

人工岬に波が斜め入射するときの海浜循環流

宇多高明*・山本幸次**・橋本 宏***

1. まえがき

現在、海岸侵食防止工法としては、突堤や離岸堤などが広く用いられている。また、侵食防止に止まらず積極的に砂浜を作り出すことによって、レクリエーション機能をも満たすための養浜工も行われるようになった。このように海岸侵食の防止を図りつつ、レクリエーション機能を有する海岸構造物を建設することの重要性は、今後益々高くなるものと考えられる。

本研究は、この種の構造物として2つの人工岬に囲まれた中央部に海浜を建設する工法（人工岬工法）について検討しようとするものである。このような工法を考える際には次の諸点についての検討の必要がある。①侵食防止のためにどのような機能を有するか、②養浜砂が岬の外へ流出しないか、③強い離岸流などが発生せず、利用者の安全が確保されるか、④水質が悪化することなく、快適な水質条件が保たれるか、などの点である。

これら諸点はいずれも海浜の波高分布や流れの分布によって強く支配されている。よって本研究では、研究の第一歩としてまず海浜の波高分布や流況などの特性を実験および理論計算によって検討を加えることにした。実験は種々の条件で行ったが、ここでは人工岬に波が斜め入射する場合の結果について報告する。

なお、土屋りはヘッドランド工法によって安定な海浜形状を造る方式を提案しているが、人工岬は岬先端部が傾斜海岸となっており、このため岬へ波を集中させ、岬間の波を弱める機能を有する点が相違している。

2. 実験方法

実験は幅 12.9m、長さ 20m の平面水槽を用いて行った。人工岬の模型は図-1 のように製作した。図の破線は汀線位置を示している。岬の長さは 2.5m、岬間の距離は 6m である。これらは実物のスケールの 1/50 程度のもを考えている。海底勾配は汀線と直角方向に 1 対 5 とした。また、人工岬前面の海浜は水深が 25 cm の平

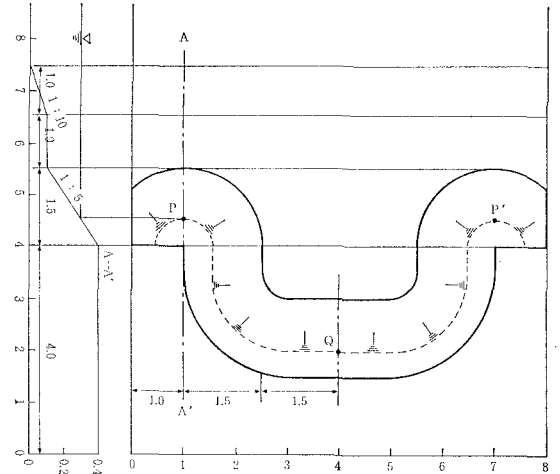


図-1 模型海浜の形状 (m 単位)

坦海床とした。海浜はすべてコンクリート製である。

実験は、表-1 に示すように波浪条件を変えて 2 ケース行った。波の入射方向は図-2 に示すように、海浜の直線部の海

表-1 実験条件

ケース	周期	入射波高	入射角
①	0.8 秒	2.8 cm	-23°
②	1.0 秒	2.5 cm	-23°

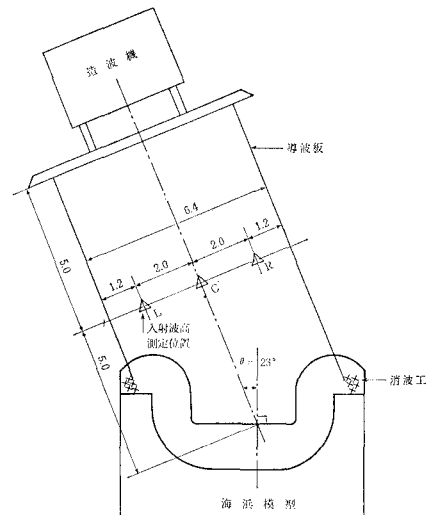


図-2 模型配置

* 正会員 工博 建設省土木研究所海岸研究室長

** 正会員 建設省土木研究所海岸研究室

*** 正会員 建設省土木研究所河川研究室長

岸線への法線に対して反時計回りに 23° 傾いた方向とした。波の進行方向には木製の導波板を設置した。入射波高は 図-2 の L, C, R 3 地点に容量式波高計を設置して測定した。海浜部における波高測定としては、2 台の容量式波高計を用いて汀線に沿って砕波波高分布の測定を行った。流況測定は、赤、黄、黒に着色したフィルムケースのフタ（直径 3.4 cm, 厚さ 0.8 cm）を多数投入し、その移動状況を約 5 m 上方のゴンドラ上より 3 波おきに写真撮影して求めた。また同時に過マンガン酸カリウムとフローレツセン溶液を注入してその拡散状況を調べた。波向測定は、流況測定用の写真撮影結果（スライド）を模造紙上に投影し、波峰線形状を読みとって行った。また砕波点における入射角を大きな分度器を用いて直接測定し、両者の比較を行った。

3. 実験結果

実験は、2 ケース行ったが、実験条件の主な差違は周期を変えたところにある。測定結果は、砕波波高、波向分布、および流況の順に明らかにする。

図-3 は汀線に沿う砕波波高分布を示している。横軸は 図-1 の破線 PQP' に沿った距離: μ_1 (m) を表わす。代表点 P, Q, P' の位置は 図-3 にも示されている。砕波

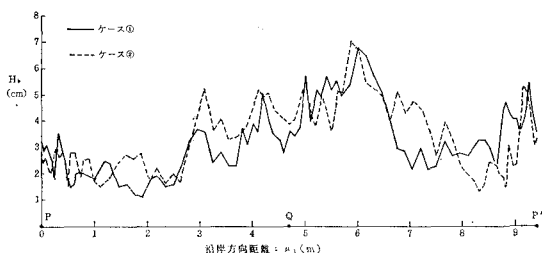


図-3 砕波波高の沿岸方向分布

波高は岬の先端に位置する P, P' 付近で高く、また岬の間の海浜中央部でも高くなっている。ただし、中央部の波高は中央の Q 点では最大とはならず、その右側約 1 m で最大値となっている。この原因は、沖合より波が反時計回りの方向より斜め入射したため、波高分布の最大最小の生ずる位置が全体として右方向へずれたためである。また、図-3 では実線、破線で周期 0.8 秒と 1.0 秒の場合が示されているが、両者の差違は必ずしも明確ではない。

図-4 は、砕波点における入射角の沿岸方向分布を示す。入射角は静水時汀線に法線を立て、その法線に対して時計回りの方向より入射する場合を正、その逆

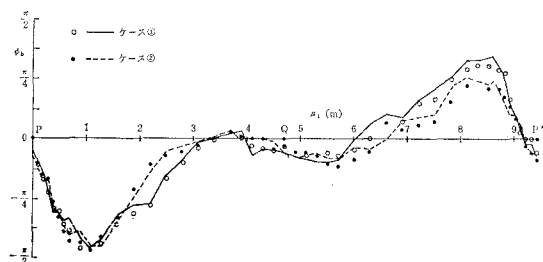


図-4 砕波点における入射角の沿岸方向分布 (丸印は分度器、実線、破線は写真撮影による測定値)

を負として整理した。横軸は再び 図-1 の破線 PQP' に沿った距離: μ_1 (m) を表わす。海浜形状が中央の Q 点を通る法線に対して左右対称であるために、入射角は基本的には Q 点で点対称に近くなるが、沖合より波が反時計回りの方向より入射するため、負の入射角は正の入射角よりも絶対値が大きく、また海浜中央部で負の入射角が表われている。図の実線、破線は写真撮影による入射角の測定結果であり、丸印は分度器によるものである。両者はともに良い一致をみており、いずれの方法によっても相当精度良く測定できることがわかる。また、周期を変えたことの効果としては、 $2 \leq \mu_1 \leq 3$ および $7 \leq \mu_1 \leq 8$ 付近でケース ① (周期 0.8 秒) の方がケース ② (周期 1.0 秒) よりも砕波点における入射角の絶対値が大きくなっている。周期が短い場合は微小区間での入射角の変化率は大きい。一方周期が長いときはその変化率は小さいが、屈折角の変化はより水深の大きい所から生ずる。したがって実験値の相違を明らかにするためには、波向線に沿って数値計算を行う必要がある。ただしこの報告では余白の関係上、詳細な検討は行うことができなかった。

図-5 は、ケース ① の海浜流の流況図である。図中

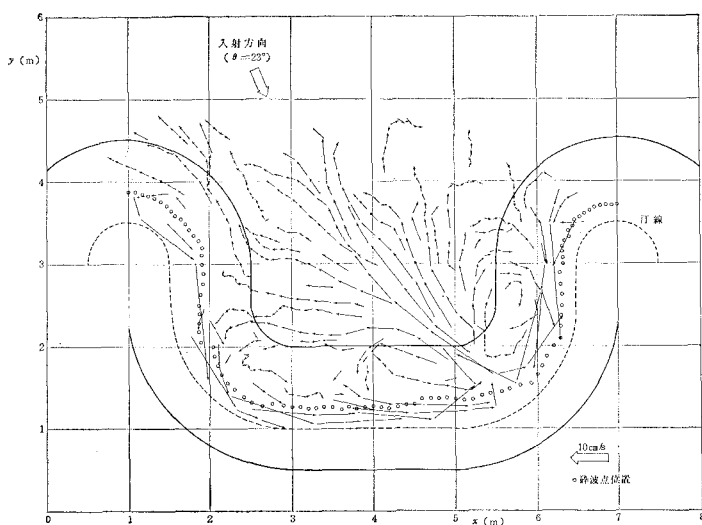


図-5 海浜流の流況図 (ケース ①)

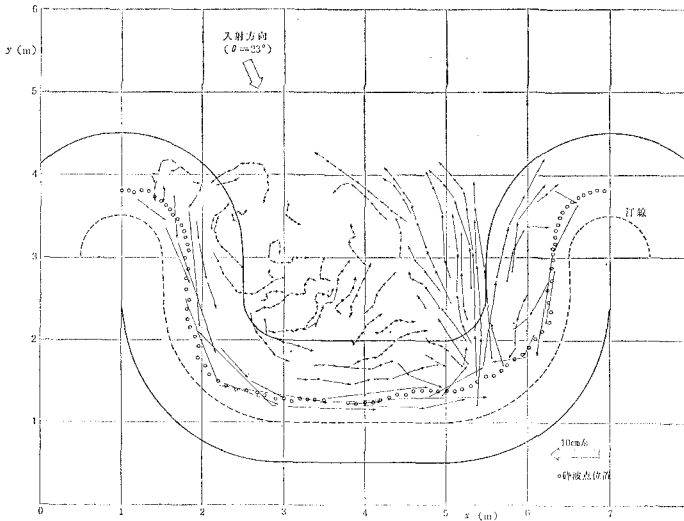


図-6 海浜流の流況図(ケース②)

の破線は静水時汀線を、また丸印は砕波波高の測定点を示す。左側の岬では海岸線の法線に対して反時計回りの方向より波が入射し、逆に右側の岬では時計回りの方向より波が入射するため、海岸線に沿って海浜の中央へ向いた沿岸流が発生する。また、沖合における波の入射方向は反時計回りに傾いているために、海浜の中央部においても右向きの沿岸流となる。両方向からの沿岸流は $x = 5.5\text{m}$ 付近で出会い、沖方向の離岸流となる。沖合へ流れ出た海水は再び砕波帯内へとり込まれ、2つの循環流れを形成する。波が斜め入射することの影響は、上手側と下手側の循環流れの大きさに変化をもたらし、非対称な流況パターンを形成することである。

図-6 は、ケース②の流況図を示す。得られた基本的パターンはケース①と良く似たものとなっており、左側の循環流れの規模が右側のそれよりもはるかに大きくなっている。また、図-5と図-6とを比較すると、周期の長いケース②の方が左側の循環流れの規模が沖方向に拡大するとともに、離岸流の方向と y 軸とのなす角が小さくなっていることがわかる。この原因は主として波の屈折特性に求めることができると考えられるが、ここでは詳しい検討は行なうことができなかった。この点は今後の問題点としたい。ただし上記の点は、人工岬の構造決定に影響を及ぼす代表的水平スケールとして、岬間の距離や砕波帯幅だけではなく、沖波波長も重要であって、それらの組合せにおいて検討を加えて行くべき必要性を示唆している。

4. 人工岬周辺における流れの解

人工岬に波が斜め入射したときの流れの解は、前報²⁾で求めた一般解へ、波高および波向分布を代入することによって求めることができる。しかし、実験値との比較

を行うためには種々のパラメータや、解を導くに際してなされた仮定についての理解が必要である。よって一般解の誘導については省略するが、基本的仮定などは明らかにしておく。

まず図-7に示すように直角座標 (x, y) を定め、海岸線形状を次のようにおく。

$$y = \alpha \cos \kappa x \quad \dots\dots\dots (1)$$

α は人工岬の長さの $1/2$, $2\pi/\kappa$ は人工岬間の距離である。計算では解析的取扱いを容易にするため、座標系を直交曲線座標 (μ_1, μ_2) に変換する。 μ_1 は海岸線に沿った座標軸、 μ_2 はこれに直交する座標軸である。

基本式は、水深方向に平均され、線形

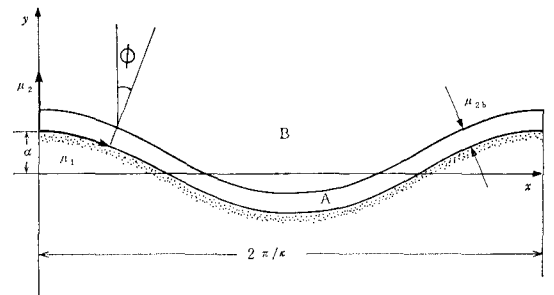


図-7 座標系

化された運動量方程式と連続式である²⁾。この場合、輸送流関数 X を導入すると連続式は自動的に満足され、問題は与えられた境界条件のもとで輸送流関数 X を求めることに帰着する。

まず、図-7に示したように、砕波帯内の領域を A 、砕波帯外の領域を B とし、各々の領域の変量に添字 A, B を付けて区別することにする。砕波帯内については独立変数を (μ_1, μ_2) より次式によって (ξ, η) に変換する。

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

ここに μ_{2b} は砕波帯幅である。

輸送流関数の一般解は次の仮定のもとに誘導される。

(1) 砕波帯幅が岬間の距離に比較して小さい。

$$\delta^2 = \left(\frac{\kappa \mu_{2b}}{2\pi} \right)^2 \ll 1 \quad \dots\dots\dots (3)$$

(2) 岬の長さも岬間の距離に比較して小さい。

$$\alpha \kappa \ll 1 \quad \dots\dots\dots (4)$$

(3) 水深 $d(\xi, \eta)$ について次式が成立する。

$$d(\xi, \eta) = m(\xi) \cdot \eta \quad \dots\dots\dots (5)$$

(4) 解 X に対して次の摂動解が仮定できる。

$$X = X_1 + \delta X_2 + O(\delta \cdot \alpha \kappa) \quad \dots\dots\dots (6)$$

境界条件として、汀線が流線 ($\eta=0$) の一つになるためには次式が成立する。

$$X_A(\xi, 0)=0 \quad \cdots \cdots \cdots (7)$$

以上の仮定および境界条件のもとで一般解は式 (8) となる。

$$\begin{aligned} X_A = X_1 + \delta X_2 = & \frac{\pi \gamma g^{1/2} m^{3/2}}{c d_b^{1/2}} \eta^3 \left[-\frac{m^{3/2}}{6} \cos \phi \sin \phi_b \right. \\ & + \frac{7}{24} \delta m^{3/2} \sin \phi_b \cos \phi \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \cdot \eta \\ & \left. - \frac{\delta}{7} \cos 2\phi \frac{dm}{d\xi} d_b^{1/2} \eta^{1/2} \right] \quad \cdots \cdots \cdots (8) \end{aligned}$$

ここに c は摩擦係数, ϕ は入射角, g は重力加速度, γ は波高水深比であり, d_b , ϕ_b の添字 b は砕波点における諸量を示す。解を求めるためには、砕波点における水深および波向分布を与えなければならない。これらは前報²⁾では、

$$m(\xi) = m_0(1 + p \cos 2\pi\xi) \quad \cdots \cdots \cdots (9)$$

$$\phi_b = -\phi_0 \sin 2\pi\xi \quad \cdots \cdots \cdots (10)$$

とおいたが、実験値はこれらの条件を満足しないので新たに設定する必要がある。

砕波点における水深は砕波波高と比例関係にあるので、砕波水深の分布は砕波波高分布と対応させて決める必要がある。図-3によると、砕波波高は平均的に見たとき岬の間に2つの極大波高が生じており、また波高分布は海浜形状に対して右側方向への位相のずれがある。よって $m(\xi)$ として

$$m(\xi) = m_0 \{1 + p \cos 4\pi(\xi - \varepsilon)\} \quad \cdots \cdots \cdots (11)$$

とおく。ここに p は1より十分小さな量とし、また ε は位相差を表わしている。

波向分布は、図-4に示されたように負の入射角の方が正の入射角より絶対値が大きく、また $\mu_1 \div 0\text{m}$ および $\mu_1 \div 9\text{m}$ 付近を見れば明らかのように、海浜形状に対して左側方向への位相のずれがある。これらの理由より ϕ_b は、

$$\phi_b = -\phi_0 \sin 2\pi(\xi + \varepsilon) - \phi_1 \sin \pi(\xi + \varepsilon) \quad \cdots \cdots (12)$$

と仮定する。ここに ϕ_0 , ϕ_1 は1より十分小さな量とする。また、 ξ の変域は $-\varepsilon \leq \xi \leq 1-\varepsilon$ とする。したがって、解 X_A に関して第二の境界条件として

$$X_A(-\varepsilon, \eta) = X_A(1-\varepsilon, \eta) \quad \cdots \cdots \cdots (13)$$

が成立する。

以上の値を式 (8) へ代入し、 p , ϕ_0 , ϕ_1 が1より十分小さな量であることを考慮し、また砕波帯内での入射角の変化が小さいと仮定すると、解 X_A は次のようになる。

$$\begin{aligned} X_A = & \frac{\pi \gamma g^{1/2} m_0^{5/2}}{c} \eta^3 \left[\frac{\phi_0}{6} \left\{ \sin 2\pi(\xi + \varepsilon) \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{5}{4} p \sin 6\pi \left(\xi - \frac{1}{3} \varepsilon \right) - \frac{5}{4} p \sin 2\pi(\xi - 3\varepsilon) \right\} \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left. + \frac{\phi_1}{\phi_0} \sin \pi(\xi + \varepsilon) + \frac{5}{4} p \frac{\phi_1}{\phi_0} \sin 5\pi \left(\xi - \frac{3}{5} \varepsilon \right) \right. \\ & \left. - \frac{5}{4} p \frac{\phi_1}{\phi_0} \sin 3\pi \left(\xi - \frac{5}{3} \varepsilon \right) \right\} \\ & + \frac{7}{24} \pi \delta \phi_0^3 \left\{ \sin 4\pi(\xi + \varepsilon) + \frac{3\phi_1}{2\phi_0} \sin 3\pi(\xi + \varepsilon) \right. \\ & \left. - \frac{\phi_1}{2\phi_0} \sin \pi(\xi + \varepsilon) \right\} \cdot \eta \\ & \left. + \frac{4}{7} \pi \delta p \sin 4\pi(\xi - \varepsilon) \cdot \eta^{1/2} \right] \quad \cdots \cdots \cdots (14) \end{aligned}$$

ただし、式 (14) を求めるにあたって、 $(\phi_1/\phi_0)^2 \ll 1$ と仮定した。

砕波帯外の領域については、独立変数を (μ_1, μ_2) より次式によって (ξ, η) に変換する。

$$\mu_1 = \frac{2\pi}{\kappa} \xi, \quad \mu_2 = \frac{2\pi}{\kappa} \eta \quad \cdots \cdots \cdots (15)$$

無次元化に際しての代表スケールのとり方は、砕波帯内の領域と比較すると、 μ_1 は同一であるが、 μ_2 は砕波帯幅より岬間の距離へと変化している。

砕波帯外では輸送流関数 X はラプラスの方程式を満足する。

$$\frac{\partial^2 X}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 X}{\partial \eta^2} = 0 \quad \cdots \cdots \cdots (16)$$

満足されるべき境界条件として、領域 A, B の境界では解は一致しなければならない。

$$X_A(\xi, 1) = X_B(\xi, \delta) \quad \cdots \cdots \cdots (17)$$

また、波向分布の対称性より、式 (13) と同様に、

$$X_B(-\varepsilon, \eta) = X_B(1-\varepsilon, \eta) \quad \cdots \cdots \cdots (18)$$

が成り立つ。さら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、

$$X_B(\xi, \infty) = X_\infty \quad \cdots \cdots \cdots (19)$$

となる。ここに X_∞ は定数とする。

式 (16)~(19) を満足する解 X_B は、

$$X_B = \Re \left[\sum_{k=0}^{\infty} G(k) e^{ik\pi(\xi+\xi_0)-k\pi(\eta-\delta)} \right] \quad \cdots \cdots \cdots (20)$$

と与えられる。ただし、 $\Re$ は実部を示す。また係数 $G(k)$ は直交性を利用すると、

$$G(k) = \int_{-\varepsilon}^{1-\varepsilon} X_A(1, \xi) e^{-ik\pi(\xi+\xi_0)} d\xi \quad \cdots \cdots \cdots (21)$$

と書ける。式 (21) へ式 (14) を代入し、さらに $G(k)$ を式 (20) へ代入すると、解 X_B は次のようになる。

$$\begin{aligned} X_B = & \frac{\pi \gamma g^{1/2} m_0^{5/2}}{6} \left[\frac{\phi_0}{6} \left\{ \sin 2\pi(\xi + \varepsilon) \cdot e^{-2\pi(\eta-\delta)} \right. \right. \\ & + \frac{5}{4} p \sin 6\pi \left(\xi - \frac{1}{3} \varepsilon \right) e^{-6\pi(\eta-\delta)} - \frac{5}{4} p \sin 2\pi(\xi \\ & \left. \left. - 3\varepsilon) \cdot e^{-2\pi(\eta-\delta)} + \frac{\phi_1}{\phi_0} \sin \pi(\xi + \varepsilon) e^{-\pi(\eta-\delta)} \right\} \right. \\ & \left. + \frac{5}{4} p \frac{\phi_1}{\phi_0} \sin 5\pi \left(\xi - \frac{3}{5} \varepsilon \right) e^{-5\pi(\eta-\delta)} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{5}{4}p\frac{\phi_1}{\phi_0}\sin 3\pi\left(\xi-\frac{5}{3}\varepsilon\right)\cdot e^{-3\pi(\eta-\delta)}\Big\} \\
& +\frac{7}{24}\pi\delta\phi_0^2\Big\{\sin 4\pi(\xi+\varepsilon)\cdot e^{-4\pi(\eta-\delta)} \\
& +\frac{3\phi_1}{2\phi_0}\sin 3\pi(\xi+\varepsilon)\cdot e^{-3\pi(\eta-\delta)}-\frac{\phi_1}{2\phi_0}\sin \pi(\xi \\
& +\varepsilon)e^{-\pi(\eta-\delta)}\Big\}+\frac{4}{7}\pi\delta p\sin 4\pi(\xi-\varepsilon)\cdot e^{-4\pi(\eta-\delta)}\Big\} \\
& \dots\dots\dots(22)
\end{aligned}$$

以上の計算によって X_A , X_B は求められたが、解は次式によって無次元化された X_A^* , X_B^* を表示する。

$$X_{A,B}^* = \frac{c}{\pi\gamma g^{1/2}m_0^{5/2}}X_{A,B} \dots\dots\dots(23)$$

解が求められたので、具体例を示す。計算に際しては定数 κ , α , δ , p , ϕ_0 , ϕ_1 , ε を定める必要がある。まず岬間の距離は 6m であるから、波数は $\kappa=1.05$ (1/m) となる。ケース ① を代表とし、図-5 に丸印で示された砕波点位置より平均砕波帯幅を求めると $\eta_{2b}=0.28$ m, また δ は 0.047 となる。 δ は 1 より十分小さく計算条件を満足する。半波高 α は 1.25m であるから $\alpha\kappa$ を計算すると、 $\alpha\kappa=1.31$ となる。 $\alpha\kappa$ は 1 より十分小さくなく 1 と同じオーダーである。したがって $\alpha\kappa=1.31$ とおくことはできない。よって、計算値と実験値とは定性的比較に止めることとし、代表的に $\alpha=0.3$ m と仮定する。

p , ϕ_0 , ϕ_1 , ε についても本来測定値をもとにして決められるべきである。これら諸量は α にも依存するが、すでに α については仮定値を用いたために、これらの値についても、解の基本的特性を失わないようにして代表値を仮定することにする。いま、 $p=0.2$, $\phi_0=0.3$, $\phi_1=0.1$, $\varepsilon=0.025$ と仮定する。この場合の ϕ_0 , $m(\xi)/m_0-1$ の分布は図-8 に示される通りである。入射角は負の値の方が正の値よりも絶対値が大きく、また ξ が負の方向へ位相のずれがある。この点は図-4 の測定値と基本的に一

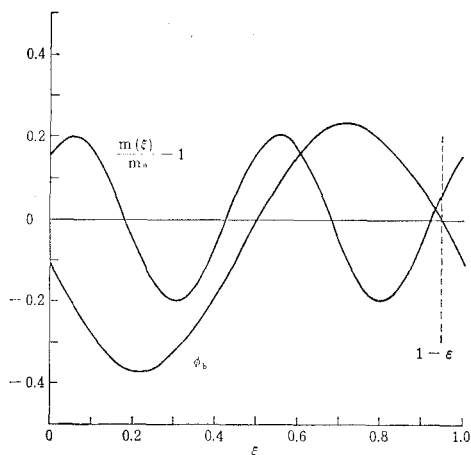


図-8 波高と波向の沿岸方向分布

致する。図-4 では ϕ_0 の変域は $-1.09 \leq \phi_0 \leq 1.48$ と大きい。計算では ϕ_0 は $\alpha\kappa$ のオーダーでなければならないので上記の値を仮定した。また位相角 ε は図-4 より求めると $\varepsilon=0.025$ となる。

砕波点の水深分布は図-8 では 2 つの極大値を有し、また ξ が正の方向へ位相のずれがある。砕波波高と砕波水深は比例関係にあるので、これは砕波波高分布との比較が可能である。図-3 の測定値では中央部の波高が岬先端よりも高いが、波高分布は図-8 の水深分布と基本的には対応関係を有している。

図-9 は、100 倍された輸送流関数 X^* の分布形を示している。流線は左右非対称であって、左側の循環流の強さが大きくなっている。このような分布形は基本的に図-5 の流況パターンと対応している。ただし離岸流の向きがケース ② にむしろ近く、このような点に今後解決されるべき問題点を含んでいる。

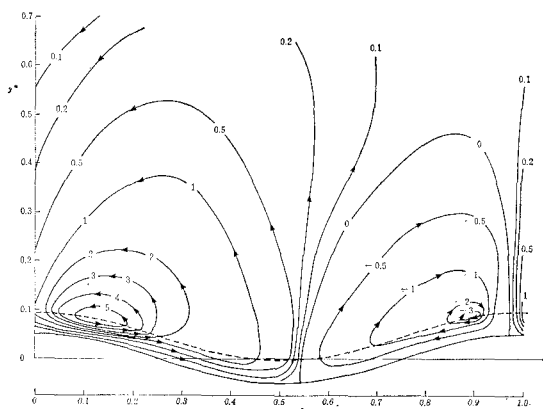


図-9 100 倍された輸送流関数 X^* の分布

5. あとがき

本報では人工岬工法を提案し、その機能性検討の第一歩として、海浜の波高や流れの分布などの特性を実験および理論計算によって調べた。種々の問題点のいくつかについては一応の解答が得られたが、今後解決されるべき問題点も多い。その第1は、波の屈折を詳しく検討することであり、第2には、構造物の非対称性を考慮に入れることである。これらの点については順次解決を図って行くが、それとともに移動床実験なども行って行きたいと考えている。

参考文献

- 1) 土屋義人・芝野照夫・西嶋照毅：安定海浜の形成に関する実験的研究，第29回海岸工学講演会論文集，pp. 274~278, 1982.
- 2) 宇多高明：円弧状、および大規模カスプを有する海岸における海浜流循環，土木学会論文報告集，第326号，pp. 63~72, 1982.