

II-33

砕波帯内定常流速の鉛直分布の新しい表示法

大阪府立工業高等専門学校 正会員 平山 秀夫

1. はしがき: 砕波帯内の乱流波動場の水表面付近では, 砕波によって発生する多量の mass flux によって強いせん断流が生じ, その補償流として戻り流れ (undertow or return flow) が発生し, これが底質移動の要因の1つであることは周知のことである。これまで, この定常流の鉛直分布に関するモデル化が多くの研究者によって進められてきているが, その先駆的役割を果たしたのは Svendsen(1984) である。彼の理論の骨格は, 渦動粘性モデル式を基礎式としていることと, 一方, 砕波帯内水表面付近に波速と同じ速度で移動する surface roller の生成を想定して, それに基づく砕波帯内の波の trough level(dt) 以下における鉛直方向断面平均定常流速の推定値の算出が必要不可欠であること, 等である。しかしながら, その推定方法には問題点が多く, さらに最近では, surface roller の存在すら疑問視する実験的事実も報告されていることから, その理論的表示法については再検討の余地があるように思われます。

本研究は, このような観点から, この戻り流れの鉛直分布の理論的表示法の確立を別の角度から目指そうとするものであって, これまでの継続研究である。ここでは特に, 砕波帯内における水面渦度の推定式を, 従来の方法とは異なり, 砕波による大規模渦の発生個数 [灘岡ら(1986)] とその循環値およびエネルギー保存則によって求め, それを用いて戻り流れの鉛直分布のモデルリングの改善を行ったものである。その結果の妥当性は岡安ら(1987)の実験値を用いて検証されている。

2. 戻り流れ (undertow) の鉛直分布の表示法

ここでの理論解析法は, 水面境界条件式の取扱を, 前述のような手法を用いて近似的に水面渦度を推定したことを除けば, 前報(1998)と同様である。

(1) 基礎式: 基礎式としては, 砕波帯内定常流速(U)と1周期平均のせん断力($\bar{\tau}$)を示した次式の渦動粘性モデル式を適用した。(ここでは, 鉛直座標 z' は, 底面を原点として鉛直上方向を正とする。)

$$\bar{\tau} = -\rho \overline{u'w'} = \rho \nu_t \partial U / \partial z' \quad (1)$$

$$\rho \nu_t = (0.0065 T \rho c) z' = f z' \quad (2)$$

ここで, $f = 0.0065 T \rho c$, c : 波速 ($=\sigma/k$, $\sigma = 2\pi/T$, $k = 2\pi/L$) である。

また, $\bar{\tau}$ の分布は, 領域別に次式のように仮定する。

$$\textcircled{1} (\delta \sim d_t) \text{ 領域の場合: } \bar{\tau}_1 = a z' + b \quad (3)$$

$$\textcircled{2} (d_t \sim h) \text{ 領域の場合: } \bar{\tau}_2 = a' z' + b' \quad (4)$$

いま, ①領域及び②領域の定常流速をそれぞれ U_1, U_2 とすれば, 式(1)と(3)及び式(1)と(4)の関係から, U_1, U_2 は次式のように表現される。

$$U_1 = A z' + B \ln z' + C_1 \quad (5)$$

$$U_2 = A' z' + B' \ln z' + C_2 \quad (6)$$

$$(A = a/f, B = b/f, A' = a'/f, B' = b'/f)$$

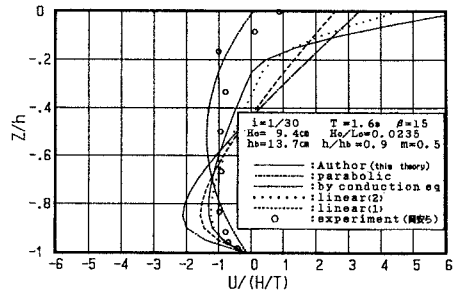
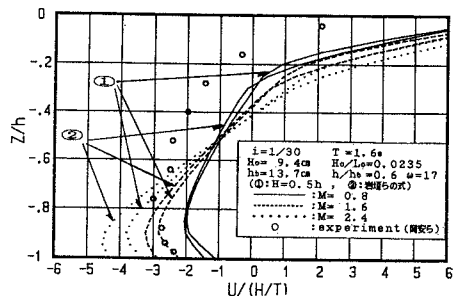


図-1 本理論値と実験値との比較

図-2 $U\delta$ の変化による U の変化

砕波, 水面渦度, 戻り流れ。

〒572-8572 大阪府寝屋川市幸町26-12 TEL.0720-20-8582 FAX 0720-21-0134

以上の U_1 と U_2 の結果を算出するには、6個の未知定数(A, B, C_1, A', B', C_2)の決定が必要である。そのためには次の条件式が必要である。

(2) 境界条件式: a) 水面条件式: 瀧岡ら(1986)が提案したの渦の発生個数についての実験式に基づいてエネルギー保存式を用いて渦度を推定すれば次式のように求められている(平山, 1997)。

$$\frac{\partial U}{\partial z'} \Big|_{z'=h} = \frac{8\Gamma_o^2}{\pi H^2(4\Gamma_o - \pi^2 H^2)} \doteq \omega \quad (\text{水面渦度}) \quad (7)$$

ここで、 Γ_o は渦の循環値であって、次式のように表わせる。

$$\Gamma_o = \left\{ \frac{2\pi^3 g^2 T H^3 h}{b} \left(\frac{\partial H}{\partial h} + \frac{H}{4h} \right) \tan \theta - \frac{4\pi^2 f' H^5 T g^2}{3h \cdot b} \right\}^{1/3} \quad (8)$$

[$b=15, f'=0.01$ (摩擦係数)]

ここでは、波高推定式として簡略式の $H=0.5h$ と岩垣らの式(1981)の2種類を用いた。前者を適用した場合には、 $\partial H/\partial h=0.5$ となる。また b の値は実際の観点から $b=15$ とした。

b) 底面条件式: 前報と全く同様に、次式で与えられ、 $U\delta$ は平山の式(1993)を用いた。

$$U_1 \Big|_{z'=0} \doteq U_1 \Big|_{z'=\delta} = U\delta \quad (9)$$

(3) 連続式, 付加条件式及び底面せん断力: 連続式は、領域①と②を考慮して、次式で表される。

$$\int_0^{d_t} (A z' + B \ln z' + C_1) dz' + \int_{d_t}^h (A' z' + B' \ln z' + C_2) dz' = 0 \quad (10)$$

また、運動の連続性の条件より、 $z=d_t$ では次式が成立する。

$$U_1 = U_2 \quad (\text{at } z' = d_t) \quad (11)$$

$$\tau_1 = \tau_2 \quad (\text{at } z' = d_t) \quad (12)$$

さらに、底面せん断力(τ_0)として、次式の岡安ら(1987)の推定値を適用した。

$$\tau_0 = \tau \Big|_{z'=0} = -0.0003 \rho c^2 \quad (\text{at } z' = 0) \quad (13)$$

3 理論結果及び考察

いま、式(5)、(6)に式(7)、(9)、(10)、(11)、(12)、(13)の条件式を代入して、6元連立方程式を解けば、変数(A, B, C_1, A', B', C_2)が順次求まる。

これらの結果を式(5)、(6)に代入すれば、砕波帯内の戻り流れの鉛直分布の理論値 U が求められる。以上のようにして求めた本理論値と実験値及び従来の理論値との比較の代表例を[図-1]に示す。この図から、本理論値は、実験値をかなりよく説明でき、かつ従来の理論曲線よりもその適合度は良好であることが分かる。また、[図-2]では、波高推定値の相違に基づく $U\delta$ の変化による戻り流れの鉛直分布の変化を表したもので、この図から、 U の鉛直分布傾向の変化に与える $U\delta$ の影響は小で、かつ全般的に波高推定式の相違による差異もあまり顕著ではないことが明らかである。

4 おわりに

以上示した本理論結果は、従来の理論結果に比して実験値との適合度が良く、かつ水面条件式の渦度の推定を波動エネルギーの保存則に則して理論的に算定したという観点から、非常に有用であると思われる。

一方、ここでは示していないが、せん断力の鉛直分布も同様に波高推定式の相違により若干の差異が生じ、特に、($d_t \sim h$)領域で強いせん断力が発生することが明らかである。このことは[図-1]の結果からも推定されることである。

参考文献: 平山秀夫(1998): 砕波帯内における戻り流れの鉛直分布の理論とその再検討, 海岸工学論文集, 第45巻。岡安章夫ら(1987): 砕波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究, 第34回海岸工学論文集。