

波動場における砂漣上の岸沖漂砂について

辻 本 剛 三*

1. はじめに

砂漣が形成された状態における漂砂の移動方向や移動量については十分な成果が得られているとは言い難い。特に砂漣上の漂砂の移動方向は砂村ら(1978)の詳細な実験により沖向きが一般的とされて、また Sato (1987) も振動流水路の実験で沖向き漂砂量となる結果を出している(但し、流速波形が岸向きに卓越した非対称形を与えているので、沖向きの漂砂が卓越することは明かである)。

従来よりシートフロー状での砂移動を実験室内で再現させるために、振動流水路が造波水路の代わりに用いられ、その際に砂漣上の漂砂現象も振動流水路で扱われている。波動場と振動流場では流速の場所的な位相差の有無、水粒子軌道が楕円軌道と往復軌道であるように両者は基本的に異なるが、両者の実験結果は区別することなく扱われ、理論的な検討との対応も比較的良好である。この要因は波動場の流れが振動流場の流れの特性に近い条件であると考えられる。つまり波動場であっても波長 L が長いと波数 $k(=2\pi/L)$ の値は小さくなり、その結果流速の場所的な位相差は小さくなり、さらに鉛直流速成分が減少し水粒子は往復軌道に近くなる。従来の波動場の研究は波数が比較的小さい場合が多く、そのために前述のような相違をほとんど考慮せずに済んでいた。波動場と振動流場の相違に着目して漂砂現象を解析した例として、灘岡ら(1988)が層流場におけるシートフロー内の流れの検討を行い、シートフロー内の鉛直流速の存在が漂砂に重要であることを示している。

本研究では従来の砂漣上の漂砂の移動方向が何故沖向きが一般的であるかと言われる点について、波動場と振動流場の流れ場の相違に着目して、同じ水理条件下(例えばシールズ数)における両者の浮遊砂濃度分布の挙動を調べた。波動場と振動流場を同じ水理条件下で実験することはきわめて困難であるために数値計算により検討した。その計算結果に基づき両者の違いを説明するパラメーターを用いて波動場における漂砂の移動方向・移動形態の説明を行う。さらにこのパラメーターと移動量との

関連について検討し、従来の算定式を改良した方法を提案する。

2. 数値計算について

$k-\varepsilon$ 乱流モデルを砂漣上の浮遊砂の解析等に適用した例として Hagatun ら(1987)、著者ら(1990, 1991 a, 1991 b) Patricia ら(1990)の例がある。Hagatun らは平坦床を対象とした解析を行い、浮遊砂濃度の位相変化に2回ピークが生じることを示している。著者は流速分布や浮遊砂濃度の鉛直分布を砂漣上の各測線(クレスト、トラフ、斜面)で実験結果を比較し良好な対応を示し、浮遊砂濃度分布の変曲点の存在や浮遊砂の挙動を再現している。さらに浮遊砂の存在により乱れエネルギーが静水流通と比較して減衰することも示している。また乱流モデルを改良して乱れの発生・発達・減少を砂漣上の各測線で調べ、乱れの減少については十分に再現されていないが、乱れの発生・発達については実験結果を再現している。その他佐藤ら(1985)、浅野・岩垣(1987)、Ismail・首藤(1986)によっても振動流境界層内の解析に用いられている。このように $k-\varepsilon$ 乱流モデルは砂漣上の浮遊砂流や振動流場の解析に近年比較的良好に用いられている。

(1) 計算方法

著者は $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いて波動場における砂漣上の流れや浮遊砂の輸送機構の検討を行っている。ここで用いる基礎方程式、計算方法などは文献(辻本ら, 1990; 辻本, 1991 a)と同じなので、ここでは波動場と振動流場における境界条件の取り扱いについて述べる。

(2) 境界条件

波動場と振動流場の流れにおいて大きく異なっている点として移流慣性項や鉛直流速成分の存在の有無がある。これらの点を流速成分の境界条件で表すと次のようになる。 x : 水平方向, z : 鉛直方向(底面を0), u : 水平方向の流速成分, v : 鉛直方向の流速成分として底面で($z=0$)

$$\left. \begin{array}{l} u=0 \\ v=0 \end{array} \right\} \quad (\text{波動場, 振動流場}) \cdots \cdots \cdots (1)$$

上端で($z=\delta$)、波動場ではストークスの第2近似解、振動流場では水平流速は場所的な位相差のない値、鉛直流

* 正会員 工博 神戸市立工業高等専門学校土木工学科 助教授

速は0とし次式で与える.

$$\left. \begin{aligned} u &= u_1 \cos(kx - \omega t) + u_2 \cos 2(kx - \omega t) \\ v &= v_1 \sin(kx - \omega t) + v_2 \sin 2(kx - \omega t) \end{aligned} \right\} \text{(波動場)} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\left. \begin{aligned} u &= u_1 \cos(\omega t) + u_2 \cos 2(\omega t) \\ v &= 0 \end{aligned} \right\} \text{(振動流場)} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで, δ : 底面から充分な高さ, $u_1 = c \cdot F_1 \cdot \cosh kz$, $u_2 = c \cdot F_2 \cdot \cosh 2kz$, $v_1 = c \cdot F_1 \cdot \sinh kz$, $v_2 = c \cdot F_2 \cdot \sinh 2kz$, c : 波速, $F_1 = (ak)/\sinh kh$, $F_2 = 3/4 \cdot (ak)^2/(\sinh kh)^4$, ω : $2\pi/T$, T : 周期, k : 波数, a : 振幅, h : 水深である.

岸側側方 ($x=x_1$), 沖側側方 ($x=x_1+\lambda$) で, 波動場ではストークスの第2近似解, 波動流場では周期条件より次式で与える.

$$\left. \begin{aligned} u &= u_{on} & v &= v_{on} \\ u &= u_{off} & v &= v_{off} \end{aligned} \right\} \text{(波動場)} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\left. \begin{aligned} u_{on} &= v_{off} \\ v_{on} &= v_{off} \end{aligned} \right\} \text{(振動流場)} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで, x_1 : 岸側側方の座標, λ : 砂漣波長, 添え字“on, off”は岸側, 沖側を意味する.

$$\begin{aligned} u_{on} &= u_1 \cos(kx_1 - \omega t) + u_2 \cos 2(kx_1 - \omega t) \\ v_{on} &= v_1 \sin(kx_1 - \omega t) + v_2 \sin 2(kx_1 - \omega t) \\ u_{off} &= u_1 \cos(k(x_1 + \lambda) - \omega t) \\ &\quad + u_2 \cos 2(k(x_1 + \lambda) - \omega t) \\ v_{off} &= v_1 \sin(k(x_1 + \lambda) - \omega t) \\ &\quad + v_2 \sin 2(k(x_1 + \lambda) - \omega t) \end{aligned}$$

浮遊砂濃度, 乱れエネルギー, 及びその逸散率については, 波動場, 振動流場共に周期条件を与えた. 空間分割は計算機の制約上, 砂漣一波長のみについて横方向に11分割, 縦方向に16分割, 時間分割は一周期を40分割した. 図中, 波は左から右に進行しており(振動流場も左から右を正と考える), 流れが沖向きから岸向きに変化した時を位相の原点とした. 計算条件は表-1に示す漂砂の移動方向があらかじめ確かめられている条件を用いた. ケース1は岸向き, ケース2は沖向きである.

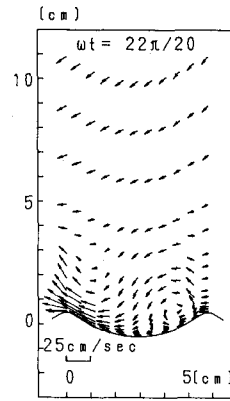
表-1 計算条件

ケース NO.	波高 cm	水深 cm	周期 sec	波長 cm	砂粒径 cm	砂漣波高 cm	砂漣波長 cm
1	18.0	50	1.25	223	0.023	1.0	5.8
2	20.0	50	1.7	332	0.023	1.5	10.0

3. 計算結果について

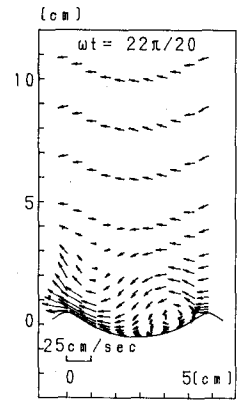
(1) 流速分布

波動場と振動流場の流れ場の相違は, 数値計算の境界条件でも示した様に鉛直方向の流速成分の存在の有無と場所的な位相差である. 図-1は波動場, 図-2は振動流



(波動場)

図-1 流速ベクトル



(振動流場)

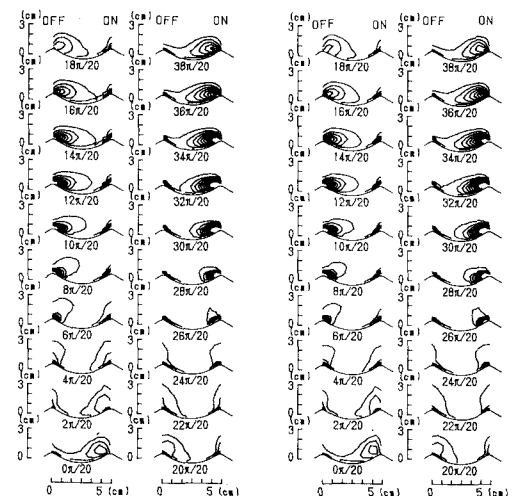
図-2 流速ベクトル

場のケース1の $\omega t = 22\pi/20$ (沖向きに反転直後の位相) における波動場と振動流場の砂漣上の流速分布の計算結果である. 底面近傍では剥離に伴う渦の回転する流れがあるために, 鉛直方向の速度成分は振動流場でも見られ波動場との差はほとんどない. しかしながら, 底面から離れた位置では鉛直方向の流速にわずかながらの差がみられ, 波動場では下向きの流れが生じていることがわかる. ケース2については示していないが波動場, 振動流場の差はほとんど見られない.

(2) 浮遊砂濃度分布

図-3は波動場, 振動流場における浮遊砂濃度分布の位相変化である. 浮遊砂濃度の間隔は20000 ppmで描いている.

沖向きから岸向きに流速が反転した位相 ($0 \leq \omega t < \pi/2$) では波動場の場合, 上向きの鉛直流速が最大値に達



波動場

振動流場

図-3 浮遊砂濃度分布

し減少して0となっていく位相である。反転直後は剥離渦の影響を波動場と振動流場共に同程度受けているために、沖側斜面より放出されて来た浮遊砂濃度分布の値はほぼ同じである。位相が経過する連れ($\omega t=8\pi/20$)付近で、波動場の岸側斜面の浮遊砂濃度分布の外縁が振動流場と比較して上方に広がり、岸向きに輸送される浮遊砂が振動流場と比較して多くなることが推定される。これは波動場に存在する鉛直上向きの流速成分の影響によると考えられる。

岸向きの水平流速が最大流速に達した後の位相($\pi/2 \leq \omega t < \pi$)では波動場の場合、鉛直方向の流速成分は上向きから下向きに変化して増加し最大値に達する位相である。底面近傍では剥離に伴う渦が波動場、振動流場共に岸側斜面に形成されるので、この渦による浮遊砂の挙動は類似している。位相が経過するに連れて($\omega t=14\pi/20$)やや広がりを持った波動場の浮遊砂濃度分布の外縁は、徐々に下方に移動し振動流場の浮遊砂濃度分布と類似してくる。これは図-1, 2でも明らかなように波動場の鉛直下向きの流速成分の影響と考えられる。半周期後についても同様なことが伺える。ケース2については図に示していないが、波動場、振動流場における浮遊砂濃度分布の差は見られない。

図-3における両者の相違をより明確にするために、図-4に1/4周期毎に平均した波動場と振動流場の浮遊砂濃度値の差の鉛直分布を示す。正の値は波動場の濃度値が大きく、負の値は振動流場の濃度値が大きいことを示している。鉛直方向の原点はクレストとトラフの中間である。岸向きに反転後の位相($0 \leq \omega t < \pi/2$)では波動場の浮遊砂濃度値が大きく、濃度差のピークは砂漣クレストから砂漣波高分の高さで見られる。1/4周期後の位相($\pi/2 \leq \omega t < \pi$)では両者の濃度差はあまり無く、特に岸側斜面では渦が波動場、振動流場共に形成されるので濃度差はきわめて小さくなる。沖向きに反転後の位相($\pi \leq \omega t < 3\pi/2$)では振動流場の浮遊砂濃度値が大きくなり、特に沖側斜面での濃度差は著しい。さらに1/4周期後の($3\pi/2 \leq \omega t < 2\pi$)では両者の濃度差は小さくなり、半周期前と同様に渦の形成に伴い沖側斜面での濃度差はさらに小さくなっている。

4. 移動方向と移動量の算定

砂村(1982)はアーセル数とシールズ数を摩擦係数で割ったパラメーターで比較的良好に移動方向の算定を行っている。流れと底質の条件で移動方向が算定できるので使い易い型となっている。しかし移動形態が考慮されていないので漂砂量の算定式はいくつかの実験定数を含んだ型となっている。一方、土屋・坂野(1987)は漂砂形態の分類をシールズ数と粒子レイノルズ数(またはsediment fluid number)を用いて行っているが、漂砂の移動方向についての説明はなされていない。ここでは砂漣上を含めた漂砂の移動方向、移動形態、移動量を説明するパラメーターを考える。

(1) アーセル数について

前章の数値計算の結果より波動場と振動流場では砂漣上の斜面から放出された浮遊砂濃度分布の外縁の挙動がケース1の場合に異なることが明かとなった。つまり沖側斜面より岸側斜面に放出された浮遊砂はより上方に広がり、岸側斜面から沖側斜面に放出された浮遊砂は上方には広がらずに下方に移動する(この間の位相では渦の形成が見られないので、浮遊砂は渦に取り込まれない)。このことより岸向きに輸送される浮遊砂が沖向きに輸送される浮遊砂よりも多くなり、結果的に正味の漂砂量として砂漣上であっても岸向きに輸送される可能性があることを示したものである。この要因は砂漣形状の影響をあまり受けていない位置における鉛直方向の流速成分によるものであり、この鉛直成分の影響を表すパラメーターが移動方向に関係すると考えられる。

(2) 式の鉛直方向の流速成分が小さくなるのは、波数 k が小さくなる場合である(つまり波長の増大)。波動場で水平流速波形の非対称性を示すパラメーターとしてアーセル数があり、波長の増大はアーセル数の増加となる。ケース1では7、ケース2では18であり、アーセル数が大きくなるにつれて鉛直方向の流速成分が小さくなる。このことはアーセル数が流速波形の非対称度を示すパラメーターであるが、鉛直方向の速度成分にも関係するパラメーターであると言える。そこでアーセル数を砂漣上の移動方向に關与する第1のパラメーターであると考え

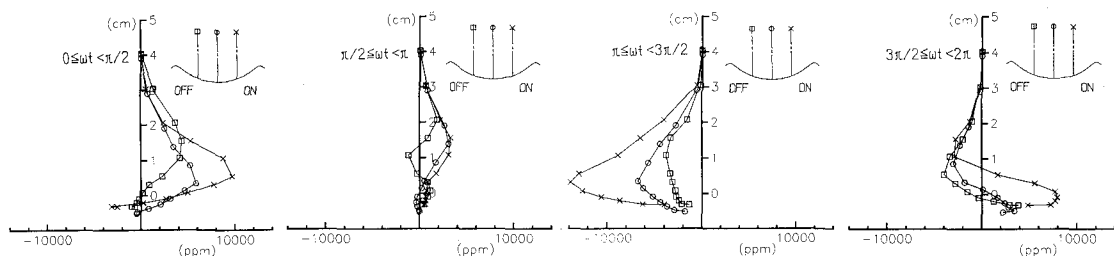


図-4 波動場と振動流場における浮遊砂濃度差

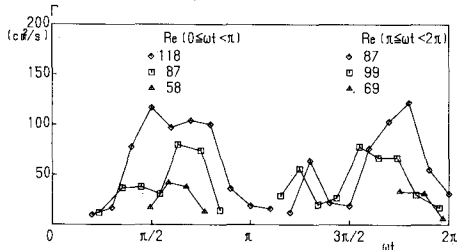


図-5 循環値の位相変化

る。

(2) 粒子レイノルズ数について

砂漣上の浮遊砂流れに関する基礎方程式群 (例えば $k-\epsilon$ 乱流モデル) を無次元化するとストローハル数とレイノルズ数が導出される。微小振幅波理論による最大水平流速と砂粒子径を用いると粒子レイノルズ数となる。粒子レイノルズ数の重要性は Kommar・Miller (1974) がすでに指摘している。

早川ら (1984) は砂漣上の渦の循環値の比 (岸側, 沖側) と正味の無次元漂砂量を関係を実験的に調べ, その比が 1.0 (つまり両者の循環値が等しくなる) に近づくに連れて, 正味の漂砂量が岸向きに近づく傾向があることを示している。これは循環値の非平衡性が砂漣上の漂砂の移動方向を決める要因の 1 つであることを示唆している。そこでレーザー流速計による砂漣上の流速測定の結果 (辻本ら 1990a) より等渦度線を求め, 渦の循環値の位相変化を粒子レイノルズ数をパラメーターとして図-5 に示す。粒子レイノルズ数が大きくなると循環値の変化も大きくなることがわかる。そこで第 2 のパラメーターとして粒子レイノルズ数を用いる。同様なパラメーターとして土屋らは摩擦速度で定義した粒子レイノルズ数を用いて移動形態の分類を行っている。

(3) 移動方向と移動形態

図-6 は横軸にアーセル数 U_r , 縦軸に粒子レイノルズ数 Re を取って, 波動場を対象とした漂砂の移動形態および移動方向別に整理したものである。平坦床の掃流砂は佐藤・田中 (1962), 堀川・渡辺 (1966) の実験結果, 砂漣上の漂砂は早川ら (1984, 1985, 1987), 砂村ら (1978), Shibayama・Horikawa (1980), 八木ら (1985), Inman・Bowen (1963) の実験結果, シートフロー状態での河田ら (1989), Nielsen (1984) の現地観測結果を整理したものである。

各移動形態の限界を示す曲線群を図中に描いている。図中の各数字は各漂砂の移動形態を示し①平坦床の掃流砂②砂漣上③シートフロー状である。また②の領域はさらに I, II, III の 3 つに区分される。波動場の砂漣上で漂砂が沖向きに移動するのは②-II の領域であるが, アーセル数が 10 以下の領域では砂漣上であっても岸向き

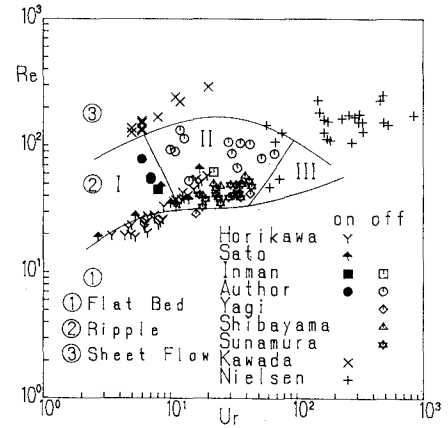


図-6 漂砂の移動方向と移動形態

に移動する領域であることがわかる。しかしながらその範囲は狭く, 砂漣上では大部分が沖向きとなる。②-III の領域については実験及び測定結果がほとんど得られていないので明確ではないが, 3 次元砂漣が形成されているのではないかと推定される。③のシートフロー状はアーセル数には依存せず粒子レイノルズ数が大きな場合に生じる。①の平坦床で掃流砂は, 砂粒子の移動限界の判定が各自によりやや異なるのでパラツキが見られるが, Manohar (1955) の振動流板を用いた, 平坦床における移動限界と砂漣上における移動限界に関する膨大な実験結果では, 粒子レイノルズ数が 30 以下では砂漣は形成されないとしており, これらの点を考慮すると平坦床と砂漣上の限界は図中のような曲線となる。以上より図-6 では波動場の漂砂の移動形態だけでなく移動方向の算定することが可能となる。

(4) 砂漣上の岸沖漂砂量について

沢本・山下 (1985) はシールズ数を用いて掃流砂, シ

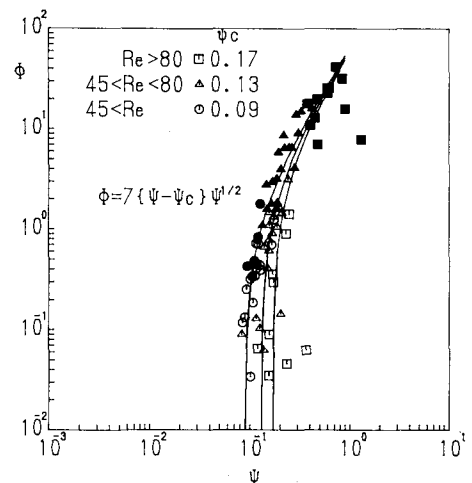


図-7 無次元岸沖漂砂量とシールズ数

ートフローでの漂砂量の算定, Sato (1987) は砂漣上の漂砂量の算定を行っている。しかしながら砂漣上の漂砂量に関してはシールズ数のみで表されており実験結果を良好に説明しているとは言い難い。そこで砂漣上における正味の漂砂量を Madsen や渡辺が提案しているようなシールズ数に比例する型の算定式に前述の2つのパラメーターを考慮する。アーセル数は振動流場では定義できないので粒子レイノルズ数を考慮する。

図-7 は波動場における早川ら (1984, 1985, 1987), 砂村ら (1978), Shibayama・Horikawa (1980), 八木ら (1985) と振動流場における Sato (1987) の実験による無次元漂砂量 $\Phi (=q/w_0/d_s)$ をシールズ数 Ψ と前述の粒子レイノルズ数 Re をパラメーターとして整理したものである。ここで, q : 正味の漂砂量, w_0 : 砂粒子の沈降速度, d_s : 砂粒子の中央粒径である。図中黒く塗りつぶしたデータは振動流場の値である。図中の曲線は渡辺(1981)により提案されている無次元漂砂量 Φ とシールズ数 Ψ の関係式

$$\phi = 7(\Psi - \Psi_c)\Psi^{1/2} \dots \dots \dots (6)$$

の限界シールズ数 Ψ_c を粒子レイノルズ数により変化させた曲線群である。図-7 より正味の岸沖漂砂量は従来の算定式に粒子レイノルズ数をパラメーターして算出することができ, また岸沖方向や振動流場と波動場に関係なく同一の曲線群で表すことができる。

5. 結 論

本研究では $k-\varepsilon$ 乱流モデルを波動場, 振動流場の砂漣上に適用し, 浮遊砂濃度分布の挙動の相違を調べることにより, 砂漣上の岸沖漂砂の移動方向や移動量についての検討をおこない, 次のような結論を得た。

① 波動場と振動流場の相違は流れの反転時において見られ, 特に鉛直速度成分が両者では異なり, そのため流れの反転後の浮遊砂濃度分布に相違が見られる。

② 砂漣上における岸沖漂砂に重要なパラメーターはシールズ数, アーセル数, 粒子レイノルズ数である。

③ アーセル数は鉛直速度成分に関係し, 粒子レイノルズ数は砂漣上で浮遊砂の形成に関与している。

④ 波動場における岸沖漂砂の移動形態はアーセル数と粒子レイノルズ数で区分される。

⑤ 砂漣上で岸向きに漂砂が移動するのはアーセル数の値が小さいきわめて限られた領域である。

⑥ 正味の無次元漂砂量は粒子レイノルズ数をパラメーターとして従来の算定式で, 振動流場と波動場に関係なく同一の曲線群で算定することができる。

参 考 文 献

浅野敏之・岩垣雄一 (1987): 浮遊砂を含む振動流場流れに対す

- る乱流モデルの適用, 第 42 回年次講演会, pp. 652-653.
 河田恵昭・吉岡 洋・藤木繁男・土屋義人 (1989): 高波浪時における漂砂観測法, 海岸論文集, 第 36 巻, pp. 269-273.
 佐藤昭二・田中則男 (1962): 水平床における波による砂移動について, 第 9 回海講論文集, pp. 95-100.
 佐藤慎司ら (1985): 乱流モデルによる砂漣上の振動流境界層の数値シミュレーション, 第 32 回海講論文集, pp. 26-30.
 沢本正樹・山下俊彦 (1985): 波による半周期漂砂量, 土木学会論文集, 第 363 号, II-4, pp. 195-204.
 砂村継夫ら (1978): 非対称砂漣上での砂移動機構と漂砂量に関する実験的研究, 第 25 回海講論文集, pp. 250-254.
 砂村継夫 (1982): 浅海域の漂砂量に関する実験的研究, 第 29 回海講論文集, pp. 239-243.
 辻本剛三・早川典生ら (1990): 砂漣を有する海底面上の乱流構造に関する研究, 土木学会論文集, 第 423 号, pp. 31-40.
 辻本剛三 (1991a): 砂漣上のような剝離を伴う流れ場への乱流モデルの適用について, 海岸論文集, 第 38 巻, pp. 216-220.
 土屋義人・坂野雅人 (1987): 漂砂形態とその発生領域, 第 34 回海講論文集, pp. 222-226.
 灘岡和夫ら (1988): 波動場と振動流場の違いに着目したシートフローの理論解析, 第 35 回海講論文集, pp. 292-296.
 早川典生・辻本剛三・森下憲治 (1984): 砂漣上の渦運動による浮遊砂輸送機構, 第 31 回海講論文集, pp. 291-295.
 早川典生ら (1985): 砂漣上の砂移動機構と岸沖漂砂量公式の検討, 第 32 回海講論文集, pp. 288-292.
 早川典生・辻本剛三ら (1987): 砂漣を形成する海底上の岸沖漂砂量の理論的検討, 第 34 回海講論文集, pp. 237-241.
 堀川清司・渡辺 晃 (1966): 波による砂移動に関する一考察, 第 13 回海講論文集, pp. 126-134.
 八木 宏ら (1985): 波・流れ共存場における漂砂機構に関する実験, 第 32 回海講論文集, pp. 293-296.
 渡辺 晃 (1981): 海浜流と海浜変形の数値シミュレーション, 第 28 回海講論文集, pp. 285-289.
 Hagatun, K. et al. (1986): Oscillating turbulent boundary layer with suspended sediments, JGR., Vol. 91, No. C11, pp. 13045-13055.
 Inmann, D. J. and Bowen, A. J. (1963): Flume experiments on sand transport by waves and current, Proc. 8th ICCE, pp. 137-150.
 Ismail Aydin・首藤伸夫 (1986): 振動流場境界層への $k-\varepsilon$ モデルの適用, 第 33 回海講論文集, pp. 41-45.
 Kommar P. D. and Miller M. C. (1974): Sediment threshold under oscillatory waves, Proc. 14th ICCE, pp. 756-775.
 Manohar, M. (1955): Mechanics of bottom sediment movement due to wave action, B. E. B., Tech. Memo., No. 75.
 Nielsen, P. (1984): Field measurements of time-averaged suspended sediment concentration under waves, Coastal Eng., Vol. 8, pp. 51-72.
 Patricia G. Pena-Santana・渡辺 晃・磯部雅彦 (1990): 振動流場境界層における流れと浮遊砂移動の数値シミュレーション, 海岸論文集, 第 37 巻, pp. 264-268.
 Sato, S. (1987): Oscillatory boundary layer flow and sand movement over ripples, Ph. D. thesis, Univ. of Tokyo.
 Shibayama, T. and Horikawa, K. (1980): Laboratory study on sediment transport mechanism due to wave action, Proc. JSCE, No. 296, pp. 131-142.
 Tsujimoto, G. et al. (1991b): Suspended sediment concentration and sediment transport mechanism over sand rippled bed using the turbulence model, CEJ, Vol. 34, No. 2, pp. 177-190.