

東北大学 大学院 学生員 田中 仁  
東北大学 工学部 正員 斎藤伸夫

## 1. はじめに

波と流れが共存する場合における砂移動機構の解明は、工学上、極めて重要な事柄であるが、この方面における研究は遅々としたもので、近年、ようやくその緒についたと言っても過言ではない。本論文では、波・流れ共存場における梁砂量公式を、流砂雲の形成との関連より決定するため前段階として、共存場のリップル形状の無次元表示を試みた。

## 2. 無次元パラメータについて

一方向流における底面形状、及び純粋な波動場におけるそれについては、かなり多くの研究がなされているにもかかわらず、波・流れ共存時のリップル形状については、過去において、二、三の研究例を見るのみである。この原因のひとつは、無次元表示する際に、いかなるパラメータを選ぶか、特に、代表流速として、いかなる値を採用するか、という点が不明であつたためと思われる。そこで、以下では、著者の理論<sup>1)</sup>をもとに代表流速を定め、従来、得られているデータをまとめてみることにする。

時間的に不変な滑動粘性係数を仮定する<sup>2)</sup>により、波・流れ共存場の流速分布が導かれ、波動成分の振幅は次式で表わされる。

$$\frac{\hat{u}_w}{\bar{u}_w} = \text{Abs} \left\{ 1 - \frac{N_1(S_R)J_0(S) - J_1(S_R)N_0(S)}{N_1(S_R)J_0(S_0) - J_1(S_R)N_0(S_0)} \right\}, \quad S = Z e^{-i\pi/4} \sqrt{CZ}, \quad C = \frac{\sigma}{\rho \hat{u}_{cw}^*} \quad (1)$$

ニ=K. Absは{ }内の複素関数の絶対値をとることを表わす。他の記号の意味するところは、文献<sup>1)</sup>を参照されたい。式(1)を無次元表示すると、図1を得る。一般に、 $S_R/S_0$ は極めて大きく、この時、パラメータ $S_R/S_0$ は、流速分布にほとんど影響を及ぼさない。また、普通、 $CZ_0$ は1より小さく、 $CZ=3$ 程度で、 $\hat{u}_w \doteq \hat{u}_{cw}$ となる<sup>3)</sup>と仮定される。そこで、共存時においても、 $Z=3/C$ での流速の最大値 $\bar{u}_{cw}$ をもって、代表流速とする。

$$\bar{u}_{cw} = u_{cw} \Big|_{Z=3/C} = \frac{|\hat{u}_c|}{\ln(ZR/Z_0)-1} \ln \left( \frac{3R \hat{u}_{cw}^*}{\sigma Z_0} \right) + \bar{u}_w \quad (= \hat{u}_c + \bar{u}_w \text{ とおく。}) \quad (2)$$

さて、本間・堀川・鹿島<sup>2)</sup>によれば、波によって形成される砂れんの大きさは、次の関係式で表わされる。

$$\eta/\lambda = f_1(\eta/d_0), \quad d_0/\lambda = f_2(\hat{u}_w d_0/\nu) \quad (3)$$

ニ=K.  $\eta$ 及び $\lambda$ はそれぞれ、砂れんの波高、及び波長であり、 $d_0$ は、ポテンシャル理論で与えられる底面水粒子軌道の全振幅である。 $d_0 = T \hat{u}_w / \pi$  であることから、共存場では、

$$d_0 = T \bar{u}_{cw} / \pi \quad (4)$$

なる長さを考えると、共存時の砂れんの大きさは、式(3)から類推して、

$$\eta/\lambda = f_3(\eta/d_0), \quad d_0/\lambda = f_4(\bar{u}_{cw} d_0/\nu) \quad (5)$$

と表わされることが予想される。ただし、水粒子偏位量という、 $d_0$ のもつ物理的意味を考えるなら、式(4)よりも、次式で定義される $d_0'$ を用いる方が妥当であると思われる。

$$\begin{aligned} d_0' &= 2 \int_0^{t_1} (|\hat{u}_c| + \bar{u}_w \cos \omega t) dt \\ &= T/\pi (|\hat{u}_c| \cos^{-1} a + \bar{u}_w \sqrt{1-a^2}) \end{aligned} \quad (6)$$

ニ=K.  $a = -|\hat{u}_c|/\bar{u}_w$ ,  $t_1 = \cos^{-1} a/\omega$  である。そして、式(5)と同様に、

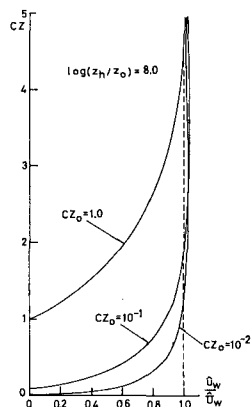


図1. 無次元流速分布

$$\eta/\lambda = f_5(\eta/d_0'), \quad d_0''/\lambda = f_6(\Pi_{cw} d_0''/\nu) \quad (7)$$

なる関数関係を想定する。

### 3. 結果, 及び考察

式(5)をもとにしてデータをまとめたのが、図2, 図3である。データとしては、田中ら<sup>3)</sup>, Inman & Bowen<sup>4)</sup>, Abou-Seida<sup>5)</sup>のもつを用いた。田中らは、順流(図中の foll.), 逆流(opp.)の両方について実験を行なったのに対し、後二者は、順流のみについて調べている。図中には、波のみのケースについて、本間らが提唱している実験式も併せて記されているが、今回まとめたデータも、後らの実験式に近傍にプロットされる。一方、式(7)に従って整理した結果が、図4, 図5である。図3と図4の間には、特に顕著な差異は認められないが、図3と図5を比べると、図5ではAbou-Seidaの実験結果が上方に移り、データは、全体的に、点線の近くにちらばるようになる。ただし、本間らによれば、図中の点線は、 $d_{50} = 0.2 - 0.3 \text{ mm}$ に対応するものであるが、今回、用いたデータは、 $d_{50} = 0.15 - 0.2 \text{ mm}$ である点では、幾分、疑問が残る。

以上のことより、波動場における水粒子軌道長概念を、波・流れ共存場にも拡張し、本間らと同様な無次元パラメータ群を考えることにより、共存時の砂れんが大きさを表示することが出来る様である。ただし、従来の実験範囲は極めて狭いもので、今後とも、検討を重ねていくことが必要である。

### 4. まとめと今後の課題

- (1). 著者らの理論をもとにした代表流速を用いることにより、共存時のリップルサイズを統一的に無次元表示することが出来る。
- (2). 式(6)で $|A| > 1$ の時、水粒子軌道長さという考え方が成立せず、実験例、Abou-Seidaのデータの中には、そのようなものがあった。また、無次元パラメータの計算には、共存場の摩擦係数 $f_{cw}$ を算出する必要があり、実用的とはいえない。従って、今後、パラメータとして、より一般的、かつ簡便なものを選定していく必要がある。
- (3). 現在のところは、実験データの絶対量が少ないので、様々な実験条件のもとで、データを蓄えていかなければならない。

### 《参考文献》

- 1). 田中・首藤：第2回海浜講演文集(1980).
- 2). 本間・堀川・鹿島：第11回海浜講演文集(1964).
- 3). 田中・小笠・小笠原：港研報告 Vol.12-4 (1973).
- 4). Abou-Seida: Tech. Rep. No. HEL-2-7, Berkeley, Univ. of California (1964).

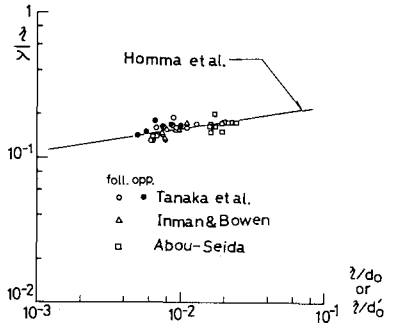


図2. 砂れん波形状勾配 (1)

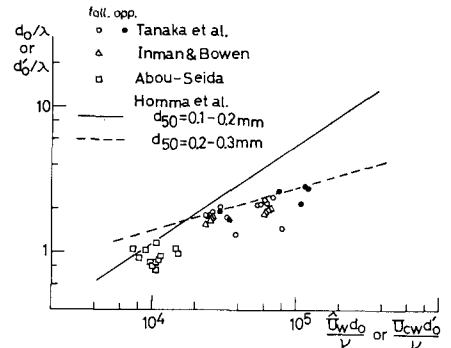


図3. 砂れん波長 (1)

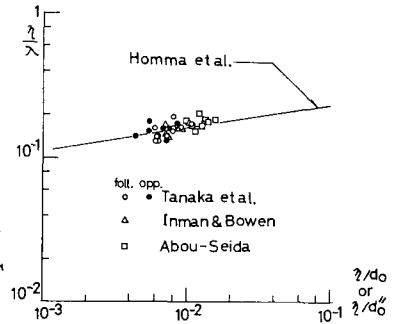


図4. 砂れん波形状勾配 (2)

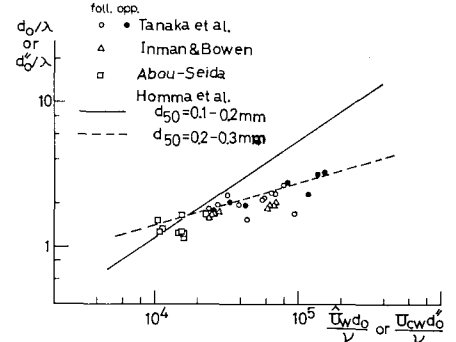


図5. 砂れん波長 (2)