

多数の円柱で支持された浮遊構造物の動揺計算

上 田 茂*・白 石 悟**

1. ま え が き

円柱形状の浮体に作用する波力の厳密解は、Garrett によって求められている。また、大楠は、Garrett の理論を用いて円柱間の相互干渉効果を考慮した波力の算定式を導いている。1本の円柱浮体の運動については、伊藤・木原の解があるが、これは、減衰定常波に相当する無限級数項を省略した近似解である。著者らは、Garrett および大楠の理論を拡張し、多数の円柱で支持された非線型な係留系にある浮遊構造物の不規則波及び不規則風荷重に対する動揺計算法を開発したので、その方法と若干の計算例について報告する。

2. 円柱に作用する固定波力と造波抵抗力

(1) 1本の円柱に作用する固定波力

円柱の周辺領域の速度ポテンシャル ϕ_M は、入射波の速度ポテンシャル ϕ_i と散乱波の速度ポテンシャル ϕ_s の和で表わされる。円柱の座標系は、図-1 のようにとった。

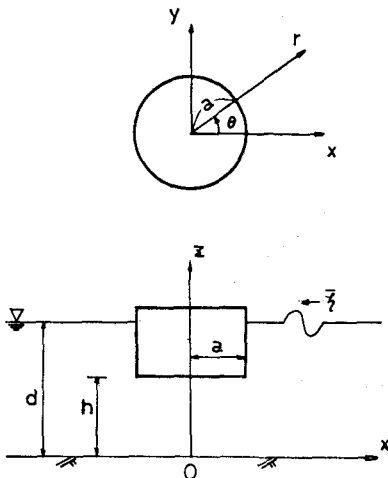


図-1 円柱の座標系

$$\phi_M = \phi_i + \phi_s \quad (2.1)$$

$$\phi_i = -i\sigma\bar{\xi}_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-i)^m J_m(kr) \frac{z_k(z)}{z_k'(d)} e^{im\theta} \quad (2.2)$$

$$\phi_s = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{A_m H_m(kr) z_k(z) + \sum_{j=1}^{\infty} B_{maj} K_m(\alpha_j r) z_{aj}(z)\} e^{im\theta} \quad (2.3)$$

また、底層領域の速度ポテンシャル $\bar{\phi}$ は、次式で与えられる。

$$\bar{\phi} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ F_{m0} r^{|m|} + \sum_{n=1}^{\infty} F_{mn} I_m \left(\frac{n\pi r}{h} \right) z_n(z) \right\} e^{im\theta} \quad (2.4)$$

ここで、 σ : 入射波の角周波数、 $\bar{\xi}_0$: 入射波の振幅、 J_m : 第1種 Bessel 関数、 $z_k(z)$: $z_k(z) = \cos kz$ 、 k : 波数、 $z_k'(z)$: $z_k'(z) = dz_k(z)/dz$ 、 A_m 、 B_{maj} : 未定数、 H_m : Hankel 関数、 K_m 、 I_m : 変形 Bessel 関数、 $z_{aj}(z)$: $z_{aj}(z) = \cos \alpha_j z$ 、 F_{m0} 、 F_{mn} : 未定数、 $z_n(z)$: $z_n(z) = \cos(n\pi z/h)$ 。

したがって、円柱に作用する水平波力 P_x 、 P_y 、揚圧力 P_z 、波力モーメント M_x 、 M_y 、 M_z は、それぞれ以下に示す式となる。

$$P_x = \alpha\pi \{ (P_1 + P_{-1}) a_k^{(k,d)} + \sum_{j=1}^{\infty} (Q_{1j} + Q_{-1j}) a_{aj}^{(h,d)} \} \quad (2.4)$$

$$P_y = i\alpha\pi \{ (P_1 - P_{-1}) a_k^{(h,d)} + \sum_{j=1}^{\infty} (Q_{1j} - Q_{-1j}) a_{aj}^{(h,d)} \} \quad (2.5)$$

$$P_z = 2\pi\alpha' \{ T^{(1)} + \sum_{n=1}^{\infty} T_n^{(2)} \} \quad (2.6)$$

$$M_x = M_x^{(1)} + M_x^{(2)} \quad (2.7)$$

$$M_x^{(1)} = z_0 P_y - i\alpha\pi \{ (P_1 - P_{-1}) a_k^{(h,d)} + \sum_{j=1}^{\infty} (Q_{1j} - Q_{-1j}) a_{aj}^{(h,d)} \} \quad (2.8)$$

$$M_x^{(2)} = i\alpha'\pi \{ IV^{(1)} + \sum_{n=1}^{\infty} IV_n^{(2)} \} \quad (2.9)$$

$$M_y = M_y^{(1)} + M_y^{(2)} \quad (2.10)$$

$$M_y^{(1)} = -z_0 P_x + \alpha\pi \{ (P_1 + P_{-1}) a_k^{(h,d)} + \sum_{j=1}^{\infty} (Q_{1j} + Q_{-1j}) a_{aj}^{(h,d)} \} \quad (2.11)$$

* 正会員 運輸省港湾技術研究所構造部海洋構造研究室長

** 正会員 運輸省港湾技術研究所構造部海洋構造研究室

$$M_y^{(2)} = -\alpha' \pi \left\{ \text{III}^{(1)} + \sum_{n=1}^{\infty} \text{III}^{(2)} \right\} \dots\dots\dots (2.12)$$

ここで、 ρ : 海水密度、 d : 水深、 h : 海底面から浮体底面までの距離、 a : 浮体半径

$$\alpha = -i\rho\sigma a, \quad \alpha' = i\rho\sigma, \quad \beta_n = n\pi/h$$

$$P_m = -i\sigma\zeta_0(-i)^m J_m(ka) \frac{1}{z_k'(d)} + A_m H_m(ka)$$

$$Q_{mj} = B_{maj} K_m(\alpha_j a)$$

$$a_k^{(h,d)} = \int_h^d z_k(z) dz = \frac{1}{k} \{ \sinh(kd) - \sinh(kh) \}$$

$$a_{aj}^{(h,d)} = \int_h^d z_{aj}(z) dz = \frac{1}{\alpha_j} \{ \sin(\alpha_j d) - \sin(\alpha_j h) \}$$

$$T^{(1)} = \frac{1}{2} F_{00} \cdot a^2, \quad T_n^{(2)} = \frac{R_{0r}}{\beta_n} \cdot a \cdot I_1(\beta_n a)$$

$$a_{zk}^{(h,d)} = \int_h^d z \cdot z_k(z) dz = \frac{1}{k} \{ d \sinh(kd) - h \sinh(kh) \} - \frac{1}{k^2} \{ \cosh(kd) - \cosh(kh) \}$$

$$a_{zaj}^{(h,d)} = \int_h^d z \cdot z_{aj}(z) dz = \frac{1}{\alpha_j} \{ d \sinh(\alpha_j d) - h \sin(\alpha_j h) \} - \frac{1}{\alpha_j^2} \{ \cos(\alpha_j d) - \cos(\alpha_j h) \}$$

$$\text{IV}^{(1)} = \frac{1}{4} (F_{10} - F_{-10}) a^4,$$

$$\text{IV}^{(2)} = \frac{(R_{1n} - R_{-1n})}{\beta_n} I_2(\beta_n a) \cdot a^2$$

$$\text{III}^{(1)} = \frac{1}{4} (F_{10} + F_{-10}) a^4,$$

$$\text{III}^{(2)} = \frac{(R_{1n} + R_{-1n})}{\beta_n} I_2(\beta_n a) \cdot a^2$$

$$R_{mn} = F_{mn} \cdot z_n(h)$$

(2) 1 本の円柱に作用する造波抵抗力

a) 水平振動に対する造波抵抗力

水平振動に対する底層領域の速度ポテンシャル $\bar{\phi}$ および周辺領域の速度ポテンシャル ϕ_s は以下のとおりである。

$$\bar{\phi} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ F_{m0} r^{|m|} + \sum_{n=1}^{\infty} F_{mn} I_m \left(\frac{n\pi r}{h} \right) z_n(z) \right\} e^{im\theta} \dots\dots\dots (2.13)$$

$$\phi_s = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ A_m H_m(kr) z_k(z) + \sum_{j=1}^{\infty} B_{maj} K_m(\alpha_j r) z_{aj}(z) \right\} e^{im\theta} \dots\dots\dots (2.14)$$

したがって水平振動に対する造波抵抗力および造波抵抗モーメントは、それぞれ以下ようになる。

$$\bar{P}_x = \alpha \pi \{ (M_1^{(1)} + M_1^{(2)}) a_k^{(h,d)} + \sum_{j=1}^{\infty} (M_{1j}^{(2)} + M_{-1j}^{(2)}) a_{aj}^{(h,d)} \} \dots\dots\dots (2.15)$$

$$\bar{P}_y = i\alpha \pi \{ (M_1^{(1)} - M_1^{(2)}) a_k^{(h,d)} + \sum_{j=1}^{\infty} (M_{1j}^{(2)} - M_{-1j}^{(2)}) a_{aj}^{(h,d)} \} \dots\dots\dots (2.16)$$

$$\bar{M}_x = \bar{M}_x^{(1)} + \bar{M}_x^{(2)} \dots\dots\dots (2.17)$$

$$\bar{M}_x^{(1)} = -i\alpha \pi \{ (M_1^{(1)} + M_1^{(2)}) a_k^{(h,d)} + \sum_{j=1}^{\infty} (M_{1j}^{(2)} + M_{-1j}^{(2)}) a_{aj}^{(h,d)} \} + z_0 \bar{P}_y \dots\dots\dots (2.18)$$

$$\bar{M}_x^{(2)} = i\alpha' \pi \{ \text{IV}^{(1)} + \sum_{n=1}^{\infty} \text{IV}^{(2)} \} \dots\dots\dots (2.19)$$

$$\bar{M}_y = \bar{M}_y^{(1)} + \bar{M}_y^{(2)} \dots\dots\dots (2.20)$$

$$\bar{M}_y^{(1)} = \alpha \pi \{ (M_1^{(1)} + M_1^{(2)}) a_k^{(h,d)} + \sum_{j=1}^{\infty} (M_{1j}^{(2)} + M_{-1j}^{(2)}) a_{aj}^{(h,d)} \} - z_0 \bar{P}_x \dots\dots\dots (2.21)$$

$$\bar{M}_y^{(2)} = -\alpha' \pi \{ \text{III}^{(1)} + \sum_{n=1}^{\infty} \text{III}^{(2)} \} \dots\dots\dots (2.22)$$

ここで、

$$M_m^{(1)} = A_m H_m(ka)$$

$$M_m^{(2)} = B_{maj} K_m(\alpha_j a)$$

b) 鉛直振動に対する造波抵抗力

鉛直振動に対する底層領域の速度ポテンシャル $\bar{\phi}$ および周辺領域の速度ポテンシャル ϕ_s は次のようになる。

$$\bar{\phi} = F_{00} + \sum_{n=1}^{\infty} F_{0n} I_0 \left(\frac{n\pi r}{h} \right) z_n(z) + \frac{i\sigma\zeta_0}{h} \left(\frac{r^2}{4} - \frac{z^2}{2} + \frac{h^2}{6} \right) \dots\dots\dots (2.23)$$

$$\phi_s = A_0 H_0(kr) z_k(z) + \sum_{j=1}^{\infty} B_{0aj} K_0(\alpha_j r) z_{aj}(z) \dots\dots\dots (2.24)$$

したがって、鉛直方向の造波抵抗力 $\bar{P}_z$ は、次式のようにになる。

$$\bar{P}_z = 2\pi \alpha' \left(T^{(1)} + \sum_{n=1}^{\infty} T_n^{(2)} \right) - \frac{\rho\sigma^2 \zeta a^2}{h} \pi \left(\frac{a^2}{8} - \frac{h^2}{3} \right) \dots\dots\dots (2.25)$$

ここで、 ζ : 鉛直振動の振幅

c) 回転振動に対する造波抵抗力

回転振動に対する底層領域の速度ポテンシャル $\bar{\phi}$ および周辺領域の速度ポテンシャル ϕ_s は、次のようになる。

$$\bar{\phi} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ F_{m0} r^{|m|} + \sum_{n=1}^{\infty} F_{mn} I_m \left(\frac{n\pi r}{h} \right) \cdot z_n(z) \right\} \times e^{im\theta} + \frac{i\sigma\Theta}{h} \left\{ \frac{r^2}{8} - \frac{h^2}{6} - \frac{z^2}{2} \right\} r \cos \theta \dots\dots\dots (2.26)$$

$$\phi_s = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ A_m H_m(kr) z_k(z) + \sum_{j=1}^{\infty} B_{maj} K_m(\alpha_j r) \times z_{aj}(z) \right\} e^{im\theta} \dots\dots\dots (2.27)$$

したがって、回転振動に対する造波抵抗力および造波抵抗モーメントは、それぞれ以下のようにになる。

$$\bar{P}_x = \alpha\pi \{(L_1^{(1)} + L_{-1}^{(1)})a_k^{(h,d)} + \sum_{j=1}^{\infty} (L_{1j}^{(2)} + L_{-1j}^{(2)})a_{\alpha j}^{(h,d)}\} \dots\dots\dots(2.28)$$

$$\bar{P}_y = i\alpha\pi \{(L_1^{(1)} - L_{-1}^{(1)})a_k^{(h,d)} + \sum_{j=1}^{\infty} (L_{1j}^{(2)} - L_{-1j}^{(2)})a_{\alpha j}^{(h,d)}\} \dots\dots\dots(2.29)$$

$$\bar{M}_x = \bar{M}_x^{(1)} + \bar{M}_x^{(2)} \dots\dots\dots(2.30)$$

$$\bar{M}_x^{(1)} = -i\alpha\pi \{(L_1^{(1)} - L_{-1}^{(1)})a_k^{(h,d)} + \sum_{j=1}^{\infty} (L_{1j}^{(2)} - L_{-1j}^{(2)})a_{\alpha j}^{(h,d)}\} + z_0 \bar{P}_y \dots\dots\dots(2.31)$$

$$\bar{M}_x^{(2)} = i\alpha'\pi \left\{ (F_{10} - F_{-10}) \frac{a^4}{4} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (F_{1n} - F_{-1n}) \frac{ha^2}{n\pi} I_2 \left(\frac{n\pi a}{h} \right) \right\} \dots\dots\dots(2.32)$$

$$\bar{M}_y = \bar{M}_y^{(1)} + \bar{M}_y^{(2)} \dots\dots\dots(2.33)$$

$$\bar{M}_y^{(1)} = \alpha\pi \{(L_1^{(1)} + L_{-1}^{(1)})a_k^{(h,d)} + \sum_{j=1}^{\infty} (L_{1j}^{(2)} + L_{-1j}^{(2)})a_{\alpha j}^{(h,d)}\} - z_0 \bar{P}_x \dots\dots\dots(2.34)$$

$$\bar{M}_y^{(2)} = -\alpha'\pi \left\{ (F_{10} + F_{-10}) \frac{a^4}{4} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (F_{1n} + F_{-1n}) \frac{ha^2}{n\pi} I_2 \left(\frac{n\pi a}{h} \right) + \frac{\rho a^2 \Theta}{h} \pi \left(\frac{a^6}{48} - \frac{h^2 a^4}{12} \right) \right\} \dots\dots\dots(2.35)$$

ここで、 Θ : 回転運動の振幅

$$L_m^{(1)} = A_m H_m(ka), \quad L_m^{(2)} = B_m \alpha_j K_m(\alpha_j a)$$

(3) 円柱群の反射波による相互干渉効果

円柱群の反射波による相互干渉効果については、1 本円柱について求めた反射波を隣接する円柱に対する入射波として取扱うことによって求める。図-2 は、円柱間の相互干渉を計算する時の座標系である。すなわち、円柱間では極座標を用いる。ここで、 X_i, Y_i : 円柱 (i) の中心の直交座標、 r_i : 円柱 (i) の中心からの動径方向の座標、 θ_i : 極座標の θ 座標、 x_{ij}, y_{ij} : 円柱 (i) の中心から円柱 (j) の中心に向かって引いた座標、 l_{ij} : 円柱 (i), (j) の

中心間距離、 w_{ij} ; x_{ij} 座標と X 軸のなす角度、 w : 入射波の角度。

円柱 (1) による反射波の速度ポテンシャル ϕ_s^1 を円柱 (2) の入射波の速度ポテンシャル ϕ_i^2 にする時には以下の式によるものとする。

$$\phi_i^2 = [C_m', D'_{m\alpha j}]_{(r_2, \theta_2)} \dots\dots\dots(2.36)$$

ここで、

$$C'_m = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n H_{n-m}(kb_{12}) e^{i(n-m)\omega_{12}} \dots\dots\dots(2.37)$$

$$D'_{m\alpha j} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_{n\alpha j} K_{n-m}(\alpha_j b_{12}) (-1)^m e^{i(n-m)\omega_{12}} \dots\dots\dots(2.38)$$

$$b_{12} = \sqrt{(X_2 - X_1)^2 + (Y_2 - Y_1)^2} \dots\dots\dots(2.39)$$

$$w_{12} = \tan^{-1} \frac{Y_2 - Y_1}{X_2 - X_1} \dots\dots\dots(2.40)$$

$$H_m(kr_1) e^{im\theta_1} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} z_{m-n}(kb_{12}) e^{i(m-n)\omega_{12}} J_n(kr_2) e^{in\theta_2} \dots\dots\dots(2.41)$$

$$K_m(kr_1) e^{im\theta_1} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} K_{m-n}(kb_{12}) (-1)^n e^{i(m-n)\omega_{12}} J_n(kr_2) e^{in\theta_2} \dots\dots\dots(2.42)$$

(4) 全体浮体の波力

全体浮体に作用する波力および波力モーメントは、図-3 に示すベクトルの全体浮体重心点に関する合成で求められる。図-3 において、 O : 座標原点、 G : 全体浮体重心点、 G_0 : 1 本円柱の重心点、 P_1 : 側面圧力による波力、 P_2 : 底面圧力による波力、 n_1, n_2 : 単位法線ベクトル、 r_{iG}, r_{i0}, r_i, r_G : 距離ベクトルである。

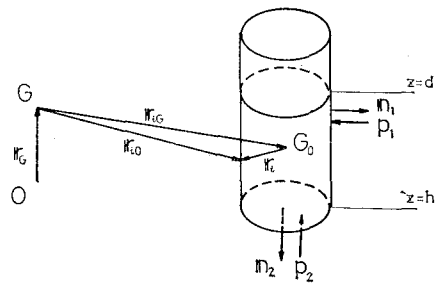


図-3 全体浮体の浮力の算定

3. 全体浮体の運動方程式

(1) 運動方程式

浮体の運動方程式は、次のように作成する。

$$(\text{浮体の質量}) \times (\text{加速度}) = (\text{浮体が固定されているときの波力}) + (\text{浮体の運動に対する造波抵抗}) + (\text{静水圧的復原力}) + (\text{拘束力および外力}) \dots\dots\dots(3.1)$$

したがって、次式のように表わされる。

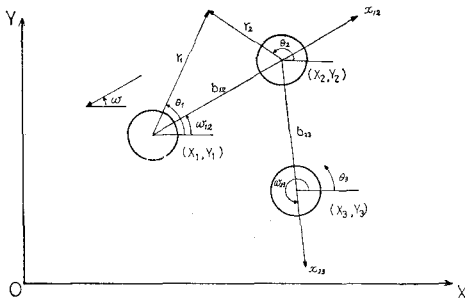


図-2 円柱間の相互干渉の算定

$$\begin{aligned}
 M \begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \\ \ddot{z} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} e^{-i\sigma t} - \frac{R_e(A)}{\sigma^2} \begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \\ \ddot{z} \end{pmatrix} \\
 &\quad - \frac{I_m(A)}{\sigma} \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{z} \end{pmatrix} - \frac{R_e(B)}{\sigma^2} \begin{pmatrix} \ddot{w}_x \\ \ddot{w}_y \\ \ddot{w}_z \end{pmatrix} \\
 &\quad - \frac{I_m(B)}{\sigma^2} \begin{pmatrix} \dot{w}_x \\ \dot{w}_y \\ \dot{w}_z \end{pmatrix} + Cz + D \cdot e^{-i\sigma t} \dots (3.2) \\
 \begin{pmatrix} I_x & 0 \\ 0 & I_y \\ 0 & I_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{w}_x \\ \ddot{w}_y \\ \ddot{w}_z \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} e^{-i\sigma t} - \frac{R_e(E)}{\sigma^2} \begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \\ \ddot{z} \end{pmatrix} \\
 &\quad - \frac{I_m(E)}{\sigma} \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{z} \end{pmatrix} - \frac{R_e(F)}{\sigma^2} \begin{pmatrix} \ddot{w}_x \\ \ddot{w}_y \\ \ddot{w}_z \end{pmatrix} - \frac{I_m(F)}{\sigma} \begin{pmatrix} \dot{w}_x \\ \dot{w}_y \\ \dot{w}_z \end{pmatrix} \\
 &\quad + Gw_x + Hw_y + I \cdot e^{-i\sigma t} \dots (3.3)
 \end{aligned}$$

ここで, M : 浮体質量, P_x, P_y, P_z : 固定浮体に作用する波力, A, B, E, F : 造波抵抗, C, G, H : 静的復原力および復原モーメント, M_x, M_y, M_z : 固定浮体に作用する波力モーメント, D : 外力および拘束力, I : 外力によるモーメントおよび拘束力によるモーメント. ただし, $R_e(\quad)$ は造波抵抗の実数部を, $I_m(\quad)$ は虚数部を意味する.

不規則変動荷重に対しても (3.2)~(3.3) 式が成立すると考え, 浮体の動的応答解析を行う. 造波抵抗による流体力は, 周波数の関数であるが, 非線型な系で応答計算する場合は, 定数として与えることとする.

(2) 外力の算定

a) 風荷重

変動風は, (3.4) 式の Davenport あるいは, (3.5) 式の日野のスペクトルで与える.

$$\left. \begin{aligned} \frac{f F_w(t)}{U_{10}^2} &= 4K_r \frac{X^2}{(1+X^2)^{4/3}} \\ X &= 1200 \cdot \frac{f}{U_{10}} \end{aligned} \right\} \dots (3.4)$$

$$\left. \begin{aligned} F_w(t) &= 0.476 \frac{\bar{U}^2}{\beta} \left\{ 1 + \left(\frac{f}{\beta} \right)^2 \right\}^{-5/6} \\ \bar{U}^2 &= 6.0 K_r U_{10}^2 \\ \beta &= 1.169 \times 10^{-3} \frac{U_{10} \cdot \alpha}{\sqrt{K_r}} \left(\frac{z}{10} \right)^{(2m\alpha-1)} \end{aligned} \right\} \dots (3.5)$$

ここで, f : 周波数, U_{10} : 基準高度 10 m の平均風速, K_r : 摩擦係数, z : 高さ, α : 風速のべき指数, m : 気圏安定度に関する修正係数.

b) 波のスペクトルと方向分散

波のスペクトルは, ブレッドシュナイダー光易型とし, 方向分散は, 簡略式を用いて与えた.

c) 係留系のモデル化

係留系としては, 図-4 に示すような履歴性を有するモデルについて検討した.

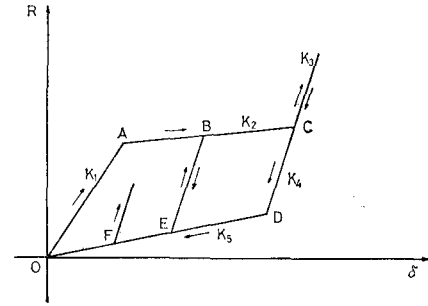


図-4 係留系のモデル (片側のみ示す)

4. 計算結果

(1) 計算に用いた浮体の諸元

計算に用いた浮体の諸元を表-1 に示す. また, 図-5 は浮体の概略図である.

表-1 浮体の諸元

水深	20 m
海水単位体積重量	1,030 kgfm ³
浮体上部工の長さ	5,000 m
浮体上部工の幅	825 m
浮体上部工の厚さ	10.5 m
上部工重量	390 万 tf
円柱半径	3.5 m
円柱吃水	6.5 m
円柱重量 (1 本)	44.6 t
円柱間距離	15 m
円柱本数	333×55 本

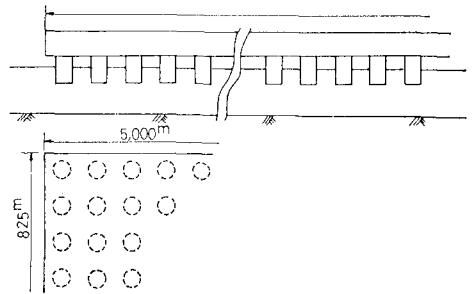


図-5 多数の円柱で支持された浮体

(2) 円柱間の相互干渉効果を考慮した波力と造波抵抗

円柱間の相互干渉効果は, 9 本円柱群, 25 本円柱群モデルを用いて検討した. 図-6 は, 1 本円柱に作用する波力であるが, 周期の短いところを除いて, 反射を考慮した場合も考慮しない場合も, それほど差はない. また, 図-7 は, 全体浮体に作用する波力であるが, 波の波長と円柱間の距離の関係で波力の変動はかなり大きい. また, 図-8 は, 波の入射角と波力の関係であるが, 斜入射の場合には, 波力がいちじるしく減ずる. 図-9 は, 浮体の水平運動に対する付加質量係数と減衰係

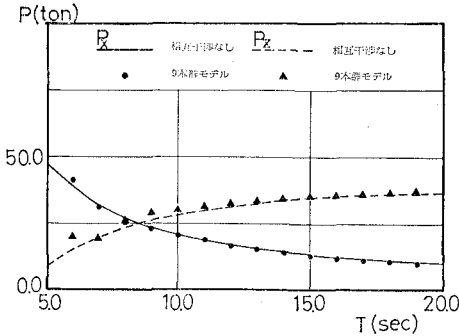


図-6 1本円柱に作用する波力

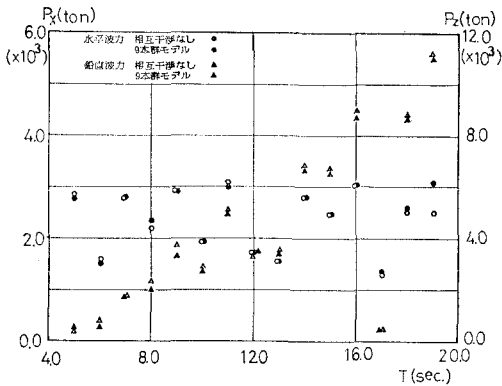


図-7 全体浮体に作用する波力

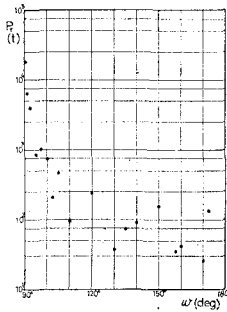


図-8 入射角と波力の関係

数であるが、モデル相互間の相異はかなり大きい。ただし付加質量係数については、周期が長くなるにつれ、モデル間の差は小さくなる傾向にある。

(3) 規則波に対する浮体の応答

図-10 は、浮体の長手方向から波高 2m での規則波が入射した場合の浮体のバネ端位置における変位である。この計算では、6,450 t/m×15 本の線型バネを用いているが、周期 10 秒、12 秒に対しては、12,900 t/m×15 本、3,230 t/m×15 本のバネ定数に対する応答値も示した。

(4) 不規則変動荷重下の浮体の応答

浮体の長辺に直角方向から、有義周期 $T_{1/3}=9.6$ sec、有義波高 $H_{1/3}=4.6$ m の波と平均風速 50 m/s の変動風

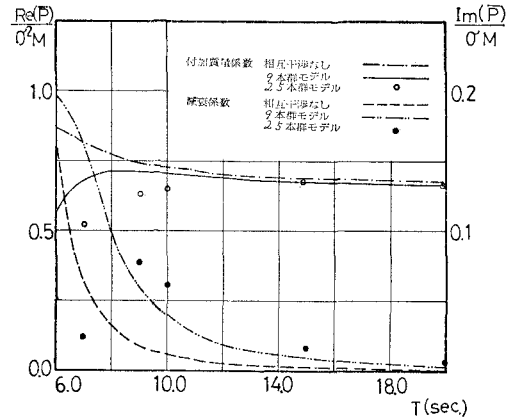


図-9 水平運動に関する流体係数

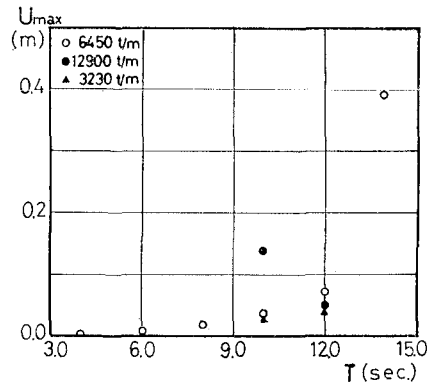


図-10 規則波に対する浮体の応答

(Davenport のスペクトルで発生)、4,100 tf の潮流等の定常外力が作用した時の浮体の挙動を計算した。不規則変動荷重は乱数の初期値をかえて作成し、合計 20 ケースの計算を行った。各回の計算は、3,000 ステップ(300秒)で、積分には、Wilson- θ 法を用いた。計算結果は、時系列解として与えられる。20 ケースのシミュレーションから得られたスウェイの最大変位は 44.3 cm である。最大応答期待値を求めるには、度数分布を正規分布あるいは、レーリー分布などに従うものとして推定することが可能である。いずれの方法がよいかは、今後さらに検討を加えたい。

5. あとがき

多数の円柱で支持される非線型係留浮体の風および波による変動荷重に対する応答計算法を求め、若干の計算例を示した。このような構造形式は、海洋構造物として各方面で利用されることと思われる。数値計算モデルの中で、今後さらに検討を要する項目としては、係留系の特性を任意にすること、時系列解の統計的処理法などがある。