

波状曲面上の一方向流を伴う振動流に関する実験

田 中 仁*・首 藤 伸 夫**

1. はじめに

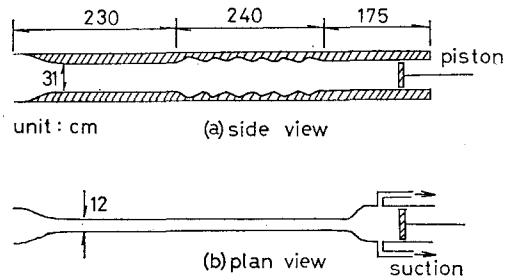
近年、海浜変形の数値シミュレーションが盛んに行なわれている。しかし、通常は波による底質移動のみを対象とした計算が大多数であり、流れの効果までも包含したものは極めて少ない。波・流れ共存場においては、流砂量に関する実験例すら稀であり、上記の様な計算手法が採られることも、現況では止むを得ないところである。

そこで、著者らはまず実用的な波・流れ共存時抵抗則を導き、その成果をもとに底質移動量と底面摩擦力との関係を調べたが、精度良い流砂量則を得るには至らなかった²⁾。通常、移動床には砂漣が形成されており、底面近傍には剝離渦に特徴付けられる波状曲面上特有の流れの場が形成されている。この様な流体場における砂移動現象をシールズ数のみで表現することは困難である。砂漣近傍の流体運動、特に剝離渦の挙動を調べ、さらに砂粒子の運動機構を解明することにより、より精度良い砂移動量定式化が可能になると考えられる。

本研究では、砂漣形状を模した波状壁面を有する風洞装置を用いて、一方向流を伴う振動流の詳細な乱流計測および可視化を行なった。また、渦度方程式を数値的に解き、実測流速との比較を行なった。さらに、実験結果、計算結果をもとに、波・流れ共存時の底質移動方向に関する考察を試みた。

2. 実験方法

開水路に形成される砂漣は比較的スケールが小さいため、砂漣近傍の流速を詳細に測定することは困難である。そこで、本研究では沢本・山下³⁾と同様に拡大砂漣模型を設置した空気振動流風洞を用いた。実験装置を図一1に示す。風洞下流端のピストンとサクションにより振動流と一方向流を発生させた。風洞中央部の上下面に波長 40cm、波高 5.7cm の砂漣模型 5 波を設置し、中央の一波長区間を測定部とした。砂漣模型表面には砂粒を貼り付けた。砂漣形状、砂粒子径は後に示す相似条件を満たしている。



図一1 実験装置

風洞内の流れの場は、あらかじめ開水路で行なわれた予備実験のそれと幾何学的・力学的に相似となる様に設定した。前者の条件を満足させるために、次節の写像関数を用いて砂漣形状を表現した。一方、ストローハル数 $\sigma \lambda_s / \hat{U}_w$ 、レイノルズ数 $\hat{U}_w \lambda_s / \nu$ 、 $\bar{u}_c \lambda_s / \nu$ 、 $\hat{U}_w d_s / \nu$ を一致させることにより、力学的相似性が満足される。ここに、 $\sigma = 2\pi / T$ 、 T : 周期、 λ_s : 砂漣波長、 $\hat{U}_w$: 振動流成分の主流部流速振幅、 ν : 動粘性係数、 $\bar{u}_c$: 定常成分の断面平均流速、 d_s : 底質粒径である。今回の実験では、 $T = 1.49$ s、 $\bar{u}_c = 28$ cm/s、 $\hat{U}_w = 67$ cm/s とした。

流速測定には熱線流速計を用い、X型プローブにより鉛直・水平の2方向成分を測定した。乱れ成分 u' 、 v' は 5Hz 以上の高周波数成分を分離する数値フィルターにより抽出し、各位相での 100 波平均から乱れ強度 $\sqrt{u'^2}$ 、 $\sqrt{v'^2}$ を算出した。データ処理方法は、前報⁴⁾と同様である。

流れの可視化にはスモーク・ワイヤ法を用いた。写真撮影方法は、日野ら⁵⁾のものとほぼ同様である。

3. 数値計算方法

本研究では、実験結果の再現、特に砂漣背後に形成される後流渦の再現に主眼を置き、層流流れを対象とした数値解析を行なった。計算には Sleath⁶⁾、佐藤・三村・渡辺⁷⁾と同様な手法を用いた。すなわち、基本式は直交曲線座標系 (ξ, η) を用いて表現された二次元渦度方程式であり、無次元表示すれば次式で表わされる⁸⁾。

$$\frac{2}{JR} \frac{\partial \omega^*}{\partial t^*} - \frac{\partial \phi^*}{\partial \xi^*} \frac{\partial \omega^*}{\partial \xi^*} + \frac{\partial \phi^*}{\partial \eta^*} \frac{\partial \omega^*}{\partial \xi^*} = \frac{1}{R} \nabla^2 \omega^* \dots\dots\dots (1)$$

* 正会員 工博 宇都宮大学助手 工学部土木工学科
 ** 正会員 工博 東北大学教授 工学部土木工学科

ここに, J : ヤコビアン, $R = \bar{U}_w \delta / \nu$,
 $\delta = \sqrt{2\nu/\sigma}$, ϕ : 流関数, ω : 渦度である.
 $*$ は無次元量を表わし, $t^* = \sigma t$, $\phi^* = \phi / (\bar{U}_w \delta)$, $\omega^* = \delta \omega / \bar{U}_w$, $\xi^* = \xi / \delta$, $\eta^* = \eta / \delta$ である. また, $\nabla^2 = \partial^2 / \partial \xi^{*2} + \partial^2 / \partial \eta^{*2}$ である.
 ϕ^* と ω^* の関係は次式で与えられる.

$$\omega^* = -J \nabla^2 \phi^* \quad \dots\dots\dots (2)$$

曲線座標系 (ξ, η) とデカルト座標 (x, y) とを結び付ける写像関数としては次式を用いる.

$$z^* = \zeta^* + 2 \frac{\varepsilon}{\kappa} \sum_{j=1}^n a_j^* \times \exp(i(j\kappa\zeta^* + \theta_j)) \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに, $z^* = x^* + iy^*$, $\zeta^* = \xi^* + i\eta^*$.

$\varepsilon = \eta_s k / 2$, η_s : 砂漣波高, $k = 2\pi / \lambda_s$. $\kappa = k\delta$ である. 波動場に形成される砂漣を表現する際には, 式(3)で $n = 1$, $a_1^* = 0.5$, $\theta_1 = 0$ としたものが良く用いられる^{3), 7), 9)}. フーリエ級数と同様に, 倍周波数成分の足し合わせにより非対称砂漣の写像関数を作り出そうとしたのが式(3)である. 調和分解と多重回帰分析を用いることにより, 任意形状の砂漣に対する a_j^* , θ_j を決定することができる¹⁰⁾.

境界条件は次式で与えられる.

$$\phi^* = 0, \quad \partial \phi^* / \partial \eta^* = 0 \quad \text{at } \eta^* = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\phi^* = \eta_\infty^* \sin t^* + \eta_\infty^* \bar{u}_e^*, \quad \omega^* = 0 \quad \text{at } \eta^* = \eta_\infty^* \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに, $\eta_\infty^* = \eta_\infty / \delta$ であり, η_∞ は上方境界の高さである. 本研究では風胴中心までの高さを η_∞ とした. また, $\bar{u}_e^* = \bar{u}_e / \bar{U}_w$ である.

数値計算には差分を用いた. 式(1)の時間項を前進差分により, また非線型項を風上差分により表現した. 式(2)はSORにより解くことができる. 初期条件には平坦床の層流解を与え, 4周期間の計算を行なうことにより, 定常的な解を得た.

4. 実験結果および計算結果

以下では図-2に示す座標系を用いて結果を示す. 図

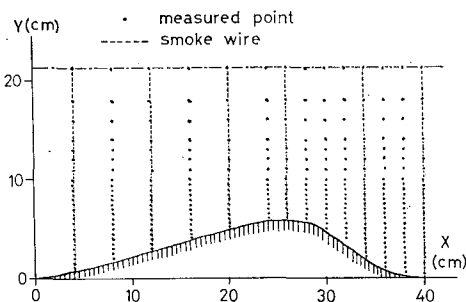


図-2 座標系および測点

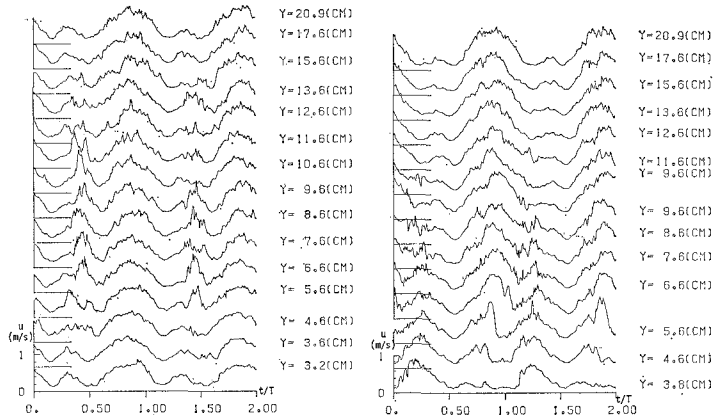


図-3 流速波形 ($x=12$ cm)

図-4 流速波形 ($x=32$ cm)

中で, 定常流は左から右に向かう. 黒丸, 鎖線はそれぞれ流速測定点, スモーク・ワイヤ設置測線を表わす.

(1) 瞬間流速波形

図-3, 4はそれぞれ, 砂漣緩斜面中央部 ($x=12$ cm), 砂漣急斜面側 ($x=32$ cm) で測定された x 方向成分流速の2波分を図示したものである. 位相 $t/T=0$ は, 図-1ピストンがその全移動区間の中央点を左から右に横切る瞬間に対応する. 以下に, 図-3, 4の特徴を列記する.

1) 風胴の中心 ($y=20.9$ cm) での波形は x によらず, ほぼ同様である. よって, 波状曲面の効果は壁面近傍にのみ存在し, 開水路流れに近い現象が再現されている.

2) 風胴中心では正弦振動がシフトアップし, 波・流れ共存場特有の波形を示す. これに対し, $x=12$ cm での $y=6.6$ cm から 10.6 cm の間では, 順流 (図-2で右に向かう流れ), 逆流 (左に向く流れ) のピーク値に差がない. $x=32$ cm, $y=3.8$ cm では, むしろ逆流ピークがより大きな流速値を有する. これは, 定常流流下方向とは逆に向かう定常的な流れが砂漣背後に存在することを意味する.

3) 逆流時のピークは順流時のピークに比べて立上がり早く, 強い乱れを伴う. また, 平坦な壁面上の実験で観察された減速時の乱れ^{4), 5)}は顕著ではない.

4) 壁面近傍で位相の進みが認められる. 特に, 砂漣急斜面側では, 最大で 70° にも達している.

(2) 平均流速, 乱れ強度, 可視化写真

図-5には, $1/6$ 周期ごとの可視化された流れ, 乱れ強度分布, 速度ベクトルおよび数値計算により求めた速度場を示した. 速度ベクトルを描く際, 本来負流速となるべき位相を適宜判断し, 符号の反転を行なった. 乱れ強度分布図で, Δ および $\circ$ はそれぞれ水平および鉛直方向を乱れを表わす. 後流渦の発生, 成長, はき出しの過程を順序だてて説明するために, 主流速度がほぼゼロに

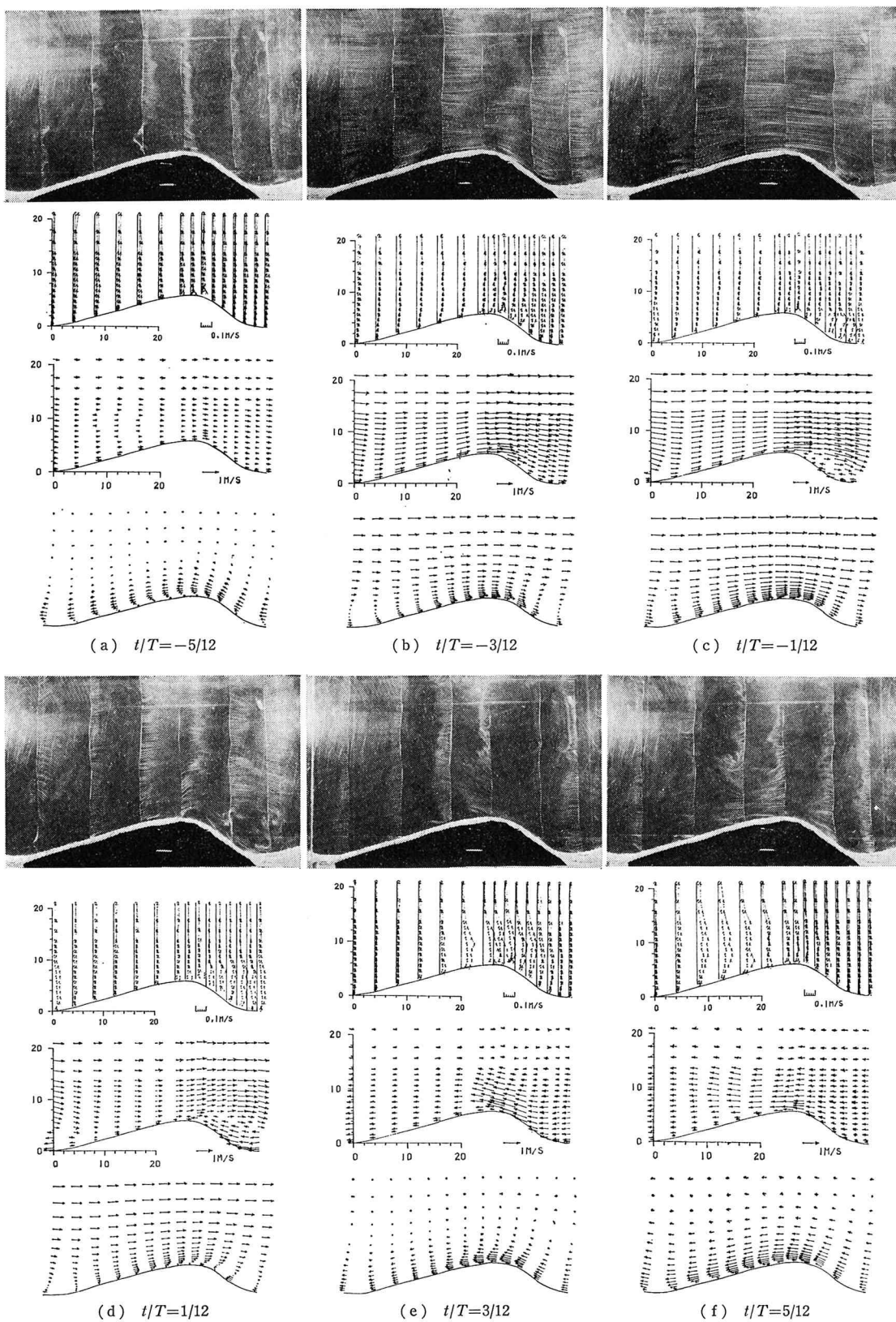


図-5 実験結果および計算結果

なる $t/T = -5/12$ から順に図を示した。各位相の流れの特徴を以下に記す。

1) $t/T = -5/12$: 本位相は、逆流から順流に転じた直後に対応している。各測線で乱れのレベルは低い。

2) $t/T = -3/12$: 流れは順流方向に加速しつつある。砂漣背後で流線の剝離は見られない。平均流速の増加に伴い、乱れ強度も増しているが、前位相と同様に各測線での差異は小さい。

3) $t/T = -1/12$: 本位相で主流流速がほぼ最大値に達する。 $t/T = -2/12$ 付近で剝離を生じ、その後、定在渦として成長を続ける。これに呼応して、砂漣背後に高乱れ強度を有する領域が広がる。

4) $t/T = 1/12$: 順流速度は減速を始める。砂漣背後以外の測点では乱れが減少しているのに対し、後流域では依然として強い乱れが存在する。

5) $t/T = 3/12$: 主流は右向きから左向きに変わる。定在渦を形成していた流体塊が、あたかもジェットのように高速度で緩斜面側に放出されていく。この時、高速流体塊は強い乱れを有するのに対し、他の領域の乱れはほとんどゼロである。なお、緩斜面側では圧力上昇が急激でないため、剝離を生じない。

6) $t/T = 5/12$: 高速流体塊は乱れを上方に拡散させつつ、上流に移動していく。

図-5 に示した乱流計測および可視化実験の結果より、(1) に記した 図-3, 4 の諸特徴、すなわち、急斜面側の壁面近傍での位相の進み、定常成分の卓越、逆流時ピークに伴う乱れの存在等は、砂漣背後に発生する後流渦の一連の運動に起因することがわかる。

図-5 の最下段に示された数値計算結果と実験結果とを比較してみると、 $t/T = -3/12$ に見られる砂漣頂での加速、 $t/T = 1/12$ における剝離渦の発生・成長、 $t/T = 3/12$ における緩斜面側への渦のはき出し等の現象が比較的良く再現されていると言える。ただし、(d) において渦領域の広がりが小さい点、(e)、(f) において高速流体塊が壁面の極く近傍に密着している点が実測値との相異点である。これらはいずれも、計算が層流流れを対象としているために、渦度の拡散が過小評価されていることによると考えられる。

(3) 砂漣上の流体運動と底質の移動方向

図-5 に示した様に、渦は常に強い乱れを伴っており、移動床においては高濃度の底質を浮遊させる能力を有している。したがって、底質移動量の正確な見積りを行なうためには、剝離渦に代表される砂漣上の流れによる砂粒子の移動機構を解明する必要がある。

以下では、今回の風洞実験、数値計算ならびに別途行なわれた移動床水理実験の結果をもとに、砂漣上の流れと底質移動方向との関連性について考察する。

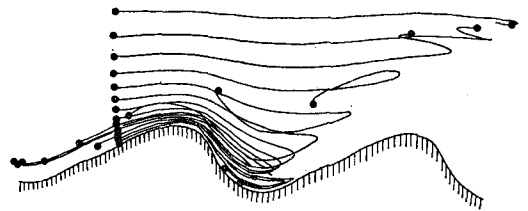


図-6 水粒子の軌跡 (その 1)

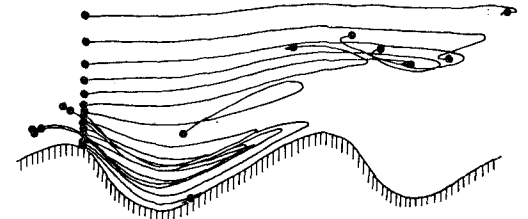


図-7 水粒子の軌跡 (その 2)

数値計算結果をもとに、水粒子の軌跡と一周後の位置を示した一例が 図-6, 7 である。ただし、水平縮尺に比べ、鉛直縮尺を 2 倍にして図示している。壁面より離れた点では定常流の効果により、水粒子は徐々に下流方向に運ばれている。これに対し、砂漣近くの水粒子は、一周期後に上流側に移動している。この事実は、波・流れ共存下において、底質の移動方向と定常流下方向とは必ずしも一致しないことを示唆しており、Inman and Bowen¹¹⁾ により観察された砂移動現象と符合するものである。

図-8 は、著者らの実験結果²⁾をもとに、流れと波の相対強度 $\bar{u}_0/\bar{U}_w$ の変化に伴う流速場の変化と、それに付随する砂移動形態の変化を図示したものである。実験では波と流れが逆方向に進む場合のみを扱った。

$\bar{u}_0/\bar{U}_w$ が小さい時の主流の水粒子軌跡、それに対応する砂粒子の運動を模式的に描いたのが 図-8(a) である。図中、最上段の矢印が波と流れの進行方向を表わし、その長さはそれぞれの強度を意味する。この時、砂漣はほぼ対称である。渦は砂漣の両側の斜面に発生する。細砂の場合には、渦中に多量の底質が含有される。流向が変化すると、渦中の砂は反対側斜面に放出される。net の砂移動方向は、岸側・沖側の渦の強度差により決定されると考えられる。

$\bar{u}_0/\bar{U}_w$ が中程度になると、砂漣の岸側斜面が緩くなる(図-8(b))。その結果、波の山位相の時、岸側斜面での圧力上昇が急激でないため、剝離を生じない。沖側斜面に生じた渦中に含まれる底質は、波の峰位相時に強い岸向き流れによって輸送されるので、net の砂移動は岸向きに生じる。前節での風洞実験および数値計算で扱われた流れは本ケースに対応する。波と流れにより生じられる流速場を単純な重ね合わせにより表現できるものと考え、図-8(b) の砂移動現象を説明することはでき

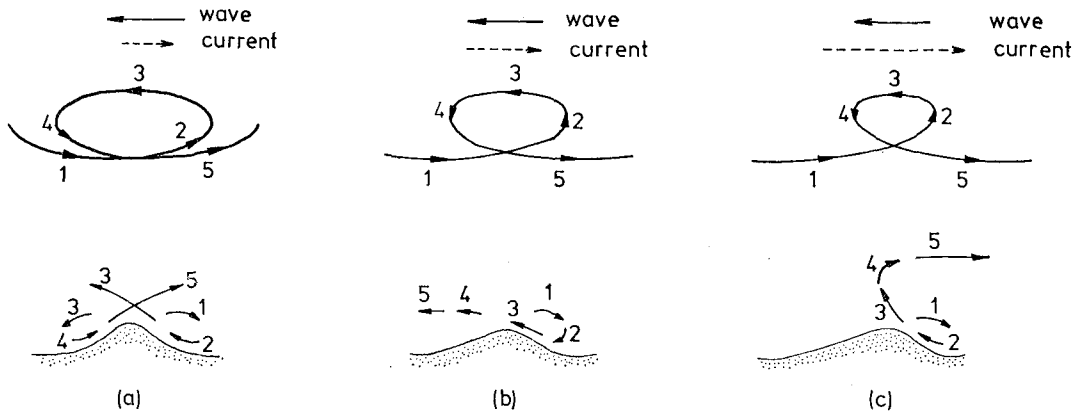


図-8 主流水粒子軌跡と砂粒子の運動

ない。波・流れの相互干渉により特有の流速場が作り出されていることに注目する必要がある。

図-8(b) のケースに比べて、定常流成分がより強くなると、砂漣沖側斜面の勾配がさらにきつくなる(図-8(c))。渦が沖側にのみ形式される点は図-8(b)と同様であるが、本ケースでは沖側斜面が急なため、放出された渦が、より高所にまで到達する。壁面より離れた点では、定常成分が比較的強いので、舞い上った砂は沖向きに運ばれる。その結果、底質の移動方向は沖向きである。

5. まとめ

波状壁面を有する風洞装置を用いて、一方向流と振動流とが共存する場での乱流計測を行なった。その結果、壁面近傍には、一方向流の流下方向とは逆に向かう定常的な流れの存在することがわかった。これは、砂漣背後に形成される後流渦に起因するものであり、一方向流を遡る方向への底質移動を生ぜしめる要因となっている。層流流れに対する渦度方程式を数値的に解いて得られた流速場は、実験結果に比較的近いものであった。

また、実験および数値計算より得られた知見をもとに、波・流れ共存下における流体運動と底質移動方向との関連性について考察した。

今後、数値計算の乱流場への拡張、図-8 に示した砂移動形態と水理条件との定量的な対応を調べ、さらに、移動砂量の定式化を行ないたいと考えている。

最後に、本研究を行なうにあたり多大な助力を載いた東北大学工学部山路弘人技官に感謝の意を表する。また本研究の一部は文部省科学研究費(代表者東工大日野幹雄教授)により行なわれたことを付記する。

参考文献

- 1) Tanaka, H. and N. Shuto: Friction coefficient for a wave-current coexisting system, Coastal Engng. in Japan, Vol. 24, pp. 105~128, 1981.
- 2) 佐藤 功・田中 仁・首藤伸夫: 波・流れ共存場における砂移動, 第38回年講概要集, pp. 183~184, 1983.
- 3) 沢本正樹・山下俊彦: 砂漣上の振動流境界層流れ, 第26回海講論文集, pp. 51~55, 1979.
- 4) 田中 仁・首藤伸夫: 一方向流を伴う振動流に関する実験, 第29回海講論文集, pp. 259~263, 1982.
- 5) 日野幹雄・柏柳正之・中山哲蔵・原 輝彦: 交番振動流における乱れの発生とエネルギー輸送機構, 東工大研究報告, No. 27, 1980.
- 6) Sleath, J.F.A.: Stability of laminar flow at seabed, Proc. ASCE, Vol. 100, No. WW2, pp. 105~122, 1974.
- 7) 佐藤慎司・三村信男・渡辺 晃: 砂漣上の振動流境界層に関する研究, 第30回海講論文集, pp. 189~193, 1983.
- 8) Lyne, W. H.: Unsteady viscous flow over a wavy wall, J.F.M., Vol. 50, pp. 33~48, 1971.
- 9) 沢本正樹: 波形底面上の半無限領域の写像関数, 土木学会論文報告集, 第269号, pp. 147~150, 1978.
- 10) 田中 仁: 波・流れ共存場の乱流構造と漂砂現象に関する研究, 東北大学学位論文, 1984.
- 11) Inman, D. L. and A. J. Bowen: Flume experiments on sand transport by waves and currents, Proc. 8th I.C.C.E., pp. 137~150, 1963.