

斜め遡上波の下での波打ち帯の漂砂の解析

浅野 敏之*・末 富 博文**

1. はじめに

最近 Kamphuis (1991) らは、沿岸漂砂量が碎波点近傍のみならず波打ち帯にも別の極値を持つことを報告している。汀線の前進・後退には波打ち帯の漂砂が大きく関与するが、その力学機構は良くわかっていない。その理由として、漂砂の外力が前傾した非線形性の高い波であり、波の遡上・流下に伴って没水と干出を繰り返すため底質運動が特異なものとなることが挙げられる。

著者の1人は、平面2次元の非線形長波方程式を岸沖方向と沿岸方向の独立な方程式に分離することによって、遡上端を自由境界とした波打ち帯の流速場の算定モデルを示した(浅野・中野, 1992)。これによれば斜面上の平面2次元流速場の時空間変化が計算できる。

本研究は、遡上端の位置を含めて時間変動する流速場を外力とする時の、底質粒子の運動と漂砂量に関する計算モデルを示し、その結果から波打ち帯の漂砂の特性を明らかにしようとするものである。

2. 流速場の計算の概要

沖側端において θ_b の角度をもって入射する波峰の平行・直線の波が、平行等深線を持つ勾配 S の斜面上を伝播する時の汀線付近の運動を考える。汀線に直角方向に x 軸、沿岸方向に y 軸をとり、静水面を起点として鉛直上方に z 軸をとる。波速 $C/\sin \theta$ で波とともに進行する座標系から見た擬時間 $\bar{t} = t - (\sin \theta_b / C_b)y$ を導入し t と y の2つの独立変数を1つにまとめる。入射角は十分小さいとしてこれを微小パラメータとすると、岸沖方向と沿岸方向に対する独立な方程式が導かれる (Ryrie, 1983; 浅野・中野, 1992)。図-1は、Kamphuisの実験ケース (TEST-ID) とほぼ等しい入力条件下で、水位変動 η (下段)、岸沖方向流速 u (中段)、沿岸方向流速 v (上段) を計算した結果である。汀線近くで wave set-up が再現され、平均水位汀線においても0でない有意な値の沿岸流速値が得られていることがわかる。

3. 底質粒子運動のラグランジェ的追跡

波が汀線に対して斜めに入射するとき、底質がジグザグに移動することが、波打ち帯の沿岸漂砂の大きな特徴となっている。こうした底質運動は平面的・時間的に変化する複雑なものであり、外力は非線形性が強く海底勾配の影響も無視できない。ここでは斜め遡上波の下での単一球形粒子の運動を計算機上で再現しその特性を調べることとする。計算は次式に示す運動方程式に基づいて行った。

$$\begin{aligned}
 & (\rho_s/\rho + C_A)A_3d^3\dot{u}_s \\
 &= \frac{1}{2}C_D A_2 d^2 |u - u_s|(u - u_s) \\
 &+ (1 + C_A)A_3 d^3 \dot{u} - (\rho_s/\rho - 1)A_3 g d^3 \sin S \\
 &- (\rho_s/\rho - 1)A_3 g d^3 \tan \phi \cos S \dots \dots \dots (1)
 \end{aligned}$$

ここに、 g は重力加速度、 ρ は水の密度、 ρ_s は底質の密度、 d は底質粒径、 A_2, A_3 はそれぞれ砂粒子の2次元、3次元の形状係数、 ϕ は砂粒子の摩擦角、 C_A, C_D はそれぞれ抗力係数、付加質量係数、 u, u_s はそれぞれ流体、底質

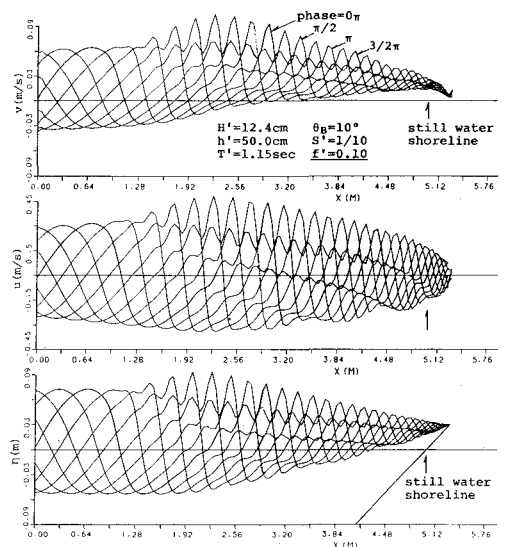


図-1 水位変動(下段)、岸沖方向流速(中段)および沿岸方向流速(上段)の空間分布

* 正会員 工博 鹿児島大学助教授 工学部海洋土木工学科
 ** 学生会員 鹿児島大学大学院 工学研究科

粒子の速度ベクトルである。

水粒子速度 u は各メッシュ上で計算結果が求められている。粒子位置の移動とともにその位置での u の値を線形補間で求め、(1)式から次の時間ステップの u_s を計算していった。時刻は波の周期の $1/1000$ とした。上式で右辺第4項の摩擦項は粒子が運動する限りにおいて抵抗項として機能する。また右辺第3・4項の水中比重 ($\rho_s/\rho-1$) はドライアップしたときは空中比重 (ρ_s/ρ) とすべきである。しかし、粒径 $d=0.3$ mm 程度の通常の条件下では、流下時の遡上端付近においても粒子が露出するまで水深が減少することはなかった。底質運動のより忠実な再現には、外力の水粒子速度に鉛直方向の流速分布を考慮した底質粒子の中心位置での流速値を与えることが必要である。また遡上端先端に位置する粒子には0から不連続に近い形で急増する流体力を受けることなど、精密化には今後検討すべき課題は残されている。

図-2は、斜面勾配が $S=0.4$ と急な場合の底質粒子の平面的な移動状況を示したものである。遡上時に汀線と角度を持って岸側に運ばれた底質粒子は、流下時には重力によって直角下方へ近づく方向に運ばれることが再現されている。

4. 波打ち帯における漂砂量の計算

ここでは、斜面勾配が露わに式の中に入り、任意の波角に対する漂砂量が算定できる Kobayashi (1982) の理論から漂砂量を求めた。この理論は一様勾配斜面上に置かれた球形粒子に作用する力として、抗力、揚力、重力および摩擦力を考え、Kalinske 流のアプローチから掃流砂量を求めるものである。粒子に作用する慣性力は考慮しない。時々刻々の岸沖・沿岸漂砂量 q_x, q_y は、時間変動する無次元掃流力 $\Psi(t)$ 、移動限界無次元掃流力 Ψ_{cr} および流体せん断応力が斜面方向と時々刻々成す角 θ_t の関数として与えられる。 $\Psi(t)$ と θ_t に流速場の非定常性が入るが、漂砂量が流体せん断応力に即時に応答すると考える点では準定常の扱いといえる。汀線付近ではドライアップする位相区間を考慮してネットの漂砂量を計算する必要がある。

波打ち帯の漂砂の支配外力は波による底面流速であるから、ここではまず2.で計算された静水時汀線 $x/x_0=0$ (x は静水時汀線を原点とし岸向きを正とした岸沖方向座標、 x_0 は計算領域の長さである) における水粒子速度の特性を調べる。図-3(a), (b) はそれぞれ入射波周期 T 、斜面勾配 S をパラメータとしたときの岸沖方向水粒子速度の位相変化を示したものである。同じ沖波波高で入射波周期が長くなると碎波高 H_0 が大きくなり、静水時汀線での set-up 量を高めるため、結果として静水時汀線での波高 H_0 および水粒子速度振幅 \hat{u}_s を大きくする。

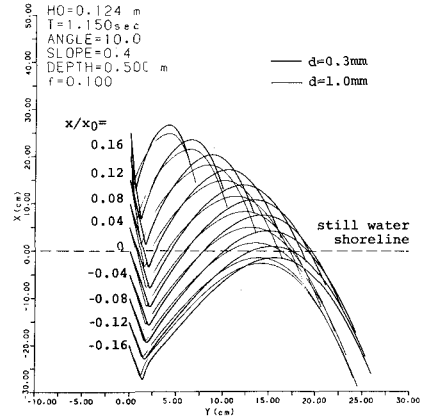


図-2 底質粒子の平面上のトラジェクトリー

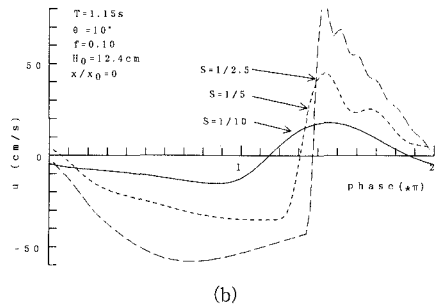
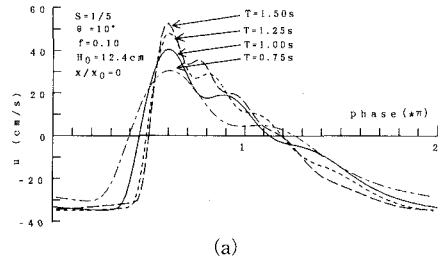


図-3 静水時汀線での岸沖方向水粒子速度の位相変化

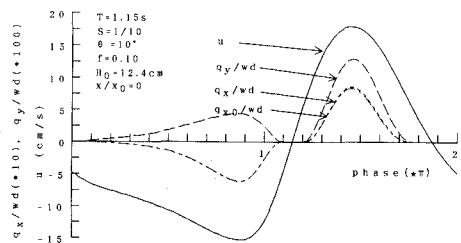


図-4 水粒子速度と岸沖・沿岸方向漂砂量の位相変化

同様に斜面勾配の増加は H_b の増加を介して H_s, \bar{u}_s を増加させる。

図-4は、岸沖方向水粒子速度 u 、岸沖および沿岸方向無次元漂砂量 $q_x/wd, q_y/wd$ (w : 砂粒子の沈降速度) の位相変化を示したものである。ここで q_x/wd はその値を10倍、 q_y/wd は100倍してプロットしている。岸沖方向流速に沿岸方向流速がベクトル的に加われば掃流力 $\Psi(t)$ も増加するから、岸沖漂砂量 q_x/wd にも沿岸方向流速の影響が含まれることになる。しかし波の入射角が小さいことを前提とした本計算の範囲内では岸沖方向流速のみで計算した q_{x0}/wd と大差のない結果となる。

図-5は、入射波周期をパラメータとしたときの岸沖・沿岸漂砂量の位相変化を示したものである。Kobayashiのモデルでは斜面勾配が0の水平床では q_x は $\Psi(t)$ の1.5乗すなわち水粒子速度の3乗となるため図-5は図-3の波形より尖鋭なものとなる。図-6は斜面勾配をパラメータとしたもので、岸沖漂砂量は斜面勾配が急になると岸向きに尖鋭なピークを持つが、重力の影響で広い位相区間で大きな沖向き漂砂量が生じることがわかる。沿岸方向漂砂量は斜面勾配が緩い場合には主として遡上時に沿岸方向に運ばれるものの、勾配が急になると引き波時にも同程度の沿岸漂砂量が生じることが注目される。

図-7は一周期平均した岸沖漂砂量 Q_x と沿岸漂砂量 Q_y の岸沖方向分布を入射波周期をパラメータとして示したものである。横軸の正の領域は静水時汀線より岸側、負の領域は沖側を示している。 Q_x, Q_y とも静水時汀線よ

り岸側でも有意な大きさを保持しており、波打ち帯でのこうした結果は本計算のような遡上端を自由境界とする時間依存型の計算によって始めて得られるものである。

図-8は斜面勾配をパラメータとしたときの同様な結果である。一周期平均された岸沖漂砂量 Q_x は斜面勾配が1/20と緩い場合以外はすべて沖向きとなった。

5. 既往の実験結果との比較

本計算結果の妥当性を検討するために、波打ち帯の漂砂量に関する既往の実験結果との比較を行う。斜め遡上波による漂砂量の測定はほとんど行われていない。ここでは、これに関する唯一の結果とも言える Kamphuis (1991a, b) の実験と、2次元水槽 (すなわち汀線への入射角0) の結果に基づくものではあるが、砂村 (1983) による swash zone の漂砂量公式を取り上げ、以下に検討する。

Kamphuis は平面水槽内に海底勾配1/10の斜面を造成し、入射角10~40°の不規則波(一部のケースは規則波)を作用させたときの沿岸漂砂量を、水槽側端に設置した特殊なトラップによって掃流漂砂と浮遊漂砂に分離して測定した。測定された多くのケースで漂砂量が汀線近傍と碎波帯の中ほどで2つの極大値を持つことが示されている。図-9はその一例を示したものである。縦軸は原論文どおり水中質量 kg/hr・m で表示されている。原論文中では碎波帯・波打ち帯を通じて岸沖方向に積分された全沿岸漂砂量は、既往の現地実験結果とよく一致すること、彼自身の実験結果に基づいて提案した沿岸漂砂量公式が

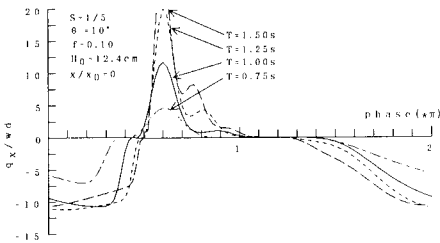


図-5 岸沖・沿岸方向漂砂量の位相変化

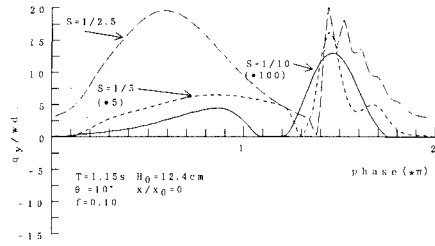
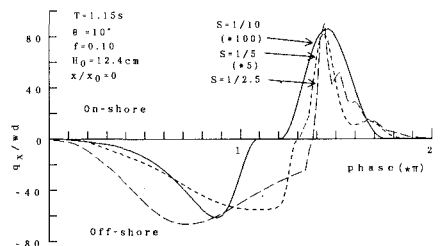
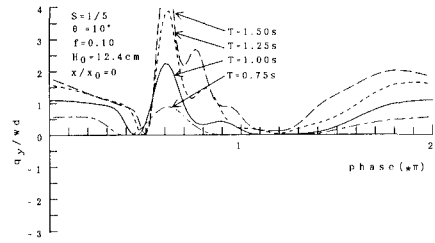


図-6 岸沖・沿岸方向漂砂量の位相変化

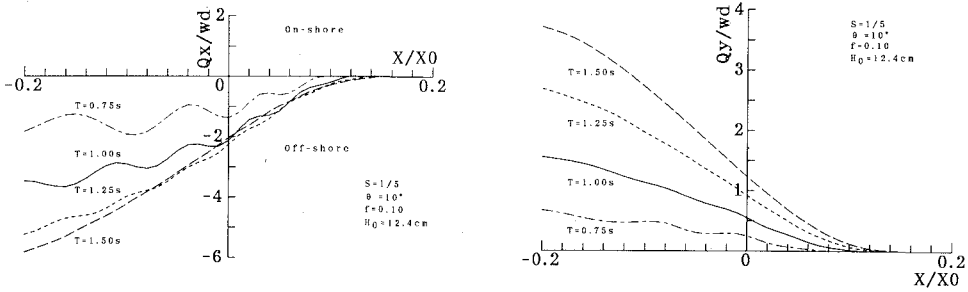


図-7 一周期平均された岸沖・沿岸方向漂砂量の岸沖方向分布

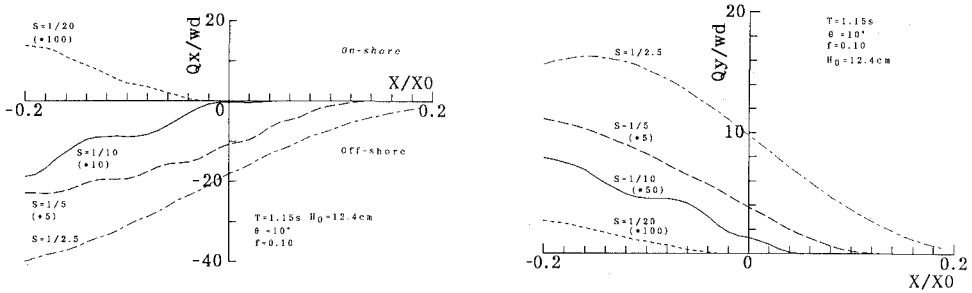


図-8 一周期平均された岸沖・沿岸方向漂砂量の岸沖方向分布

有用であることを述べている (Kamphuis, 1991 b).

しかしながら、本研究で対象とする汀線付近での局所的沿岸漂砂量についての Kamphuis の結果は、きわめて過大であることが以下の考察から明らかになった。図-9 では静水時汀線 $x=0$ において掃流砂のみで約 $17 \text{ kg/hr}\cdot\text{m}$ の値が得られている。これは砂の比重を 2.65, 空隙率を 0.32 とし, 水中における浮力を差し引くと無次元漂砂量 Q_y/wd が 1.06 程度の値となる。これに対して本計算モデルでこの実験ケースと同じ波浪条件・底質条件で計算を行ったところ, $Q_y/wd=0.029$ と 2 オーダー小さい値を得た。このことは他の実験ケースでも同じであった。Kamphuis の実験では不規則波を用いているため, Thornton・Abdelrahman (1991) が指摘するように, 汀線付近で顕著となる長周期重力波と斜め入射波の干渉が沿岸漂砂量を大きくしているのかも知れない。しかしそれを考慮してもオーダーが異なるほどの差異になるとは考えられない。図-1 に示した沿岸流速の大きさから判断しても Kamphuis の結果は過大であり, 本研究ではこれ以上の考察は行わないことにする。

砂村 (1983) は粒径 0.2 mm の標準砂で $1/10$ 勾配の斜面を作り, 1 時間の波を作用した後の底面地形変化から swash zone の net の漂砂量を測定した。さらに他の研究者の既往の測定結果を整理して swash zone の岸沖漂砂量 Q_x の公式を提案した。 Q_x には静水時汀線における最大流速 \bar{u}_s が大きく関与するが, 砂村は佐々木・佐伯 (1974) の実験結果などを考慮し, \bar{u}_s を斜面勾配 S と碎波高 H_b の関数として与えた。

以下に, Q_x に関する本計算結果と砂村の公式による結果とを比較する。砂村の公式の根拠となるデータは勾配が $S=1/10$, 入射波周期 $T=1.0\sim 2.5 \text{ s}$, 沖波波高 $H_0=1.9\sim 12.6 \text{ cm}$, 粒径 $d=0.2\sim 0.7 \text{ mm}$ の範囲である。比較検討は上記の範囲内の計算条件下で行う。静水時汀線における最大流速 u_s に関する本計算結果は, 砂村の提案した式の値と一般に異なり, 周期が大きくなるとその差異が大きくなるため, ここでの比較は $T=1.0\sim 1.5 \text{ s}$ の範囲のみとした。 $\Psi(t)$ を求める際には摩擦係数 f が必要であり, その際の粗度高さ k_b として粒径 d を用いると Q_x が砂村の公式による値より過小となる。一般に波打ち帯では砂澱の形成は見られないから, 粗度高さが増大するのは斜面上を躍動する粒子のサルテーション層厚が付加するためと考えられる。ここでは Grant・Madsen (1982) による移動床上の粗度高さの評価式から k_b を求めた。

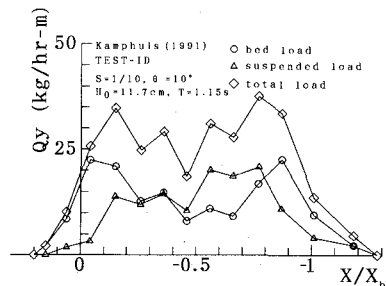


図-9 Kamphuis (1991) による沿岸方向漂砂量の測定結果

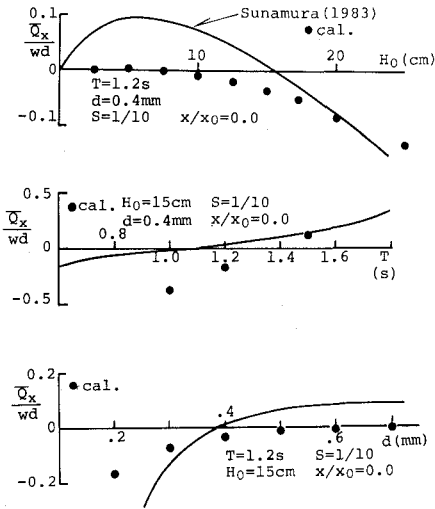


図-10 岸沖方向漂砂量 \bar{Q}_x に関する本計算結果と砂村の算定式との比較

図-10は、静水時汀線 $x/x_0=0$ における \bar{Q}_x に関して、本計算結果と砂村の実験式による結果を比較したものである。ここでは他の計算条件を同じにし、それぞれ入射波高 H_0 、周期 T 、底質粒径 d のみを変化させた場合の結果を示している。これらの諸量が変化したときの \bar{Q}_x の定性的傾向は一致することがわかる。砂村の算定式では H_0 が小さい場合に岸向きの \bar{Q}_x が算出されるが、本計算では途中の碎波減衰によって x/x_0 の地点では掃流力が大きくならないため \bar{Q}_x は 0 に近くなる。本計算は非碎波の波による掃流漂砂を対象とするもので、実現象で生じる碎波や引き波との干渉で生じる渦による砂の巻き上げ・輸送は表現できない。こうした漂砂の微細なメカニズムに立ち入らないモデルとしては、図-10の結果は定量的にも近い値を与えている。

6. 結 論

本研究は著者らが一昨年発表した波打ち帯の平面水粒子速度場の計算結果に基づき、それを外力とするときの漂砂量の解析を行ったものである。その結果以下のこと

がわかった。

(1) 斜め遡上波の下での単一球形粒子の運動を計算したところ、遡上時に汀線と角度を持って運ばれた粒子は、流下時には直角下方に流されようとするジグザグ状の移動を示すことが再現された。

(2) 波の入射角、海底勾配の影響を考慮した漂砂モデルによって岸沖・沿岸両方向の漂砂量の特性を明らかにした。本計算のような遡上端を自由境界とした時間依存型の計算によって、一周期平均した漂砂量は岸沖・沿岸方向とも静水時汀線より岸側でも有意な大きさを持つことが見出された。

(3) 既往の波打ち帯の漂砂に関する実験結果と比較したところ、Kamphuisの静水時汀線付近の沿岸漂砂量は過大であること、2次元水槽における岸沖漂砂量の実験結果に基づいた砂村の公式とは定性的に一致する結果が得られることがわかった。

参 考 文 献

浅野敏之・中野 武 (1992): 斜め遡上波の数値解析, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 26-30.
 佐々木幹夫・佐伯 浩 (1974): 碎波後の波の変形に関する研究 (2), 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 39-44.
 砂村継夫 (1983): Swash zone における岸沖漂砂量の算定式, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 214-218.
 Grant W. D. and O. S. Madsen (1982): Movable bed roughness in unsteady oscillatory flow, J. of Geophysical Research, Vol. 87, No. C 1, pp. 469-481.
 Kamphuis J. W. (1991a): Alongshore sediment transport rate distribution, Proc. of Coastal Sediment '91, pp. 173-184.
 Kamphuis J. W. (1991b): Alongshore sediment transport rate, J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg., Vol. 117, No. 6, pp. 624-642.
 Kobayashi N. (1982): Sediment transport on a gentle slope due to waves, J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg., Vol. 108, No. 3, pp. 254-271.
 Ryrie S. C. (1983): Longshore motion generated on beaches by obliquely incident bores, J. Fluid Mech., Vol. 129, pp. 193-212.
 Thornton E. B. and S. Abdelrahman (1991): Sediment transport in the swash due to obliquely incident wind-waves modulated by infragravity waves, Proc. of Coastal Sediments '91, pp. 100-113.