

透過性構造物による波の変形

Wave Transformation Through Permeable Structure

出口 一郎

Ichiro DEGUCHI

1. はじめに

透水層を構成する多孔体内の流体運動に対する抵抗則としては、Darcy則がよく知られている。これは、透水層内のエネルギー逸散は、粘性のみに支配される。空隙（透水係数）が小さく、浸透流の流速も小さい海底砂層上の波変形についても、非定常流れ場に拡張された Darcy 則（不透過部が存在することによる付加質量を考慮して）を適用した解析が行われている（例えば Read and Kajiura, 1957、Sleath, 1970、中村・大西, 1974、Liu and Darlymple, 1984）。

しかし、空隙（透水係数）が大きく、浸透流速が大きくなるともはや Darcy 則は適用できなくなる。古くから数多く建設されている捨石、異形（消波）ブロック等によって構成される捨石堤、混成堤マウンド部、消波堤（工）等の水面上に突き出た（surface piercing）構造物が、このような大きな透水性をもつ構造物の代表であり、その水理機能、安定性については、すでに数多くの理論的、実験的な研究が行われてきた。それらについては、すでに本研修会で論じられている。（例えば、井島, 197、首藤 1978、近藤, 1981）

一方、ここ数年周辺海浜にはあまり大きな impact は与えずに波浪あるいは海浜変形の制御を行うことを目的として、天端幅の広い潜堤が各地で施工されている。先に述べた静水面上に突き出た構造物と異なり、潜堤は、透過層内の流体運動による波浪のエネルギー逸散あるいは天端上で入射波が砕波することによるエネルギー逸散によって波浪制御を行う構造物である。したがって、その配置計画・設計に当たっては、より正確な透水層内の流体運動の定式化に基づく精度の高い波浪制御効果の予測が必要となる。このような領域の定常浸透流に対しては、Forchheimer 型の非線形抵抗則（非線形 Darcy 則）が用いられることが多い。しかしその非定常浸透流場への適用性、線形化の手法など、残された問題点も多い。

本講では、まず空隙（透水性）の大きい透水層中の非定常運動の基礎式として非定常浸透流に拡張した非線形 Darcy 則を用いた場合の非定常流場へ適用性について透水試験結果に基づいて確認し（第 2 章）、その結果に基づいて透水層上を伝播する波浪に及ぼす透水性影響について解析的な検討を行い、実験結果に基づいてその検証を行う（第 3 章）。

2. 透水層内の流体運動の表現

(1) 透水層内の流体運動に関する支配方程式

透水層内の流体を非圧縮性と考え、その運動方程式及び連続式はそれぞれ次式で表される。

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla (p_i + \rho g z) + \nu \nabla^2 q_i \quad (1)$$

$$\nabla q_i = 0 \quad (2)$$

ここに、 q_i は空隙内の局所流速ベクトル、 p は圧力、 ρ は流体密度、 ν は流体の動粘性係数、 g は重力加速度で、鉛直上方に z 軸をとった直行座標系で考える。

しかし、ランダムに配置された空隙内の流れをこれらの式に基づいて解析することは不可能である。京藤ら（1994）は多孔体中の非定常流の運動に対する構成式の構築を試みている。ここでは、Sollitt ら（1972）にならない空隙内の流れを macroscopic に見て定式化する。すなわち、ランダムに配置された空隙内の局所流速 q_i を、同じ空隙率をもつ均一な空隙内の平均流速（浸透流速） q 、空隙の不規則性や不透過部表面の境界層等による

空間的な変動成分 q_s 及び局所的・瞬間的な渦等による時間変動成分 q_t によって構成され则认为。圧力も同様の成分に分解され则认为と

$$q_t = q + q_s + q_i, \quad p_t = p + p_s + p_i \quad (3)$$

また、物理量 f の時間平均 (q_t は除去できるほど大きい macroscopic な流れ場の全体的な非定常性は残る程度の時間スケールでの) 及び空間平均 (空隙内での平均) を (4)、(5) 式で定義する。

$$\bar{f} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} f dt \quad (4)$$

$$\langle f \rangle = \frac{1}{\Delta v} \int_{\Delta v} f dv \quad (5)$$

このとき、 $\bar{q}_t = \overline{(q + q_s + q_i)} = q + q_s$ 、 $\langle \bar{q}_t \rangle = \langle q + q_s \rangle = q$ である。

(3) 式を (1)、(2) 式に代入し、時間・空間平均をとると次式が得られる。

$$\frac{\partial q}{\partial t} + q \cdot \nabla q + \langle q_s \cdot \nabla q_s \rangle + \langle \bar{q}_t \cdot \nabla \bar{q}_t \rangle = -\frac{1}{\rho} \nabla(p + \rho g z) + \nu \nabla^2 q \quad (6)$$

$$\nabla q = 0 \quad (7)$$

これらの式は、浸透水の運動の長さスケールが空隙の代表径よりも十分に大きな透水層 (多孔体) に適用される。空隙内での (3) 式の各成分 q 、 q_s 及び q_t の絶対値の大きさを測定する試みが行われてはいるが (例えば、井田ら、1994)、詳細は現在のところ明らかではない。不透過境界上での non-slip 条件等を考慮するとそれらのオーダーはほぼ等しいと考えられる。しかし平均的な浸透流速 q の勾配は macroscopic な長さスケールに対応し、 q_s 及び q_t の空間的な変化は空隙のスケールで生ずことから、 $\nabla q \ll \nabla q_s$ 、 ∇q_t とな考えられる。したがって、 $q \cdot \nabla q \ll \langle q_s \cdot \nabla q_s \rangle + \langle \bar{q}_t \cdot \nabla \bar{q}_t \rangle$ となることが推定され、(6) 式中の移流項 $q \cdot \nabla q$ は省略される。

さらに、加速度を有する流れの場合では、不透過部が存在することによる付加質量を考えなければならない。付加質量力係数を C_m 、空隙率を ε とすると、これは、

$$\rho(1-\varepsilon)C_m \frac{\partial q}{\partial t} \quad (8)$$

で表される。したがって、(6) 式の移流項を省略し、(8) 式を付加した方程式が、透水層内の流体運動に対する基礎式となる。すなわち、

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla(p + \rho g z) - (1-\varepsilon)C_m \frac{\partial q}{\partial t} + \nu \nabla^2 q - \left(\langle q_s \cdot \nabla q_s \rangle + \langle \bar{q}_t \cdot \nabla \bar{q}_t \rangle \right) \quad (9)$$

ここで、粘性項 (右辺第 3 項) は、浸透流速 q_s と空間勾配スケールの -2 乗に比例する。また、乱れに起因する項 (右辺第 4 項) において、 q_s 及び q_t のスケールとして浸透流速 q を用いると右辺第 4 項は、 q の 2 乗と空間勾配スケールの -1 乗に比例する。空間勾配スケールを l とすると、それらは、

$$\nu \nabla^2 q \propto -\nu q / l^2 \quad (10)$$

$$\left(\langle q_s \cdot \nabla q_s \rangle + \langle \bar{q}_t \cdot \nabla \bar{q}_t \rangle \right) \propto -q^2 / l \quad (11)$$

以上が Sollitt らによる空隙の大きな透水層内の流れの基礎式に関する考察である。

定常流れにおいて、 l のスケールとして $(k_p)^{1/2}$ (k_p : 長さの 2 乗の次元をもつ透水係数) とし、浸透流速の代わりに流量流速 q_d を用いると (9)、(10)、(11) 式より、

$$-\frac{1}{\rho} \nabla(p + \rho g z) = \frac{\nu}{k_p} q_d - \frac{\alpha C_m}{k_p^{1/2}} q_d |q_d| \quad (12)$$

が得られる。ただし

$$\varepsilon q = q_d \quad (13)$$

(12) 式は、Ward (1964) や Ahmedら (1969) によって導かれた定常流に対する非線形Darcy則となる。ここに、 C_f は乱流抵抗係数である。

さらに、大きな空隙を持つ透水層内の圧力低下 (12) 式が、非定常流れに対しても成立すると考えると、(9) 式は、最終的に以下のように書き換えられる (非定常流れに拡張された非線形Darcy則)。

$$S \frac{\partial q_d}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla(p + \rho g z) - \frac{\nu}{k_p} q_d - \frac{C_f}{k_p^2} q_d |q_d| \quad (14)$$

$$S = \{1 + (1 - \varepsilon) C_m\} / \varepsilon \quad (15)$$

(2) 透水試験

透水層内の定常流に対する (12) 式で表される非定常Darcy則の妥当性については、すでに多くの研究者によって確認されている。また、透水係数 k_p と乱流抵抗係数 C_f についても、主として定常透水試験結果に基づいた研究が行われている。一方、非定常流場における k_p 、 C_f (あるいは線形及び非線形項の係数) についても、いくつかの研究が行われている (例えば、Engelund, 1953、Write, 1968、Shuto and Hashimoto, 1970、Madsen and White, 1975、Ijima et al, 1976、近藤, 1981、出口ら, 1988)。それらの結果を参照すれば、定常流場と非定常流場における k_p 、 C_f あるいは線形、非線形項の係数は、ほぼ等しいことが指摘されている (Wright, 1968、Shuto and Hashimoto, 1970、出口ら, 1988)。

非定常流場特有の付加質量係数についてもいくつかの検討が加えられているが、直接測定された例は少ない。田淵・滝川 (1978) は、立体格子構造をもつ透水層をU字管内に作成し、それに作用する流体力から付加質量力の存在を確認し、その特性を議論している。

ここで、定常及び非定常透水試験の一般的な手順と (12)、(14) 式に含まれる各係数の決定法について述べ、透水試験によって得られた各係数の特性について検討する。

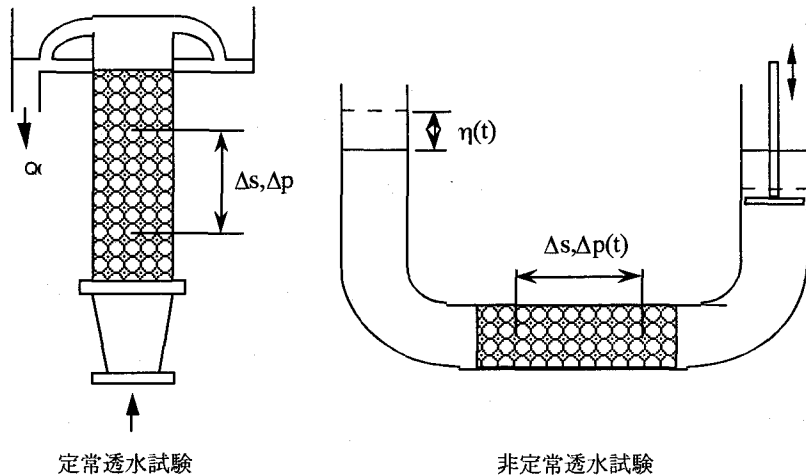


図-1 定常及び非定常透水試験の概略

定常透水試験は、通常図-1に示すように管内の一部に対象とする透水層構を作成し、下部より一定流量を注入し、上部からの越流量と、透水層内の Δs 離れた2地点における圧力差から損失水頭を測定することによって行われる。測定された損失水頭を Δp 、越流量を Q 、管の断面積を A とすると $q_d = Q/A$ となり、(12) 式から

$$\frac{-1}{\rho v q_d} \frac{\Delta p}{\Delta s} = \frac{1}{k_p} + \frac{C_f}{\sqrt{k_p}} q_d \quad (16)$$

また、見かけの透水係数を k_{pe} とし、形式上

$$-\frac{\Delta p}{\Delta s} = \frac{v}{k_{pe}} q_d \quad (17)$$

と表現すると、(16) 式より、

$$\frac{1}{k_{pe}} = \frac{1}{k_p} + \frac{C_f}{\sqrt{k_p}} \frac{q_d}{v} \quad (18)$$

したがって、測定された流量流速と圧力勾配を (17) 式に用いて計算される $1/k_{pe}$ と流量流速の関係を plot すると、(18) 式で示されるように切片が $1/k_p$ 勾配が $C_f/(k_p)^{1/2}v$ の直線となる (図-2 参照)。

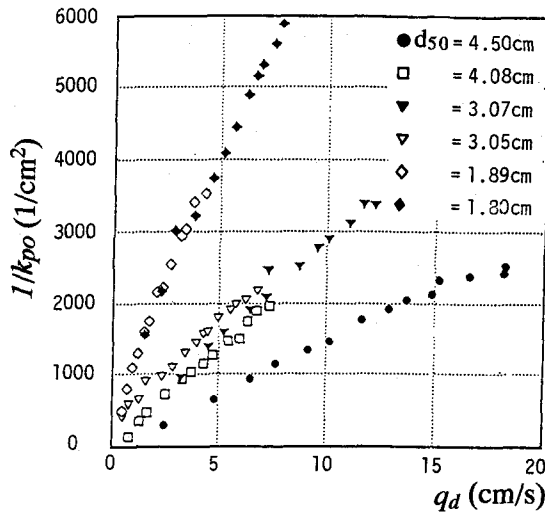


図-2 見かけの透水係数 (透水係数: 切片と乱流抵抗係数: 勾配)

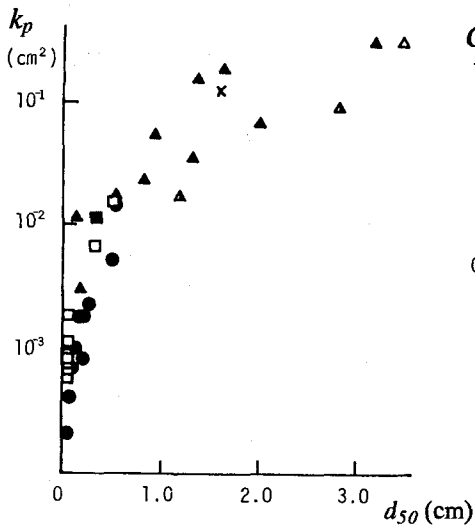


図-3 透水係数

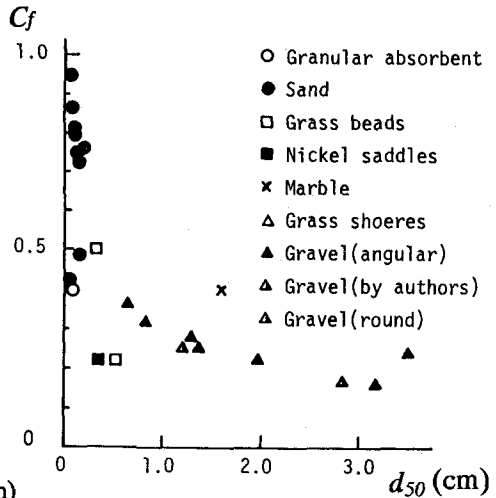


図-4 乱流抵抗係数

これらの関係から k_p 及び C_f が決定される。図-3、4 にすでに発表されている k_p 及び C_f と透水層構成材の代表粒径 d_{50} の関係を示した。透水係数は材質よりも粒径に強く依存する。また、乱流抵抗係数の測定例は透水係数よりも少ないが、粒径が大きくなるとほぼ 0.2-0.4 程度の値を取るようである。

非定常透水試験は、一般には振動流発生装置（U字管等）の一部に透水層を作成し、断面平均（流量）流速 $q_d(t)$ 、その加速度 dq_d/dt 及び透水層内で生ずる圧力勾配 $\Delta p/\Delta s$ を測定する事によって行われることが多い。

（14）式より明らかなように、 $q_d(t)=0$ となる位相では、

$$S \frac{\partial q_d}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (19)$$

となり、測定された圧力勾配と加速度から S すなわち C_m が決定される。図-5 は、このように決定された C_m と振動流の相対加速度 $\hat{q}_d \sigma / g$ ($\hat{q}_d$: 振動流の速度振幅と角周波数) の関係を示したものである。図より、付加質量係数は 0 から 2 の間の値を取り、相対加速度が 0.05 以上ではほぼ無視できることがわかる。

C_m が決定されると、（14）式において実測された圧力勾配から慣性項が分離され、分離した圧力勾配を Δp_s とする。さらに、（14）式右辺第 2、3 項を取りまとめて流量流速の 1 次の項 $f \sigma q_d$ (f は等価線形抵抗係数、 σ は振動流の角周波数) に置き換える。すなわち、

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\Delta p_s}{\Delta s} = f \sigma q_d \quad (20)$$

この両辺に ρq_d をかけると、単位時間当たりのエネルギー逸散率となる。そこで、（20）式の 1 周期にわたりエネルギー逸散が等しくなるように等価線形摩擦係数を次式により決定する。

$$f = \int \left| \frac{\Delta p_s}{\Delta s} q_d \right| dt / \rho \sigma \int q_d^2 dt \quad (21)$$

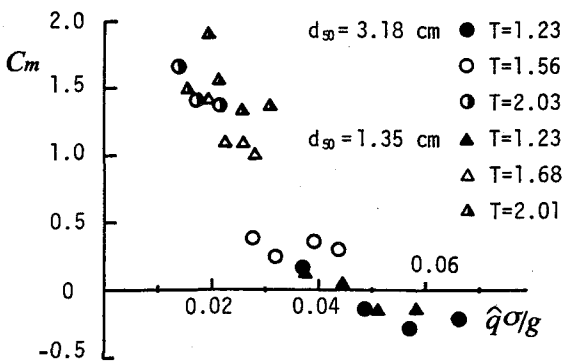


図-5 付加質量係数

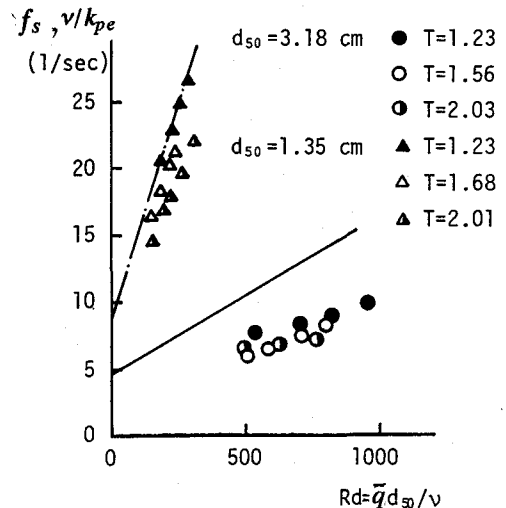


図-6 $f\sigma$ と Rd の関係

図-6 は以上の方法で計算された $f\sigma$ と q_d の半周期平均値を代表流速、粒径を代表長さとするレイノルズ数 $Rd = q_d d_{50} / \nu$ の関係を示したものである。図中の直線と一点鎖線は、同じ粒径の碎石を用いた定常透水試験

(流量流速を q_d とする) から計算される v/k_{pe} ((18) 式) の関係を示す。粒径によって若干の周期依存性は認められるが、 $f\sigma$ は Rd (あるいは q_d) に対して 1 次式で表され、その切片は、定常透水試験結果とほぼ等しい。したがって、非定常流場においても、時間平均的に見れば非線形 Darcy 則が成立するものと推定される。また透水係数は、定常、非定常流場に関わらずほぼ等しい値を示す。

一方、図-6 より、 $f\sigma$ と v/k_{pe} の勾配は前者の方が小さく、これは、非定常流場の方が乱流抵抗係数が小さいことを意味する。すなわち、振動流の場合、代表流速としてなにをとるかという問題はあるが、乱れによる損失は定常流に比べて小さいということになる。定常透水試験では、乱れが十分に発達した定常状態における損失水頭を測定しているのに対し、振動流場では、乱れが十分に発達するまでに流速の位相が逆転する事から、定常流に比べて乱流抵抗係数が小さくなるものと考えられる。しかし、粘性抵抗については、定常、非定常流れにおいて同程度の値となる。図-7 は、参考のため、非定常透水試験によって測定された圧力勾配上述の方法で分離された慣性項、及び粘性、乱流抵抗項の大きさの時系列変化の一例を示したものである。

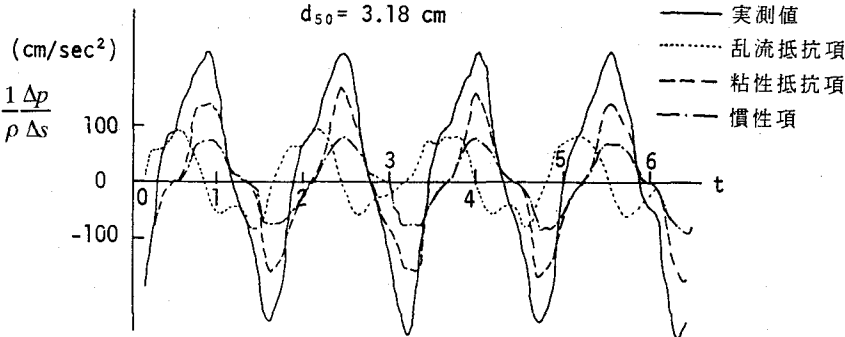


図-7 非定常非線形Darcy則における各項の大きさ(実測例)

(3) 線形化

透水層内の非定常流体運動に対して(14)式を適用して解析する場合、式に含まれる非線形の乱流抵抗項の扱いが問題となり、何らかの方法で線形化する必要がある。

その1つは先に(21)式で定義した等価線形抵抗係数 f を用いる方法である。そのためには、与えられた条件に対して等価線形抵抗係数を一意的に決定する必要がある。

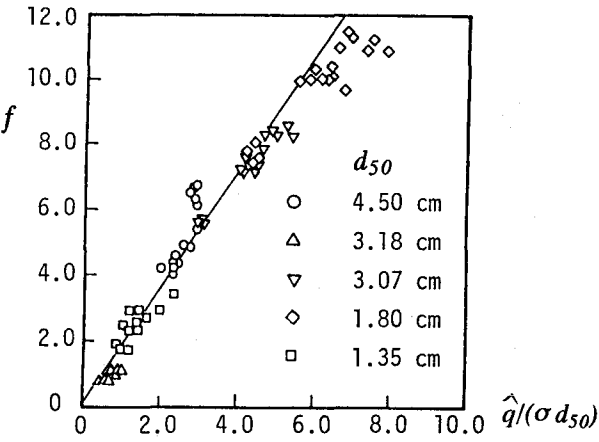


図-8 等価線形抵抗係数

図-8は、著者らが行った非定常透水試験結果に基づいて得られた f と $\hat{q}_d/(\sigma d_{50})$ で定義されるK-C数との関係を示したものである（出口他,1992）。この図より

$$f = 0.1 + 1.8(\hat{q}_d/\sigma d_{50}) \quad (22)$$

で等価線形抵抗係数の値は十分な精度で予測されることがわかる。このとき、透水層内の流体運動の記述に必要なパラメータは、付加質量係数と等価線形抵抗係数の2つだけであり、(14)式は次式となる。

$$S \frac{\partial q_d}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla(p + \rho g z) - f \sigma q_d \quad (23)$$

(14)式を線形化するもう1つの方法は、ローレンツの等価仕事則を適用し、与えられた条件に対して決定される付加質量係数 C_m 、透水係数 k_p 及び C_f を用いて1周期内でのエネルギー逸散量が(14)式右辺第2、3項による1周期内のエネルギー逸散量と等しくなるような等価線形透水係数 k_{p0} を用いて解析する方法である。すなわち、

$$\rho \varepsilon \int_{\varepsilon V} \int_T \frac{v}{k_{p0}} q_d \cdot q_d dt dV = \rho \varepsilon \int_{\varepsilon V} \int_T \left\{ \frac{v}{k_p} |q_d| + \frac{\alpha C_f}{k_p^{3/2}} |q_d|^2 \right\} |q_d| dt dV$$

より

$$k_{p0} = v \frac{\int_{\varepsilon V} \int_T q_d \cdot q_d dt dV}{\int_{\varepsilon V} \int_T \left\{ \frac{v}{k_p} |q_d| + \frac{\alpha C_f}{k_p^{3/2}} |q_d|^2 \right\} |q_d| dt dV} \quad (24)$$

このとき、(14)式は次式となる。

$$S \frac{\partial q_d}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla(p + \rho g z) - \frac{v}{k_{p0}} q_d \quad (25)$$

透水層内の鉛直方向の流速がほぼ一様とみなせる場合（長波性）には、(24)式で計算される等価線形透水係数は与えられた流速の時間変動に対して一意的に決定される。しかし、流速が鉛直方向に分布をもつ場合は、透水層を鉛直方向に適当な間隔で分割し、それぞれの層にローレンツの等価仕事則を適用し、透水層全体で1つのユニークな等価線形透水係数が決定できるまで繰り返し計算を行う必要がある。

なお、等価線形抵抗係数と等価線形透水係数とは見かけ上以下に示す関係がある。

$$f = v/k_{p0}\sigma \quad (26)$$

3. 透水層上の波浪の表現

(1) 基礎式と境界条件

ここでは、とりあえず透水層近傍の境界層については考慮せず、透水層上の波浪に及ぼす透水性の影響について解析的に検討する。

図-9に示す厚さ d' 、層上水深 h' の領域を x' 軸の正方向に伝播する波浪（2次元の現象）を考える。ただし、本章では、次元量については ' を付して無次元量と区別する。水位変動を η' 、透水層上の水平及び鉛直方向流速を u' 、 w' 、圧力を p' とし、透水層内の諸量には下付きの d を付けた変数を用い、等価線形透水係数を k_{p0}' とし、層上及び層内の流体運動に対し、速度ポテンシャル ϕ' の存在を仮定する。すなわち、透水層内の流体運動については(14)式で示される非定常非線形Darcy則を適用するが、解析解を求める関係上非線形項はローレンツの等価仕事則で線形化するものとし、透水層内の流体運動は、仮想的な流量流速によって表され非回転と考える。

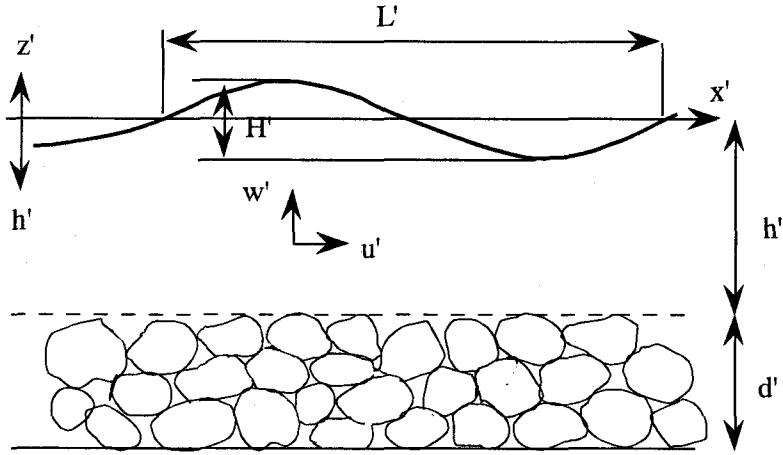


図-9 座標系と透水層上の波の定義

さらに、上述の諸量を以下のように無次元化する。ただし、 a_0 は波動の基本周波数成分の振幅である。

$$\begin{aligned}(x, z) &= (\sigma^2/g)(x', z'), h = (\sigma^2/g)h', d = (\sigma^2/g)d', t = \sigma t', (u, w) = (1/\sigma a_0)(u', w'), \eta = (1/a_0)\eta' \\ \phi &= (\sigma/g a_0)\phi', p = (1/\rho g a_0)p'\end{aligned}\quad (27)$$

このとき、透水層上、層内では、以下に示すように速度ポテンシャルに対しラプラスの方程式が成立し、それぞれの流速と圧力も速度ポテンシャルを用いて表現される。

透水層上：($z > -h$)

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (28)$$

$$u = \partial \phi / \partial x, w = \partial \phi / \partial z \quad (29)$$

$$p = - \left[\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{g}{\sigma^2 a_0} z + \frac{\sigma^2 a_0}{2g} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right\} \right] + C_1 \quad (30)$$

透水層内：($-h > z > -(h+d)$)

$$\nabla^2 \phi_d = 0 \quad (31)$$

$$u_d = \gamma \partial \phi_d / \partial x, w_d = \gamma \partial \phi_d / \partial z \quad (32)$$

$$p_d = -\phi_d - \gamma \delta \frac{\partial \phi_d}{\partial t} - \frac{g}{\sigma^2 a_0} z + C_2 \quad (33)$$

ここに、 C_1, C_2 は無次元定数、 $\gamma = k_{po}' / \sigma v$ （無次元透水係数）である。

境界条件は以下のように与えられる。

自由表面、 $z = \eta$ で

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = - \frac{\sigma^2 a_0}{g} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) + \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (34)$$

$$\eta = - \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\sigma^2 a_0}{2g} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (35)$$

透水層表面、 $z=-h$ で

$$p = p_d \quad (36)$$

$$w = w_d \quad (37)$$

不透過層上、 $z=-(h+d)$ で

$$w_d = 0 \quad (38)$$

これらの境界条件は、透水層上及び層内の速度ポテンシャルを決定するための条件である。現実の流体運動は透水層表面の不透過部では水平及び鉛直流速の non-slip 条件、透過部で水平及び鉛直流速の連続と速度勾配の連続条件を満たさなければならない。これらの条件は透水層表面近傍に境界層を考えることによって満たすことができ、境界層方程式を解くことによって境界せん断力の評価を行うこともできる（出口ら,1992）。その結果によると、適当な厚さをもつ透水層上での波高減衰には、境界せん断力の寄与が少ないことが示されている。この結果は後述する実験結果においても示される。しかし、この件についてはさらに詳細な検討が必要であり、紙面の関係もあるのでここではふれない。

以上で述べた基礎式に基づいて透水層上と層内の速度ポテンシャルを求める。ここでは、入射波の非線形性の影響も検討するために、Stokes 2次近似解で表現できる程度の非線形性を有する波浪に対する解を求める。そのために、入射波形、圧力及び速度ポテンシャル（これらの量を F とする）に対して以下の摂動展開を考える。

$$F = F_1 + F_2 + \dots \quad (39)$$

ここに、添字 1、2、... はそれぞれ微小パラメータ $\delta (= \sigma^2 a_0 / g)$ の 1 次、2 次、... のオーダーの量である。

先に述べた基礎式と境界条件に (39) 式を代入し、2 次のオーダーまでの方程式をまとめると次のようになる。

1 次近似に対して

$$\nabla^2 \phi_1 = 0, \nabla^2 \phi_{d1} = 0 \quad (40)$$

$$p_1 = -\phi_{1t} - (g/\sigma^2 a_0)z + C_1, p_{d1} = -\phi_{d1} - \gamma S \phi_{d1t} - (g/\sigma^2 a_0)z + C_{d1}$$

$$\eta_1 = -\phi_{1z}, \eta_{1z} = \phi_{1z} : \text{on } z = 0$$

$$-\phi_{1z} + gh/\sigma^2 a_0 + C_1 = -\phi_{d1} - \gamma S \phi_{d1z} + C_{d1}, \phi_{1z} = \gamma \phi_{d1z} : \text{on } z = -h \quad (41)$$

$$\gamma \phi_{d1z} = 0 : \text{on } z = -h - d$$

2 次近似に対して

$$\nabla^2 \phi_2 = 0, \nabla^2 \phi_{d2} = 0 \quad (42)$$

$$p_2 = -\phi_{2t} - (\delta/2)(\phi_{1x}^2 + \phi_{1z}^2) + C_2, p_{d2} = -\phi_{d2} - \gamma S \phi_{d2t} + C_{d2}$$

$$\eta_2 = -\delta \phi_{1z} \eta_1 - (\delta/2)(\phi_{1x}^2 + \phi_{1z}^2) - \phi_{2t}, \eta_{2t} = -\delta \phi_{1x} \eta_{1x} + \phi_{1z} \eta_{1z} + \phi_{2z} : \text{on } z = 0$$

$$-\phi_{2t} - (\delta/2)(\phi_{1x}^2 + \phi_{1z}^2) = -\phi_{d2} - \gamma S \phi_{d2t}, \phi_{2z} = \gamma \phi_{d2z} : \text{on } z = -h \quad (43)$$

$$\gamma \phi_{d2z} = 0 : \text{on } z = -h - d$$

ここに、添字 t, x, z はそれぞれに関する偏微分を表す。

(2) 分散関係式と波高減衰率

上述の方程式は、Stokes 波の 2 次近似解と同様の方法で解ける。ただしここでは、1 次近似解のみを示す。

無次元振幅 1（波高 $2a_0$ ）の波動

$$\eta_1 = \exp\{i(kx - t)\} \quad (44)$$

に対する透水層上及び層内の速度ポテンシャルは次式の実部で与えられる。

$$\phi_1 = i \left(\cosh kz - \frac{1}{k} \sinh kz \right) e^{i(kx-t)} \quad (45)$$

$$\phi_{d1} = \left\{ \frac{-i}{i + \gamma S} \cosh k(h+z) \left(\cosh kh + \frac{1}{k} \sinh kh \right) - \frac{i}{\gamma} \sinh k(h+z) \left(\sinh kh + \frac{1}{k} \cosh kh \right) \right\} e^{i(kx-t)} \quad (46)$$

ここに、 $k=(\alpha+\beta i, \alpha, \beta: \text{実数})$ は、次の分散関係式を満たす複素波数である。

$$1 = k \frac{(\gamma S + 1) \sinh kh \cosh kd + \gamma \cosh kh \sinh kd}{(\gamma S + 1) \cosh kh \cosh kd + \gamma \sinh kh \sinh kd} \quad (47)$$

(44) 式から明らかなように、複素波数 k の虚部 β が波高減衰率を表す。また、透水層内外の圧力と流速は、それぞれ (40) 式第2、3式及び (32)、(29) 式から求められる。

図-10～13は、波高減衰率（無次元波数の虚部 β ）に及ぼす透水層厚さ d/h 、無次元透水係数 γ 、乱流抵抗係数 C_f 及び付加質量係数 C_m の影響について示したものである。これらの計算は、等価線形透水係数を用いて行い、その決定には透水層を10-12分割してローレンツの等価仕事則を適用した。

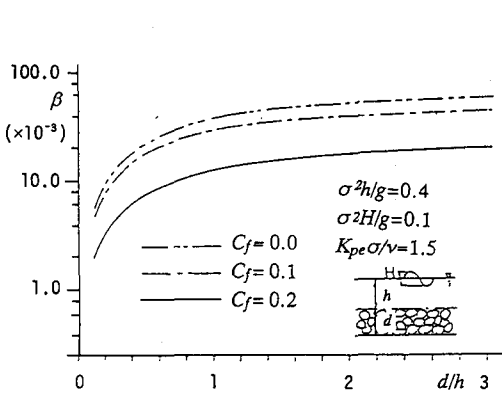


図-10 減衰係数に及ぼす透水層厚の影響

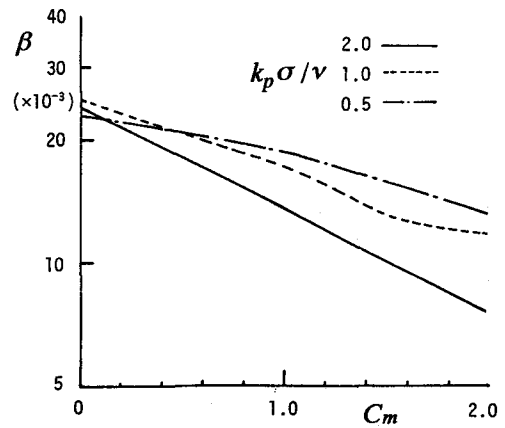


図-12 減衰係数に及ぼす付加質量係数の影響

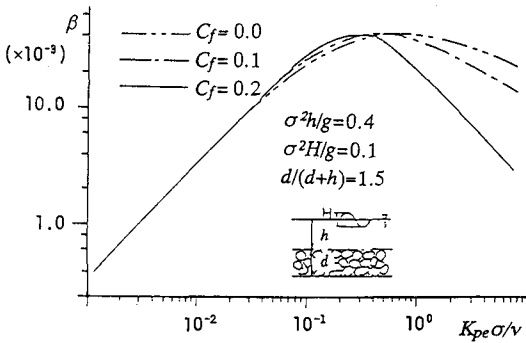


図-11 減衰係数に及ぼす透水係数の影響

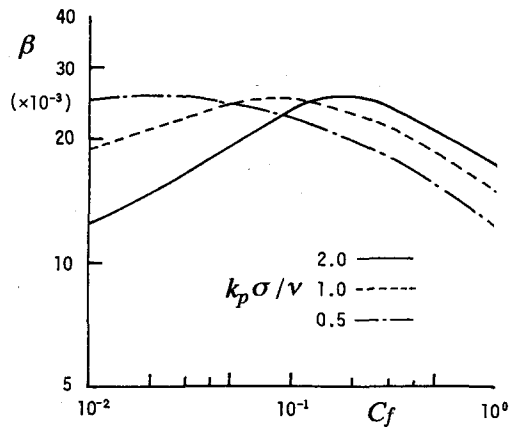


図-13 減衰係数に及ぼす乱流抵抗係数の影響

まず、 d/h の増加に従って β は若干増加するが、 $d/h > 1$ の領域での増加率は小さい（図-10）。さらに β は、無次元透水係数 γ に対し、 $\gamma = 10^{-1} \sim 10^0$ の間で極大値を持つ（図-11）。また、 $\gamma < 1$ では $C_p = 10^{-1} \sim 10^0$ の間で極大値を持ち、 $\gamma < 0.5$ では、 $C_p > 10^{-1}$ の領域で急激に減衰する（図-12）。しかし、 C_m の増加に対しては、単調に減少する（図-13）。

以上の結果より、透水層上での波高を減衰を考えた場合、その減衰率を最大にする最適な透水係数と乱流抵抗係数の組み合わせがあることがわかる。すなわち、透水係数が小さすぎると浸透流速も小さく、大きなエネルギーロスは生じない。また、透水係数が大きい場合は、浸透流速が増加し、そこでは、乱流抵抗によってエネルギー逸散率が決定されることになる。

波浪の非線形性を示すパラメータとして、 ghT^2/h^2 （首藤、1976）を考え、その β に及ぼす影響についても検討したが、 β はほとんど ghT^2/h^2 には依存しないことがわかった。ただし、Stokes波では、2次近似解も1次近似解に拘束されて伝播することからその減衰率は、 2β となり、倍周波数成分の減衰は、基本周波数成分の減衰の2倍の速さで生ずる。

（3）実験による検証

図-14は、 $d_{50} = 1.35\text{cm}$ の砕石で作成した $h' = 20\text{cm}$ 、 $d' = 6.7\text{cm}$ ($d'/(h' + d') = 0.25$) の透水層上で測定された周期 $T' = 1.2\text{s}$ 、波高 $H' = 6.7\text{cm}$ の水位変動 $\eta'(t)$ 及び透水層上 ($z' = -12\text{cm}$)、透水層表面 ($z' = -20\text{cm}$)、透水層下端 ($z' = -26.7\text{cm}$) における圧力変動の実測値 (○) と第1次 (破線) 及び第2次近似解 (実線) の比較を示したものである。図より、水位変動には線形解と2次近似解の差異が明確に現れ、実測波形は後者に近い時間変化を示す。また、圧力波形に関しては、水深が深くなるほど線形解と2次近似解の差異は少なくなるものの実測波形は2次近似解とより好い一致を示している。

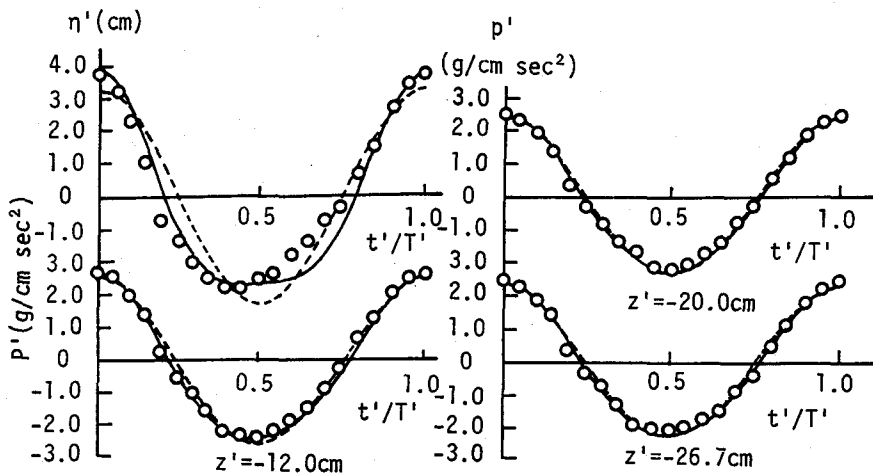


図-14 水位変動、圧力の時系列

図-15は、圧力振幅の鉛直分布（波峰通過時を+、逆方法を-）を示したものである。図(a)は図-14と同一のケース、図(b)は、 $d_{50} = 3.18\text{cm}$ の砕石で作成した $h' = 20\text{cm}$ 、 $d' = 20\text{cm}$ の透水層上での周期 $T' = 1.52\text{s}$ 、波高 $H' = 5.7\text{cm}$ の波浪による圧力振幅である。

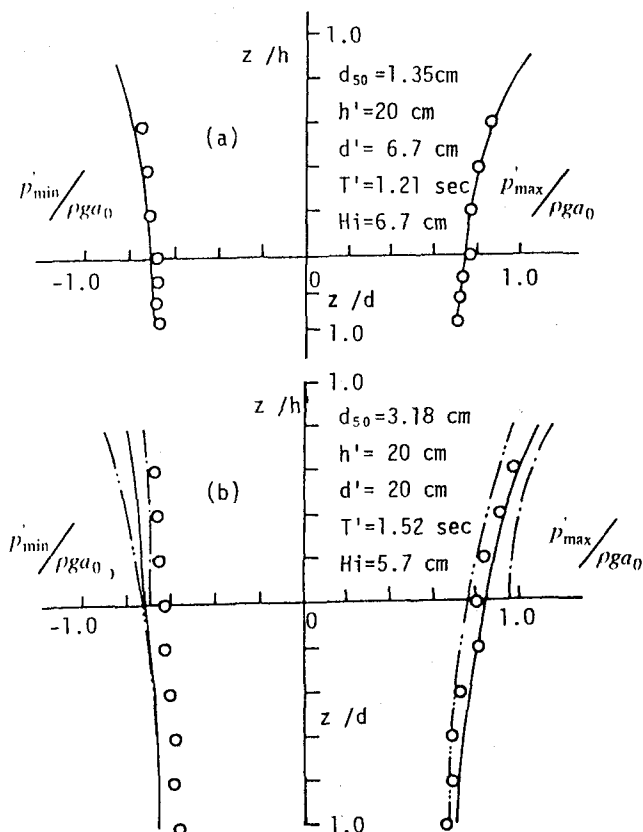


図-15 圧力振幅の鉛直分布

これらの図より明らかなように、透水層厚があつく d_{50} も大きい場合は、波谷部で計算された圧力振幅が実測値よりも若干過大評価されているが、先に述べた解析方法で透水層内外の圧力場は予測されることがわかる。また、図(b)中に示す1点鎖線と2点鎖線は、透水層上 ($z' = -20 \text{ cm}$) 及び不透過固定床上 ($z' = -40 \text{ cm}$) を水深とする透水層の影響を考慮しない Stokes 2 次近似解の圧力振幅である。これらを比較して明らかなように、透水層の存在は、圧力場に関しては大きな影響を与えていない。

(4) 実測された波高減衰との比較

図-16、17は、2次元水槽内に設置された $d_{50} = 3.07 \text{ cm}$ の碎石で作成された $h' = 15 \text{ cm}$ 、 $d' = 15 \text{ cm}$ の透水層上(長さ3.5m)で測定された入射波高 $H' = 3.6 \text{ cm}$ 、周期 $T' = 1.0 \text{ s}$ (図-16) 及び $T' = 1.5 \text{ s}$ (図-17) の波浪の減衰を示したものである。なお、それぞれの図中には、透水性のみを考慮した波高減衰(実線)とさらに境界摩擦の影響も考慮した波高減衰の計算結果(点線)の両方を示してあるが、後者は出口ら(1992)による方法で推定したものである。

入射波の周期が短い図-16に示す場合は、実測された波高減衰は、計算によって精度良く再現されている。また、波高減衰に及ぼす境界摩擦の影響は微弱である。一方、入射波の周期が長い場合(図-17)は、計算された波高減衰よりも実測結果の方が大きな減衰を示している。周期によるこのような計算結果と実測結果の差異の原因を明らかにするため、透水層に入射する直前の固定床上で測定された水位変動のフーリエ解析を行い、基本周波数成分とその倍周波数成分の減衰の様子について検討した。その結果、図-16に示す $T' = 1.0 \text{ s}$ の場合

は、倍周波数成分のエネルギーはの基本周波数成分のエネルギーの高々 3% にすぎないのに対し、図-17 に示す $T'=1.5s$ の場合は 30% にも及ぶことがわかった。

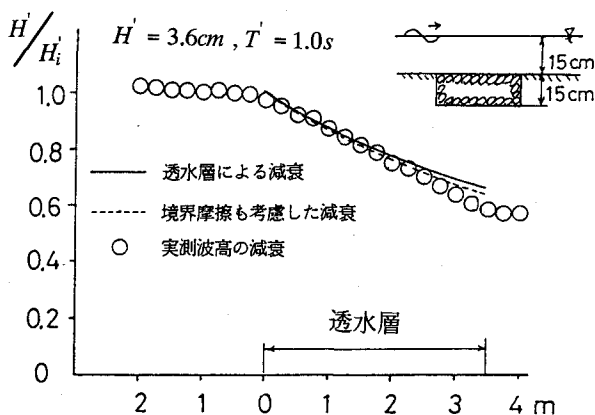


図-16 透水層上の波高減衰 ($T'=1.0s$)

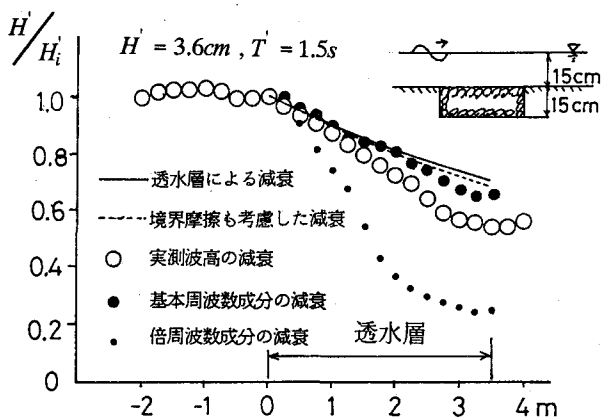


図-17 透水層上の波高減衰 ($T'=1.5s$)

図-17には透水層上で測定された水位変動のフーリエ解析で得られた基本周波数成分及び倍周波数成分の振幅の減衰率も示してある。図より、基本周波数成分の減衰は、計算で予測された減衰と一致し、倍周波数成分はほぼその2倍の減衰を示している。これは、先に述べた基本周波数に拘束された倍周波数成分は、前者の2倍の減衰率を示すことを裏付けている。ちなみに図-16及び図-17に示したケースにおける非線形性を示すパラメータ ghT^2/h^2 はそれぞれ 16 及び 35 である。

図-18は、図-16に示す入射波浪と同一条件で透水層部の海底を不透過とし、表面に透水層構成材と同じ捨石で粗度を付けた海底上で測定された波高減衰と、透水層上で測定された波高減衰の比較を示したものである。この場合の不透過粗度付き海底での底部摩擦は、全域で水平流速の non-slip 条件を満たすことから、透水層上での境界摩擦（不透過部においてのみ non-slip 条件を満たす）よりも大きくなることは容易に推定される。しかし、粗度付き不透過海底での透過率は高々 0.9 にすぎず、透水層上での透過率 0.6 と比較するとその減衰は小さい。このことから、透水層は、その層内の流体運動によるエネルギー逸散によって、波浪を減衰させる効果を有することがわかる。

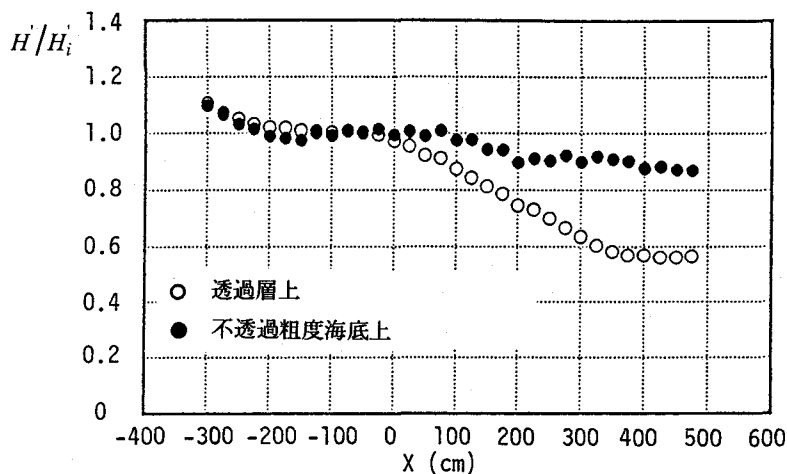


図-1 8 透水層及び不透過粗度付き海底上での波高減衰

(5) 幅広潜堤の波浪減衰効果

上述のように、透水層は来襲する波浪のエネルギーを効果的に吸収する。近年、海浜景観には影響を及ぼさずに波浪制御を行う工法として各地で施工されている幅広潜堤は、このような透水層の持つ波浪制御効果と水深急変部における強制砕波によるエネルギー逸散による波浪減衰効果を期待したものである。このような透過性を持つ潜堤上での波変形の解析方法についてもすでにいくつかの研究が行われている（例えば、田中,1976、樺木ら,1989、泉宮ら,1989、Rojanakamthornら,1989、磯部ら,1991）。それらの解析方法の多くは、潜堤上での波変形については、基本的には非定常非線形Darcy則を適用し、等価線形抵抗係数を用いて線形化するという方法である。以下で、幅広潜堤上の波変形の実験結果と等価線形抵抗係数を用いた解析結果の比較を示し、その適用性について検討する。

図-1 9、2 0は2次元水槽内の水平床上（水深 50cm）に天端幅 5m 堤高 30cm の潜堤（平均粒径 4cm の砕石で構成）を設置し、入射波高 10cm 及び 20cm、周期 2.02s の波浪を入射させた場合に、潜堤周辺で測定された波高分布を示したものである。

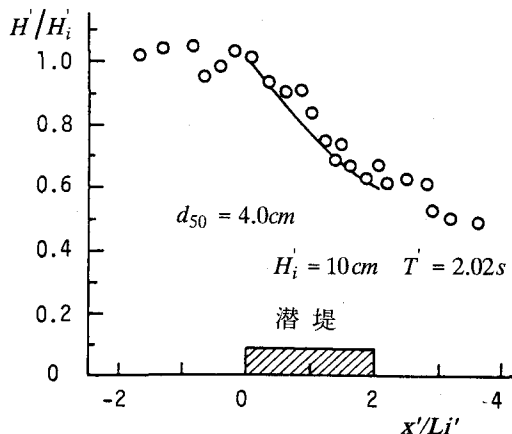


図-1 9 潜堤上の波高変化（非砕波）

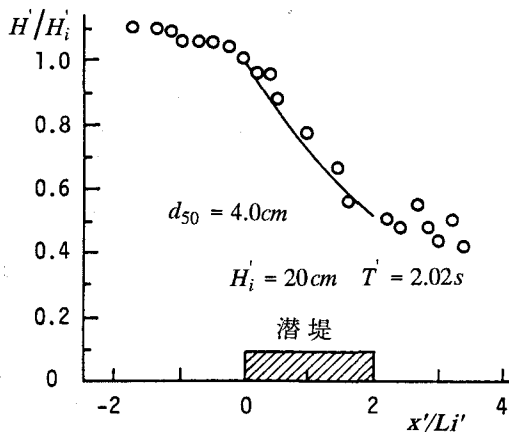


図-2 0 潜り堤上の波高変化（砕波）

図-19に示す入射波高が10cmの場合)は入射波は潜堤上で碎波はせず、図-20に示す場合は碎波する。この潜堤上での碎波限界については、永井ら(1975)、樫木ら(1989)が実験的な検討を行っている。また、それぞれの図中には、潜堤天端沖側端で測定された波高を入射波高として先に述べた方法で波高減衰率を計算した結果も実線で示してある。ただし、潜堤沖側端で碎波が生ずる場合は、碎波によるエネルギー逸散を考慮した波高減衰計算を行った。

これらの図を比較して明らかなように、潜堤上で碎波しない場合(図-19)の潜堤通過後の透過率はほぼ0.6であり、これは潜堤上で碎波する場合の透過率0.5と大差はない。計算された波高減衰も同様の傾向を示している。したがって、天端幅が十分に長い潜堤であれば、天端上で碎波が生じなくても十分に波浪制御効果を持つことがわかる。

なお、波高変化の計算に用いた碎波によるエネルギー逸散は、波高の2乗に比例する形で表現した。図-20に示されるように、碎波が生ずる場合の計算結果においても非碎波の場合に比較して波高減衰率に顕著な差が生じない原因は、透水性によりすでに十分な波高減衰が生じ、結果的に碎波によるエネルギー逸散率が小さく推定されるためである。

4. あとがき

透水層内の非定常流体運動に対して、実験室スケールでの透水試験結果に基づいて定式化を行った。その結果を用いて、透水層上の波高減衰に及ぼす透水性(透水係数、乱流抵抗係数、付加質量係数等)の影響を明らかにし、主として実験室内の規則波を対象とした実験によってその妥当性の検討を行った。また、潜堤の波高制御機能についてもその機構の一部を明らかにした。しかし、現地の波浪は不規則で、さらに、現地で施工される潜堤の透水性は実験室で扱うことができる透水層の透水性とは明らかに異なる。今後さらにこれらの点について現地実測も含めた詳細な検討が必要である。

参考文献

- 井島武士,1974: 有限水深域の構造物及び浮体による波の変形(2次元及び3次元問題)、1974年度水工学に関する夏期研修会講義集、B-3。
- 磯部雅彦・芝和彦・C. Cruz・渡辺晃,1991: 透過潜堤による非線形波浪変形について、海岸工学論文集、第38巻、pp.551-555。
- 井田康夫・樫木亨・須貝輝博,1994: 超高速ビデオカメラを用いた透過性構造物内部の流体運動可視化に関する実験、海洋開発論文集、Vol.10、pp.307-312。
- 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。
- 京藤敏達・佐藤宏通・西村仁嗣・椎貝博美,1994: 多孔質防波堤内の水面波の構成方程式とその問題点、土木学会論文集、No.485/II-26、pp.103-110。
- 近藤俊郎,1981: 直立消波構造物の水理特性、1981年度水工学に関する夏期研修会講義集、B-1。
- 樫木亨・出口一郎・岡原義典,1989: 幅底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。
- 首藤伸夫,1976: 非線形長波の変形、第21回海岸工学講演会論文集、pp.57-64。
- 首藤伸夫,1978: 海岸構造物からの波の反射、1978年度水工学に関する夏期研修会講義集、B-2。
- 田中則男,1976: 天端幅の広い潜堤の波浪減殺及び砂浜安定効果について、第23回海岸工学講演会論文集、pp.152-157。
- 田淵幹修・滝川清,1978: 透過性構造物の流体抵抗について、第25回海岸工学講演会論文集、.402-406。
- 出口一郎・樫木亨・白谷宏司,1989: 透水層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。
- 出口一郎・樫木亨・水野立,1992: 透水層表面の協会摩擦の推定と透水層上の波変形に対する線形波動理論の

適用限界、海岸工学論文集、第39巻、pp.596-600.

中村充・大西亮一,1974: 波動下における海底砂層内の浸透、農業土木試験場報告、第12号.

永井莊七郎・小田一紀・倉田克彦,1975: 大水深緩斜面捨石潜堤に関する研究、第22回海岸工学講演会論文集、pp.409-414.

間瀬肇・竹原憲・酒井哲郎・喜岡渉,1994: 波状透水層上の波動方程式とBragg散乱、土木学会論文集、No.485/II-26、pp.95-102.

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.

Ahmed, M and D.K Sunada,1969: Non-linear flow in Porous media, Proc. ASCE, J. of Hyd. Div. Vol.95, No.HY6, pp.1847-1857.

Dagan, G.,1979: The generalization of Darcy's law for uniform flow, Water Resour. Res., 15, pp.1-17.

Engelund, F.,1953: On the laminar and turbulent flows of ground water through homogeneous sand, Trans. of Danish Academy of Technical Sciences, Vol.3, No.4.

Ijima, T., C.R. Chou and Y. Yoshida,1976: Method of analysis of two-dimensional water wave problems, Proc. 15th Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp.2717-2736.

Liu, P.L.F. and R.A. Dalrymple,1984: The damping of gravity water waves due to percolation, Coastal Eng., Vol. 8, No.1 pp.33-49.

Madsen, O.S. and S.M. White,1975: Reflection and transmission characteristics of porous rubble mound breakwaters, Ralf Parsons, Lab., M.I.T., Rept. No.207, 183p.

Read, R.O. and K. Kajiura,1957: On the damping of gravity waves over a permeable sea bed, Trans. A.G.U., 38, pp.662-666.

Shuto, N. and H. Hashimoto,1970: Hydraulic resistance of artificial concrete blocks, Coastal Eng. in Japan, Vol.13, pp.43-50.

Sleath, J.F.A.,1970: Wave-induced pressures in the sea beds of sand, Proc. ASCE, J. of Hyd. Div., Vol.96, No.HY2, pp.367-378.

Sollitt, C. K and R.M. Cross,1972: Wave reflection and transmission at permeable breakwater, Ralf Parsons Lab., M.I.T., Rept. No.147, 235p.

Ward, J.C.,1964: Turbulent flow in porous media, Proc. ASCE, J. of Hyd. Div., Vol.90, No.HY5, pp.1-12.

Write, D.E.,1968: Nonlinear flow through granular media, Proc. ASCE, J. Hyd. Div., Vol.94, No.HY4, pp.851-872.