

砂漣上の振動流境界層に関する実験的研究

榊 山 勉*・三村 信男**・渡 辺 晃***

1. 結 論

波運動に伴う底質の移動機構、特に浮遊砂に及ぼす砂漣の影響を解明するためには、砂漣上の振動流境界層の特性を明らかにする必要がある。

砂漣上の振動流に対してはこれまでに実験的・理論的研究が少なからずなされてきた。たとえば、砂漣上の流速分布を測定した堀川・渡辺^{1),2)}、沢本・山口³⁾の研究が挙げられる。また、沢本・山下⁴⁾は空気振動流風洞内で模型砂漣上の流速を測定し、渦の定量化を行なっている。しかし、これらのほとんどは砂漣形状が対称な場合を対象としている。

本研究では、岸沖漂砂の移動方向に密接に影響するとされる非対称形砂漣にまで実験条件を拡げ、砂漣上の振動流境界層内の流速場を詳細に測定した。そして、対称非対称の砂漣上の流速場の比較から、従来の研究では気づかれなかった振動流境界層の特性について考察した。

2. 実験装置および方法

実験はピストン駆動式のU字管型振動流装置を用いて行なった。この装置の水平管路部は延長 7 m、観測部は長さ 2 m、断面 25 cm×25 cm である。この観測部内に模型砂漣を設置して単振動流れを起こし、流速を測定した。模型砂漣として、波長 12 cm、波高 2 cm の正弦断面をもつ対称砂漣と、2 種類の正弦曲線を継いだ断面形状をもつ非対称砂漣を用いた。この砂漣の寸法に対しては、平均粒径が 0.2, 0.7 mm の 2 種類の砂を用いて振動流装置内で種々の条件の下で砂漣を発生させ、実際に生じる砂漣の寸法に近いものを採用した。また、模型砂漣の表面は、塩化ビニール板で仕上げペイント塗装した滑面である。

流速の測定にはスプリット型ホットフィルムセンサーを用いた。このセンサーは、図-1 に示すように 1 本の軸のまわりに 2 枚のフィルムが張っており、両フィルムの出力の関係から水平、鉛直の両成分の流速測定が可能

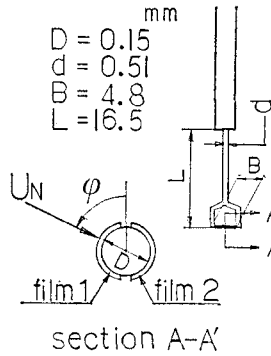


図-1 スプリット型センサー

である。ただし、鉛直成分については符号は判定されず絶対値のみ計測される。

図-1 に示すように流速の絶対値 U_N 、スプリット面となす角 ϕ の流速ベクトルを考え、これに対するフィルム 1 と 2 の出力電圧をそれぞれ E_1, E_2 とする。また、フィルム 1 と 2 の感度比

を K として、 $Q_1 = E_1^2 + K^2 E_2^2$, $Q_2 = E_1^2 - K^2 E_2^2$ を定義すると次のような関係が成り立つ。

$$U_N = \alpha Q_1^m \dots\dots\dots (1)$$

$$Q_2 = f(U_N) \sin \phi \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 α, m は検定実験によって定められる定数であり、 $f(U_N)$ は同様に検定により U_N の関数として定められる。上の関係に基づいて流速の水平成分 u 、鉛直成分 w は次式によって算定される。

$$\left. \begin{aligned} u &= U_N \sin \phi = U_N Q_2 / f(U_N) \\ |w| &= \sqrt{U_N^2 - u^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

検定結果の一例を図-2 に示す。

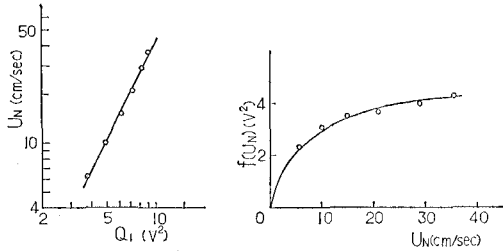


図-2 スプリット型センサーの検定曲線

上に述べたように w に対しては直接には絶対値しか求まらない。そこで、今回使用したセンサーのスプリット面が鉛直方向に対して約 16° 傾いていたことを利用して w の符号を求めた。即ち、 w に対して正負いずれかの符号を仮定して測定値より 2 本の速度ベクトルを描く

* 正会員 工修 (財)電力中央研究所土木技術研究所
環境水理部海岸水理研究室
** 正会員 工博 東京大学助手 工学部土木工学科
*** 正会員 工博 東京大学助教授 工学部土木工学科

と、両者の流向には明瞭な差が現われる。この結果から w の符号を判定し、流速成分を求めた。

表一に実験条件を示す。 T は周期、 d_0/λ は主流部水

表一 実験条件

Case	底面条件	T (sec)	d_0/λ	$\hat{U}_\infty$ (cm/sec)
A1	対称形漣	3.7	1.0	9.6
A2		3.8	2.0	18.2
A3		5.1	4.0	28.2
B1	非対称形漣	3.8	1.0	9.4
B2		3.8	2.0	18.2
B3		5.3	4.0	26.6

曲線は 30 周期程度の位相平均より求めた平均流速である。

この図から斜面に接近するにつれて流速が正弦的な変化からゆがめられていくのがわかる。底面近傍においては主流に比べて早い位相で流速が負に転じており、平均流速にも規模の大きい変動がみられる。特にケース B2 では半周期間に 2~3 回のピークが認められる。他のケースについても同様に砂漣斜面中央近傍で規模の大きい流速変動がみられた。また、短周期の流速変動に着目すると、流速の正のピークから負のピークに至る半周期においては残りの半周期に比べて変動が激しい。これらの

現象は、従来から指摘されている通り砂漣の背後に発達する渦の形成と成長、放出の過程に対応している。

さらに興味深いこととしては、定常流の存在が挙げられる。たとえば図-3(b)において底面近傍での流速を 1 周期平均すると明らかに負になっていることから、砂漣近傍に定常流が発達していることがわかる。定常流成分については (6) で述べる。

(2) 最大流速と位相の進み

図-4 に最大流速とそれが出現する位相の空間分布を示す。図-3 でみられたような大規模の流速変動がある場合には、単純な位相平均流速を用いて最大流速および位相を求めるとばらつきが大きい。そこで調和解析を行なって基本周期成分を求め、その最大値を最大流速 $\hat{u}$ とした。また、それに対応する位相を用いて主流の最大流速の位相に対する位相差

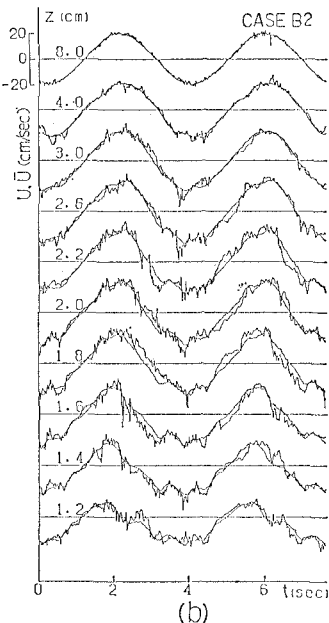
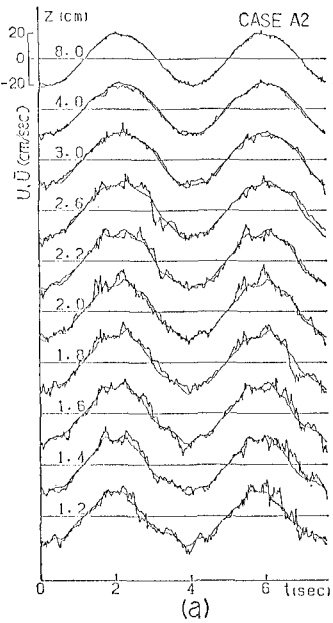


図-3 瞬間流速および位相平均流速の時間変化

粒子全振幅 d_0 と砂漣の波長 λ との比、 $\hat{U}_\infty$ は主流流速の振幅である。以下では紙面の制約もあるので主にケース A2, B2 の測定結果を示して説明を加える。

3. 実験結果および考察

(1) 流速の時間変化

図-3 に流速の水平成分の測定結果を示す。(a) はケース A2 の対称砂漣の斜面中央の測線、(b) はケース B2 の非対称砂漣の急勾配斜面中央の測線における測定結果の一部である。 z は砂漣トローを 0 として鉛直上向きにとった座標軸であり、両ケースとも斜面中央点の高さは $z=1.0\text{cm}$ である。図中、変動の激しい曲線が瞬間流速であり、比較的滑らかな

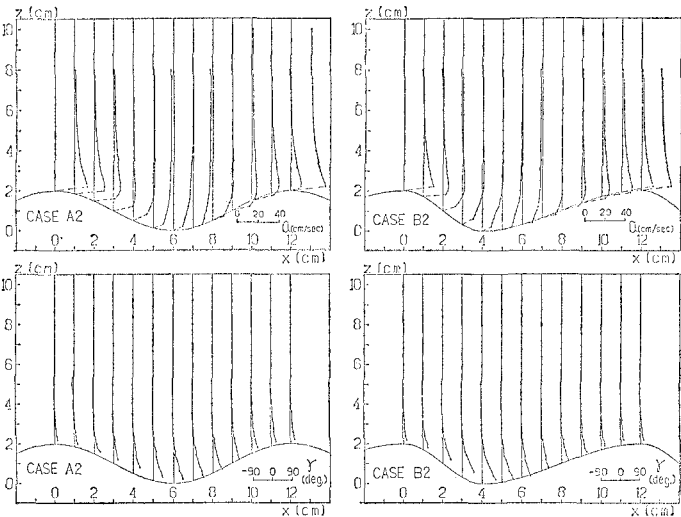


図-4 最大流速と位相の進み

γ を求めた。図-4 はその結果をケース A2, B2 について示したものである。

最大流速 $\hat{u}$ の分布は測線の位置によって変化する。砂漣

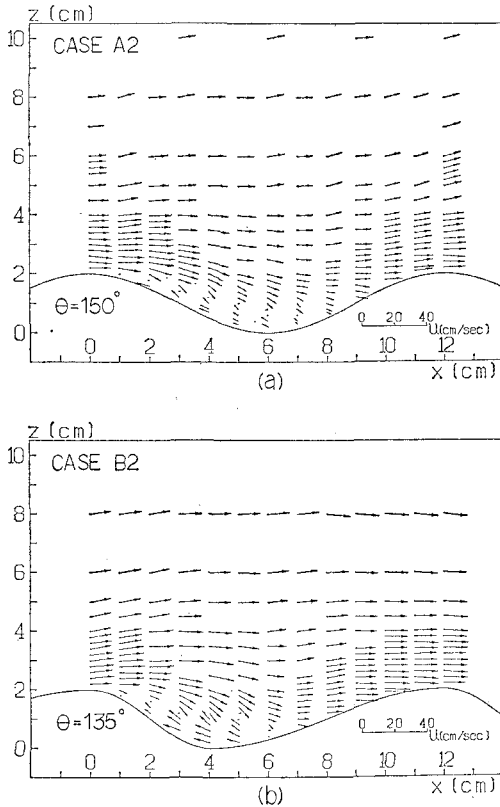


図-5 渦発達時の流速ベクトル

のクレスト上では $\hat{U}_\infty$ の 1.5 倍にも達する。一方、トロフ付近では $\hat{U}_\infty$ の 0.5 倍程度にとどまっている。つぎに位相差 γ の分布をみるといずれのケースにおいても砂漣近傍においては正の値を持ち、最大流速が主流のそれに先行して現われることがわかる。対称砂漣上ではクレスト付近を除いて 45° 程度の位相の進みがみられる。一方、非対称砂漣上では位相の進みも明らかに非対称であり、急勾配斜面の方が大きくて最大 65° の位相の進みがみられる。このことから境界の形状、特にその非対称性や斜面勾配の違いが流速場の特性に大きな影響を及ぼすことがわかる。

(3) 流速ベクトル

各測点において求められた位相平均流速の結果を用いて、各位相における流速ベクトル図を描くことができる。図-5(a), (b) に、それぞれケース A2 と B2 について渦の形成が明瞭に観察される位相での流速ベクトルを示

す。これらの図から砂漣背後に渦が発達する様子が観察されたが、主流の条件が同一でも砂漣の斜面勾配によって渦の形成され始める位相や渦の占める領域に差異が現われることが認められた。さらに、今回の解析においては、流速ベクトル図から各位相における渦の領域を特定し、次節で述べるようにそれに基づいて渦の循環値を算定してその時間変化等について考察した。

(4) 渦の循環値

砂漣背後に形成される渦は、砂漣上の振動流境界層内の流速場を支配する最も重要な要因の 1 つである。沢本・山口⁹⁾は渦の循環値を考えることにより、その定量化を試みた。すなわち、渦の循環 Γ を砂漣クレストを通過する渦度流束の集積として評価し、次式で表わした。

$$\Gamma(\theta) = \varepsilon \frac{T}{2\pi} \int_0^\theta \frac{1}{2} (U_{\max})^2 d\theta \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 $U_{\max}$ は砂漣クレストでの最大流速であり、 θ は主流流速が 0 になる瞬間を原点とした位相である。 ε は vorticity fraction 係数と呼ばれ、渦度流束が渦の循環中に取り込まれる割合を表わす。

本研究においても渦の循環 Γ および ε を求め、検討を加えた。 Γ については、流速ベクトル図から定められた渦の領域を囲む閉曲線に沿う流速の線積分を行なって算定した。また式 (4) にあらわれる $U_{\max}$ としては砂漣のクレスト上 0.2 cm の点における測定値を用いた。

図-6 はこのようにして求めた循環 Γ の位相変化を表わしたものである。(b) が対称砂漣のケースで (a) と (c) はそれぞれ非対称砂漣の緩勾配斜面側、急勾配斜面

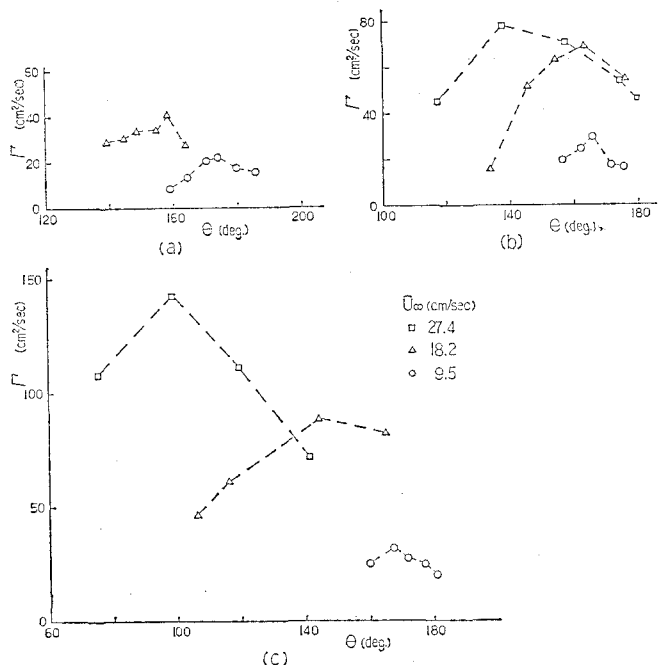
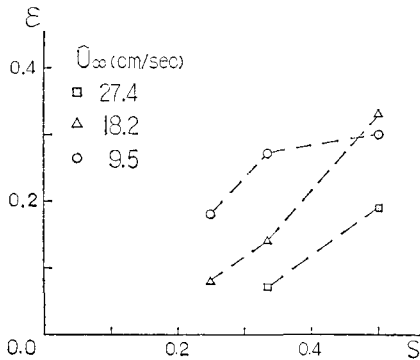


図-6 渦の循環値の時間変化

側に形成される渦に対するものである。流速の大きいケース B3 については、流速ベクトル図からも染料による観察からも有意な渦の形成範囲は確定できなかった。図—6 によれば、同一の斜面勾配に対しては一般に流速が大きくなるに従い渦の循環値が大きくなり、またその最大値を生じる位相が早くなるといえる。更に図—6 からすれば、渦はある位相においてかなり突発的に生じ、発達するように見える。この傾向は、渦の循環が位相 $\theta = 0^\circ$ 付近から直線的に増大するという沢本らが得た結果と異なる。これは著者らと沢本らとの砂漣背後の渦のとりえ方の違いによっている。本研究においては流速ベクトル図上で定在渦として確認できるもののみを渦として扱ったが、砂漣背後の渦についてはその形成機構と定義に関して更に検討を加える必要がある。

次に vorticity fraction 係数 ε について述べる。本研究では渦の発達過程に対応する充分なデータが得られなかったため、 Γ の最大値とそれと同位相における式 (4) の右辺の積分値との比から ε を求めた。その結果を図—7 に示す。横軸は砂漣の斜面中央での勾配 s である。 ε



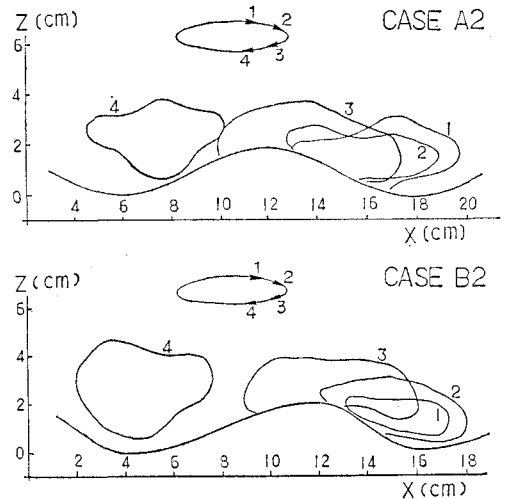
図—7 vorticity fraction 係数の特性

の値としては沢本らが得た 0.6 をかなり下回り 0.07 ~ 0.35 を得た。これは渦度流束の集積を $\theta = 0^\circ$ からの積分で評価しながら循環としては最大値で代表させたため、実際に渦が形成され始める位相から積分した渦度流束の集積を用いればもっと大きい ε の値が得られる。

ε の評価法にあいまいさが残るが、図—7 をみると、砂漣の斜面勾配および主流流速によって ε は著しく変化することがわかる。具体的には、砂漣の斜面勾配 s が大きくなるにつれて ε は増加するが、主流流速の変化に対しては流速 U_∞ が大きくなるに従い ε を減少し、コヒーレントな渦への渦度集積の変換効率が低下する傾向があらわれている。

(5) 乱れの分布

ここでは各位相ごとの乱れ強度を、位相平均流速からの瞬時値のずれの r.m.s. 値で定義する。図—8 は、主流流速 U_∞ の 20% の大きさをもつ乱れ水平成分の等強度



図—8 等乱れ強度曲線の時間変化

線を表わしたものである。位相は 130° (番号 1) から 40° おきに 250° (番号 4) までで、流速が反転する位相期間に対するものである。強い乱れの範囲については対称、非対称砂漣での顕著な差はみられない。等強度線 1 および 2 は砂漣背後に渦が発達する位相に対応するが、等強度線は渦の領域にほぼ一致している。一方、3, 4 は主流が反転し渦が放出され流される位相であり、これに伴ない等強度線も移動し、広がっていくことがわかる。これは、乱れとコヒーレントな渦の間に強い相関があることをうかがわせるものである。ただし、渦そのものも各周期毎に多少の変動をするため、位相平均流速からのずれとして定義された乱れにはこの渦の変動分も含まれている点に注意する必要がある。

(6) 砂漣上の定常流パターン

3. (1) 節でも述べたように、砂漣上には一周期平均後も残留する定常流が存在する。砂漣上の定常循環流については、Sleath⁹⁾、日野・藤崎⁹⁾ などによる研究があるが、流速の非常に小さい層流条件の場合のみが扱われている。

ここでは測定結果に基づいて、乱流状態における定常流を議論する。図—9(a) は対称砂漣上の定常流水平成分の空間分布であり、層流条件に対するこれまでの研究結果と同様に、砂漣一波長内に一對の循環セルが形成されていることを示している。これに対して、(b) は非対称砂漣上の定常流分布であるが、各鉛直断面を通じて負の方向に水塊が流れていく結果となっている。この負方向の流れを補償する上方での正方向の流れは、この図にはわずかしこ現われていないが、ケース B3 では顕著に認められた。

上述のような定常流パターンが存在することは、他のケースにおいても確認されている。このように、対称砂

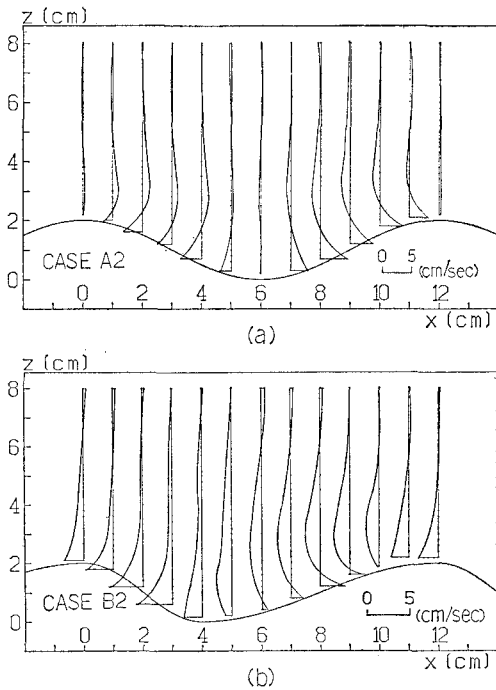


図-9 砂漣上の定常流水平成分の分布

漣上では乱流条件下でも循環セルが形成されること、また特に非対称砂漣では砂漣一波長内のセルではなく、底面に沿って一方向に卓越する定常流があらわれることは、砂漣存在時の浮遊砂の輸送を考える上でも極めて興味ある現象である。

4. 結 語

対称および非対称砂漣上の振動流境界層内の流速場

を、スプリット型センサーを用いて熱膜流速計により測定し、砂漣周辺での渦や乱れ、定常流の特性を論じた。

鉛直流速成分の評価や渦・乱れの定義などにまだ若干の問題があるが、砂漣形状や主流流速による渦の発生発達の間違、乱れの強い領域と渦領域の相関などがある程度まで明らかにすることができた。また、対称砂漣一波長毎に定常循環セル対が生じることを確認すると共に、非対称砂漣上では一方向に卓越する定常流があらわれることを見出した。

今後、鉛直流速の測定精度の向上ならびに渦や乱れ成分の評価法の改良に努めて、より信頼度の高いデータを集積すると共に、本論文では必ずしも充分でなかった現象に対する物理的考察に立脚して検討を進めていきたい。

最後に、本研究を進めるにあたり終始御指導戴いた東京大学堀川清司教授に感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 堀川清司・渡辺 晃：表面波による振動流境界層に関する実験的研究，第15回海講論文集，pp. 17～23，1968。
- 2) 堀川清司・渡辺 晃：波運動に伴う乱れと底質の浮遊，第17回海講論文集，pp. 229～233，1970。
- 3) 沢本正樹・山口清一：進行波による砂れん上の境界層内の流速および乱れ分布，第25回海講論文集，pp. 46～50，1978。
- 4) 沢本正樹・山下俊彦：砂漣上の境界層流れ，第26回海講論文集，pp. 51～55，1979。
- 5) Sleath, J. F. A.: Stability of laminar flow at seabed, Proc. ASCE, Vol. 100, No. WW2, pp. 105～122, 1974。
- 6) 日野幹雄・藤崎治男：波型底面上の粘性振動流，第22回海講論文集，pp. 35～40，1975。