

となり、汀線での条件 $\tilde{M}_x=0$ から、結局次式となる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + R_x &= -\rho g h(h+\bar{\eta}) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \\ \frac{\partial S_{yy}}{\partial x} + R_y &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

すなわち、第1式は wave set-up を、また第2式は沿岸流速の沖方向分布を与えることになるが、この場合には波による質量輸送に伴う海水は一樣なもどり流れとして沖に向うものと理解される。

2.2 波の質量輸送および radiation stress の表示

著者らの提案したクノイド波理論によれば、波による質量輸送 M は、次式で表わされる。

$$M = \rho(h+\bar{\eta}) \sqrt{g(h+\bar{\eta})} Q \left(T \sqrt{\frac{g}{h_B}}, \frac{H}{h} \right) \dots\dots (7)$$

$$\begin{aligned} \text{ここに、} Q &= \frac{\lambda^2}{2k^4} \left[-\left(\frac{E}{K}\right) \left\{ 3\left(\frac{E}{K}\right) + 2k^2 - 4 \right\} + k^2 - 1 \right] \\ &+ \frac{\lambda^3}{20k^9} \left[145\left(\frac{E}{K}\right)^2 \left(\frac{E}{K} + k^2 - 2\right) + \left(\frac{E}{K}\right) \{ 34k^4 \right. \\ &\left. - 179(k^2 - 1) \} - 17(k^4 - 3k^2 + 2) \right] \dots\dots (8) \end{aligned}$$

であり、また λ は (E/K) および k の与えられた関数である。ただし、 E および K はそれぞれ第1および第2種完全だ円積分であり、 k はその母数である。砕波帯内においては、近似的にそこで存在できる極限波によって Q を評価することにする。この極限波の条件は、次式で与えられる。

$$\frac{H_{\max}}{h} = \lambda_{\max} - \frac{\lambda_{\max}^2}{4k^2} \left\{ 6\left(\frac{E}{K}\right) + 4k^2 - 5 \right\} \dots\dots (9)$$

ここに、 $H_{\max}$ は極限波の波高であり、 $\lambda_{\max}$ は E/K および k とともに、 $T\sqrt{g/h_B}$ および $H_{\max}/h$ の関数となる。したがって、式(7)の Q は $T\sqrt{g/h_B}$ のみの関数となるので、ここでは定数として扱う。以上から、砕波帯の内外における質量輸送をそれぞれ次式で表わすことにする。すなわち、砕波帯内および砕波帯外に対して、

$$M = \rho Q(h+\bar{\eta}) \sqrt{g(h+\bar{\eta})} \dots\dots\dots (10)$$

$$M = \rho Q(h_B+\bar{\eta}_B) \sqrt{g(h_B+\bar{\eta}_B)} \dots\dots\dots (11)$$

とするが、 Q の評価は $T\sqrt{g/h_B}$ による。ただし、 h_B は砕波点における水深である。図-2には Q を $T\sqrt{g/h_B}$ の関数として式(8)および(9)から計算した結果を示す。

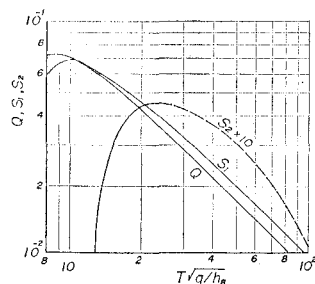


図-2 Q および S_i の $T\sqrt{g/h_B}$ による表示

同様に、radiation stress の表示も与えられるが、ここでは直角入射の場合に対してのみあげる。この場合には、 $S_{xy}=S_{yx}=0$ であり、 S_{xx} および S_{yy} は

次式で表わされる。砕波帯内および砕波帯外に対して、

$$\left. \begin{aligned} S_{xx} &= \rho g(h+\bar{\eta})^2 S_1(T\sqrt{g/h_B}) \\ S_{yy} &= \rho g(h+\bar{\eta})^2 S_2(T\sqrt{g/h_B}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

$$\left. \begin{aligned} S_{xx} &= \rho g h_B^{5/2}(h+\bar{\eta})^{-1/2} S_1(T\sqrt{g/h_B}) \\ S_{yy} &= \rho g h_B^{5/2}(h+\bar{\eta})^{-1/2} S_2(T\sqrt{g/h_B}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

ここに、 S_1 および S_2 はクノイド波の極限波の条件から $T\sqrt{g/h_B}$ の関数として図-3のように示される。

2.3 摩擦項の表示

Longuet-Higgins や岩田らにならって、海底摩擦項 B_x および B_y を直角入射の場合に対して、次式で表わす。すなわち、砕波帯内においては、

$$\left. \begin{aligned} B_x &= 2\rho C|u|\bar{U} \\ &= 2\rho CB\{\sqrt{g(h+\bar{\eta})} U + g(h+\bar{\eta})Q\} \\ B_y &= \rho C|u|\bar{V} \\ &= \rho CB\sqrt{g(h+\bar{\eta})} V \end{aligned} \right\} \dots\dots (14)$$

ここに、 $|u|$ は水粒子速度の root mean square, ρ は密度、 C は海底摩擦係数であり、 B はクノイド波理論から次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{|u|}{\sqrt{g(h+\bar{\eta})}} &= \left[\frac{\lambda^2}{3k^4} \left\{ -3\left(\frac{E}{K}\right)^2 - (2k^2 - 4)\left(\frac{E}{K}\right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + k^2 - 1 \right\} + \frac{\lambda^3}{30k^6} \left\{ 15\left(\frac{E}{K}\right)^3 + (87k^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - 14)\left(\frac{E}{K}\right)^2 - (14k^4 + 37k^2 - 25)\left(\frac{E}{K}\right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - (5k^4 - 9k^2 + 4) \right\} \right]^{1/2} \\ &\equiv B(T\sqrt{g/h_B}) \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

ただし、式(15)は一般に H/h および $T\sqrt{g/h}$ の関数として与えられるが、前述の場合と同様に極限波の条件を用いれば $T\sqrt{g/h_B}$ のみの関数として

図-3 のように表わされるので、定数として取扱う。一方、砕波帯外においては、次式で表わす。

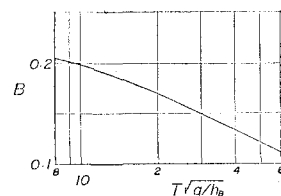


図-3 B の $T\sqrt{g/h_B}$ による表示

$$\left. \begin{aligned} B_x &= 2\rho CB\{\sqrt{g h_B} h_B^{1/8}(h+\bar{\eta})^{-1/8} U \\ &\quad + g h_B^{5/2}(h+\bar{\eta})^{-3/2} Q\} \\ B_y &= \rho CB\sqrt{g h_B} h_B^{1/8}(h+\bar{\eta})^{-1/8} V \end{aligned} \right\} \dots\dots (16)$$

つぎに、水平混合による lateral friction 項については、Longuet-Higgins にならって、次式で表わす。

$$\left. \begin{aligned} \tau_x &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon_x \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\epsilon_x \frac{\partial U}{\partial y} \right) \\ \tau_y &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon_y \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\epsilon_y \frac{\partial V}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

ここに、 ϵ_x および ϵ_y はそれぞれ x および y 方向の渦動粘性係数で、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_x &= \rho N_x \frac{\sqrt{g(h+\bar{\eta})}}{i} (h+\bar{\eta}) \\ \varepsilon_y &= \rho N_y \frac{\sqrt{g(h+\bar{\eta})}}{i} (h+\bar{\eta}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 i は海浜勾配、 N_x および N_y は係数である。

以上の表示によって、式 (4) 中の R_x および R_y は、次式で与えられる。

$$R_x = B_x - \tau_x, \quad R_y = B_y - \tau_y \dots\dots\dots (19)$$

3. 離岸流の解

3.1 線形化した基礎方程式

砕波帯内における連続方程式は、式 (3) および (10) によって与えられるので、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi^*}{\partial y^*} &= (h^* + \bar{\eta}^*) \{U^* - \sqrt{h^* + \bar{\eta}^*} Q\} \\ \frac{\partial \phi^*}{\partial x^*} &= -(h^* + \bar{\eta}^*) V \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

で表わされる流れ関数を導入すれば、必然的に満足される。ここに、 $\bar{\eta}^* = \bar{\eta}/h_B$, $h^* = h/h_B$, $U^* = U/\sqrt{gh_B}$, $V^* = V/\sqrt{gh_B}$, $x^* = x/h_B$ および $y^* = y/h_B$ である。同様に、砕波帯外においては、次式を定義する。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi^*}{\partial y^*} &= -(h^* + \bar{\eta}^*) \{U^* - QB\} \\ \frac{\partial \phi^*}{\partial x^*} &= -(h^* + \bar{\eta}^*) V^* \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (21)$$

一方、式 (4) および (19) から得られる運動量方程式を線形化したあと、式 (20) および (21) の流れ関数によって表わし、さらに $\bar{\eta}^*$ を消去すれば、微小項を省略して、結局次式が得られる。すなわち、一様海浜の砕波帯内において、

$$\begin{aligned} & -\frac{\beta}{\alpha} N_x \frac{\partial^4 \phi^*}{\partial y^{*4}} + \left(N_y - \frac{\beta}{\alpha} N_x \right) \frac{\partial^4 \phi^*}{\partial x^{*2} \partial y^{*2}} \\ & - N_y \frac{\partial^4 \phi^*}{\partial y^{*4}} - (N_y - Q) \frac{1}{x^*} \frac{\partial^3 \phi^*}{\partial x^{*3}} \\ & + \left\{ \frac{\beta}{\alpha} \left(Q - \frac{1}{2} N_x \right) + \frac{1}{2} N_y \right\} \frac{1}{x^*} \frac{\partial^3 \phi^*}{\partial x^{*2} \partial y^{*2}} \\ & + \left(\frac{3}{4} N_y + \frac{CB}{i} \right) \frac{1}{x^{*2}} \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial x^{*2}} \\ & + \frac{\beta}{\alpha} \left(Q + \frac{2CB}{i} + \frac{1}{2} N_x \right) \frac{1}{x^{*2}} \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial y^{*2}} \\ & - \left(\frac{3}{4} Q + \frac{3}{2} \frac{CB}{i} + \frac{3}{4} N_y \right) \frac{1}{x^{*3}} \frac{\partial \phi^*}{\partial x^*} = 0 \dots\dots\dots (22) \end{aligned}$$

$$\text{ここに、} \alpha = 1 + 2S_1 - \frac{3}{4} Q N_x, \quad \beta = 1 + 2S_2 \dots\dots\dots (23)$$

また、砕波帯外において、

$$\begin{aligned} & \left(N_y + \frac{\beta'}{\alpha'} N_x \right) \frac{\partial^4 \phi^*}{\partial x^{*4}} - \left(N_y - \frac{\beta'}{\alpha'} N_x \right) \frac{\partial^4 \phi^*}{\partial x^{*2} \partial y^{*2}} \\ & + \{ N_y (ix^*)^{-1/2} - Q (ix^*)^{-2} \} \frac{\partial^3 \phi^*}{\partial x^{*3}} \\ & - \left\{ \frac{1}{2} N_y (ix^*)^{-1/2} + Q \frac{\beta'}{\alpha'} (ix^*)^{-2} \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} N_x \frac{\beta'}{\alpha'} (ix^*)^{-1/2} \right\} \frac{\partial^3 \phi^*}{\partial x^* \partial y^{*2}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & - \left(\frac{\beta'}{\alpha'} \right) \left\{ \frac{1}{2} N_x (ix^*)^{-1/2} x^{*-1} + 2CB (ix^*)^{-9/4} \right. \\ & \left. - 2Q (ix^*)^{-2} x^{*-1} \right\} \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial y^{*2}} - \left(\frac{\beta'}{\alpha'} \right) \left\{ \frac{3}{4} N_y (ix^*)^{-1/2} \right. \\ & \left. \cdot x^{*-1} - 3Q (ix^*)^{-2} x^{*-1} + CB (ix^*)^{-9/4} \right\} \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial x^{*2}} \\ & + \left(\frac{\beta'}{\alpha'} \right) \left\{ \frac{3}{4} N_y (ix^*)^{1/2} x^{*-2} - 3Q (ix^*)^{-2} x^{*-2} \right. \\ & \left. + \frac{9}{4} CB (ix^*)^{-9/4} x^{*-1} \right\} \frac{\partial \phi^*}{\partial x^*} = 0 \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

ここに、 $\alpha' = \beta' = 1$ であるので、以下では $\alpha'/\beta' = 1$ と近似する。

3.2 近似解

(1) 水平混合項と摩擦項を省略した場合

前述したように、波の質量輸送をあらわに導入した基礎方程式であるので、海底摩擦を省略しても、離岸流は発生するものと期待されよう。式 (22) および (24) から、この場合の方程式として、砕波帯の内外に対して次式が得られる。

$$\left[\frac{\partial^3 \phi^*}{\partial x^{*3}} + \frac{\beta}{\alpha} \frac{\partial^3 \phi^*}{\partial x^* \partial y^{*2}} - \frac{\beta}{\alpha} \frac{1}{x^*} \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial y^{*2}} - \frac{3}{4} \frac{1}{x^{*2}} \frac{\partial \phi^*}{\partial x^*} \right] Q = 0 \dots\dots\dots (25)$$

$$\left[\frac{\partial^3 \phi^*}{\partial x^{*3}} + \frac{\partial^3 \phi^*}{\partial x^* \partial y^{*2}} - \frac{3}{x^*} \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial x^{*2}} - \frac{2}{x^*} \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial y^{*2}} + \frac{3}{x^{*2}} \frac{\partial \phi^*}{\partial x^*} \right] Q = 0 \dots\dots\dots (26)$$

$$\text{ここに、} \alpha = 1 + 2S_1, \quad \beta = 1 + 2S_2 \dots\dots\dots (27)$$

であり、注目すべきことは、波の質量輸送項 Q が存在する場合に限って、この方程式が成立することである。

式 (25) および (26) において、 $\phi^* = \xi(x^*) \zeta(y^*)$ とすれば、砕波帯の内外に対して、次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\zeta} \frac{d^2 \zeta}{dy^{*2}} &= -\lambda^2 \\ \frac{d^3 \xi}{dx^{*3}} - \left\{ \frac{3}{4} \frac{1}{x^{*2}} + \frac{\beta}{\alpha} \lambda^2 \right\} \frac{d\xi}{dx^*} - \frac{\beta}{\alpha} \frac{\lambda^2}{x^*} \xi &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (28)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\zeta} \frac{d^2 \zeta}{dy^{*2}} &= -\lambda^2 \\ \frac{d^3 \xi}{dx^{*3}} - \frac{3}{x^*} \frac{d^2 \xi}{dx^{*2}} - \left(\lambda^2 + \frac{3}{x^{*2}} \right) \frac{d\xi}{dx^*} - 2 \frac{\lambda^2}{x^{*2}} \xi &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (29)$$

ここに、 λ は固有値として決定されるべき定数である。

しかし、これらの方程式を解析的に解くことは若干困難であるので、ここでは近似的に砕波帯内においては、汀線近傍で、また砕波帯外では十分沖側で成立する解を求め、両者を砕波点において結合することにする。この方法によれば、式 (28) および (29) の第 1 式から、次式の解が得られる。

$$\zeta = C_1 \sin \lambda y^* + C_2 \cos \lambda y^* \dots\dots\dots (30)$$

ここに、 C_1 および C_2 は積分定数である。第 2 式より

$$\frac{1}{x^*} \frac{d\xi}{dx^*} + \frac{4}{3} \frac{\beta}{\alpha} \lambda^2 \xi = 0, \quad \frac{d^3 \xi}{dx^{*3}} - \lambda^2 \frac{d\xi}{dx^*} = 0 \quad \dots\dots\dots (31)$$

が得られるので、その解は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \xi &= C_3 \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{\beta}{\alpha} \lambda^2 x^{*2}\right) \\ \xi &= C_4 e^{-\lambda x^*} + C_5 e^{\lambda x^*} + C_6 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (32)$$

ここに、 C_3 , C_4 , C_5 および C_6 は積分定数である。したがって、流れ関数は砕波帯の内外に対して、それぞれ次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \psi^* &= C_3 (C_1 \sin \lambda y^* + C_2 \cos \lambda y^*) \\ &\quad \cdot \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{\beta}{\alpha} \lambda^2 x^{*2}\right) \\ \psi^* &= (C_1 \sin \lambda y^* + C_2 \cos \lambda y^*) \\ &\quad \cdot (C_4 e^{-\lambda x^*} + C_5 e^{\lambda x^*} + C_6) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (33)$$

ここで砕波点および無限遠における境界条件として、

$$\left. \begin{aligned} x^* = x_B^* \text{ において,} \\ \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial y^*} \right)_{\text{in}} &= \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial y^*} \right)_{\text{off}}, \quad \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} \right)_{\text{in}} = \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} \right)_{\text{off}} \\ x^* \rightarrow \infty \text{ において,} \\ \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial y^*} \right)_{\text{off}} &= \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} \right)_{\text{off}} \rightarrow 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (34)$$

を用い、 $\sin \lambda y^*$ の解のみを取扱えば、固有値は結局次式で与えられる。

$$\lambda = 0 \quad \text{および} \quad (3\alpha/4\beta)/x_B^* \dots\dots\dots (35)$$

これを書き換えれば、離岸流の発生間隔を S_R とし、 $S_R^* = S_R/h_B$ を定義して次式となる。

$$S_R^*/x_B^* = \infty \quad \text{および} \quad (8\pi/3)(\beta/\alpha) \dots\dots\dots (36)$$

ただし、前者の場合には離岸流は発生せず、波の質量輸送による海水はそのまま沖へもどることになると理解される。前述したように、離岸流の発生は波の質量輸送によるが、後者によれば同時に平均水位 $\bar{\eta}$ の沿岸方向分布を伴って、離岸流の発生間隔は radiation stress 項によって表わされる。

(2) 水平混合項を省略し摩擦項を考慮した場合

この場合の基礎方程式は、式(22)および(24)から砕波帯の内外に対して、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} Q \frac{\partial^3 \psi^*}{\partial x^{*3}} + \frac{\beta}{\alpha} Q \frac{\partial^3 \psi^*}{\partial x^* \partial y^{*2}} + \frac{CB}{i} \frac{1}{x^*} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^{*2}} \\ + \frac{\beta}{\alpha} \left(Q + \frac{2CB}{i} \right) \frac{1}{x^*} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial y^{*2}} \\ - \left(\frac{3}{4} Q + \frac{3CB}{2i} \right) \frac{1}{x^{*2}} \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} = 0 \\ Q \frac{\partial^3 \psi^*}{\partial x^{*3}} + Q \frac{\partial^3 \psi^*}{\partial x^* \partial y^{*2}} \\ + \{ 2CB(ix^*)^{-1/4} - 2Qx^{*-1} \} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial y^{*2}} \\ - \{ 3Qx^{*-1} - CB(ix^*)^{-1/4} \} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^{*2}} \end{aligned} \right\}$$

$$+ \left\{ 3Qx^{*-2} - \frac{9}{4} CB(ix^*)^{-1/4} x^{*-1} \right\} \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} = 0 \quad \dots\dots\dots (37)$$

ただし、前述した理由から、砕波帯内では汀線近傍を、また砕波帯外では十分沖側を考えることにすれば、式(37)は次式で近似される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{CB}{i} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\beta}{\alpha} \left(Q + \frac{CB}{i} \right) \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial y^{*2}} \\ - \left(\frac{3}{4} Q + \frac{3CB}{2i} \right) \frac{1}{x^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} = 0 \\ \frac{\partial^3 \psi^*}{\partial x^{*3}} + \frac{\partial^3 \psi^*}{\partial x^* \partial y^{*2}} = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (38)$$

第2式は(1)の場合と同一であるから、第1式について考える。 $\psi^* = \xi(x^*)\zeta(y^*)$ とすれば、次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\zeta} \frac{d^2 \zeta}{dy^{*2}} &= -\lambda^2 \\ \frac{CB}{i} \frac{d^2 \xi}{dx^{*2}} - \left(\frac{3}{4} Q + \frac{3CB}{i} \right) \frac{1}{x^*} \frac{d\xi}{dx^*} \\ - \frac{\beta}{\alpha} \left(Q + \frac{CB}{i} \right) \lambda^2 \xi &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (39)$$

第2式の解は変形 Bessel 関数 I_ν で、次式で表わされる。

$$\xi = C_7 x^{*\nu} I_\nu(\pm \sqrt{q} x^*) + C_8 x^{*\nu} L_\nu(\pm \sqrt{q} x^*) \quad \dots\dots\dots (40)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここに, } q &= \frac{\beta}{\alpha} \left(Q + \frac{CB}{i} \right) \left(\frac{i}{CB} \right) \lambda^2 \\ \nu &= \left(\frac{3}{4} Q + \frac{5CB}{2i} \right) \left(\frac{i}{CB} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (41)$$

流れ関数は砕波帯の内外に対して、次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \psi^* &= (C_1 \sin \lambda y^* + C_2 \cos \lambda y^*) \\ &\quad \cdot \{ C_7 x^{*\nu} I_\nu(\pm \sqrt{q} x^*) + C_8 x^{*\nu} L_\nu(\pm \sqrt{q} x^*) \} \\ \psi^* &= (C_1 \sin \lambda y^* + C_2 \cos \lambda y^*) \\ &\quad \cdot (C_4 e^{-\lambda x^*} + C_5 e^{\lambda x^*} + C_6) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (42)$$

この場合の積分定数を定めるための境界条件として、

$$\left. \begin{aligned} x^* = y^* = 0 \text{ において, } \psi^* &= 0 \\ x^* = x_B^* \text{ において,} \\ \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial y^*} \right)_{\text{in}} &= \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial y^*} \right)_{\text{off}}, \quad \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} \right)_{\text{in}} = \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} \right)_{\text{off}} \\ x^* \rightarrow \infty \text{ において,} \\ \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial y^*} \right)_{\text{off}} &= \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} \right)_{\text{off}} \rightarrow 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (43)$$

を用いれば、結局

$$(\lambda^2 - q)x_B^* = \lambda^2(2\nu - 1) \dots\dots\dots (44)$$

が得られ、固有値は次式で与えられる。

$$\lambda = 0 \quad \text{および} \quad \frac{\left(\frac{3}{4} Q + \frac{3CB}{2i} \right)}{\frac{\beta}{\alpha} \left(Q + \frac{CB}{i} \right) - \frac{CB}{i}} \frac{1}{x_B^*} \quad \dots\dots\dots (45)$$

したがって、有限な離岸流の発生間隔は式 (36) に対応して次式で表わされる。

$$\frac{S_R^*}{x_B^*} = \frac{2\pi \left\{ \frac{\beta}{\alpha} \left(Q + \frac{CB}{i} \right) - \frac{CB}{i} \right\}}{\frac{3}{4} Q + \frac{3CB}{2i}} \quad \dots\dots\dots (46)$$

したがって、流れ関数は砕波帯の内外に対して、 C を定数とすれば次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \psi^* &= C \frac{e^{-\lambda}}{I_v \left\{ \lambda \sqrt{\frac{\beta}{\alpha} \left(Q + \frac{CB}{i} \right) \left(\frac{i}{CB} \right)} \right\}} \\ &\quad \cdot I_v \left\{ \lambda \sqrt{\frac{\beta}{\alpha} \left(Q + \frac{CB}{i} \right) \left(\frac{i}{CB} \right) \left(\frac{x^*}{x_B^*} \right)} \right\} \\ &\quad \cdot \left(\frac{x^*}{x_B^*} \right)^v \sin \left(\lambda \frac{y^*}{x_B^*} \right) \\ \psi^* &= C \exp \left(-\lambda \frac{x^*}{x_B^*} \right) \sin \left(\lambda \frac{y^*}{x_B^*} \right) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (47)$$

同様に、平均水位 η についても表示できる。なお、式 (47) による流線図を計算した一例を図-4 に示す。

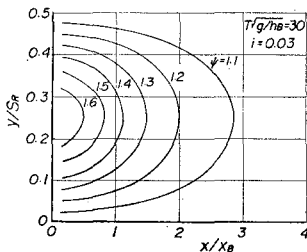


図-4 離岸流における流線図の一例 ($C=1$ とした場合)

4. 離岸流の発生間隔

前述した近似解によると、海底摩擦を省略した場合と考慮した場合、離岸流の発生間隔はそれぞれ式 (36) および (46) で与えられるので、図-2 を用いて S_1 および S_2 を計算して図-5 に示す。この場合、 S_1 および S_2 はそれぞれ砕波帯の内外の領域における平均の値として評価すべきであるので、砕波帯内では $h_B/2$ とし、また砕波帯外では h_B で代表させた。また摩擦係数については、便宜上 $C=0.02$ とした。図中最上部の曲線は、摩擦項を省略した場合であり、また離岸流の発生間隔に関する実測・実験値が比較のために示されている。

図-5 によれば、離岸流の発生間隔 S_R/x_B は波の無次元周期 $T\sqrt{g/h_B}$ によってはあまり変わらないが、海浜勾配 i が小さくなると、この値も小さくなる。そして、海底摩擦を省略すると、 $S_R/x_B \approx 8$ 程度となり、勾配 $i=0.05$ では $S_R/x_B \approx 1.5 \sim 2$ 程度である。図中に示した

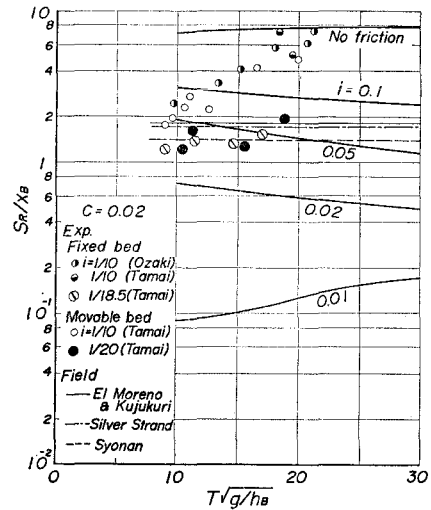


図-5 離岸流の発生間隔

実験値は、海浜勾配 $i=1/10$, $1/18.5$ および $1/20$ に対して玉井¹⁾が、また $i=1/10$ について尾崎²⁾が実施したものである。勾配 $i=1/18.5$ および $1/20$ の実験値は理論曲線とかなりよく一致しており、無次元周期によってほとんど変らないが、 $1/10$ の場合には無次元周期とともに増大し、摩擦項を省略した場合の値に近くなっている。後者の傾向はすでに尾崎らによっても述べられているように、砕波形式の相違のほか edge waves による発生要因が支配的となるのであろう。また、図中には現地海岸における平均の離岸流間隔を堀川らの論文から計算して図示してあるが、それらの値は $i=0.05$ の場合の曲線に近いことがわかる。しかし、これらの理論結果を確かめるためには、さらに海浜勾配の小さな場合について実験し、流れのパターンまで比較すべきであろう。

5. 結 語

以上、波の質量輸送に基づいて、直角入射の場合の離岸流の発生に関する理論を試み、基礎方程式の近似解を求めて、発生間隔が固有値として決定されることを示した。さらに、適切な解を求めるよう努力しなければならぬが、この取扱いは斜め入射波の場合にも拡張できるので、離岸流の理論として進めていきたい。

参 考 文 献

- 1) 玉井佐一: 砕波帯付近における波および流れの挙動と海浜変形特性, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 204~208, 1978.
- 2) 尾崎 晃・佐々木幹夫: 離岸堤に関する研究, 第23回海岸工学講演会論文集, pp. 471~476, 1976.