

砕波帯での底面せん断力特性に関する研究

RESEARCH ON CHARACTERISTICS OF BOTTOM SHEAR STRESS IN SURF ZONE

鷺見浩一¹・高江俊之²・野崎猛盛³

Hirokazu SUMI, Toshiyuki TAKAE and Takemori NOZAKI

¹正会員 博(工) 金沢工業大学准教授 地域防災環境科学研究所 環境・建築学部環境土木工学科 (〒924-0838 石川県白山市八束穂3-1)

²正会員 修(工) 前田建設工業株式会社 (〒102-8151 東京都千代田区富士見2-10-26)

³正会員 修(工) 五洋建設株式会社 (〒112-8576 東京都文京区後楽2-2-8)

There have only been a limited number of studies that involved empirical measurements of bottom shear stress in the surf zone. Similarly, studies that have considered the time and space characteristics of bottom shear stress that accompanies wave breaking have also been very scarce. For these reasons, there are yet many uncertain factors regarding the characteristics of bottom shear stress in the surf zone. Thus, the present research has focused on the time and space distribution of bottom shear stress in the surf zone. As a result of the research, it has been found that time and space distribution of bottom shear stress in the surf zone has dependence on the changes in the surface elevation and flow. The bottom shear stress and flow velocity changed synchronously with surface elevation, and the phases of surface elevation and flow velocity were found to be almost identical. However, it has also been confirmed that there is a phase difference between the peak of surface elevation and that of bottom shear stress.

Key Words : Bottom Shear Stress, Surf Zone, Breaker

1. はじめに

砕波帯での底質移動量は、砕波帯沖側の沖浜領域での底質移動量よりも多量であることから、砕波帯周辺での底質の移動現象は、海浜の地形変化を支配する重要な因子である。

砕波帯での底質の移動に強く影響する底面せん断力については、田中^{1),2)}、田中・首藤³⁾が波・流れ共存場での底面摩擦係数や底面せん断力の算定方法を提案している。また、M.A.Samad ら⁴⁾は、不規則波動下での底面せん断力について、流速の時間依存性を考慮した算定式を導出し、算定式の精度検証も行っている。ストヨラ⁵⁾は加速度効果を加味した算定式による底面せん断力と検査流体を気体として非線形波の流速波形を与えた風洞実験により得た底面せん断力との比較検証を行い、底面せん断力には加速度の影響が有意であること明らかにしている。

このように、底面せん断力の特性に関しては、多くの研究が行われ、重要な知見が得られている。しかし、砕波帯において実験的に底面せん断力を計測し、底質の移動に重要な役割を果たす底面せん断力の砕波に伴う時空間的な分布特性について検討した研究は少数であり、不明な点が多い。

本研究では、一様勾配斜面上で発生した砕波現象を対象として、底面せん断力の広範囲な時空間分布を水理実験により考究する。さらに、底面せん断力

の分布形態を $k-\varepsilon$ モデルによる波内部の速度場と関連づけて検討する。

2. 水理実験と数値計算

(1) 砕波帯での底面せん断力を検討する固定床実験

固定床実験は、図-1 に示す金沢工業大学地域防災環境科学研究所の片面ガラス張りの2次元造波水槽(長さ 18.0m, 幅 0.7m, 高さ 1.0m)を用いて行った。水深 $h=40\text{cm}$ の水槽内に、外枠をアクリル板で作成した一様勾配斜面(勾配 $\tan \beta=1/20$)を設置した。実験波は波高 $H=8.0\text{cm}$ 、周期 $T=1.0\text{s}$ の規則波とした。砕波形式は Spilling 砕波であり、砕波水深 h_b は約 9.5cm である。なお、海浜の平衡断面形状を分類する無次元係数 C は底質の粒径を 0.3mm とした場合、中間型の $C \cong 7.1$ である。底面せん断力は、小型円柱型(直径 20mm, 高さ 3mm)の水用せん断力計を用いて 1000Hz の時間間隔で計測した。図-2 に底面せん断力の測定領域を示す。測定範囲は $h=14\text{cm}$ の静水面を原点として、水平方向は原点から岸側に 204cm とした。砕波点近傍では計測間隔を 1.2cm とした。計測点の総数は 53 点である。海底面から水用せん断力計の計測面までの間隔は約 2mm とした。底面せん断力の測定と同時に容量式水位計で水面変動も計測した。また、計測領域の沖側端と砕波点に

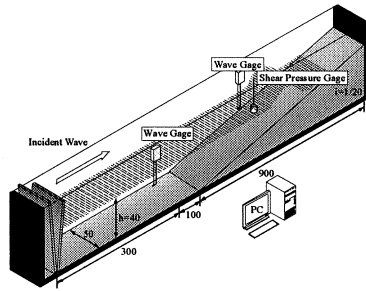


図-1 実験水槽(単位:cm)

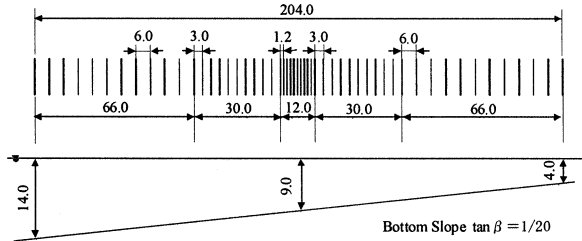


図-2 底面せん断力の計測点(単位:cm)

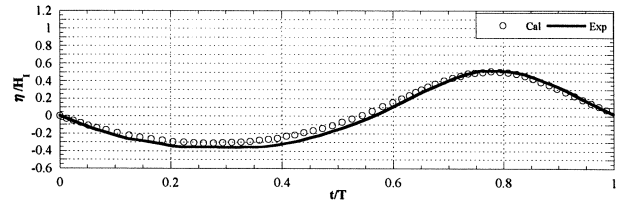
において、電磁流速計を用いて底面から約 3cm の岸沖方向流速を測定した。後述の図-5 の底面せん断力と水位の値は、造波開始後の第 9 波目～第 13 波目までの 5 波による位相平均値を採用した。

(2) 砕波の数値計算

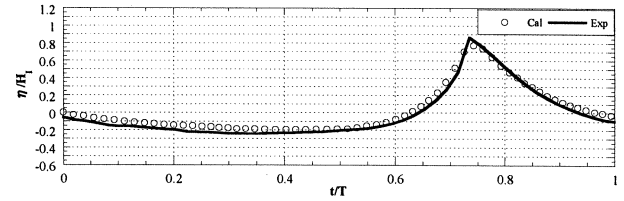
砕波帯での底面せん断力の時空間分布と波内部の流速の関係を検討するには、底面せん断力の計測と同時に実験による流速計測が必要である。しかし、底面せん断力の計測と同時に実験装置による多数の計測点での流速計測が困難であったために、本研究では計測領域沖側端と砕波点の底面付近の 2 点で電磁流速計による流速計測を行った。砕波帯での波内部の流速分布を検討するにあたっては、数値計算を行った。功刀⁶⁾により考案された MARS 法は、VOF 法を応用した自由界面の解法である。MARS 法は流体体積率の輸送方程式を Navier-Stokes 方程式と連立させて解く VOF 法の Donor-Acceptor 法に基づく厳密な界面の体積保存に加えて、計算格子内の界面勾配を 1 次関数として近似する line-segment 関数の導入により、界面形状の正確な捕獲と輸送、および格子界面内での流体率の連続性が考慮可能となった多相流の直接解析手法である。この MARS 法を自由界面の解法として $k-\varepsilon$ モデルによる砕波の数値計算を実施した。岸沖方向を x 、水深方向を z とする直交座標における多相流の連続式、運動方程式、体積率輸送式を式(1)～(4)に示す。

$$\frac{\partial(F_1 + F_2)}{\partial t} + \frac{\partial F_1 u}{\partial x} + \frac{\partial F_1 w}{\partial z} + \frac{\partial F_2 u}{\partial x} + \frac{\partial F_2 w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{F_1 \rho_1 + F_2 \rho_2} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left([\nu] + \nu_t \right) \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left([\nu] + \nu_t \right) \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\sigma \kappa n_x}{\bar{\rho}} \quad (2)$$



(a) $h=25(\text{cm})$



(b) $h_b=9.5(\text{cm})$

図-3 水位の実験と計算による時間波形

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g - \frac{1}{F_1 \rho_1 + F_2 \rho_2} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left([\nu] + \nu_t \right) \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left([\nu] + \nu_t \right) \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\sigma \kappa n_z}{\bar{\rho}} \quad (3)$$

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} + \frac{\partial F_1 u}{\partial x} + \frac{\partial F_1 w}{\partial z} - F_1 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (4a)$$

$$F_1 + F_2 = 1.0 \quad (4b)$$

$$\bar{\rho} = (\rho_1 + \rho_2) / 2 \quad (5)$$

ここに、 t は時間、 F_1 と F_2 は気相と液相の流体体積率、 u 、 w は x 、 z 方向の流速、 P は圧力、 ρ_1 と ρ_2 は気相と液相の密度、 ν は動粘性係数、 σ は表面張力係数、 κ は界面の曲率、 n_x と n_z は x 、 z 方向の界面法線ベクトルである。 ν_t は渦動粘性係数であり、式(6)で与えられる。

$$\nu_t = C_k \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + w \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\nu + \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (\nu + \nu_t) \frac{\partial k}{\partial z} \right\} + P_k - \varepsilon \quad (7)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + w \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\nu + \nu_t) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (\nu + \nu_t) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right\} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (8)$$

$$P_k = \nu_k \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (9)$$

ここに、 k は乱れエネルギー、 ε は乱れエネルギーの逸散率である。 C_k と $C_{\varepsilon 1}$ および $C_{\varepsilon 2}$ は乱流モデルの係数であり、それぞれ、0.09、1.44、1.92とした。実際の数値計算では入力波条件と海底勾配などの計

算条件を実験と同じ諸元で設定し、一様勾配上での碎波に伴う波内部の速度場を算定した。図-3(a),(b)に $h=25\text{cm}$ と碎波点 $h_b=9.5\text{cm}$ における実験と計算による水位の時間波形を示す。同図より、計算領域において実験値と計算値はよく一致していることが判る。

3. 底面せん断力の精度

摩擦係数と底面せん断力については、幾つかの算定法が提案されている。波動運動下で岸沖方向に往復流が発生する場合の底面せん断力を評価するにあたっては、底面せん断力が流速の二乗に比例すると仮定する式(10)を用いるのが妥当であると考えられる。

$$\tau_0(t) = \frac{\rho}{2} f_w U(t) |U(t)| \quad (10)$$

ここに、 τ_0 は底面せん断力、 ρ は液体密度、 f_w は摩擦係数、 $U(t)$ は流速、 t は時間である。流速と底面せん断力には、実際には位相差が存在するが、後述の図-7によるとその効果は無視できる。 f_w は、田中²⁾による波の摩擦係数である式(11)により算出した。

$$f_w = \exp \left\{ -7.53 + 0.87 \left(\frac{\hat{U}_w}{\sigma z_0} \right)^{-0.100} \right\} \quad (11)$$

ここに、 $\hat{U}_w$ は軌道流速、 σ は角振動数、 z_0 は粗度長さである。

図-4(a),(b)に、計測領域沖側端と碎波点での底面せん断力の実験値と式(10),(11)により求めた底面せん断力を理論値として示す。同図の縦軸は、底面せん断力を液体密度で除した摩擦速度の二乗の物理量 τ_0/ρ であり、図中の黒丸が実験値、黒四角が理論値である。図-4(a),(b)より計測領域沖側端と碎波点において、底面せん断力の実験値と理論値は、峰と谷の位相は一致している。しかし、峰と谷での底面せん断力の理論値は、実験値と若干の差異があり、

その差異は谷で顕著となることが判る。このような実験値と理論値の間に生じる差異は、Samad ら⁴⁾によって報告されている傾向と同様である。

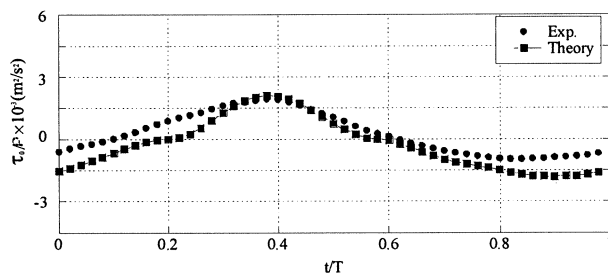
以上のように、水用せん断力計により計測した底面せん断力の実験値と理論値は、既往の研究と同様に谷での差異が発生したが、概ね一致した。したがって、実験により得た底面せん断力は第4章で述べる水位との空間的な位相差に関係する議論に耐える精度であると考えられる。

4. 碎波帯における底面せん断力の特性

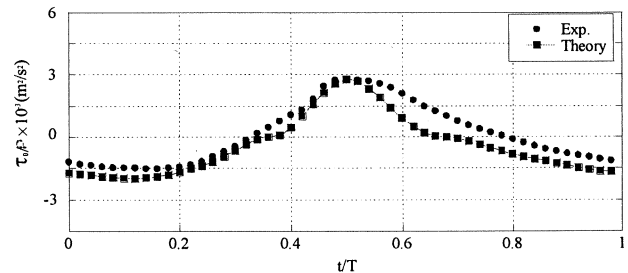
(1) 底面せん断力の時空間分布

碎波帯周辺での水用せん断力計により得た底面せん断力と水位の空間分布の実験結果を図-5に示す。図の左軸は鉛直座標 Z を水深 h で無次元化した Z/h であり、右軸は摩擦速度の二乗の物理量 τ_0/ρ である。なお、図中の黒丸は τ_0/ρ 、白丸は水位 η を水深 h で無次元化した η/h 、ハッチ部は海底勾配である。入射波が碎波するときの時刻は、 $t/T=0.5$ である。図-6に $k-\varepsilon$ モデルより算定した波内部の速度場を示す。

図-5(a)は計測対象波の波頂部が $X/L \approx 0.28$ 付近に到達した時刻 $t/T=0.04$ の底面せん断力と水位の空間分布である。非碎波時の同時刻の τ_0/ρ は、波峰中心部の $0.24 \leq X/L \leq 0.38$ での岸方向の流速の増加に伴い約 $1.5 \times 10^{-3} \text{m}^2/\text{s}^2$ を示し、波谷域の底面せん断力よりも大きい傾向となる。図-5(b)は波頂部が $X/L \approx 0.44$ に到達した時刻 $t/T=0.23$ の底面せん断力と水位の空間分布である。 $X/L \approx 0.44$ での τ_0/ρ は、先行波の碎波後の $X/L \approx 1.04$ の τ_0/ρ とほぼ同じ約 $1.5 \times 10^{-3} \text{m}^2/\text{s}^2$ である。このように、非碎波時の波峰中心部での τ_0/ρ と先行波の碎波後の τ_0/ρ は同程度の大きさである。同様な傾向は図-5(a)においても確認できる。図-5(c)は図-5(a)から 0.33s 後の底面せん断力と水位の空間分布である。同図から τ_0/ρ は計測対象波の波頂部の直後でピークを持ち、その値は図-5(a)と比較して約 $0.5 \times 10^{-3} \text{m}^2/\text{s}^2$ 大きい約 $2.0 \times 10^{-3} \text{m}^2/\text{s}^2$ となっている。これは、図-6(a)に示すように $0.44 \leq X/L \leq 0.6$ の底面近傍の流速の増加によるものであると推察できる。図-5(d)は碎波直前の時刻の $t/T=0.47$ の底面せん断力と水位の空間分布で



(a) $X/L=0.0$



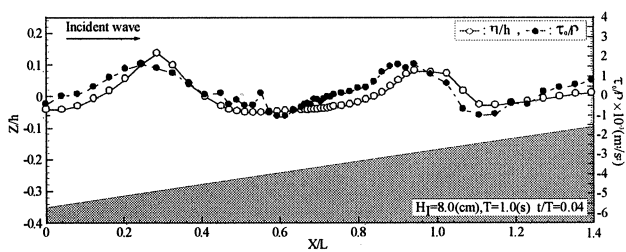
(b) $X/L=0.636$

図-4 底面せん断力の実験と理論による時間波形

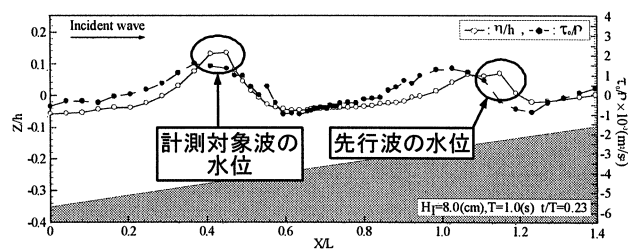
ある。 $X/L \cong 0.56$ での τ_0/ρ は先行波砕波後の τ_0/ρ よりも大きくなり約 $2.8 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^2$ となる。 図-5(e)は砕波瞬時の時刻の $t/T=0.50$ の底面せん断力と水位の空間分布である。 波形が波峰の前で非対称となるのに伴い砕波点近傍の $0.52 \leq X/L \leq 0.6$ の τ_0/ρ の分布も急峻化する。 図-6(b)に示した波峰中心部の流速の増加により、 τ_0/ρ は約 $3.0 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^2$ の最大値を示す。 図-5(f)は砕波直後の時刻の $t/T=0.53$ の底面せん断力と水位の空間分布である。 砕波直後の時刻

においても τ_0/ρ は約 $3.0 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^2$ の大きさを維持されることが判る。 図-5(g,h)は砕波後の時刻の $t/T=0.75, 0.97$ の底面せん断力と水位の空間分布である。 入射波の砕波後の水位の低下に伴い τ_0/ρ も砕波時と比較して小さくなっている。

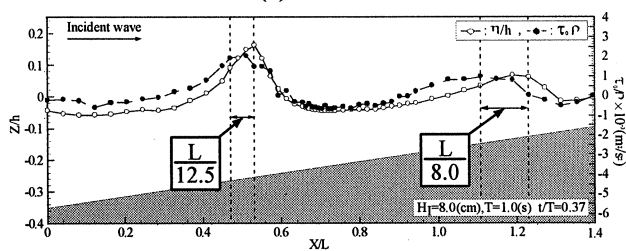
以上のように、砕波帯での底面せん断力の時空間分布は、水面変動と波内部の流れに依存して変化することが判明した。 すなわち、図-5(b)に示すように計測対象波の波頂部が $X/L \cong 0.44$ に到達した時刻



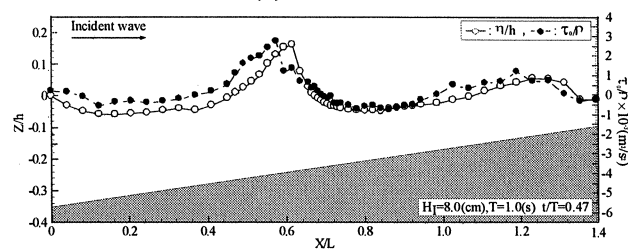
(a) $t/T=0.04$



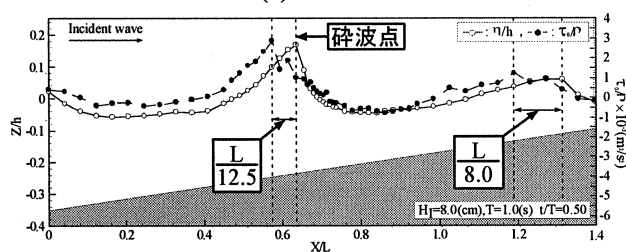
(b) $t/T=0.23$



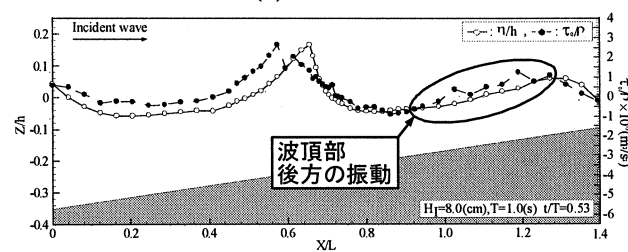
(c) $t/T=0.37$



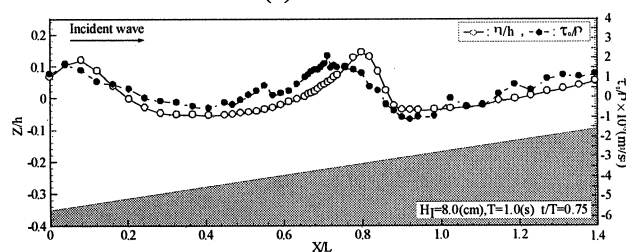
(d) $t/T=0.47$



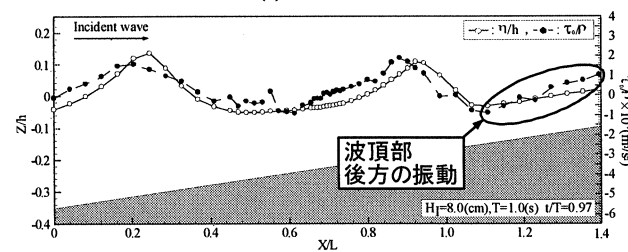
(e) $t/T=0.50$



(f) $t/T=0.53$

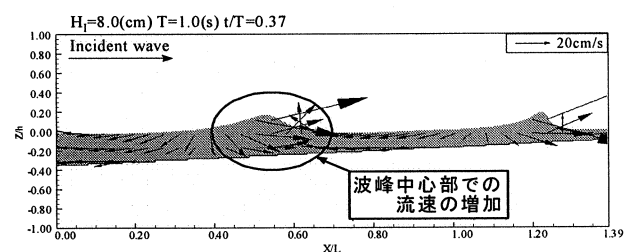


(g) $t/T=0.75$

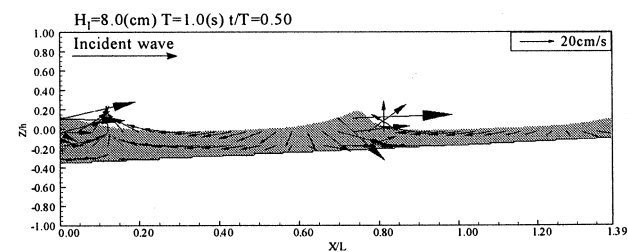


(h) $t/T=0.97$

図-5 底面せん断力と水位の時空間分布



(a) $t/T=0.37$



(b) $t/T=0.50$

図-6 波内部の速度場の計算結果

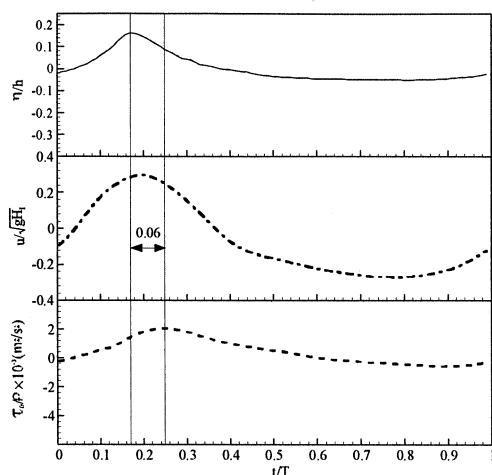


図-7 水位と流速ならびに底面せん断力の関係

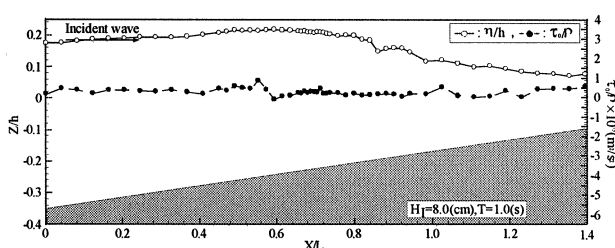


図-8 1周期平均した底面せん断力

の同地点での τ_0/ρ は、先行波の砕波後の $X/L \cong 1.04$ の τ_0/ρ とほぼ同じ $1.5 \times 10^{-3} \text{cm}^2/\text{s}^2$ である。そして、波が伝播し、図-6(a)に示したように $0.44 \leq X/L \leq 0.6$ での流速の増加に伴い、図-5(c)の同領域の τ_0/ρ は約 $2.0 \times 10^{-3} \text{cm}^2/\text{s}^2$ まで増加し、先行波による $X/L \cong 1.15$ 付近の $\tau_0/\rho \cong 1.0 \text{cm}^2/\text{s}^2$ と比較して大きくなる。図-5(e)に示す砕波時には、砕波点近傍の $0.52 \leq X/L \leq 0.6$ の τ_0/ρ の分布は水位と同様に急峻化し、 τ_0/ρ は $3.0 \times 10^{-3} \text{cm}^2/\text{s}^2$ の最大値を示す。砕波直後においても τ_0/ρ は $3.0 \times 10^{-3} \text{cm}^2/\text{s}^2$ で維持され、砕波後、波高と流速の減少に伴い τ_0/ρ も減少する。

また、図-5(c),(e)に図示したように、砕波前と砕波時の時刻における η/h と τ_0/ρ の空間的なピークの差は約 $1/12.5$ 波長であるが、砕波後の η/h と τ_0/ρ の空間的なピークの差は約 $1/8$ 波長となり、砕波後では η/h と τ_0/ρ の空間的なピークの差が他の時刻と比較して大きくなることが確認できた。図-5(f)~(h)より、先行波の砕波後の波頂部後方領域の τ_0/ρ の分布は、計測波の波頂部後方領域の τ_0/ρ の分布と比較して振動する特性となっていることが判る。これには、砕波後に発生する流れの乱れ成分が寄与しているものと推察できる。

(2) 水位と流速、ならびに底面せん断力の位相

水面変動と流速、ならびに底面せん断力の時間変化を図-7に示す。なお、同図は $X/L=0.533$ での水面変動に伴う流速と底面せん断力の変化を図示した

ものである。 τ_0/ρ と流速の無次元量 $U/\sqrt{gH_1}$ の時間変化は、 η/h に同調するように変化し、 $U/\sqrt{gH_1}$ は η/h とほぼ同位相であるが、 τ_0/ρ のピークは η/h のピークよりも位相差 $t/T \cong 0.06$ の遅れで出現することが判った。

(3) 時間平均した底面せん断力

図-8は、波1周期にわたって時間平均した底面せん断力と水位の空間的な分布を図示したものである。今回の実験では、図-4からも明らかなように、峰での底面せん断力は谷での底面せん断力よりも大きくなる傾向が顕著であった。このような、底面せん断力の正負の非対称性はSuntoyoら⁷⁾によっても報告されている。水用せん断力計によって得た底面せん断力を1周期平均した τ_0/ρ は計測領域において正となる場合が多かった。

5. 結 論

本研究では、水理実験により砕波帯内での底面せん断力の時空間分布特性を検討した。また、底面せん断力と水位・流速の関連を検討した。その結果、砕波帯での底面せん断力の時空間分布は、水面変動と波内部の流れに依存して変化することが判明した。底面せん断力と海底近傍の水平流速の時間的变化は、水位に同調するように変化し、流速と水位はほぼ同位相であり、底面せん断力と水位には位相差が存在するを確認した。

謝辞：本研究の一部は科学研究費補助金(若手(B)：鷲見浩一、課題番号：19760347)により行った。謝意を表する。

参考文献

- 1) 田中仁：任意波形を有する波動下での水粒子速度と底面せん断力の算定手法に関する研究，土木学会論文集，第381号/II-7, pp.181-187, 1987.
- 2) 田中仁：波・流れ共存場における底面摩擦係数の陽形式近似式，土木学会論文集，第417号/II-13, pp.285-288, 1990.
- 3) 田中仁，首藤伸夫：波・流れ共存場の抵抗則と境界層の領域区分，土木学会論文報告集，第342号，pp.61-67, 1984.
- 4) M.A.Samad, 田中仁, B.M.Sumer, J.Fredsoe, C.Lodahl：不規則波動下の底面せん断力特性に関する研究，海岸工学論文集，第45巻，pp.91-95, 1988.
- 5) スントヨ，田中仁：前傾化した波動下での底面せん断力算定法の提案と漂砂量定式化への応用，海岸工学論文集，第51巻，pp.396-400, 2004.
- 6) 功刀資彰：自由界面を含む多層流の直接数値解析法，日本機械学会論文集B編，第63巻，609号，pp.1576-1584, 1997.
- 7) Suntoyo, 田中仁，山路弘人：前傾化した波動下での底面せん断力変動特性，海岸工学論文集，第50巻，pp.66-70, 2003.