風波を受ける浮遊式海洋人工島の応答挙動

浮遊弾性円板の流体～構造物相互作用解析 その2

RESPONSE BEHAVIOR OF ARTIFICIAL FLOATING ISLANDS SUBJECTED
TO WIND-INDUCED WAVES

Fluid-structure interaction analysis of floating elastic circular plate Part 2

濱本卓司*, 田中彌壽雄**

Takuji HAMAMOTO and Yasuo TANAKA

An analytical approach which predicts the dynamic behavior of a circular flexible floating island subjected to wind-induced waves is presented, taking into account the dynamic interaction among the island, sea water and anchor system. The floating island is modeled as an elastic circular plate with tension-legs. Based on a linear potential flow theory, the hydrodynamic pressure generated on the wetted surface of the island is obtained in closed form. The modal equations of motion of the island with or without anchor system are derived by energy method. The response quantities are evaluated as root-mean-squared values using a stationary random vibration theory. Numerical examples are presented to discuss the effects of anchor arrangement and wave characteristics on the island response.

Keywords : *floating island, fluid-structure interaction, wind-induced wave, stochastic response, potential flow theory, elastic circular plate*

浮遊式海洋人工島, 流体-構造物相互作用, 風波, ランダム振動, ポテンシャル流れ理論, 弾性円板

§1. 序

海上都市, 海上空港, 海上プラント等の人工地盤として用いられる大型浮遊式海洋構造物は, その平面の代表長さ(円形の場合は半径, 長方形の場合は辺長)が厚さ寸法に比べて遙かに大きくなり, 上下・水平・回転といった剛体運動に加えて構造物自体の変形の影響を無視しえなくなる。本報では, このような大規模海洋施設のための浮遊式人工島を巨視的に連続体として扱い, 波浪作用時の応答挙動を平板と海水との動的相互作用問題として定式化し, 既に報告した連成自由振動解析¹⁾の結果に基づき確率論的に波浪応答挙動を予測する方法を示す。

本研究を通じて, 平面形状が円形の人工島を対象とする。円形の浮遊式人工島は, 構造的な観点からは, 波浪の入射方向にかかわらず同じ動特性を示し, 長方形平面のように方向性を有することがないという点で優れている。また解析的な観点からは, 波浪応答時に作用する動

水圧を三次元ポテンシャル問題の解析解として求めることのできる浮遊式海洋構造物としては唯一の形状であり, 有限要素法や境界要素法のような数値解析手法により任意形状の浮遊式海洋構造物の三次元動的解析を行う際の指標となり得るとともに, パラメトリック・スタディを容易に行えるという利点がある。

円形平面の浮遊式海洋構造物の波浪応答に関する研究は数多い。Garret²⁾は, 波浪を受けて上下運動する円筒状浮体に作用する水平力, 鉛直力, および回転モーメントを求めた。井島・田淵・湯村³⁾は, 円筒状浮体の水平, 上下, および回転の連成運動を検討し, その際各運動成分に対応する付加質量効果と造波減衰効果を定量的に評価した。伊藤・木原⁴⁾は, 波浪を受けて運動する円筒状浮体に作用する波力が, 浮体の運動を拘束したときに作用する波力と静水中における浮体の運動により生じる造波抵抗の和として求まることを示した。松井⁵⁾はユニバーサルジョイントを介して海底にピン係留された円筒

* 武蔵工業大学工学部建築学科 助教授・博士(工学) Assoc. Prof., Dept. of Architecture, Faculty of Engineering, Musashi Institute of Technology, Dr. Eng.

** 早稲田大学理工学部建築学科 教授・博士(工学) Prof., Dept. of Architecture, School of Science and Engineering, Univ. of Waseda, Dr. Eng.

カラムを対象に二次波浪外力（長周期波浪漂流力）の重要性を指摘している。しかし、いずれの研究も剛体運動のみを扱っており、構造物の変形が応答挙動に与える影響は考慮されていない。

長方形平面の浮遊式海洋構造物に関しては、すでに構造物の変形を考慮した波浪応答解析が行われている。Wen・Shinozuka⁶⁾は、長方形平面の構造物を両端自由の梁としてモデル化し、二次元ポテンシャル問題を解いて波浪応答解析を行った。さらにWen⁷⁾は、構造物を周辺自由の平板としてモデル化し、海水領域に関する三次元ポテンシャル問題へと拡張することにより同じ問題を再検討した。また、二次元問題としての扱いではあるが、岡本・増田・加藤⁸⁾のように構造物と海水領域とともに有限要素でモデル化する方法や、Georgiadis⁹⁾のように構造物を有限要素、海水領域を境界要素でモデル化する方法等数値解析手法の適用も見られる。一方、円形平面の浮遊式海洋構造物の変形を考慮した応答解析には、弾性円板と流体との連成振動問題として扱った著者らの一連の研究^{10)~16)}と弾性円筒シェルと流体との連成振動問題として扱った福住ほか¹⁷⁾がある。

本論文では、まず波浪を受けて運動する浮遊式海洋円形人工島の下面に作用する動水圧を、線形ポテンシャル理論に基づき領域分割法を適用して解析解として誘導する。この際、人工島の運動を拘束した状態で波浪の作用により生じる動水圧成分と、静水中における人工島の剛体運動と弾性変形の連成運動により発生する動水圧成分の和として全動水圧を評価する。次に、連成自由振動解析の結果を用いて、Lagrange 方程式からモードごとの非連成運動方程式を導き、モード合成法と定常ランダム振動理論に基づいて、人工島に作用する動水圧成分、人工島の変位、加速度、および応力等の応答分布を確率論的に予測するための定式化を示す。さらに数値例題を解き、変形を考慮した人工島と海水およびアンカーとの動的相互作用が波浪作用時の応答挙動に与える影響を、異なる繫留方法と波浪環境に対して検討する。

§2. 解析モデルと仮定

波浪を受けて応答する浮遊式海洋円形人工島を Fig. 1

Fig. 1 Geometric parameters of a floating island subjected to ocean waves

Fig. 2 Three types of anchor system for a flexible circular floating island

に示す。人工島の形状寸法および設置状態は以下のパラメータにより定義される。 a : 人工島の半径, h : 人工島の厚さ, d : 静穏な状態における海面から海底までの深さ(設置水深), $\bar{d}$: 人工島下面から海底までの深さ(したがって人工島の吃水は $d - \bar{d}$), η : 静水面からの海面変位。座標系には、円形人工島の中心を海底面に投影した点を原点とする円筒座標系 (r, θ, z) を用いる。繫留方法は、アンカーのない自由浮体方式とテンションレグによるアンカー方式とし、アンカー方式に関しては人工島の周辺に沿ってテンションレグをリング状に配置した場合(リング状アンカー)と人工島下面に一樣に分布させた場合(分布アンカー)の二通りを考える。Fig. 2 に考慮する3タイプの繫留方式を示す。

波浪を受けた人工島の下面には動水圧が発生し、人工島は上下および回転の剛体運動と弾性変形との連成で応答する。さらに人工島の運動により動水圧分布は変化し、人工島の応答挙動に影響を与える。このような人工島～海水～アンカー連成系の動的相互作用のもとでの波浪応答を定式化するために、本研究では以下の仮定を用いる。

- 1) 人工島の周辺外側にはリング状にガイドが設置されており、人工島の横揺れは生じない。
- 2) 人工島は線形弾性であり、その運動は線形振動の範囲内にある。
- 3) 海水は渦なし・非粘性・非圧縮性である。
- 4) アンカーには常時引張力が作用しており、その復元力は線形である。
- 5) 波浪は $\theta=0$ の方向から入射する不規則な平面波であり、人工島の運動は $\theta=0$ に関し対称である。
- 6) 不規則波に含まれる成分波は Airy の微小振幅波理論に従う。
- 7) 不規則波は平均値 0 の定常エルゴード過程である。
- 8) 海底面は水平で、海水領域は無限に広がっている。

§3. 動水圧と繫留力

波浪が作用すると、人工島下面に波圧が分布し、人工島は次式のように上下(ヒープ)および回転(ピッチ)の剛体運動と面外弾性変形との連成で応答する。

$$\zeta = \xi + \omega r \cos \theta + w \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 ζ は人工島の全変位、 ξ は上下剛体変位、 ω は回転剛体運動の回転角、 w は面外弾性変形である。人

Fig. 3 Two components of hydrodynamic pressure when subjected to ocean wave

工島の全変位 ζ は、アンカーのない場合は人工島～海水連成系の自由振動モード形の重ね合わせにより、またアンカーで繫留する場合は人工島～アンカー～海水連成系の自由振動モード形の重ね合わせにより以下のように表せる。

$$\zeta = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \zeta_{nm}(r) \cos n\theta q_{nm}(t) \quad (2)$$

ここに、下添字 n は円周方向フーリエ波数、 m は半径方向モード次数、 $\zeta_{nm}(r)$ は連成自由振動解析¹⁾で求めた人工島の境界条件を満足する $\theta=0$ における nm 次の半径方向モード形、 $q_{nm}(t)$ は nm 次一般化座標、 t は時間である。

入射波は人工島の存在により反射・散乱され、さらに人工島の運動により放射状に広がる表面波が発生する。このような波動現象に伴い、人工島下面に作用する波圧分布は変化する。波浪を受けて運動する人工島に作用する動水圧 p は、Fig. 3 に示すように、(i) 人工島を自由浮体時あるいは繫留時の釣合い位置に固定した状態において波浪の作用により生じる動水圧成分 p_i と (ii) 波浪の作用のない静穏な状態において人工島の運動により発生する動水圧成分 p_m との和となる。

$$p = p_i + p_m \quad (3)$$

円形人工島の場合、式 (3) の右辺の各動水圧成分は、線形ポテンシャル理論に基づき解析解として求めることができる。

3.1 動水圧成分 p_i の誘導

波浪の作用により釣合い位置に固定された人工島の下面に生じる動水圧成分 p_i は、Fig. 4 に示すように、さらに以下の動水圧成分の和として表せる。すなわち、(i) 人工島の存在しない free-field において、釣合い位置に

Fig. 4 Two components of hydrodynamic pressure due to ocean wave

ある人工島の下面レベルに波浪の作用により生じる入射波の動水圧成分 p_i と (ii) 人工島の存在により生じる入射波の反射・散乱に伴う動水圧成分 p_s である。

$$p_i = p_i + p_s \quad (4)$$

動水圧成分 p_i は、入射波の速度ポテンシャル ϕ_i に関する以下の境界値問題を解くことにより求まる。

$$\nabla^2 \phi_i = \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_i}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial z^2} = 0 \quad : 0 \leq z \leq d \quad (5a)$$

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial z} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial t^2} = 0 \quad : z = d \quad (5b)$$

$$\eta = -\frac{1}{g} \frac{\partial \phi_i}{\partial t} \quad : z = d \quad (5c)$$

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial z} = 0 \quad : z = 0 \quad (5d)$$

ここに、 g は重力加速度である。式 (5a) は渦なし・非粘性・非圧縮性の流体場を支配する Laplace 方程式、式 (5b) は海面における自由表面境界条件、式 (5c) は入射波の波形を規定する式、式 (5d) は海底における固体境界条件である。入射波の波形 η は以下のように成分波の重ね合わせとして表すことができる。

$$\eta = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \sqrt{2 S_{nn}(\sigma_l) \Delta \sigma} \cdot \exp[i(\sigma_l t - k_l r \cos \theta + \phi_l)] \quad (6)$$

ここに、 $S_{nn}(\sigma_l)$ は入射波の波高スペクトル、 σ_l 、 k_l 、および ϕ_l はそれぞれ l 番目の成分波の円振動数、波数、および位相、 $\Delta \sigma = (\sigma_{l+1} - \sigma_{l-1})/2$ である。

一方、反射波の動水圧成分 p_s は、海面での境界条件が $r=a$ の円筒状の領域境界の内外で異なるため、Fig. 5 に示すように、海水領域を人工島直下の内部領域 ($r < a$) とそれ以外の外部領域 ($r > a$) に分割し、それぞれの領域で境界値問題をたてることにより求められる。内部領域での反射波の速度ポテンシャル $\phi_s^{(i)}$ は以下の境界値問題を満足する。

$$\nabla^2 \phi_s^{(i)} = 0 \quad : 0 \leq z \leq \bar{d}, r < a \quad (7a)$$

Fig. 5 Fluid domain divided into two regions

$$\frac{\partial \phi_s^{(i)}}{\partial z} = -\frac{\partial \phi_i}{\partial z} \quad : z = \bar{d}, \quad r < a \cdots \cdots (7b)$$

$$\frac{\partial \phi_s^{(i)}}{\partial z} = 0 \quad : z = 0, \quad r < a \cdots \cdots (7c)$$

式(7b)は人工島下面での固体境界条件であり、入射波を完全反射することを示している。外部領域での反射波の速度ポテンシャル $\phi_s^{(e)}$ は以下の境界値問題を満足する。

$$\nabla^2 \phi_s^{(e)} = 0 \quad : 0 \leq z \leq d, \quad r > a \cdots \cdots (8a)$$

$$\frac{\partial \phi_s^{(e)}}{\partial z} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 \phi_s^{(e)}}{\partial t^2} = 0 : z = d, \quad r > a \cdots \cdots (8b)$$

$$\frac{\partial \phi_s^{(e)}}{\partial z} = 0 \quad : z = 0, \quad r > a \cdots \cdots (8c)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial \phi_s^{(e)}}{\partial r} - ik \phi_s^{(e)} \right) = 0 : r \rightarrow \infty \cdots \cdots (8d)$$

式(8d)は無限遠点における放射条件を表している。

以下では、式(6)に示した不規則波の一分成分波について考えることにし、簡略化のために添字 l を省略する。式(6)を式(5c)に代入し、式(5a~d)を満足する入射波の速度ポテンシャル ϕ_i を求めると以下になる。

$$\phi_i = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \frac{J_n(kr)}{J_n(ka)} \cosh(kz) \cos n\theta \exp(i\sigma t) \cdots \cdots (9)$$

ここに、 $J_n(kr)$ は n 位の第1種ベッセル関数であり、波数 k は次式を満足する。

$$\sigma^2 = kg \tanh(kd) \cdots \cdots (10)$$

また、係数 A_n は以下のように与えられる。

$$A_n = i^{n+1} \gamma_n J_n(ka) \eta_0 g / \sigma \cosh(kd) \cdots \cdots (11)$$

ここに、 $\gamma_0 = 1$, $\gamma_n = 2$ ($n \geq 1$), $\eta_0 = \sqrt{2 S_{\eta\eta}(\sigma) \Delta \sigma}$ である。

式(7a~c)を満足する内部領域での反射波の速度ポテンシャル $\phi_s^{(i)}$ は以下のように与えられる。

$$\phi_s^{(i)} = \phi_{sh}^{(i)} + \phi_{sp}^{(i)} \cdots \cdots (12)$$

ここに、 $\phi_{sh}^{(i)}$ は式(7b)の右辺を0とおいたときの同次解、 $\phi_{sp}^{(i)}$ は式(7a~c)を満足する特解であり、それぞれ以下のように求まる(前報¹⁾の補遺1および2参照)。

$$\phi_{sh}^{(i)} = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ D_{n0} \left(\frac{r}{a} \right)^n + \sum_{s=1}^{\infty} D_{ns} \frac{I_n(l_s r)}{I_n(l_s a)} \cos(l_s z) \right\} \cdot \cos n\theta \exp(i\sigma t) \cdots \cdots (13a)$$

$$\begin{aligned} \phi_{sp}^{(i)} = & - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{2kA_n}{a\lambda_{ns}} \frac{\sinh(k\bar{d})}{J_n(ka)} \frac{J_n(\lambda_{ns}^* r)}{J_{n+1}^2(\lambda_{ns})} \\ & \cdot \frac{\cosh(\lambda_{ns}^* z)}{\sinh(\lambda_{ns}^* \bar{d})} \int_0^a J_n(kr) J_n(\lambda_{ns}^* r) r dr \\ & \cdot \cos n\theta \exp(i\sigma t) \cdots \cdots (13b) \end{aligned}$$

ここに、 $I_n(l_s r)$ は n 位の第1種変形ベッセル関数、 $l_s = s\pi/\bar{d}$, D_{n0} および D_{ns} は未定係数、 λ_{ns} は $J_n(\lambda_{ns}) = 0$ を満足する正の s 番目の根、 $\lambda_{ns}^* = \lambda_{ns}/a$ である。

式(8a~d)を満足する外部領域での反射波の速度

ポテンシャル $\phi_s^{(e)}$ は次式で与えられる¹⁸⁾。

$$\begin{aligned} \phi_s^{(e)} = & \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ B_n \frac{H_n^{(2)}(kr)}{H_n^{(2)}(ka)} \cosh(kz) \right. \\ & + \sum_{j=1}^{\infty} C_{nj} \frac{K_n(k_j r)}{K_n(k_j a)} \cos(k_j z) \left. \right\} \\ & \cdot \cos n\theta \exp(i\sigma t) \cdots \cdots (14) \end{aligned}$$

ここに、 $H_n^{(2)}(kr)$ は n 位の第2種ハンケル関数、 $K_n(k_j r)$ は n 位の第2種変形ベッセル関数、波数 k_j は超越方程式

$$\sigma^2 = -k_j g \tan(k_j d) \cdots \cdots (15)$$

の根であり、 B_n および C_{nj} は未定係数である。

両領域の速度ポテンシャルに関する境界値問題の解は、上述したように未定係数を有する解析解として求まる。この未定係数は、以下に示す $r=a$ における内部領域と外部領域の連続条件により決定される。

$$\frac{\partial \phi_s^{(e)}}{\partial r} = \frac{\partial \phi_s^{(i)}}{\partial r} \quad : 0 \leq z \leq \bar{d}, \quad r = a \cdots \cdots (16a)$$

$$\frac{\partial \phi_s^{(e)}}{\partial r} = 0 \quad : \bar{d} \leq z \leq d, \quad r = a \cdots \cdots (16b)$$

$$\phi_s^{(e)} = \phi_s^{(i)} \quad : 0 \leq z \leq \bar{d}, \quad r = a \cdots \cdots (16c)$$

式(16a, b)は速度ポテンシャルの半径方向勾配の連続条件(前者は海水の運動の連続条件、後者は人工島側面における固体境界条件に対応する)、式(16c)は速度ポテンシャルの連続条件(圧力の連続条件に対応する)を表している。

式(12), (13a, b), (14)を式(16a, b)に代入し、 $\cosh(kz)$ を両辺に乘じ、 z に関して区間 $[0, d]$ で積分すると次式を得る。

$$b_n B_{n0} - d_n D_{n0} - \sum_{s=1}^{\infty} \bar{I}_{ns} S_{ns} D_{ns} = W_n \sum_{s=1}^{\infty} \bar{J}_{ns} T_{ns} \bar{R}_{ns} \cdots \cdots (17)$$

ここに、

$$b_n = \frac{1}{4k} \{ \sinh(2kd) + 2kd \} \bar{H}_n \cdots \cdots (18a)$$

$$d_n = \frac{n}{ak} \sinh(k\bar{d}) \cdots \cdots (18b)$$

$$S_{ns} = \frac{k}{l_s^2 + k^2} \cos(s\pi) \sinh(k\bar{d}) \cdots \cdots (18c)$$

$$\begin{aligned} T_{ns} = & \frac{1}{\lambda_{ns}^{*2} - k^2} \{ \lambda_{ns}^* \cosh(k\bar{d}) - k \sinh(k\bar{d}) \\ & \cdot \coth(\lambda_{ns}^* \bar{d}) \} \cdots \cdots (18d) \end{aligned}$$

$$\bar{R}_{ns} = \int_0^a J_n(kr) J_n(\lambda_{ns}^* r) r dr \cdots \cdots (18e)$$

$$W_n = -\frac{2kA_n}{a^2} \frac{\sinh(k\bar{d})}{J_n(ka)} \cdots \cdots (18f)$$

$$\bar{H}_n = k H_n^{(2)}(ka) / H_n^{(2)}(ka) \cdots \cdots (18g)$$

$$\bar{I}_{ns} = l_s I_n'(l_s a) / I_n(l_s a) \cdots \cdots (18h)$$

$$\bar{J}_{ns} = J_n'(\lambda_{ns}) / J_{n+1}^2(\lambda_{ns}) \cdots \cdots (18i)$$

式(18g, h, i)の'はそれぞれ $\partial/\partial(kr)$, $\partial/\partial(l_s r)$,

$\partial/\partial(\lambda_{ns}^* r)$ を表している。なお、式(17)を導く際に以下の直交関係を用いた。

$$\int_0^d \cosh(kz) \cos(k_j z) dz = 0 \quad \dots\dots\dots (19)$$

式(12), (13a, b), (14)を式(16a, b)に代入し、両辺に $\cos(k_j z)$ を乗じ、 z に関して区間 $[0, d]$ で積分すると次式を得る。

$$b_n^{(j)} C_{n0} - d_n^{(j)} D_{n0} - \sum_{s=1}^{\infty} \bar{I}_{ns} S_{ns}^{(j)} D_{ns} = W_n \sum_{s=1}^{\infty} \bar{J}_{ns} T_{ns}^{(j)} \bar{R}_{ns} \quad (j=1, 2, \dots) \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここに、

$$b_n^{(j)} = \frac{1}{4k_j} [\sin(2k_j d) + 2k_j d] \bar{K}_{nj} \quad \dots\dots\dots (21a)$$

$$d_n^{(j)} = \frac{n}{ak_j} \sin(k_j \bar{d}) \quad \dots\dots\dots (21b)$$

$$S_{ns}^{(j)} = \frac{k_j}{k_j^2 - l_s^2} \cos(s\pi) \sin(k_j \bar{d}) \quad \dots\dots\dots (21c)$$

$$T_{ns}^{(j)} = \frac{1}{\lambda_{ns}^* + k_j} \{ \lambda_{ns}^* \cos(k_j \bar{d}) + k_j \sin(k_j \bar{d}) \coth(\lambda_{ns}^* \bar{d}) \} \quad \dots\dots\dots (21d)$$

$$\bar{K}_{nj} = k_j K'_n(k_j a) / K_n(k_j a) \quad \dots\dots\dots (21e)$$

式(21e)の'は $\partial/\partial(k_j r)$ を表している。

式(12), (13a, b), (14)を式(16c)に代入し、両辺に $\cos(l_s z)$ を乗じ、 z に関して区間 $[0, \bar{d}]$ で積分すると次式を得る。

$$S_{ns} B_{n0} + \sum_{j=1}^{\infty} S_{ns}^{(j)} C_{nj} - \frac{\epsilon_s \bar{d}}{2} D_{ns} = 0 \quad (s=0, 1, 2, \dots) \quad \dots\dots\dots (22)$$

ここに、 $\epsilon_0=2$, $\epsilon_s=1$ ($s \geq 1$)である。

式(17), (20), (22)は、未定係数 B_{n0} , C_{nj} ($j=1, 2, \dots$), D_{ns} ($s=0, 1, 2, \dots$)に関する無限個の連立方程式を構成する。実際に連立方程式を解く際、 j と s に関する無限級数は、収束を確認とともに10項で打ち切った。未定係数を決定した後式(13a)に代入し、式(9)と(12)を線形Bernoulli式に代入すると、波浪の作用のもとで運動を拘束された人工島の下面に生じる動水圧成分 p_r は以下のように求まる。

$$p_r = -\rho_w \left(\frac{\partial \phi_r}{\partial t} + \frac{\partial \phi_s^{(j)}}{\partial t} \right) \Big|_{z=\bar{d}} \quad \dots\dots\dots (23)$$

ここに、 ρ_w は海水の質量密度である。

3.2. 動水圧成分 p_m の誘導

人工島の剛体運動および弾性変形により人工島下面に生じる動水圧成分 p_m は、波浪の作用しない静穏な状態における人工島の運動を考えることにより求められる。内部領域での放射波の速度ポテンシャル $\phi_m^{(e)}$ は以下の境界値問題を満足する。

$$\nabla^2 \phi_m^{(e)} = 0 \quad : 0 \leq z \leq \bar{d}, \quad r < a \quad \dots\dots\dots (24a)$$

$$\frac{\partial \phi_m^{(e)}}{\partial z} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} \quad : z = \bar{d}, \quad r < a \quad \dots\dots\dots (24b)$$

$$\frac{\partial \phi_m^{(e)}}{\partial z} = 0 \quad : z=0, \quad r < a \quad \dots\dots\dots (24c)$$

式(24b)は人工島下面における人工島と海水の運動の連続条件を表しており、 ζ は式(1)で与えられる人工島の全変位である。一方、外部領域での放射波の速度ポテンシャル $\phi_m^{(e)}$ は以下の境界値問題を満足する。

$$\nabla^2 \phi_m^{(e)} = 0 \quad : 0 \leq z \leq d, \quad r > a \quad \dots\dots\dots (25a)$$

$$\frac{\partial \phi_m^{(e)}}{\partial z} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 \phi_m^{(e)}}{\partial t^2} = 0 \quad : z=d, \quad r > a \quad \dots\dots\dots (25b)$$

$$\frac{\partial \phi_m^{(e)}}{\partial z} = 0 \quad : z=0, \quad r > a \quad \dots\dots\dots (25c)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial \phi_m^{(e)}}{\partial r} - ik \phi_m^{(e)} \right) = 0 \quad : r \rightarrow \infty \quad \dots\dots\dots (25d)$$

式(24a~c)を満足する内部領域の速度ポテンシャル $\phi_m^{(i)}$ は次式で与えられる。

$$\phi_m^{(i)} = \phi_{mh}^{(i)} + \phi_{mp}^{(i)} \quad \dots\dots\dots (26)$$

ここに、 $\phi_{mh}^{(i)}$ は式(24b)の右辺0とおいたときの同次解であり左辺の下添字 s を m に置き換えた式(13a)で、また $\phi_{mp}^{(i)}$ は式(24a~c)を満足する特解であり次式で与えられる(前報¹⁾の補遺2参照)。

$$\phi_{mp}^{(i)} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{2i\sigma}{a\lambda_{ns}} \frac{J_n(\lambda_{ns}^* r)}{J_{n+1}^2(\lambda_{ns})} \frac{\cosh(\lambda_{ns}^* z)}{\sinh(\lambda_{ns}^* \bar{d})} \cdot \int_0^a \zeta_{nm}(r) J_n(\lambda_{ns}^* r) r dr \cdot q_{nm}(i\sigma) \cdot \cos n\theta \exp(i\sigma t) \quad \dots\dots\dots (27)$$

ここに、 $q_{nm}(i\sigma)$ は $q_{nm}(t) = q_{nm}(i\sigma) \exp(i\sigma t)$ で定義される一般化座標の複素振幅である。一方、式(25a~d)を満足する外部領域の速度ポテンシャル $\phi_m^{(e)}$ は、下添字 s を m に置き換えた式(14)で与えられる。

式(26)と式(14)を下添字 s を m に置き換えた式(16a, b)に代入し $\cosh(kz)$ を両辺に乘じ z に関して区間 $[0, d]$ で積分して得られる式、式(26)と式(14)を式(16a, b)に代入し $\cos(k_j z)$ を両辺に乘じ z に関して区間 $[0, d]$ で積分して得られる式、さらに式(26)と式(14)を式(16c)に代入し $\cos(l_s z)$ を乗じ z に関して区間 $[0, \bar{d}]$ で積分して得られる式を以下にまとめて示す。

$$b_n B_{n0} - d_n D_{n0} - \sum_{s=1}^{\infty} \bar{I}_{ns} S_{ns} D_{ns} = \frac{2i\sigma}{a^2} \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \bar{J}_{ns} T_{ns} \bar{I}_{nm} q_{nm}(i\sigma) \quad \dots\dots\dots (28a)$$

$$b_n^{(j)} C_{nj} - d_n^{(j)} D_{n0} - \sum_{s=1}^{\infty} \bar{I}_{ns} S_{ns}^{(j)} D_{ns} = \frac{2i\sigma}{a^2} \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \bar{J}_{ns} T_{ns}^{(j)} \bar{I}_{nm} q_{nm}(i\sigma) \quad (j=1, 2, \dots) \quad \dots\dots\dots (28b)$$

$$S_{ns} B_{n0} + \sum_{j=1}^{\infty} S_{ns}^{(j)} C_{nj} - \frac{\epsilon_s \bar{d}}{2} D_{ns} = 0 \quad (s=0, 1, 2, \dots) \quad \dots\dots\dots (28c)$$

ここに,

$$\tilde{L}_{nm} = \int_0^a \zeta_{nm}(r) J_n(\lambda_{ns}^* r) r dr \quad (29)$$

である。

式 (28 a~c) を解き未定係数を決定し、左辺の下添字 s を m に置き換えた式 (13 a) に代入した後、式 (26) を以下の線形 Bernoulli 式に代入すると、人工島の運動に伴う動水圧成分 p_m が求まる。

$$p_m = -\rho_w \frac{\partial \phi_m^{(i)}}{\partial t} \Big|_{z=\bar{a}} - \rho_w g \zeta \quad (30)$$

3.3. 繋留力

アンカーで繋留すると、動水圧とともにアンカーを構成する鉛直繋留索 (テンドン) の張力が作用する。リング状アンカーの場合、円周方向単位長さ当たりの張力の変動成分は次式で与えられる。

$$p_c(r=a, \theta, t) = -k_c(r=a, \theta) \zeta(r=a, \theta, t) \quad (31)$$

ここに、 $k_c(r=a, \theta)$ はアンカーの人工島周辺単位長さ当たりの剛性である。分布アンカーの場合、単位面積当たりの張力の変動成分は次式で与えられる。

$$p_d(r, \theta, t) = -k_d(r, \theta) \zeta(r, \theta, t) \quad (32)$$

ここに、 $k_d(r, \theta)$ はアンカーの人工島下面単位面積当たりの剛性である。以下においては、アンカーの剛性が空間座標に独立で一定な場合を考え、リング状アンカーと分布アンカーの剛性をそれぞれ $k_c(r=a, \theta) = k_c$ 、 $k_d(r, \theta) = k_d$ とする。

§4. 連成振動の定式化

波浪の作用により生じる動水圧とテンションレグの繋留力を受ける人工島の運動は以下の Lagrange 方程式に支配される。

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_{nm}(t)} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_{nm}(t)} + \frac{\partial S}{\partial q_{nm}(t)} = Q_{nm}^L(t) + Q_{nm}^D(t) \quad (33)$$

ここに、 $\dot{} = d/dt$ 、 $Q_{nm}^L(t)$ は動水圧とテンドンの変動張力に関連した nm 次の一般化力、 $Q_{nm}^D(t)$ は人工島の材料減衰に関連した一般化減衰力である。また、 T は人工島の運動エネルギー、 S は人工島のひずみエネルギーであり、それぞれ以下のように与えられる。

$$T = \frac{\rho_p h}{2} \int_0^a \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} \right)^2 r d\theta dr \quad (34)$$

$$S = \frac{D}{2} \int_0^a \int_0^{2\pi} \left[\left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \zeta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} \right)^2 - 2(1-\nu) \left\{ \frac{\partial^2 \zeta}{\partial r^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \zeta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} \right) - \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial r \partial \theta} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} \right)^2 \right\} \right] r d\theta dr \quad (35)$$

ここに、 ρ_p は人工島の質量密度、 $D = Eh^3/12(1-\nu^2)$ は

人工島の曲げ剛性、 E はヤング係数、 ν はポアソン比である。なお、 $Q_{nm}^L(t)$ は各繋留方式に対してそれぞれ以下のように与えられる。

・自由浮体の場合：

$$Q_{nm}^L(t) = \int_0^a \int_0^{2\pi} (p_f + p_m) \zeta_{nm}(r) \cos n\theta r d\theta dr \quad (36 a)$$

・リング状アンカーの場合：

$$Q_{nm}^L(t) = \int_0^a \int_0^{2\pi} (p_f + p_m) \zeta_{nm}(r) \cos n\theta r d\theta dr + \int_0^{2\pi} p_c \zeta_{nm}(a) \cos n\theta a d\theta \quad (36 b)$$

・分布アンカーの場合：

$$Q_{nm}^L(t) = \int_0^a \int_0^{2\pi} (p_f + p_m + p_d) \zeta_{nm}(r) \cos n\theta r d\theta dr \quad (36 c)$$

式 (2) を式 (34) と (35) に代入し、さらに式 (33) に代入した後、連成自由振動解析¹⁾で得られた自由振動モード形の直交性を利用すると、以下のようなモード間連成のない nm 次モード運動方程式が導かれる。

$$(M_{nm}^P + M_{nm}^W) \ddot{q}_{nm}(t) + (C_{nm}^P + C_{nm}^W) \dot{q}_{nm}(t) + (K_{nm}^P + K_{nm}^W + K_{nm}^T) q_{nm}(t) = Q_{nm}^F(t) \quad (37)$$

ここに、 M_{nm}^P 、 C_{nm}^P 、および K_{nm}^P はそれぞれ人工島の nm 次一般化質量、一般化減衰、および一般化剛性であり、 θ に関して積分した後、以下のように与えられる。

$$M_{nm}^P = \epsilon_n \pi \rho_p h \int_0^a \zeta_{nm}^2(r) r dr \quad (38 a)$$

$$C_{nm}^P = 2 \xi_{nm} \omega_{nm} M_{nm}^P \quad (38 b)$$

$$K_{nm}^P = \omega_{nm}^2 M_{nm}^P \quad (38 c)$$

ここに、 ξ_{nm} と ω_{nm} はそれぞれ空中における人工島の nm 次材料減衰比と nm 次固有円振動数であり、 $\epsilon_0 = 2$ 、 $\epsilon_n = 1$ ($n \geq 1$) である。 M_{nm}^W 、 C_{nm}^W 、および K_{nm}^W はそれぞれ人工島と海水との動的相互作用に伴う nm 次の一般化付加質量、一般化付加減衰、および一般化付加剛性であり、 θ に関して積分した後、以下のように与えられる。

$$M_{nm}^W = \frac{\epsilon_n \pi}{\sigma^2 |q_{nm}(i\sigma)|^2} \left\{ \operatorname{Re} \left[\int_0^a p_{mh}(r, \sigma) \zeta_{nm}(r) r dr \right] \cdot \operatorname{Re} [q_{nm}(i\sigma)] + \operatorname{Im} \left[\int_0^a p_{mh}(r, \sigma) \cdot \zeta_{nm}(r) r dr \right] \cdot \operatorname{Im} [q_{nm}(i\sigma)] \right\} + \int_0^a p_{mp}(r, \sigma) \zeta_{nm}(r) r dr \quad (39 a)$$

$$C_{nm}^W = \frac{\epsilon_n \pi}{\sigma |q_{nm}(i\sigma)|^2} \left\{ \operatorname{Re} \left[\int_0^a p_{mh}(r, \sigma) \zeta_{nm}(r) r dr \right] \cdot \operatorname{Im} [q_{nm}(i\sigma)] - \operatorname{Im} \left[\int_0^a p_{mh}(r, \sigma) \cdot \zeta_{nm}(r) r dr \right] \cdot \operatorname{Re} [q_{nm}(i\sigma)] \right\} \quad (39 b)$$

$$K_{nm}^W = \epsilon_n \pi \rho_w g \int_0^a \zeta_{nm}^2(r) r dr \quad (39 c)$$

ここに、 $Re[]$ と $Im[]$ はそれぞれ $[]$ の実部と虚部をとることを示し、 $p_{mh}(r, \sigma)$ と $p_{mp}(r, \sigma)$ は動水圧成分の複素振幅でそれぞれ $p_{mh}(r, t) = -\rho_w \cdot \partial \phi_{mh} / \partial t = p_{mh}(r, \sigma) \exp(i\sigma t)$ および $p_{mp}(r, t) = -\rho_w \cdot \partial \phi_{mp} / \partial t = p_{mp}(r, \sigma) \exp(i\sigma t)$ を満足する。 K_{nm}^T はアンカーの復元力に伴う一般化付加剛性であり、 θ に関して積分した後、繫留方式に対応してそれぞれ以下のように与えられる。

- 自由浮体の場合：

$$K_{nm}^T = 0 \dots\dots\dots (40a)$$

- リング状アンカーの場合：

$$K_{nm}^T = \varepsilon_n \pi a k_c \zeta_{nm}^2(a) \dots\dots\dots (40b)$$

- 分布アンカーの場合：

$$K_{nm}^T = \varepsilon_n \pi k_a \int_0^a \zeta_{nm}^2(r) r dr \dots\dots\dots (40c)$$

$Q_{nm}^F(t)$ は動水圧成分 p_r に関連した nm 次一般化力であり、 θ に関して積分した後次式で与えられる。

$$Q_{nm}^F(t) = \varepsilon_n \pi \int_0^a p_r(r, t) \zeta_{nm}(r) r dr \dots\dots\dots (41)$$

一般化剛性 K_{nm}^P 、一般化付加剛性 K_{nm}^W および K_{nm}^T 、一般化質量 M_{nm}^P 、一般化付加質量 M_{nm}^W の間には以下の関係がある。

$$K_{nm}^P + K_{nm}^W + K_{nm}^T = \bar{\omega}_{nm}^2 (M_{nm}^P + M_{nm}^W) \dots\dots\dots (42)$$

ここに、 $\bar{\omega}_{nm}$ は海上における人工島の nm 次連成固有円振動数である。式 (42) を式 (37) に代入し両辺を $(M_{nm}^P + M_{nm}^W)$ で除すと、調和入力に対する nm 次モード運動方程式は最終的に以下ようになる。

$$\ddot{q}_{nm}(t) + 2(\bar{\xi}_{nm} + \bar{\xi}_{nm}^*) \bar{\omega}_{nm} \dot{q}_{nm}(t) + \bar{\omega}_{nm}^2 q_{nm}(t) = \frac{Q_{nm}^F(t)}{M_{nm}^P + M_{nm}^W} \dots\dots\dots (43)$$

ここに、 $\bar{\xi}_{nm}$ は海上における人工島の nm 次材料減衰比、 $\bar{\xi}_{nm}^*$ は人工島の運動による表面波発生に伴う nm 次造波減衰比であり、それぞれ次式で与えられる。

$$\bar{\xi}_{nm} = \frac{1}{2} \frac{C_{nm}^P}{\bar{\omega}_{nm} (M_{nm}^P + M_{nm}^W)} = \frac{\omega_{nm}}{\bar{\omega}_{nm}} \frac{M_{nm}^P}{M_{nm}^P + M_{nm}^W} \bar{\xi}_{nm} \dots\dots\dots (44a)$$

$$\bar{\xi}_{nm}^* = \frac{1}{2} \frac{C_{nm}^W}{\bar{\omega}_{nm} (M_{nm}^P + M_{nm}^W)} \dots\dots\dots (44b)$$

§5. 定常ランダム応答

式 (43) は調和入力に対して成立する運動方程式であるが、実際の海の波は振幅、波長、位相の異なる調和成分波を重ね合わせた不規則波となる。 $\theta=0$ の方向から入射する不規則平面波は、式 (6) により模擬することができる。本研究では、波高スペクトルとして次式の Pierson-Moskowitz¹⁹⁾ のスペクトルを用いる。

$$S_{\eta\eta}(\sigma) = \frac{\alpha g^2}{\sigma^5} \exp \left[-\beta \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^4 \right] \quad (-\infty < \sigma < \infty) \dots\dots\dots (45)$$

ここに、 $\alpha = 4.05 \times 10^{-3}$ 、 $\beta = 0.74$ 、 $\sigma_0 = g/V$ (V : 海

面上 19.5 m における平均風速) である。

一般に、不規則な時間変化を示す応答の分散は、応答の自己相関関数をフーリエ変換してパワースペクトルを求め、その結果を全周波数領域で積分することにより導かれる。例えば、人工島の変位応答 ζ の自己相関関数 $R_{\zeta\zeta}(r, \theta; \tau)$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} R_{\zeta\zeta}(r, \theta; \tau) &= \langle \zeta(t) \zeta(t+\tau) \rangle \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} \sum_{r=1}^{\infty} \zeta_{nm}(r) \cos n\theta \\ &\quad \cdot \zeta_{sr}(r) \cos s\theta \langle q_{nm}(t) q_{sr}(t+\tau) \rangle \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} \sum_{r=1}^{\infty} \zeta_{nm}(r) \cos n\theta \\ &\quad \cdot \zeta_{sr}(r) \cos s\theta \cdot R_{q_{nm}q_{sr}}(\tau) \dots\dots (46) \end{aligned}$$

ここに、 $\langle \rangle$ は時間平均をとることを示し、

$$\langle \zeta(t) \zeta(t+\tau) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T}^T \zeta(t) \zeta(t+\tau) dt \dots\dots (47)$$

である。また、 τ は任意の 2 時刻間の時間差を示し、 $R_{q_{nm}q_{sr}}(\tau)$ は nm 次の一般化座標 $q_{nm}(t)$ と sr 次の一般化座標 $q_{sr}(t)$ の相互相関関数である。式 (46) をフーリエ変換することにより、 ζ のパワースペクトルは次式で与えられる。

$$\begin{aligned} S_{\zeta\zeta}(r, \theta; \sigma) &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} \sum_{r=1}^{\infty} \zeta_{nm}(r) \cos n\theta \\ &\quad \cdot \zeta_{sr}(r) \cos s\theta \cdot S_{q_{nm}q_{sr}}(\sigma) \dots\dots (48) \end{aligned}$$

ここに、 $S_{q_{nm}q_{sr}}(\sigma)$ は $q_{nm}(t)$ と $q_{sr}(t)$ のクロススペクトルを表している。一般化座標のクロススペクトルと一般化力のクロススペクトルとの間には以下のような関係が成立する。

$$S_{q_{nm}q_{sr}}(\sigma) = H_{nm}(-i\sigma) H_{sr}(i\sigma) S_{Q_{nm}Q_{sr}}(\sigma) \dots\dots (49)$$

ここに、 $S_{Q_{nm}Q_{sr}}(\sigma)$ は nm 次の一般化力 $Q_{nm}(t)$ と sr 次の一般化力 $Q_{sr}(t)$ とのクロススペクトルを表し、 $H_{nm}(-i\sigma)$ と $H_{sr}(i\sigma)$ はそれぞれ nm 次と sr 次の周波数応答関数であり以下のように与えられる。

$$H_{nm}(-i\sigma) = \frac{1}{(M_{nm}^P + M_{nm}^W) [\bar{\omega}_{nm}^2 - \sigma^2 - 2i(\bar{\xi}_{nm} + \bar{\xi}_{nm}^*) \bar{\omega}_{nm} \sigma]} \dots\dots\dots (50a)$$

$$H_{sr}(i\sigma) = \frac{1}{(M_{sr}^P + M_{sr}^W) [\bar{\omega}_{sr}^2 - \sigma^2 + 2i(\bar{\xi}_{sr} + \bar{\xi}_{sr}^*) \bar{\omega}_{sr} \sigma]} \dots\dots\dots (50b)$$

系の減衰が小さい場合、異なるモード間の連成は極めて小さくなるので、式 (48) のクロス項を無視することにより、応答変位 ζ のパワースペクトルは近似的に以下のように表せる。

$$\begin{aligned} S_{\zeta\zeta}(r, \theta; \sigma) &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \zeta_{nm}^2(r) \cos^2 n\theta |H_{nm}(\sigma)|^2 \\ &\quad \cdot S_{Q_{nm}Q_{nm}}(\sigma) \dots\dots\dots (51) \end{aligned}$$

ここに、

$$|H_{nm}(\sigma)|^2 = 1/(M_{nm}^p + M_{nm}^w)^2 [(\bar{\omega}_{nm}^2 - \sigma^2)^2 + 4(\bar{\xi}_{nm} + \bar{\xi}_{nm}^*)^2 \bar{\omega}_{nm}^2 \sigma^2] \dots (52)$$

であり、 $S_{Q_{nm}Q_{nm}}(\sigma)$ は一般化力 $Q_{nm}^F(t)$ のパワースペクトルである。変位応答 ξ の分散は式 (51) を全周波数領域で積分することにより求まる。

$$\bar{\xi}^2(r, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\xi\xi}(r, \theta; \sigma) d\sigma \\ = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \xi_{nm}^2(r) \cos^2 n\theta \cdot \bar{q}_{nm} \dots (53)$$

ここに

$$\bar{q}_{nm} = \int_{-\infty}^{\infty} |H_{nm}(\sigma)|^2 S_{Q_{nm}Q_{nm}}(\sigma) d\sigma \dots (54)$$

加速度や応力等の応答の分散も同様の方法で求まる。

§6. 数値結果と検討

数値例題におけるモデルパラメータを以下のように定める。人工島は内部に空洞を有する大型コンクリート製バージを想定し、半径=1000 m、厚さ=50 m、ヤング係数= 2.0×10^5 kg/cm²、ポアソン比=0.15、質量密度= 0.4×10^{-6} kg·sec²/cm⁴、陸上でのモード減衰比は各モードとも0.05とする。海水に関しては、質量密度= 1.046×10^{-6} kg·sec²/cm⁴、設置水深=200 mとし、アンカーに関しては、リング状アンカーの剛性 $k_c = 1.0 \times 10^2$ kg/cm²、分布アンカーの剛性 $k_a = 1.0 \times 10^{-1}$ kg/cm³ とする。波浪環境としては、海上での平均風速が20 m/sの場合 (W1) と30 m/sの場合 (W2) を考える。波高スペクトルは風速が大きくなるにつれて主要領域が低振動数側に移動する。したがって、低振動数領域での入力エネルギーはW2がW1より大きい、高振動数領域ではW1とW2の差はほとんどない。W1とW2の波高スペクトルと各繫留方式 (自由浮体、リング状アンカー、および分布アンカー) における人工島の $n=0, 1$ の連成固有振動数の関係を Fig. 6 に示す。実際の波浪応答解

Fig. 6 Wave height power spectra and coupled natural frequencies of the floating island

析では、円周方向波数 n を0から5まで、半径方向モード次数 m を1から3までの計18モードを考慮した。

Fig. 7 に人工島下面に作用する $\theta=0$ における動水圧成分 p_r および p_m の半径方向分布の標準偏差を示す。 $r=0$ は人工島の中心点に対応している。自由浮体およびリング状アンカーの場合、W1に対してもW2に対しても、人工島の運動に伴う動水圧成分 p_m が人工島の運動を拘束した状態で波浪の作用により生じる動水圧成分 p_r よりも人工島周辺の一部を除き大きい。分布アンカーの場合、W2に対しては p_m は p_r よりも大きい、W1に対しては p_m は p_r よりも小さい。リング状アンカーの場合も分布アンカーの場合も繫留により人工島の運動は低減し、動水圧成分 p_m は大幅に減少している。アンカーによる p_m の減少はリング状アンカーでは人工島の周辺部で、また分布アンカーでは全域にわたり顕著である。

Fig. 8 に剛体変位と弾性変形の和、すなわち全変位の $\theta=0$ における半径方向応答分布の標準偏差を示す。アンカーのない自由浮体状態では、弾性変形が顕著に現れ

Fig. 7 Hydrodynamic pressure distributions on the wetted surface

Fig. 8 Displacement responses of the floating island

人工島周辺部での応答が大きくなっている。一方、アンカーで繋留すると、リング状アンカーの場合も分布アンカーの場合も、自由浮体の状態に比べて応答値は大幅に減少し、かつ人工島の変形が小さくなり剛体運動的な挙動に変化している。これは、Fig. 6 に示したように、アンカーで繋留することにより、弾性変形に関連したモードの連成固有振動数が波高スペクトルの主要領域から高振動数側にシフトするためである。繋留方式にかかわらず、変位応答は低振動数領域の豊かなW2でW1よりも遙かに大きくなる。

Fig. 9 に上下加速度の $\theta=0$ における半径方向応答分布の標準偏差を示す。波浪作用時に人工島に生じる上下加速度は比較的小さいが、動揺による居住性の検討上重要である。自由浮体状態では、変位応答と同様、人工島周辺部での応答値が大きい。アンカーで繋留することによる応答値の低減効果は大きく、リング状アンカーの場合も分布アンカーの場合も、繋留による人工島周辺部での応答の減少が顕著である。繋留方式にかかわらず、加速度応答は変位応答と同様にW2でW1よりも大きくな

Fig. 9 Absolute acceleration responses of the floating island

る。

Fig. 10 に半径方向曲げモーメントの $\theta=0$ における半径方向応答分布の標準偏差を示す。自由浮体状態では弾性変形が顕著なため、人工島内部に生じる応力値も大きくなる。しかし、アンカーで繋留することにより、剛体運動的な挙動に移行するため、リング状アンカーの場合も分布アンカーの場合も応答値は大幅に減少している。風速が増加すると波高スペクトルが低振動数領域で大きくなり、自由浮体ではモード (0, 2) がW2の主要領域に含まれるため、W2での応答はW1に比して遙かに大きくなる。また、リング状アンカーでもモード (0, 2) がW2の主要領域に近づくW2での応答はW1に比して大きい。これに対し、分布アンカーの場合は、モード (0, 1) がW2の主要領域に入るものの他のモードの寄与はW1とW2ではほぼ同じであるため、全体的にはW1とW2で大きな応答値の差異は見られない。しかし、モード (0, 1) の寄与により人工島の周辺部で局部的な曲げモーメントの増幅が観察される (前報¹⁾の Fig. 11 参照)。

なお、以上の結果は人工島の運動による表面波発生に

Fig. 10 Radial bending moment responses in the floating island

Fig. 11 Effect of hydrodynamic radiation damping on structural response

伴う造波減衰効果を考慮した場合であるが、ここで造波減衰が人工島の波浪応答に与える影響を定量的に把握するために、Fig. 11において、自由浮体状態における変位応答および加速度応答に関して、造波減衰を考慮した場合（実線）と無視した場合（破線）を比較した。造波減衰による応答値の低減は極めて大きく、大規模浮遊式海洋構造物の波浪応答においては造波減衰効果が十分期待できることを示している。

§7. むすび

前報の連成自由振動解析では、浮遊式海洋人工島の固有値問題を定式化した後、その動的挙動に影響を与える要因として、人工島の剛性、人工島の設置水深、およびアンカーの配置方法と剛性に関して検討した。本報では、波浪作用時に人工島の下面に生じる動水圧を解析解として求め、その結果を用いて人工島の運動方程式を誘導し、モード合成法と定常ランダム振動理論に基づいて人工島の波浪応答挙動を確率論的に予測するための定式化を示した。また数値例題を解くことにより、自由浮体状態および繫留状態における大規模浮遊式人工島の波浪応答挙動に関して以下の知見を得た。

- 1) アンカーのない自由浮体状態においては、人工島の弾性変形に関連した連成モードが波浪のスペクトルの主要領域に入るため、弾性変形が剛体運動に卓越する。また、各円周方向波数 n の半径方向モード次数 $m=1, 2$ が支配的になり、人工島周辺部での変位および加速度応答が大きくなる。
- 2) 人工島の運動に伴い発生する表面波の造波減衰は波浪作用時の応答挙動に大きな影響を与える。特に構造物の変形が顕著となる自由浮体状態での応答を大幅に低減し、波浪応答時には造波減衰効果が十分期待できることを示している。
- 3) 人工島をテンションレグで繫留することにより、自由浮体状態では波高スペクトルの主要領域にあった弾性変形に関連したモードの連成固有振動数が高振動数側に移動する。このため弾性変形による応答は大幅に低減し、弾性変形支配型の運動から剛体運動支配型の運動へと変化する。
- 4) 自由浮体状態の場合、厳しい波浪環境のもとでは、人工島の運動により生じる動水圧成分は人工島の運動を拘束したときに波浪により生じる動水圧成分に比して遙かに大きい。しかし、リング状アンカーの場合でも分布アンカーの場合でも、繫留により人工島の運動に伴う動水圧成分は大幅に減少する。
- 5) テンションレグで繫留することにより弾性変形支配型の運動から剛体運動支配型の運動に移行するため、人工島に生じる応力の応答値低減も大きく、波浪応答時には大規模浮遊式海洋構造物のテンションレグ繫留は極めて

て有効である。

なお、本研究ではアンカーが大規模浮遊式海洋構造物の波浪応答挙動に与える影響を主眼としており、アンカーそのものの構造健全性は扱っていない。テンションレグ形式の総合的安全性に関する検討は今後の課題としたい。

参考文献

- 1) 濱本卓司, 田中彌壽雄: 浮遊式海洋人工島の連成自由振動特性 (浮遊弾性円板の流体～構造物相互作用解析 その1), 日本建築学会構造系論文報告集, 第438号, pp.165~177, 1992.
- 2) Garret, C.R.J.: Wave Forces on a Circular Dock, J. Fluid Mechanics, Vol.46, pp.129~139, 1971.
- 3) 井島武士, 田淵幹修, 湯村やす: 有限水深の波による円柱状浮体の運動, 土木学会論文報告集, 第206号, pp.71~84, 1972.
- 4) 伊藤喜行, 木原 力: 円柱の動揺に伴う造波抵抗 (抗の波力応答と円形浮体の挙動への応用), 港湾技術研究所報告, 第11巻第3号, pp.37~58, 1972.
- 5) 松井徹也: ピン係留式円筒カラムに働く長周期波浪漂流力 第一報 理論, 日本造船学会論文集, 第159号, pp.155~170, 1986.
- 6) Wen, Y.K., Shinozuka, M.: Analysis of Floating Plate under Ocean Waves, Proc. of ASCE, Vol.98, No.WW2, pp.177~190, 1972.
- 7) Wen, Y.K.: Interaction of Ocean Waves with Floating Plate, Proc. of ASCE, Vol.100, No.EM2, pp.375~395, 1974.
- 8) 岡本強一, 増田光一, 加藤 渉: 超大型海洋構造物の波浪応答解析 第1報: 流体と弾性梁との動的相互作用, 日本建築学会論文報告集, 第314号, pp.166~175, 1982.
- 9) Georgiadis, C.: Wave Induced Vibrations of Continuous Floating Structure, Ph.D. Thesis, Univ. of Washington, 1981.
- 10) Tanaka, Y., Hamamoto, T., Yoshida, S.: Wave Response of Floating Circular Plates, Theoretical and Applied Mechanics, Vol.32, pp.131~141, 1984.
- 11) 田中彌壽雄, 濱本卓司, 吉田正司: 浮遊式海洋円形プレートの不規則波応答解析, 第29回構造工学シンポジウム論文集, pp.249~258, 1983.
- 12) Tanaka, Y., Hamamoto, T., Kamura, H.: Stochastic Wave Response Analysis of Floating Offshore Elastic Circular Plates, Proc. of the 5th Int. Offshore Mechanics and Arctic Engineering Symposium, Vol.1, pp.433~440, 1986.
- 13) Hamamoto, T., Tanaka, Y.: Dynamic Behavior of Circular Flexible Floating Islands Subjected to Wind-Induced Waves, Proc. of Int. IASS Symposium, Copenhagen, Vol.3, pp.261~268, 1991.
- 14) Hamamoto, T., Takahashi, H., Tanaka, Y.: Stochastic Responses of Anchored Flexible Floating Islands Subjected to Wind-waves and Seaquakes, Proc. of 1st. Int. Offshore and Polar Engineering Conference, Edinburgh, Vol.3, pp.391~398, 1991.
- 15) 濱本卓司, 高橋浩史, 田中彌壽雄: 浮遊式海洋人工島の波浪及び海震に対する流体連成挙動の統一的扱いに関して, 構造工学論文集, Vol.37B, pp.87~99, 1991.
- 16) 濱本卓司, 佐々木 仁, 高橋浩史, 田中彌壽雄: 浮遊式海洋人工島の流体連成挙動におけるアンカーの影響に関して, 構造工学論文集, Vol.38B, pp.125~136, 1992.
- 17) 福住忠裕, 日下部馨, 野添久視, 堯天義久: 海洋における浮遊式弾性円筒曲面構造物の振動性状 (流体調和表面力を受ける場合), 日本建築学会構造系論文報告集, 第428号, pp.107~117, 1991.
- 18) MacCamy, R.C., Fuchs, R.A.: Wave Forces on a Pile: A Diffraction Theory, Tech. Memo. 69, U.S. Army, Corps of Engineers Beach Erosion Board, 1954.
- 19) Pierson, W.J., Moskowitz, L.: A Proposed Spectral Form for Fully Developed Wind Seas Based on the Similarity Theory of S.A. Kitaigorodskii, J. of Geophysical Research, Vol.69, pp.5181~5190, 1964.

(1992年5月8日原稿受理, 1992年9月8日採用決定)