

半没水および没水柱体列による波の散乱の解析法

吉田 明德*・村上 啓介**

1. ま え が き

本研究は、等間隔で直線状に配置された、半没水および没水の柱体列による波の散乱と波力の解析法について述べるもので、著者の一人が示した、海底より海面に到る鉛直柱体列による波の散乱の解析法¹⁾を、半没水および没水の柱体列の場合に拡張したものである。本解析法の適用は、前論文と同様、柱体列に対し波が垂直入射をする場合に限られ、また、柱体の底面（半没水）あるいは上面（没水）は、一様な水平面である場合に限られる。ただし、柱体の断面は任意形状（ただし波向線に関し対称）でよく、列ごとに断面形状の異なる複列の柱体列についても取り扱うことが出来る。

2. 理論解析法

図-1に示すように、一定水深 h の海域に、無限個の

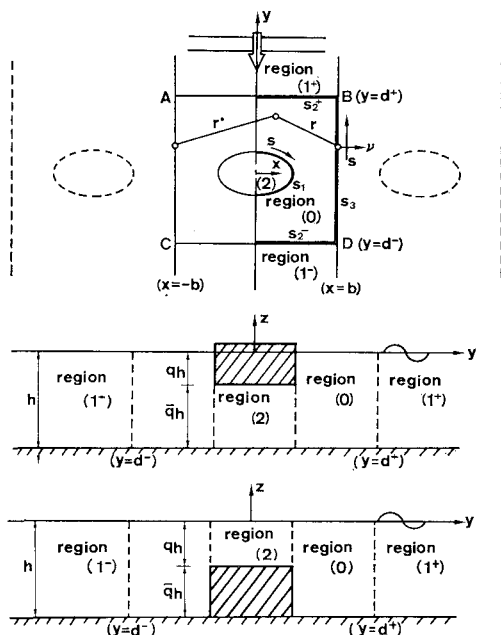


図-1 柱体列と領域分割

半没水あるいは没水の鉛直柱体が、等間隔 $2b$ で直線状に1列（あるいは複数列）並んでおり、これに対し、角周波数 σ 、振幅 ζ_0 の微小振幅波が柱体列に垂直に入射する場合を取り扱う。柱体列に沿う流体運動は柱体間隔 $2b$ の周期性を有するから、前論文と同様に、柱体列による波の散乱と等価な、水路幅 $2b$ の水路内におかれた鉛直柱体による波の散乱を考えるものとする。

2.1 半没水柱体列の場合

流体運動は非圧縮、非粘性完全流体の微小振幅波運動とすると、その速度ポテンシャル $\Phi(x, y, z; t)$ は、自由表面を有する領域においては次式で表わす事が出来る²⁾⁴⁾。

$$\Phi(x, y, z; t) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \phi^{(n)}(x, y) Z^{(n)}(z) \right\} \cdot \exp(i\sigma t) \quad (1)$$

ただし、 $Z^{(n)}(z) = \cos k_n(z+h)/\cos k_n h$ で、 g は重力加速度、 $i = \sqrt{-1}$ である。 k_n は $n=0$ のときは純虚数($k_0 = ik$)、 $n \neq 0$ のときは実数値をとるものと定義して、次式の根であたえられる。

$$\sigma^2 h / g = -k_n h \cdot \tan k_n h \quad (2)$$

一方、柱状体底面下の領域における流体運動の速度ポテンシャルは、次式で表わす事が出来る。

$$\Phi(x, y, z; t) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left\{ \sum_{s=0}^{\infty} \phi^{(s)}(x, y) \bar{Z}^{(s)}(z) \right\} \cdot \exp(i\sigma t) \quad (3)$$

ただし、 $\bar{Z}^{(s)}(z) = \cos \bar{s}(z+qh)$ 、 $\bar{s} = s\pi/\bar{q}h$ 、 qh は柱体の吃水で図-1に示す様に、 $0 < q < 1$ 、 $\bar{q} = 1 - q$ である。また、(1)および(3)式における関数 $\phi^{(n)}(x, y)$ 、 $\phi^{(s)}(x, y)$ は、次の Helmholtz の方程式を満足すべき関数（以後ポテンシャル関数と呼ぶ）である。

$$\nabla^2 \phi^{(n)}(x, y) - k_n^2 \phi^{(n)}(x, y) = 0 \quad (n=0, 1, \dots) \quad (4)$$

$$\nabla^2 \phi^{(s)}(x, y) - \bar{s}^2 \phi^{(s)}(x, y) = 0 \quad (s=0, 1, \dots) \quad (5)$$

前論文と同様に、 x 軸に平行に仮想の境界面 $AB(y=d^+)$ と $CD(y=d^-)$ を設け、流体域を図-1に示すよう、自由表面を有する領域(0)、(1⁺)、(1⁻)と柱状体底面下の領域(2)の、計4領域に分割する。以後各領

* 正会員 工博 九州大学助教授 工学部水工土木学科

** 学生員 工修 九州大学大学院 工学部水工土木学科

域に関する諸量には、それぞれ 0 , 1^+ , 1^- , 2 の添字をつけて表わし、領域 (1^+) と領域 (1^-) における諸量を同時に表わす場合は ($1^\pm$), $d^\pm$ の様に記し、復号同順を意味するものとする。

a) 領域 ($1^\pm$) のポテンシャル関数 $\phi_{1^\pm}^{(n)}(x, y)$

領域 (1^+) における反射波と、領域 (1^-) における通過波に関するポテンシャル関数を $\phi_{1^\pm}^{(n)}(x, y)$ と表わす事とすると、それらは領域 ($1^\pm$) のポテンシャル関数 $\phi_{1^\pm}^{(n)}(x, y)$ と次の関係にある。

$$\phi_{1^\pm}^{(n)}(x, y) = \delta^{(n)} \cdot \exp(k_0 y) + \phi_{1^\pm}^{(n)}(x, y) \quad \dots (6)$$

ただし、 $\delta^{(n)}$ は領域 (1^+) においてのみ値を取り、 $\delta^{(n)} = 1$ ($n=0$), $=0$ ($n \neq 0$) である。

領域 ($1^\pm$) における、反射波および通過波に関するポテンシャル関数 $\phi_{1^\pm}^{(n)}(n=0, 1, \dots)$ が $\phi_{1^\pm}^{(n)}(x, y) = X^{(n)}(x) \cdot Y^{(n)}(y)$ の形の変数分離形で表わせるものと仮定し、(4) 式を、水路側壁での境界条件 $\partial \phi_{1^\pm}^{(n)} / \partial x = 0$ ($x = \pm b$), および $\phi_{1^\pm}^{(n)}$ は領域 (1^+) では y の正方向への反射波、領域 (1^-) では y の負方向への通過波を表わすという条件のもとで解くと次式を得る。

$$\phi_{1^\pm}^{(n)}(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} C_m^{(n)\pm} \beta_m^{(n)\pm}(y) \cos \frac{m\pi x}{b} \quad \dots (7)$$

ただし、

$$\beta_m^{(n)\pm}(y) = \exp \left\{ \mp y \sqrt{k_n^2 + \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2} \right\} \quad (n=0, 1, \dots) \quad (m=0, 1, \dots) \quad \dots (8)$$

仮想境界 $AB(y=d^+)$, $CD(y=d^-)$ において (7) 式は $\phi_{1^\pm}^{(n)}$ のフーリエ級数表示で、係数 $C_m^{(n)\pm} \beta_m^{(n)\pm}(d^\pm)$ は次式で与えられる。

$$C_m^{(n)\pm} \beta_m^{(n)\pm}(d^\pm) = \frac{2\varepsilon}{b} \int_0^b \phi_{1^\pm}^{(n)}(x, d^\pm) \cos \frac{m\pi x}{b} dx \quad \dots (9)$$

ただし、 $\varepsilon = 1/2$ ($m=0$), $=1$ ($m \neq 0$)

従って領域 ($1^\pm$) の任意点 (x, y) におけるポテンシャル関数 $\phi_{1^\pm}^{(n)}(x, y)$ は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \phi_{1^\pm}^{(n)}(x, y) = & \delta^{(n)} \exp(k_0 y) + \sum_{m=0}^{\infty} \{ \beta_m^{(n)\pm}(y) / \beta_m^{(n)\pm}(d^\pm) \} \\ & \cdot \left\{ \frac{2\varepsilon}{b} \int_0^b \phi_{1^\pm}^{(n)}(s, d^\pm) \cos \frac{m\pi s}{b} ds \right\} \\ & \cdot \cos \frac{m\pi x}{b} \quad \dots (10) \end{aligned}$$

b) 領域 (0), (2) のポテンシャル関数 $\phi_0^{(n)}, \phi_2^{(n)}$

y 軸に関して対称な断面形状の柱体を取り扱うから、流体運動は y 軸に関して対称で ($-b < x < 0$) の領域は ($0 < x < b$) の領域の鏡像と見なせる。領域 (0) の実像部分の境界線を 図-1 に示すように、 S_1 (柱体上), $S_2^\pm$ (仮想境界 AB, CD), S_3 (水路側壁 BD) で表わし、領域 (0) に対する外向き法線を ν とする。このとき、領域 (0) のポテンシャル関数 $\phi_0^{(n)}$ はグリーンの定理により、(4) 式の特解 $H_0^{(1)}(kr)$ ($n=0$) および $K_0(knr)$ ($n \neq 0$)

を用いて次式で表わせる。

$$\begin{aligned} \phi_0^{(n)}(X) = & \int_{S_1+S_2^\pm+S_3} \left\{ \phi_0^{(n)}(X_b) \frac{\partial}{\partial \nu} G^{(n)}(r) \right. \\ & \left. - G^{(n)}(r) \frac{\partial}{\partial \nu} \phi_0^{(n)}(X_b) \right\} ds \\ G^{(n)}(r) = & \begin{cases} -\frac{i}{\alpha} \{ H_0^{(1)}(kr) + H_0^{(1)}(kr^*) \} & (n=0) \\ -\frac{1}{\beta} \{ K_0(knr) + K_0(knr^*) \} & (n \neq 0) \end{cases} \quad \dots (11) \end{aligned}$$

同様に、(5) 式の特解 $\log kr$ ($s=0$) および $K_0(\bar{s}r)$ ($s \neq 0$) を用いると、領域 (2) のポテンシャル関数 $\phi_2^{(s)}$ は次式で表わせる。

$$\begin{aligned} \phi_2^{(s)}(X) = & \int_{S_1} \left\{ \phi_2^{(s)}(X_b) \frac{\partial}{\partial \nu} E^{(s)}(r) \right. \\ & \left. - E^{(s)}(r) \frac{\partial}{\partial \nu} \phi_2^{(s)}(X_b) \right\} ds \\ E^{(s)}(r) = & \begin{cases} -\frac{1}{\beta} \{ \log kr + \log kr^* \} & (s=0) \\ \frac{1}{\beta} \{ K_0(\bar{s}r) + K_0(\bar{s}r^*) \} & (s \neq 0) \end{cases} \quad \dots (12) \end{aligned}$$

X は領域の任意点 (x, y), X_b は境界線上の点 (x_b, y_b) を意味し、 r は X と X_b 間の距離で、 r^* は X と X_b の鏡像点 $X_b^* = (-x_b, y_b)$ 間の距離である。また、 $H_0^{(1)}(kr)$ は 0 次の第一種ハンケル関数で、 $K_0(knr)$, $K_0(\bar{s}r)$ は第二種の変形ベッセル関数である。 α および β は、点 X が境界線を除く領域内の点である場合には $\alpha=4$, $\beta=2\pi$, X が境界線上の点である場合には $\alpha=2$, $\beta=\pi$ を取る。

c) 境界条件

仮想境界 AB および CD では流体運動が連続である事より、次式が成り立たねばならない。

$$\phi_0^{(n)} = \delta^{(n)} \exp(k_0 d^+) + \phi_{1^\pm}^{(n)} \quad \dots (13)$$

$$\partial \phi_0^{(n)} / \partial \nu = k_0 \delta^{(n)} \exp(k_0 d^+) + \partial \phi_{1^\pm}^{(n)} / \partial \nu \quad \dots (14)$$

(14) 式の右辺は (6), (10) 式の関係より次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \nu} \phi_0^{(n)}(x, d^\pm) = & \delta^{(n)} k_0 \exp(k_0 d^\pm) + \sum_{m=0}^{\infty} \alpha_m^{(n)} \\ & \cdot \left\{ \frac{2\varepsilon}{b} \int_0^b \phi_{1^\pm}^{(n)}(s, d^\pm) \cos \frac{m\pi s}{b} ds \right\} \cos \frac{m\pi x}{b} \quad \dots (15) \end{aligned}$$

ただし、

$$\alpha_m^{(n)} = -\sqrt{k_n^2 + \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2} \quad \begin{pmatrix} n=0, 1, \dots \\ m=0, 1, \dots \end{pmatrix} \quad \dots (16)$$

領域 (0) と領域 (2) の境界 S_1 においても流体運動の連続条件が成り立つべき事、さらに、 $Z^{(n)}(z)$ が ($-h < z < 0$) で、また $\bar{Z}^{(s)}(z)$ が ($-h < z < -qh$) で、直交関数系をなす事を利用すると、 S_1 の境界条件として (17), (18) 式を得る。

$$\phi_2^{(s)}(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n F_{(s)}^{(n)} \phi_0^{(n)}(x, y) \dots\dots\dots (17)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \phi_0^{(n)}(x, y) = \sum_{s=0}^{\infty} \epsilon_n F_{(s)}^{(n)} B^{(n)} \frac{\partial}{\partial y} \phi_2^{(s)}(x, y) \dots\dots\dots (18)$$

係数 $\epsilon_s, \epsilon_n, F_{(s)}^{(n)}, B^{(n)}$ は、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} F_{(s)}^{(n)} &= \frac{1}{1 - (s\pi/\bar{\lambda}_n)^2} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\bar{\lambda}_n \cos \lambda_n} \\ B^{(n)} &= \frac{\bar{\lambda}_n}{\tan \lambda_n N_n} \\ \epsilon_s &= 1 \quad (s=0), \quad \epsilon_s = 2 \quad (s \neq 0) \\ \epsilon_n &= -1 \quad (n=0), \quad \epsilon_n = 1 \quad (n \neq 0) \\ \lambda_n &= k_n h, \quad \bar{\lambda}_n = \bar{q} \lambda_n \quad (n=0, 1, 2, \dots) \\ N_n &= [1 + 2\lambda_n / \sin 2\lambda_n] / 2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

d) 数値計算法と諸量の算定

式 (11), (12) は、任意点 X が境界上にある場合には、境界上のポテンシャル関数に関する積分方程式を与える。これを、式 (13), (15), (17), (18) の境界条件のもとで境界要素上のポテンシャル関数に関する連立一次方程式に帰着させ、これを解いて、境界上のポテンシャル関数およびその法線微分値が決まり、それより各領域任意点のポテンシャル値がきまる事になる。具体的な数値計算法については、参考文献 (6) に詳細に述べているのでそれを参照されたい。

領域内の任意点 X における入射波の振幅に対する水面変動の振幅 $\zeta(X)$ の比は次式で算定される。

$$\left. \begin{aligned} \zeta(X)/\zeta_0 &= \left\{ \begin{aligned} &\sum_{n=0}^{\infty} \phi_0^{(n)}(x) && (\text{領域 (0)}) \\ &|\delta^{(n)} \exp(k_0 y) + \sum_{n=0}^{\infty} \phi_2^{(n)}(x)| && (\text{領域 (1}^\pm\text{)}) \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

柱体に作用する水平波力 F_y および鉛直波力 F_z は次式で算定される。

$$\left. \begin{aligned} F_y &= i\rho g \zeta_0 \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-qh}^{\infty} \oint \phi_0^{(n)}(x, y) Z^{(n)}(z) dx dz \\ F_z &= i\rho g \zeta_0 \sum_{s=0}^{\infty} \iint_A \phi_2^{(s)}(x, y) dx dy \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (21)$$

ただし、 $\oint () dx$ は柱体境界に沿う線積分を意味し、 $\iint_A dx dy$ は柱体底面の面積分を意味する。

柱体列の反射率 K_r と通過率 K_t は、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} K_r &= \sqrt{\frac{m^*}{\sum_{m=0}^m} \frac{\bar{\epsilon} \alpha_m^{(0)}}{k} |C_m^{(0)+}|^2} \\ K_t &= \sqrt{\frac{m^*}{\sum_{m=0}^m} \frac{\bar{\epsilon} \alpha_m^{(0)}}{k} |C_m^{(0)-}|^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

ただし、 $\bar{\epsilon} = 1 (m=0)$, $\bar{\epsilon} = 1/2 (m \neq 0)$ で、 m^* は (16) 式において $k^2 - (m\pi/b)^2 > 0$ を満足する最大の整数で、

水路内に存在しうる進行波のモード数を表す。

2.2 没水柱体列の場合

領域 (0) と (1 $^\pm$) のポテンシャル関数 および 仮想境界 $S_2^\pm$ での境界条件に関しては半没水柱体列の場合と同様である。一方、領域 (2) における流体運動の速度ポテンシャルは、(3) 式に代えて次式で表わされる^{2), 4)}。

$$\Phi(x, y, z; t) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left\{ \sum_{s=0}^{\infty} \phi_2^{(s)}(x, y) \bar{Z}^{(s)}(z) \right\} \exp(i\sigma t) \dots\dots\dots (23)$$

ただし、 $\bar{Z}^{(s)}(z) = \cos \bar{k}_s(z + qh) / \cos \bar{k}_s qh$ で、 $\bar{k}_s$ は $s=0$ の場合は純虚数 ($\bar{k}_0 = i\bar{k}$) で、 $s \neq 0$ の場合は実数であるとして次式の根で与えられる。

$$\sigma^2 qh / g = -\bar{k}_s qh \tan \bar{k}_s qh \dots\dots\dots (24)$$

$\phi_2^{(s)}(x, y)$ は次式を満足すべきポテンシャル関数である。

$$\nabla^2 \phi_2^{(s)}(x, y) - \bar{k}_s^2 \phi_2^{(s)}(x, y) = 0 \quad (s=0, 1, 2, \dots) \dots\dots\dots (25)$$

従って、 $\phi_2^{(s)}$ は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \phi_2^{(s)}(X) &= \int_{S_1} \left\{ \phi_2^{(s)}(X_b) \frac{\partial}{\partial \nu} E^{(s)}(r) - E^{(s)}(r) \frac{\partial}{\partial \nu} \phi_2^{(s)}(X_b) \right\} ds \\ E^{(s)}(r) &= \begin{cases} \frac{i}{a} \{ H_0^{(1)}(\bar{k}r) + H_0^{(1)}(\bar{k}r^*) \} & (s=0) \\ \frac{1}{\beta} \{ K_0(\bar{k}_s r) + K_0(\bar{k}_s r^*) \} & (s \neq 0) \end{cases} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (26)$$

境界 S_1 での流体運動の連続条件は、関数 $Z^{(n)}(z)$ が $(-h < z < 0)$ で、また $\bar{Z}^{(s)}(z)$ が $(-qh < z < 0)$ で、直交関数系をなす事を利用すると、(17), (18)式にかえて (27), (28)式を得る。

$$\phi_2^{(s)}(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} B_{(s)}^{(n)} \phi_0^{(n)}(x, y) \dots\dots\dots (27)$$

$$\frac{\partial}{\partial \nu} \phi_0^{(n)}(x, y) = \sum_{s=0}^{\infty} \bar{B}_{(s)}^{(n)} \frac{\partial}{\partial \nu} \phi_2^{(s)}(x, y) \dots\dots\dots (28)$$

ただし、係数 $B_{(s)}^{(n)}, \bar{B}_{(s)}^{(n)}$ は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} B_{(s)}^{(n)} &= \frac{1}{N_s \sin \bar{\eta}_s} \cdot \frac{\lambda_n \eta_s}{\lambda_n^2 - \eta_s^2} \cdot \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\cos \lambda_n} \\ \bar{B}_{(s)}^{(n)} &= \frac{1}{N_n \sin \lambda_n} \cdot \frac{\lambda_n^2}{\lambda_n^2 - \eta_s^2} \cdot \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\cos \bar{\eta}_s} \\ \eta_s &= \bar{k}_s h, \quad \bar{\eta}_s = \eta_s q = \bar{k}_s qh \\ N_s &= \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{2\bar{\eta}_s}{\sin 2\bar{\eta}_s} \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (29)$$

3. 数値計算例と実験による検証

以下の数値計算例は、紙面の都合上半没水柱体列の場合についてのみ示している。仮想境界 $S_2^\pm$ は $d^\pm = \pm 3h$ に、(1) 及び (2) 式の級数項を有限項で打ち切る際の打ち切り項数 $n=n^*$ と $s=s^*$ は各々 $n^*=1, s^*=3$ に、また (11), (12) 式の積分方程式を離散化する際の境界

要素 Δs は $\Delta s/h=0.25$ に取って計算を行った。 n^* , s^* の値が解の精度に及ぼす影響については、参考文献 (6) に述べているので、それを参照されたい。

図-2 は、矩形柱体列の反射率 Kr を柱体の吃水 $q=0.25, 0.5, 0.75$ について示したものである。この場合柱体間隔 $2b$ が入射波の波長の整数倍、 $2b/L=n$, ($n=1, 2, \dots$) となる波数において、反射率は不連続となる。これは、水槽断面方向の重複波が生じ、理論上の仮定が満足されない特異点に当たるためで、この点において波力も急激に減少あるいは増大して極値をとる。ただし堤体幅 B と堤体厚 D が等しくなるにつれ、図-3 に見られるように、反射率には $2b/L=1$ において明瞭な特異点は生じなくなる。図-4 (a), (b), (c) は、直径 B と柱体間隔の比 ($B/2b$) が 0.6 の円柱列について、吃水 $q=0.25, 0.5, 0.75$ に対する反射率、水平波力、鉛直波力を示したものである。鉛直波力は、 $2b/L=1$ となる特異点近傍で一旦 0 となるが、これは kh の増大とともに単調に減少する単一の円柱の場合の波力特性と異なる点である³⁾。図-5 (a), (b) は角柱 ($B=D$) について、柱体間隔 $2b$ を $B/2b(=\epsilon)=0.4, 0.6, 0.8$ と変えた場合の水平波力と鉛直波力を示している。当然ながら、 $kh \rightarrow 0$ における鉛直波力は、水面変動にともなう静水圧変化に漸近している。水平波力は $2b/L=1$ となる波数近傍を除いて、柱体間隔によらずほぼ同じ値を取るのに対し、鉛直波力は柱体間隔によって大きく異なった周波数特性を示すことがわかる。

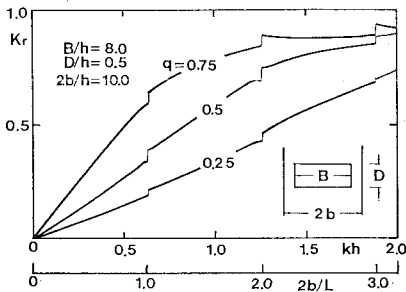


図-2 反射率 (半没水矩形柱体列)

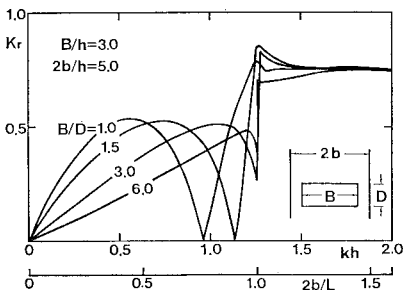


図-3 反射率 (半没水矩形柱体列, $q=0.5$)

なお、本解析法による円柱列の計算結果は、 $J_0(ka)=0$ ($J_0(ka)$ は 0 次の Bessel 関数、 a は円柱半径 $B/2$) となる波数 (Irregular frequency) の近傍で急激に変動する。物体表面の source の強さを未知数とした積分方程式を解く特異点法に関し、J.E.Murphy⁵⁾ は円柱を例に、Irregular frequency において積分方程式が数値計算不能となることを示している。本解析法のように流体域に source と doublet を同時に分布する方法においても、Irregular frequency が現れるが、本解析法では Irregular frequency は円柱の場合にのみ現れ、円柱以外の断

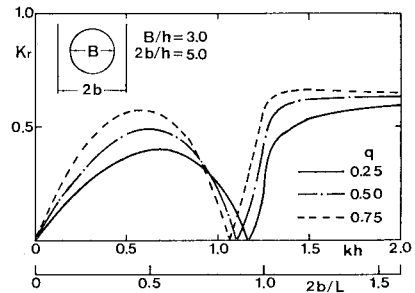


図-4(a) 反射率 (半没水円柱列)

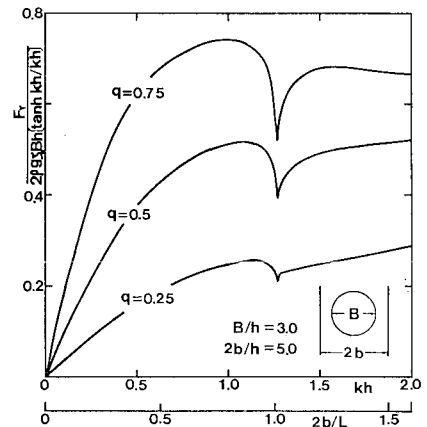


図-4(b) 水平波力 (半没水円柱列)

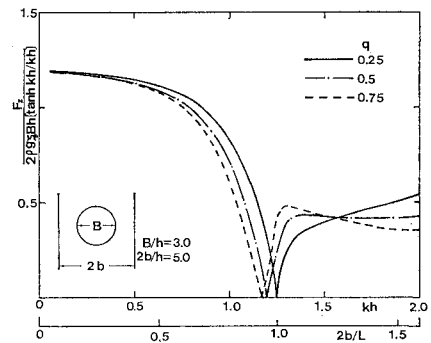


図-4(c) 鉛直波力 (半没水円柱列)

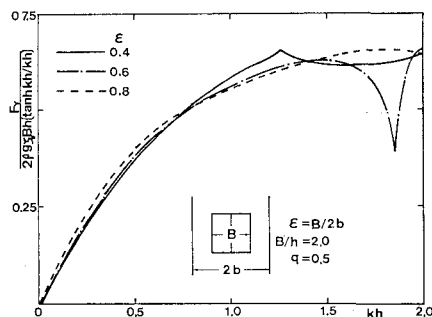


図-5(a) 水平波力(半没水角柱列)

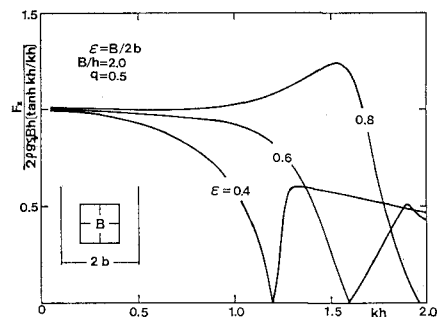
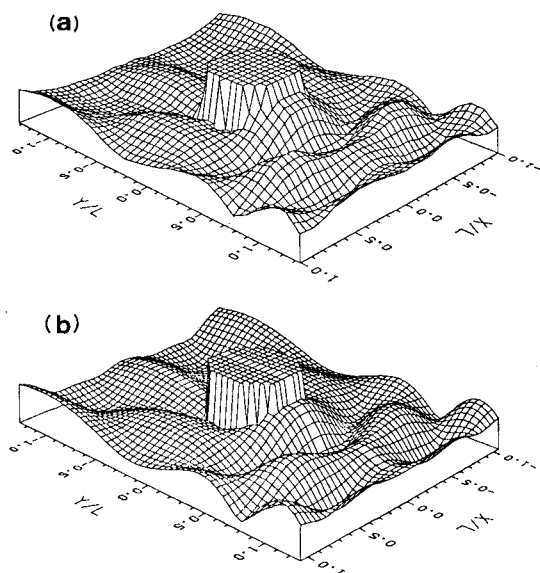


図-5(b) 鉛直波力(半没水角柱列)

図-6 波浪分布(半没水円柱列, $B/h=3.0$, $2b/h=10.0$, $k/h=1.4$) (a)…実験値 (b)…理論解

面形状については Irregular frequency は生じない。しかも $J_0(ka)=0$ となる波数のごく近傍に限られるため、実用上はその前後の値との漸近線を描いて用いればよいと考えられる。図-4 (a), (b), (c) はその様にして $J_0(ka)=0$ となる Irregular frequency を除いて描いたものである。

次いで、水槽実験により柱体近傍の波高分布を求め理論解と比較した。実験は、幅 9 m、深さ 0.6 m、長さ 22 m の平面水槽を仕切って幅 4 m の水路とし、水深を 0.4 m に取り、一列及び二列の半没水円形柱体 ($B=1.2$ m, $q=0.5$) と、一列の円形 ($B=1.2$ m, $q=0.5$) 及び矩形

($B=2$ m, $D=0.2$ m, $q=0.5$) の没水柱体について、20 cm×20 cm の格子点上で 6 本の容量式波高計を用い柱体近傍の波高を測定した。その結果の一部を半没水の円柱列の場合について実験値と理論解とを比較して示したのが図-6 である。ただし、実験値による鳥瞰図を描くに際し隣合う格子点上の測定値の平均をその中間点の値として用いている。これらの波高分布における実験値と理論解の一致の程度は非常に良く、本解析法は妥当な解を与えていると考えられる。

4. あとがき

半没水及び没水の柱体列による波の散乱と波力の解析法を提案した。本解析法の適用は、柱体列に対し垂直入射の場合に限られるものの、解析法は難解な数学的理論を必要とせず、波向線に関し対称な断面形状であれば任意の形状の柱体列について比較的容易に解析できる。

参考文献

- 1) 吉田明徳・飯田典男: 任意断面の鉛直柱体列による波の散乱と波力の解析法, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 521~525, 1986.
- 2) 井島武士・湯村やす・岡 宗仁・吉田明徳: 水底及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, pp. 29~42, 1974.
- 3) Garret, C. J. R.: Wave forces on a circular dock, J. Fluid Mech., Vol. 46, part 1, pp. 129~139, 1971.
- 4) Black, J. L., Mei, C. C. and Bray, M. C. G.: Radiation and scattering of waterwave by rigid bodies, J. Fluid Mech., Vol. 46, part 1, pp. 151~164, 1971.
- 5) Murphy, J. E.: Integral equation failure in wave calculations, Proc. of ASCE, Vol. 104, No. WW4, pp. 330~334, 1977.
- 6) 吉田明徳・村上啓介: 半没水柱体列に作用する波力と波の散乱, 九州大学工学集報, 第60巻, 第5号, 1987 (投稿中).