

## 2次元傾斜海浜上における戻り流れの 鉛直分布のモデル化(II)

大阪府立工業高等専門学校 正員 平山 秀夫

太陽工業

学生員○林島 和彦

首都高速道路公団

学生員 堀口 両

1. はしがき: 本研究では、第1報に引き続いて、渦動粘性モデル式に基づいた碎波帯内における戻り流れの鉛直分布のモデル化の確立を目指すものである。ここではまず、第1報に示した戻り流れの理論値と実験値との適合性に鑑み、その理論の改善を行う。すなわち、碎波帯内でのレイノルズ応力( $\tau$ )の分布を2次関数で表示するとともに、新たに底面条件として底面質量輸送速度の理論値(平山, 1987)を適用して、理論の再構築を行う。次に、このようにして得られた理論値の妥当性を検証するために、従来示されている岡安ら(1987)の実験値との比較検討を行うと共に、前報(1992)に示したconduction eq.に基づく理論結果との適合性をも調べる。

2. 碎波帯内におけるレイノルズ応力( $\tau$ )の鉛直分布の表示法及び戻り流れの理論解析: (1)レイノルズ応力の表示式の修正; 第1報に示したように、 $\tau$ の表示法として、1次関数表示式を用いて戻り流れの鉛直分布の理論解析を行った結果、その理論では、従来の実験値を充分に説明できなかった。そこで、本報では新たに $\tau$ の表示式を2次関数表示式に修正して理論解析を試みる。

まず、岡安らの実験結果に基づいて渦動粘性係数( $\nu_t$ )と周期( $T$ )との関係を検討した結果、 $\nu_t$ は次式のような $T$ の関数で表示されることが明かとなった。

$$\nu_t = 0.0065 T c z \quad \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 $c = \sigma/k$  ( $\sigma$ :各周波数、 $k$ :波数),  $z$ :底面を基準として鉛直上を正とした鉛直座標である。

次に、 $\tau$ は2次関数形( $a z^2 + b z + c$ )で表示され、いま、底面( $z=0$ )では $\tau=0$ 、トラフ位置( $z=d_t$ )では、岡安らの実験結果に基づく1次関数表示式により得られる値と同値になるとすれば、 $\tau$ の表示式は、次式のように与えられる。

$$\tau = a z^2 + \left( -a d_t + 0.0019 \frac{\rho c^2}{d_t} \right) z \quad \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 $a$ は未知定数で、また、 $d_t \equiv h - (H/2)$ とする。

(2)レイノルズ応力( $\tau$ )の2次関数表示式に基づく戻り流れの鉛直分布の理論解析; ここでは、第1報と同様の手法で、基礎式として渦動粘性モデル式を適用して、戻り流れの鉛直分布に関する理論展開を行う。いま、渦動粘性モデル式は、次式のように表れる。

$$\tau = \rho \nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \quad \dots \dots \dots (3)$$

( $\rho$ :流体密度)

次に、この式(3)に、渦動粘性係数( $\nu_t$ )とレイノルズ応力( $\tau$ )として、それぞれ、前述の式(1)及び式(2)を代入し、整理すれば、戻り流れの鉛直分布を支配する基礎方程式が次式のように表される。

$$U = \frac{a}{2\rho C_2} z^2 + \left( \frac{-a d_t + \rho C_1}{\rho C_2} \right) z + C_3 \ln z + C_4 \quad \dots \dots \dots (4)$$

ここで、 $C_1 = 0.0019 c^2 / d_t$ ,  $C_2 = 0.013 c$ ,  $a$ ,  $C_3$ ,  $C_4$ :未知定数である。

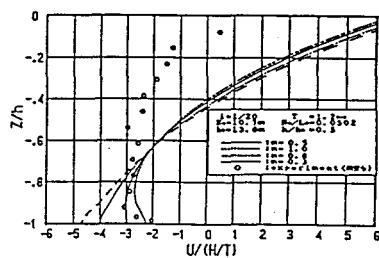


図-1  $U_\epsilon$  の変化による  $U$  の鉛直分布の変化

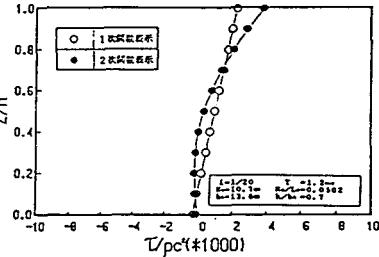


図-2  $\tau$  の鉛直分布の変化

次に、この式(4)中の3つの未知定数( $a, C_3, C_4$ )を明確にする必要から、以下の3つの境界条件式を用いる。水面条件式と連続式は、次式に示すように、第1報で用いた条件式をそのまま適用する。

(I) 水面条件式:

$$\left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{z=1} = -\frac{1}{2} H^2 \sigma k^2 \left( \frac{17.5 h^2}{H_0 h_*} - 30.0 \right) \coth k h \quad \dots \dots \quad (5)$$

(II) 連続式:  $\int_0^h U dz = 0 \quad \dots \dots \quad (6)$

次に、新たに底面条件として、従来提案されている平山(1987)の式に、底面上での実験値との適合性を考慮して、それを補正する意味で補正係数mを乗じた次式を用いた。

(III) 底面条件式: [  $h \ll \delta$  より、  $h - \delta \approx h$  とした。 ]

$$U|_{z=\delta} = U_\delta \quad (\delta: \text{傾斜面上での境界層厚})$$

$$U_\delta = \frac{a^2 \sigma k}{4 \sinh^2 k h} \left\langle 3m \cos \theta - 2 \left( 1 - m \right) + 3m \left( -\frac{1}{3k} \left( \alpha' - \frac{1}{2} \right) \frac{d \alpha'}{dx} \cos \theta - \sin \theta \right. \right. \\ \left. \left. * \left( \frac{1}{4k h_*} \left( -\frac{h}{h_*} + \frac{1}{2} \right) k \left( \left( -\frac{h}{h_*} \right)^{-1/2} - \frac{h}{h_*} \right) \right)^{-1} \left( 1 - \frac{4K}{9B} \left( h_* \frac{d \beta}{dh} \left( \frac{h}{h_*} \right. \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \left. \left. \left. - \left( \frac{h}{h_*} \right)^{-1/2} \right) + B \left( 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{h}{h_*} \right)^{-9/2} \right) \right] + \coth k h + \frac{1}{3k} \sqrt{\frac{2\sigma}{\nu}} \right) \right\rangle \quad \dots \dots \quad (7)$$

なお、mの値は底面上における実験値との適合度から  $m=0.5$  の場合が最適であることが判明した。以上の3つの条件式を適用することによって式(4)の未知定数は決定され、碎波帯内の戻り流れの鉛直分布の理論式が次式のように求まる。

$$U = A_1 Z^2 + A_2 Z + A_3 \ln Z + A_4 \quad \dots \dots \quad (8)$$

ここで、 $A_i$  ( $i=1 \sim 4$ )は次式のように表される。

$$A_1 = \left[ -U_\delta + \left( \delta + h \left( \ln \frac{h}{\delta} - \frac{3}{2} \right) \right) \frac{C_1}{C_2} + h \left\{ \frac{1}{2} H^2 \sigma k^2 \left( \frac{17.5 h^2}{H_0 h_*} - 30.0 \right) \coth k h \right\} \left( \ln \frac{h}{\delta} - 1 \right) \right] \\ * \left( h^2 - 3d, h - 3\delta^2 - 6d, \delta - 6h \left( \ln(h/\delta) - 1 \right) \left( h - d \right) \right) \quad \dots \dots \quad (9)$$

$$A_2 = \frac{C_1}{C_2} \left[ -U_\delta + \left( \delta + h \left( \ln \frac{h}{\delta} - \frac{3}{2} \right) \right) \frac{C_1}{C_2} + h \left\{ \frac{1}{2} H^2 \sigma k^2 \left( \frac{17.5 h^2}{H_0 h_*} - 30.0 \right) \coth k h \right\} \left( \ln \frac{h}{\delta} - 1 \right) \right] \\ * \left( h^2 - 3d, h - 3\delta^2 - 6d, \delta - 6h \left( \ln(h/\delta) - 1 \right) \left( h - d \right) \right) \quad \dots \dots \quad (10)$$

$$A_3 = h \left\{ -\frac{1}{2} H^2 \sigma k^2 \left( \frac{17.5 h^2}{H_0 h_*} - 30.0 \right) \coth k h - \frac{C_1}{C_2} + \left[ U_\delta - \left( \delta + h \left( \ln \frac{h}{\delta} - \frac{3}{2} \right) \right) \frac{C_1}{C_2} - h \left\{ \frac{1}{2} H^2 \sigma k^2 \left( \frac{17.5 h^2}{H_0 h_*} - 30.0 \right) \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. * \coth k h \right\} \left( \ln \frac{h}{\delta} - 1 \right) \right] * \left( h^2 - 3d, h - 3\delta^2 - 6d, \delta - 6h \left( \ln(h/\delta) - 1 \right) \left( h - d \right) \right) \right\} \quad \dots \dots \quad (11)$$

$$A_4 = U_\delta + \left( h \ln \delta - \delta \right) \frac{C_1}{C_2} + h \left\{ \frac{1}{2} H^2 \sigma k^2 \left( \frac{17.5 h^2}{H_0 h_*} - 30.0 \right) \coth k h \right\} \ln \delta + 3 \left[ -U_\delta + \left( \delta + h \left( \ln \frac{h}{\delta} - \frac{3}{2} \right) \right) \frac{C_1}{C_2} + h \left\{ \frac{1}{2} H^2 \sigma k^2 \right. \right. \\ \left. \left. * \left( \frac{17.5 h^2}{H_0 h_*} - 30.0 \right) \coth k h \right\} \left( \ln \frac{h}{\delta} - 1 \right) \right] * \left( h^2 - 3d, h - 3\delta^2 - 6d, \delta - 6h \left( \ln(h/\delta) - 1 \right) \left( h - d \right) \right) \quad \dots \dots \quad (12)$$

3. 解析結果: (1) 本理論の一般的な特性; a) 底面質量輸送速度( $U_\delta$ )の変化に伴う戻り流れの鉛直分布の変化特性; 図-1から、戻り流れの鉛直分布の全体的な傾向は、 $U_\delta$ の変化に対しては、あまり影響を受けないことが明かとなった。b) レイノルズ応力( $\tau$ )の鉛直分布特性; 図-2から、波帶内では一般的に波のトラフ位置は、水深比( $z/h$ )が0.7付近に位置することが明かとなった。(2) 本理論値と実験値との適合性; 図-3(1),(2)から本理論値でも充分実験値の分布傾向を説明できることが明かである。しかしながら、本理論値とconducti on eq.による理論値を比較した場合には、実験値との適合度においては、conducti on eq.による理論値が、本理論値より優れていることが明かである。

4. まとめ: 非現実的な制約条件下( $a^2/\delta^2 \ll 1$ )でのconduction eq.に基づく戻り流れの鉛直分布の理論に対し、本理論は、その構築過程において、そのような仮定を一切適用せず、かつ、入射波条件さえ与えれば碎波帯内における戻り流れの鉛直2次元分布の傾向を充分表し得ることから、簡便で、実用性の高い理論であることが明かとなった。

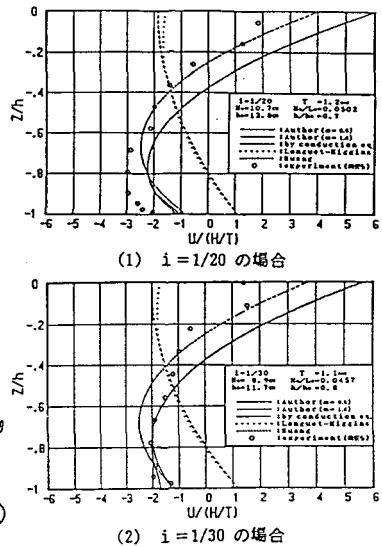


図-3 本理論値と実験値の比較