

不規則波砕波帯における浮遊砂フラックス

佐藤 慎 司*・浅 野 学**

1. はじめに

不規則波砕波帯では、砕波に伴う乱れによって多量の底質が巻き上げられ、これが海浜流や波動運動および長周期運動によって輸送されるため、活発な漂砂現象が見られる。不規則波のもとでの漂砂機構は、Roelvink・Stive (1989), 佐藤・光信 (1990) による数値実験, 大塚ら (1984), 入江ら (1985) らによる室内実験, 現地観測などにより解明が進んでいるが、砕波帯内の浮遊漂砂の影響を陽に表現しているものは少ない。また、不規則波では一般に高波が数波連なって出現することが多く、このような波の連なりの現象が、砕波帯内の長周期変動の発生や底質の移動機構にも大きな影響を与えていると考えられる。しかし、不規則波群における波の連や長周期波と砂移動との関係については、加藤 (1990), 柴山ら (1990), 佐藤ら (1991) により検討が始められたばかりであり、未だ不明確な部分が多い。

本研究では現地の漂砂現象を考えるうえで特に重要となる不規則波砕波帯の浮遊砂現象に注目して実験を行ない、不規則波を構成する各周波数帯が底質の輸送に果たしている役割を評価する。さらに、数値モデルによって浮遊砂濃度変動をシミュレートし、不規則波による浮遊砂輸送の予測モデルを提案することを目的とした。

2. 実験条件と方法

図-1 に示す様に二次元造波水槽に斜面を設置し、その一部約 3 m の 1/20 勾配の区間に中央粒径 $D=0.18$ mm の標準砂を厚さ 2 cm で敷き均した。Bretschneider・Mitsuyasu 型のスペクトルを用いて発生させた不

規則波を造波し、一様水深部の波形と斜面上に設置した 11 個の測点における表面波形、浮遊砂濃度 C 、流速 u をそれぞれ、容量式波高計、光学式濃度計、超音波流速計を用いて 20 分間連続計測した。測点は静水汀線からの距離が 210 cm までで底面から 0.5 cm 以上波谷レベル以下の領域に配置した。測定は造波 20 分後定常な砂漣が形成されてから開始し、測点を移動する毎に砂を敷き均して計測を繰り返した。

濃度計のキャリブレーションはあらかじめ、攪拌水槽で実験と同じ底質を用いて定常な濃度場を作成して行った。図-2 は、濃度計の出力と採水によって算出した平均濃度を比較したものである。ほぼ線形の関係が認められるので図中の一次式で濃度に変換することにした。

実験は有義波周期を 1.05 s とし、沖波の有義波高 $(H_0)_{1/3}$ を 7.7 cm, 9.5 cm, 11.7 cm と 3 種類変えて 3 ケース行った。本論文では波高の昇順に実験ケースの番号をつけることにする。沖波平均波高を用いて堀川・砂村の C 値を計算すると 5.2, 6.4, 7.9 となり、大塚ら (1984) の研究結果ではいずれも中間型の地形変化が生じる条件である。3 ケースともに測定時間内に底質は汀線付近と砕波点付近に堆積し、不規則波条件に特徴的な中間型の地形が形成された。ケース 3 の地形変化を計測した例を図-3 に示す。造波 20 分後から 1 時間後程度までは中間型の地形変化が徐々に進行する期間であることがわかる。

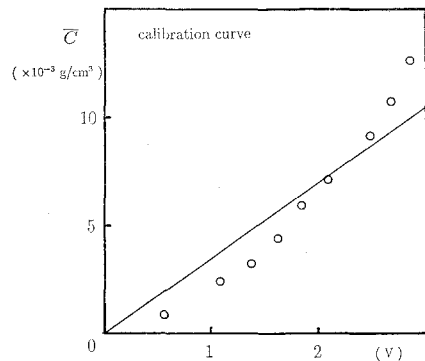


図-2 浮遊砂濃度計のキャリブレーション

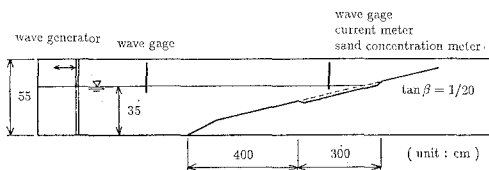


図-1 実験装置

* 正会員 工博 横浜国立大学助教授 工学部建設学科

** 学生会員 横浜国立大学大学院 工学研究科

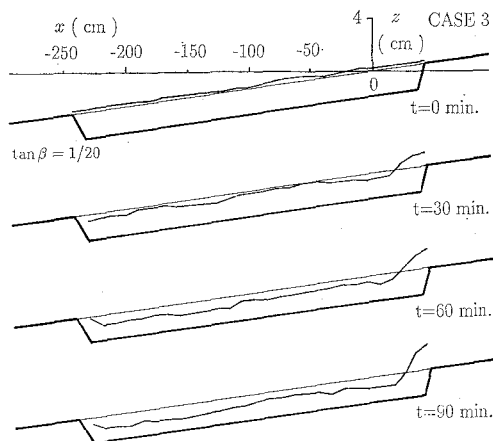


図-3 地形変化の計測例

3. 浮遊砂フラックス

3.1 浮遊砂フラックスの空間分布

図-4 は、ケース3における有義波高と浮遊砂フラックス、定常流速および平均濃度の分布を示したものである。波高は測定領域内で単調減少しており、このケースではすべて砕波帯内の測定であることがわかる。また、浮遊砂フラックスの積分値を評価すると $0.01 \text{ g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ 程度となり、砕波点付近の地形変化から逆算した net の漂砂量とほぼ対応することがわかる。本実験条件が浮遊砂が卓越する条件であることをうかがわせている。定常流速はすべて負となっており、底面近傍では砕波点付近より汀線付近の方が強くなっている。この傾向は岡安ら (1991) のレーザ流速計による計測例とも一致している。また、平均濃度の鉛直分布をみると、いずれも底面に近づくほど急増し、指数分布に近い分布となっている。

濃度の鉛直分布をさらに詳しく確認するために、全ケースの $x = -210 \text{ cm}$ と -160 cm における平均濃度と底面からの高さ z との関係を示したのが図-5である。この図の濃度勾配から拡散係数を推定すると $\varepsilon = 3.4 \text{ cm}^2/\text{s}$ 程度となる。また、図-4 で底面上 0.5 cm の測点に注目すると、汀線に近づくにつれて平均濃度が小さくなっている。これは、水深が深い領域では砂漣上の浮遊砂が主体で、ほぼ半周期毎に底質が巻き上げられるのに対し、汀線近傍では乱れが強いため、砂漣による周期的な巻き上げは少なく砕波の乱れによる間欠的な巻き上げが主となり、底質の巻き上げ量が減少するためである。

図-4 の浮遊砂フラックスは砕波点付近では底面に近づくほど沖向きへと増大するが、汀線付近では底面近傍でやや岸向きとなる傾向がある。これは、沖では砂漣上の浮遊砂が支配的で定常成分や長周期成分による輸送が貢献するのに対して、汀線付近では砕波による底質の巻

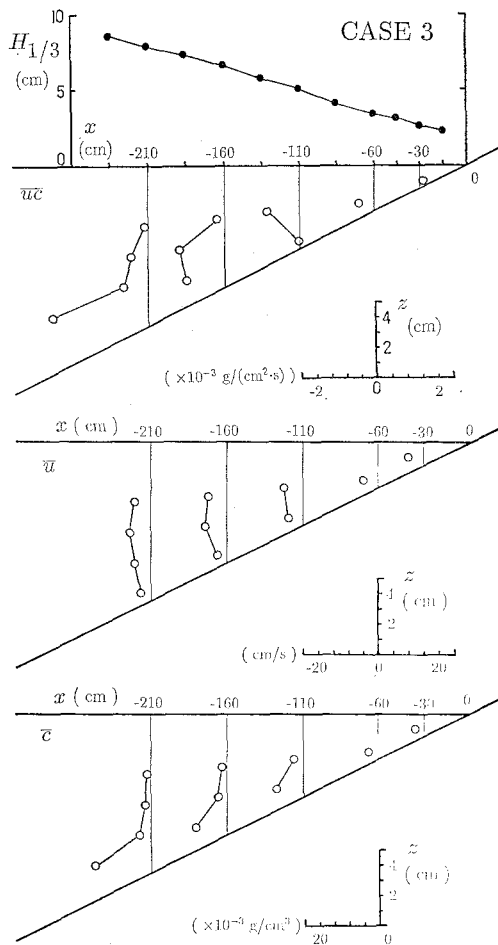


図-4 定常流速・平均浮遊砂濃度・浮遊砂フラックスの分布

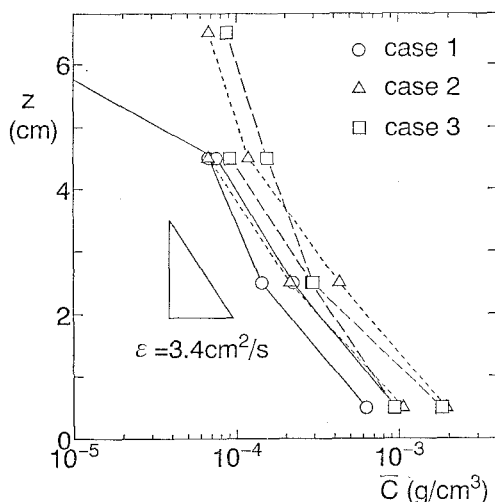


図-5 平均濃度の鉛直分布

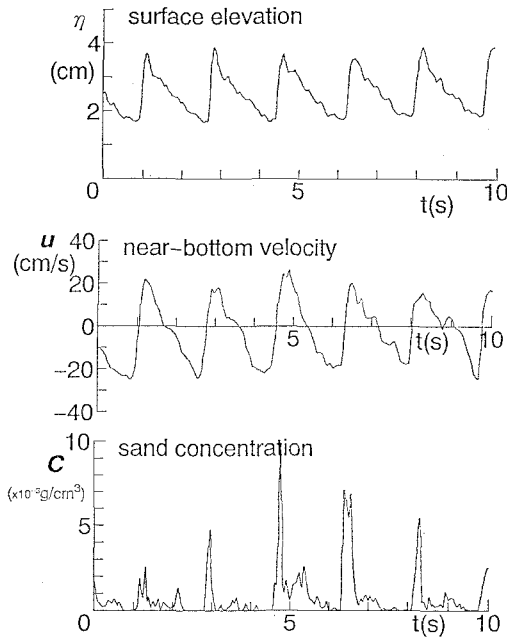


図-6 静水汀線における浮遊砂濃度変動

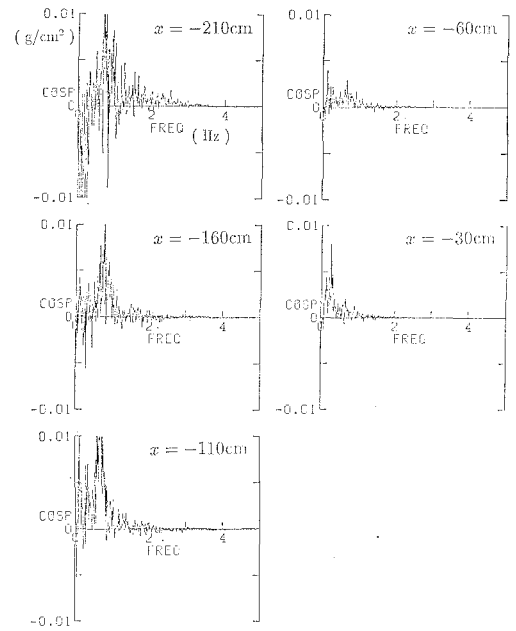


図-7 流速と濃度のコスペクトル (ケース3)

き上げが主となり、短周期成分による輸送の割合が相対的に大きくなっていくためであると考えられる。

汀線付近の流速と濃度の短周期成分の位相関係を確認するために、規則波を用いて静水汀線における波形、流速、浮遊砂濃度を測定した。図-6 は、不規則波の実験条件と同じ勾配 1/20 の斜面に中央粒径 0.18 mm の砂を敷き均し、周期 1.8 s、沖波波高 10.3 cm の規則波を作用させた時の測定記録例である。砕波波峰通過直後の岸向き流速時に浮遊砂濃度が高くなっており、岸向きの浮遊砂フラックスを生じていることがわかる。

3.2 流速と濃度のクロススペクトル

図-7 は底面上 0.5 cm の測点における、浮遊砂濃度 C と流速変動 u のコスペクトルを示したものである。周波数が 0 から 1.5 Hz までの変動成分による輸送が活発で、沖に行くほど変動が大きくなる傾向がある。また、沖に行くにつれて低周波数帯で沖向きの輸送が顕著となり、一番沖の $x = -210 \text{ cm}$ の測点では 0.5 Hz 付近まで沖向きの輸送を示していることがわかる。

各周波数成分の役割を定量化するために、不規則変動成分を定常成分、長周期成分、短周期成分に分離し、各成分による浮遊砂輸送量を示したのが図-8 である。長・短周期成分の境界周波数はピーク周波数の 1/4 倍とし、 C と u のコスペクトルを積分してそれぞれの輸送量を求めた。各成分の絶対値は、全ての測点で定常成分が一番大きく、次いで短周期成分がほぼこれに匹敵する大きさとなっている。また、全ての測点で短周期成分は岸向き、定常成分は沖向きとなっており、両者がほぼ釣

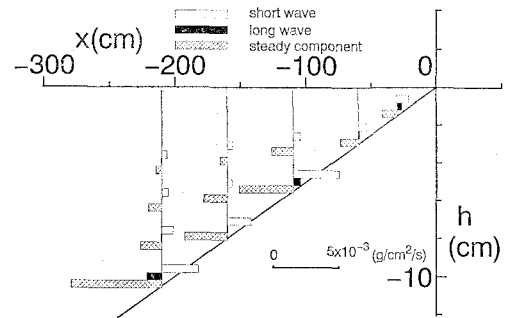


図-8 浮遊砂フラックスの各成分 (ケース3)

り合っている点も多い。また、長周期成分は砕波点付近では沖向き、汀線近傍では岸向きの輸送に貢献していることがわかる。汀線近傍では短周期成分の占める割合が増え、また長周期成分も岸向きとなるため、全体のフラックスも岸向きとなる傾向がある。今回実験した全ての条件で以上の傾向が確認された。

短周期成分による輸送が岸向きとなるということは、流速の短周期変動が岸向きの時に浮遊砂濃度が高く、沖向きの時に低いということを意味している。この理由は、底面付近では定常流速が負であるために、沖向きの流速振幅が大きくなり、流速が岸向きに反転する際に砂澁からより大量の底質が巻き上げられるためである。また、汀線付近では、砕波波峰の通過する瞬間に乱れによって砂が巻き上げられ、直後の岸向き流速で輸送されることも貢献している。

長周期成分による輸送方向が岸沖で逆転する理由は、

沖では波群に拘束された長周期成分が卓越し、波高が大きく底質の巻き上げが活発な時に流速が負となる傾向があるのに対して、汀線近傍では重複波成分が卓越し、佐藤ら (1990) も指摘している様に、波高と長周期成分の相関が逆転するためと考えられる。

4. 浮遊漂砂量の算定モデル

4.1 浮遊砂濃度の計算法

不規則波砕波帯の浮遊漂砂現象をさらに定量的に評価するために、佐藤ら (1991) が提案した数値モデルを拡張して、二次元拡散方程式に基づく数値モデルを構築した。計算では一様な緩勾配斜面を対象とし、底面の境界条件を容易に与えるために、底面に沿って x' 軸をとり、底面に垂直に z' 軸をとった。以後簡単のために $'$ を省略して表すことにする。拡散係数を ϵ とすると浮遊砂濃度に対する拡散方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(Cu) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\epsilon \frac{\partial C}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\epsilon \frac{\partial C}{\partial z}\right) + w_s \tan \beta \frac{\partial C}{\partial x} + w_s \frac{\partial C}{\partial z} \quad (1)$$

ここで、 w_s は底質の沈降速度、 $\tan \beta$ は底面勾配である。上式を加速緩和法を用いて陰形式の差分スキームで数値計算することにより、浮遊砂濃度変動を計算した。計算領域は底面から 20 cm の領域とし、計算格子幅は $\Delta x = 5$ cm, $\Delta z = 0.2$ cm, $\Delta t = 0.05$ s とした。水面の境界条件は静水面で濃度を 0 とおいた。側方境界は沖側は濃度勾配を 0 とし、汀線側では濃度を 0 とした。底面境界では後述する巻き上げ量を用いて濃度勾配を与えた。

(a) 底面流速と底面摩擦力

佐藤ら (1991) のモデルで底質の巻き上げ量を計算するためには、底面における流速変動の時系列値が必要である。しかも、流速の定常成分の大きさ、非対称性、長周期成分と短周期成分の相関などが敏感に漂砂量の算定値に影響すると考えられる。不規則波の浅水砕波変形を計算して底面流速を評価する数値モデルには佐藤・光信 (1990)、佐藤・鈴木 (1989) のもの等があるが、本研究ではまず、底面流速が十分な精度で与えられた時の漂砂量の予測精度を確認するために、実測された流速をそのまま用いることにした。一様水深部に固定した波高計の記録をもとに各測点の流速データを同期させ、これらを空間的に内挿することにより、計算格子点における流速値を評価した。この様にして評価された底面流速変動波形をもとに個々の波を定義し、それぞれの波の流速振幅 u_i から Jonsson の摩擦係数を計算して、底面摩擦応力振幅 Ψ_i を算出した。

(b) 底質の巻き上げ量

波の不規則性と浮遊砂の非平衡性を考慮するために、

底質の巻き上げ量を時間と場所の関数として評価した。

砂漣の峰のレベル以上の浮遊砂濃度を扱うこととし、浮遊砂の巻き上げは、Nielsen (1988) にならい流速反転時に集中するものとした。すなわち、流速変動をゼロクロス解析し、流速の向きが変わる瞬間 ($t=t_i$) に砂の巻き上げが発生するものとした。巻き上げ量は、直前の半周期間の無次元底面摩擦力振幅 Ψ_i と流速振幅 u_i を用いて、次式で評価する。

$$Q_i = \alpha_s w_s D (\Psi_i - \Psi_0) u_i / \sqrt{gD}$$

ここで、 α_s は無次元係数であり、浮遊砂濃度の測定結果からここでは 0.006 とした。そして、流速反転時 $t=t_i$ に、拡散による巻き上げフラックスがこれと等しくなるものとした。すなわち底面における境界条件を次式で与えた。

$$\epsilon (\partial C / \partial z) = - \sum_i Q_i \delta(t - t_i) \quad \text{at } z=0$$

ここで、 $\delta(t)$ はディラックのデルタ関数である。

(c) 拡散係数

Nielsen (1988) が規則波に対して提案した次式を用いることにした。

$$\epsilon = w_s \eta [1.24 \exp[-40(w_s/\hat{u})^2] + 0.2]$$

ここで、 η は砂漣の波高、 $\hat{u}$ は底面流速振幅であり、これらは実測値から定めた。ケース 3 に対して計算すると $\epsilon = 2.53 \text{ cm}^2/\text{s}$ となり、図-5 から推定した拡散係数とはほぼ同程度であることを確認した。

4.2 実験との比較

図-9 は $x = -110$ cm の底面上 0.5 cm の点における浮遊砂濃度の実測値を計算値と比較したものである。従来の一次元拡散方程式によるモデルと比較するために、(1) 式で x に関する微分を全て省略した一次元モデルによる計算例 (中段) と今回開発した二次元モデルによる計算例 (下段) を示した。二次元モデルでは、水平方向の移流・拡散を考慮することにより実測値に近い濃度変動をシミュレートできている。

計算された浮遊砂濃度変動を実測値と同様にスペクトル解析し、各周波数成分の役割を示した。一次元拡散方

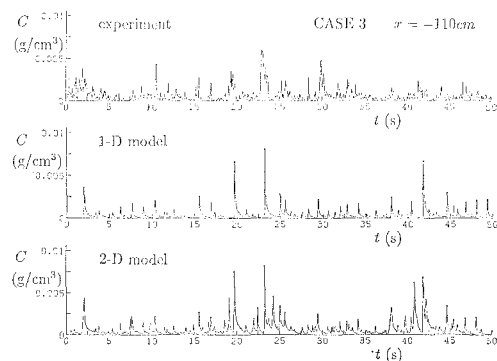


図-9 浮遊砂濃度の実測値と計算値の比較

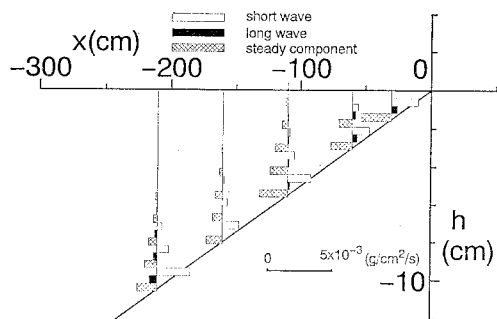


図-10 浮遊砂フラックスの計算値 (ケース3, 一次元モデル)

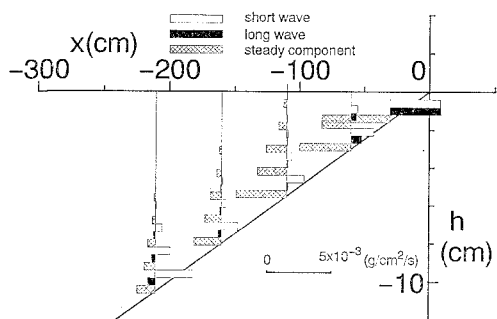


図-11 浮遊砂フラックスの計算値 (ケース3, 二次元モデル)

程式によるモデルの結果を図-10に示し、図-11に二次元モデルによる計算例を示す。短周期成分、長周期成分ともに実験で得られた分布傾向を再現していることがわかる。ただし、二次元モデルでは汀線付近で実測よりやや大きめの値となっており、今後水面と汀線境界の境界条件の与え方を改良する必要がある。

5. おわりに

斜面上で砕波する不規則波に対して、砕波点から汀線

付近までの11か所の測点で、水面波形・流速波形・浮遊砂濃度変動を同時に測定し、不規則波の各周波数成分が浮遊砂輸送に果たす役割を評価した。さらに、浮遊砂の運動を記述する数値モデルを開発し、実験結果によりモデルの妥当性を検証した。

今後は、二次元モデルの境界条件の設定法を改良するとともに、三次元波浪・海浜流場への適用を検討する予定である。なお、本研究の一部は文部省科学研究費奨励(A) (課題番号: 04750493) による研究成果であることを付記する。

参考文献

- 入江 靖・柴山知也・渡辺 晃 (1985): 不規則波による二次元海浜変形と岸沖漂砂量, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 316-320.
- 大塚行則・三村信男・渡辺 晃 (1984): 不規則波による二次元海浜変形と岸沖漂砂量分布, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 321-325.
- 岡安章夫・片山裕之・古永 充 (1991): 不規則波による砕波帯内定常流速と長周期成分の鉛直分布, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 81-85.
- 加藤一正 (1990): 漂砂と海浜地形変化に及ぼす長周期波の影響に関する研究, 東京工業大学学位論文, 120 p.
- 柴山知也・斉藤栄一・疋田克己・奥野雅量・岡安章夫 (1990): 長周期波の局所漂砂量に及ぼす効果, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 279-283.
- 佐藤慎司・鈴木秀典 (1989): 砕波帯における底面流速変動波形の評価法, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 51-55.
- 佐藤慎司・光信紀彦 (1990): 不規則波による海浜断面地形変化の数値計算, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 309-313.
- 佐藤慎司・斉藤栄一・上月晃生 (1991): 波の連なりが漂砂量に及ぼす影響に関する研究, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 246-250.
- Nielsen, P. (1988): Three simple models of wave sediment transport, Coastal Eng., Vol. 12, pp. 43-62.
- Roelvink, J. A. and M. J. F. Stive (1989): Bar-generating cross-shore flow mechanisms on a beach, J. Geophys. Res., Vol. 94, No. C4, pp. 4785-4800.