

砂漣上の振動流境界層に関する実験的研究（2）

浜本 健一*・三村 信男**・渡辺 晃***

1. 緒 言

波運動にともなう底質の移動機構を解明するためには、砂漣上の振動流境界層の特性を充分に把握しておかなければならない。砂漣上の振動流に対してはこれまでも実験的あるいは理論的研究が少なからず行われてきたが、それらのほとんどは振動流が正弦的で砂漣形状も対称な条件を扱ったものである。著者ら¹⁾は先に、岸沖漂砂の移動方向に密接に影響する非対称砂漣上の正弦的振動流に関する実験結果を報告したが、現実には非対称砂漣が存在する条件では一般に振動流も非対称的であり、より一般的な条件での振動流境界層の特性を理解する必要がある。

本研究では、砕波帯近くで現実には生じている現象により近い条件として流速波形と砂漣形状が共に非対称な場合にまで実験条件を広げ、砂漣上の振動流境界層内の流速場を詳細に測定することによって、その特性を把握することを目的とした。本論文においては、特に砂漣上に発生する渦および乱れの消長や定常流成分のパターンに着目しながら、主流の流速波形と砂漣形状の非対称性の効果について考察を加える。

2. 実験の条件と方法

実験には任意波形振動流水槽を用いた。これは水平ループ型の閉鎖型水路であり、外部より電圧信号を入力することにより油圧サーボシステムを介してピストンを駆動させ、基本周期 0.5～10.0 s の範囲で任意波形の振動流を発生できる。延長 2 m の観測部は幅 24 cm、高さ 31 cm の矩形断面で、そこで得られる振動流の最大振幅は ±70 cm である。

今回の実験では、基本周期を $T=4.0$ s とし、主流は次式ならびに 図-1 に示す正弦振動流と非対称振動流の二種類に設定した。ただし次式は cm/s 単位である。

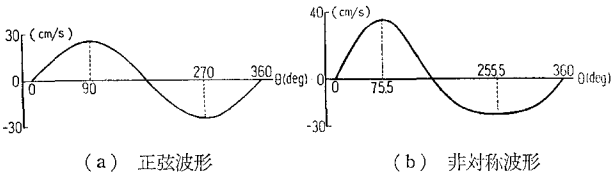


図-1 主流の流速波形



図-2 砂漣模型の形状

$$\left. \begin{aligned} U_{\infty} &= 28.3 \cos(\theta - 90^\circ) \\ U_{\infty} &= 29.5(\cos \theta' + 0.258 \cos 2\theta' + 0.048 \cos 3\theta') \\ \theta' &= \theta - 75.5^\circ, \quad \theta = 360^\circ \times (t/T) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

非対称振動流の流速振幅は正負それぞれ 38.1 cm/s、22.8 cm/s である。一方、豊浦砂を用いた予備実験により、上記の振動流にほぼ対応する砂漣の模型形状と寸法を 図-2 のように定めた。砂漣波長 λ はいずれも 12 cm、波高は 2 cm である。このとき振動流の全振幅 d_0 と砂漣波長の比は、 $d_0/\lambda=3.0$ となる。砂漣模型の表面には粒径 0.2 mm の豊浦砂を均等にはりつけて粗面とした。

主流条件と砂漣形状を組合せて、表-1 に示す 3 ケースについて実験を行った。非対称振動流のケースでは、図-2 の砂漣形状で右から左に向う方の流速の振幅が大きくなるように設定した。したがって本論文では、右から左へ向う流速を正にとる。

表-1 実験条件

ケース	主流波形	砂漣形状
I	正弦波	対 称
II	非対称	対 称
III	非対称	非対称

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。前回¹⁾と同型のセンサーで水平流速成分を、境界層用スプリット型センサーで鉛直流速成分を測定した。測定点は水平方向に 1 cm 間隔、鉛直方向に 0.2～2.0 cm 間隔で配置した。各鉛直測線での最低点は砂漣表面上 0.2 cm である。各測点で 32 周期間、連続計測した。

* 正会員 工修 (株)大成建設 土木本部設計部
** 正会員 工博 東京大学講師 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

3. データ処理の方法

流速の測定記録は 0.008 s 間隔でサンプリングしたものを原データとして以下の処理に用いた。各点での流速は、渦や乱れの影響のため周期毎に変動する。これらの変動分を取除くために、30 周期分のデータを用いて、各位相での同位相平均流速を求めると共に、全位相の平均値として各点の定常流成分を算定した。

一方、乱れについてはその定義法が問題となる²⁾。前回¹⁾は位相平均流速からの瞬時値のいずれとして乱れを定義したため、より組織的な渦の周期毎の変動分の一部までが乱れとみなされている。本報においては、周波数 5 Hz 以上の流速変動分によって乱れを定義し、同位相 30 周期分の r.m.s. 値を各位相の乱れ強度とする。

今回は更に、組織渦や乱れの消長と関連が深いと思われる渦度について、各位相における空間分布を求めた。

位相平均流速の水平・鉛直成分 U, W により、渦度 ω を、

$$\omega = \partial W / \partial x - \partial U / \partial z \dots \dots \dots (2)$$

で定義する。渦度の算定には流速勾配を必要とするため、測定上の誤差が渦度の計算値に大きく影響する。これを避けるために、次式に示すように Laguerre 多項式により定義される直交関数 $\varphi_n(z')$ を用いて、各測線毎に流速成分 U, W の鉛直分布をスムージングしたのち、式 (2) により各点の渦度を求めた。 (z') は砂漣表面からの高さ

$$\left. \begin{aligned} U(z'), W(z') &= \sum_{n=0}^N a_n \varphi_n(z') \quad (N=8 \text{ に設定}) \\ \varphi_n(z) &= \frac{1}{n!} L_n(z) e^{-z/2} \\ L_n(z) &= \sum_{r=0}^n (-1)^r \binom{n}{r} \frac{n!}{r!} z^r \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

4. 実験結果および考察

紙面の制約により、以下では主にケース I と III の実験結果を示して、説明と考察を加える。図-3 と 4 は、それぞれのケースに対して、位相平均流速ベクトル、乱

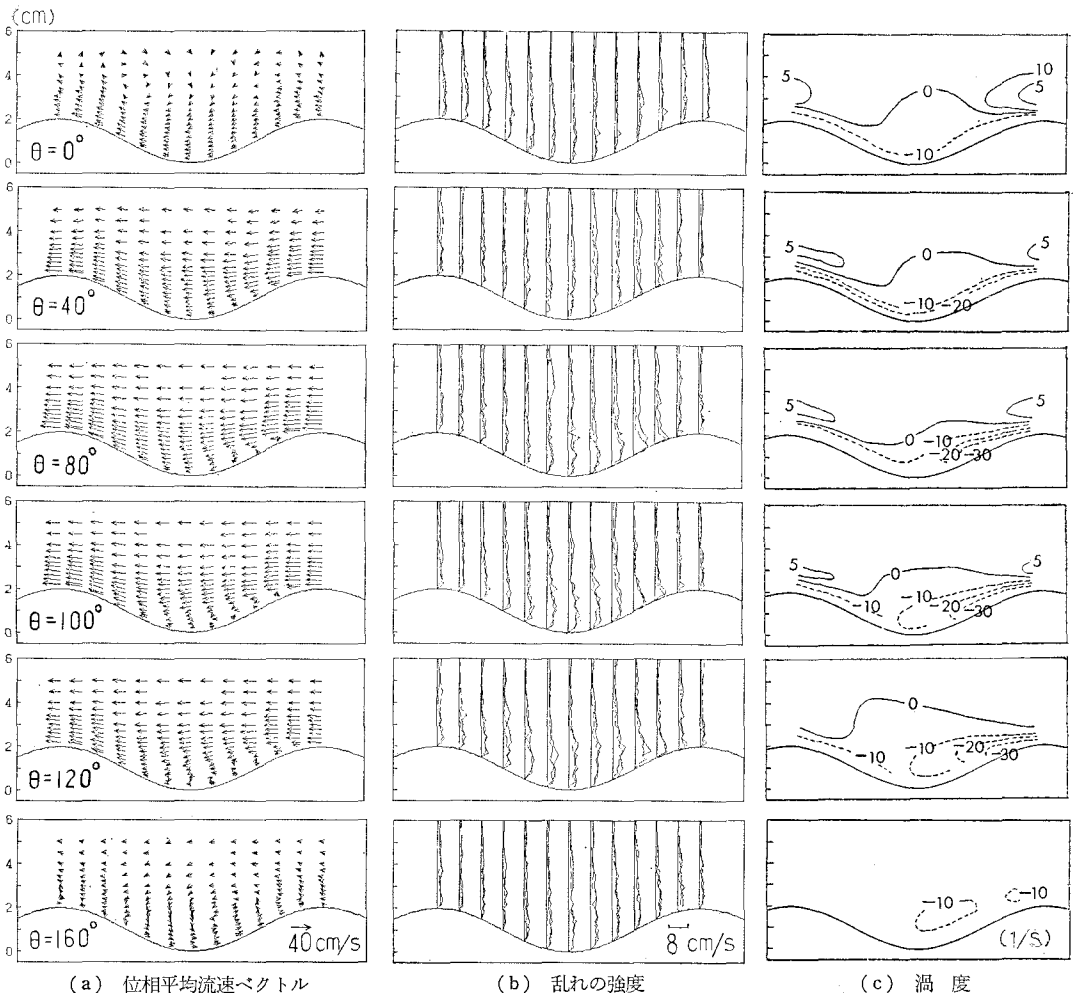


図-3 流速、乱れおよび渦度の空間分布 (ケース I)

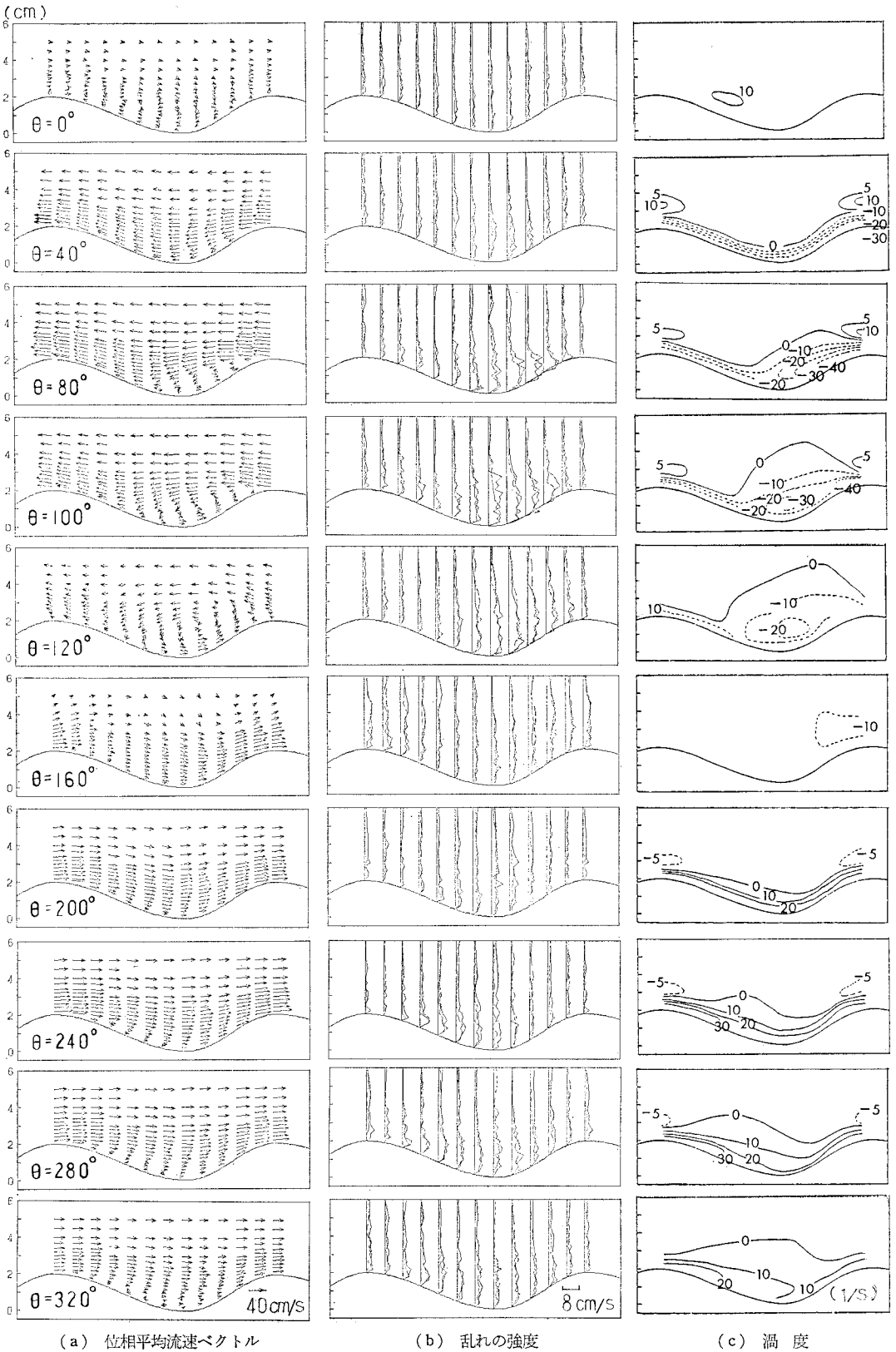


図-4 流速, 乱れおよび渦度の空間分布 (ケース III)

れ強度、渦度の空間分布を、各位相毎に示したものである。以下の考察は、位相 10° 毎のデータに基づいている。

(1) 位相平均流速場 (図-3 (a), 4 (a))

今回の実験では鉛直流速成分も直接測定できたので、振動流境界層内の流れのパターンが明瞭にとらえられている。砂漣クレスト上では主流に対する位相進みは各ケースとも約 20° と小さく、ポテンシャル流的な流速の加速が認められる。砂漣頂点の最大流速と主流振幅 $\bar{U}_0$ の比は、ケース I, III で約 1.5, ケース II で約 0.7 である。

各ケースを通じて、主流流速が最大になる位相の $15^\circ \sim 20^\circ$ 前に砂漣クレストの下流側斜面中点付近で流線が剝離し、渦が発生することが認められた。発生した渦は主流流速が最大になった後位相で約 30° 経過するまでは定在渦として急速に成長し、その後次第にサイズが大きくなりながら、上方にはき出されていく。主流が逆転する位相ではほぼ消滅する。ただし主流が非対称なケース II, III, 特に III で、主流が負方向のときに生じる渦は極めて弱い。

ケース III で正の主流時に生じる顕著な渦は、砂漣斜面中点よりややトロフ寄りに負の最大流速を励起するのに対し、対称砂漣に対するケース II では逆に斜面中点よりクレスト寄りに最大流速を生じる。上述の正負主流時の渦の強弱と共に、非対称振動流下では砂漣も非対称な安定形状をとることを説明する現象である。

流速分布より判断される流線の剝離は、主流流速が最大になる少し前の位相において砂漣斜面中点付近で生じる。剝離点は渦の成長につれてクレストに近づき、渦が最強となる位相ではほぼ砂漣頂部で剝離する。

(2) 乱れの分布 (図-3 (b), 4 (b))

前節に述べた方法で定義された乱れ強度の水平成分と鉛直成分の鉛直分布を、それぞれ実線と破線で示した。各ケースとも位相や測点によらず水平成分と鉛直成分に有意な差は認められない。境界層流れとしての強いシアや渦の存在にもかかわらず、5 Hz 以上の周波数成分として定義された乱れは、少なくとも二次元的にはかなりの局所等方向性を有していることが推測される。

主流の反転時には乱れも弱い。渦の発生と共に乱れ強度は急激に増大する。乱れは一般に定在渦を生じている位相で強く、渦の放出と共に乱れも上方に拡散する。ただし乱れの強い範囲は必ずしも渦の領域とは一致せず、渦領域より広い範囲にわたって顕著な乱れが認められる。

乱れの最強域での強さは、ケース I で 6 cm/s 、ケース II と III で正の主流時に 8 cm/s 、負の主流時 4 cm/s 程度である。これらはいずれも、主流の流

速振幅の約 20% に相当する。

(3) 渦度の分布 (図-3 (c), 4 (c))

図には等渦度線が示されている。実線は正 (時計まわり) または 0 の渦度、破線は負の渦度のコンターである。

主流が反転した後しばらくは、渦度分布は砂漣トロフの断面についてほぼ対称で、等渦度線が砂漣形状に沿っており、粗度としての砂漣の影響は小さい。流速が増加するにつれて、砂漣クレスト付近の後流側斜面に沿って渦度 (絶対値) が急速に増大し、同時に等渦度線は上方へ押上げられていく。

コヒーレントな渦の発生から成長期にわたっての位相においては、渦度の最強点は一般に砂漣頂部から下流側斜面中点にかけて位置しており、渦自身の中心位置とは一致しない。ケース II および III での正の主流時にのみ、渦が最強となる位相近傍で等渦度線が閉じるようになり、渦度の最強点と渦の中心がほぼ一致して、渦はいわゆる自由渦に近い特性を示す。等渦度線が閉じて自由渦の様相を示す位相はケース II で約 110° であるのに対し、ケース III では 90° とやや早い。これはケース III の方が非対称振動流に対する砂漣形状の整合性が良いことによるのではないかと考えられる。ただし、正弦振動流のケース I では渦が最強となる位相でも等渦度線は砂漣クレストの後流側にはりついたままである。振動流の流速波形や砂漣形状のみならず、主流流速の大きさに対する依存性も強いと思われるので、実験ケースを増して検討する必要がある。

(4) 渦の循環値

砂漣背後に形成される渦の強さに及ぼす主流や砂漣形状の影響をみるために、渦の循環値 Γ を求めた。各位相において渦が占める領域としては、前報¹⁾と同様に流速ベクトル図で流線がループする範囲を選んだ。ただし循環値 Γ は渦領域内で渦度を面積分することにより算定した。算定された循環値の位相変化を図-5に示す。

対称振動流を用いたケース I の循環の最大値は、前報の類似条件に対するものとほぼ一致するが、その位相は前報の場合より 30° ほど早い。主流条件が若干異なることの他に、砂漣模型表面上にはった砂粒粗度の効果 (前

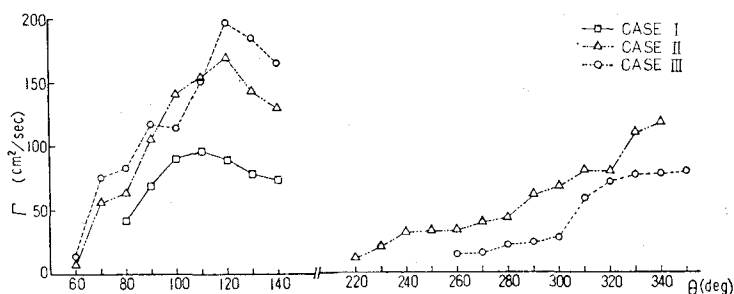


図-5 渦の循環値の位相変化

回は滑面)も考えられるが, 前回の鉛直流速の測定精度がやや低かったこともあるので原因は確定できない。

前報では正弦振動流下で砂漣の非対称性が渦の循環値に顕著な影響を及ぼすことを示した。今回の実験における非対称振動流に対するケース II と III の循環値を比べても, 余り有意な差は認められない。ただし負の主流時には, 後流側斜面勾配のゆるやかなケース III の循環値が小さく, 前報の結果と一致する。

砂漣クレストを通過する渦度流束の集積量に対する循環値の比として定義される vorticity fraction 係数 ϵ を, 前報¹⁾の式 (4) により求めると, ケース I で 0.28, ケース II, III の正主流時にそれぞれ 0.32, 0.36, 負主流時に 0.16, 0.06 となる。これらの値は前報で得たものと同程度であり, 沢本²⁾の得た値 0.6 をかなり下まわる。砂漣上の振動流ではこれ迄示してきたように, 渦が砂漣クレストから後流域斜面にかけて生成され, また流線の剥離点も顕著に移動することから, 砂漣クレストを通過する渦度流束を用いた vorticity fraction 係数の概念では振動流における渦の発達過程を十分に説明できないものと思われる。

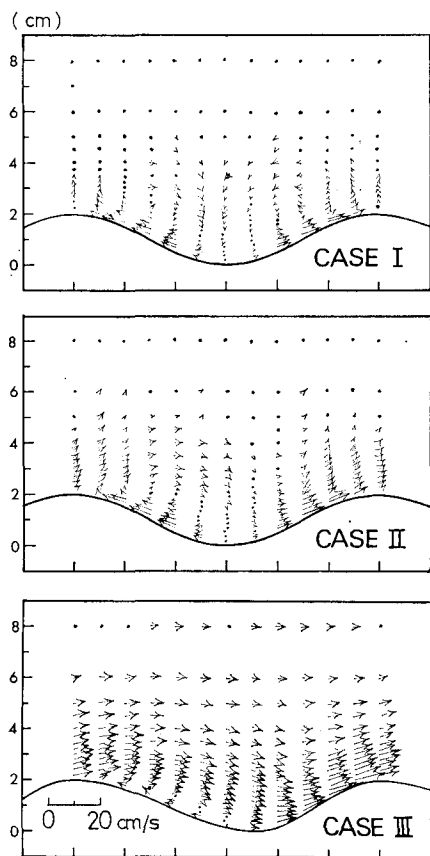


図-6 定常流の分布

(5) 砂漣上の定常流パターン

各点の流速を一周期平均した後も残留する定常流の空間分布を図-6に示す。ケース I では前報と同様に, 砂漣表面に沿ってはトロフからクレストに向うような一対の循環セルが明瞭に認められる。

砂漣形状は対称だが主流流速が非対称なケース II においても砂漣表面近傍ではトロフからクレストに向う定常流が存在する。しかし砂漣の波高程度上方では全測線で負の方向(左から右へ)の定常流があらわれており, 非対称砂漣上の正弦振動流に対して前回得られた結果と極めて良く似た定常流パターンを示す。ケース III では主流と砂漣形状の非対称性の効果が重合されるために, 緩勾配側斜面近くを除いてほぼ全域で負方向の定常流が卓越する。特に急勾配側斜面近傍では主流流速振幅の約 1/2 の 14 cm/s にも達する定常流が生じている。図-3 (a), 4 (a) の流速ベクトル図とあわせてみれば, これらの定常流パターンを支配しているのは直接的には渦の効果であると結論される。

5. 結 語

対称および非対称砂漣上の振動流境界層に関して, 主流流速波形が非対称なより現実的な場合にまで条件を拡張し, また二種類のスプリット型ホットフィルムセンサーで水平・鉛直両流速成分を詳細に測定することによって, その特性を論じた。渦や乱れ, 渦度の消長の相互の関連やそれらに及ぼす主流流速と砂漣の波形の非対称性を, かなり明確に把握できたように思う。砂漣の後流域で流線が剥離して生じる渦は, 一方では乱れの生成・拡散に寄与し, 他方では定常流パターンを決めるのに支配的な役割を果たしていることが確認できた。しかしながら, 砂漣表面に沿って粘性の作用で生成された渦度が, どのような過程を経てコヒーレントな渦に取込まれていくのかは十分に明らかにされたといえない。ここで得られた流速場と底質の移動機構との関連と共に, 今後の課題とした。

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。また, 本研究は文部省科学研究費による研究成果の一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 1) 横山 勉・三村信男・渡辺 晃: 砂漣上の振動流境界層に関する実験的研究, 第 28 回海講論文集, pp. 237~241, 1981.
- 2) 岩垣雄一・浅野敏之・小谷敏樹: 周期波と流れの共存場における乱れの定義とその特性について, 第 28 回海講論文集, pp. 10~14, 1981.
- 3) 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.