

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

平 山 秀 夫*

1. 緒 論

砕波帯内の定常流速場(戻り流れ)の構造を明確にすることは、海浜地形変化や物質の拡散状況を把握する上で不可欠である。近年、LDV等の計測技術の進歩に伴って、砕波帯内での流体運動のダイナミクス、特に、乱れ、レイノルズ応力、定常流あるいはエネルギー分布等の特性についての精度良い評価が可能となり、これらの知見を基に、特に砕波帯内の戻り流れの鉛直分布を解析的に算定する試みが盛んであって、これまでに多数のモデルが提案されてきている(Svendsen, 1984; 土屋ら, 1986; 灘岡ら, 1986; 岡安ら, 1987, 1989)。しかしながら、これらのほとんどのモデルが砕波帯内の水面波形のtrough level以下の領域での鉛直分布しか示されておらず、また、その理論的表示には、trough level以下の領域での鉛直断面平均の岸・沖定常流速の推定値が不可欠であって、その値の与え方によっては、戻り流れの鉛直分布形は大きく相違する等の欠陥を有している。

著者は、これらの問題点を改善するため、これまで、Longuet-Higgins (1953b)のconduction equationに基づいて戻り流れの解析解を求め、それが実験値をかなり良く説明できることを示してきたが(平山, 1992)、もともと砕波帯のような波高が大きくかつ非線形の強い領域で、conduction eq.を適用することには限界がある。

周知のように、砕波帯内の戻り流れは、砕波によって発生する組織的な渦の伝播に伴う強い岸向き質量輸送とwave set-upに対する補償流として考えられる。さらに、一般に砕波帯を、砕波に伴って発生する組織的な渦の支配的領域(渦層)とその下層のかなりポテンシャル性の強い領域(波動層)に分けて考えることができるとすれば(例えば、灘岡ら, 1985)、下層の波動層は渦層と底面境界層を境界条件とする乱流波動場と考えることができよう。従って、この渦層の代表的特性値(例えば渦度)を定量的に評価すると共に、傾斜底面上での質量輸送速度を適確に把握することができれば、戻り流れの鉛直分布の理論は境界値問題として構築できる。

本研究では、このような立場から従来の理論の問題点を改善する方向で、2次元傾斜海波上における戻り流れの鉛直分布の理論を、簡便かつ実用的観点からその表示法の確立を目ざそうとするもので、ここでは、特に、基礎式として渦粘性モデル式を適用すると共に、従来示されている砕波帯内のレイノルズ応力や渦度等の実験的事実に立脚して理論の構築を行う。すなわち、渦粘性モデル式を基礎として、それに水面条件、底面条件及び連続式を適用して、水底から水面までの鉛直方向全断面にわたる戻り流れの鉛直分布を解析的に求め、岡安ら(1987)の実験結果との比較検討から、理論の適合性を調べる。

2. 理論解析法

(1) 基礎式

砕波帯内の戻り流れの理論解析に当って、ここでは、Svendsen (1984)の解法に習い、基礎式として渦粘性モデル式を適用する。

いま、水平面内に作用する1周期平均のレイノルズ応力($\bar{\tau}$)と水平定常流速(U)の関係を示した渦粘性モデル式は、鉛直座標軸 z を、底面を原点として鉛直上方を正とすれば、次式のように与えられる。

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

ここで、 ρ :流体密度、 u' , w' :流速の変動成分、 ν_t :渦動粘性係数、である。

岡安ら(1987)は、砕波帯内におけるこの $\bar{\tau}$ および ν_t を、LDVによる実験的事実に基づいて、波のtrough level以下においては、 z の1次関数で表現できるとして、次式のような近似式を提示している。

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

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

(c :波速、 d_t :trough levelの底面からの位置)

しかしながら、これらの岡安らの結果を、そのまま、本理論の解析に適用した場合、戻り流れの理論値の鉛直分布の傾向は、実験値をあまり良く説明しているとは言えない。従って、ここでは、この式(2)、(3)を岡安らの実験値に逸脱しない範囲で、それぞれ次式の(4)、(5)

* 正会員 工博 大阪府立工業高等専門学校教授 建設工学科

式のように修正した。すなわち、 ν_t の係数は、波の周期 T と関連づけて、

$$\nu_t = (0.0065 T) c z \quad \dots\dots\dots (4)$$

のように表し、また、一方、 $\bar{\tau}$ は、岡安ら (1987) の他に酒井ら (1983) の実験結果をも参考にして、2 次関数形 ($az^2 + bz + c$) で表示できると仮定して、底面 ($z=0$) では $\bar{\tau}=0$, trough level ($z=d_t$) では、前述の岡安らの提示した式 (3) による結果と同値になるものとするれば、次式のように与えられる。

$$\bar{\tau} = az^2 + (-ad_t + 0.0019\rho c^2/d_t)z \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 a は未知数であり、また、 $d_t = h - H/2$ (h : 水深、 H : 波高) とする。

以上のように仮定された式 (4)、(5) を、式 (1) に代入して積分したあと整理すれば、結局、戻り流れ (U) の鉛直分布を支配する基礎方程式 (解析解) が次式のように得られる。

$$U = \frac{a}{2\rho c_2} z^2 + \left(\frac{-ad_t + \rho c_1}{\rho c_2} \right) z + c_3 \ln z + c_4 \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 $c_1 = 0.0019c^2/d_t$ 、 $c_2 = 0.0065 Tc$ であり、また、 a 、 c_3 、 c_4 は未知定数である。

(2) 境界条件式の検討

いま、前述の式 (6) で表わされる解析解を確定するためには、式 (6) 中に含まれている 3 つの未知定数 a 、 c_3 、 c_4 が決定されなければならない。

そのため、ここでは、次に示すような境界条件式と連続式を適用する。

(I) 水面条件式: 次式の (7) に示すように、前報 (1992) で提案した水表面での渦度に関する推定式を適用する。

$$\left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{z=h} = -\frac{1}{2} H^2 \sigma k^2 \left(\frac{17.5 h^2}{H_0 h_b} - 30.0 \right) \coth kh \quad \dots\dots\dots (7)$$

(σ : 角周波数、 k : 波数、 H_b : 沖波々高、 h_b : 砕波水深)。

(II) 底面条件式: 底面条件としては、次式に示す平山 (1990) の砕波帯内の傾斜面上における質量輸送速度の算定式を適用する。

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

$$\left. + B \left\{ 1 + \frac{7}{2} \left(\frac{h}{h_b} \right)^{-9/2} \right\} \right\rangle + \coth kh + \frac{1}{3k} \sqrt{\frac{2a}{\nu}} \right] \rangle \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 δ : 境界層厚 ($\alpha' \sqrt{\nu T / \pi}$, ν : 動粘性係数) α' : 境界層厚を規定する変数 (水平床上的場合は、 $\alpha' = 4.1$ となる) (平山, 1990)。なお、砕波帯内における波高 H の推定は、岩垣・間瀬ら (1981) の推定式を用い、上式中、 $K = \sqrt{2\gamma/\pi} \cdot B \varepsilon_0^{-1}$, $\gamma = H_b/h_b$ (H_b : 砕波々高), $\varepsilon_0 = \tan \theta / \sqrt{H_0/L_0}$ ($\tan \theta$: 底勾配), B : 底面勾配別に異なる値で h/h_b の関数、である。また、 m の値は、底面上での質量輸送速度の実験値との適合性を考慮した補正係数で、ここでは $m = 0.5$ を採用した。

なお、この式 (8) を算定するに当たっては、 $h \gg \delta$ より $h - \delta \approx h$ として求めた。

(III) 連続式: Svendsen (1984) を始め、土屋ら (1986) 及び岡安ら (1987) は、連続条件として、波の trough level 以下での断面平均水平定常流成分を、砕波によって誘起される水面の大規模渦による岸向き質量輸送速度と直接関連づけた平衡条件式で代用している。しかし、ここでは、そのような方法とは異なって、前述のように、砕波帯内でも波動層は消失しないと仮定できれば、底面から水面までの鉛直方向の全断面にわたって、 U の連続性は保持されているものとみなし、次式が成立するものとする。

$$\int_0^h U dz = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

(3) 理論結果

以上、(I)、(II)、(III) に示した 3 つの条件式を式 (6) に適用して、若干の計算を行えば、式 (6) 中の未知定数 a 、 c_3 及び c_4 がそれぞれ次式のように算出される。

$$\begin{aligned} a = & \left[-U_s + \left\{ \delta + h \left(\ln \frac{h}{\delta} - \frac{3}{2} \right) \right\} \frac{c_1}{c_2} + h \left\{ \frac{1}{2} H^2 \sigma k^2 \right. \right. \\ & \times \left(\frac{17.5 h^2}{H_0 h_b} - 30.0 \right) \coth kh \cdot \left(\ln \frac{h}{\delta} - 1 \right) \left. \right\} \\ & \times \frac{6 \rho c_2}{h^3 - 3d_t h - 3\delta^2 - 6d_t \delta - 6h(\ln h/\delta - 1)(h - d_t)} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\begin{aligned} c_3 = & h \left\langle -\frac{1}{2} H^2 \sigma k^2 \left(\frac{17.5 h^2}{H_0 h_b} - 30.0 \right) \coth kh \right. \\ & - \frac{c_1}{c_2} + \left[U_s - \left\{ \delta + h \left(\ln \frac{h}{\delta} - \frac{3}{2} \right) \right\} \cdot \frac{c_1}{c_2} \right. \\ & - h \left\{ \frac{1}{2} H^2 \sigma k^2 \left(\frac{17.5 h^2}{H_0 h_b} - 30.0 \right) \coth kh \right\} \left(\ln \frac{h}{\delta} - 1 \right) \left. \right] \\ & + \frac{6(h - d_t)}{h^3 - 3d_t h - 3\delta^2 - 6d_t \delta - 6h(\ln h/\delta - 1)(h - d_t)} \left. \right\rangle \quad \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 c_4 = & U_s + (h \ln \delta - \delta) \frac{c_1}{c_2} + h \left\{ \frac{1}{2} H^2 \sigma k^2 \right. \\
 & \times \left(\frac{17.5 h^2}{H_0 h_b} - 30.0 \right) \coth kh \left. \right\} \ln \delta \\
 & + 3 \left[-U_s + \left\{ \delta + h \left(\ln \frac{h}{\delta} - \frac{3}{2} \right) \right\} \frac{c_1}{c_2} \right. \\
 & + h \left\{ \frac{1}{2} H^2 \sigma k^2 \left(\frac{17.5 h^2}{H_0 h_b} - 30.0 \right) \coth kh \left(\ln \frac{h}{\delta} - 1 \right) \right\} \\
 & \times \frac{2h(h-d_t) \ln \delta - \delta(\delta-2d_t)}{h^3 - 3d_t h - 3\delta^2 - 6d_t \delta - 6h(\ln h/\delta - 1)(h-d_t)} \\
 & \left. \dots \dots \dots (12) \right.
 \end{aligned}$$

従って、式(6)に、以上得られた a , c_3 , c_4 を代入し再整理すれば、碎波帯内の戻り流れの鉛直分布の理論式は、次式のように簡単に z の2次式で表わされる。

$$U = A_1 z^2 + A_2 z + A_3 \ln z + A_4 \quad \dots \dots \dots (13)$$

ここで、 A_i ($i=1 \sim 4$) は次式のように与えられる。

$$\begin{aligned}
 A_1 = & \left[-U_s + \left\{ \delta + h \left(\ln \frac{h}{\delta} - \frac{3}{2} \right) \right\} \frac{c_1}{c_2} \right. \\
 & + h \left\{ \frac{1}{2} H^2 \sigma k^2 \left(\frac{17.5 h^2}{H_0 h_b} - 30.0 \right) \coth kh \left(\ln \frac{h}{\delta} - 1 \right) \right\} \\
 & \times \frac{3}{h^3 - 3d_t h - 3\delta^2 - 6d_t \delta - 6h(\ln h/\delta - 1)(h-d_t)} \\
 & \left. \dots \dots \dots (14) \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_2 = & \frac{c_1}{c_2} \left[-U_s + \left\{ \delta + h \left(\ln \frac{h}{\delta} - \frac{3}{2} \right) \right\} \frac{c_1}{c_2} \right. \\
 & + h \left\{ \frac{1}{2} H^2 \sigma k^2 \left(\frac{17.5 h^2}{H_0 h_b} - 30.0 \right) \coth kh \right\} \times \left(\ln \frac{h}{\delta} - 1 \right) \\
 & \times \frac{6d_t}{h^3 - 3d_t h - 3\delta^2 - 6d_t \delta - 6h(\ln h/\delta - 1)(h-d_t)} \\
 & \left. \dots \dots \dots (15) \right.
 \end{aligned}$$

$$A_3 = c_3 \quad \dots \dots \dots (16)$$

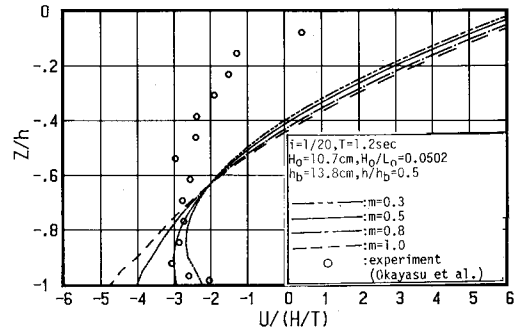
$$A_4 = c_4 \quad \dots \dots \dots (17)$$

3. 解析結果及び考察

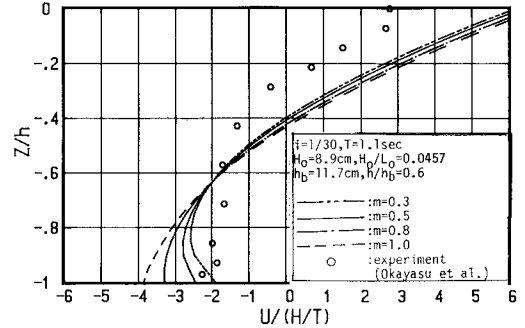
(1) 理論結果の一般的特性

図-1(1), (2)は、底面質量輸送速度(U_s)の相違による戻り流れの鉛直分布の変化特性の代表例を示したもので、図の(1)は底面勾配 $i=1/20$ の場合、図の(2)は $i=1/30$ の場合の結果である。これらの図から明らかなように、戻り流れの鉛直分布の全体的傾向は、補正係数 m の値の変化による U_s の変化に対してあまり変化しないようである。このことから、本理論結果では、碎波帯内の戻り流れの鉛直分布に及ぼす底面境界条件の変化の影響はあまりないと言えよう。

図-2(1), (2)は、理論で得られた1周期平均のレイノルズ応力(τ)の鉛直分布の代表例を底面勾配別に示したもので、図の(1)は $i=1/20$ の場合、図の(2)は $i=1/30$ の場合の結果である。図中—●—が2次曲線分布を

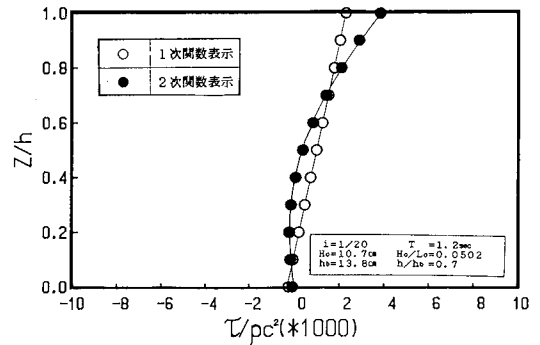


(1) $i=1/20$ の場合

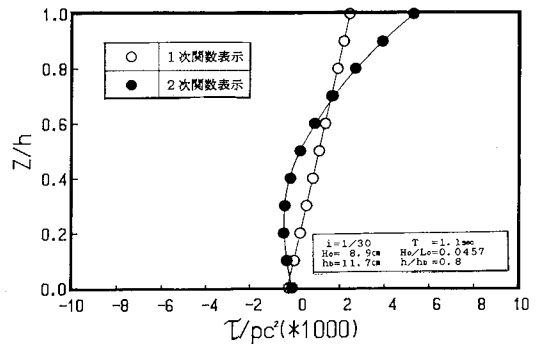


(2) $i=1/30$ の場合

図-1 U_s の変化に対する U の鉛直分布の変化



(1) $i=1/20$ の場合



(2) $i=1/30$ の場合

図-2 τ の鉛直分布の変化特性

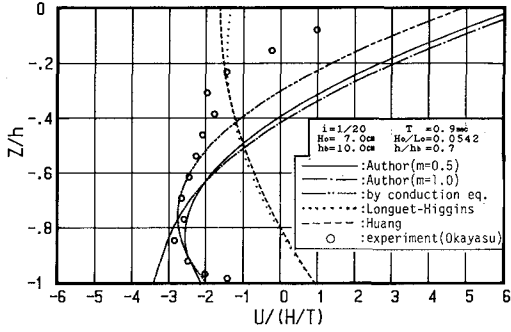
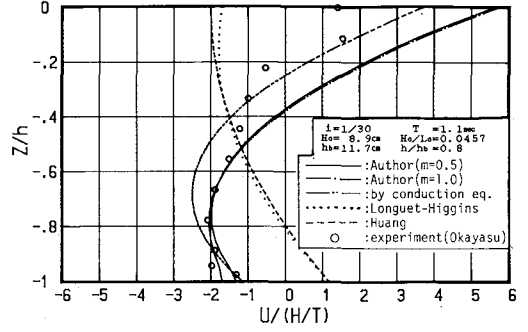
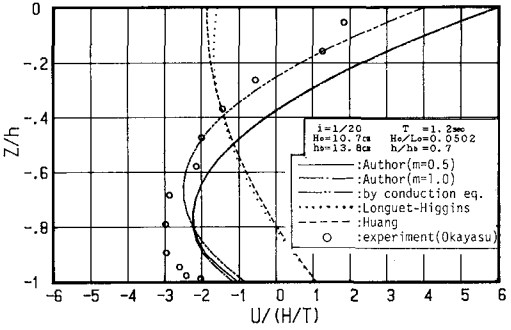
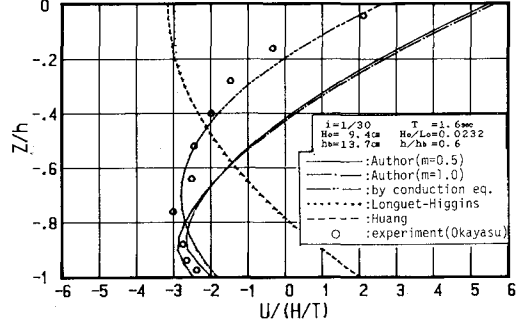
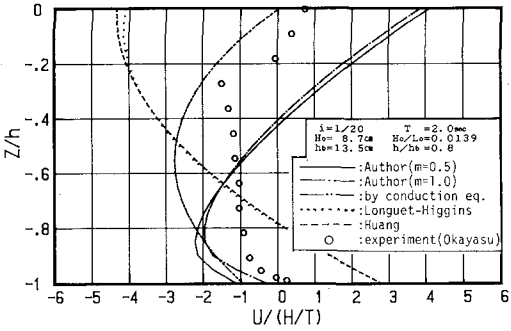
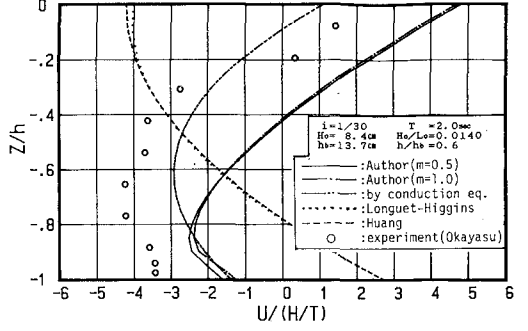

 (1) $T=0.9$ s, $H_0=7.0$, $h/h_0=0.7$ の場合

 (4) $T=1.1$ s, $H_0=8.9$ cm, $h/h_0=0.8$ の場合

 (2) $T=1.2$ s, $H_0=10.7$ cm, $h/h_0=0.7$ の場合

 (5) $T=1.6$ s, $H_0=9.4$ cm, $h/h_0=0.6$ の場合

 (3) $T=2.0$ s, $H_0=8.7$ cm, $h/h_0=0.8$ の場合

 (6) $T=2.0$ s, $H_0=8.4$ cm, $h/h_0=0.5$ の場合

 図-3 戻り流れの鉛直分布の本理論値と実験値の比較 ((1)~(3): $i=1/20$, (4)~(6): $i=1/30$)

仮定した式(5)による結果、 $\circ$ 印は、直線分布で表示した場合の式(3)による結果を示す。これらの図から明らかに、本理論結果から算定される $\bar{u}$ の鉛直分布は、鉛直位置 z の値によって変化し、一般的に水面付近では正の大きな値を、一方、水深の中央部付近では負の極小値と傾向が見られる。また、式(3)と(5)との結果を比較した場合、 $z/h \approx 0.7$ 付近を境に、両者の値の大小関係が変化することも明らかである。これらの本理論結果による $\bar{u}$ の鉛直分布の傾向は、酒井ら (1983) の実験による測定結果とも対応しているように思われる。

(2) 戻り流れの理論値と実験値の適合性

図-3(1)~(6)は、式(13)に基づく本理論値と岡安ら

(1987) の実験値を比較したもので、図の(1)~(3)は $i=1/20$ の場合、図の(4)~(6)は $i=1/30$ の場合の結果である。図中、実線及び1点鎖線が本理論結果で、それぞれ補正係数 $m=0.5$ および 1.0 の場合の結果、2点鎖線は平山 (1992) が示した conduction equation に基づく理論結果、 $\circ$ 印が岡安らの実験値である。なお、図中には、参考のために、水平床における Longuet-Higgins (1953b) 及び Huang (1970) の理論結果も、それぞれ点線及び破線で示してある。これらの図から、1)本理論値と実験値との適合度は、波浪条件の差異や碎波帯内の水平方向の位置によっても若干変動するものの、全般的には、底面勾配の変化にもかかわらず、本理論値は実験値

をかなり良く説明できており、特にこの両者の合致度は、波の周期が短い場合ほどより良好であると思われること、2)理論値と実験値との適合度という観点では、本理論結果より平山 (1992) の conduction equation に基づく理論結果の方が優れていると思われること、3)水面付近で、理論値と実験値が大きな差異を生じることがあるが、これは、砕波による水面過度の評価法にまだ改善の余地があるように思われること、等が明らかである。

4. 結 論

以上、砕波帯内の戻り流れの鉛直分布の表示式を、渦粘性モデル式に立脚して導出してきたが、本研究で得られた成果を要約すれば、次のようである。

1) 砕波帯内の1周期平均のレイノルズ応力 ($\bar{\tau}$) の鉛直分布形は、式(3)の直線分布形よりも式(5)の2次曲線分布形を適用した方が、戻り流れの鉛直分布の理論結果は実験値をより良く説明できる。

2) 本理論結果によれば、砕波帯内の鉛直方向全断面にわたる戻り流れの鉛直分布は、式(13)のように鉛直位置 z の2次曲線で表示でき、その理論結果は、かなり良く従来の実験値を説明できる。

3) 戻り流れに関する理論値と実験値との適合度という観点では、一般的に本理論結果よりも平山 (1992) の conduction eq. に基づく理論結果の方が優れているように思われる。

4) 本理論結果の分布傾向に及ぼす底面条件 (底面質量輸送速度の大きさ) の変化の影響は、あまりないようである。

5) 本理論結果は、ただ入射波条件と砕波点位置 (h/h_b) を与えさえすれば、簡単に戻り流れの鉛直2次元分布を推定できることから、簡便で実用性の高い理論で

あると思われる。

最後に、これまで温かい御指導を賜ってきた京都大学名誉教授岩垣雄一先生 (現在名城大学理工学部部長) 及び実験データをいつも快く御提供賜っている横浜国立大学工学部助教授柴山知也・岡安章夫の両先生に深甚なる謝意を表わします。

参 考 文 献

- 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛 (1981): 不規則波の浅海変形モデルについて, 第28回海講論文集, pp. 104-108.
- 岡安章夫・柴山知也・堀川清司 (1987): 砕波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究, 第34回海講論文集, pp. 31-35.
- 岡安章夫・磯部雅彦・渡辺 晃 (1989): 砕波帯におけるエネルギー収支と戻り流れのモデリング, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 31-35.
- 酒井哲郎・三反畑 勇 (1983): 砕波による乱れのレイノルズ応力について, 第30回海講論文集, pp. 30-33.
- 土屋義人・山下隆男・植本 実 (1986): 砕波帯における戻り流れについて, 第33回海講論文集, pp. 31-35.
- 灘岡和夫・小谷野喜二・日野幹雄 (1985): 二成分光ファイバ流速計を用いた砕波帯内流速場の特性の解明, 第32回海講論文集, pp. 50-54.
- 灘岡和夫・広瀬文人 (1986): 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回海講論文集, pp. 26-30.
- 平山秀夫 (1990): 傾斜面上の砕波点付近における底面質量輸送速度に関する研究, 大阪府立工業高等専門学校研究紀要, 第24巻, pp. 95-102.
- 平山秀夫 (1992): 砕波帯内における水面過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.
- Huang, N. E. (1970): Mass transport induced by wave motion, Jour. Mari. Res., Vol. 28, No. 1, pp. 35-50.
- Longuet-Higgins, M. S. (1953b): Mass transport in water waves, Phil. Trans. Royal Soc., London, Series A, No. 903, Vol. 245, pp. 535-581.
- Svendsen, I. A. (1984): Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Eng., Vol. 8, pp. 347-365.