

防波堤周囲の流れの実験と数値 Simulation

丸 山 康 樹*・鹿 島 遼 一*

1. 序 論

海岸に波が斜めに入射する場合、沿岸流が発達する。この様な海岸に防波堤等の構造物を設置すると、沿岸流の流況がどのように変化し、循環流がどの様に誘起されるかは興味ある問題で、その解明は海岸地形の侵食堆積現象や、温排水の放水問題などを考える上で基礎的な情報になるものと期待される。この問題の処理の困難さは反射波の存在にあり、Liu and Mei¹⁾ は斜面勾配が一樣と言う制約があるものの、その解決法の一例を提出している。本論文ではこの方法を基礎にし、数値計算と実験結果を対比しつつ、突堤周囲の流れの特性について報告する。

側の流速を測定した。座標系は沖方向に x 軸、原点を突堤位置として汀線方向に y 軸、鉛直上方を z 軸とする。 H_0 は表一を参考にして 2 cm とした。測定結果を図一に示すが、沿岸流が $y = -3$ m 付近で岸から剝離し、突堤に沿って沖にほぼ真直に流出する。突堤と剝離点とで形成される三角形領域に、反射波による砕波線の変動に伴う循環流が形成され、砕波帯の狭い所から流れが沖に向う。

3. 防波堤周囲の波高計算

突堤により反射波の発生する側を UP-WAVE REGION、反対側を DOWN-WAVE REGION と呼ぶ。Liu and Mei¹⁾ は緩勾配斜面上の波長の変化を考慮した

表一 沿岸流の測定結果

Case	沖波波高 H_0 (cm)	砕波点 x_B (cm)	砕波波高 H_B (cm)	最大 run up r (cm)	最大流速 v_{max} (cm/sec)	P	摩擦係数 $C_f (\times 10^{-2})$
1	2.90	220	3.52	19.2	18.0	0.316	0.535
2	1.94	170	2.68	14.6	13.1	0.158	0.714
3	1.34	120	1.85	11.1	8.9	0.138	0.774

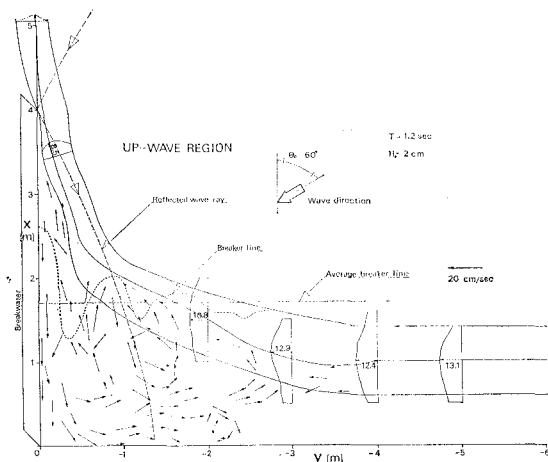
2. 流れの実験

基礎資料を得るため、沿岸流の発生実験を最初に行った。30 m $\times$ 35 m の平面水槽内に、勾配 $S=1/50$ のモルタル製斜面を製作し、沖波入射角 θ_0 、周期 T をそれぞれ 60° 、1.2 sec とし、沖波波高 H_0 を変化させて実験を行った。実験法は Galvin and Eagleson²⁾ を参考にし、Longuet-Higgins³⁾ にならってデータを整理した結果を表一に示した。 P から換算した摩擦係数 C_f は一定でなく、 H_0 が小さいほど大きくなる。砕波帯内の波高分布は

$$H = 2\gamma h \dots\dots\dots (1)$$

と仮定した時、3 case とも $\gamma=0.34$ で良く近似できる。

次に突堤による沿岸流の影響を調べるために、堤長 4 m の模型を沿岸流が充分発達した位置に配置し、反射波



図一 流れの測定結果

回折波を解いている。詳細は論文¹⁾を参照するとして、入射波と反射波を合成した解の結果だけを記すと、

* 正会員 工修 電力中央研究所土木技術研究所 環境水理部

$$\left. \begin{aligned} \phi &= -i \frac{gA}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ &\times \exp \left\{ -i \left(\int^x \alpha dx' + \omega t - \theta \right) \right\}, \\ A &= a|D| = a_0 K_s K_r |D|, \\ |D| &= \left[1 + \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} + c(\sigma) \right\}^2 + \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} + s(\sigma) \right\}^2 \right. \\ &\quad + \sqrt{2} \left\{ \frac{1}{2} + c(\sigma) \right\} \cdot \cos \left(2\beta y + \frac{\pi}{4} \right) \\ &\quad \left. + \sqrt{2} \left\{ \frac{1}{2} + s(\sigma) \right\} \cdot \sin \left(2\beta y + \frac{\pi}{4} \right) \right] \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

となり、 α, β は波数ベクトルで、それぞれ、

$$\alpha = k \cos \theta, \quad \beta = k \sin \theta \quad \dots\dots\dots (3)$$

で与えられ、 β は Snell の法則により定数である。 $c(\sigma)$, $s(\sigma)$ はそれぞれ Fresnel cos, sin 関数である。座標系は 2. で述べた系と同じとする。 $y \rightarrow \pm\infty$ に対応して $\sigma \rightarrow \pm\infty$ となり式 (2) はそれぞれ完全反射波と入射波の合成解、入射波だけの解に一致する。図-2 は実験と同じ

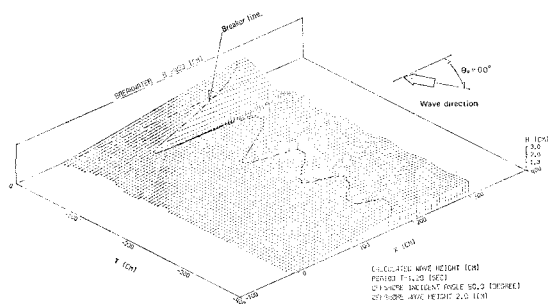


図-2 波高計算結果

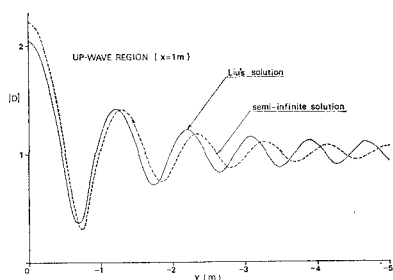


図-3 回折係数 $|D|$ の比較 (up-wave region)

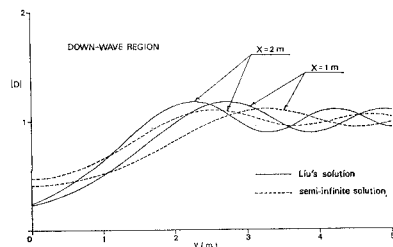


図-4 回折係数 $|D|$ の比較 (down-wave region)

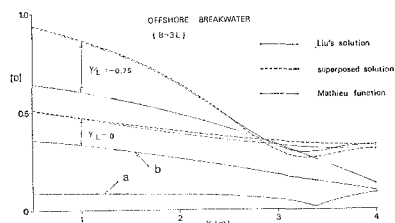


図-5 回折係数 $|D|$ の比較 (離岸堤)

条件で計算した結果である。式 (2) の解の性質を調べるために、水深一定とした半無限堤の回折解と比較した結果が 図-3, 4 で両者は良く一致し、その差は斜面上の波長減少比に比較して、僅かである。但し離岸堤を $X=4\text{ m}$ に設置し、そこでの波長を L とした時、離岸堤長 B を $3L$ とした場合の計算結果と、半無限堤の合成解及び Mathieu function による解とを比較した 図-5 ではかなりの相違が見られる。また離岸堤中央、 $y/L=0$ で y の正側から計算した a と、負側から計算した b が一致せず、波長に比べて離岸堤長が短い場合は問題点が残っている。

4. 突堤の UP-WAVE REGION 側の流れの計算法

流れの運動量方程式を以下に記す。

$$\left. \begin{aligned} C_f \rho U_0 U &= -\rho g(\bar{\eta}+h) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right) \\ C_f \rho U_0 V &= -\rho g(\bar{\eta}+h) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \left(\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \quad (x \leq x_B) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\left. \begin{aligned} C_f \rho U_0 U &= -\rho g h \frac{\partial \bar{\eta}_0}{\partial x} \\ C_f \rho U_0 V &= -\rho g h \frac{\partial \bar{\eta}_0}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (x > x_B) \quad \dots\dots\dots (5)$$

C_f : 摩擦係数, h : 水深, $\bar{\eta}$: 平均水位。

U_0 は底面軌道流速の振幅を用い、

$$U_0 = A\omega / \sinh kh \quad \dots\dots\dots (6)$$

とする。砕波帯外では radiation stress は set-down とバランスするとし、流れの強制力としては作用しないと考える。 $\bar{\eta}_0$ は流れの存在による水位の変化と定義し、total depth d を

$$d = \bar{\eta} + h \quad (x \leq x_B), \quad d = \bar{\eta}_0 + h \quad (x > x_B) \quad \dots\dots\dots (7)$$

とする。Stream function ϕ を以下のように定義する。

$$d \cdot U = -\phi_y, \quad d \cdot V = \phi_x \quad \dots\dots\dots (8)$$

式(2)のポテンシャルから水粒子流速を計算し、radiation stress の定義式 (例えば Phillips⁴⁾) に代入すれば、反射波の影響を考慮できる。比較のために反射波により完全重複波が形成される場合の結果も併せて 表-2 に示した。(Ⅲ) の radiation stress の各成分は、 $\sigma \rightarrow \pm\infty$ に

表—2 波条件の異なる場合の radiation stress

	(Ⅰ) 単一入射波	(Ⅱ) 入射波と完全反射波	(Ⅲ) 入射波と回折を伴う反射波
S_{xx}	$E \left\{ \frac{C_g}{C} (1 + \cos^2 \theta) - \frac{1}{2} \right\}$	$E_1 \left\{ \frac{C_g}{C} (1 + \cos^2 \theta) - \frac{1}{2} \right\} + \frac{1}{2} \rho g a^2 \sin^2 \theta \left\{ 1 - \left(\frac{2C_g}{C} - 1 \right) \cosh 2kh \right\} \cdot \cos 2\beta y$	$E_2 \left\{ \frac{C_g}{C} (1 + \cos^2 \theta) - \frac{1}{2} \right\} + \frac{1}{2} \rho g a^2 \sin^2 \theta \left\{ 1 - \left(\frac{2C_g}{C} - 1 \right) \cdot \cosh 2kh \right\} \cdot \frac{1}{2} \left[\sqrt{2} \left\{ \frac{1}{2} + C(\sigma) \right\} \cos \left(2\beta y + \frac{\pi}{4} \right) + \sqrt{2} \left\{ \frac{1}{2} + S(\sigma) \right\} \cdot \sin \left(2\beta y + \frac{\pi}{4} \right) \right]$
S_{yy}	$E \left\{ \frac{C_g}{C} (2 - \cos^2 \theta) - \frac{1}{2} \right\}$	$E_1 \left\{ \frac{C_g}{C} (2 - \cos^2 \theta) - \frac{1}{2} \right\} + \frac{1}{2} \rho g a^2 \sin^2 \theta \left\{ 1 - \left(\frac{2C_g}{C} - 1 \right) \cosh 2kh - \frac{4C_g}{C} \right\} \cdot \cos 2\beta y$	$E_2 \left\{ \frac{C_g}{C} (2 - \cos^2 \theta) - \frac{1}{2} \right\} + \frac{1}{2} \rho g a^2 \sin^2 \theta \left\{ 1 - \left(\frac{2C_g}{C} - 1 \right) \cdot \cosh 2kh - \frac{4C_g}{C} \right\} \cdot \frac{1}{2} \left[\sqrt{2} \left\{ \frac{1}{2} + C(\sigma) \right\} \cos \left(2\beta y + \frac{\pi}{4} \right) + \sqrt{2} \left\{ \frac{1}{2} + S(\sigma) \right\} \cdot \sin \left(2\beta y + \frac{\pi}{4} \right) \right]$
S_{xy}	$-E \frac{C_g}{C} \sin \theta \cos \theta$	0	$-E \frac{C_g}{C} \sin \theta \cos \theta \cdot \left[1 - \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} + C(\sigma) \right\}^2 - \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} + S(\sigma) \right\}^2 \right]$
Energy	$E = \frac{1}{2} \rho g a^2$	$E_1 = \frac{1}{2} \rho g (2a \cos \beta y)^2$	$E_2 = \frac{1}{2} \rho g (a D)^2$

対応してそれぞれ (Ⅱ), (Ⅰ) に一致する. (Ⅱ) の S_{xx} , S_{yy} は y 方向に変化するが, 平均すると, 入射波の radiation stress (Ⅰ) の正確に 2 倍になる. 又, 長波近似が可能であれば, (Ⅱ) 及び (Ⅲ) の S_{xx} , S_{yy} の $\sin^2 \theta$ の項は無視でき, 反射波と入射波の合成振幅を単一入射波の S_{xx} , S_{yy} に代入した結果と一致する. S_{xy} については符号の関係からこの様な取扱いができない点に注意する必要がある. .

砕波帯内で合成振幅 A を

$$A = a|D| = \gamma d \dots\dots\dots (9)$$

と仮定し, 長波近似を用いると表—2, (Ⅲ) の S_{xx} , S_{yy} は

$$S_{xx} = \frac{3}{4} \rho g \gamma^2 d^2, \quad S_{yy} = \frac{1}{4} \rho g \gamma^2 d^2 \dots\dots\dots (10)$$

となる. S_{xy} 成分には入射波振幅 a が含まれており, 砕波帯内の合成振幅より分離しなくてはならない. Liu and Mei¹⁾ は砕波帯内でも回折係数 $|D|$ が消滅しないと考え, 式 (9) より,

$$a = \gamma d / |D| \cong \gamma d / |D|_B \dots\dots\dots (11)$$

としている. 但し $|D|_B$ は砕波線上の値で, 式 (11) を簡略にするための近似である. 式 (11) より S_{xy} は

$$\left. \begin{aligned} S_{xy} &= \frac{1}{2} \rho g^{3/2} \gamma^2 \left(\frac{\sin \theta}{c} \right)_0 d^{5/2} \cdot F(y), \\ F(y) &= \left[\frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} + c(\sigma) \right\}^2 + \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} + s(\sigma) \right\}^2 - 1 \right]_{\sigma=\sigma_B} / |D|_B^2, \\ F'(y) &= \left[\frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} + c(\sigma) \right\}^2 + \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} + s(\sigma) \right\}^2 - 1 \right]_{\sigma=\sigma_B} \end{aligned} \right\} \dots\dots (12)$$

となる. 但し式 (11) で $|D|_B$ が 1 より小さい場合, a は合成振幅 γd より大きくなり現実には存在し得ない振幅であることに注意する必要がある. 式 (10), (12) を式 (4) に代入し, U_0 に長波近似を行い, 式 (5) では定数 $\bar{U}_0$ を用いて整理すると,

$$\begin{aligned} \nabla^2 \phi &= f \dots\dots\dots (13) \\ f &= \left\{ \begin{aligned} &= \frac{g^{1/2} d^{1/2}}{C_f \bar{U}_0} \cdot \left[-1.5 d_y h_x \right. \\ &\quad \left. + \gamma^2 (1.5 d_x d_y + d d_{xy}) - \frac{5}{4} g^{1/2} \left(\frac{\sin \theta}{c} \right)_0 \gamma^2 \cdot \right. \\ &\quad \left. \left\{ 2(d_x^2 - d_y^2) d^{1/2} F + d^{3/2} (d_{xx} - d_{yy}) F \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{11}{5} d^{3/2} d_y F_y - \frac{2}{5} d^{5/2} F_{yy} \right\} \right] \quad (x \leq x_B) \\ &= -\frac{2gh}{C_f \bar{U}_0} h_x \frac{\partial d}{\partial y} \quad (x > x_B) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

が得られる. 式 (13) の第 1 式右辺の各項は, それぞれ平均水位 $\bar{\eta}$, S_{xx} , S_{yy} 成分, S_{xy} 成分によるものである. f の正負が循環流を形成し, その符号と流れの向きは表—3 のようになる.

表—3 f の正負と循環流の向きの関係

f	正	負
ϕ	負	正
流 向	反時計回り	時計回り

斜めに入射する単一入射波の沿岸流は

$$V = \frac{5}{4} \frac{g \gamma}{C_f} \left(\frac{\sin \theta}{C} \right)_0 \frac{S}{1 + \frac{3}{2} \gamma^2} d \dots\dots\dots (15)$$

で与えられ, 沿岸方向の一端の境界条件とする. 他端は

突堤部分で $V=0$, 突堤先端と沖側境界までは, 連続条件を考慮して, 流出する流速を沖に向かって減少する三角形分布とする.

砕波帯内の total depth d の初期値は, 直角入射波を仮定した set-up を考慮し

$$\left. \begin{aligned} d &= \bar{\eta} + h = \frac{S}{1 + \frac{3}{2}\gamma^2}(x - x_S), \\ x_S &= -\left\{\left(1 + \frac{3}{2}\gamma^2\right)\left(1 - \frac{\gamma^2}{4}\right) - 1\right\} \cdot x_B \quad (x \leq x_B) \\ d &= \bar{\eta}_0 + h = Sx \quad (x > x_B) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

とする. 一方, 式(4), (5) からそれぞれ d_x を求めることができ, ϕ が既知であれば d を修正することが可能である. 但し式の性質から d_x を陽に解く事はできず繰返し計算が必要である.

5. 計算結果と検討

図-6 が計算結果の一部拡大図で, $C_f=0.01$ とし, d の iteration は行っていない. 図-1 と比較すると沿

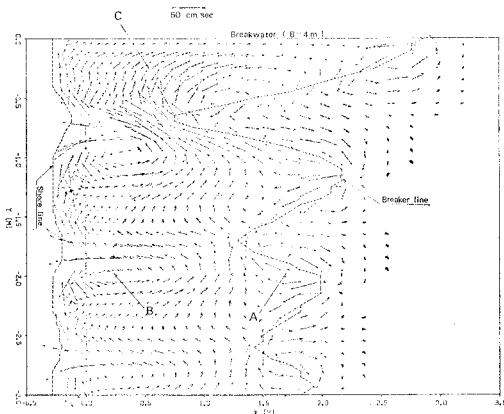


図-6 流れの計算結果

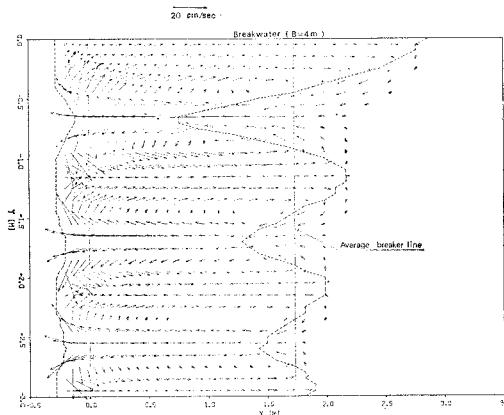


図-7 S_{xx} , S_{yy} 成分による流れの計算結果

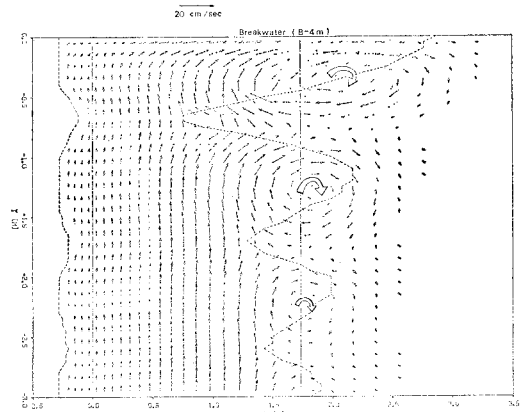


図-8 S_{xy} 成分による流れの計算結果

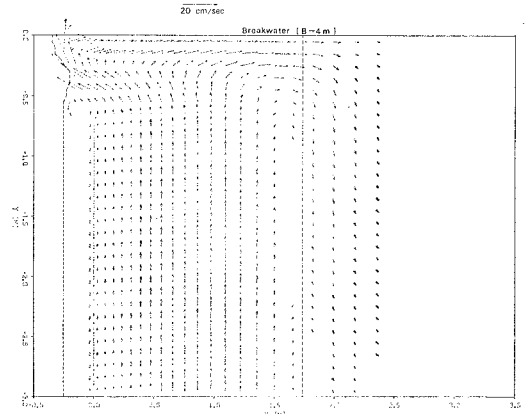


図-9 単入射波 (反射波省略) による沿岸流の流況

岸流の流れ方に本質的な相違が見られ, 突堤基部のC付近の流れが逆向である. 砕波線の変動に伴い, A, B のように流れは二重構造 (堀川・丸山⁹⁾) を形成する.

原因を追求するため式 (14) の S_{xy} 成分, 即ち第3項を省略し, 全境界 $\phi=0$ として計算した結果が 図-7 である. 但し set-down による微分不連続性を消去し, 砕波帯内の d の勾配に関する性質を (16) 式と同じにするため, d を

$$d = \frac{Sx_B}{(x_B - x_S)}(x - x_S) \quad (x \leq x_B) \dots\dots\dots (17)$$

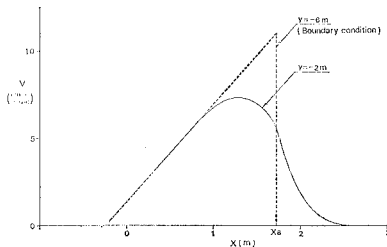
としている. 図-6, 7 を比較すると, rip current A は後者において消滅し, その発生原因が set-down による微分不連続性によるものであることがわかる. B, C の流れは両者において明確に見られ, この流れが d の y 方向勾配により発生した事が理解できる. 式 (16) の d は砕波帯幅が増加する場合, 砕波線上及び近傍で set-down のために y 方向勾配 d_y は 負で, 汀線近くでは逆に set-up のために d_y は 正になる. 式 (13) の第1式

表—4 砕波帯幅が増加する場合に形成される循環流の向き

式 (16) d の y 方向勾配	第 1 項の作用	第 2 項の作用
砕波線上および近傍, $dy < 0$	反時計回り	時計回り
汀線の近傍, $dy > 0$	時計回り	反時計回り

右辺の第 1 項, 第 2 項の d_y の符号が逆であることにより, 循環流形成に与える作用は逆で表—3 の関係を考慮すると表—4 のようにまとめることができる. 表—4 と図—6 を対比すると, 流れが第 1 項の作用で支配されていることが明らかで, S_{xx} , S_{yy} の radiation stress は循環流の形成に見かけ上寄与しないことになる. これは γ^2 のために第 2 項が order 的に小さいためである.

図—8 は S_{xy} による沿岸流だけの計算結果で, d は式 (17) で与え set-down の影響を消去している. S_{xy} 成分によっても循環流が形成され, その原因が a を式 (11) と仮定したため, y 方向の 2 階偏微分が主要な強制力になっているのである. 比較のために, 単一入射波により生ずる沿岸流が突堤の影響でどの様に流れるかを示した結果が図—9 で, いずれの場合も沿岸流が岸より剥離する現象を再現できない. この計算例では, d の iteration を行っており, 流れの向きの岸, 沖方向に対応して, 汀線は初期値よりそれぞれ前進, 後退することが確認されている.



図—10 数値計算上現われる見かけの拡散項

今後拡散項まで含めた計算が必要となるであろうが, 式 (4), (5) によっても数値計算上, 見かけの拡散項が現われる. 図—10 は 式 (15) を沿岸方向の両境界条件として, 単一入射波による沿岸流の発達を計算した結果であるが, 定常解は Longuet-Higgins³⁾ の解と類似し, 式の差分化による誤差の一種である.

6. 結 論

Liu and Mei¹⁾ の流れのモデル化は, 砕波帯内の波高

分布に式 (9) を仮定した場合の徹底したモデルであり, この意味では完結したものであると思われる. しかし循環流の形成は空間的な波高, 即ち d の y 方向微分の作用であり, d の初期値を直角入射波の一次元的な set-up, set-down で決定するのは論理的に無理がある. しかもこの d の初期値で流れが決定的に支配され, その流れによる水深 d の修正は初期値の不自然さが反映され不安定で結果は不自然なものになる.

水口⁶⁾ の (A) モデルに関する記述は式 (14) の第 1 式右辺第 2 項に相当するものであるが, 砕波線上の radiation stress の y 方向勾配を, set-down の y 方向勾配と考える Liu and Mei¹⁾ のモデルでは結果が逆になり, 砕波帯の狭い所で岸向き, 広い所で沖向きの循環流が形成される.

今回の報告では沿岸流の突堤による剥離現象を解明し得なかったが, Liu and Mei¹⁾ のモデルの問題点を洗い出すことはできたと思う. 今後 radiation stress による set-up, set-down 及び流れの関係を再検討し, より合理的なモデルを開発することが必要であろう.

最後に実験及びその他で協力を得た八重州土木の下田隆男君, 流れについて discussion を行った中央大学の木口優講師, 以上の諸氏に謝意を表す.

参 考 文 献

- 1) Liu, P. L. F. and C. C. Mei: Effects of a breakwater on near-shore currents due to breaking waves, Tech. Rep. 192, R. M. Parsons Lab., Mass. Inst. of Technol., Cambridge, 1974.
- 2) Galvin, C. J. and P. S. Eagleson: Experimental study of longshore currents on a plane beach, U. S. Army Coast. Eng. Res. Center, Tech. Mem. 10, pp. 1-80, 1965.
- 3) Longuet-Higgins, M. S.: Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1 and 2, J. Geophys. Res., 75, pp. 6778-6789, 6790-6801, 1970.
- 4) Phillips, O. M.: The Dynamics of the Upper Ocean, Cambridge, Univ. Press, Cambridge, 261 p, 1969.
- 5) 堀川清司・丸山康樹: 室内実験におけるリップ・カレントの発生について, 第 23 回海講演文集, pp. 464-469, 1976.
- 6) 水口 優・海浜循環流のメカニズムについて, 第 24 回海講演文集, pp. 591-595, 1977.