

河床波上の流れと粒子の浮遊機構

京都大学防災研究所 正員 芦田 和男

京都大学防災研究所 正員 藤田 正治

五洋建設 正員 〇向井 健

住友建設 正員 藤坂 賢治

1. はじめに 河床波上の浮遊砂量を算定するためには、河床波上の粒子の浮遊機構を明らかにする必要がある。また、河床波が存在すると流れは流下方向に非一様になり、平坦河床の場合と異なり、粒子に作用する力や粒子の運動特性が流下方向に変化すると考えられる。本研究は、河床波上の乱流計測と粒子の浮遊軌跡の高速ビデオ撮影から、これらの点について検討するものである。

2. 実験の概要 実験水路は、長さ 8 m、幅 20 cm、勾配 1/389 で、河床には粒径 0.5 mm の砂で形成した波高 0.6 cm、波長 13.7 cm、波形勾配 1/20 の人工的な砂堆がセメントで固定されている。粒子の浮遊機構を明らかにするために、ポリスチレン粒子（粒径 1.42 mm、比重 1.05、沈降速度 1.88 cm/sec）を上流から供給して、水路横方向から高速ビデオ撮影した。また、乱流計測を行うために、トレーサー（粒径 0.5 mm、比重 1.04、沈降速度 0.56 cm/sec）を上流から供給して撮影した。撮影に際し、上流から水路中央部で横断方向に 4 cm の幅にスリット光を照射した。実験は、単位幅流量 $q = 175 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 、平均水深 $h = 5.08 \text{ cm}$ 、平均摩擦速度 $u_* = 3.58 \text{ cm/sec}$ の条件のもとで行った。

3. 河床波上の乱流特性 河床波上の流れでは、鉛直方向の平均流速および乱れ強度が流下方向に非一様で空間的に分布する。座標系は、ワレストとワレストを結ぶ流下方向に x 軸、鉛直方向に z 軸とする。図 1 に鉛直方向の平均流速の流下方向の分布を示す。河床付近や水面付近では境界に沿った流れが生じており、図に示すように非一様でなく流下方向に非一様性を示している。従って、粒子の浮遊運動を考える時に、鉛直方向の平均流速の影響も考慮する必要がある。図 2 に河床付近の鉛直方向の乱れ強度の流下方向の分布を示す。図中には、トレーサーから求めたものと、粒子の浮上速度の確率密度の分布形から逆算して求めたものの両者も示している。また、板倉らの実験結果¹⁾も示している。この図から、再付着点付近で乱れ強度が最も大きく、ワレストにかけて減少することがわかる。これより再付着点付近では大きな上昇流が発生していると思われる。水路床から染料（ローダミン B）を流下方向に 3ヶ所（ワレストの上流 1.1 cm、トラフの下流 0.8 cm および 6.0 cm）から注入して上昇流の可視化を行ったところ、上昇流ははく離領域を除く

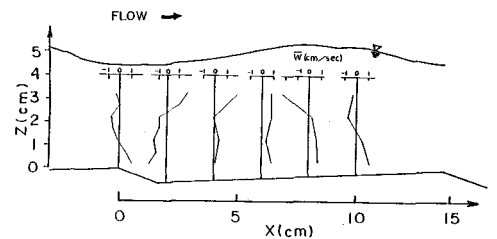


図 1 鉛直方向の平均流速

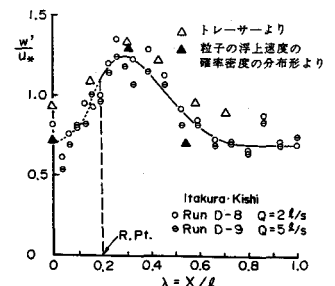


図 2 河床付近の鉛直方向の乱れ強度

Kazuo ASHIDA, Masaharu FUJITA, Ken MUKAI, Kenji FUJISAKA

てどの位置からとも発生している。また、上昇流の発生周期 T_0 は無次元表示で $\frac{T_0 U}{h} = 1.3 \sim 1.8$ (U : 流下方向の最大流速) であり、この値は筆者が行った平坦粗面河床上での実験結果²⁾と同程度である。図3に上昇流の上昇速度 ($w - \bar{w}$) とそのラグランジュ的継続時間 t_1 の関係を乱れ強度と水深で無次元化して示す。両者の間にはかなりばらつきがあるが、 $\frac{t_1 w}{h}$ の値は筆者が行った平坦河床上での実験結果²⁾とほぼ同じ値の範囲にある。また、 t_1 の値の場所による顕著な相異は見られない。なお、上昇流の流下方向のスケールは平均すると1波長の2割程度であり、上昇流の継続時間は河床波の波長の影響をそれほど受けてないものと考えられる。このように、河床波上の流れは河床形状や水面形状のために流下方向にも非一様であり、とくに再付着点付近では鉛直方向の乱れ強度が大きく、大きな乱れが発生している。

4. 粒子の浮遊運動 粒子が浮遊運動する時に粒子に働く外力を粒子の軌跡と次式に示す運動方程式とから調べる。 $\frac{\pi}{6} d^3 \frac{dw}{dt} = F_D + F_L + \frac{1}{2} \frac{\pi}{6} d^3 \rho \left(\frac{dw}{dt} - \frac{dw_p}{dt} \right) - G$ ここに、 ρ は粒子および流体の密度であり、 w_p , w は粒子および流体の鉛直方向の流速であり、流体力 F_D 、揚圧力 F_L 、水中重量 G は、 $F_D = \frac{1}{2} C_D \rho |w - w_p| (w - w_p)$, $\frac{\pi}{6} d^2$ ($C_D = \frac{24}{Re}$), $F_L = \frac{\pi}{6} d^3 \rho \frac{dw}{dt}$, $G = \frac{\pi}{6} d^3 (\rho - \rho_f) g$ でそれぞれ与えられる。図4に再付着点から浮上した場合の流体力、揚圧力および粒子の存在高さの時間変化の一例を示す。この図より、河床の粒子に作用する揚圧力は初期に大きくその後急激に減少して0になるが、その後粒子は流体力によって浮遊運動をする。これは平坦

河床上の粒子の浮遊機構と同じである。図5に粒子の浮上後 $F_L < 0$ になるまでの F_L の平均値 F_{L0} の分布を場所別に示す。再付着点に存在する粒子に働く揚圧力 F_L が最も大きく、クレストにかけて減少する。このため粒子の初速度および初期浮上高さも再付着点で最大となり、クレストにかけて減少する。このように、河床波上の粒子の浮遊機構は基本的には平坦河床の場合と同じであるが、河床波が存在すると河床付近の揚圧力の分布、鉛直方向の平均流速や乱れ強度の分布が流下方向に変化するため、河床を離脱する位置によって河床粒子の浮遊特性はかなり変化する。また、粒子の存在する位置によって粒子に作用する流体力の分布は変化すると考えられるので、その検討が必要である。

5. おわりに 本研究は2次元的に取り扱える河床波を対象にしたものであるが、3次元性の強い河床波に対しては、それについての考察が必要である。

参考文献 1) 板倉・森・岸; 第35回年次学術講演会概要集, 1980, pp. 320 - 321

2) 芦田・藤田・向井; 昭和59年度関西支部年次学術講演会概要集

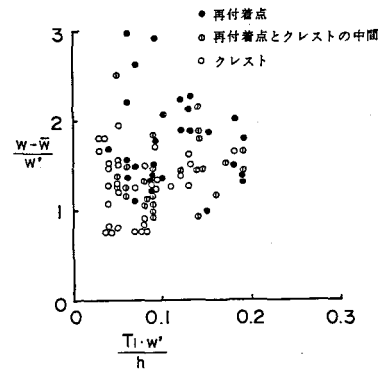


図. 3 上昇流の上昇速度とそのラグランジュ的継続時間

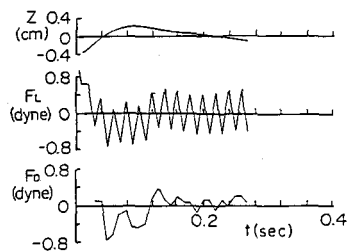


図. 4 揚圧力、流体力および存在高さの時間変化の一例

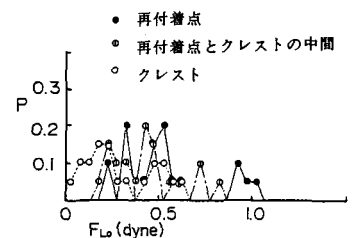


図. 5 F_{L0} の場所別頻度分布