

前傾化した波動下での底面せん断力変動特性

Suntoyo*・田 中 仁**・山路弘人***

これまで正弦波を対象として、底面せん断力特性などに関する多くの研究が行われてきた。現実の波浪は浅海域に伝搬するにつれ前傾化し、従来の正弦波とは異なるせん断力特性を示すものと考えられるが、このような特性を扱った研究例は少ない。このため、波動モデルにより得られる流速場の情報から砂移動量に結び付ける際の底面せん断力評価の精度が明らかになっていない。本研究では、前傾化した波の下での底面せん断力に関する実験的検討を行い、底面せん断力に及ぼす加速度の効果を明らかにすることを目的とする。また、簡便な底面せん断力算定手法として 2 つの式を取り上げ、その精度評価を行った。

1. はじめに

漂砂量の定式化には波動による底面せん断力を用いることが多い。波動下の底面摩擦力に関する研究の多くは、これまで正弦波を対象として行われてきた（例えば、Fredsoe・Deigaard, 1992; Nielsen, 1992）。また、その後、ストークス波やクノイド波などの非対称波を対象とする研究もなされている（浅野ら, 1987; 灘岡ら, 1994, 1996; 田中ら, 1997; 田中ら, 1997）。しかし、現実の波浪は浅海域に伝搬するにつれ前傾化し、正弦波、さらには上記非線形波からのずれが顕著になる。波の前傾化に伴い加速度の効果が顕在化し、従来の正弦波とは異なるせん断力特性を示すものと考えられる。しかし、このような波浪の特性を考慮した研究例はきわめて少ない。このため、近年発展のめざましい様々な波動モデルにより得られる流体場の情報から、砂移動量に結び付ける際の底面せん断力評価の精度が明らかになっていない。

Schäffer・Svendsen (1986) は前傾化した波動の表現方法として sawtooth 波を提唱した。浅野ら (1989) は、やはり sawtooth 波を対象に、層流境界層、乱流境界層の特性を検討した。また、Samad・Tanaka (1998) は sawtooth 波の下での乱流構造に関し $k-\epsilon$ モデルにより解析を行っている。近年、Nielsen (2002) は前傾化した波動の下でのせん断力に対し、主流速の加速度をあらわに含む算定法を提案している。しかし、その理論的根拠は必ずしも明らかでなく、直接的な実験的検証もなされてはいない。以上のように、前傾化した波動のもとの乱流構造に関してはいくつかの数値計算、モデル化などがなされてはいるものの、実験データが皆無と言って良い。

そこで、本研究では、前傾化した波を模擬した振動流の下での底面せん断力に関する実験的検討を行い、底面せん断力に及ぼす加速度の効果を明らかにすることを目

的とする。さらにせん断力の経時変化を求めるための簡便な手法を提案し、その精度について検討を行った。

2. 実験方法

本研究では、水に比べて扱いが容易である空気を作業流体とし、風洞装置を用いて実験を行った。図-1 に実験装置の概要を示す。実験装置は任意波形発生装置と風洞部からなる。流速波形として、当初 sawtooth 波を直接入力することを試みたが、駆動部の動きが急激な加速度変化に追従できないことから、sawtooth 波の頂部を滑らかにした波形を与え、これを振動流発生装置に入力している。風洞は全長 5.0 m, 20 cm×10 cm の矩形断面を有し、その底面には三角粗度を貼り付けて粗面とした。風洞中央部において LDV を用いて、鉛直方向に 20ヶ所で流速測定を行い、平均流速・乱れ強度の鉛直分布を得た。データは 1/100 s 間隔で AD 変換を行い、50 波の平均値から平均流速や乱れのアンサンブル平均を求めた。

実験は表-1 に示す全 5 ケースを対象に行われた。ここで、 U_c : 波峰での最大流速, T : 周期, $\sigma=2\pi/T$, k_s : ニクラゼの相当粗度である。また、 α は図-2 に示す様に波の前傾度を表す。すなわち、 $\alpha=0.5$ は前傾していない対称波に対応し、 α が小さいほど前傾化が著しい。全てのケースでピーク流速を一定（ほぼ 400 cm/s）に保っている。Case 1 は正弦波を対象としたケースである。Case

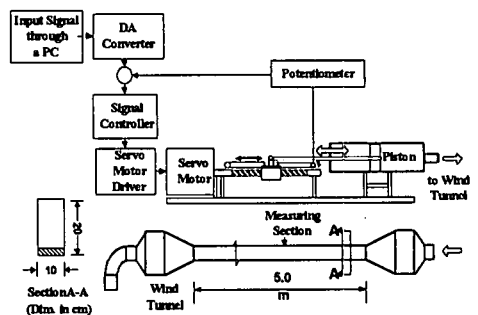


図-1 実験装置の概要

* 学生会員 工修 東北大学大学院 工学研究科土木工学専攻
** 正 会 員 工博 東北大学大学院教授 工学研究科土木工学専攻
*** 正 会 員 東北大学大学院教務職員 工学研究科土木工学専攻

表-1 実験条件

Exp.	U_c (cm/s)	T (s)	$U_c/(\sigma k_s)$	α	Flow
Case 1	401	3.00	26.4	0.554	Sinusoidal
Case 2	400	4.00	35.2	0.406	Sawtooth
Case 3	399	4.00	35.1	0.363	Sawtooth
Case 4	440	3.00	29.1	0.352	Sawtooth
Case 5	398	4.00	35.1	0.314	Sawtooth

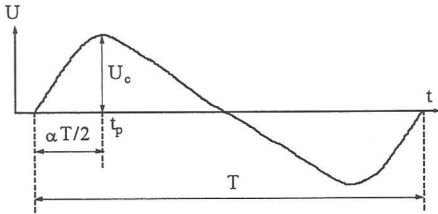


図-2 Sawtooth 波の諸元の定義

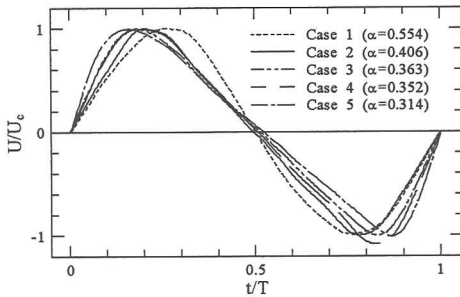


図-3 主流波形

2以降の実験においては、波形の前傾度 α を4種(0.406, 0.363, 0.352, 0.314)に変化させて実験を行った。これらのケースにおける主流速 U の波形を図-3に示す。

3. 実験結果と考察

(1) 平均流速分布

流速の鉛直分布の測定例を図-4に示す。谷位相、峰位相での加速度の相違を反映して、overshootingの表れ方が谷と峰で異なる(位相BとF)。また、位相A、Eにおいても流速の非対称性が認められ、加速度のより大きな位相Aにおいて、壁面近傍においてより顕著な先走りが見られる。

(2) 乱れ強度の時空間変化

Case 1, Case 5における乱れ強度の分布を図-5, 6に示す。まず、図-5は正弦振動に対するものであり、底面近傍で発生した乱れが上方に拡散する様子が捉えられている。また、峰・谷位相においてほぼ同様な変動が繰り返されている。これに対して、図-6のケースにおいては、

谷位相で乱れが発生した後、峰位相での発生が時を置かずに見られる。そして、次に谷位相で乱れが発生するまでに、乱れ強度の低い時間が継続している。このような乱

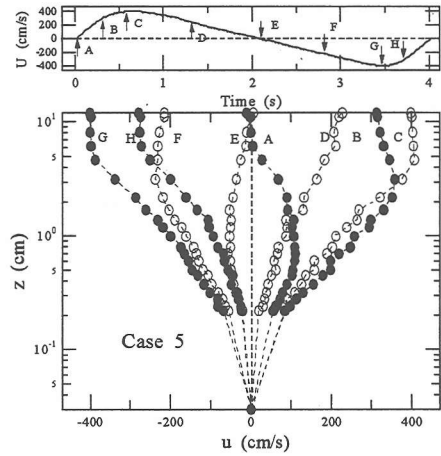


図-4 平均流速分布 (Case 5)

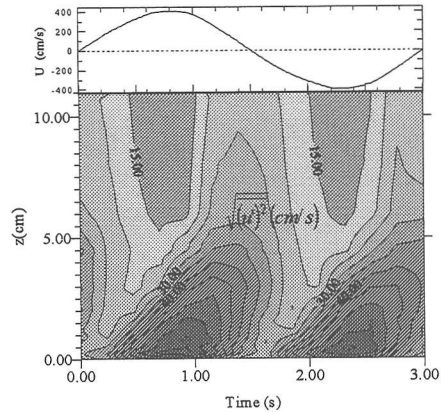


図-5 乱れ強度の変化 (Case 1)

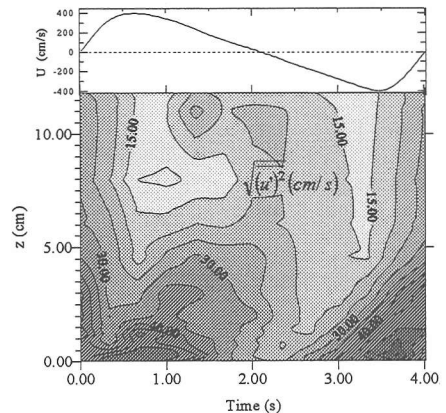


図-6 乱れ強度の変化 (Case 5)

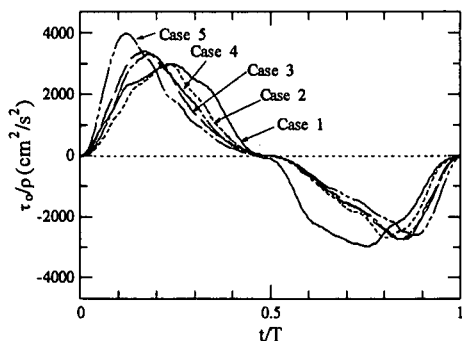


図-7 底面せん断力の変化

れ強度の時間変動は底質の浮遊過程にも大きな影響を与えるものである。精密な浮遊砂濃度の見積り手法確立のためには、ここで得られた乱流構造の間欠性に対する考慮が不可欠である。

(3) 底面せん断力の変動特性

流速の鉛直分布から、対数分布則を用いて底面せん断力を求めた。得られたせん断力を図-7に示す。波形は明らかに α に依存しており、これが小さいほどピークが早い位相に現われている。また、峰でのせん断力は谷でのその約2倍にも達し、正負の非対称が著しい。この非対称性は一周平均の net の漂砂を生む一つの大きな要因になると考えられる。

図-8は crest, trough でのせん断力の最大値 $\tau_{o\max}$, $\tau_{o\min}$ と α との関係を示したものである。trough での値はほぼ α によらず比較的一定に近い値を保つのに対して、crest での値は α の減少に伴って著しい増加が見られる。

図-9は crest でのせん断力最大値と流速ピークとの位相差を図示したものである。なお、図中の鎖線は、Tanaka・Thu (1994) による正弦波での位相差に対する近似式による計算値である。 α が0.5に近い領域では実験値は計算値に近い。しかし、 α が減少するにつれ、位相差は減少の傾向を示し、正弦波からのずれが顕著である。

以上のように、sawtooth 波においては、加速度がより大きい峰位相において正弦波から大きく乖離する傾向が認められる。

(4) 簡易計算法による計算結果と実験値との比較

上記のように、前傾化した波動下での底面せん断力は複雑な挙動を示すが、実用上の要請としては、そのような時間変化を比較的簡便な手法で推定できることが望ましい。そこで、境界層外縁流速から底面せん断力を算定するための簡易計算法として、次の2つを取り上げ、その精度を検討する。まず、もっともシンプルな計算法は主流速の二乗に比例させるものであり、不規則波動への適用例もある (例えば、佐藤・Kabiling, 1993; Tanaka

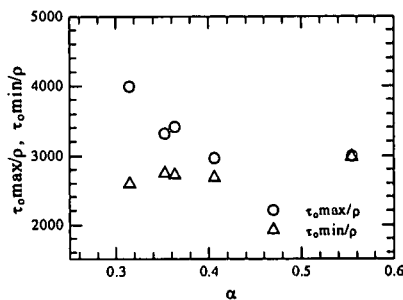


図-8 trough, crest でのせん断力最大値

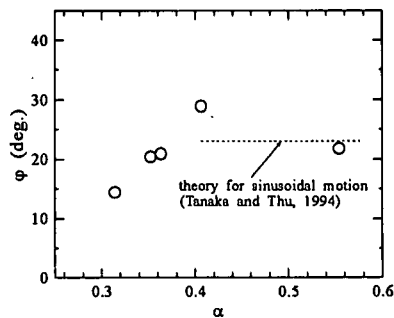


図-9 crest での位相差

ら, 2002)。前傾化した波動においても同様に式(1)のような変動を仮定する。なお、ここでは、左辺において位相差 j を加味している。

Method 1:

$$\tau_o \left(t - \frac{\varphi}{\sigma} \right) = \frac{1}{2} \rho f_w U(t) |U(t)| \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、摩擦係数 f_w としては Tanaka・Thu (1994) の粗面近似式を用いた。

一方、近年 Nielsen (2002) は加速度の効果を加味した摩擦速度 $U_*(t)$ の算定式として、次の式形を提案している。

Method 2:

$$U_*(t) = \sqrt{\frac{f_w}{2}} \left\{ \cos \varphi U(t) + \sin \varphi \frac{\partial U}{\partial t} \right\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、摩擦係数の算定には Nielsen (2002) 自身による式を用いる。

まず、図-10は $\alpha=0.554$ のほぼ前傾化なしのケースである。この時、Method 1, Method 2 のいずれも実験値と良い一致を見ている。

図-11, 図-12, 図-13は、それぞれ $\alpha=0.406$, $\alpha=0.363$, $\alpha=0.314$ と、順に前傾化が著しくなるケースを示したものである。図-11においては比較的良好な波形が再現されているが、 α が減少するに連れて計算結果と実験値の差違が大きくなっている。この様に極端に前傾化した波動場ではいずれのせん断力算定式も良い結果を与

えないことが分かった。実験では峰位相最大値が谷位相での値に比べ突出し、簡易算定法ではこのような非対称性が表現されていない。なお、Method 1, Method 2 は比較的近い値を示している。

Method 1 による計算値と実験値との比を峰位相、谷位相に対して求め、 α の関数として図示した (図-14)。谷位相 (Δ) においてはその比がほぼ 1.0 であり、両者の良い一致が見られる。これに対して、峰位相 ($\circ$) での比は α への依存が明らかである。 α が 0.5 付近ではこの比がほぼ 1.0 であるが、前傾度の増加 (α の減少) とともに 0.65 程度まで減少し、計算値からのズレが系統的に増大している。加速度効果をあらわに含む Method 2 においてもほぼ同様な傾向が確認された (図-15)。このことより、前傾化した波動において式 (1) による算定は誤差

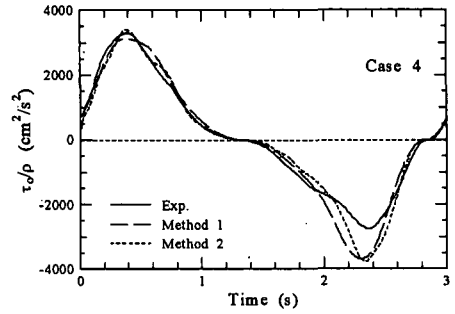


図-13 実験結果と計算値の比較 (Case 4)

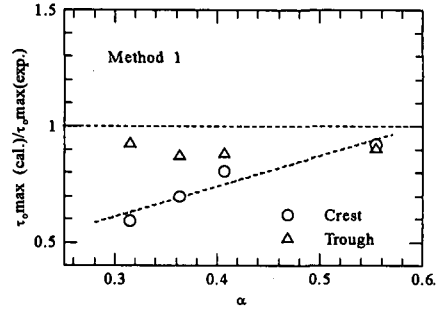


図-14 実験と式 (1) による最大せん断力の比

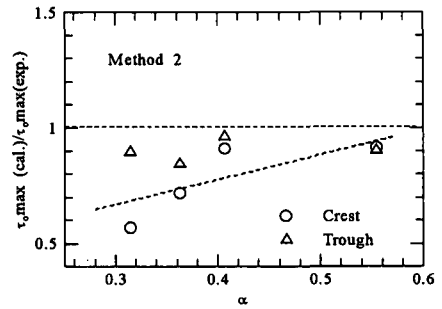


図-15 実験と式 (2) による最大せん断力の比

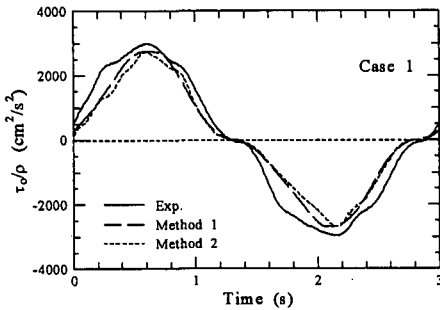


図-10 実験結果と計算値の比較 (Case 1)

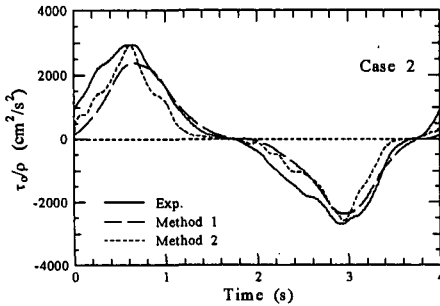


図-11 実験結果と計算値の比較 (Case 2)

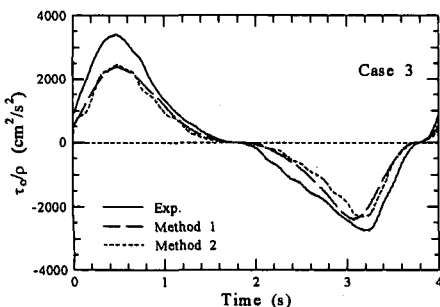


図-12 実験結果と計算値の比較 (Case 3)

を生み、式 (2) の形で加速度の加味した手法でも不十分であると結論づけられた。

4. おわりに

本研究においては、前傾化した波動における乱流特性に関して詳細な風洞実験を行った。ここで得られた主要な結論は以下のとおりである。

(1) 底面近傍の乱れ強さの時空間変動は正弦波のそれと大きく異なるものであった。特に、乱れ発生の間欠性が顕著であり、前傾化した波動下での浮遊砂の巻き上げ過程はこの様な乱流構造の影響を受けているものと考えられる。

(2) ピーク速度を一定に保ちつつ、波形の前傾化を表すパラメータ α を徐々に減少させて一連の実験を行っ

た。その結果、 α の減少に伴い、せん断力波形は先鋭化し、そのピーク値自体が増加することが認められた。一方、谷位相においてはせん断力の大きさに大きな変化はなかった。

(3) 実用に供することが容易な簡便な底面せん断力算定式として、主流速の二乗に比例すると仮定する算定法と、Nielsen (2002) による手法の二つの方法を採用し、実験値との比較によりその精度を検証した。その結果、いずれの方法においても、 α が減少して波形が前傾化するにつれて峰位相における算定精度が低下することが分かった。ただし、谷位相における精度はさほど低下しない。

今後さらに実験的検討を積み重ね、より精度の高い底面せん断力算定式を提案する予定である。

参 考 文 献

浅野敏之・雨宮 功・岩垣雄一 (1987): 有限振幅波動下における底面摩擦係数の評価に関する研究, 第 34 巻, 海岸工学論文集, pp. 1-5.

浅野敏之・栗林賢一・酒井哲郎 (1989): 前傾した波の下での底面境界層の解析, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 6-10.

佐藤慎司・Kabiling, M. (1993): Boussinesq 方程式を用いた波浪・海浜流・海浜変形の数値計算, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 386-390.

田中 仁・山路弘人・アーマド サナ・首藤伸夫 (1997): クノイド波を模擬する非対称振動流発生装置の提案とその基本特

性の検討, 土木学会論文集, 第 565 号/II-39, pp. 111-118.

田中 仁・Sumer, B. M.・Fredsoe, J. (1997): クノイド波動下における層流底面境界層の解析解とその実験的検証, 土木学会論文集, 第 572 号/II-40, pp. 85-90.

磯岡和夫・八木 宏・二瓶泰雄・野本康介 (1994): 非対称振動流の乱流構造特性について, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 141-145.

磯岡和夫・二瓶泰雄・八木 宏・野本康介 (1996): 非対称振動流の乱流構造特性—特にレイノルズ数依存性について—, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp. 441-445.

Fredsoe, J. and R. Deigaard (1992): Mechanics of coastal sediment transport, World Scientific, 369 p.

Nielsen, P. (1992): Coastal bottom boundary layers and sediment transport, World Scientific, 324 p.

Nielsen, P. (2002): Shear stress and sediment transport calculations for swash zone modeling, Coastal Engineering, Vol. 45, pp. 53-60.

Samad, M. A. and H. Tanaka (1998): Numerical experiment on broken wave bottom boundary layer, Flow Modeling and Turbulence Measurements VII, pp. 39-46.

Schaffer, A. H. and I. A. Svendsen (1986): Boundary layer flow under skew waves, Inst. Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, Tech. Univ. Denmark, Progr. Rep., No. 64, pp. 13-33.

Tanaka, H. and A. Thu (1994): Full-range equation of friction coefficient and phase difference in a wave-current boundary layer, Coastal Engineering, Vol. 22, pp. 237-254.

Tanaka, H., T. Suzuki, Suntoyo and H. Yamaji (2002): Time-variation of bottom shear stress under irregular waves over rough bed, Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering, Vol. 20 No. 2, pp. 217-225.