

円筒浮体群に作用する波力の解析解

Analytical solutions for wave forces on an array of truncated floating cylinders

渡邊英一*, 宇都宮智昭**, 橋本達典***, 平原伸幸****, 麓 興一郎†,
Eiichi WATANABE, Tomoaki UTSUNOMIYA, Tatsunomi HASHIMOTO, Nobuyuki
HIRAHARA and Koichiro FUMOTO

*フェロー会員 Ph.D., 工博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)

**正会員 工博 京都大学助教授 工学研究科土木工学専攻 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)

***学生会員 京都大学大学院 工学研究科土木工学専攻 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)

****正会員 独立行政法人土木研究所構造物研究グループ (〒 305-8516 つくば市南原 1-6)

†正会員 独立行政法人土木研究所構造物研究グループ (〒 305-8516 つくば市南原 1-6)

This paper presents analytical solutions for diffraction/radiation forces on an array of truncated floating cylinders. The boundary value problems for the velocity potentials have been solved using the eigenfunction expansion matching method. Each truncated cylinder can have different radius and draft. The solution presented herein is an extension of the interaction theory for an array of bottom-mounted circular cylinders developed by Linton & Evans (J.F.M., Vol.215, 1990). Numerical examples have indicated accuracy and efficiency of the developed program based on the analytical solutions.

Key Words: wave force, truncated cylinder, interaction, floating body, floating bridge

キーワード: 波力, 円筒浮体, 相互作用, 浮体, 浮体橋梁

1. はじめに

円筒浮体形状は, 浮体式海洋構造物の基本浮体要素としてしばしば用いられるため, 古くからその波力, 波浪応答特性に関する理論的定式化がなされている^{1),2),3)}. これらの研究は, 単独円筒浮体に関するものであるが, 複数の円筒浮体で構成される浮体構造物の場合, 円筒浮体間の流体力学的相互干渉効果を考慮しなければならない場合がある.

複数浮体群に作用する波力に関して, いわゆる large-spacing approximation⁴⁾を用いない研究に限っても既に数多くの研究実績がある^{5),6),7),8),9),10)}. この内, 特に Linton & Evans⁷⁾においては, 着底円柱群に限られるものの, 任意配置される任意半径を有する円柱群に関して, その Diffraction 波力ならびにポテンシャルが完全な解析的表現式として得られており, その後の数多くの解析的研究のベースとして用いられている (例えば, 文献^{11),12)}). 一方, 円筒浮体群に作用する波力の解析的評価に関しては, 単独円筒浮体に関する波浪散乱特性を Garrett¹⁾の解析式から求め, さらにこれを Kagemoto & Yue⁶⁾の相互干渉理論に代入することで求めた Yilmaz⁹⁾の研究があるが, Linton & Evans⁷⁾のような簡明な解析的表現式は得られていない.

そこで, 本研究では, Linton & Evans⁷⁾の着底円柱群に関する解析的表現式を円筒浮体群に拡張し, 同等の簡明な解析的表現式ならびに解析手順を提案することを目的とする. 簡明な解析的表現式誘導の意義として, その表現式に基づくことで信頼性が高くかつ効率のよい計算が可能となること, 各種数値解析プログラムの検証に用い得ること, さらなる解析的研究のベ-

スとして有効に用いられる可能性があること, 等が考えられる.

本論文では, それぞれが任意半径・任意喫水を有する円筒浮体が任意に配置される場合の, 個々の浮体に作用する Diffraction 波力ならびに Radiation 波力の解析的表現式を固有関数展開法により誘導する. さらに, これら表現式に基づく解析プログラムを作成し, その数値例を他方法に基づく結果と比較して示す.

2. Diffraction 問題の定式化

2.1 座標系ならびに浮体配置

図-1に, 座標系ならびに円筒浮体の配置状況を示す. 全体座標系は, xy 平面を平均自由水面に一致させ, 鉛直上向きに z 軸をとる. 円筒浮体は, それぞれ半径 a_p , 喫水 D_p を有するものとする. ここで, $p = 1, 2, \dots, N$ は円筒浮体の番号を, N は円筒浮体数をあらわす. また, (r_p, θ_p, z) なる円筒座標系をそれぞれの円筒中心軸と $z = 0$ の交点が原点となるように設定する. ここで, 円筒座標系の全体座標系における原点座標を $(x_p, y_p, 0)$ とする時, $x - x_p = r_p \cos \theta_p$, $y - y_p = r_p \sin \theta_p$ となる. また, 水深 H は一定とする.

2.2 速度ポテンシャル

流体を非粘性, 非圧縮性の完全流体とし, また流体運動を渦なしと仮定することで, 速度ポテンシャルに関する境界値問題としての定式化が可能となる. Diffraction 問題に関する流体運動を, 速度ポテンシャル $\Phi_D(x, y, z; t)$ によりあらわす. すべての時間依存運動を角周波数 ω の調和振動として扱うことで, 次式の

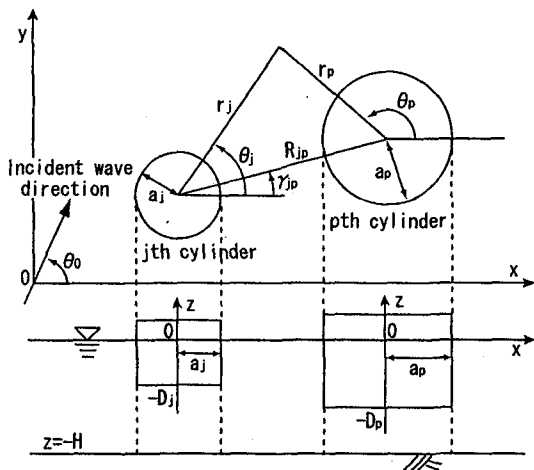


図-1 座標系

ようにあらわされる。

$$\Phi_D(x, y, z; t) = \text{Re}\{\phi_D e^{-i\omega t}\} = \begin{cases} \text{Re}\{(\phi_s(x, y, z) + \phi_0(x, y, z))e^{-i\omega t}\} & (r_p \geq a_p) \\ \text{Re}\{\varphi_p(x, y, z)e^{-i\omega t}\} & (r_p < a_p) \end{cases} \quad (1)$$

ただし、 t は時間、 i は虚数単位である。 ϕ_0 は入射波ポテンシャル、 φ_p は円筒浮体下部の領域の速度ポテンシャル (内部ポテンシャル)、 ϕ_s はそれ以外の領域の速度ポテンシャル (外部ポテンシャル) をあらわす。 ϕ_s に関する支配方程式ならびに境界条件式は、以下のようにあたえられる。

$$\nabla^2 \phi_s(x, y, z) = 0 \quad \text{in the fluid} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial z} = K \phi_s \quad \text{on } z = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = -H \quad (4)$$

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial r_p} = -\frac{\partial \phi_0}{\partial r_p} \quad \text{on } r_p = a_p, -D_p < z < 0 \quad (5)$$

$$r_p^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial \phi_s}{\partial r_p} - iK \phi_s \right) \rightarrow 0 \quad \text{as } r_p \rightarrow \infty \quad (6)$$

ただし、 $K = \frac{\omega^2}{g}$ 、 g は重力加速度である。また、 φ_p に関する支配方程式ならびに境界条件式は、以下のようにあたえられる。

$$\nabla^2 \varphi_p(x, y, z) = 0 \quad \text{in the fluid} \quad (7)$$

$$\frac{\partial \varphi_p}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = -D_p \quad (8)$$

$$\frac{\partial \varphi_p}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = -H \quad (9)$$

さらに、下記の連続条件を満たす必要がある。

$$\varphi_p = \phi_s + \phi_0 \quad \text{on } r_p = a_p, -H < z < -D_p \quad (10)$$

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial r_p} = \frac{\partial \varphi_p}{\partial r_p} - \frac{\partial \phi_0}{\partial r_p} \quad \text{on } r_p = a_p, -H < z < -D_p \quad (11)$$

入射波ポテンシャルは次式のようにあらわされる。

$$\begin{aligned} \phi_0 &= -\frac{igA \cosh k(z+H)}{\omega \cosh kH} e^{ik(x \cos \theta_0 + y \sin \theta_0)} \\ &= -\frac{igAM_0^{\frac{1}{2}}}{\omega \cosh kH} f_0(z) I_p \\ &\quad \cdot \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m i^m J_m(kr_p) \cos m\theta_0 \cos m\theta_p \right. \\ &\quad \left. + \sum_{m=1}^{\infty} 2i^m J_m(kr_p) \sin m\theta_0 \sin m\theta_p \right\} \quad (12) \end{aligned}$$

ただし、

$$I_p = e^{ik(x_p \cos \theta_0 + y_p \sin \theta_0)} \quad (13)$$

$$k \tanh kH = \frac{\omega^2}{g} = K \quad (14)$$

$$f_0(z) = M_0^{-\frac{1}{2}} \cosh k(z+H) \quad (15)$$

$$M_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sinh 2kH}{2kH} \right) \quad (16)$$

ここで、 θ_0 は、入射波の進行方向と x 軸の正の方向のなす角度、 A は入射波の振幅をあらわす。また、 $\epsilon_0 = 1$ 、 $\epsilon_m = 2$ ($m \geq 1$) である。

内部ポテンシャルの一般解は次式のようにあらわされる。

$$\begin{aligned} \varphi_p(r_p, \theta_p, z) &= \sum_{l=0}^{\infty} g_l^p(z) \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} S_{m,l}^p I_{m,l}^p(r_p) \cos m\theta_p \right. \\ &\quad \left. + \sum_{m=1}^{\infty} T_{m,l}^p I_{m,l}^p(r_p) \sin m\theta_p \right\} \quad (17) \end{aligned}$$

ただし、 $S_{m,l}^p, T_{m,l}^p$ は外部解との接合によって決定される未定係数である。

ここで、

$$I_{m,l}^p(r_p) = \begin{cases} (r_p/a_p)^m & \text{for } l=0 \\ I_m(\lambda_l^p r_p) & \text{for } l=1, 2, \dots, \infty \end{cases} \quad (18)$$

$$g_l^p(z) = \epsilon_l^{\frac{1}{2}} \cos \lambda_l^p(z + D_p) \quad (19)$$

ただし、 $\lambda_l^p = \frac{L_p}{L_p}$ 、 $L_p = H - D_p$

また、 $g_l^p(z)$ は、次の直交関係を満たす。

$$\frac{1}{L_p} \int_{-H}^{-D_p} g_l^p(z) g_k^p(z) dz = \delta_{lk} \quad (20)$$

ただし, $\delta_{lk} = 1$ ($l = k$), $\delta_{lk} = 0$ ($l \neq k$)

外部ポテンシャルの一般解は, 文献¹³⁾を参考にして次式のようにあらわされる.

$$\begin{aligned} \phi_s(r_p, \theta_p, z) = & \sum_{l=0}^{\infty} f_l(z) \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ A_{m,l}^p \mathcal{H}_{m,l}(r_p) \cos m\theta_p \right. \\ & + B_{m,l}^p \mathcal{H}_{m,l}(r_p) \sin m\theta_p \\ & + \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} [A_{n,l}^j (C_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(r_p) \cos m\theta_p \\ & + D_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(r_p) \sin m\theta_p) \\ & + B_{n,l}^j (E_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(r_p) \cos m\theta_p \\ & + F_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(r_p) \sin m\theta_p)] \left. \right\} \quad (21) \end{aligned}$$

$A_{m,l}^p, B_{m,l}^p$ は, 未定係数である.

ただし,

$$\mathcal{H}_{m,l}(r) = \begin{cases} H_m^{(1)}(kr) & l = 0 \\ K_m(k_l r) & l = 1, 2, \dots, \infty \end{cases} \quad (22)$$

$$\mathcal{J}_{m,l}(r) = \begin{cases} J_m(kr) & l = 0 \\ I_m(k_l r) & l = 1, 2, \dots, \infty \end{cases} \quad (23)$$

$$f_l(z) = M_l^{-\frac{1}{2}} \cos k_l(z + H) \quad (24)$$

$$M_l = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sin 2k_l H}{2k_l H} \right) \quad (25)$$

$$k_l \tan k_l H + \frac{\omega^2}{g} = 0 \quad (26)$$

ここで, $k_l (l \geq 1)$ は正の実数, $k_0 = -ik$ である. また, $f_l(z)$ は, 次の直交関係を満たす.

$$\frac{1}{H} \int_{-H}^0 f_l(z) f_k(z) dz = \delta_{lk} \quad (27)$$

係数 $C_{n,m,l}^{jp}, D_{n,m,l}^{jp}, E_{n,m,l}^{jp}, F_{n,m,l}^{jp}$ は次のようにあたえられる.

$$C_{n,m,l}^{jp} = \frac{\epsilon_m}{2} [(-)^m \mathcal{H}_{n+m,l}(R_{jp}) \cos(m+n)\gamma_{jp} + \mathcal{H}_{n-m,l}(R_{jp}) \cos(m-n)\gamma_{jp}] \quad (j \neq p) \quad (28)$$

$$D_{n,m,l}^{jp} = (-)^m \mathcal{H}_{n+m,l}(R_{jp}) \sin(m+n)\gamma_{jp} + \mathcal{H}_{n-m,l}(R_{jp}) \sin(m-n)\gamma_{jp} \quad (j \neq p) \quad (29)$$

$$E_{n,m,l}^{jp} = \frac{\epsilon_m}{2} [(-)^m \mathcal{H}_{n+m,l}(R_{jp}) \sin(m+n)\gamma_{jp} - \mathcal{H}_{n-m,l}(R_{jp}) \sin(m-n)\gamma_{jp}] \quad (j \neq p) \quad (30)$$

$$F_{n,m,l}^{jp} = -(-)^m \mathcal{H}_{n+m,l}(R_{jp}) \cos(m+n)\gamma_{jp} + \mathcal{H}_{n-m,l}(R_{jp}) \cos(m-n)\gamma_{jp} \quad (j \neq p) \quad (31)$$

$$C_{n,m,l}^{jp} = D_{n,m,l}^{jp} = E_{n,m,l}^{jp} = F_{n,m,l}^{jp} = 0 \quad (j = p) \quad (32)$$

ここで, R_{jp} は円筒浮体 j と p の中心間距離, γ_{jp} は円筒浮体の中心間を結ぶ直線と x 軸のなす角度をあらわす.

2.3 未定係数の決定法

圧力の連続条件式 (10) の両辺に, $g_k^p(z)$ をかけて, $z = -H$ から $z = -D_p$ まで積分し, さらに三角関数の直交性を考慮すると,

$$\begin{aligned} S_{m,k}^p \mathcal{I}_{m,k}^p(a_p) = & \sum_{l=0}^{\infty} \bar{C}_{lk}^p \left\{ A_{m,l}^p \mathcal{H}_{m,l}(a_p) \right. \\ & + \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} [A_{n,l}^j C_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p) + B_{n,l}^j E_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p)] \left. \right\} \\ & - \frac{igAM_0^{\frac{1}{2}}}{\omega \cosh kH} \bar{C}_{0k}^p I_p \epsilon_m i^m J_m(ka_p) \cos m\theta_0 \quad (33) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_{m,k}^p \mathcal{I}_{m,k}^p(a_p) = & \sum_{l=0}^{\infty} \bar{C}_{lk}^p \left\{ B_{m,l}^p \mathcal{H}_{m,l}(a_p) \right. \\ & + \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} [A_{n,l}^j D_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p) + B_{n,l}^j F_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p)] \left. \right\} \\ & - \frac{igAM_0^{\frac{1}{2}}}{\omega \cosh kH} \bar{C}_{0k}^p I_p 2 i^m J_m(ka_p) \sin m\theta_0 \quad (34) \end{aligned}$$

ただし,

$$\begin{aligned} \bar{C}_{lk}^p = & \frac{1}{L_p} \int_{-H}^{-D_p} f_l(z) g_k^p(z) dz \\ = & \left(\frac{\epsilon_k}{M_l} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{k_l \sin k_l L_p}{L_p (k_l^2 - (\lambda_k^p)^2)} \quad (35) \end{aligned}$$

境界条件式 (5) および速度の連続条件式 (11) の両辺に, $f_k(z)$ をかけて, $z = -H$ から $z = 0$ まで積分し, さらに三角関数の直交性を考慮すると,

$$\begin{aligned} A_{m,k}^p \mathcal{H}'_{m,k}(a_p) + \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} [A_{n,k}^j C_{n,m,k}^{jp} \mathcal{J}'_{m,k}(a_p) \\ + B_{n,k}^j E_{n,m,k}^{jp} \mathcal{J}'_{m,k}(a_p)] \\ = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{L_p}{H} \bar{C}_{kl}^p S_{m,l}^p \mathcal{I}_{m,l}^{p'}(a_p) \\ - \left(-\frac{igAM_0^{\frac{1}{2}}}{\omega \cosh kH} \right) \delta_{0k} I_p \epsilon_m i^m k J'_m(ka_p) \cos m\theta_0 \quad (36) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_{m,k}^p \mathcal{H}'_{m,k}(a_p) + \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} [A_{n,k}^j D_{n,m,k}^{jp} \mathcal{J}'_{m,k}(a_p) \\ + B_{n,k}^j F_{n,m,k}^{jp} \mathcal{J}'_{m,k}(a_p)] \\ = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{L_p}{H} \bar{C}_{kl}^p T_{m,l}^p \mathcal{I}_{m,l}^{p'}(a_p) \\ - \left(-\frac{igAM_0^{\frac{1}{2}}}{\omega \cosh kH} \right) \delta_{0k} I_p 2 i^m k J'_m(ka_p) \sin m\theta_0 \quad (37) \end{aligned}$$

(36) 式, (37) 式にそれぞれ (33) 式, (34) 式を代入して式をまとめると, 次式ようになる。

$$\begin{aligned} & \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ A_{n,l}^j [(\mathcal{H}'_{m,l}(a_p) \delta_{jp} \delta_{mn} + C_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}'_{m,l}(a_p)) \delta_{lq} \right. \\ & \quad - (\mathcal{H}_{m,l}(a_p) \delta_{jp} \delta_{mn} + C_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p)) Q_{ql,m}^p] \\ & \quad \left. + B_{n,l}^j [E_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}'_{m,l}(a_p) \delta_{lq} - E_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p) Q_{ql,m}^p] \right\} \\ & = -\frac{igAM_0^{\frac{1}{2}}}{\omega \cosh kH} I_p \epsilon_m i^m \cos m\theta_0 \\ & \quad \cdot [Q_{q0,m}^p J_m(ka_p) - \delta_{0q} k J'_m(ka_p)] \end{aligned} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ A_{n,l}^j [D_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}'_{m,l}(a_p) \delta_{lq} \right. \\ & \quad - D_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p) Q_{ql,m}^p] \\ & \quad \left. + B_{n,l}^j [(\mathcal{H}'_{m,l}(a_p) \delta_{jp} \delta_{mn} + F_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}'_{m,l}(a_p)) \delta_{lq} \right. \\ & \quad \left. - (\mathcal{H}_{m,l}(a_p) \delta_{jp} \delta_{mn} + F_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p)) Q_{ql,m}^p] \right\} \\ & = -\frac{igAM_0^{\frac{1}{2}}}{\omega \cosh kH} I_p 2 i^m \sin m\theta_0 \\ & \quad \cdot [Q_{q0,m}^p J_m(ka_p) - \delta_{0q} k J'_m(ka_p)] \end{aligned} \quad (39)$$

ただし,

$$Q_{ql,m}^p = \sum_{u=0}^{\infty} \frac{L_p}{H} \bar{C}_{qu}^p \frac{T_{m,u}^{p'}(a_p)}{T_{m,u}^p(a_p)} \bar{C}_{lu}^p \quad (40)$$

これらの連立方程式を解くことにより, 未定係数 $A_{n,l}^j$, $B_{n,l}^j$ が求まり, さらに (33) 式, (34) 式に代入することで, 未定係数 $S_{m,k}^p$, $T_{m,k}^p$ が求められる。以上で, 速度ポテンシャルが完全に決定される。

2.4 強制波力

各要素浮体に作用する強制波力は, 次式により求められる。

$$\begin{aligned} X_u^p &= -i\rho\omega \int_S \phi_D n_u^p dS \\ &= -i\rho\omega \int_{-D_p}^0 \int_0^{2\pi} \{ \phi_0(a_p, \theta_p, z) \\ & \quad + \phi_s(a_p, \theta_p, z) \} n_u^p a_p d\theta_p dz \\ & \quad - i\rho\omega \int_0^{a_p} \int_0^{2\pi} \varphi_p(r_p, \theta_p, -D_p) n_u^p r_p d\theta_p dr_p \end{aligned} \quad (41)$$

ここで, (n_1^p, n_2^p, n_3^p) は, 物体表面における外向き (物体から流体に向かう方向) 法線ベクトル, $(n_4^p, n_5^p, n_6^p) = (x - x_p, y - y_p, z) \times (n_1^p, n_2^p, n_3^p)$ は, 回転運動モードに対する一般化方向余弦 (原点を回転中心とする各モード毎の単位回転運動に対する物体表面 (x, y, z) の変位の外向き法線方向成分) をあらわす。

(12) 式, (21) 式を用いて $(\phi_0 + \phi_s)$ を変形すると, 次

式のようにあらわされる。

$$\begin{aligned} \phi_0 + \phi_s &= \sum_{l=0}^{\infty} f_l(z) \sum_{m=0}^{\infty} (\alpha_{m,l}^p(r_p) \cos m\theta_p \\ & \quad + \beta_{m,l}^p(r_p) \sin m\theta_p) \end{aligned} \quad (42)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{m,l}^p(r_p) &= A_{m,l}^p \mathcal{H}_{m,l}(r_p) \\ & \quad + \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ A_{n,l}^j C_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(r_p) \right. \\ & \quad \left. + B_{n,l}^j E_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(r_p) \right\} \\ & \quad + \delta_{l0} \left(-\frac{igAM_0^{-\frac{1}{2}}}{\omega \cosh kH} \right) I_p \epsilon_m i^m J_m(kr_p) \cos m\theta_0 \end{aligned} \quad (43)$$

$$\begin{aligned} \beta_{m,l}^p(r_p) &= B_{m,l}^p \mathcal{H}_{m,l}(r_p) \\ & \quad + \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ A_{n,l}^j D_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(r_p) \right. \\ & \quad \left. + B_{n,l}^j F_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(r_p) \right\} \\ & \quad + \delta_{l0} \left(-\frac{igAM_0^{-\frac{1}{2}}}{\omega \cosh kH} \right) I_p 2 i^m J_m(kr_p) \sin m\theta_0 \end{aligned} \quad (44)$$

これらを用いて強制波力を計算した結果は, 以下のようになる。

$$X_1^p = -i\rho\omega\pi a_p \sum_{l=0}^{\infty} F_{1l}^p \alpha_{1,l}^p(a_p) \quad (45)$$

$$X_2^p = -i\rho\omega\pi a_p \sum_{l=0}^{\infty} F_{1l}^p \beta_{1,l}^p(a_p) \quad (46)$$

$$X_3^p = i\rho\omega 2\pi \left\{ S_{0,0}^p \frac{a_p^2}{2} + \sum_{l=1}^{\infty} \sqrt{2} S_{0,l}^p \frac{a_p}{\lambda_l} I_1(\lambda_l a_p) \right\} \quad (47)$$

$$\begin{aligned} X_4^p &= i\rho\omega\pi a_p \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ F_{2l}^p \beta_{1,l}^p(a_p) + T_{1,0}^p \frac{a_p^2}{4} \right. \\ & \quad \left. + \sum_{l=1}^{\infty} \sqrt{2} T_{1,l}^p \left(\frac{a_p}{\lambda_l} I_0(\lambda_l a_p) - \frac{2}{\lambda_l^2} I_1(\lambda_l a_p) \right) \right\} \end{aligned} \quad (48)$$

$$\begin{aligned} X_5^p &= -i\rho\omega\pi a_p \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ F_{2l}^p \alpha_{1,l}^p(a_p) + S_{1,0}^p \frac{a_p^2}{4} \right. \\ & \quad \left. + \sum_{l=1}^{\infty} \sqrt{2} S_{1,l}^p \left(\frac{a_p}{\lambda_l} I_0(\lambda_l a_p) - \frac{2}{\lambda_l^2} I_1(\lambda_l a_p) \right) \right\} \end{aligned} \quad (49)$$

$$X_6^p = 0 \quad (50)$$

ただし,

$$F_{1l}^p = \int_{-D_p}^0 f_l(z) dz$$

$$= \frac{M_l^{-\frac{1}{2}}}{k_l} (\sin k_l H - \sin k_l L_p) \quad (51)$$

$$F_{2l}^p = \int_{-D_p}^0 z f_l(z) dz$$

$$= \frac{M_l^{-\frac{1}{2}} D_p}{k_l} \sin k_l L_p + \frac{M_l^{-\frac{1}{2}}}{k_l^2} (\cos k_l H - \cos k_l L_p) \quad (52)$$

3. Radiation 問題の定式化

3.1 速度ポテンシャル

Radiation 問題も, Diffraction 問題とほぼ同様な取り扱いが可能である. 浮体 i が u 方向に動揺する場合に生ずる流体運動を, 速度ポテンシャル $\Phi_R^{(i-u)}(x, y, z; t)$ によりあらわす. ここで, Surge ($u=1$; x 軸方向の並進運動), Sway ($u=2$; y 軸方向の並進運動), Heave ($u=3$; z 軸方向の並進運動), Roll ($u=4$; x 軸回りの回転運動), Pitch ($u=5$; y 軸回りの回転運動) である.

すべての時間依存運動を角周波数 ω の調和振動として扱うことで, 次式のようにあらわされる.

$$\Phi_R^{(i-u)}(x, y, z; t) = \text{Re}\{\phi_R^{(i-u)} e^{-i\omega t}\} =$$

$$\begin{cases} \text{Re}\{\phi_r^{(i-u)}(x, y, z) e^{-i\omega t}\} & (r_p \geq a_p) \\ \text{Re}\{\phi_p^{(i-u)}(x, y, z) e^{-i\omega t}\} & (r_p < a_p) \end{cases} \quad (53)$$

ここで, $\phi_p^{(i-u)}$ は円筒浮体下部の領域の速度ポテンシャル (内部ポテンシャル), $\phi_r^{(i-u)}$ はそれ以外の領域の速度ポテンシャル (外部ポテンシャル) をあらわす.

$\phi_r^{(i-u)}$ に関する支配方程式ならびに境界条件式は, 以下のように与えられる.

$$\nabla^2 \phi_r^{(i-u)}(x, y, z) = 0 \quad \text{in the fluid} \quad (54)$$

$$\frac{\partial \phi_r^{(i-u)}}{\partial z} = K \phi_r^{(i-u)} \quad \text{on } z = 0 \quad (55)$$

$$\frac{\partial \phi_r^{(i-u)}}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = -H \quad (56)$$

$$\frac{\partial \phi_r^{(i-u)}}{\partial r_p} = n_u^p \delta_{ip} \quad \text{on } r_p = a_p, -D_p < z < 0 \quad (57)$$

$$r_p^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial \phi_r^{(i-u)}}{\partial r_p} - iK \phi_r^{(i-u)} \right) \rightarrow 0 \quad \text{as } r_p \rightarrow \infty \quad (58)$$

また, $\phi_p^{(i-u)}$ に関する支配方程式ならびに境界条件式は, 以下のようにあたえられる.

$$\nabla^2 \phi_p^{(i-u)}(x, y, z) = 0 \quad \text{in the fluid} \quad (59)$$

$$\frac{\partial \phi_p^{(i-u)}}{\partial z} = n_u^p \delta_{ip} \quad \text{on } z = -D_p \quad (60)$$

$$\frac{\partial \phi_p^{(i-u)}}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = -H \quad (61)$$

さらに下記の連続条件式を満たす必要がある.

$$\phi_r^{(i-u)} = \phi_p^{(i-u)} \quad \text{on } r_p = a_p, -H < z < -D_p \quad (62)$$

$$\frac{\partial \phi_r^{(i-u)}}{\partial r_p} = \frac{\partial \phi_p^{(i-u)}}{\partial r_p} \quad \text{on } r_p = a_p, -H < z < -D_p \quad (63)$$

内部ポテンシャルは次式のようにあらわされる.

$$\phi_p^{(i-u)}(r_p, \theta_p, z) = P_u^p \delta_{ip}$$

$$+ \sum_{l=0}^{\infty} g_l(z) \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} S_{m,l}^{p(i-u)} \mathcal{I}_{m,l}(r_p) \cos m\theta_p \right.$$

$$\left. + \sum_{m=1}^{\infty} T_{m,l}^{p(i-u)} \mathcal{I}_{m,l}(r_p) \sin m\theta_p \right\} \quad (64)$$

ここで, P_u^p は, (60) 式を満たす非斉次解であり, 次式のようにあらわされる.

$$P_1^p = P_1^p(r_p, z) = 0 \quad (65)$$

$$P_2^p = P_2^p(r_p, z) = 0 \quad (66)$$

$$P_3^p = P_3^p(r_p, z) = \frac{1}{2L_p} \left\{ \frac{1}{2} r_p^2 - (z+H)^2 \right\} \quad (67)$$

$$P_4^p = P_4^p(r_p, z) \sin \theta_p = \frac{1}{2L_p} \left\{ \frac{r_p^3}{4} - (z+H)^2 r_p \right\} \sin \theta_p \quad (68)$$

$$P_5^p = P_5^p(r_p, z) \cos \theta_p = \frac{1}{2L_p} \left\{ (z+H)^2 r_p - \frac{r_p^3}{4} \right\} \cos \theta_p \quad (69)$$

また, 外部ポテンシャルは, Diffraction 問題と同様に (21) 式のようにあらわされる.

3.2 未定係数の決定法

圧力の連続条件の両辺に $g_k(z)$ をかけて, $z = -H$ から $z = -D_p$ まで積分し, 速度の連続条件の両辺に $f_k(z)$ をかけて, $z = -H$ から $z = 0$ まで積分し, さらに三角関数の直交性を考慮すると, 以下の連立方程式

が導かれる。

$$\begin{aligned}
& \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ A_{n,l}^{j(i-u)} \left[(\mathcal{H}'_{m,l}(a_p) \delta_{jp} \delta_{mn} \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + C_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}'_{m,l}(a_p)) \delta_{lq} \right. \right. \\
& \quad \left. - (\mathcal{H}_{m,l}(a_p) \delta_{jp} \delta_{mn} + C_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p)) Q_{ql,m}^p \right] \\
& \quad \left. + B_{n,l}^{j(i-u)} \left[E_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}'_{m,l}(a_p) \delta_{lq} - E_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p) Q_{ql,m}^p \right] \right\} \\
& = \delta_{u1} \delta_{ip} \left\{ \delta_{m1} \frac{1}{H} \int_{-D_p}^0 f_q(z) dz \right\} \\
& + \delta_{u3} \delta_{ip} \left\{ \delta_{m0} \frac{1}{H} \left[\int_{-H}^{-D_p} \frac{\partial P_3^p}{\partial r_p} \Big|_{r_p=a_p} f_q(z) dz \right. \right. \\
& \quad \left. \left. - \sum_{l=0}^{\infty} \overline{C}_{ql}^p \frac{\mathcal{I}'_{m,l}(a_p)}{\mathcal{I}_{m,l}(a_p)} \int_{-H}^{-D_p} P_3^p(a_p, z) g_l^p(z) dz \right] \right\} \\
& + \delta_{u5} \delta_{ip} \left\{ \delta_{m1} \frac{1}{H} \left[\int_{-H}^{-D_p} \frac{\partial P_5^p}{\partial r_p} \Big|_{r_p=a_p} f_q(z) dz \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + \int_{-D_p}^0 z f_q(z) dz \right. \right. \\
& \quad \left. \left. - \sum_{l=0}^{\infty} \overline{C}_{ql}^p \frac{\mathcal{I}'_{m,l}(a_p)}{\mathcal{I}_{m,l}(a_p)} \int_{-H}^{-D_p} P_5^p(a, z) g_l^p(z) dz \right] \right\} \quad (70)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ A_{n,l}^{j(i-u)} \left[D_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}'_{m,l}(a_p) \delta_{lq} \right. \right. \\
& \quad \left. \left. - D_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p) Q_{ql,m}^p \right] \right. \\
& \quad \left. + B_{n,l}^{j(i-u)} \left[(\mathcal{H}'_{m,l}(a_p) \delta_{jp} \delta_{mn} + F_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}'_{m,l}(a_p)) \delta_{lq} \right. \right. \\
& \quad \left. \left. - (\mathcal{H}_{m,l}(a_p) \delta_{jp} \delta_{mn} + F_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p)) Q_{ql,m}^p \right] \right\} \\
& = \delta_{u2} \delta_{ip} \delta_{m1} \frac{1}{H} \int_{-D_p}^0 f_q(z) dz \\
& + \delta_{u4} \delta_{ip} \left\{ \delta_{m1} \frac{1}{H} \left[\int_{-H}^{-D_p} \frac{\partial P_4^p}{\partial r_p} \Big|_{r_p=a_p} f_q(z) dz \right. \right. \\
& \quad \left. \left. - \int_{-D_p}^0 z f_q(z) dz \right. \right. \\
& \quad \left. \left. - \sum_{l=0}^{\infty} \overline{C}_{ql}^p \frac{\mathcal{I}'_{m,l}(a_p)}{\mathcal{I}_{m,l}(a_p)} \int_{-H}^{-D_p} P_4^p(a_p, z) g_l^p(z) dz \right] \right\} \quad (71)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
S_{m,k}^{p(i-u)} \mathcal{I}_{m,k}^p(a_p) & = \\
& \sum_{l=0}^{\infty} \overline{C}_{lk}^p \left\{ A_{m,l}^{p(i-u)} \mathcal{H}_{m,l}(a_p) \right. \\
& + \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ A_{n,l}^{j(i-u)} C_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p) \right. \\
& \quad \left. \left. + B_{n,l}^{j(i-u)} E_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p) \right\} \right\} \\
& - \delta_{u3} \delta_{ip} \delta_{m0} \frac{1}{L_p} \int_{-H}^{-D_p} P_3^p(a_p, z) g_k^p(z) dz \\
& - \delta_{u5} \delta_{ip} \delta_{m1} \frac{1}{L_p} \int_{-H}^{-D_p} P_5^p(a_p, z) g_k^p(z) dz \quad (72)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
T_{m,k}^{p(i-u)} \mathcal{I}_{m,k}^p(a_p) & = \\
& \sum_{l=0}^{\infty} \overline{C}_{lk}^p \left\{ B_{m,l}^{p(i-u)} \mathcal{H}_{m,l}(a_p) \right. \\
& + \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ A_{n,l}^{j(i-u)} D_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p) \right. \\
& \quad \left. \left. + B_{n,l}^{j(i-u)} F_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(a_p) \right\} \right\} \\
& - \delta_{u4} \delta_{ip} \delta_{m1} \frac{1}{L_p} \int_{-H}^{-D_p} P_4^p(a_p, z) g_k^p(z) dz \quad (73)
\end{aligned}$$

これらの連立方程式を解くことにより、すべての未定係数が求まり、速度ポテンシャルが決定される。

3.3 付加質量及び造波減衰

円筒浮体 i の u モードの動きに対する、円筒浮体 p の w 方向の付加質量係数 $a_{p-w,i-u}$ 、造波減衰力係数 $b_{p-w,i-u}$ は、速度ポテンシャルを用いて以下の式より求められる。

$$a_{p-w,i-u} + \frac{i b_{p-w,i-u}}{\omega} = -\frac{i X_w^{p(i-u)}}{\omega} \quad (74)$$

$$X_w^{p(i-u)} = -i \rho \omega \int_S \phi_R^{(i-u)} n_w^p dS \quad (75)$$

$\phi_r^{(i-u)}(r_p, \theta_p, z)$ は (21) 式を用いて次式のようにあらわされる。

$$\begin{aligned}
\phi_r^{(i-u)}(r_p, \theta_p, z) & = \sum_{l=0}^{\infty} f_l(z) \sum_{m=0}^{\infty} (\alpha_{m,l}^{p(i-u)}(r_p) \cos m \theta_p \\
& \quad + \beta_{m,l}^{p(i-u)}(r_p) \sin m \theta_p) \quad (76)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\alpha_{m,l}^{p(i-u)}(r_p) & = A_{m,l}^{p(i-u)} \mathcal{H}_{m,l}(r_p) \\
& + \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ A_{n,l}^{j(i-u)} C_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(r_p) \right. \\
& \quad \left. + B_{n,l}^{j(i-u)} E_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(r_p) \right\} \quad (77)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\beta_{m,l}^{p(i-u)}(r_p) & = B_{m,l}^{p(i-u)} \mathcal{H}_{m,l}(r_p) \\
& + \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ A_{n,l}^{j(i-u)} D_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(r_p) \right. \\
& \quad \left. + B_{n,l}^{j(i-u)} F_{n,m,l}^{jp} \mathcal{J}_{m,l}(r_p) \right\} \quad (78)
\end{aligned}$$

以上の式を用いて付加質量係数，造波減衰力係数を求める。

$$a_{p-1,i-u} + \frac{i b_{p-1,i-u}}{\omega} = -\rho\pi a_p \sum_{l=0}^{\infty} F_{1l} \alpha_{1,l}^{p(i-u)}(a_p) \quad (79)$$

$$a_{p-2,i-u} + \frac{i b_{p-2,i-u}}{\omega} = -\rho\pi a_p \sum_{l=0}^{\infty} F_{2l} \beta_{1,l}^{p(i-u)}(a_p) \quad (80)$$

$$a_{p-3,i-u} + \frac{i b_{p-3,i-u}}{\omega} = 2\rho\pi \left\{ S_{0,0}^{p(i-u)} \frac{a_p^2}{2} + \sum_{l=1}^{\infty} \sqrt{2} S_{0,l}^{p(i-u)} \frac{a_p}{\lambda_l} I_1(\lambda_l a_p) + \delta_{u3} \delta_{ip} \frac{a_p^2}{4L_p} \left(\frac{a_p^2}{4} - L_p^2 \right) \right\} \quad (81)$$

$$a_{p-4,i-u} + \frac{i b_{p-4,i-u}}{\omega} = \rho\pi a_p \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} F_{2l} \beta_{1,l}^{p(i-u)}(a_p) + T_{1,0}^{p(i-u)} \frac{a_p^2}{4} + \sqrt{2} \sum_{l=1}^{\infty} T_{1,l}^{p(i-u)} \left(\frac{a_p}{\lambda_l} I_0(\lambda_l a_p) - \frac{2}{\lambda_l^2} I_1(\lambda_l a_p) \right) + \delta_{u4} \delta_{ip} \frac{a_p^3}{8L_p} \left(\frac{a_p^2}{6} - L_p^2 \right) \right\} \quad (82)$$

$$a_{p-5,i-u} + \frac{i b_{p-5,i-u}}{\omega} = -\rho\pi a_p \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} F_{2l} \alpha_{1,l}^{p(i-u)}(a_p) + S_{1,0}^{p(i-u)} \frac{a_p^2}{4} + \sqrt{2} \sum_{l=1}^{\infty} S_{1,l}^{p(i-u)} \left(\frac{a_p}{\lambda_l} I_0(\lambda_l a_p) - \frac{2}{\lambda_l^2} I_1(\lambda_l a_p) \right) - \delta_{u5} \delta_{ip} \frac{a_p^3}{8L_p} \left(\frac{a_p^2}{6} - L_p^2 \right) \right\} \quad (83)$$

以上により，すべての円筒浮体，すべてのモードにおける付加質量（慣性モーメント）係数，造波減衰力（モーメント）係数が求められる。

4. Diffraction 問題の解析例

2章の定式化に基づき，Diffraction 問題の数値解析をおこなう。実際の数値計算においては，無限級数を有限項でうち切る必要がある。以下，Fourier モードに関する打ち切り項数を N_F ，また Evanescent モードに関する打ち切り項数を N_E とする。

まず，着底した4本のシリンダーに作用する Diffraction 波力⁷⁾，および単独の円筒浮体に作用する Diffraction

波力¹⁴⁾の解析をおこない，これら文献中の値と同じ結果の得られることを確認した。

次に，文献¹⁵⁾で解析されている剛結された2つの円筒浮体に作用する波力の解析をおこなった。解析モデルの諸元は，半径 $a_1/H = a_2/H = 2.8$ ， $D_1/H = D_2/H = 0.32$ ， $-x_1/H = x_2/H = L_c/(2H) = 12.5$ ， $y_1 = y_2 = 0$ ， $\theta_0 = \pi/6$ である。なお，十分な収束性を確認した後， $N_F = 4$ ， $N_E = 10$ で計算をおこなった。

$j = 1, j = 2$ それぞれのシリンダーに作用する波力を $F_i^j (i = 1, 2, \dots, 6)$ であらわすと，原点 O における2浮体に作用する合力 $F_i (i = 1, 2, \dots, 6)$ は次式で求められる。

$$\begin{aligned} F_1 &= F_1^1 + F_1^2 \\ F_2 &= F_2^1 + F_2^2 \\ F_3 &= F_3^1 + F_3^2 \\ F_4 &= F_4^1 + F_4^2 \\ F_5 &= F_3^1 \frac{L_c}{2} - F_3^2 \frac{L_c}{2} + F_5^1 + F_5^2 \\ F_6 &= -F_2^1 \frac{L_c}{2} + F_2^2 \frac{L_c}{2} \end{aligned}$$

解析結果を，図-2～図-7に示す。ここで，入射波の位相差ならびに浮体間の相互干渉を考慮しない場合の解析値もあわせて示した。これは，単独浮体の解析値から求められる。また，水波 Green と8節点高次パネルを用いた境界要素法 (BEM) プログラムによる解析値も比較のために示した。

まず，BEMで解析した結果と本研究による解析結果を比較すると，両者はよく一致しており，本解析結果の妥当性が検証される。グラフより，2浮体間の相互干渉の効果で，相互干渉を考慮しない場合と比べて大きな力が発生する場合があることが分かる。特に Surge 方向において大きな力が発生しているのは2浮体が x 軸上に並んでいるからと考えられる。また，周期的に強制波力の値が変動しているのは浮体に入る入射波の位相差の影響である。このように，相互干渉効果を考慮しない場合は危険側の評価となることがある。

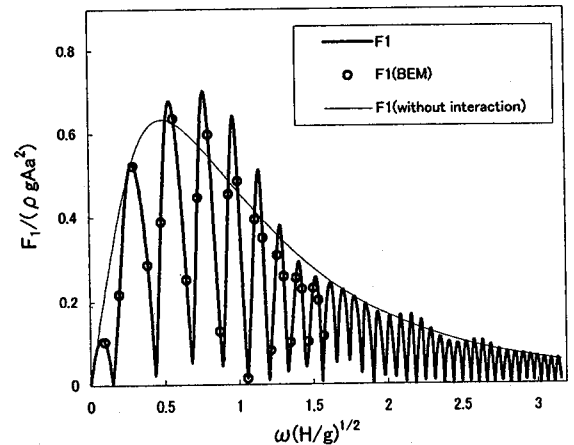


図-2 Surge 方向の強制波力

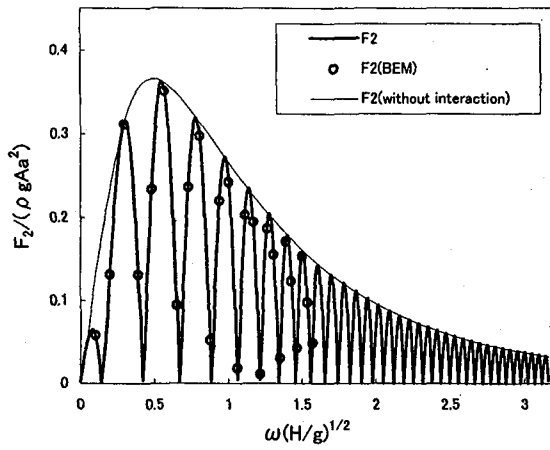


図-3 Sway 方向の強制波力

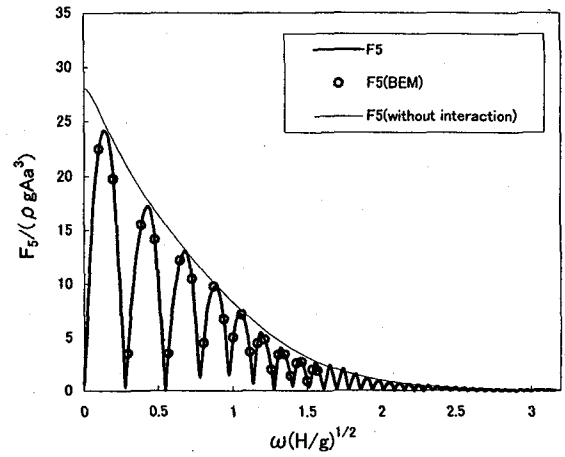


図-6 Pitch 方向の強制波力

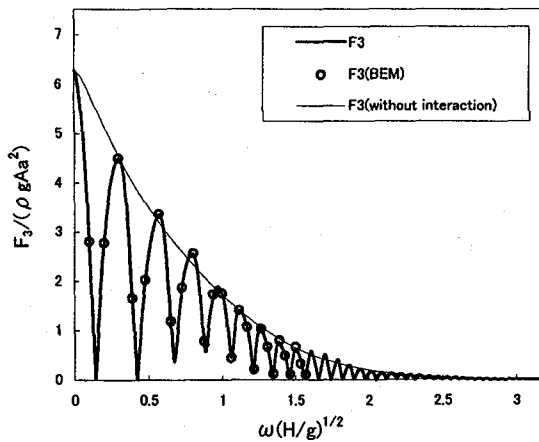


図-4 Heave 方向の強制波力

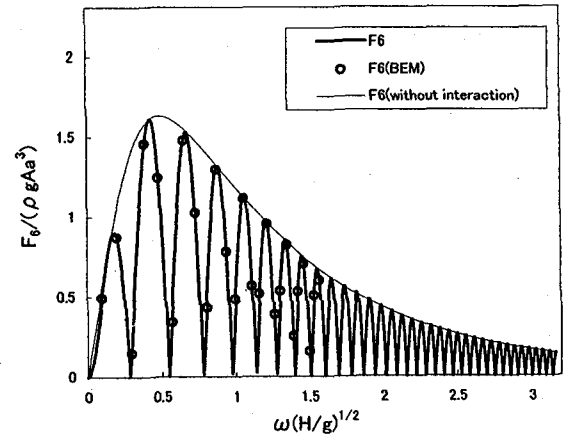


図-7 Yaw 方向の強制波力

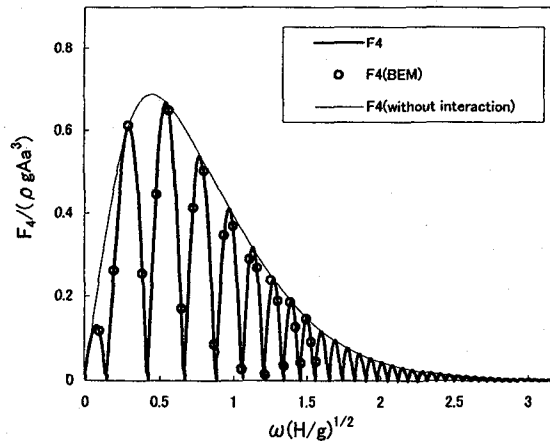


図-5 Roll 方向の強制波力

5. Radiation 問題の解析例

解析モデルとして、4章で用いたものと同じ、剛結された2浮体モデルを用いる。線形重ね合わせにより、剛結2浮体モデル全体としての付加質量係数と3章で

定義される付加質量係数には、以下の関係がある。

$$a_{11} = a_{1-1,1-1} + a_{2-1,1-1} + a_{1-1,2-1} + a_{2-1,2-1}$$

$$a_{22} = a_{1-2,1-2} + a_{2-2,1-2} + a_{1-2,2-2} + a_{2-2,2-2}$$

$$a_{33} = a_{1-3,1-3} + a_{2-3,1-3} + a_{1-3,2-3} + a_{2-3,2-3}$$

造波減衰係数についても同様である。

解析結果を、図-8～図-13に示す。ここで、浮体間の相互干渉を考慮しない場合の解析値もあわせて示した。これは、単独浮体の解析値を単純に2倍することで求められる。また、境界要素法 (BEM) プログラムによる解析値も比較のために示した。

Diffraction 問題の場合と同様、BEM で解析した結果と本研究による解析結果はよく一致しており、本解析結果の妥当性が検証される。2浮体間の相互干渉の影響は、 a_{22} および b_{22} で小さく、 a_{11} , b_{11} , a_{33} , b_{33} で大きくなっている。これらが、浮体応答に最終的にどのように影響するかはこれらの係数だけでは判断できないが、特に浮体列が並ぶ方向 (ここでは x 方向) に関する流体力係数が相互干渉の影響を強く受けるため、その方向の応答に関して相互干渉の影響が強くあらわれることが予想できる。

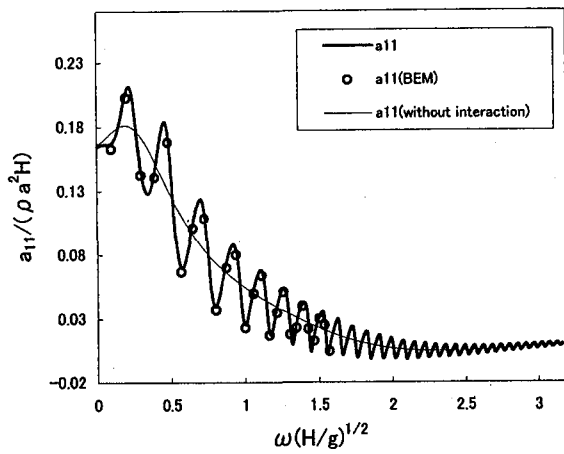


図-8 Surge 方向の付加質量係数

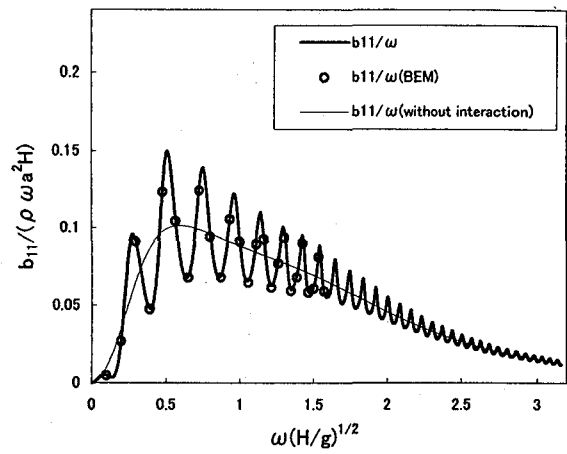


図-11 Surge 方向の造波減衰係数

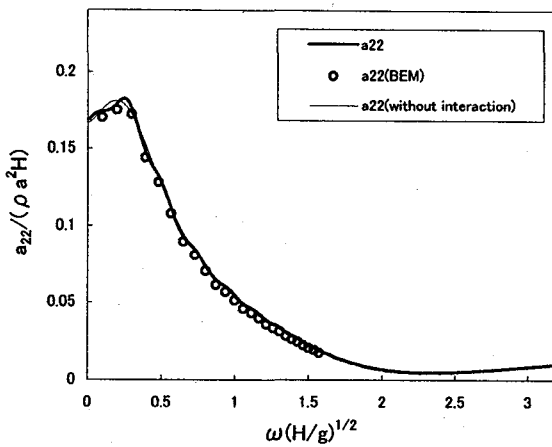


図-9 Sway 方向の付加質量係数

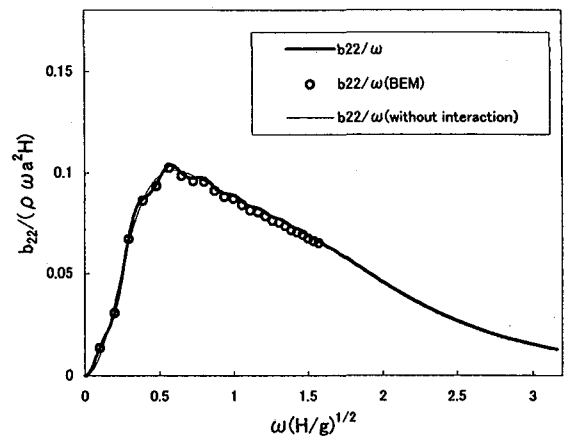


図-12 Sway 方向の造波減衰係数

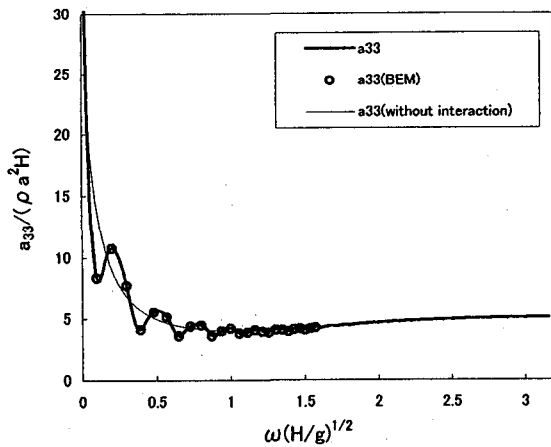


図-10 Heave 方向の付加質量係数

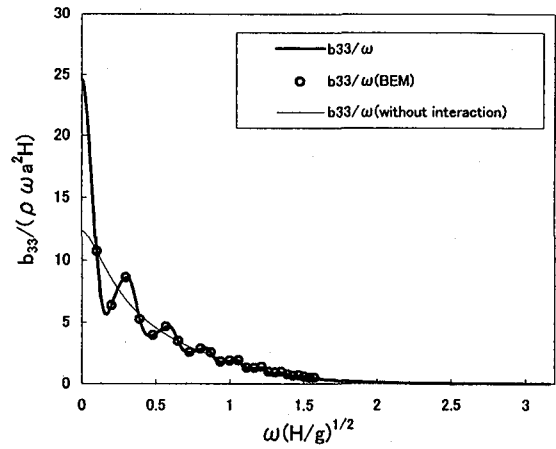


図-13 Heave 方向の造波減衰係数

6. 結論及び今後の課題

任意半径・任意喫水を有し、任意に配置される円筒浮体群に作用する Diffraction 波力・Radiation 波力に関して、Linton & Evans⁷⁾の着底円柱群に関する理論を拡張した解析的表現式を提示した。

ここでは、解の検証という面から、比較的単純な問

題に限定して数値例を示したが、円筒浮体群で構成される海上空港モデルの解析¹⁰⁾や、円筒浮体群で構成される浮体橋等への適用も直ちに可能である。従来困難であった高周波数領域での解析も精度よく行えるため、これまでなされていないセミサブ型海上空港モデルの過渡応答解析で必要となる高周波数領域での流体力計算などにも適用可能と考えられる。また、各種数値解の

検証のための基準解を本解析解により提供可能である。

なお本研究は、独立行政法人土木研究所公募型委託研究「浮体橋の波浪・風作用下での動揺解析手法の開発」の一部として実施されたものである。

参考文献

- 1) Garrett, C. J. R.: Wave forces on a circular dock, *J. Fluid Mech.*, Vol. 46, pp. 129-139, 1971.
- 2) 井島武士, 田淵幹修, 湯村やす: 有限水深の波による円柱状浮体の運動, 土木学会論文報告集, 第 206 号, pp. 71-84, 1972.
- 3) Yeung, R. W.: Added mass and damping of a vertical cylinder in finite-depth waters, *Applied Ocean Research*, Vol. 3, pp. 119-133, 1981.
- 4) McIver, P. and Evans, D. V.: Approximation of wave forces on cylinder arrays, *Applied Ocean Research*, Vol. 6, pp. 101-107, 1984.
- 5) 大楠丹: 複数本の鉛直円柱に働く波力について, 日本造船学会論文集, 第 133 号, pp. 53-64, 1972.
- 6) Kagemoto, H. and Yue, D. K. P.: Interactions among multiple three-dimensional bodies in water waves: an exact algebraic method, *J. Fluid Mech.*, Vol. 166, pp. 189-209, 1986.
- 7) Linton, C. M. and Evans, D. V.: The interaction of waves with arrays of vertical circular cylinders, *J. Fluid Mech.*, Vol. 215, pp. 549-569, 1990.
- 8) Kim, M.-H.: Interaction of waves with N vertical circular cylinders, *J. Waterway, Port, Coastal, & Ocean Engng.*, Vol. 199, pp. 671-689, 1993.
- 9) Yilmaz, O.: Hydrodynamic interactions of waves with group of truncated vertical cylinders, *J. Waterway, Port, Coastal, & Ocean Engng.*, Vol. 124, pp. 272-279, 1998.
- 10) 柏木正, 吉田正剛: 規則的に配置された多数の円柱浮体間における流体力学的相互干渉, 第 15 回海洋工学シンポジウム, pp. 231-238, 2000.
- 11) Maniar, H. D. and Newman, J. N.: Wave diffraction by a long array of cylinders, *J. Fluid Mech.*, Vol. 339, pp. 309-330, 1997.
- 12) Malenica, Š., Eatock Taylor, R. and Huang, J. B.: Second-order water wave diffraction by an array of vertical cylinders, *J. Fluid Mech.*, Vol. 390, pp. 349-373, 1999.
- 13) Linton, C. M. and McIver, P.: The scattering of water waves by an array of circular cylinders in a channel, *J. Engng Maths.*, Vol. 30, pp. 661-682, 1996.
- 14) 渡邊英一, 宇都宮智昭, 清水大吾, 小林 茂, 松永昭吾: 水槽の側壁影響を考慮した円筒浮体の波浪応答解析と実験, 構造工学論文集, Vol. 46A, pp. 1063-1072, 2000.
- 15) 永田修一, 藤田 孝, 吉田尚史: 3 次元領域分割法による流体力計算の精度, 海岸工学論文集, Vol. 41, pp. 851-855, 1994.

(2001 年 9 月 14 日受付)