

不規則波動下底面境界層の乱流構造に関する研究

鈴木 健*・田中 仁**・山路弘人***・ストヨ****

これまで底面境界層に関する研究の多くは正弦波動下で行われてきた。本研究では実際の現象により近い不規則波動下、粗面という条件において実験を行うことでその乱流構造を検討した。その結果、流速鉛直勾配とせん断力の位相差が不規則波動下特有の乱流構造の要因となり、正弦波動下の知見だけでは浮遊砂の巻き上げ・拡散機構を説明しきれないことを示した。さらに、粗面の不規則波動下において主流流速から底面せん断力を簡便に求めることのできる算定式を提案した。提案された算定式は実験結果と良好な一致を示し、実用的観点において有用な方法である。

1. はじめに

近年、波動の不規則性を考慮した海浜変形計算が行われている(たとえば、佐藤・Kabiling, 1994)。一般にモデルは波動モデルと砂移動モデルとからなるが、両者をつなぐためには底面せん断力の評価が必要となる。これまでに底面境界層に対する研究は数多くなされてきている。(たとえば Hino ら, 1983; Jensen ら, 1989)しかし、そのほとんどは正弦波を対象としたものであり、不規則波を扱ったものは極めて少ない現状にある。

サマドラ (1998, 1999) は乱流モデルを用いた数値計算によって不規則波動下の研究を行い、底面境界層特性を検討し、さらに実験による検討も行っている。しかし、これらの研究は滑面を対象としたものであり、砂移動現象を扱うには粗面乱流域での議論が必要となる。

そこで、本研究では粗面乱流域での実験を行い、その結果から底面境界層乱流特性について検討した。また、粗面乱流域での不規則波動下の底面せん断力簡易計算方法を提案した。

2. 実験方法

本実験ではその内部の観察が水に比べて容易であるため空気を用いて行った。装置の概要を図-1 に示す。実験装置は不規則振動流発生装置と風洞部からなる。駆動部にはサーボモータを使用しており、任意の不規則信号を入力することができる。入力不規則波はサマドラ (1999) に倣い、表面波形として Bretschneider・光型型スペクトルを用いた。線形波の伝達関数を用いて底面流速の時系列を求めた後、これを振動流発生装置に入力している。12 波程度の不規則波からなる信号を繰り返し入力することにより、流速のアンサンブル平均を求める。

風洞は全長 5.0 m, 20 cm×10 cm の矩形断面を有し、その底面に粒状または三角粗度を貼り付けることで粗面

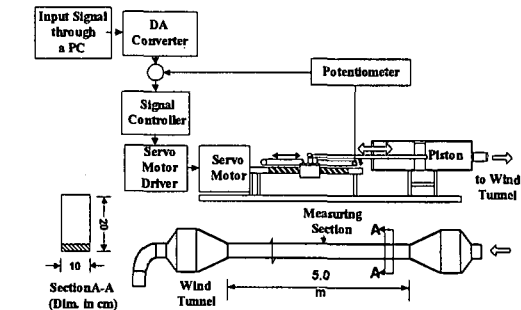


図-1 実験装置図

表-1 実験条件

	入力波形	粗度形状	Re, Re _{1/3}	z ₀ (cm)	a _m /z ₀
Icase 1	不規則波	○	5.2×10 ⁵	0.020	9.6×10 ³
Icase 2	不規則波	△	5.4×10 ⁵	0.090	2.2×10 ³
Scase 1	正弦波	○	4.9×10 ⁵	0.020	9.2×10 ³
Scase 2	正弦波	△	5.1×10 ⁵	0.090	2.1×10 ³

とした。粒状粗度は直径 1.0 cm のアルミナビーズを細密に敷き詰め、三角粗度は高さ 0.5 cm, 幅 1.0 cm, 間隔 1.2 cm で貼り付けている。両側面と上面は塩化ビニルを貼りつけることで滑面としている。風洞中央部においてレーザー Doppler 流速計を用いて鉛直方向に 20ヶ所で測定し、流速の鉛直分布を得る。データは 1/100 s 間隔で AD 変換を行い、50 波の位相平均値から平均流速、乱れ強度を求めた。

実験は表-1 に示す不規則波 2 ケース、比較検討と粗度長さ評価のための正弦波 2 ケースで行われた。表中、Re は式 (1) に示すレイノルズ数である。

$$Re = \frac{U_w a_m}{\nu}, \quad a_m = \frac{U_w T}{2\pi} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで U_w : 主流流速の振幅, a_m : 流体粒子の軌道振幅, T : 周期, ν : 動粘性係数である。また、表中の○△は粗度の形状を表す。不規則波に対してのレイノルズ数も有義波の流速代表値 $U_{1/3}$, 有義波周期 $T_{1/3}$ を用いてこれと同様に求めている。

* 正 会 員 工 修 東北電力 (株)
** 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
**** 学生会員 東北大学大学院工学研究科土木工学専攻

3. 結果と考察

3.1 粗度の評価について

粗度は形状、間隔などの多くの要素によりその効果はさまざまであり、実際の高さなどからだけでは十分に説明することができない。そのため粗度は一般にニクラゼの相当粗度 k_s で評価される。ここでは相当粗度と比例関係にある粗度長さ $z_0 (= k_s/30)$ によって粗度を評価する。正弦振動流実験を行い、対数分布則から求められる底面せん断力と運動量積分方程式から求められる底面せん断力値が等しくなるように粗度長さ、仮想底面高さを決定した。対数分布則を以下に示す。

$$u(z) = \frac{U_\tau}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (2)$$

$$U_\tau = \sqrt{\tau_0/\rho}, \quad z = y + \Delta z \quad (3)$$

ここで、 u ：流速、 U_τ ：摩擦速度、 x ：カルマン定数、 y ：粗度頂からの高さ、 Δz ：仮想底面高さ、 τ_0 ：底面せん断力、 ρ ：密度を示している。 Δz 、 z_0 、 y 、 z の定義を粒状粗度の概略図とともに図-2に示す。

また、運動量積分方程式を式(4)に示す。

$$\frac{\tau}{\rho} = \int_z^h \frac{\partial(U-u)}{\partial t} dz \quad (4)$$

ここで、 τ ：せん断力、 U ：主流流速、 h ：主流流速の高さである。これを $z=z_0$ から積分すると底面せん断力が求められる。

このようにして決定された粗度長さ z_0 は表-1に示されているとおりである。

ここで、不規則波の各峰・谷位相に対して式のようにそれぞれレイノルズ数を定義する。

$$Re_p = \frac{U_p^2}{\nu \omega_p}, \quad \omega_p = \frac{2\pi}{T_p} \quad (5)$$

ここで U_p ：峰・谷位相の主流流速最大値、 $T_p/2$ ：峰・谷位相の継続時間である。実験条件を田中・Thu (1994) により提案された flow regime (図-3) に示す。Icase 1 は

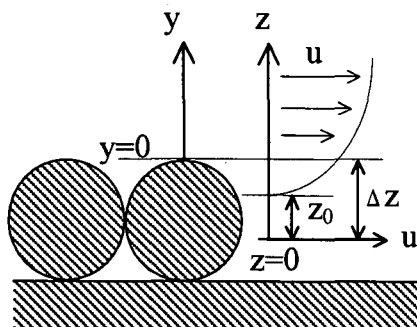


図-2 粗度概略図

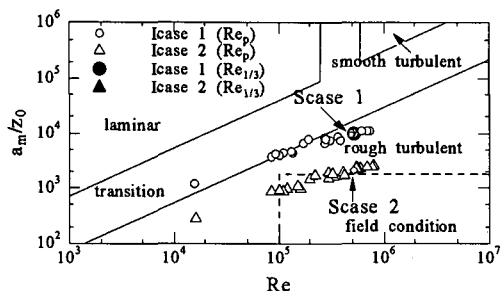


図-3 flow regime

粗面乱流域と遷移域にまたがっており、位相によっては粗面乱流にならない。Icase 2 はいずれの位相でも粗面乱流状態である。

3.2 流速と乱れ強度の時間変化

Icase 1 において幾つかの高さでの流速波形を図-4に示す。境界層外縁流速と底面近傍流速では波形が異なることが分かる。例えば、位相 B では相対的に振幅が小さくなっており、位相 C においては波形の変化が顕著である。正弦波では境界層内においてもその変動は正弦的であるためこのような現象は見られない。また、流速波形と併せて仮想底面から高さ 1.15 cm における乱れ強度の時間変化を示した。流速変動に連動して乱れ強度も変化している。ただし、位相 B においては主流の大きさに比べ不自然に乱れ強度が小さいことが分かる。

水平乱れ強度平均値を式(6)のように算出し、 Re_p と併せて時間変化を図-5に示した。

$$\overline{u'^2}_{avg} = \frac{1}{T_p} \int_0^{T_p} \overline{u'^2} dt \quad (6)$$

Re_p の増加とともに乱れも増加するが、必ずしも Re_p の変動に乱れも従うわけではない。図-5の矢印においては、 Re_p がほぼ同じであるのに乱れは大きく異なっている。直前の波を比較すると乱れの大きいもの前には乱れの大きな波が、乱れの小さいもの前には乱れの小さい波が存在している。このことから乱れはその時点での Re_p の大きさだけでなくそれ以前の波の影響を受けているものと考えられる。このような現象をここでは履歴効果と呼ぶ。同じ波が繰り返される正弦波では見られない現象である。

3.3 履歴効果の発現と乱流構造との関係

履歴効果の見られる位相 B と、それとほぼ等しい Re_p の位相 A について時空間分布を乱れ強度、乱れエネルギー生成項、流速鉛直勾配、せん断力について時空間分布を図-6に示す。乱れエネルギー生成項は式(7)で求めた。

$$P = \frac{\tau}{\rho} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (7)$$

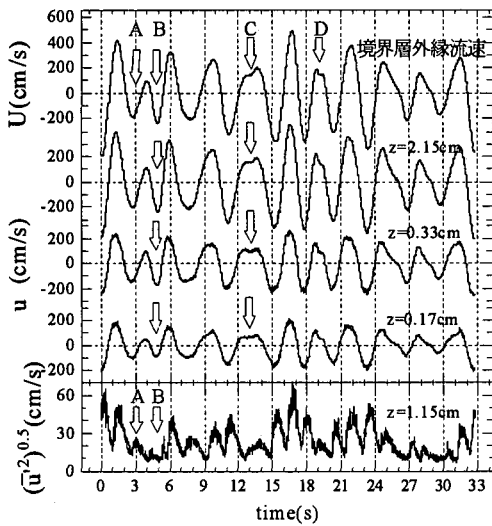


図-4 流速波形と乱れ強度

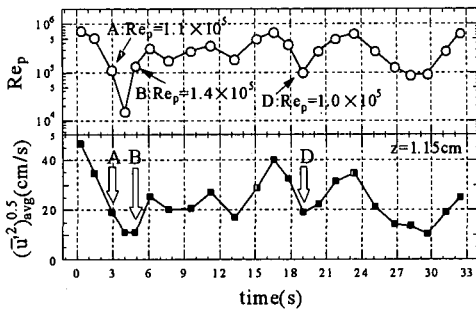


図-5 Rep と乱れ強度平均値

ここで P : 乱れエネルギー生成項である。乱れ強度を見ると、位相 A では底面近傍で発生した乱れが上方へ拡散していく様子が確認できる。図-4 において乱れが見られなかった位相 B でも主流がピークを迎える $t=5$ s 付近において乱れ自体は発生している。しかしそれは底面の極近傍であり、位相 A と比べると乱れのピーク位相も乱れの上方向への拡散も位相が遅れていることが分かる。

Re_p がほぼ等しいにもかかわらず、乱れの挙動が異なることは次の様な乱流構造の相違により説明される。乱れエネルギー生成項は流速波形に連動して変化し、底面近傍でもゼロの値をとる。この位相では乱れは発達せずに収束していく。式 (7) に示されているとおり、乱れエネルギー生成項は速度の鉛直勾配とせん断力の積で表される。つまり速度勾配または、せん断力がゼロ付近では乱れ生成項はゼロとなる。位相 A は底面近傍において速度勾配とせん断力のゼロの位相はほぼ一致し、乱れエネルギー生成項がほぼゼロになる位相は短い。一方、履歴効果の見られる位相 B では乱れエネルギー生成項がほぼゼロとなる範囲が長くなっている。ここでは速度鉛

直勾配のゼロの位相とせん断力のゼロの位相が大きくずれているために乱れの発生しない位相が長く続いたと考えられる。そして、次に乱れエネルギー生成項がゼロになる位相は乱れが十分発達する前 ($t=5.5$ s 付近) に現れ、乱れが急激に収まるために上方へ拡散しないのだと考えられる。

4. 底面せん断力の簡易計算法

4.1 摩擦係数

すべての位相で粗面乱流である Icase 2 において流速の鉛直分布から式 (5) に示す対数分布則を用いて底面せん断力を求めた。ここでは実験から得られた底面せん断力を正弦振動流の摩擦係数をもとに境界層外縁流速から簡便に求める手法を検討する。正弦波動下での摩擦係数の式形を考慮すれば、もっとも自然な計算方法は次の式 (8) であろう。

$$\tau_0(t) = \frac{\rho}{2} f_w U(t) |U(t)| \dots \dots \dots (8)$$

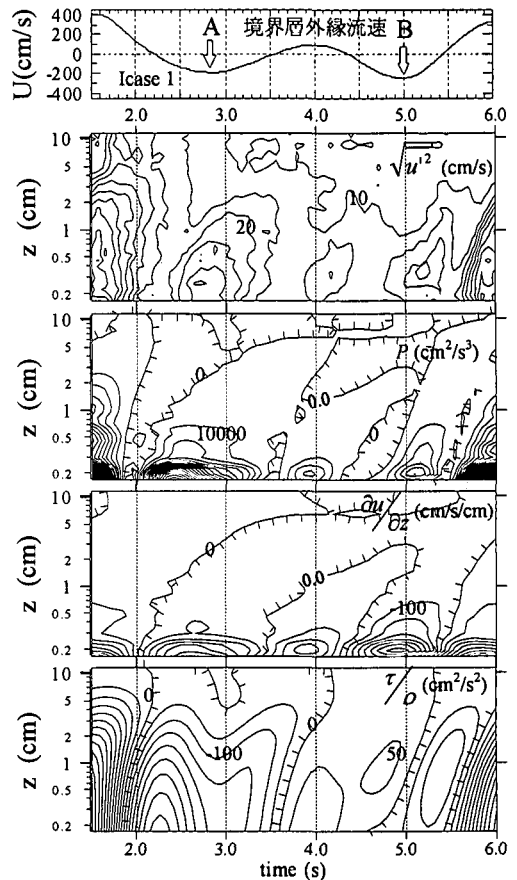


図-6 流速波形と乱れ強度・乱れエネルギー生成項・流速鉛直勾配・せん断力時空間分布

ここで f_w は摩擦係数である。摩擦係数については多くの研究成果があるが、ここでは簡便に算定できることを目的とするため、完全陽形式で示される田中・Thu (1994) によって正弦波に対して提案された次式 (9) を用いる。

$$f_w = \exp \left\{ -7.53 + 8.07 \left(\frac{a_m}{z_0} \right)^{-0.100} \right\} \quad \cdots \cdots (9)$$

ここで式中の流体粒子の軌道振幅を次の二つの方法によって求めた。まず、式 (10) で示される有義波に対応する流体粒子の軌道振幅 $a_{m1/3}$ を用いることで不規則波を代表する摩擦係数が一つ求まる (Method 1)。

$$a_{m1/3} = \frac{U_p T_p}{2\pi} \quad \cdots \cdots (10)$$

一方、波の峰位相と谷位相を正弦振動の半分とみなし、波の峰・谷位相それぞれに対して定義された式 (11) で示される軌道振幅 a_{mp} を用いれば、各峰・谷位相に対してそれぞれ異なる摩擦係数が求められる (Method 2)。

$$a_{mp} = \frac{U_k T_p}{2\pi} \quad \cdots \cdots (11)$$

4.2 位 相 差

底面せん断力と主流流速の間には位相差が存在している。その位相差を考慮する式は次のように書ける。

$$\tau_0 \left(t - \frac{\theta}{\omega} \right) = \frac{\rho}{2} f_w \left(\frac{a_m}{z_0} \right) U(t) |U(t)| \quad \cdots \cdots (12)$$

ここで：位相差 (度) であり、位相差には田中・Thu (1994) により提案された次の式 (13) を用いた。

$$\theta = 42.4 C^{0.153} \frac{1 + 0.00279 C^{-0.357}}{1 + 0.127 C^{0.563}} \quad \cdots \cdots (13)$$

$$C = \frac{1}{\kappa} \frac{z_0}{a_m} \sqrt{\frac{2}{f_w}} \quad \cdots \cdots (14)$$

ここでも摩擦係数を求めた方法と同様に二つの方法が考えられる。位相差を考慮しないものもひとつの方法 (Method A) と考えれば、有義波の値を用いる方法 (Method B)、個々の波に対してそれぞれ位相差を計算する方法 (Method C) の3種類が考えられる。したがって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摩擦係数2種類、位相差3種類の組み合わせで6種類の方法が考えられる。

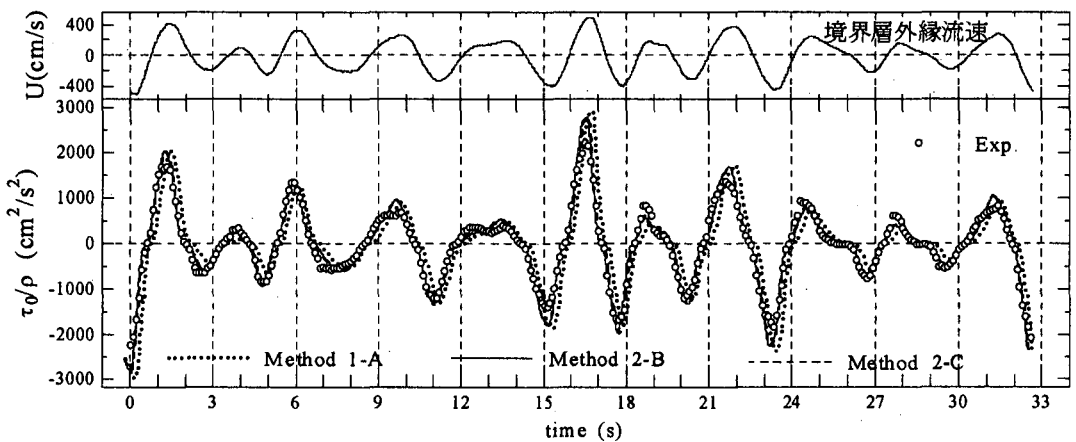


図-7 計算値と実験値の比較

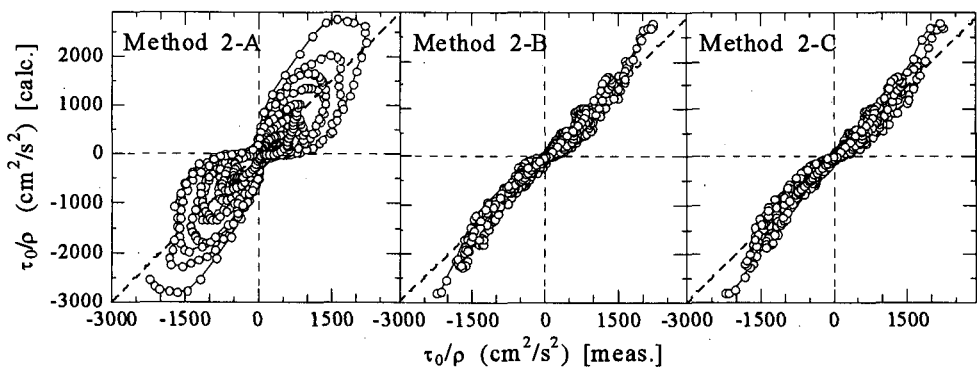


図-8 計算値と実験値の相関

実験値と、これら計算値の比較を6種類のうちの3種について図-7に示した。Method 1-AとMethod 2-B, 2-Cを比較すると、流速の小さな部分においてはMethod 1-Aは若干の過小評価となっている。また、Method 1-Aには位相差が見られ、Method 2-B, Method 2-Cは非常に近い値を取るために重なって見えている。位相差の計算方法を比較するため、3種の計算値と実験値の相関を調べて図-8に示した。Method BとMethod Cに有意な差は見られない。時系列中に不連続が生じることや、計算が複雑になることを考えれば位相差については有義波で定義されたMethod Bで十分であると考えられる。

5. 結 論

本研究では、粗面不規則波動下における底面境界層について風洞実験をもとに検討を行った。主要な結論は以下のとおりである。

1) 不規則波特有の現象である履歴効果が観察され、乱流構造との関係が明らかにされた。速度鉛直勾配とせん断力の位相差によって乱れエネルギーの生産が変化した、正弦波とは異なる挙動を示すことが分かった。

2) 粗面乱流域での底面せん断力瞬時値を簡便に計算できる方法を提案した。摩擦係数については有義波で定義するよりも各峰・谷位相ごとに定義すると精度が良い。位相差に関しては有義波で定義したもので十分である。この簡易計算法による計算結果は実験結果と比較され良好な一致を示した。

参 考 文 献

- 佐藤慎司・Michael B. Kabiling (1994): 波打ち帯を含む三次元海浜変形モデル, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 401-405.
- 田中 仁・Aung Thu (1994): 全てのflow regimeに適用可能な波・流れ共存場抵抗則, 土木学会論文集, 第467号/II-23, pp. 93-102.
- ムスタファ アタウス サマド・田中 仁(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.
- ムスタファ アタウス サマド・田中 仁・山路弘人(1999): 不規則波底面境界層の実験, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 21-25.
- Hino, M., Kashiwayanagi, M., Nakayama, A., Hara, T. (1983): Experiments on the turbulence statistics and the structure of a reciprocating oscillatory flow, J. Fluid Mech., Vol. 131, pp. 363-400.
- Jensen, B.L., Sumer, B.M. and Fredsoe, J. (1989): Turbulent oscillatory boundary layer at high Reynolds numbers, J. Fluid Mech., Vol. 206, pp. 265-297.