

ヒンジで支えられた柱状海洋構造物の振動特性

OSCILLATION CHARACTERISTICS OF A HINGED TOWER-LIKE
OCEAN STRUCTURE

椎 貝 博 美*・関 口 定 男**・星 野 久 雄***

By Hiroyoshi SHIIGAI, Sadao SEKIGUCHI and Hisao HOSHINO

1. 序 論

近年海洋構造物の増加に伴い、その形式も多様化している。それぞれの用途に応じた、適切な設計を行うためには、その目的に応じて、構造物に作用する波力、構造物の応答特性等を正しく評価することが必要である。ここに取り上げるのは、円柱と球体とを組み合わせた海洋構造物である。

ところで、円柱に作用する波力、あるいは円柱の波による振動に関する研究は数多く行われており、その性質はかなり解明されている。また、球体に作用する波力、あるいは球体の波による振動についても古くから研究が行われている¹⁾。

たとえば、椎貝・河野¹⁴⁾によれば、水中におかれた球体に作用する波力について、波の進行方向（以下、縦方向、または X 方向とする）に作用する外力としては、圧力を球の全表面について積分した値をとっている。これはもちろん近似的なものであるが、これをさらに近似するといわゆる Morison の公式となることは知られている¹⁴⁾。

また河野⁵⁾は波の進行方向に直角な方向（以下、横方向、あるいは Y 方向）の球体の振動に関して、球体が 1 個の場合、次元解析により、また球体が 2 個の場合、ポテンシャル理論を用いて相互干渉の問題を理論的に扱っている。 Y 方向の振動の防止に関しては、球体背後の流れの剝離点を固定することによって、振動の軽減を試みた論文も発表されている¹⁵⁾。

Morison の公式を直接用いて、球に作用する流体力を評価した研究の数は非常に多い。例を挙げれば、Sarpkaya¹¹⁾ は振動流中におかれた球について、質量係数

C_M 、抗力係数 C_D を詳細に算出し、これらは、いわゆる $K \cdot C$ 数 (Keulegan-Carpenter number) の関数であることを主張している。また、吉原・上原²⁰⁾は、海中にケーブルで係留された球体に働く規則波の波力を、Morison の公式を直接用いて算定している。これらの場合、常に水流と球体との間の相対速度の扱いが問題となる¹⁶⁾。

円柱に作用する X 方向の波力の算定には、小口径円柱については Morison の公式を用い、大口径円柱については回折理論を用いるのが一般的である。前者として、Morison⁸⁾、Keulegan ら³⁾、Sarpkaya¹¹⁾ などの例がある。後者としては、たとえば、円筒形浮体の運動を取り扱った渡辺の研究がある¹⁵⁾。

円柱に作用する横方向の波力（揚力）についての論文も多く発表されている。中でも、 $K \cdot C$ 数の広領域で揚力が抗力より大きくなることを明らかにした Sarpkaya¹¹⁾ の論文は注目に値する。さらに、沢本・柏井¹²⁾の研究や、池田・中村・山本²⁾の研究等によって、揚力と円柱背後に生ずる渦との関連づけが試みられている。

以上のように、球状あるいは円柱状構造物についての論文は多数発表されているが、その他の形状の構造物についての論文は比較的少ない。本文はこれまでの球体についての研究^{11), 14), 15), 17)}を基礎として、球体の上下に円柱を取り付けた柱状構造物の波による振動について実験的研究を行ったものである。この柱体（本文では以下この構造物を柱体とよぶ）はユニバーサルジョイントによって水底の sinker (シンカー) に結合されたもので、柱体自身のもつ浮力によって直立し、波などの外力を受けたときの動揺に対して浮力による復元力によって安定を保つものである。なお、この形式の構造物はすでにマフコタワーの名のもとに実用化されており、いくつかの施工例がある⁹⁾。

このような構造物の波浪特性に関する設計上の留意点は次のとおりである。

* 正会員 工博 筑波大学教授 構造工学系

** 正会員 工修 建設技術研究所

*** 新潟鉄工所造船本部管理グループ部長

- i) 設計波浪に対して柱体の傾きが一定範囲内にあること。
- ii) 設計条件以上の波浪に対しては水没し、構造物の安全を保つこと。
- iii) 柱体の主要部分が波浪によって破壊されないこと。ただし、上端部は場合によって破損しても破損部分の修復が可能であること。
- iv) ユニバーサルジョイントの振動に対する寿命

したがって、基礎研究としては、波浪外力に対する柱体の振動特性を把握することが重要である。

本論文においては、柱体に正弦波が作用した場合の、波の進行方向の振動について実験的に調べた。

さらに、柱体に作用する非線形外力を線形の減衰係数によって近似した場合の理論値の評価、および非線形項を考慮した数値解による近似解を用いて結果を比較することを試みた。波の進行方向に直角な振動については、文献 18) を参照されたい。

2. 柱体振動の理論

(1) 基本式

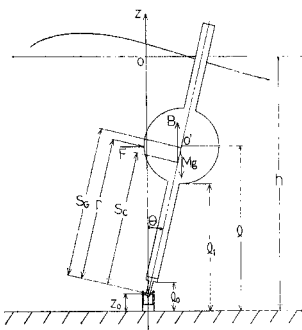


図-1 記号の説明図

柱体に作用する抵抗として、柱体の変位速度に比例する線形な減衰抵抗（主としてジョイント部の摩擦抵抗）と、柱体と水粒子間の相対速度の2乗に比例する非線形抗力を考慮すると、柱体の運動方程式は次式のように

$$I\ddot{\theta} = P_M(t) - I'\ddot{\theta} - C\dot{\theta} + Mg \cdot S_C \sin \theta - B \cdot S_c \sin \theta - D_M(t) \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 I ：柱体の慣性モーメント、 θ ：柱体の傾斜角、 $P_M(t)$ ：外力によるモーメント、 I' ：柱体の付加質量による慣性モーメント（付加慣性モーメント）、 C ：減衰係数、 M ：柱体の質量、 g ：重力加速度、 S_C ：支点から重心までの距離、 B ：柱体に作用する浮力、 S_c ：支点から浮心までの距離、 $D_M(t)$ ：抗力によるモーメントである。

$\sin \theta$ の項を線形化すると、式 (2) が得られる。

$$(I+I')\ddot{\theta} + C\dot{\theta} + (BS_c - Mg \cdot S_C)\theta = P_M(t) - D_M(t) \dots\dots\dots (2)$$

(2) 柱体に作用する外力

柱体に作用する外力は、水圧によるモーメントを柱体の全表面について積分したものを取る。この場合、波長が柱体の直径などに比べて十分大きいものとすれば回折の効果は考えなくてよい。

a) 円柱部に作用する圧力によるモーメント

時間的に変動する流れ u_0 の完全流体中におかれた、半径 a の円柱のまわりの速度ポテンシャルは、

$$\phi = u_0(r + a^2/r)\cos \psi \dots\dots\dots (3)$$

で与えられる。 r は円柱の中心からの距離、 ψ は 図-2 に示すように r が流れ方向 (x 軸) となす角である。

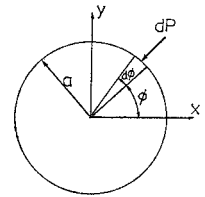


図-2 座標系の定義 (球体部平面図)

この u_0 に微少振幅波理論より得られる流れ場を用いることにより、近似的に圧力の合計を円柱について算出する。これは Morison 公式を一般化した方法にほかならない。

$d\psi$ に対する円柱表面上の圧力を dp 、水の密度を ρ とすると、

$$dp = \rho a d\psi = -\rho a \partial \phi / \partial t |_{r=a} d\psi = -2 \rho a^2 \dot{u}_0 \cos \psi \dots\dots\dots (4)$$

これより、

$$p_x = - \int_0^{2\pi} dp \cos \psi = 2 \pi \rho a^2 \dot{u}_0 \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 u_0 として微少振幅波による水粒子速度を用いることにすれば、

$$u_0 = \frac{H\omega}{2} \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos \omega t \dots\dots\dots (6)$$

と表わされる。ここに、 H ：波高、 ω ：波の角振動数、 k ：波数、 h ：水深、 z ：静水面を0とした鉛直上向きの座標である。

よって、式 (5) により式 (7) が得られる。

$$P_x = -\rho \pi a^2 H \omega^2 \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \sin \omega t \dots\dots\dots (7)$$

球体より下側の円柱部分に作用する圧力によるモーメント P_{M1} は、図-1 の記号を用いて次のように表わす。

$$P_{M1} = \int_{-(h-l_0)}^{-(h-l_1)} p_x \cdot (z+h-z_0) dz \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 l_1 ：水底から円柱上端までの距離、 l_0 ：水底から円柱下端までの距離、 z_0 ：水底から支点までの距離である。ここで、 $z' = z + h$ とすれば、式 (9) が得られる。

$$P_{M1} = \int_{l_0}^{l_1} p_x(z'-z_0) dz' = \int_{l_0}^{l_1} \left\{ -\rho \pi a^2 H \omega^2 \frac{\cosh k z'}{\sinh kh} \sin \omega t \cdot (z'-z_0) \right\} dz'$$

$$\begin{aligned}
 &= -\frac{\rho\pi a^2 H\omega^2}{\sinh kh} \cdot \frac{1}{k} \left\{ (l_1 - z_0) \sinh kl_1 \right. \\
 &\quad - (l_0 - z_0) \sinh kl_0 - \frac{1}{k} \cosh kl_1 \\
 &\quad \left. + \frac{1}{k} \cosh kl_0 \right\} \sin \omega t \dots\dots\dots (9)
 \end{aligned}$$

同様に、球体より上側の円柱に作用する圧力によるモーメント P_{M_2} は次のようになる。

$$\begin{aligned}
 P_{M_2} &= \int_{l_1+d}^h p_x(z' - z_0) dz' \\
 &= -\frac{\rho\pi a^2 H\omega^2}{\sinh kh} \cdot \frac{1}{k} \{ (h + z_0) \sinh kh \\
 &\quad - (l_1 + d - z_0) \sinh k(l_1 + d) - (1/k) \cdot \cosh kh \\
 &\quad + (1/k) \cosh k(l_1 + d) \} \sin \omega t \dots\dots\dots (10)
 \end{aligned}$$

ここに d は球体部上端と下端の距離である。

b) 球体部に作用するモーメントの評価

円柱は2次元性の強い構造物であるのに、球体は3次元性の強い形状である。したがって、この両者を同様に扱うことはできない。その意味で、この柱体は、2次元性の強い翼と3次元の強い胴体を組み合わせた航空機に似ている。このような構造物においては、全体として正しい外力の見積りを行わなくてはならない。

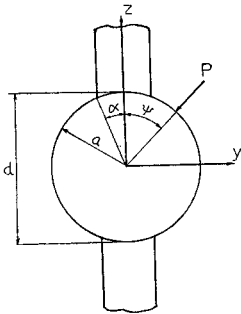


図-3 座標系の定義 (立面図)

文献 14) に従い、波長が球の直径に比べて十分に大きいという実用的な仮定のもとに圧力によるモーメントを球の全表面積について積分する。このとき、速度ポテンシャルに球の存在の効果を導入して不必要に複雑な計算を行わなくても、十分に実験値とよい一致をみる事が調べられている¹⁴⁾。

水中の一点における微小振幅波による圧力 p は、

$$p = \rho g H \cosh k(h+z) \cdot \cos(\pi x - \omega t) / 2 \cosh kh \dots\dots\dots (11)$$

ここに、 $h+z=l+a_0 \cos \psi$ 、 $x=a_0 \sin \psi \sin \varphi$ である。図-3 のように、 l は水底と球中心の距離、 a_0 は球の半径である。式 (11) は次のように変形される。

$$\begin{aligned}
 p &= \frac{\rho g H}{2 \cosh kh} [\cosh kl \cdot \cosh(ka_0 \cos \psi) \\
 &\quad + \sinh kl \cdot \sinh(ka_0 \cos \psi)] \\
 &\quad \times \{ \cos(ka_0 \sin \psi \sin \varphi) \cos \omega t \\
 &\quad + \sin(ka_0 \sin \psi \sin \varphi) \sin \omega t \} \dots\dots\dots (12)
 \end{aligned}$$

$ka_0 \ll 1$ の条件を用いれば、式 (12) は式 (13) となる。

$$\begin{aligned}
 p &= \rho g H \{ (\cosh kl + ka_0 \sinh kl \cdot \cos \psi) \cos \omega t \\
 &\quad + \cosh kl \cdot ka_0 \sin \psi \sin \varphi \sin \omega t \} / 2 \cosh kl \\
 &\quad \dots\dots\dots (13)
 \end{aligned}$$

この p を用いて、球体部に作用する力のモーメントは、

$$P_{M_3} = \int p(l - z_0 + a_0 \cos \psi) dA \dots\dots\dots (14)$$

ここに、 dA は面積要素である。圧力 p の x 軸方向の方向余弦は $-\sin \psi \cdot \sin \varphi$ 、また $dA = a_0^2 \sin \theta d\psi d\varphi$ であるから、 P_{M_3} は次のようになる。

$$\begin{aligned}
 P_{M_3} &= \int_{\alpha}^{\pi-\alpha} \int_0^{2\pi} \frac{\rho g H}{2 \cosh kh} \{ (\cosh kh \\
 &\quad + ka_0 \cos \psi \sinh kl) \cos \omega t \\
 &\quad + \cosh kl \cdot ka_0 \sin \psi \sin \varphi \sin \omega t \} \\
 &\quad \cdot (l - z_0 + a_0 \cos \psi) \\
 &\quad \times a_0^2 \sin^2 \psi \cdot \sin \varphi \cdot d\psi \cdot d\varphi \\
 &= \frac{\rho g H ka_0^3 \pi}{2} \frac{\cosh kl}{\cosh kh} \int_{\alpha}^{\pi-\alpha} \sin^3 \psi \\
 &\quad \cdot (l - z_0 + a_0 \cos \psi) d\psi \sin \omega t \\
 &= \frac{\rho g H ka_0^3 \pi}{2} \frac{\cosh kl}{\cosh kh} (l - z_0) \\
 &\quad \cdot \left(-\frac{1}{6} \cos 3\alpha + \frac{3}{2} \cos \alpha \right) \sin \omega t \dots\dots (15)
 \end{aligned}$$

式 (15) は分散関係式を用いて次のようにも表わせる。

$$\begin{aligned}
 P_{M_3} &= \frac{\rho H a_0^3 \pi \omega^2 (l - z_0)}{2} \cdot \frac{\cosh kl}{\sinh kh} \\
 &\quad \cdot \left(-\frac{1}{6} \cos 3\alpha + \frac{3}{2} \cos \alpha \right) \sin \omega t \dots\dots (16)
 \end{aligned}$$

c) 柱体に作用する圧力によるモーメント以上より、 $P_M(t)$ として次式が得られる。

$$\begin{aligned}
 P_M(t) &= P_{M_1} + P_{M_2} + P_{M_3} \\
 &= \left[-\frac{\rho\pi a^2 H\omega^2}{k \sinh kh} \left\{ (l_1 - z_0) \sinh kl_1 \right. \right. \\
 &\quad - (l_0 - z_0) \sinh kl_0 + (h - z_0) \sinh kh \\
 &\quad - (l_1 + d - z_0) \sinh k(l_1 + d) \\
 &\quad - \frac{1}{k} (\cosh kl_1 - \cosh kl_0 + \cosh kh \\
 &\quad \left. \left. - \cosh k(l_1 + d)) \right\} - \frac{\rho H a_0^3 \pi \omega^2 (l - z_0)}{2} \right. \\
 &\quad \left. \cdot \frac{\cosh kl}{\sinh kh} \left(-\frac{1}{6} \cos 3\alpha + \frac{3}{2} \cos \alpha \right) \right] \sin \omega t \\
 &= \frac{\rho H a_0^2 L^2 \omega^2}{\sinh kh} \cdot N \cdot \sin \omega t \dots\dots\dots (17)
 \end{aligned}$$

ここに、 L は波長であり、 N の値は次式で示す。

$$\begin{aligned}
 N &= -\frac{1}{2} \left(\frac{a}{a_0} \right)^2 \left\{ \frac{l_1 - z_0}{L} \sinh kl_1 - \frac{l_0 - z_0}{L} \sinh kl_0 \right. \\
 &\quad + \frac{h - z_0}{L} \sinh kh - \frac{l_1 + d - z_0}{L} \sinh k(l_1 + d) \\
 &\quad - \frac{1}{2\pi} (\cosh kl_1 - \cosh kl_0 + \cosh kh \\
 &\quad \left. - \cosh k(l_1 + d)) \right\} - \frac{\pi a_0 (l - z_0) \cosh kl}{2 L^2} \\
 &\quad \cdot \left(-\frac{1}{6} \cos 3\alpha + \frac{3}{2} \cos \alpha \right) \dots\dots\dots (18)
 \end{aligned}$$

(3) 抗力によるモーメント

前節までの解析においては、外力である波の振幅の2乗以上の項は省略した。この場合、問題になるのは、柱体と水粒子間の相対速度の2乗に比例する抗力である。そこで抗力によるモーメント $D_M(t)$ については式(19)の形式で与える¹⁶⁾。

$$D_M(t) = -C_D \rho A s (u - s \dot{\theta}) |u - s \dot{\theta}| / 2 \dots\dots(19)$$

ここに、 C_D ：抗力係数、 A ：柱体全体の流れの方向の投影面積、 s ：支点から抗力の作用点までの距離、 u ：水粒子速度である。

ここで、 u 、 s をどのような値に選ぶかというのは現実には大きな問題である。航空機と同じように、構造物全体としての D_M がわかることが設計上必要なものであって、各部分の抗力がわかってもそれは無意味である。本研究における柱体は、実験によれば、球体の中心部の付近に抗力の中心がくることがわかったので、 s は球体の中心と支点間の距離、 u は球体中心の高さにおける値を用いることとする。このようにすると、柱体全体としての C_D はほとんど 1.0 として矛盾は生じないことがわかる。しかし、 C_D 自体を直接に計測したわけではないことに注意¹⁴⁾。

このようにすると D_M は次式で与えられる。

$$D_M(t) = -\frac{1}{2} C_D \rho A s \left(\frac{H\omega}{2} \frac{\cos kl}{\sinh kh} \cos \omega t - s \dot{\theta} \right) \cdot \left| \frac{H\omega}{2} \frac{\cosh kl}{\sinh kh} \cos \omega t - s \dot{\theta} \right| \dots\dots(20)$$

(4) 付加慣性モーメントの推定

ポテンシャル理論によれば、付加質量係数 C_m' は円柱の場合、1.0 の球については 0.5 である。しかし、海洋構造物の場合、 C_m' の値よりも、付加慣性モーメント I' の値を用いることが多い。作用点の位置が完全にわかれば C_m' と I' とは換算することができるが、それは必ずしも容易ではない。本研究においては、実験によって I' を求めこれを利用した。図-4には水深と I' との関係の一例(柱体 No. 2)を示す。図中の l_T は、水底より柱体上端までの距離である。

C_m' の値は慣性モーメントの中心が球の中心点にあるとして換算した値であり、ちょうど円柱と球の中間の値である、0.6~0.9 の間に分布していることから考えると、中心の取り方がほぼ妥当であると思われる。

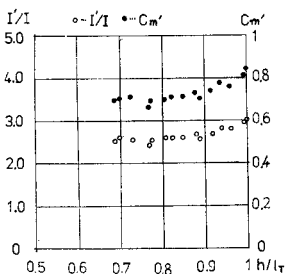


図-4 水深と付加慣性モーメントおよび質量係数の関係

ただし設計上は I' を用いるべきである。

(5) 運動方程式の解

式(2)の各項が推定できたので、解を求める。式(2)を実用上の意味から非線形項を省略した解、非線形抗力を考慮した場合の数値的な近似解を求めることにする¹⁶⁾。

なお、摂動法による数式的な近似解の求め方は、すでに椎貝・河野によって得られている¹⁴⁾。

a) 非線形抗力項を省略した場合

$D_M(t) = 0$ とおき、 $P_M(t) = P_M \sin \omega t$ とすれば、式(2)は式(21)となる。

$$\ddot{\theta} + \frac{C}{I+I'} \dot{\theta} + \omega_0^2 \theta = \frac{P_M}{I+I'} \sin \omega t \dots\dots(21)$$

ここに、 $\omega_0^2 = (B \cdot s_C - Mg \cdot s_C) / (I + I')$

$$P_M = \rho H a_0^2 L^2 \omega^2 \cdot N / \sinh kh$$

である。

式(21)の解として次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \theta &= \theta \cdot \sin(\omega t - \delta) \\ \theta &= \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{C}{I+I'}\right)^2 \omega^2}} \cdot \frac{P_M}{I+I'} \\ \tan \delta &= \frac{C\omega / (I+I')}{\omega_0^2 - \omega^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots(22)$$

b) 非線形抗力項を考慮した場合

式(20)を式(2)に代入すると次式のようになる。

$$\begin{aligned} (I+I')\ddot{\theta} + C\dot{\theta} + (B s_C - M g s_C)\theta \\ = P_M(t) + \frac{1}{2} C_D \rho A s \left(\frac{H\omega}{2} \frac{\cosh kl}{\sinh kh} \cos \omega t - s \dot{\theta} \right) \\ \cdot \left| \frac{H\omega}{2} \frac{\cosh kl}{\sinh kh} \cos \omega t - s \dot{\theta} \right| \dots\dots(23) \end{aligned}$$

ここで代表的長さとして、 s および H 、代表的時間として $1/\omega$ を用いて、式(23)を無次元化すると、係数として、次の一連の式(24)が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \xi &= s\theta/H, \tau = \omega t, I^* = (I+I^*)/\rho V s^2 \\ C^* &= C/\rho V s^2 \omega \\ K^* &= (B s_C - M g s_C)/\rho V s^2 \omega^2 \end{aligned} \right\} \dots(24)$$

ここに、 V は柱体の水中部分の体積である。 V は時間とともに変動はするが、船などの場合には、静止時の水中体積を取っているのので、この場合もこれにならった。これらを式(23)へ代入し、整理すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} I^* \xi'' + C^* \xi' + K \xi &= \frac{a_0^2 L^2}{V s} \frac{N}{\sinh kh} \sin \tau \\ &+ \frac{1}{2} \frac{H A C_D}{V} \left[\frac{\cosh kl}{2 \sinh kh} \cos \tau - \xi' \right] \\ &\cdot \left| \frac{\cosh kl}{2 \sinh kh} \cos \tau - \xi' \right| \dots\dots(25) \end{aligned}$$

ヒンジで支えられた柱状海洋構造物の振動特性

ここに'は τ による微分である。さらに、

$$P_M^* = a_0^2 L^2 N / V s \cdot \sinh kh,$$

$$\beta_0 = C_D A H / V,$$

$$\lambda = \cosh kl / 2 \sinh kh$$

とすれば、上式は次のようになる。

$$I^* \xi'' + C^* \xi' + K^* \xi = P_M^* \sin \tau + \beta_0 (\lambda \cos \tau - \xi') |\lambda \cos \tau - \xi'| \dots \dots \dots (26)$$

ここで右辺第2項の非線形項を椎貝・河野¹⁴⁾に従って、フーリエ展開すれば数値計算ができる。渡辺¹⁹⁾のように複素数を用いれば、 $\xi = \xi_0 e^{i(\tau - \delta)}$ と実数 δ を用いて位相を考え、右辺の各項に、 $i \cos \tau$, $i \sin \tau$ などを加えれば、

$$[-I^* + iC^* + K^*] \xi = -iP_M^* e^{i\tau} - i\beta_0 (i\lambda + \xi_0 e^{-i\delta}) |R_e(i\lambda + \xi_0 e^{-i\delta})| e^{i\tau} \cdot |R_e(e^{i\tau})| \dots \dots \dots (27)$$

が得られる。非線形項 $e^{i\tau} |R_e(e^{i\tau})|$ をフーリエ展開すると $e^{i\tau} |R_e(e^{i\tau})| \approx 8 e^{i\tau} / 3 \pi \dots \dots \dots (28)$

となるから、椎貝・河野¹⁴⁾と同じ式になる。結局

$$(-I^* + iC^* + K^*) \xi_0 e^{-i\delta} = -iP_M^* - i\beta_0 (i\lambda + \xi_0 e^{-i\delta}) |R_e(i\lambda + \xi_0 e^{-i\delta})| \dots \dots \dots (29)$$

が得られる。ここに、 $\beta = 8 \beta_0 / 3 \pi$ である。

$\beta = 0 (C_D = 0)$ を出発点として、式(29)を満たす ξ_0 , δ を任意の β についてNewton法で求めることができる。この方法は β がある程度小さくないとできないので、その点では旧来の方法が無難である¹⁴⁾。なお、式(29)は文献19)とは多少異なっている。

3. 実験装置、および実験方法

(1) 実験装置

a) 水路および測定計器

表-1 実験体の寸法表

(単位: mm)

実験体 No.	1	2	3,4,5,6
2a	25.0	30.0	35.0
2a ₀	118.3	119.0	117.9
l ₀	60.5	65.1	91.1
l ₁	215.9	242.2	297.2
d	117.3	116.3	114.7
l	274.9	302.2	354.5
S	239.6	261.8	294.9
Z ₀	35.3	40.4	59.6
r _a	246.0	260.6	299.1
l _T	481.8	531.5	609.6
t ₁	3.0	3.0	3.0
t ₂	2.0	2.0	2.0

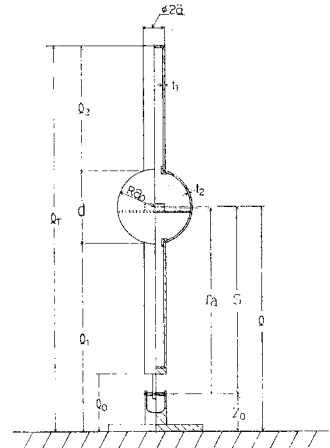


図-5 実験体の寸法記号図

正弦波による実験に用いた水路

は、筑波大学構造工学系に設置されているものである。この水路は、幅0.4m、高さ0.6m、長さ18mであり、造波板はフラップ型のものである。

柱体の振動は、球体部内部に取り付けた加速度計により検出し、ブリッジボックス、ひずみ増幅器を通してリニアコーダに接続し記録した。波高の検出には容量式波高計を用いた。

b) 実験体

実験で用いた模型の概要および諸元を図-5および表-1に示す。球体部はプラスチック製で、その上下の円柱はアクリルパイプである。球体部内部には加速度計を取り付け、縦方向および横方向の振動を同時に測定できるようにした。この柱体は2軸のリンクおよびリンクピンより成るユニバーサルジョイントによって水路底のシンカーに接続されており、浮力により直立する。したがって、柱体は水平面内の回転を生じないと同時に、任意の方向へ傾斜できるようになっている。

表-2 実験の諸元

実験 No.	実験体 No.	実験体の質量 M (g)	慣性モーメント I (×10 ⁵ g・cm ²)	付加質量による慣性モーメント I' (×10 ⁵ g・cm ²)	減衰係数 C (水中) (×10 ⁵ g・cm ² /s)	減衰係数 C (空中) (×10 ⁵ g・cm ² /s)	固有角振動数 ω ₀ (水中) (rad/sec)	固有角振動数 ω ₀ (空中) (rad/sec)	周期 T (s)	波高 H (cm)	波形勾配 H/L	水路水深 h (cm)
S1	1	253.3	1.57	3.04	5.56	3.40	5.76	6.02	0.51~2.95	2.34~4.49	0.0031~0.0570	42.0
S2	1	253.3	1.57	3.22	6.90	3.40	5.87	6.02	0.49~2.83	1.53~5.17	0.0045~0.0743	45.3
S3	1	253.3	1.57	2.89	4.75	3.40	5.66	6.02	0.50~2.84	2.06~4.04	0.0053~0.0804	38.7
S4	2	256.0	1.97	4.81	9.37	4.65	5.32	5.76	0.40~3.00	1.50~7.60	0.0016~0.0619	42.7
S5	2	256.0	1.97	4.47	7.06	4.65	5.32	5.76	0.51~2.29	2.30~3.60	0.0092~0.0643	39.8
S6	2	256.0	1.97	5.23	9.00	4.65	5.32	5.76	0.51~3.00	2.21~6.85	0.0038~0.0898	46.4
S7	3	254.2	5.08	3.27	6.99	4.60	4.33	5.46	0.50~2.91	2.13~7.22	0.0065~0.0675	49.7
S8	3	254.2	5.08	2.65	7.47	4.60	4.33	5.46	0.50~2.85	2.67~5.42	0.0063~0.0927	47.0
S9	3	254.2	5.08	4.50	9.63	4.60	4.37	5.46	0.70~3.01	2.15~7.14	0.0037~0.0684	54.9
R1	3	254.2	5.08	2.79	8.26	4.60	4.49	5.46				50.8
R2	4	774.7	9.13	2.79	3.19		1.92					50.8
R3	5	689.3	6.26	2.79	3.66		2.72					50.8
R4	6	609.6	6.17	2.79	6.20		3.53					50.8

(2) 実験方法

正弦波による実験において、波の周期を約 0.50~3.0 s の範囲で変化させ、いろいろな水深について柱体の縦方向および横方向の振動を同時に測定した。なお、波の周期および水深により波高は異なる。

4. 実験結果と考察

この構造物においては、構造物の機能が失われる限界の傾斜角が存在する。したがって実験、あるいは計算によって傾斜角そのものを表示する必要がある。図-6 には柱体の x 方向の傾斜角と無次元化された外力の振動数との関係を示す。図中の計算値は、自由振動実験によって求めた C の値を用い、 $C_D=0$ とした線形理論の値である。線形計算は共振点付近で安全側の値を示すことができる。

$\bar{\theta}$ の値は、式 (22) により、次式を用いた。

$$\bar{\theta} = \frac{\theta}{P_M / (I+I') \omega_0^2} = 1 / \sqrt{(1 - \omega^2 / \omega_0^2)^2 + \{C / (I+I')\}^2 \omega^2 / \omega_0^2} \dots \dots \dots (30)$$

パラメーター r は、 $r = C / (I+I') \omega$ を表わし、 l/h は柱体の支点（ヒンジの位置）より、球状部中心点までの距離 l と水深 h との比である。柱体が深くもぐるほど、r が増し、ゆれにくくなるのがわかる。

理論値と実験値を比較すると、共振点付近においては理論値が実験値よりやや大きくなっている。したがって自由振動によって求められた C では、やや安全側の計算になっているものと思われる。全体としての傾向はよく一致している。

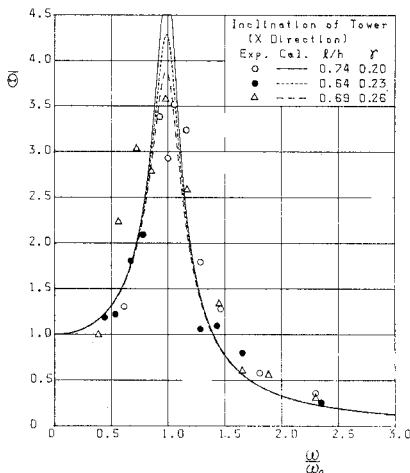


図-6 柱体の傾斜角と外力の振動数の関係 (実験番号 S4, S5, S6)

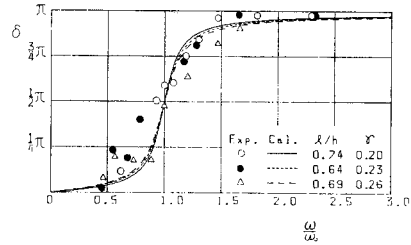


図-7 球体振動の外力に対する位相の遅れ (実験番号 S4, S5, S6)

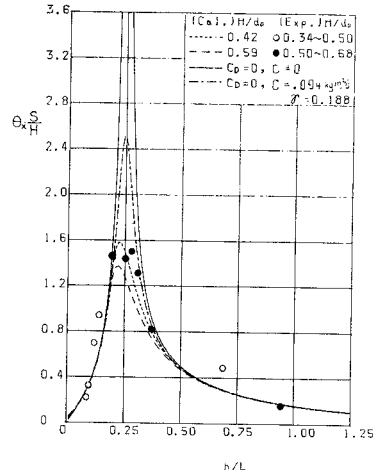


図-8 柱体の変位と比水深 (実験番号 S3)

図-7 には、位相の遅れと外力の振動数の関係を示す。位相の遅れは、柱体の変位が外力に対してどれほど遅れているかを示すものである。図-6 の結果と合わせて考えると、このような現象に関して圧力による力を外力として考えることの妥当性を示しているものと思われる。

図-8 には柱体の変位（球体中心位置で定める）と h/L の関係を示す。実線は $C=0$ 、鎖線は線形の抗力、破線は、式 (20) による非線形抗力による理論式である。非線形抗力における計算時に線形減衰係数 C の値について空中での自由振動実験により求めた値をそのまま用いた。実線は抗力をまったく考慮しない場合である。なお、非線形部分の抗力係数 C_D は 1.0 とした。また、図中の S は支点から球体部中心までの距離、 $d_0 = V/A$ である。この図によると、線形解では共振点付近で理論値が実験値よりも大きめに評価されているが、非線形抗力項を考慮すると、両者はよく一致するようになることがわかる。

図-9 には位相遅れと比水深 h/L との関係を示したが、実験値と理論値はいずれの場合も傾向としてはほぼ一致していることがわかる。

図-10 は、柱体の最大傾斜角と球体部水深との関係

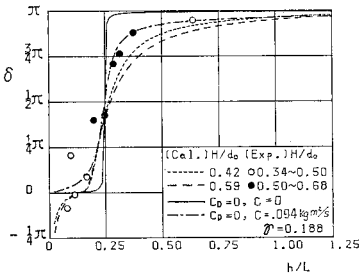


図9 位相遅れと比水深 (実験番号 S3)

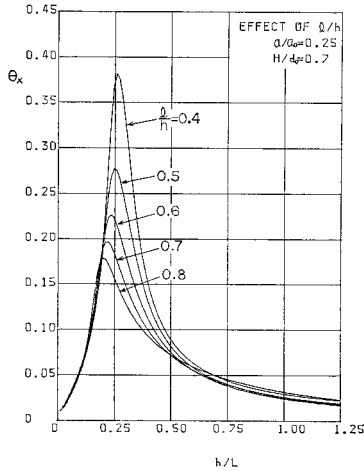


図10 傾斜角の球体取付け位置による変化

を示したものである。これは実験体 No. 2 を対象としており、水深は一定とし、球体部の水底からの高さ l を変化させて (したがって、 I, I', s_C, s_G などとも変化する)、 $l/h=0.4\sim 0.8$ の範囲で 5 通りの l/h について計算した。この際、 I' は円柱部と球体部の付加質量による慣性モーメントの和で与えられるとし、付加質量係数 C_m' として、円柱部には 1.0、球体部には 0.5 を用いて計算した。また、抗力項は式 (20) により与えており、 l/h が小さい場合には多少誤差が大きくなるが、全体の傾向としては妥当なものを与えたと考えられる。これによると、球体部の位置が低くなるほど共振点付近の傾斜角は大きくなるのがわかる。これは浮力によるモーメントが小さくなりばね定数が減少すると同時に、抗力によるモーメントも減少することによる。ただし、 $l/h=0.7$ 以上になると共振点付近での傾斜角は小さいが、比水深 h/l が約 0.5 以上の領域ではこの傾向は逆転してくることがわかる。これは球体部が水面に近づくにつれ、柱体に働く圧力によるモーメントの増大による効果がばね定数の増加による効果を上まわってくることを意味する。その意味から、この図は研究の目的となった柱体の設計上重要なものであり、実用上からは第一次設計の概算に役立つものであると考えられる。

5. 結 論

円柱と球を組み合わせた柱状構造物の正弦波応答特性について、従来行われてきた、円柱および球に関する研究と模型実験により検討し、波による圧力勾配を主たる外力として計算することにより、設計上妥当な結果が得られることがわかった。さらに、付加質量、あるいは付加モーメント・抵抗係数などの経験的な数値についても特異な値を用いる必要はなく、過去の実験値より推定してもよいと思われる。このことから、実物についても、レイノルズ数の増加を考えて抵抗係数の値を小さく取って周波数応答を計算すればよいであろう。

非線形項の影響は従来考えられていたよりもかなり小さい。なお、本構造物の場合には、すでに少数の実験が稼動しており、現場観測による検証が可能であるから、近い将来行う必要がある。

横方向の振動はヒンジの疲労に関係し設計上重要な問題であり、海洋波による応答特性と合わせてすでに速報はされているが¹⁸⁾、実用的ないくつかの問題と合わせて検討中である。

このような海洋構造物はやはり実測値との比較が重要であることはすでに述べたが、耐久性についても実測を重ね、理論値と比較していくことが必要である。

本研究は一部を文部省科学研究“水中の柱体に作用する地震時の流体力”の成果が応用されている。深甚な謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) Hjermfelt, A.T. et al. : Dynamic response of a restrained sphere in a fluid, Proc. of ASCE, EMI, February, 1967.
- 2) 池田駿介・中村広昭・山本吉道 : 振動流中におかれた円柱に作用する流体力と渦の関係, 第 27 回海岸工学講演会論文集, pp. 383~386, 1980.
- 3) Keulegan, G.H. and L.H. Carpenter : Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid, Jour. of Research, NBS, Vol. 60, No. 5, pp. 423~440, 1958.
- 4) 河野二夫・椎貝博美 : 球状物体の波による干渉, 土木学会論文報告集, 第 178 号, pp. 27~36, 1970.
- 5) 河野二夫 : 波の進行に直角水平方向の球の振動, 土木学会論文報告集, 第 179 号, pp. 49~60, 1970.
- 6) 河野二夫 : 海岸水理学, 森北出版, 1980.
- 7) 倉田 進・川瀬健夫・西村一人 : 大型海洋構造物の波浪による動的応答, 第 23 回海岸工学講演会論文集, pp. 80~84, 1976.
- 8) Morison, J.R. et al : The forces exerted by surface waves on piles, Petroleum Transactions, American Institute of Mining Engineers, Vol. 189, pp. 149~157, 1950.
- 9) 海洋支援機材・マフコタワー, 新潟鉄工所, 1980.
- 10) Sabuncu, T. and S. Calisal : Hydrodynamic coefficients for vertical circular cylinders as finite depth, Ocean Engineering, Vol. 8, pp. 25~63, 1981.

- 11) Sarpkaya, T. : Forces on cylinders and spheres in a sinusoidally oscillating fluid, *Journal of Applied Mech.*, Trans. of ASME, Vol. 42, Ser. E, No. 1, pp. 32~37, 1975.
- 12) 沢本正樹・柏井条介：振動流中におかれた円柱に作用する揚力，第 27 回海岸工学講演会論文集，pp. 378~382, 1980.
- 13) 関田欣治：固定式プラットフォームに作用する波力に関する模型実験，第 21 回海岸工学講演会論文集，pp. 493~498, 1974.
- 14) 椎貝博美・河野二夫：波動による球の振動，第 15 回海岸工学講演会講演集，pp. 97~102, 1968.
- 15) 椎貝博美・河野二夫・山崎丈夫：水中におかれた球状物体の波による振動とその防止法，第 24 回土木学会年次講演会講演概要集，pp. 23~26, 1969.
- 16) Shi-igai, H. and K. Kato : Numerical solutions of non-linear hydrodynamic forces due to wave action, 5th. Australian Conf. on Hydraulics and Fluid Mech., Christchurch, New Zealand, pp. 302~309, 1974.
- 17) 椎貝博美・関口定男：海洋構造物の振動問題，土木学会第 36 回年次学術講演会講演概要集，pp. 805~806, 1981.
- 18) 椎貝博美・関口定男・長谷部清：波の作用下における球体の横振動，土木学会第 37 回年次学術講演会講演概要集，pp. 803~804, 1982.
- 19) 渡辺 晃：波による円筒形浮体の運動，第 25 回海岸工学講演会論文集，pp. 377~381, 1978.
- 20) 吉原 進・上原教善：海中係留球に作用する規則波波力，第 25 回海岸工学講演会論文集，pp. 387~391, 1978.

(1983.8.4・受付)