

有限長の防波堤と複数係留浮体の波による干渉

永田 修一*・藤田 孝**・三宅成司郎***
巻幡敏秋*・小田 一紀****

1. 緒 言

洋上石油備蓄基地などのように沿岸部に浮体構造物を建設する場合の浮体運動予測には、防波堤や島などの地形の影響を含めた解析が必要である。前論文（永田他，1990，1991）では、井島他（1975）によって提案された3次元領域分割法を用いて、有限長の防波堤が存在する海域での単一係留浮体の波浪中の運動計算を行い、水理模型実験によって計算法の有効性を示した。しかしながら、現実の浮体構造物は、複数になる場合も多い。

そこで、本論文では、このような場合を念頭に、防波堤が存在する海域に係留された複数浮体の運動計算法を示す。また、2隻の係留浮体についての水理模型実験を行い、浮体の運動および係留力に関する計算値と実験値を比較することによって、解析手法の有効性を示すことにする。

2. 解 析 法

本論文では、解析法の概要について述べる。詳細については、自由浮体の運動および係留の取扱いについて記述した永田他（1990，1991）を参照されたい。

2.1 基本仮定

解析領域は、図-1に示すように、任意平面断面の防波堤と複数の係留浮体が設置された一定水深（ h ）の海域とする。入射波は、角周波数 σ 、振幅 ζ_0 の平面規則波でかつ微小振幅波とする。簡単のため、浮体は矩形、係留は線形係留、防波堤の幅は零とする。静水面上に原点 O および x, y 軸、鉛直上方に z 軸をとり、静止時の各浮体の重心座標を $(\bar{x}_{0(j)}, \bar{y}_{0(j)}, \bar{z}_{0(j)})$ 、係留時の浮体の喫水を $q_{(j)}h$ とする。（添字（ j ）は浮体の番号である）。また、入射波の進行方向と x 軸のなす角度を ω とする。

時刻 t で浮体重心が $(x_{0(j)}, y_{0(j)}, z_{0(j)})$ に移り、かつ重心まわりに、 x, y, z の各軸に関して $\delta_{1(j)}, \delta_{2(j)}, \delta_{3(j)}$

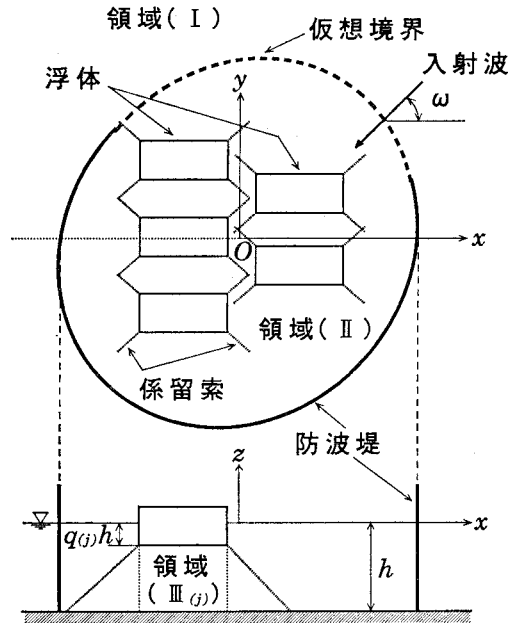


図-1 概念図

の回転を行うものとする次式が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} x_{0(j)} - \bar{x}_{0(j)} &= \xi_{(j)}^* e^{-i\sigma t}, & y_{0(j)} - \bar{y}_{0(j)} &= \eta_{(j)}^* e^{-i\sigma t} \\ z_{0(j)} - \bar{z}_{0(j)} &= \zeta_{(j)}^* e^{-i\sigma t}, & \delta_{1(j)} &= \omega_{1(j)}^* e^{-i\sigma t} \\ \delta_{2(j)} &= \omega_{2(j)}^* e^{-i\sigma t}, & \delta_{3(j)} &= \omega_{3(j)}^* e^{-i\sigma t} \\ & & & \dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここで、 $\xi_{(j)}^*, \eta_{(j)}^*, \zeta_{(j)}^*, \omega_{1(j)}^*, \omega_{2(j)}^*, \omega_{3(j)}^*$ は x, y, z 軸に関する変位運動と回転運動の複素振幅であり、 i は虚数単位である。

流体を非圧縮、非粘性の完全流体とすると、流体領域ではラプラスの方程式を満足する速度ポテンシャルが存在する。今、図-1に示すように、流体域を防波堤と仮想境界からなる閉曲面で分割し、閉曲面より外の流体域を領域（I）、内部で浮体底部以外の流体域を領域（II）、浮体底面下の流体域を領域（III_(j)）とする。各領域において、水面条件または浮体底面条件と水底条件を満足するラプラス方程式の解は容易に求められ、次式のようになる。

* 正会員 工博 日立造船(株) 技術研究所
** 正会員 工修 日立造船(株) 技術研究所
*** 工修 日立造船(株) 技術研究所
**** 正会員 工博 大阪市立大学教授 工学部 土木工学科

$$\phi_1(x, y, z) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[\{f_0(x, y) + f_1(x, y)\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x, y) \frac{\cos kn(z+h)}{\cos knh} \right] \dots (2)$$

$$\phi_2(x, y, z) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[f_3(x, y) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{m=1}^{\infty} f_4^{(m)}(x, y) \frac{\cos km(z+h)}{\cos kmh} \right] \dots (3)$$

$$\begin{aligned} \phi_{3(j)}(x, y, z) = & \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[\varphi_{0(j)}(x, y) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_{s(j)}(x, y) \cos \bar{S}_{(j)}(z + q_{(j)}h) \right. \\ & + \frac{i}{2\bar{q}_{(j)}} \frac{\sigma^2 h}{g} \left\{ \left(-\frac{\zeta_{(j)}^*}{\zeta_0} + \frac{\omega_{2(j)}^* x}{\zeta_0} - \frac{\omega_{1(j)}^* y}{\zeta_0} \right) \left(1 + \frac{z}{h} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{2\zeta_{(j)}^*}{\zeta_0} - \frac{\omega_{2(j)}^* x}{\zeta_0} + \frac{\omega_{1(j)}^* y}{\zeta_0} \right) \left(\frac{x^2 + y^2}{h^2} \right) \right\} \right] \dots (4) \end{aligned}$$

ここで、 g は重力加速度、 k, k_n, k_m は次式で決まる固有値である。

$$\begin{aligned} kh \tanh kh &= -k_n h \tanh k_n h = -k_m h \tanh k_m h \\ &= \sigma^2 h / g \\ (n=1, 2, 3, \dots; m=1, 2, 3, \dots) \dots (5) \end{aligned}$$

また、 $\bar{S}_{(j)} = s\pi / (\bar{q}_{(j)}h)$ (s は自然数)、 $\bar{q}_{(j)} = 1 - q_{(j)}$ である。さらに、 $f_0(x, y)$ は入射波の速度ポテンシャルの空間座標項であり、次式より得られる。

$$f_0(x, y) = -i \exp \{-ik(x \cos \omega + y \sin \omega)\} \dots (6)$$

2.2 運動方程式

浮体の質量を $M_{(j)}$ 、重心に関する各軸まわりの慣性モーメントを $I_{X(j)}, I_{Y(j)}, I_{Z(j)}$ とし、浮体に作用する流体圧力の各軸方向の合力および重心まわりのモーメントをそれぞれ $P_{X(j)}, P_{Y(j)}, P_{Z(j)}, T_{X(j)}, T_{Y(j)}, T_{Z(j)}$ とおくと、浮体の運動方程式は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} M_{(j)} \frac{d^2 x_{0(j)}}{dt^2} &= P_{X(j)} + F_{X(j)} \\ M_{(j)} \frac{d^2 y_{0(j)}}{dt^2} &= P_{Y(j)} + F_{Y(j)} \\ M_{(j)} \frac{d^2 z_{0(j)}}{dt^2} &= P_{Z(j)} + F_{Z(j)} \\ I_{X(j)} \frac{d^2 \delta_{1(j)}}{dt^2} &= T_{X(j)} + M_{X(j)} \\ I_{Y(j)} \frac{d^2 \delta_{2(j)}}{dt^2} &= T_{Y(j)} + M_{Y(j)} \\ I_{Z(j)} \frac{d^2 \delta_{3(j)}}{dt^2} &= T_{Z(j)} + M_{Z(j)} \end{aligned} \right\} \dots (7)$$

ここで、 $F_{X(j)}, F_{Y(j)}, F_{Z(j)}$ は係留力であり、 $M_{X(j)}, M_{Y(j)}, M_{Z(j)}$ は係留力によるモーメントである。これらの係留力および係留力のモーメントは、幾何学的な釣合

から求められる。

最終的に、本問題は、各領域の境界条件を満足する式 (2)～式 (4) の未知関数 $f_1 \sim \varphi_s$ と式 (1) の運動振幅を Green の公式による境界積分方程式と式 (7) の運動方程式から決定することになる。ここに、境界積分方程式および係留力については前論文に詳しい。

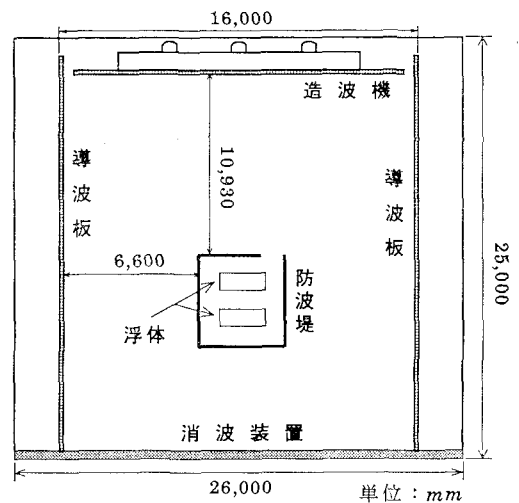
3. 水理模型実験

3.1 実験の概要

実験は、大阪市立大学工学部土木工学科の多目的平面水槽 ($L \times B \times D = 26.0 \times 25.0 \times 1.0$ [m]) で行った。図—2 に水槽への模型および装置の基本配置を示す。

実験時の水深は、係留浮体の喫水および係留索の初期張力を考慮して 65 cm とした。

入射波は、周期の異なる約 23 種類 (1.0～3.0 sec) の平面規則波で、振幅は 1.0～3.0 cm の範囲内で設定した。



図—2 模型および装置の基本配置

3.2 供試模型

実験に用いた模型は、浮体、係留索および防波堤によって構成されている。浮体模型は、2 隻とも長さ 1.0 m、幅 0.3 m、深さ 0.25 m の木製である。係留索は、力と変位の間に線形な関係を有するコイルパネ (パネ定数: 0.01 kgf/mm) を用い、図—3 に示すように浮体に配置した。また、防波堤は完全不透過の鉛直壁であり、図—3 に示すような 5 種類の状態を設定した。

3.3 計測

計測は、6 自由度の浮体運動 (6 点×2 隻)、係留力 (4 点×2 隻) および波高 (5 点) について行った。浮体運動は慣性測定装置によって測定した。これは、 x, y, z の変位を加速度、 x 軸、 y 軸まわりの回転運動を角度で、 z 軸まわりの回転運動を角速度でそれぞれ計測す

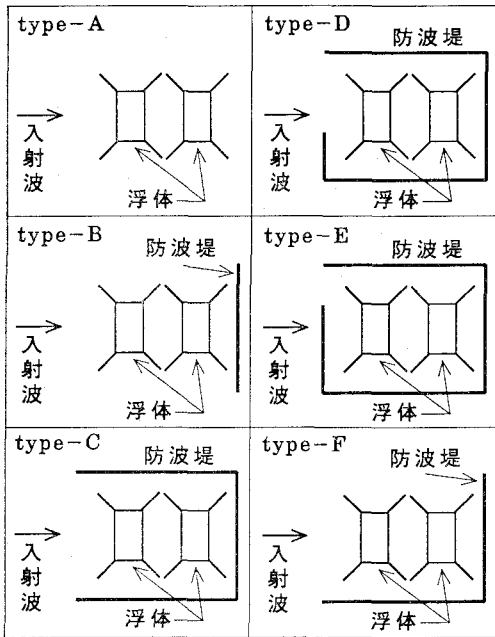


図-3 模型の状態

る動揺計測センサーである。係留力の計測は、防水型換力計を浮体と係留索の間にセットすることにより行った。波高は容量式波高計により計測を行った。なお、得られた時系列データはすべてFFTによる周波数解析を行った。また、入射波の振幅は反射波の影響を取り除くため、入・反射波分離推定(合田他, 1976)による値を用いた。

4. 計算値と実験値の比較

4.1 浮体運動

図-4～図-6は、それぞれ模型の状態が type-B, type-C, type-D (図-3 参照) で、沖側浮体(入射波側: model-1)に関する sway 運動の計算値と実験値の比較である。図中、縦軸は sway の運動振幅を入射波の振幅で無次元化した値(以下、振幅比と称する)であり、横軸は無次元周波数である。また、実線は計算値、黒丸は実験値であり、図中の概念図は模型の状態および波の入射方向(矢印)を示している。

図より、いずれの模型状態においても計算値と実験値はよく一致していることが確認できる。ただし、無次元周波数が 0.3 付近では、計算値がピークを示すとともに、実験値の方が小さい値を示している。これは、この点の無次元周波数が係留浮体の sway の同調周期の周波数と一致するためである。さらに、このピークにおける計算値の発散は、解析においてダンピングの影響を考慮していないためであり、この影響を理論中に盛り込めば、他の周期と同様、実験値に近い値が得られるものと

推測される。

つぎに、同様の模型状態における岸側浮体(model-2)の sway 振幅比の比較を図-7～図-9に示す。これらの図からも、計算値と実験値はよく一致していることがわかる。

sway 運動以外の運動を比較するために、type-Dの沖側浮体に関する残り5自由度運動の比較結果を図-10～図-14に示す。まず、図-10は surge 運動の結果である。図中のピーク周波数は、 $\sigma^2 h/g = 0.42$ が沖側係留浮体の同調周期と一致している。図-11は heave 運動の比較結果である。図より、振幅比が無次元周波数に対して激しく変動していることがわかる。これは、防波堤での波の回折や反射(多重反射系)によって、堤内の水面変動が複雑になるためである。図-12は roll 運動の結

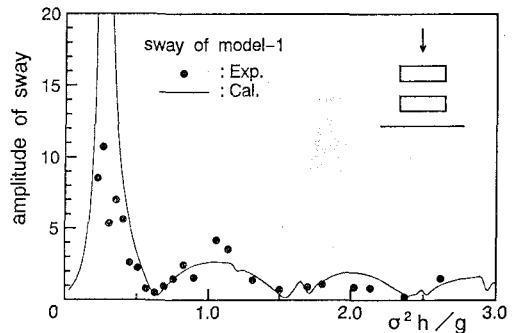


図-4 Sway 運動の比較 (type-B, 沖側浮体)

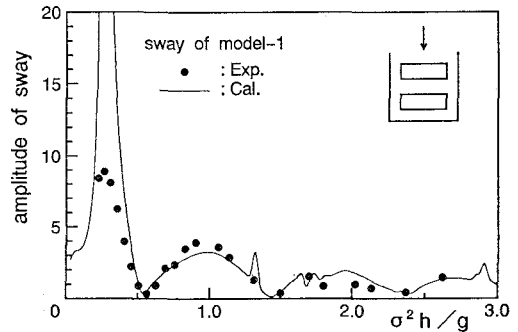


図-5 Sway 運動の比較 (type-C, 沖側浮体)

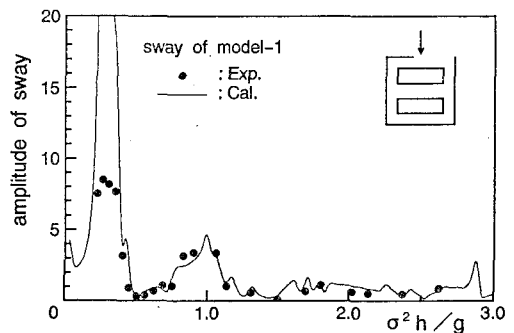


図-6 Sway 運動の比較 (type-D, 沖側浮体)

果である。roll 運動については、係留系がこの運動モードに対して拘束力が強かったため、振幅比としてはほとんど零に近い。ただし、sway の同調周期に等しい周波

数においては振幅比がピークを示しており、係留によって sway と roll が連成して運動していることがわかる。図-13 は pitch 運動の結果である。図より、この運動

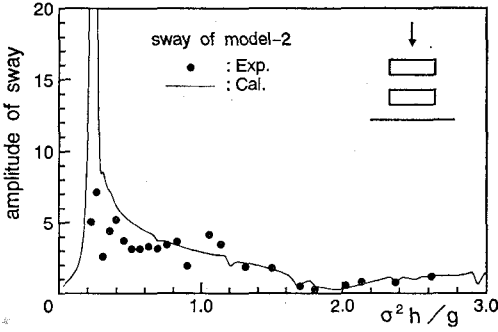


図-7 Sway 運動の比較 (type-B, 岸側浮体)

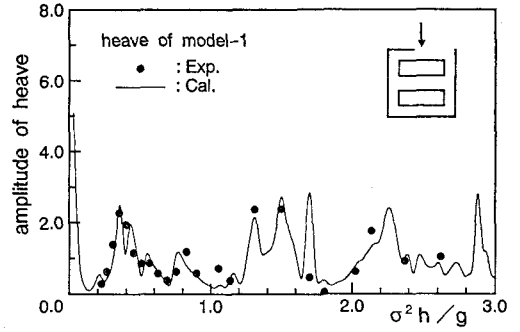


図-11 Heave 運動の比較 (type-D, 沖側浮体)

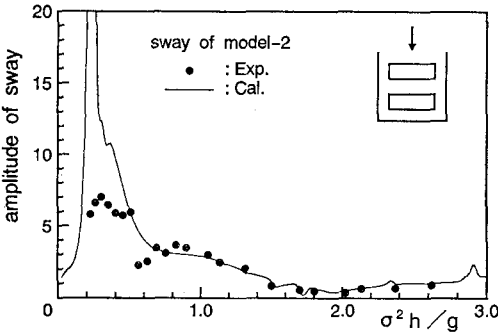


図-8 Sway 運動の比較 (type-C, 岸側浮体)

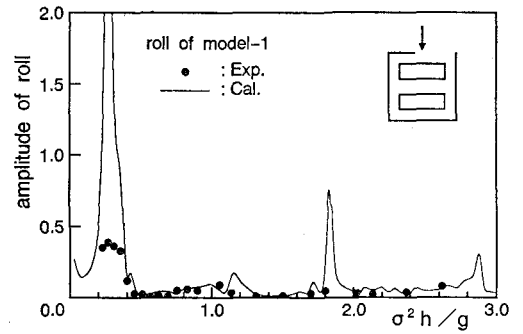


図-12 Roll 運動の比較 (type-D, 沖側浮体)

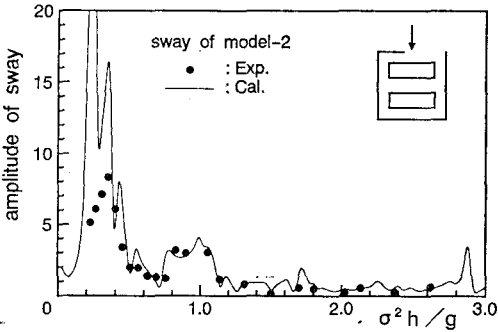


図-9 Sway 運動の比較 (type-D, 岸側浮体)

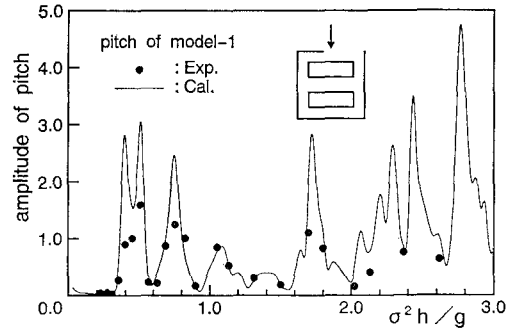


図-13 Pitch 運動の比較 (type-D, 沖側浮体)

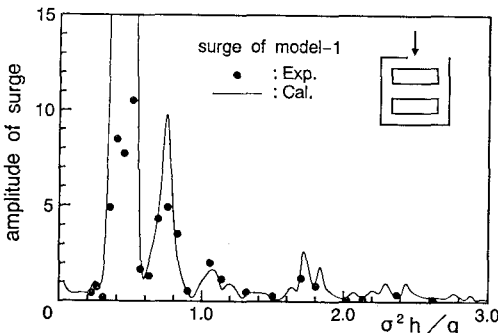


図-10 Surge 運動の比較 (type-D, 沖側浮体)

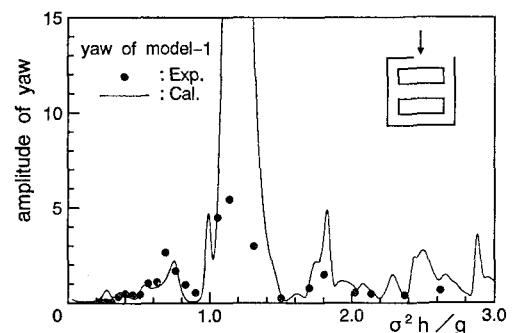


図-14 Yaw 運動の比較 (type-D, 沖側浮体)

の振幅比は非常に激しく変動していることがわかる。これは、堤内の多重反射（特に、左右2つの防波堤による効果）によって、定常波に近い合成波が入射波と直角方向に生じるためと考えられる。最後に、図-14は yaw 運動の比較結果であり、図でピークを示している $\sigma^2 h/g = 1.10$ は yaw の同調周期に一致する周波数である。

以上に示した図から明らかなように、6自由度運動に関する計算値と実験値はよく一致しており、防波堤による波の干渉を扱った本解析法の妥当性が検証されたといえる。なお、今回示した模型状態以外の運動についても同様の結果が得られている。

4.2 係留力

図-15～図-18に、浮体に配置された4本の係留索の

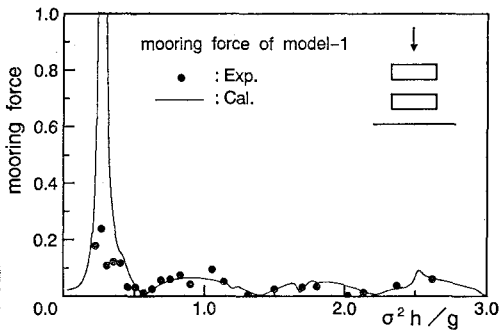


図-15 係留力の比較 (type-B, 沖側浮体)

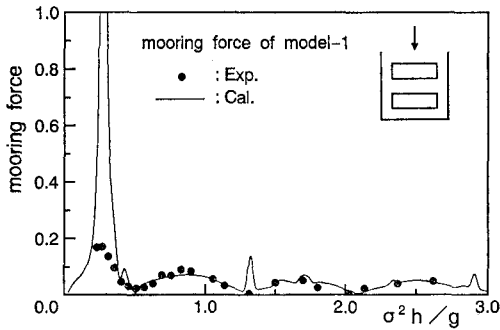


図-16 係留力の比較 (type-C, 沖側浮体)

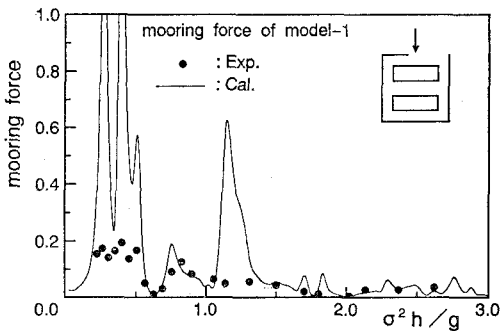


図-17 係留力の比較 (type-D, 沖側浮体)

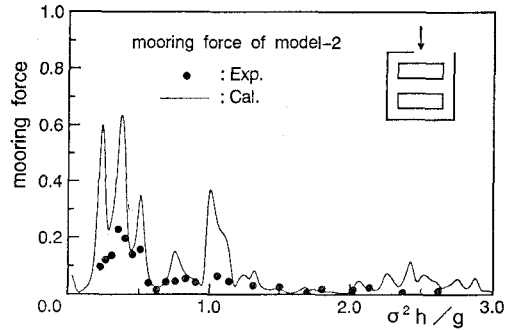


図-18 係留力の比較 (type-D, 岸側浮体)

内、沖側左方の係留索を対象に、係留力の計算値と実験値の比較を示す。図中、縦軸は係留力を流体密度、重力加速度、水深および入射波の振幅を用いて無次元化したものであり、横軸は無次元周波数である。なお、図に示した計算値および実験値は、ともに初期張力を差し引いた値である。

これらの図によれば、係留力の計算値と実験値は、運動振幅比と同様によく一致していることがわかる。また、図中のいくつかのピークは、前述した各運動の同調周期や浮体および防波堤の干渉によるものである。

5. 結 言

本研究では、前論文の解析法を拡張し、防波堤の存在する海域に係留された複数浮体の運動予測を可能にした。また、その解析法の検証を目的とした水理模型実験を行った。実験は6種類の場合について行い、それぞれに対応する計算値と比較した。その結果、いずれの場合も計算値と実験値はよく一致しており、解析法の有効性が確認できた。

今後は、波の不規則性、係留の非線形性などを考慮した浮体運動予測を目的として、複数浮体と防波堤との干渉計算を時間領域で行っていく予定である。

本研究の実験を進めるにあたり、中井君、深田君（当時大阪市立大学学生）にご協力頂いた。ここに深く感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 井島武士・吉田明徳・湯村やす (1975): 有限水深域の波による楕円および矩形浮体の運動と波の変形, 土木学会論文集, 第244号, pp. 91-105.
- 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊池 治 (1976): 不規則波実験における入・反射波の分離推定法, 港研資料, No. 248, pp. 3-24.
- 永田修一・中川有紀・巻幡敏秋 (1990): 3次元領域分割法による浮体運動の計算, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 699-703.
- 永田修一・藤田 孝・三宅成司郎・巻幡敏秋・小田一紀 (1991): 有限長の防波堤と3次元係留浮体の波による干渉, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 771-775.