

非対称振動流下における砂漣上の砂移動に関する実験的研究

佐藤 慎 司*・堀 川 清 司**

1. 緒 言

浅海域においては、波の有限振幅性の効果が顕著となり、底面流速波形は岸向きに強く沖向きに弱い非対称なものとなる。本論文では岸沖方向の net の砂移動が生じる一つの要因としてこの流速波形の非対称性に注目し、非対称な振動流中で形成される砂漣の特性および底質の移動機構について考察を加える。

砂漣上の砂移動に関しては、実験的な研究を中心に古くから活発に研究が進められており、実験結果に基づいて様々なモデル化が試みられている。しかし、漂砂量に関しては高精度のデータは少なく、モデルの十分な検証は行われていないのが現状である。

本研究では任意波形振動流装置を用いて現地に近い条件での移動床実験を行い、非対称振動流のもとで発生する砂漣の形状、浮遊砂濃度および net の漂砂量を精度良く測定し、これらと砂漣上の振動流境界層内の流速場・応力場との関係を明らかにすることを目的とした。

2. 実験装置および実験方法

実験には外部から電圧信号を入力することにより任意波形の振動流を発生できる任意波形振動流装置を用いた。振動流装置に図-1に示す様に長さ 110 cm の観測部を設け、豊浦標準砂（中央粒径 $D=0.18$ mm, 水中安息角 $\phi_r=33^\circ$ ）を敷きならした。実験中に観測部からこぼれ出た砂を確実に捕えるために、観測部の両端には長さ 35 cm の水平固定床部に続きハニカム整流器を利用して作成した捕砂器が設置してある。非対称振動流としては

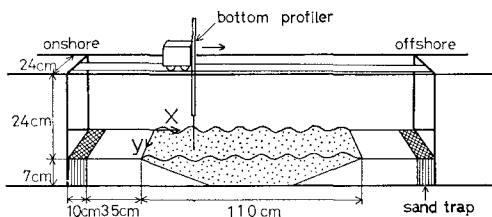


図-1 実験装置

ストークス波およびクノイド波の第3次近似解の底面流速波形を対象とし、全部で13種類の信号を用いて漂砂量測定および浮遊砂濃度測定の2種類の実験を行った。

2.1 漂砂量の測定実験

従来漂砂量の測定には、(1) 捕砂器を設置する方法、(2) 地形変化から逆算する方法、(3) 観測部を二分し両側の砂の重量を測定する方法などが用いられている²⁾。しかし、(1)、(2)の方法は精度の面で問題があり、(3)の方法も、今回対象とする様な大規模な砂漣が形成される場合には定常状態の砂漣が発達するまでに長い時間がかかることがあるため、結果の解釈に注意が必要である。そこで今回の実験では、観測部の地形測定と両端の水平床部および捕砂器から回収した砂の重量測定とを組み合わせる以下に示す方法で漂砂量を算出することにした。

① あらかじめ地形を測定した砂面に一定時間 Δt だけ振動流を作用させる。② 再び観測部の地形を測定する。③ 観測部の両端にこぼれ出た砂を回収する。

①～③を繰り返すことにより Δt 間の地形変化量 $\Delta h(x, y)$ (堆積を正)、岸側および沖測で回収された砂の乾燥重量 w_{on} , w_{off} が測定される。図-1に示した様に座標系をとり、観測部の幅と長さを B および L とすると次式が成立しなければならない。

$$(1-\lambda_v) \int_0^B \int_0^L \Delta h dx dy + (w_{on} + w_{off}) / \gamma = 0 \quad \dots (1)$$

ここで、 $\lambda_v (=0.4)$ は砂の空隙率、 $\gamma (=2.64 \text{ gf/cm}^3)$ は砂粒子の単位体積重量である。

また、単位幅当りの岸沖漂砂量 q (岸向きを正) は、

$$q(x) = \left(\int_0^B \int_0^x (1-\lambda_v) \Delta h dx dy + w_{on} / \gamma \right) / (B \Delta t) \quad \dots (2)$$

により計算される。今回の実験では地形測定の精度を高めるため、2 cm おきに 10 本の測線ととり台車にとりつけた連続式砂面計により詳細に地形を測定した。その結果三次元性の強い地形が発生した場合でも、式 (1) の残差が式 (2) で評価される漂砂量に占める割合は約 11% であった。従って本法で評価された漂砂量の精度は 10% 程度であると考えられ、従来の漂砂量測定法と比較すると非常に優れた精度を持っているものと思われる。

実験条件の選定に際しては、観測部中央付近で端部の

* 工修 東京大学技官 工学部土木工学科

** 工博 東京大学工学部長

影響を受けない部分が広くなる様に留意し、主流部における水粒子の軌道振幅 d_0 を 40 cm 以下とすることを一つの目安とした。有意な漂砂量が得られたケースは全部で 26 ケースであり、実験条件をまとめて表-1 に示す。

表-1 実験条件

信号	$u_c/\bar{u}$	$u_c/\omega d_0$	T (s)	d_0 (cm)	備考
S 1	0.555	0.557	3~5	17~42	ストークス波
S 2	0.570	0.574			
S 3	0.626	0.639			
C 1	0.639	0.662	3~5	17~42	クノイド波
C 2	0.722	0.808			
C 3	0.831	1.198			

u_c : 岸向き最大流速値, $\bar{u}$: 流速波形の全振幅, $\omega(=2\pi/T)$: 角周波数

2.2 浮遊砂濃度の測定実験

表-1 に示した実験条件のなかから二次元的な砂漣が形成された代表的な 1 ケース (信号 C 2, $T=3.0$ s, $d_0=24.1$ cm) を選び、浮遊砂濃度の測定を行った。測定は光学式濃度計 (受感部径 3 mm) を用いて行い、砂漣一波長にわたって約 100 点における浮遊砂濃度と振動流装置のピストンの変位とを同時に 13 周期間連続計測した。測点は水平方向に約 1 cm 間隔、鉛直方向に 0.5~2 cm 間隔で配置した。各測線で底面に最も近い測点は、センサーの存在により砂面が洗掘されることがない様に砂面から 0.5 cm とした。得られた記録は 1/25 s 間隔でサンプリングし、計算機で処理した。

実験の期間中、砂漣波高 η は 1.8~2.4 cm、波長 λ は 11.6~14.0 cm の範囲で変化した。形状の非対称性はほぼ一定であった。また砂漣は、0.01 cm/s の速度で沖方向に移動を続けた。濃度計受感部の径が 3 mm であることや、一点の測定の間には砂漣が約 0.4 mm 移動することを考慮すると、一点の記録を用いて計算される平均濃度は、測点の周囲 ± 5 mm 程度の領域で平均化された値であると考えられる。

3. 砂漣の形状

今回の実験の範囲では、ほとんどのケースで図-2 に示す様な非対称な砂漣が発達し、浮遊形式による砂移動が卓越した。底面に形成された砂漣の存在が、渦や乱れの生成を介して境界層内の流速場・応力場を変化させ、底質の移動に支配的な影響を与えて

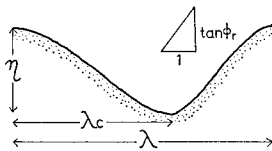


図-2 典型的な非対称砂漣

いると考えられるため、発達する砂漣の形状をまず明らかにすることが重要であろう。

図-3 は砂漣の波長 λ と主流部の水粒子軌道全振幅 d_0 との関係を示したものである。図には今回の実験データの他に、同じ装置を用いて得られた浜本⁹⁾、柴山⁴⁾の

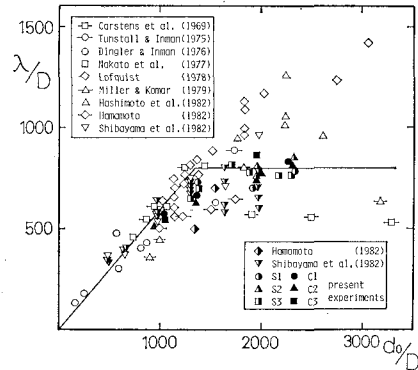


図-3 砂漣の波長と軌道全振幅の関係

データおよび粒径 D が 0.2 mm に近いデータ⁹⁾⁻¹¹⁾もプロットしてある。流速波形の非対称性による有意な差は認められず、 $d_0/D < 1300$ の範囲では λ は d_0 に比例し、 $\lambda \approx 0.6 d_0$ の関係が認められる。また、 $d_0/D > 1300$ の領域では三次元性の強い砂漣が発達することが多くデータにちらばりがみられるが、平均的な波長は $\lambda \approx 800 D$ で与えられる様である。

砂漣の波形勾配と、次式で評価されるシールズ数 Ψ との関係を示したのが図-4 である。

$$\Psi = \frac{1}{2} f_w \frac{u_c^2}{s g D} \quad \dots\dots\dots (3)$$

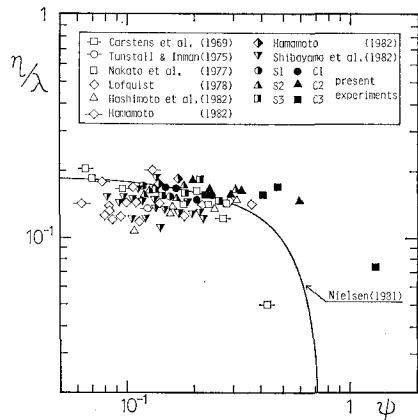


図-4 砂漣の波形勾配とシールズ数の関係

ここで、 f_w は Jonsson の摩擦係数、 u_c は岸向きの最大流速値、 s ($=1.64$) は砂の水中比重、 g は重力加速度である。図中の実線は Nielsen¹²⁾ が正弦振動流によるデータをもとに提案した実験式を示している。この場合も流速の非対称性による顕著な差は認められず、今回の実験の範囲ではシートフロー状態になった 1 ケースを除くと砂漣の波形勾配はほぼ一定で、平均的には $\eta/\lambda \approx 0.16$ の関係が成立していることがわかる。

最後に、砂漣の非対称性を表わす指標として λ_c/λ をとり、流速波形の非対称性 $u_c/\bar{u}$ との関係を示したのが

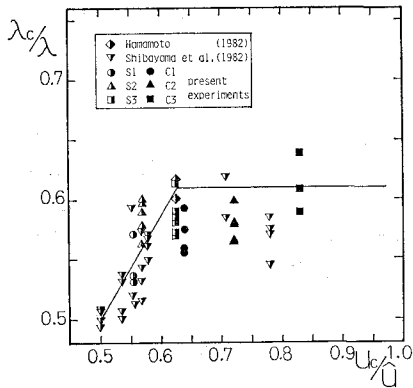


図-5 砂漣の非対称性

図-5 である。砂漣形状の非対称性は流速の非対称性が小さいうちはこれに比例して増大するが、一定の上限値が存在する様である。非対称性の強い振動流下で十分に発達した砂漣は、図-2 に示した様に岸向き斜面の傾きが底質の水中安息角に近いものが多い。そこで岸向き斜面を最大傾斜角が安息角に等しい正弦曲線で近似すると砂漣の非対称性の上限値は次式で表わされる。

$$\left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)_{\max} = 1 - \frac{\pi}{2} \frac{\eta/\lambda}{\tan \phi_r} \quad \dots\dots\dots (4)$$

砂漣の波形勾配を平均的な値で代表させ $\eta/\lambda = 0.16$ とみなすと、今回の実験で用いた底質に対しては $(\lambda_c/\lambda)_{\max} = 0.61$ と評価されることになる。

4. 非対称振動流場における net の漂砂量

信号 C2 を用いたケース ($T=3.0$ s, $d_0=17.3$ cm) において、砂漣が十分に発達してから 15 分間の地形変化を図-6 に示す。上段、中段の図はそれぞれ初期状態を

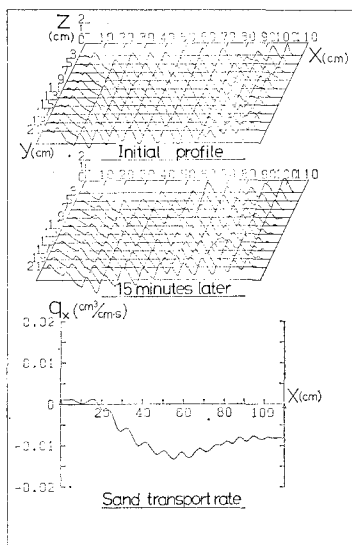


図-6 地形変化と局所的漂砂量

よび 15 分後の観測部の地形であり、下段には式 (2) で算出される局所的な漂砂量分布が示されている。漂砂量は中央部付近 ($x=55$ cm) ではほぼ一定値をとっており、この区間においては端部の影響を受けない漂砂量を評価できると考えられる。ただし、全体にわたって波長 8 cm 程度の周期変動があらわれているが、これは砂漣の移動の結果生じるものである。そこで、中央部付近の砂漣一波長の区間で平均した値で漂砂量 Q を評価することにした。

信号 S3 を用いたケース ($T=3.0$ s, $d_0=24.0$ cm) において、平坦な砂面からはじめて砂漣の発達に伴う漂砂量の変化を示したのが 図-7 である。初期の段階では掃

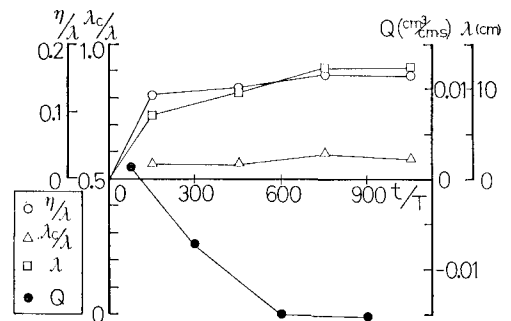


図-7 砂漣の発達と漂砂量の変化

流砂が卓越し、net の漂砂量はわずかに岸向きとなるが、以後砂漣の発達とともに浮遊砂が卓越する様になり、net の漂砂量も冲向きとなってゆく。そして、 $t/T > 600$ では砂漣形状と漂砂量はほぼ平衡状態に達している。この様に平坦な砂面からはじめても平衡砂漣が発達するのに要する時間は 600 波程度であり、海浜変形の時間スケールを考慮すれば、平衡砂漣上の漂砂量を正しく評価することが重要であると考えられる。

平衡状態にある砂漣上の net の漂砂量は、シートフロー状態となった 1 ケースを除き全て冲向きであった。これらに対して無次元漂砂量 $\Phi = Q/w_s \cdot D$ (ここで $w_s (=2.1$ cm/s) は砂の沈降速度) を式 (3) で評価したシールズ数 Ψ を用いて整理したのが 図-8 である。図中の実線は、Watanabe¹³⁾ が二次元造波水槽で行った実験に基づいて提案した式 (5) を表わし、破線は Madsen・Grant¹⁴⁾ が掃流砂が卓越する条件で半周期平均漂砂量に対して提案した式 (6) を示している。

$$|\Phi| = 7(\Psi - \Psi_c)\Psi^{1/2} \quad (\text{ただし } \Psi_c = 0.11) \quad \dots\dots (5)$$

$$|\Phi| = 12.5\Psi^3 \quad \dots\dots (6)$$

図-8 によると漂砂量はほぼ式 (5) によって評価できるものと判断されるが、 $\Psi > 0.5$ の領域では式 (5) による値よりかなり小さな値となっている。この理由は、この領域がシートフロー状態への遷移領域であり砂漣背後に形成される渦が崩壊することが多く、渦の放出による

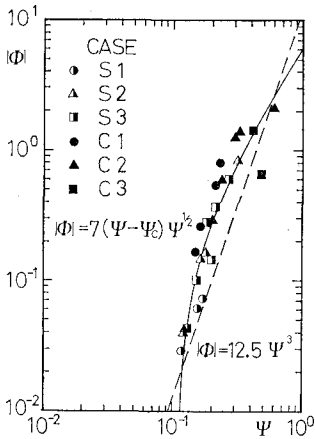


図-8 平衡砂漣上の net の漂砂量と Shields 数の関係

冲向きへの砂の輸送効率が悪くなるためと考えられる。さらに Ψ が大きくなると砂漣はほぼ消滅し、 $\Psi=1.4$ となったケースでは net の漂砂量は岸向きに逆転した。

また $\Psi < 0.5$ の領域では、 Ψ を一定とした場合流速の非対称性が強くなる程漂砂量も大きくなる傾向がある。これは、非対称性が強くなる程放出された渦の移動距離が増加することなどによると考えられるが、データが少なく一般的な結論を導き出すには至っていない。

5. 浮遊砂濃度の時空間分布

砂の動きを観察したところ、底面からの砂の連行は次の3つの過程によるものが多かった。(1) 岸向き流速時に緩斜面上を駆け上がった掃流砂が渦にとり込まれる。(2) 岸向き流速時に砂漣背後で成長する定在渦が底質を巻きあげる。(3) 渦の放出直後に渦が砂漣頂を掃くことにより高濃度の砂層が形成され砂漣頂から放出される。多くのケースでは(2)の過程による砂の連行量は少なく、(1)、(3)の過程が支配的であると思われる。

図-9 は濃度記録の同位相平均をとり、各位相における平均濃度の空間分布を示したものである(岸向き最大流速時を位相 0 とする)。岸向き流速時に砂漣背後に浮遊砂雲が形成され、流速が岸向きから冲向きに反転した直後 ($\omega t = 3\pi/5$)、浮遊砂雲が上方に放出されるとともに砂漣頂付近から高濃度の砂層が放出される様子が明瞭にとられている。著者ら¹³⁾が流速場の測定結果から底面剪断応力を評価した例によると、渦の通過時には砂漣頂に瞬間的に大きな剪断応力が働くことがわかっており、その結果砂漣頂付近に高濃度の砂層が形成されるものと考えられる。

得られた平均濃度を砂漣一波長上で積分することにより、砂漣上で浮遊状態にある砂の総量 W_s を評価することができる。図-10 は総浮遊砂量の位相変化とピスト

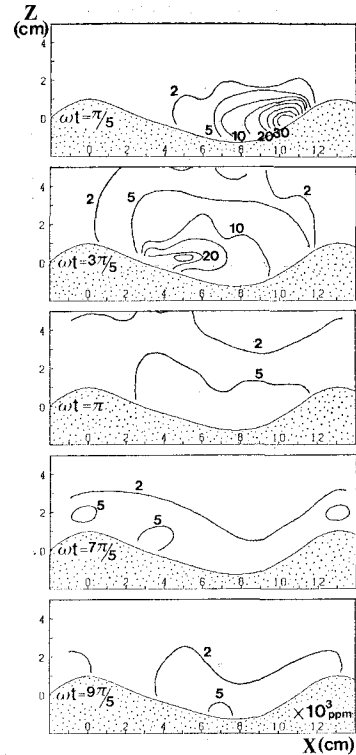


図-9 位相平均浮遊砂濃度分布

ンの変位記録から計算した主流流速波形とを示したものである。図-9 と合わせ見れば、総浮遊砂量は渦の形成とともに増加し、渦の放出直後に最大となり、以後浮遊砂の沈降とともに減少してゆくことがわかる。

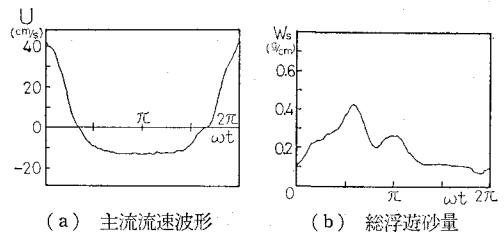


図-10 主流流速波形と総浮遊砂量の位相変化

浮遊砂濃度の解析には、時間平均濃度に対して次式で表わされる一次元拡散方程式が用いられることが多い。

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_s \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) + w_s \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = 0 \quad \dots \dots \dots (7)$$

ここで、 $\bar{c}$ は時間平均濃度、 K_s は鉛直渦動拡散係数である。

今回の実験における時間平均濃度分布は 図-11 に示す様に、急斜面上においては底面近傍で極めて高濃度となるが上方における濃度は低い。また緩斜面上では、二山型の分布を示しかなり上方まで高濃度が維持されている。この様に非対称振動流のもとでの時間平均濃度の鉛

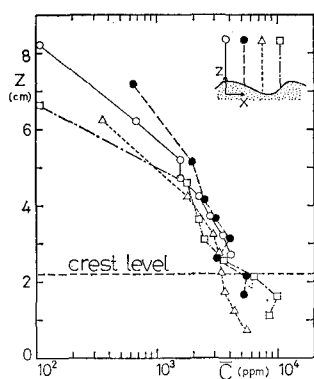


図-11 時間平均濃度の鉛直分布

直分布は測線によってその特性が著しく異なるため、一次元拡散方程式による取扱いは限界があるものと思われる。

最後に、測定した浮遊砂濃度をもとに、次式で表わされる漂砂フラックスから砂漣上の net の漂砂量を評価することを試みる。

$$q(x) = \int_0^{\delta} \overline{cu} dz' \quad \dots\dots\dots (8)$$

ただし、 δ は浮遊砂の及ぶ最大高さであり、 z' は底面から鉛直上向きに測った距離である。今回の実験では流速場の測定は行えなかったうえ、乱れまで含めて流速場を計算することは非常に困難であるため、ここではポテンシャル理論で計算される流速値を用いて $q(x)$ を計算することにした。剝離渦による流速場の歪みが比較的小さいと考えられる緩斜面上で算出した $q(x)$ から砂漣上の net の漂砂量を評価すると $Q_{flux} = -0.033 \text{ (cm}^3/\text{cm} \cdot \text{s)}$ となり、先述の漂砂量測定実験により求めた値 $Q = -0.058 \text{ (cm}^3/\text{cm} \cdot \text{s)}$ の約 60% であった。乱れの相関 $\overline{c'u'}$ を無視したことやポテンシャル理論による流速の評価精度などに問題が残されているものと思われる。

6. 結 言

任意波形振動流装置を用いて移動床実験を行うことにより、従来ほとんどデータのなかった非対称振動流のもとで発生する砂漣の特性および砂漣上での底質の移動機構を定量的に把握することができた。非対称な振動流が、非対称な砂漣の発生を介して特徴的な振動流境界層を形成することにより、底質の浮遊と輸送現象に与える影響をある程度明らかにできた。

しかし、今回の実験は粒径 0.18 mm の砂という単一

条件下で行われたものであり、ケース数も十分とは言えない。今後はさらに広範な条件での実験データを蓄積するとともに、シールズ数の大きい領域における漂砂量の評価法や乱流流速場の予測手法を開発してゆきたいと考えている。

最後に本研究に関し助言いただいた東京大学渡辺晃教授に感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 例えば、沢本正樹・山下俊彦・北村 匡：砂漣上の乱れ強度分布と浮遊砂濃度分布，第 28 回海岸工学講演会論文集，pp. 232~236，1981。
- 2) 例えば、砂村継夫：浅海域の岸沖漂砂量に関する実験的研究，第 29 回海岸工学講演会論文集，pp. 239~243，1982。
- 3) 浜本健一：非対称振動流下における砂漣上の振動流境界層に関する実験的研究，東京大学大学院修士論文，122 p.，1982。
- 4) 柴山知也・堀川清司・矢吹信喜・半田真一：二次元海浜変形予測手法の実験による検討，第 29 回海岸工学講演会論文集，pp. 249~253，1982。
- 5) Carstens, M. R., F. M. Neilson and H. D. Altinbilek: Bed forms generated in the laboratory flow, CERC Tech. Memo., No. 28, 39 p., 1969.
- 6) Tunstall, E. B. and D. L. Inman: Vortex generation by oscillatory flow over rippled surface, J. Geophys. Res., Vol. 80, No. 24, pp. 3475~3484, 1975.
- 7) Dingle, J. R. and D. L. Inman: Wave-formed ripples in nearshore sands, Proc. 16th Coastal Eng. Conf., pp. 2109~2126, 1976.
- 8) Nakato, T., F. A. Locher, J. R. Glover and J. F. Kennedy: Wave entrainment of sediment from rippled beds, Proc. ASCE, Vol. 103, No. WW1, pp. 83~99, 1977.
- 9) Lofquist, K. E. B.: Sand ripple growth in an oscillatory-flow water tunnel, CERC Tech. Paper, No. 75-5, 101 p., 1978.
- 10) Miller, M. C. and P. D. Komar: Oscillatory sand ripples generated by laboratory apparatus, J. Sedimentary Petrology, Vol. 50, No. 1, pp. 173~182, 1980.
- 11) 橋本 宏・辻本剛三・早川典生：大規模砂漣上の流速分布と浮遊砂濃度，第 29 回海岸工学講演会論文集，pp. 244~248，1982。
- 12) Nielsen, P.: Dynamics and geometry of wave-generated ripples, J. Geophys. Res., Vol. 80, No. C7, pp. 6467~6472, 1981.
- 13) Watanabe, A.: Numerical models of nearshore currents and beach deformation, Coastal Engg. in Japan, Vol. 25, pp. 147~161, 1982.
- 14) Madsen, O. S. and W. D. Grant: Quantitative description of sediment transport by waves, Proc. 15th Coastal Eng. Conf., pp. 1093~1112, 1976.
- 15) 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 回海岸工学講演会論文集，pp. 189~193，1983。