

波状底面上の anti-dune type の流れに形成される粗粒渦

九州大学工学部 正員 松永 信博

九州大学工学部 学生員 並川 正

九州大学工学部 正員 小松 利光

1. まえがき

砂連上の流れと乱れの構造を明らかにすることは、底質の浮沈機構の解明や浮流砂量の推定に重要である。そこで、我々は波状底面をもった開水路流の乱れ特性を種々のフルード数に対して系統的に調べてきた。^{1),2)} 波状底面をもった開水路流は、自由水面の形によって dune type, anti-dune type, chutes & pools type に分けられる。今回は、特に anti-dune type の流れに限り、流れと乱れの特性について報告する。

2. 実験方法および実験条件

今回用いた水路は、全長 12 m、幅 15 cm、深さ 30 cm で、水路床勾配を 20/1000 で自由に変えることのできる開水路である。上流側 6 m には、助走区間として平坦固定床を設置した。一方、下流側には波長 22 cm、波高 1.0 cm の正弦波を 24 波設置した。固定床はすべて石こう製である。波状底面の峰の位置で基準圧との差を測定し、全体的な水面勾配を求めた。それが水路床勾配とほぼ等しくなる区間(波状部上流端より波長下流)を測定区間に選り、固定床の 1 波長にわたって流速測定を行った。測定には、2 方向 X 型ホット・フィルム流速計を用い、図-1 に示すように 1~9 の位置

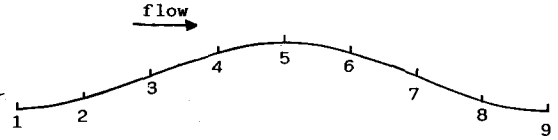


図-1 流速測定位置

で水平方向と鉛直方向の流速を測定した。実験条件は、水路床勾配 8/1000、単位幅当りの流量 21.9 cm²/s、平均水深 3.19 cm、Froude 数は 1.20 であった。流速計からの出力は、デューレコーダに収録され、サンプリングタイム 8/500 秒、サンプリング回数 8192 個で A/D 変換された。

3. 実験結果および考察

図-2 に平均流速の鉛直分布と水面形を示す。流れが射流であるため水面形は底面とほぼ同位相である。平均流速は底面のごく近傍で急激な勾配をもち、その近傍を除いた水深全体にわたってほぼ一様な速度勾配をもった流れが形成される。谷部では遠心力が底面方向に作用するため、流体粒子は底面に押し付けられ底面摩擦が増大する。このため自由水面と底面付近との速度差が大きくなり、谷部では速度勾配が増大する。一方、峰付近では、それとは逆に遠心力が鉛直上向きに作用するため、流体粒子に作用するせん断応力が減少し一様な流速分布に近いものとなる。底面に作用する圧力から静水圧を取り除き、遠心力によって生ずる谷と峰における圧力の差を ρU_m^2 で無次元化しにところ、

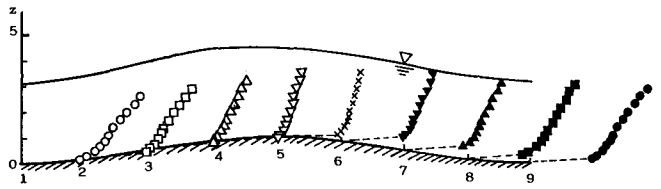


図-2 平均流速分布

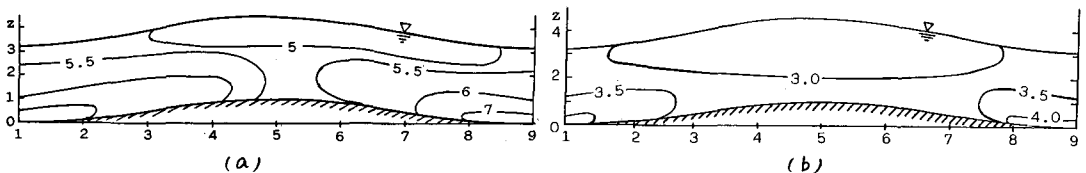


図-3 乱れ強度の空間分布(単位 cm/s): a) 水平方向の乱れ強度 b) 鉛直方向の乱れ強度

1.1×10^2 という他の二つのタイプの流れに比べてかなり大きな値をとった。これは、水面形が底面と同位相で氷架がほぼ一樣であるため、流れがほとんど加速・減速の効果を受けず、峰付近における遠心力の効果が増えられ付いたためであると考えられる。

図-3 (a), (b) に主流方向の乱れ強度と鉛直方向の乱れ強度の空間分布を示す。乱れ強度は底面近傍の谷部で大きく峰では比較的小さい値をとる。乱れは空間的にほぼ対称な分布を示すが、dune type の流れのように底面に平行に走る等値線が見られないことより、底面と水表面の影響を受けずい乱れの層 (constant core) は形成されないことがわかる。

図-3 (a), (b) の空間分布はほぼ相似で、水平方向の乱れ強度が鉛直方向のそれの約二倍の値をとることから、局所的に遠心力の作用を受ける流れにおいても、壁面せん断流独自の特徴が認められる。

図-4 に流れの積分長さスケールの鉛直分布を示す。

ここで、 l は局所的対水深であり、 l は主流方向の乱れの自己相関に基づいて算定されている。積分スケールには、かなりのばらつきが見られるが、壁面近傍では $l/h = 0.7$ の値をとる。流れ場全体においては、積分スケール程度の渦は平均流速勾配に応じて局所的な伸縮をくり返しながらか下するものと考えられる。

図-5 に Reynolds 応力の鉛直分布を示す。一般に平板壁面乱流においては、Reynolds 応力の鉛直分布は壁面近傍で最大値をとり、その後単調に減少するが、曲面に沿って流れる anti-dune type の流れにおいて Reynolds 応力分布は、壁面近傍で最大値をとって後減少し、極小値をとることが壁から谷にかけて明瞭に認められる。その極小値を連ねた線と点線で示している。Reynolds 応力が極小値をとる位置は峰付近から発生し、一波長間に水深程度にまで達する。

図-6 に Reynolds 応力が極小となる位置における代表的な流れのスペクトルと $\overline{u'v'}$ のコスペクトルを示す。これによると 0.25 Hz 付近にエネルギーの卓越が見られる。このエネルギーの卓越は、図-5 の点線に沿って特に明瞭に現われる。また、その卓越周波数における Reynolds 応力への寄与も大きい。これらのことから、主流によって峰背後に形成された組織渦は、0.25 Hz で放出される凹面に沿って流下しながら発達することがわかる。そして、この組織渦の存在のために、放出周波数における Reynolds 応力への寄与は大きい。主流が流下しやすくなり、その結果組織渦が流下する道における流れ全体によって生ずる Reynolds 応力は小さくなる。

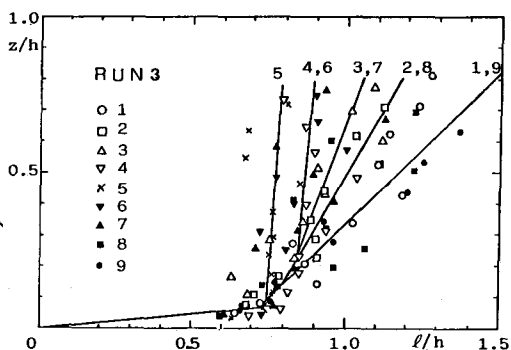


図-4 積分長さスケールの鉛直分布

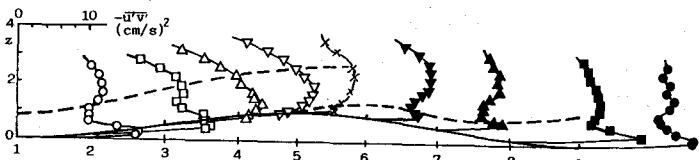


図-5 Reynolds 応力の鉛直分布

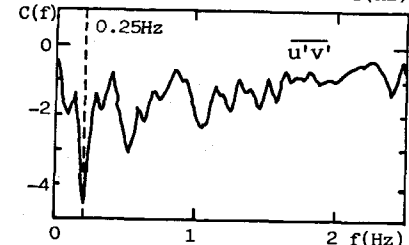
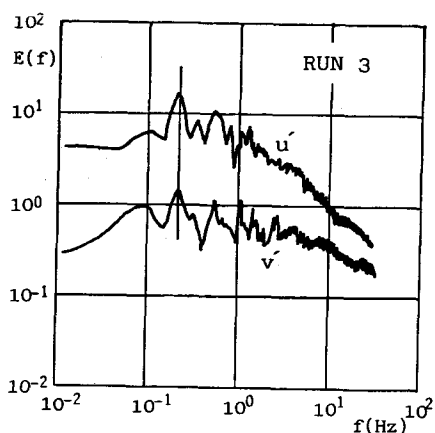


図-6 Reynolds 応力が極小となる位置におけるエネルギー・スペクトルと $\overline{u'v'}$ のコスペクトル

<参考文献> 1) 松永信博等: 第40回年講 pp. 585-586, 2) 松永信博等: 第30回水理講演会, pp. 589-594