

瀬の流速場と水面の時空間変動 に関する実験的研究

LABORATORY STUDY ON INSTANTANEOUS STRUCTURES OF FLOW VELOCITY AND WATER SURFACE AT RIFFLES

池田駿介¹・佐野貴之²・戸田祐嗣³

Syunsuke IKEDA, Takayuki SANO and Yuji TODA

¹ フェロー会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科

² 学生員 学士(工) 東京工業大学大学院 理工学研究科土木工学専攻

³ 正会員 学士(工) 東京工業大学助手 工学部土木工学科

(〒152 東京都目黒区大岡山二丁目12-1)

A series of laboratory tests was performed to study the hydraulic characteristics of riffles, in which space-time fluctuation of water surface, flow resistance and instantaneous flow field were measured by employing picture processing analysis and PIV.

It is found that both of spatial and temporal fluctuations of water surface take peak values at $H/d_{90} \approx 0.8$, at which the hydraulic jump occurs intensely. Manning's roughness coefficient varies with Fr and H/d_{90} due to energy loss associated with the hydraulic jump and the drag induced by large gravels.

On the other hand, the instantaneous turbulent flow structures are found to be closely associated with the water surface fluctuation. A region with negative Reynolds stress is found near the free surface behind large gravels.

Key Words : riffles, free surface, space-time fluctuation, instantaneous structures, PIV

1. はじめに

近年、河川環境、アメニティといった観点から瀬と淵に対する関心が高まっている。なかでも、瀬は河川の生物の生産の場として注目が集まり、その環境特性、水理特性に関する研究は次第に増加している。

瀬に関する既存の環境学的な研究として、生物相に関する現地調査^{1), 2)}が多数の河川で実施されており、瀬に生息する生物種や現存量などの基礎的な資料が蓄積されつつある。また水理特性に関しては、池内・山田³⁾による水面形の変化と抵抗則に関する研究や、京藤・福島⁴⁾による水深積分モデルによる水面波の解析などがある。その中で、河床形状をサイン波等で近似した場合の水面の基本応答特性が明らかにされている。一方、環境特性と同時に水理特性を計測したものは少なく、流れと環境との因果関係に関しては不明な点

が多い。そこで著者ら^{5), 6)}は先に現地観測を行い、景観上重要となる水面テクスチャと水理量の関係や付着藻類による一次生産特性を示した。しかしながら、底生生物の生活の場となる河床礫付近の流れや、河川水への酸素供給や景観にとって重要である水表面近傍の流れを捉えた例はなく、流れの時空間変動、微細構造は不明である。瀬の流れでは、流れが浅く河床面が複雑でその形状が無視できず、水面も時空間的に大きく変動するのが特徴となっている。

以上の背景を踏まえて、本研究では実河川と同様に複雑な河床形状を有する瀬を室内に再現し、現地観測で計測することが困難である瀬の流れの水面変動特性、抵抗特性、時空間構造を実験的に明らかにすることを目的としている。

2. 実験概要

流れの記述に用いる記号の定義を図-1に示す。

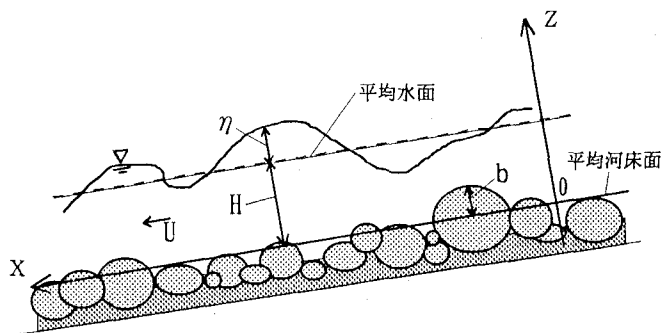


図-1 記号の定義

座標系は流下方向に x 軸、 x 軸に対して垂直上向きに z 軸をとり、平均河床面を $z=0$ とする。「平均水面」の z 座標を平均水深 H 、各位置での河床面の z 座標を b とする。ここでいう「平均水面」とは時間平均水面を計測対象区間にわたって平均した平面をさす。 η は「平均水面」を基準とした瞬間水位であり、 $\bar{\eta}$ (η の時間平均) と η' (時間平均からのずれ) の和で表現できる。

$$\eta = \bar{\eta} + \eta' \quad (1)$$

また河床面から時間平均水面までの高さを局所水深 h とする。

実験は東京工業大学水工学実験室の長さ 12m、幅 1.2m の循環式可変勾配型開水路を用いて行った。上流端より 2m 下流の地点から流下方向に 10m の区間にわたり、以下の点に配慮し選定した礫を大粒径の礫が偏在しないように敷き詰めた。

瀬の流れや水面変動は河床を構成する礫の大きさだけでなく粒度分布の影響を受けるため、流れを室内に再現するには、粒度分布の相似性について検討する必要がある。図-2 に東京都秋川の瀬の粒度分布と本実験で用いた河床材料の粒度分布を示す。粒径としては礫の長軸径 d (礫の最も長い軸に沿った長さ。それに直交する軸の最大長さを軸径と呼ぶ) を用いる。これらの粒度分布は面積格子法⁷⁾によるサンプリングを行い個数百分率で求めており、図の横軸は長軸径をそれぞれの最大長軸径 $d_{\max}$ (瀬 A 32cm, 瀬 B 40cm, 実験室 13cm) で無次元化して示している。以下、累積個数百分率 $p\%$ に対応する長軸径を d_p で表す。図より d_{80} 以上の粒径に関しては実河川の河床を良く再現していると言える。本実験で用いた礫は実河川に比べ d_{80} 未満の礫が少ない。しかし、大きな礫の周りでの水深や流速の空間的な変化が流れに及ぼす影響に比べて、小さな礫が粗度として流れに及ぼす影響は小さいと考え、河床の再現性として問題はないと考えている。また河床材料の代表長さとしては、先ほどと同様の理由より、流れにとって支配的なのは大粒径の礫であるとして、 d_{80} を用いることとした (本実験では $d_{80} = 6.5\text{cm}$)。

計測は、礫の敷設開始地点より 5.5m 下流の流れが十分発達した地点で、大きな礫 (長軸径：

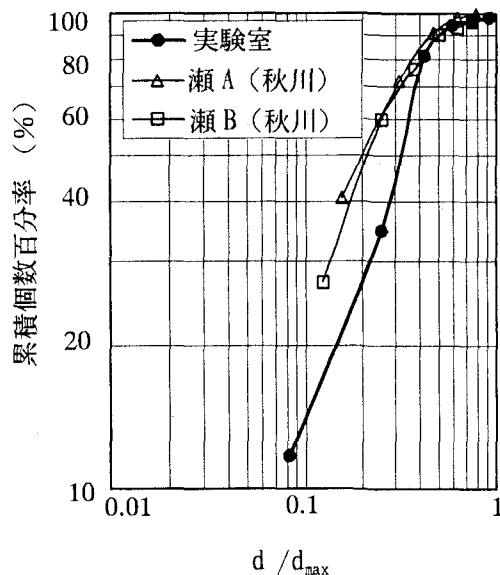


図-2 河床材料の粒度分布

7.8cm) の中心付近を通る縦断面を対象に行った。本実験のように時空間的に変動の大きな流れ場においては点計測によって得られる情報に限界があるため、空間的な連続データが得られるビデオカメラによる画像解析を用い、以下の2つの実験を行った。

(1) 実験 1

ここでは水面テクスチャーや流れの抵抗特性が水量によってどのように変化するかを明らかにすることを目的とする。次元解析の結果、流れを支配する独立な無次元量は Fr , H/d_{90} , We であった。そのうち本実験では Fr と H/d_{90} を $Fr; 0.35 \sim 0.85$, $H/d_{90}; 0.55 \sim 1.25$ の範囲で系統的に変化させた 40 ケースの実験を行い、水面の時空間変動、流れの抵抗則に対する検討を行った。ここに $Fr = U/(gH)^{1/2}$, $We = \rho HU^2/\sigma$, σ は表面張力である。本研究では We の相似性は再現できなかったために実際の瀬でしばしば見られる気泡混入による白濁は見られなかった。計測したのは水路流量 Q 、水位 η 、河床高さ b である。計測対象とした縦断面の平均流速 U は Q と H から単位幅流量を一定として求めている。水位 η の計測は以下の様に行った。まず水がレーザー光を散乱するように入浴剤を混合し、水路上方からレーザーシート (水面での厚さ $0.5\text{cm} \times$ 流下方向 60cm) を照射することにより、水中と大気中に明確な輝度の違いを作り出した。その領域を水路側方から CCD デジタルビデオカメラ (SONY(株)) で撮影し、デジタルビデオキャプチャボード (SONY(株)) を用い 5Hz で 20 秒間 (計 100 枚) の画像データを採取した。得られた画像データに対し輝度の絶対値とその空間勾配値の両方にしきい値を設けることで水面の位置を検出し、水位 η を決定した。

(2) 実験 2

ここでは、局所的な流れの変化や乱流構造と水

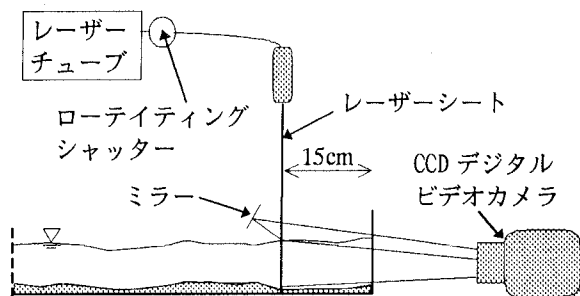


図-3 実験2の模式図

面変動の関係を明らかにすることを目的とした。実河川（秋川）の瀬と水理条件がほぼ等しい $Fr=0.48$, $H/d_{90}=1.0$ の場合において、縦断方向の鉛直面内で、画像解析を用いることにより流速場と水面の空間瞬間像の同時計測を行った（図-3）。

トレーサー粒子として直径 $200\ \mu$ 、比重 1.04 のポリスチレンビーズを大量に投入した。実験1と同様にレーザーシート（水面での厚さ $0.3\text{cm} \times$ 流下方向 30cm ）を照射し、水路側方から断面内のトレーサー粒子の挙動を撮影した。流速場と同時刻の水面形を得るために、計測断面の上方にミラーを傾けて設置し、そこに写った水面の像を同一画像内に取り込んだ。水位の決定法は実験1と同様である。

流速場の算定手法には PIV⁸⁾ を用いた。PIV を用いてトレーサー粒子の追跡を行うためには同一の粒子を2回以上撮影する必要があるが、本研究の対象とする流れ場は3次元性が強いためにトレーサー粒子がレーザーシートを突き抜けやすい。そのためローテティングシャッターを用いてレーザーシートを $1/120$ 秒間隔の高速パルス状にし、トレーサー粒子を1フィールド画像内に2回撮影した。1枚のフィールド画像にPIVを適用する場合、あるテンプレートにとって自分自身が最も相互相関値の高い地点となるため、相互相関値の2番目のピーク地点を検出することで瞬間流速ベクトルを決定する。周囲の流速と著しく大きさが異なるものは過誤ベクトルとして除去し、データの欠落点には周囲の流速ベクトルとの距離の逆数を重みとして補間を行った。

3. 実験結果

(1) 実験1

水面の空間変動が激しくなる $Fr=0.4$ 付近から、河床の大きな礫の上部での局所 Fr は1を越えており、常流と射流が混在した流れが形成されていた。ここでいう局所 Fr とは単位幅流量が一定であるとして局所水深 h から算出した値である。

a) 水面の時空間変動

以下、 $\bar{\eta}$ の R. M. S. を「空間変動」、 η' の R. M. S. の空間平均値を「時間変動」と称し、それぞれ $\bar{\eta}_{\text{RMS}}$ 、 $\langle \eta'_{\text{RMS}} \rangle$ と記す。

H/d_{90} 軸に対するそれらの値の変化を図-4に示す。図中、 Fr の範囲によって描点の記号を変えている。空間変動、時間変動ともに、 $H/d_{90} \approx 0.8$ 付近でピーク値を示している。これは H/d_{90} がこの付近を越えると、礫を乗り越える流れの慣性力に比べ水面を平らにしようとする重力の作用が卓越してくるためと思われる。一方、 H/d_{90} が小さいと、礫を乗り越える流量に対し回り込む流量が相対的に大きくなっていくため、鉛直方向の水面変動は抑えられる。また同一の H/d_{90} においては、 Fr の増加に伴って水面の空間変動値、時間変動値が増加することがわかる。これは礫背後での跳水が Fr の増加に伴って激しくなることに起因している。もしさらに Fr 数が増加すれば全体的に射流となり、跳水が生じなくなって水面の空間変動は減少するであろうと推測されるが、本実験の範囲においてはその様な顕著な傾向は見られなかった。今後、より Fr が大きい流れについての計測が必要である。

b) 抵抗特性

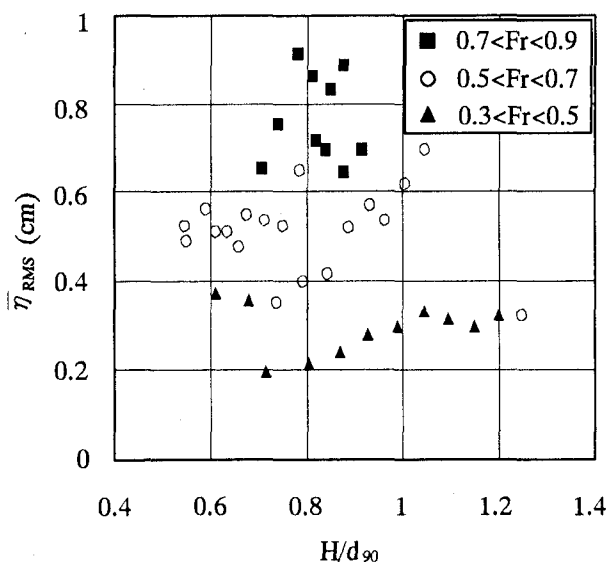
H/d_{90} に対する Manning の粗度係数 n と、抵抗係数 $C_f (= (U_*'/U)^2, U_*'$: 摩擦速度) の変化を図-5に示す。

まずの Manning 則の適用性を検討する。粗面水路の乱流において流速分布が対数則で表される範囲では、Manning の粗度係数は河床材料の粗さで決まる k_s (相当粗度) と H/k_s によって一意的に定まる。そして H/k_s が大きいときは実用上 k_s のみの関数としてよい⁹⁾。しかし H/k_s が小さな流れでは Manning 則は適用できないとされており、本実験でも n の値は一定とならなかった。その原因を H/d_{90} 、 Fr の観点から考察する。はじめに H/d_{90} が十分大きな流れから徐々に水深を下げていく場合を考える。 H/d_{90} が小さくなるにつれて、断面平均流速は小さくなる。流速分布として対数則が成立する範囲では、断面平均流速が小さくなる効果は Manning の平均流速公式中の水深 H によって考慮されているが、 H/d_{90} が1程度にまで小さくなると対数則は成立せず、礫周りの圧力差による形状抵抗の効果を大きく受けた流速分布となる。その結果 n が大きく見積もられたと考えることができる。また Fr に関しては、 $Fr=0.5$ を越えるあたりから急激に大きくなっている。これは Fr の増加に伴い跳水が強くなり、それによるエネルギーロスが大きくなったためと考えられる。

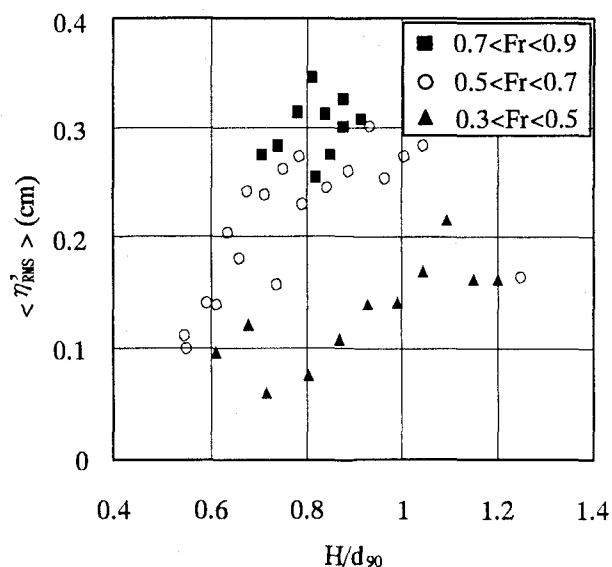
次に抵抗係数は、 n と同様に H/d_{90} が小さく、 Fr が大きいほど大きな値を示す。このような相対水深の小さな礫質河川の抵抗則として、Bathurst¹⁰⁾ の提案した次式が知られている。

$$\frac{1}{\sqrt{C_f}} = \frac{U}{U_*'} = 10.57 \left(\frac{R}{d_{84}} \right)^{2.34} \left(\frac{B}{H} \right)^{7(\lambda_1 - 0.08)} \quad (2)$$

ここに、 R : 径深、 d_{84} : 84% 中軸径、 B : 水面幅、 λ_1 :

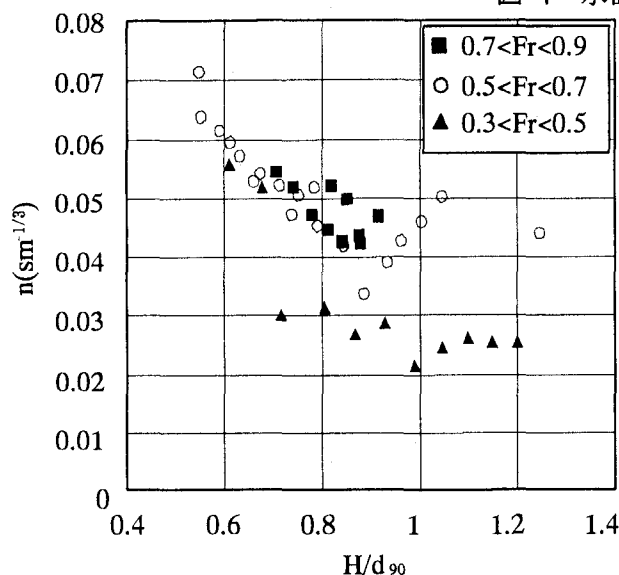


(1)空間変動

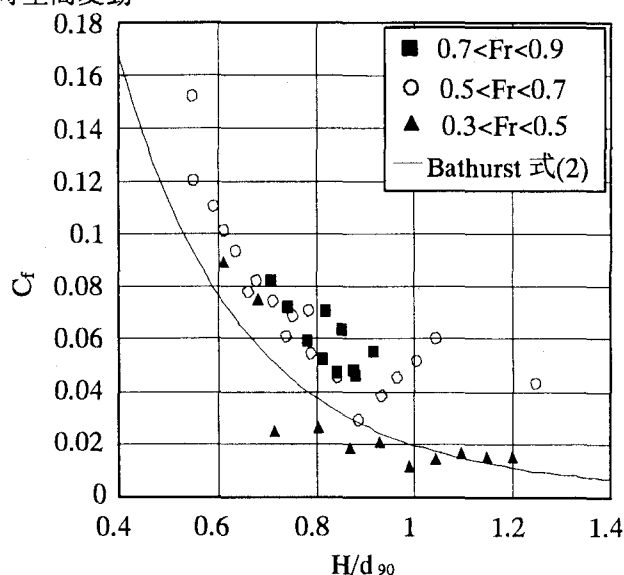


(2)時間変動

図-4 水面の時空間変動



(1)Manningの粗度係数



(2)抵抗係数

図-5 抵抗特性

粗度要素の密度。図-5(2)中には式(2)が実線で示されており、 H/d_{90} に対する変化の傾向は本実験値とよく一致している。しかし絶対値が Fr に関してばらついている。これは式(2)では相対粗度による抵抗の変化は考慮されているが、水面変動の増大による抵抗の増加（主に Fr の効果）が考慮されていないためだと推察される。

(2) 実験 2

a) 時間平均流の空間分布

図-6(1), (2), (3)にそれぞれ時間平均流速, Reynolds 応力, 時間平均渦度の空間分布を示す。Reynolds 応力, 時間平均渦度のコンター図は正の値を実線で, 負の値を破線で示してある。

時間平均流速場は, 水面形状と河床形状に対応した空間変化は見られるが, 水深中央付近ではほぼ一様な流れとなっている。

Reynolds 応力については, 水深の中央付近より底面側では正の Reynolds 応力を生じる領域が広

く, 逆に水面側では負の Reynolds 応力を生じている領域が広がっている。特に河床の大きな礫の上部から背後 ($x=4\sim 10$ cm 付近) にかけては正の Reynolds 応力が, 水面波形が上昇する付近 ($x=11\sim 16$ cm 付近) の下方では負の Reynolds 応力が顕著である。底面側の正の Reynolds 応力は河床礫とのせん断, 大きな礫の背後に生じる剥離に起因するものであり, 水面側の負の Reynolds 応力は跳水に伴って水深中央付近の流速の大きな領域から水面波形の山の部分への運動量輸送によるものと思われる。

時間平均渦度では, 大きな礫の背後 ($x=7\sim 13$ cm 付近) に正 (反時計回り) の渦度が集中している。これは, 流れと大きな礫とのせん断によって作られた正の渦度が, 礫背後の剥離領域に集積しているものと思われる。大きな礫の上部から背後にかけて ($x=0\sim 13$ cm 付近) の水面近傍に広がる負の渦度の成因は以下の様に考察できる。水と大気の

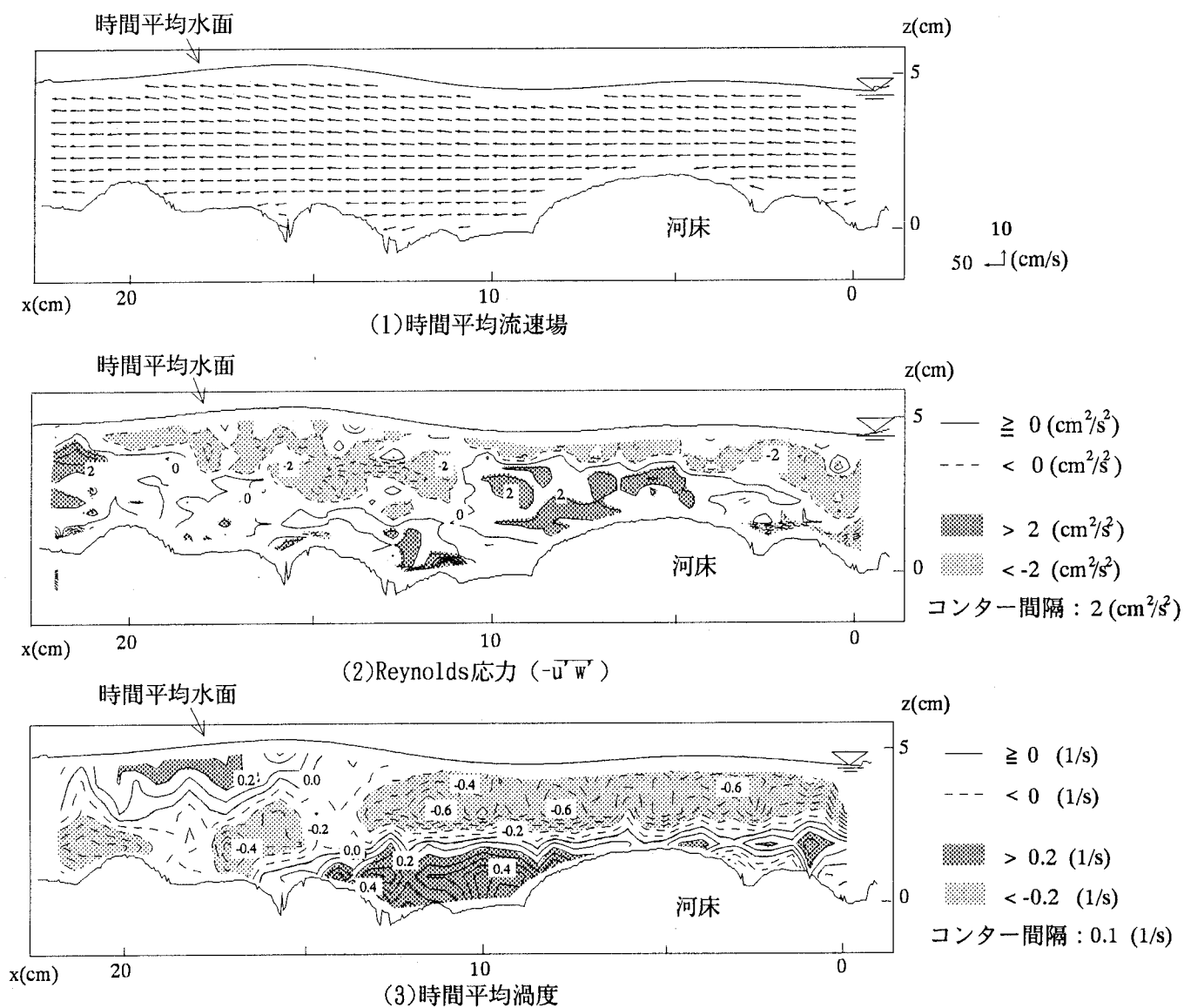


図-6 時間平均流れ場

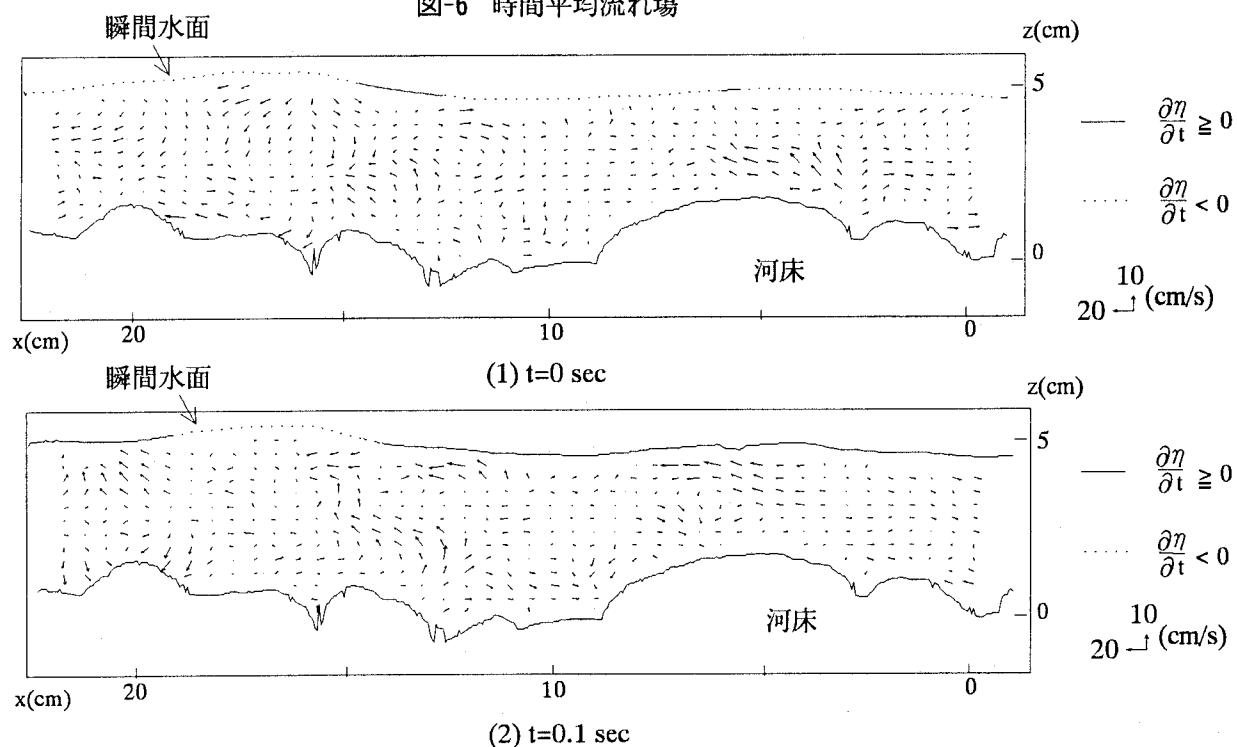


図-7 瞬間流速場

境界面である水表面においては大気の粘性を無視できるため、水表面の接線方向のせん断力は0としてよい。従って、水面が曲率を持つ流れでは、水面直下の水粒子が水面の流速に追従できるように渦度が生成され、それは水面の曲率、流速が大きくなるほど強くなる¹¹⁾。本実験の対象とする流れ場では、水面が下に凸の場合に負の渦度が作られる。水面形は跳水の前面で、つまり大きな礫の上部から背後にかけて強く下に凸となっており、流速も大きいと顕著な負の渦度が作られ、それらが礫上部の自由水面近傍に現れたものと考えられる。

b) 瞬間流速場と水面形

図-7に、各地点での時間平均流速からの瞬間変動流速ベクトル図と同時刻の水面形状を示す。(2)は(1)の0.1秒後のものである。図中の水面形状の実線部では水面が時間的に上昇($\partial \eta / \partial t \geq 0$)しており、破線部では下降($\partial \eta / \partial t < 0$)している。時間平均流では一様であった水深中央付近も、複雑な乱流構造を有していることがわかる。(1)において礫の前面($x=4\text{cm}$ 付近)から生じた上昇流が、(2)では水面($x=6\text{cm}$ 付近)にまで達している。(1)で $x=13\text{cm}$ 付近にみられた上昇流が(2)では強くなっている。しかし、両時刻間における乱流構造の移流過程は明確ではない。これは河床礫から放出される剥離渦は間欠性、3次元性が強く、流れ場全体も他の河床礫からの乱れや跳水の非定常な運動の影響を受けるため、わずかな時間の間にも乱れの構造が大きく変化する事を示している。これらを明らかにするためには、より高周波で3次元計測が必要である。水面変動と水面付近の乱流構造に関して、水面が上昇する付近((2)の $x=6\text{cm}$, 20cm 付近)では上昇流が生じており、逆に水面が下降する付近((1)の $x=1\text{cm}$, 16cm 付近)では下降流が生じ、水面の運動と水面付近の乱流構造に高い相関が見られた。

4. 結論

- 1) 瀬の水面変動の大きさは時間的にも空間的にも $H/d_{90}=0.8$ 付近にピークを持つ。また水面の空間変動は、 $Fr=0.8$ 程度までは Fr の増加とともに大きくなる。
- 2) H/d_{90} が1程度の流れにManning則を適用した結果、本実験の範囲においては H/d_{90} は小さいほど、 Fr は大きいほど、 n が大きくなることがわかった。
- 3) H/d_{90} が1程度の流れにおける抵抗係数は、 H/d_{90} だけでなく Fr の効果も考慮すべきであることが示唆された。
- 4) 瀬の流速は河床形状や水面形状に応じて、空

間的に変化しており、河床の大きな礫背後では正の Reynolds 応力が、時間平均水面波形が上昇する付近の下方では負の Reynolds 応力が生じており、大きな礫の近傍で流れの構造が大きく変化する。

- 5) 時間平均渦度の空間分布では大きな礫の背後に正の渦度が、跳水前面の自由水面近傍には負の渦度が生じている様子が捉えられた。前者は河床礫と流れのせん断により生じ、後者は自由水面の曲率に起因するものと思われる。
- 6) 瀬の流れと水面形の瞬間像より、自由水面の上昇・下降に対応して、流体内部でも上昇流・下降流が生じている様子が捉えられた。

謝辞：本研究は基盤研究(B)(2)（課題番号：07455195、研究代表者：池田駿介）の補助を受けている。記して謝意を表します。

参考文献

- 1) 土屋十朗, 佐藤一夫, 岩永勉ほか：いきものの生息環境を考慮した河川改修と生物相に関する調査, 水工学論文集, 第40巻, pp.175-180, 1996.
- 2) 山下彰司：北海道河川の魚類生息調査について, 第2回 河道の水理と河川環境シンポジウム論文集, pp.21-27, 1995.
- 3) 山田正, 池内正幸, 堀江良徳：不規則底面を持つ開水路流れに関する研究, 水工学論文集, 第28巻, pp.149-155, 1984.
- 4) 京藤敏達, 福島雅紀：波状底面を持つ開水路流れの安定性と河川早瀬の波, 土木学会論文集, No.539/II-35, pp.69-78, 1996.
- 5) 池田駿介, 戸田祐嗣：瀬の水理特性に関する現地観測, 水工学論文集, 第40巻, pp.901-906, 1996.
- 6) 池田駿介, 戸田祐嗣, 佐野貴之：瀬の空間構造と環境特性に関する現地観測, 水工学論文集, 第41巻, pp.277-282, 1997.
- 7) 河村三郎, 小沢功一：山地河川における河床材料のサンプリング方法と粒度分布, 土木学会誌, Vol.55(2), pp.53-58, 1970.
- 8) 池田駿介, 金沢稔, 太田賢一：可撓性を有する沈水性植生層上の組織渦の三次元構造と穂波の発生, 土木学会論文集, Vol.515, pp.33-43, 1996.
- 9) Chow, V. T. : *Open-Channel Hydraulics*, McGraw-Hill, 1959.
- 10) Bathurst, J. C. : Flow Resistance of Large-Scale Roughness, *Proc. ASCE*, Vol.104, No.HY12, pp.1587-1603, 1978.
- 11) Batchelor, G. K. : *An Introduction to Fluid Dynamics*, Cambridge University Press, 1967.

(1997. 9. 30. 受付)