

砕波帯内における戻り流れの 鉛直分布の理論的表示法

THREORETICAL PREDICTIONS FOR VERTICAL DISTRIBUTION OF UNDERTOW IN SURF ZONE

平山秀夫¹・本田尚正²

Hideo HIRAYAMA and Naomasa HONDA

¹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)

²正会員 博(工) 鳥取大学講師 農学部生物資源環境学科 (〒680-8553 鳥取県鳥取市湖山町南4丁目101)

The purpose of the present paper is to establish the theoretical predictions for the vertical distribution of 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 at the two separate regions, which are the upper side and the lower one of the level of the wave trough. The coefficient of eddy-viscosity ν_t could be described in terms of an function of the vertical distance from the sloping bottom, just because the created vortices and turbulence in wave breaking will be spreading downwards from the water surface while decaying instantly. As a result in comparison of the results of our numerical analyses with Okayasu et al.'s flume tests, it is found that the change of ν_t has much effect on the characteristics of vertical distribution of undertow, especially near the bottom and surface, and is also shown that the surface vorticity has greater effects on characteristics of the vertical distribution of the undertow than any other factor.

Key Words : Mass transport, surf zone, breaking waves, undertow, eddy-viscosity equation, vorticity, coefficient of eddy-viscosity, sedimentation

1. 緒 言

近年の海岸侵食防止工法の動向として、従来の離岸堤に代わり、生態系や景観に配慮した人工リーフや潜堤が注目されている。それらの海岸・海洋構造物の計画・設計にあたっては、砕波帯内における波の変形や漂砂の挙動を把握する必要がある。中でも戻り流れは海浜地形の変化や海浜流の発生機構と密接に関係しており、その分布特性を明らかにすることは、物質の移流・拡散機構を究明し、漂砂災害を防止軽減する上で必要不可欠である。

Svendsen¹⁾は、砕波帯内の戻り流れに関する先駆的な研究として、surface roller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くことにより、戻り流れの鉛直分布を理論的に導いた。しかし一方、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、という北條・真野²⁾による実験結果の報告もある。

平山^{3)~5)}は、水平床上の波による質量輸送に適用されるconduction方程式⁶⁾を砕波帯内領域に拡張して戻り流れの理論解を導いた。その理論値と実験値との適合性は水表面付近を除けば良好であり、このことから、砕波帯内といえども水表面付近のように渦や乱れがとくに強い領域を除けば、場の波動性は保持されていると考えられる。

そこで本研究では、渦動粘性モデル式を基礎式とし、水面渦度や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として砕波帯内における戻り流れの鉛直分布の解析解を得ることを試みる。その際、戻り流れを生じさせる元となる水表面の組織的渦や乱れについては、surface rollerの存在の有無とは無関係に水面渦度を推定することによって考慮される。また、基礎式の重要な構成要素である渦動粘性係数の砕波帯内における鉛直分布は、理論的にも未確立の段階であるため、ここでは既往の研究成果^{7)~9)}をもとに3つの異なる渦動粘性係数の鉛直分布式を仮定し、それらによる戻り流れの鉛直分布特性の変化について検討する。そして、本理論の解析解と岡安ら⁷⁾の実験値や著者らの他の理論値¹⁰⁾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

水平面内に作用する一周期平均のせん断力 $\bar{\tau}$ と戻り流れの流速 U には、次の渦動粘性モデル式の関係がある。

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

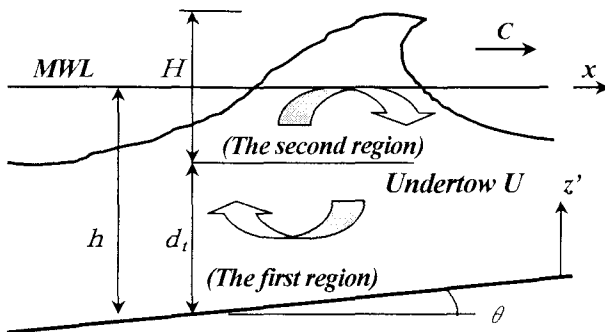


図-1 戻り流れの模式図

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（動粘性係数 ν と渦による乱れの効果による動粘性係数成分 ν' との和）、 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) 平均せん断力 $\bar{\tau}$ の領域区分

Svendsen は、トロフレベル ($z' = d_t$) 以下では $\bar{\tau}$ の鉛直分布は直線関数で表示できることを明らかにした。つまり、底面からトロフレベルまで ($\delta \leq z' \leq d_t$, δ : 底面境界層厚) を一つの領域として、 $\bar{\tau}$ は次式で表される。

$$\bar{\tau} = Az' + B \quad (2)$$

ここに、 A および B は境界条件により決まる定数である。

同様に岡安らは、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。

$$\bar{\tau} = 0.0019\rho(z' - d_t)^2 / d_t + 0.0016\rho c^2 \quad (3)$$

一方、図-1 を参考にすれば、 $z' = d_t$ 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 ($d_t \leq z' \leq h$, h : 平均水深) とそれ以外の領域 ($\delta \leq z' \leq d_t$) 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では常に流体波動場（常時水没状態）であり、一方、上方では流体波動場と大気の場合が波の周期運動にしたがって交互に出現する場だからである。以上より、ここではそれらの領域ごとに $\bar{\tau}$ の分布を Svendsen にならって次式のように表現する。

$$\bar{\tau}_1 = A_1 z' + B_1 \quad (\delta \leq z' \leq d_t) \quad (4)$$

$$\bar{\tau}_2 = A_2 z' + B_2 \quad (d_t \leq z' \leq h) \quad (5)$$

ここに、 $\bar{\tau}_1$ および $\bar{\tau}_2$ は各領域の平均せん断力、 A_1 , B_1 , A_2 および B_2 は境界条件により決まる定数である。なお、以下では便宜上、式(4)の領域を「第一の領域」、式(5)の領域を「第二の領域」と呼ぶこととする。

(3) 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、波速 c を用いて次式のように表した。

$$\nu_t = 0.013cz' \quad (6)$$

ここに、 $c = L/T$, T は周期、 L は波長である。

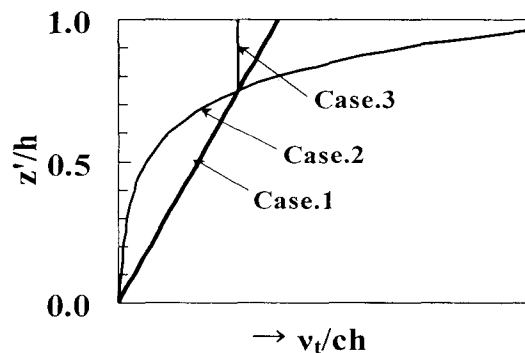


図-2 渦動粘性係数の鉛直分布(砕波帯内)の仮定

平山⁹⁾は、式(6)の右辺の係数部分 ($0.013 = \text{一定値}$) を波の周期 T と関連づけ、同部分を T の関数 ($0.013 \rightarrow 0.0065T$, 新たな係数 0.0065 は時間の逆数の次元を有する) で表した方が、理論値と実験値との適合性が良好であることを見出し、式(6)を次式のように修正した。

$$\nu_t = (0.0065T)cz' \quad (7)$$

一方、 ν_t の分布特性も $\bar{\tau}$ と同様に、 $z' = d_t$ を境界として異なると考えられる。それは定性的には、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推察される。そこでここでは図-2 に示すように、 ν_t の関数形として次の3ケースを仮定する。

Case.1 : 全領域 ($\delta \leq z' \leq h$) にわたり式(7)を適用する。

Case.2 : 全領域にわたり、 ν_t を z' の指数関数で表した次式を適用する。

$$\nu_t = N \exp\{p(z' - d_t)\} \quad (\delta \leq z' \leq h) \quad (8)$$

ここに、 p および N は定数であって、 p は理論値と実験値との適合性から決定され、 N は $z' = d_t$ の時に式(7)と式(8)は等しいとして次式で表される。

$$N = (0.0065T)cd_t \quad (9)$$

したがって、式(8)は次式のようにになる。

$$\nu_t = (0.0065T)cd_t \exp\{p(z' - d_t)\} \quad (\delta \leq z' \leq h) \quad (10)$$

なお、式(10)において $z' = 0$ の時、 $\nu_t = \nu$ ($\nu' = 0$) であり、 ν_t は底面上では微小な有限値となる。

Case.3 : 第一の領域では式(10)を適用する。第二の領域は乱れの生成領域であり、その強さは一定と考え、式(10)において $z' = d_t$ とした次式 (一定値) を与える。

$$\nu_t = N = (0.0065T)cd_t \quad (d_t \leq z' \leq h) \quad (11)$$

3. 境界条件式、連続式および理論結果

(1) 境界条件式

式(1)に式(4)、式(5)を代入し、さらに各ケースに応じて式(7)～式(11)を代入して整理すると、戻り流れの式 U_1 (第一の領域における U の値) および U_2 (第二の領域における U の値) に含まれる未知数は、表-1 に示すと

おり、どのケースでも $A_1 \sim C_2$ の6個である。したがって、それらを決定するには6つの条件が必要である。

a) 水面条件式 (水面渦度 ω_a)

ここでは、水面条件として、平山・本田¹¹⁾による大規模水面渦による平均渦度を与える。

水表面付近の大規模渦による乱れの程度は水面渦度によって規定される。平山・本田は、水面渦度の推定モデルとして、灘岡・広瀬¹²⁾の渦度供給過程モデルと類似な方法を適用し、一波長内での単位時間あたりの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。

$$\omega_a = \frac{\partial U}{\partial z'} \Big|_{z'=h} = \frac{8\Gamma_0^2}{\pi H^2 (4\Gamma_0 - \pi^2 H^2)} \quad (12)$$

$$\Gamma_0 = \left\{ \frac{2\pi^3 g^2 T H^3 h}{b} \left(\frac{\partial H}{\partial h} + \frac{H}{4h} \right) \tan \theta - \frac{4\pi^2 F H^5 T g^2}{3bh} \right\}^{1/3} \quad (13)$$

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。

b) 底面条件式 (その1: 底面質量輸送速度 U_δ)

ここでは、底面条件の一つとして、平山³⁾による底面質量輸送速度 U_δ ($z' = \delta \equiv 0$) を与える。

$$U_1 \Big|_{z'=0} = U_\delta \quad (14)$$

c) 底面条件式 (その2: 底面せん断力 $\bar{\tau}_b$)

ここでは、もう一つの底面条件として、岡安らの式(3)により、底面せん断力 $\bar{\tau}_b$ を次式のように与える。

$$\bar{\tau}_b = \bar{\tau}_1 \Big|_{z'=0} = -0.0003 \rho c^2 \quad (15)$$

d) 運動の連続性の条件

運動の連続性から、 $z' = d_i$ では、次式が成立する。

$$U_1 \Big|_{z'=d_i} \cong U_2 \Big|_{z'=d_i} \quad (16)$$

$$\bar{\tau}_1 \Big|_{z'=d_i} \cong \bar{\tau}_2 \Big|_{z'=d_i} \quad (17)$$

(2) 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。

$$\int_0^h U dz' = \int_0^{d_i} U_1 dz' + \int_{d_i}^h U_2 dz' = 0 \quad (18)$$

ここで、上式において積分範囲を $0 \sim h$ (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用いていることによる。

(3) 理論結果

式(12)～式(18)を表-1中の式 U_1 および U_2 の各基礎式に代入して整理すると、 $A_1 \sim C_2$ の計6個の未知数は、

表-1 理論解析結果の一覧表

	Case.1	Case.2	Case.3
v_i	$v_i = (0.0065T)cz'$	$v_i = (0.0065T)cd_i \exp\{p(z'-d_i)\}$	$v_i = (0.0065T)cd_i \exp\{p(z'-d_i)\} \quad (\delta \leq z' \leq d_i)$ $v_i = N = (0.0065T)cd_i \quad (d_i \leq z' \leq h)$
U_1, U_2	$U_1 = A_1 z' + B_1 \ln z' + C_1 \quad (\delta \leq z' \leq d_i)$ $U_2 = A_2 z' + B_2 \ln z' + C_2 \quad (d_i \leq z' \leq h)$	$U_1 = -(A_1/p)z' \exp\{-p(z'-d_i)\} - (A_1/p^2 + B_1/p) \exp\{-p(z'-d_i)\} + C_1$ $U_2 = -(A_2/p)z' \exp\{-p(z'-d_i)\} - (A_2/p^2 + B_2/p) \exp\{-p(z'-d_i)\} + C_2$	$U_1 = -(A_1/p)z' \exp\{-p(z'-d_i)\} - (A_1/p^2 + B_1/p) \exp\{-p(z'-d_i)\} + C_1$ $U_2 = \frac{A_2}{2} z'^2 + B_2 z' + C_2$
A_1	$A_1 = A_2 + (B_2 - B_1)/d_i$	$A_1 = A_2 + (B_2 - B_1)/d_i$	$A_1 = A_2 + (B_2 - B_1)/d_i$
B_1	$B_1 = -3c/(65T)$	$B_1 = -3c/(65Td_i)$	$B_1 = -3c/(65Td_i)$
C_1	$C_1 = -A_1 \delta - B_1 \ln \delta + U_\delta$	$C_1 = (A_1/p^2) \exp(pd_i) + (B_1/p) \exp(pd_i) + U_\delta$	$C_1 = (A_1/p^2) \exp(pd_i) + (B_1/p) \exp(pd_i) + U_\delta$
A_2	$A_2 = -\frac{E\omega_a h - B_1(E-F) + U_\delta}{(D-E)h}$	$A_2 = -\frac{E\omega_a \exp\{p(h-d_i)\} + B_1 F + G}{D-Eh}$	$A_2 = -\frac{E\omega_a + B_1 F + G}{D-Eh}$
B_2	$B_2 = \frac{D\omega_a h - B_1(E-F) + U_\delta}{D-E}$	$B_2 = -A_2 h + \omega_a \exp\{p(h-d_i)\}$	$B_2 = -A_2 h + \omega_a$
C_2	$C_2 = U_\delta - A_1 \delta - B_1 \ln \delta - (B_2 - B_1)(\ln d_i - 1)$	$C_2 = -\frac{A_1(pd_i+1)}{p^2} + \frac{A_2(pd_i+1)}{p^2} - \frac{B_1}{p} + \frac{B_2}{p} + C_1$	$C_2 = -\frac{A_1(pd_i+1)}{p^2} - \frac{A_2}{2} d_i^2 - \frac{B_1}{p} - B_2 d_i + C_1$
備考	$D = 0.5 - \frac{\delta}{h}$ $E = 0.5 \frac{d_i}{h} - \frac{\delta}{d_i} + \ln h - \ln d_i$ $F = \ln h - \ln \delta - 1$	$D = (ph-2) \exp(pd_i) + (ph+2) \exp\{-p(h-d_i)\}$ $E = \frac{ph-2}{d_i} \exp(pd_i) - \frac{ph-2}{d_i} + p \{ \exp\{-p(h-d_i)\} + 1 \}$ $F = -\frac{ph-2-p^2 h d_i}{d_i} \exp(pd_i) + \frac{ph-2}{d_i} - p \{ \exp(pd_i) + 1 \}$ $G = U_\delta p^3 h$	$D = 12 \{ \exp(pd_i) - pd_i - 1 \} - (ph)^3 - 2(pd_i)^3 - 6ph \{ \exp(pd_i) - 0.5(pd_i)^2 - pd_i - 1 \} - 6(pd_i)^2$ $E = \frac{12}{d_i} \{ \exp(pd_i) - pd_i - 1 \} - 3p(ph)^2 - 3p(pd_i)^2 - \frac{6ph}{d_i} \{ \exp(pd_i) - (pd_i)^2 - pd_i - 1 \} - 6p_i(pd_i)$ $F = -\frac{12}{d_i} \{ \exp(pd_i) - 0.5pd_i - 1 \} + \frac{6ph}{d_i} \{ d_i/h - pd_i + 1 \} \exp(pd_i) - 1 \}$ $G = U_\delta p^3 h$

それぞれ表-1のように決定され、底面から水面に至る全領域での戻り流れの流速 U の鉛直分布を得る。

4. 理論値と実験値との比較および考察

(1) ν_t の鉛直分布特性および定数 p の決定

図-3は、 ν_t の鉛直分布特性について、本研究で用いた式(7)、式(10)および式(11)による計算結果と岡安らの式(6)による計算結果とを比較したものである。同図より、指数関数による表示式(10)では、 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、 $p=0.25$ 程度に設定すれば式(6)や式(7)に類似した傾向を示し、オーダー的にも同じであることがわかる。

図-4(a)および(b)は、式(10)の p の値を変化させて U の鉛直分布を計算した結果を示している。同図より、 $p=0.25$ 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。したがって、以下では p の最適値を0.25として議論を進める。

(2) 第一の領域における U の鉛直分布特性

図-5(a)および(b)は、 U の鉛直分布特性について、本理論値、岡安らによる実験結果⁷⁾、ならびに $\bar{\tau}$ を式(2)の一領域区分で与え、 ν_t を式(7)の直線分布で与えた著者らの他の理論値¹⁰⁾(図中では「Linear(1)」で表現している)とを比較したものである。これらの図において、ここでは第一の領域、すなわち、 $\bar{\tau}$ が式(4)に相当する $z'/h \leq 0.75$ の領域(概ね $z' \leq d_i$)における U の鉛直分布特性について考察する。

まず、 $\bar{\tau}$ の領域区分の違いに着目して本理論値の3ケース(Case.1~Case.3)と「Linear(1)」を比較すると、(a)、(b)ともに、本理論値の方が理論値と実験値の適合性は良好である。

次に、 ν_t の鉛直分布式の違いに着目して本理論値の3ケース(Case.1~Case.3)を比較すると、 ν_t を直線関数分布としたCase.1に比べて、同じく ν_t を指数関数分布としたCase.2およびCase.3では、底面付近で理論値と実験値との差異が若干改善されている。さらに、Case.2とCase.3を比較すると、とくに水深の中央付近ではCase.2の方が理論値と実験値との適合性は若干良好である。

以上の比較から、 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、第一の領域においては、 $\bar{\tau}$ の鉛直分布式を z' の直線関数として、 ν_t の鉛直分布を z' の指数関数としてそれぞれ表現することは、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。

(3) 第二の領域における U の鉛直分布特性

次に、第二の領域、すなわち、 $\bar{\tau}$ が式(5)に相当する $z'/h \geq 0.75$ の領域(概ね $z' \geq d_i$)における U の鉛直分布特性について考察する。この領域では本理論値、

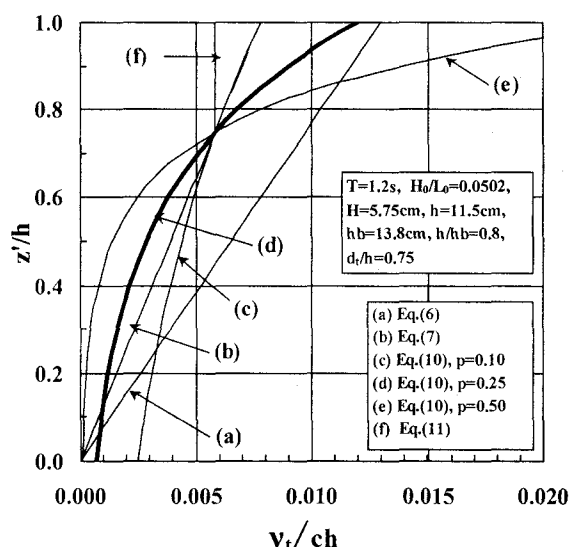


図-3 渦動粘性係数 ν_t の鉛直分布特性の比較

「Linear(1)」と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、次の3つが考えられる。

- ① 最も根本的な問題として、実験値の鉛直分布は底面から平均水面まで積分した場合、ゼロにならず、式(18)の連続式を満足しないことに起因している。
- ② $\bar{\tau}$ および ν_t 鉛直分布式の与え方に起因している。
- ③ ω_a (水面境界条件)の与え方に起因している。

まず、①に関する考察の材料として、図-6(a)~(c)は、Case.2による U の鉛直分布を平行移動した修正結果と実験結果との対応を調べたものである。

同図から明らかのように、本理論値と実験値との間に大きな差異が生じている場合でも、このように理論値を水平方向に適宜平行移動すれば、両者の鉛直分布の合致度が非常に良好になる場合がある。その理由については明確ではないが、本来、二次元実験といえども時間の経過とともに局所的に三次元性が増し、実験水槽の中に新たな循環流が発生することに起因しているのではないかと推察される。

次に、②では、とくに $\bar{\tau}$ について第一の領域とは異なった新たな鉛直分布式の提案が今後必要と考えられる。なぜなら、第二の領域は波動運動によって水面水位が急激に変動する領域であり、そのような場における波動内部せん断力をいかに表現するかが本理論値の精度を高める重要な鍵となると考えられるからである。

また、③についても、 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。今後、実験方法等を工夫して ω_a の定量的評価を行う必要がある。

以上述べたとおり、本研究では第二の領域における $\bar{\tau}$ 、 ν_t および ω_a に関して種々の分布式や推定法を提案した。その結果、実験結果と連続式との関係に一定の修正を加えれば本理論値と実験値との合致度が高まることなども示したが、全般的には理論値と実験値との関係を合理

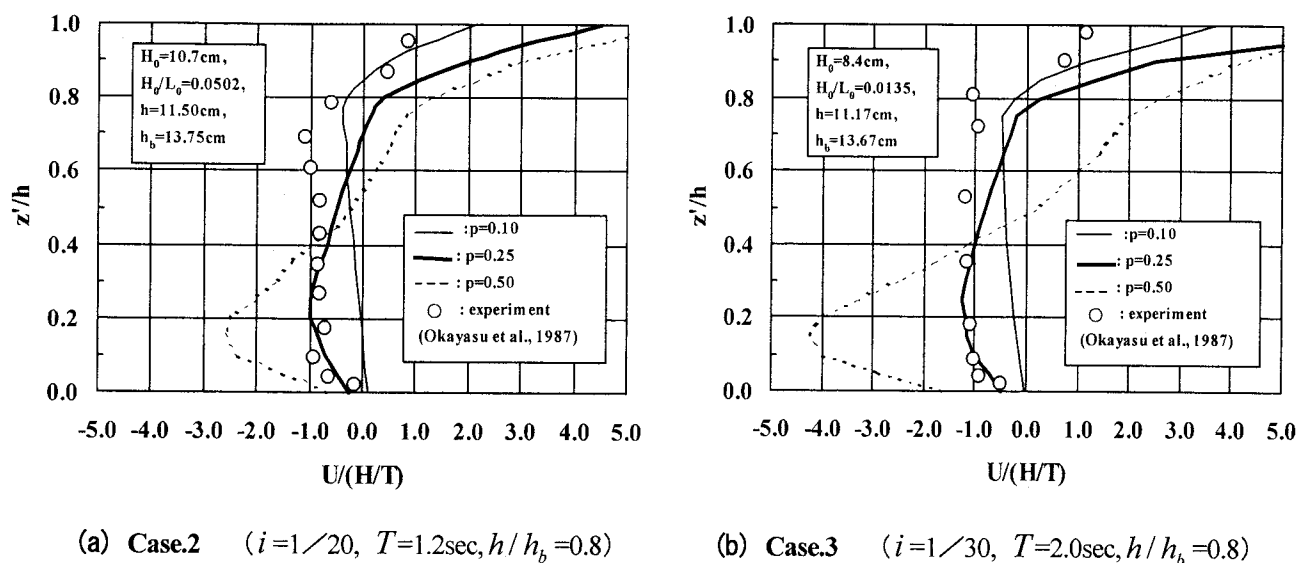


図-4 p の値の変化による U の鉛直分布の変化特性

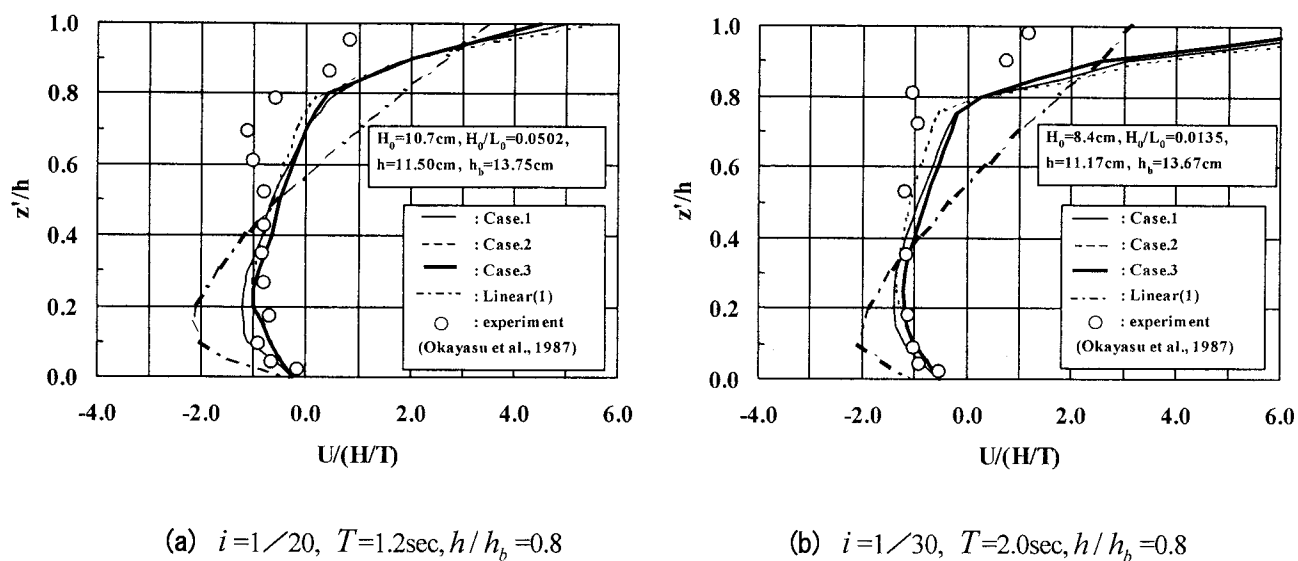


図-5 U の鉛直分布に関する本理論値と実験値との比較

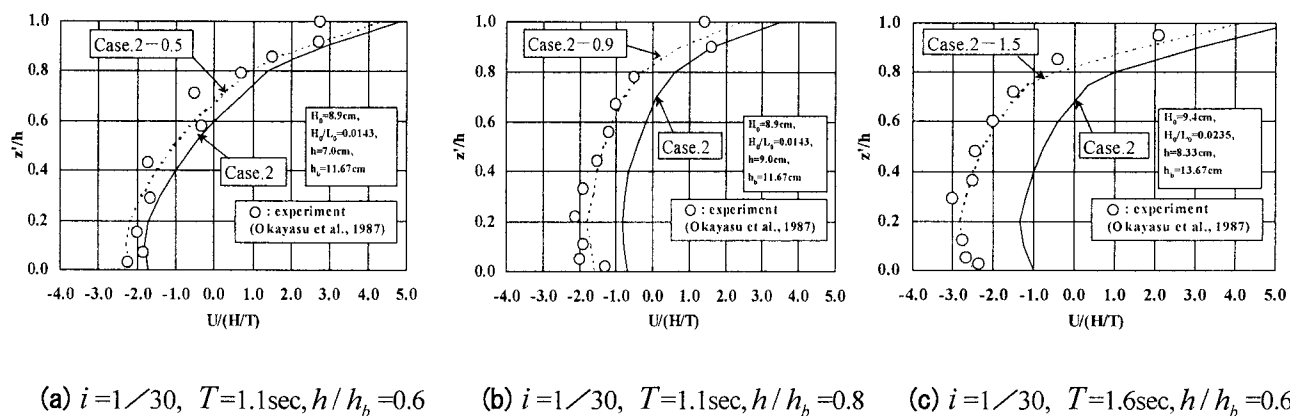


図-6 本理論値による U の鉛直分布を平行移動した結果と実験値との比較

的に説明するまでには至らなかった。今後、この領域における $\bar{\tau}$ 、 ν_i および ω_a についてより合理的な分布式および推定法の提案とそれらの検証実験が必要である。

5. 結 語

本研究では、砕波帯内における戻り流れ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著者らの他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) 砕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する。そのため、それらの領域と水深の中間付近や底面付近では、平均せん断力 $\bar{\tau}$ の鉛直分布特性は異なると考えた方が合理的である。このことと、戻り流れ U の鉛直分布に関する本理論値と実験値との適合性から判断して、 $\bar{\tau}$ 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($d_i \leq z' \leq h$)とその他の領域($0 \leq z' \leq d_i$)の二領域に区分することは有用性が高いと考えられる。

(2) 砕波帯内における渦動粘性係数 ν_i の鉛直分布は理論的にも未確立の段階であるが、定性的には、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_i の鉛直分布もそれによる影響を受けると推察される。そこで、既往の研究成果をもとに3つの異なる ν_i の鉛直分布式を仮定して、 ν_i の変化による戻り流れの鉛直分布特性の変化について検討した。その結果、 ν_i の鉛直分布は、岡安らが実験結果をもとに提案した鉛直座標 z' の直線関数分布よりも、鉛直座標 z' の指数関数分布として表現した方が、 U に関する本理論値と実験値との適合性から判断して有用性が高いと考えられる。

(3) 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。その最も根本的な原因は、実験値は底面から平均水面まで積分した場合ゼロにならず、連続式を満足していないことにある。このことについて、本理論値を水平方向に適宜平行移動すれば、両者の鉛直分布の合致度が非常に良好になる場合があることを示した。そうなる理由は明確ではないが、ここでは、

二次元実験といえども時間の経過とともに局所的に三次元性が増し、実験水槽の中に新たな循環流が発生することに起因しているのではないかと推察した。

(4) 上記(3)のその他の要因として、 $\bar{\tau}$ 、 ν_i および ω_a に関して本研究で提案した種々の分布式や推定法に起因することが考えられる。今後、本理論のような解析手法に基づいて U の鉛直分布を精度よく表示するにあたり、この領域における $\bar{\tau}$ 、 ν_i および ω_a のより合理的な分布式や推定法の提案と、それらの検証実験が必要である。

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海洋大学 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) 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.
- 3) 平山秀夫: 砕波帯内における戻り流れと水面渦度の推定式に関する研究, 海岸工学論文集, 第38巻, pp.76-80, 1991.
- 4) 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.
- 5) 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.
- 6) Longuet-Higgins : Mass transport in water wave, Phil. Trans. Royal Soc., London, Series A, No. 903, Vol. 245, pp.535-581, 1953.
- 7) 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.
- 8) 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.
- 9) 平山秀夫: 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, pp.106-110, 1998.
- 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, 273-280, 2001.
- 11) 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.
- 12) 瀬岡和夫・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.