

波および沿岸流による底部摩擦に関する一考察

榎 木 亨^{*}・出口 一郎^{**}・樽 野 次 雄^{***}

1. はじめに

海岸において生ずる底質移動はその大部分が入射波の碎波点以浅のいわゆる碎波帯で生ずることから、こうした底質移動量の算定に対して従来は入射波の碎波点における諸量、あるいは碎波点におけるエネルギーフラックスに関係づけた漂砂帯にわたる平均量的な取り扱いがなされている。しかし Longuet-Higgins により radiation stress の概念が導入されて以来、碎波点以浅において生ずる波浪とそれとともなう wave set-up, set-down あるいは沿岸流といった諸現象に対する理論が急速に進歩したこと、および水理模型実験あるいは数値シミュレーションによる精度の高い海浜変形の予測を行うにあたっての必要性から、最近はより詳細な底質移動に対する解析、たとえば底質移動量の汀線に直角方向分布及び掃流砂と浮遊砂の割合など、が望まれている。著者らはこうした碎波帯内で生じている漂砂移動の実態を明らかにするために先に野外調査及び実験により碎波後の方向別漂砂量分布の解析に努めた¹⁾。しかし先に述べたきめの細かい漂砂移動の解析を行なうにあたっては漂砂移動の外力である流体力と漂砂移動との関係を充分論議していかなければならないことはいうまでもない。

本研究はこのような流体力と漂砂移動との関連づけを目的として流体力の代表値として流体による底部せん断力をとりあげ、まず固定床実験により碎波後の波と流れ(沿岸流)が共存する場での底部せん断力を直接計測してその実態を明らかにし、さらに底部せん断力に及ぼす流れの効果を明らかにしようとしたものである。

2. 固定床実験における底部せん断力の測定について

波浪のみによる底部せん断力に関しては従来浅海域における波高減衰に関連して数多くの理論的・実験的な研究が行われている。しかし碎波帯内の漂砂移動の直接の外力となる波浪と沿岸流が存在する場合の底部せん断力

に対しては、主として沿岸流を解析するにあたり摩擦係数を用いた多くの仮定を含む慣用的な表現がなされているのみで、底部せん断力自体に着目した研究としては Bijker²⁾ によって流れと波を全く独立に与えた場合の解析以外は行われていない。そこで著者らはまず碎波帯内の底部せん断力の実態を知るために固定床実験によって shear meter³⁾ を用い底部せん断力を直接測定した。なお本実験においては shear plate 下部の流体の運動を阻止するために shear plate 下部に幅 2 mm、深さ 4 mm の溝を設けた⁴⁾。この溝による下部流体の運動阻止機能については shear plate 下部にコンデンスミルクを注入し、流れを可視化することによって確認している。なお shear plate 前後端の圧力差については shear plate 両端よりとり出した圧力差を差圧計で計測して補正を行っている。実験に使用した水槽は 15 m × 15 m × 0.6 m の扇形平面水槽で、その中に長さ 9 m、幅 10.5 m、勾配 1/20 の固定床模型海浜を設置し、その等深線に対して 30° の角度をもって波を造波せしめた。なお一様水深部の水深は 36 cm である。また底部せん断力の測定は汀線から沖方向に水深 1.9 cm ~ 18.0 cm の間の 10 点で行なっているが、底部せん断力としては造波開始後ほぼ定常な沿岸流が生じた状態で shear plate で検出される合力に対して一周を 32 等分してグラフペンで読み取り、それぞれの位相について圧力補正を行なった後 4 ~ 5 周期にわたる同位相のアンサンブル平均をとってあらわした。また同時に測定点における入射波高を容量式波高計で測定し、沿岸流速及び入射波向は水槽上約 4 m の高さから 16 mm シネカメラで φ 5 mm の中立トレーサー及び波峰を撮影することによって測定した。実験対象波は沖波波形勾配 $H_0/L_0=0.023\sim0.054$ 、沖波波高 $H_0=7.0\text{ cm}\sim5.6\text{ cm}$ である。

3. 底部せん断力の実態について

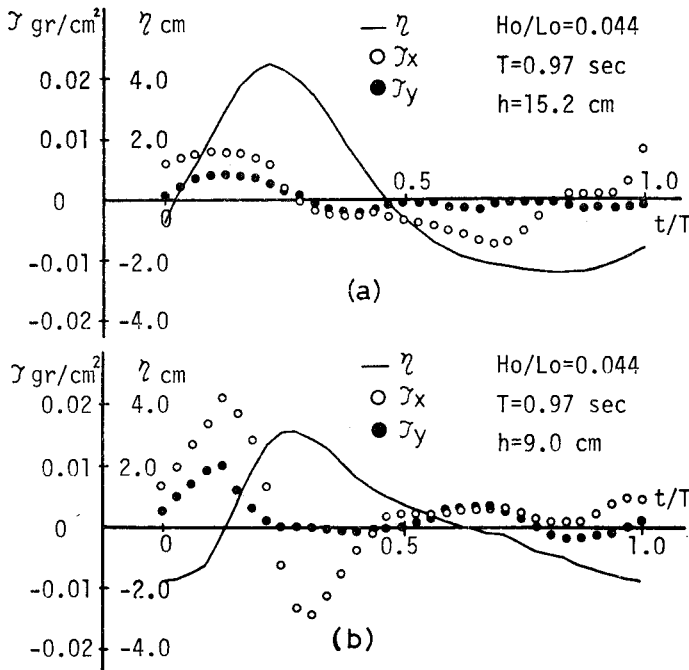
(1) 底部せん断力の時間的変化

以上の装置で測定された汀線に直角及び平行方向の底部せん断力 (τ_x, τ_y) と水位の時間変動の一例を図—1 に示す。図—1 (a) は碎波前、図—1 (b) は碎波点付近の底部せん断力をあらわしている。この図より碎波前に

^{*} 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

^{**} 正会員 工修 大阪大学助手 工学部土木工学科

^{***} 正会員 工修 (株)東洋建設



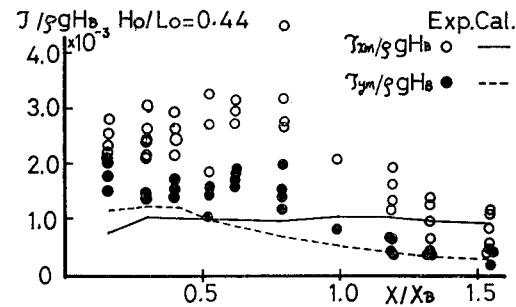
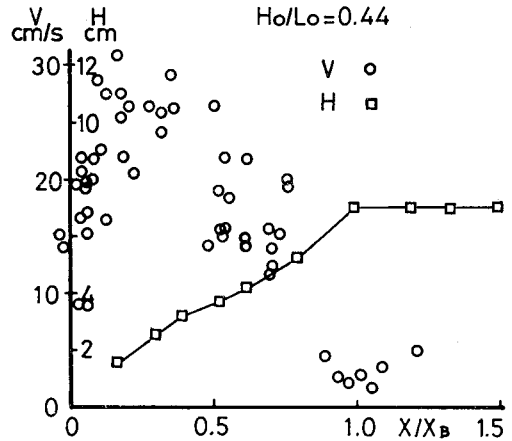
図—1 水位変動と底部せん断力の時間波形

においては τ_x , τ_y ともに比較的滑らかな変化を示しているのに対し、砕波点付近では特に汀線に直角方向のせん断力の増大が著しく、砕波前の3倍程度のせん断力を示していることがわかる。また 図—1 における水位変動と底部せん断力の位相差はほぼ $T/8$ ($=\pi/4$) だけせん断力の波形が先行しているが他のすべての実験ケースについても同様の位相差が生じている。今回の実験の流れの状態は後述するように層流及び層流滑面乱流の遷移域であり波動による水粒子速度の位相が水位変動の位相と一致すると考えると今回の実験で得られたこの位相差 ($\pi/4$) は先に梶浦⁹⁾によって指摘された位相差と一致している。

(2) 底部せん断力の沖方向分布

汀線に直角及び平行方向の底部せん断力の最大値を砕波波高 H_B を用いて無次元化した無次元せん断力の沖方向分布を 図—2 に示す。なお 図—2 の横軸は汀線からの

距離 X を砕波点の離岸距離 X_B で無次元化してあらわしている。図—2 において実験値は極めてばらついているが、 $\tau_{xm}/\rho g H_B$ は沖波波形勾配には関係なく $0.5 < X/X_B < 1.0$ の範囲で peak を生じているのに対し、 $\tau_{ym}/\rho g H_B$ は $\tau_{xm}/\rho g H_B$ の peak よりも若干岸側の $X/X_B < 0.5$ の地点で peak を生じている。これは沿岸流の存在によるものと思われるが、沿岸流流速分布を示す 図—3 と照合するとこの τ_{ym} に対する沿岸流の効果が明らかである。すなわち 図—3 において沿岸流が最大となる地点は 図—2 における $\tau_{ym}/\rho g H_B$ の peak と一致している。この事実から沿岸流の影響は底部せん断力の汀線に平行方向成分の方により直接的に現われているものと思われる。なお砕波点付近の τ_{xm} は岩垣ら⁶⁾及び著者の一人ら⁷⁾が二次元水槽で測定した結果とほぼ同程度の大きさであった。

図—2 $\tau/\rho g H_B$ の沖方向分布

図—3 沿岸流流速と波高分布

4. 底部せん断力に対する流れの効果

(1) 波と流れによる底部境界層の基礎式

ここで流れを考慮した平面的な底部境界層に基づいて底部せん断力に与える流れの効果について考察を加えておこう。いま汀線に平行方向に y 軸、直角方向に x 軸、水底から鉛直上方に z 軸をとった座標系で底部境界層内での流体の運動を考える。境界層内での x, y, z 軸方向の流速 u, v, w 及び圧力 P をつぎのような式で表わす。

$$\left. \begin{aligned} u &= u_0 + u_1 + u' \\ v &= v_0 + v_1 + v' \\ w &= w_0 + w_1 + w' \\ P &= P_0 + P_1 + P' \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここで添字 0 は定常流によるもの (x, y, z) のみの関数で添字 1 は波動のみによる量, ν は同位相のアンサンブル平均からの変動量を示す. 式 (1) を N-S 方程式及び連続方程式に代入し, 若干の計算の後, 以下に示す平面的な底部境界層内の水粒子運動に対する一次近似式が得られる. ただしここでは定常的な流れとして時間的空間的に定常な沿岸流のみを考えている.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\nu K_{xz} \frac{\partial \langle v_0 \rangle}{\partial z} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (2-a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial t} + \left\langle v_0 \frac{\partial u_1}{\partial y} \right\rangle \\ = \frac{\partial \langle u_0 \rangle}{\partial t} + \left\langle V \frac{\partial u_0}{\partial y} \right\rangle + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu K_{xz} \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2-b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle v_1 \rangle}{\partial t} + \left\langle u_1 \frac{\partial v_0}{\partial x} \right\rangle + \left\langle v_0 \frac{\partial v_1}{\partial y} \right\rangle \\ = \frac{\partial \langle v_0 \rangle}{\partial t} + \left\langle u_0 \frac{\partial V}{\partial x} \right\rangle + \left\langle V \frac{\partial v_0}{\partial y} \right\rangle \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu K_{zy} \frac{\partial \langle v_1 \rangle}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2-c)$$

ここに u_0, v_0 は波動による x, y 方向の境界層外縁流速, V は沿岸流速で,

$$\left. \begin{aligned} \nu K_{xz} \frac{\partial \langle v_0 \rangle}{\partial z} &= \nu \frac{\partial \langle v_0 \rangle}{\partial z} - \langle u' w' \rangle \\ \nu K_{zx} \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial z} &= \nu \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial z} - \langle u' w' \rangle + \langle u' w' \rangle \\ \nu K_{zy} \frac{\partial \langle v_1 \rangle}{\partial z} &= \nu \frac{\partial \langle v_1 \rangle}{\partial z} - \langle v' w' \rangle + \langle v' w' \rangle \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

で表わされるブーシネ型の渦動粘性係数を用いている. また $\langle \rangle$ は同位相のアンサンブル平均, $—$ は時間平均を示す. 式 (2-b), (2-c) は波動に対する方程式であるが, 通常の波動のみによる境界層方程式に加えて汀線に平行方向の運動はもちろん, 直角方向の運動に対しても沿岸流による項が付加されている. また式 (3) より明らかなように波及び流れに対する渦動粘性係数は異なるが, ここでは流れが底部せん断力に及ぼす定性的な傾向をみるために $K_{xz} = K_{zx} = K_{zy} = 1.0$ とおき式 (2) によって今回行なった実験に対して水粒子速度の鉛直分布を計算した結果から汀線に直角及び平行方向の底部せん断力を求めた結果を図-2 にそれぞれ実線と破線で示してある. ただし式 (2-a) の定常な流れに対しては $z = \delta = 2\pi\sqrt{2\nu/\sigma}$ ($\sigma = 2\pi/T$) で与えられる shear wave の一波長に相当する高さで $v_0 = V$ という境界条件を与え, u_0, v_0 に対しては 16 mm シネカメラで撮影されたトレーサーの動きから今回の実験のような碎波後の水粒子速度は孤立波の伝播速度を用いた $u = \sqrt{g(h+H)} \times (\eta/H)$ (H : 波高, η : 水位上昇量) といった形で近似されることが確認されたのでこの値を振幅とする正弦的な時間変動で

与えている. なお今回の実験においては, このように決定された波による水粒子速度と流れが合成された流速 $\vec{U}$ に対して定義されるレイノルズ数は $5 \times 10^4 < Re = v^2 T / \nu < 5 \times 10^5$ の範囲にある. このレイノルズ数の範囲は Riedel ら⁸⁾ の実験によるとすべて層流及び層流から滑面乱流への遷移域に相当している. 図-2 より明らかなように沖波波形勾配にはかわらず $X/X_B > 1.0$ の碎波点以深では τ_x, τ_y と実験値と計算値は比較的一致しているのに対し, 碎波点以浅においては τ_x, τ_y と実験値は理論値の数倍も大きな値を示している. ただ計算においても τ_y は沿岸流が存在することによって $X/X_B < 0.5$ の範囲において増大していることが認められる. 先に述べたように今回の実験はそのすべてが層流あるいは層流から滑面乱流への遷移域にあるにもかかわらず碎波点以浅でこのように実験値と計算結果が大きく異なる原因についてはつきのような項目が挙げられよう. すなわち, 1) 図-2 にその一例を示すように一般に碎波点付近より浅い領域においては波形が非対称性のため計算において仮定した正弦波より式 (2) 中の $\partial u_0 / \partial t$ あるいは $\partial v_0 / \partial t$ の項が極めて大きいこと, 2) さきに定義した Re のみでは碎波点において水表面からもたらされる碎波による大きな乱れを考慮した流れの状態が層流あるいは乱流かということを判別できないこと, などが考えられる. しかしながら碎波後の波動論が確立されていない現在, 上記各項目を定量的に評価することはできない.

(2) 底部せん断力に及ぼす流れの効果

最後に今回の実験で得られた τ_y 及び τ_x から求める底部せん断力の作用方向に基づいて沿岸流が底部せん断力に及ぼす影響について考察する. いま主流部の流速がそれぞれ $\vec{u}, \vec{V}$ であらわされる波動と沿岸流が重なった場合, 新たに構成されるであろう境界層の外縁流速として, $\vec{U} = \vec{u} + \vec{V}$ をとると 図-4 に示す流れと波による合成された水粒子速度 $\vec{U}$ に対して次式のように定義された合成底部せん断力が考えられる.

$$\left. \begin{aligned} \tau &= \rho f |\vec{U}|^2 \\ |\vec{U}|^2 &= (u \cos \theta)^2 + (u \sin \theta + V)^2 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

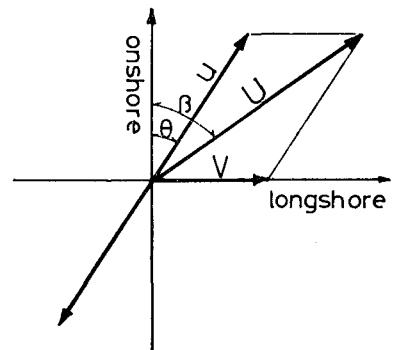


図-4 合成流速

このとき合成底部せん断力の汀線に直角及び平行方向成分 τ_x, τ_y は以下のようにあらわされる。

$$\left. \begin{aligned} \tau_x &= \tau \times (u \cos \theta) / |\vec{U}| \\ \tau_y &= \tau \times (u \sin \theta + V) / |\vec{U}| \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

ここに θ : 波の進行方向と汀線の法線のなす角, $u = \sqrt{g(h+H)} \times (\eta/H)$ で決定される波による水粒子速度, V : 沿岸流速である。式(5)より汀線に平行及び直角方向の底部せん断力の比は

$$\frac{\tau_y}{\tau_x} = \tan \theta + \frac{V}{u} \sec \theta \dots\dots\dots (6)$$

で表わされる。いま流れが無い場合 ($V=0$) の式(6)で表わされる比を $(\tau_y/\tau_x)_0$ であらわすと $(\tau_y/\tau_x)_0 = \tan \theta$ となり以下に示す関係が求まる。

$$\left\{ \frac{\tau_y}{\tau_x} - \left(\frac{\tau_y}{\tau_x} \right)_0 \right\} \cos \theta = \frac{V}{u} \dots\dots\dots (7)$$

このとき合成底部せん断力の作用方向 β は 図-4 より

$$\beta = \tan^{-1} \frac{\tau_y}{\tau_x} \dots\dots\dots (8)$$

で与えられる。すなわち波向 θ が一定の場合 $(\tau_y/\tau_x)_0$ は一定値をとるため沿岸流が存在する場合は $V/u \cos \theta$ の増加にともない τ_y/τ_x は増大し、したがって式(8)から β は増大する。このように u 及び θ が一定の場合沿岸流速が増加するにしたがって合成底部せん断力の作用方向 β は沿岸流の流向にひきつけられていく。そこで $H_0/L_0 = 0.023, 0.044, 0.054$ のそれぞれのケースの各測定において測定された τ_{xm}, τ_{ym} の平均値, 波高から計算される波による水粒子速度, 16 mm シネカメラで撮影された波向及び沿岸流速に対して式(7)の関係を示したのが 図-5 である。この図から明らかなように H_0/L_0 のいかにかわらず V/u の増大にともない合成底部せん断力の作用方向 β は波向からずれて沿岸流の方向にふれていく様子がわかるが、式(7)とは異なり

$$\left\{ \frac{\tau_{ym}}{\tau_{xm}} - \left(\frac{\tau_{ym}}{\tau_{xm}} \right)_0 \right\} \cos \theta \cong 0.5 \frac{V}{u} \dots\dots\dots (9)$$

といった関係が得られる。式(9)は新しい境界層の外縁流速 $\vec{U}$ として $\vec{U} = \vec{u} + 0.5 \vec{V}$ とした場合の式であっ

て、式(7)を導いた場合の $\vec{U} = \vec{u} + \vec{V}$ という仮定とは異なっている。すなわち、新しい境界層の外縁流速に対しては波動による水粒子速度に対して沿岸流は 1/2 の寄与率しか示さないことから $0.5V$ となるものと考えられる。しかしながらこの寄与率に関しては単にせん断力の作用方向のみから考察したものであって、力そのものに対する寄与率ではない。これについてさらに今後研究していく所存である。

5. 結 語

以上 shear meter を用い砕波後の沿岸流が発生している状態における底部せん断力の汀線に直角及び平行方向の成分を測定した結果に基づいて底部せん断力の実態を明らかにしようと試みた。そして砕波点以深の沿岸流が微弱な領域において測定される底部せん断力の汀線に平行及び直角方向成分は層流理論から求まる値と一致するが砕波点以浅では層流理論から求まる値の数倍の大きな値を示すことを指摘した。またこのような領域における底部せん断力の作用方向に対する沿岸流の寄与率は波動と比較して小さいことがわかった。今後さらに砕波後の波と流れが重なり合った流体運動に対する諸水理量に対し実験的理論的な考察を加え、砕波後の波と沿岸流による底部せん断力に対する定量的な検討を行い漂砂移動の力学的な解明にとりこんでいきたい。

最後に実験に協力して頂いた当時学部生の田中康弘君(現在佐藤工業KK)に謝意を表するとともに、本研究は文部省科学研究費自然災害特別研究(代表者・榎木 亨)によって行われたものであることを付記する。

参 考 文 献

- 1) 榎木 亨・出口一郎: 砕波帯内における掃流漂砂の挙動について, 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 152-156, 1977.
- 2) Bijkev, E. W.: The increase of bed shear in a current due to wave motion, Proc. 10th Conf. Coastal Eng., pp. 746-766, 1966.
- 3) 榎木 亨・岩田好一郎・松本 昇: 砕波後の波の底面摩擦力に関する実験的研究—砕波の内部機構に関する基礎的研究 第4報—, 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 33-39, 1974.
- 4) 榎木 亨・岩田好一郎・久保雅義: 底部及び側壁の波による摩擦応力について—滑面層流の場合—, 関西支部年次学術講演会講演概要, II-55, 1974.
- 5) Kajiura, K.: A motion of the bottom boundary layer in water waves, Bulletin of the Earthquake Research Institute, Vol. 46, pp. 75-123, 1968.
- 6) 岩垣雄一・裏 義光: 波により水底斜面上に作用する摩擦力について, 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 137-141, 1977.
- 7) 前出 4)
- 8) Riedel, H. P., J. W. Kamphuis and A. Brebner: Measurement of bed shear stress under waves, Proc. 13th Conf. Coastal Eng., pp. 587-603, 1972.

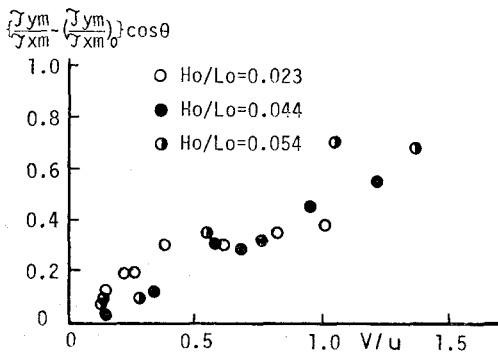


図-5 $\left\{ \frac{\tau_{ym}}{\tau_{xm}} - \left(\frac{\tau_{ym}}{\tau_{xm}} \right)_0 \right\} \cos \theta$ と V/u の関係