砕波帯における底面せん断力の時空間分布に関する実験的研究

Experimental Study on Temporal and Spatial Distributions of Bottom Shear Stresses in Surf Zone

鷲見浩一¹·高江俊之²·野崎猛盛³

Hirokazu SUMI, Toshiyuki TAKAE and Takemori NOZAKI

The mechanical properties of bottom shear stresses in the surf zone is still uncertain. This study has investigated the temporal and spatial distributions of the bottom shear stresses in the surf zone. The experiments have indicated that the temporal and spatial distributions of the bottom shear stresses varies, depending on the water surface level and flow velocity. The time variations of the bottom shear stresses and velocity in the same phase of the water surface level changes. Thus, the water surface level changes in the same phase of the velocity in the surf zone. The maximum bottom shear stresses have shifted from the peak of the water surface level. The bottom shear stresses under the peak of waves.

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・首藤(1984)が波・流れ共存時の境界 層の領域区分判定条件と摩擦係数を提示している.また、 田中(1987)は砕波帯内外での水粒子速度と底面せん断 力の評価法を示している.さらに、田中(1990)は波・ 流れ共存場での陽形式の摩擦係数の算定式を提案してい る.不規則波動下での底面せん断力については、Samad ら(1998)が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.スントヨ・田中 (2004)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,砕波に伴 う底面せん断力の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.

本研究は,一様勾配斜面上で発生する砕波現象を対象 として,底面せん断力の広範囲な時空間分布を水位変動

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
2	正会員	修(工)	前田建設工業(株)関西支店
3	正会員	修(工)	五洋建設(株)東京支店

と関連づけて考究するものである.

2.水理実験の概要

本研究では砕波帯内での底面せん断力の時空間分布を 検討するために、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)を用いて固定床実験を行っ た.水深h=40cmの水槽内に、外枠をアクリル板で作成 した一様勾配斜面(tan β = 1/20,長さ9.6m,幅0.7m,高 さ0.48m)を設置した.実験波は波高 H_I = 8.0cm,周期 T = 1.0s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9.0cmである.なお,堀川ら(1975)に よる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 ≃ 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 (SSK製: S10W-01) 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 = 14cm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 底面と水用せん断力計の間隔は約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,底面せん断力と同一な計測点において,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-4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.

3.実験による底面せん断力の精度

砕波帯における底面せん断力の時空間分布を検討する にあたって,水用せん断力計により計測した底面せん断 力の精度を検証する必要がある.

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し、その流速 値の一方を絶対値とする式(1)を用いるのが妥当であ ると考えられる.

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-5によるとその効果は無視できる. f_w は、田中(1990)による波の摩擦係数である式(2)により算出した.

$$f_w = \exp\left\{-7.53 + 0.87 \left(\frac{\hat{U}_w}{\sigma z_0}\right)^{-0.100}\right\}$$
(2)

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.なお、 z_0 はアクリル板のマニングの祖度係数nからニクラーゼの相当祖度ksを求め、これを30で除すことによって約 3.39×10^7 mとした.U(t)には電磁流速計より得た岸沖方向流速値を用いた.

図-3 (a),(b)のそれぞれは,原点から岸方向への水平 距離Xをh = 40cmにおける実験波の波長Lで無次元化し たX/L = 0.0と0.636における底面せん断力の実測値,な らびに式(1)と(2)により求めた底面せん断力を理論値と



図-3 底面せん断力の実験と理論による時間波形

して示したものである. なお, X/L = 0.0は計測領域沖側 端に, X/L = 0.636は砕波点に相当する. 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-3 (a),(b)より計測領域沖側端と砕波点におい 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,その差異は谷で拡が 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(1998)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、概ね一致したことから式(1)と(2)は 波動運動下での底面せん断力を評価するのに妥当であり、 かつ、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うる精度であ ると考えられる.

4. 砕波帯における底面せん断力の時空間分布 特性

図-4 (a) ~ (j) は, 砕波帯周辺での水用せん断力計によ り得た底面せん断力を実験値,電磁流速計により計測し た岸沖方向流速を用いて式 (1),(2) により算定した底面 せん断力を理論値,ならびに水位の空間分布の実験結果 を時系列で示している.図の左軸は鉛直座標Zを一定水 深h=40cmで無次元化したZ/hであり,右軸は摩擦速度の 二乗の物理量の τ_0/ρ である.なお,図中の黒丸と黒四角 で無次元化した η / h , ハッチ部は海底を示している.入 射波が砕波するときの時刻は, t/T = 0.5である.

図-4 (a) は計測対象波の波頂部が $X/L \cong 0.32$ に到達した時刻t/T = 0.01の底面せん断力と水位の空間分布である. 非砕波時の τ_0/ρ は,波峰中心部の $0.24 \le X/L \le 0.4$ での入 射波の伝播に伴う岸方向の流速成分の増加に伴い約 $1.5 \times$ 10⁻³m²/s²を示し,波谷域の底面せん断力よりも大きい傾向 となる.計測波の波峰後方域の $0.0 \le X/L \le 0.4$ では底面せ ん断力の実験値と理論値は一致している.図-4(b)は計測 波の波頂が $XL \simeq 0.4$ に到達した時刻t/T = 0.20の底面せん断 力と水位の空間分布である. $X/L \simeq 0.4$ での τ_0 / ρ の実験値 と理論値は同一の約 1.5×10 -3m²/s²である.計測波の τ_0 / ρ は先行波の砕波後の $X/L \simeq 1.04$ における τ_0 / ρ とほぼ同じ



図-4 底面せん断力と水位の時空間分布



図-5 水位と流速ならびに底面せん断力の関係

約1.5×10⁻³m²/s²である.このように、非砕波時の波峰中 心部での tu/pと先行波の砕波後の tu/pは同程度の大きさ である. 同様な傾向は図-4(a)においても確認できる. 図-4 (c) は計測波の波頂が*X/L* ≅ 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. τ₀/ρは波 頂部後方域から波頂部へ向けて増大し、波頂部から波前 脚部へ向けて減少する傾向である.このような非砕波時 における τ₀/ρの増減の傾向は、実験と理論の τ₀/ρにおい て一致している.図-4(d)は図-4(a)から0.27s後の底面せ ん断力と水位の空間分布である.同図からτ₀/ρは計測波 の波頂部の直後でピークを持ち、その値は図-4(a)と比較 して約0.5×10⁻³m²/s²大きい約2.0×10⁻³m²/s²となっている. これには入射波の砕波点への接近に伴う波峰中心部の流 速の増加が影響していると推察できる. 図-4(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.波形が波峰の前後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.波峰 中心部の流速の増加により τ₀ / ρは約3.0×10⁻³m²/s²の最大 値を示す.砕波瞬時の底面せん断力は図-4(a)に示した時 刻t/T=0.1と比較して,波頂部後方の0.0 ≤ X/L ≤ 0.52で実 験値と理論値の差異が大きくなるが、砕波点近傍での両 者のピーク出現位置は同一である.図-4(f)は砕波直後の 時刻t/T = 0.53の底面せん断力と水位の空間分布である. 計測波の波頂後方域の0.32 ≤ X/L ≤ 0.48 と先行波の砕波後の 波頂部後方域の0.96 ≤ X/L ≤ 1.20のτ₀/ρを比較すると,先行 波の砕波後のτ₀/ρは振動する不均一な分布特性となって いる.これには砕波後に生成される斜降渦に代表される 大規模な渦による乱れ成分の残留が寄与していると考え

られる.なお,波内部に混入した気泡をトレーサとして 斜降渦と水平渦の発生を目視により確認している.

図-4 (g) は砕波後の時刻 t/T = 0.60の底面せん断力と水 位の空間分布である. τ₀/ρの実験値と理論値は波頂部の X/L ≅ 0.64では一致しているが, 波谷のX/L ≅ 0.28では差 異がある. 図-3(a),(b)の時間波形において確認できた 谷における τ₀/ρの実験値と理論値に相違が生じたのと同 様な傾向が空間分布においても確認できる.図-4(h),(i) は砕波後の時刻 t/T=0.70,0.80の時刻の底面せん断力と水 位の空間分布である.砕波後の水位の低下に伴って τ₀/ρ も砕波時と比較して減少している.図-4(i)の波頂部後方 では、砕波後の渦の残留によると考えられる τ₀/ρの不規 則な分布が確認できる.図-4(j)は計測波の波頂がX/L ≅ 0.92に到達した時刻 t/T = 0.97の底面せん断力と水位の空 間分布である. 同図から砕波後の計測波の0.72 ≤ X/L ≤ 1.04の底面せん断力は、砕波前の時刻の底面せん断力よ りも実験値と理論値の間の差異が拡大する.底面せん断 力の実験値は、砕波点よりも岸側で砕波後の時刻におい て,砕波に伴う渦や乱れの影響により理論値との相違が 生じるものと推測できる.一方,砕波点よりも沖側の非 砕波時の時刻では、実験値は理論値とほぼ一致する.

図-4 (d), (e) に図示したように, 砕波前と砕波時の時刻 における $\eta/h \ge \tau_0/\rho$ 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 $\eta/h \ge \tau_0/\rho$ の空間的なピークの差 は約1/8波長となり, 砕波後では $\eta/h \ge \tau_0/\rho$ 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.



5. 水位変動と底面せん断力の関係

図-5 (a), (b) は, それぞれ計測領域沖側端付近の*X/L* = 0.12と砕波点付近の*X/L* = 0.59における水面変動(上)と 流速(中),ならびに底面せん断力(下)の時間波形を 示している.両図において τ_0/ρ と流速を入射波の波高*H_I*を用いて無次元化した*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.しかし, τ_0/ρ のピークは η/h のピークよりも遅れて 出現している. τ_0/ρ のピークが出現する η/h との位相差 は*X/L* = 0.12で*t/T* \cong 0.6, *X/L* = 0.59で*t/T* \cong 0.8である. $\eta/h \geq \tau_0/\rho$ の空間の相違によって発生する位相差の特性 については検討の余地がある.

6. 時間平均した底面せん断力

図-6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-3(a),(b)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(2003)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_で/ρは計測領域において正となる場合が多かった.

7.おわりに

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.以下に本研究で得られ た主要な結論を示す.

- τ₀/ρの実験値と理論値は、谷での大きさが異なるが、 ピークの位相と底面せん断力の時間波形形状は概ね一 致した.
- (2) 砕波帯での底面せん断力の時空間分布は水面変動に 依存して変化することが判明した.砕波後の時刻にお ける底面せん断力は,実験値と理論値の間に差異が生 じた.一方,砕波点よりも沖側の非砕波時の時刻では, 実験値は理論値とほぼ一致した.
- (3) $\tau_0 / \rho \ge U / \sqrt{gH_1}$ 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 のピークと η / h のピークには位相差が確認できた.
- (4) 計測領域全域において、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り、 1周期平均したでの存在したなる場合が多かった.

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

- スントヨ・田中 仁 (2004) :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.
- 田中 仁・首藤伸夫(1984):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.
- 田中 仁 (1987) :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.
- 田中 仁 (1990) : 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.
- 堀川清司・砂村継夫・近藤浩右・岡田 滋(1975) : 波によ る二次元汀線変化に関する一考察,第22回海岸工学講演 会論文集,pp.329-333.
- M.A.Samad · 田中 仁 · B.M.Sumer · J.Fredsoe · C.Lodahl
 (1998) :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.
- Suntoyo・田中 仁・山路弘人 (2003) :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.