



## 傾斜海浜上における砕波帯内定常流速の鉛直分布に関する理論的研究 (3)

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2013-12-11 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 平山, 秀夫 メールアドレス: 所属:
URL	<a href="https://doi.org/10.24729/00007706">https://doi.org/10.24729/00007706</a>

# 傾斜海浜上における碎波帯内定常流速の鉛直分布に関する理論的研究 (III)

平山 秀夫\*

Theoretical Study of Vertical Distribution of Mass Transport in Surf Zone on Sloping Bottom (III)

Hideo HIRAYAMA\*

## ABSTRACT

The undertow, a kind of steady flow induced by the local difference between radiation stress and the set-up pressure gradient, is one of important factors which cause the disastrous erosion of beaches in surf zones.

So far, many researchers have made more efforts to elucidate the mechanics of this phenomenon both experimentally and theoretically. However, the satisfied theoretical description for the characteristics of the vertical distribution of the undertow has not been established yet.

The purpose of the present paper is to establish the better theoretical predictions for the vertical distribution of undertow inside a surf zone by improving those of the previous paper (1999). The analytical procedure, therefore, is based on the same way as that of the previous paper, except on the assumption that the average shear stress over a wave period in a wave motion could be indicated in terms of the different linear function of the vertical coordinate ( $z$ ) at the two separate regions which are the upper side and the lower one of the level of the wave trough. In addition, it is assumed that the surface boundary condition could be evaluated based on the new eddy-viscosity model using a suitable approximation curve on the coefficient values of eddy-viscosity, which is obtained by means of the dimensional analysis. These calculations result in obtaining the system of equations with six values and then a theoretical prediction for the vertical distribution of the undertow is shown by solving these equations.

As a result, it is found that the present theoretical results are in much better agreement with the experimental ones rather than those of the previous paper.

Key Words : mass transport, undertow, eddy-viscosity equation, breaking waves, surf zone, sedimentation.

## 1. 緒論

波動の場での質量輸送の問題は、漂砂の移動現象を論じる上で、最も基本的な事項である。従って、これまでも、水平床上においては、Stokes (1847)<sup>1)</sup> がその現象の存在を初めて指摘して以来、多くの研究者によって、理論と実験の両面からかなりの研究がなされている。また、近年においては、その研究領域を拡張し、実際の海浜地形に則した傾斜海浜上での碎波帯内における質量輸送を理論的にも実験的にも取り扱った研究が盛んになっ

てきている。

中でもことに、Svendsen (1984)<sup>2)</sup> の研究は、surface roller (表面渦) の質量輸送に着目して、渦動粘性モデル式に基づき、質量輸送を理論的に説明することを試みているが、最近の実験的研究によれば、surface roller の存在が認められなかったという報告<sup>3)</sup> (北條・真野, 1996) もあり、さらに、その理論も質量輸送速度の算出過程において、鉛直断面平均の波動流速成分 (定常流) および渦の鉛直断面積の推算が不可欠であることなどの不確定要素を考慮すると、まだ充分、改善の余地があると言えるだろう。

そこで本研究では、これらの諸問題の検討を行い、2次元傾斜海浜上における質量輸送の鉛直分布の理論式を

2000年4月12日受理

\* 建設工学科 (Department of Civil Engineering)

より簡潔に導出しようとするものである。すなわち、本研究は、特に Svendsen や岡安ら<sup>4)</sup>(1987)の渦動粘性係数モデルを基礎とした解法に習い、砕波帯内における戻り流れの鉛直分布の実験値をよりの確に表現できる理論を展開しようとするものであって、昨年度に引き続いての継続研究である<sup>5)</sup>。すなわち、ここでは特に、砕波帯内のある地点での鉛直領域を底面から  $d_t$  (トロフの底面からの高さ) と  $d_t$  から水表面までの間の2領域に分けて考えることにして、それぞれの領域でせん断力の鉛直分布式が異なる直線分布で表示されると仮定して理論展開を行った。その結果、以下に詳細に示すように、6個の変数を有する6元連立方程式が導出され、それを解く事によって、昨年度の結果よりもより実験値を説明できる理論結果を得ることが出来た。

## 2. 砕波帯内における戻り流れの理論の再検討

ここでは、砕波帯内の質量輸送速度の式を導出するために、前報と同様に、基礎式を示すと共に、それに基づく解析解中に含まれる未知定数を導出するために必要な境界条件式および連続式の検討を行う。

### (1) 基礎式

いま、水平面内に作用する一周期平均のせん断力  $\bar{\tau}$  と定常流速  $U$  の関係を示した渦動粘性係数モデル式は、次式のように与えられている<sup>5)</sup>。(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。)

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

次に、式(1)のせん断力  $\bar{\tau}$  と渦動粘性係数  $\nu_t$  は、岡安ら<sup>4)</sup>の実験結果より次式のように示されている。

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

$$\nu_t = 0.0013 c z' \quad (3)$$

ここで、 $c = \frac{\sigma}{k}$  (=波速) である。

しかしながら、ここでの  $\nu_t$  の係数値は、これまでの一連の研究結果から、次式のように波の周期 ( $T$ ) に関連づけて表示した方がよいということが明らかになっている<sup>6)</sup>ので、その式を用いることにする。

$$\nu_t = (0.0065 T) c z' \quad (4)$$

$$\rho \nu_t = (0.0065 T \rho c) z' = f z' \quad (4')$$

ここで、 $f = 0.0065 T \rho c$  である。

また、前述のように、せん断力 ( $\bar{\tau}$ ) は、一般的に鉛直方向には直線分布を示すことが、理論的にも証明できるので、ここでは、鉛直領域を、

①  $\delta \sim d_t$  ( $\delta$ : 底面境界層厚) と

②  $d_t \sim h$  ( $h$ : 平均水位) に分けて、

それぞれ、字式のように表現できると仮定した。

$$\text{①領域では、} \bar{\tau} = a z' + b \quad (5)$$

$$\text{②領域では、} \bar{\tau} = a' z' + b' \quad (6)$$

a) ① ( $\delta \sim d_t$ ) 領域の場合:

式(1)と(5)との関係より、

$$f z' \frac{\partial U}{\partial z'} = a z' + b \quad (7)$$

となり、この式は結局次式のようなになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial z'} &= \frac{a}{f} + \frac{b}{f} \cdot \frac{1}{z'} \\ &= A + \frac{B}{z'} \end{aligned} \quad (8)$$

これを積分して、そのときの  $U$  を  $U_1$  とすれば、次式が得られる。

$$U_1 = A z' + B \ln z' + C_1 \quad (9)$$

従って、底面条件である  $z' = 0 \equiv \delta$  での  $U_1$  の値 ( $U_\delta$ ) は次式のように表される

$$U_\delta = A \delta + B \ln \delta + C_1 \quad (10)$$

b) ② ( $d_t \sim h$ ) 領域の場合:

式(1)と(6)との関係より、

$$f z' \frac{\partial U}{\partial z'} = a' z' + b' \quad (11)$$

となり、a) の場合と同様にして、結局、この領域の  $U$  を  $U_2$  とすれば、

$$U_2 = A' z' + B' \ln z' + C_2 \quad (12)$$

となる。(ここで,  $A'=a'/f$ ,  $B'=b'/f$ ).  
従って, 水面境界条件である水面渦度 ( $\omega$ ) は, 次式のように表すことが出来る.

$$\omega = \frac{\partial U_2}{\partial z'} \Big|_{z'=h} = A' + \frac{B'}{h} \quad (13)$$

以上の  $U_1$  と  $U_2$  の結果の表示式から明らかなように,  $U_1$ ,  $U_2$  を求めるには, 6個の未知定数 ( $A$ ,  $B$ ,  $C_1$ ,  $A'$ ,  $B'$ ,  $C_2$ ) を決定しなければならない. 従って, 以下では, この6個の未知定数を決定するための条件式を示し, それらを用いて具体的に  $U_1$ ,  $U_2$  を求めることにする.

(2) 境界条件式

a) 水面条件式:

これは前述の式(13)で表されるが, さらに従来の方法に基づいて推定される次式の渦度 ( $\omega$ ) の式を用いた.

$$\omega = \frac{\partial U}{\partial z'} \Big|_{z'=h} = a^2 \sigma k^2 (2 + \beta) \coth kh \quad (14)$$

ここで,  $a = \frac{H}{2}$  ( $H$ : 波高),  $\sigma = \frac{2\pi}{T}$ ,  $k = \frac{2\pi}{L}$

$\beta$ : 渦度係数, である.

b) 底面条件式:

これは, 前述の式(10)で与えられる, すなわち,

$$U_1 \Big|_{z'=0} = U_1 \Big|_{z'=\delta} = U\delta \quad (15)$$

ここで  $U\delta$  は, 前報と同様に, 平山の次式<sup>7)</sup>を用いる.

$$\begin{aligned} U\delta = & \frac{a^2 \sigma k}{4 \sinh^2 kh} \left( 3 m \cos \theta - 2 (1 - m) \right. \\ & + 3 m \left[ - \frac{4}{3k} \left( \alpha' - \frac{1}{2} \right) \times \frac{d\alpha'}{dx} \cos \theta \right. \\ & - \sin \theta \left( \frac{1}{4kh_b} \left\{ \frac{h}{h_b} + \frac{4}{9} K \left\{ \left( \frac{h}{h_b} \right)^{-7/2} \right. \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. - \frac{h}{h_b} \right\} \right)^{-1} \times \left( 1 - \frac{4}{9} \cdot \frac{K}{B} - \left[ h_b \frac{dB}{dh} \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. \times \left\{ \frac{h}{h_b} - \left( \frac{h}{h_b} \right)^{-7/2} \right\} + B \{ 1 \right. \right. \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left. + \frac{7}{2} \left( \frac{h}{h_b} \right)^{-9/2} \right\} \right] \Big) + \coth kh \\ & + \frac{1}{3k} \left( \frac{2\sigma}{v} \right)^{1/2} \Big) \quad (15)' \end{aligned}$$

ここで,  $K = \sqrt{(2\gamma/\pi)} \cdot B \varepsilon_0^{-1}$ ,  $\gamma = H_b/h_b$  ( $H_b$ : 砕波波高,  $h_b$ : 砕波水深).

$\varepsilon_0 = \tan \theta / \sqrt{(H_b/L_0)}$  ( $\tan \theta$ : 底勾配).

$\delta$ : 境界層厚 ( $\delta = \alpha' \sqrt{(vT/\pi)}$ )

$B$ : 底面勾配別に異なる値で  $h/h_b$  の関数.

$\alpha'$ : 境界層厚を規定する変数 (水平床上の場合には  $\alpha' = 4.1$  となる).

(3) 連続式:

連続式は, 領域①と②を考慮して, 次式で表される.

$$\int_0^{d_t} U_1 dz' + \int_{d_t}^h U_2 dz' = 0 \quad (16)$$

すなわち,

$$\begin{aligned} & \int_0^{d_t} (Az' + B \ln z' + C_1) dz' \\ & + \int_{d_t}^h (A'z' + B' \ln z' + C_2) dz' = 0 \quad (17) \end{aligned}$$

(4) その他の付加的条件式

理論解  $U_1$  と  $U_2$  を求めるには, 上述の境界条件式と連続式だけでは未知数すべてを求めることはできない. 従って, ここでは, さらに次の付加的条件式が必要である.

a) 運動の連続性の条件:

$z = d_t$  では,  $U_1$  と  $U_2$  及び  $\tau_1$  と  $\tau_2$  は同じでなければならないので, 次式が成立する.

$$U_1 = U_2 \quad (\text{at } z' = d_t) \quad (18)$$

すなわち,

$$Ad_t + B \ln d_t + C_1 = A'd_t + B' \ln d_t + C_2 \quad (19)$$

同様に,

$$\bar{\tau}_1 = \bar{\tau}_2 \quad (20)$$

すなわち,

$$A d_t + B = A' d_t + B' \quad (21)$$

(これは、 $\frac{\partial U_1}{\partial z} = \frac{\partial U_2}{\partial z}$  と同義)

b) 底面せん断力 ( $\bar{\tau} \big|_{z'=0}$ ) の設定:

ここでは、底面せん断力 ( $\bar{\tau}_0$ ) を与えなければ問題が解けないので、すでに実験的に求められている岡安ら(1987)の推定値を用いることにした。

$$\bar{\tau}_0 = \bar{\tau} \big|_{z'=0} = -0.0003 \rho c^2 \quad (\text{at } z'=0) \quad (22)$$

### 3. 理論結果および渦度推定式の算定法

(1) 戻り流れの鉛直分布 ( $U_1, U_2$ )

まず、式(22)を式(5)の $\bar{\tau}$ の式に適用すると、

$$\bar{\tau} \big|_{z'=0} = b = f B \quad (23)$$

従って、

$$B = \frac{b}{f} = \frac{-0.0003 \rho c^2}{0.0065 T \rho c} = - \frac{3c}{65T} \quad (24)$$

となり、Bが求まる。

次に、式(10)、(12)、(17)、(19)、(21)及び式(24)の6つの式よりA、B、 $C_1$ 、 $A'$ 、 $B'$ 、 $C_2$ に関する6元連立方程式を解けば、それぞれA、B、 $C_1$ 、 $A'$ 、 $B'$ 、 $C_2$ が、次式のように順次求まる。

$$B = - \frac{3c}{65T} \quad (24)$$

$$B' = p/q \quad (25)$$

ここで、

$$p = \omega \left( h \delta - \frac{h^2}{2} \right) - B (h \ln d_t - h \ln \delta - \frac{1}{2} d_t - h + \frac{h \delta}{d_t}) - U \delta h$$

$$q = \frac{1}{2} d_t - \frac{h \delta}{d_t} + h \ln h - h \ln d_t + \delta - \frac{h}{2}$$

$$A' = r/s \quad (26)$$

ここで、

$$r = \omega \left( d_t - \frac{2 h \delta}{d_t} + 2 h \ln h - 2 h \ln d_t \right) + B \left( 2 \ln d_t - 2 \ln \delta - \frac{d_t}{h} - 2 + \frac{2 \delta}{d_t} \right) + 2 U \delta$$

$$s = d_t - \frac{2 h \delta}{d_t} + 2 h \ln h - 2 h \ln d_t + 2 \delta - h$$

$$A = A' + \frac{1}{d_t} (B' - B) \quad (27)$$

$$C_1 = U \delta - A \delta - B \ln \delta \quad (28)$$

$$C_2 = B' (1 - \ln d_t) + B (\ln d_t - \ln \delta - 1) + U \delta - A \delta \quad (29)$$

その結果、以上求めた未知定数 ( $A, B, C_1, A', B', C_2$ ) の値を、式(9)の $U_1$ と式(12)の $U_2$ に代入すれば、底面から水面までの鉛直全断面における戻り流れの鉛直分布が得られることになる。しかしながら、戻り流れの鉛直分布 ( $U$ ) を実際に算定するに当たっては、式(14)で表される水面渦度の定量的評価式の決定が不可欠である。従ってここでは、次に示す方法によって、 $\omega$  (渦度) の推定値を定式化した。

#### (2) 水面渦度 ( $\omega$ ) の推定式の決定法

これまでの研究成果から明らかなように、戻り流れの鉛直分布に及ぼす $\omega$ の影響は顕著であるが、まだ充分説得力のある推定式は得られていない。

ここでは、各実験ケースごとに、 $\omega$ を変化させて、その戻り流れの実験値の値に最も適合するように戻り流れの鉛直分布を調整し、そのときの $\omega$ の値 (表1中の $\omega$ の値) を最適水面渦度と定めた。

その結果を図-1に示すが、この図では、Longuet-Higgins(1953)<sup>5)</sup>が水平床上で示した渦度の表示式に習って、渦度係数 ( $\beta$ ) の値を逆算し、その $\beta$ の結果を次元解析によって、( $h/H_a, h/h_b$ ) との関係調べたものである。

表1 波浪条件と渦度係数 $\beta$ の値

case	Slope 1	水深 h1 (cm)	周期 T (s)	沖波波高 H0 (cm)	測定点 波高(H) (cm)	測定点 水深(h) (cm)	h/hb	渦度係数 $\beta$	渦度 $\omega$ (1/s)	砕波型式
1	1/20	40.0	2.00	8.67	14.51	13.50	1.0	31	9	plunging
					11.97	11.00	0.8	62	12	
					7.05	7.75	0.6	298	35	
					5.00	5.75	0.4	379	40	
2			2.00	5.74	9.98	10.00	1.0	—	—	plunging
					8.35	8.25	0.8	—	—	
					4.94	6.50	0.7	—	—	
					4.00	4.75	0.5	—	—	
3			1.17	10.72	12.00	13.75	1.0	13	10	spilling
					9.02	11.50	0.8	49	20	
					5.90	9.50	0.7	228	60	
					4.04	6.50	0.5	365	70	
4	0.91	7.00	7.67	10.00	1.0	—	—	spilling		
			7.07	8.25	0.8	—	—			
			4.38	6.50	0.7	—	—			
			3.02	5.00	0.5	—	—			
5	1/30	40.0	1.61	9.37	12.16	13.67	1.0	13	6	spilling
					9.40	12.00	0.9	38	12	
					6.55	10.33	0.8	160	35	
					5.13	8.33	0.6	252	40	
6			1.97	6.29	9.32	9.67	1.0	—	—	plunging
					8.22	7.67	0.8	—	—	
					4.81	6.33	0.7	—	—	
					3.56	4.67	0.5	—	—	
7			1.96	8.40	12.33	13.67	1.0	19	6	spilling
					10.28	11.17	0.8	59	12	
					6.54	8.67	0.6	377	50	
					5.15	7.00	0.5	343	40	
8	1.12	8.90	10.00	11.67	1.0	12	10	spilling		
			7.10	10.33	0.9	39	20			
			5.45	9.00	0.8	102	35			
			3.67	7.00	0.6	176	40			
9	1.23	6.60	7.51	9.67	1.0	—	—	spilling		
			7.31	8.17	0.8	—	—			
			4.39	7.00	0.7	—	—			
			3.05	5.33	0.6	—	—			

Line 1 ..... 砕波点  
 Line 2 ..... 突っ込み点  
 Line 3 ..... ポア上の波が充分発達する点  
 Line 4 ..... ポア上の波が比較的安定して伝播する領域

$$\omega = a^2 \sigma k^2 (2 + \beta) \coth kh \quad (30)$$

$$(a \doteq \frac{H}{2}, \sigma = \frac{2\pi}{T}, k = \frac{2\pi}{L})$$

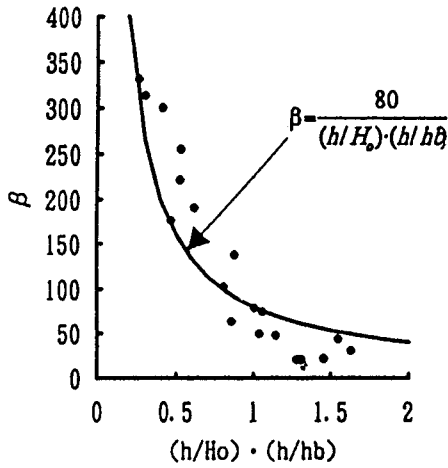


図1 渦度係数 (β) の分布の近似曲線

この図1から明らかなように、βの分布は次式で示す曲線でほぼ近似できるようである。

$$\beta = \frac{80}{\frac{h}{H_0} \cdot \frac{h}{h_b}} \quad (31)$$

従って、図2(1)~(8)に示す本理論結果の渦度ωは、式(31)を式(30)に代入した結果を用いて計算したものである。

(3) せん断力 (レイノルズ応力) の評価法

ここでは、以上に示した戻り流れの理論解法に従って得られた結果に基づいて、せん断力の評価方法を示す。すなわち、前述したように、碎波帯内部でのせん断力の分布は、①0~d<sub>t</sub>の領域と、②d<sub>t</sub>~hの領域では異なると仮定して、それぞれ式(5)及び式(6)で表した。

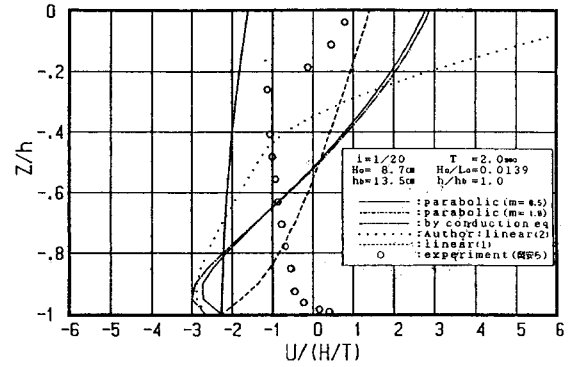
① 0 (δ) ~ d<sub>t</sub> 領域:

$$\begin{aligned} \bar{\tau} &= az' + b \\ &= f (Az' + B) \end{aligned} \quad (32)$$

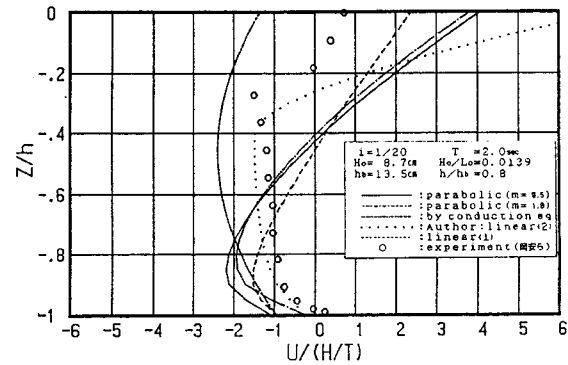
(f = 0.0065 T ρ c)

② d<sub>t</sub> ~ h 領域:

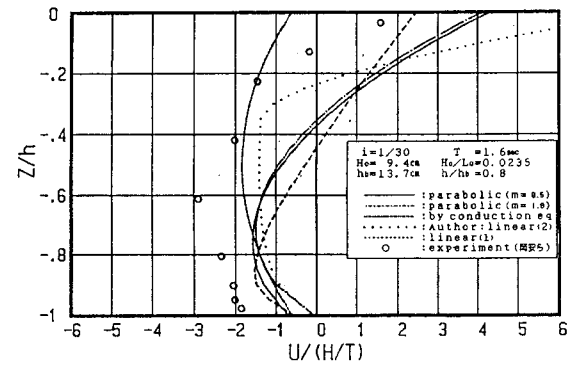
$$\begin{aligned} \bar{\tau} &= a'z' + b' \\ &= f (A'z' + B') \end{aligned} \quad (33)$$



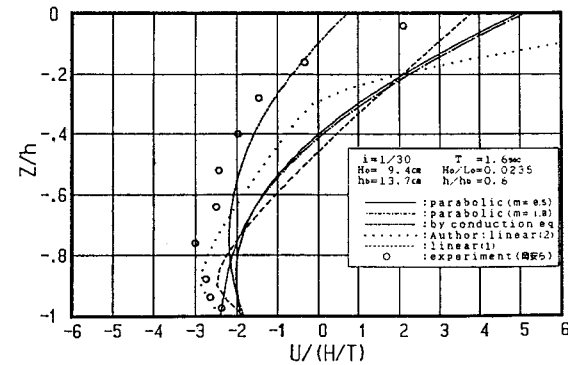
(1) i = 1/20, T = 2.0 s, h/hb = 1.0



(2) i = 1/20, T = 2.0 s, h/hb = 0.8

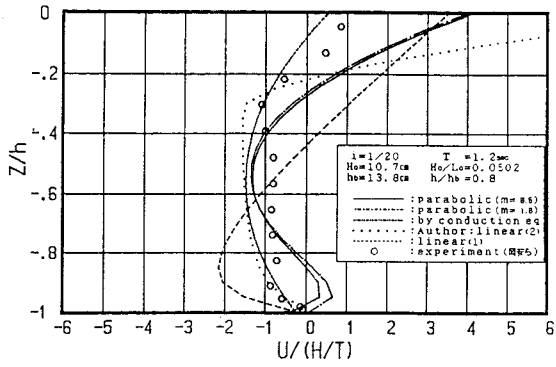


(3) i = 1/30, T = 1.6 s, h/hb = 0.8

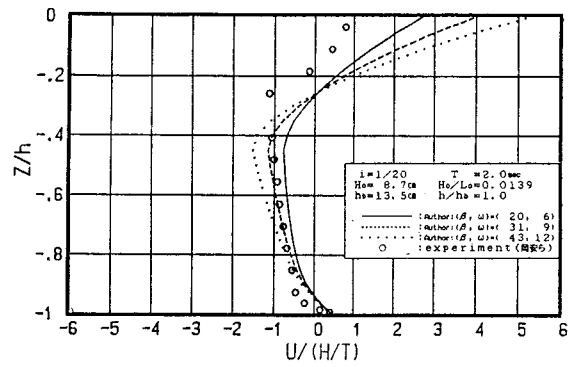


(4) i = 1/30, T = 1.6 s, h/hb = 0.6

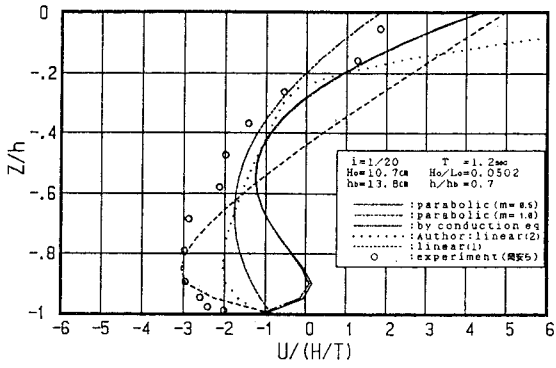
図2 本理論値と実験値及び他の理論値との比較(1)



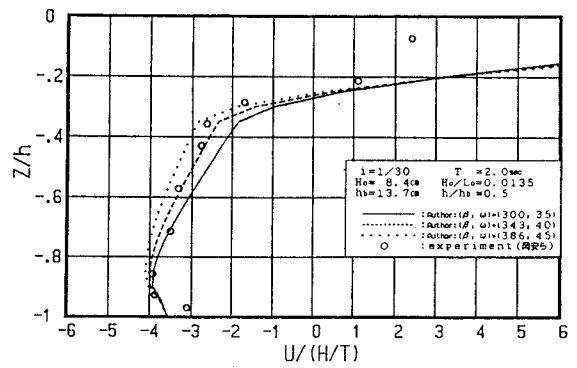
(5)  $i=1/20$ ,  $T=1.2$  s,  $h/h_b=0.8$



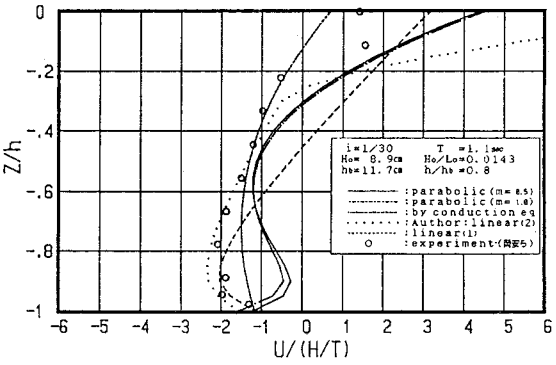
(1)  $i=1/20$ ,  $T=2.0$  s,  $h/h_b=1.0$



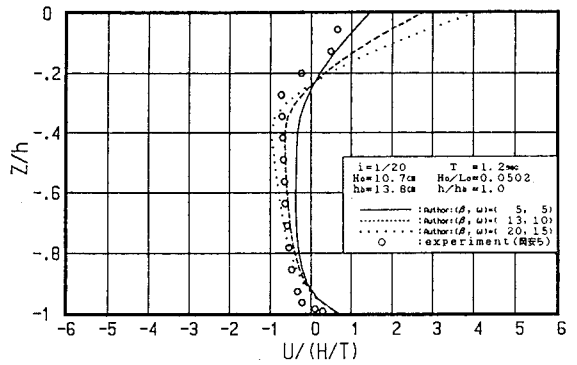
(6)  $i=1/20$ ,  $T=1.2$  s,  $h/h_b=0.7$



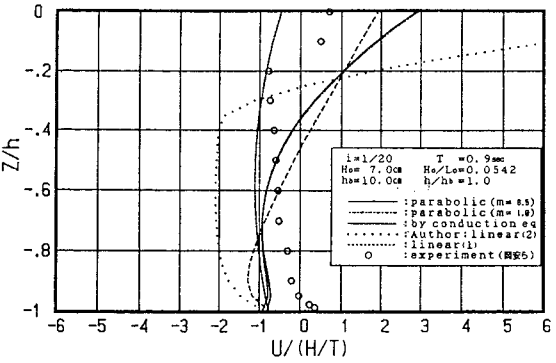
(2)  $i=1/30$ ,  $T=2.0$  s,  $h/h_b=0.5$



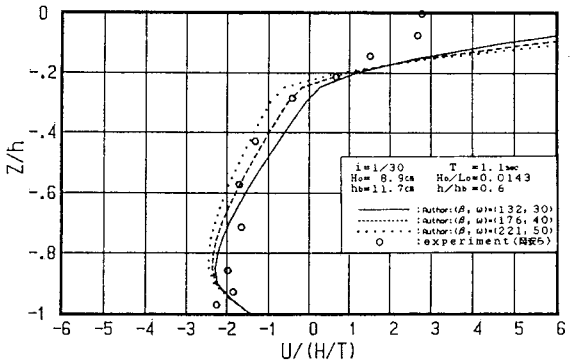
(7)  $i=1/30$ ,  $T=1.1$  s,  $h/h_b=0.8$



(3)  $i=1/20$ ,  $T=1.2$  s,  $h/h_b=1.0$



(8)  $i=1/20$ ,  $T=0.9$  s,  $h/h_b=1.6$

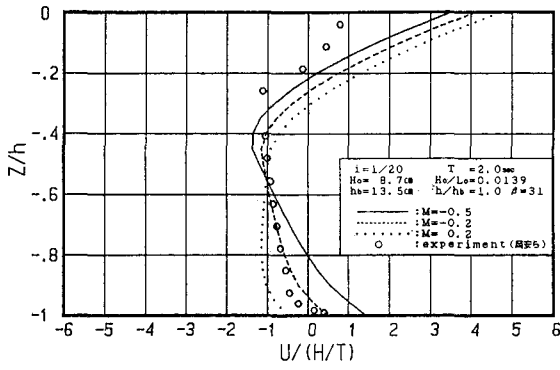


(4)  $i=1/30$ ,  $T=1.0$  s,  $h/h_b=0.6$

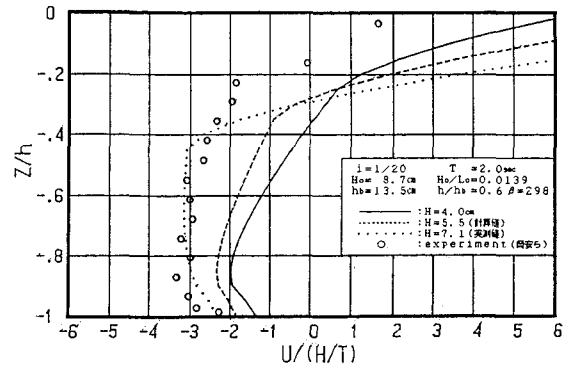
図2 本理論値と実験値及び他の理論値との比較(2)

図3 本理論に及ぼす水面渦度の影響

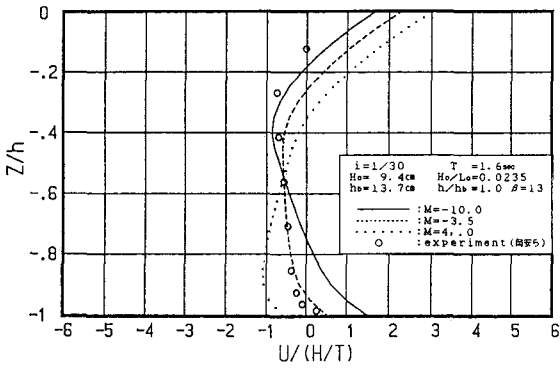




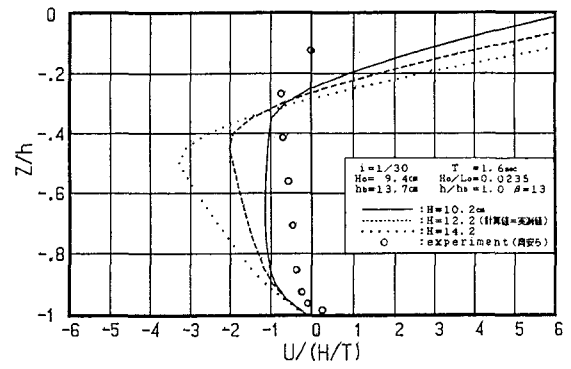
(1)  $i=1/20, T=2.0s, h/hb=1.0$



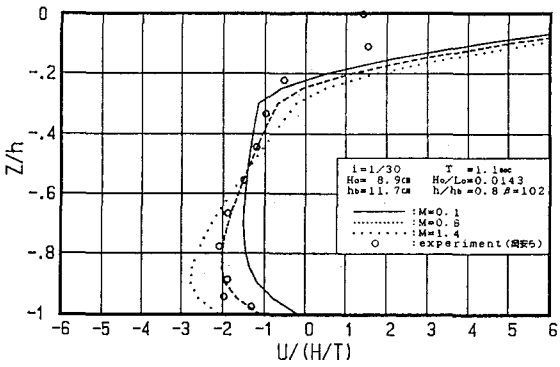
(1)  $i=1/20, T=2.0s, h/hb=0.6$



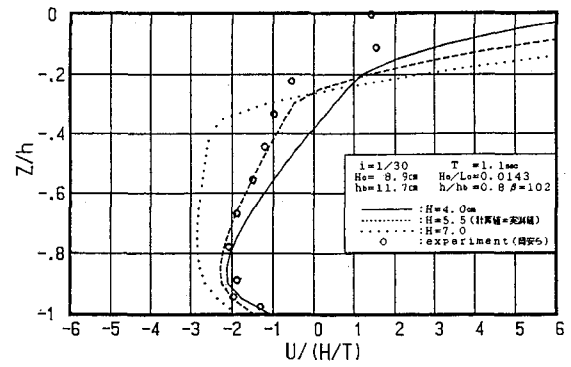
(2)  $i=1/30, T=1.6s, h/hb=1.0$



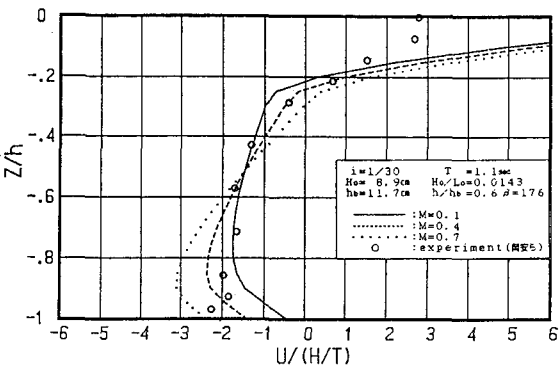
(2)  $i=1/30, T=1.6s, h/hb=1.0$



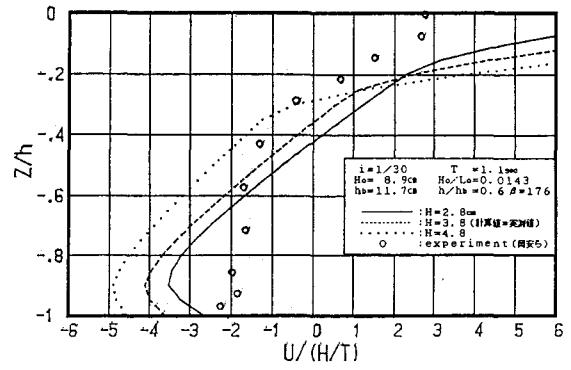
(3)  $i=1/30, T=1.1s, h/hb=0.8$



(3)  $i=1/30, T=1.1s, h/hb=0.8$



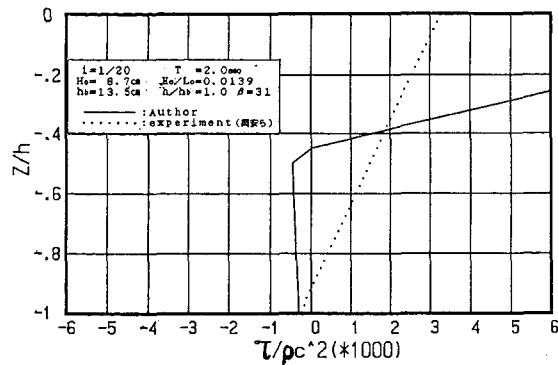
(4)  $i=1/30, T=1.1s, h/hb=0.6$



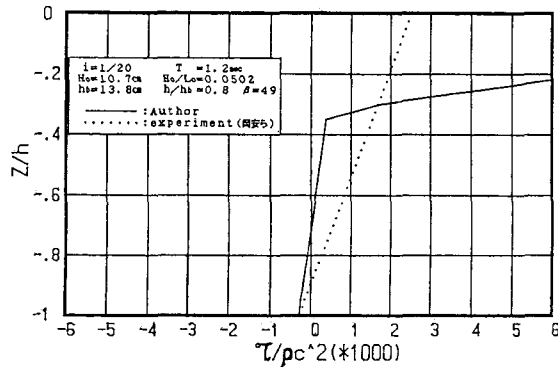
(4)  $i=1/30, T=1.1s, h/hb=0.6$

図4 本理論に及ぼす底面質量輸送速度の影響

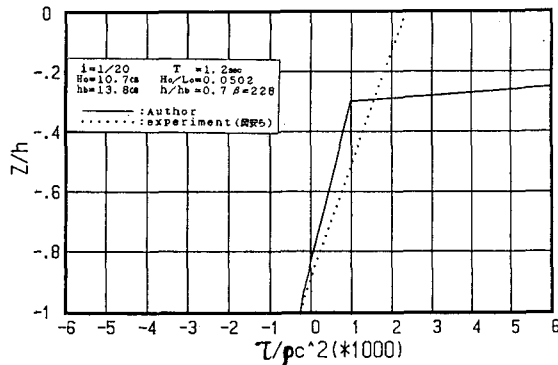
図5 本理論に及ぼす波高変化の影響



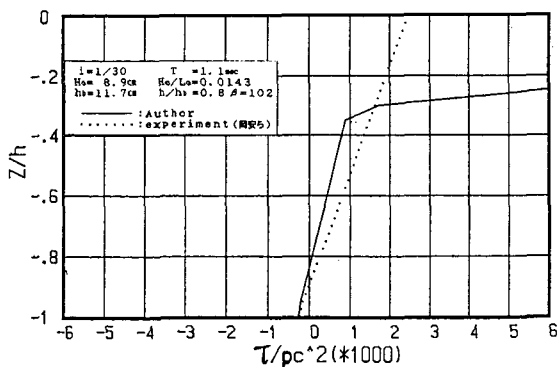
(1)  $i=1/20$ ,  $T=2.00s$  [図2(1)に対応]



(2)  $i=1/20$ ,  $T=1.2s$  [図2(5)に対応]



(3)  $i=1/20$ ,  $T=1.2s$  [図2(6)に対応]



(4)  $i=1/30$ ,  $T=1.1s$  [図2(7)に対応]

図6 本理論値に基づくせん断力 ( $\tau$ ) の鉛直分布

これらの式(32)と(33)に(1)で示された式(24)~式(27)のA, B, A', B'を代入すれば, それぞれの領域で $\bar{\tau}$ が得られる。

また, 実験値から推定した岡安ら(1987)のせん断力の実験式は次式のように示されている。

$$\bar{\tau} = 0.0019 \rho \frac{c^2}{d_t} (z' - d_t) + 0.0016 \rho c^2 \quad (34)$$

本理論結果の $\bar{\tau}$ と岡安らの実験値との比較は, その代表的なものを図6に示す。

#### 4. 本理論結果の一般的特性および考察

##### (1) 本理論値と従来の理論値及び実験値との適合性

図2(1)~(8)は, 本理論値と従来の他の理論値及び岡安らの実験値との適合性を調べたもので, 以下に周期(T)別に詳細に検討する。

##### a) $T=2.0sec$ の場合:

このように周期が長い場合には, 本理論値は他のどの理論値よりも実験値に近く, 特にconduction方程式に基づく場合を除けば, 他の理論は, 実験値の分布傾向と大きく異なり, 特に底面質量輸送速度が実験値との差異が顕著な程, その傾向が著しいことが図2(1), (2), から明かである。従って本理論結果は, 底面質量輸送速度が実験値と合致さえすれば, 実験値の全般的分布傾向を充分に表現でき, さらに水面渦度の調整によって, 本理論値と実験値の合致度はかなりの精度で表現できることが推測される(この調整結果は後述してある)。

##### b) $T=1.6sec$ の場合:

図2(3), (4)から明らかなように,  $T=1.6sec$ の場合には,  $T=2.0sec$ に比べて, 本理論値と他の理論値との差異も少なく, また実験値との適合度も大同小異であるが, 分布傾向を含めた全般的合致度という観点からは, 本理論値が最良であるように思われる。(特にその傾向を表したものは, 図の(4)である)

##### c) $T=1.2sec$ の場合:

図2(5), (6)から明らかなように, 本理論値を除けば, 実験値との適合度は悪く, 特に $h/h_b=0.7\sim0.5$ と岸側に位置する場合に, その特性が顕著である。また, 他の理論値のうち, せん断力を2次放物線で表示した理論の鉛直分布<sup>9)</sup>は, 底面付近で実験値や他の理論と全く異なる分布をしていることから, せん断力を2次曲線で表示できると仮定した理論は問題が多く, 実際現象の説明はできないように思われる。

d)  $T = 1.1 \text{ sec}$ 及び $T = 0.9 \text{ sec}$ の場合:

このように周期 $T$ が短い場合には、図2(7),(8)から明らかなように、全般的に本理論値よりもconduction方程式に基づく結果<sup>10)</sup>が最も良く実験値を説明できるようなのであるが、図の(7)の場合には、本理論値と実験値の適合性はbestであると思われる。また、せん断力を2次関数で表現した理論結果は、 $T = 1.1 \text{ sec}$ ,  $0.9 \text{ sec}$ と短い場合には、特に底面付近の分布傾向が実験値や他の理論値の分布傾向と逆であることから、前述の $T = 1.2 \text{ sec}$ の場合と同様に、この理論値には問題があると言えよう。

以上のように周期別に理論値と実験値との比較を示したが、周期の大小にかかわらず、本理論値は他のどの理論値よりも実験値を説明できることから、本理論解析法の基本的骨格の設定の仕方には問題は無いと言えよう。

## (2) 本理論値の鉛直分布に及ぼす渦度係数( $\beta$ )の変化の影響

図3(1)~(4)は、本理論結果の底面質量輸送速度を実験値に合致するように修正したのち、水面条件の変化( $\beta$ の変化)による戻り流れの鉛直分布の変化特性を調べたもので、ここでは、その結果の代表的なものだけを示す。これらの図から一般的に言えることは、まず、底面勾配や周期等の実験条件を変化させても、底面質量輸送速度さえ合致していれば、戻り流れの鉛直分布の理論結果は水面渦度を適当に変化させれば、十分に精度よく実験値を説明できるようになること、さらに、その鉛直分布の傾向の差異が水平方向の位置( $h/h_b$ )の値によって見られ、 $h/h_b \geq 0.8$ では、戻り流れの値は比較的小さな負の値で鉛直方向にほぼ一定値で、かつ水面付近での正の値も小さく、その鉛直勾配も小さいが、一方、 $h/h_b \approx 0.5$ 付近のかなり碎波点から岸側に離れた地点では、 $z = dt$ のトラフレベル以下と上側では分布傾向が大きく異なり、トラフレベル以下では負の値が大きく、底面から $dt$ までほぼ一様の分布を示すが、 $dt$ から平均水深( $h$ )までの間では正の値(波の進行方向)に急激に増加し、その鉛直勾配が大きいこと(このことは $\beta$ が大きくなることを意味する)、等である。

また、 $T = 1.6 \text{ sec}$ ,  $2.0 \text{ sec}$ と比較的長周期の場合には、周期の短い場合に比して水面付近での理論値と実験値の合致度が低下している。これは、波の周期によっては、 $z = dt$ より上側におけるせん断力の鉛直分布の表示が単純な直線分布式では表示できないことを示唆しているものと思われる。

## (3) 本理論値の鉛直分布に及ぼす底面質量輸送速度の変化の影響

図4(1)~(4)は、戻り流れの鉛直分布の変化に及ぼす

底面質量輸送速度の影響を調べた代表的なものである。図中の $M$ の値は底面質量輸送速度を変化させるための係数で、 $\beta$ は表1の中の $\beta$ の値を採用した。これらの図から明らかなように、波浪条件にかかわらず、底面質量輸送速度の大小の変化は戻り流れの鉛直分布の全般的傾向にはあまり影響しないように思われる。このことは、従来示された理論結果でも同じであった。従って、戻り流れの鉛直分布の傾向を支配する主な要素は、水面渦度の的確な評価であると言えよう。

## (4) 本理論値の鉛直分布に及ぼす波高変化の影響

図5(1)~(4)は、戻り流れに及ぼす波高推定値の変化の影響を調べた代表的なもので、計算値(岩垣らの波高推算式<sup>11)</sup>を用いて計算したものを中心に大小変化させて、その分布傾向の変化を調べたものである。これらの図から、波高( $H$ )の推定値が約±20%変化すると、戻り流れの鉛直分布の変化も著しく変化し、 $H$ の変化の影響がかなり大きいことが明かである。このことは、 $H$ の変化につれて底面質量輸送速度( $U\delta$ )も変化することから、水面渦度は変化しないとした条件下でも、 $H$ と $U\delta$ の変化が複合的に作用して、このような分布傾向の顕著な変化をもたらすものと推察される。

また、これらの図中に示されているように、岩垣らの推算式に基づく $H$ と実測値の $H$ は一致する場合もあるが、±20%の差異が生じている場合もあるので、戻り流れの鉛直分布のより精度良い表示式の確立のためには、波高推算式の改良も不可欠であると思われる。

## (5) 本理論値に基づくせん断力( $\tau$ )の鉛直分布

図6(1)~(4)理論値によるせん断力の値を式(32)と(33)に基づいて計算した結果を実線で、一方、岡安らが実験値から逆算して示した $\tau$ の推定式(34)に基づいて計算した結果を点線で示したものである。点線で示した岡安らの推定式は本来、 $z = dt$ のトラフレベル以下で成立する式であるので、 $z = dt$ より上側( $dt \sim h$ の間)に適用することは問題であるが、ここでは、底面から平均水面まで岡安らの推算式が適用できると仮定して計算した。これらの図から明らかなことは、まず底面から $dt$ までの領域では、 $h/h_b \approx 1.0$ (図の(1))を除けば、本理論に基づく式(32)と岡安らの推定式(34)とはほぼ一致すること、しかし、 $z' = dt$ から $h$ の領域では、両者には著しい差異があること、等である。このトラフレベルより上側で $\tau$ が著しく大きくなることは、戻り流れの鉛直分布の鉛直勾配が大きくなっていることから推測されることであるが、岡安らが示した実験結果とは分布傾向が異なっている。従って、本理論式による $\tau$ の表現式が果たして妥当なものかどうかは、今後

さらなる実験的検証が必要であるが、砕波帯内での水面付近での強力な水平方向流の発生の実態から照らし合わせると、水面付近では、トラフレベル以下よりもかなり大きなせん断力の発生が推測される。

また、この領域では、砕波による強力な渦や乱れの発生に伴う空気の混入が原因して、実験値の精度に問題が残っているため、実験方法の改善の必要性もあるように思われる。

## 5. 結論

以上、前年度に引き続いて、砕波帯内における戻り流れの鉛直分布に関する理論展開を行ってきた。得られた結果を要約すると、次の通りである。

1) 本理論の特徴は、砕波帯内の乱流場に渦動粘性モデル式を適用し、そこでのせん断力の鉛直分布をトラフレベル(dt)を境に、①0~dt間領域と②dt~h間領域

に分けて、異なる直線分布式で表現されると仮定して理論展開を行ったこと、さらに、それにより得られた理論結果は、これまでのどの理論結果よりも実験値の全般的分布傾向をかなり良く説明でき、かつ両者の合致度も、従来のどの理論値よりも良好であること、等が明らかになった。従って、トラフレベルの上下側では、せん断力の分布は異なる直線式で表されることが推測される。

2) 本理論値に基づいて渦度を逆算すれば、そのときの渦度係数 $\beta$ の値は次式で近似できるように思われる。

$$\beta = \frac{80}{(h/H_0) \cdot (h/h_b)}$$

3) 戻り流れの鉛直分布は、一般的に水平方向の位置( $h/h_b$ )によって異なっており、このことから砕波点に近い $h/h_b \approx 1$ 付近では、トラフレベル(dt)より底面までの領域では弱い沖向き流れが、逆にdtより上側の平均水面までの領域では弱い岸向き流れが発生するが、一方、 $h/h_b \approx 0.5$ 付近の岸側の、いわゆるbore領域では、dtより下側の領域では強い沖向き流れ、dtより上側では強い岸向き流れが発生していることが、理論と実験の両面から明かである。

4) 戻り流れの鉛直分布傾向を支配する最大の要素は、水面渦度であることが明らかになった。従って今後、水面渦度の定量的評価法の確立が不可欠である。

5) 戻り流れに及ぼす底面質量輸送速度の影響の程度は、水面渦度ほど顕著ではなく、全体の分布傾向を変化させるほどの影響はないようである。

6) 戻り流れの理論値の計算に際しての波高(H)の変化の影響はかなり著しく、Hの値の変化によって底面質量輸送速度そのものの変化をもたらすことも相まって、

戻り流れの鉛直分布をかなり変化させる要素になっているようである。従って、本理論では岩垣らの波高推算式を適用したが、これによれば、場合によってはHの実測値との差異が±20%程度になることもあるので、戻り流れのより精度良い理論式の確立のためには、Hの推算式の改良(再検討)が不可欠であるように思われる。

7) 本理論によれば、せん断力( $\tau$ )の鉛直分布の特性が、水平方向の位置( $h/h_b$ )によって異なり、一般的に砕波点付近( $h/h_b \approx 1$ )では、底面からdtまでの領域では $\tau < 0$ の値、その上側(水面付近)では $\tau > 0$ になっているが、 $h/h_b \approx 0.5$ 付近のbore領域では、ごく底面付近を除いて鉛直方向の全断面にわたって $\tau > 0$ で、特にdtから平均水面付近までの領域では $\tau$ の値が著しく大きくなるようである。しかしながら、 $\tau$ の実験値が殆ど無いので、本理論による $\tau$ の分布特性の妥当性の検証はできなかったが、このことは今後の課題である。

最後に、この論文を昨春亡くなったわが最愛の娘・智子に捧げたい。彼女は私とは専門を異にしていたが、私が論文を書く度に、英文には必ず目を通してチェックとコメントをしてくれた、とても気だての優しい子供であった。ここに記して、心からの感謝の気持ちを捧げるとともに、謹んで冥福を祈りたい。

## 参考文献

- 1) Stokes, G.G.: On the theory of oscillating waves, Trans. Camb. Phil. Soc., 8, pp.441-445, 1847.
- 2) Svendsen, I.A.: Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Engineering, Vol.8, pp.347-365, 1984.
- 3) 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, (1), pp.46-50, 1996.
- 4) 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.
- 5) 平山秀夫: 傾斜海浜上における砕波帯内定常流速の鉛直分布に関する理論的研究(Ⅱ), 大阪府立高専研究紀要, Vol.32, pp.23-30, 1999.
- 6) 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.
- 7) 平山秀夫: 二次元傾斜海浜上における波による質量輸送に関する理論的研究(第2報), 第34回海岸工学講演会論文集, pp.6~10, 1987.
- 8) Longuet-Higgins, M.S.: Mass transport in water

waves, Phil. Trans. Royal Soc., London, Series A,  
No. 903, Vol. 245, pp. 535-581, 1953.

- 9) 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.
- 10) 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, 1990b.
- 11) 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛：不規則波の浅海変形モデルについて，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 104-108, 1981.