

離岸流に関する研究

——流速分布の固有性と最小離岸流間隔——

佐々木幹夫*・尾崎晃**

1. はじめに

離岸流間隔と離岸流空間内の速度分布は密接な関連があり、無次元離岸流間隔を知ることによって離岸流場の流況を知ることができる。

本研究では基礎実験として離岸流場の流況を純循環流型離岸流と自由噴流型離岸流の二つに大別できることを示し、離岸流の最大発生間隔が無次元周期により決まり、最小離岸流間隔が存在し、さらに、流速分布がその離岸流場に固有な形で作られていることを明らかにしている。続いて理論的な考察を進め、実験で明らかになった結果が良く説明できることを示している。

2. 実験装置および実験方法

実験に用いた水槽は長さ 8 m, 幅 11 m, 深さ 45 cm で沿岸方向を長くとり、底面勾配部は 1/10 に傾斜させた鉄板床で作った。進行波は汀線に直角に入射するようにフラッター型造波機で起波させて実験を行なった。鉄板床面はペンキ塗装し、座標を入れた。流況はトレーサーとして過マンガン酸カリウムを使用し、進行波の周期と同じ時間間隔で写真撮影したものでより調べた。波高の測定には抵抗線式波高計を用いた。離岸流の発生位置は目測によるものと写真判定によるものと両者をとった。ただし、水槽の側壁の影響を考慮し、勾配部の両端に発生した離岸流およびそれらに関連する離岸流間隔は除外した。

3. 実験結果とその考察

(1) 離岸流の間隔

図-1 は縦軸に無次元離岸流間隔 $Y_{r0} = Y_r / (\bar{h}_B / s)$ をとり、横軸に無次元周期 $P = T \sqrt{g / \bar{h}_B}$ をとったもので、尾崎・佐々木・碓永²⁾ による実験 8 ケースも含めて図示している。無次元周期 $P = 8.86 \sim 24.3$ に対して発生離岸流間隔 Y_{r0} は 1.39 ~ 10.05 にあり、堀川・佐々木¹⁾ の現地観測による発生間隔 $Y_r^* = X_B / Y_r$ とよく対応しており、沖波の L_r 数に無次元周期 P を換算すると 0.41 ~ 1.251 となるので、本実験で発生した離岸流は不

安定領域に属するものとなる。図-1 に示す無次元離岸流間隔 Y_{r0} は定常状態に達した離岸流発生間隔であり、本実験で発生した最小離岸流間隔 Y_{r0} は 1.39 であるが、離岸流発生当初（進行波が汀線に第一波目が打寄せてから 10 ~ 15 波目以内）では $Y_{r0} = 1.39$ より小さい間隔 Y_{r0} で発生する。しかしそのような離岸流はやがて消滅するか互いに寄り合って一つの離岸流（砕波内）になるかのどちらかである。したがって $Y_{r0} = 1.39$ より小さい離岸流空間は本実験のように砕波幅 X_B が 2 波長以下の場合では定常状態に成り得ないものと思われる。一方、無次元周期 P が大きくなると発生間隔 Y_{r0} は次第に大きくなり、 $P = 22$ より大きくなると $Y_{r0} = 8$ より大きい離岸流空間が存在することになるが、このような大きな間隔 Y_{r0} の場合には離岸流と離岸流の中間部の砕波帯内では流体輸送がほとんどみられず、一種の「止水域」になっている。さらに P , Y_{r0} が大きくなるとこの「止水状態」にある流体は向岸、離岸とピストン運動し、 $P = 33$ では離岸流は発生しなくなってしまう。離岸流間隔 Y_{r0} が 5 より大きくなると、離岸流と離岸流の中間部（以下離岸流間中央と記す）より離岸流部に寄ったところで向岸流が強くなる傾向にあることがトレーサー追跡により明らかになった。これが発生間隔 Y_{r0} の大きい空間になると離岸流間中央で止水域が作られる一つの要因になっているものと思われる。発生間隔 Y_{r0} の大きい離岸流空間は無次元周期 P の大きい進行波の場合に発生するが、 P が大きくなると plunging 型砕波から surging 型砕波に移行し、砕波帯内は swash zone になるので離岸流間隔 Y_{r0} が 9 より大きい離岸流は発生しにくい状態になっているものと考えられる。離岸流発生が edge

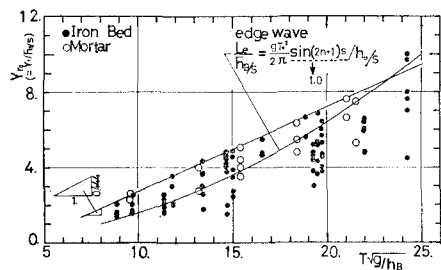


図-1

* 学生会員 工修 北海道大学工学系研究科

** 正会員 工博 北海道大学教授 工学部土木工学科

wave に関連するものとすれば、離岸流間隔 Y_r は edge wave 波長 $L_e = g T_e^2 \sin(2n+1)s/2\pi$ (Ursell, 1952) に等しく $Y_{rmax} = g T_e^2 / 2\pi = (T \sqrt{g/h_B})^2 h_B / 2\pi$ となり、図—1 より定常流としての離岸流空間は edge wave とは関係ないように思われる。図—1 より各々の無次元周期 P より発生する離岸流間隔に最大値が存在していることは明らかであるが、最小離岸流間隔も存在するので不安定領域における発生領域は式 (1) のように定めることができる。

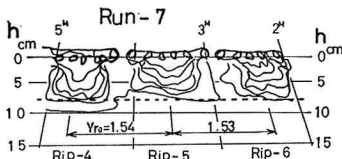
$$1.35 \cdot C_1 \leq Y_{r0} \leq 0.444P - 1.72 \leq 8.0C_1 \quad \dots\dots (1)$$

(理論) (本実験) (堀川・佐々木他)

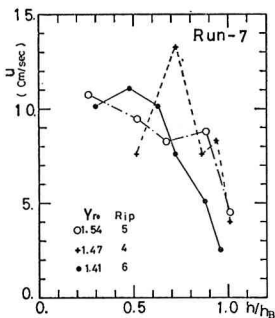
$$\text{ここに } C_1 = \frac{Y_{r0}}{Y_r^*}$$

(2) 流 況

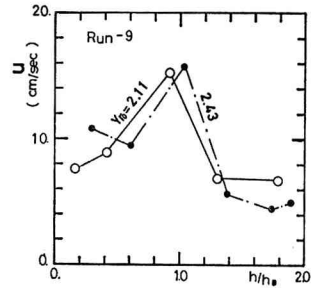
離岸流空間内の流況は純循環流型 (Bowen 型) 離岸流と自由噴流型離岸流に大別できるが無次元離岸流間隔 Y_{r0} が小さい時には前者が、大きい時には後者が発生している。図—2 (a), (b) は無次元離岸流間隔 $Y_{r0} = 1.41 \sim 1.54$ と最小離岸流間隔付近の流況と離岸流流速を示したもので、離岸流場は砕波帯内にほとんどが含まれており、図—2 (a) のトレーサー追跡により、Bowen 型離岸流理論 (単純な e^{-iky} 分布を意味する) の適用範囲にあることがわかる。図—2 (b) より、離岸流流速 u は砕波点付近で零に近い分布を示していることがわかる。図—3 は典型的な純循環流型離岸流の場合の流速を図示したもので、砕波点近傍で流速が最大になっていることがわかる。写真—1、図—4 (a), (b) は自由噴流型離岸流の場合の流況及び離岸流流速を示したもので、図—4 (a) より、砕波点を突き切る離岸流の幅は離岸流間隔の半分より小さく、流況を単純に e^{-iky} 分布とすることが不適當



図—2 (a) 流 況



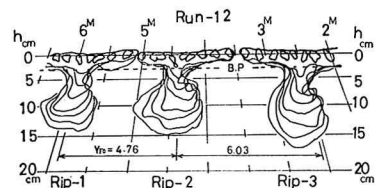
図—2 (b) 離岸流流速



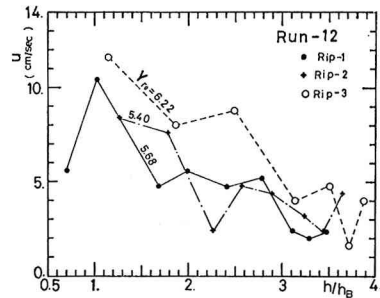
図—3 純循環流型離岸流流速



写真—1 自由噴流型離岸流 Run-12



図—4 (a) 自由噴流型離岸流流況



図—4 (b) 自由噴流型離岸流流速

といえる。図—4 (b) より、離岸流流速は砕波点を過ぎても急激に減速せず、最大流速地点も砕波点に深にあることが伺える。図—2 (b), 3, 4 (b) より、無次元離岸流間隔 Y_{r0} により離岸流流速分布の分布は異なっており、 Y_{r0} が大きくなると最大流速地点は沖に移動し、離岸流空間内に固有な流速分布があり、その分布形は無次元離岸流間隔 Y_{r0} によって決められることがわかる。無次元離岸流間隔 Y_{r0} が 3 以下では純循環流型離岸流の流況となるが、5 以上では完全な自由噴流型離岸流となり、 $Y_{r0} = 3 \sim 4$ では噴流現象に近い純循環流型離岸流を示す流況となる。

(3) 離岸流軸の曲がり

汀線方向に底勾配と入射波は一樣なのに、発生する離岸流は等間隔になっていない場合が多いが、左右の離岸流間隔が極端に違っている場合には写真-2に示すように離岸流軸は間隔 Y_r の短い方に曲がることになる。この状況を図-5に模式的に示した。

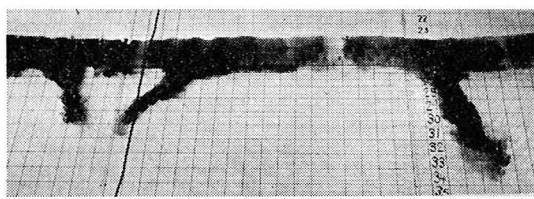


写真-2 離岸流軸の曲がり Run-6

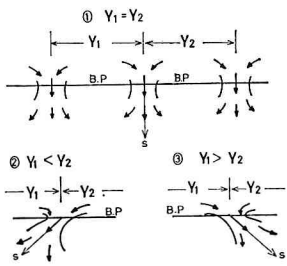


図-5 離岸流軸の曲がり

4. 理論的考察

数学的なモデルとして以下のように離岸流場を設定する。沿岸方向の海浜地形は変化なく、沖方向には一樣な勾配になっており、進行波は直角に入射し、等間隔で多数の離岸流が発生している。基礎方程式として、連続、運動量、エネルギーの方程式をそれぞれ式 (2)~(4) のように書き表わすことができる。

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(du_i)=0 \dots\dots\dots (2)$$

$$-g \frac{\partial}{\partial x_i}(\zeta_0 + \zeta) + \tau_i + R_i = 0 \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}[(u_j + C_j)E] = -S_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} - D \dots\dots\dots (4)$$

ここに式 (3) 左辺第 2 項 τ_i 、第 3 項 R_i は水柱要素に働く normal stress と shear stress であり、式 (4) 左辺 C_j 、右辺第 1 項 S_{ij} 、第 3 項 D は進行波の波速、radiation stress、エネルギー逸散関数である。(以下添字 $i, j=1, 2$ に対して $i, j=1 \rightarrow x, i, j=2 \rightarrow y$ を意味し、座標 x, y は静水汀線上に y 軸、離岸軸上に x 軸を置き、沖方向を正にとる)。

波動に関しては浅水条件が適用できるものとし、さらに乱れ速度成分は水深方向に一樣なものとすれば shear stress として式 (5) のように書き表わすことができる (Thornton⁹⁾)。

$$R_i = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \varepsilon_{ij} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} - \tilde{C} u_j \dots\dots\dots (5)$$

$i \neq j$

ここに、 ε_{ij} 、 $\tilde{C}$ は渦動粘性係数、底面摩擦係数で式 (6)、(7) のようにとる。

$$\varepsilon_{ij} = \left. \begin{aligned} &C_2 \frac{H^2}{8\pi^2} \frac{gT}{d} \quad (\text{砕波帯内}) \\ &C_3 \frac{H_B^2}{8\pi^2} \frac{gT}{d_B} \quad (\text{砕波帯外}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

$i \neq j$

$$\tilde{C} = \left. \begin{aligned} &\frac{1}{\rho d} \cdot \frac{\rho C_f}{2\pi} \frac{gH}{\sqrt{gh}} \quad (\text{砕波帯内}) \\ &= 0 \quad (\text{砕波帯外}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

ここに

$$d = h + \zeta_0 + \zeta = d_0 + \zeta$$

砕波帯内では波高 H と平均水深 d の間に式 (8) が成立する。

$$H = \gamma(d_0 + \zeta) \dots\dots\dots (8)$$

式 (3) 左辺 τ_i では流れのないとき、radiation stress S_{ij} で表わされ、 $\tau_1 = -\frac{1}{\rho d_0} \frac{\partial}{\partial x} S_{xx}$ 、 $\tau_2 = -\frac{1}{\rho d_0} \frac{\partial}{\partial y} S_{yy}$ 、 $S_{xx} = \frac{3}{2}E$ 、 $S_{yy} = \frac{1}{2}E$ となる。流れの発生に伴い波と流れの干渉も激しくなるが、波エネルギー E をいかに表わすかが問題となる。本研究においては次の二つの場合について理論的考察を進めてみる。

① 流れの発生に伴って生じた沿岸方向の平均水面勾配は比較的大きく、平均水面変化量を用いて、波エネルギー E を式 (9) のように表わすことができる場合。

$$E = \frac{1}{8} \rho g H^2 = \frac{1}{8} \rho g \gamma^2 (d_0 + \zeta)^2 \dots\dots\dots (9)$$

このとき、式 (3) の左辺第 1, 2 項は式 (10) のようになる。

$$-g \frac{\partial}{\partial x_i} (\zeta_0 + \zeta) + \tau_i = -\gamma k g \frac{\partial \zeta}{\partial x_i} \dots\dots\dots (10)$$

ここに

$$\gamma_1 = 1 + 3\gamma^2/8, \quad \gamma_2 = 1 + \gamma^2/8$$

砕波帯外においては平均水面勾配も小さく、砕波帯内のように平均水面 ζ を利用して normal stress τ_i を表わすことはできないが、流れの発生に伴い生じた stress 項を式 (11) のように乱れに起因する normal stress とする ($i=j$)。

$$\tau_i = -\frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{ij0}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \varepsilon_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

ここに S_{ij0} は流れのないときの radiation stress を表わし、 ε_{ij} は渦動粘性係数で、式 (6) で与えられる ε_{12} と式 (13) の関係があるものとする。

$$\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = 2\varepsilon_{12} \dots\dots\dots (12)$$

② 波と流れの相互干渉は激しく、式 (13) のように摂動展開した波エネルギー E で τ_i を表わす場合。このとき平均水面 ζ は平均水深 d_0 に比べて無視されるほ

ど小さいものとする。

$$E=E_0+E_1+\cdots \quad (13)$$

故に

$$\begin{aligned} \tau_1 &= -\frac{1}{\rho d_0} \frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial x} \{E_0 + E_1 + \cdots\} \\ \tau_2 &= -\frac{1}{\rho d_0} \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \{E_0 + E_1 + \cdots\} \end{aligned}$$

ここに

$$E_0 = \frac{1}{8} \rho g \gamma^2 d_0^3$$

① に比べ ② の場合には未知量 E_1 が一つ多くなっている。エネルギー方程式 (3) の導入が必要であるが、エネルギー逸散関数の与え方に一考を要する。ここでは複雑性を避け、水口⁴⁾のエネルギー逸散モデルを採用することにす。すなわち、式 (3) 右辺第 2 項 D を $D = D_0 + D_1 + \cdots$ とし、 $D_0 = d/dx(E_0 \sqrt{gd_0})$ 、 D_1 以下は省略できるものとする。砕波帯外においては ② の場合も式 (11) が成立するものとする。

さて、①、② の解を得るために式 (14) のように新座標 X をとり、新座標 X で式 (15) のように平均水深 d_0 を表わし、式 (2) より輸送流れ関数 ϕ を式 (16) のように定める。

$$X = x + xs \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} d_0 &= mX & x \leq x_B \\ &= mX + \alpha(X - X_B) & x \geq x_B \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} d_0 u &= -\frac{\partial \phi}{\partial y} \\ d_0 v &= \frac{\partial \phi}{\partial X} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

無次元量 ξ, η 、無次元流速 u^*, v^* を式 (17)、(18) のようにとる。

$$\left. \begin{aligned} d_0 &= \xi d_{0B} \\ y &= \eta \frac{Y_r}{2} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$\left. \begin{aligned} u &= u^* \sqrt{gd_{0B}} \\ v &= v^* \sqrt{gd_{0B}} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

よって、無次元輸送流れ関数 ϕ^* を式 (19) のようにとる、

$$\phi^* = A_{11} X_{11}(\xi) \sin \pi \eta \quad (19)$$

①、② の場合の流況は式 (3) ~ (17) により求まることになる。たとえば ② の場合には式 (2) より平均水面 ζ を消去し、式 (3) より E_1 を消去し、整理すると次式を得る。

$$\begin{aligned} & \left\{ \xi \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \xi \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \right) - \xi \lambda \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\lambda}{\xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \right\} - \mu \frac{1}{\xi^{3/2}} \frac{\partial}{\partial \xi} \right] \right. \\ & \quad \left. - \xi \lambda \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \xi \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \right) - \xi \lambda \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\lambda}{\xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \right\} \right] \right. \\ & \quad \left. + \mu \frac{1}{\xi^{3/2}} \lambda \frac{\partial}{\partial \eta} \right] + \mu_2 \left[-\xi^{-1/2} \left\{ \alpha_1 \xi \frac{\partial}{\partial \xi} \right. \right. \end{aligned}$$

$$\left. + \left(\alpha_1 - \frac{3}{2} \right) \left\{ \lambda^2 \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right\} \right] \phi^* = 0 \quad (20)$$

ここに

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{C_f}{m} \frac{4\pi}{C_2 m P \gamma}, \quad \mu_2 = \frac{\pi^2}{C_2 m P \gamma}, \quad \lambda = X_B / Y_r / 2 \\ P &= T \sqrt{g / d_{0B}} \quad \alpha_1 = \begin{cases} 1 & (C = -\sqrt{gd_0}) \\ 2 & (C = -\sqrt{gd_0} + u) \end{cases} \end{aligned}$$

式 (20) に式 (19) を代入すると $X_{11}(\xi)$ について 4 階の常微分方程式を得るが、 $\xi = t^2$ と変数変換すると $t=0$ を確定特異点にもつ方程式になり、決定方程式の根は $\rho = 0, 4$ (重根), 6 となり、境界条件式 (21) を満足する解として式 (22) を得る。

$$\xi=0 \quad \text{にて} \quad u^* = v^* = 0$$

すなわち

$$\frac{\phi^*}{\xi^2} = 0 \quad (21)$$

$$X_{11}(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha'_n \xi^{n/2+3} \quad (22)$$

ここに d_n は式 (23) より決まる

$$\left. \begin{aligned} I_{111} \alpha'_n + I_{112} \alpha'_{n-1} + I_{113} \alpha'_{n-4} + I_{114} \alpha'_{n-5} + I_{115} \alpha'_{n-8} \\ &= 0 \\ I_{111} &= (\rho + n)(\rho + n - 4)^2(\rho + n - 6) \\ I_{112} &= -4\mu(\rho + n - 1)(\rho + n - 6) \\ I_{113} &= 8k^2(\rho + n - 4)(\rho + n - 7) \\ I_{114} &= 8k^2 \{ 2\mu + 2\mu_2(\alpha_1 - 3/2) + \mu_2 \alpha_1(\rho + n - 5) \} \\ I_{115} &= 16k^4 \\ \rho &= 6, \quad \alpha'_0 = 1.0, \quad \alpha'_{-7} = \alpha'_{-6} = \cdots = \alpha'_{-1} = 0 \\ & \quad k = 2\pi X_B / Y_r \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

砕波帯外においては式 (3)、(11)、(17)、(18) より式 (24) を得る。

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \lambda'^2 \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \right] \left[\frac{1}{\xi} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \right. \\ & \quad \left. + \lambda'^2 \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right] \phi^* = 0 \quad (24) \end{aligned}$$

$$\lambda' = \lambda m / (m + \alpha)$$

式 (24) に式 (19) を代入すると解として式 (25) を得る。

$$\begin{aligned} X_{12}(\xi) &= B_1 \xi K_1(k' \xi) + B_2 \xi^2 e^{k'(1-\xi)} \quad (25) \\ k' &= \lambda' \pi \end{aligned}$$

① の場合も同様にして式 (22) と同じ解を得るが、 α'_n は式 (23) に変わって式 (26) より決まることになる。

$$\left. \begin{aligned} I_{11} \alpha'_n + I_{12} \alpha'_{n-1} + I_{13} \alpha'_{n-4} + I_{14} \alpha'_{n-5} + I_{15} \alpha'_{n-8} &= 0 \\ I_{11} &= I_{111}, \quad I_{12} = I_{112} \\ I_{13} &= 4k^2(\rho + n - 4) \{ (1 + \beta)(\rho + n - 5) - (1 + 3\beta) \} \\ I_{14} &= 16\mu\beta k^2, \quad I_{15} = 16\beta k^4 \\ \rho &= 6, \quad \alpha'_0 = 1.0, \quad \alpha'_{-7} = \alpha'_{-6} = \cdots = \alpha'_{-1} = 0 \\ & \quad \beta = \gamma_2 / \gamma_1 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

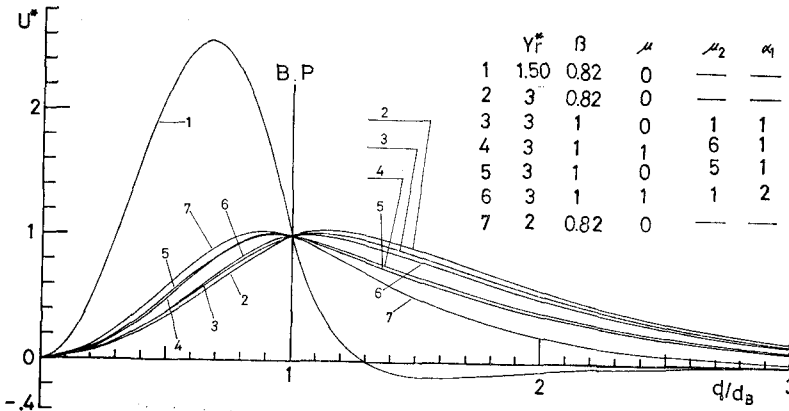


図-6 (a) $m/(m+\alpha)=0.8$

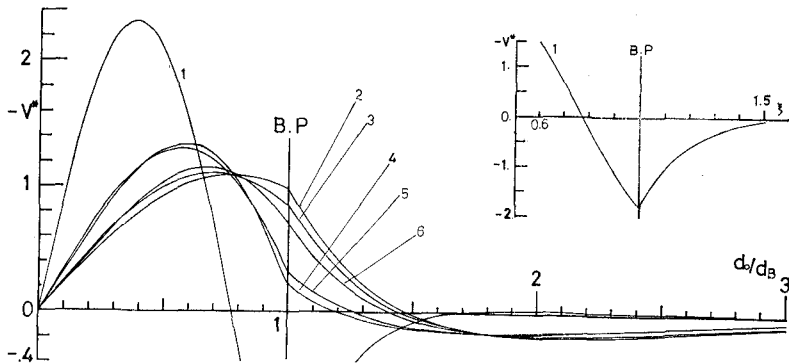


図-6 (b) $m/(m+\alpha)=0.8$

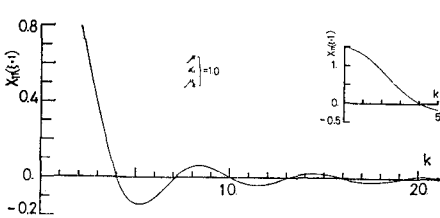


図-7 (a)

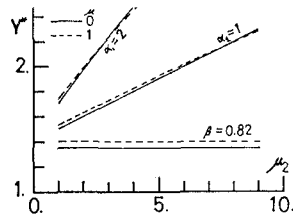


図-7 (b) 最小離岸流間隔

わかる。

図-7 (a) は砕波点における X_{11} の値を離岸流波数 k で示したもので、波数 k に対して零点は無数に存在するので砕波帯内だけでも 0 次の流速モードから無限次の流速モードが考えられるが、実験的には一次の流速モードしか現われないことは前述した。しかし、実際海浜では、2 回、3 回と砕波する場合もあり、このような場合には砕波帯内においても二重以上の循環セルが発生することも考えられよう。図-7 (a) は一次モードの流速分布を与える離岸流間隔 Y_r^* を示したもので、実際上の最小離岸流間隔 Y_r^* となるものと考えられる。図-1 と照らし合わせると①の場合の理論がよく合っていることがわかる。図-7 (a), (b) によると $Y_r^* \approx 1.50$ の離岸流が発生している時には砕波点付近を境に二重構造になり、砕波帯外では離岸流間中央で沖方向の流れが発生することになるが、実験では砕波帯外の沖向きの流れの間隔はおおよそ $2Y_r^*$ である。

参 考 文 献

砕波帯外は式 (25) より与えられる。

以上 ①, ② の場合について理論解を得たが、離岸流場の流速はその分布形を問題として扱えばよいのだから式 (27) のように砕波点における離岸流流速 u_1^* を基準にして流速分布 U^*, V^* を定める。

$$U^* = u^*/u_1^*, \quad V^* = v^*/u_1^* \dots\dots\dots (27)$$

図-6 (a), (b) に流速分布 U^*, V^* を示したが $\beta = 0.82$ は ① の場合 (①②⑦), $\beta = 1.0$ は ② の場合 (③~⑥) を示す。 μ は底面摩擦力の影響 μ_2 は水平混合の影響を示すパラメーターであり、 α_1 は離岸流流速が進行波の波速に及ぼす影響を示す。図-6 (a), (b) より、離岸流流速 U^* よりも沿岸流流速 V^* に影響が現われるが、底面摩擦力よりも水平混合の影響が大きいことが

- 1) 堀川清司・佐々木民雄・堀田新太郎・桜本 弘: 海浜流に関する研究(第3報)―海浜流の規模―, 第22回海講, pp. 127~134, 1975.
- 2) 尾崎 晃・佐々木幹夫・雄永善美: 離岸流に関する研究―急勾配における平面実験―, 第23回海講, pp. 421~476, 1976.
- 3) Thornton, E. B.: Variation of longshore current across the surf zone, Proc. 12th on Conf. Coastal Eng. ASCE, p. 291~308, 1970.
- 4) 水口 優: 固有値問題としての離岸流の間隔について, 土木学会論文報告集, 第248号, p. 83~88, 1976.
- 5) Leblond, P. H. and C. L. Tang: On energy coupling between waves and rip current, J. G. R., Vol. 79, pp. 811~816, 1974.