

## 任意断面形の空隙浮体の 2 次元運動と波の変形

TWO-DIMENSIONAL MOTION OF POROUS FLOATING BODIES  
WITH ARBITRARY CROSS-SECTION

井 島 武 士\*・松 井 創\*\*・永 田 修 一\*\*\*

By Takeshi IJIMA, Hajime MATSUI and Shuuichi NAGATA

概 要：一様な空隙をもつ浮体の運動と浮防波堤としての機能は、浮体内部のエネルギー損失を伴う流体運動のために、不透過な浮体の場合とはかなりの相違が考えられる。

不透過浮体においては、入射波の通過率（または反射率）と浮体運動は、浮体の断面形状と波の周波数により著しい変化を示し、たとえば、特定の周波数においては入射波を完全に遮断するが、他の周波数に対しては大きな通過率を示すというような特性がある<sup>1)</sup>。空隙浮体においては、これらの特性がどのような変化を示すかということは興味ある問題であるが、従来の研究<sup>2), 3)</sup>は主として実験によるもので、明確な特性と検討は示されていない。また、力学的解析を試みた例<sup>4)</sup>もあるが、取扱いが必ずしも十分ではなく、妥当な解明を与えたものはいえない。

本論文はこの問題に対して、空隙浮体内の流体運動に対する抵抗が、流体と浮体の相対速度と加速度に比例すると仮定し、空隙内の流体運動をポテンシャル運動によって近似させることにより、空隙領域と外部領域の流体運動の力学的接続を行って解を得る方法を展開したもので、グリーンの公式を用いることにより、この方法は任意の断面形状をもつ空隙浮体に適用することができる。

上記の流体抵抗を表わす係数は、矩形断面の空隙体の強制振動による造波率の測定実験によって求められ、その値を用いて、円形、矩形および三角形断面の空隙浮体について解析を行った結果、通常の入射波周波数に対しては、一定の抵抗係数を用いて計算した反射率、通過率および浮体運動の振幅は、実験値と良好な一致を示すことが確認され、本方法の妥当なことが検証された。

空隙浮体においては、通過率や反射率または浮体運動の振幅は、浮体の断面形状の変化や周波数によって大き

な変化を示さない。このことは浮防波堤として見るときは、不透過浮体よりもすぐれていることを示唆するが、通過率の絶対値は反射率ほどには低下しない特性もあり、防波堤としての断面構造については今後さらに検討の要があると考えられる。

本論文に用いたグリーンの公式および浮体運動における係留力の表示については、不透過浮体に関する著者の前論文<sup>5)</sup>に述べたと同様であるので、詳細については同論文を参照されたい。

## 1. 基本式の誘導

## (1) 条 件

Fig. 1 に示すように、一様な空隙をもつ浮体 CDD'C' が長さ  $m$ ,  $m'$  の弾性索 DE, D'E' により係留され、右方からの周波数  $\sigma$  の入射波によって運動を行うものとする。静水面に原点 O, 水平と鉛直に  $x$ ,  $z$  軸をとり、平衡状態での浮体の重心を  $(x_0, z_0)$ , 浮心を  $(x_b, z_b)$ , また運動中の任意時刻  $t$  での浮体の水平と鉛直の速度および重心回りの回転角速度を  $u_0, w_0, \omega_0$  とする（角度は反時計回りに測るものとする）。

## (2) 空隙浮体内部の流体運動

空隙体領域 CDD'C' 内の流体運動に対しては、空隙

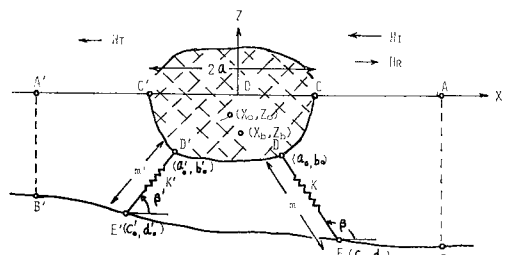


Fig. 1 Porous Floating Body Moored by Elastic Lines

\* 正会員 工博 九州大学教授 工学部水工土木学科

\*\* 学生会員 工修 九州大学大学院工学研究科修士課程

\*\*\* 学生会員 九州大学大学院工学研究科修士課程

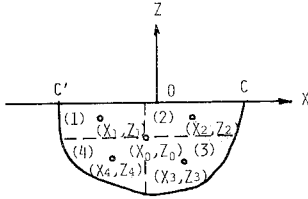


Fig. 2 Gravity Centers of Cross-Section

体の抗力抵抗と質量力抵抗の反作用として、流体と空隙体の相対運動（相対速度と相対加速度）に関する抵抗が作用する。浮体の空隙率を  $V$ 、流体の水平と鉛直の局所平均流速を  $u^*$ ,  $w^*$ 、また抵抗を相対速度と加速度に比例するとし、それぞれの係数を  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  とすると、水平と鉛直方向の抵抗はそれぞれ次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} & \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot \left[ \frac{u^*}{V} - \{u_0 - (z - z_0)\omega_0\} \right] \\ & \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot \left[ \frac{w^*}{V} - \{w_0 + (x - x_0)\omega_0\} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

計算を容易にするため、Fig. 2 に示すように重心  $(x_0, z_0)$  を通る水平と鉛直の線によって浮体断面を 4 領域に分割し、各領域の重心をそれぞれ  $(x_n, z_n)$ ,  $(n=1, 2, 3, 4)$  として、浮体の回転運動による水平と鉛直速度の平均値をもって抵抗を次式で近似させるものとする。

$$\left. \begin{aligned} & \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot \left[ \frac{u^*}{V} - \{u_0 - (z_n - z_0)\omega_0\} \right] \\ & \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot \left[ \frac{w^*}{V} - \{w_0 + (x_n - x_0)\omega_0\} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

流体圧力を  $p^*$ 、密度を  $\rho$ 、重力の加速度を  $g$  とすると、空隙浮体内の流体運動に対する連続と運動の方程式は次のように書かれる。

$$\frac{\partial u^*}{\partial x} + \frac{\partial w^*}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial u^*}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^*}{\partial x} - \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot \frac{u^*}{V} + \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot (u_0 - b_n \omega_0) \dots\dots (4)$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial w^*}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^*}{\partial z} - \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot \frac{w^*}{V} + \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot (w_0 + a_n \omega_0) - g \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 $a_n = x_n - x_0$ ,  $b_n = z_n - z_0$ ,  $(n=1 \sim 4)$  である。式 (4), (5) の右辺第 2 項は、空隙体内部の流体運動に対する抵抗、第 3 項は空隙体の運動が流体運動を誘起する力を表わすと考えてもよい。この流体運動は速度ポテンシャルをもつので、それを  $\Phi^*$  とすると、流速と圧力はそれぞれ次式で与えられる。

$$u^* = \partial \Phi^* / \partial x, \quad w^* = \partial \Phi^* / \partial z \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{p^*}{\rho} = -\frac{1}{V} \left[ (1 - \mu_2) \frac{\partial \Phi^*}{\partial t} + \mu_1 \Phi^* \right] + \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot [ (u_0 - b_n \omega_0)x + (w_0 + a_n \omega_0)z ] - gz \dots\dots\dots (7)$$

自由表面を  $z = \zeta^*$  とすると、大気圧を一定 ( $p^* = 0$ ) として、微小運動の自由表面条件式として次式を得る。

$$\zeta^* = -\frac{1}{gV} \left[ (1 + \mu_2) \frac{\partial \Phi^*}{\partial t} + \mu_1 \Phi^* \right] + \frac{x}{g} \cdot \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot (u_0 - b_n \omega_0), \quad (z=0) \dots\dots\dots (8)$$

$$\frac{\partial \zeta^*}{\partial t} = \frac{1}{V} \cdot \frac{\partial \Phi^*}{\partial z}, \quad (z=0) \dots\dots\dots (9)$$

上式から  $\zeta^*$  を消去して、 $\Phi^*$  に対する表面条件は次のようになる。

$$\frac{\partial \Phi^*}{\partial z} = -\frac{1}{g} \left[ (1 + \mu_2) \cdot \frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial t^2} + \mu_1 \frac{\partial \Phi^*}{\partial t} \right] + \frac{Vx}{g} \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot \frac{d}{dt} (u_0 - b_n \omega_0), \quad (z=0) \dots\dots\dots (10)$$

(3) 外部領域の流体運動

空隙体外部の流体域では速度ポテンシャルを  $\Phi$  とすると、流速と圧力  $u, w, p$  は  $V=1, \mu_1 = \mu_2 = 0$  として次式で表わされる。

$$u = \partial \Phi / \partial x, \quad w = \partial \Phi / \partial z, \quad p/\rho = -\partial \Phi / \partial t - gz \dots\dots\dots (11)$$

(4) 空隙体と外部流体域との境界における条件

空隙体の没水境界面 CDD'C' では、流速の連続性により、

$$\left. \begin{aligned} u &= u^* + (1 - V) \cdot [u_0 - (z - z_0)\omega_0] \\ w &= w^* + (1 - V) \cdot [w_0 + (x - x_0)\omega_0] \end{aligned} \right\} \dots\dots (12)$$

境界面での内向き法線を  $\nu$ 、切線を  $s$  とすると、法線流速については次式が成立する。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \nu} = \frac{\partial \Phi^*}{\partial \nu} + (1 - V) \cdot \left[ u_0 \frac{dz}{ds} - w_0 \frac{dx}{ds} - \omega_0 \left\{ (x - x_0) \frac{dx}{ds} + (z - z_0) \frac{dz}{ds} \right\} \right] \dots\dots (13)$$

さらに流体圧力の連続性により、 $p = p^*$  であるから、式 (7) と式 (11) の第 3 式により次の関係を得る。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{1}{V} \left[ (1 - \mu_2) \cdot \frac{\partial \Phi^*}{\partial t} + \mu_1 \Phi^* \right] - \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot [ (u_0 - b_n \omega_0) \cdot x + (w_0 + a_n \omega_0) \cdot z ] \dots\dots (14)$$

(5) 無次元表示

浮体運動の水平と鉛直の変位および回転角の振幅をそれぞれ  $X, Z, \theta$  とし、 $u_0, w_0, \omega_0$  は次式の実数部で表わされるとする。

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= i\sigma X \cdot \exp(i\sigma t) \\ w_0 &= i\sigma Z \cdot \exp(i\sigma t) \\ \theta_0 &= i\sigma \theta \cdot \exp(i\sigma t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

入射波の振幅を  $\zeta_0$  とし、速度ポテンシャル  $\phi^*$ ,  $\bar{\phi}$  を次の形におく。

$$\phi^* = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \cdot \phi^* \cdot \exp(i\sigma t), \quad \bar{\phi} = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \cdot \bar{\phi} \cdot \exp(i\sigma t) \dots\dots\dots (16)$$

運動の振幅は  $\zeta_0$ ,  $(x, z)$  座標は水深  $h$  で割って無次元化し次のようにおく。

$$\begin{aligned} X_0 &= X/\zeta_0, \quad Z_0 = Z/\zeta_0, \quad \theta_0 = \theta h/\zeta_0; \\ x' &= x/h, \quad z' = z/h \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

また、

$$r = \mu_2 - i\mu_1/\sigma, \quad \Gamma = \sigma^2 h/g \dots\dots\dots (18)$$

とすると、空隙領域と外部領域の流体圧力、水面変動および水面条件は次のように無次元式で書き直される(ただし、無次元座標  $(x', z')$  の肩符は省略する)。

$$\frac{p^*}{\rho g \zeta_0 \exp(i\sigma t)} = -i \frac{1+r}{V} \phi^* - r\Gamma \cdot [X_0 \cdot x + Z_0 \cdot z - \theta_0(b_n x - a_n z)]; \quad \frac{p}{\rho g \zeta_0 \exp(i\sigma t)} = -i\bar{\phi} \dots\dots\dots (19)$$

$$\frac{\zeta^*}{\zeta_0 \exp(i\sigma t)} = -i \frac{1+r}{V} \phi^* - r\Gamma \cdot [X_0 - b_n \theta_0] \cdot x \dots\dots\dots (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi^*}{\partial z} &= (1+r) \cdot \Gamma \phi^* - iVr\Gamma^2 [X_0 - b_n \theta_0] \cdot x \\ \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} &= \Gamma \bar{\phi}; \quad (z=0) \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

空隙浮体の没水面における条件式は、

$$\frac{\partial \phi}{\partial \nu} = \frac{\partial \phi^*}{\partial \nu} + i(1-V) \cdot \Gamma \cdot \left[ X_0 \frac{dx}{ds} - Z_0 \frac{dz}{ds} - \theta_0 \left\{ (x-x_0) \frac{dx}{ds} + (z-z_0) \frac{dz}{ds} \right\} \right] \dots\dots\dots (22)$$

$$\phi = \frac{1+r}{V} \phi^* - ir\Gamma \cdot [X_0 \cdot x + Z_0 \cdot z + \theta_0(a_n z - b_n x)] \dots\dots\dots (23)$$

## 2. グリーンの公式

前論文<sup>1)</sup>の式(29)に示したように、境界上のポテンシャル  $\phi$  とその法線微分値  $\partial\phi/\partial\nu (= \bar{\phi})$  の関係は次式で表わされる。

$$\pm \phi(i) + \sum_{j=1}^N [\bar{E}_{ij} \phi(j) - E_{ij} \bar{\phi}(j)] = 0, \quad (i, j = 1 \sim N) \dots\dots\dots (24)$$

左辺第1項は外向き法線に対して負、内向き法線に対して正をとる。 $E_{ij}$ ,  $\bar{E}_{ij}$  は境界上の点  $(i)$  と点  $(j)$  との相対位置のみにより決まる定数である。

### (1) 空隙領域に対するグリーンの式

Fig. 3 に示すように境界上のポテンシャルを肩符で示し、静水面  $CC'$  を  $N_1^*$  個、没水面  $CDD'C'$  を  $N_2^*$  個に分割し、法線を内向き、積分方向を矢印のようにとり、静水面に対して式(21)の第1式を適用して式(24)を書くと次式のようになる。

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N_1^*} [F_{ij}^* + (1+r) \cdot \Gamma E_{ij}^*] \cdot \phi_i^*(j) \\ & + \sum_{j=1}^{N_2^*} [F_{ij}^* \phi_2^*(j) - E_{ij}^* \bar{\phi}_2^*(j)] \\ & - iVr\Gamma^2 X_0 \sum_{j=1}^{N_1^*} E_{ij}^* \cdot x_j + iVr\Gamma^2 \theta_0 \\ & \cdot \sum_{j=1}^{N_2^*} a_n E_{ij}^* \cdot x_j = 0, \quad (i=1 \sim N_1^*, 1 \sim N_2^*) \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

上式で、 $F_{ij}^* = \delta_{ij} + \bar{E}_{ij}^*$ ,  $\delta_{ij} = 0 (j \neq i); = 1 (j = i)$ , また左辺最終項は点  $j$  の位置によって、Fig. 2 の小領域(1)または(2)の  $a_n$  を用いて計算される。

### (2) 外部流体域に関するグリーンの式

Fig. 3 に示すように、浮体から十分離れた入射波側と通過波側の一定水深域 ( $z = -h; z = -h'$ ) に仮想境界面  $AB(x=l)$ ,  $A'B'(x=-l')$  を設けて外部流体域を定め、各境界面のポテンシャルを肩符で示し、また分割要素の数と積分方向を図示のようにとる。境界面の法線は外向きにとる。

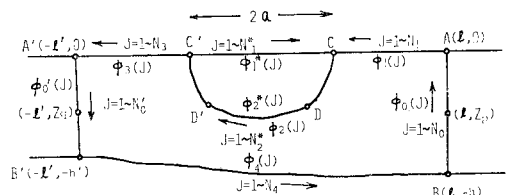


Fig. 3 Definitions for Computation

仮想面  $AB$ ,  $A'B'$  の外側では入射波  $H_i$  と反射波  $H_r$ , および通過波  $H_t$  が存在するだけで、反射率を  $K_r$ , 通過率を  $K_t$  としてポテンシャル関数は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} x \geq l; \quad \phi_0 &= [\exp\{i\lambda(x-l) + K_r \exp\{-i\lambda(x-l)\}] \\ & \cdot \cosh \lambda(z+1)/\cosh \lambda \dots\dots\dots (26) \\ x \leq -l'; \quad \phi_0' &= K_t \cdot \exp\{i\lambda(x+l')\} \\ & \cdot \cosh \lambda'(z+1)/\cosh \lambda' \end{aligned} \right\}$$

$\lambda$  と  $\lambda'$  は無次元波数で、水深  $h$  と  $h'$  に対し次式で決まる。

$$\lambda \tanh \lambda = \Gamma, \quad \lambda' \tanh \lambda' = h' \cdot \Gamma/h \dots\dots\dots (27)$$

式(24)に式(21), (22), (23) および式(26)を用い、水底面では  $\bar{\phi} = 0$  を考慮すると、外部領域に対する

グリーンの式は次のようになる.

$$\begin{aligned}
 & \sum_{j=1}^{N_1, N_3} [F_{ij} - FE_{ij}] \phi_{1,3}(j) \\
 & + \sum_{j=1}^{N_2^*} \left[ \frac{1+\tau}{V} F_{ij} \phi_2^*(j) - E_{ij} \bar{\phi}_2^*(j) \right] \\
 & + \sum_{j=1}^{N_4} F_{ij} \phi_4(j) + K_r \sum_{j=1}^{N_0} [F_{ij} + i\lambda E_{ij}] \\
 & \cdot \cosh \lambda(z_j+1)/\cosh \lambda + K_t \sum_{j=1}^{N_4'} [F_{ij} + i\lambda' E_{ij}] \\
 & \cdot \cosh \lambda'(z_j+1)/\cosh \lambda' - i\Gamma X_0 \sum_{j=1}^{N_3^*} [\tau F_{ij} x_j \\
 & + (1-V) E_{ij} \left( \frac{dz}{ds} \right)_j] - i\Gamma Z_0 \cdot \sum_{j=1}^{N_4'} [\tau F_{ij} z_j \\
 & - (1-V) E_{ij} \left( \frac{dx}{ds} \right)_j] \\
 & - i\Gamma \Theta_0 \sum_{j=1}^{N_4^*} [\tau F_{ij} (a_n z_j - b_n x_j) \\
 & - (1-V) E_{ij} \left\{ (x_j - x_0) \cdot \left( \frac{dx}{ds} \right)_j \right. \\
 & \left. + (z_j - z_0) \cdot \left( \frac{dz}{ds} \right)_j \right\}] \\
 & = - \sum_{j=1}^{N_4} (F_{ij} - i\lambda E_{ij}) \cdot \cosh \lambda(z_j+1)/\cosh \lambda \\
 & \quad i=1 \sim N_1, 1 \sim N_2^*, 1 \sim N_3, 1 \sim N_4 \\
 & \quad (l, z_p), (-l', z_q) \dots \dots \dots (28)
 \end{aligned}$$

上式で,  $F_{ij} = -\delta_{ij} + \bar{E}_{ij}$ , また  $(l, z_p), (-l', z_q)$  は境界 AB, A'B' 上の任意点である.

### 3. 空隙浮体の運動方程式

空隙浮体の質量を  $M$ , 重心  $(x_0, z_0)$  に関する慣性モーメントを  $I$ , 浮体に作用する流体圧力の水平, 鉛直の合力と重心に関する回転モーメントを  $P_x, P_z, T_\theta$ , 静水圧による復元力とモーメントを  $P_s, T_s$ , 係留索の弾性による係留力とモーメントを  $F_x, F_z, M_\theta$  とすると, 浮体の微小運動の方程式は次式で表わされる.

$$\begin{aligned}
 M \frac{du_0}{dt} &= P_x + F_x, \quad M \frac{dz_0}{dt} = P_z + P_s + F_z \\
 I \frac{d\omega_0}{dt} &= T_\theta + T_s + M_\theta \dots \dots \dots (29)
 \end{aligned}$$

#### (1) 浮体質量と慣性モーメント

定数  $\nu_1, \nu_2$  により次のように表わす.

$$M = \rho \nu_1 h^3, \quad I = \rho \nu_2 h^4 \dots \dots \dots (30)$$

#### (2) 復元力と復元モーメント

平衡状態における浮体の没水面面積 (CDD'C') を  $A_0$ , 水線幅を  $2a$  とすると, 静水圧による復元力とモーメントは次式で与えられる.

$$\left. \begin{aligned}
 & \frac{P_s}{\rho g \zeta_0 h} \cdot \exp(-i\omega t) = -2a(1-V) \cdot Z_0 \\
 & \frac{T_s}{\rho g \zeta_0 h^2} \cdot \exp(-i\omega t) = -A_0(1-V) \\
 & \quad \cdot \left\{ \frac{2}{3} \cdot \frac{a^3}{A_0} - (z_0 - z_b) \right\} \cdot \Theta_0
 \end{aligned} \right\} \dots (31)$$

上式右辺の  $A_0, a, z_0, z_b$  はいずれも  $h$  により無次元化したものを表わす.

#### (3) 流体力の合力とモーメント

空隙浮体に作用する流体力の合力と重心に関するモーメントは, 浮体の全境界面に沿う圧力と浮体内部の流体運動に対する抵抗とから成ると考えられ, 没水面 CDD'C' に沿う線積分を  $\oint_s$ , 自由表面に沿う積分を  $\oint_{s'}$ , 空隙領域における面積分を  $\iint_D$  で表わすと, それぞれ次式のようなのである.

$$\left. \begin{aligned}
 P_x &= (1-V) \cdot \oint_s p dz + \rho V \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \\
 & \quad \cdot \iint_D \left[ \frac{u^*}{V} - (u_0 - b_n \omega_0) \right] dx dz \\
 P_z &= -(1-V) \cdot \oint_{s+s'} p dx + \rho V \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \\
 & \quad \cdot \iint_D \left[ \frac{w^*}{V} - (w_0 + a_n \omega_0) \right] dx dz \\
 T_\theta &= -(1-V) \cdot \oint_{s+s'} p [(x-x_0) dx \\
 & \quad + (z-z_0) dz] + \rho V \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \\
 & \quad \cdot \iint_D \left[ \left\{ \frac{w^*}{V} - (w_0 + a_n \omega_0) \right\} (x-x_0) \right. \\
 & \quad \left. - \left\{ \frac{u^*}{V} - (u_0 - b_n \omega_0) \right\} (z-z_0) \right] dx dz \\
 & \quad \dots \dots \dots (32)
 \end{aligned} \right\}$$

式 (19), (23) を用い, 式 (16), (17) で無次元化された量をもって示すと上式は次のようになる.

$$\begin{aligned}
 \frac{P_x}{\rho g \zeta_0 h} \cdot \exp(-i\omega t) &= -i \frac{1-V+\tau}{V} \oint_s \phi_2^* dz + \tau \Gamma \\
 & \quad \cdot [A_0 X_0 - (1-V) \cdot B_2 Z_0 \\
 & \quad - \{VA_2 + (1-V) \cdot C_2\} \cdot \Theta_0] \dots \dots \dots (33)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{P_z}{\rho g \zeta_0 h} \cdot \exp(-i\omega t) &= i \frac{1-V+\tau}{V} \oint_s \phi_2^* dx \\
 & \quad + i\tau \oint_{s'} \phi_1^* dx + \tau \Gamma [(1-V) \cdot B_1 X_0 + A_0 Z_0 \\
 & \quad + \{VA_1 + (1-V) \cdot C_1\} \cdot \Theta_0] \dots \dots \dots (34)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{T_\theta}{\rho g \zeta_0 h^2} \cdot \exp(-i\omega t) &= i \frac{1-V+\tau}{V} \oint_s \phi_2^* \\
 & \quad \cdot [(x-x_0) dx + (z-z_0) dz] \\
 & \quad + i\tau \oint_{s'} \phi_1^* \cdot [(x-x_0) dx + (z-z_0) dz] \\
 & \quad + \tau \Gamma \{ -VA_2 + (1-V) D_1 \} X_0 \\
 & \quad + \{VA_1 + (1-V) \cdot D_2\} Z_0
 \end{aligned}$$

$$+ \{VE_0 + (1-V)F_0\} \Theta_0 \dots\dots\dots (35)$$

上式右辺において、

$$A_0 = \iint_D dx dz, \quad A_1 = \iint_D (x-x_0) dx dz$$

$$A_2 = \iint_D (z-z_0) dx dz, \quad B_1 = \oint_s x dx$$

$$B_2 = \oint_s z dz, \quad C_1 = \oint_s (a_n z - b_n x) dx$$

$$C_2 = \oint_s (a_n z - b_n x) dz$$

$$D_1 = \oint_s x [(x-x_0) dx + (z-z_0) dz]$$

$$D_2 = \oint_s z [(x-x_0) dx + (z-z_0) dz]$$

$$E_0 = \sum_{n=1}^4 (a_n^2 + b_n^2) \cdot \bar{A}_n$$

$$F_0 = \oint_s (a_n z - b_n x) \cdot [(x-x_0) dx + (z-z_0) dz]$$

(ただし、 $\bar{A}_n$  は Fig. 2 に示す分割領域の面積を表す)

(4) 係留力<sup>1)</sup>

弾性索により係留されている浮体に対する係留力は、浮体の変位と回転角に比例するものとして、次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} F_x &= \rho g \zeta_0 h \cdot [-k_{xx} X_0 - k_{xz} Z_0 + k_{x\theta} \Theta_0] \cdot \exp(i\omega t) \\ F_z &= \rho g \zeta_0 h \cdot [-k_{zx} X_0 - k_{zz} Z_0 + k_{z\theta} \Theta_0] \cdot \exp(i\omega t) \\ M_\theta &= \rho g \zeta_0 h^2 \cdot [k_{\theta x} X_0 + k_{\theta z} Z_0 - k_{\theta\theta} \Theta_0] \cdot \exp(i\omega t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (36)$$

係数  $k_{xx}$ ,  $k_{xz}$  等は、弾性索のばね定数  $K$ , 長さ  $m$ , 係留角  $\beta$  等に関係する。浮体重心に関して対称な断面形状と係留条件の場合には、 $k_{xz} = k_{zx}$ ,  $k_{z\theta} = k_{\theta z}$  はともに0で、ばねの初期張力を  $F_0$ , 係留点の座標を Fig. 1 のようにとり、 $x_0 = 0$  とすると、 $k_{xx}$ ,  $k_{x\theta}$ ,  $k_{\theta\theta}$  は次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} k_{xx} &= 2(k \cos^2 \beta + f_0 \sin^2 \beta) \\ k_{zz} &= 2(k \sin^2 \beta + f_0 \cos^2 \beta) \\ k_{x\theta} &= k_{\theta x} = 2[kS \cos^2 \beta - f_0(z_0 - b_0 + S \cos^2 \beta)] \\ k_{\theta\theta} &= 2[kS^2 \cos^2 \beta - f_0\{(z_0 - b_0) \sin \beta - a_0 \cos \beta\} \\ &\quad \cdot \{C_0 \sec \beta + S \sin \beta\}] \\ S &= b_0 - z_0 - a_0 \tan \beta, \quad k = K/\rho g h, \quad f_0 = F_0/(\rho g h \cdot m) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (37)$$

上式の座標値は  $h$  により無次元化されている。

(5) 運動方程式の無次元表示

式 (29) に式 (30)~(36) を代入して次式を得る。

$$\begin{aligned} -i \frac{1-V+\gamma}{V} \sum_{j=1}^{N_1^*} \phi_2^*(j) \cdot \Delta x_j + [\Gamma(\nu_1 + \gamma A_0) - k_{xx}] \cdot X_0 \\ - [\gamma \Gamma(1-V) \cdot B_2 + k_{xz}] \cdot Z_0 \\ - [\gamma \Gamma \{VA_2 + (1-V) \cdot C_2\} - k_{x\theta}] \cdot \Theta_0 = 0 \dots (38) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} i\gamma \sum_{j=1}^{N_2^*} \phi_1^*(j) \cdot \Delta x_j + i \frac{1-V+\gamma}{V} \cdot \sum_{j=1}^{N_3^*} \phi_2^*(j) \cdot \Delta x_j \\ + [\gamma \Gamma(1-V) \cdot B_1 - k_{zx}] \cdot X_0 + [\Gamma(\nu_1 + \gamma A_0) \\ - 2a(1-V) - k_{zz}] \cdot Z_0 + [\gamma \Gamma \{VA_1 + (1-V) \cdot C_1\} \\ + k_{z\theta}] \cdot \Theta_0 = 0 \dots\dots\dots (39) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} i\gamma \sum_{j=1}^{N_4^*} \phi_1^*(j) \cdot (x_j - x_0) \cdot \Delta x_j + i \frac{1-V+\gamma}{V} \cdot \sum_{j=1}^{N_5^*} \phi_2^*(j) \\ \cdot [(x_j - x_0) \cdot \Delta x_j + (z_j - z_0) \cdot \Delta z_j] \\ + [\gamma \Gamma \{-VA_2 + (1-V) \cdot D_1\} + k_{\theta x}] \cdot X_0 \\ + [\gamma \Gamma \{VA_1 + (1-V) \cdot D_2 + k_{\theta z}\} \cdot Z_0 \\ + [\Gamma \{\nu_2 + \gamma (VE_0 + (1-V) F_0) \\ - A_0(1-V) \left\{ \frac{2}{3} \cdot \frac{a^3}{A_0} - (z_0 - z_b) \right\} - k_{\theta\theta}] \cdot \Theta_0 = 0 \dots\dots\dots (40) \end{aligned}$$

条件が浮体重心に関してすべて対称なときは  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $C_1$ ,  $D_2$  は0となり、式 (38)~(40) でそれぞれ第3項, 第3項と第5項, および第4項が消える。

式 (38)~(40) および式 (25), (28) は、 $(N_1^* + 2N_2^*)$  個の未知量  $\phi_1^*$ ,  $\phi_2^*$ ,  $\bar{\phi}_2^*$ ,  $(N_1 + N_3 + N_4)$  個の未知量  $\phi_1$ ,  $\phi_3$ ,  $\phi_4$ , および5個の未知量  $K_r$ ,  $K_t$ ,  $X_0$ ,  $Z_0$ ,  $\Theta_0$ . したがって総計  $(N_1^* + 2N_2^* + N_1 + N_3 + N_4 + 5)$  個の未知量に対して同数の独立な連立方程式を与えるから、これを解いてすべての未知量が求まる。

4. 抵抗係数の値

上述の解析法においては、空際浮体内の流体抵抗の係数が未知のまま残されている。著者らの行った透過性防波堤<sup>5)</sup>, 直立消波護岸<sup>6)</sup>等の研究においては、流速に比例するとした抗力抵抗の係数  $\mu_1/\sigma$  は通常の周波数範囲ではほぼ1.0の値が妥当であることが見出されている。

田渕ら<sup>7)</sup>は、振動流に対する抵抗係数に関して詳細の実験を行い、 $\mu_1/\sigma$  と  $\mu_2$  の値について検討しているが、両者ともに空隙の形と大きさおよび流速に関係するが、本論文に述べる実験条件の範囲では、 $\mu_1/\sigma \approx 1.0$ ,  $\mu_2 \approx 0.5$  程度であることを示している。Sollitt<sup>8)</sup> は透過性防波堤の研究において、質量力抵抗の係数  $\mu_1$  を1.0とし、流速に比例するとした抗力抵抗を Lorentz の原理により決める方法を試みたが、実験の結果との一致は必ずしも良好とはいえない。空際浮体の問題では、固定構造物と異なり、浮体内部の流速の推定は困難であり、抵抗係数の値について検討しておく必要がある。ここでは空隙体に強制振動を与えた場合の造波率の測定実験を行い、計算値と比較することによって抵抗係数を推定し、これを用いて浮体問題を検討することとする。

この実験は、幅 80 cm, 長さ 22 m の造波水路で行った。水深  $h = 50$  cm とし、長さ  $2a = 25$  cm, 幅 76 cm,

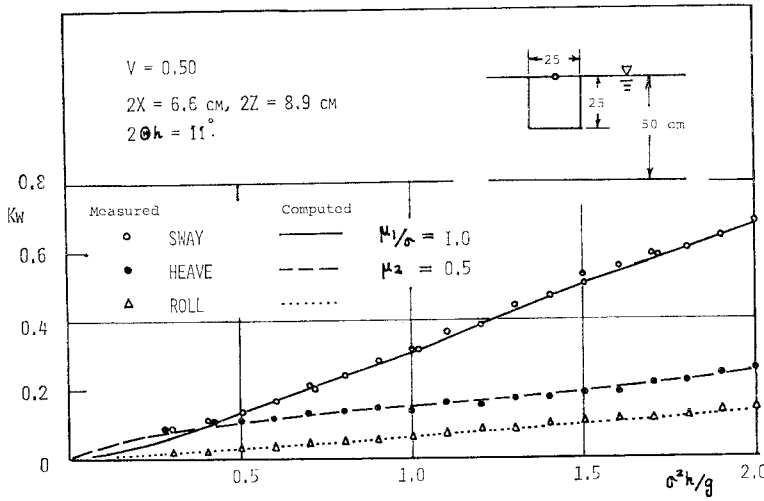


Fig. 4 Wave Generation Coeff. by Swaying, Heaving and Rolling Oscillation of Porous Body

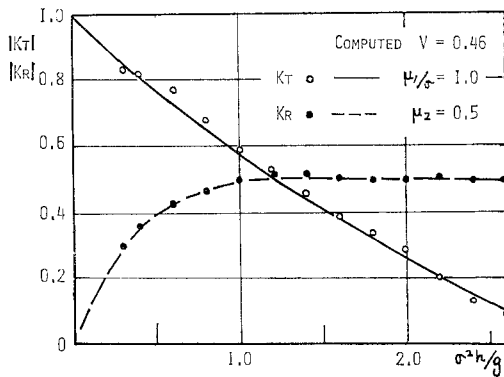


Fig. 5 Trans. and Ref. Coeff. by Fixed Rectangular Body (Model (1))

吃水 25 cm の矩形金網の中に直径 6.2 cm のプラスチック球を詰めて空隙率  $V=0.50$  の空隙体とし、可変速電動機により定速で水平、鉛直および回転の運動を与え、空隙体中心から 150 cm 離れた地点の波高を測定し、造波率（波生波高と振動の全変位の比、回転の場合は  $\theta h$  との比）を求めた。なお回転運動の中心は静水面と一致させ ( $z_0=0$ ) ている。水平 (Sway)、鉛直 (Heave) および回転 (Roll) の全変位量 ( $2X, 2Z, 2\theta h$ ) に対する造波率  $K_W$  の測定値は Fig. 4 において  $\circ, \bullet, \Delta$  で示している。

計算においては式 (28) の右辺 (入射波項) を 0 とし、式 (25) と連立方程式として、 $X_0, Z_0, \theta_0$  をそれぞれ 1 としたときの  $K_r (=K_i)$  を求めれば造波率が得られる。この場合仮想面は中心から  $\pm 3.0h$  にとり、計算点数は  $N_1^*=10, N_2^*=20, N_1=N_3=10, N_4=20, N_6=N_6'=10$  としている。そして  $V=0.50, \mu_1/\sigma=1.0, \mu_2=0.5$  といった場合の計算結果を実線、破線、点線で示した。  $\sigma^2 h/g$

$=0.25 \sim 2.0$  に対して一定の抵抗係数を用いているが、実測値と計算値の一致はほとんど完全であり、浮体運動についてもこの抵抗係数の値が妥当であることを示している。

この造波率の問題は、不透過物体における Radiation 問題に相当する。これに対応する Diffraction 問題として、空隙体を固定した場合の反射率と通過率に関する実験と計算の結果を Fig. 5 に示している。空隙体は次に述べる Model (1) と同じで寸法と実験条件も同じである。計算値は式 (25), (28) で  $X_0=Z_0=\theta_0, \mu_1/\sigma=1.0, \mu_2=0.5$  において得られたもので、実

験値と計算値の一致は良好である。

### 5. 実験および計算

#### (1) 実験

九州大学工学部水工土木学教室の長さ 22 m, 幅 1 m, 深さ 0.6 m のフラップ式造波装置をもつ 2 次元造波水路の一端に碎石斜面の消波装置を設け、中央部分に空隙浮体を 4 本または 8 本の引張りばねで係留し、波高を 4 ~ 5 cm とした入射波による反射率、通過率と浮体重心の水平と鉛直変位および回転角の測定を行った。空隙浮体は直径 6~8 mm の鋼棒による枠に金網を張り、その中に直径 6.2 cm のプラスチックボールを詰め、軸方向の長さが 97 cm の矩形、円形および正三角形の断面とした。係留ばねは線径 1.60 mm, コイル外径 13.0 mm, 自然長 43 cm, ばね定数  $K=0.171 \text{ kg/cm}$  で、すべて左右対称の open type の係留方式とした。水深はすべて 40.5 cm とし、波高は容量式波高計により測定し、反射率は Healey の方法で算出し、浮体の変位は VTR セットにより測定した。 Fig. 6 (a), (b), Fig. 7 (a), (b) および Fig. 8 (a), (b) は、平衡状態での浮体の寸法 (cm 単位) を示すもので、 $G$  は重心位置である。また各図の (a) は 4 本ばね、(b) は 8 本ばねによる係留である。

Fig. 6~8 による Model (1)~(6) の断面形状の諸元は表-1 に示すとおりで、換算ばね定数は 4 本または 8 本のばねを浮体幅に一樣に分布するとした場合の値である。なお水面下の空隙率が同じ断面形状のモデルについて異なるのは、吃水の変化に比べて空隙体であるボールの直径が大きいことによるものである。また矩形浮体で

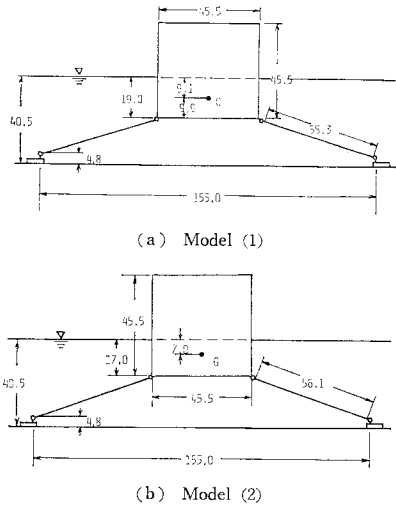


Fig. 6 Cross-Section of Rectangular Body in CM Unit

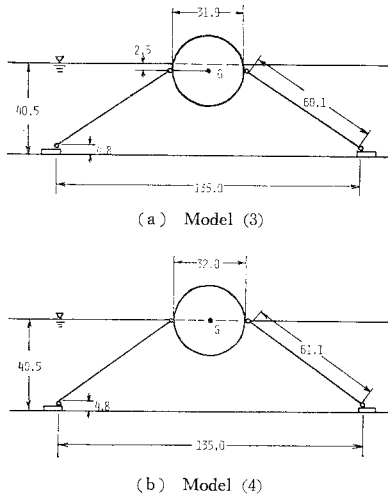


Fig. 7 Cross-section of Circular Body in CM Unit

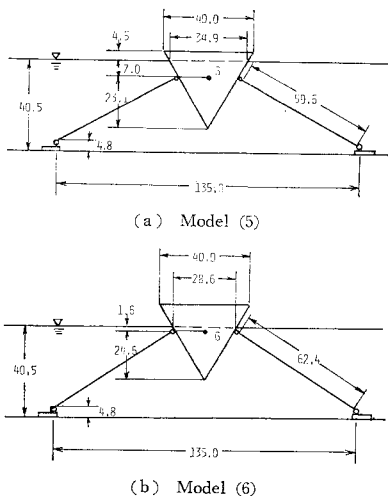


Fig. 8 Cross-Section of Triangular Body in CM Unit

表一 各モデルの寸法

Model No.	1	2	3	4	5	6
断面形状	1辺 45.5 cm の正方形		直径 32 cm の円		1辺 40 cm の正三角形	
重量 (kg)	36.0		6.70		6.55	
慣性モーメント ( $10^3 \text{ kg}\cdot\text{cm}^2$ )	13.0		1.13		1.16	
静水面からの重心の位置 (cm)	-9.1	-7.0	-2.5	0	-7.0	-1.6
換算ばね定数 ( $10^3 \text{ kg/cm}$ )	7.03	3.60	7.03	3.60	7.03	3.60
没水部の面積 ( $\text{cm}^2$ )	865	774	482	402	524	352
没水部空率率	0.46	0.46	0.44	0.51	0.53	0.46

表二 各モデルの計算入力

Model No.	1	2	3	4	5	6
$a/h$	0.562	0.562	0.390	0.395	0.429	0.352
$\bar{x}_0/h$	-0.225	-0.173	-0.0617	0	-0.173	-0.040
$\bar{x}_0/h$	0	0	0	0	0	0
$a_0/h$	0.600	0.590	0.429	0.430	0.362	0.367
$b_0/h$	-0.506	-0.448	-0.0965	-0.0101	-0.185	-0.049
$c_0/h$	1.90	1.91	1.66	1.66	1.66	1.66
$f_0/ogh$	0.0682	0.0385	0.0775	0.0426	0.0767	0.0436
$K_1/ogh$	0.174	0.089	0.174	0.089	0.174	0.089
$\beta$	16.4°	19.2°	33.7°	35.6°	28.8°	33.1°
$\nu_1$	0.227	0.227	0.0424	0.0371	0.0317	0.0364
$\nu_2$	0.0922	0.0922	0.0078	0.0078	0.0073	0.0073
$V$	0.46	0.46	0.44	0.51	0.53	0.46

は重心位置を低くするため、下半分は直径 6.7 cm の重い軟球ボールを詰めてある。

## (2) 計算

数値計算における仮想面 AB, A'B' の位置は、浮体中心から  $3h$  の距離にとり、計算点の数はすべてに共通して  $N_1=N_3=15$ ,  $N_2=30$ ,  $N_0=N'_0=10$  とし、矩形断面については  $N_1^*=12$ ,  $N_2^*=24$ , 円形断面については  $N_1^*=10$ ,  $N_2^*=14$ , 三角形断面については  $N_1^*=10$ ,  $N_2^*=18$  とした。また計算に用いた無次元諸量の値は表一に示すようである。抵抗係数  $\mu_1/\sigma$  と  $\mu_2$  の値は 4. に述べたように、すべての周波数についてそれぞれ 1.0, および 0.5 とした。計算は無次元周波数  $F(=\sigma^2 h/g)$  について 0.2 から 2.6 まで 0.2 間隔に行っている。

## (3) 実験と計算の結果

Model (1)~(6) について実験値を ○, ●, △ で、計算値を実線、破線および点線で、無次元周波数を変数として、Fig. 9~14 に示している。各図の (A) には通過率  $|K_t|$  と反射率  $|K_r|$  を、(B) には水平 (Sway) 振幅  $|X_0|$ , 鉛直 (Heave) 振幅  $|Z_0|$  および回転 (Roll) 振幅  $|\theta_0|$  を示している。

### a) 矩形浮体 (Model (1), Model (2))

同一の浮体についてそれぞれ 8 本および 4 本のばねで

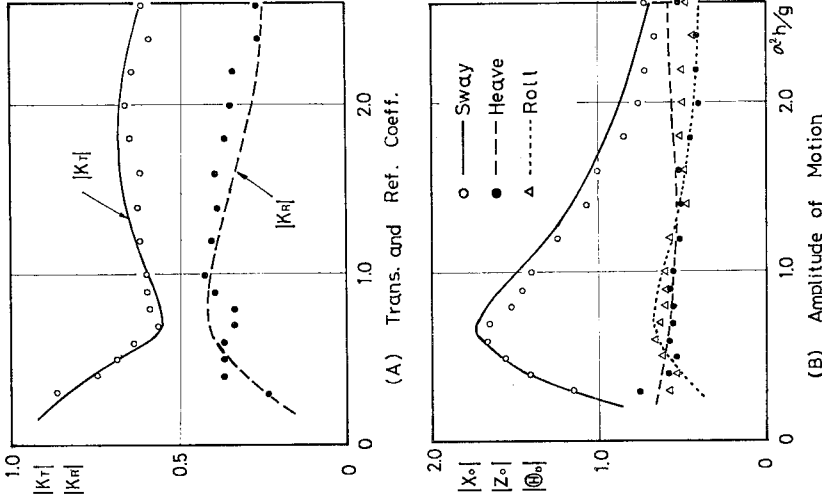


Fig. 9 Measured and Calculated Results for Model (1)

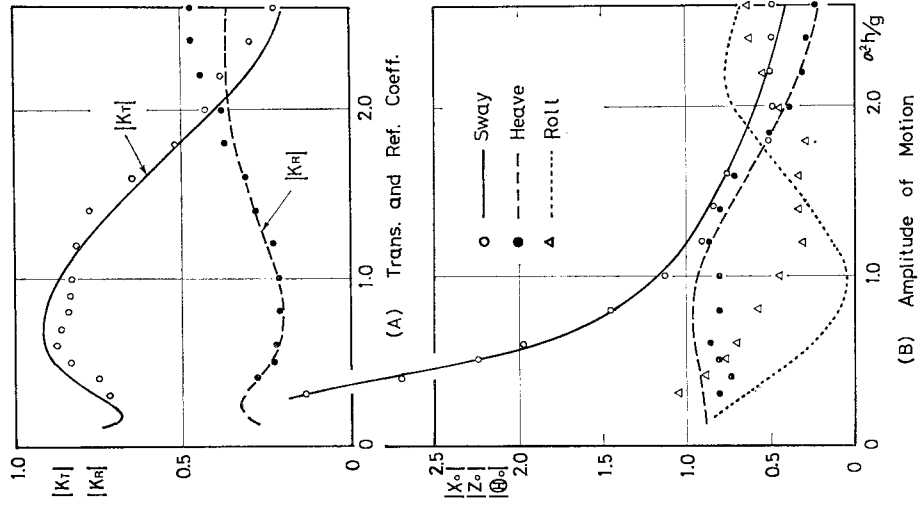


Fig. 10 Measured and Calculated Results for Model (2)

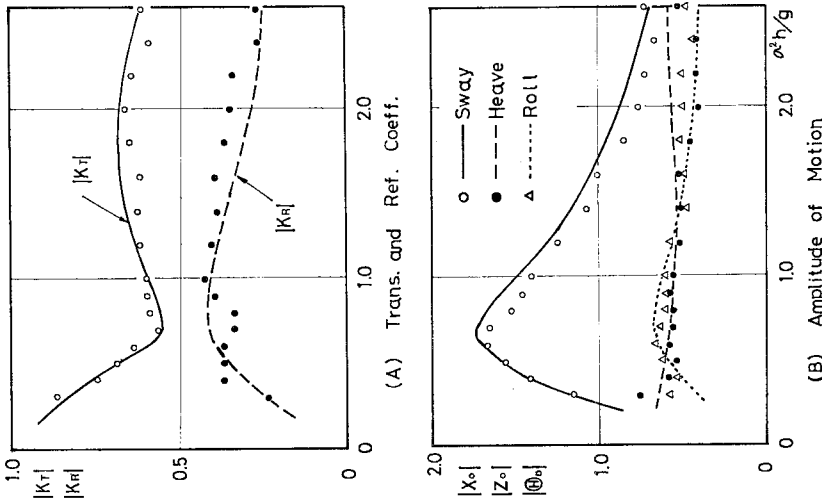


Fig. 11 Measured and Calculated Results for Model (3)



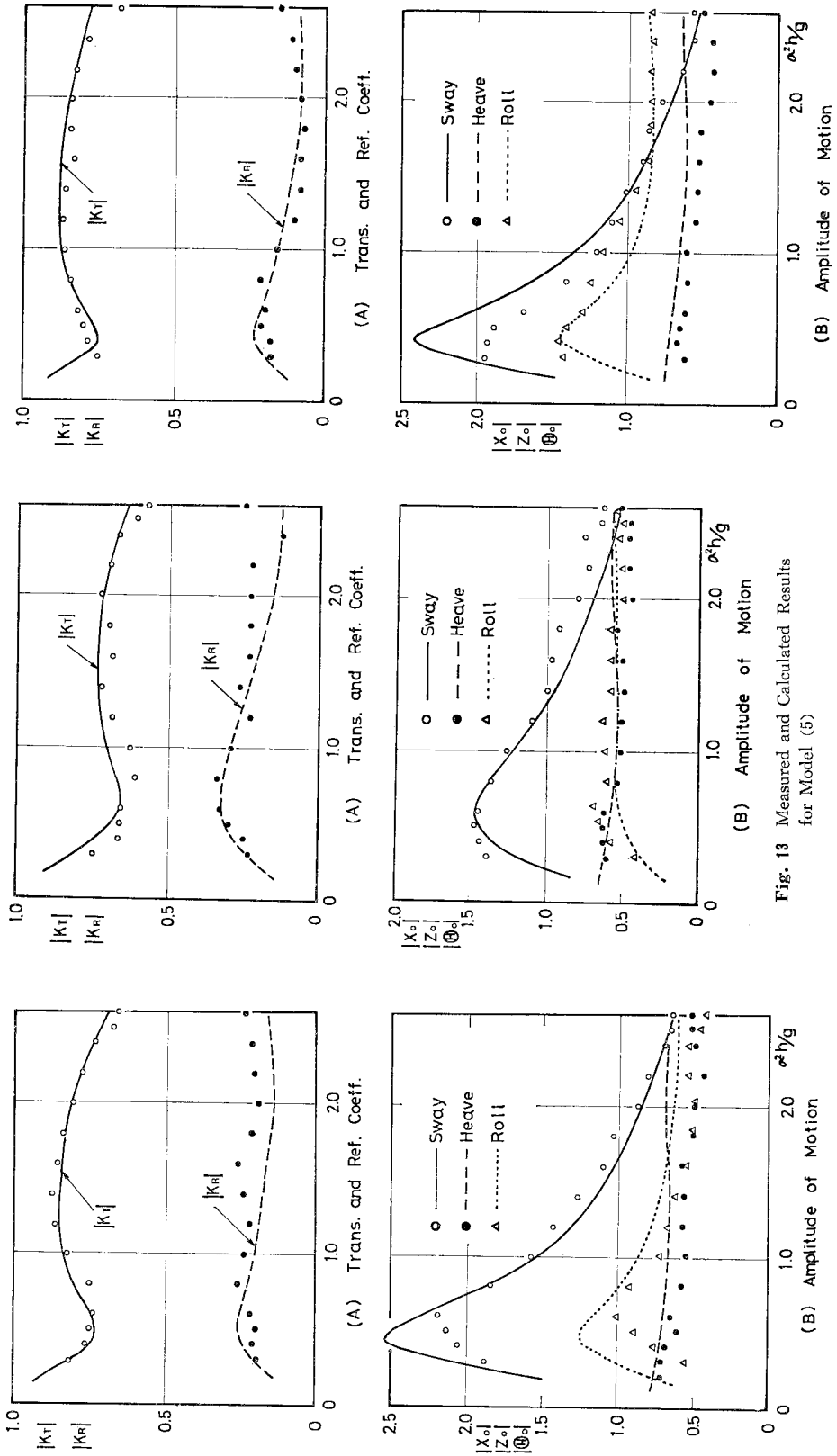


Fig. 14 Measured and Calculated Results for Model (6)

Fig. 13 Measured and Calculated Results for Model (5)

Fig. 12 Measured and Calculated Results for Model (4)

係留した場合で、係留力の相違により重心位置と没水部断面積が異なる。Fig. 9 と 10 に示すように、実験値と計算値は通過率、反射率および浮体運動振幅について満足すべき一致を示している。ただ、回転角については、特に Model (2) においてかなりの相違がみられる。この原因は明確でないが、断面形状が水深よりも大きい正方形で、重心を低くしているが、係留角  $\theta$  が大きく水平係留に近い場合、回転に対して不安定状態に近く首振り運動によって側面が水面を叩いて碎波状態が現われることが多いことに起因するとみられる。

通過率と反射率はそれぞれ1つの極値が対応して現われ、係留力が大きいとき、その出現周波数は大きい。通過率は係留力が大きいと小さくなり、反射率はこれと反対である。Fig. 5 に示した固定の場合と同じ条件の Model (1) を比べると、係留浮体では極値付近を除いて固定の場合より大きい通過率を示し、また反射率は小さい。すなわち、容易に予想されるように、係留浮体では通過率と反射率の極値を示す周波数（極値周波数）付近を除いて、固定の場合より通過率は大きく反射率が小さいことになり、係留力が小さく自由浮体に近いほどこれが著しくなり、また高周波域になるほど、固定状態に近づくことがわかる。空隙浮体内部でのエネルギー損失量と入射波のエネルギー輸送量の比は、 $1 - |K_r|^2 - |K_t|^2$  で示されるが、この値は  $\sigma^2 h/g \geq 2$  で固定の場合と同じになる。

上記の極値周波数において通過率極小を示すのは、浮体の水平運動が卓越して大きいことによるものであることは、 $|X_0|$  とそれに連成する  $|\theta_0|$  が極大を示すことから明らかで、このときエネルギー損失も極大を示す。

不透過浮体においては、極値周波数において通過率 0 の状態が現われ、さらに高周波域でも浮体の鉛直運動に基づく同じ状態が現われるが、空隙浮体ではそのような入射波の完全遮断は起こらない。

#### b) 円形浮体 (Model (3), Model (4))

矩形断面浮体に比べて重量、没水断面積ともに相当に小さい円形断面浮体をそれぞれ 8 本と 4 本のばねで係留した場合で、Fig. 11, 12 に示すように、通過率、反射率および浮体運動振幅のすべてについて計算値と実験値の一致は良好である。

通過率と反射率の周波数による変化は、矩形断面の場合と類似であるが、両者の極値周波数は矩形の場合より大きく、高周波域での通過率の低下は矩形の場合よりかなりゆるやかである。これらの相違は、浮体重量と没水断面積の差異に起因するとみられる。係留力が小さくなると通過率は大きく、反射率は小さくなること、また、通過率の極小は浮体の水平運動の極大に起因することは矩形の場合とまったく同様である。ただし、エネルギー

損失の起こり方が係留力の大小によりかなり異なることは矩形の場合と異なる点である。

#### e) 三角形浮体 (Model (5), Model (6))

円形浮体と類似の重量と没水断面積をもつ正三角形断面の浮体を 8 本および 4 本のばねで係留した場合で、Fig. 13 と 14 に示すように実験値と計算値の一致は良好である。

通過率と反射率の周波数による変化が、断面形の相違にかかわらず円形断面の場合と類似しており、それらの極値の出現が、浮体の水平運動に起因する点も同様である。ただ絶対値において通過率が円形断面よりやや大きく、反射率がかなり小さい。

不透過浮体においては断面形状による通過率と浮体運動の相違は極めて著しく、また、断面における不連続な隅角部特に鋭角の隅角部の存在が流れの剝離を誘起して、極値周波数付近での計算値と実験値の不一致を生ずる原因となるが、空隙浮体においては断面形状が異なっても、また鋭角隅角部があっても、特に著しい相違を示さないことは特徴的である。

### (4) 空隙率と抵抗係数の影響

既述の計算では、浮体の空隙率には実際の値を用い、抵抗係数は周波数に関係なく一定としたが、これらの値の変化の影響がどのように現われるかを計算によって考えてみる。実際には、両者は空隙体の構造と運動に関連すると考えられるが、ここでは独立に変化すると仮定する。

#### a) 空隙率の影響

Model (3) の円形浮体において抵抗係数と吃水、係留条件は変わらないとして、空隙率  $V$  だけを変えてみる。平衡状態では、浮体重量と浮力およびばねの初期張力の鉛直成分がつり合っているから、吃水と係留条件が変わらないときは、 $V$  の値は Model (3) における値 (0.44) を最大値とし、最小値 0 との間で変わり得ることになる。そこで  $\mu_1/\sigma=1.0$ ,  $\mu_2=0.5$  に対し  $V=0.01, 0.10, 0.44$  としたときの計算値を示すと Fig. 15 のようである（見やすいため回転角  $|\theta_0|$  は省略している）。図によると  $V$  が 0 に近づくとも通過率と反射率における極値は低周波側に移るとともに、ピークの形は尖鋭となり、また極値は高周波域にも現われ、それぞれ水平と鉛直運動の極大に対応しており、不透過浮体における周波数変化に対するとまったく同じ形に近づく。すなわち浮体が空隙率をもつことによって、通過率、反射率および浮体運動振幅の周波数特性が著しく平滑化され、反射率は全周波数において空隙率の増加とともに低下するが、通過率は不透過浮体の 2 つの極値付近では空隙率の増加とともに上昇し、その中間周波数域では低下する傾向に

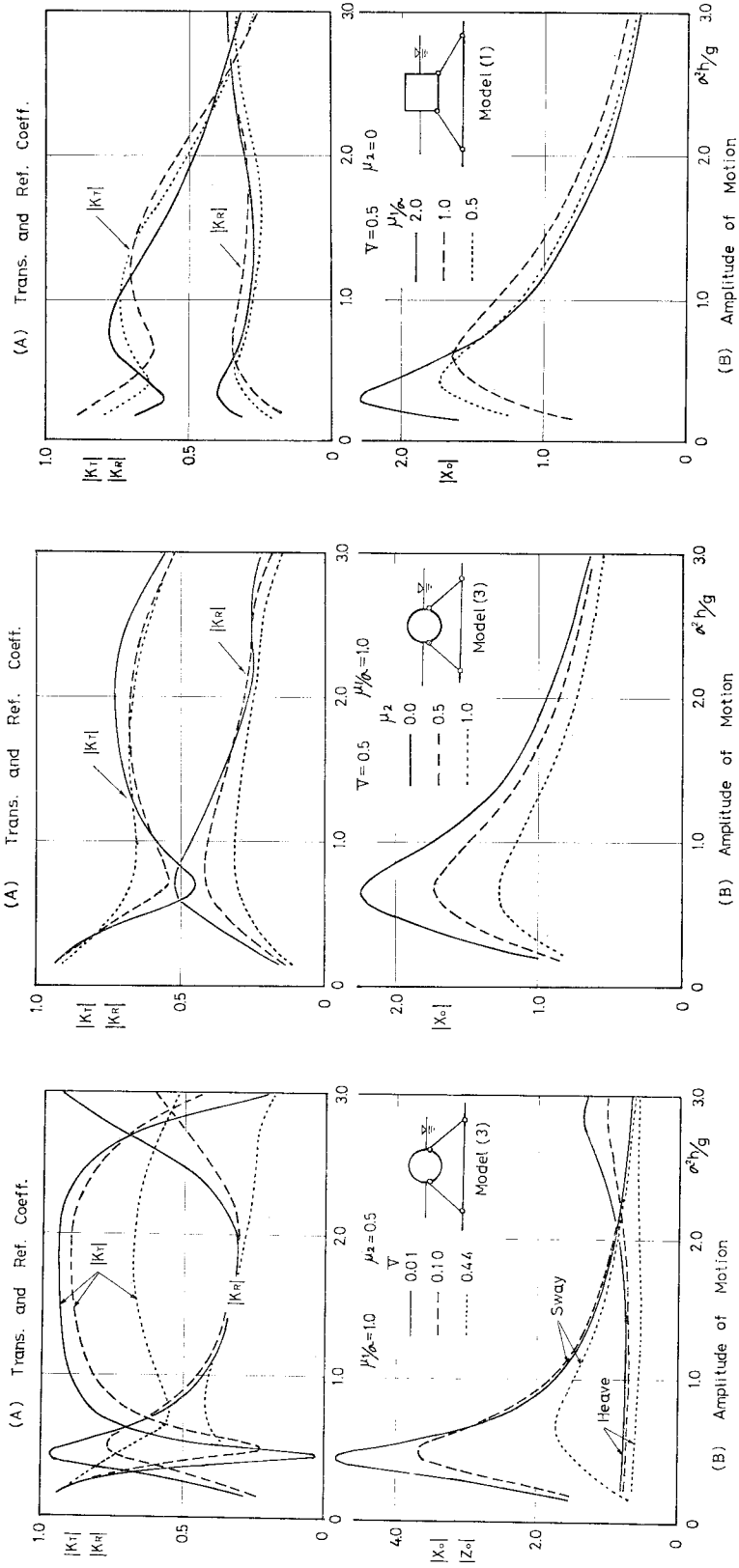


Fig. 17 Effect of  $\mu_1/\sigma$  on Waves and Motion of Floating Body

Fig. 16 Effect of  $\mu_2$  on Waves and Motion of Floating Body

Fig. 15 Effect of  $V$  on Waves and Motion of Floating Body

ある。

#### b) 質量力抵抗係数の影響

Model (3) の場合に、 $V=0.44$ ,  $\mu_1/\sigma=1.0$  に対し、 $\mu_2=0, 0.5, 1.0$  とした場合についての計算結果を示すと、Fig. 16 のようである。簡単のため浮体運動では  $|X_0|$  だけを示している。

極値付近の通過率と反射率は  $\mu_2$  の増加とともに、それぞれ低下および上昇し、高周波域ではほとんど変化がない。

浮体運動は  $\mu_2$  の増加とともに増大する。しかしこれらの極値周波数は一定で変化しない。したがって質量力を無視することは極値周波数に影響しないが、通過率を過大に、反射率と浮体運動を過小に評価することとなる。

#### c) 抗力抵抗の影響

Model (1) の矩形浮体において、 $V=0.46$ ,  $\mu_2=0$  とおき、 $\mu_1/\sigma$  を 0.5, 1.0, 2.0 とした場合の結果を示すと Fig. 17 のようである。 $\mu_1/\sigma=1.0$  の場合と、Fig. 9 の場合 ( $\mu_2=0.5$ ,  $\mu_1/\sigma=1.0$ ) とを比較すると、質量力抵抗  $\mu_2$  を無視すると極値周波数は変わらないが、通過率は大きく反射率と浮体運動は小さく現われることになり、浮体断面に関係なく、上記 b) の傾向があることがわかる。そして Fig. 17 では抗力抵抗が増加しても通過率と反射率の極値の大きさには大きな変化を生じないが、その周波数が低周波側に移行し、対応して浮体運動の極値周波数も移動することがわかる。すなわち抗力抵抗の変化は主として通過率と反射率の極値周波数に影響を与えることとなる。

## 6. 結 論

上述の結果をまとめると次のように結論される。

(1) 通過率と反射率の周波数による変化は、特定の周波数において前者の極小と後者の極大とが対応して現われ、その極値周波数は、浮体重量、係留力、空隙率によって主として決まり、浮体の断面形状には大きな影響を受けない。

(2) 通過率極小の出現は、浮体の水平運動に起因するもので、浮体運動による波のエネルギー損失もこの周波数で極大を示す。これより大きい周波数では、周波数の増加とともに通過率も反射率もゆるやかに低下する傾向を示し、不透過浮体におけるような高周波域での浮体鉛直運動に起因する通過率の極小は起こらない。

(3) 浮体断面形状の相違は、重量と没水断面積が類似の場合は通過率に対してはほとんど影響がなく、むしろ反射率について多少の変化を生ずる。

(4) 固定の場合に比べると、係留の場合は極値周波

数付近の低下を除いては通過率は大きく、反対に反射率は小さい。そして周波数の増大とともに固定浮体の場合に接近する。

(5) 係留力の増加は断面形状に関係なく、極値周波数の高周波域への移行を生じ、また通過率の低下と反射率の上昇および浮体運動の減少を誘起する。すなわち、固定の状態に単調に接近する。

(6) 空隙率の増加は波の反射率と通過率および浮体運動の周波数特性を平滑化する効果が大きく、したがってそれらの極値の現われ方はゆるやかになる。そして極値以外の周波数においては、反射率はほとんど低下しないのに対し、通過率は空隙率の増加とともに低下する傾向を示す。

(7) 質量力抵抗の増加は反射率と通過率の極値周波数に変化を生ずることはなく、主として極値付近の値に変化を誘起し、他の周波数における値にはあまり影響をもたない。

(8) 抗力抵抗の増加は通過率と反射率の極値周波数の、低周波域への移行を誘起するが、それらの値そのものにはあまり影響しない。また他の周波数における値にも大きく影響することがない。

(9) 以上のいずれの場合においても、極値周波数付近での通過率の低下は反射率の上昇および浮体の水平運動の増大と対応して現われる。

本論文の解析法は、(i) 空隙浮体内部の流体運動に対する抵抗は、流体と浮体の相対運動に比例する、(ii) 回転運動に伴う流体抵抗を平均化して速度ポテンシャルをもつ運動に置き換える、という2つの仮定に基づくものであるが、その結果は矩形、円形、三角形の断面形状と2種の係留力について、実験値とほぼ満足すべき一致を示した。空隙部の構造寸法が一定で、波高と同程度の大きさをもつという制限のもとではあるが、浮体運動においては水平運動が回転運動よりもはるかに卓越し、これが第1次の重要な要素として現象を支配し、回転運動の効果は小さいため(ii)の仮定が適合していると考えられる。また本論文で取扱った周波数の範囲内で抵抗係数を一定とした計算結果が実験値とよく一致したことは、(i)の仮定が妥当であることを示している。しかしこの抵抗係数は異なった構造の空隙体や異なった波高に対しては、修正をする必要が起るであろう。

本研究の実験は、九州大学工学部水土木学科第4年度生 池寄正勝、川村浩二両君の努力に負うところが大きい。感謝の意を表したい。なお本研究は文部省科学研究費(一般研究(B))補助金により行われたものである。

## 参 考 文 献

- 1) 井島武士・吉田明德・山本督夫：任意断面浮体の2次元係留運動と波の変形，土木学会論文報告集，第272号，pp. 53～63，1978年4月。
- 2) Kowalski, T.: Scrap Tire Floating Breakwater, 1974 Floating Breakwater Conference Papers, Univ. of Rhode Island, Marine Tech. Rept. Ser. No. 24, pp. 233～243, 1974.4.
- 3) 服部昌太郎・波木 守・高橋孝雄：透過性浮防波堤の構造と消波効果，第20回海岸工学講演会論文集，pp. 89～94，1973。
- 4) 藤田秀夫・日下 理：エネルギー損失を伴う2次元浮防波堤，第24回海岸工学講演会論文集，pp. 285～289，1977。
- 5) 井島武士・江口泰彦・小林 彰：透過性防波堤と岸壁に関する研究，第18回海岸工学講演会論文集，pp. 121～130，1971。
- 6) 井島武士・奥園英明・坂井久雄：2層透過性または遊水部をもつ直立消波護岸の理論と実験，第20回海岸工学講演会論文集，pp. 71～77，1973。
- 7) 田淵幹修・滝川 清：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，pp. 402～406，1978。
- 8) Sollitt, C.K. and R.H. Cross: Wave Reflection and Transmission at Permeable Breakwaters, Tech. Paper No. 76～8, July 1976, Coastal Eng. Res. Center, U.S. Army Corps of Eng.

(1979.3.29・受付)