

円弧状および大規模カस्पを有する海岸 における海浜流循環

NEARSHORE CIRCULATION AROUND A CIRCULAR SPIT AND THE CUSPATE COAST

宇 多 高 明*
By Takaaki UDA

1. ま え が き

砕波帯における海浜流に関する研究は、Bowen¹⁾が離岸流の発生理論に radiation stress²⁾の概念を応用して以来急速に盛んとなり、現在までに多くの理論的、実験的研究および現地観測などが行われるに至っている。この結果、沿岸流や離岸流の構造やその発生機構などが明らかになりつつある。

しかしながらその多くの研究は砕波帯幅の数倍程度の比較的小規模な領域における流れの解析に重点があり、ポケットビーチ全体における流れのように大規模な海浜流循環に関して議論したものはそれほど多くはない。

この分野での研究として、O'Rourke・LeBlond³⁾は砕波帯幅が湾の半径に比較して十分小さいと仮定して半円形状の湾内の海浜流循環について理論的に検討した。また、Mei・Angelides⁴⁾は円形島の周りの流れについて差分法を用いた数値計算によって検討した。ただしいずれの研究においても、現地あるいは実験データとの比較は行われていない。

著者は、河口砂州の変形予測について論じた⁵⁾が、この場合砂州の周りに沿って発達する海浜流が砂州形状の変化に重要な役割を有することが明らかにされ、またこのような流れについて理論的研究が必要なことが指摘された。このため本研究ではまず最初に砕波帯幅がその半径より十分小さい円形砂州の周りの海浜流循環について検討を加えることにした。ただしこの問題は基本的にはMei・Angelides⁴⁾が論じた問題と類似しているが、本研究では現象をできるだけ単純化することによって理論的に解を導き、また解の妥当性を明らかにするために実験を行い、両者の比較を行った。この結果、境界条件にわずかな差異はあるものの、得られた解は基本的にはよく流れの機構を説明し得るものであることがわかった。

一方、海岸線が凹凸形状をした自然海岸においても、この種の大規模循環流が発生する可能性があると考えられたために、次に大規模カस्पを有する海岸において発達する海浜流循環について理論的に検討を加えることにした。このため曲線座標系を導入し、これによって大規模カस्पを有する海岸における流れの理論解を求めた。この解は大規模カस्पを有する海岸における流れの機構を説明し、また離岸堤背後におけるトンボロの形成機構を定性的に明らかにすることができる。

2. 円弧状海岸における海浜流の理論的モデル

(1) 基本式の誘導⁶⁾

まず、波のない場合の水深を h 、波による平均水位の変化量を ζ とすれば、全水深は $d=h+\zeta$ と書き下せる。また水深方向に平均化された海浜流流速を U とすれば、鉛直水柱の運動量密度 M は式 (1) で表わされる。

$$M = \rho d U \dots \dots \dots (1)$$

ここに ρ は流体密度とする。流れの場が定常としたとき、連続式は式 (2) で表わされる。

$$\nabla \cdot M = 0 \dots \dots \dots (2)$$

また線形化された運動量方程式⁶⁾は、

$$\frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x_i} - \frac{f U_i}{\rho d} \dots \dots \dots (3)$$

と表わされる。ただし S_{ij} は radiation stress²⁾、 g は重力加速度、 f は式 (4) で表示される摩擦係数である。

$$f = \frac{2}{\pi} \rho c u_{\max} \dots \dots \dots (4)$$

ここに、 c は底面摩擦係数、 u_{\max} は海底面における波の流速振幅とする。摩擦項が式 (3) および式 (4) で表わされるためには、海浜流の流速が波による流速に比較して小さいと仮定されなければならない。

式 (3) では拡散項が省略されているが、この理由は

* 正会員 工修 建設省土木研究所河川部海岸研究室
主任研究員

O'Rourke・LeBlond³⁾と同様に、流れの微細構造ではなしに、まず流れの一般的特性を知りたいためである。また、式(3)では非線形項も省略されているが、これは現象をできるだけ単純化して取り扱いたいためである。

次に、式(5)のようなベクトル量を定める。

$$T_{ij} = \frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j}, \quad F_i = -\frac{fU_i}{\rho d} \quad \dots\dots\dots(5)$$

このとき、式(3)の両辺のカールをとることによって次式が得られる。

$$\nabla \times \mathbf{T} = \nabla \times \mathbf{F} \quad \dots\dots\dots(6)$$

式(6)左辺は radiation stress 項、および右辺は摩擦項である。

砕波帯の外では長波近似を用いたとき radiation stress は式(7)のように与えられる³⁾。ここに a は波の振幅である。

$$S_{ij} = \frac{\rho g a^2}{4} \begin{pmatrix} 3 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots(7)$$

この領域では、式(3)の radiation stress 項と平均水位勾配を表わす項は1次のオーダーまでみたときほぼ均衡する。この場合 O'Rourke・LeBlond と同一の方法を用いて各項のオーダーを評価すると、 ε を微小パラメーターとしたとき $0(\varepsilon)$ に関する式として式(8)が得られる。

$$\nabla \times \mathbf{F} = 0 \quad \dots\dots\dots(8)$$

一方、砕波帯内では波は砕波するが、その場合も式(7)の定義が成立すると仮定する。ただし波の振幅 a は次式で定義する。

$$a = rd \quad \dots\dots\dots(9)$$

このとき、砕波帯内における基本式は式(10)で与えられる。

$$\nabla \times \mathbf{T} = \nabla \times \mathbf{F} \quad \dots\dots\dots(10)$$

海浜流は砕波帯内において radiation stress の変化によって生じる。砕波帯外では単に連続条件を満足するのみである。

(2) 線形化モデル

まず最初に 図-1 に示されるように極座標系を選択する。ただし $r=r_s$ は汀線位置、 $r=r_b$ は砕波線を示し、また ϕ は反時計回りを正として測った入射角とする。さらに、砕波帯内の領域を A、砕波帯外を領域 B とよぶことにする。

沿岸流流速を v_θ 、離岸方向流速を v_r とおき、輸送流関数 ψ を導入すれば、流速 v_θ, v_r は式(11)によって表わされる。

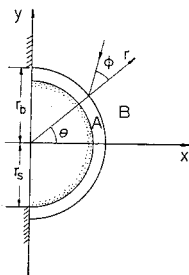


図-1 座標系の定義と領域設定

$$v_\theta = \frac{1}{d} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad v_r = -\frac{1}{rd} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \quad \dots\dots\dots(11)$$

砕波帯の外では O'Rourke・LeBlond と同様に海浜流は底面まで到達することはなく、砕波点における水深を保って流れると仮定する。すなわち砕波水深を d_b とすれば $d=d_b$ (定数) となる。このとき式(9)は容易に変形され、次のラプラス方程式となる。

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} = 0 \quad \dots\dots\dots(12)$$

砕波帯内では式(10)をそのまま利用せずに、次に述べるような変数変換を行う。すなわち砕波帯幅が海岸線の代表的曲率半径(ここでは円弧の半径に対応)に対して十分小さいと仮定したとき、 $(r_b-r_s)^2/r_s^2 = \delta^2 \ll 1$ とおけるから、次式のような新しい変数を導入する。

$$s = \frac{r-r_s}{r_b-r_s} \quad \dots\dots\dots(13)$$

式(13)において、 $s=0$ は汀線を、 $s=1$ は砕波点を示している。この場合、式(10)は独立変数を r より s に変えることによって次のように変形することができる。

$$\nabla \times \mathbf{T} = -\frac{1}{r_s^2 \delta^2} \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial s} \quad \frac{\delta}{1} \frac{\partial}{\partial s} \right] \left(\frac{f}{\rho d^2} \frac{\partial \psi}{\partial s} \right) + \frac{\delta^2}{(1+\delta s)^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{f}{\rho d^2} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots(14)$$

さらに、式(14)の左辺の radiation stress 項は次のようにして求められる。まず、波が 図-1 に示されたように、砕波点において海岸線と直角方向より角 ϕ をもって入射したとする。この場合、radiation stress は式(15)で表わされる。

$$S_{ij} = \begin{bmatrix} S_{rr} & S_{r\theta} \\ S_{\theta r} & S_{\theta\theta} \end{bmatrix} = \frac{1}{4} \rho r^2 g d^2 \begin{bmatrix} 3-2 \sin^2 \phi & \sin 2\phi \\ \sin 2\phi & 3-2 \cos^2 \phi \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots(15)$$

ここに r は波高水深比である。また、砕波帯内の波については Snell の法則が成り立つとし、

$$\frac{\sin \phi}{\sqrt{gd}} = \frac{\sin \phi_b}{\sqrt{gd_b}} \quad \dots\dots\dots(16)$$

とおく。ただし ϕ_b, d_b はそれぞれ砕波点における入射角、砕波水深とする。

radiation stress 項は極座標系では次のように表わされる。

$$\nabla \times \mathbf{T} = \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} (r T_\theta) - \frac{\partial}{\partial \theta} (T_r) \right\} = \frac{\partial T_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial T_r}{\partial \theta} + \frac{T_\theta}{r} \quad \dots\dots\dots(17)$$

ただし T_θ, T_r は次式で定義される。

$$T_r = \frac{1}{\rho d} \left[\frac{\partial S_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial S_{\theta r}}{\partial \theta} + \frac{S_{rr}}{r} - \frac{S_{\theta\theta}}{r} \right] \quad \dots\dots\dots(18)$$

$$T_\theta = \frac{1}{\rho d} \left[\frac{\partial S_{r\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial S_{\theta\theta}}{\partial \theta} + \frac{2}{r} S_{r\theta} \right] \quad \dots\dots\dots(19)$$

式 (17) に式 (18), (19) の関係を代入すると, 次式が得られる.

$$\begin{aligned} \rho \delta^2 r_s^2 \nabla \times \mathbf{T} = & \left[\frac{\partial}{\partial s} + \frac{\delta}{1+s\delta} \right] \\ & \times \left\{ \frac{1}{d} \left[\left(\frac{\partial}{\partial s} + \frac{2\delta}{1+s\delta} \right) S_{r\theta} + \frac{\delta}{1+s\delta} \frac{\partial S_{\theta\theta}}{\partial \theta} \right] \right. \\ & - \frac{\delta}{1+s\delta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \frac{1}{d} \left[\left(\frac{\partial}{\partial s} + \frac{\delta}{1+s\delta} \right) S_{rr} \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\delta}{1+s\delta} \left(S_{\theta\theta} - \frac{\partial S_{\theta r}}{\partial \theta} \right) \right] \right\} \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

さらに, 式 (20), 式 (15) で表わされた radiation stress の関係式を代入し, $0(\delta^2)$ 以上の高次の項を省略すると, 式 (21) が得られる. ただし式 (21) の誘導に際しては, 砕波帯内では波向はそれほど大きく変化しない, つまり $\partial\phi/\partial s=0$ と仮定する.

$$\begin{aligned} & - \frac{2}{gr^2} \left\{ \left(\frac{\partial}{\partial s} + \delta \right) \frac{f}{\rho d^2} \frac{\partial \phi}{\partial s} \right\} \\ & = \frac{\partial}{\partial s} \left[\sin 2\phi \left(\frac{\partial}{\partial s} + 2\delta \right) d \right. \\ & \quad \left. - 2\delta \cos 2\phi \frac{\partial d}{\partial \theta} + 3\delta d \sin 2\phi \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right] \\ & \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

式 (21) は, 問題の性質上, O'Rourke・LeBlond⁹⁾ の論文中の式 (24) の δ の符号を $-\delta$ と変えたものと等しい. また, 式 (21) の右辺第 1 項は斜めに波が入射するための効果を, また第 2 項は地形の沿岸方向の変化を, さらに第 3 項は波向の沿岸方向変化を示している.

(3) 円弧状海岸における海浜流の理論解

式 (21) の解を求めるためには必要な境界条件が定められなければならない. このため 図—1 に示したように領域 A (砕波帯内), 領域 B (砕波帯外) を設定し, それぞれの領域の値をおのおの添字 A, B を付けて区別することにする.

まず最初に, 汀線 ($s=0$) は流線の一つになるためには,

$$\psi_A(0, \theta) = 0 \dots\dots\dots (22)$$

とおける. また領域 A, B の境界では解が一致しなければならないこと, および $\theta = \pm\pi/2$ では領域 A, B ともに流線を形成することを考慮すると次式が成立する.

$$\psi_A(1, \theta) = \psi_B(r_b, \theta) \dots\dots\dots (23)$$

$$\psi_A\left(s, \pm \frac{\pi}{2}\right) = 0 \dots\dots\dots (24)$$

$$\psi_B\left(r, \pm \frac{\pi}{2}\right) = 0 \dots\dots\dots (25)$$

また, 砂州より十分離れた場所では流速が零となることから,

$$\psi_B(\infty, \theta) = \psi_\infty \dots\dots\dots (26)$$

が成立する.

砕波帯内における基礎方程式 (式 (21)) を解くためには, 変数 $d(s, \theta)$ を決めなければならないが, $d(s, \theta)$ についても O'Rourke・LeBlond と同様に次のように仮定する.

$$d = m(\theta) \cdot s \dots\dots\dots (27)$$

式 (21) に式 (27) を代入し, また式 (16) の関係を用いて変形すると, 式 (28) が得られる.

$$\begin{aligned} & s^{-3/2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial s^2} - \frac{3}{2} s^{-5/2} \frac{\partial \phi}{\partial s} + \delta s^{-3/2} \frac{\partial \phi}{\partial s} \\ & = - \frac{\pi r g^{1/2} m^{3/2}}{4c} \left[\frac{\partial}{\partial s} (m \sin 2\phi) \right. \\ & \quad + \frac{\delta}{d_b^{1/2}} \frac{\partial}{\partial s} \left(4 \sin \phi_b \cos \phi \cdot m^{3/2} s^{3/2} \right. \\ & \quad \left. - 2 \cos 2\phi \cdot d_b^{1/2} \frac{\partial m}{\partial \theta} \cdot s \right. \\ & \quad \left. + 6 \sin \phi_b \cos \phi m^{3/2} s^{3/2} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) \dots\dots\dots (28) \end{aligned}$$

いま, ϕ を式 (29) のように δ のべきで展開する.

$$\phi = \phi_1 + \delta \phi_2 + 0(\delta^2) \dots\dots\dots (29)$$

式 (29) を式 (28) へ代入し, $0(1), 0(\delta)$ についてのおの解を求めると, ϕ は次のように求められる.

$$\begin{aligned} \phi = & \frac{\pi r m^{3/2} g^{1/2}}{c d_b^{1/2}} s^3 \left[- \frac{1}{6} m^{3/2} \cos \phi \sin \phi_b (1 + \delta s) \right. \\ & + \frac{\delta}{7} \cos 2\phi \cdot d_b^{1/2} \frac{\partial m}{\partial \theta} \cdot s^{1/2} \\ & \left. - \frac{3}{8} \delta m^{3/2} \sin \phi_b \cos \phi \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \cdot s \right] \dots\dots\dots (30) \end{aligned}$$

さらに, 解析的に解を求めるために円弧状海岸の周りの波向および水深分布として O'Rourke・LeBlond と同種の仮定を設ける. 砕波水深は砕波波高と比例関係にあるので, 砕波波高の分布について考えると, 砂州前面では波高が高く, また背面では砂州自身の遮蔽効果によって波高が低くなると考えられる. すなわち $\theta = \pi/2$ で最大, $\theta = -\pi/2$ で最小となりこの間では単調に減少すると考えられよう. また波向分布については, 砂州前面の側壁との境界において入射角は 0 となり, 側面の $\theta=0$ ではほぼ最大の入射角を有すると考えられる. 背面での入射角は厳密には回折・屈折計算を行わないと明らかではないが, 背面における側壁との境界で漂砂量が 0 となるためにはこの地点で入射角が 0 となる必要がある. 以上の点より波向および水深分布として次式を仮定する.

$$\phi_b = \phi_0 \cos \theta, m(\theta) = m_0 (1 + p \sin \theta) \dots\dots (31)$$

ただし ϕ_0, p はおのおの 1 より十分小さな量とする. 式 (31) は砂州の周りの回折および屈折効果を単純な形で表現しているが, このような仮定が成立するためには砂州の汀線付近の海底勾配が急であり, また砂州の周りの海底地形が平坦であるという条件が満足されなければならない. 式 (31) の関係を用いて式 (30) を変形すると, 領域 A の解として, 次式が得られる.

$$\begin{aligned} \phi_A = & \frac{\pi \tau g^{1/2} m_0^{5/2}}{c} s^3 \left[-\frac{\phi_0}{6} (1 + \delta s) \right. \\ & \times \left(\cos \theta + \frac{5}{4} p \sin 2\theta \right) + \frac{\delta}{7} p \cos \theta \cdot s^{1/2} \\ & \left. + \frac{3}{16} \delta \phi_0^2 s \sin 2\theta \right] \dots\dots\dots(32) \end{aligned}$$

領域 B における解は、領域 A の解と境界条件を満足するように定められなければならない。領域 B での基本式は、式 (12) で与えられるようにラプラス方程式であるから、解は式 (33) のようにおくことができる。

$$\phi_B = \Re \left[\sum_{k=0}^{\infty} G(k) e^{ik\theta} \left(\frac{r_b}{r} \right)^k \right] \dots\dots\dots(33)$$

ここに \Re は実数部を示す。また係数 $G(k)$ は境界条件より

$$G(k) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \phi_A(1, \theta) e^{-ik\theta} d\theta \dots\dots\dots(34)$$

によって定められる。したがって式 (32) を式 (34) へ代入し、実数部をとると、解 ϕ_B は式 (35) のように与えられる。ただし $r \rightarrow \infty$ における ϕ_∞ は零とおいた。

$$\begin{aligned} \phi_B(r, \theta) = & \frac{\pi \tau g^{1/2} m_0^{5/2}}{c} \left(\frac{r_b}{r} \right) \\ & \cdot \left[-\frac{\phi_0}{6} (1 + \delta) \left(\cos \theta + \frac{5}{4} p \sin 2\theta \cdot \frac{r_b}{r} \right) \right. \\ & \left. + \frac{\delta}{7} p \cos \theta + \frac{3}{16} \delta \phi_0^2 \sin 2\theta \cdot \frac{r_b}{r} \right] \\ & \dots\dots\dots(35) \end{aligned}$$

3. 砂州の周りの流れ

——実験値と理論値の比較——

前節では円形砂州の周りの流れの理論解を求めたが、ここでは実験値との比較を行うことにする。このためまず実験結果について明らかにしよう。

実験²⁾は、幅 30 m、長さ約 20 m の平面水槽を用い、その中央部に幅 3 m、長さ 5 m の河口横型を作って行った。砂州形状としては 図-2 に太い実線で示されるように、半径 1.5 m の半円形とした。用いた材料は中央粒径が約 0.25 mm の砂である。

実験では導流堤先端より 2 m 沖合地点の入射波高を約 1.5 cm、周期を 0.9 秒とし、この波を 10 時間作用させ、この間 1 時間おきに砂州形状を測定した。また 0, 2, 5, 9 時間後の 4 回、容量式波高計によって砂州の周りの碎波波高および碎波点位置を測定した。さらに、実験開始直後と 5 時間後の 2 回染料を投入してその拡散状況より流況観察を行った。なお本論文

では前報²⁾との重複を避けるため実験条件および実験方法の詳細については省略することにする。

図-2 は砂州形状の経時変化を示している。図の横軸は沿岸方向距離、縦軸は岸沖距離を示しており、また図中の数字は波の作用時間を表わしている。初期値として与えた半円形の砂州はしだいに變形し、侵食された土砂は上流方向へ運ばれ、突出部を形成した。この場合最も大きい突出部が生じた位置は $\angle AOB = 101.25^\circ$ であった。

図-3 は、 $t=0$ 時における染料の拡散状況を示している。図中の数字は 9 秒ごとの拡散した染料の包絡線を示している。 $t=0$ において海側の先端に投入された染料は、砂州に沿う強い沿岸流に乗って上流方向へ運ばれたが、 $y=2.5$ m 付近に生じた離岸流によってやがて離岸方向へ移動した。なおこの地点は 図-2 に示した砂州の最大の突出部の生じた位置と一致していた。

図-4 は、実験開始直後の砂州に有意な變形が生ずる

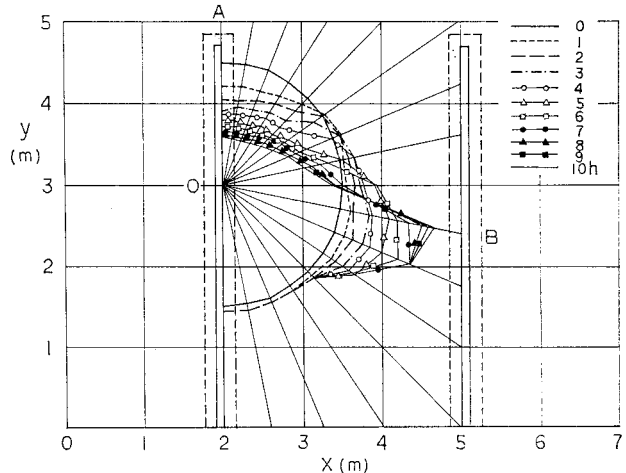


図-2 砂州形状とその経時変化

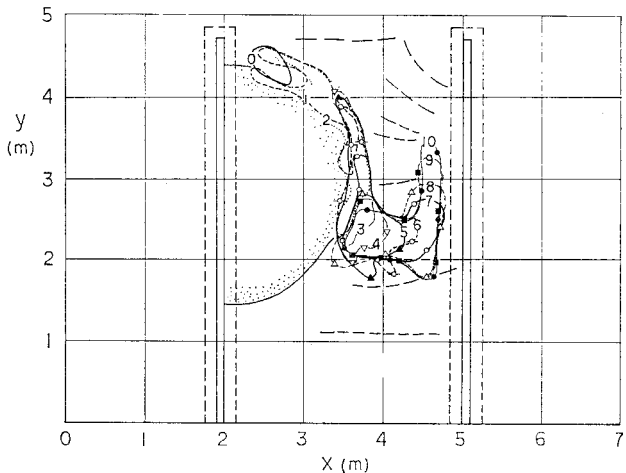


図-3 円形砂州の周りの流れ

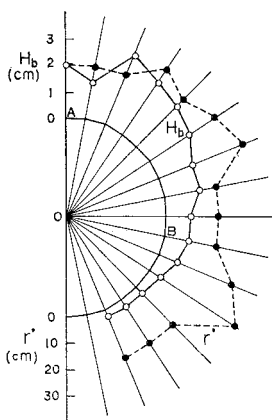


図-4 円形砂州の周りの砕波波高・砕波点位置の分布

し初期汀線より砕波点までの半径方向距離 (r') は砕波波高分布 (H_b) と比較すると、ばらつきが大きい。この原因として砕波点位置は目視によって定められたため測定誤差が大きかったためと考えられる。したがっていま、砕波波高分布を重視するとすれば、式 (31) の $m(\theta)$ の仮定は定性的には正しいと考えられる。ただし、式 (31) の角 ϕ については実験では精密な測定を行うことができなかったため比較することはできなかった。

ところで、砂州背面の遮蔽域では開口部より平均的に波高が低く、このため開口部と遮蔽領域の間で平均的な流れが発生する可能性がある。しかしこの場合砕波は汀線近傍でのみ生じ、砕波帯の外では波のエネルギーはほぼ保存されることから radiation stress の場所的变化は小さく、よって平均流が生じたとしても砕波によって生ずる流れに比較してはるかに弱くなると考えられる。したがって本論文ではこのような流れについては無視することにする。

次に理論解について示そう。領域 A, B の解は式 (32), (35) で与えられているが、解のもつ意味をできる限り一般化するために解を無次元化することにする。いま、 ϕ_A^* , ϕ_B^* を次式で定義する。

$$\phi_{A,B}^* = \frac{c}{\pi r g^{1/2} m_0^{3/2}} \phi_{A,B} \dots\dots\dots (36)$$

このとき、 ϕ_A^* , ϕ_B^* は次のようになる。

$$\phi_A^* = s^3 \left[-\frac{\phi_0}{6} (1 + \delta s) \left(\cos \theta + \frac{5}{4} p \sin 2\theta \right) + \frac{\delta}{7} p \cos \theta \cdot s^{1/2} + \frac{3}{16} \delta \phi_0^2 s \sin 2\theta \right] \dots\dots\dots (37)$$

$$\phi_B^* = \left(\frac{r_b}{r} \right) \left[-\frac{\phi_0}{6} (1 + \delta) \left(\cos \theta + \frac{5}{4} p \sin 2\theta \cdot \frac{r_b}{r} \right) + \frac{\delta}{7} p \cos \theta + \frac{3}{16} \delta \phi_0^2 \sin 2\theta \cdot \frac{r_b}{r} \right] \dots\dots (38)$$

前における砕波波高分布 (H_b) と初期汀線位置より砕波点までの半径方向距離 (r') の分布を示している。砕波波高は砂州前面では約 2cm 程度であるが、背後部に行くに従い急速に減少する。砕波点位置は平均的には $r' \approx 0.2$ m 程度の値をもち、初期砂州形状の曲率半径との比は 0.13 であり、砕波帯幅は海岸線の曲率半径より十分小さかったことがわかる。ただし

いま、 $r_s = 1.5$ m とおき、また r_b については代表的に 1.7 m とおく。この場合 $\delta = 0.13$ である。一方、 p 値については図-4 より砂州前面の波高を約 2.0 cm、背面で約 0.3 cm とおくと、 $p = 0.66$ となるが、この値は p が 1 より十分小さな量であるという仮定を満足しない。よって仮定を満足するように、実験値の 1/2 の $p = 0.33$ という値を選択した。また ϕ_0 値については、測定値がなく、明らかでないために、O'Rourke・LeBlond と同様に $\phi_0 = 0.35$ と仮定する。

図-5 はこの結果得られた ϕ^* の分布形状を示している。ただし図-5 は 100 倍された ϕ^* の分布を示し、また砕波帯内では流れ関数は非常に密となるために省略してある。斜め入射によって生じた沿岸流はやがて循環流を形成する。この結果は、Mei・Angelides⁴⁾ の数値計算結果と一致し、また図-3 に示した実験

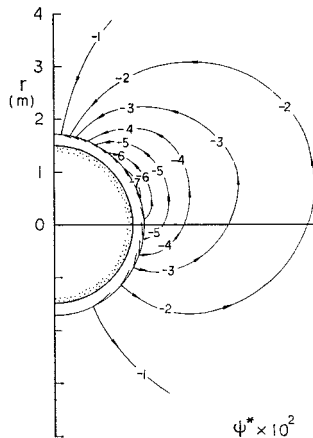


図-5 円形砂州の周りの流れ関数の分布

値とも定性的にはよく対応している。ただし実験では対岸が存在するが理論解ではこれらの点が考慮されておらず、理論解と実験値では r が十分大きいところでの境界条件は相違する。したがって厳密な比較を行うためにはこれらの点についても検討を加える必要があろう。

図-5 に示したような循環流の存在は、砂州の変形に重要な効果をもつと考えられるので、次にこのような流れによる砂州の変形について考察する。

砕波帯内の沿岸流流速は式 (32) を式 (11) へ代入すれば求められるから、これを用いて砕波帯内の平均沿岸流流速を求めると、

$$V = \int_0^1 v_\theta ds = \frac{\pi r g^{1/2} m_0^{3/2}}{c r_s \delta} \left[-\frac{\phi_0}{6} \left(\frac{3}{2} + \frac{4}{3} \delta \right) \times \left(\cos \theta + \frac{3}{4} p \sin 2\theta \right) + \frac{\delta}{5} p \cos \theta + \frac{1}{4} \delta \phi_0^2 \sin 2\theta \right] \dots\dots\dots (39)$$

となる。一方、漂砂の連続式は、汀線位置を r_l 、地形変化の代表高さを h_p とおけば、

$$\frac{1}{r_l} \frac{\partial q}{\partial \theta} + h_p \frac{\partial r_l}{\partial t} = 0 \dots\dots\dots (40)$$

と与えられる。ただし q は沿岸漂砂量である。式 (39) は円形砂州の周りの定常的な沿岸流流速を与える式であ

るが、微小時間 dt の後においても生じた地形変化が十分小さいとすれば、式 (39) はそのまま成立すると仮定できる。

いま、 $q \sim aV^m$ と仮定し、簡単のために $a=m=1$ とおいて式 (40) より r_l を求めると

$$r_l^2 = r_s^2 - \frac{2\pi\tau g^{1/2} m_0^{3/2}}{h\rho c \cdot r_s \delta} \left[\frac{\phi_0}{6} \left(\frac{3}{2} + \frac{4}{3} \delta \right) \times \left(\sin \theta - \frac{3}{2} p \cos 2\theta \right) - \frac{\delta}{5} p \sin \theta + \frac{1}{2} \delta \phi_0^2 \cos 2\theta \right] dt \dots\dots\dots (41)$$

となる。ただし $dt \ll 1$ である。さらに $r_l = r_s + \Delta r_l$ とおいて Δr_l を求めると、

$$\Delta r_l = - \frac{\pi\tau g^{1/2} m_0^{3/2}}{h\rho c r_s^2 \delta} \left[\frac{\phi_0}{6} \left(\frac{3}{2} + \frac{4}{3} \delta \right) \times \left(\sin \theta - \frac{3}{2} p \cos 2\theta \right) - \frac{\delta}{5} p \sin \theta + \frac{1}{2} \delta \phi_0^2 \cos 2\theta \right] \cdot dt \dots\dots\dots (42)$$

となる。さらに無次元化された変化量 Δr_l^* を次式で定義する。

$$\Delta r_l^* = - \frac{\phi_0}{6} \left(\frac{3}{2} + \frac{4}{3} \delta \right) \left(\sin \theta - \frac{3}{2} p \cos 2\theta \right) + \frac{\delta}{5} p \sin \theta - \frac{1}{2} \delta \phi_0^2 \cos 2\theta \dots\dots\dots (43)$$

式 (43) において、 $\delta=0.13$, $\phi_0=0.35$, $p=1/3$ において Δr_l^* の分布形を求めたのが 図-6 である。

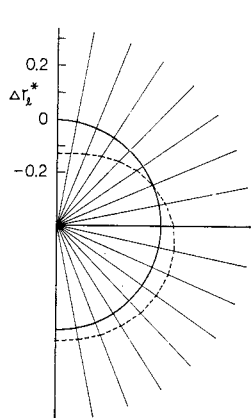


図-6 砂州の変形 (Δr_l^* の分布)

微小時間の間における最大の堆積の生ずる位置は $\theta \doteq -33^\circ$ で与えられ、このときの Δr_l^* は 0.065 である。図-6 の分布形は 図-2 に示した砂州形状の変化のうちの $t=1$ または 2 時間後の形状と比較すると、砂州の背後部では計算値は過大評価されているが、全体的にみれば定性的にはよく似た形状となっている。以上の点は、ここで述べたような実験では砂州の変形に沿岸流が主要な効果を有

していることを示唆している。

4. 大規模カस्पを有する海岸における海浜流循環

(1) 線形化モデル

ここでは大規模カस्पを有する海岸における海浜流に

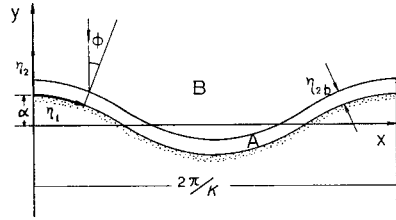


図-7 大規模カस्पを有する海岸の座標系と領域設定

ついて理論的に検討する。まず最初に 図-7 に示されるように直角座標 (x, y) を定め、沿岸方向に x 軸をとる。またカस्प状の海岸線形状を式 (44) のようにおく。

$$y = \alpha \cos \kappa x \dots\dots\dots (44)$$

ここに、 α はカस्पの半波高、 κ は波数とする。いま、解析的取扱いを容易にするため複素関数 $z = x + iy$ に関して次のような等角写像³⁾ を考え、座標系を直交曲線座標に変換する。

$$\zeta = \mu_1 + i\mu_2 = z - i\alpha e^{i\kappa z} \dots\dots\dots (45)$$

この場合、 α が十分小さな量であれば、変換のヤコビアンは、

$$J = |d\zeta/dz|^2 = 1 + 2\alpha\kappa e^{-\kappa y} \cos \kappa x + O(\alpha^2) \dots\dots\dots (46)$$

変換座標 (μ_1, μ_2) と原座標 (x, y) の間の関係は、式 (45) の両辺の実部・虚部をとると、

$$\left. \begin{aligned} x &= \mu_1 - \alpha e^{-\kappa \mu_2} \sin \kappa \mu_1 \\ y &= \mu_2 + \alpha e^{-\kappa \mu_2} \cos \kappa \mu_1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (47)$$

となる。変換座標面においては式 (44) と式 (47) の関係より $\mu_2 = 0(\alpha^2)$ であり、 α の二次の項を省略すると海岸線は $\mu_2 = 0$ で表わされる。

以上に述べた 曲線座標系を導入したとき、式 (2) の連続式は、式 (48) となる。

$$\nabla \cdot \mathbf{M} = J \left[\frac{\partial}{\partial \mu_1} (J^{-1/2} \cdot d \cdot u) + \frac{\partial}{\partial \mu_2} (J^{-1/2} \cdot d \cdot v) \right] = 0 \dots\dots\dots (48)$$

ただし u, v は μ_1, μ_2 方向の海浜流流速とする。式 (48) は、次のような輸送流関数 X を定義したとき自動的に満足される。

$$u = \frac{J^{1/2}}{d} \frac{\partial X}{\partial \mu_2}, \quad v = - \frac{J^{1/2}}{d} \frac{\partial X}{\partial \mu_1} \dots\dots\dots (49)$$

運動量方程式については、2. の議論と同様に碎波帯外と碎波帯内を区別して議論されなければならない。

まず、碎波帯外については、式 (9) より次式が得られる。

$$\nabla \times \mathbf{F} = J \left[\frac{\partial}{\partial \mu_1} \left(\frac{f}{\rho d^2} \frac{\partial X}{\partial \mu_1} \right) + \frac{\partial}{\partial \mu_2} \left(\frac{f}{\rho d^2} \frac{\partial X}{\partial \mu_2} \right) \right] = 0 \dots\dots\dots (50)$$

いま、 d および f が定数としたとき式 (50) は次のラプラスの式となる。

$$\frac{\partial^2 X}{\partial \mu_1^2} + \frac{\partial^2 X}{\partial \mu_2^2} = 0 \dots\dots\dots(51)$$

式 (51) では独立変数が (μ_1, μ_2) であるが、解を統一的に論ずるために独立変数を (μ_1, μ_2) より次式で定義される (ξ, η) に変換しておく。

$$\mu_1 = \frac{2\pi}{\kappa} \xi, \mu_2 = \frac{2\pi}{\kappa} \eta \dots\dots\dots(52)$$

このとき、式 (51) は、

$$\frac{\partial^2 X}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 X}{\partial \eta^2} = 0 \dots\dots\dots(53)$$

と表わすことができる。

一方、砕波帯内に関しては、式 (10) が基本式となる。この場合、式 (10) の右辺はすでに式 (50) で与えられているから、左辺の $\nabla \times \mathbf{T}$ を求めればよい。いま、ベクトル \mathbf{T} の μ_1, μ_2 成分を T_{μ_1}, T_{μ_2} とおけば、

$$\nabla \times \mathbf{T} = J \left[\frac{\partial}{\partial \mu_1} (J^{-1/2} T_{\mu_1}) - \frac{\partial}{\partial \mu_2} (J^{-1/2} T_{\mu_2}) \right] \dots\dots\dots(54)$$

と表わされる。ただし T_{μ_1}, T_{μ_2} は次式で定義される⁹⁾。

$$T_{\mu_1} = \frac{J}{\rho d} \left[\frac{\partial}{\partial \mu_1} (J^{-1/2} S_{\mu_1 \mu_1}) + \frac{\partial}{\partial \mu_2} (J^{-1/2} S_{\mu_1 \mu_2}) \right] \dots\dots\dots(55)$$

$$T_{\mu_2} = \frac{J}{\rho d} \left[\frac{\partial}{\partial \mu_1} (J^{-1/2} S_{\mu_1 \mu_2}) + \frac{\partial}{\partial \mu_2} (J^{-1/2} S_{\mu_2 \mu_2}) \right] \dots\dots\dots(56)$$

ここに、 $S_{\mu_1 \mu_1}, S_{\mu_1 \mu_2}, S_{\mu_2 \mu_2}$ は radiation stress であり、式 (15) と同様に次式で表わされる。

$$S_{ij} = \begin{bmatrix} S_{\mu_1 \mu_1} & S_{\mu_1 \mu_2} \\ S_{\mu_2 \mu_1} & S_{\mu_2 \mu_2} \end{bmatrix} = \frac{1}{4} \rho T^2 g d^2 \begin{bmatrix} 3 - 2 \sin^2 \phi & \sin 2 \phi \\ \sin 2 \phi & 3 - 2 \cos^2 \phi \end{bmatrix} \dots\dots(57)$$

ただし、 ϕ は入射角であり、図-7 に示されたように、時計回りを正とする。

式 (54)~式 (55), (56) を代入し、また式 (46) で表わされたヤコビアン⁹⁾の定義を利用すると、式 (10) は次のように変形される。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \mu_1} \left(\frac{f}{\rho d^2} \frac{\partial X}{\partial \mu_1} \right) + \frac{\partial}{\partial \mu_2} \left(\frac{f}{\rho d^2} \frac{\partial X}{\partial \mu_2} \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial \mu_1} \left\{ \frac{1}{\rho d} \left(\frac{\partial S_{\mu_1 \mu_1}}{\partial \mu_1} + \frac{\partial S_{\mu_1 \mu_2}}{\partial \mu_2} \right) \right\} \\ & - \frac{\partial}{\partial \mu_2} \left\{ \frac{1}{\rho d} \left(\frac{\partial S_{\mu_1 \mu_1}}{\partial \mu_1} + \frac{\partial S_{\mu_1 \mu_2}}{\partial \mu_2} \right) \right\} \\ & + \alpha \kappa^2 \frac{\partial}{\partial \mu_1} \left\{ \frac{1}{\rho d} (S_{\mu_1 \mu_2} e^{-\kappa \mu_2} \sin \kappa \mu_1 \right. \\ & \left. + S_{\mu_2 \mu_2} e^{-\kappa \mu_2} \cos \kappa \mu_1) \right\} \\ & + \alpha \kappa^2 \frac{\partial}{\partial \mu_2} \left\{ \frac{1}{\rho d} (S_{\mu_1 \mu_2} e^{-\kappa \mu_2} \sin \kappa \mu_1 \right. \\ & \left. + S_{\mu_2 \mu_2} e^{-\kappa \mu_2} \cos \kappa \mu_1) \right\} \dots\dots\dots(58) \end{aligned}$$

次に、砕波帯幅がカスプの波長に比較して小さいと仮定する。すなわち、砕波帯幅を μ_{2b} とすれば、

$$\delta^2 = \left(\frac{\kappa \mu_{2b}}{2\pi} \right)^2 \ll 1 \dots\dots\dots(59)$$

と置くことができる。またカスプの波高も波長に対して小さいとすれば、パラメーター $\alpha \kappa$ に対しては次式が成立する。

$$\alpha \kappa \ll 1 \dots\dots\dots(60)$$

いま、変数 μ_1, μ_2 に関して次のような変数変換を行う。

$$\mu_1 = \frac{2\pi}{\kappa} \xi, \mu_2 = \mu_{2b} \eta \dots\dots\dots(61)$$

式 (58) の独立変数を (μ_1, μ_2) より (ξ, η) に変換すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \delta^2 \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{f}{\rho d^2} \frac{\partial X}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{f}{\rho d^2} \frac{\partial X}{\partial \eta} \right) \\ &= \delta^2 \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{\mu_1 \mu_1}}{\partial \xi} \right\} + \delta \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{\mu_2 \mu_1}}{\partial \eta} \right\} \\ & - \delta \frac{\partial}{\partial \eta} \left\{ \frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{\mu_1 \mu_1}}{\partial \xi} \right\} - \frac{\partial}{\partial \eta} \left\{ \frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{\mu_1 \mu_2}}{\partial \eta} \right\} \\ & + \delta^2 (\alpha \kappa) \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \frac{2\pi}{\rho d} (S_{\mu_1 \mu_2} e^{-\kappa \mu_2 \eta} \sin 2\pi \xi \right. \\ & \left. + S_{\mu_2 \mu_2} e^{-\kappa \mu_2 \eta} \cos 2\pi \xi) \right\} \\ & - \delta (\alpha \kappa) \frac{\partial}{\partial \eta} \left\{ \frac{2\pi}{\rho d} (S_{\mu_1 \mu_2} e^{-\kappa \mu_2 \eta} \sin 2\pi \xi \right. \\ & \left. + S_{\mu_2 \mu_2} e^{-\kappa \mu_2 \eta} \cos 2\pi \xi) \right\} \dots\dots\dots(62) \end{aligned}$$

(2) カスプ状海岸における海浜流の理論解

式 (62) の解を求めるためには境界条件が定められなければならない。このため、図-7 に示したように領域 A (砕波帯内)、領域 B (砕波帯外) を設定し、それぞれの領域の値をおのおの添字 A, B を付けて区別する。

まず最初に、汀線 ($\eta=0$) は流線の一つになるために

$$X_A(\xi, 0) = 0 \dots\dots\dots(63)$$

とおける。また領域 A, B の境界では解が一致しなければならないから、

$$X_A(\xi, 1) = X_B(\xi, \delta) \dots\dots\dots(64)$$

さらに、カスプの対称性より $\xi=0, 1$ では

$$X_{A,B}(0, \eta) = 0 \dots\dots\dots(65)$$

$$X_{A,B}(1, \eta) = 0 \dots\dots\dots(66)$$

が成立する。最後に、海岸より十分離れた場所では流速が零となることから次式が成立する。

$$X_B(\xi, \infty) = X_\infty \dots\dots\dots(67)$$

境界条件が以上のようにして定められたので、次に砕波帯内の流れ関数を求めるために式 (62) の解を求めよう。このため、 X に対して次のような摂動解を仮定する。

$$X = X_1 + \delta X_2 + 0(\delta \cdot \alpha \kappa) \dots\dots\dots(68)$$

式 (68) を式 (62) へ代入すると, $0(1), 0(\delta)$ に対して次式が得られる.

$$0(1) \quad \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{f}{\rho d^2} \frac{\partial X_1}{\partial \eta} \right) = - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{\mu_1, \mu_2}}{\partial \eta} \right) \dots\dots\dots (69)$$

$$0(\delta) \quad \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{f}{\rho d^2} \frac{\partial X_2}{\partial \eta} \right) = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{\mu_1, \mu_2}}{\partial \eta} \right) - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{\mu_1, \mu_2}}{\partial \xi} \right) \dots\dots\dots (70)$$

式 (69), (70) を解くためには, $d(\xi, \eta)$ を定めなければならぬが, これは式 (27) と同様にして, 式 (71) のように仮定する.

$$d = m(\xi) \cdot \eta \dots\dots\dots (71)$$

式 (69), (70) は式 (71) の関係を利用すると, 円弧状海岸の場合とほぼ同様な方法によって解くことができ, その解は次式で与えられる.

$$X_A = X_1 + \delta X_2 = \frac{\pi r g^{1/2} m_0^{5/2}}{c d b^{1/2}} \cdot \eta^3 \left[- \frac{m^{3/2}}{6} \cos \phi \sin \phi_b + \frac{7}{24} \delta m^{3/2} \sin \phi_b \cos \phi \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \cdot \eta - \frac{\delta}{7} \cos 2\phi \frac{d m}{d \xi} \cdot d b^{1/2} \eta^{1/2} \right] \dots\dots\dots (72)$$

カस्प状海岸の周りの波向および水深分布としては次のように考える. まず, 砕波水深は砕波波高と比例関係にあるので, 砕波波高の分布について考えると, 離岸堤など強制的に波高分布を変化させる構造物のない自然海岸ではカスピの頂では屈折によって波高が高く, 谷では波高が小さいと考えられる. また波向については, カスピの頂と谷では入射角は 0, その中間で絶対値最大となると考えられる. 以上の点より波向および水深分布として次式を仮定する.

$$\phi_b = -\phi_0 \sin 2\pi\xi, \quad m(\xi) = m_0(1 + p \cos 2\pi\xi) \dots\dots\dots (73)$$

ただし ϕ_0, p は 1 より十分小さな量とする. 式 (73) を式 (72) へ代入し, 微小項を省略すると, 解 X_A は次のようになる.

$$X_A = \frac{\pi r g^{1/2} m_0^{5/2}}{c} \cdot \eta^3 \left[\frac{\phi_0}{6} \left(\sin 2\pi\xi + \frac{5}{4} p \sin 4\pi\xi \right) + \frac{7}{24} \pi \delta \phi_0^2 \sin 4\pi\xi \cdot \eta + \frac{2\pi}{7} \delta p \sin 2\pi\xi \cdot \eta^{1/2} \right] \dots\dots\dots (74)$$

砕波帯の外に適用される基本式は, 式 (53) のラプラス方程式であるが, この解は

$$X_B = \Re \left[\sum_{n=0}^{\infty} G(n) e^{in\pi\xi - n\pi(\eta-\delta)} \right] \dots\dots\dots (75)$$

と与えられる. ただし \Re は実部を示し, また $G(n)$ は次式を満足しなければならない.

$$G(n) = \int_0^1 X_A(1, \xi) e^{-in\pi\xi} d\xi \dots\dots\dots (76)$$

X_A は式 (73) によって与えられているから式 (76) によって $G(n)$ を求め, さらにこの値を式 (75) へ代入して実部をとると, 解は,

$$X_B = \frac{\pi r g^{1/2} m_0^{5/2}}{c} e^{-2\pi(\eta-\delta)} \left[\frac{\phi_0}{6} \left\{ \sin 2\pi\xi + \frac{5}{4} p \sin 4\pi\xi \cdot e^{-2\pi(\eta-\delta)} \right\} + \frac{7}{24} \pi \delta \phi_0^2 \sin 4\pi\xi \cdot e^{-2\pi(\eta-\delta)} + \frac{2\pi}{7} \delta p \sin 2\pi\xi \right] \dots\dots\dots (77)$$

と得られる. この場合も X_A, X_B を次式によって無次元化する.

$$X_{A,B} = \frac{\pi r g^{1/2} m_0^{5/2}}{c} X_{A,B}^* \dots\dots\dots (78)$$

このとき解 X_A^*, X_B^* は次のようになる.

$$X_A^* = \eta^3 \left[\frac{\phi_0}{6} \left(\sin 2\pi\xi + \frac{5}{4} p \sin 4\pi\xi \right) + \frac{7}{24} \pi \delta \phi_0^2 \sin 4\pi\xi \cdot \eta + \frac{2\pi}{7} \delta p \sin 2\pi\xi \cdot \eta^{1/2} \right] \dots\dots\dots (79)$$

$$X_B^* = e^{-2\pi(\eta-\delta)} \left[\frac{\phi_0}{6} \left\{ \sin 2\pi\xi + \frac{5}{4} p \sin 4\pi\xi \cdot e^{-2\pi(\eta-\delta)} \right\} + \frac{7}{24} \pi \delta \phi_0^2 \sin 4\pi\xi \cdot e^{-2\pi(\eta-\delta)} + \frac{2\pi}{7} \delta p \sin 2\pi\xi \right] \dots\dots\dots (80)$$

(3) カस्प状海岸および離岸堤周辺における流れ

解は式 (79), (80) のように求められたから, 具体例として 3 ケースの計算結果を示すことにする.

いま, 砕波帯幅を $\eta_{2b} = 100$ m, カスピの波長を 1000 m とし, またカスピの半波高を $a = 50$ m とおく. このとき波数は $\kappa = 6.28 \times 10^{-3}$ であり, $\delta = 0.1, a\kappa/2\pi = 0.05$ となる. さらに, ケース ①として 図-8 に示すような物理条件を考える. すなわち沖合の海底地形は平坦であるが, 汀線付近の等深線のみが沖向きに凸型となっている場合である. このとき入射波は模式的に図示するように進行し, その入射角の分布は, 式 (73) において $\phi_0 > 0$ とおいた分布形となるであろう. このため, 仮に $\phi_0 = 0.35$ とおき, また p として $1/3$ とおいて求めた流れ関数 X^* の分布形を示すのが 図-9 であ

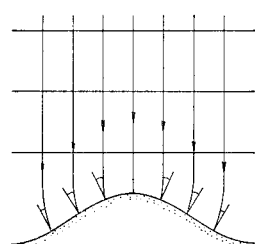


図-8 沖合の海底地形が平坦な場合の屈折の一例(ケース①)

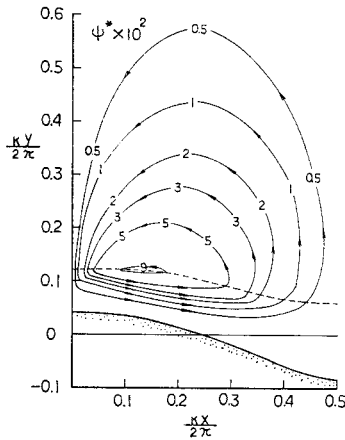


図-9 カスプ状海岸における流れ関数の分布(ケース①)

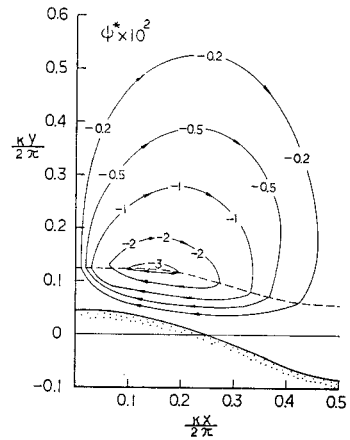


図-11 カスプ状海岸における流れ関数の分布(ケース②)

る。

関数 X^* の分布は、 $\kappa x/2\pi=0.5$ において対称形であるために、分布形は片側のみが示されている。図示された部分では、波は海岸線と直角方向に対して反時計回りの方向より入射し、またカスプの頂部では屈折による波の集中によって谷部よりも波高が高いであろう。このためカスプの凸部より凹部へ向かって強い沿岸流が生ずる。したがって、もし海底面が移動床であるとすれば、このような流れの分布形と波高分布のもとではカスプの波高はしだいに減少し、やがてカスプは平坦となるであろう。

ケース②では図-10に示すように、沖合の海底地形が平坦でなく、湾入部を有する場合を考える。このとき

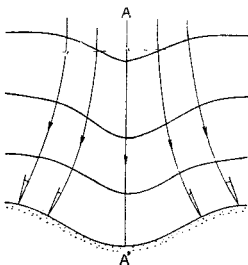


図-10 沖合の海底地形が平坦でない場合の屈折の一例(ケース②)

を行った結果が図-11である。

流れの方向はケース①と逆転しているが、ケース①の場合と比較すると、流れは弱くなっている。この原因は、波向および波高の沿岸方向分布による寄与が、斜め入射による効果を打ち消すためである。ただし波の屈折によってカスプの頂部では谷部よりも波高が高くなるが、沿岸流の発生に関してこのような波高分布は斜め入射による作用と逆方向に働く。したがって両者の相対的

大きさによっては沿岸流の流向が逆転する可能性もあると考えられるので、両者の寄与率について検討しておく必要がある。

砕波帯内の流関数は式(79)で与えられるが、式(79)において第1項は斜め入射の効果を、第2項は波高の沿岸方向変化の効果を表わしている。また第1項のうちカッコ内の最初の項は他者よりも大きいので、この項を代表としてこれに対する第2項の比(s)を求めると、砕波線上で評価したとき $s=5.5\delta\phi_0$ となる。さらに δ の値として代表的に $\delta=0.05$ とすると、 $s=0.28\phi_0$ となる。 ϕ_0 は仮定によって1より小さな量であるから、以上の仮定のもとでは沿岸流の流向は逆転する可能性はないといえよう。

以上に述べた流れの存在は、底面が移動床であれば、カスプはしだいにその波高を増大させ、各点の入射角が零となるまで変形するであろう。このように沖合の平坦でない海底地形は、海岸線の凸凹の発生原因となり得ると考えられる。

ケース③では離岸堤背後に生ずるトンボロの形成理由について考察しよう。一般に、離岸堤背後では開口部に比較して砕波波高(H_b)は小さいために、その分布は

図-12に模式的に示される分布形を有する。また波向についても離岸堤による回折効果のために、図示されるような特性を仮定できよう。このため式(73)において代表的に $p=-0.33$ 、 $\phi_0=-0.35$ とおいて求めた関数 X^* の分布形を

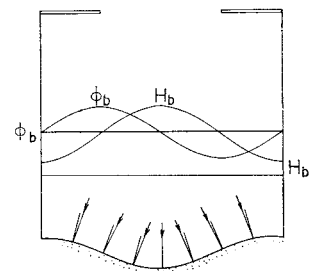
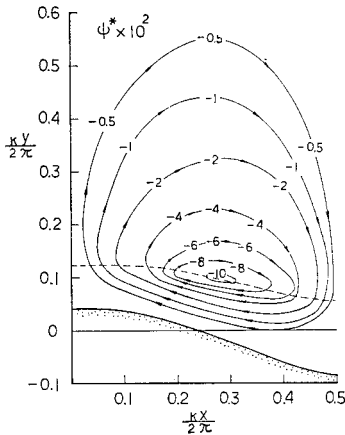


図-12 離岸堤周辺の波向および波高分布の模式図(ケース③)



図—13 離岸堤周辺における流れ関数の分布 (ケース③)

示すのが 図—13 である。

流れの方向はケース②と同一であるが、流れははるかに強くなっている。このように、海岸線の谷より頂部へ向いた流れの分布形と、谷部の方が頂部より波高が大きいという二点より、トンボロは最終的に各点の入射角が零となるまで成長し得ると考えられる。

5. 結 論

本研究では碎波帯幅がその半径より十分小さい円形砂州の周りの海浜流循環について、基礎式より理論解を導いた。また水理実験を行って理論解と実験との比較を行った。この結果、境界条件にわずかな差異はあるものの、理論解は実験値とかなりよい一致を示すことがわかった。これらの研究によって、従来解析的取扱いが困難とみられていた砂州の周りの流れに関する一つの研究の糸口が見出された。

次に、理論的解析法を拡張し、新たに曲線座標系を導

入することによって大規模カスプを有する海岸における海浜流の理論解を導いた。この結果、沖合の海底地形の凹凸がカスプ状の海岸線形状をもたらすこと、および離岸堤背後のトンボロの形成過程について定性的に明らかにすることができた。今後はカスプ状海岸についても実験を行い、流れの特性について明らかにしてゆきたいと考えている。

謝 辞：本研究は科学技術庁の在外研究として著者が米国のスクリップス海洋研究所の Dr. R.J. Seymour のもとで行った研究の一部である。研究にあたって Dr. R.J. Seymour には多くの有益な示唆を受けたことに感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Bowen, A.J. : Rip currents, 1, theoretical investigations, Jour. Geophys. Res., Vol. 74, pp. 5467~5478, 1969.
- 2) Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart : Radiation stress in water waves; a physical discussion with applications, Deep Sea Res., 11, pp. 529~562, 1964.
- 3) O'Rourke, J.C. and P.H. LeBlond : Longshore currents in a semicircular bay, Jour. Geophys. Res., Vol. 77, pp. 444~452, 1972.
- 4) Mei, C.C. and D. Angelides : Longshore circulation around a conical island, Coastal Eng., Vol. 1, pp. 31~42, 1976.
- 5) 宇多高明：新しい海浜変形モデルによる河口砂州の変形予測,土木学会論文報告集, 第322号, pp. 77~88, 1982.
- 6) Phillips, O.M. : The Dynamics of the Upper Ocean, Cambridge University Press, London, p. 277, 1966.
- 7) Longuet-Higgins, M.S. : Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1 and 2, Jour. Geophys. Res., Vol. 75, pp. 6778~6801, 1970.
- 8) Lyne, W.H. : Unsteady viscous flow over a wavy wall, Jour. Fluid Mech., Vol. 50, part 1, pp. 33~48, 1971.
- 9) Hildebrand, F.B. : Advanced Calculus for Applications, Prentice-Hall, INC., p. 733, 1976.

(1981.6.23・受付)