

離岸流の間隔について

佐々木幹夫*・尾崎 晃**

1. 緒 言

進行波が Shoaling によってその波高を増大させ、砕波し、岸に打ち寄せれば、その進行波によって海水は沿岸方向に堆積し、一時的に、その堆積した海水の重さと進行波の押す力はつり合うが、やがてどこかに波の押力が相対的に弱いところから堆積水が沖向きに流れ出し、離岸流が発生する。この離岸流の間隔について Bowen, Tait などは入射波と edge wave との関連でとらえることを提案している。LeBlond は一つの rip current spacing の中で、エネルギー逸散が最小になるという条件を用いて、この離岸流の間隔の予測を行っているが、結果は Bowen et al や Longuet-Higgins et al の実験値や観測値に合わせるには、多少無理な係数の選び方をしなければいけないようである。

堀川・佐々木ら (1974) は、多くの現地観測から離岸流の間隔は汀線から砕波点までの距離 X_B (図-1)、海底勾配、入射波の周期によって決まり、なかでも一番支配的なのは X_B であり、離岸流間隔を X_B で表わす場合、従来もちいられていた $Y_r=4X_B$ より、その係数が小さくなり、おおよそ $Y_r=3X_B$ の関係があるとしている。

Harris (1966) は、多くの現地観測から海浜流は、① 対称セル循環、② 非対称セル循環、③ 沿岸システムの3つに分類でき、①の生起頻度は38%としているが、ここではこの①のタイプを取り扱う(図-1(a))。すなわち、波は直線状の海岸に直角に入射し、海底勾配は一樣なものとする。また surf zone での運動方程式を線形化し、波と乱れとの相互干渉によるエネルギー減少を無視して考える。

2. 基礎方程式

ここで取り扱う海浜流は前述したように(図-1)、沿岸方向に条件が同じために、それぞれ同じ大きさの離岸流がある距離をもって無数に発生しているものと考え、沿岸方向に y 座標、沖方向に x 座標をとり、 x 軸は離岸

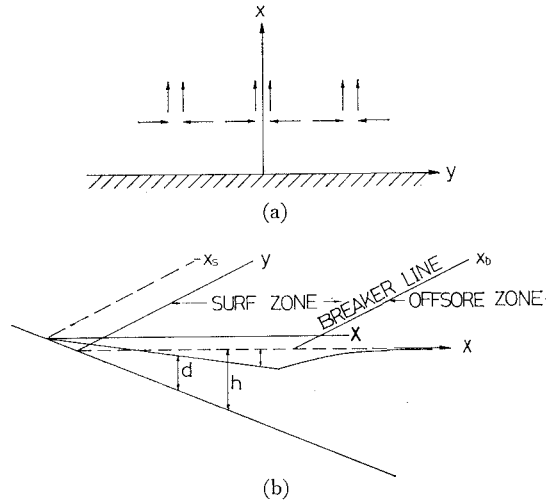


図-1

流の中央にとる。

一般に海浜流系の基礎方程式は定常の場合、乱れによる運動量損失を無視すると次のようになる。

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} - \frac{B_i}{\rho d} \quad \dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x_i} = 0 \quad \dots\dots (2)$$

ここで、 u は波動による速度も含んでいる平均流速、 $\bar{\eta}$ は平均水面の変化量、 B_i は底面に働く摩擦力、 d は平均水深であり、 S_{ij} は radiation stress で、浅水域ではその成分が $S_{xx}=(3/2)E$, $S_{yy}=(1/2)E$, $S_{xy}=S_{yx}=0$, $E=\rho g H^2=\rho g \gamma^2 d^2$ とおけるものとする。摩擦応力については大きく分けて Bowen 流と Longuet-Higgins 流の表わし方があるけれども、ここでは後者の場合をとり、具体的な表現については Thornton (1970) にしたがう。すなわち、

$$B_x = \rho f' g (du) d^{-1/2} \quad \dots\dots (3)$$

$$B_y = \rho f' g (du) d^{-1/2} \quad \dots\dots (4)$$

$$f' = \frac{\gamma}{2\pi} \frac{C_f}{(1+\gamma)^{1/2} g^{1/2}} \quad \dots\dots (5)$$

式(2)により、輸送流れ関数 $\psi(x, y)$ を導入すると、未知量は、平均水深 d と輸送流れ関数 $\psi(x, y)$ の2つになり、式(1)より解けることになるが、式(1)の左辺を

* 学生会員 北海道大学大学院
 ** 正 会 員 工博 北海道大学教授 工学部土木工学科

無視しても残る方程式は非線形になって簡単には解けない。そこで平均水深 d 、輸送流れ関数 ϕ を次のようにおくことにする。

$$d(x, y) = d_0(x) + \epsilon \zeta_1(x, y) + \epsilon^2 \zeta_2(x, y) + \dots \quad (6)$$

$$\phi(x, y) = \epsilon \phi_1(x, y) + \epsilon^2 \phi_2(x, y) + \epsilon^3 \phi_3(x, y) + \dots \quad (7)$$

ここで、

$$d_0 = h(x) + \bar{\eta}_0(x) \quad (8)$$

式(6)、(7)を式(1)に代入する前に、式(1)を次のように書きあらためる。

$$0 = gS - g\gamma' \frac{\partial d}{\partial x} + g f' \frac{\partial \phi}{\partial y} d^{-3/2} \quad (9)$$

$$0 = -g\gamma'' \frac{\partial d}{\partial y} - g f' \frac{\partial \phi}{\partial x} d^{-3/2} \quad (10)$$

$$0 = -g\gamma' \frac{\partial^2 d}{\partial x^2} + g f' \frac{\partial^2 \phi}{\partial y \partial x} d^{-3/2} - \frac{3}{2} g f' d^{-5/2} \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial d}{\partial x} \quad (11)$$

$$0 = -g\gamma'' \frac{\partial^2 d}{\partial y^2} - g f' \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} + \frac{3}{2} g f' d^{-5/2} \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial d}{\partial y} \quad (12)$$

$$0 = -g\gamma' \frac{\partial^2 d}{\partial x \partial y} + g f' \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - \frac{3}{2} g f' d^{-5/2} \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial d}{\partial y} \quad (13)$$

$$0 = -g\gamma'' \frac{\partial^2 d}{\partial x \partial y} - g f' \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} d^{-3/2} + \frac{3}{2} g f' d^{-5/2} \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial d}{\partial x} \quad (14)$$

式(6)~(14)より次式が得られる。

$$\epsilon^0: gS - g\gamma' m = 0 \quad (15)$$

$$\epsilon: -g\gamma' \bar{\zeta}_{1x} + g f' \phi_{1y} d_0^{-3/2} = 0 \quad (16)$$

$$-g\gamma'' \bar{\zeta}_{1y} - g f' \phi_{1x} d_0^{-3/2} = 0 \quad (17)$$

$$-g\gamma' \bar{\zeta}_{1xx} + g f' \phi_{1xy} d_0^{-3/2} - \frac{3}{2} g f' d_0^{-5/2} m \phi_{1y} = 0 \quad (18)$$

$$-g\gamma'' \zeta_{1yy} - g f' \phi_{1xy} = 0 \quad (19)$$

$$-g\gamma' \bar{\zeta}_{1xy} + g f' \phi_{1yy} d_0^{-3/2} = 0 \quad (20)$$

$$-g\gamma'' \zeta_{1xy} - g f' \phi_{1xx} d_0^{-3/2} + \frac{3}{2} g f' d_0^{-5/2} m \phi_{1x} = 0 \quad (21)$$

$$\left[\gamma' = 1 + \frac{3}{8} r^2, \gamma'' = 1 + \frac{r^2}{8} \right]$$

ここで m は、 $dd_0/dx = m$ 、 S は $dh/dx = S$ であり、 ϵ^0 のオーダーからは式(15)より、よく知られている関係 $K = \{(3/8)r^2\} / \{1 + (3/8)r^2\}$ が得られる。

式(16)~(21)より、平均水面変化量 $\bar{\zeta}_1$ と輸送流れ関数についての方程式が次のように得られる。

$$\gamma'' \bar{\zeta}_{1yy} + \gamma' \bar{\zeta}_{1xx} + \frac{3}{2} \gamma' \frac{m}{d_0} \bar{\zeta}_{1x} = 0 \quad (22)$$

$$\gamma'' \phi_{1yy} + \gamma' \phi_{1xx} - \frac{3}{2} \frac{m}{d_0} \gamma' \phi_{1x} = 0 \quad (23)$$

式(22)、(23)を積分すれば、平均水面分布と流況がわかることになる。

3. 平均水面と平均流速

新しい座標 X を次のようにおく。

$$d_0 = mX \quad X = x + x_s \quad (24)$$

式(24)より、式(23)は、次のようになる。

$$\zeta_{1yy} + \frac{\gamma'}{\gamma''} \zeta_{1xx} + \frac{\gamma'}{\gamma''} \frac{3}{2} \frac{1}{X} \zeta_{1x} = 0 \quad (25)$$

いま、 $\zeta_1(x, y)$ を次のようにおけるものとする。

$$\zeta_1 = \theta(y)\Phi(X) \quad (26)$$

よって、式(25)は、

$$\frac{\gamma'}{\gamma''} \frac{\Phi''}{\Phi} + \frac{3}{2} \frac{\gamma'}{\gamma''} \frac{1}{X} \frac{\Phi'}{\Phi} + \frac{\theta''}{\theta} = 0 \quad (27)$$

式(27)より、次式が得られる。

$$\theta'' = -k^2 \theta \quad (28)$$

$$\Phi'' + \frac{3}{2} \frac{1}{X} \Phi' - k'^2 \Phi = 0 \quad (29)$$

ここに、 $k' = (\gamma''/\gamma')^{1/2} k$

式(28)より、 θ は、次のようになる。

$$\theta_1 = A_1 \cos ky + B_1 \sin ky \quad (30)$$

式(29)は、 $\Phi = X^{-1/4} \varphi_1(X)$ とおくと次のようになる。

$$\varphi_1'' + \frac{1}{X} \varphi_1' - \left\{ \frac{(1/4)^2}{X^2} + k'^2 \right\} \varphi_1 = 0 \quad (31)$$

式(31)の解はベッセルの変形第一種、二種の関数で表わされる。

$$\varphi_1 = C_1 I_{1/4}(k'X) + D_1 K_{1/4}(k'X) \quad (32)$$

よって $\bar{\zeta}_1$ は次のように表わせる。

$$\bar{\zeta}_1 = (A_1 \cos ky + B_1 \sin ky) (C_1 I_{1/4}(k'X) + D_1 K_{1/4}(k'X)) X^{-1/4} \quad (33)$$

境界条件は次のようにする。

$$y=0 \text{ にて, } \frac{\partial \bar{\zeta}_1}{\partial y} = 0 \quad y = \pm y_r \text{ にて, } \frac{\partial \bar{\zeta}_1}{\partial y} = 0 \quad (34)$$

式(34)より、 $\theta_1 = 0$ となり、 ζ は $\cos ky$ の関数になり、 k の値は次のようになる。

$$\sin ky_r = 0 \text{ より,}$$

$$k = \frac{n\pi}{y_r} \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (35)$$

いま、かりに、平均水面変化量 $\bar{\zeta}$ が、 $A_1' \cos kny X^{-1/4} K_{1/4}(k_n X)$ となるものとする、 $\bar{\zeta}$ は沿岸方向に、原点から遠ざかるにつれ、大きくなっていくのであるから、 $\partial \bar{\zeta} / \partial y$ の全体は正、すなわち、係数 A_1' は負にならなければならない。ところが、 x 方向には、沖向きに、減少していくものとするれば、 $\partial \bar{\zeta} / \partial x$ は全体で負であるから、 A_1' は正とならなければならない。 A_1' は定数であるから $X^{-1/4} K_{1/4}(k_n X)$ の独立の解はないことになる。また、

$X=0$ にて、有限すなわち、 $X=0$ にて、 $\epsilon \zeta_1$ は小さいのであるから、 $X^{-1/4}K_{1/4}(k'_n x)$ は解から落とさなければならぬ。よって、平均水面変化量として、次式を得る。

$$\bar{\zeta}_1 = \sum_{n=1}^{\infty} A_1 n X^{-1/4} I_{1/4}(k'_n X) \cos k_n y \quad \dots\dots\dots (36)$$

$I_{1/4}(k'_n X)$ は X の増加にともない、急速に大きくなるので考えている領域のなかの X の大きいところでの境界条件で、 A_n を決めた方がよい。したがって、碎波点での変化量を次のようにする。

$X=X_B$ にて

$$\epsilon \bar{\zeta}_1(X_B, y) = -\alpha H_B \cos k y \quad \dots\dots\dots (37)$$

式(37)より、 $A_1 n$ は次のように決まる。

$$\begin{aligned} \epsilon A_1 n = & -\frac{\alpha H_B}{X_B^{-1/4} I_{1/4}(k'_n X_B)} \\ & \times \frac{1}{y_r} \int_{-y_r}^{y_r} \cos k \eta \cos k_n \eta d\eta \quad \dots\dots\dots (38) \end{aligned}$$

A_n は $k_n = k$ すなわち $n=1$ のときだけ値をもち、あと零になる。よって $\bar{\zeta}_1$ は次のようになる。

$$\begin{aligned} \epsilon \bar{\zeta}_1 = & -\frac{\alpha H_B}{X_B^{-1/4} I_{1/4}(k' X_B)} X^{-1/4} I_{1/4}(k' X) \cos k y \\ & \dots\dots\dots (39) \end{aligned}$$

平均流速も同じような取り扱いとなる。

いま、 ϕ を次のようにおく。

$$\phi = \theta_2(X) \Phi_2(y) \quad \dots\dots\dots (40)$$

式(23)より、次のようになる。

$$\frac{\Phi_2''}{\Phi_2} + \left(\frac{\gamma'}{\gamma''}\right) \frac{\theta_2''}{\theta_2} - \left(\frac{\gamma'}{\gamma''}\right) \frac{3}{2} \frac{1}{X} \frac{\theta_2'}{\theta_2} = 0 \quad \dots\dots\dots (41)$$

よって $\Phi_2''/\Phi_2 = -k^2$ とおくと、 Φ は次のようになる。

$$\Phi_2 = A_2 \cos k y + B_2 \sin k y \quad \dots\dots\dots (42)$$

沿岸方向の境界条件として、次のようにする。

$$y=0, \quad \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial y^2} = 0, \quad y = \pm y_r \quad \phi_1 = 0 \quad \dots\dots\dots (43)$$

よって、

$$\Phi_2 = A_2' \sin k y \quad k = \frac{n\pi}{y_r} \quad n=1, 2, 3, \dots (44)$$

次に、 $\theta_2(X)$ についてみると、式(41)より次式を得る。

$$\theta_2''(X) - \frac{3}{2} \frac{1}{X} \theta_2'(X) - k' \theta_2(X) = 0 \quad \dots\dots\dots (45)$$

ここに、 $k' = (\gamma''/\gamma')^{1/2} k$

いま、 $\theta(X) = X^{5/4} \varphi_2(X)$ とおくと、式(45)は次のようになる。

$$\begin{aligned} \varphi_2''(X) + \frac{1}{X} \varphi_2'(X) - \left\{ \frac{(5/4)^2}{X^2} + k'^2 \right\} \varphi_2(X) = 0 \\ \dots\dots\dots (46) \end{aligned}$$

前と同じようにこれは、ベッセルの変形第一、二種に関する方程式で、その解は次のように表わされる。

$$\varphi_2(X) = C_2 I_{5/4}(k' X) + D_2 K_{5/4}(k' X) \quad \dots\dots\dots (47)$$

よって、輸送流れ関数は次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi_1 = & \sum_{n=1}^{\infty} A_2' \sin k_n y X^{5/4} (C_2 I_{5/4}(k'_n X) \\ & + D_2 K_{5/4}(k'_n X)) \quad \dots\dots\dots (48) \end{aligned}$$

沖方向の境界条件として、 $X=0$ にて、 $\phi=0$ をとると、流れ関数 ϕ_1 は次のようになる。

$$\epsilon \phi_1 = \sum_{n=1}^{\infty} A_{2n} X^{5/4} I_{5/4}(k'_n X) \sin k_n y \quad \dots\dots\dots (49)$$

積分定数 A_{2n} については、式(16)あるいは(17)より決定できる。式(16)より、 ζ_{1x} と ϕ_{1y} の関係が与えられているので、

$$\epsilon \zeta_{1x} = -\frac{\alpha H_B k'}{X_B^{-1/4} I_{1/4}(k' X_B)} X^{-1/4} I_{5/4}(k' X) \cos k y$$

$$\epsilon \phi_{1y} = \sum A_{2n} X^{5/4} I_{5/4}(k'_{2n} X) \cos k_{2n} y \cdot k$$

となるので、次のように A_{2n} が定まる。

$$\epsilon A_{2n} = -\frac{\gamma''}{f'} \frac{k'}{k} m^{3/2} \frac{\alpha H_B}{X_B^{-1/4} I_{1/4}(k' X_B)} \quad \dots\dots\dots (50)$$

A_{2n} は1個だけ、すなわち、 A_{21} だけが値をもち、残りは零となる。 k' は k に $(\gamma''/\gamma')^{1/2}$ をかけたものであるから A_{2n} は次のようになる。

$$\epsilon A_{2n} = -\frac{(\gamma''/\gamma')^{1/2}}{f'} m^{3/2} \frac{\alpha H_B}{X_B^{-1/4} I_{1/4}(k' X_B)} \quad \dots\dots\dots (51)$$

よって、輸送流れ関数は次のようになる。

$$\begin{aligned} \epsilon \phi_1 = & -\frac{(\gamma''/\gamma')^{1/2}}{f'} m^{3/2} \frac{\alpha H_B}{X_B^{-1/4} I_{1/4}(k' X_B)} \\ & \times X^{5/4} I_{5/4}(k' X) \sin k y \quad \dots\dots\dots (52) \end{aligned}$$

各方向の単位幅当りの流量は次のようになる。

$$du = -\epsilon \phi_{1y} = -A_{2n} k X^{5/4} I_{5/4}(k' X) \cos k y \quad (53)$$

$$dv = \epsilon \phi_{1x} = A_{2n} k' X^{5/4} I_{1/4}(k' X) \sin k y \quad \dots\dots\dots (54)$$

ここで、 A_{2n} は式(51)で与えられたものである。 A_{2n} は式(17)から求めても、式(51)と同じ形になる。

4. 離岸流の間隔

離岸流の間隔については、前に述べたように、LeBlond は、one rip current spacing においてエネルギー逸散が最小になるという条件を用いて予測しているが、実用的なものとはなっていない。ここでは **図-2** に示すように、離岸流が発生する点を基準に

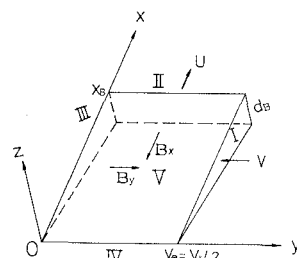


図-2

して、 $y = y_0 = y_r/2$ 、 $X = X_B$ 、 X 軸、 Y 軸で囲まれた領域についての運動量方程式で離岸流間隔を考察してみる。

y 方向についての運動量の変化は、断面に働く垂直応力を σ_y 、全水圧を P 、せん断力を τ で表わすとすれば、次のようになる。

$$\int \rho v \{u \cos(x, \nu) + v \cos(y, \nu) + w \cos(z, \nu)\} ds$$

$$= - \int P \cos(y, \nu) ds + \int \sigma_y \cos(y, \nu)$$

$$+ \tau_{yz} \cos(y, \nu) + \tau_{xy}(z, \nu) ds \dots\dots\dots (55)$$

ここで ν は境界線に立てた外向きの法線を示し, $\cos(x, \nu)$, $\cos(y, \nu)$, $\cos(z, \nu)$ はその各座標軸となす角の方向余弦で, これより, 断面 I では, 静水圧と Radiation stress および, 入ってくる運動量, 断面 II では $\rho v u$ 項が残る。断面 III では沿岸流速がないから, あるのは静水圧と Radiation stress であり, 断面 IV は汀線であるから何もなく, 断面 V では底面に働く摩擦力が反作用で流体に働くものと考えられる。断面 I と III に働く静水圧と Radiation stress は次のようになる。

静水圧

$$- \int_{III} \frac{1}{2} \rho g (d_0^3 + 2d_0 \zeta_1 \epsilon + \epsilon^2 \zeta_1^2) dX$$

$$- \int_{I} \frac{1}{2} \rho g (d_0^3 + 2d_0 \zeta_1 \epsilon + \epsilon^2 \zeta_1^2) dX$$

Radiation stress

$$- \int_{III} \frac{1}{16} \rho g \gamma^2 (d_0^3 + 2d_0 \zeta_1 \epsilon + \epsilon^2 \zeta_1^2) dX$$

$$+ \int_{I} \frac{1}{16} \rho g \gamma^2 (d_0^3 + 2d_0 \zeta_1 \epsilon + \epsilon^2 \zeta_1^2) dX$$

..... (56)

上式の ϵ^2 の項までをとって, 式 (56) の各項を加え合わせ F_4 で表わす。よって, 次のようになる。

$$\int_{II} \rho v u ds + \int_{I} \rho v v ds = \int_V B_y dx dy - F_4 \dots (57)$$

式(57)第1項は次のようになる。

$$\int_{II} \rho v u ds$$

$$= \int_{d_0}^{a-d_0} \int_0^{y_e} \rho v u dz dy = \int_0^{y_e} \rho dv v dy$$

$$= \int_0^{y_e} \rho \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{1}{d_B} dy = \int_0^{y_e} \rho \frac{1}{d_{0B}} \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \phi}{\partial y} dy$$

$$= -\rho \frac{1}{d_{0B}} A_{2n} k k' X_B^{10/4} I_{5/4}(k' X_B) I_{1/4}(k' X_B)$$

$$\times \int_0^{y_e} \cos ky \sin ky dy$$

$$= -\rho \frac{1}{2} A^2 k' X_B^{3/2} m^{-1} I_{5/4}(k' X_B) I_{1/4}(k' X_B)$$

..... (58)

$$= F_1 \dots\dots\dots (59)$$

第2項についても次のようになる。

$$\int_{I} \rho v v ds = \int_0^{x_B} \rho \frac{(dv)(dv)}{d_0} dX$$

$$= \int_0^{x_B} \rho \left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)^2 \frac{1}{d_0} dX$$

$$= \int_0^{x_B} \rho \frac{1}{d_0} (A_{2n} k' X^{5/4} I_{1/4}(k' X))^2 dX$$

..... (60)

同じように摩擦項に関しても, 次のようになる。

$$- \int_V \rho f' g (dv) d^{-1/2} dX dy$$

$$= - \int_0^{y_e} \int_0^{x_B} \rho f' g \frac{\partial \phi}{\partial x} \left(d_0^{-1/2} - \frac{\epsilon \zeta_1 d_0^{-3/2}}{2} \right) dX dy$$

$$= - \int_0^{x_B} \rho f' g (A_{2n} k' X^{5/4} I_{1/4}(k' X)) \frac{1}{k} d_0^{-1/2} dX$$

..... (61)

いま, F_2, F_3 を次のように定義する。

$$\frac{dF_2}{dX} = \rho \frac{1}{d_0} (A_{2n} k' X^{5/4} I_{1/4}(k' X))^2 \dots\dots\dots (62)$$

$$\frac{dF_3}{dX} = \rho f' g (A_{2n} k' X^{5/4} I_{1/4}(k' X)) \frac{d_0^{-1/2}}{k} \dots (63)$$

式(17)は F_1, F_2, F_3 で表わせば次のようになる。

$$F_1 + [F_2]_0^B + [F_3]_0^B + F_4 = 0 \dots\dots\dots (64)$$

いま $X=0$ での F_2, F_3 を $F_2(0)=F_3(0)$ とすると, 式(64)は次のようになる。

$$F_1 + F_{2B} + F_{3B} + F_4 = 0 \dots\dots\dots (65)$$

添字 B は $X=X_B$ での値を意味する。これは, y_r と X_B の関係式で式 (65) を α で整理すると次のようになる。

$$\frac{x_B^{3/2}}{3} \{I_{1/4}(x_B') - I_{3/4}(x_B')\} - \frac{x_B^{3/2}}{2} I_{1/4}(x_B') I_{5/4}(x_B')$$

$$- \frac{\gamma^2}{4\pi^2(1+\gamma)\gamma'} \left(\frac{C_f}{m}\right)^2 \frac{3}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n=0}^{\infty}$$

$$\times \frac{\Gamma(n+1/4)}{\Gamma(n+5/4)} \frac{2^{2n}}{(2n+1)!} \frac{x_B'^{2n+1}}{(2n+1)} = 0$$

ここに, $x_B' = k' X_B \dots\dots\dots (66)$

式 (66) を計算すると離岸流の間隔が求まる。

5. 結果と検討

図-3 は $X_B/y_r=1/2$ の場合について, 碎波点での $\phi_{X=X_B}$ で割った無次元量を図示したもので, 碎波点過ぎると急速に減少していくが, これは, X の関数に変形第一種の関数を選んだためとも考えられる。図-4 は,

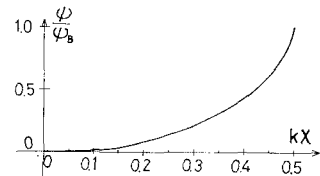


図-3

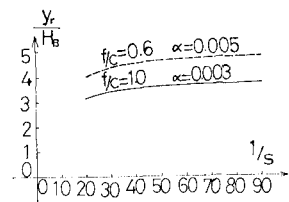


図-4

式(66)で $\gamma=1.0$ とおいたときの離岸流の間隔を図示したもので、これより各勾配に対する離岸流の間隔がえられる。

6. 結 語

以上、摂動法にしたがって、平均水深の変化量 ξ と輸送流れ関数 ψ を ϵ なるパラメーターで級数展開して、境界条件を単純化して、離岸流系についてみてみた。摂動法によって級数展開した場合、取り扱いが簡単になり、計算が進めやすいことがわかった。今後、平均水深と流速を与える式(22)、式(23)をもとに、 $y=\pm y_r$ で $du=0$ などの境界条件における場合でも、離岸流系の正確な計算が可能となろう。

参 考 文 献

- 1) Bowen, A.J. (1969): Rip current, 1, 2. J.G.R., Vol. 74, No. 23.
- 2) Longuet-Higgins, M.S. (1970): Longshore current generated by obliquely incident sea waves, 1, J.G.R. Vol. 75, No. 33.
- 3) Sonu, C.J. (1972): Field observation of nearshore circulation and meandering currents. J.G.R. Vol. 77, No. 18.
- 4) P.H. LeBlond and C.L. Tang: On Energy Coupling Between Waves and Rip currents. J.G.R. Vol. 79, No. 6.
- 5) Longuet-Higgins, M.S.: Recent progress in the study of longshore current, in Waves on Beaches and Resulting Sediment Transport pp. 203-248. Academic, N.Y., 1971.
- 6) O'Rourke, J.C. and P.H. LeBlond: Longshore currents in a semicircular bay, J.G.R., 1972, Vol. 77, No. 3.
- 7) 堀川・佐々木他: 海浜流に関する研究(第2報) 1974, 海岸工学講演会論文集.
- 8) 日野幹雄: 海浜流系の発生理論, 土木学会論文報告集, 1974, 第225号.
- 9) E.B. Thornton: Longshore current and sediment transport, Ph. D. thesis. Univ. of Florida.
- 10) Tam, C.K.W.: Dynamics of rip current, J.G.R., Vol. 78, No. 12, 1973.
- 11) Sonu, C.J.: Comment on paper by C.K.W. Tam, Dynamics of rip currents, J.G.R. Vol. 78, No. 36, 1973.
- 12) Tam, C.K.W.: Reply, J.G.R., Vol. 78, No. 36, 1973.
- 13) Arthur, R.S.: A note on the dynamics of rip currents, J.G.R., Vol. 67, No. 7, 1962.
- 14) Bowen, A.J.: The generation of longshore currents on a plane beach, J. Mar. Res, 27, 206~215, 1969b.
- 15) Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart: Radiation stress in water waves, A physical discussion with application, Deep Sea Res., 11, 529~563, 1964.
- 16) I.D. James.: A non-linear theory of longshore current, Estuarine and Coastal Marine Science (1974) 2, 235~249.
- 17) Inman, D.L., Tait, R.J. and Nordstrom, C.E. (1971): Mixing in the surfzone. J.G.R. 76, 3493~3514.
- 18) McKenzie, R.: Rip current systems, J. Geol., 66, 103~113, 1963.
- 19) Shepard, F.P. and D.L. Inman: Nearshore circulation, Proc. Conf. Coastal Eng. 1st 50~59, 1951.