

海浜循環流の定量的評価への一考察

——平均摩擦係数——

水 口 優*

1. はじめに

海浜循環流の発生のメカニズムは大きく強制型と自由型に分類される [Mizuguchi & Horikawa (1976)]. 強制型海浜循環流とは、何らかの外的要因により砕波帯付近に生じる radiation 応力場の変動にともなう流れであり、そのメカニズムに関する議論は、水口 (1977) に詳しい。本論文は、砕波帯内外をとおして定数とみなされる“平均摩擦係数”を用いた定量的評価の方法に再検討を加え、その結果を室内実験における、斜行波による海浜循環流の場に適用することにより、平均摩擦係数の値について論じるものである。

2. 斜行波による海浜循環流

Guza & Inman (1975) は、室内実験における斜行波の発生と、その海浜循環流におよぼす影響について論じた堀川・丸山 (1976) は、閉じた水槽内の固定一様斜面上の海浜循環流の発生が“斜行波” (斜めに進行する波) による可能性を指摘した。本来、斜行波 (cross wave) とは造波板付近にトラップされる非線型共振的な造波板沿いの波を表す [Spens (1956)]. Barnard et al. (1977) は、鉛直まわりに回転する機構の造波板を用いて強制的に斜行波を発生させ、cut-off 周波数における共振現象について調べている。斜行波がトラップされるか否かは、その角周波数 $\sigma (=2\pi/T, T: \text{周期})$ 、造波板沿いの波数 k_y および水深 h との間に成立する関係により定まる。微小振幅近似が成立する場合の斜行波における分散関係は次のようになる。

$$\sigma^2 = gk \tanh kh \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad \text{ただし} \quad k_y = \frac{b\pi}{N} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 g : 重力の加速度、 k_x : x 方向 (造波板と直角方向) の波数、 b : 水槽幅、 N : モード数である。(1), (2) 式において、 $k_x^2 = 0$ が限界状態であり、その時の角周波数 σ_0 をモード数 N に対する cut-off 周波数という。そして、 $\sigma < \sigma_0$ ならば進行方向に減衰する trapped (とらわれ) モードとなり、 $\sigma < \sigma_0$ ならば進行波すなわち leaky (しみ出し) モードとなる。Barrard et al. (1977) によれば、cut-off 周波数付近での共振現象は確かに存

在し、その挙動は粘性を考慮した非線型的な扱いによりかなりよく説明される。

Mizuguchi & Horikawa (1976) は、海浜循環流が発生している場における水槽内波高分布の詳細な測定を行い、それが主たる波である直角進行波と水槽幅による横断方向共振条件をみたすしみ出しモードの斜行波の合成として表されることを示した。さらに、与えられた水深および周期に対して、発生する斜行波の方向モード数がしみ出しモードとして最大のもの、すなわち最も cut-off モード数に近いことを報告している。用いられた造波板の構造が上部を2本のロッドで固定したピストン型のものであり、軸まわりのブレが生じやすく、それが cut-off 域での非線型共鳴現象と相まって斜行波を形成したものと云えよう。

形成された斜行波は、主たる波である直角入射波と合成されることにより砕波帯付近に波動場としての沿岸方向の変動をもたらすことは明らかであり、ひいては海浜循環流の発生と結びつくことになる。

3. 斜行波が存在する場合の radiation 応力

主たる波である直角入射波と水槽幅方向に重複波をなす斜行波が共存する場合の波の場は以下ようになる。まず、直角入射波の波形 η_i およびポテンシャル ϕ_i は次式で与えられる。

$$\eta_i = a_i \cos \left(\int_{x_w}^x k dx + \sigma t \right) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\phi_i = \frac{ga_i}{\sigma} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \sin \left(\int_{x_w}^x k dx + \sigma t \right) \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 a_i : 入射波の振幅、 x_w : 造波板位置の x 座標、 z : 水面を原点にとる鉛直座標である。斜行波の波形 η_o およびポテンシャル ϕ_o は次式で与えられる。

$$\eta_o = 2a_o \cos(k_y y) \cos \left(\int_{x_w}^x k_x dx + \sigma t + \varepsilon_1 \right) \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\phi_o = \frac{2ga_o}{\sigma} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \cos(k_y y) \cdot \sin \left(\int_{x_w}^x k_x dx + \sigma t + \varepsilon_1 \right) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 a_o : 斜行波の振幅、 ε_1 : 入射波と斜行波の造波板位置での位相差 ($=0$ or π) である。

合成された場の水位変動 η およびポテンシャル ϕ は次のようになる。

$$\eta = \eta_i + \eta_o = A(x, y) \cos(\sigma t + \varepsilon_2)$$

$$A^2(x, y) = a_i^2 + 4a_i a_o \cos(k_y y) \cdot \cos\left(\int_{x_w}^x (k - k_x) dx - \varepsilon_1\right) + 4a_o^2 \cos^2(k_y y) \quad (7)$$

$$\phi = \phi_i + \phi_o = \frac{g \cosh k(z+h)}{\sigma \cosh kh} \left\{ a_i \sin\left(\int_{x_w}^x k dx + dt\right) + 2a_o \cos(k_y y) \sin\left(\int_{x_w}^x k_x dx + \sigma t + \varepsilon_1\right) \right\} \quad (8)$$

ここで、 A : 局所的な振幅、 ε_2 : 合成の結果生じる位相差である。(3)~(8)式は、波数にのみ水槽縦断方向の変化を考慮したものである。(7)式より、局所的な波高分布は沿岸方向に波数 k_y の変動を示す。波数 k_y は水深変化にともなう屈折によっても変化せず、砕波帯付近にも波数 k_y の沿岸方向波高変動を生じる。

(7), (8)式により表される場における radiation 応力 S_{xx} , S_{xy} , S_{yy} は、一様水深の場合は簡単に計算される [Liu & Mei (1974)].

$$S_{xx} = S_0 + \rho g n \left\{ \frac{1}{2} a_i^2 + 2(k_x' a_o)^2 \cos^2(k_y y) + 2a_i k_x' a_o \cos(k_y y) \cos(k_0 x - \varepsilon_1) \right\} \quad (9)$$

$$S_{xy} = \rho g n a_i k_y' a_o \sin(k_y y) \sin(k_0 x - \varepsilon_1) \quad (10)$$

$$S_{yy} = S_0 - \rho g n (k_y' a_o)^2 \sin^2(k_y y) \quad (11)$$

$$S_0 = -\rho g a_o \left[\frac{1}{4} k_0'^2 a_i \cos(k_y y) \cos(k_0 x - \varepsilon_1) + \frac{1}{2} k_y'^2 \left\{ \frac{1}{2} a_i \cos(k_y y) \cos(k_0 x - \varepsilon_1) + a_o \cos(2k_y y) \right\} \right] (2kh \coth 2kh - 1) + \frac{1}{2} \rho g \frac{kh}{\sinh 2kh} \{ a_i^2 + 4a_i a_o \cos(k_y y) \cdot \cos(k_0 x - \varepsilon_1) + 4a_o^2 \cos^2(k_y y) \} \quad (12)$$

$$n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right), \quad k_0 = k - k_x \quad (13)$$

ここで、 ρ : 流体の密度であり、波数のダッシュは、それらが主波数 k によって無次元化されたものであることを示す。

(9)~(13)式の表現は複雑であり、以下の3つの仮定を導入することにより簡単化する。

1) 砕波帯内外を通じて長波近似が成立する。

2) 斜行波は砕波点において十分に屈折しており次式が成立する。

$$k_x \simeq k, \quad k_y \ll k_x \quad (14)$$

この条件は、一様水深部での斜行波の波向 $\theta_o = [\tan^{-1}(k_y/k_x)]$ が小さい時に成立する。発生する斜行波が cut-off モードに近い時は、 $N \rightarrow$ 大となり (14) 式が成立し易いと言える。

3) 斜行波の振幅は、入射波の振幅に比して小さい。その結果、砕波点付近の radiation 応力に対する表現は以下になる。

$$S_{yy} \simeq \frac{1}{4} \rho g (a_i^2 + 4a_i a_o \cos k_y y \cos \varepsilon_3) \quad (15)$$

$$S_{xy} \simeq 0 \quad (16)$$

$$S_{xx} \simeq 3S_{yy} \quad (17)$$

ここで、 ε_3 : 砕波点での斜行波と直角入射波の位相差である。

一方で、上記の3つの仮定を(7)式に用いると砕波点付近の波高分布として次式を得る。

$$A \simeq a_i + 2a_o \cos \varepsilon_3 \cos(k_y y) \quad (18)$$

すなわち、砕波帯内外の波動運動の差異は、波高変化のみであるとすれば、砕波帯内での radiation 応力は、局所的な振幅 A を用いることにより次のような通常の表現で与えられる。

$$S_{xx} \simeq \frac{3}{4} \rho g A^2 \quad (19)$$

$$S_{xy} \simeq 0 \quad (20)$$

$$S_{yy} \simeq \frac{1}{4} \rho g A^2 \quad (21)$$

4. 平均摩擦係数による海浜循環流の場の記述

一様勾配斜面上の砕波帯内の波高分布は次のようにモデル化される。

$$H = \gamma h \{ 1 + \varepsilon_B (x/x_B)^n \cos \lambda y \}, \quad 0 \leq x \leq x_B \quad (22)$$

水口 (1977) によれば、 $n=0$ とおく Bowen (1969) の扱いが定量的にも妥当性が高い。参考までに、図-1 に海浜循環流が存在する場合の砕波帯付近の波高分布の測定例を示す。図-2 は、(22) 式中の $\varepsilon_B (x/x_B)^n$ に対応する量を取り出したものである。波と流れの干渉を無視し得ない2重構造的な海浜循環流の場におけるものであるが、(22) 式において $n=0$ と置くことに対する傍証といえよう。

波向き θ を無視し得る場合、一様勾配斜面上の海浜循環流の流速場は次式で表される [例えば、水口 (1977)].

$$q\phi_{,yy} + \phi_{,xx} - \left(\frac{2}{x} - \frac{1}{f_y} f_{y,x} \right) \phi_{,x} = \frac{1}{\rho f_y} \left\{ (S_{xx} - S_{yy})_{,xy} + \frac{1}{x} S_{yy,y} \right\} \quad (23)$$

ここで、 q : 線型摩擦係数間の比 ($= f_x/f_y$), f_x, f_y : x, y 方向の線型摩擦係数、 ϕ : 輸送流れ関数である。下添字のうち、 $_{,}$ 以降の分は、それに関する偏微分を意味する。線型摩擦係数 f_y は、波動運動が卓越する場合、次のように与えられる。

$$f_y = \frac{2}{\pi} \rho c \hat{u}_b, \quad f_x = 2f_y \quad (24)$$

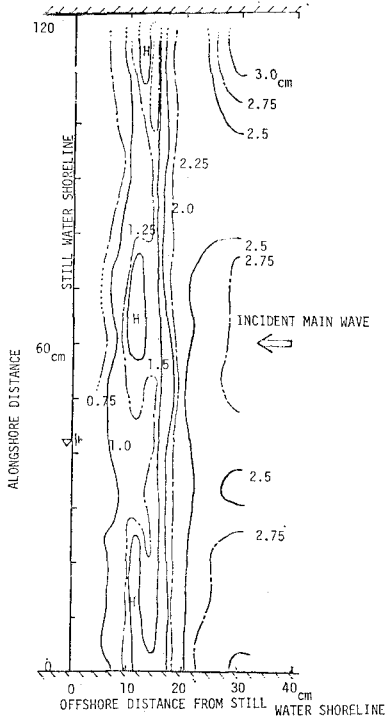


図-1 海浜循環流が存在する場合の砕波帯付近の波高測定例 [ケース 26B]

実験条件は、斜面勾配 $m=0.102$ 、波の周期 $T=0.73$ sec 沖波波形勾配 $H_0/L_0=2.3\%$ 、砕波帯幅 $X_B=12$ cm である。循環流は、内部循環をとまなうもので、砕波帯外では、水槽両端に離岸流域をもつものであった。Mizuguchi & Horikawa (1976) 参照。

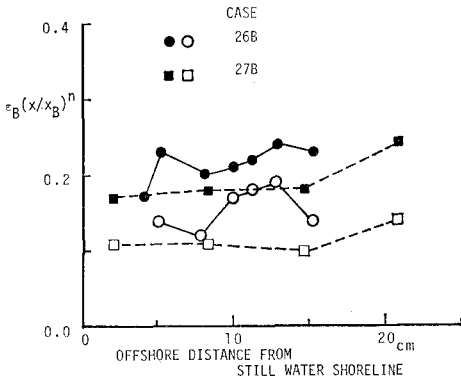


図-2 砕波帯内の沿岸方向波高変動の特性 [(22) 式参照]

ケース	m	T sec	H_0/L_0	X_B cm
26B	0.102	0.73	0.023	12
27B	"	0.72	0.035	21

両ケースともに、2 重構造の海浜循環流が観察され、砕波帯内の沿岸方向波高変動波数は離岸流発生間隔の倍であった。Mizuguchi & Horikawa (1976) 参照。

ここで、 $\hat{u}_b$: 波動運動にとまなう底面軌道流速の振幅、 c : 無次元摩擦係数である。 c の値は、現象のもつレイノルズ数と底面の性質によって定まる。固定床室内実験の

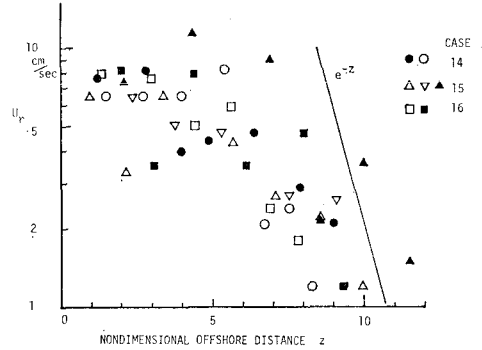


図-3 離岸流域の流速分布形状

ケース	m	k_y cm $^{-1}$	z_B	T sec	H_0/L_0
14	0.102	0.140	2.0	0.43	0.040
15	"	0.175	2.2	0.45	0.035
16	"	0.157	2.1	0.50	0.028

砕波点付近ではほぼ一定であり、砕波帯幅の4倍弱付近に沖は、ほぼ指数的に減少している。堀川・水口 (1975) 参照。

ように、底面が滑らかで、現象のレイノルズ数が小さい時は次式が成立する [Kajiura (1968)]。

$$c \sim 1/\sqrt{Re_w}, \quad Re_w = \frac{\hat{u}_b^2 T}{\nu} \quad (25)$$

(25) 式を (24) 式に代入すれば、 $f_y \sim$ 定数となる。(23) 式が、そもそも、取り扱いの簡単さのために、非線型慣性力項および水平拡散項を無視した近似的なものであることを考えるならば、(25) 式を出発点として、砕波帯付近で一定値をとる平均摩擦係数 $\bar{f} (=f_y)$ を定義し、その値について論じることもあるであろう。図-3 は、離岸流域の流速の岸沖方向分布の実験例であるが、砕波帯の十分沖側では、摩擦係数を定数と置いて得られる結果である指数的な減少を示していると言えよう。なお、海浜循環流に関する理論的な扱いのいくつか [例えば、Mei & Liu (1977), Liu & Lanan (1978), Dalrymple & Lonzano (1978)] においても定数摩擦係数が採用されている。

その結果、海浜循環流の場合は解析的に解けて、砕波点を抜ける離岸流の流速 U_{rB} は次式で与えられることになる。

$$U_{rB} = -\frac{R}{2m^2 k_y} g(z_B) \quad (26)$$

ただし、

$$z_B = \sqrt{2} x_B k_y \quad (27)$$

$$g(x) = (2 \cosh x - 2 - x \sinh x) \left(1 + \frac{1}{x}\right) e^{-x} \quad (28)$$

$$R = -\frac{5}{2} \frac{\rho g \gamma^2 m^3 \varepsilon_B k_y}{\bar{f}} \quad (29)$$

である。ここで、 m : 斜面勾配、 x_B : 砕波帯幅である。

(26)~(29) 式を用いれば、実験的に $\bar{f}$ を算定することができる。

5. 実験結果と考察

堀川・水口 (1975) によって報告されている実験例の中より必要な諸量が測定されているケースを取り出したものが表—1 中のケース番号に A のついていないものである。用いられた水槽は、幅 1.2 m、長さ 6 m で斜面は耐水合板製である。側壁の影響のあるモード数 N が 2 以下のものおよび上記理論における 3 つの仮定を大幅に逸脱しているもの (k_y/k_B , ϵ_B が大きいもの) は除いてある。

実験のスケールの影響を見るために中型平面水槽 (幅 9.05 m、長さ約 5 m) 内にモルタル製斜面を設けて追加実験を行ったものが、表—1 中の A で始まるケースである。実験状況の詳述は除くが、砕波帯沖側での波高分布の測定より、小型水槽における場合と同様に、主たる波である直角入射波と斜行波の重ね合せによるものと判断される海浜循環流が発生した。

いずれの場合も、実験ケースは斜面勾配が約 1/10 であり、砕波帯内での波高水深比 γ は、波形勾配によらず 1.30 ととった [佐々木・佐伯 (1974)]。離岸流流速 U_{rB} はビデオカメラまたは 35 mm モータードライブカメラを用いた染料拡散状況追跡記録より読みとった。砕波点での波高変動の波数 k_y および振幅 ϵ_B は、直接測定もしくは沖側での波高分布記録からの計算により求めた。摩擦係数の非等方性は砕波帯内と言えども波向きに意味があるかぎり $q=2$ としておく。

実験条件としては、全ケースとも巻き波型砕波型式に属した。ただし、小型水槽では、表面張力の影響と思われる腰だけの巻き砕波であった。砕波点と定義としては突っこみ点 (plunging point) を採用した [水口他 (1978)]。

得られた結果は、次式で定義される無次元平均摩擦係数 $\bar{c}_f$ に換算された。

$$\bar{f} = \frac{2}{\pi} \rho \bar{c}_f \hat{u}_b|_{x=x_B}, \quad \hat{u}_b|_{x=x_B} \simeq \frac{\gamma}{2} \sqrt{gm x_B} \dots\dots\dots (30)$$

表—1 中での $\bar{c}_f'$ は、砕波帯内での 2 次元的な平均水位の上昇を考慮したものである。 $\bar{c}_f'$ は $\bar{c}_f$ に比して、まとまりがよくなっているものの、そのばらつきはかなりのものである。理由としては、実験における測定上の誤差以外にも、以下に挙げる 3 つの理論における制限が考えられる。

1) 線型理論であり、離岸流域の狭くなる現象を含んでいないために、 $\bar{c}_f$ または $\bar{c}_f'$ の値としては過小評価される傾向にある。

2) 波と流れの干渉が無視されており、砕波帯内の微細構造を無視した暗箱的考え方になっている。

3) 砕波にともなう水平拡散現象が無視されており、 $\bar{c}_f$ または $\bar{c}_f'$ の値としては過大評価される傾向となる。

すなわち、ここで求められた平均摩擦係数は、以上の 3 つの現象による効果も含んだ“平均的”なものと考えられるべきものである。慣性項の非線型性および波と流れの干渉の寄与は表—1 中に示されている $U_{rB}/\hat{u}_b|_{x=x_B}$ の値によって代表される。水平拡散に寄与する乱れを含む砕波帯内の波動運動としての種々の現象は Irribaren 数によって特徴づけられる [Battjes (1974)]。今回の実験においては、斜面勾配が一樣なために、沖波波形勾配のみが特徴的な量となる。図—4 は、 k_y/k_B , ϵ_B および $U_{rB}/\hat{u}_b|_{x=x_B}$ がそれぞれ 0.4 以下のもののみを沖波波形勾配に対してプロットしたものである。波形勾配の増加に応じて大きくなる傾向を示しており、砕波帯の乱れの影響が大きいことが推測される。

最後に、定量的な値として、Komar (1976) による沿岸流の平均流速式を Longuet-Higgins (1970) の水平

表—1 海浜循環流における平均摩擦係数の実験結果 記号の説明は文中を参照されたい。

ケース	m	T (sec)	H_0/L_0	x_B (cm)	$\sqrt{2}k_y$ (cm^{-1})	$\hat{h}_i/h_B$	ϵ_B	U_{rB} (cm/sec)	$U_{rB}/$ $\hat{u}_b _{x=x_B}$	$\bar{f}$ (cm/sec)	$\bar{c}_f$	$\bar{c}_f'$
4	0.102	0.53	3.7%	11.7	0.11	0.22	0.29	4.4	0.20	0.41	0.030	0.032
5	"	0.51	"	11.2	0.22	0.42	0.36	10.4	0.48	0.46	0.035	0.029
6	"	"	2.0	9.2	0.15	0.08	0.41	6.8	0.32	0.33	0.028	0.030
8	"	0.47	2.8	8.2	0.22	0.33	0.44	8.1	0.44	0.38	0.034	0.032
9	"	0.46	2.5	7.5	0.19	0.26	0.51	8.3	0.47	0.27	0.025	0.026
10	"	0.44	3.3	8.7	0.15	0.21	0.33	6.0	0.31	0.25	0.021	0.023
14	"	0.43	4.0	10.2	"	0.23	0.32	6.5	0.33	0.33	0.026	0.027
15	"	0.45	3.5	9.0	0.22	0.33	0.15	7.5	0.38	0.17	0.014	0.013
18	"	0.55	2.8	7.3	0.11	0.18	0.16	3.6	0.21	0.078	0.007	0.009
22 B*	"	0.59	2.7	13.0	0.15	0.35	0.18	10.8	0.46	0.20	0.014	0.013
A 1	0.097	1.48	1.8	35.0	0.030	0.28	0.15	19.1	0.51	0.094	0.004	0.013
A 2	"	0.98	5.9	68.5	0.039	0.34	0.073	12.3	0.23	0.47	0.014	0.032
A 3	"	0.99	5.3	"	0.030	0.26	0.081	11.5	0.22	0.41	0.011	0.031
A 4	"	1.16	3.5	54.5	0.020	0.18	0.13	17.7	0.28	0.15	0.005	0.015

* Mizuguchi & Horikawa (1976) 参照

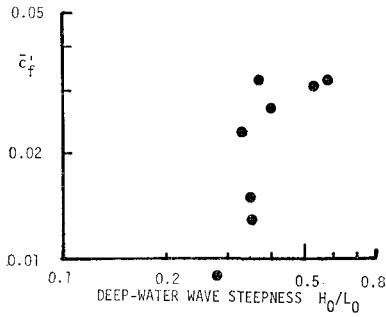

 図-4 無次元平均摩擦係数 $\bar{c}_f'$ と沖波波形勾配

表-1 中より, ε_B , k_y/k_B が 0.4 以下のもののみを取り出してある。

拡散を無視したモデルを用いて書き直すと次式を得る。

$$\alpha \approx 0.73m \quad (31)$$

ここで, α は (24) 式の c に対応する量であり, $\bar{c}_f'$ との厳密な比較は無理ではあるが, $\hat{u}_b \sim h^{1/2}$ という関係と斜面勾配の一般性を考慮すると次のように置けるであろう。

$$\bar{c}_f' \approx \frac{2}{3}\alpha \quad (32)$$

(31), (32) 式に $\gamma=1.3$ に相当する wave set-up を考慮した $m \approx 0.07$ を代入すると $\bar{c}_f' \approx 0.05$ という値を得るが, 表-1 で得られたものとオーダー的には十分に一致していると言えよう。

6. おわりに

解析的にかつ簡単に, 海浜循環流の本質にせまるといふ点で, 平均摩擦係数を用いた定式化を再検討し, その値について実験的な検討を行った。実験のスケールが小さいことおよび実験条件が限られていることから一般性には乏しいものの, 無次元平均摩擦係数として 0.01~0.03 程度の値を得た。今後の研究への一助となれば幸いである。なお, 追加実験は, 著者が東京大学工学部土木工学科に在職中に行ったものであり, 当時の関係諸氏に紙面を借りて謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 佐々木幹夫・佐伯 浩 (1974), 碎波後の波の変形に関する研究 (2), 第 21 回海岸工学講演会論文集, p. 39~44.
- 2) 堀川清司・丸山康樹 (1976), 室内実験におけるリップカレントの発生について, 第 23 回海岸工学講演会論文集, p. 464~469.
- 3) 堀川清司・水口 優 (1975), 碎波帯付近の流れに関する平面実験, 第 22 回海岸工学講演会論文集, p. 141~147.
- 4) 水口 優 (1977), 海浜循環流のメカニズムについて, 第 24 回海岸工学講演会論文集, p. 591~595.
- 5) 水口 優・大嶋義隆・堀川清司 (1978), 沿岸流速の断面分布について, 第 25 回海岸工学講演会論文集, p. 425~429.
- 6) Barnard, B. J. S., J. J. Mahony and W. G. Pritchard (1977), The excitation of surface waves near a cut-off frequency, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., Vol. 286, p. 87~123.
- 7) Battjes, J. A. (1974), Surf similarity, Proc. 14th Int. Conf. Coastal Eng., p. 466~479.
- 8) Bowen, A. J. (1969), Rip currents, 1, Jour. Geophys. Res., Vol. 74, p. 5467~5478.
- 9) Dalrymple, R. A. and C. J. Lozano (1978), Wave-current interaction models for rip currents, Jour. Geophys. Res., Vol. 83, p. 6063~6071.
- 10) Guza, R. T. and D. L. Inman (1975), Edge waves and beach cusps, Jour. Geophys. Res., Vol. 80, p. 2997~3012.
- 11) Kajiura, K. (1968), A model of the bottom boundary layer in water waves, Bull. Earthq. Res. Inst., Univ. Tokyo, Vol. 46, p. 75~123.
- 12) Komar, P. D. (1976), BEACH PROCESSES AND SEDIMENTATION, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 429 p.
- 13) Liu, P. L-F. and G. P. Lennon (1978), Finite element modelling of nearshore currents, Proc. ASCE, WW2, p. 175~189.
- 14) Liu, P. L-F. and C. C. Mei (1974), Effects of a break-water on nearshore currents due to breaking waves, M. I. T. R. M. Parsons Lab. Rep., No. 192, 265 p.
- 15) Longuet-Higgins, M. S. (1970), Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1, 2, Jour. Geophys. Res., Vol. 75, p. 6778~6801.
- 16) Mei, C. C. and P. L-F. Liu (1977), Effects of topography on the circulation in and near the surf zone—linear theory, Estuarine & Coastal Mar. Sci., Vol. 5, p. 25~37.
- 17) Mizuguchi, M. and K. Horikawa (1976), Physical aspects of wave-induced nearshore current system, Proc. 15th Int. Conf. Coastal Eng., p. 607~625.
- 18) Spens, P. (1956), Report on wave research, cross wave, A. E. W. Rep., No. 17, 4 p.