

緒言

円筒部材は、海洋構造物における最も重要な部材であり、更に様々な用途を持つだろうと考えられる^{(1),(2)}。円筒部材に作用する流体力は、一般的に直柱として Morison 式⁽³⁾によって決められている。これは、部材が十分に剛であり、その変位が無視できれば十分合理的である。しかしながら、(1)が陸上構造物と同様に海洋構造物においても、柔タイプの構造物が設計されるように思われる。柔タイプの構造物においては、可動性のために微小部材を拘束を受け運動体として解析しなければならず、それには、各部分に対して運動方程式を求めることが必要となる。即ち、流体場での固体運動を慣性系(固体質量+付加質量)、減衰系、弾性系、流体力系の相互作用系とすれば、方程式は次のようになる。

$$(M + M_a)\ddot{X}(t) + C\dot{X}(t) + kX(t) = F(t) \quad (1)$$

固体が流体場において運動する場合、そのエネルギー応答は、{F(t): 流体系 → 固体系}, {M_aẌ, C(X, Ẋ): 固体系 → 流体系} であり、これを定量的に表現するには、流体場を Fig-1 に示すように I), II), III) に分割し、それぞれにおいて上記のエネルギー応答を成立し、{M_aẌ ∈ I), {F(t) ∈ I), II), III)}, {C(X, Ẋ) ∈ II), III)} とする。故に、より合理的な運動方程式を得るには、上記のエネルギー応答の機構に対する研究が不可欠となる。

しかしこのことは、波動運動においては、水分子は時間的に速度変化し、更に鉛直方向速度成分を持つため、振動流⁽⁴⁾と異なり、3次元 Navier-Stokes 式を解くことと同等とする。また、後流場、水面位置の時間的変動によつて、付加質量、境界層の時間的変化をもたらし、これらの機構の研究も必要とする。故にまず、(1)式において、C(X, Ẋ)を R Ẋ と仮定し、R を実験的に決定し、測定された X より速に F(t) を求めるならば、少なくとも Morison 式よりより理論的根拠を持つ、F 流体力と考えられ、I), II), III) の総計として F(t) を求める場合のより合理的な規準に思われる。こうした視点に立って、著者達は本研究に取り組んだ。

理論的考察

連続体の微小部分を拡大したモデルとして、Fig-2 を考え、これに対して流体力の動的解析を挙げる。Fig-2 に示すように模型は2自由度系であり、剛体部の重心位置の水平変位は、 $Y_g = Y + \theta l_g$ によって与えられる。これを Fig-3 に示すように剛体の並進運動系と回転運動系に分割し、これを Fig-2 の actual system に対する equilibrium system とし、これによつて Y, θ を求める。また、自由振動における運動方程式を求める。

$$m_0 \frac{d^2 Y_g}{dt^2} = -Q_0 + m_0 g \theta \quad (2)$$

$$I_g \frac{d^2 \theta}{dt^2} = -M_0 + Q_0 l_g \quad (3)$$

ここで、 $Q_0 = 12EIY/l^3 - 6EI\theta/l^2$, $M_0 = -6EIY/l^2 + 4EI\theta/l$ とおくと、このタイプの振動体では、Fig-4 に示すように、振動の節点が生じ、

Fig-2

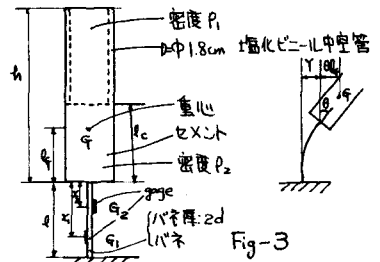


Fig-3

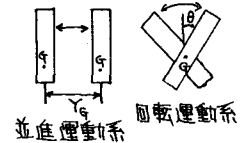


Fig-4



そこを支点として回転体のような挙動を示すことが明らかにされている⁽³⁾。Fig-4より $Y = \theta X$ 故、 X を未知数として式(2),(3)に代入すれば、 θ, Y を消去して X に関する式に与えられる。

$$X = \{(N_0^2 - N_0^2) + \sqrt{(N_0^2 - N_0^2)^2 + 4N_0^2}\} / \{24EI l_0 / (l^3 I_0) \{1 + l/2 l_0\}\}$$

$$N_0^2 = 12EI / l^3 m_0$$

$$N_0^2 = 12EI l_0^3 \{1 + l/l_0 + l^2/3 l_0^2\} / l^3 I_0$$

$$N_0^2 = 12(EI)^2 \{12(l_0/l)^2 + 12 l_0/l + 3\} / l^4 m_0 I_0 + 12EI \theta (l_0 + l/2) / l^3 I_0$$

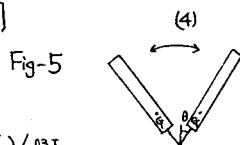


Fig-5 で示される新し(1) equilibrium system を解いて θ を求めれば、 $Y_0 = (X + l_0)\theta$ より Y_0 が決まる。故に式(2)に対応する運動方程式は、次のようになる。

$$(I_0 + I_a) d^2\theta/dt^2 + RL d\theta/dt + \{4EI l_0 - 6EI X/l^2\} \theta + \{12EI X^2/l^3 - 6EI X/l^2\} \theta = M(t) + m_0 g (l_0 + X)\theta \quad (6)$$

ここで、 $I_0 = \frac{\pi D^4}{4} \rho_l \int_0^{l+X} x^2 dx + \frac{\pi D^4}{4} \rho_2 \int_X^{l+X} x^2 dx = \frac{1}{12} \pi D^4 \{(h+X)^3 - (l_0+X)^3\} + \frac{1}{12} \pi D^4 \{(l+X)^3 - X^3\}$

$$I_a = \rho_0 \pi D^4 \int_X^{h+X} x^2 dx = \frac{1}{3} \rho_0 \pi D^4 \{(h+X)^3 - X^3\} \quad \rho_0: \text{流体密度}$$

$$L = \int_X^{h+X} x^2 dx = \frac{1}{3} \{(h+X)^3 - X^3\}$$

【Rの決定】 $M(t)$ を0として、式(6)を次のように直す。 $I \ddot{\theta} + RL \dot{\theta} + K \theta = 0 \quad (7)$

これをFig-6で示される初期条件 $\theta|_{t=0} = \theta_0, d\theta/dt|_{t=0} = 0$ より解けば、次のようになる。

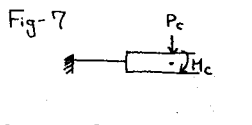
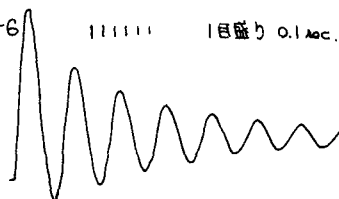
$$\theta = C e^{-\omega^* t} \cos(\omega^* t + \delta) \quad \text{Fig-6}$$

$$d = RL/I$$

$$C = \sqrt{d^2 + (d\theta_0/\omega^*)^2}$$

$$\omega^* = \sqrt{k/I - (RL/2I)^2}$$

$$\delta = \tan^{-1}(-d/\omega^*)$$



減衰比 $|a_n|/|a_{n+1}| = \exp(d\omega^*/\omega^*)$ より R を決定する。Fig-7のように G_1, G_2 に strain gage を貼り、外力を重心に作用する集中力 P_c と曲げモーメント M_c によ、て代表する。Fig-8

$$M_{G1} = EI \varepsilon_1/d = P_c x_1 + M_c + P_c l_0 \quad \text{よ、て、} \quad \theta = \frac{1}{EI} \{P_c l (l/2 + l_0) + M_c l\} = \{(P_c/2 + P_c l_0 + 2P_c l_0) \varepsilon_2 - (P_c/2 + 2P_c l_0 + P_c l_0) \varepsilon_1\} / (d \varepsilon_1 - d \varepsilon_2)$$

$$M_{G2} = EI \varepsilon_2/d = P_c x_2 + M_c + P_c l_0 \quad = J_2 \varepsilon_2 - J_1 \varepsilon_1 = (J_2/e k) \delta \varepsilon_2 - (J_1/e k_s) \delta \varepsilon_1 = k_2 \delta \varepsilon_2 - k_1 \delta \varepsilon_1 \quad (8)$$

よ、て、 $\log |k_2 (\delta \varepsilon_2)_n - k_1 (\delta \varepsilon_1)_n| - \log |k_2 (\delta \varepsilon_2)_{n+1} - k_1 (\delta \varepsilon_1)_{n+1}| = \pi / \sqrt{4kI / (k_2 l^2 - 1)}$ 。 k_2 : ゲージ定数, e : 回路電圧

【M(t)の決定】 式(7)によ、て、 θ はデュータより与えられる。 θ は、不規則曲線故、フーリエ級数によ、て与えられる。 $\theta = a_0 + \sum_{n=1}^N (a_n \cos 2\pi n t/T + b_n \sin 2\pi n t/T) \quad (9)$

Fig-8 に示す θ 曲線の領域 T を24に分割すれば、フーリエ係数同次の

ようになる。 $a_0 = \frac{1}{24} \{\theta(2\pi t_1/T) + \dots + \theta(2\pi t_{24}/T)\}$

$$a_n = \frac{1}{12} \{\theta(2\pi t_1/T) \cos n(2\pi t_1/T) + \dots + \theta(2\pi t_{24}/T) \cos n(2\pi t_{24}/T)\}$$

$$b_n = \frac{1}{12} \{\theta(2\pi t_1/T) \sin n(2\pi t_1/T) + \dots + \theta(2\pi t_{24}/T) \sin n(2\pi t_{24}/T)\}, -T/2 < t_n \leq T/2$$

$M(t) = A_0 + \sum_{n=1}^N (A_n \cos 2\pi n t/T + B_n \sin 2\pi n t/T)$ と置いて、これを式(6)と共に式(6)に代入して、 A_0, A_n, B_n を決めれば、波形を仮定しなくても、近似された変による流体力が与えられる。

結語

円筒体の挙動から流力の推定を試みる方法を述べるに留まり、実証するまでに到らなかつた。実験法を sin 曲線で仮定する方法では、式(6)の解の θ を実際の実験データと比較するに因不當とということ、今回の研究と同、た、引き続き各式に実験値を代入して検討する予定である。参考文献掲載省略。