

# 透水層上の長波方程式と透過潜堤への適用性について

喜岡 渉\*・甲斐宏典\*\*・平岡慎司\*\*

## 1. はじめに

透水層上の波の伝播変形を正確に予測することは、透過潜堤の機能評価や透水性を有する海底地盤上の波変形を検討する上でも重要である。泉宮・遠藤(1989)やSomchaiら(1989)は透水層における緩勾配方程式を導き、透過潜堤による波高減衰に対する予測精度の検討を行っている。間瀬ら(1994)は、彼らの緩勾配方程式では水深変化が急な透水地形に対しては理論上適用できなくなることから、波長と同じスケールで層厚が空間的に変化する透水層上の波動方程式を導き、Bragg 共鳴反射に及ぼす透水性の影響を調べている。一方、磯部ら(1991)は、透過潜堤による波変形解析には透水層によるエネルギー逸散に加えて非線形性に起因する波の分裂現象が重要な要素となることから、透水層上の非線形長波方程式へと理論の拡張を試みている。透過潜堤背後の波形について詳細な検討を加えているが、理論は波の分裂現象を十分に説明できるものにはなっていない。

本研究は、透過潜堤や変動の空間スケールが波長と同じオーダーであるような透水地盤上の波変形の解析に適用可能な非線形長波方程式を導き、透過潜堤による波浪変形解析に対する適用性について検討を加えるものである。得られた方程式は、磯部ら(1991)と同様に3元連立の非線形偏微分方程式であるが、透水層内の流速を0とすると磯部らの式は一定水深下での Boussinesq 方程式に一致するのに対し、ここに示す式は水深変化を考慮した Peregrine (1967) の式と一致する。

## 2. 基礎方程式

断面2次元において、図-1に示すように流体の領域と透水層の領域を考える。透水層下には水平な不透層を仮定する。不透層までの全水深は一定で  $h_0$  とし、透水層までの水深は  $h(x)$  とする。透水層の層厚は  $h_0 - h(x)$  で表されることになる。

透水層上の水の層における基礎方程式は、通常の波動

場と同じもので、速度ポテンシャル  $\Phi(x, z, t)$  および水位変動  $\zeta(x, t)$  に対して、次のラプラス方程式、自由表面における運動学および力学的境界条件式として与えられる。

$$\Phi_{xx} + \Phi_{zz} = 0 \quad (-h < z < \zeta) \dots\dots\dots (1)$$

$$\zeta_t + \Phi_x \zeta_x = \Phi_z \quad (z = \zeta) \dots\dots\dots (2)$$

$$\Phi_t + g\zeta + \frac{1}{2}(\Phi_x^2 + \Phi_z^2) = 0 \quad (z = \zeta) \dots\dots\dots (3)$$

透水層内の流体運動は、非圧縮性流体を仮定し、非定常流体運動に拡張された Dupuit-Forchheimer 形の抵抗則を用いると、次の運動方程式で記述される (Sollitt・Cross, 1972)。

$$\frac{\tau}{\lambda} \frac{Dv}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla(p + \rho g z) - \frac{\nu}{K_p} v - \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} |v| v \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 $\lambda$  は空隙率、 $\kappa$  を付加質量係数として  $\tau$  は  $\tau = 1 + \kappa(1 - \lambda)$  で表される質量係数、 $v$  は流量流速ベクトル、 $\rho$  は水の密度、 $p$  は水圧、 $\nu$  は動粘性係数、 $K_p$  は透水係数、 $C_f$  は乱流抵抗係数である。ここで、透水層内の流れを渦なし流れと仮定すると、流量流速に対して速度ポテンシャル  $\Psi(x, z, t)$  が存在し、次のラプラス方程式と不透層上での鉛直方向流速の境界条件式を満足する関数として定義することができる。

$$\Psi_{xx} + \Psi_{zz} = 0 \quad (-h_0 < z < -h) \dots\dots\dots (5)$$

$$\Psi_z = 0 \quad (z = -h_0) \dots\dots\dots (6)$$

さらに、水の層と透水層の境界面において、法線方向流量流速と圧力が連続になる条件が課せられる。圧力についての境界条件を圧力勾配について表すとすると、接続

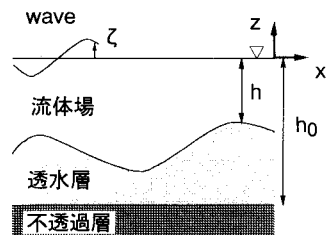


図-1 座標系と記号の定義

\* 正会員 Ph.D. 名古屋工業大学教授 工学部社会開発工学科  
 \*\* 学生会員 名古屋工業大学大学院 工学研究科

条件はそれぞれ次式で与えられる。

$$\Phi_z + h_x \Phi_x = \Psi_z + h_x \Psi_x \quad (z = -h) \dots\dots\dots (7)$$

$$\begin{aligned} & \nabla \left[ \Phi_t + \frac{1}{2} (\Phi_x^2 + \Phi_z^2) \right] \\ &= \frac{\tau}{\lambda} \nabla \left[ \Psi_t + \frac{1}{2\lambda} (\Psi_x^2 + \Psi_z^2) \right] + \frac{\nu}{K_p} \nabla \Psi \\ &+ \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} \sqrt{\Psi_x^2 + \Psi_z^2} \nabla \Psi \quad (z = -h) \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

3. 長波方程式の誘導

基礎方程式の各式を、代表周波数  $\omega$ 、代表振幅  $a_0$  および代表水深  $h_0$  についての次の無次元量を用いて表す。

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{\omega}{\sqrt{g h_0}} x, & z' &= \frac{z}{h_0}, & t' &= \omega t \\ \Phi' &= \frac{\omega}{a_0 g} \Phi, & \Psi' &= \frac{\omega}{a_0 g} \Psi \\ \zeta' &= \frac{\zeta}{a_0}, & p' &= \frac{p}{\rho g h_0}, & h' &= \frac{h}{h_0} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

表示を簡潔にするために、無次元量を示す'を以下では省略して表すと、水層部では、

$$\mu^2 \Phi_{xx} + \Phi_{zz} = 0 \quad (-h < z < \varepsilon \zeta) \dots\dots\dots (10)$$

$$\mu^2 (\zeta_t + \varepsilon \Phi_x \zeta_x) = \Phi_z \quad (z = \varepsilon \zeta) \dots\dots\dots (11)$$

$$\mu^2 (\Phi_t + \zeta) + \frac{1}{2} \varepsilon (\mu^2 \Phi_z^2 + \Phi_z^2) = 0 \quad (z = \varepsilon \zeta) \dots\dots\dots (12)$$

透水層では、

$$\mu^2 \Psi_{xx} + \Psi_{zz} = 0 \quad (-1 < z < -h) \dots\dots\dots (13)$$

$$\Psi_z = 0 \quad (z = -1) \dots\dots\dots (14)$$

接続条件式として、

$$\Phi_z + \mu^2 h_x \Phi_x = \Psi_z + \mu^2 h_x \Psi_x \quad (z = -h) \dots\dots\dots (15)$$

$$\begin{aligned} & \nabla \left[ \Phi_t + \frac{1}{2} \varepsilon \left( \Phi_x^2 + \frac{1}{\mu^2} \Phi_z^2 \right) \right] \\ &= \frac{\tau}{\lambda} \nabla \left[ \Psi_t + \frac{1}{2\lambda} \varepsilon \left( \Psi_x^2 + \frac{1}{\mu^2} \Psi_z^2 \right) \right] \\ &+ \frac{\nu}{K_p} \nabla \Psi + \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} \varepsilon \sqrt{\Psi_x^2 + \frac{1}{\mu^2} \Psi_z^2} \nabla \Psi \\ &\quad (z = -h) \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

の各式を得る。上式 (10)~(16) に対する Boussinesq 方程式型の長波近似式は、次の二つのパラメーター

$$\mu^2 = \frac{\omega^2 h_0}{g}, \quad \varepsilon = \frac{a_0}{h_0} \dots\dots\dots (17)$$

が  $O(\mu^2) = O(\varepsilon) \ll 1$  という条件下で、Mei・Méhauté (1966) ならびに Flaten・Rygg (1991) と同様な摂動法を用いることによって導くことができる。

すなわち、まず  $\Phi$  および  $\Psi$  を鉛直座標について次式のように展開する。

$$\Phi(x, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} [z + h(x)]^n \Phi_n(x, t) \dots\dots\dots (18)$$

$$\Psi(x, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} (z+1)^n \Psi_n(x, t) \dots\dots\dots (19)$$

次に、上式 (18)、(19) をそれぞれラプラス方程式 (10)、(13) に代入すると、次の漸化式が得られる。

$$\begin{aligned} \Phi_{n+2} &= -\frac{\mu^2 (\Phi_n)_{xx} + \mu^2 (n+1) h_{xx} \Phi_{n+1} + 2\mu^2 (n+1) h_x (\Phi_{n+1})_x}{(n+1)(n+2)(1 + \mu^2 h_x^2)}, \\ &\quad n = 0, 1, 2, \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

$$\Psi_{n+2} = -\frac{\mu^2 (\Psi_n)_{xx}}{(n+1)(n+2)}, \quad n = 0, 1, 2, \dots\dots\dots (21)$$

ここで、境界条件式 (14) を用いると  $\Psi_1 = 0$  が成り立つことから、 $\Psi_n$  の奇数番目の項は全て 0 となり、偶数項は次式のように表される。

$$\Psi_{2n} = \frac{(-1)^n \mu^{2n} (\Psi_0)_{2n}^{2n}}{(2n)!}, \quad n = 1, 2, 3, \dots\dots\dots (22)$$

式 (20) と (23) を流速についての接続条件式 (15) に代入すると、 $\Phi_1$  と  $\Phi_0$ 、 $\Psi_0$  に関する次の関係式を得る。

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= -\frac{\mu^2}{1 + \mu^2 h_x^2} [h_x (\Phi_0)_x + (1-h) (\Psi_0)_{xx} - h_x (\Psi_0)_x] \\ &+ \frac{\mu^4}{1 + \mu^2 h_x^2} \left[ \frac{(1-h)^3}{6} (\Psi_0)_{xxxx} - \frac{(1-h)^2}{2} h_x (\Psi_0)_{xxx} \right] + O(\mu^6) \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

上式 (23) および式 (20)、(21) を用いて  $\Phi_n$ 、 $\Psi_n$  のオーダーを考えると、 $\Phi_0 = O(1)$ 、 $\Psi_0 = O(1)$  であることから  $\Phi_1 = O(\mu^2)$ 、 $\Phi_2 = O(\mu^2)$ 、 $\Phi_3 = O(\mu^4)$ 、 $\Phi_4 = O(\mu^4)$  および  $\Psi_2 = O(\mu^2)$ 、 $\Psi_4 = O(\mu^4)$  であることがわかる。式 (11) の右辺は  $\mu^2$  で乗じられていることから、 $\Phi_n$  としては  $O(\mu^4)$  まで、すなわち  $\Phi_0 \sim \Phi_4$  までとればよいことになる。 $\Phi_1 \sim \Phi_4$  は式 (20) と (23) を用いると  $\Phi_0$ 、 $\Psi_0$  のみの式で表され、 $\Phi_1$  に対しては次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= -\mu^2 [h_x (\Phi_0)_x + (1-h) (\Psi_0)_{xx} - h_x (\Psi_0)_x] \\ &+ \mu^4 \left\{ h_x^2 [h_x (\Phi_0)_x + (1-h) (\Psi_0)_{xx} - h_x (\Psi_0)_x] \right. \\ &+ \left. \frac{(1-h)^3}{6} (\Psi_0)_{xxxx} - \frac{(1-h)^2}{2} h_x (\Psi_0)_{xxx} \right\} + O(\mu^6) \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

$\Phi_2 \sim \Phi_4$  に対する表示式はここでは省略する。

ここで  $\Phi_0$  と  $\Psi_0$  の  $x$  微分をとり、水の層の底面流速  $u_0$  と透水層の底面流量流速  $U_0$  を導入する。

$$u_0 = (\Phi_0)_x, \quad U_0 = (\Psi_0)_x \dots\dots\dots (25)$$

自由表面の運動学的境界条件式 (11) に  $\Phi_4$  までの展開式を代入し、変数として  $u_0$  と  $U_0$  をとると、 $O(\varepsilon)$  でかつ  $O(\mu^2)$  まで考慮することにより次元量表示で次式を得る。

$$\begin{aligned} & \zeta_t + [(\zeta + h)u_0]_x + [(h_0 - h)U_0]_x \\ &= \left( h_x^3 + 3hh_x h_{xx} + \frac{1}{2}h^2 h_{xxx} \right) (u_0 - U_0) \\ &+ \left( 3hh_x^2 + \frac{3}{2}h^2 h_{xx} \right) (u_0 - U_0)_x \\ &+ (h_x^2 - 2hh_x^2 + hh_{xx} - h^2 h_{xxx})(U_0)_x \\ &+ \frac{3}{2}h^2 h_x (u_0)_{xx} - \left( \frac{1}{2}h_x - 3hh_x + 4h^2 h_x \right) (U_0)_{xx} \\ &+ \frac{1}{6}h^3 (u_0)_{xxx} + \frac{1}{6}(h_0 - h)(h_0^2 - 2hh_0 + 4h^2)(U_0)_{xxx} \\ & \dots \dots \dots (26) \end{aligned}$$

力学的境界条件式(12)についても勾配をとって同様に次元量で表すと次式を得る。

$$\begin{aligned} & (u_0)_t + u_0(u_0)_x + g\zeta_x \\ &= (hh_x)_x (u_0 - U_0)_t + 2hh_x (u_0 - U_0)_{xt} \\ &+ h_x(h_0 - h)(U_0)_{xt} + \frac{1}{2}h^2 (u_0)_{xxt} \\ &+ h(h_0 - h)(U_0)_{xxt} \dots \dots \dots (27) \end{aligned}$$

境界条件としては圧力に関する接続条件式(16)が残されており、次元量では次式で表される。

$$\begin{aligned} & (u_0)_t + u_0(u_0)_x \\ &= \frac{\tau}{\lambda} \left[ (U_0)_t - \frac{1}{2}(h_0 - h)^2 (U_0)_{xxt} + \frac{1}{\lambda} U_0 (U_0)_x \right] + \frac{\nu}{K_p} \\ & \cdot \left[ U_0 - \frac{1}{2}(h_0 - h)^2 (U_0)_{xxt} \right] + \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} |U_0| U_0 \dots (28) \end{aligned}$$

上式(26)、(27)および(28)が未知量  $\zeta, u_0, U_0$  に対する3元連立偏微分方程式である。透水層の底面流量流速  $U_0$  を0として不透過底面上の方程式に書き直すと、上式(26)、(27)は Mei・Méhauté (1966) によって導かれた Boussinesq 方程式と一致する。変数として底面流速  $u_0, U_0$  が用いられているため、透水層表面の境界層を組み込んだ理論への拡張に際しては有利であるが、空間の3階微分項を含むために数値計算上は取り扱い難い方程式となっている。

そこで、底面流速  $u_0, U_0$  の代わりに次式で定義される水深平均流速  $u, U$  を導入する。

$$u = \frac{1}{h} \int_{-h}^{\epsilon} \Phi_x dz \quad U = \frac{1}{1-h} \int_{-1}^{-h} \Psi_x dz \dots \dots \dots (29)$$

このとき、

$$\begin{aligned} u_0 &= u + \mu^2 \left[ \left( h_x^2 + \frac{1}{2}hh_{xx} \right) (u - U_0) + hh_x (u - U_0)_x \right. \\ &+ h_x(1-h)(U_0)_x + \frac{1}{6}h^2 u_{xx} + \frac{1}{2}h(1-h)(U_0)_{xx} \\ &+ O(\mu^4) \dots \dots \dots (30) \end{aligned}$$

$$U_0 = U + \frac{1}{6}\mu^2(1-h)^2 U_{xx} + O(\mu^4) \dots \dots \dots (31)$$

の関係が成り立つので、式(26)~(28)はそれぞれ次元量で次のように書き換えられる。

$$\zeta_t + [(\zeta + h)u]_x + [(h_0 - h)U]_x = 0 \dots \dots \dots (32)$$

$$\begin{aligned} u_t + uu_x + g\zeta_x &= \frac{1}{2}hh_{xx}(u - U)_t + hh_x(u - U)_{xt} \\ &+ \frac{1}{3}h^2 u_{xxt} + \frac{1}{2}h(h_0 - h)U_{xxt} \dots (33) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} u_t + uu_x + \left( h_x^2 + \frac{1}{2}hh_{xx} \right) (u - U)_t + hh_x(u - U)_{xt} \\ + \frac{1}{6}h^2 u_{xxt} + h_x(h_0 - h)U_{xt} + \frac{1}{2}h(h_0 - h)U_{xxt} \\ = \frac{\tau}{\lambda} \left[ U_t - \frac{1}{3}(h_0 - h)^2 U_{xxt} + \frac{1}{\lambda} UU_x \right] \\ + \frac{\nu}{K_p} \left[ U - \frac{1}{3}(h_0 - h)^2 U_{xx} \right] + \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} |U| U \dots (34) \end{aligned}$$

上式(32)、(33)から透水層の  $U$  の寄与分を省略すると、方程式は水深変動を考慮した Boussinesq 方程式である Peregrine (1967) の方程式に一致する。

また、 $O(\mu^2) \rightarrow 0$  として式(32)~(34)から分散項を無視した有限振幅長波方程式を導くと、次式を得る。

$$\zeta_t + [(\zeta + h)u]_x + [(h_0 - h)U]_x = 0 \dots \dots \dots (35)$$

$$u_t + uu_x + g\zeta_x = 0 \dots \dots \dots (36)$$

$$u_t + uu_x = \frac{\tau}{\lambda} \left( U_t + \frac{1}{\lambda} UU_x \right) + \frac{\nu}{K_p} U + \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} |U| U \dots \dots \dots (37)$$

すなわち、分散項を無視すると、透水層の影響は運動方程式(36)に直接は入らなくなる。

#### 4. 数値計算法

式(32)~(34)を空間に対しては中央差分を、時間に対しては前進差分を用い差分化し、予測・修正法により数値計算を行った。沖側境界では、計算条件として与えられるアーセル数  $U_r = \epsilon/\mu^2$  に対応する第1次近似のクノイド波を入射させるとともに、計算領域からの反射波については線形長波方程式を用いて透過条件を与えた。また、岸側境界では進行波のみを考え、線形長波を仮定して同様に自由透過の条件を課した。

計算にあたっては、透水層までの水深  $h$  は  $h = ax$  ( $a$ : 透水層の勾配)で与えられるものとして、式中の  $h_{xx}$  の項は全て省略した。空間および時間のきざみをそれぞれ  $\Delta x, \Delta t$  とし、計算手順を  $(i\Delta x, n\Delta t)$  についての差分式で示すと以下のようなものである。すなわち、まず次の連続式により予測子  $(\zeta^*)^{n+1}$  を求める。

$$\begin{aligned} & \frac{(\zeta^*)^{n+1} - \zeta_i^n}{\Delta t} + (\zeta_i^n + h_i) \frac{u_{i+1}^n - u_{i-1}^n}{2\Delta x} \\ &+ u_i^n \left( \frac{\zeta_{i+1}^n - \zeta_{i-1}^n}{2\Delta x} + a_i \right) - a_i U_i^n \\ &+ (h_{0i} - h_i) \frac{U_{i+1}^n - U_{i-1}^n}{2\Delta x} = 0 \dots \dots \dots (38) \end{aligned}$$

次に、次式と式(34)に対し同様にたてた差分式で与えら

れる2元連立方程式を陰的に解いて  $u^{n+1}$ ,  $U^{n+1}$  を求める。

$$\begin{aligned} & \frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + u_i^n \frac{u_{i+1}^{n+1} - u_{i+1}^n + u_{i-1}^{n+1} - u_{i-1}^n}{4\Delta x} \\ & + g \frac{(\zeta^*)_{i+1}^{n+1} - (\zeta^*)_{i-1}^{n+1} + \zeta_{i+1}^n - \zeta_{i-1}^n}{4\Delta x} \\ & = \alpha_i h_i \left( \frac{u_{i+1}^{n+1} - u_{i-1}^{n+1} - u_{i+1}^n + u_{i-1}^n}{2\Delta x \Delta t} \right. \\ & \quad \left. - \frac{U_{i+1}^{n+1} - U_{i-1}^{n+1} - U_{i+1}^n + U_{i-1}^n}{2\Delta x \Delta t} \right) \\ & + \frac{1}{3} (h_i)^2 \left( \frac{u_{i+1}^{n+1} - 2u_{i+1}^n + u_{i+1}^{n-1} - u_{i+1}^n + 2u_i^n - u_{i-1}^n}{\Delta x^2 \Delta t} \right) \\ & + \frac{1}{2} h_i (h_{0i} - h_i) \\ & \cdot \left( \frac{U_{i+1}^{n+1} - 2U_{i+1}^n + U_{i+1}^{n-1} - U_{i+1}^n + 2U_i^n - U_{i-1}^n}{\Delta x^2 \Delta t} \right) \\ & \dots \dots \dots (39) \end{aligned}$$

ただし、透水層両端での  $U$  の境界値は未定であるため、透水層の沖側および岸側境界における  $U$  の差分化にはそれぞれ前進公式、後退公式を用いた。最後に、 $u^{n+1}$ ,  $U^{n+1}$  を用いて再び連続式を解き、修正子  $\zeta_i^{n+1}$  を求める。

$$\begin{aligned} & \frac{\zeta_i^{n+1} - \zeta_i^n}{\Delta t} + (\zeta_i^n + h_i) \frac{u_{i+1}^{n+1} - u_{i-1}^{n+1} + u_{i+1}^n - u_{i-1}^n}{4\Delta x} \\ & + \frac{u_i^{n+1} + u_i^n}{2} \left( \frac{\zeta_{i+1}^{n+1} - \zeta_{i-1}^{n+1}}{2\Delta x} + \alpha_i \right) - \alpha_i \frac{U_{i+1}^{n+1} + U_{i-1}^n}{2} \\ & + (h_{0i} - h_i) \frac{U_{i+1}^{n+1} - U_{i-1}^{n+1} + U_{i+1}^n - U_{i-1}^n}{4\Delta x} = 0 \dots \dots (40) \end{aligned}$$

5. 透過潜堤への適用

透過潜堤による波変形解析に対する透水層上の Boussinesq 方程式の適用性を調べるため、模型実験結果との比較を行った。ここでは、潜堤上の碎波によるエネルギー減衰は考慮していないので、非碎波の実験結果に限って検討を進めた。

図-2 に比較に用いた捨石潜堤模型を示す。波によって捨石が移動しないように金網でおおった潜堤模型を水平床上に設置してある。入射波の波高  $H_i$  はほぼ3cmで一定とし、周期  $T$  を変化させて各点の波形を測定した。

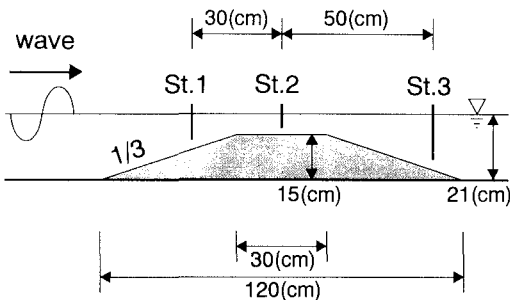
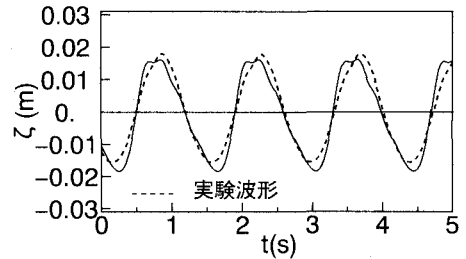


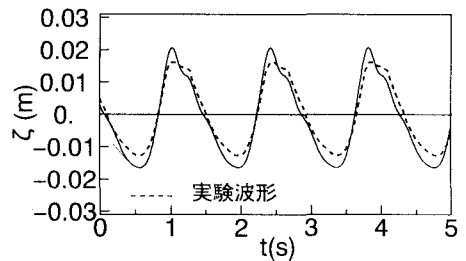
図-2 透過潜堤の模型

捨石の平均粒径は  $d=2.5$  cm で、空隙率  $\lambda=0.4$  である。

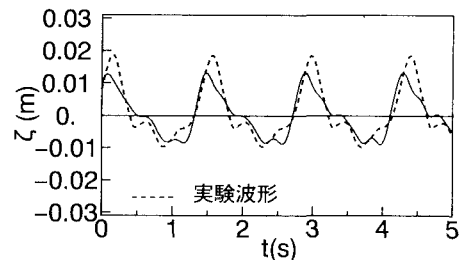
入射波の周期  $T=1.4$  s のケースについて各点の波形を比較した結果を図-3 に示す。計算に必要な係数  $K_p$ ,  $C_f$  は、 $d$  と  $\lambda$  の値を用いて Madsen (1974) による表から読み取り、 $K_p=1.82 \times 10^{-7} \text{ m}^2$  および  $C_f=0.295$  とした。なお、動粘性係数は  $\nu=1.3 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  とし、付加質量の効果は無視して  $\tau=1.0$  とした。計算波形は潜堤背後で前後非対称性が大きく現れているものの、実験結果と比較



(a) St.1



(b) St.2



(c) St.3

図-3 各点の波形の比較 ( $T=1.4$  s,  $H_i=3$  cm)

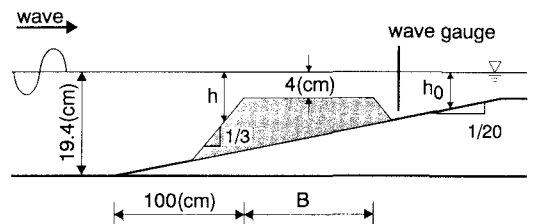


図-4 透過潜堤の模型 (磯部ら, 1991)

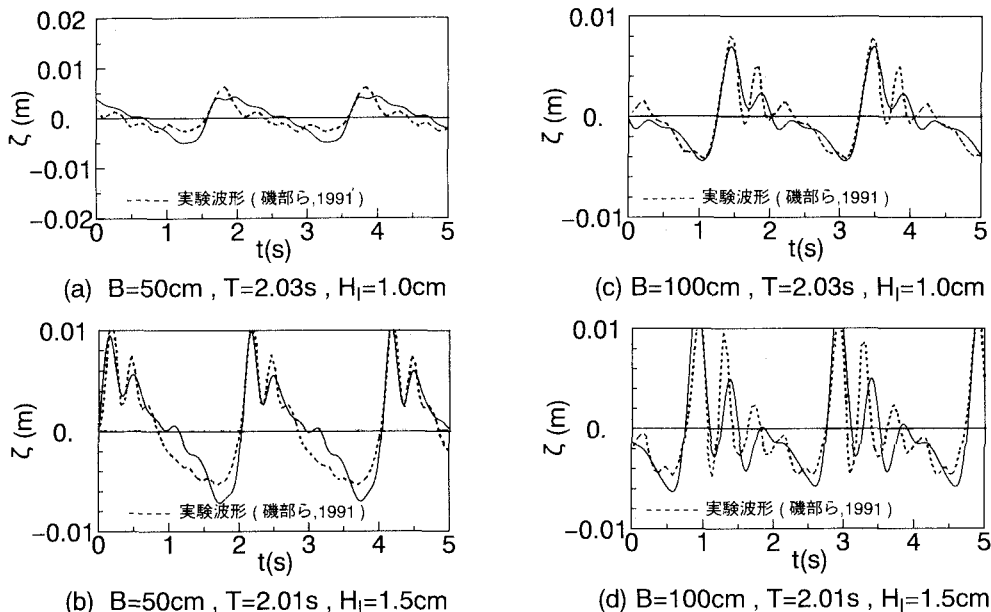


図-5 潜堤背後の分裂波形の比較

的良く一致している。

この実験では著しい分裂現象は現れなかったため、次に強い分裂が見られた磯部ら (1991) の実験結果との比較を行った。彼らの実験に用いられた潜堤模型を図-4に示す。潜堤の構成材料の粒径は小さく、平均粒径で  $d=6\text{ mm}$  であり、空隙率は  $\lambda=0.2$  である。この条件に合う  $K_p$  と  $C_f$  の値は Madsen (1974) からは読み取ることができないので、磯部ら (1991) に従って過去の実験結果に基づき  $K_p=3.77 \times 10^{-7} \text{ m}^2$  および  $C_f=0.332$  とした。その他の条件は図-2の計算と同様で、 $\nu=1.3 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  および  $r=1.0$  である。

図-5に潜堤沖側法面先における計算波形を実験波形とともに示す。実験結果からは波の位相が明らかでない。計算結果との比較にあたっては波頂の位相が合うように計算波形を調整した。分裂波形については主峰を除くと計算波形の変動はいくぶん小さく抑えられているものの全体的な波形の再現性は良い。

## 6. おわりに

透水層上の長波方程式として、透水層厚の変動を考慮した Boussinesq 方程式と有限振幅長波方程式を導いた。Boussinesq 方程式としては、水層および透水層の底面流速を変数とした方程式系と、それぞれの層での平均流速を用いた全く等価な方程式系の2種類を導き、透水層の影響を無視するとそれぞれ Mei・Méhauté (1966) および Peregrine (1967) の方程式と一致することを示した。平均流速で定義した Boussinesq 方程式を用いて数値

計算を行い、透過潜堤による波変形を解析した。計算結果を実験結果と比較したところ、分裂波形も含めて両者は良く一致しており、透過潜堤に対する従来の理論モデルと比べて適用性は改善されることが明らかになった。

なお、本研究は(財)豊田理化学研究所からの研究助成金によったことを付記し、感謝の意を表す。

## 参考文献

泉宮尊司・遠藤雅人 (1989): 潜堤およ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. 638-642.  
 磯部雅彦・芝和彦・Eric Cruz 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.  
 間瀬 肇・竹葉 憲・酒井哲郎・喜岡 涉 (1994): 波状透水層上の波動方程式と Bragg 散乱解析, 土木学会論文集, No. 485/II-26, pp. 95-102.  
 Somchai, R.・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.  
 Flaten, G. and B. Rygg (1991): Dispersive shallow water waves over a porous sea bed, Coastal Eng., Vol. 15, pp. 347-369.  
 Madsen, O. S. (1974): Wave transmission through porous structures, Proc. of ASCE, Vol. 100, No. WW 3, pp. 169-188.  
 Mei, C. C. and B. LeMéhauté (1966): Notes on the equations of long waves over an uneven bottom, J. Geophys. Res., Vol. 71, pp. 393-400.  
 Peregrine, D. H. (1967): Long waves on a beach, J. Fluid Mech., Vol. 27, pp. 815-827.  
 Sollitt, C. K. and R. H. Cross (1972): Wave transmission through permeable breakwaters, Proc. 13th Int. Conf. on Coastal Eng., pp. 1827-1846.