

離岸堤及び潜堤周辺で生ずる海浜流セルに関する研究

榎 木 亨*・出口 一郎**・泉 雄 士***

1. ま え が き

海岸に構造物を設置するとその周辺で入射波が空間的に変化することにより、時間的にほぼ定常な海浜流が発生することは周知の事実である。こうした流れは構造物周辺の地形変動に大きな影響を与えると考えられることから、最近精力的に研究が進められ、数値 simulation によってほぼ定性的な流況は推定できるようになっている。しかしこのような流れに対しては碎波という大きなエネルギー損失をとまう非線形性の強い現象が支配的であり、外力としての radiation 応力あるいは水平方向運動量混合係数及び摩擦係数という現在のところはまだ定量的に評価し得ない2つのパラメータに大きく依存していることから、数値 simulation によって流れの強さを定量的に予測するにはなお多くの問題を残している。本研究は、海岸構造物として離岸堤及び潜堤をとり上げ、まず固定床平面実験によってその設置水深及び堤高が堤体背後岸側の波浪変形及び流れのパターンに与える影響を明らかにし、ついで実験で測定された波高及び波向を入力データとして堤体背後の流況の数値計算を行ない、その結果と実測された流況の定量的な比較を行なうことによって計算手法の問題点、特に回折波と透過波が重なり合った領域の radiation 応力の算定方法について検討を加えたものである。

2. 離岸堤及び潜堤周辺の海浜流測定に関する実験

実験に用いた水槽は幅 5 m、長さ 16 m、高さ 0.6 m の小型平面水槽で、その一端に長さ 12 m にわたりモルタルで 1/20 の一様勾配を作り、その上に厚さ 12 mm の防水ベニヤを敷きつめ模型海浜とした。造波装置は油圧駆動の Flap type である。実験波はこの造波装置で水槽横断方向にほぼ一様な波分布が得られる $T=0.8$ sec, 換算沖波波高 6 cm のものを用いた。なお、水槽水平部の水深は 33 cm で、実験波の碎波水深 h_b は 8 cm, 碎

波波高は約 7 cm である。実験に使用した離岸堤及び潜堤は堤体幅の影響が無視できるような厚さ 12 mm の防水ベニヤ製で堤長は 1.0 m, 設置水深 h_i は 6 cm (碎波帯内), 8 cm (碎波点) 及び 12 cm (碎波帯外) の 3 種類とし、それぞれの位置で堤高 h_o が $h_o/h_i=2/3, 1.0$ (潜堤) 及び無限大 (越波を許さない離岸堤) の 3 種類に対して直角に波を入射させ実験を行なった。

堤体周辺の波高分布は 6 台の容量式波高計を用いて堤体から汀線までの間を重点的に 15 cm または 20 cm 間隔の格子点上約 120~140 点で測定し、堤体中心線の右半分の波高記録をペンレコーダに、左半分をデータレコーダに記録したが、データレコーダの記録は wave-memory で A-D 変換し平均水位変動の解析及び Fourier 解析に使用した。さらに特に堤体の反射率を測定するために堤体中心線上を堤体から沖側へ 2 cm 間隔に波高測定を行なった。本実験の対象としたような浅水域において Healy の方法で反射率を測定することの問題点はすでに数多くの研究者によって指摘されているが、ここでは一応の目安として Healy の方法で反射率を測定した。波向の測定は堤体上約 7 m の高さより 16 mm シネカメラで進行する波峰線を撮影することによってとらえた。波峰線の撮影と同時に直径約 3 mm のウレタン製トレーサーを主に堤体の岸側に投入してその動きも撮影し、その動きを Lagrange 的に追跡することによって堤体周辺の海浜流パターンの測定及び流速値を得た。さらに堤体両端からの回折波をより正確にとらえるために水槽の半分の幅を厚さ 12 mm の防水ベニヤで遮蔽し、半無限堤の模型を作りその背後の波高及び波向分布も測定している。

3. 実験結果について

3-1 堤体周辺の波浪変化について

図-1 に堤体前面で測定された反射率を、図-2 (a) (b) (c) に $h_i=8$ cm (碎波点に設置) の場合の離岸堤及び潜堤周辺の等波高線を示す。堤体

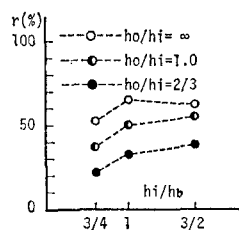


図-1 堤体前面の反射率

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 大阪大学講師 工学部土木工学科

*** 正会員 工修 五洋建設 (KK)

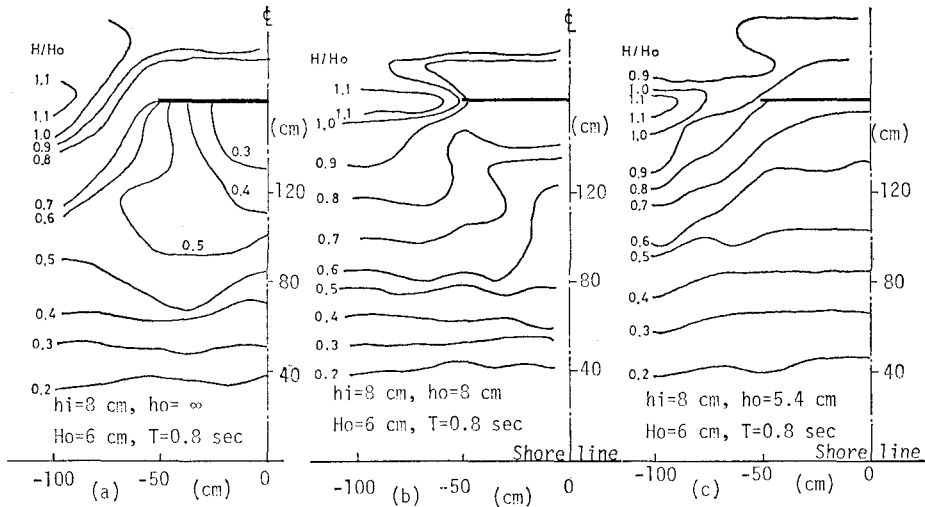


図-2 堤体背後の波高分布

背後では堤体の反射率が大きい場合は堤体両端からの回折波が卓越し、反射率が小さい場合は透過波が卓越することは容易に想像できる。図-2 (a) に示す離岸堤の場合は、回折波のみによって堤体背面に孤立した低波高部が生じており、等波高線も複雑に入りこんだ形をしている。一方 図-2 (b) に示す $h_o/h_i=1$ の潜堤の場合は堤体上からの透過波のために堤体背面には孤立した低波高は存在せず、さらに 図-2 (c) に示す $h_o/h_i=2/3$ の潜堤の場合は反射率も 40% 以下になっており、堤体上からの透過波のために比較的なだらかな等波高線を示している。砕波帯外に堤体を設置した場合は堤高にかかわらず 図-1 に示すように反射率が 50% 以上あり、その堤体背面では 図-2 (a) と同様の孤立した低波高部が生じ、砕波帯内に離岸堤を設置した場合も反射率は小さくなっているが 図-2 (a) と同様の波高分布を示す。こうした低波高部の波高は離岸堤の場合は設置水深にかかわ

らず沖波波高の 1/3 以下である。一方、堤体背後において海浜流を発生させる外力としての radiation 応力は堤体背後での波高が回折波と透過波が線形に重なり合ったものとする後述のような方法で求めることができる。そこで堤体背後で測定された波高から回折波と透過波を分離することを試みたが、回折波及び透過波とも屈折あるいは浅水変形し、砕波してしまうことからうまく分離することができなかった。しかし離岸堤背後においては 図-3 (a) に示す半無限堤からの回折波を折り返して重ね合わせることによって両端の回折を考慮した 図-3 (b) に示すような波高分布が得られ、これと 図-2 (a) を比較してほぼこのような方法で離岸堤背後の波高分布が表わすことができることが確かめられた。

3-2 堤体背後で生ずる循環流について

図-4 (a) (b) は $h_i=8$ cm の場合の堤体背後のトレーサーの動きを 16 mm シネカメラで撮影したフィルム

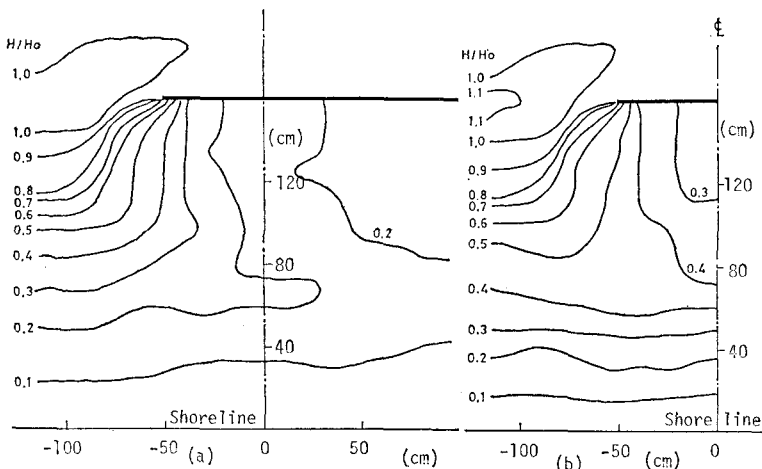


図-3 半無限堤背後の波高分布とその重ね合わせ

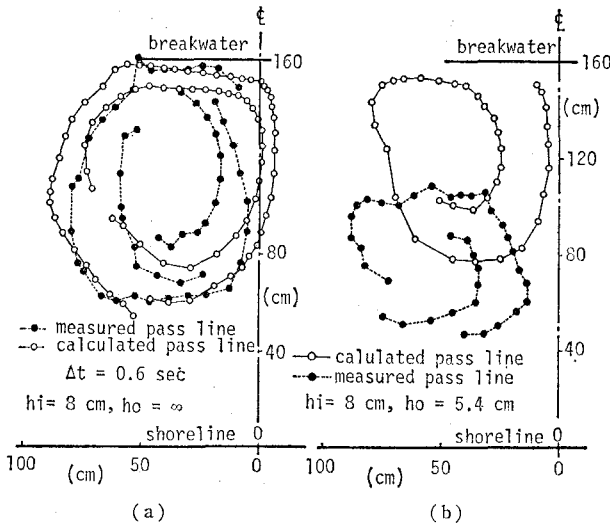


図-4 堤体背後の Flow Pattern

から $\Delta t = 0.6 \text{ sec}$ 間隔でトレーサの軌跡をトレースしたものであり、それぞれ 図-2 (a) 及び (c) の波高分布と対応している。ここで汀線に y 軸、汀線から直角沖方向、汀線中心線上に x 軸をとった座標系を考え、堤長を l 、堤体設置位置を $x = X_l$ とすると、図-4 (a) に示す離岸堤の場合は $x \approx 2X_l/3$, $y \approx \pm l/3$ の位置に中心をもつほぼ左右対称の離岸堤直背面まで達する大きな循環が生じている。一方堤高 h_o が低くなるにつれて 図-4 (b) に示すように循環の中心は汀線方向に移り、循環の存在も不明確になってくる。さらに潜堤の場合は堤体上で向岸方向の強い流れが生じているため、 $h_o/h_i \approx 1.0$ の場合は $x < 3X_l/4$, $h_o/h_i = 2/3$ の場合 (図-4 (b)) は $x < 5X_l/8$ の範囲にトレーサがとじこめられてしまうが、堤体上の向岸方向流れの流速は測定することができなかった。設置水深が 12 cm、あるいは 6 cm の場合も離岸堤の場合はほぼ $x \approx 2X_l/3$, $y = \pm l/3$ に中心をもつ離岸堤背面まで広がった大きな循環が形成されたが、潜堤の場合は設置水深にかかわらず堤体上の強い向岸流によってトレーサが岸側におしやられ、明瞭な循環流は形成されない。

4. 堤体背後で生ずる海浜流の数値計算について

4-1 数値計算の基礎式

海浜流の計算は O. M. Phillips¹⁾ にならい N-S 方程式及び連続方程式を水深方向に積分し時間平均をとった基礎式に基づいて行なった。図-5 に示す座標系において静水面から鉛直上方に z 軸を取り、水深を h 、水位変動量を η 、さらに x, y 軸方向の数周期にわたって時間平均された水深方向に一樣な流速を U, V とすると、基礎式は以下のように表わされる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[U^2(h+\bar{\eta})] + \frac{\partial}{\partial y}[UV(h+\bar{\eta})] \\ = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial x}(S_{xx} + R_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(S_{xy} + R_{xy}) \right) \\ + \nu \nabla^2 U - g(h+\bar{\eta}) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \bar{\tau}_x / \rho \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[UV(h+\bar{\eta})] + \frac{\partial}{\partial y}[V^2(h+\bar{\eta})] \\ = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial x}(S_{xy} + R_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(S_{yy} + R_{yy}) \right) \\ + \nu \nabla^2 V - g(h+\bar{\eta}) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \bar{\tau}_y / \rho \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(h+\bar{\eta}) + \frac{\partial}{\partial x}(U(h+\bar{\eta})) + \frac{\partial}{\partial y}(V(h+\bar{\eta})) = 0 \dots\dots\dots (3)$$

ここに $\bar{\quad}$ は時間平均値、 $\bar{\tau}_x, \bar{\tau}_y$ はそれぞれ時間平均された汀線に直角及び平行方向の底部せん断力で S_{xx}, S_{xy}, S_{yy} は Radiation 応力、 R_{xx}, R_{xy}, R_{yy} は流速の変動成分による Reynolds' 応力である。

従来の海浜流の計算においては Radiation 応力にはその表現の中の質量輸送に基づく項を省略し、Airy 波の水粒子速度に基づいて計算され、さらに Reynolds' 応力は (1) 及び (2) 式右辺第 2 項に含めて渦動粘性係数を用いた拡散型の表現が用いられている。Reynolds' 応力に対してこのような表現をすることに対する矛盾²⁾、あるいは微小振幅波に基づいて Radiation 応力を計算することの問題点^{3), 4)}がすでにいくつか指摘されているが、第一次近似的なものとしてそうした表現を用いることはたとえば沿岸流の解析において波高水深比を一定とする仮定に比べて決して悪い近似ではなく、さらに他に適当な表現方法もないことから Reynolds' 応力については Longuet-Higgins⁵⁾ にならって渦動粘性係数を $N_x \sqrt{g\bar{h}}$ とおいた拡散型の表現を用い、Radiation 応力に対しては微小振幅波理論から求める値を用いた。図-5 に示す座

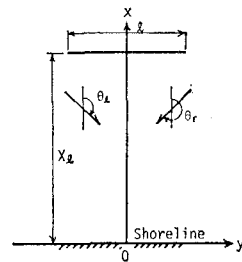


図-5 座標系

標系で堤体左端からの回折波形を

$$\eta_{al} = a_{al} \cos(k \cos \theta_{lx} + k \sin \theta_{ly} - \sigma t + \delta_{al})$$

右端からの回折波を

$$\eta_{ar} = a_{ar} \cos(k \cos \theta_{rx} + k \sin \theta_{ry} - \sigma t + \delta_{ar})$$

堤体上からの透過波を $\eta_t = a_t \cos(kx + \sigma t)$ とすると堤

体背後の波動 $\eta = \eta_{at} + \eta_{ar} + \eta_t$ に対する Radiation 応力は $kh \rightarrow 0$ という浅水近似を行なうと

$$\left. \begin{aligned} S_{xx} &= \rho g [(1+2 \cos^2 \theta_t) a_{at}^2 + (1+2 \cos^2 \theta_r) a_{ar}^2 + 3a_t^2 + (4 \cos \theta_t + 2) a_{at} a_t \cos k((1 + \cos \theta_t)x + \sin \theta_t y + \delta_t) + (4 \cos \theta_r + 2) a_{ar} a_r \cos k((1 + \cos \theta_r)x + \sin \theta_r y + \delta_r) - (4 \cos \theta_r \cos \theta_t + 2) a_{ar} a_{at} \cos k((\cos \theta_t - \cos \theta_r)x + (\sin \theta_t - \sin \theta_r)y + \delta_t - \delta_r)]/4 \\ S_{xy} &= \rho g [(a_{at}^2 \cos \theta_t \sin \theta_t + a_{ar}^2 \cos \theta_r \sin \theta_r + a_{at} a_t \sin \theta_t \cos k((1 + \cos \theta_t)x + \sin \theta_t y + \delta_t) + a_{ar} a_r \sin \theta_r \cos k((1 + \cos \theta_r)x + \sin \theta_r y + \delta_r) + a_{ar} a_{at} \sin(\theta_r + \theta_t) \cos k((\cos \theta_t - \cos \theta_r)x + (\sin \theta_t - \sin \theta_r)y + \delta_t - \delta_r)]/2 \\ S_{yy} &= \rho g [(1+2 \sin^2 \theta_t) a_{at}^2 + (1+2 \sin^2 \theta_r) a_{ar}^2 + a_t^2 + 2a_{at} a_t \cos k((\cos \theta_t + 1)x + \sin \theta_t y + \delta_t) + 2a_{ar} a_r \cos k((\cos \theta_r + 1)x + \sin \theta_r y + \delta_r) - (4 \sin \theta_r \sin \theta_t + 2) a_{at} a_{ar} \cos k((\cos \theta_t - \cos \theta_r)x + (\sin \theta_t - \sin \theta_r)y + \delta_t - \delta_r)]/4 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

ここに $(a_{at}, \theta_t, \delta_t)$ 及び $(a_{ar}, \theta_r, \delta_r)$ はそれぞれ 図-5 に示す堤体左右両端からの回折波の振幅, 波向, 位相角を, また a_t は堤体上からの透過波の振幅を示す. 一方著者らは波によってほぼ空間的, 時間的に定常な沿岸流が発生している状態においては, 波動による水粒子速度の鉛直勾配よりも沿岸流のそれの方が小さいことから底部セン断力の最大値に対しては表層で測定された沿岸流速の半分程度が寄与することを実験的に明らかにしている⁶⁾.

時間平均された底部セン断力に対しても同様に考えると波向と流れのなす角度のいかんにかかわらず $|V/u_w| < 1.0$ の範囲では $\pm 20\%$ 程度の誤差で $\bar{\tau}_y = \frac{1}{2} \rho f u_w V$ で近似できる. ここに $\bar{\tau}_y$ は沿岸流の流向の時間平均された底部セン断力, V : 沿岸流速, u_w : 波動による水粒子速度の振幅で f は $\tau = \rho f u_w^2$ で定義される波のみによる摩擦係数である. したがって (1), (2) 式中の $\bar{\tau}_x, \bar{\tau}_y$ に対してはそれぞれ $\rho(f/2)u_w U$ 及び $\rho(f/2)u_w V$ という表現を用い, f には通常砕波帯内の波動に対して用いられる 0.01 を使用した. さらに u_w には平均水位変動を考慮した微小振幅長波理論から求まる値を用いた.

4.2 堤体背後の海浜流の計算結果の検討

以上のように決定された基礎式を ADI 法で $\Delta x = \Delta y = 10$ cm 間隔の格子点上で差分化し, Gauss-Seidel 法で解くことによって堤体背後の流れを計算した. ADI 法による差分スキーム及び閉境界 (計算領域の沖側及び左右両端) 及び閉境界 (岸側) の境界条件, あるいは潜堤上における境界条件の与え方については, 金子⁷⁾らによって提案されている方法に基づいて行なった. 計算領域は汀線から沖側 3 m (水深 15 cm), 汀線方向堤体中心から左右 1.2 m の間で, 時間間隔 0.03 秒で計算を行なったがこの時間間隔は Gauss-Seidel 法の収束条件より決められたものである. なお以下で示す計算結果は計算される U, V, η がほぼ定常になる $n=1050$ ステップ後の結果である. 図-6 (a) (b) は $h_t=8$ cm に設置された離岸堤背後で計算された流速のうち, 実験で測定された循環のほぼ中央を通る 2 つの断面 $x=120$ cm 及び $y=-35$ cm における U と V を示したもので実測されたトレーサーの動きから計算された流速は○印で示してある. なお図中実線で示してある Cal. 1 は (5) 式において $a_t=0$ (透過波なし) とし $2a_{at}, \theta_t$ 及び $2a_{ar}, \theta_r$ には図-1

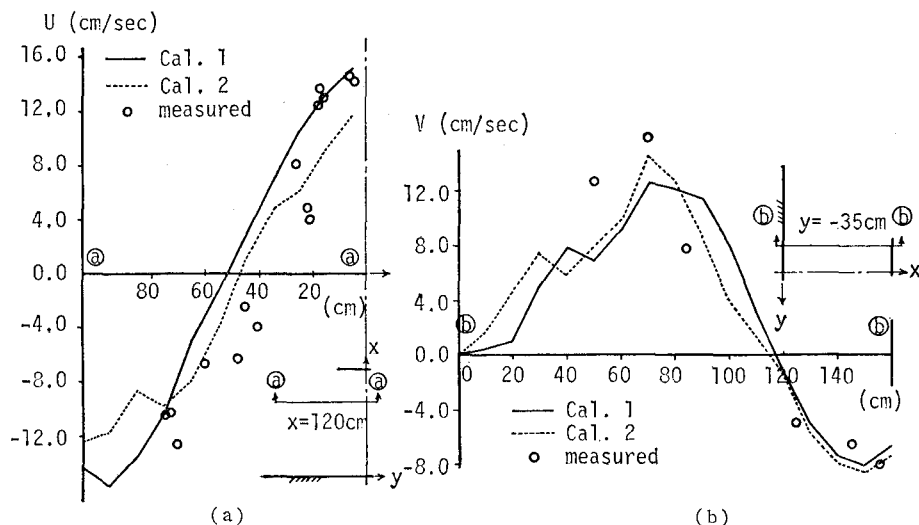


図-6 堤体背後の流速分布

3 (a) に示す半無限堤背後で測定された波高及び波向を用いて計算した Radiation 応力から計算される流速で、回折波の位相角は半無限堤背後で撮影された波峯線から入射波に対する空間的な位相差を $T/8$ の精度で読み取ったものから各計算点の δ_i , δ_r を内挿している。また点線で示す Cal. 2 は 図-2 (a) に示す離岸堤背後で測定された波高と波向のみを用いて Radiation 応力を計算し、堤体背後では S_{xy} が連続的に変化するような補正、すなわち堤体両端で 1、堤体中央で 0 となるような重みをかけた場合の計算結果である。図-6 より明らかなように比較的厳密に計算された Radiation 応力に基づく計算結果 (Cal. 1) と離岸堤背後の波高に対して実測された波高、波向をもつ単一波と考えて、Radiation 応力を計算し堤体背後の S_{xy} に対して補正を行なった場合の計算結果 Cal. 2 には有意な差は認められず両者とも実験値とよい一致を示している。さらに計算された全体的な循環のパターンと測定されたそれとを比較するために Cal. 2 の計算において、計算領域内にトレーサーを入れ、計算された流速でトレーサーを動かして $\Delta t = 0.6$ sec 間隔で求めた流跡線を 図-4 (a) に白丸で示してある。同図より明らかなように計算された流跡線はリング型、実測されたそれは洋ナシ型という若干の差はあるが、Cal. 2 の計算でも離岸堤背後の全体的な flow pattern 及びその流速の絶対値もほぼ再現できることが明らかになった。一方、先述したように潜定背後では実験によって透過波と回折波を分離することができなかったため堤体背後で実測された波高と波向を用いて Cal. 2 の計算のみ行なった。図-4 (b) に計算された流跡線と実測された流跡線の比較を示してあるが堤高が低くなり堤体背後で透過波のしめる割合が大きくなると Cal. 2 で計算される循環は実測されたそれよりも沖側、堤体近くで生じている。これは堤体背後で本来は S_{xx} 及び S_{yy} のみに寄与すべき汀線に直角方向に伝播する透過波 (波向 180°) に対して、Cal. 2 では実測された波向をもち汀線に斜めに伝播する波とみなしてしまうことから式 (7) 中の $\partial S_{xx} / \partial x$ が過小評価され結果として堤体背後の向岸方向の流れも小さく見積られるためと推定している。

5. あとがき

碎波点近傍に設置された離岸堤及び潜堤の水利特性、特に堤高がその背後で生ずる海浜流に与える影響を実験的に明らかにするとともに実験で得られた波高及び波向を入力データとして海浜流の数値計算を行ない、数値シミュレーションの有用性の検討を行なった。その結果、実験で測定された離岸堤背後の流れは堤体と汀線間の 2/3 沖側、堤体両端よりも少し内側に中心をもつ大きな循環を形成しているがこのような循環は実測された波高及び波向分布に基づいてほぼ十分な精度で数値計算で再現されることがわかった。一方堤高が低くなり堤体上からの透過率が大きくなるにつれて堤体上の向岸流のために上述の循環は汀線方向におしやられやがては明確な循環は観測されなくなる。この透過率の増加にともなって循環が消滅する過程は数値計算によって再現することはできなかったがその一因は堤体背後で回折波と透過波を分離することができなかったためと思われるこの点に関してさらに実験的及び理論的な検討を現在加えている。最後に本研究は文部省科学研究 (特定研究 (2)) 及び鹿島奨学金による研究成果の一部であることを付記しておく。

参 考 文 献

- 1) Phillips, O. M.: The dynamics of the Upper Ocean, Cambridge University Press, Cambridge, 261 p., 1969.
- 2) 樫木 亨, 出口一郎: Wave Set-up に対する一考察, 昭和 56 年度年次学術講演会講演概要集, II-72, 1981.
- 3) 磯部雅彦・福田直利・堀川清司: 碎波による流速場に関する二次元実験, 第 26 回海岸工学講演会論文集, pp. 41~45, 1979.
- 4) 田中寛好・和田 明: 海浜流の発生機構に関する実験的研究.
- 5) Longuet-Higgins, M. S.: Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, Jour. Geophys. Res., Vol 75, pp. 6778~6801, 1970.
- 6) 樫木 亨・出口一郎・樽野次雄: 波及び沿岸流による底部摩擦に関する一考察, 第 25 回海岸工学講演会論文集, pp. 42~45, 1978.
- 7) 金子安雄・堀江 毅・村上和男: ADI 法による潮流と拡散の数値計算——大阪湾に適用した場合について——, 港湾技術研究所報告, Vol. 14, No. 1, 61 p., 1975.