

全没水大型円筒構造物の地震時付加質量

清川 哲志*・田中 正博**・小林 浩***

1. はじめに

近年、重力式プラットフォーム、海洋貯油タンク、などの大型没水構造物が実用に供されるようになりつつあるが、これらの地震時付加質量は、数万トンから、ときには数十万トンに達することが予想される。したがって、構造物の地震応答による動水圧、あるいは付加質量を正確に把握することは、これらの耐震設計上はもちろん、経済設計上も不可欠である。

しかしながら、大型の全没水構造物に適用できる理論は少なく、Black ら¹⁾によって示された変分法によるもの、Garrison ら²⁾によって示され、喜岡³⁾によって数値解の適用性が調べられたグリーン関数法があるのみである。しかも、これらは取り扱いがめんどうであったり、積分方程式を数値的に解くため大行列演算を必要とし、したがって多大の計算時間を要するなどの問題がある。

これに対し、本論文で示す解析法は、対象構造物を全没水円筒に限ることによって、領域分割によるポテンシャル接続法で解を導き、これから付加質量特性などを求めるもので、解にいたるまでの式の展開はかなり複雑なもの、計算時間はグリーン関数法などに比べ圧倒的に短く、行列演算も高々 10 元程度の連立方程式の解法のみである。ポテンシャル接続法は、海洋構造物による波の散乱などの問題に適用され、有効性が確かめられているが⁴⁾、没水円筒の地震時動水圧の問題に適用された例はないようである。

本論文では、この解析法を用いて全没水大型円筒の付加質量特性を明らかにするとともに、実験により解析法の妥当性を検証した結果について述べるものである。

2. 基礎方程式および各領域における解

図-1 に示すように、半径 r_0 の没水円筒構造物が、水深 h の水中で、微小調和振動をしている場合を考える。ただし、振動の方向は x 軸方向とする。また、振動によって生じる流体運動は、非回転・非粘性である

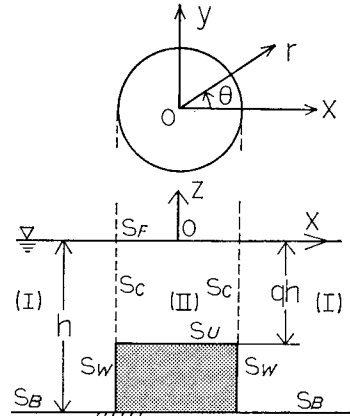


図-1 座標系の定義

とし、これを速度ポテンシャルによって記述する。また、図に示したように流体領域を 2つの領域にわけ、それぞれ領域 I, II とする。そして、各領域における速度ポテンシャルを、円筒座標系で、 $\phi_1(r, \theta, z) \cdot e^{i\omega t}$, $\phi_2(r, \theta, z) \cdot e^{i\omega t}$ とする。ただし、 ω は振動の角振動数である。

各速度ポテンシャルは、各領域内で次のラプラスの方程式を満足する必要がある。

$$\frac{\partial^2 \phi_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \phi_i}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial z^2} = 0 \quad (i=1, 2) \dots \dots \dots (1)$$

また、各領域で以下の自由表面条件、海底面および構造物天端面における不透過条件を満足しなければならない。

$$\partial \phi_i / \partial z - (\omega^2 / g) \phi_i = 0 \quad (i=1, 2) \text{ (on } S_F) \dots (2)$$

$$\partial \phi_i / \partial z = 0 \quad \text{(on } S_B) \dots (3)$$

$$\partial \phi_2 / \partial z = 0 \quad \text{(on } S_U) \dots (4)$$

ただし、 g は重力加速度である。また、 S_F は $z=0$ で表わされる自由表面、 S_B は $z=-h$, $r > r_0$ で表わされる海底面、 S_U は $z=-qh$, $r \leq r_0$ で表わされる構造物天端面である。 ϕ_i にはこの他に無限遠における放射条件が課せられる。

式 (1)~(4) を満足し、各領域で有限値をとる解を固有関数の重ね合せによる級数形で表わすと、それぞれ次

* 正会員 清水建設(株)研究所 海洋研究部研究員
 ** 正会員 清水建設(株)研究所 海洋研究部研究員
 *** 正会員 Eng.Sc.D. 清水建設(株)研究所 海洋研究部主席研究員

のようになる。

$$\begin{aligned} \phi_1(r, \theta, z) &= \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} A_n^{(m)} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \cdot K_m(k_n r) \right. \\ &\quad \left. - i A_0^{(m)} \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} \cdot H_m^{(2)}(k_0 r) \right\} \cdot \cos m\theta \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(5)$$

$$\begin{aligned} \phi_2(r, \theta, z) &= \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} B_n^{(m)} \frac{\cos k'_n(qh+z)}{\cos k'_n qh} \cdot I_m(k'_n r) \right. \\ &\quad \left. - i B_0^{(m)} \frac{\cosh k'_0(qh+z)}{\cosh k'_0 qh} \cdot J_m(k'_0 r) \right\} \cdot \cos m\theta \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(6)$$

ここに、 $A_n^{(m)}, B_n^{(m)}$ ($n, m=0, 1, \dots$): 複素未定係数,
 k_0, k'_0 : 各領域での波数, k_n, k'_n ($n=1, 2, \dots$): 各領域
 での固有値, I_m, K_m : 第1種, 第2種変形ベッセル関数,
 $H_m^{(2)}$: 第2種ハンケル関数, J_m : 第1種ベッセル関数で
 ある。また、波数 k_0, k'_0 , および固有値 k_n, k'_n は、 k_0
 $\cdot \tanh k_0 h = -k_n \tan k_n h = \omega^2/g$, $k'_0 \tanh k'_0 qh = -k'_n \tan$
 $k'_n qh = \omega^2/g$ の実正根である。

各領域におけるポテンシャルは、領域の接線面 $r=r_0$
 において、さらに、運動量およびエネルギーの連続条件、
 構造物側面と流体の運動速度の連続条件を満たす必要が
 ある。これらは以下のように表わされる。

$$\partial\phi_1/\partial r = \partial\phi_2/\partial r, \quad \phi_1 = \phi_2 \quad (\text{on } S_C) \dots\dots\dots(7)$$

$$\partial\phi_1/\partial r = -ia_0\omega \cdot \cos\theta \quad (\text{on } S_W) \dots\dots\dots(8)$$

ここに、 a_0 は構造物の変位振幅である。また、 S_C, S_W
 はそれぞれ、 $-qh \leq z \leq 0, r=r_0$, および $-h \leq z \leq -qh,$
 $r=r_0$ で表わされる境界面である。

式(5)を境界条件(8)に代入してみると、右辺は θ に
 関しては $\cos\theta$ の項のみであるから、左辺の係数 $A_n^{(m)}$
 は $m=1$ のとき以外はすべて0となることがわかる。また
 このとき、境界条件(7)から係数 $B_n^{(m)}$ も $m=1$ 以外
 すべて0でなければならないことがわかる。

3. 領域 I, II の接続と未定係数の決定

境界条件(7)の第1式と式(8)をまとめると、次のよう
 に書くことができる。

$$\frac{\partial\phi_1}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = \begin{cases} \partial\phi_2/\partial r|_{r=r_0} & (-qh \leq z \leq 0) \\ -ia_0\omega \cdot \cos\theta & (-h \leq z \leq -qh) \end{cases} \dots\dots\dots(9)$$

これに式(5), (6)を代入し、両辺に $\cosh k_0(h+z)$ を
 乗じて海底面から水面まで積分すると、固有関数の直交
 性により、左辺は $A_0^{(1)}$ の項だけが残り次式を得る。

$$\begin{aligned} i \frac{\sinh 2k_0 h + 2k_0 h}{8 \cosh k_0 h} \cdot \{H_0^{(2)}(k_0 r_0) - H_2^{(2)}(k_0 r_0)\} \cdot A_0^{(1)} \\ = i \frac{a_0 \omega}{k_0} \cdot \sinh k_0 q' h + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_0 \cdot k'_n}{2(k_n'^2 + k_0^2)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \cdot \frac{\sinh k_0 q' h}{\cos k'_n qh} \{I_0(k'_n r_0) + I_2(k'_n r_0)\} \cdot B_n^{(1)} \\ + i \frac{k_0 \cdot k'_0}{2(k_0'^2 - k_0^2)} \cdot \frac{\sinh k_0 q' h}{\cosh k_0 qh} \\ \cdot \{J_0(k'_0 r_0) - J_2(k'_0 r_0)\} \cdot B_0^{(1)} \dots\dots\dots(10) \end{aligned}$$

同様に、式(9)に式(5), (6)を代入し、 $\cos k_n(h+z)$
 を両辺に乗じて海底面から水面まで積分すると、左辺は
 $A_n^{(1)}$ の項のみが残り、次式を得る。

$$\begin{aligned} - \frac{\sin 2k_n h + 2k_n h}{8 \cos k_n h} \{K_0(k_n r_0) + K_2(k_n r_0)\} \cdot A_n^{(1)} \\ = -i \frac{a_0 \omega}{k_n} \cdot \sin k_n q' h + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{k_n \cdot k'_i}{2(k_i'^2 - k_n^2)} \\ \cdot \frac{\sin k_n q' h}{\cos k'_i qh} \{I_0(k'_i r_0) + I_2(k'_i r_0)\} \cdot B_i^{(1)} \\ + i \frac{k'_0 k_n}{2(k_0'^2 + k_n^2)} \cdot \frac{\sin k_n q' h}{\cosh k'_0 qh} \\ \cdot \{J_0(k'_0 r_0) - J_2(k'_0 r_0)\} \cdot B_0^{(1)} \dots\dots\dots(11) \end{aligned}$$

ただし、式(10), (11)中で、 $q'=1-q$ である。

次に、境界条件(7)の第2式に式(5), (6)を代入し、
 $\cosh k'_0(qh+z)$ を両辺に乗じて、構造物天端面から水面
 まで積分すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n}{(k_0'^2 + k_n^2)} \cdot \frac{\sin k_n q' h}{\cos k_n h} \cdot K_1(k_n r_0) \cdot A_n^{(1)} \\ + i \frac{k_0}{(k_0'^2 - k_0^2)} \cdot \frac{\sinh k_0 q' h}{\cosh k_0 h} \cdot H_1^{(2)}(k_0 r_0) \cdot A_0^{(1)} \\ = i \frac{\sinh 2k'_0 qh + 2k'_0 qh}{4k'_0 \cosh k'_0 qh} \cdot J_1(k'_0 r_0) \cdot B_0^{(1)} \dots\dots(12) \end{aligned}$$

同様に、 $\cos k'_m(qh+z)$ を乗じて、構造物天端面から
 水面まで積分すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n}{(k_n'^2 - k_n^2)} \cdot \frac{\sin k_n q' h}{\cos k_n h} \cdot K_1(k_n r_0) \cdot A_n^{(1)} \\ + i \frac{k_0}{(k_0'^2 + k_0^2)} \cdot \frac{\sinh k_0 q' h}{\cosh k_0 h} \cdot H_1^{(2)}(k_0 r_0) \cdot A_0^{(1)} \\ = \frac{\sin 2k'_m qh + 2k'_m qh}{4k'_m \cos k'_m qh} \cdot I_1(k'_m r_0) \cdot B_m^{(1)} \dots\dots(13) \end{aligned}$$

式(12), (13)をそれぞれ $B_0^{(1)}, B_m^{(1)}$ について解き、
 これらを式(10)に代入して整理すると次式を得る。

$$\begin{aligned} i \frac{\sinh 2k_0 h + 2k_0 h}{8 \cosh k_0 h} \{H_0^{(2)}(k_0 r_0) - H_2^{(2)}(k_0 r_0)\} \cdot A_0^{(1)} \\ - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_0 \cdot k_n'^2}{(k_n'^2 - k_0^2)} \cdot \frac{\sinh k_0 q' h}{\sin 2k'_n qh + 2k'_n qh} \\ \cdot \frac{I_0(k'_n r_0) + I_2(k'_n r_0)}{I_1(k'_n r_0)} \left\{ \sum_{s=1}^{\infty} \frac{k_s}{(k_n'^2 - k_s^2)} \right. \\ \cdot \frac{\sin k_s q' h}{\cos k_s h} \cdot K_1(k_s r_0) \cdot A_s^{(1)} + i \frac{k_0}{(k_n'^2 + k_0^2)} \\ \cdot \frac{\sinh k_0 q' h}{\cosh k_0 h} \cdot H_1^{(2)}(k_0 r_0) \cdot A_0^{(1)} \left. \right\} \\ - 2i \frac{k_0 \cdot k_0'^2}{(k_0'^2 - k_0^2)} \cdot \frac{\sinh k_0 q' h}{\sinh 2k'_0 qh + 2k'_0 qh} \\ \cdot \frac{J_0(k'_0 r_0) - J_2(k'_0 r_0)}{J_1(k'_0 r_0)} \left\{ \sum_{s=1}^{\infty} \frac{-ik_s}{(k_0'^2 + k_s^2)} \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \cdot \frac{\sin k_s q' h}{\cos k_s h} \cdot K_1(k_s r_0) \cdot A_s^{(1)} + \frac{k_0}{(k_0'^2 - k_0^2)} \\
 & \cdot \left. \frac{\sinh k_0 q' h}{\cosh k_0 h} \cdot H_1^{(2)}(k_0 r_0) \cdot A_0^{(1)} \right\} \\
 = & i \frac{a_0 \omega}{k_0} \cdot \sinh k_0 q' h \dots\dots\dots(14)
 \end{aligned}$$

同様に、式 (11) に代入して整理すると次式を得る。

$$\begin{aligned}
 & - \frac{\sin 2k_n h + 2k_n h}{8 \cos k_n h} (K_0(k_n r_0) + K_2(k_n r_0)) \cdot A_n^{(1)} \\
 & - 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{k_m'^2 \cdot k_n}{(k_m'^2 - k_n^2)} \cdot \frac{\sin k_m q' h}{\sin 2k_m q' h + 2k_m q' h} \\
 & \cdot \frac{I_0(k_m r_0) + I_2(k_m r_0)}{I_1(k_m r_0)} \left\{ \sum_{s=1}^{\infty} \frac{k_s}{(k_m'^2 - k_s^2)} \right. \\
 & \cdot \frac{\sin k_s q' h}{\cos k_s h} \cdot K_1(k_s r_0) \cdot A_s^{(1)} + i \frac{k_0}{(k_m'^2 + k_0^2)} \\
 & \cdot \left. \frac{\sinh k_0 q' h}{\cosh k_0 h} \cdot H_1^{(2)}(k_0 r_0) \cdot A_0^{(1)} \right\} \\
 & - 2i \frac{k_0'^2 \cdot k_n}{(k_0'^2 + k_n^2)} \cdot \frac{\sin k_n q' h}{\sinh 2k_0 q' h + 2k_0 q' h} \\
 & \cdot \frac{J_0(k_0' r_0) - J_2(k_0' r_0)}{J_1(k_0' r_0)} \left\{ \sum_{s=1}^{\infty} \frac{-i k_s}{(k_0'^2 + k_s^2)} \right. \\
 & \cdot \frac{\sin k_s q' h}{\cos k_s h} \cdot K_1(k_s r_0) \cdot A_s^{(1)} + \frac{k_0}{(k_0'^2 - k_0^2)} \\
 & \cdot \left. \frac{\sinh k_0 q' h}{\cosh k_0 h} \cdot H_1^{(2)}(k_0 r_0) \cdot A_0^{(1)} \right\} \\
 = & -i \frac{a_0 \omega}{k_n} \cdot \sin k_n q' h \quad (n=1, 2, \dots) \dots\dots(15)
 \end{aligned}$$

式 (14), (15) は、複素未定係数 $A_n^{(1)}$ ($n=0, 1, \dots$) に関する複素係数連立 1 次方程式である。これを、必要な精度に応じて適当な次数まで解けばよい。複素未定係数 $B_n^{(1)}$ ($n=0, 1, \dots$) は、これに関連して式 (12), (13) よりただちに求めることができる。

4. 動水圧と付加質量

任意点の動水圧は、各領域における速度ポテンシャルを用いて、一般化されたバルヌーイの定理から求められ、線形理論の範囲では次式によって求められる。

$$p_i = -i \rho \omega \phi_i \quad (i=1, 2) \dots\dots\dots(16)$$

ここに、 p_i : 各領域における動水圧、 ρ : 流体密度である。

動水圧によって柱体に作用する水平力 F は次式によって求められる。

$$F = \int_0^{2\pi} \int_{-h}^{-q h} p_1(r_0, \theta, z, t) \cdot \cos \theta \cdot r_0 \cdot dz d\theta \dots(17)$$

この積分を実行すると次式となる。

$$\begin{aligned}
 F = & -i \rho \omega \pi r_0 e^{i \omega t} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} A_n^{(1)} \frac{\sin k_n q' h}{k_n \cos k_n h} \cdot K_1(k_n r_0) \right. \\
 & \left. - i A_0^{(1)} \frac{\sinh k_0 q' h}{k_0 \cosh k_0 h} \cdot H_1^{(2)}(k_0 r_0) \right\} \dots\dots(18)
 \end{aligned}$$

また、付加質量は次式によって表わされる。

$$\begin{aligned}
 M_v = & \frac{\rho \pi r_0}{a_0 \omega} \cdot \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} A_n^{(1)} \frac{\sin k_n q' h}{k_n \cos k_n h} \cdot K_1(k_n r_0) \right. \\
 & \left. - i A_0^{(1)} \frac{\sinh k_0 q' h}{k_0 \cosh k_0 h} \cdot H_1^{(2)}(k_0 r_0) \right\} \dots\dots(19)
 \end{aligned}$$

式 (18) および式 (19) から、動水圧による力、あるいは付加質量を知るには、複素係数は $A_n^{(1)}$ ($n=0, 1, \dots$) のみを決定すれば良いことがわかる。

5. 数値計算結果

(1) 級数の展開項数と解の収束

図-2 は、没水深比 q (図-1 参照) を 0.6 とした場合の、展開項数と解の収束の関係、構造物の径 D と

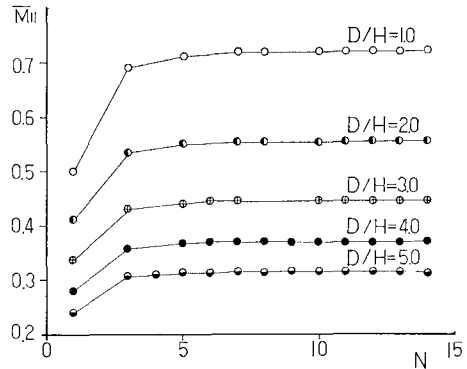


図-2 展開項数と付加質量係数の関係

高さ H の比 D/H が 1.0~5.0 の場合について示したものである。横軸に展開項数、縦軸に式 (19) で求められる付加質量を構造物が排除する流体の質量で除した値、すなわち付加質量係数をとってある。この図からわかるようにいずれの場合も、展開項数を増すことによって、解は一様に一定値に収束している。図-3 は、各展開項

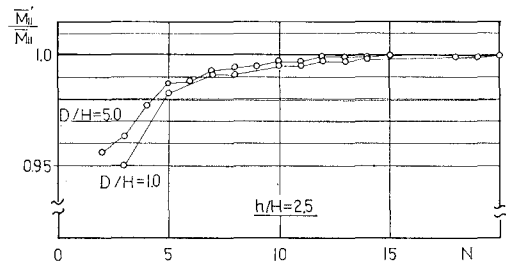


図-3 展開項数と精度の関係

数による付加質量係数と、収束値との比を示したもので、この図からも明らかのように、展開項数を 10 項とすれば、計算値の精度は 99.5% 以上となり、実用上十分な精度が得られる。

(2) 動水圧分布

図-4 に動水圧分布の例を示す。これは、 q が 0.2 および 0.6、 D/H が 1.0 および 5.0 の場合について、

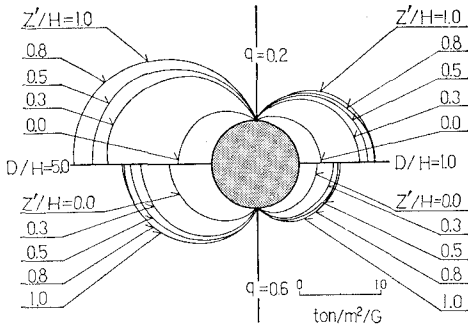


図-4 動水圧の周方向分布

z'/H をパラメーター ($z'/H=0.0$ は構造物天端, 1.0 は構造物下端) として, 動水圧の周方向分布を示したものである. この図からわかるように, 同じ q に対しては D/H が大きいほど, したがって構造物が扁平なほど動水圧は大きい. また, D/H が同じ場合には q が小さいほど, したがって構造物が水面近くまであるほど動水圧は大きい. また, q が大きいほど, そして D/H が小さいほど, 動水圧の鉛直方向の勾配は急になる.

(3) 付加質量係数

図-5 は, q をパラメーターとして, $q = 0.2 \sim 0.6$ に対する付加質量係数 \bar{M}_{11} を, D/H の関数として示したも

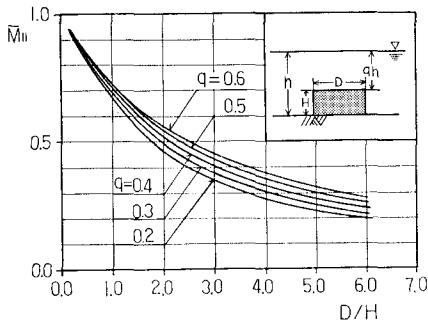


図-5 付加質量係数

のである. この図に見られるように, D/H が大きいほど, したがって構造物が扁平なほど付加質量係数は小さい. また, q が大きくなるほど, 換言すれば構造物が海底面近くに深く没しているほど大きくなる.

また, D/H が 0 に近づくと, 付加質量係数は 1 に近づくことがわかる. すなわち, 杭のような細長いものの場合, 付加質量は構造物が排除した流体の質量に等しいという, 2次元理論の結果と同じになることがわかる.

(4) 振動数の影響

図-6 は振動数の影響を調べたもので, 図中実線が本理論による計算値, 破線が喜岡³³⁾によって求められたグリーン関数法による計算値を示している. ただし, 本論文では付加質量を式 (19) によって定義しているが, これは造波減衰の影響を考慮した喜岡の定義と異なる. 著

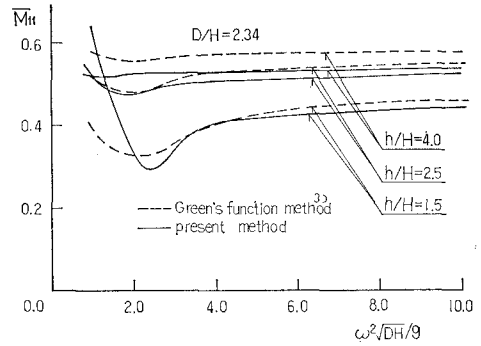


図-6 付加質量係数の振動数特性

者らの定義によれば, 造波減衰が現われる低周波数領域で, 造波減衰の影響は振動加速度との位相のずれとして評価される. したがって両者の計算結果を全周波数領域にわたって単純に比較することはできないが, 造波減衰の影響のないところ (喜岡の計算によれば $\omega^2\sqrt{DH}/g > 3$ の領域) では, 両者は理論的に一致するので, 比較が可能である. 図からわかるように, この領域においても両者の間には若干のずれがある. これは, グリーン関数法の場合, 構造物表面を有限要素分割するため, この影響ではないかと思われる.

ところで, 付加質量の定義の違いであるが, 喜岡の定義は船舶工学の分野でよく用いられるもので, 流体力を構造物の運動加速度に比例する部分と, 運動速度に比例する部分に明確に分離し, 前者を付加質量, 後者を造波減衰として評価するものである. そして, これは船舶の波浪による動揺に関連して用いられる. しかし, 海洋構造物の耐震設計の分野では, 地震の卓越周波数が $0.5 \sim 2$ Hz 付近にあるため, 造波減衰の影響が現われることはまずありえない. したがって実用上は著者らの定義で問題はないと考える.

6. 模型実験による検証

本論文で示した理論解析法の妥当性を検証するために, 模型振動実験を行った. 実験に使用した水槽は, 幅 4m, 長さ 5m, 深さ 0.7m の鋼製平面水槽である. この水槽底面の中央には開口部があり, ここに振動台が設置されている. 振動台と水槽の間には防振・防水用のゴム膜がとりつけられている. 振動台は動電型加振機に接続されており, 加振機の振動は, 振動台には伝達するが, 水槽には伝達しないよう工夫されている. 使用した構造物模型は, 直径 50cm, 高さ 30cm の円筒 ($D/H=1.67$) で, 十分剛に製作されている. 実験ではこの模型の側壁に小型圧力変換器を埋め込み, 直接動水圧を測定した.

実験は, 水深が 40cm と 50cm の場合の 2通りの水深条件で行った. これらに対する没水深比は, それぞれ

0.25, 0.4 となる。また、加振周波数は 2.5 Hz~40 Hz, 加振加速度は 100~200 gal である。周波数の影響はこの範囲ではほとんどなく、動水圧の値はほぼ一定であった。

図-7 は、それぞれ $q=0.25, 0.4$ に対する動水圧の鉛直分布を示したものである。図中の実線が計算値、黒丸印は実験値である。ただし、これらは振動方向正面の値を示したものである。

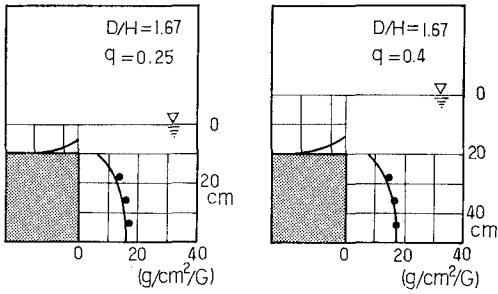


図-7 実験値との比較(動水圧分布)

これらの図からわかるように、計算結果と実験結果は分布性状、値ともによく一致している。したがって、本文中に示した理論解析法が妥当なものであることがわかる。

図-8 は、参考のために Byrd⁵⁾ の実験結果、および喜岡によるグリーン関数法による計算結果、そして本解析法による計算結果をあわせて示したものである。対象

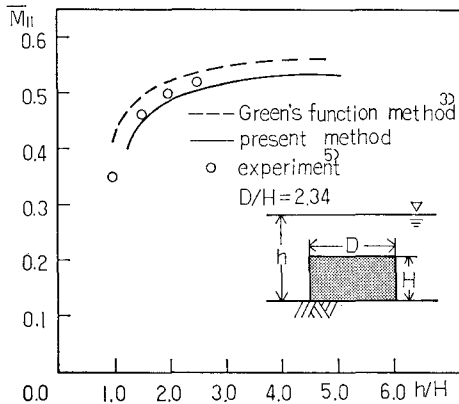


図-8 Byrd の実験値との比較(付加質量係数)

としている円筒は、直径 80.3 cm, 高さ 34.8 cm ($D/H=2.34$) である。図中、実線が著者らの計算結果、破線が喜岡による計算結果、丸印が Byrd による実験値を示している。この図によると、実験値は著者らの計算値と喜岡の計算値の中間に位置する形となっているが、著者らの計算値と実験値との差異は、先に述べた著者らによる実験値との差異も含めて 5% 以下であり、よく一致しているということができよう。

7. 結 語

ポテンシャル接続法によって、全没水円筒の水中振動による発生波の速度ポテンシャルの厳密解を導いた。この解は、固有関数の重ね合せによる無限級数の形で求められているが、収束は速く、10 項とれば真値に対して 99.5% 以上の精度が期待できる。この解を用いて、没水円筒の地震時動水圧および付加質量特性などを検討した。その結果、付加質量係数は D/H が大きいほど、したがって扁平となるほど小さく、また、没水深比 q が小さくなるほど小さいなどが明らかになった。ただし、没水深比の影響は扁平度の影響に比較して小さい。さらに、理論解の妥当性を検証するために、模型実験を行い、計算値と実験値を比較検討した。その結果、両者はよく一致することから、本理論解の妥当性が確かめられた。

おわりに、当時日本大学学生の前川・花上両君に、プログラム作成および数値計算とそのとりまとめについて協力を得たことを記して謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) Black, J. L., et al.: Radiation and scattering of water waves by rigid bodies, J.F.M., Vol. 46, pp. 151~164, 1971.
- 2) Garrison, C. J., et al.: Impulsive hydrodynamics of submerged rigid bodies, J.E.M., Div. ASCE, Vol. 99, pp. 99~100, 1973.
- 3) 喜岡 渉: 大型海洋構造物に作用する地震時付加質量, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp. 609~613, 1981.
- 4) 井島武士: 最近の波浪理論における境界値問題の解法とその応用, 1971 年度水工学に関する夏期研修会講義集, B-1, 1971.
- 5) Byrd, R. C.: Laboratory study of the fluid-structure interaction of submerged tanks and caissons in earthquakes, Univ. of Calif., Berkeley, Report No. EERC 78-80, 1978.