

東北大学工学部 正会員 岩崎 敏夫
八戸高専 正会員 ○田中 博通

1. まえがき

河床波の発生・発達に関する研究方法として従来、水理量と物理量との関係を実験的・解析的に明らかにしたもののや安定理論解析によるものや可視化手法を用いたものがある。河床波の形成が流れの構造によるものとするれば可視化法は複雑な現象を理解し解明する上で有力な方法である。本研究は砂漣モデル上の流れを可視化し、流況や後流渦のスケール及び再付着点を求め考察したものである。平均流速分布及び形状抵抗を求める上でこれらの値は重要である。

2. 実験方法

実験水路は長さ8.0 m、幅39.4 cmの開水路を用い、下流端から4 m上流まで図-1に示した波長15.1 cm、波高1.75 cmの塩ビ板製で均一な河床波モデルを敷き詰めた。この河床波モデルは波長、波高、実験条件より砂漣を模擬したものである。流速測定には熱線流速計(DISA社製)を用いた。可視化においてトレーサはアルミ粉(ポスターカラー)を洗剤で分離したものをを用い1波長上流の河床波の下面から緩やかに注入した。スリットはスライドプロジェクターを使い側面から撮影した。撮影はモータードライブ付きカメラを用い、絞りはF4(105 mm)、シャッタースピードは流速との関係から1/15, 1/30, 1/60とした。コマ送りは0.30秒である。現像はASA3200まで増感現像した。実験条件は表-1に示すように6ケースである。

3. 結果及び考察

図-2にCase 1の平均流速分布を示す。クレスト下流において発生した渦により底面では逆流が生じている。この逆流の流速は比較的小さい。図-2には同時に乱れ強さと平均流速で無次元化した相対的乱れ強さを示した。これから、クレスト下流底面付近では相対的な乱れ強さは大きくなるが乱れ強さそのものは大きくない。クレスト下流に発生した渦の上面から主流との境界面にかけて乱れ強さは大きくなる。

写真-1はCase 3の連続写真である。クレストから次々に渦が発生し、斜め下流に進み成長する。その渦は前の渦と合体する場合もあるし、単独で成長する場合もある。ただし、単独渦となる確率は低い。2つの渦が合体する場合、この2つの渦を取り巻く循環が形成される。渦はすべて反時計方向(写真に向って)に回転している。渦が連続的に存在すると主流は渦の上面に沿って流れ、渦と渦の間に間隙があると主流はそこに流れ込む。クレスト下流に発生した渦のスケールは流下方向に長い楕円形である。表-2に写真より読み取った渦のスケール

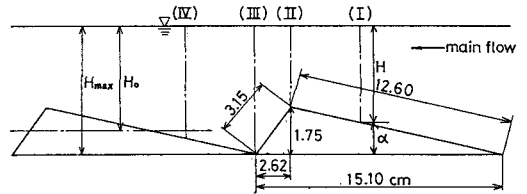


図-1 砂漣モデル

表-1 実験条件

CASE	Q (cm ³ /s)	H_0 (cm)	$\bar{u}$ (cm/s)	Fr	R (cm)	I	u_m (cm/s)	備考
1	2796	5.18	13.70	0.192	4.10	$1/826$	2.21	5P 1/30
2	6762	5.68	30.22	0.405	4.41	$1/245$	4.20	1/60
3	4478	7.18	15.83	0.189	5.26	$1/580$	1.81	1/15
4	10920	7.48	37.05	0.433	5.42	$1/82$	8.05	1/30
5	6510	9.38	17.61	0.184	6.35	$1/950$	2.56	1/15
6	16195	9.58	42.91	0.443	6.45	$1/52$	6.45	1/30

$$\bar{u} = \frac{Q}{BH_0}, \quad Fr = \frac{\bar{u}}{\sqrt{gH_0}}, \quad R = \frac{BH_0}{B+2H_0}, \quad u_m = \sqrt{gRI}$$

(B = 39.4 cm)

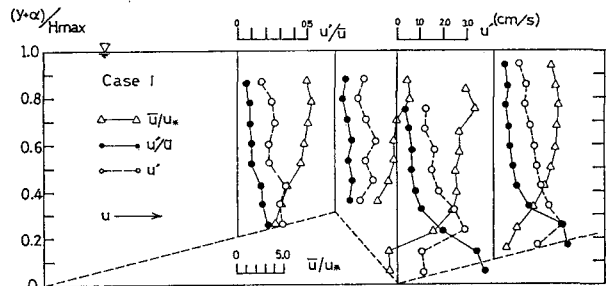


図-2 平均流速分布と乱れ強さの分布

ルの平均値を示す。渦の水深方向のスケール (D_y) は河床波高 (Δ) と同程度となり、渦の流下方向のスケール (D_x) は $1.5\Delta \sim 1.7\Delta$ となった。渦のスケールは水深、フルード数にあまり関係しない。写真-2は渦が連続的にある場合の背面上の流況であり、写真-3は渦の連なりが短い場

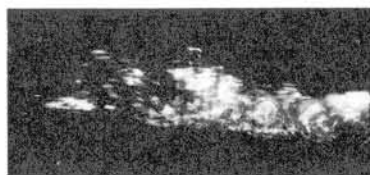


写真-2 背面上の流況 (Case 2)

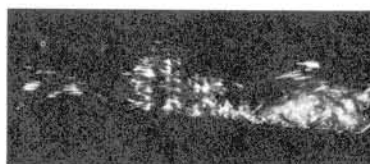


写真-3 背面上の流況 (Case 2)

合の背面上の流況である。主流は渦上面に沿って流れることがわかる。写真-3より主流が底面に達した所で上昇流が生じている。この程度の相連は主流の流入角度により、流入角度が大きい程激しい上昇流を生じる。また、上昇流は渦がかなり水深方向に発達し河床波高よりも大きくなった所に主流が衝突した時にも観測された。主流が底面に達した所を再付着点とするとRaudkivi²⁾による再付着点における粒子の激しい動揺はこの上昇流によるものと考えられる。再付着点の長さは渦の存在の仕方にも影響され、連続的にあれば長くなり(写真-2)、連なりが短ければ短くなる(写真-3)。表-2に写真より読み取った再付着点の長さ(クレスト下流端から)の平均値を示してある。これより、水深が大きくなれば再付着点の長さも若干長くなる傾向があるが、フルード数にあまり関係しないといえる。また、再付着点の長さの平均値は $2.6\Delta \sim 3.5\Delta$ (クレストから $4.1\Delta \sim 5.0\Delta$) となり、Raudkiviはクレストから 5.2Δ を得ている。図-3は再付着点の長さの度数分布である。これより、中央にピークを持つ分布となり再付着点の長さも統計的な値となる。再付着点より下流の流況は上流の渦による波動も減衰し、クレスト近くでは境界層流れとなる。

4. おわりに

可視化により以上のような結果を得たが、今後更に定量的把握を進め検討していきたい。

最後に本研究を行なうに当り協力された北山和人氏(大豊建設)、熊沢誠智氏(深浦町役場)、渋谷博文氏(鉄建建設)、杉沢健一氏(十和田市役所)、山中力(パシコン技術管理)の諸氏に感謝します。

<参考文献>

- 1) 上野鉄男・宇良正; 砂の連なりと砂堆の発達過程に関する実験的研究, 土木学会論文集, No. 318, 1982
- 2) A.J. Raudkivi; Bed forms in alluvial channels, J. Fluid Mech., Vol. 26, part 3, 1966

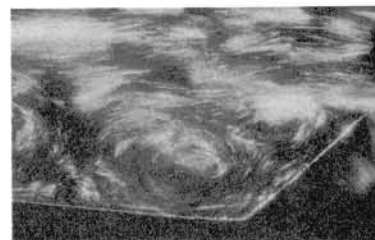


写真-1 クレスト下流の流況 (Case 3)

表-2 渦のスケールの平均値と再付着点の長さの平均値

CASE	$\bar{D}_x$ (cm)	$\bar{D}_y$ (cm)	$\bar{L}_r$ (cm)
1	3.0	1.8	4.6
2	2.8	1.8	5.1
3	2.7	1.7	5.6
4	2.8	1.8	5.4
5	2.7	1.8	6.1
6	2.9	1.8	5.5

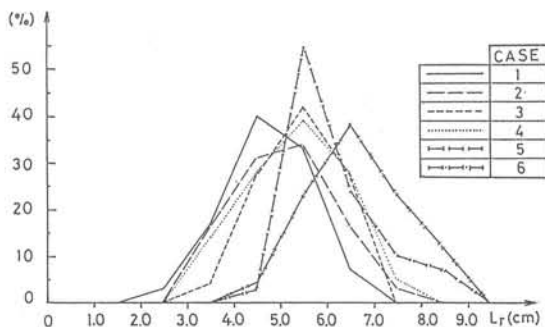


図-3 再付着点の長さの度数分布