

## 任意形状の透過性潜堤(全没水柱状体)による波の散乱

井島 武士\*・周 宗仁\*\*

## Wave Scattering by Submerged Permeable Cylinder of Arbitrary Shape

Takeshi IJIMA and C.R. CHOU

## 1. はし が き

一定水深の水域に矩形断面の透過性潜堤がある場合の波の変形と堤体に作用する流体力などについての二次元問題は、前論文<sup>1)</sup>に発表した。本文は Green 函数を用いて任意の断面形をもつ透過性潜堤(全没水柱状体)が水底に固定された場合の波の三次元問題についての理論解析の方法を述べ、計算例を示したものである。

## 2. 理論解析

一定水深  $h$  の不透水の海底上に任意断面形の一様な透過性をもつ柱状体が固定され、その上面は水平で静水面から  $qh(1 \geq q > 0)$  の深さにあつて、一定角周波数  $\sigma (=2\pi/T; T$  は周期) の正弦波が入射する場合を考える。Fig. 1 に示すように、静水面に原点  $O$ 、水平面内に  $x, y$  軸、鉛直上向きに  $z$  軸をとり、柱状体の断面形は  $xy$  平面内の閉曲線  $D$  により表わされるとする。流体域を堤外域 I, II と内域 III に分け、外域の流体運動は自由表面をもつ完全流体の微小振幅波運動、内域の運動は空けき率  $V$ 、単位質量の流体に対する抵抗は流速に比例し、その係数が  $\mu$  であるような Darcy の流れであるとすると、いずれの運動も  $\phi(x, y, z)e^{-i\sigma t}$  の形の速度ポテンシャルをもち、 $\phi$  は次の Laplace の方程式を満足する。

$$\Delta \phi = 0 \quad (2.1)$$

(1) 外域 I の速度ポテンシャル  $\phi_1(x, y, z)$ 

自由表面と水底条件および radiation condition を満足する式 (2.1) の一般解は次式で与えられる。

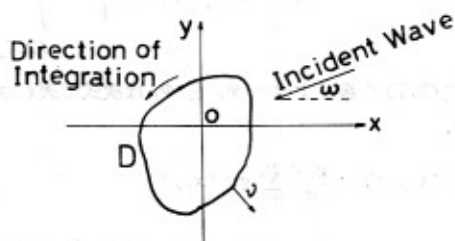
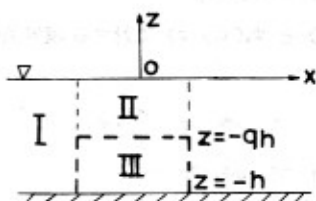


Fig. 1 Definition Sketch

$$\begin{aligned} \phi_1(x, y, z) &= \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[ (f_0(x, y) + f_1(x, y)) \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x, y) \cdot \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \right] \quad (2.2) \end{aligned}$$

上式で  $g$  は重力加速度、 $\zeta_0$  は入射波の振幅、 $k$  および  $k_n$  は次式で決まる固有値である。

$$k h \tan k h = -k_n h \tan k_n h = \sigma^2 h / g \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (2.3)$$

また  $f_0(x, y)$ ,  $f_1(x, y)$ ,  $f_2^{(n)}(x, y)$  はそれぞれ入射波、反射波および散乱波を表わし、入射波を  $x$  軸と角度  $\omega$  をなして接近する余弦波形とすると、波形は振幅を  $\zeta_0$  として

$$\zeta_1 = \zeta_0 \cos(k(x \cos \omega + y \sin \omega) + \sigma t) \quad (2.4)$$

で表わされ、これに対する速度ポテンシャルとして  $f_0(x, y)$  は次のようになる。

$$f_0(x, y) = -ie^{-i k(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} \quad (2.5)$$

また  $f_1(x, y)$   $f_2^{(n)}(x, y)$  は式 (2.1) により次の Helmholtz の方程式を満足すべき関数である。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_1}{\partial y^2} + k^2 f_1 &= 0 \\ \frac{\partial^2 f_2^{(n)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_2^{(n)}}{\partial y^2} - k_n^2 f_2^{(n)} &= 0 \quad (n=1, 2, 3, \dots) \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

(2) 堤外域 II と内域 III の速度ポテンシャル  $\phi_2(x, y, z)$ ,  $\phi_3(x, y, z)$

$\phi_2(x, y, z)$  と  $\phi_3(x, y, z)$  に対する境界条件は次のようにある。

$$\left. \begin{aligned} z=0 \quad & \text{で} \quad \partial \phi_2 / \partial z = \frac{\sigma^2}{g} \cdot \phi_2 \\ z=-h \quad & \text{で} \quad \partial \phi_3 / \partial z = 0 \\ z=-qh \quad & \text{で} \quad \partial \phi_2 / \partial z = \partial \phi_3 / \partial z \\ & \phi_2 = \beta \phi_3, \quad \beta = \frac{1+i\mu/\sigma}{V} \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

式 (2.7) を満足すべき  $\phi_2$  と  $\phi_3$  は次式で表わされる<sup>1)</sup>。

$$\phi_2(x, y, z) = \frac{g \zeta_0}{\sigma} \sum_{s=1}^{\infty} g^{(s)}(x, y) \cdot \left( \cosh \bar{k}_s z + \frac{\tau}{\lambda_s} \cdot \sinh \bar{k}_s z \right) \quad (2.8)$$

上式に式 (2.2), (2.8), (2.9) を代入して次の関係式を得る。

$$\left. \begin{aligned} (f_0(\xi, \eta) + f_1(\xi, \eta)) \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(\xi, \eta) \cdot \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \\ = \sum_{s=1}^{\infty} g^{(s)}(\xi, \eta) \cdot \left( \cosh \bar{k}_s z + \frac{\tau}{\lambda_s} \sinh \bar{k}_s z \right) & \quad -qh \leq z \leq 0 \\ = \beta \sum_{s=1}^{\infty} h(s) g^{(s)}(\xi, \eta) \cosh \bar{k}_s(h+z) & \quad -h \leq z \leq -qh \\ (\bar{f}_0(\xi, \eta) + \bar{f}_1(\xi, \eta)) \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} \bar{f}_2^{(n)}(\xi, \eta) \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \\ = \sum_{s=1}^{\infty} \bar{g}^{(s)}(\xi, \eta) \cdot \left( \cosh \bar{k}_s z + \frac{\tau}{\lambda_s} \sinh \bar{k}_s z \right) & \quad -qh \leq z \leq 0 \\ = \sum_{s=1}^{\infty} h(s) \bar{g}^{(s)}(\xi, \eta) \cdot \cosh \bar{k}_s(h+z) & \quad -h \leq z \leq -qh \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

ここで

$$\phi_3(x, y, z) = \frac{g \zeta_0}{\sigma} \sum_{s=1}^{\infty} h(s) g^{(s)}(x, y) \cdot \cosh \bar{k}_s(h+z) \quad (2.9)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} h(s) &= \frac{\cosh q \bar{\lambda}_s}{\beta \cosh q \bar{\lambda}_s} \left( 1 - \frac{\tau}{\lambda_s} \tanh q \bar{\lambda}_s \right) \\ \tau &= \sigma^2 h/g, \quad \bar{\lambda}_s = \bar{k}_s h, \quad \bar{q} = 1 - q \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

また与えられた  $\beta$  および  $\tau$  に対して  $\bar{\lambda}_s$  は次式で決まる。

$$\tau = \frac{\bar{\lambda}_s (\beta \tanh q \bar{\lambda}_s + \tanh q \bar{\lambda}_s)}{\beta + \tanh q \bar{\lambda}_s \tanh q \bar{\lambda}_s} \quad (2.11)$$

$g^{(s)}(x, y)$  は式 (2.1) により次の Helmholtz の方程式を満足すべき関数である。

$$\frac{\partial^2 g^{(s)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 g^{(s)}}{\partial y^2} + \bar{k}_s^2 g^{(s)} = 0 \quad (s=1, 2, 3, \dots) \quad (2.12)$$

(3) 幾何学的境界面 D 上における力学的連続性  
境界面 D 上の任意点においては、外域と内域の流体運動による mass flux と energy flux の連続性が成り立たねばならないため、次の関係式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \partial \phi_1 / \partial \nu &= \partial \phi_2 / \partial \nu & -qh \leq z \leq 0 \\ &= \partial \phi_3 / \partial \nu & -h \leq z \leq -qh \\ \phi_1 &= \phi_2 & -qh \leq z \leq 0 \\ &= \beta \phi_3 & -h \leq z \leq -qh \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{f}_0(\xi, \eta) &= \partial f_0(\xi, \eta) / \partial \nu, & \bar{f}_1(\xi, \eta) &= \partial f_1(\xi, \eta) / \partial \nu \\ \bar{f}_2^{(n)}(\xi, \eta) &= \partial f_2^{(n)}(\xi, \eta) / \partial \nu & \bar{g}^{(s)}(\xi, \eta) &= \partial g^{(s)}(\xi, \eta) / \partial \nu \end{aligned} \right\} \quad (2.15)$$

また  $(\xi, \eta)$  は境界  $D$  上の座標を示す。

上式で函数系  $\cosh k(h+z)$ ,  $\cos k_n(h+z)$ ,  $(n=1, 2, 3, \dots)$  が  $z=-h \sim 0$  において完全直交函数系をなすことにより, 上式各項に  $\cosh k(h+z)$  または  $\cos k_n(h+z)$  を乗じて,  $z=-h \sim 0$  において積分すると, 次の関係式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \bar{f}_1(\xi, \eta) &= \frac{\lambda_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \sum_{s=1}^{\infty} \bar{g}^{(s)}(\xi, \eta) \frac{1}{\lambda_s^2 - \lambda_0^2} e_{s01} \bar{f}_0(\xi, \eta) \\ f_1(\xi, \eta) &= \frac{\lambda_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \sum_{s=1}^{\infty} g^{(s)}(\xi, \eta) \cdot \frac{1}{\lambda_s^2 - \lambda_0^2} e_{s02} f_0(\xi, \eta) \\ \bar{f}_2^{(n)}(\xi, \eta) &= \frac{\lambda_n}{N_n \sin \lambda_n} \sum_{s=1}^{\infty} \bar{g}^{(s)}(\xi, \eta) \frac{1}{\lambda_s^2 + \lambda_n^2} e_{sn1} \\ f_2^{(n)}(\xi, \eta) &= \frac{\lambda_n}{N_n \sin \lambda_n} \sum_{s=1}^{\infty} g^{(s)}(\xi, \eta) \cdot \frac{1}{\lambda_s^2 + \lambda_n^2} e_{sn2} \end{aligned} \right\} \quad (2.16)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} e_{s01} &= d_{s0} + h(s) \cdot c_{s0} & e_{sn1} &= d_{sn} + h(s) \cdot c_{sn} \\ e_{s02} &= d_{s0} + \beta h(s) \cdot c_{s0} & e_{sn2} &= d_{sn} + \beta h(s) \cdot c_{sn} \\ d_{s0} &= a_{s0} + b_{s0} & d_{sn} &= a_{sn} + b_{sn} \\ a_{s0} &= \bar{\lambda}_s \sinh q \bar{\lambda}_s \cosh q \bar{\lambda}_0 + \lambda_0 (\cosh q \bar{\lambda}_s \sinh q \bar{\lambda}_0 - \sinh \lambda_0) \\ b_{s0} &= \frac{\gamma}{\lambda_s} \cdot \left( \cosh \lambda_0 - \cosh q \bar{\lambda}_s \cosh q \bar{\lambda}_0 - \frac{\lambda_0}{\lambda_s} \sinh q \bar{\lambda}_s \sinh q \bar{\lambda}_0 \right) \\ c_{s0} &= \bar{\lambda}_s \sinh q \bar{\lambda}_s \cosh q \bar{\lambda}_0 - \lambda_0 \cosh q \bar{\lambda}_s \sinh q \bar{\lambda}_0 \\ a_{sn} &= \bar{\lambda}_s \sinh q \bar{\lambda}_s \cos q \bar{\lambda}_n - \lambda_n (\cosh q \bar{\lambda}_s \sin q \bar{\lambda}_n - \sin \lambda_n) \\ b_{sn} &= \frac{\gamma}{\lambda_s} \cdot \left( \cos \lambda_n - \cosh q \bar{\lambda}_s \cos q \bar{\lambda}_n + \frac{\lambda_n}{\lambda_s} \sinh q \bar{\lambda}_s \sin q \bar{\lambda}_n \right) \\ c_{sn} &= \bar{\lambda}_s \sinh q \bar{\lambda}_s \cos q \bar{\lambda}_n + \lambda_n \cosh q \bar{\lambda}_s \sin q \bar{\lambda}_n \\ \lambda_0 &= kh, \quad \lambda_n = k_n h, \quad N_0 = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{2\lambda_0}{\sinh 2\lambda_0} \right), \quad N_n = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{2\lambda_n}{\sin 2\lambda_n} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

(4) Green 函数による  $f_1, f_2^{(n)}$  および  $g^{(s)}$  の表示

前論文<sup>2)</sup>に述べたように  $f_1, f_2^{(n)}$  および  $g^{(s)}$  はそれぞれ次のように与えられる。

$$f_1(x, y) = -\varepsilon \int_D \left[ f_1(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left( -\frac{1}{2} i H_0^{(1)}(kr) \right) - \left( -\frac{1}{2} i H_0^{(1)}(kr) \right) \bar{f}_1(\xi, \eta) \right] ds \quad (2.18)$$

$$f_2^{(n)}(x, y) = -\varepsilon \int_D \left[ f_2^{(n)}(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left( -\frac{1}{\pi} K_0(k_n r) \right) - \left( -\frac{1}{\pi} K_0(k_n r) \right) \bar{f}_2^{(n)}(\xi, \eta) \right] ds \quad (2.19)$$

$$g^{(s)}(x, y) = \varepsilon \int_D \left[ g^{(s)}(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left( -\frac{1}{2} i H_0^{(1)}(\bar{k}r) \right) - \left( -\frac{1}{2} i H_0^{(1)}(\bar{k}r) \right) \bar{g}^{(s)}(\xi, \eta) \right] ds \quad (2.20)$$

ここで  $r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}$

上式で点  $(x, y)$  が境界面  $D$  上にある場合  $\varepsilon=1$ , 点  $(x, y)$  が境界面  $D$  以外にある場合は  $\varepsilon = \frac{1}{2}$ 。

また任意の形の境界面  $D$  に対しては積分方程式 (2.18), (2.19), (2.20) を数値的に解かねばならない。そこで境界  $D$  を  $N$  個の短い要素  $ds_j$  に分け、おのおのの中点の座標  $(\xi_j, \eta_j)$ , ( $j=1, 2, \dots, N$ ) をもつて要素  $ds_j$  上の  $f_1(\xi, \eta)$ ,  $\bar{f}_1(\xi, \eta)$ …… の値を代表することができるようにし、上式を差分化すると、次のようになる。

$$f_1(x, y) = -\varepsilon \sum_{j=1}^N \left[ f_1(\xi_j, \eta_j) \cdot \frac{\partial}{\partial \nu} \left( -\frac{1}{2} iH_0^{(1)}(kr) \right) - \left( -\frac{1}{2} iH_0^{(1)}(kr) \right) \bar{f}_1(\xi_j, \eta_j) \right] ds_j \quad (2.21)$$

$$f_2^{(n)}(x, y) = -\varepsilon \sum_{j=1}^N \left[ f_2^{(n)}(\xi_j, \eta_j) \frac{\partial}{\partial \nu} \left( -\frac{1}{\pi} K_0(k_n r) \right) - \left( -\frac{1}{\pi} K_0(k_n r) \right) \bar{f}_2^{(n)}(\xi_j, \eta_j) \right] ds_j \quad (2.22)$$

$$g^{(s)}(x, y) = \varepsilon \sum_{j=1}^N \left[ g^{(s)}(\xi_j, \eta_j) \cdot \frac{\partial}{\partial \nu} \left( -\frac{1}{2} iH_0^{(1)}(\bar{k}_s r) \right) - \left( -\frac{1}{2} iH_0^{(1)}(\bar{k}_s r) \right) \bar{g}^{(s)}(\xi_j, \eta_j) \right] ds_j \quad (2.23)$$

更に、上式で  $\varepsilon=1$  の場合について matrix 化すると、次のようになる。

$$\{F_1\} = \{\bar{A}+I\}^{-1}\{A\}\{\bar{F}_1\} = \{H\}\{\bar{F}_1\} \quad (2.24)$$

$$\{F_2^{(n)}\} = \{\bar{C}^{(n)}+I\}^{-1}\{C^{(n)}\}\{\bar{F}_2^{(n)}\} = \{K^{(n)}\}\{\bar{F}_2^{(n)}\} \quad (2.25)$$

$$\{G^{(s)}\} = \{\bar{A}^{(s)}-I\}^{-1}\{A^{(s)}\}\{\bar{G}^{(s)}\} = \{H^{(s)}\}\{\bar{G}^{(s)}\} \quad (2.26)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \{F_1\} &= f_1(\xi_j, \eta_j), \quad \{\bar{F}_1\} = \bar{f}_1(\xi_j, \eta_j) \\ \{F_2^{(n)}\} &= f_2^{(n)}(\xi_j, \eta_j), \quad \{\bar{F}_2^{(n)}\} = \bar{f}_2^{(n)}(\xi_j, \eta_j) \quad (j=1, 2, \dots, N) \\ \{G^{(s)}\} &= g^{(s)}(\xi_j, \eta_j), \quad \{\bar{G}^{(s)}\} = \bar{g}^{(s)}(\xi_j, \eta_j) \end{aligned} \right\} \quad (2.27)$$

$$\left. \begin{aligned} \{H\} &= \{\bar{A}+I\}^{-1}\{A\} \\ \{K^{(n)}\} &= \{\bar{C}^{(n)}+I\}^{-1}\{C^{(n)}\} \\ \{H^{(s)}\} &= \{\bar{A}^{(s)}-I\}^{-1}\{A^{(s)}\} \\ I &= \text{unit matrix} \end{aligned} \right\} \quad (2.28)$$

$$\left. \begin{aligned} \{A\} &= -\frac{1}{2} iH_0^{(1)}(kr_{1j}) \cdot ds_j, \quad \{\bar{A}\} = \frac{\partial}{\partial \nu} \left( -\frac{1}{2} iH_0^{(1)}(kr_{1j}) \right) ds_j \\ \{C^{(n)}\} &= -\frac{1}{\pi} K_0(k_n r_{1j}) ds_j, \quad \{\bar{C}^{(n)}\} = \frac{\partial}{\partial \nu} \left( -\frac{1}{\pi} K_0(k_n r_{1j}) \right) ds_j \\ \{A^{(s)}\} &= -\frac{1}{2} iH_0^{(1)}(\bar{k}_s r_{1j}) ds_j, \quad \{\bar{A}^{(s)}\} = \frac{\partial}{\partial \nu} \left( -\frac{1}{2} iH_0^{(1)}(\bar{k}_s r_{1j}) \right) ds_j \end{aligned} \right\} \quad (2.29)$$

また式 (2.29) の数値計算の方法は、前論文<sup>2)</sup> の式 (4.5) に示した如くである。

(5)  $\bar{g}^{(s)}$  に関する連立一次方程式

式 (2.16) に式 (2.24), (2.25), (2.26) を代入して整理すると、次の関係式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_s^2 - \lambda_0^2} \cdot \{\bar{G}^{(s)}\} \cdot [e_{s01} \cdot \{H\} - e_{s02} \cdot \{H^{(s)}\}] &= \frac{N_0 \sinh \lambda_0}{\lambda_0} [\{H\} \cdot \{\bar{F}_0\} - \{F_0\}] \\ \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_s^2 + \lambda_n^2} \cdot \{\bar{G}^{(s)}\} \cdot [e_{sn1} \cdot \{K^{(n)}\} - e_{sn2} \cdot \{H^{(s)}\}] &= 0 \quad (n=1, 2, \dots) \end{aligned} \right\} \quad (2.30)$$

ここで  $\{F_0\} = f_0(\xi_j, \eta_j)$ ,  $\{\bar{F}_0\} = \partial f_0(\xi_j, \eta_j) / \partial \nu$  (2.31)

式 (2.30) は  $g^{(s)}$  に関する連立一次方程式である。これを解いて  $g^{(s)}$  が確定し、式 (2.16), (2.24), (2.25) 及び (2.26) により境界面  $D$  上の  $f_1, \bar{f}_1, \dots$  等が決まり、式 (2.21)~(2.22) で  $\varepsilon=1/2$  の場合により各領域の任

意点に対する  $f_1(x, y)$ ,  $f_2^{(n)}(x, y)$  および  $g^{(s)}(x, y)$  が決まる。このようにして、各領域の任意点における速度ポテンシャルが確定する。

(i) 各点での回折係数  $K_d$  は次のように決まる。

$$K_d^{(1)} = |f_0(x, y) + f_1(x, y) + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x, y)| \quad (2.32)$$

$$K_d^{(2)} = \left| \sum_{s=1}^{\infty} g^{(s)}(x, y) \right| \quad (2.33)$$

(ii) 柱状体側面に作用する流体圧力  $p_1$  は次式により計算される。

$$\frac{p_1}{\rho g \zeta_0} = i\beta e^{-i\sigma t} \sum_{s=1}^{\infty} h(s) g^{(s)}(\xi, \eta) \cdot \cosh \bar{k}_s(h+z) \quad (2.34)$$

従つて  $x$  及び  $y$  の正方向への合力  $F_x$ ,  $F_y$  は次のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{F_x}{\rho g \zeta_0 h^2} &= -i\beta e^{-i\sigma t} \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{j=1}^N \frac{1}{\lambda_s^2} \cdot h(s) g^{(s)}(\xi_j, \eta_j) \cdot \sinh \bar{q} \lambda_s d \eta_j \\ \frac{F_y}{\rho g \zeta_0 h^2} &= i\beta e^{-i\sigma t} \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{j=1}^N \frac{1}{\lambda_s^2} \cdot h(s) g^{(s)}(\xi_j, \eta_j) \cdot \sinh \bar{q} \lambda_s d \xi_j \end{aligned} \right\} \quad (2.35)$$

柱状体上面に作用する流体圧力  $p_2$  は式 (2.9) で  $z = -qh$  とし、次式により計算される。

$$\frac{p_2}{\rho g \zeta_0} = i\beta e^{-i\sigma t} \cdot \sum_{s=1}^{\infty} g^{(s)}(x, y) \cdot h(s) \cosh \bar{q} \lambda_s \quad (2.36)$$

従つて内域を  $M$  個の微小面積  $\Delta A_r$  ( $r=1, 2, \dots, M$ ) に分割し、中点の座標を  $(x_r, y_r)$  とすると、柱状体上面に作用する下向きの合力  $F_z$  は次式で与えられる。

$$\frac{F_z}{\rho g \zeta_0 h^2} = i\beta e^{-i\sigma t} \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{r=1}^M g^{(s)}(x_r, y_r) \cdot h(s) \cosh \bar{q} \lambda_s \Delta A_r \quad (2.37)$$

(iii) 堤体による散乱波の分布、即ち scattering cross section の計算は、前論文<sup>3)</sup> に述べたように、散乱強度は次式で与えられる。

$$C_i = |(f_1)_i|^2 \cdot R \cdot \Delta \theta_i \quad (2.38)$$

$$(i=1, 2, \dots, q)$$

従つて波の全散乱強度  $Q$  は次のようである。

$$Q = \sum_{i=1}^q C_i \quad (2.39)$$

散乱比  $S_i$  は

$$S_i = \frac{C_i}{Q} \times 100 \% \quad (2.40)$$

### 3. 数値計算

計算例として、長軸半径  $b$  で短軸半径  $a$  が  $0.5b$  であるような楕円柱について、 $\sigma^2 h/g = 0.5(kh=0.772)$ ,  $b/h=2.5$ ,  $q=0.2, 0.5$ ,

入射角  $\omega=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  とし、柱状体の空隙率  $V=0.5$ ,  $\mu/\sigma=1.0$ ,  $n=2$ ,  $s=3$  として計算した結果を示す。計算要素は Fig. 2 に示すように、中心角を  $16.36^\circ$  とする 22 個の要素を境界  $D$  上に配置している。

(i) 力学的連続性の検証

$\omega=45^\circ$ ,  $q=0.5$  の場合について、係数値  $f_1, \bar{f}_1, \dots$  等を式 (2.14) に代入し、計算点  $j=6$  及び  $j=17$  における  $z/h$  の種々の値について、左右両辺の値を比較すると Table-1 に示すようである。これによるとポテンシャルの連続性は 3 桁まで満たされている。流速の連続性は、特異点である  $z=-qh$  付近を除いて 2 桁まで満足されている。これは無限級数  $\sum_{s=1}^{\infty} g^{(s)}$  及

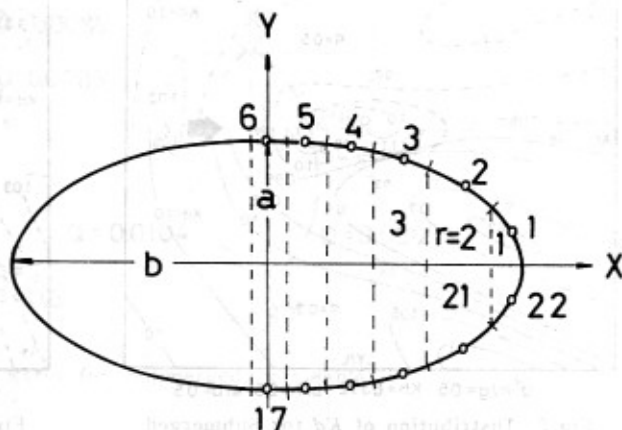


Fig. 2 Distribution of Calculation Points

Table-1 Numerical check on the continuity conditions

Potential			Velocity	
$\frac{j=6}{z/h}$	outer-region	inner-region	outer-region	inner-region
0.0	-0.5433-0.9264i	-0.5525-0.9271i	-0.5201+0.3776i	-0.4357+0.3599i
-0.2	-0.5024-0.8459i	-0.5174-0.8426i	-0.4861+0.3799i	-0.5064+0.3958i
-0.4	-0.4884-0.7847i	-0.5065-0.7821i	-0.4291+0.4040i	-0.6679+0.4910i
-0.6	-0.4978-0.7362i	-0.5105-0.7344i	-0.2730+0.3632i	-0.0645+0.3079i
-0.8	-0.5168-0.7015i	-0.5180-0.7000i	-0.0689+0.2676i	-0.0830+0.2709i
-1.0	-0.5262-0.6884i	-0.5182-0.6910i	-0.0279+0.2160i	-0.0834+0.2439i
$\frac{j=17}{z/h}$				
0.0	0.8097-0.5800i	0.8125-0.5868i	0.2710+0.5187i	0.2979+0.4730i
-0.2	0.7418-0.5220i	0.7382-0.5278i	0.1850+0.4684i	0.1735+0.4735i
-0.4	0.6923-0.4643i	0.6904-0.4737i	0.0755+0.3948i	0.0075+0.5276i
-0.6	0.6503-0.4101i	0.6490-0.4169i	0.0846+0.2687i	0.1491+0.1527i
-0.8	0.6166-0.3692i	0.6142-0.3679i	0.2013+0.1289i	0.1976+0.1349i
-1.0	0.6030-0.3537i	0.6067-0.3512i	0.2710+0.0661i	0.2240+0.1164i

び  $\sum_{n=1}^{\infty} f_n^{(n)}$  の項数がまだ足りないことによるもので、これを増すことによりさらによい一致を得ることができる。

### (ii) 波高分布

Fig. 3~6 は透過性全没水楕円柱体について  $\sigma^2 h/g = 0.5$ ,  $b/h = 2.5$ ,  $a/b = 0.5$  の場合の波高分布を示すもので、実線は  $q = 0.2$  に対するもの、破線は  $q = 0.5$  に対するものである。図に示すように、 $q = 0.5$  の場合には柱体後面の波高は大きくなる傾向がある。また

前論文<sup>4)</sup> に発表した不透過柱体の場合の波高分布図と比較すると、分るように、透過柱体の場合には、柱体上面において波高の著しい増大現象が起らない。

### (iii) 流体力

Fig. 2 に示すように、柱体上面の面積を  $M = 22$  に分割し、式 (2.35), (2.36) により計算された結果は Table-2 に示されている。

### (iv) scattering cross section

scattering cross section を計算するとき、 $R/b =$

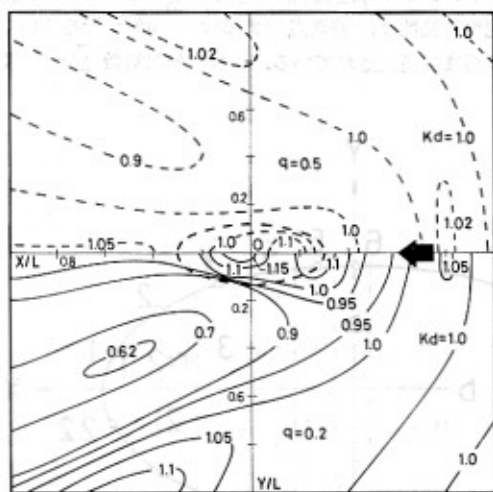


Fig. 3 Distribution of  $Kd$  for Submerged Permeable Ellipse

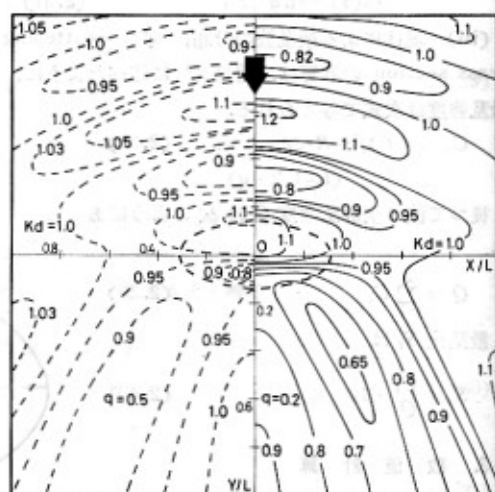


Fig. 4 Distribution of  $Kd$  for Submerged Permeable Ellipse

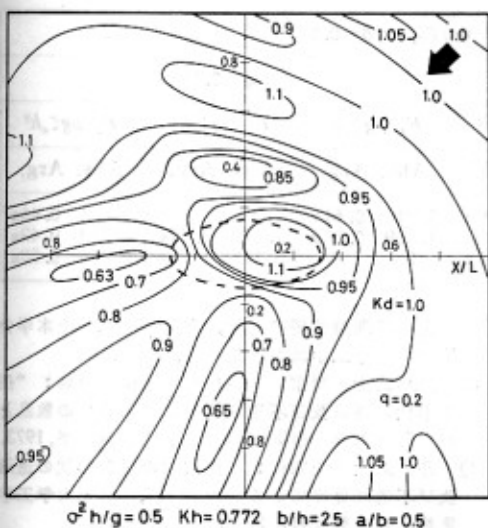
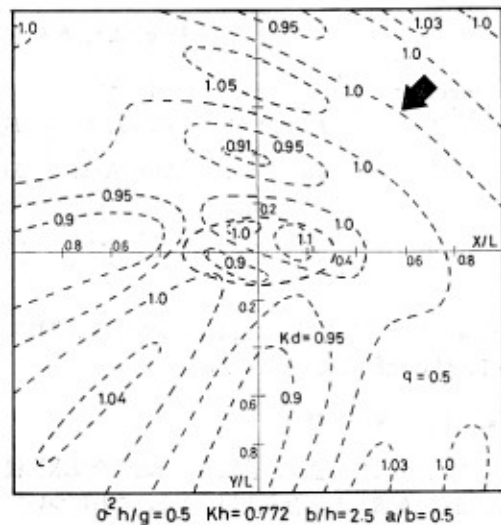
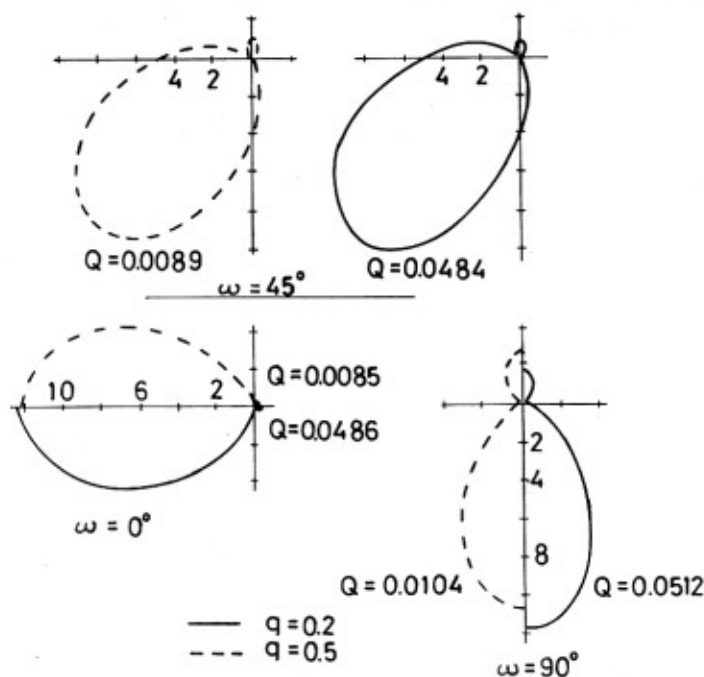
Fig. 5 Distribution of  $Kd$  for Submerged Permeable EllipseFig. 6 Distribution of  $Kd$  for Submerged Permeable EllipseFig. 7  $\sigma^2 h/g = 0.5$   $kh = 0.772$   $b/h = 2.5$   $a/b = 0.5$   
Scattering Ratio for Submerged Permeable Ellipse

Table-2 Total Forces to Submerged Permeable Ellipse

$$\sigma^2 h/g=0.5, b/h=2.5, kh=0.772, a/b=0.5$$

Incident Angle $\omega$	$q=0.2$			$q=0.5$		
	$F_x/\rho g \zeta_0 h^2$	$F_y/\rho g \zeta_0 h^2$	$F_z/\rho g \zeta_0 h^2$	$F_x/\rho g \zeta_0 h^2$	$F_y/\rho g \zeta_0 h^2$	$F_z/\rho g \zeta_0 h^2$
	Abs. Arg.	Abs. Arg.	Abs. Arg.	Abs. Arg.	Abs. Arg.	Abs. Arg.
0°	2.150 2.67 $\pi$	0 0	4.311 0.99 $\pi$	1.913 0.61 $\pi$	0 0	5.004 0.46 $\pi$
45°	1.926 0.61 $\pi$	2.391 0.70 $\pi$	5.959 1.05 $\pi$	1.659 0.53 $\pi$	1.876 0.59 $\pi$	6.278 0.42 $\pi$
90°	0 0	4.103 1.21 $\pi$	8.085 1.11 $\pi$	0 0	3.195 1.00 $\pi$	7.748 0.38 $\pi$

300,  $q=36$  として計算した結果は Fig. 7 に示されている,  $Q$  は全散乱強度を表わす.

#### 4. む す び

ここに述べた解析法は, 複数個の透過性全没水柱状体が任意に配置した場合も応用できる. これについては, 引続き報告する予定である.

#### 参 考 文 献

1) 井島武士・田淵幹修・湯村やす: “潮堤の効果

に関する理論的研究 (2), 通過潮堤”, 土木学会第19回海岸工学講演会論文集, 1972.

2) 井島武士・周宗仁・湯村やす・田淵幹修: “任意形状の透過及び不透過防波堤による波の散乱と波力”, 土木学会第20回海岸工学講演論文集, 1973.

3) 井島武士・周宗仁: “複数個の任意形状の透過及び不透過島堤による波の散乱”, 九州大学工学集報, 47巻第6号, 1974.

4) 井島武士・湯村やす・周宗仁・吉田明德: “水底および水面付近の任意断面の固定柱状体による波の散乱と波力”, 土木学会論文報告集, 第228号, 1974.