

砕波帯内における定常流速（戻り流れ）の鉛直分布の表示法

THEORETICAL PREDICTION FOR VERTICAL DISTRIBUTION OF STEADY FLOW INSIDE SURF ZONE

本田尚正¹・平山秀夫²

Naomasa HONDA and Hideo HIRAYAMA

¹正会員 博（工）大阪府立工業高等専門学校助教授 建設工学科（〒572-8572 大阪府寝屋川市幸町26-12）

²正会員 工博 大阪府立工業高等専門学校教授 建設工学科（〒572-8572 大阪府寝屋川市幸町26-12）

The present paper deals with the theoretical prediction for the vertical distribution of steady flow (undertow) inside a surf zone. The basic equation is based on an eddy-viscosity model and on an assumption that the average shear stress over a wave motion could be described in terms of the different linear function of the vertical distance from the sloping bottom (z') at the two separate regions, which are the upper side and the lower one of the level of the wave trough. The used coefficient of eddy-viscosity ν_t could be described in terms of an exponential function of z' , just because the created vortices and turbulence in wave breaking will be spreading downwards from the water surface while decaying instantly.

In order to solve this basic equation, the surface and bottom boundary conditions are given by evaluating the surface vorticity and the bottom mass transport velocity, respectively. As a result, it is found that the present theoretical results are in much better agreement with experimental ones rather than those of the other methods.

Key Words : Mass transport, steady flow (undertow), eddy-viscosity equation, , breaking waves, water surface vortices, vorticity, surf zone, sedimentation

1. 緒 言

砕波帯内の定常流速, いわゆる戻り流れは, 砕波による組織的な大規模渦および乱れの生成・輸送・逸散に付随する強い岸向き mass flux や, それに伴う wave set-up に対応する補償流と考えられる。その鉛直分布特性を明らかにすることは, 海浜地形の変化や物質の移流・拡散機構を究明し, 海岸侵食を誘起させる要因の一つである漂砂災害の防止軽減対策を講じる上で必要不可欠である。

近年, 現地観測や室内実験の進展により, この方面の研究は急速に進展している。それらの研究動向は, 概ね,

- 1) 砕波に伴う surface roller (水表面付近に波速と同じ速度で移動する渦領域) の存在を仮定し, その特性値に立脚して渦動粘性モデル式を解こうとする研究^{1)~3)},
 - 2) 乱流モデルを適用し, 数値計算によって渦動粘性係数や流れ場の分布特性を究明しようとする研究⁴⁾,
 - 3) 砕波による渦度供給を考慮して渦度の時空間発展モデルを構築し, 流れ場の推定を試みる研究⁵⁾,
- 等に分類できる。

まず, 1) では, 質量輸送速度の算定過程において,

波動流速定常流成分や渦の鉛直断面積および鉛直平均定常流速の推算といった複雑な計算が必要である。さらに, 最近では, 必ずしも surface roller の存在が認められるとはいえないという報告⁶⁾もある。

次に, 2) では, 数値解析に必要な計算条件の同定を慎重に行う必要があるほか, 計算自体に多くの計算機パワーを要する。そして, 3) では, 水表面付近の渦層内の渦度を定量的に推定する方法がこれまでいくつか提案されている^{5), 7), 8)}が, その理論解析的な取扱い, まだ確立されていない段階にある。

本研究は, 砕波帯内における定常流速の鉛直分布特性を簡便に表示できる理論的手法の確立を目指したものである。ここでは, 基礎式として渦動粘性モデル式を適用する。しかし, 上述の1)~3)とは異なり, surface roller の存在の有無とは無関係に, 渦動粘性係数, 水面渦度, 底面質量輸送速度といった時間的平均値としての物理量や連続式等に基づく境界値問題の解析解を得るを試みる。その際, 渦動粘性係数の鉛直分布は指数的に変化すると仮定し, 水面渦度の推定には, 著者ら⁹⁾の大規模水面渦による平均渦度の推定法を適用する。

そして、本理論値と岡安ら²⁾の実験値や著者らの他の理論値^{10), 11)}とを比較し、本理論の適合性を考察する。

2. 基礎式

(1) 渦動粘性モデル式

いま、水平面に作用する一周期平均のせん断力 $\bar{\tau}$ と定常流速（戻り流れの流速） U との関係を示した渦動粘性モデル式は、次式で与えられる。

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

ここに、 ρ は流体の密度、 u' および w' は水粒子速度の時間平均値に対する変動速度の水平成分および鉛直成分、 ν_t は渦動粘性係数、 z' は、図-1に示すように、底面から上向きを正とした鉛直座標である。

(2) 渦動粘性係数 ν_t の取扱い

岡安らは、渦動粘性係数 ν_t について、実験結果に基づき、次式のように表した。

$$\nu_t = 0.013cz' \quad (2)$$

ここに、 c は波速（ $c = \sigma/k = L/T$ ， $\sigma = 2\pi/T$ ， T は周期， $k = 2\pi/L$ ， L は波長）である。

平山¹²⁾は、理論値と実験値との適合性から、式(2)における ν_t の係数部分を波の周期 T と関連づけ、次式のように修正した。

$$\nu_t = (0.0065T)cz' \quad (3)$$

本研究ではさらに、砕波に伴って水表面で生成される大規模渦やそれによる乱れは底面に向かって急激に減衰し、 ν_t の鉛直分布もそれによる影響を受けると考え、 ν_t を底面からの距離 z' の指数関数として次式のように表示する。

$$\nu_t = Ne^{p(z'-d_i)} \quad (4)$$

ここに、 p および N は定数、 d_i は底面からトロフの底面までの距離である（図-1参照）。 p は理論値と実験値との適合性から決定される。また、 N は、 $z' = d_i$ の時に式(3)と式(4)は等しいとして、次式で表される。

$$N = (0.0065T)cd_i \quad (5)$$

したがって、本研究における ν_t は、次式のようになる。

$$\nu_t = (0.0065T)cd_i e^{p(z'-d_i)} \quad (6)$$

さらに、式(1)に式(6)を代入すると、次式を得る。

$$\bar{\tau} = (0.0065T)cd_i \rho e^{p(z'-d_i)} \frac{\partial U}{\partial z'} = \rho N e^{p(z'-d_i)} \frac{\partial U}{\partial z'} \quad (7)$$

(3) 平均せん断力 $\bar{\tau}$ の領域区分

Svendsen¹⁾は、一般的に、 $\bar{\tau}$ は鉛直方向には直線分布で表示できることを明らかにした。その場合、底面から平均水位に至るまでを一つの領域（ $\delta \leq z' \leq h$ ， δ ：底面

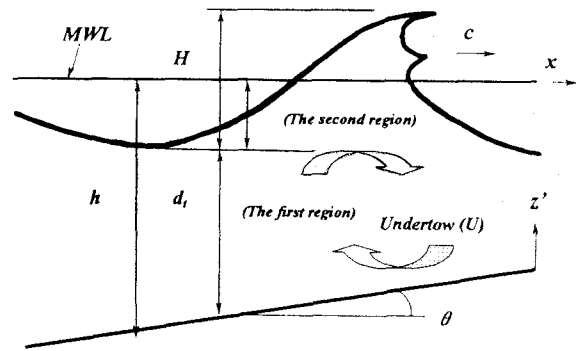


図-1 砕波帯内での戻り流れの模式図

境界層厚）として、 $\bar{\tau}$ の分布は次式のように表される。

$$\bar{\tau} = Az' + B \quad (8)$$

ここに、 A および B は、境界条件によって決まる未知数である。

岡安らは、平均せん断力 $\bar{\tau}$ の分布について、実験結果に基づき、次式のように表した。

$$\bar{\tau} = 0.0019\rho(z'-d_i)c^2/d_i + 0.0016\rho c^2 \quad (9)$$

ここで、図-1を参考にすれば、トロフレベル（ $z' = d_i$ ）を境界として、砕波に伴う水面渦や乱れの影響を強く受ける領域（ $d_i \leq z' \leq h$ ）とそれ以外の領域（ $\delta \leq z' \leq d_i$ ）では、 $\bar{\tau}$ の分布特性は異なると考えられる。それは、トロフレベルより下方は常に流体波動場（常時水没状態）であり、一方、上方では流体波動場と大気場が波の周期にしたがって交互に出現する場だからである。したがって、ここでは、これらの領域ごとに、 $\bar{\tau}$ の分布を次式のように表現する。

$$\bar{\tau}_1 = A_1 z' + B_1 \quad (\delta \leq z' \leq d_i) \quad (10)$$

$$\bar{\tau}_2 = A_2 z' + B_2 \quad (d_i \leq z' \leq h) \quad (11)$$

ここに、 $\bar{\tau}_1$ および $\bar{\tau}_2$ は、それぞれの領域に対応する平均せん断力、 A_1 、 B_1 、 A_2 および B_2 は、境界条件によって決まる未知数である。

なお、 ν_t も $\bar{\tau}$ と同様に二領域区分とする、という考え方もある。しかし、水表面に近い領域での渦の減衰の程度は、底面付近のそれに比べて大きいと考えられる。したがってここでは、 ν_t については、とりあえず単純に指数分布表示による一領域区分とした。

今、式(7)に式(10)および式(11)を代入して整理すると、次式を得る。

$$U_1 = -\left(\frac{A_1'}{p}\right)z'e^{-p(z'-d_i)} - \left(\frac{A_1'}{p^2} + \frac{B_1'}{p}\right)e^{-p(z'-d_i)} + C_1 \quad (12)$$

$$U_2 = -\left(\frac{A_2'}{p}\right)z'e^{-p(z'-d_i)} - \left(\frac{A_2'}{p^2} + \frac{B_2'}{p}\right)e^{-p(z'-d_i)} + C_2 \quad (13)$$

$$A_1' = \frac{A_1}{\rho N}, \quad B_1' = \frac{B_1}{\rho N}, \quad A_2' = \frac{A_2}{\rho N}, \quad B_2' = \frac{B_2}{\rho N} \quad (14)$$

ここに、 U_1 および U_2 は、それぞれ、 $\bar{\tau}_1$ および $\bar{\tau}_2$ の領域の定常流速、 C_1 および C_2 は積分定数である。

式 (12) および式 (13) の未知数は、 A_1 、 B_1 、 C_1 、 A_2 、 B_2 および C_2 の 6 個である。それらを決定するためには 6 つの境界条件が必要であるが、それらについては、次章で詳述する。

3. 境界条件式および理論結果

(1) 境界条件式

(a) 水面条件式 (水面渦度 ω_a)

本研究では、水面渦度の推定モデルとして、以下に述べる大規模水面渦による平均渦度の推定法を適用する。

平山ら⁹⁾は、水面渦度の推定モデルとして、灘岡・広瀬⁵⁾の渦度供給過程モデルと類似な方法を適用し、碎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保存則に基づき、次式を導出した。

$$\omega_a = \frac{\partial U}{\partial z'} \Big|_{z'=h} = \frac{8\Gamma_0^2}{\pi H^2 (4\Gamma_0 - \pi^2 H^2)} \quad (15)$$

$$\Gamma_0 = \left\{ \frac{2\pi^3 g^2 T H^3 h}{b} \left(\frac{\partial H}{\partial h} + \frac{H}{4h} \right) \tan \theta - \frac{4\pi^2 F H^5 T g^2}{3bh} \right\}^{1/3} \quad (16)$$

ここに、 ω_a は水面渦度、 Γ_0 は渦の循環値、 H は波高、 θ は底面勾配、 F は摩擦係数 ($F=0.01$)、 b は定数 ($b=15$) である。なお、ここでは、波高推定式の簡略式¹³⁾を用いて、 $\partial H / \partial h = 0.5$ とする。

(b) 底面条件式その 1 (底面質量輸送速度 U_δ)

本研究では、底面条件の一つとして、平山¹⁴⁾による底面質量輸送速度 U_δ ($z'=\delta \approx 0$) を用いる。すると、

$$\begin{aligned} U \Big|_{z'=0} = U_\delta = & \frac{H^2 \sigma k}{16 \sinh^2 kh} \left(3m \cos \theta - 2(1-m) \right. \\ & + 3m \times \left[-\frac{4}{3k} \left(\alpha' - \frac{1}{2} \right) \frac{d\alpha'}{dx} \cos \theta \right. \\ & \left. \left. - \sin \theta \times \left(\frac{1}{4kh_b} \left\{ \frac{h}{h_b} + \frac{4}{9} K \left(\left(\frac{h}{h_b} \right)^{-\frac{7}{2}} - \frac{h}{h_b} \right\} \right. \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. \times \left\langle 1 - \frac{4K}{9B} \left[h_b \frac{dB}{dh} \left\{ \frac{h}{h_b} - \left(\frac{h}{h_b} \right)^{-\frac{7}{2}} \right\} + B \left\{ 1 + \frac{7}{2} \left(\frac{h}{h_b} \right)^{-\frac{9}{2}} \right\} \right] \right\rangle \right. \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \coth kh + \frac{1}{3k} \sqrt{2\sigma/\nu} \right] \right) \right] \quad (17) \end{aligned}$$

ここに、 h_b は碎波水深、 α' は δ との関係で決定される係数 ($\delta = \alpha' \sqrt{VT/\pi}$ 、 ν は動粘性係数)、 m は底面質量輸送速度の実験値との適合性から決定される係数 ($m=0.5$)、 K および B は、岩垣ら¹⁵⁾の碎波帯内における波高推定式において底面勾配 θ および h/h_b をパラメータとして実験的に決定される値である。

(c) 底面条件式その 2 (底面せん断力 $\bar{\tau}_b$)

本研究では、底面条件の一つとして、岡安らの式 (9) により、底面せん断力 $\bar{\tau}_b$ を次式のとおり与える。

$$\bar{\tau}_b = \bar{\tau}_1 \Big|_{z'=0} = -0.0003 \rho c^2 \quad (18)$$

(d) 連続式

連続式は、二つの領域区分を考慮して次式で表される。

$$\int_0^h U dz' = \int_0^{d_i} U_1 dz' + \int_{d_i}^h U_2 dz' = 0 \quad (19)$$

ここで、上式において積分範囲を $0 \rightarrow h$ (h : 平均水位) としたのは、本研究においては、 v_i 、 ω_a 、 U_δ などの物理量に時間的平均値を採用していることによる。

(e) 運動の連続性の条件その 1

運動の連続性から、 $z'=d_i$ では、次式が成立する。

$$U_1 \Big|_{z'=d_i} \equiv U_2 \Big|_{z'=d_i} \quad (20)$$

(f) 運動の連続性の条件その 2

運動の連続性から、 $z'=d_i$ では、次式が成立する。

$$\bar{\tau}_{1z'=d_i} \equiv \bar{\tau}_2 \Big|_{z'=d_i} \quad (21)$$

(2) 理論結果

上述の境界条件式 (15) ~ (21) を (A_1 、 B_1 、 C_1 、 A_2 、 B_2 、 C_2) に関する 6 元連立方程式として解くと、計 6 個の未知数は、それぞれ、次のように決定される。

$$A_1 = \frac{A_2 d_i + B_2 - B_1}{d_i} \quad (22)$$

$$B_1 = -\frac{3c}{65Td_i} \quad (23)$$

$$C_1 = e^{pd_i} \frac{A_2 d_i + B_2 - B_1}{p^2 d_i} + e^{pd_i} \frac{B_1}{p} + U_\delta \quad (24)$$

$$A_2 = -\frac{E \omega_a e^{p(h-d_i)} + B_1 F + G}{D - Eh} \quad (25)$$

$$B_2 = -A_2 h + \omega_a e^{p(h-d_i)}$$

$$C_2 = \frac{A_2 (pd_i + 1)}{p^2} - \frac{A_1 (pd_i + 1)}{p^2} - \frac{B_1}{p} + \frac{B_2}{p} + C_1 \quad (26)$$

ここに、

$$D = (ph - 2)e^{pd_i} + (ph + 2)e^{-p(h-d_i)} \quad (27)$$

$$E = \frac{ph - 2}{d_i} e^{pd_i} - \frac{ph - 2}{d_i} + pe^{-p(h-d_i)} + p \quad (28)$$

$$F = \frac{(p^2 h d_i - ph + 2)e^{pd_i} - pd_i + (ph - 2)}{d_i} - pe^{pd_i} \quad (29)$$

$$G = U_\delta p^3 h \quad (30)$$

以上求めた計6個の未知数を式(12)および式(13)に代入すれば、底面から水面に至る定常流速 U の鉛直分布を得ることができる。

4. 本理論値と実験値および従来の理論値との比較および考察

(1) 渦動粘性係数 ν_t の鉛直分布特性

図-2は、 ν_t の鉛直分布特性について、本研究で提案した式(6)による計算結果を、岡安らによる実験結果に基づく式(2)による計算結果および黒岩ら⁴⁾による乱れの運動エネルギー輸送方程式に基づく数値計算結果と比較したものである。

図中の周期 T 、波高 H および h/h_0 の値は、黒岩らが数値計算に用いた条件にしたがっている。また、(a)~(d)は、式(6)中の p の値を、それぞれ、 $p=0.50, 0.30, 0.10$ および 0.01 に変化させて計算した結果を示している。

この図から、式(6)による ν_t の鉛直分布特性は、 p の値によって敏感に変化するものの、 $p=0.30$ 程度に設定すれば、岡安らの実験に基づく結果や黒岩らの数値計算結果に類似した傾向を示し、オーダー的にもこれらの結果と同じであることがわかる。このことと、砕波に伴う乱れが底面に向かって急激に減衰し、 ν_t の鉛直分布もそれによる影響を受けると考えれば、 ν_t を式(6)のように z' の指数関数で表すことは概ね妥当であると考えられる。

図-3は、 p を変化させ、本理論によって定常流速 U の鉛直分布を計算したものである。この図より、 $p=0.27$ とすれば、全断面にわたって U の理論値と実験値との適合性は良好であり、とくに底面付近での理論値と実験値との差異が小さいことがわかる。これより、本理論における p の最適値を 0.27 として、以下の議論を進める。

(2) 定常流速 U の鉛直分布特性

図-4(a)および(b)は、 U の鉛直分布特性について、本理論値と、岡安らによる実験結果および著者らの他の理論結果を比較したものである。

図中の「Present method」は、本理論による計算結果、「Linear(1)」¹⁰⁾は、 $\bar{\tau}$ を式(8)の一領域区分で与え、 ν_t を式(3)の直線分布で与えた計算結果、「Linear(2)」¹¹⁾は、 $\bar{\tau}$ を式(10)および式(11)の二領域区分で与え、 ν_t を式(3)の直線分布で与えた計算結果をそれぞれ示している。

これらの図において、まず、 $\bar{\tau}$ の領域区分の違いに着目し、「Linear(1)」と「Linear(2)」を比較すると、(a)、(b)ともに、「Linear(2)」の方が、 $\bar{\tau}$ が式(10)に相当する $z'/h \leq 0.7$ の領域(概ね $z' \leq d_i$)において、理論値と実験値の適合性がよいことがわかる。

一方、 $\bar{\tau}$ が式(11)に相当する水面付近では、「Linear(1)」および「Linear(2)」ともに理論値と実験値

の適合性は悪い。その原因としては、 $\bar{\tau}$ の鉛直分布式(11)の仮定に起因するか、または、境界条件式としての水面渦度 ω_a の与え方に起因することが考えられる。

次に、 ν_t の鉛直分布の違いに着目して、本理論値と「Linear(2)」を比較すると、(a)および(b)ともに、本理論によって、とくに底面付近で理論値と実験値との差異が改善されていることがわかる。 $z'/h=0.7$ 付近でも同様の改善が若干みられる。これらは、 ν_t の鉛直分布を z' の指数関数として表したことによる効果と考えられる。

以上の比較から、本理論のような解析手法に基づいて U の鉛直分布を表示するにあたり、 $\bar{\tau}$ の鉛直分布を二領域に区分して考えること、ならびに、 ν_t の鉛直分布を z' の指数関数として表現することは、ともに有用性が高いと考えられる。

一方、水面付近を含むトロフレベル以上の領域における $\bar{\tau}$ の鉛直分布式については、 U に関する本理論値と実験値との不適合から判断して、式(11)に代わる、より合理的な分布式の提案が今後必要と考えられる。

また、水面渦度 ω_a の推定法は、種々提案されているが^{5), 7), 8)}、砕波帯内の水面付近での実験の困難性から、まだ実験的にも ω_a の正確な値は確立されていない段階にある。これは、 $\bar{\tau}$ に関しても同様であり、今後、砕波帯内における実験方法等を工夫して理論値と実験値の比較精度を向上させ、 ω_a や $\bar{\tau}$ の定量的評価を行っていく必要がある。

(3) 平均せん断力 $\bar{\tau}$ の鉛直分布特性

図-5(a)および(b)は、 $\bar{\tau}$ の鉛直分布特性について、本理論値と、岡安らによる実験結果に基づく式(9)による計算値および著者らの他の理論値を比較したものである。式(9)は、本来、トロフレベル以下($z' \leq d_i$)で成立する式であるが、ここでは、底面から平均水面まで($0 \leq z' \leq d_i$)同式が適用できると仮定して計算を行っている。なお、図中の「Present method」および「Linear(2)」の凡例は、前出の図-4と同様である。

これらの図をみると、まず、概ね、底面から d_i までの領域に相当する $z'/h \leq 0.7$ の領域では、それぞれの計算結果の間で直線勾配の大きさに若干の差は生じているものの、全般的には大きな差異はみられない。

一方、 d_i から h までの領域に相当する $z'/h \geq 0.7$ の領域では、 $\bar{\tau}$ の領域区分を一領域とした式(9)による計算結果に比べて、同じく二領域とした他二理論による $\bar{\tau}$ の計算値は飛躍的に大きくなっており、領域区分の違いによって、 $\bar{\tau}$ の計算結果に顕著な差異がみられる。

次に、本理論による計算結果と「Linear(2)」を比較すると、両者の差異は、とくに d_i から h までの領域で大きく、本理論の方が「Linear(2)」よりも大きい。これは、本理論において ν_t の鉛直分布を z' の指数関数として

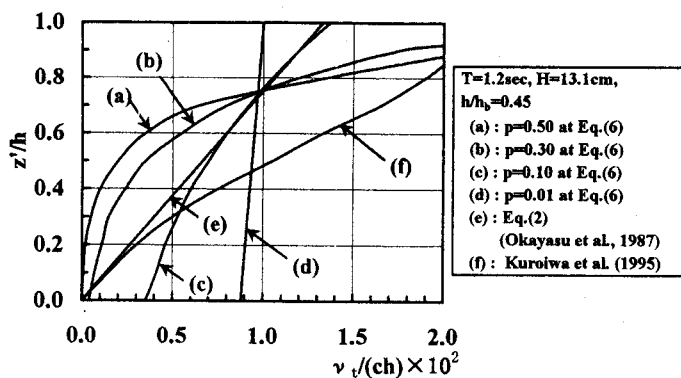


図-2 渦動粘性係数 ν_t の鉛直分布特性の比較

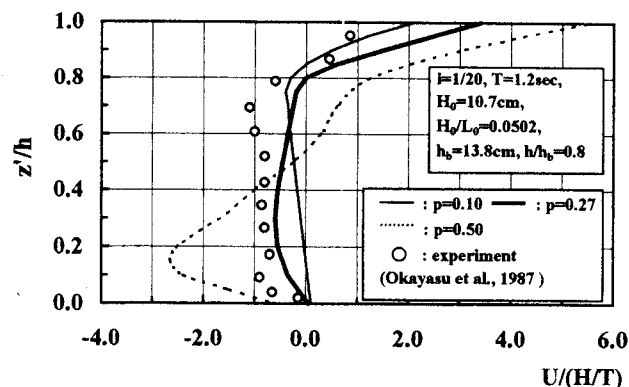
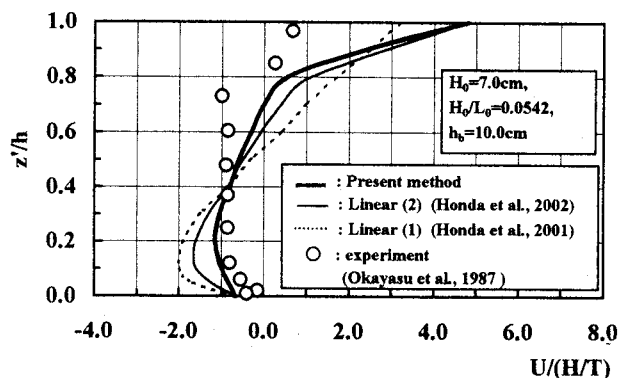
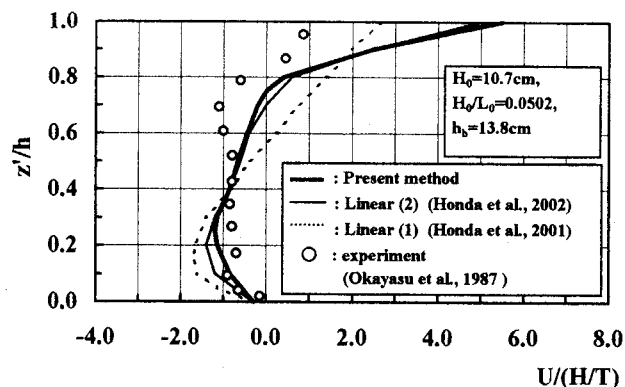


図-3 p の値の変化による定常流速 U の鉛直分布の変化特性

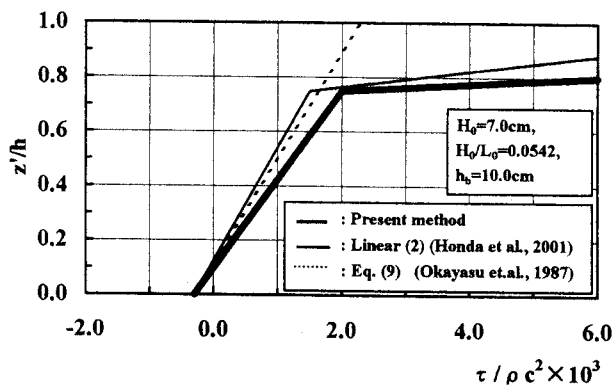


(a) $i=1/20$, $T=0.9\text{sec}$, $h/h_b=0.8$

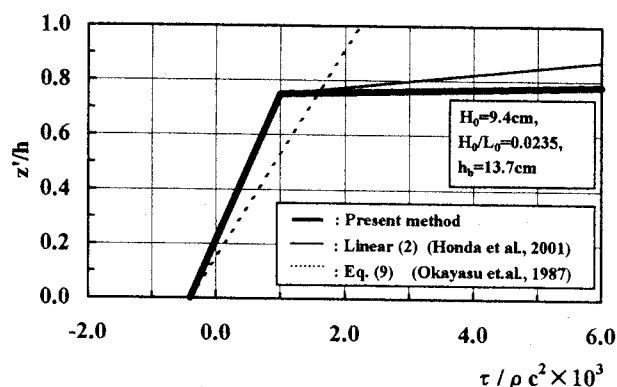


(b) $i=1/20$, $T=1.2\text{sec}$, $h/h_b=0.8$

図-4 定常流速 U の鉛直分布に関する本理論値と実験値および著者らの他の理論値との比較



(a) $i=1/20$, $T=0.9\text{sec}$, $h/h_b=0.7$



(b) $i=1/30$, $T=1.6\text{sec}$, $h/h_b=1.0$

図-5 平均せん断力 $\bar{\tau}$ の鉛直分布に関する本理論値と実験値および著者らの他の理論値との比較

表したことにより、 z' の増加に伴って、水面付近における ν_t が直線分布の場合よりも増大化したことによる影響と考えられる。

碎波帯内の水表面付近では大きな水平流の発生による大きなせん断力が存在しており、それらの領域と、水深の中間付近や底面付近では、 $\bar{\tau}$ の鉛直分布特性は異なっ

ていると考えた方が合理的である。

さらに、前節において考察したとおり、 $\bar{\tau}$ を二領域に区分することによって、 U の鉛直分布に関する理論値と実験値の適合性が向上することとも考え合わせて、 $\bar{\tau}$ の鉛直分布特性を二領域に区分して考えることは、有用性が高いと考えられる。

なお、今後の課題としては、上記 (2) でも述べたように、砕波帯内の水面付近においては、 $\bar{\tau}$ の定量的評価と、それに基づく新たな $\bar{\tau}$ の分布式の提案が挙げられる。

5. 結 語

本研究では、砕波帯内における定常流速（戻り流れの流速） U の鉛直分布特性を簡便に表示できる手法として、渦動粘性モデル式を基礎式とし、境界条件に水面渦度、底面質量輸送速度等の時間的平均値としての物理量を用いることによって解析解を導出した。

そして、本理論による計算結果と、岡安らの実験結果および従来の理論による計算結果とを比較考察することにより、いくつかの興味ある知見が得られた。それらを要約すると、次のとおりである。

1) 本理論のような解析手法に基づいて U の鉛直分布を表示するにあたり、

- ・ 平均せん断力 $\bar{\tau}$ の鉛直分布を、トロフ底面 ($z'=d_i$) を境界として、砕波に伴う水面渦や乱れの影響を強く受ける領域 ($d_i \leq z' \leq h$) とそれ以外の領域 ($0 \leq z' \leq d_i$) の二領域に区分して考えること、
- ・ 渦動粘性係数 ν_t の鉛直分布を、砕波に伴って水表面で生成される大規模渦やそれによる乱れの底面方向に向かつての減衰による影響を考慮して、鉛直座標 z' の指数関数として表現すること、

は、 U に関する本理論値と実験値との適合性から判断して、ともに有用性が高いと考えられる。

2) 水面付近において、 U に関する本理論値と実験値との適合性は悪い。その原因としては、第一に、 $d_i \leq z' \leq h$ の領域における $\bar{\tau}$ の鉛直分布式 (11) の仮定に起因することが考えられる。上記1) のとおり、 $\bar{\tau}$ の二領域区分の有用性は認められることから、今後、 $d_i \leq z' \leq h$ の領域における $\bar{\tau}$ のより合理的な提案式が必要と考えられる。

3) 上記2) の第二の原因として、境界条件式としての水面渦度 ω_a の与え方に起因することが考えられる。 ω_a の推定法や、その正確な値は、まだ実験的にも確立されていない段階にある。これは、 $\bar{\tau}$ に関しても同様であり、今後、実験方法等を工夫して理論値と実験値の比較精度を向上させ、 ω_a や $\bar{\tau}$ の定量的評価を行っていく必要がある。

謝辞：本研究の遂行にあたり、横浜国立大学 柴山知也教授ならびに東京水産大学 岡安章夫助教授には、貴重な実験データを快くご提供いただいた。ここに併せて記すとともに、心から感謝の意を表します。

参考文献

- 1) Svendsen, I. A. : Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Engineering, Vol. 8, pp.347-365, 1984.
- 2) 岡安章夫, 柴山知也, 堀川清司: 砕波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究, 第34回海岸工学講演会論文集, pp.31-35, 1987.
- 3) 柴山知也, Winyu Rattanapitikon : 砕波帯内戻り流れ (Undertow) の推定法, 海岸工学論文集, 第48巻(1), pp.111-115, 2001.
- 4) 黒岩正光, 孫 彰培, 野田英明: 乱れの運動エネルギー輸送方程式を用いた渦動粘性係数と戻り流れの評価, 海岸工学論文集, 第42巻, pp.111-115, 1995.
- 5) 灘岡和夫, 広瀬文人: 砕波の物理過程に基づいた砕波帯内の拡散係数のモデル化, 第33回海岸工学講演会論文集, pp.26-30, 1987.
- 6) 北條鉄也, 真野 明: 粒子追跡法を用いた砕波帯での表面流速測定, 海岸工学論文集, 第43巻, pp.46-50, 1996.
- 7) Longuet-Higgins, M. S. : Mass transport in the boundary layer at a free oscillating surface, J. F. M., Vol. 8, pp.293-306, 1960.
- 8) 平山秀夫: 砕波帯内における水面渦度の推定式とそれに基づく戻り流れの鉛直分布の理論, 海岸工学論文集, 第39巻, pp.71-75, 1992.
- 9) 平山秀夫, 本田尚正: 砕波に伴って発生する大規模水面渦による平均渦度の推定法, 水工学論文集, 第45巻, pp.445-460, 2001.
- 10) Honda, N. and Hirayama, H.: Theoretical Study on Vertical Distribution of Steady Flow in Surf Zone on Sloping Bottom, International Conference on Port and Maritime R&D and Technology: Vol. 1, pp.273-280, 2001.
- 11) Honda, N. and Hirayama, H.: Theoretical Prediction for Vertical Distribution of Undertow in Surf Zone on Sloping Bottom, The 8th International Symposium on Flow Modeling and Turbulence Measurements: pp.373-380, 2002.
- 12) 平山秀夫: 砕波帯内における戻り流れの鉛直分布に関する理論的研究, 海岸工学論文集, 第40巻, pp.66-70, 1993.
- 13) 全国海岸協会編: 海岸保全施設築造基準解説, pp.52, 1987.
- 14) 平山秀夫: 砕波帯における質量輸送(戻り流れ)の鉛直分布に関する研究, 海岸工学論文集, 第37巻, pp.41-45, 1990.
- 15) 岩垣雄一, 間瀬肇・田中剛: 不規則波の浅海波モデルについて, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.104-108, 1981.

(2002. 9. 30受付)