名し，図中に下向きの矢印で示した. セカンドマキシマムの発生する遅れ時間は圧力変動の周期を意味する. なお，セカンドマキシマム以後にも増減は見られるが，それぞれの極大値の発生間隔は周期とほぼ等しい. **図-12** より段落ち部近傍(No.4，No.5)において変動周期が共に 1.8s 程度であることがわかる. ところが，それより下流域(No.6～No.8)では変動周期が短くなり 1.0s 程度となっている. これは，段落ち部近傍(No.4，No.5)とそれより下流域(No.6～No.8)における圧力変動が異なるスケールの乱流あるいは水面変動によって支配されていることを示唆する.

式(5)において，$w=v$，$j=i$ とした底面近傍の鉛直流速成分における自己相関係数$R_{vi,vi}(\tau)$を**図-13** に示す. **図-13** より，全体的に周期が 1.0s 程度となっていることが観察される. これは，**図-12** において観察された No.6～No.8 の底面圧力における変動周期と類似しており，再付着点付近における圧力変動と鉛直流速成分に関連があることを示唆している.

式(5)において，$w_i=v_i$，$w_j=p_i$，τ=0s として求めた底面近傍の鉛直流速成分および底面瞬間圧力で構成される相互相関係数$R_{vi,pi}(0)$の流下方向変化を**図-14** に示す. 段落ち部近傍(No.4，No.5)では一様に相関係数の絶対値が低く 0.03 程度を示し，それより下流域(No.6～No.8)では流下に伴い相関係数の絶対値が高くなり，再付着点近傍の No.8 において 0.1 程度に達する. これは**図-8** からも観察されるように，段落ち部直下流は死水域であり，せん断層から発生する下降流が進入しにくい場所のためと考えられる. また，それより下流域では再付着点付近において発生した上昇流および下降流が圧力変動に影響を与えていると考えられる. 以上より，段落ち部付近の底面圧力変動は鉛直流速変動から 3%程度の影響しか受けないが，再付着点付近では鉛直流速変動成分は底面圧力に大きな影響を与え，鉛直流速変動成分が底面圧力変動の 10%程度を決定

していることが判明した.

3.4 底面圧力と水深の関係

図-15 に段落ち部から下流域における水深の計測点No.2〜No.8 における時間平均水深H で無次元化された瞬間水深$\tilde{h}$ の時系列を示す. **図-15** より，いずれの計測地点においても水深の変動が観察される．ところが，段落ち部近傍No.2，No.3 およびNo.4 における水面変動は他に比べ小さく，No.8 における水面変動が大きいことが観察される.

図-16 にNo.4〜No.8 における時間平均水深H で無次元化された瞬間水深$\tilde{h}$ のヒストグラムおよび次式で表される正規分布を示す.

$$f\left(\frac{\tilde{h}_i}{H_i}\right)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\left(h_i'/H_i\right)}\exp\left(-\frac{\left(\tilde{h}_i-H_i\right)^2}{2h_i'^2}\right) \tag{6}$$

同図より，段落ちよりも比較的下流に位置するNo.7，No.8 では水深変動分布はほぼ正規分布で表されていることが確認されるが，比較的段落ち部に近いNo.5，No.6 では水面変動分布が正規分布に従わず，高値に広がる形状であることが確認される．これは段落ち部周辺では急拡に伴うせん断層の拡散により，ボイル渦が水面に接触した際に突発的な水面上昇を引き起こしている可能性があるが，現時点では推論の域を出ず，今後，詳細な計測を行って解明していきたい.

図-17 に水深の変動成分の RMS 値h' を時間平均水深H で無次元化した値の流下方向変化を示す. **図-17** より，無次元水面変動の RMS 値h'/H は概ね流下方向に増加していることが確認される．また，**図-7** に示した無次元圧力変動の RMS 値p'/P の流下方向変化と傾向が類似していることより，水面変動が底面圧力に影響を与えていることが推測される.

式(5)において，$w_i=h_i$，$w_j=p_i$，τ=0s として求めた瞬間水深および瞬間底面圧力で構成される相互相関係数$R_{hi,pi}(0)$ の流下方向変化を**図-18** に示す. 段落ち直角壁面部 No.2，No.3 において高い相関係数を示し，0.15〜0.40 程度あることが観察される．これは，段落ち直角壁面部の圧力穴と水面との距離は，底面の圧力穴と比較して近いこと，およびこの領域は死水域となっており，乱流変動が相対的に小さいために水面変動の影響を相対的に大きく受けることが原因と考えられる．一方，No.4 で最も低い相互相関係数を示し，これより流下に伴い増加傾向を示し，再付着点付近のNo.8において約0.1程度の値を有することが認められる．したがって，再付着点付近では水面変動が底面圧力変動を 10%程度決定していることがわかった.

4. おわりに

本研究は，開水路段落ち流れの壁面に作用する瞬間圧力と瞬間流速，瞬間圧力と水面変動をそれぞれ同時計測し，瞬間圧力と瞬間乱流構造との関係を解明しようと試みたものである．その結果，解明された乱流構造を**図-19** に示す.

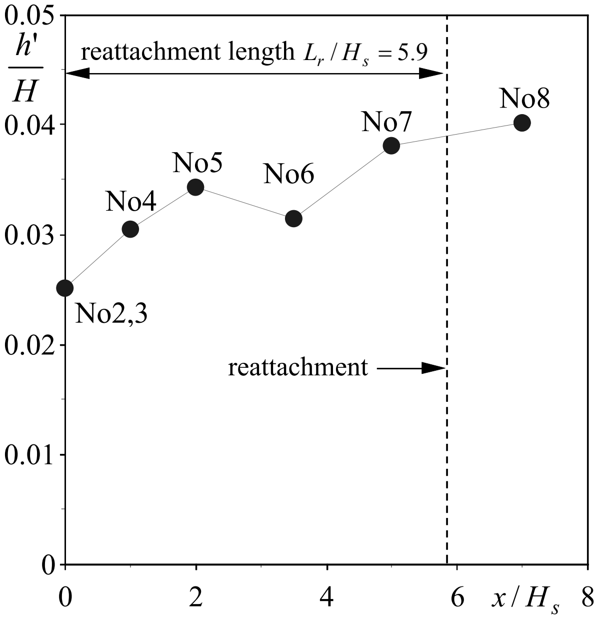


図-17 水深変動 RMS h'/H の流下方向変化

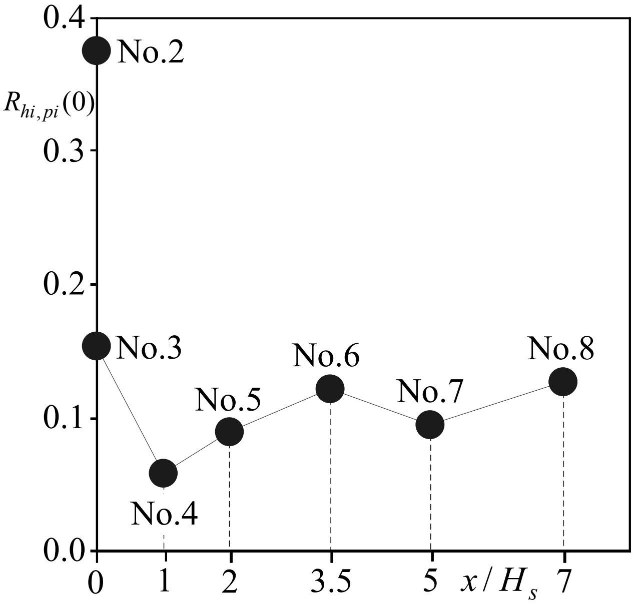


図-18 水深と圧力の相互相関係数$R_{hi,pi}(0)$ の流下方向変化

(1) 圧力変動は正規分布によって表現されるが，その RMS 値は流下に伴い増加して時間平均再付着点付近で高い値で一定となる傾向がある.

(2) 再付着点は時間的に上下流方向に変動しており，その変動幅は時間平均値の約40%程度であることを解明した.

(3) 段落ち部近傍における底面圧力は底面近傍の鉛直流速成分に 3%程度支配されており，再付着点付近においては 10%程度支配されていることを解明した.

(4) 段落ち部直角壁面では，水深変動と壁面圧力変動の相関係数は0.15〜0.4 と高い値を示す．これは，段落ち直角壁面部の圧力穴と水面との距離は，底面の圧力穴と比較して近いこと，およびこの領域は死水域となっており，乱流変動が相対的に小さいために水面変動の影響を相対

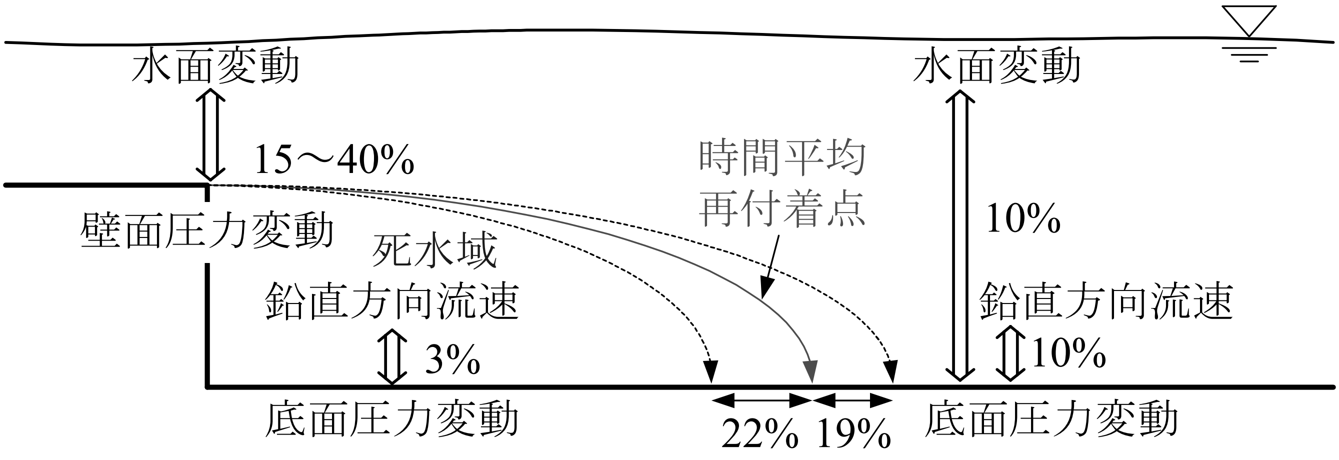


図-19 段落ち部周辺の乱流構造の模式図

的に高く受けることが原因と考えられる．一方，再付着点付近では水面変動が底面圧力を10%程度決定していることを解明した．

なお，上記の結論は本実験条件に限った場合のみに成立することなので，今後，フルード数，レイノルズ数，段落ち高さ，上下流水深比などを変化させてこれらのパラメータが乱流構造に及ぼす影響を解明する必要がある．

参考文献

1) 中川博次，辻本哲郎，清水義彦，村上正吾：堰の一被災機構としての護床工からの砂のぬけ出しによる空洞化の進行過程，第31回水理講演会論文集，pp.359-364，1987.
2) 川口広司，諏訪義雄，高田保彦，末次忠司：護床工下の河床材料の抜け出し及び下流跳水の非定常性と護床工の応答特性，河川技術論文集，第8巻，pp.243-278，2002.
3) 内田龍彦，河原能久，池田麻矢，渡邊明英：段落ち部下流の礫河床に作用する流体力とその変動に関する基礎的研究，第4回流体力の評価とその応用に関する講演集，pp.51-56，2007.
4) Eaton, J.K. and Johnston, J.P.: Low frequency unsteadiness of reattaching turbulent shear layer, *Turbulent Shear Flows*, Springer Verlag, Vol.3, pp.162-170, 1982.
5) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Experimental investigation on turbulent structure of backward-facing step flow in an open channel, *Journal of Hydraulic Research*, Vol.25, No.1, pp.67-88, 1987.
6) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulent structure of backward-facing step flow and coherent vortex shedding from reattachment in open-channel flows, *Turbulent Shear Flows 6*, pp.313-337, 1989.
7) 大本照憲，成合巧光，矢北孝一：相対的な再付着点距離の異なる階段状開水路流れの乱流構造，水工学論文集，第46巻，pp.517-522，2002.
8) Silveira Neto, A., Grand, D., Metais, O. and Lesieur, M.: A numerical investigation of the coherent vortices in turbulent behind a backward-facing step, *J. Fluid Mech.*, Vol.256, pp.1-25, 1993.
9) Le, H., Moin, P. and Kim, J.: Direct simulation of turbulent flow over a backward-facing step, *J. Fluid Mech.*, Vol.330, pp.349-374, 1997.
10) 中山昭彦，横嶋哲：開水路乱流予測計算における低レイノルズ数乱流モデルにおける有用性，土木学会論文集，No.628/II-48，pp.131-148，1999.
11) 中山昭彦，横嶋哲：開水路乱流予測計算における低レイノルズ数2方程式乱流モデルの実用性，土木学会論文集，No.684/II-56，pp.141-153，2001.
12) 横嶋哲：自由表面乱流への気液二層アプローチとその開水路乱流への適用，土木学会論文集 B，Vol.62，No.4，pp.419-436，2006.
13) 鬼束幸樹，秋山壽一郎，重枝未玲，尾関弘明，後藤伸一，白石達郎：平坦河床上に発生する弱跳水の水面変動および河床圧力変動の特性，水工学論文集，第51巻，pp.697-702，2007.

（2009年4月9日　受付）