

固有値問題としての離岸流の間隔について

EIGENVALUE PROBLEMS FOR RIP CURRENT SPACINGS

水 口 優*

By Masaru MIZUGUCHI

1. はじめに

本論文では、海浜流系の機構を理論的な面から扱う。現在までの理論的な研究としては、Bowen¹⁾による波高分布に汀線方向の周期性を仮定して運動方程式を解き、流れの場を求めたもの、そのより一般的な扱いとして、エネルギー方程式に波と流れの相互干渉を考慮した LeBlond・Tang²⁾ の扱い、そして日野³⁾による自励発生的な機構による growth rate に着目することにより離岸流の卓越波長、ひいては、海浜流系の規模を求めようとするものの2つの方向がある。

本論文では、以上の扱いは異なり、波と流れの干渉を波数とエネルギーの両保存方程式において考慮し、摂動法を用いて方程式を線型化するとともに、運動方程式中の摩擦項を適切に見積もることにより、離岸流の発生間隔を固有値問題の解として扱う。

2. 基礎方程式

以下、座標系は、汀線から沖合方向に x 軸、汀線方向に y 軸をとる。

一様な勾配をもつ固定不透過な斜面上に、波が直角に入射してくるとき、波数、質量、運動量、エネルギーの保存則は、定常解を考えると、次式で表わされるであろう。水深方向には、平均された量を扱う。

$$\sigma - (gk_i \tanh k_i d)^{1/2} - k_i U = 0 \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (dU) + \frac{\partial}{\partial y} (dV) = 0 \quad \dots\dots\dots(2)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + R_x &= 0 \\ \frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} + g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} + R_y &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \{E(U+c_g)\} + \frac{\partial}{\partial y} (EV) + S_{xx} \frac{\partial U}{\partial x} + S_{yy} \frac{\partial V}{\partial y} = -D \quad \dots\dots\dots(4)$$

ここで、

 σ : 入射波の角周波数 g : 重力の加速度 d : 水深 k_i : 水深 d における入射波の波数 U, V : 流れの x, y 方向成分 ρ : 密度 S_{xx}, S_{yy} : radiation stress $\bar{\eta}$: 静水面からの平均水位の上昇 R_x, R_y : 摩擦力の x, y 方向成分 E : 波のエネルギー D : エネルギー逸散項 c_g : 入射波の群速度

である。

なお、水深 d は、斜面の勾配を $\tan \beta$ で表わすと次式で与えられる。

$$d = x \tan \beta \quad \dots\dots\dots(5)$$

摩擦力 R_x, R_y は、次のように表わされるものとする。

$$\left. \begin{aligned} R_x &= \frac{C_x U}{d}, \quad R_y = \frac{C_y V}{d} \\ q &= \frac{C_x}{C_y} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(6)$$

ここで、 C_x, C_y は、 x, y 方向の摩擦係数で速さの次元をもち、 x の関数であるとする。 q は、摩擦係数の異方性を表わす定数である。

式(2)より、次のような輸送流れ関数 ψ が導入される。

$$U = -\frac{1}{d} \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad V = \frac{1}{d} \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad \dots\dots\dots(7)$$

式(3)より $\bar{\eta}$ を消去し、式(6),(7)を代入すると、運動方程式として次式を得る。

* 正会員 工修 東京大学助手 工学部土木工学科

$$q \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \left(\frac{2}{x} - \frac{1}{C_y} \frac{dC_y}{dx} \right) \frac{\partial \psi}{\partial x} \\ = \frac{d}{\rho C_y} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} (S_{xx} - S_{yy}) + \frac{1}{x} \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

これ以後、 x 軸の原点を set-up も含めた水深が 0 となる点に取り直しておくものとする。その際、水深 d は、依然として式 (5) で与えられるものとする。

3. 長波近似の導入と方程式の展開

簡単のためもある、砕波帯内外ともに入射波に対する長波近似が成立する場合を扱う。それは、定性的には、斜面は急勾配で、入射波は沖波波形勾配が小さい時に対応する*。

式 (1) で、 $\tanh k_i d \rightarrow k_i d$ とおくと、最終的に次式を得る。

$$c = \frac{\sigma}{k_i} = \frac{\sigma}{k_*} \left(1 + \frac{U}{\sqrt{gd}} \right) = \sqrt{gd} + U \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 c : 入射波の波速

k_* : 流れがない時の入射波の波数

である。

波の進行方向と座標の関係を考慮すると、入射波の群速度は次のようになる。

$$c_g = -\sqrt{gd} + U \dots\dots\dots (10)$$

一方、radiation stress も次式で近似される。

$$S_{xx} = \frac{3}{2} E, \quad S_{yy} = \frac{1}{2} E \dots\dots\dots (11)$$

これらを、式 (4)、(8) に代入すると、運動方程式、エネルギー方程式として、次の式を得る。

$$q \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \left(\frac{2}{x} - \frac{1}{C_y} \frac{dC_y}{dx} \right) \frac{\partial \psi}{\partial x} \\ = \frac{d}{\rho C_y} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial E}{\partial x} + \frac{E}{2x} \right) \dots\dots\dots (12)$$

$$E \left(\frac{7}{2} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{3}{2} \frac{\partial V}{\partial y} - \frac{dc_{g0}}{dx} \right) \\ + (2U - c_{g0}) \frac{\partial E}{\partial x} + V \frac{\partial E}{\partial y} = -D \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 $c_{g0} = \sqrt{gd}$ である。

* たとえば、合田の砕波指標⁹⁾によれば、

$$\left. \begin{aligned} \tan \beta \sim \frac{1}{15}, \quad \frac{H_0}{L_0} = 0.01 \sim 0.05 \quad \text{で} \quad \frac{d_B}{H_0} \sim 1.0 \\ \tan \beta \sim \frac{1}{30}, \quad \frac{H_0}{L_0} = 0.01 \sim 0.05 \quad \text{で} \quad \frac{d_B}{H_0} \sim 1.7 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (a)$$

となり、砕波点での適用範囲の目安としては、

$$\left. \begin{aligned} \tan \beta \sim \frac{1}{15} \quad \text{で} \quad \frac{H_0}{L_0} < 0.02 \\ \tan \beta \sim \frac{1}{30} \quad \text{で} \quad \frac{H_0}{L_0} < 0.01 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (b)$$

となる。ここで、水深と波長の比が 0.02 以下で長波近似が成立するものとした。

次のような振動と変数分離を用いて方程式系を線型常微分化する。

$$\left. \begin{aligned} E = E_0 + E_1(x) e^{iky} \\ \psi = X(x) e^{iky} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

すなわち、すべての一次の量が汀線方向に波数 k の周期性をもつものとする。式 (14) を式 (13) に代入すると次のように変形される。

$$-(E_0 c_{g0})' + e^{iky} \left\{ -\frac{2ik}{d} (E_0 X)' \right. \\ \left. + \frac{7ik \tan \beta}{2d^2} E_0 X - (E_1 c_{g0})' \right\} + \dots = -D \dots\dots\dots (15)$$

ここで、右肩の ' は x に関する微分を意味する。右辺のエネルギー逸散項 D もまた、それぞれのオーダーのエネルギー逸散に対応する項をもつと考えられるが、ここでは、 $D = D_0 + D_1 + \dots$ と表した時の D_1 以下は無視されるものとする。各オーダーを等置すると次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} 0 \text{ 次: } (E_0 c_{g0})' &= D_0 \\ 1 \text{ 次: } -\frac{ik}{d} \left\{ 2(E_0 X)' - \frac{7}{2x} E_0 X \right\} \\ &= (E_1 c_{g0})' = \sqrt{gd} \left(E_1' + \frac{E_1}{2x} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

式 (16) の第 1 式において、波の 0 次のエネルギー E_0 は、砕波帯内では、波高が水深に比例するのに見合うだけのエネルギー逸散があり、砕波帯外では、エネルギー逸散がないものとするれば、次のように与えられる。

$$E_0 = \begin{cases} \frac{\rho g r^2 d^2}{8} & 0 \leq x \leq x_B \\ \frac{\rho g r^2 d_B^{5/2} d^{-1/2}}{8} & x_B \leq x \end{cases} \dots\dots\dots (17)$$

ここで、 x_B, d_B は、砕波帯の幅と砕波水深であり、 r は砕波帯内における波高と水深の比である。すなわち、砕波帯外での波高の変化は、グリーンの公式に従う。一方式 (12) に、式 (14) を代入して次式を得る。

$$X'' - \left(\frac{2}{x} - \frac{1}{C_y} \frac{dC_y}{dx} \right) X' - qk^2 X \\ = \frac{ikd}{\rho C_y} \left(E_1' + \frac{E_1}{2x} \right) \dots\dots\dots (18)$$

式 (16) の第 2 式と、式 (18) から E_1 を消去することができて、次式を得る。

$$X'' - \left(\frac{2}{x} - \frac{1}{C_y} \frac{dC_y}{dx} \right) X' - qk^2 X \\ = \frac{k^2}{\rho C_y \sqrt{gd}} \left\{ 2(E_0 X)' - \frac{7}{2x} E_0 X \right\} \dots\dots\dots (19)$$

この式は、 C_y, E_0 がすでに x の関数として与えられていることから、 X についての 2 階の同次の線型常微分方程式となっている。

以下、式 (19) 中の C_y の意味について考えることにより、2つのケースについて議論する。

4. 底面摩擦として扱う時 [固有値問題 I]

砕波帯内での摩擦係数 C_y は、砕波していない波が流れと共存する場合と同様な形で与えられるものと仮定すれば、次のようになる²⁾。

$$\left. \begin{aligned} C_y &= C_f u_{\max} \doteq \frac{1}{2} C_f \tau \sqrt{gd} \\ q &= 2.0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

ここで、 u_{\max} は、波の水粒子軌道速度の最大値である。式 (17) の前半と式 (20) を、式 (19) に代入すれば、砕波帯内の基本方程式として次式を得る。

$$X'' - \left(\frac{3}{2x} + 4k^2 P_1 x \right) X' - k^2 (q + P_1) X = 0 \dots\dots\dots (21)$$

ここで、 $P_1 = \tau \tan \beta / 8 C_f$ である。

砕波帯外では、摩擦係数 \bar{C} は定数であるとして次のようにおく。

$$\bar{C} = C_y = C_P C_{yB} \dots\dots\dots (22)$$

ここで、 C_{yB} は式 (20) 中の C_y の $x = x_B$ での値であり、 C_P は砕波点での摩擦係数の不連続性を導入するための定数である。式 (17) の後半と式 (22) を、式 (19) に代入すれば、砕波帯外の基本方程式は次のようになる。

$$X'' - \frac{2}{x} (1 + k^2 P_3) X' - k^2 \left(q - \frac{9}{2} \frac{P_3}{x^2} \right) X = 0 \dots\dots\dots (23)$$

ここで、 $P_3 = g^{1/2} (\tan \beta)^{3/2} \tau^2 x_B^{5/2} / 8 \bar{C}$ である。

式 (22), (23) は、無次元量 $x_0 = x/x_B$ を導入することにより、次のように書き直される。この時、右肩の ' は x_0 に関する微分を意味することとなる。

$$X'' - \left(\frac{3}{2x_0} + 4\kappa^2 P_1 x_0 \right) X' - \kappa^2 (q + P_1) X = 0 \quad 0 \leq x_0 \leq 1 \dots\dots\dots (24)$$

$$X'' - \frac{2}{x_0} \left(1 + 2\kappa^2 \frac{P_1}{C_P} \right) X' - \kappa^2 \left(q - \frac{9}{x_0^2} \frac{P_1}{C_P} \right) X = 0 \quad 1 \leq x_0 \dots\dots\dots (25)$$

ここで、 κ は無次元波数 kx_B を表す。

式 (24), (25) の解は、砕波帯内では、 $x_0 = 0$ で $X = 0$ 、砕波帯外では、 $x_0 \rightarrow \infty$ で X が有界であるという境界条件を考慮すれば、次式で与えられる。

$$X_i = \sum_{n=0}^{\infty} C_n x_0^{n+5/2} \quad 0 \leq x_0' \leq 1 \dots\dots\dots (26)$$

$$C_{n+2} = \frac{(4n+1)P_1 + q}{(n+2)\left(n + \frac{9}{2}\right)} \kappa^2 C_n$$

$$n = 2m, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

$$\begin{aligned} C_n &= 0 \quad n = 2m + 1, \quad m = 0, 1, 2, \dots \\ X_0 &= \text{const.} \times X(\sqrt{q} \kappa x_0)^{3/2 + 2\kappa^2 P} K_\nu(\sqrt{q} \kappa x_0) \\ & \quad 1 \leq x_0 \dots\dots\dots (27) \\ \nu &= \left(\frac{9}{4} - 3\kappa^2 P + 4\kappa^4 P^2 \right)^{1/2} \end{aligned}$$

ここで、 $P = P_1 / C_P$ であり、 K_ν は ν 次の変形ベッセル関数である。

砕波点で、流速 U, V が連続であるためには、式 (26), (27) で与えられる解は、次の条件を満たさねばならない。

$$\frac{X_i'}{X_i} = \frac{X_0'}{X_0} \quad x_0 = 1 \dots\dots\dots (28)$$

両辺を具体的に書き表わすと次のようになる。

$$\begin{aligned} I_1 &\equiv \frac{X_i'}{X_i} \Big|_{x_0=1} = \sum_{n=0}^{\infty} \left(n + \frac{5}{2} \right) C_n / \sum_{n=0}^{\infty} C_n \\ &= \frac{5}{2} + \left[\sum_{n=0}^{\infty} n C_n / \sum_{n=0}^{\infty} C_n \right] \dots\dots\dots (29) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} J &\equiv \frac{X_0'}{X_0} \Big|_{x_0=1} = \frac{3}{2} + 2\kappa^2 P + \nu \\ & \quad - \sqrt{q} \kappa \cdot \frac{K_{\nu+1}(\sqrt{q} \kappa)}{K_\nu(\sqrt{q} \kappa)} \dots\dots\dots (30) \end{aligned}$$

図-1, 2 が、 $q=1, 2$ の場合について J の値を計算した結果である*。ところが、 I_1 の値は、式 (29) の形からわかるように、5/2 以上となる。すなわち、この場合は、 C_P, q の値によらず固有値は存在しない。

5. 砕波帯内の特性を考慮した摩擦項 [固有値問題 II]

前節の扱いで固有値が存在しない理由は、砕波帯内の混合の激しさのために、式 (20) で見積もられるような流れへの抵抗では不十分なためであると考えられる。そこで、混合の強さが流れに対する抵抗として働き、しか

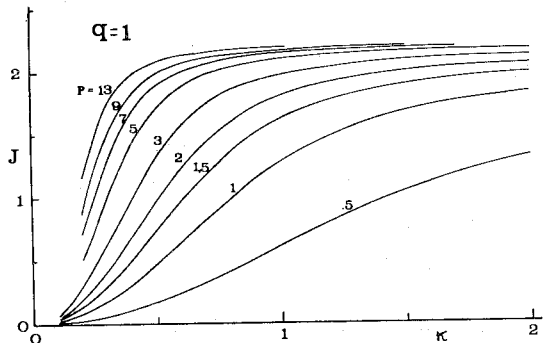


図-1 J の値 (q=1 の時)

* $\kappa \rightarrow 0$ で $J \rightarrow 0$ は、 $\kappa K_{5/2}(\kappa) / K_{3/2}(\kappa) \rightarrow 3$ となることより明らかであるが、 $\kappa \rightarrow \infty$ または $P \rightarrow \infty$ でのふるまいは、解析的に調べることはできなかった。グラフから判断して、2.2... に近づくものと期待される。

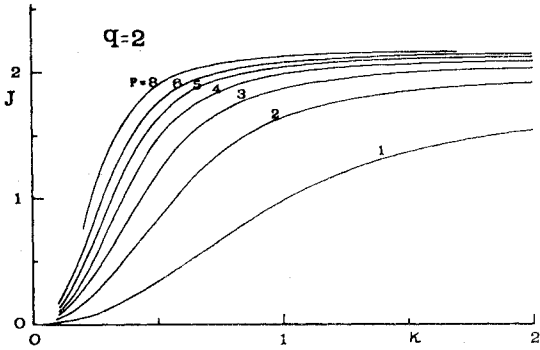


図-2 J の値 (q=2 の時)

もそれが碎波点から汀線にむかって直線的に減少すると考えるなら、摩擦係数の形にして次のように仮定することは、それほど不合理ではないと考える。

$$\left. \begin{aligned} C_y &= C_{Iy} u_{\max} \frac{d}{d_B} \\ C_x &= C_{Ix} u_{\max} \frac{d}{d_B} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (31)$$

$$q = \frac{C_{Ix}}{C_{Iy}} \dots\dots\dots (32)$$

この時は、式 (25) に対応して次式を得る。

$$X'' - \left(\frac{1}{2x_0} + 4\kappa^2 P_4 \right) X' - \kappa^2 \left(q + \frac{P_4}{x_0} \right) X = 0 \dots\dots\dots (33)$$

その解は、次のようになる。

$$X_i = \sum_{n=0}^{\infty} D_n x_0^{n+3/2} \dots\dots\dots (34)$$

$$D_1 = \frac{14}{5} \kappa^2 P_4 D_0$$

$$D_{n+2} = \frac{(4n+11)P_4 D_{n+1} + q D_n \kappa^2}{n^2 + \frac{11}{2}n + 7}$$

ここで、 $P_4 = r \tan \beta / 8 C_{Iy}$ であり、斜面勾配と碎波形式により定まるものと考えられる。なお、この場合の q は混合の強さによる摩擦係数の異方性を表わす量となる。

対応する碎波帯外の解は、やはり式 (27) で与えられる $\left(P = \frac{P_4}{C_P} \right)$ ことになるが、その摩擦係数は波と独立 (g によらない) と考えられ、異方性は無視できて次のように仮定される。

$$\bar{C} = f \frac{H_B}{T} \dots\dots\dots (35)$$

ここで、 H_B 、 T は、入射波の碎波波高と周期であり、 f は無次元の摩擦係数である。この結果、式 (27) 中の P は次のように書き直される。

$$P = \frac{r}{8f} \left(\frac{gT^2 \tan \beta}{x_B} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (36)$$

P_4 、 P は、その意味から考えて、それぞれ、碎波帯内

部、外部摩擦パラメーターとよぶことができる。

この場合の固有値問題は、式 (28) 中の左辺に代えて次の式を用いればよい。

$$I_2 \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \left(n + \frac{3}{2} \right) D_n / \sum_{n=0}^{\infty} D_n \dots\dots\dots (37)$$

図-3、4 は、 $q=1, 2$ の場合について I_2 を計算した結果である。

図-1 と図-3、4 を組み合わせて、その交点より固有値を求めた結果が、図-5、6 である。

なお、ここでの比例定数 C_I 、 f は、それぞれ、混合の強さ、底面での摩擦を表わすものと解釈され、その大きさのオーダーは、前者が 1.0~0.1、後者が 0.1~0.01 と考えられる。

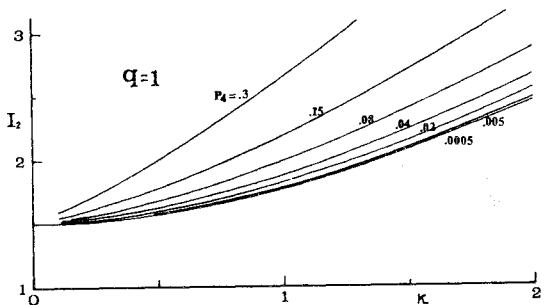


図-3 I₂ の値 (固有値問題 II, q=1 の時)

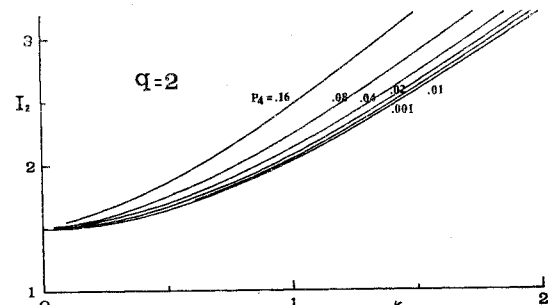


図-4 I₂ の値 (固有値問題 II, q=2 の時)

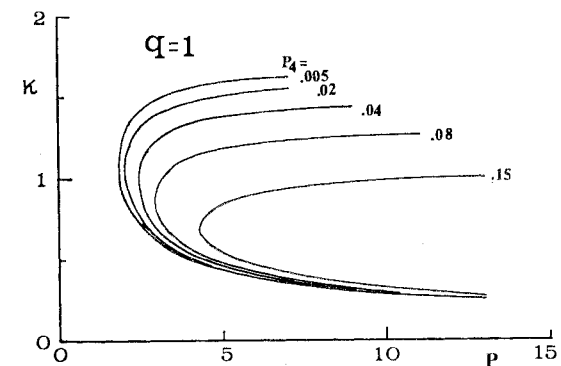


図-5 固有値 κ

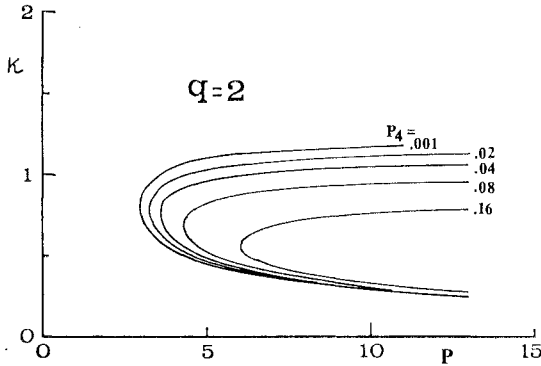


図-6 固有値 κ

6. 結果およびその考察

以上の扱いにおける固有値の存在は、砕波帯内での摩擦係数の x への依存の仕方、具体的には、そのべき乗数 m の値による。砕波帯内での摩擦係数 $C_y \sim x^m$ とおくと砕波帯内の基本方程式は、次のようになる。

$$X'' - \left(\frac{2-m}{x} + 4k^2 A x^{3/2-m} \right) X' - k^2 (q + A x^{1/2-m}) X = 0 \dots\dots\dots(38)$$

ここで、 A は定数である。級数解を仮定して、

$$X = \sum_{n=0}^{\infty} C_n x^{n+\nu}$$

を代入すれば、 ν と m の間に次のような関係を得る*。

$$\left. \begin{aligned} \nu &= 3-m & m < \frac{5}{2} \\ & = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} + 4 \kappa^2 P_4 + \left(\frac{1}{4} + 8 \kappa^2 P_4 + 16 \kappa^2 P_4^2 \right)^{1/2} \right] & \\ & & m = \frac{5}{2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(39)$$

一方、式 (28) の右辺 J は、図-1, 2 に示すように、その最大値は約 2.2 であり、 ν が $I_i (i=1, 2)$ の最小値であることから固有値が存在するためには、 $m \geq 0.8$ に対応するような流れに対する抵抗を必要とすることが結論され、4., 5. における結果と符合する。摩擦係数の異方性は、固有値の存在そのものには、ほとんど関与しない。

求められた固有値の特徴は、図-5, 6 から次のようにまとめられる。

(i) P_4 を与えれば、 P に対し固有値の存在限界 P_c が存在し、 $P \geq P_c$ では 2 個の固有値をもつ (値の大きいブランチを κ_1 のグループ、小さい方を κ_2 のグループとよぶことにする)。

(ii) 式 (36) で定義される P は、Battjes⁵⁾ の砕波帯相似パラメーターとほぼ同じ意味をもつ量 $\xi_b (=$

$\tan \beta / (d_B / L_0)^{1/2}$, L_0 : 入射波の沖波波長) との間に次の関係がある。

$$P = \frac{\sqrt{2\pi} r \xi_b}{8f} \dots\dots\dots(40)$$

κ_1 のグループは、 $\xi_b \rightarrow$ 大で $\kappa_1 \rightarrow$ 大となり、 κ_2 のグループは逆の傾向を示す。堀川・水口⁶⁾ による実験データは、図-7 に見られるように、 κ_2 のグループの傾向を支持しているが、この扱いでは、 κ_1, κ_2 のグループの間の選択性は明らかではない。

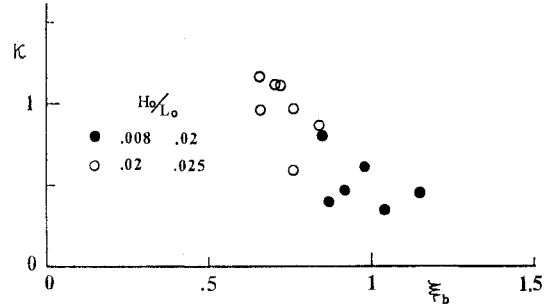


図-7 離岸流間隔の実験データ ($\tan \beta = 1/10$): $\kappa = 2\pi x_B / L_r$, L_r は離岸流の間隔

(iii) 砕波帯内での摩擦係数の異方性 ($q=2$) を考えると κ_1 のグループの値は小さくなり、 κ_2 のグループの値は大きくなる。

(iv) 固有値の値は、 P, P_4 の 2 つのパラメーターが妥当な範囲を考えると、 κ_1 のグループは、0.5~1.6 であり、 κ_2 のグループは、1.0~0.2 である。実験値と傾向の一致した κ_2 のグループの値そのものは、実験値に比して約半分である。その理由は、1 つには、この扱いは実験⁶⁾ で見られた合流現象 (汀線付近で 2 本であった離岸流が、砕波帯の沖側で 1 本になる現象) などの複雑さを考慮し得ていないこと、そして逆に、その点で離岸流の定義づけの難しさのために、実験において有意な離岸流を定めることが難しかったことによる。他方では、佐々木・佐伯⁷⁾ の指摘するような砕波点と set-up の開始点に差があるという x_B そのもののもつ問題によると考えられる。

それぞれの固有値に対応する流れの場の一般的な特徴は、砕波点でも離岸流の流速は増加傾向にあり、流速が最大値をとる点 x_m が、砕波帯の沖側にあることであろう*。 P_4 を固定して考えれば、 P および κ が小さいほど、 x_m / x_B は小さくなる。 $q=1$ の場合に、 $P_4=0.04$ ($\tan \beta = 0.1$, $r=1.33^3$), $C_y=0.5$ とおけば、 $P_4=0.033$ となる) の時の固有関数 X を計算したのが図-8 である。

* 次元を持った形で $U_r' \sim X' - X/x$ となることから、砕波点で離岸流速 U_r が最大値をとる条件は、 $J=1$ であることと一致する。固有値問題 II のモデルでは、それに対応する解は存在しない。

* この議論は厳密には、 m が半整数の時のみ成立する。

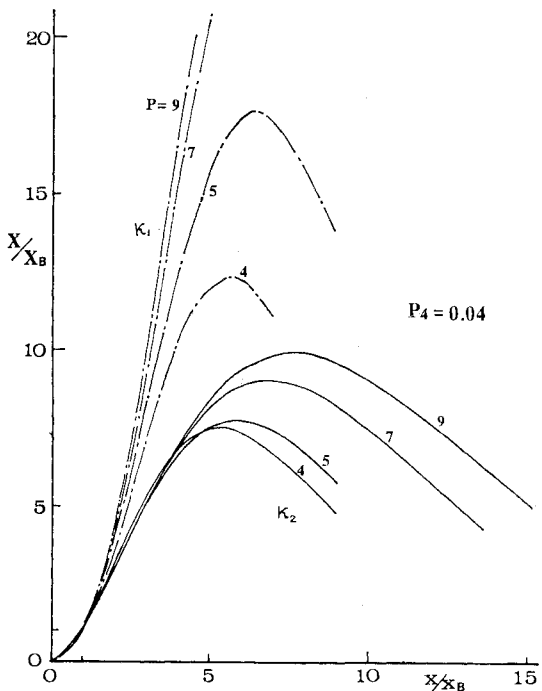


図-8 固有関数 X ($q=1$ の時)

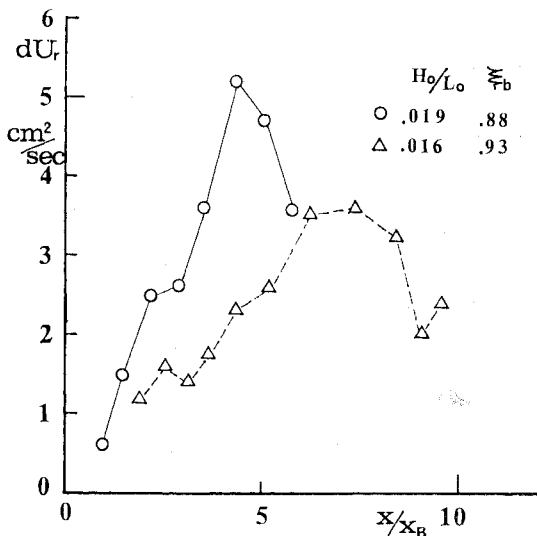


図-9 離岸流流速の沖合方向変化 ($\tan \beta = 1/10$)

なお、離岸流の流速 U_r は、固有関数 X と次の関係にある。

$$U_r = \frac{kX}{d} \dots\dots\dots (41)$$

図-8 より、 κ_1 のグループに比して、 κ_2 のグループは、砕波帯外での加速の程度が小さいゆえに、エネルギー的な面から考えて、より発生しやすいと解釈される。参考までに、図-9 に実験例を示すが、計算結果との定性的な一致は明らかであろう。

今回の扱いの妥当性は、(i) 砕波帯内外での長波近似、(ii) 一次のオーダーのエネルギー逸散の無視、(iii) 摩擦係数に対する仮定 (式 (31)) の妥当性によるといえる。

第1番目の仮定は、この理論の適用限界の1つを与える。砕波点での長波近似の成立限界 ($d_B/L_0 < 0.02$) を P にもちこむと、 $P > 2r \tan \beta / f$ となり、 P がある程度大きい時に成立することになる。第2番目の仮定は、まったく推測の域を出ないが、1つの考え方としてはあり得るだろう。最後の問題は、直接的な実験データはもちろん、現象論的な議論の背景すら欠くが、Longuet Higgins⁹⁾ が沿岸流を計算する際に用いた水平拡散係数の見積もり方に対応を見ていると思われる。

7. おわりに

本論文では、底面摩擦的な扱いに固執したが、砕波帯内という混合の激しい所を扱うには、水平拡散係数的な考え方を導入する定式化が、より物理的に意味のはっきりした扱いを可能にするであろう。ただし、その時は、基本となる微分方程式の階数があるために、境界条件などの扱いが複雑となるであろう。そのほか、汀線方向に単純な周期性を仮定するというのも検討の対象となる。また、今後、砕波帯内での流れのエネルギー逸散に妥当なモデルを与えることも1つの課題である。

国立防災科学技術センターの岩田憲幸博士も、離岸流の間隔が固有値問題となることを見出し、式(25)~(30)に類似な結論を得ており、個人的に、有益な議論の機会をもたせていただいた。また、東京大学工学部の堀川清司教授には、本論文草稿に目をとおしていただき、適切な助言をいただいた。紙面を借りて謝意を表する次第である。

参考文献

- 1) Bowen A.J.: Rip currents, I, Theoretical investigations, Jour. Geophys. Res., Vol. 74, pp. 5467~5478, 1969.
- 2) LeBlond P.H. and C.L. Tang: On energy coupling between waves and rip currents, Jour. Geophys. Res., Vol. 79, pp. 811~816, 1974.
- 3) 日野幹夫: 海浜流系の発生理論, 土木学会論文報告集, No. 225, pp. 19~29, 1974.
- 4) Phillips O.M.: The Dynamics of the Upper Ocean, Cambridge Univ. Press, 261 pp. 1969.
- 5) Battjes J.A.: Surf Similarity, Proc. 14th Int. Conf. Coastal Eng., pp. 466~480, 1974.
- 6) 堀川清司・水口 優: 砕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, pp. 141~147, 1975.
- 7) 佐々木幹夫・佐伯 浩: 砕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, pp. 39~44, 1974.
- 8) 合田良実: 砕波指標の整理について, 土木学会論文報告集, No. 180, pp. 39~49, 1970.
- 9) M.S. Longuet-Higgins: Recent Progress in the Study of Longshore Current, in Waves on Beaches (ed. by R.E. Meyer), Academic Press, New York, pp. 203~248, 1972.

(1975.7.17・受付)