

新しい渦度推定法に基づく戻り流れの鉛直分布について

大阪府立工業高等専門学校 正 員 ○ 平山 秀夫
大阪府立工業高等専門学校 吉田 雄一

1. はしがき：砕波帯内の波動場の水表面付近では、砕波に伴う大規模渦や乱れの生成・発達・移流拡散等に起因する強いせん断流が存在しており、その補償流として戻り流れ (undertow or return flow) が発生することは周知のことである。

本研究は、この戻り流れの鉛直分布の精度良いかつ実用性のある理論的表示法の確立を目指すものであり、これまでの一連の研究の継続である。ここでは、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とその循環値およびエネルギー平行勾配式より求め、それを用いて戻り流れの鉛直分布の表示式のモデル化を試みたものである。以下に、その理論的アプローチの方法の概略と改善結果の適合性を、従来示されている実験結果との対比から検討したものである。

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、砕波に伴って生成される大規模渦の個数とその循環値及びエネルギー保存式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数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。)

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

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

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、 $\textcircled{1}$ 領域及び $\textcircled{2}$ 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。

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

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

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

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)。

$$\left. \frac{\partial U}{\partial z'} \right|_{z'=h} = \frac{8 \Gamma_0^2}{\pi H^2 (4 \Gamma_0 - \pi^2 H^2)} \doteq \omega \text{ (水面渦度)} \quad (7)$$

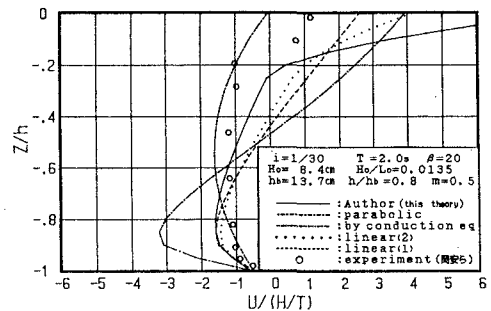


図-1 本理論値と実験値との比較

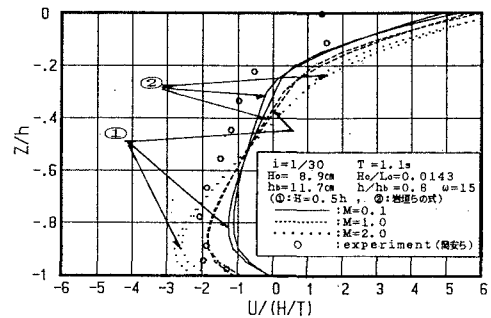


図-2 $U\delta$ の変化による U の変化

ここで、 Γ_0 は渦の循環値であって、次式のように表わせる。

$$\Gamma_0 = \left\{ \frac{2\pi^3 g^2 H^3 h}{b} \left(\frac{\partial H}{\partial h} + \frac{H}{4h} \right) \tan \theta - \frac{4\pi^2 f' H^2 T g^2}{3h \cdot b} \right\}^{1/3} \quad (8)$$

[$b=15$, $f'=0.01$ (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種類を用いたので、前者の場合は $\partial H/\partial h=0.5$ 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)を用いることにする。

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

(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_a)として、次式の岡安ら(1987)の推定値を適用した。

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

3 理論結果及び考察

いま、式(5)、(6)に式(7)、(9)、(10)、(11)、(12)、(14)、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、次のように順次求まる。

$$B = b/f = -0.0003 \rho c^2 / (0.0065 T \rho c) = -3c / (65T) \quad (14)$$

$$B' = \frac{\omega(h\delta - h^2/2) - B(h \ln d_t - h \ln \delta - 1/2 d_t - h + h\delta/d_t) - U\delta h}{1/2 d_t - h\delta/d_t + h \ln h - h \ln d_t + \delta h/2} \quad (15)$$

$$A' = \frac{\omega(d_t - 2h\delta/d_t + 2h \ln h - 2h \ln d_t) + B(2 \ln d_t - 2 \ln \delta - d_t/h - 2 + 2\delta/d_t) + 2U\delta}{d_t - 2h\delta/d_t + 2h \ln h - 2h \ln d_t + 2\delta - h} \quad (16)$$

$$A = A' + 1/d_t (B' - B) \quad (17)$$

$$C_1 = U\delta - A\delta - B \ln \delta \quad (18)$$

$$C_2 = B' (1 - \ln d_t) + B (\ln d_t - \ln \delta - 1) + U\delta - A\delta \quad (19)$$

以上の結果を式(5)、(6)に代入すれば、碎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。これらの図から、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、かつ渦度の推定を実験値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る若干の差異を生じ、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り、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：1)平山ら：碎波帯内における戻り流れの鉛直分布のモデル化，平成10年度関西学術年鑑，1998。

2)岡安ら：碎波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究，第34回海岸工学講演会論文集，PP.31～35，1987。