

東北大学工学部 正会員 岩崎 敏夫
 東北大学大学院 〇学生員 長谷川 順行
 東北大学大学院 学生員 松本 康男

1.はじめに

著者らは乱れの移流や乱流構造の把握に、Hot-film流速計の2点計測が有効であることを示してきた¹⁾。今回、この計測を用い移動床付近の乱れの移流について特に検討をおこなったのでここに報告する。

2.実験方法及び実験条件

実験に使用した水路は、上流の長さ4mの幅の変化する導流水路とこれに続く幅40cm、長さ11mの実験水路とで構成されている。水路終端に可動ゼリが設けられており、これと上流の流入バルブの操作により、各種の実験条件の設定をおこなった。Fig. 1に使用水路の概要を示す。移動床として中央粒径0.36mm、均等係数1.50、比重2.67の砂を実験水路床に約9cmの厚さに敷いた。流速変動の測定にはTSI社製・コニカルプローブ型Hot-film流速計を使用した。実験条件をTable 1に示す。実験はCase 1として砂の移動のない平坦な河床、Case 2として砂の移動はあるが河床は平坦な状態、Case 3として河床波(波長13.2cm、波高1.4cm)が形成された状態を、対象とした。解析はデータ総数2,000個、サンプリング間隔0.01秒、最大ラグ数100でおこなった。

3.実験結果及び考察

実験水路での移動床の実験に先立ち、上流の導流水路の乱れ強さの流下方向についての分布を検討した。Table 2にその時の実験条件を示す。Fig. 3に水路の模式形状とそれに対応した乱れ強さの分布を示す。図中の(A)、(B)点はFig. 1の水路の(A)、(B)点に対応している。導流水路の出口付近で乱れ強さが一様化している。これより水の流入などによる上流の乱れの影響が小さいことを確認した。

流下方向の時空間相関は、(1)式で定義される。

$$R_{uu}(r_x, 0, 0; \tau) = \frac{\overline{U'(x_0, y_0, z_0; t)U'(x_0 + r_x, y_0, z_0; t + \tau)}}{\overline{U'^2}} \quad \text{----(1)}$$

ここで r_x はx方向のずらし距離、 τ はずらし時間である。各Caseの流下方向の計測より得られた時空間相関をFig. 4からFig. 6に示す。Case 1では時空間相関の減衰は小さく乱れの移流が良いことが分かる。Case 3では河床波の起伏の影響により、乱れの移流が妨げられているものと考えられる。時空間相関の減衰を単純な指数型減衰関数で近似することは容易でないが、各Caseの河床状態と時空間相関の減衰を比較するため(2)式を利用した。ピークの発

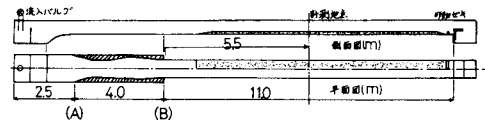


Fig. 1 使用水路

Table 1 実験条件

Case	H ₀ (cm)	H (cm)	y ₀ /H (cm)	y ₀ /H	Z ₀ (cm)	Z ₀ /B	U _m (cm/s)	U _* (cm/s)	Fr	Re × 10 ⁻⁴	I × 10 ⁻³
I	7.4	7.4	0.7	0.095	203	0.507	14.0	0.92	0.164	0.801	0.126
II	7.0	7.0	0.6	0.086	204	0.510	26.0	1.80	0.315	1.220	0.474
III	7.8	6.5	0.6	0.092	21.0	0.525	24.4	3.15	0.279	1.085	1.295

H₀: 平均水深 H: 測定点の水深 y₀: 河床から計測地点までの距離 Z₀: 水路側壁から計測地点までの距離 U_m: 断面平均流速 I: 水面勾配 U_{*}: 摩擦速度 (= √gH₀I) Fr: Froude数 (= U_m/√gH₀) Re: Reynolds数 (= U_mH₀/ν)

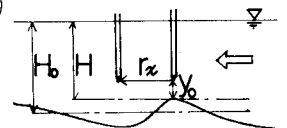


Fig. 2 実験方法

Table 2 実験条件

H (cm)	y ₀ (cm)	y ₀ /H	U _m (cm/s)	U _* (cm/s)	Fr	Re × 10 ⁻⁴	I × 10 ⁻³
18.5	7.0	0.378	11.0	2.96	0.082	1.431	0.483

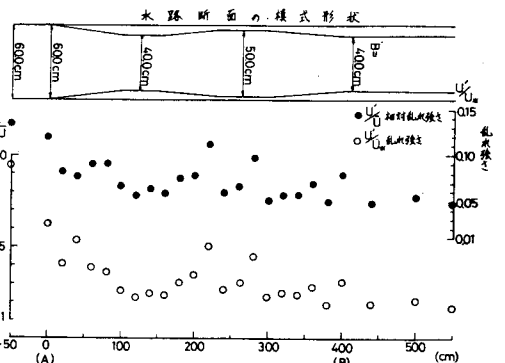


Fig. 3 導流水路の乱れ強さの分布

生時間とその時の時空相関の値を(2)式に適用し、最小二乗法で減衰係数(k)を求めた。これをTable 3に示した。

Case 1, Case 2 Fig. 4 Case 1の時空相関

Case 3となるに連れて減衰係数が大きくなっていくのが確認できる。河床が平坦でも砂の移動があると、砂の移動のない状態より減衰係数が大きいことが分かる。

$$R_{uu}(\tau) = \exp(-k \frac{\bar{u} \tau}{H_0}) \quad \text{----- (2)}$$

ここで $\bar{u}$ は局所平均流速、 H_0 は平均水深である。

Fig. 7は時空相関のピークの発生時間 t_k を割って得られる乱れの移流速度 U_{ct} と平均流速 $\bar{u}$ との比 $U_{ct}/\bar{u}$ に対してプロットしたものである。3 case共、乱れの移流速度は平均流速より若干大きくなっている。Case 1ではその比がほぼ一樣であるのに対して、Case 2、Case 3では比のばらつきが大きい。これは砂の移動や河床波の形成により乱れの構造が一樣でなくなるためと考えられる。

Taylorの凍結乱流の仮定に乱れの流下方向の減衰を考慮すると位相速度 $U_c(f)$ として(3)式が得られる。 $U_c(f)$ と平均流速の比をFig. 8に示す。

$$U_c(f) = 2\pi \frac{f \lambda}{\phi} \quad \text{----- (3)}$$

ここで f は周波数、 ϕ はPhaseである。Case 1では、どの周波数成分の乱れもほぼ平均流で移流されていることが分かる。Case 2, Case 3では低周波数成分の乱れの位相速度が大きくなっている。また高周波成分はCase 1, Case 2ではほぼ一定であるのに対してCase 3ではばらつきが大きくなっている。

4. おわりに

砂の移動のない平坦な河床では、乱れはほぼ平均流で移流されていることが分かった。河床波形成時では、河床の起伏の影響により乱れの移流が一樣でなくなることが確認できた。また河床が平坦でも砂の移動のある時は、この現象が主に低周波数成分の乱れの移流に影響を与えるものと考えられる。

<参考文献>

- 1) 岩崎・平沢・長谷川; "開水路移動床流水の乱れの時空相関特性。第35回(昭和55年)年講, pp 426~427
- 2) Hino, M.; "Theoretical argument on turbulent structure of gassy wind" Proc. J.S.C.E No. 202 pp 115~118 (1972)

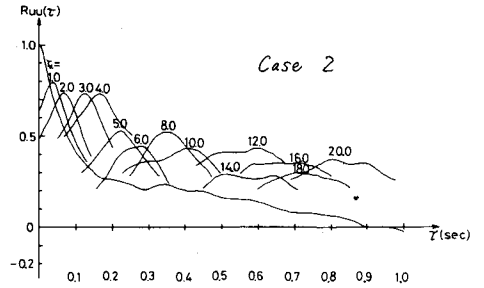
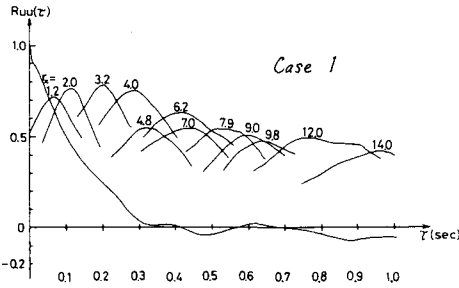


Fig. 5 Case 2の時空相関

Case	減衰係数(k)
I	0.851
II	0.898
III	0.971

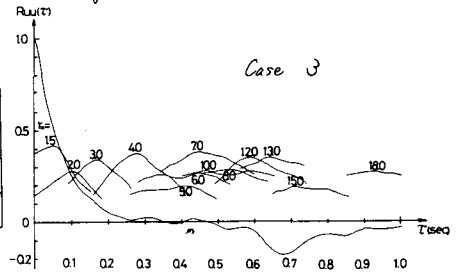


Fig. 6 Case 3の時空相関

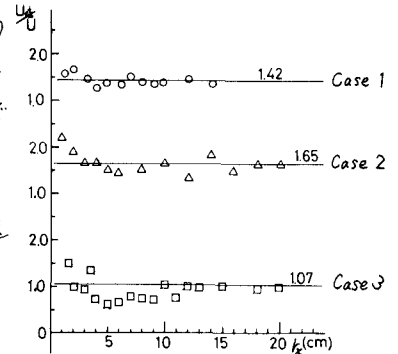


Fig. 7 移流速度と平均流速の比

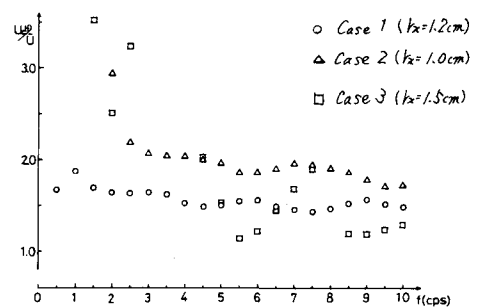


Fig. 8 位相速度と周波数の関係