

透水層を用いた波浪及び海浜流制御について

榎 木 亨*・岡原義典**・出口 一郎***

1. ま え が き

最近、海浜景観、水質保全といった観点から、従来の離岸堤に代わる波浪制御構造物として、捨石等で構成された透水性を持つ天端幅の広い潜堤（人工リーフ）が各地で計画、施工されている。海面下に空間的な広がりを持った透水層の2次元的な波浪制御効果については、透水層内の流体運動に対して、非定常流場に拡張して定式化された非線形 Darcy 則を適用することによってほぼ予測が可能となっている（出口ら, 1988, 泉宮ら, 1989, Rojanakamthorn ら, 1989）。一方、このような潜堤による平面的な波浪制御効果及びそれに伴う海浜流制御効果については、いくつかの実験的な検討（例えば宇多ら, 1987）は加えられているが、その予測方法は確立されていない。また、潜堤周辺の平面的な波浪変形予測に、先に述べた2次元の波浪変形計算方法を適用する場合は、非線形 Darcy 則を線形化する際に膨大な計算を必要とする。

本研究の目的は、潜堤の平面的な波浪制御効果及び海浜流に及ぼす影響について実験的に検討を加え、さらに、透水層内の流体運動のエネルギー逸散を等価線形抵抗係数の概念を用いて表現し、エネルギーフラックスの保存則に基づいて潜堤周辺の波浪変形を予測する簡易的な方法を提案し、その妥当性を実験結果に基づいて検討することである。

2. 潜堤周辺の波浪及び沿岸流に関する実験

(1) 実験方法

長さ 15 m、幅 10 m、高さ 0.6 m の平面水槽内に作成した平行等深線を持つ一様勾配 (1/10) 模型海浜上に、厚さ $d=10$ cm、幅 $B=1$ m、長さ $l=3$ m の潜堤を設置し、潜堤周辺の波高、平均水位及び海浜流の測定を行った。潜堤は、平均粒径 $D_{50}=4.3$ cm の碎石で作成し、堤脚水深 h は 18 cm、天端水深 R は 8 cm^{*}とした。実験に用いた波浪は、周期 $T=1.25$ s 及び 0.8 s の2種類、波高

H_{off} はそれぞれの周期に対して、水槽沖側の一様水深部（水深 40 cm）で 12.5 cm 及び 6.8 cm の4種類で、波向は一様水深部での汀線に対する入射角が 30° である。

比較のため、潜堤を設置していない自然海浜及び潜堤と同じ位置の海底に潜堤と同じ厚さ、幅及び長さを持つ透水層を埋設した状態における波高、海浜流等の測定も行った。これは、透水層のみによる平面的な波浪制御効果を抽出して検討するために行ったものである。これらの潜堤及び透水層の形状の概略を図-1 に示す。

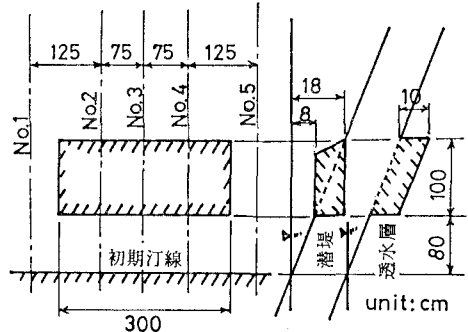


図-1 実験対象潜堤及び透水層

水位変動及び海浜流流速は、容量式波高計及び小型2成分電磁流速計によって、図-1 に示す汀線直角方向に設定した5本の測線上、岸沖方向 10 cm 間隔で行ない、波高 H 、平均水位 $\bar{\eta}$ 及び沿岸方向平均流速を求めた。

(2) 潜堤、透水層周辺の波高と平均水位

まず、潜堤及び透水層の波高減衰効果と平均水位変動に及ぼす影響について考察する。図-2 は、 $H_{off}=12.5$ cm、 $T=1.25$ s のケースにおいて、堤体中央測線上で測定された波高 (H/H_{off}) 及び平均水位 ($\bar{\eta}/H_{off}$) の岸沖方向分布を示したものである。図 (a) に示す自然海浜上での入射波は、 $h/L_0=0.05$ 付近で碎波し、その後一様に減衰する。潜堤上では、天端水深と入射波高の比 R/H が 1.5 以下となるため、入射波は潜堤沖側端で強制碎波し、(榎木ら, 1989) 潜堤天端上で大きな波高減衰が生ずる。しかし、潜堤を通過した直後から $h/L_0=0.02$ 付近まで浅水変形によって波高が増大し、 $h/L_0=0.02$ 以浅では

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 大成建設 土木設計部海洋第2設計室

*** 正会員 工博 大阪大学助教授 工学部土木工学科

自然海浜と同様の減衰を示す。一方、透水層上での波高は、自然海浜上のそれと比較すると、若干減衰が大きく、碎波波高は小さくなってはいるが、碎波点は変化していない。また、 $h/L_0=0.02$ 以浅の波高減衰の様子は他の2ケースと同じであり、この領域での波高は水深によって規制される領域である。

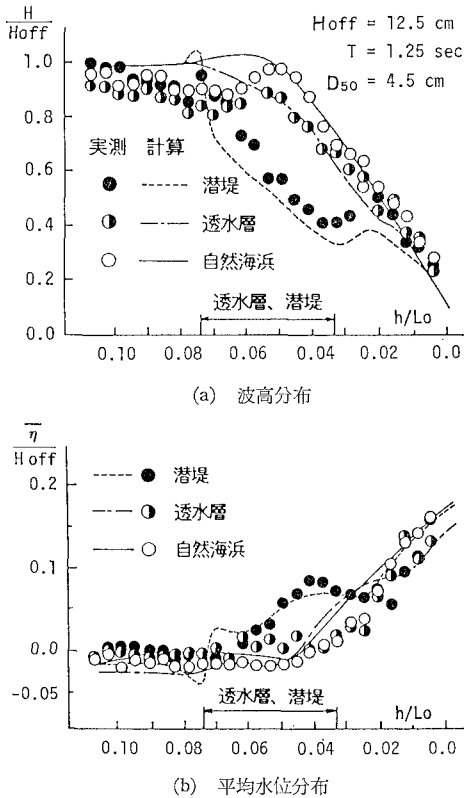


図-2 潜堤及び透水層周辺の波高と平均水位

図 (b) に示す平均水位は、波高分布と明確な対応を示し、潜堤上では急激な波高減衰によって $\bar{\eta}/H_{off}=0.1$ 程度の水位上昇が生ずるが、初期汀線上 $h/L_0=0.0$ での水位上昇量は、いずれの場合も $\bar{\eta}/H_{off}=0.15$ 程度である。

一方、図には示していないが、 $H_{off}=7.0$ cm の場合の自然海浜上の碎波点は $h/L_0=0.03$ 付近で、潜堤あるいは透水層の岸側端に対応する。この場合も、 $R/H < 1.5$ ではあるが、潜堤の沖側端では顕著な強制碎波は生じなかった。しかし潜堤上では $H/H_{off}=0.6$ に波高が減衰した。透水層上においても $H/H_{off}=0.8$ 程度まで波高が減衰した後、透水層通過後急激に波高が増大し、 $h/L_0=0.035$ で碎波した後、一様に減衰した。この場合の碎波波高は自然海浜のそれに比べて 0.8 倍程度の大きさであった。平均水位は、 $H_{off}=12.5$ cm の場合同様、波高分

布と明確な対応を示し、潜堤上では他のケースよりも若干大きな水位上昇が生ずるが、汀線付近ではいずれも $\bar{\eta}/H_{off}=0.15 \sim 0.2$ の上昇となる。

(3) 潜堤、透水層背後の沿岸流速

図-3, 4 は、 $H_{off}=12.5$ cm 及び 6.8 cm の入射波 (いずれも $T=1.25$ s) によって堤体背後の測線 No. 1, 2, 4 及び 5 で測定された沿岸方向平均流速 V_m を示したもので、自然海浜上、潜堤及び透水層背後の結果を区別して示してある。

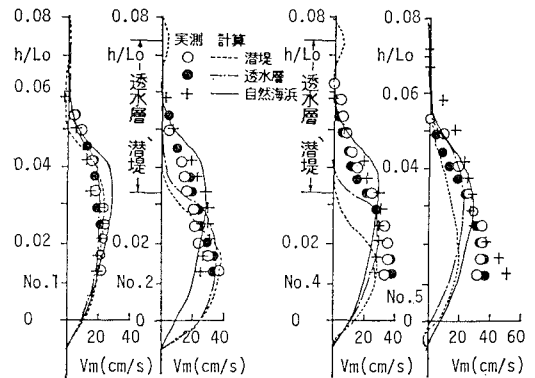


図-3 潜堤・透水層背後の沿岸流速 ($H_{off}=12.5$ cm)

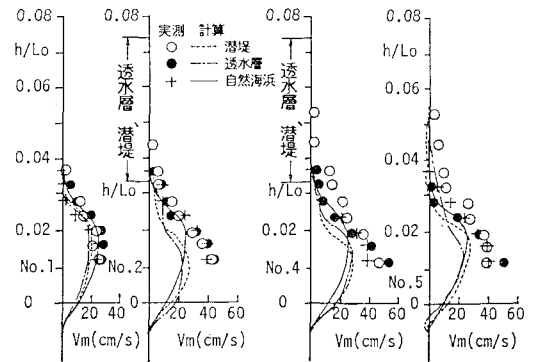


図-4 潜堤・透水層背後の沿岸流速 ($H_{off}=6.8$ cm)

これらの図に示されている沿岸流速に共通する点は、入射波高にかかわらず自然海浜上の沿岸流(+)は、まだ空間的に定常状態には達しておらず、測線 No. 1 から No. 5 にかけて加速していること、及び潜堤(O)あるいは透水層(●)背後の沿岸流も流下方向に加速し、沿岸流速岸沖方向分布は自然海浜上と顕著な差異がないことである。投入したトレーサーをビデオカメラで撮影し、その軌跡を追跡することによって潜堤及び透水層周辺の海浜流況の測定も行ったが、表層のトレーサーはほとんど全て汀線平行方向に移動し、底層のトレーサーの一部は、潜堤上流端で潜堤に沿って沖方向の移動を示し、下流端では逆に向岸方向の移動を示した。しかし、碎波帯

を突ききするような離岸流の発生は認められなかった。

先に著者ら(金ら, 1989)は, 波浪が斜め入射することによって沿岸流が発生している海浜上に設置された離岸堤の波浪及び海浜流制御効果に関して実験的検討を加えた。その結果によると, 堤長が入射波長程度の離岸堤背後の入射波は, 回折・屈折等の変形を受け波高が大きく減衰し, 波向変化も大きくなるが, 堤体設置位置にかかわらず堤体背後では, スムースに沿岸流が流下し, 流速の減少も顕著ではないことが確認された。ただし, 入射波向は本実験と同じである。離岸堤ほど波浪制御効果が強くない(背後の波浪場の一様性を損なわない)潜堤あるいは透水層背後で, 自然海浜と同様の沿岸流が生ずることは容易に推定される結果である。

3. 潜堤周辺の波浪変形及び海浜流予測モデル

(1) 透水層上の波浪変形簡易計算法

厚さ d , 層上水深 h の透水層上を伝播する角周波数 σ , 振幅 a の波動を考える。この時, 透水層構成材料の透水係数を K_p , 付加質量係数を C_m , 乱流抵抗係数を C_f , 圧力勾配 ∇P をとすると, 透水層内の流体運動は, 次式で表される。

$$S \frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \frac{\nu}{K_p} q - \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} |q| |q| \quad (1)$$

ここに $S = \{(1-\lambda)C_m + 1\}/\lambda$ で, ρ, ν は水の密度と動粘性係数, λ は空隙率, q は透水層内平均流速である。式(1)右辺の乱流抵抗項を, 等価線形透水係数 K_{ps} を用いて線形化した。

$$\rho \frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \frac{\nu}{K_{ps}} q \quad (2)$$

を用いると, 透水層上を伝播する波動に関する解析解が得られ, その分散関係式は, 次のように表される。

$$\sigma^2 = gk \frac{(\gamma S + i) \sinh kh \cosh kd + \gamma \cosh kh \sinh kd}{(\gamma S + i) \cosh kh \cosh kd + \gamma \sinh kh \sinh kd} \quad (3)$$

ここに, $k = (\alpha + \beta i)$ は複素波数で, $\gamma = K_{ps}/\nu$ である。

式(1)を式(2)のように線形化する際は, 通常 Lorentz の等価仕事則が用いられる。すなわち, 1 周期内に透水層単位体積において, 式(1)右辺第 2, 3 項によって逸散するエネルギーと等しいエネルギー逸散が生ずるような, 等価線形透水係数 K_{ps} を次式によって決定する。

$$\frac{\nu}{K_{ps}} = \frac{\int_{AV} \int_T \left\{ \frac{\nu}{K_p} |q| + \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} q^2 \right\} |q| dt dV}{\int_{AV} \int_T q^2 dt dV} \quad (4)$$

透水層上の波動が長波性の場合, q が透水層内で一様と見なせることから, 適当な K_{ps} 及び k の初期値を与えて, 式(4)及び(3)を満たす K_{ps} と K を繰り返し計算によって数値的に決定すればよい。しかし, 長波近似が

行えないような波浪に対しては, q が透水層内で鉛直方向に変化することから, 透水層を数層に分割し, 各層において式(4)から計算される K_{ps} と式(3)から求められる k が同一の値に収束するまで繰り返し計算を行わなければならない。このような計算方法は, 2 次元な波浪変形計算においても多大な計算量と時間を必要とする。

著者らは, $D_{50} = 1.3 \sim 3.3$ cm の碎石に対して U-字管を用いた振動流による非定常透水試験を行い, 式(1)中の C_m, C_f 及び K_p に及ぼす各種パラメータに関する解析を行うと同時に, 等価仕事則に基づいて次式で定義される等価線形抵抗係数 f の定式化を行った(出口ら, 1988)。

$$S \frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - f q, \quad f = \frac{\nu}{K_{ps} \sigma} \quad (5)$$

その結果によると, f は振動流流速振幅 $\hat{q}$ 及び角周波数 σ を用いて表現されるレイノルズ数 $Rd = \hat{q} D_{50}/\nu$ の $-1/2$ 乗及び $\hat{q} \hat{\sigma}/D_{50}$ に比例する。ここではその結果を参照し, f を以下のように表現した。

$$f = \{20 + 30(\hat{q} \hat{\sigma}/D_{50})\} Rd^{-1/2} \quad (6)$$

この等価線形抵抗係数を用いて式(5)より K_{ps} を求めると, 煩雑な計算をすること無しに式(3)から波数 k が決定される。透水層上の 2 次元波浪変形計算を行う際に, 上記計算方法を適用して推定した K_{ps} と, 等価仕事則に基づいて式(3), (4)の繰り返し計算によって推定した K_{ps} の差異は, 高々数%であることが確認された。以下では, 式(6)に基づいて潜堤及び透水層周辺の波浪変形予測を行う。

(2) 潜堤・透水層周辺の平面的な波浪変形と海浜流予測モデル

式(6)の等価線形抵抗係数は, 透水層内で生ずるエネルギー逸散が式(1)から推定されるエネルギー逸散と等しくなるように決定されたものである。したがって, 潜堤あるいは透水層周辺の波浪変形も, エネルギーフラックスの保存則に基づいて行う。

エネルギー逸散としては, 潜堤あるいは透水層内における透水による逸散 D_p と境界摩擦による逸散 D_f 及び砕波による逸散 D_b を考慮する。 D_p 及び D_f は, 透水層上での波数の虚部 β , Jonsson の摩擦係数 f_w 及び底部(あるいは透水層表面)の水粒子速度振幅 u_b を用いて次のように表現される。

$$D_p = (\rho g/4) H^2 C_g \beta \quad (7)$$

$$D_f = (2/3\pi) \rho f_w u_b^3 \quad (8)$$

砕波に伴うエネルギー逸散 D_b については, Sawaragi et al. (1984) によって定式化された次式を用いる。

$$D_b = 0.18 F \rho^{-1/2} (h + \bar{\eta})^{-3/2} E^{3/2} \quad (9)$$

$$F = \begin{cases} 5.3 - 3.3 \xi_0 - 0.07/i & \text{砕波帯内} \\ 0 & \text{砕波対外} \end{cases}$$

ここに、 $\xi_0 = i/(H_0/L_0)^{1/2}$ 、 i は海底勾配、 $E = \rho g H^2/8$ である。

波速、群速度及び波向については、潜堤あるいは透水層上では透水性による波数の変化を考慮し、波数の非回転性と保存則を用いて決定し、潜堤あるいは透水層周辺の海浜流の計算は、通常の時間及び断面平均流速に対する運動量方程式及び連続式に基づいて行う。

これら一連の計算は、基礎式を差分方程式に置き換えることによって数値的に行った。計算の手順は以下の通りである。まず、第1次近似として、潜堤あるいは透水層上ではその天端水深を初期水深とし、透水性を考慮せずに波数、波速、群速度、波向及び波高分布の計算を行う。ついで、潜堤(透水層)上での底部水粒子速度より f 及び K_{ps} の値を式(6)、(5)から推定し、式(2)によって透水層上の波数 $k(=\alpha + \beta i)$ の値を推定する。これらの値を用いて透水層上での波数、波向、波高等を計算し、それらが収束するまで計算を繰り返す。最終的に計算された群速度、波向及び波高を用いて radiation 応力を計算し、海浜流流速と平均水位変動量の計算を行ない、必要に応じて波と流れの干渉を考慮した波浪及び海浜流の計算を再度行う。

以下に示す計算は、波流れの干渉は考慮せず、波浪変形については格子点法、海浜流は ADI 法に基づく非定常解析によって行ったものであり、いずれも差分空間間隔 DS は 5 cm、海浜流計算の時間間隔 Dt は 0.01 s で、定常状態と思われる状態まで計算した結果である。

(3) 波高及び沿岸流速分布の再現性について

上記計算方法で計算された波高及び沿岸流速の再現性について検討する。図-2 に潜堤(透水層)及び自然海浜の測線 No. 3 における波高の岸沖方向分布と、平均水位変動量の計算結果を示してある。

図(a)より、潜堤上での波高分布に関する計算結果は、実測結果と比較して潜堤上での波高減衰をやや過大評価しているが、潜堤通過後に一時的に浅水変形のため波高が増加する様子は再現されている。計算結果において潜堤上での波高減衰の予測に若干正確さを欠くのは、計算においては、自然海浜上で生ずる砕波を対象として定式化されたエネルギー逸散の表現を、修正せずに強制砕波によるエネルギー逸散に適用しているためと思われる。透水層上における波浪変形の計算結果は、透水層沖側端から減衰が始まるのに対し、実測された波高は、透水層上で砕波に至るまで増加し、その後減衰が始まる。このような砕波点直前の非線形的な波高増大は、自然海浜における計算結果と同様に再現されていないが、砕波後の波高減衰については、ほぼ実験結果を再現している。

図(b)に示す平均水位変動量の計算結果は、透水層上及び透水層通過後に実測結果と差異がみられるが、い

ずこの場合も汀線付近では、ほぼ実験結果が再現されている。

図-3, 4 には、沿岸流速の計算結果も示してある。入射波高にかかわらず、上流側測線 No. 1 における計算結果は、実測された沿岸流速とよい一致を示す。しかし、図-3 に示す $H_{off} = 12.5$ cm の場合は、潜堤あるいは透水層上に砕波点が位置するため、実測沿岸流速は潜堤あるいは透水層上でも比較的大きな流速を示すのに対し、計算結果では流れは生じず、その背後でのみ沿岸流が発生している。この原因は、海浜流計算において潜堤(透水層)上の表面抵抗を過大評価しているためであり、この点については、今後さらに検討を加えて行く必要がある。

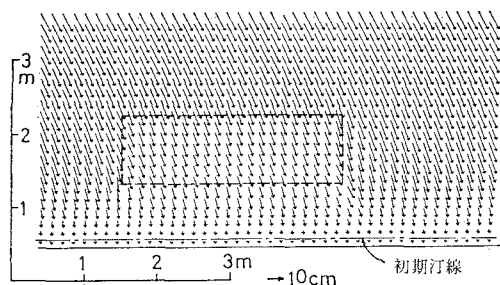
図-4 に示す $H_{off} = 6.8$ cm の場合の自然海浜における砕波点は、潜堤あるいは透水層岸側端付近であることから、顕著な沿岸流も潜堤あるいは透水層背後で生ずる。しかしこの場合も、測線 No. 2 より下流側での計算された沿岸流速は実測結果を若干過小評価している。

(4) 潜堤、透水層周辺の波浪変形と海浜流

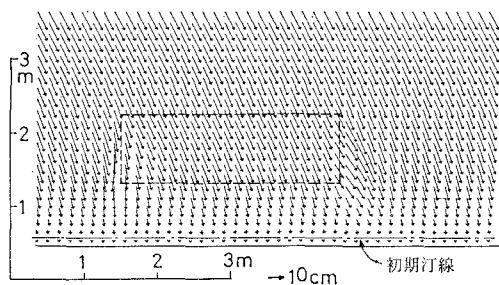
以上で考察したように、本研究において提案した潜堤(透水層)周辺の波浪及び海浜流予測モデルによる計算結果は、実測結果と比較して沿岸流速の再現においてやや問題点が残されているが、波浪変形等についてはまずまずの再現性が得られた。そこで、つぎに潜堤及び透水層周辺における波高及び海浜流の平面的な計算結果に基づき、潜堤及び透水層の波浪、海浜流制御効果について検討する。

図-5, 6 に $H_{off} = 12.5$ cm の場合に計算によって得られた潜堤及び透水層周辺の波高ベクトル(図(a)、方向が波向、長さが波高を表す)及び海浜流流速ベクトル(図(b))の分布を示す。これらの図の(a)に示されるように、潜堤背後よりも透水層背後の両端部周辺において強い波浪の集中・発散が生じる。この傾向は、入射波高の小さい場合($H_{off} = 6.8$ cm)にも見られた。実験に用いた透水層の幅は入射波長に比べて短いことから、透水層自体による波浪減衰効果はさほど期待できない。透水層背後では波浪の集中・発散によって結果的には空間的な波高変化をもたらすことになる。また、それぞれの図(b)に示されるように、このような波浪の集中・発散によって潜堤あるいは透水層の端部において海浜流の流況が乱される。しかし、潜堤周辺においても顕著な離岸流あるいは向岸流は発生せず、沿岸流は堤体背後に集中してスムーズに流下する。

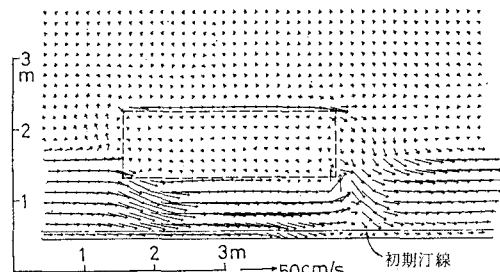
以上の結果から、本研究で取り上げた潜堤あるいは透水層の波浪及び海浜流制御効果、特に波浪制御効果は、従来の離岸堤と比較して弱いものであることが確認できた。一方、さきに述べたように堤長の短い離岸堤は、汀線方向に一樣な沿岸流が発生している海岸においては



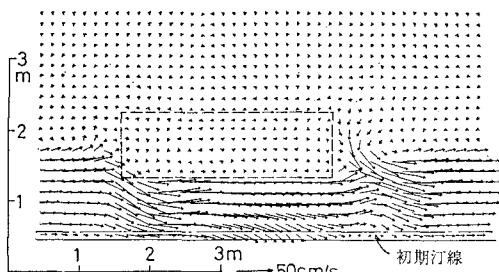
(a) 波浪変形



(a) 波浪変形



(b) 海浜流



(b) 海浜流

図-5 潜堤周辺の波浪変形と海浜流

図-6 透水路周辺の波浪変形と海浜流

きな沿岸流制御効果を持たないにもかかわらず、その沿岸漂砂捕捉機能は大きく、ほぼ全ての沿岸漂砂を捕捉してしまうことから、離岸堤の漂砂下手側で侵食が生ずることも考えられる。このような侵食を防ぐためには、上流から供給される沿岸漂砂の一部を捕捉し、残りを流下させるような構造物が望ましい。潜堤あるいは透水路が沿岸漂砂に及ぼす影響については、今後検討すべき事項ではあるが、離岸堤の水理機能と比較して考えると、沿岸漂砂を部分的に捕捉して残りを流下させる構造物としての機能は備えているものと推定される。

4. 結 語

汀線に波浪が斜め入射する海岸における潜堤及び透水路の平面的な波浪、海浜流制御効果について、実験的に検討した。その結果、このような構造物は、波浪制御効果は持つが沿岸流に対する制御効果はほとんどないことがわかった。また、透水路内での流体運動のエネルギー逸散を等価線形抵抗係数を用いて表現し、エネルギーフラックスの保存則に基づいて潜堤及び透水路周辺の波浪変形を予測する簡易的な方法を提案した。提案した方法による計算結果は、波浪変形についてはほぼ実験結果を

再現しているが、潜堤（透水路）上での海浜流の再現性には問題が残された。今後、海浜流予測における透水路表面の境界せん断力の評価方法についてさらに検討を加えて行くつもりである。

参 考 文 献

- 泉宮尊司・遠藤雅人(1989): 潜堤及び透過性構造物のある海浜における波動場解析, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 643~647.
- 宇多高明・小俣 篤・横山揚久(1987): 人工リーフ周辺に生じる海浜流と地形変化, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 337~341.
- 金 嘉也・岩見洋一・榎木 亨・出口一郎(1989): 離岸堤の沿岸流及び沿岸漂砂捕捉機能に関する考察, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 444~448.
- 榎木 亨・出口一郎・岡原義典(1989): 幅広潜堤の波浪減衰効果とその縮尺効果, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 633~637.
- 出口一郎・榎木 亨・白谷宏司(1988): 透水路上の波浪変形に対する非線形非定常ダルシー則の適用性について, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 487~491.
- Rojanakamthorn, S., 磯部雅彦・渡辺 晃(1989): 透過潜堤による波浪変形の解析モデル, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 643~647.
- Sawaragi, T., I. Deguchi and K. Kim (1984): Energy loss and wave set-up due to breaking waves, Tech. Rept. of the Osaka University, Vol. 34, No. 1779, pp. 329~338.