

Rip Curent Spacing について

北 大 I 学 生 会 員 〇佐々木 幹 夫
 北 大 I 正 会 員 佐 伯 浩
 北 大 I 正 会 員 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海岸沿いに堆積し、一時的に、その堆積した海水の重さと進行波の押力は釣り合うが、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冲向きに流れ出し、その結果、沿岸方向に平均水面勾配が生じ、沿岸方向の流れが発生し、こうして一つの海浜流系が生ずる。この海浜流系の中の一つである冲向きの流れ、すなわち、離岸流に関する本格的な研究は、Shepard・Emery・LaFond(1941)の「離岸流とは波によって岸向きに運ばれた海水を沖へもどす流れ」という定義に始まり、その後、Shepard・Inman(1950)の現地観測結果による海浜流系の提示、Arthur(1962)の輸送流れ関数を使った理論的研究、Bowen(1967)の radiation stress と輸送流れ関数を用いて解明した circulation pattern、そして最近のはなばなしい研究へと続いてきているが、種々の係数の定め方に無理があったりして、実用的な段階には達していない。

離岸流の間隔 (rip sepration あるいは、rip current spacing) について、Bowen(1967)、Harris(1967)、Tait(1971)などは、入射波と edge wave との関連でとらえようとしているが、観測例がなく、検証ができず、推論の段階にとどまっている。

LeBlond(1974)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 rip current spacing の予測をおこなっているが、結果は Bowen et al(1969)や Longuet-Higgins et al(1962)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(1974)は、多くの現地観測から rip currnt spacing は汀線から砕波点までの距離 X_B (Fig. 1)、海底勾配 S 、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、rip current spacing を X_B で表わす場合、日野の提示した関係式 $Y_r = 4X_B$ より、その係数が小さくなり、おおよそ、 $Y_r = 8X_B$ の関係があるとしている。

本報告では、できるだけ少ない係数を用いて、この spaing について理論的考察をおこない、あわせて、上の結果も検討してみようとするものであり、その対象となる海浜流は Fig-1 のようなものである。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沿岸システムの三つに分類でき、①の生起頻度は 88% としているが、本報告ではこの①のタイプを取り扱う。これは、進行波の入射角が海岸に対して直角な場合であるが、これについては前述した Bowen の解があるけれども、係数の定め方に任意性があり、Inman et al(1971)(Fig-1)に示すような実際海岸の流況に適合させ得る修正が困難なことが多いので使うことを避け、独自に rip current velocity と longshore current velocity を、Longuet-Higgins の方法に基づいて求め、rip current spacing の予測をおこなってみる。

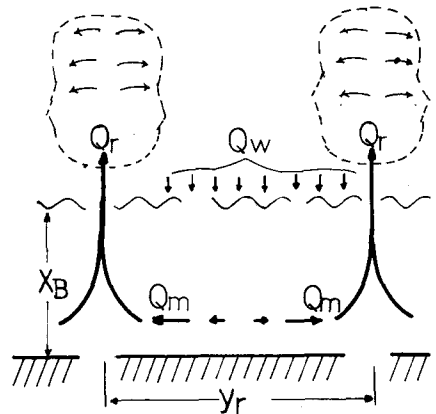


Fig-1

Inman et al(1971)による
 対称セルの模式図

ただし、今回は surf-zone の運動方程式を線形化し、波と流れの相互干渉によるエネルギー減小を無視して考えてみる。沿岸方向の平均水面勾配については、Longuet-Higgins と異なり、それを取り入れてみる。

2. Longshore Current Velocity

ここでは沿岸方向の平均水面勾配を取り入れて、Longuet-Higgins の方法と同じような考え方で longshore current velocity を見積ってみる。

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。

$$\tilde{U}_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho d} g \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\langle B_i \rangle}{\rho d} \quad (1)$$

ここで、 $\tilde{U}$ は波動による速度も含んでいる平均流、 $\bar{\zeta}$ は平均水深の変化量、 $\langle B_i \rangle$ は底面の摩擦応力、 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 $S_{xx} = 3E/2$ 、 $S_{xy} = E/2$ 、 $S_{yx} = S_{xy} = 0$ である。ここで、 $E = \rho g H^3/8$ である。

(1) 式は $(ka)^2$ のオーダーまで取り入れており、それ以上のオーダーになると(1)式に海底面に作用する動水圧の項を加えなければならない。(その他の適用限界については昨年の支部講演会で報告している)。したがって、(1)式をもとにして海浜流を考える場合、あらかじめ $(ka)^2$ 以上の項を除いて考えるべきである。故に、(1)式右辺第三項の底面摩擦応力を速度で表わす場合、 $\langle B_i \rangle$ の成分は次のようになる。(日野、Longuet-Higgins、Thornton)。

$$\frac{\langle B_x \rangle}{\rho d} = C_f \rho |\tilde{U}| \tilde{U} = C_f \rho |\overline{u_{wh} + u}| (\overline{u_{wh} + u}) = C_f \rho |\overline{u_{wh}}| \overline{u} = C_f \rho \frac{g}{x} \gamma \frac{u}{c} \quad (2)$$

$$\frac{\langle B_y \rangle}{\rho d} = C_f \rho |\tilde{V}| \tilde{V} = C_f \rho |\overline{v_{wh}}| \overline{v} = C_f \rho \frac{g}{x} \gamma \frac{v}{c} \quad (3)$$

ここで、 C は入射波の波速であるが、浅水域では次のように表わされるものとする。

$$C = \sqrt{g(d+H)} = \sqrt{gd(1+\gamma)} = g^{1/2} (1+\gamma)^{1/2} d^{1/2} \quad (4)$$

上式の γ は波高 H と平均水深 d との比で、底勾配 s が同じときにはほぼ等しい値 γ をもつものとする。

(2)、(3) 式の u 、 v は平均流を表わすものでないが沿岸方向の流れ v は波が直角に入射してくるのだから波動による影響は少なく、流れ v をそのまま平均流 $\tilde{V}$ とみてよい。しかし、海岸に直角方向の流れ u は波動の影響が大きく、流れ u を平均流 $\tilde{U}$ とみなすことはできない。Bowen et al は底面摩擦応力を平均流 $\tilde{U}$ を使い、 $C_f \rho \tilde{U} |\tilde{U}| / \rho d$ としているので、波動のエネルギー収支を最初から含めて扱えるので便利であるが、その係数を(2)、(3)式と比較した場合、物理的意味に曖昧さが残る。

いま、海岸線は直線で、等深線がそれに平行で、海底勾配 s の海岸に波が打ち寄せてきたとし、波がないときの汀線を y 軸とし、それに直角に沖方向に x 軸をとり、one rip current family の中で最大の setup $\bar{\zeta}_s$ (S は汀線を意味する) の生ずるところを原点とする。沿岸方向の水面分布を Bowen と同じように次のようにおく。

$$\bar{\zeta} = (\bar{\zeta}'_s - Kh)(1 + \epsilon \cos \lambda y) \quad \lambda = 2\pi / \gamma r \quad \bar{\zeta}'_s = \frac{\bar{\zeta}_s}{1 + \epsilon} \quad K' = \frac{K}{1 + \epsilon} \quad (5)$$

そうすると平均水深 d は、静水深を h とすれば次のようになる。

$$d = h + \bar{\zeta} = h + (\bar{\zeta}'_s - Kh)(1 + \epsilon \cos \lambda y) \quad (6)$$

$$= (1 - K' \frac{1 + \epsilon \cos \lambda y}{1 + \epsilon}) h + \bar{\zeta}'_s \frac{1 + \epsilon \cos \lambda y}{1 + \epsilon}$$

$$= A_1 h + A_2, \quad A_1 = 1 - K \frac{1 + \epsilon \cos \lambda y}{1 + \epsilon}, \quad A_2 = \zeta_s \frac{(1 + \epsilon \cos \lambda y)}{1 + \epsilon} \quad (7)$$

今回は乱れによる運動量の損失を考慮しないのであるから、(1)式より y 方向の線形方程式は次式となる。

$$0 = -g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} - \frac{\langle B_y \rangle}{\rho d} \quad (8)$$

(8)式の右辺第一項及び第二項を考えると、(5)、(6)式より次のようになる。

$$T_x = -g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial y} - \frac{\partial S_{yy}}{\rho d \partial y} = g \epsilon \lambda \sin \lambda y (\bar{\zeta}_s - K) \left(1 + \frac{r^2}{8}\right) \quad (9)$$

(8)、(9)式より、 $\langle B_y \rangle / \rho d = T_x$ であるから、沿岸流速として次式を得る。

$$v = \frac{\lambda y^{1/2}}{C_f} \left(\frac{1}{8} r + \frac{1}{r}\right) (1+r)^{1/2} \epsilon \lambda \sin \lambda y d^{1/2} (\bar{\zeta}'_s - K' h) \quad (10)$$

$$= \frac{\lambda y^{1/2}}{C_f} C_1 \frac{\lambda \sin \lambda y}{1 + \epsilon \cos \lambda y} d^{1/2} (d-h) \quad (11)$$

$$C_1 = \left(\frac{1}{8} r + \frac{1}{r}\right) (1+r)^{1/2} \epsilon \quad (12)$$

この流れは沿岸方向に変化し、 $y = y_r / 4$ で沿岸方向で最大値をもち、 $\bar{\zeta} = 0$ で零となり、沖方向では $d = A_1 h / (8 A_1 - 2)$ で最大値をもち(7)式より、線の Setup によって位置が変わる。平均水面の上昇高 $\bar{\zeta}$ が零になるところより砕波点までは $\bar{\zeta}$ の値が負になるが、その領域は波高が大きければ大きい平均水面の低下になるので圧力場としては無視されるべきである (Bowen) から流速は零とみてよい。

3. Rip Current velocity

平均水面の沿岸方向の変化を考慮し、前と同じ条件で沖方向の流れを見積ってみる。x 方向の線形方程式は(1)より次式となる。

$$0 = -g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{\langle B_x \rangle}{\rho d} \quad (13)$$

前と同じように、(13)式右辺第一、二項は(5)、(6)式より次のようになる。

$$T_x = -g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \quad (14)$$

$$= g K' \frac{dh}{dx} (1 + \epsilon \cos \lambda y) - \frac{3}{8} g r^2 \frac{dh}{dx} - K' (1 + \epsilon \cos \lambda y) \frac{dh}{dx} \quad (15)$$

ここで、 $-dh/dx = s$ 、 $K' = \frac{3}{8} r^2 / (1 + \frac{3}{8} r^2) (1 + \epsilon)$ なる関係を用いて(15)式は、

$$T_x = g s \frac{3}{8} r^2 \frac{\epsilon (1 - \cos \lambda y)}{1 + \epsilon} \quad (16)$$

となり、(2)、(13)、(14)、(16)式より、沖方向への流れは次のようになる。

$$u = \frac{3}{8} r \frac{\pi g^{1/2}}{C_f} (1+r)^{1/2} s \frac{\epsilon (1 - \cos \lambda y)}{1 + \epsilon} d^{1/2} \quad (17)$$

ここで注意しなければならないのは、前述のように(17)式で与えられる u は平均流を表わすものではない。すなわち、surf-zone ではこの流れ u の押力に対抗して波動の押力があり、かりに物体が surf-zone に置かれたものとすれば、前者の大きいところでは沖向きに物体は流され、後者の大きいところでは物体が岸向きに流されることになる。したがって、平均流は、流れ u の押力が大きければ沖向きに、波動の押力が大きければ岸向きに向かう流れとなる。どちらの押力も砕波点で最大となるから、砕波帯を突き砕って流れるその境界点を y_e とすると、そこでは静水圧が互いに打ち消されるので、 y_e は次式で与えられる。

$$\int_{-h}^{\zeta} \rho u u dz = \int_{-h}^{\zeta} (\rho u' u' + p') dz \quad (18)$$

(18)式右边は波動の stress すなわち radiation stress であるから、(18)は次のようになり、

$$\rho du^2 = \frac{3}{16} \rho g H^2 \quad (19)$$

結局次式を得る。

$$\cos \lambda y_e = 1 - \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{C_f}{\pi} \frac{1}{(1+r)^{1/2}} \frac{1}{s} \frac{1+\epsilon}{\epsilon} \quad (20)$$

$$\theta_e = \cos^{-1} \left\{ 1 - \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{C_f}{\pi} \frac{1}{(1+r)^{1/2}} \frac{1}{s} \frac{1+\epsilon}{\epsilon} \right\} \quad \theta_e = \lambda y_e \quad (21)$$

(20)式より、底勾配が緩いほど rip current の巾が狭くなり、 ϵ が小さすぎると $\cos \theta_e$ が -1 を越えてしまうので、rip current は発生しないことがわかる。

(17)式は u は平均流を表わすものでないが、もし(17)式をもちいて碎波点付近での沖向きの平均流を近似的に表現しようとするならば次のようになる。

$$\tilde{U} = u - u_y = y_e = \frac{\pi g L^2}{C_f} B_1 s \, dB^{1/2} (\cos \theta_e - \cos \lambda y) \quad (22)$$

$$B_1 = \frac{3}{8} r (1+r)^{1/2} \frac{\epsilon}{1+\epsilon} \quad (23)$$

ここで dB としたのは、沿岸流速の適用範囲にあわせたもので、 $dB = H_B = \bar{\zeta}_s / K$ のところまで(18)式を適用できるものとする。

4. Rip Current Spacing

進行波の入射角は零であるから one rip current family は x 軸に関して対称となる。したがって、 $y = y_e$ の断面を通る沿岸流による流量 Q_l と、平均水面上昇高 $\bar{\zeta}$ が零になる $x = x_B$ の断面を通る離岸流による流量 Q_r は等しくなる。

$$Q_l|_{y=y_e} = Q_r|_{x=x_B} \quad (24)$$

Q_l は(11)式より、次のようになる。

$$Q_l = \int_{-x_s}^{x_B} d \times v \, dx = \frac{\pi g L^2}{C_f} C_1 \lambda \frac{\sin \theta_e}{1+\epsilon \cos \theta_e} \int_{-x_s}^{x_B} (d^{5/2} - h d^{3/2}) dx \quad (25)$$

(7)式を用い積分すると、次のようになる。

$$Q_l = \frac{\pi g L^2}{C_f} C_1 \lambda \frac{\sin \theta_e}{1+\epsilon \cos \theta_e} \left\{ \frac{2}{7 A_1 s} \left\{ (A_1 s x_B + A_2)^{7/2} - (A_1 s x_s + A_2)^{7/2} \right\} - \frac{2}{A_1^2 s} \left\{ \left(\frac{A_1 s x_B + A_2}{7} - \frac{A_2}{5} \right) (A_1 s x_B + A_2)^{5/2} - \left(\frac{-A_1 s x_s + A_2}{7} - \frac{A_2}{5} \right) (-A_1 s x_s + A_2)^{5/2} \right\} \right\} \quad (26)$$

ここで、 $A_1 s x_B + A_2 = d_B = h_B = \bar{\zeta}_s / K$ 、 $-A_1 s x_s + A_2 = d_s = 0$ となり、 $\bar{\zeta}_s$ と K については、それが流れのないところの値であるから、佐伯・佐々木(1974)によって次のように与えられている。

$$\bar{\zeta}_s = H_B (1.63 s + 0.048) \quad K = 3.85 s + 0.015 \quad (27)$$

よって、(26)式は(27)式より、次のようになる。

$$Q_l = \frac{\pi g L^2}{C_f} C_1 \frac{1}{s} \frac{1}{y_r} H_B^{7/2} \quad (28)$$

$$C_3 = \frac{4}{35} \frac{1}{A_1^2} C_1 \cdot 2\pi \frac{\sin \theta_0}{1+\epsilon} (1.63s + 0.048) \gamma_B^{5/2} \quad (29)$$

$$\gamma_B = (1.63s + 0.048) / (3.85s + 0.015) \quad (30)$$

離岸流による流量は、その流速を(22)式で近似できるとすれば、砕波点での平均水面は砂波波高の2~4%くらいであるから、沿岸方向の平均水深の変化を小さいと見込めるので、 Q_r は次のようになる。

$$\begin{aligned} Q_r &= \int_{y_e}^{y_r} d_B \tilde{U} dy \\ &\cong \frac{\pi g L^2}{C_f} B_1 s d_B^{3/2} \int_{y_e}^{y_r} (\cos \theta_0 - \cos \lambda y) dy \\ &\cong \frac{\pi g L^2}{C_f} B_1 s \gamma_B^{3/2} H_B^{3/2} \left[\frac{y_r}{2} \left(1 - \frac{\theta_0}{\pi} \right) - \frac{y_r}{2\pi} \sin \theta_0 \right] \\ &\cong \frac{\pi g L^2}{C_f} B_2 s y_r H_B^{3/2} \end{aligned} \quad (31)$$

$$B_2 = B_1 \gamma_B^{3/2} \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\theta_0}{\pi} \right) \cos \theta_0 - \frac{1}{2\pi} \sin \theta_0 \right] \quad (32)$$

(28)、(31)式より、rip current spacingは次のようになる。

$$y_r = \sqrt{\frac{C_3}{B_2}} \frac{1}{s} H_B \quad (33)$$

(33)式を砕波点から線までの距離 X_B で書き換え、one rip current familyの平均的な X_B の値で表わすと、

$$X_B = x_B + x_s = \frac{1}{s \gamma_B} + \frac{1.63s + 0.048}{(1-K)s(1+\epsilon)} = \frac{C_4}{s} H_B \quad (34)$$

$$C_4 = \frac{1}{\gamma_B} + \frac{1.63s + 0.048}{(1-K)(1+\epsilon)} \quad (35)$$

なる関係から、結局次のようになる。

$$y_r = a H_B \quad (36) \quad a = \sqrt{\frac{C_3}{B_2}} \frac{1}{C_4} \quad (37)$$

5. 結果と検討

離岸流の発生には、沿岸方向の平均水面勾配を表わす係数 ϵ と底勾配 s ならびに底面摩擦係数 c_f が大きな影響を及ぼす。 ϵ については、Inman et al (1952)による現地観測の砕波波高より、推算してみると、 $\epsilon \cong 0.17$ くらいであり、全体として、 ϵ は0.1~0.3くらいの範囲にあるものと思われる。

摩擦係数 c_f は0.01くらいのオーダーとして考えられているが、底勾配 s によって異なるようである。Longuet-Higgins (1972)は、摩擦係数 c_f と底勾配 s との間に、 $c_f/s \cong 0.15$ の関係があるとしているが、底勾配の緩い場合ではもっと大きな値となろう。Bretshneider (1954)は波のエネルギー損失の現地観測より、底面摩擦係数 c_f は0.034と0.097の間にあるとしているが、底勾配 s の広い範囲にわたって、実際海岸との比較で考えるならば、おおよそ $c_f/s \cong 0.60$ と見積れる。

Fig-2は $\epsilon=0.12$ 、 $c_f/s \cong 0.60$ で計算したもので、 y_r/X_B は底勾配 s によって多少値が異なっており、底勾配が小さくなるにつれて、 y_r/X_B の値は大きくなるのがわかる。堀川・佐々木等によると y_r/X_B の値は、1.5~8.0の間に分布することになっているが、全体としてその領域に入っているが、多少低めの値となっており、堀川・佐々木等の $y_r/X_B=3.0$ となるのは、底勾配 $1/30 \sim 1/70$ であり、日野の y_r/X_B

$\cong 4.0$ となるのはかなり緩い勾配に相当することになる。

6. 結 語

乱れによるエネルギー損失を無視し、平均水面勾配を沿岸方向にも取り入れて、進行波が海岸線に直角に入射して対称セル循環なる海浜流を理論的に考察した結果、次のことがわかった。

1. $c_f/s=0.60$ 、 $\epsilon=0.12$ の場合、 y_r/X_B の値は堀川・佐々木等の $1.5 \leq y_r/X_B \leq 8.0$ に対して、全体として低めとなり、各勾配に対する離岸流の間隔 y_r は Fig-2 より与えられる。

2. y_r/X_B の値は底勾配によって異なり、緩い勾配に対しては、その値は大きく、離岸流の間隔が広がる。急な底勾配に対しては、逆にその値は小さくなり、離岸流の間隔は狭くなる。

3. 底勾配がかなり急な場合には、one rip current family 全体に沖向きの平均流が発生し、逆に底勾配がかなり緩やかな場合には、rip current は発生しない。

現在、明らかにされている係数で rip current spacing を説明できることがわかったので、今後さらに乱れを考慮した場合の spacing の予測をおこなっていくつもりである。

ϵ 、 c_f 、 γ の値を適格に選定することは今のところ困難であるが、今後の実験や現地観測によって、しだいに明らかにされよう。

参 考 文 献

- (1) 佐々木・佐伯：砕波後の波の変形に関する研究，1974，海講。
- (2) 堀川・佐々木：海浜流に関する研究（第2報），1974，海講。
- (3) 日野：海浜流系の発生理論(3)―単純化された理論，1978，海講。
- (4) 日野：海浜流系の発生理論，土木学会論文報告集，No. 225，1974-5。
- (5) Bowen, A. J.: Rip current, Rh. D. thesis, Univ. of Calif. at San Diego, 1967.
- (6) Longuet-Higgins, M. S.: Longshore current generated by obliquely incident sea waves 1, 2, J. G. R., Vol. 75, No. 33, 1970.
- (7) Bowen, A. J. and D. L. Inman: Rip current, 1, 2, J. G. R., Vol. 74, No. 23, 1969.
- (8) LeBlond, P. H. and Tang C. L.: On Energy Coupling Between Waves and Rip Currents, J. G. R. Vol. 79, No. 6, 1974.
- (9) Thornton, E. B.: Longshore current and sediment transport, Dept. of Coastal and Oceanographic Eng., Tech. Rep. No. 5, Univ. of Florida, 1969.
- (8) Inman, D. L., Tait R. J. and Nordstrom C. E.: mixing in the surf zone, J. G. R., Vol. 76, No. 15, 1971.
- (9) Tait, R. J., The prediction of rip current spacing on long straight beaches, J. G. R. 1971.

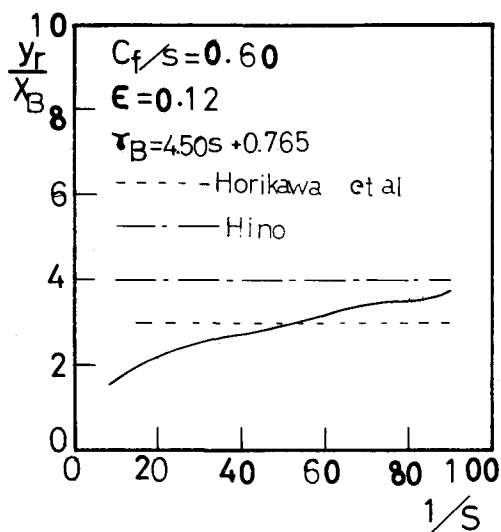


Fig-2