

沿岸域における循環流と環境問題

Nearshore Cell Circulation and Its Role in Coastal Environment

松 永 信 博

Nobuhiro MATSUNAGA

1. 緒言

海浜流は、沿岸域における物質の拡散、海浜変形、碎波帯内・外における水質交換、沿岸水産資源など沿岸海域環境に重要な役割を果たす。海浜流とは波動運動によって沿岸域で誘起されるほぼ定常な流れを総称するものである。海浜流はしばしば一つの循環系を構成するため海浜循環流と呼ばれる。海浜循環流と言え、一般に沿岸流・離岸流・向岸流からなる水平面内の循環流系をイメージする人が多い。しかし、最近では碎波点よりも岸側（碎波帯内）や沖側（碎波帯外）の鉛直断面内においても循環流系が形成されることが明らかになっている。本稿では水平面内に誘起される循環流と鉛直面内におけるそれとを区別してそれぞれ‘水平循環流’、‘鉛直循環流’と呼ぶことにする。

水平循環流に関する研究は、ほぼ半世紀の歴史をもつ。沿岸域では、場所によって狭い流路幅をもつ強い冲向きの流れが存在することは、かなり以前から漁師や遊泳者によって経験的に知られていた。この流れを‘rip current’と名付け、初めて観測を行ったのはShepard et al.¹⁾(1941)であった。その後、Shepard・Inman²⁾(1950)は沿岸域の水平面内における流れを観測し、水平循環流のパターンを明らかにした。1960年代に入ってLonguet-Higgins・Stewart^{3),4),5)}(1962,1963,1964)はradiation stressの概念を導入し碎波帯内・外で生ずる wave set-up と set-down の現象を理論的に解明した。これが海浜流に関する研究の重要な契機となり、それ以後 radiation stress の概念に基づいた水平循環流の発生やその特性に関する研究が多くなされてきた。本研修会においても多くの解説がなされている。歴史的にみると、堀川⁶⁾(1972)は Shepard et al.^{1),2)}(1941,1950)が現地観測によって明らかにした海浜流系統や、循環流の発生機構を理論的に説明したBowen⁷⁾(1969)の研究、およびBowen・Inman⁸⁾(1969)による edge wave 中に誘起される循環流に関する実験的研究を紹介している。玉井⁹⁾(1977)は海浜流に関する研究動向を紹介し、海浜流の挙動と beach cusp の特性について詳述している。佐々木¹⁰⁾(1978)は現地観測の実例を挙げ、沿岸域における流れと砂移動の調査・観測の必要性を強調している。本地¹¹⁾(1983)は比較的小さいスケールの空間的周期性をもつ種々の地形の発生機構を粘性流体力学の立場から説明している。水口¹²⁾(1985)は海浜流の発生メカニズムに関する研究成果を系統的にまとめている。佐々木¹³⁾(1986)と西村¹⁴⁾(1987)は鉛直方向に積分平均化した流れの方程式（水平二次元モデル）を用いた水平循環流の解析方法ならびに解析結果について紹介している。

一方、鉛直断面内における流れや乱れに関する研究が最近活発に行われている。その理由は、これまでの水平二次元モデルでは流れや Reynolds stress の鉛直分布は考慮されておらず、底面摩擦を経験的に評価しなければならないという問題が残されていたからである。このような問題を解決するために流れや乱れの鉛直分布を明らかにし、三次元海浜流モデルを確立しようという試みがなされている。本研修会でも、酒井¹⁵⁾(1980)と服部¹⁶⁾(1983)が碎波による乱れの鉛直構造に関する研究の解説を行っている。

沿岸域では、このような水平循環流と鉛直循環流とが絡み合って複雑な流系を構成している。しかしながら、ここではそれらの間の相互作用についてはふれず、水平面内で卓越する循環流系と鉛

直面内で卓越するそれぞれ代表的な循環流系を個々に紹介して行くつもりである。そして、沿岸海域環境保全に対して循環流が実際どのように制御・利用されているかについても多少言及したい。本稿の構成は以下のとおりである。

1. 緒言
2. 水平循環流
 2. 1 水平二次元モデル
 2. 2 定在波中に誘起される水平循環流
3. 鉛直循環流
 3. 1 碎波帯内における循環流
 3. 2 碎波帯外における循環流
4. 循環流の制御・利用による海浜保全
5. 結言

2. 水平循環流

2. 1 水平二次元モデル

Bowen⁷⁾(1969)は、碎波線における入射波高の沿岸方向の規則的変化が radiation stress の空間分布を生み、その勾配を外力として水平循環流が発生するというモデルを提案した。このモデルが現在の水平二次元モデルの基本的考えとなっている。図-1に示すように、直交座標系(x,y)をとる。水深方向の平均量で海浜流速を評価し、x,y方向の速度成分をそれぞれU,Vとする。いま、x軸と θ をなす角度で入射してくる波数ベクトルkをもつ単一進行波を考える。波数の非回転条件および保存則は次のように書ける。

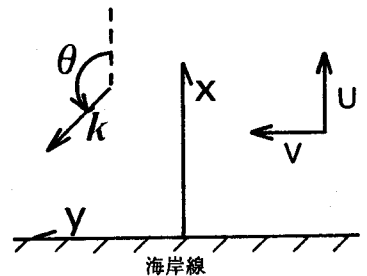


図-1 座標系

$$\frac{\partial k_x}{\partial y} = \frac{\partial k_y}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial k_x}{\partial t} + \frac{\partial \sigma}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial k_y}{\partial t} + \frac{\partial \sigma}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

ここで、 k_x および k_y は波数ベクトルの x および y 方向成分であり、

$$k_x = k \cos \theta, \quad k_y = k \sin \theta \quad (3)$$

の関係がある。(ただし、 $k = |k|$)

σ は x-y 座標系から見た波の角振動数であり、波数成分 (k_x, k_y) をもつ波が流れ (U, V) に乗って伝播する場合には次のようになる。

$$\sigma = \sigma_0 + k_x U + k_y V \quad (4)$$

σ_0 は流れとともに動く座標系から見た波の角振動数であり、微小振幅波理論を仮定すれば、

$$\sigma_0^2 = gk \tanh kD \quad (5)$$

で与えられる。ここで、g は重力加速度である。D は wave set-up を考慮した水深であり、 $h(x, y) + \eta(x, y, t)$ で表される。つまり $h(x, y)$ は静水深で、 $\eta(x, y, t)$ は平均水面上昇量

(wave set-up) である。従って、波数成分を支配する式は、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial k_x}{\partial t} + (C_g \cos \theta + U) \frac{\partial k_x}{\partial x} + (C_g \sin \theta + V) \frac{\partial k_x}{\partial y} &= -\frac{gk^2 \operatorname{sech}^2 kD}{2\sigma_0} \frac{\partial D}{\partial x} - k_x \frac{\partial U}{\partial x} - k_y \frac{\partial V}{\partial x} \\ \frac{\partial k_y}{\partial t} + (C_g \cos \theta + U) \frac{\partial k_y}{\partial x} + (C_g \sin \theta + V) \frac{\partial k_y}{\partial y} &= -\frac{gk^2 \operatorname{sech}^2 kD}{2\sigma_0} \frac{\partial D}{\partial y} - k_x \frac{\partial U}{\partial y} - k_y \frac{\partial V}{\partial y} \end{aligned} \right\} (6)$$

となる。ここで、 C_g は流れとともに移動する座標系から見た群速度で次式で与えられる。

$$C_g = n \left\{ \frac{g}{k} \tanh kD \right\}^{1/2} \quad (7)$$

$$n = \frac{C_g}{C} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kD}{\sinh 2kD} \right) \quad (8)$$

次に波と流れの共存場における波に関するエネルギー平衡式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(C_g \cos \theta + U) E] + \frac{\partial}{\partial y} [(C_g \sin \theta + V) E] \\ + S_{xx} \frac{\partial U}{\partial x} + S_{xy} \frac{\partial U}{\partial y} + S_{yx} \frac{\partial V}{\partial x} + S_{yy} \frac{\partial V}{\partial y} = -E_b \end{aligned} \quad (9)$$

で表される。 E は波の平均エネルギーで

$$E = \frac{1}{8} \rho g H^2 \quad (10)$$

である。ここで、 ρ は流体密度、 H は波高である。 S_{xx} , S_{xy} , S_{yx} および S_{yy} は波による radiation stress で次式で与えられる。

$$\begin{aligned} S_{xx} &= \left(n \cos^2 \theta + n - \frac{1}{2} \right) E, \quad S_{yy} = \left(n \sin^2 \theta + n - \frac{1}{2} \right) E \\ S_{xy} &= S_{yx} = n \cos \theta \sin \theta E \end{aligned} \quad (11)$$

(9)式中の E_b は碎波による単位時間・単位面積当たりの波の平均エネルギーの散逸率である。

水平循環流に関する基礎方程式は、鉛直方向に積分された連続方程式と運動方程式であり、次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial (DU)}{\partial x} + \frac{\partial (DV)}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + R_x + M_x + F_x &= 0 \\ \frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial y} + R_y + M_y + F_y &= 0 \end{aligned} \right\} (12)$$

ここで、 R_x , R_y は

$$R_x = \frac{1}{\rho D} \left(\epsilon \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right), \quad R_y = \frac{1}{\rho D} \left(\frac{\partial S_{yx}}{\partial x} + \epsilon \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) \quad (13)$$

で表される radiation stress の項である。(12)式中の M_x , M_y は Reynolds stress の項で水平渦動粘性係数 ϵ を用いて次のように表される。

$$M_x = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon \frac{\partial U}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\epsilon \frac{\partial U}{\partial y} \right), \quad M_y = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon \frac{\partial V}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\epsilon \frac{\partial V}{\partial y} \right) \quad (14)$$

ϵ の評価に関しては多くの試みが成されている。例えば、Longuet-Higgins¹⁷⁾(1970)は

$$\epsilon = N / \sqrt{gD} \quad (15)$$

なる表示を用いている。ここで、 l は汀線から計算点までの距離、 N は無次元定数で 0.016 以下の値をとるものとされている。

底面摩擦の項 F_x, F_y はそれぞれ

$$F_x = -\frac{1}{\rho D} (\tau_{sx} - \tau_{bx}), \quad F_y = -\frac{1}{\rho D} (\tau_{sy} - \tau_{by}) \quad (16)$$

で表される。 τ_{sx}, τ_{sy} は水表面に作用する摩擦力 τ_{bx}, τ_{by} は底面に働く摩擦力である。風などの作用による水面せん断応力を無視できる場合、

$$F_x = \frac{\tau_{bx}}{\rho D}, \quad F_y = \frac{\tau_{by}}{\rho D} \quad (17)$$

となるが、 τ_{bx}, τ_{by} を平均流速や波動による水粒子速度を用いてどのようにモデル化するのが妥当であるかについては、なお残された問題である。例えば、Longuet-Higgins¹⁷⁾(1970)、Iwata¹⁸⁾(1976)、ニコラス・佐々木¹⁹⁾(1978)、西村²⁰⁾(1982)などを参照されたい。

水平二次元モデルでは、波の場から radiation stress 分布を求めた後、それを外力とする運動方程式を解くことにより流れの水平成分 U, V と水平上昇量 η を求めることが基本姿勢である。非定常解法の手順をフロー・チャートで示すと図-2 のようになる。数値計算手法ならびに計算の際の留意点は渡辺²¹⁾(1981)、西村ら^{20), 22)}(1982, 1984)によって詳述されている。

多くの研究において、波のエネルギー散逸率 E_b 、渦動粘性係数 ϵ 、底面摩擦力を評価するモデルが提案され、水平循環流が解析されている。例えば、渡辺²¹⁾(1981)、西村²⁰⁾(1982)、山口ら^{23), 24), 25)}(1983, 1985, 1986)、西村ら²²⁾(1984) Mizuguchi²⁶⁾(1988)などが挙げられる。その中の一例としてここでは、Mizuguchiが行った地形変化によって誘起される水平循環流の数値シミュレーションと実験結果との比較を紹介しよう。実験は、幅 240cm、長さ 600cm、深さ 45cm の平面水槽において図-3 に示すような rip channel の存在する固定地形を作り、沖側一様水深部 ($h=32$ cm) で波高 3.7cm、周期 0.72s の波を入射させて行われた。入射波の沖波波形勾配 $H_0/L_0=0.047$ であった。容量式波高計を用いて測定された波高分布を図-4 に示す。図-5 は、電磁流速計を用いて底面上 2cm の高さにおける水平方向流速成分を測って得られた平均流速

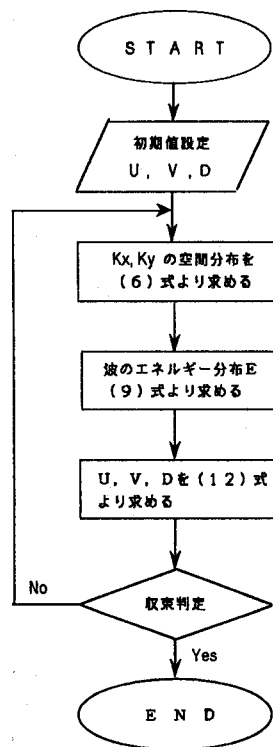


図-2 計算手順

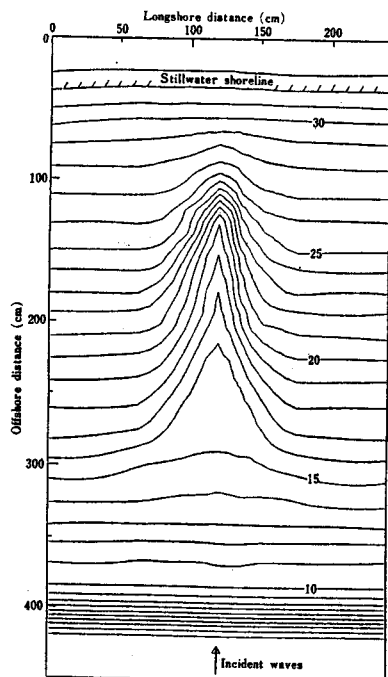


図-3 海底地形図

に、Euler的質量輸送速度を合成して算出した断面平均の定常流速ベクトル図である。rip channelにおいて強い離岸流が生じ、その左右に明瞭な一對の循環流系が形成されていることがわかる。

数値シミュレーションにおいては、砕波条件を $H/L = 0.142 \tanh(2\pi h/L)$ で与え、砕波後の波のエネルギー減衰 E_b を渦粘性によるエネルギー散逸率 E_{b1} と底面摩擦による散逸率 E_{b2} の和で次の

$$E_b = E_{b1} + E_{b2} = 2\rho g v_e \left(\frac{kH}{2} \right)^2 + \frac{2\rho C_1}{3\pi^2} \left(\frac{H\sigma}{2kD} \right)^3 \quad (18)$$

ように与えている。ここで、 v_e は渦動粘性係数であり、これに関する詳細な検討は水口ら²⁷⁾(1978)を参照されたい。 $C_1 \sim 10^{-1}$ の定数である。

底面摩擦項は次のように仮定されている。

$$F_x = \frac{f\tilde{u}\sqrt{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2}}{D}, \quad F_y = \frac{f\tilde{v}\sqrt{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2}}{D} \quad (19)$$

ここで、 $\tilde{u} = U + u_b$ 、 $\tilde{v} = V + v_b$ であり、 u_b 、 v_b は底面付近の波による水粒子速度である。摩擦

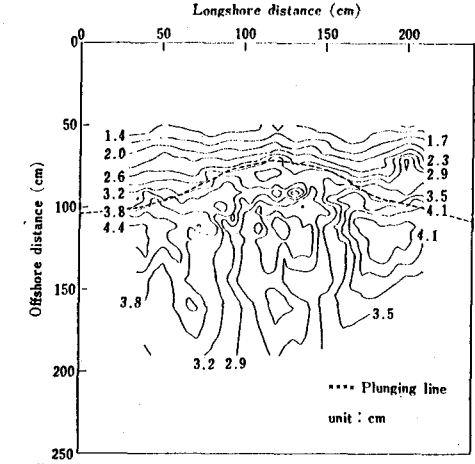


図 4 循環流確立後の波高分布 (実験)

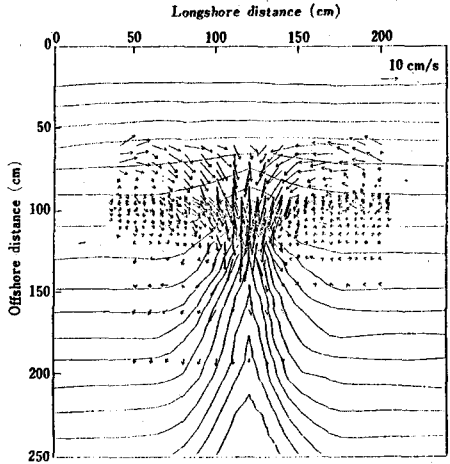


図 5 断面平均流速 (実験)

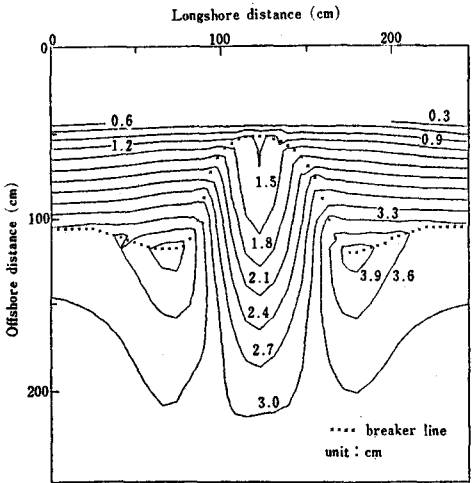


図 6 波と流れの干渉を考慮した波高分布 (計算)

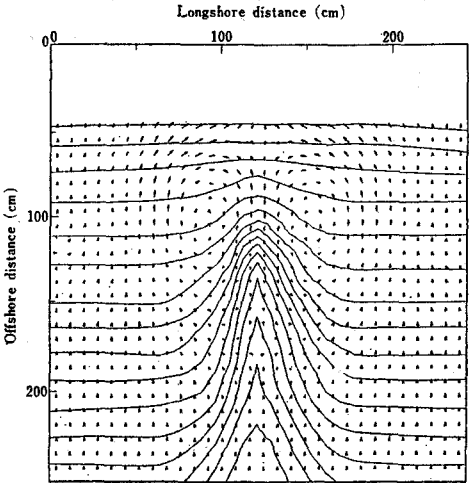


図 7 波と流れの干渉を考慮した定常流速分布 (計算)

損失係数 f として 0.005 が用いられている。

渦動粘性係数 ϵ は Thornton²⁸⁾(1970) によるモデル

$$\epsilon = \mu \frac{E T}{\rho D} \cos 2\theta \quad (20)$$

を用いて評価された。係数 μ は 0.5、 T は波の周期である。

図-6 と 7 は波と流れの干渉を考慮し、繰り返し計算 16 回で得られる波高分布と流速分布の解析結果を示している。図-4 と図-6 との比較により波高分布の計算結果と実験結果との間には、かなり良い一致が見られる。図-7 で示すように流速の計算結果においても rip channel の位置で強い離岸流が発生し、その左右で循環流が形成されている。循環流の中心位置も、実験結果と良く一致している。定量的には、rip channel における流速は測定結果の方が計算結果よりもかなり大きい値をとる。これは断面平均流速を底面から 2cm の高さにおける流速で代表させたこと、微小振幅波と仮定して Euler 的質量輸送速度を加え補正していること、解析において用いられた(18)式～(20)式における近似など種々の原因が考えられる。

2. 2 定在波中に誘起される水平循環流

Bowen⁷⁾(1969)のモデルにおいて最も興味ある点は、碎波線に沿って仮定した周期的波高変化はどのようなメカニズムによって生ずるのかということである。その理由として Bowen・Inman⁸⁾(1969)

は standing edge wave の存在に着目し、edge wave 中に誘起される循環流について実験を行った。その結果、入射波の周期と edge wave の周期が同じである synchronous edge wave において離岸流は観察されたが、subharmonic edge wave (入射波周期の 2 倍の周期をもつ edge wave) において離岸流は形成されないことを示した。そして、synchronous edge wave において離岸流は波高の小さいところから生じており Bowen の離岸流モデルの妥当性が確認されたと述べている。しかしながら、Bowen のモデルでは碎波現象が循環流を決定する重要な因子となっているにもかかわらず、彼らの実験では碎波を伴わない surging up する edge wave を対象としていることや、循環流パターンが十分詳細に可視化されていないことなどを考えると、さらなる検討が必要であった。

松永・金子²⁹⁾(1981)、Matsunaga・Honji³⁰⁾(1984) は standing edge wave によって生ずる循環流を可視化手法を用いて示し、その発生モデルとして radiation stress を外力とするモデルの代わりに、汀線における波の周期的 run-up 形状に着目したモデルを提案した。実験に用いた水槽は長さ 2.0 m、幅 0.98 m、深さ 0.25 m の小型

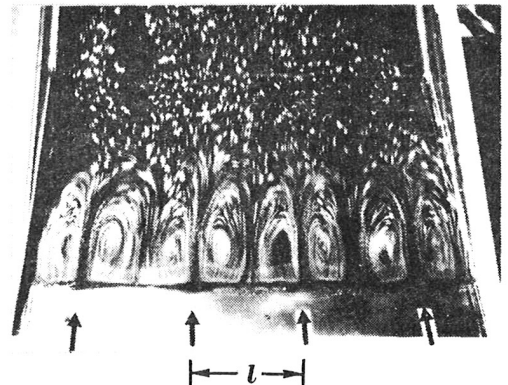


写真-1 Synchronous edge wave 中に誘起される水平循環流

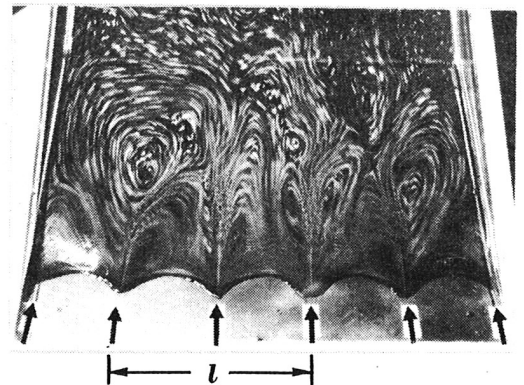


写真-2 Subharmonic edge wave 中に誘起される水平循環流

の造波水槽である。水槽の一端には角度 17.7° で斜板を取り付けた。写真-1は造波機を周期 0.690 s で振動させたとき形成された synchronous edge wave 中に誘起される循環流パターンを示している。トレーサーにはのこずを用い、水表面に散布した後、水槽上方から露光時間 10 s で撮影したものである。矢印は edge wave のために生じた最大 run-up の位置を示している。 l は edge wave の1波長を示しており、1波長内に2個、汀線に沿って合計8個の循環流が誘起されていることがわかる。離岸流は最大 run-up の位置（矢印の位置）で生ずる。

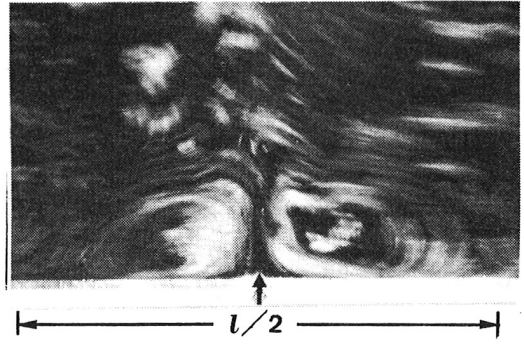


写真-3 直立壁に沿う二次元重複波中に誘起される水平循環流

写真-2は subharmonic edge wave中に誘起される循環流パターンを示している。造波機の周期は 0.405 s であり、edge waveの周期は 0.910 s であった。露光時間は 6 s であった。矢印は最大 run-up 位置を示しており、 l は edge wave の1波長を示している。循環流は多少ゆがめられ、きれいに配列していないが、1波長内に4個の循環流が形成され、最大 run-up の位置から狭くて強い離岸流が発生していることがわかる。

写真-3は、直立壁に沿う二次元重複波中に生ずる水平循環流パターンを示したものである。造波機の振動周期は 0.840 s で、撮影の露光時間は 10 s であった。矢印は重複波の腹の位置を示しており、 $l/2$ は節から節までの距離を示している。半波長内に2個の循環流が形成されており、その向きは矢印の位置から沖方向に向かうものであった。

写真-1～3において示された結果は Bowen・Inman による実験結果とかなり異なるものであった。これらの流れのパターンにおいて共通の特徴は、汀線に沿って水面変位が最大のところ（run up が最大となる位置）から離岸流が発生することである。また、写真-3で示された二次元重複波中にも水平循環流が生ずることより、これらの流れを radiation stress を外力とするモデルで説明することは妥当でないと思われる。

Kaneko³¹⁾(1983)は汀線に平行な峰をもった leaky-mode の入射波の上に standing edge wave が重なった波動場において生ずる run-up の周期性に注目してこれらの水平循環流の発生機構を説明した。直交座標系 (x, y) を図-1に示すように取り、 x 、 y 方向の流速をそれぞれ $\hat{u}$ と $\hat{v}$ とする。鉛直方向に積分され平均化された連続の式と運動方程式は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial(\hat{u}h)}{\partial x} + \frac{\partial(\hat{v}h)}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial\hat{u}}{\partial t} + \hat{u}\frac{\partial\hat{u}}{\partial x} + \hat{v}\frac{\partial\hat{u}}{\partial y} &= \varepsilon \nabla^2 \hat{u} \\ \frac{\partial\hat{v}}{\partial t} + \hat{u}\frac{\partial\hat{v}}{\partial x} + \hat{v}\frac{\partial\hat{v}}{\partial y} &= \varepsilon \nabla^2 \hat{v} \end{aligned} \right\} (21)$$

ここで、 $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ で、wave set-up η や radiation stress R_x 、 R_y は考慮されていない。流速を次のように分離する。

$$\hat{u} = u'_e + u'_i + u' \quad , \quad \hat{v} = v'_e + v' \quad (22)$$

添字 e は edge wave による流速、 i は入射波による流速を意味しており、 u' と v' は粘性流体としての流速成分である。

境界条件は、

$$\left. \begin{aligned} x=0 & \quad ; \quad \hat{u} = u'_e + u'_i, \quad \hat{v} = 0 \\ x \rightarrow \infty & \quad ; \quad \hat{u} \rightarrow 0, \quad \hat{v} \rightarrow 0 \end{aligned} \right\} (23)$$

となる。次式で定義された輸送流れ関数 ψ を導入する (Arthur³²(1962))。

$$\hat{u} = \frac{1}{x \tan \beta} \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial y}, \quad \hat{v} = -\frac{1}{x \tan \beta} \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial x} \quad (24)$$

ここで、 $\tan \beta$ は海底勾配であり、 $h = x \tan \beta$ である。

渦度 $\hat{\Omega}$ を

$$\hat{\Omega} = \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} - \frac{\partial \hat{v}}{\partial x} \quad (25)$$

で定義し、(24)、(25)式を(21)式の運動方程式に代入すると次式で示される渦度・流れ関数方程式が得られる。

$$\frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\hat{\Omega}}{x \tan \beta} \right) - \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\hat{\Omega}}{x \tan \beta} \right) = \varepsilon \nabla'^2 \hat{\Omega} \quad (26)$$

$$\hat{\Omega} = \frac{1}{x \tan \beta} \nabla'^2 \hat{\psi} - \frac{1}{x^2 \tan \beta} \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial x} \quad (27)$$

粘性運動による輸送流れ関数 を次のように定義する。

$$u' = \frac{1}{x \tan \beta} \frac{\partial \psi'}{\partial y}, \quad v' = -\frac{1}{x \tan \beta} \frac{\partial \psi'}{\partial x} \quad (28)$$

(24)と(28)式を用いて(22) 式を書き換えると

$$\begin{aligned} \frac{1}{x \tan \beta} \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial y} &= u'_e + u'_i + \frac{1}{x \tan \beta} \frac{\partial \psi'}{\partial y} \\ -\frac{1}{x \tan \beta} \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial x} &= v'_e - \frac{1}{x \tan \beta} \frac{\partial \psi'}{\partial x} \end{aligned} \quad (29)$$

となる。(29)式を(26)、(27) 式に代入し

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega'}{\partial t} + \left\{ (u'_e + u'_i) x \tan \beta + \frac{\partial \psi'}{\partial y} \right\} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\Omega'}{x \tan \beta} \right) \\ + \left\{ v'_e x \tan \beta - \frac{\partial \psi'}{\partial x} \right\} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\Omega'}{x \tan \beta} \right) = \varepsilon \nabla'^2 \Omega' \end{aligned} \quad (30)$$

$$\Omega' = \frac{1}{x \tan \beta} \nabla'^2 \psi' - \frac{1}{x^2 \tan \beta} \frac{\partial \psi'}{\partial x} \quad (31)$$

を得る。

境界条件式 (23) は (22)、(24)、(28) 式を用いて

$$\left. \begin{aligned} x=0 & \quad ; \quad \frac{\partial \psi'}{\partial y} = 0, \quad \frac{1}{x \tan \beta} \frac{\partial \psi'}{\partial x} = v'_e \\ x \rightarrow \infty & \quad ; \quad \frac{\partial \psi'}{\partial y} \rightarrow 0, \quad \frac{\partial \psi'}{\partial x} \rightarrow 0 \end{aligned} \right\} (32)$$

となる。これを Ω' と Ψ' で書き表すと

$$\left. \begin{aligned} x=0 & \quad ; \quad \frac{\partial \Psi'}{\partial y} = 0 \quad , \quad \Omega' = -\frac{\partial v'}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{x \tan \beta} \frac{\partial \Psi'}{\partial x} \right) \\ x \rightarrow \infty & \quad ; \quad \frac{\partial \Psi'}{\partial y} \rightarrow 0 \quad , \quad \Omega' \rightarrow 0 \end{aligned} \right\} (33)$$

となる。さらに、金子は、(30)、(31)式で表される基礎方程式を(33)式の境界条件のもとで解く際、edge wave による流体粒子速度 と u'_e, v'_e 入射波として leaky-mode の波の粒子速度 u'_i を次のように与えている

synchronous edge wave に対して;

$$\left. \begin{aligned} u'_e &= \frac{\alpha_m g k}{\sigma} \frac{\partial}{\partial(kx)} [L_m(2kx) e^{-kx}] \cos ky \cos \sigma t \\ v'_e &= -\frac{\alpha_m g k}{\sigma} L_m(2kx) e^{-kx} \sin ky \cos \sigma t \\ u'_i &= -\sqrt{\frac{\alpha_i^2 g}{x \tan \beta}} J_1 \left[2 \sqrt{\frac{\sigma^2 x}{g \tan \beta}} \right] \cos \sigma t \end{aligned} \right\} (34)$$

Subharmonic edge wave に対しては leaky-mode の波の角振動数を 2σ としている。ここで、 α_m はモード m の edge wave の $x=0$ における振幅、 α_i は leaky wave の $x=0$ での振幅、 L_m は Laguerre 多項式、 J_1 はオーダ 1 の第 1 種 Bessel 関数である。このような波動場を仮定すると $x=0$ (汀線) における run-up 形状は

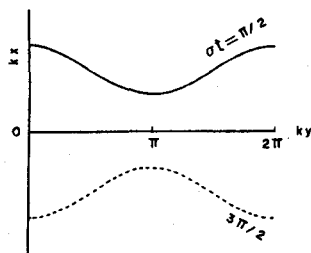
$$\left. \begin{aligned} l_{syn} &= l_m \cos ky \sin \sigma t + l_i \sin \sigma t \\ l_{sub} &= l_m \cos ky \sin \sigma t + l_i \sin 2\sigma t \end{aligned} \right\} (35)$$

で表される。ここで l_{syn}, l_{sub} はそれぞれ synchronous edge wave と subharmonic edge wave の run-up 形状であり、 $l_m = \alpha_m / \tan \beta$, $l_i = \alpha_i / \tan \beta$ で与えられる。

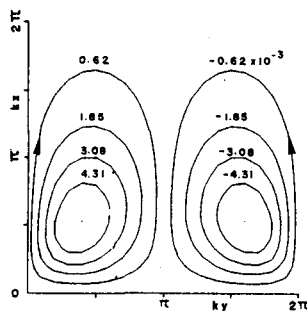
図-8(a), (b) は、synchronous edge wave における run-up 形状とそれによって誘起される定常流の流れ関数のパターンを示している。図-8(b) の中の数字は無次元化された流れ関数の値を示している。Synchronous edge wave 中には 1 波長内に 2 個の循環流が発生しており、離岸流の発生位置は最大 run-up のところからである。

図-9(a), (b) は Subharmonic edge wave における run-up 形状と流れ関数のパターンで示している。Subharmonic edge wave の場合には 1 波長内に 4 個の循環流が形成されており、離岸流はやはり最大 run-up の位置から発生していることがわかる。

図-10(a), (b) は、入射波の leaky wave が存在せず、岸に沿った standing wave のみによって生ずる run-up 形状とその流れ関数パターンを示している。1 波長内に 4 個の循環流が形成されており、離岸流は edge wave の腹のところから発生している。金子の解析モデルを $\beta = 90^\circ$ の場合に直接適用することはできないけれども、直立壁に沿う重複波中誘起される循環流パターン (写真-3) に対して示唆を与えるものと考えられる。このように、図-8~10 で示された金子の run-up の形状に着目した解析結果は、写真-1~3 で示された standing wave 中に誘起される水平循環流パターンを定性的にうまく説明することができる。

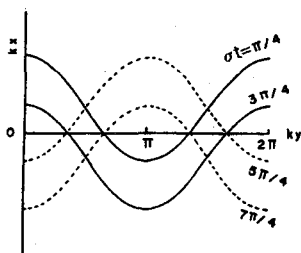


(a)

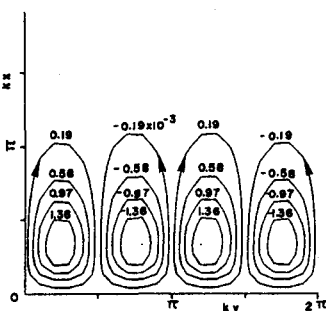


(b)

図—8 Synchronous edge wave
による run-up 形状と流線
パターン

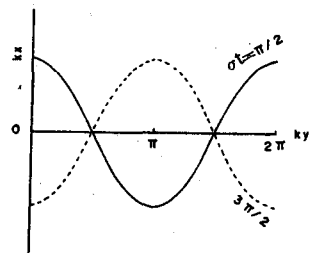


(a)

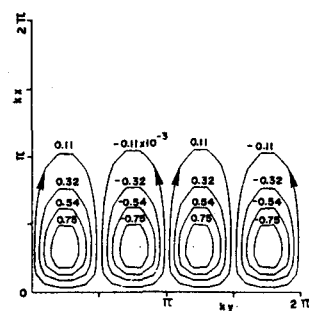


(b)

図—9 Subharmonic edge wave
による run-up 形状と流線
パターン



(a)



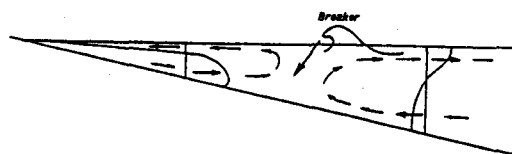
(b)

図—10 Standing edge wave のみ
による run-up 形状と流線
パターン

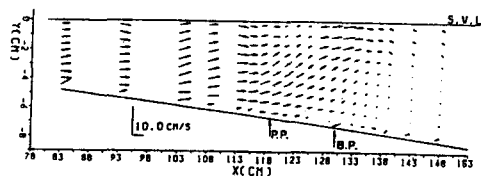
3. 鉛直循環流

堀川ら³³⁾(1972)は一様勾配斜面上に二次元規則波を入射させ、砕波帯内外における鉛直面内に誘起される定常流速を水素気泡ならびに浮子を用いて調べた。その結果、砕波帯外においては底面付近で岸向きの流れが、水表面付近では沖向きの流れが形成され、砕波帯内では底面に沿って沖向き、水表面に沿って岸向きの流れが生じていること明かとなった。図—11は、堀川らによって示された鉛直循環流系の模式図である。この図より砕波点付近は2つの循環流の境界となっており、そこでは定常的に上昇流が存在することがわかる。

松永ら³⁴⁾(1986)は、砕波帯外において底面上に染料を投入し、岸向き定常流によって染料が輸送される様子を調べた。そして、底面の振動境界層外縁に沿って輸送された染料は砕波点付近で周期的に巻き上がることを示し、砕波点で境界層が剥離することを明らかにした。図—12は Matsunaga et al.³⁵⁾(1986)によって測定された砕波点付近の定常流速のベクトル図である。堀川らによって指摘されたように砕波点付近では上昇流の存在が認められた。ここで、Matsunaga・Honji³⁶⁾(1984)に



図—11 砕波帯内外における鉛直循環流
の流れパターン



図—12 砕波点付近における定常流速ベクトル
図 (B.P. 砕波点、P.P. 突っ込み点)

よって行われた定常循環流に関する研究を紹介しておく。彼らは、作業流体として動粘性係数 $0.1 \sim 4.7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ のグリセリン水溶液を用い、一様傾斜面上に規則波を入射させたときに形成される循環流の特性を調べた。その循環流パターンの一例を写真-4に示す。造波開始後6分後のフロー・パターンを直接投影法により可視化したものである。波の進行方向は右から左である。矢印の位置より沖側では時計方向の回転をもつ循環流が、岸側ではそれと逆向きの循環流が形成されている。この実験において流れは層流であり、入射波は砕波を伴わないため実際の海浜における現象とはかなり異なる。しかし、形成された循環流系と図-11で示されたパターンとの間には全くアナロジーが成り立つようである。これは、砕波を伴う沿岸域内の流体運動をeddy viscosityを導入し、高粘性流体とみなすことによって定性的に説明できることを示唆しているように思える。

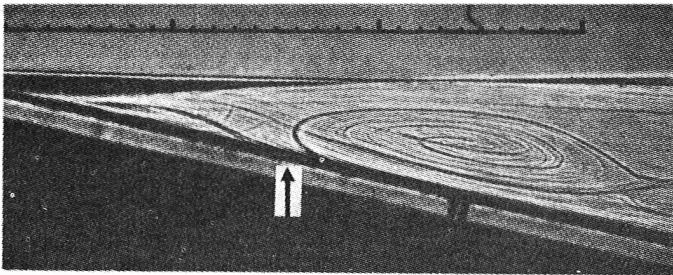


写真-4
傾斜面上を遡上する二次元規則波
によって誘起される定常二次流れ
(スケールの目盛は1.0 cm)

3. 1 砕波帯内における循環流

砕波帯内における流れ、乱れの鉛直構造を理解することは、海浜流や漂砂現象解明において不可欠である。なぜならば、海浜流を引き起こす力は砕波帯内にあるからである。砕波帯内の流れや乱れが活発に測定されるようになったのは、1970年代後半からである。それは、計測機器の急速な発展に大きく依存している。

規則波を一様斜面上に入射させ、砕波帯内の流速を測定した例として、磯部ら³⁷⁾(1979)、渡辺ら³⁸⁾(1980)、泉宮・堀川³⁹⁾(1981)、灘岡⁴⁰⁾(1981)、岡安ら^{41), 42)}(1986, 1987)による研究が挙げられる。図-13は、灘岡ら⁴⁰⁾(1981)がL.D.V.を用いて測定した定常流速の鉛直分布である。砕波形態に依存せずtrough level よりも下では沖向き定常流が生じており、図-11に示されるような循環流が形成されていることがわかる。

定常流速の鉛直分布形を求める解析モデルもいくつか提案されている。Svendsen⁴³⁾(1984)は砕波

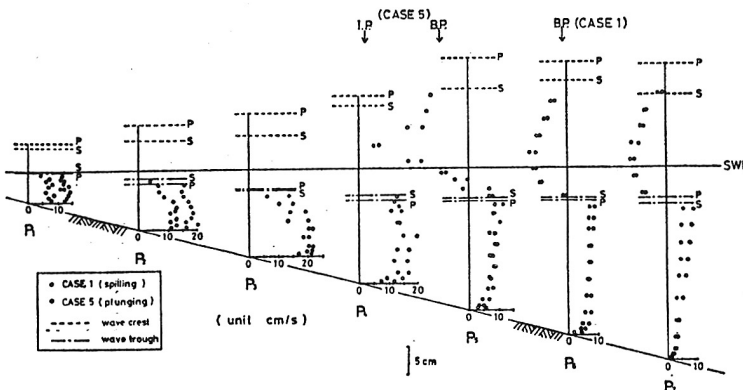


図-13 平均流速の鉛直分布

帯内においてcrest levelより上の流体は砕波によって岸方向に運ばれ、それは底引き流れ(undertow)によって補償されと考え、波のtrough levelよりも下の流れについて解析した。図-14で各諸量の定義がなされている。座標軸 x は静水面に沿って岸方向にとられ、 z 軸は静水面から鉛直上向きにとられている。 y 軸は新たな

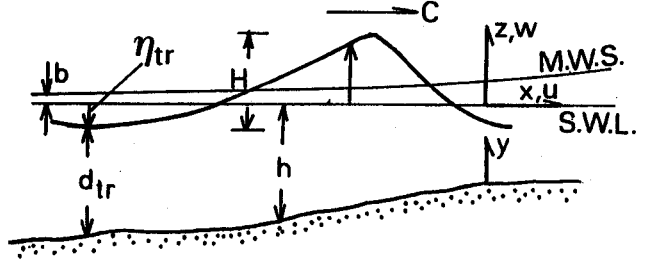


図-14 特性量の定義

に底面から鉛直上向きにとった座標軸である。 x 、 z 軸方向の速度成分をそれぞれ u 、 w とする。 h は静水面から底面までの距離、 b は wave set-up 量、 H は波高、 η は水表面における z の読み、 η_{tr} は波のtroughにおける z の読み、 d_{tr} は底面からtrough levelまでの距離である。 C は長波の波速で $\sqrt{gh}$ である。水平方向の運動方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uw}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_v}{\partial z} \quad (36)$$

で表される。ここで、 τ_v は粘性によるせん断応力である。速度を次のように位相平均量 ($\sim$) と乱れ ($'$) との和で表す。

$$u = \tilde{u} + u' \quad , \quad w = \tilde{w} + w' \quad (37)$$

(37)式と(36)式に代入し、アンサンブル平均をとれば

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{u}\tilde{w}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{u}w'}{\partial z} \quad (38)$$

となる。ここで τ_v は微小量として無視されている。

(38)式を波の1周期にわたって時間平均をとり、 $\overline{\tilde{u}w} \approx 0$ であることと $\frac{\partial \overline{\tilde{u}^2}}{\partial x}$ が他の項に比べて十分小さいことを考慮すれば

$$\frac{\partial \overline{\tilde{u}^2}}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{\tau}}{\partial z} \quad (39)$$

を得る。ここで、 $\tau = -\rho \overline{\tilde{u}w'}$ である。

鉛直方向の運動方程式より

$$\tilde{p} = \rho g (b - z) - \rho w^2 \quad (40)$$

を得る。長波近似により $\overline{w^2}$ の寄与を無視し、(39)式に代入すれば

$$\frac{\partial \overline{\tilde{u}^2}}{\partial x} = -g \frac{\partial b}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{\tau}}{\partial z} \quad (41)$$

となる。これが、これから解くべき基礎方程式である。

水平方向の流速 u は波による振動成分 $u_w(z, t)$ と定常流速 $U(z)$ の和として次のように表される。

$$u = u_w(z, t) + U(z)$$

せん断応力 τ は

$$\tau = \rho \nu_t(z) \frac{\partial u}{\partial z} \quad (42)$$

で表されることにより、

$$\tilde{\tau} = \rho \nu_t(z) \frac{\partial U(z)}{\partial z} \quad (43)$$

となる。ここで、 $\overline{u_w} = 0$ を用いた。

従って、基礎方程式 (41) は

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(v_t(z) \frac{\partial U}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u_w^2} + gb) \quad (44)$$

と書き換えられる。

長波近似により $\overline{u_w^2}$ は z 関数ではないので、(44) 式の右辺を次のようにおくことができる。

$$\alpha_1(x) = \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u_w^2} + gb) \quad (45)$$

従って、(44) 式の解は

$$U(z) = \alpha_1(x) \int \frac{z}{v_t(z)} dz + \beta_1 \int \frac{dz}{v_t(z)} + \gamma_1(x) \quad (46)$$

となる。 β_1, γ_1 は積分関数で、2つの境界条件によって決められなければならない。Svendsen は 1つの条件として底面における流速 U_b を考え、境界層外縁における質量輸送速度として次のように与えた。

$$\frac{U}{C_{z=-h}} \rightarrow \frac{U_b}{C} = \frac{3}{16} \left(\frac{H}{h} \right)^2 \quad (47)$$

もう一つの条件として、trough levelにより上部で岸方向に輸送された質量はtrough levelより下部の沖方向流れで補償されるとして

$$\overline{\int_{-h}^{\eta_{tr}} u dz} \equiv U_m d_{tr} = - \overline{\int_{\eta_{tr}}^{\eta} u dz}$$

(48)

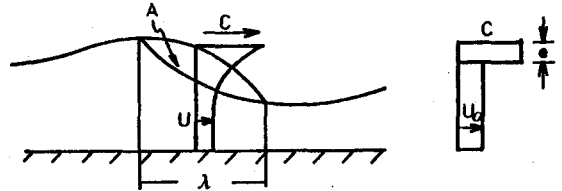


図-15 砕波点における流速分布とそのモデル

と考えた。trough levelより上部の流速分布として図-15に示すように水平渦による輸送速度は波速 C であり、その外部では一様流速 u_0 と仮定した。

$$Q_s \equiv \overline{\int_{\eta_{tr}}^{\eta} u dz} = \overline{\int_{\eta_{tr}}^{\eta-e} u_0 dz} + \overline{\int_{\eta-e}^{\eta} C dz} = C \bar{e} + u_0 (\eta - e - \eta_{tr}) \quad (49)$$

ここで、

$$\bar{e} = \frac{1}{T} \int_0^T e dt \equiv \frac{1}{TC} \int_0^T e dx \quad (50)$$

である。 $\int_0^{\lambda} e dx$ は水平渦の面積であり、それを A とすると

$$\bar{e} = \frac{A}{L}, \quad A \equiv \int_0^{\lambda} e dx, \quad L = TC \quad (51)$$

で表される。Svendsen⁴⁴⁾ (1984) は近似的に

$$A \sim 0.9 H^2 \quad (52)$$

と仮定している。(49)式の右辺第2項に対し、

$$\overline{u_0(\eta - e - \eta_{tr})} = C \left[\left(\frac{\eta}{h} \right)^2 d_{tr} + \bar{e} \frac{\eta_{tr}}{h} \right] + O \left[\left(\frac{\eta}{h} \right)^3, \dots \right] \quad (53)$$

のように評価できる。従って

$$Q_s = C \frac{H^2}{h} \left(B_0 + \frac{A}{H^2 L} \right) \frac{d_{tr}}{h} \quad (54)$$

を得る。ここで

$$B_0 \equiv \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{\eta}{H} \right)^2 dt \quad (55)$$

を導入すると(54)式は

$$Q_s = C \frac{H^2}{h} \left(B_0 + \frac{A}{H^2 L} \right) \frac{d_{tr}}{h} \quad (56)$$

となる。(48)式と(56)式より

$$\int_{-h}^{\eta_{tr}} U(z) dz \equiv U_m d_{tr} = -C \frac{H^2}{h} \left(B_0 + \frac{A}{H^2 L} \right) \frac{d_{tr}}{h} \quad (57)$$

なる関係が得られる。結局、(47)と(57)式が(46)式における積分関数を決定するための条件である。ここで(45)式で評価された $\alpha_1(x)$ がどのように表されるかについて考えてみよう。オーダー評価より

$$u_w = C \frac{\eta}{h} \quad (58)$$

と考えられる。従って

$$\overline{u_w^2} = C^2 \frac{\overline{\eta^2}}{h^2} = C^2 \left(\frac{H}{h} \right)^2 B_0 \quad (59)$$

と近似できる。(59)式を(45)式に代入して

$$\begin{aligned} \alpha_1(x) &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ C^2 \left(\frac{H}{h} \right)^2 B_0 + gb \right\} \\ &= C^2 \left(\frac{H}{h} \right)^2 B_0 \left[2 \left(\frac{C_x}{C} + \frac{\left(\frac{H}{h} \right)_x}{\left(\frac{H}{h} \right)} \right) + \frac{B_{0x}}{B_0} \right] + gb_x \end{aligned} \quad (60)$$

を得る。ここで添字 x は、 x に関する微分を意味している。

Svendsen による水平定常流速 $U(z)$ の求め方は、渦動粘性係数 $\nu_t(z)$ 関数形を仮定し、一般解(46)式を積分した後、実験データを用いて $\alpha_1(x)$ を与え、条件式(47)式と(57)式を用いて積分関数 $\beta_1(x)$ と $\gamma_1(x)$ を決定するというものである。

Svendsen は $\nu_t(z)$ の分布形として

$$\begin{aligned} \nu_t(z) &= \text{const} \\ \nu_t(z) &= n e^{a(z - \eta_w)} \quad , \quad a > 0 \end{aligned} \quad (61)$$

を仮定して解析したが、ここでは $\nu_t(z) = \text{const.}$ に関する結果のみ言及する。

$\nu_t(z) = \text{const.}$ と仮定すれば(46)式は

$$U(y) = \frac{1}{2} \alpha y^2 + \beta y + \gamma \quad (62)$$

となる。ここで $y = z + h$ であり

$$\left. \begin{aligned} \alpha(x) &= \alpha_1(x) / \nu_t, & \beta(x) &= -(\alpha_1(x)h + \beta_1(x)) / \nu_t, \\ \gamma(x) &= \gamma_1(x) + \beta_1(x)h / \nu_t + \alpha_1(x)h^2 / 2\nu_t \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

と置き換えている。条件式(47)より

$$\gamma(x) = U_b \quad (64)$$

が得られ、条件式(57)

$$U_m = \frac{1}{d_r} \int_0^{d_r} U(y) dy$$

から関係式

$$\beta(x) = 2 \frac{U_m - U_b}{d_r} - \frac{1}{3} \alpha d_r \quad (65)$$

が得られる。結局、 $\nu_t(z) = \text{const.}$ の仮定において $U(z)$ は次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} U(z) &= \frac{1}{2} \alpha y^2 + \beta y + \gamma \\ \alpha &= \frac{C^2 \left(\frac{H}{h} \right)^2}{\nu_t} B_0 \left[2 \left(\frac{C_x}{C} + \frac{\left(\frac{H}{h} \right)_x}{\left(\frac{H}{h} \right)} \right) + \frac{B_{0x}}{B_0} \right] + \frac{g b_x}{\nu_t} \\ \beta &= 2 \frac{U_m - U_b}{d_r} - \frac{1}{3} \alpha d_r \\ \gamma &= U_b \\ U_m &= -C \frac{H^2}{h^2} \left(B_0 + \frac{A}{H^2} h \right) \\ U_b &= \frac{3}{16} C \left(\frac{H}{h} \right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (66)$$

実験結果と解析結果を比較する際(66)式中の γ , U_m , U_b は実測値を用いて評価されるが、 α を決定する際 ν_t にある値を代入しなければならない。このため ν_t はパラメータとなる。流速分布を長波の波速 C 、水深 h を用いて無次元表示すれば、無次元パラメータ $\alpha h^2 / C = \alpha_1 h^2 / \nu_t C$ が現れることになる。Svendsen は Stive・Wind⁴⁵⁾(1982)の実験から得られた値

$$B_{0x}/B_0 = -0.0017 \text{ cm}^{-1}$$

$$g b_x = 3.43 \text{ cm s}^{-2}$$

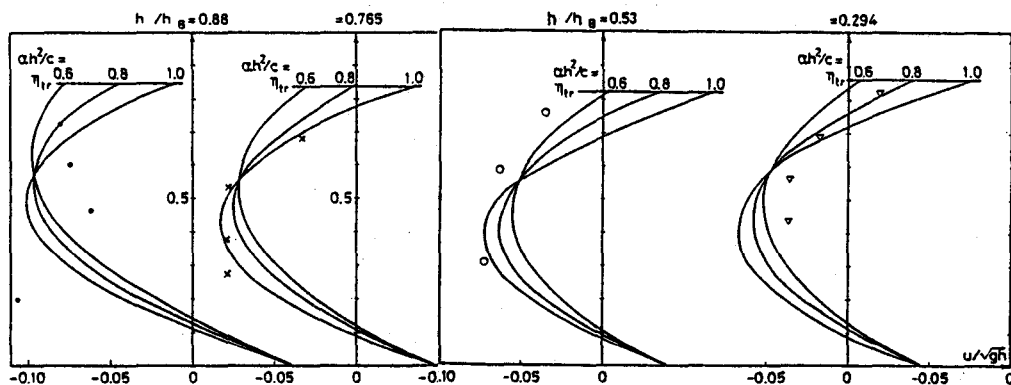
$$h_x/h = -0.0025 \text{ cm}^{-1}$$

$$C = 100 \text{ cm s}^{-1}, \quad H/h = 0.5, \quad B_0 = 0.08$$

を用いて解析結果と実験結果とを比較した(図-16参照)。横軸に $U/\sqrt{gh}$ が、縦軸には z/h がとられており、 $U/\sqrt{gh} < 0$ は冲向流速であることを示している。理論曲線は $\alpha h^2 / C = 0.6, 0.8, 1.0$ に対して求められている。 h_B は碎波水深である。碎波帯内における定常流速とSvendsen

のモデルによる解析結果との間には、ほぼ良い一致が見られる。

柴山ら⁴⁶⁾(1985)は Svendsen の解析モデルにおいて導入された条件 (47) 式が妥当でないとして、 $U_b \approx 0$ のもとで流速分布を求めている。土屋ら⁴⁷⁾(1985)はtrough levelにおいて境界条件を与え、モデルを修正している。岡安ら^{41), 42)}(1986, 1987)は実測によって得られた Reynolds stress の分布と定常流速分布から渦動粘性係数の分布を求め、その後定常流速分布式を求めている。さらに山下ら^{48), 49)}(1988, 1989)は碎波変形式、定常流速を規定する式、 $k - \epsilon$ 乱流モデル式の 3 つを結合した鉛直二次元海浜流モデルを提案している。



図一 16 碎波帯内における定常流速の実験結果と解析結果との比較 (Svendsen 1984)

3. 2 碎波帯外における循環流

よく知られているように、Stokes⁵⁰⁾(1847)は流体運動が非回転で流体粘性を無視するとき、波の進行方向に質量輸送が生ずることを明らかにした。Bagnold⁵¹⁾(1947)は波が水平床上を伝播するとき底面境界層付近で波の進行方向に向かう強い質量輸送が生ずることを実験により明らかにした。彼は鉛直方向の流速分布を明らかにするために染料を用いて実験を行い、染料が変形する様子をスケッチしている。底面近傍で生ずる強い岸向き流速のため、水表面付近ではその補償流として沖向きの流れが形成されることを指摘した。Longuet-Higgins⁵²⁾(1953)は流体の粘性を考慮し、Lagrange 的方法により Bagnold が示した流速分布を理論的に明らかにした。彼によると境界層外縁から水表面までの質量輸送速度 $U(z)$ は次式で表される。

$$\left. \begin{aligned}
 U(z) &= \left(\frac{\pi H}{L} \right)^2 C F \left(\frac{h-z}{h} \right) , \\
 F(\mu) &= \frac{1}{4 \sinh^2 kh} \left[2 \cosh (2kh (\mu - 1)) \right. \\
 &\quad + 3 \left(\frac{\sinh 2kh}{2kh} + \frac{3}{2} \right) (\mu^2 - 1) \\
 &\quad \left. + 3 + kh \sinh \{ 2kh (3\mu^2 - 4\mu + 1) \} \right]
 \end{aligned} \right\} (67)$$

ここで、 z は底面より鉛直上向きにとられた座標であり、 H 、 L 、 C はそれぞれ波の波高、波長、流速である。 k は波数である。図一 17 はこの理論結果を縦軸に z/h 、横軸に $U(z)/(\pi H/L)^2 C$

取ってプロットしたものである。正の流速は波の進行方向の速度である。パラメータ kh に応じて種々の形の分布形をとるが、底面付近における流速は常に波の進行方向であり、Bagnoldによって見出された結果と定性的に一致する。振動境界層の存在により生ずる岸向き定常流速は水表面付近で卓越する岸向きの Stokes drift さえ大きく変えるものである。(67)式より、境界層外縁における流速は次式で表される。

$$U(z) = \frac{5}{4} \left(\frac{\pi H}{L} \right)^2 C \frac{1}{\sinh^2 kh} \quad (68)$$

それ以後、Bijker et al.⁵³⁾(1974)は勾配の効果を考慮することにより Longuet-Higgins の理論を発展させている。平山^{54),55),56)}(1984,1987,1988)はBijker et al.の理論に修正を加え、実験結果と比較している。松永ら⁵⁷⁾(1990)は、一様勾配斜面上に二次元規則波を入射させ、砕波点より沖側の境界層外縁における質量輸送速度を測定した。測定には染料を用い、染料先端の遡上速度を求めることにより岸向き質量輸送速度を求めた。図-18は、その実験結果を示している。図中において $\tan \theta$ は斜面の勾配であり、Russell・Osorio⁵⁸⁾によって測定された水平床、順勾配底面、逆勾配底面上に生じる定常流速の範囲を記号 I で示している。点線はLonguet-Higginsの理論解(68)式を表している。境界層外縁における岸向き質量輸送速度は底面勾配にあまり依存せず、 kh が十分大きいところと十分小さいところでは実験値はLonguet-Higginsの理論解から外れる傾向がみられる。実線は松永らによって提案された経験式

$$U_{z=0} = 9.5 \times 10^{-1} (1.1kh) \left(\frac{\pi H}{L} \right)^2 C \quad (69)$$

である。

松永ら^{59),60)}(1988(a),(b))は、沖波波形勾配が 4.2×10^{-2} 以下の比較的小さい二次元規則波が入射するとき砕波点より沖側で渦列が形成されることを見出している。(写真-5参照)可視化にはアニリン・ブルー染料が用いられており、CB間は50cm、B点における平均水深14.0cm、底面勾配1/23.5である。写真の左側が岸側で、砕波はC点よりも岸側1.68mのところで生じている。渦は時計方向の回転をもっており、図-17で示される質量輸送速度のせん断不安定によって生ずると考えられる。

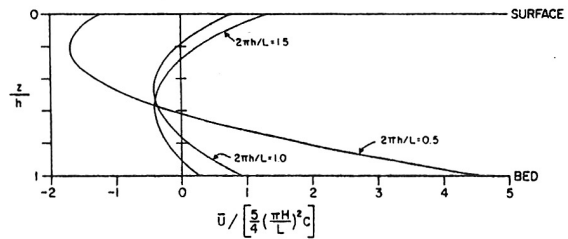


図-17 水平床上を伝播する波による質量輸送速度の鉛直分布

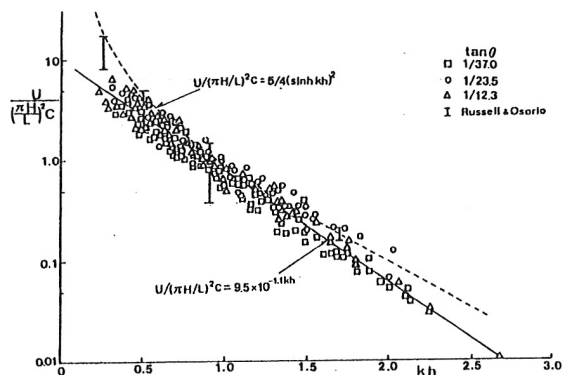


図-18 境界層外縁における岸向き定常流速

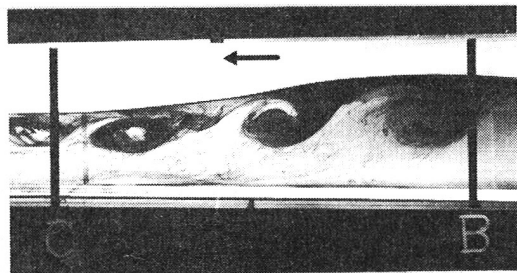


写真-5 砕波帯外に形成される渦列

この渦はゆっくりと沖方向に移動しながら互いに合体を繰り返し、その間隔をほぼ水深スケールに保つ。そして、質量輸送速度のせん断率が十分小さくなったところで消滅する。松永らは渦列形成領域、渦列の長さ、渦列の長さスケール、渦の移動速度を室内実験により明らかにしている。この渦列は沿岸海域の鉛直混合現象において重要な役割を果たすものと思われる。

4. 循環流の制御・利用による海浜保全

海浜流を制御・利用して沿岸海域環境を保全する試みは、かなり古くから行われている。例えば、突堤や導流堤を施工することにより沿岸漂砂の捕捉、河口閉塞防止、養浜などの侵食対策がなされている^{61),62),63)}。田中ら^{64),65)}(1979,1981)は、沿岸域の水質保全の立場から温排水の拡散現象に及ぼす海浜流の効果に関する研究を行っている。水産資源の立場からは海浜流を利用した効果的な人口魚礁の開発なども期待できる。このような研究・開発の中でもとりわけ離岸堤工法は水平循環流をうまく制御・利用し汀線後退を防ぐのに成功した方法である。我が国の海岸において侵食防止、波高減衰を目的として多くの離岸堤が設置されており、表-1で示されるように、その施工の増加率は他の侵食対策工法に比べて桁違いに多くなっていることがわかる。また、最近では沿岸域の景観上の問題から、没水型離岸堤工法も多く試みられている。

写真-6は、鳥取県皆生海岸に設置された離岸堤とその堆砂効果を示したものである。我が国でも有数の侵食海岸である皆生海岸では大正末期から約300m汀線が後退したといわれている。侵食防止工事が幾度となく繰り返されたが、ほとんど効果は見られなかった。昭和46年から護岸沖合100~150mの地点に16t型ブロックによる離岸堤12基（汀長150m、開口幅50m）を設置した。写真に示されるように、離岸堤背後には堆砂効果が見られ侵食対策工法として大きな成果を収めている。なお、豊島ら^{66),67)}(1974,1977)や西谷ら⁶⁸⁾(1981)は皆生海岸での離岸堤設置による堆砂効

表-1 海岸保全地区と侵食対策変遷の
(土木学会ハンドブックより)

	海岸保全 全区域 指定所 長 (km)	堤防 (km)	導流 (km)	突堤 (基)	突堤 (km)	離岸堤 (基)	離岸堤 (km)	護岸 延長 (km)
1965年度	10 701	2 086	3 743	6 781	273	347	28	6 100
1985年度	15 958	2 836	5 806	9 630	387	3 732	347	9 008



写真-6 皆生海岸における離岸堤（土木学会・海岸工学委員会スライド・ライブラリーより）

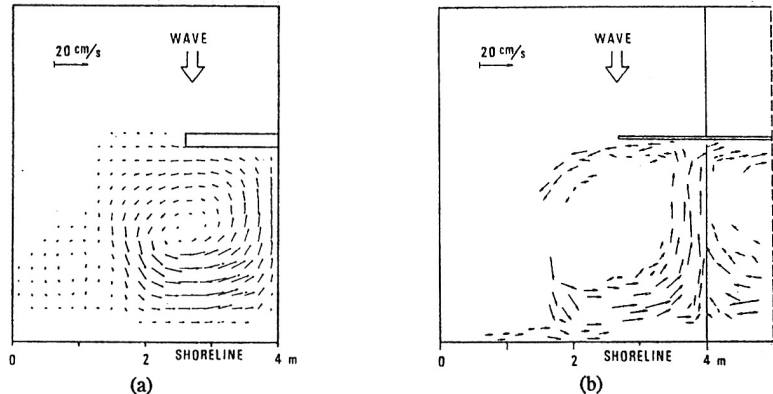


図-19 離岸堤背後に誘起される循環流（西村らによる）
(a) 計算結果, (b) 実験結果

果と海底変化に関して詳細に調査・測量を行っている。

西村ら²²⁾(1984)は離岸堤背後の波高分布から海浜流を数値計算によって求め、実験結果と比較している(図-19)。離岸堤背後には一対の循環流が形成され、離岸堤中心軸で離岸流が生ずることが示されている。この循環流により開口部周辺の底質は堤内に輸送され、写真-6に示されるようにトンボロが発達する。離岸堤工法には消波または波高減衰を目的とするものと堆砂、トンボロの発達を目的とするものがある。これまで、消波目的のケースにおいては、水理実験などによって離岸堤の水理学的設計は比較的簡単であったが、堆砂を目的とするケースでは多分に経験的に実施されてきた(豊島⁶¹⁾(1972))。しかしながら、離岸堤背後の循環流をこのように精度よくシミュレートすることができるようになれば、離岸堤による堆砂効果の理論的予測を可能にするものと思われる。

5. 結言

沿岸域で生ずる種々の水平循環流や鉛直循環流を概観し、その形成機構について述べてきた。碎波帯内における循環流に対しては、乱れによるReynolds stressを渦動粘性係数と平均流速の勾配との積で表し、粘い流体が radiation stress の勾配によって駆動されるというモデルが確立されている。また、Reynolds stress や radiation stress が卓越しない波動場においても、循環流の発生を説明するには流体の分子粘性を考慮しなければならないことを示した。このように、沿岸域は粘性流体で満たされているという観点に立てこそ、海浜流の特性や海浜地形の発生が理解されるものと確信している。本稿では、比較的小規模スケールを持つ周期的な地形(例えば sand ripple や beach cusp 等)に見られる循環流についてはふれていないが、粘性流体力学上興味深い流れの一つでもある。

海浜流の特性を定量的に明らかにするためには、水平循環流モデルと鉛直循環流モデルとを結合した三次元海浜流モデルの構築や海底地形や波の不規則性を導入したモデルの開発など多くの問題が残されているが、今後の研究において海浜流に関する精度の高い定量化と漂砂量予測が可能となることを期待するものである。

参考文献

- 1)Shepard, F. P., K. O.Emery and E.C.LaFond(1941): Rip currents, A process of geological importance, J. Geol., Vol.49, No.4, pp.337-369.
- 2)Shepard, F. P. and D. L. Inman(1950): Nearshore circulation related to bottom topography and wave refraction, Trans. Am. Geophys. Union, Vol. 31, No.4, pp.555-565.
- 3)Longuet-Higgins, M. S. and R.W.Stewart(1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves with application to 'surf beat' , J. Fluid Mech., Vol.13, pp.481-504.
- 4)Longuet-Higgins, M. S. and R.W.Stewart(1963): A note on wave set-up, J. Marine Res., Vol.21, pp. 4-10.
- 5)Longuet-Higgins, M. S. and R. W.Stewart(1964): Radiation stresses in water waves, A physical discussion with applications, Deep-Sea Res., Vol.11, pp.529-562.
- 6)堀川清司(1972): 沿岸付近の流れ, 1972年度水工学に関する夏期研修会講義集B, pp.B-6-1~B-6-20.
- 7)Bowen, A.J.(1969): Rip currents, 1. Theoretical investigations, J.Geophys.Res., Vol.74, No.23, pp. 5467-5478.
- 8)Bowen, A. J. and D.L.Inman(1969): Rip currents, 2. Laboratory and field observations, J. Geophys. Res., Vol. 74, No.23, pp.5479-5490.

- 9)玉井佐一(1977): 海浜流と海浜地形, 1977年度水工学に関する夏期研修会講義集B, pp.B-4-1~B-4-25.
- 10)佐々木民雄(1978): 海浜流系の現地観測, 1978年度水工学に関する夏期研修会講義集B, pp.B-8-1~B-8-15.
- 11)本地弘之(1983): 沿岸における流れ, 1983年度水工学に関する夏期研修会講義集B, pp. B-4-1~B-4-10.
- 12)水口 優(1985): 海浜流発生のメカニズムについて, 1985年度水工学に関する夏期研修会講義集B, pp.B-3-1~B-3-31.
- 13)佐々木幹夫(1986): 海浜流, 1986年度水工学に関する夏期研修会講義集B, pp.B-7-1~B-7-24.
- 14)西村仁嗣(1987): 海浜流の数値解析, 1987年度水工学に関する夏期研修会講義集B, pp.B-5-1~B-5-16.
- 15)酒井哲朗(1980): 砕波による乱れ, 1980年度水工学に関する夏期研修会講義集B, pp.B-1~B-4-15.
- 16)服部昌太郎(1983): 砕波による乱れの構造, 1983年度水工学に関する夏期研修会講義集B, pp.B.5- 5-1~B-5-24.
- 17)Longuet-Higgins, M.S.(1970): Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1&2, J. Geophys. Res., Vol.75, No.33, pp.6778-6801.
- 18)Iwata, N.(1976): Rip current spacing, J. Oceanog. Soc. Japan, Vol.30, pp.1-10.
- 19)ニコラス クラウス・佐々木民雄(1978): 沿岸流速分布に及ぼす入射角の影響について, 第25回海岸工学講演会論文集, pp.430-434.
- 20)西村仁嗣(1982): 海浜循環流の数値シミュレーション, 第29回海岸工学講演会論文集, pp.333-337.
- 21)渡辺 晃(1981): 海浜流と海浜地形の数値シミュレーション, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.285-289.
- 22)西村仁嗣・丸山康樹・桜井 力(1984): 海浜流の数値計算法について, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.396-400.
- 23)山口正隆・田辺秀雄・西岡洋一(1983): 波による質量輸送を考慮した非定常海浜流の数値解, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.480-484.
- 24)山口正隆・細野浩司(1985): 任意汀線形状海岸を対象とした海浜流モデル, 第32回海岸工学講演会論文集, pp.248-252.
- 25)山口正隆・細野浩司・川原博満(1986): 波の非線形性を考慮した海浜流の数値モデル, 土木学会論文集, 369/II-5, pp.185-194.
- 26)Mizuguchi, M.(1988): Comparison of experiment and numerical simulation of nearshore waves and current, Bull. Facul. Sci. and Eng., Chuo University, Vol.31, pp.107-134.
- 27)水口 優・辻岡和男・堀川清司(1978): 砕波後の波高変化についての一考察, 第25回海岸工学講演会論文集, pp.155-159.
- 28)Thornton, E.B.(1970): Variation of longshore current across the surf zone, Proc.12th Conf. on Coastal Eng., pp.291-308.
- 29)松永信博・金子 新(1981): Standing edge waveによって形成される離岸流とsand pattern, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.305-309.
- 30)Matsunaga, N. and H. Honji(1984): Horizontal cellular streaming in a standing surface gravity wave, Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol.31, No.98, pp.65-74.
- 31)Kaneke, A.(1983): A numerical experiment on nearshore circulation in standing edge waves, Coastal

Engineering, Vol.7, pp.271-284.

- 32) Arthur, R.(1962): A note on the dynamics of rip currents, J. Geophys. Res., Vol.67, pp.2777-2779.
- 33) 堀川清司・砂村継夫・鬼頭平三・品川正典(1972): 海浜変形に関する実験的研究(第一報) - 波による斜面上の net flow pattern について -, 第27回年次講演会概要集, II, pp.95-98.
- 34) 松永信博・並川 正・柴田敏彦・榎村康史(1986): 一様勾配斜面上での碎波による乱れ特性, 第33回海岸工学講演会論文集, pp.21-25.
- 35) Matsunaga, N., K.Takehara and Y.Awaya(1988): Coherent eddies induced by breakers on a sloping bed, Proc.21th Conf. on Coastal Eng., pp.234-235.
- 36) Matsunaga, N. and H. Honji(1983): The steady and unsteady backwash vortices, J. Fluid Mech., Vol.135, pp.189-197.
- 37) 磯部雅彦・福田直利・堀川清司(1979): 碎波帯における流速場に関する二次元実験, 第26回海岸工学論文集, pp.41-45.
- 38) 渡辺 晃・磯部雅彦・野沢是幸・堀川清司(1981): 斜面上で碎波する波の底面流速に関する研究, 第27回海岸工学講演会論文集, pp.40-44.
- 39) 泉宮尊司・堀川清司(1981): 碎波帯における定常流に関する実験的研究, 第28回海岸工学講演会, pp.34-38.
- 40) 灘岡和夫・近藤隆道・田中則男(1981): L D A を用いた碎波帯内の流速場に関する実験的研究, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.24-28.
- 41) 岡安章夫・柴山知也・堀川清司(1986): 碎波帯内二次元定常流速場の推算に関する考察, 第33回海岸工学講演会論文集, pp.1-5.
- 42) 岡安章夫・柴山知也・堀川清司(1987): 碎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.
- 43) Svendsen, I.A.(1984): Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Eng., Vol.8, pp.347-365.
- 44) Svendsen, I.A.(1984): Wave heights and set-up in a surf zone, Coastal Eng., Vol.8, pp.303-329.
- 45) Stive, M.J.F. and H.G.Wind(1982): A study of radiatiostress and set-up in the nearshoreregion, Coastal Eng., Vol.6, pp.1-25.
- 46) 柴山知也・樋口雄一・岡安章夫(1985): バックウオッシュと巻碎波による碎波帯内流速場の構造, 第32回海岸工学講演会論文集, pp.65-69.
- 47) 土屋義人・山下隆男・植本 実(1986): 碎波帯における戻り流れについて, 第33回海岸工学講演会論文集, pp.31-35.
- 48) 山下隆男・Dodang Ahmad・宍倉知広・土屋義人(1988): 鉛直2次元海浜流モデル, 第35回海岸工学講演会論文集, pp.267-271.
- 49) 山下隆男・Dadang Ahmad・宍倉知広・土屋義人(1989): 鉛直2次元海浜流モデル, 数値計算法, 海岸工学論文集, 第36巻, pp.244-248.
- 50) Stokes, G.G.(1847): On the theory of oscillatory waves, Trans. Cambridge Phil. Soc., Vol.8.
- 51) Bagnold, R.A.(1947): Sand movement by waves; some small-scale experiments with sand of very low density, J. Inst. Civ. Engrs., Vol.27, No.4, pp.447-469.
- 52) Longuet-Higgins, M.S.(1952): Mass transport in water waves, Phil. Trans. Roy. Soc.(London), Series A, Vol.245, No.903, pp.535-581.
- 53) Bijker, E.w., J.P.Th.Kalkwijk and T.Pieters(1974): Mass transport in gravity waves on a sloping bottom, Proc. 14th Conf. on Coastal Eng., pp.447-465.
- 54) 平山秀夫(1984): 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31回海岸工学講演会論文集, pp.49-53.

- 55) 平山秀夫(1987): 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.
- 56) 平山秀夫・福島博行(1988): 二次元傾斜海浜上における波による質量輸送の鉛直分布特性について, 第35回海岸工学講演会, pp.11-15.
- 57) 松永信博・竹原幸生・栗谷陽一(1990): offshore vortex trainの特性に関する定量的評価, 土木会論文集, 第417号/II-13, pp.157-172.
- 58) Russell, R.C.H. and Osorio, D.C.(1958): An experimental investigation of drift profiles in a closed channel, Proc. 6th Conf. on Coastal. Eng., pp.171-183.
- 59) 松永信博・竹原幸生・栗谷陽一(1988a): offshore vortex の特性, 第32回水理講演会論文集, pp.583-587.
- 60) 松永信博・栗谷陽一・竹原幸生(1988b): 砕波帯外に誘起される渦列, 土木学会論文集, 第393号/II-9, pp.229-232.
- 61) 豊島 修(1972): 現場のための海岸工学, 侵食編, 森北出版
- 62) 樺木 享(1982): 漂砂と海岸侵食, 森北出版
- 63) 土木学会編(1989): 第4版土木学会ハンドブック, 第44編海岸, 技報堂出版
- 64) 田中寛好・和田 明・小森修蔵・竹内 出(1979): 拡散に影響を及ぼす海浜流の特性, 第26回海岸工学講演会論文集, pp.504-508.
- 65) 田中寛好・和田 明(1981): 海浜流を考慮した温排水拡散予測, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.167-172.
- 66) 豊島 修・定道成美(1974): 皆生海岸におけるトンボロと海底変形, 第21回海岸工学講演会論文集, pp.167-172.
- 67) 豊島 修(1977): 離岸堤設置による海底変形, 第24回海岸工学講演会論文集, pp.185-189.
- 68) 西谷康男・速水正辰・豊島 修(1981): 離岸堤の堆砂効果と海底変形, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.266-270.