固定式中空円筒構造物の地震流力弾性応答への構造物—海水間隙の影響

EFFECT OF STRUCTURE-ICE GAP ON HYDROELASTIC RESPONSE OF FIXED HOLLOW CYLINDRICAL STRUCTURES DURING EARTHQUAKES

濱 本 卓 司*, 井 上 昌 士**, 大 西 弘 亮***

Takuji HAMAMOTO, Masashi INOUE and Hiroaki OONISHI

The effect of pressure dissipation due to structure-ice gap on the hydroelastic response of fixed hollow cylindrical structures during earthquakes in ice-covered seas is investigated. The elastic shell theory is used for structures, whereas the potential flow theory is applied to fluid domain. The sea ice is idealized as the semi-infinite rigid boundary that is connected to the annular free surface between structure and sea ice. The hydrodynamic pressure is obtained in closed form by domain division method. Wet mode properties in beam mode of hollow cylindrical structures are evaluated by Rayleigh-Ritz method. The mode superposition approach is used to calculate the hydrodynamic pressure distribution and earthquake response against horizontal ground motion. Numerical examples are presented to illustrate the changes in hydrodynamic pressures and earthquake responses due to the width of structure-ice gap.

Keywords : *Sea ice, Earthquake response, Structure-ice gap, Hydroelasticity, Domain division method, Circular cylindrical shell*

海水, 地震応答, 構造物—海水間隙, 流力弾性, 領域分割法, 円筒シェル

1. 序

氷海域に建設される構造物の耐震安全性を確保するには, 地震時に構造物周辺の海水が構造物に与える影響を定量的に把握することが必要である。海水が構造物に与える影響には, 一般にばね効果や質量効果として集約的にモデル化される構造物と海水の相互作用効果^{1,2)}と海水が海面を覆うことにより動水圧を閉じ込めて増加させる地震荷重の増幅効果^{3,4)}がある。オホーツク海のような一年氷の氷海域は氷が薄いので, 地震力が作用すると比較的早い段階で構造物近傍の海水が破壊し, 構造物と海水の相互作用効果は消失する。一方, 海水が構造物周辺の海域を覆っていると, 地震動により氷厚には関わらず動水圧は増幅される。このような場合, 地震荷重の増幅効果は構造物と海水の相互作用効果に比べて支配的になる。しかし, 実際には, 構造物近傍の海水が破壊して構造物—海水間隙ができるため, 海水による閉じ込め効果とは逆に間隙による消散効果も生じている。

著者らは, 海面の全領域が氷盤に覆われている場合と部分的に覆われている場合について, 固定式中空円筒構造物に作用する動水圧の増幅効果とその流力弾性応答への影響を数理モデルにより定量的に評価する方法を示した⁵⁻⁷⁾。このとき, 構造物近傍の氷盤の破壊による動水圧の消散効果はこれが小さいものとして無視した。しかし氷海水槽での実験結果に基づき, Kobayashi・Kawaguchi⁸⁾は構造物—海水間隙の存在による動水圧の消散効果は無視できない場合があることを指摘している。一方, これまでに構造物—海水間隙による

動水圧およびその荷重効果の変化を理論的に扱った研究はない。

本研究では, 構造物—海水間隙による動水圧の消散効果が氷海構造物の地震応答挙動に与える影響を定量的に検討するために, 構造物—海水間隙が存在する場合の固定式中空円筒構造物の地震流力弾性解析を数理モデルにより定式化する。円筒構造物には弾性シェル理論, 海水には線形ポテンシャル理論を適用する。氷盤は, 構造物周囲の円環状の自由表面境界を隔てて半無限に広がる剛体境界として扱う。海面で自由表面境界と剛体境界が混在する混合境界値問題に領域分割法を適用し, 構造物に作用する動水圧を解析的に導く。既報⁷⁾と同様に, レーリー・リッツ法によりウェットモード特性を評価し, モード合成法により水平地震動に対する動水圧分布と流力弾性応答を求める。数値例題により, 構造物—海水間隙の幅による動水圧分布の変化を明らかにするとともに, それがウェットモード特性と地震時の流力弾性応答に与える影響を検討する。

2. 解析モデルと仮定

構造物—海水間隙を介して海水に取り巻かれた固定式中空円筒構造物を Fig. 1 に示す。構造物の高さを l , 半径を a , 厚さを h , 設置水深を d とする。構造物—海水間隙による動水圧の消散効果を検討するという観点から, 間隙を構造物に隣接する幅 $b-a$ の円環状の自由表面とし, その外側は無限に結氷しているものとする。地震動として海底面の水平動を考え, 地盤変位を U_0 , 構造物の面外弾性変形を w とする。

* 武蔵工業大学工学部建築学科 教授・工博

** 日本設計 修士(工学)

*** 清水建設 修士(工学)

Prof., Dept. of Architecture, Musashi Institute of Technology, Dr. Eng.
Nihon Sekkei, M. Eng.
Shimizu Corp., M. Eng.

本研究では以下の仮定を導入する。

- 1) 構造物の地震応答は線形振動の範囲内である。
- 2) 構造物の応力—ひずみ関係は線形シェル理論に従う。
- 3) 海水は構造物周辺の円環状の自由表面を介して半無限に広がる剛体とみなすことができる。
- 4) 海水は非粘性・非圧縮性・渦なしである。
- 5) 水深は一定で海水は水平方向に無限に広がっている。
- 6) 海底は剛であり、海底地盤との相互作用は無視できる。
- 7) 地震動は水平成分のみを考え、その定常部の加速度パワースペクトルは修正金井・田治見式で与えられる。

3. 地震荷重

水平地震動を受けると中空円筒構造物は水平剛体運動と面内および面外の弾性変形で応答する。海底が剛であれば励起される弾性変形は梁モード(円周方向フーリエ波数 $n=1$)のみである。このとき構造物には水平剛体運動による構造物の慣性力と水平剛体運動により生じる動水圧成分および面外弾性変形により生じる動水圧成分が作用する。

構造物の慣性力と海水の動水圧の和が構造物に作用する地震力である。このうち、動水圧は海面を覆う海水の閉じ込め効果と構造物—海水間隙の消散効果の影響を同時に受ける。構造物—海水間隙の幅 $b-a$ が 0 のとき、海面は全領域で剛体境界となり動水圧の閉じ込め効果は最大となる。構造物—海水間隙の幅 $b-a$ が大きくなると消散効果により動水圧は徐々に減少し、無限大で全領域が自由表面境界のときの動水圧に収束する。構造物—海水間隙の幅は動水圧の大きさだけでなく分布形にも影響を与える。

4. 動水圧の誘導

水平地震動を受ける中空円筒構造物に作用する動水圧をポテンシャル流れ理論により求める。Fig. 2 に示すように、構造物周辺に構造物—海水間隙としての自由表面があり、その周囲を海水が無限に広がる状態を考える。このとき、海面には剛体境界と自由表面境界

Fig. 1 Analytical model of hollow cylindrical structure subjected to horizontal ground motion in ice-covered seas

が同時に存在している。この混合境界値問題の解を領域分割法により以下に解析的に導く。

海水領域の速度ポテンシャルを以下のように表す。

$$\Phi(r, \theta, z, t) = \phi(r, \theta, z) \exp(i\sigma t) \quad (1)$$

ここに、 $\phi(r, \theta, z)$ は速度ポテンシャルの空間項、 $\exp(i\sigma t)$ は時間項、 $i = \sqrt{-1}$ 、 σ は円振動数、 t は時間である。

構造物—海水間隙を表す自由表面境界の下部領域の速度ポテンシャルの空間項 ϕ_f は以下の境界値問題を満足する。

$$\nabla^2 \phi_f = 0 \quad : 0 \leq z \leq d, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial \phi_f}{\partial z} - \frac{\sigma^2}{g} \phi_f = 0 \quad : z = d, \quad (2b)$$

$$\frac{\partial \phi_f}{\partial z} = 0 \quad : z = 0, \quad (2c)$$

$$\frac{\partial \phi_f}{\partial r} = W \quad : r = a, \quad (2d)$$

ここに、 $W = U_g + w$ は構造物の面外変位、 $\cdot = d/dt$ である。式(2a)は非粘性、非圧縮性、渦なしの流体場を支配するラプラス方程式、式(2b)は海面における自由表面境界条件、式(2c)は海底面における剛体境界条件、式(2d)は構造物と海水の運動の連続条件である。

海水を表す剛体境界の下部領域の速度ポテンシャルの空間項 ϕ_i は以下の境界値問題を満足する。

$$\nabla^2 \phi_i = 0 \quad : 0 \leq z \leq d, \quad (3a)$$

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial z} = 0 \quad : z = d, \quad (3b)$$

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial z} = 0 \quad : z = 0, \quad (3c)$$

$$\phi_i \rightarrow 0 \quad : r \rightarrow \infty, \quad (3d)$$

ここに、式(3b)は氷海面の剛体境界条件、式(3d)は遠方での減衰条件である。

式(2a-c)を満足する自由表面境界の下部領域の速度ポテンシャルの空間項 ϕ_f は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \phi_f = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\left\{ B_{n0} \frac{J_n(kr)}{J_n(kb)} + C_{n0} \frac{Y_n(kr)}{Y_n(kb)} \right\} \cosh kz \right. \\ \left. + \sum_{i=1}^{\infty} \left\{ D_{ni} \frac{K_n(k_i r)}{K_n(k_i b)} + E_{ni} \frac{I_n(k_i r)}{I_n(k_i b)} \right\} \cos k_i z \right] \cos n\theta, \end{aligned} \quad (4)$$

ここに、 $J_n(x)$ は n 位の第 1 種ベッセル関数、 $Y_n(x)$ は n 位の第 2 種ベッセル関数、 $I_n(x)$ は n 位の第 1 種変形ベッセル関数、 $K_n(x)$ は n 位の第 2 種変形ベッセル関数、 B_{n0} 、 C_{n0} 、 D_{ni} 、 E_{ni} は未定係数、 k と k_i は次式の超越方程式を満足する波数である。

$$\sigma^2 = kg \tanh kd = -k_i g \tan k_i d. \quad (5)$$

Fig. 2 Domain division method

式(3a-d)を満足する剛体境界の下部領域における速度ポテンシャルは次式で与えられる。

$$\phi_i = \sum_{n=0}^{\infty} \left[F_{n0} \left(\frac{b}{r} \right)^n + \sum_{s=1}^{\infty} F_{ns} \frac{K_n(l_s r)}{K_n(l_s b)} \cos l_s z \right] \cos n\theta, \quad (6)$$

ここに、 F_{n0} と F_{ns} は未定係数、 $l_s = s\pi/d$ ($s=1, 2, 3, \dots$)である。式(4)を式(2d)に代入し、両辺に $\cos k_l z$ を乗じ、 z に関して区間 $[0, d]$ で積分すると次式を得る。

$$\sum_{l=1}^{\infty} b_{nl} (\tilde{K}_{nl} D_{nl} + \tilde{I}_{nl} E_{nl}) = -i\sigma \int_0^d W_n(z) \cos k_l z dz, \quad (7)$$

ここに、

$$b_{nl} = \frac{1}{4k_l} (\sin 2k_l d + 2k_l d), \quad (8a)$$

$$\tilde{K}_{nl} = \frac{K'_n(k_l a)}{K_n(k_l b)} k_l, \quad \tilde{I}_{nl} = \frac{I'_n(k_l a)}{I_n(k_l b)} k_l, \quad (8b, c)$$

であり、 $W_n(z)$ は円周方向フーリエ波数 n の面外変位である。

式(4)を式(2d)に代入し、両辺に $\cosh kz$ を乗じ、 z に関して区間 $[0, d]$ で積分すると次式を得る。

$$(\tilde{J}_n B_{n0} + \tilde{Y}_n C_{n0}) b_n = i\sigma \int_0^d W_n(z) \cosh kz dz, \quad (9)$$

ここに、

$$b_n = \frac{1}{4k} (\sinh 2kd + 2kd), \quad (10a)$$

$$\tilde{J}_n = \frac{J'_n(ka)}{J_n(kb)} k, \quad \tilde{Y}_n = \frac{Y'_n(ka)}{Y_n(kb)} k, \quad (10b, c)$$

である。

自由表面境界と剛体境界の各下部領域の接続条件は以下のように与えられる。

$$\frac{\partial \phi_f}{\partial r} = \frac{\partial \phi_i}{\partial r} \quad : r=b, \quad 0 \leq z \leq d, \quad (11a)$$

$$\phi_f = \phi_i \quad : r=b, \quad 0 \leq z \leq d, \quad (11b)$$

ここに、式(11a)は速度ポテンシャルの半径方向微分の接続条件(物理的には海水の運動の連続条件)、式(11b)は速度ポテンシャルの接続条件(物理的には圧力の連続条件)である。

式(4)と式(6)を式(11a)に代入し、両辺に $\cosh kz$ を乗じ、 z に関して区間 $[0, d]$ で積分すると次式を得る。

$$(\tilde{J}_n B_{n0} + \tilde{Y}_n C_{n0}) b_n = -d_n F_{n0} + \sum_{s=1}^{\infty} S_{ns} \tilde{K}_{ns} F_{ns}, \quad (12)$$

ここに、

$$S_{ns} = \frac{k}{l_s^2 + k^2} \sinh kd \cos s\pi, \quad d_n = \frac{n}{bk} \sinh kd, \quad (13a, b)$$

$$\tilde{J}_n = \frac{J'_n(kb)}{J_n(kb)} k, \quad \tilde{Y}_n = \frac{Y'_n(kb)}{Y_n(kb)} k, \quad \tilde{K}_{ns} = \frac{K'_n(l_s b)}{K_n(l_s b)} l_s, \quad (13c, d, e)$$

である。

式(4)と式(6)を式(11a)に代入し、両辺に $\cos k_l z$ を乗じ、 z に関して区間 $[0, d]$ で積分すると次式を得る。

$$(\tilde{K}_{nl} D_{nl} + \tilde{I}_{nl} E_{nl}) b_{nl} = -d_{nl} F_{n0} + \sum_{s=1}^{\infty} S_{nsl} \tilde{K}_{nsl} F_{nsl}, \quad (14)$$

ここに、

$$S_{nsl} = \frac{k_l}{k_l^2 - l_s^2} \sin k_l d \cos s\pi, \quad d_{nl} = \frac{n}{bk_l} \sin k_l d, \quad (15a, b)$$

$$\tilde{K}_{nl} = \frac{K'_n(k_l b)}{K_n(k_l b)} k_l, \quad \tilde{I}_{nl} = \frac{I'_n(k_l b)}{I_n(k_l b)} k_l, \quad (15c, d)$$

である。

式(4)と式(6)を式(11b)に代入し、 z に関して区間 $[0, d]$ で積分すると次式を得る。

$$(B_{n0} + C_{n0}) f_n + \sum_{l=1}^{\infty} (D_{nl} + E_{nl}) f_{nl} = d F_{n0}, \quad (16)$$

ここに、

$$f_n = \frac{1}{k} \sinh kd, \quad f_{nl} = \frac{1}{k_l} \sin k_l d, \quad (17a, b)$$

である。

式(4)と式(6)を式(11b)に代入し、両辺に $\cos l_s z$ を乗じ、 z に関して区間 $[0, d]$ で積分すると次式を得る。

$$(B_{n0} + C_{n0}) S_{ns} + \sum_{l=1}^{\infty} (D_{nl} + E_{nl}) S_{nsl} = \frac{d}{2} F_{ns}. \quad (18)$$

式(7), (9), (12), (14), (16), (18)は未定係数 B_{n0} , C_{n0} , D_{nl} , E_{nl} ($l=1, 2, \dots$), F_{ns} ($s=0, 1, 2, \dots$)に関する無限個の連立方程式を構成する。実際には有限個の連立方程式を解き未定係数を決定する。このとき、級数項の数はともに20とした。

5. 自由振動解析

地震動による荷重項、すなわち剛体運動による慣性力と動水圧成分を0とおき、Rayleigh-Ritz法によりウェットモード自由振動解析を定式化する。水平地震動のときは梁モードのみが励起されるので円周方向フーリエ波数は $n=1$ のみを考える。中空円筒構造物の梁モードの弾性変形を以下の変位の3成分で表す⁹⁾。

$$u = \sum_{j=1}^N U_{m1j} g_j(z) \cos \theta \exp(i\omega_{m1} t), \quad (19a)$$

$$v = \sum_{j=1}^N V_{m1j} f_j(z) \sin \theta \exp(i\omega_{m1} t), \quad (19b)$$

$$w = \sum_{j=1}^N W_{m1j} f_j(z) \cos \theta \exp(i\omega_{m1} t), \quad (19c)$$

ここに、 u , v , および w はそれぞれ軸方向、円周方向、および半径方向変位成分、 N は既知関数の重ね合わせ数、 ω_{m1} は $m1$ 次固有円振動数、 $g_j(z)$ と $f_j(z)$ はそれぞれ空中における片持梁の軸方向振動と曲げ振動の j 次正規関数である。

一般化座標として $U_{m1j}(t) = U_{m1j} \exp(i\omega_{m1} t)$, $V_{m1j}(t) = V_{m1j} \exp(i\omega_{m1} t)$, $W_{m1j}(t) = W_{m1j} \exp(i\omega_{m1} t)$ を用いると、中空円筒構造物の運動は以下のラグランジェ方程式に支配される。

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{U}_{m1j}} \right) - \frac{\partial T}{\partial U_{m1j}} + \frac{\partial S}{\partial U_{m1j}} = 0, \quad (20a)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{V}_{m1j}} \right) - \frac{\partial T}{\partial V_{m1j}} + \frac{\partial S}{\partial V_{m1j}} = 0, \quad (20b)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{W}_{m1j}} \right) - \frac{\partial T}{\partial W_{m1j}} + \frac{\partial S}{\partial W_{m1j}} = Q_{m1j}, \quad (20c)$$

ここに、 S と T はそれぞれ円筒シェルのひずみエネルギーと運動エネルギーである¹⁰⁾。

式(20c)の右辺の Q_{m1j} は一般化力であり次式で与えられる。

$$Q_{m1j} = \int_0^l \int_0^{2\pi} p \cdot f_j(z) \cos \theta \, a \, d\theta \, dz \quad (21)$$

ここに、 p はシェルの振動により生じる動水圧である。

式(19a-c)を式(20a-c)に代入し、正規関数の直交性を利用すると、静穏な氷海域で自由振動する構造物の運動方程式が以下のマトリクス式として得られる。

$$[[K]-\Delta([M]+[M_w])]\{\delta\}=0 \quad (22)$$

ここに、 $[K]$ 、 $[M]$ 、および $[M_w]$ は構造物の剛性マトリクス ($3N \times 3N$)、質量マトリクス ($3N \times 3N$)、および構造物と海水の相互作用による付加質量マトリクス ($3N \times 3N$)、 $\{\delta\}=\{U|V|W\}^T$ は仮定モード振幅ベクトル ($3N \times 1$) で、 $\{U\}$ 、 $\{V\}$ 、および $\{W\}$ はそれぞれ U_{m1j} 、 V_{m1j} 、および W_{m1j} を成分とするベクトル ($N \times 1$)、 $\Delta=\rho_s\omega_{m1}^2(1-\mu^2)a^2/E$ は振動数パラメータ、 E は構造物のヤング係数、 μ はポアソン比、 ρ_s は質量密度である。

式(22)の振動数方程式は次式で与えられる。

$$[[K]-\Delta([M]+[M_w])]=0 \quad (23)$$

上式を解くことによりウェットモード振動数とモード形が求まる。

6. 地震応答解析

ウェットモード特性に関するモード合成法により水平地震動に対する応答解析を定式化する。中空円筒構造物の軸方向、円周方向、および半径方向変位成分はそれぞれ以下のように与えられる。

$$u=\sum_{m=1}^{\infty} u_{m1}(z) \cos \theta q_{m1}(t) \quad (24a)$$

$$v=\sum_{m=1}^{\infty} v_{m1}(z) \sin \theta q_{m1}(t) \quad (24b)$$

$$w=\sum_{m=1}^{\infty} w_{m1}(z) \cos \theta q_{m1}(t) \quad (24c)$$

ここに、 $u_{m1}(z)$ 、 $v_{m1}(z)$ 、および $w_{m1}(z)$ はそれぞれ u 、 v 、および w の $m1$ 次軸方向関数、 $q_{m1}(t)$ は $m1$ 次一般化座標である。

地震時の構造物の応答は以下のラグランジェ方程式に支配される。

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_{m1}}\right)-\frac{\partial T}{\partial q_{m1}}+\frac{\partial S}{\partial q_{m1}}=Q_{Dm1}+Q_{Am1} \quad (25)$$

ここに、 Q_{Dm1} は構造物の材料減衰に関する $m1$ 次一般化減衰力、 Q_{Am1} は $m1$ 次一般化力であり次式で与えられる。

$$Q_{Am1}=\int_0^l \int_0^{2\pi} \{p_z u_{m1}(z) \cos \theta + p_\theta v_{m1}(z) \sin \theta + p_r w_{m1}(z) \cos \theta\} ad\theta dz \quad (26)$$

ここに、

$$p_z=0, \quad (27a)$$

$$p_\theta=-\rho_s h s \sin \theta \cdot \ddot{U}_g, \quad (27b)$$

$$p_r=\rho_s h \cos \theta \cdot \ddot{U}_g + p_R + p_E, \quad (27c)$$

であり、 p_R と p_E はそれぞれ構造物の剛体運動と弾性変形による動水圧成分である。

式(24a-c)を式(25)と(26)に代入し、ウェットモード形の直交性を利用すると以下のモーダル運動方程式が得られる¹¹⁾。

$$(M_{m1}+M_{m1}^*) \ddot{q}_{m1}(t) + (C_{m1}+C_{m1}^*) \dot{q}_{m1}(t) + K_{m1} q_{m1}(t) = Q_{m1}(t) \quad (28)$$

ここに、 M_{m1} 、 C_{m1} 、および K_{m1} はそれぞれ構造物の $m1$ 次一般化質量、一般化減衰、および一般化剛性、 M_{m1}^* と C_{m1}^* はそれぞれ構造物と海水との相互作用による $m1$ 次一般化付加質量と一般化付加減衰、 $Q_{m1}(t)$ は $m1$ 次一般化力であり次式で与えられる。

$$Q_{m1}(t)=\rho_s h \pi a \int_0^l \{-v_{m1}(z)+w_{m1}(z)\} dz \cdot \ddot{U}_g(t) + \int_0^l \int_0^{2\pi} p_R w_{m1}(z) \cos \theta ad\theta dz \quad (29)$$

水平地盤加速度の定常部のパワースペクトル密度関数は次式の修正金井・田治見式で与えられる¹²⁾。

$$S_{\ddot{U}_g \ddot{U}_g}(\sigma)=S_0 \left[\frac{1+4\xi_g^2(\sigma/\omega_g)^2}{\{1-(\sigma/\omega_g)^2\}^2+4\xi_g^2(\sigma/\omega_g)^2} \right] \cdot \left[\frac{(\sigma/\omega_k)^4}{\{1-(\sigma/\omega_k)^2\}^2+4\xi_k^2(\sigma/\omega_k)^2} \right] \quad : -\infty < \sigma < +\infty \quad (30)$$

ここに、右辺の1番目の大カッコは金井・田治見のローパスフィルタ、2番目の大カッコはClough-Penzienのハイパスフィルタである。また、 S_0 はパワースペクトル強度、 ω_g と ξ_g はローパスフィルタのパラメータ、 ω_k と ξ_k はハイパスフィルタのパラメータである。

定常ランダム応答解析に基づき、構造物の各変位成分の二乗平均値は以下のように表せる。

$$\bar{u}^2=\sum_{m=1}^{\infty} u_{m1}^2(z) \cos^2 \theta \bar{q}_{m1}^2 \quad (31a)$$

$$\bar{v}^2=\sum_{m=1}^{\infty} v_{m1}^2(z) \sin^2 \theta \bar{q}_{m1}^2 \quad (31b)$$

$$\bar{w}^2=\sum_{m=1}^{\infty} w_{m1}^2(z) \cos^2 \theta \bar{q}_{m1}^2 \quad (31c)$$

ここに、 $\bar{q}_{m1}^2$ は $m1$ 次一般化座標の分散である。加速度成分の二乗平均値は $\bar{q}_{m1}^2$ を $\bar{\ddot{q}}_{m1}^2$ に置き換えることにより求まる。

7. 数値結果と検討

構造物—海水間隙の存在による地震時動水圧の消散効果とその流体力弾性挙動への影響を検討するために数値例題を示す。構造物の形状寸法は、 $l=80\text{m}$ 、 $a=20\text{m}$ 、 $h=0.2\text{m}$ とする。構造物の材料定数は、 $E=2.0 \times 10^{11}\text{N/m}^2$ 、 $\mu=0.3$ 、 $\rho_s=8.0 \times 10^3\text{kg/m}^3$ とする。構造物—海水間隙の幅として $b-a=0, 1, 5, 10, 20, 30\text{m}$ および ∞ を考える。すなわち、間隙がなく海水が無限に広がっている状態と海面の全てが自由表面である状態を両極限として、間隙の幅を7ケース設定する。海水下の海水の質量密度は $\rho_w=1.02 \times 10^3\text{kg/m}^3$ とする。

Fig. 3 Change in wet mode frequencies due to the width of structure-ice gap

Fig. 4 Change in wet mode shapes due to the width of structure-ice gap

式(19)の級数の項数は $N=7$ とする。式(30)のパワースペクトル密度関数のパラメータ値は、硬質地盤として $\omega_g=15.6\text{rad/sec}$, $\xi_g=0.6$, $\omega_k=1.0\text{rad/sec}$, $\xi_k=0.6$, スペクトル強度は El Centro 1940 NS に対応する $S_0=4.8\times 10^{-3}\text{m}^2/\text{sec}^3\text{rad}$ とする¹²⁾。

ウェットモード自由振動解析を行い、構造物—海水間隙の幅がウェットモード特性に与える影響を検討する。Fig. 3に、間隙の幅をパラメータとして、梁モード ($n=1$) のウェットモード振動数の設置水深による変化を軸方向モード次数 $m=1, 2, 3$ に対して示す。間隙幅による変化は $m=1$ では比較的小さいが、 $m=2, 3$ では設置水深が浅いと差が大きく、深いと差が小さい。間隙幅の増加とともに動水圧の消散効果により付加質量が減少し、ウェットモード振動数は増加している。各モードとも間隙幅が構造物の半径程度になると無氷状態の場合の値に収束する傾向を示す。

Fig. 4に、間隙幅をパラメータとして、地震応答解析で用いる設置水深 $d/l=0.8$ における梁モードのウェットモード形の変化を軸方向モード次数 $m=1, 2, 3$ に対して示す。Fig. 3の $d/l=0.8$ におけるウェットモード振動数の差が小さいのに対応して、間隙の幅がモード形に与える影響も極めて小さい。

水平地震動を受けたときの地震応答解析を行う。設置水深は

$d/l=0.8$ とする。Fig. 5に、水平地震動の加速度パワースペクトルと全氷状態および無氷状態の場合の梁モードのウェットモード振動数の関係を示す。両状態とも $m=1$ のウェットモード振動数は水平地動のスペクトルの主要領域に入っているが、 $m=2$ のウェットモード振動数はスペクトルの主要領域から大きく離れている。

Fig. 5 The location of wet mode frequencies with and without structure-ice gap in the frequency domain

Fig. 6 Change in hydrodynamic pressure distributions due to the width of structure-ice gap

Fig. 6 に、水平地震動を受けたときの間隙幅による動水圧分布の変化を示す。構造物の剛体運動による動水圧成分、弾性変形による動水圧成分、および両者の和としての全動水圧を rms 値として求めた。剛体運動による動水圧成分は無限氷盤 ($b-a=0$) では深さ方向に一定の値となるが、間隙幅が大きくなるにつれて海面付近の動水圧が減少する。弾性変形による動水圧成分は間隙幅が大きくなるにつれて海底から海面までの全領域で減少する。全動水圧に占める割合は弾性変形による動水圧成分が剛体運動による動水圧成分に比べて支配的である。間隙幅が構造物の直径程度になると無氷状態の場合の動水圧に収束することが確認できる。

Fig. 7 に、水平地震動を受けたときの間隙幅による相対変位と相対加速度の rms 応答の変化を示す。本例題では、間隙幅が大きくなるにつれて $m=1$ のウェットモード振動数が水平地震動の加速度パワースペクトルの主要領域から遠去っており、変位応答は徐々に減少している。しかし、相対加速度は 2 次モードの寄与等により規則性は見られず、かつ間隙幅にはそれほど敏感ではない。

8. 結 び

氷海域に建設される固定式構造物の耐震設計においては、周囲の氷盤の影響を地震荷重の増幅効果と構造物と氷盤の相互作用効果に分け、それぞれを構造物と氷盤の幾何学的特性と材料特性に関するパラメータの関数として定量的に評価することが望まれる。本研究は、前者の地震荷重の増幅効果に関して数値モデルを用いて検討したものであるが、特に著者らの既往の研究では無視してきた構造物—海水間隙による動水圧の消散効果に注目している。

地震時の流弾性挙動を考慮して、氷盤を剛体境界、間隙を自由表面境界とする混合境界値問題を解き、構造物—海水間隙の幅によるウェットモード特性と水平地震動を受けたときの動水圧分布および流弾性応答への影響を検討した。本研究の範囲内で得られた知見を以下に要約する。

- 1) 構造物—海水間隙の幅が大きくなるにつれ、動水圧の消散効果は大きくなり付加質量が減少する。このため、ウェットモード振動数は徐々に増加し、間隙幅が構造物の半径程度になるとほぼ無氷状態の場合の結果に収束する。
- 2) 構造物の高さに比べて設置水深が十分に深い場合、構造物—海水間隙の幅はウェットモード形にほとんど影響を与えない。
- 3) 水平地震動に対し、構造物の剛体運動による動水圧成分は無限氷盤では海底から海面まで一定の値で分布するが、構造物—海水間隙の幅が大きくなるにつれて海面近傍での減少が顕著になる。弾性変形による動水圧成分は間隙幅が大きくなるにつれて深さ方向の全領域で減少する。両動水圧成分とも間隙幅が構造物の直径程度になると無氷状態の場合の値に収束する。弾性変形による動水圧成分は剛体運動による動水圧成分よりはるかに大きい。
- 4) 水平地震動に対し、剛体運動による動水圧成分は構造物—海水

Fig. 7 Change in structural response distributions due to the width of structure-ice gap

間隙の幅の増加とともに減少し付加質量は減少する。一方、間隙が大きくなると弾性変形による動水圧成分も減少しウェットモード振動数を増加させる。このため、地震動の周波数特性に依存して応答を増幅させる場合もあれば減少させる場合もある。間隙幅の影響は変位応答には明確に現れるが、加速度応答への影響は小さい。

既報⁷⁾では、構造物周辺の海水による地震荷重の増幅効果を氷盤の幅の関数として評価した。本報では、構造物—海水間隙による地震荷重の低減効果を間隙幅の関数として評価した。相反する効果を検討した両結果を統合することにより、氷海構造物の耐震設計における地震荷重を適切に設定する根拠が与えられると考える。

参考文献

- 1) Croteau, P.: Dynamic Interactions Between Floating Ice and Off-shore Structures, Report No. UCB/EERC-83/06, Earthquake Engineering Research Center, Univ. of California, 1983.
- 2) 安達 洋, 中西三和ほか: 氷海域における構造物の地震応答に関する研究 (その 1~17), 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1987~96
- 3) 清川哲志, 黒川 明, 川口靖博: 氷海構造物の地震時動水圧解析, 第14回海洋工学シンポジウム論文集, 日本造船学会, pp.187-194, 1998
- 4) 森田知志, 西垣 亮, 小林 浩: 氷盤に閉ざされた重力式海洋構造物回りの地震時動水圧の特性, 海洋開発論文集, 土木学会, Vol. 15, pp.571-576, 1999
- 5) 濱本卓司, 大西弘亮, 井上昌志, 田中弥寿雄: 氷海域における円筒シェルの地震応答, 構造工学論文集, 日本建築学会, Vol. 46B, pp.135-140, 2000
- 6) Hamamoto, T., Inoue, M., Tanaka, Y.: Seismic Analysis of Vertical Cylindrical Towers in Ice-Covered Seas, Proc. of the 12th WCEE, Paper No. 1071, 2000.
- 7) 濱本卓司, 大西弘亮, 井上昌士: 有限な薄氷盤に囲まれた固定式中空円筒構造物の地震流弾性解析, 日本建築学会構造系論文集, 第542号, pp. 203-210, 2001.4
- 8) Kobayashi, H., Kawaguchi, H.: Evaluation of Seismic Loads on Offshore Structure in Ice-Covered Waters, Proc. of the 10th Int. Offshore and Polar Engrg. Conf., Vol. 1, pp.674-678, 2000.
- 9) 濱本卓司, 田中彌寿雄: 固定式海洋円筒シェルの動的解析 その 1: 固有振動解析, 日本建築学会論文報告集, 第291号, pp.129-141, 1980.5
- 10) Novozhilov, V.V.: Thin Shell Theory, Wolters-Noordhoff Pub., 1970.
- 11) 濱本卓司, 田中彌寿雄: 固定式海洋円筒シェルの動的解析 その 3: 地震応答解析, 日本建築学会論文報告集, 第303号, pp.141-154, 1981.5
- 12) Clough, R.W., Penzien, J.: Dynamics of Structures, McGraw-Hill, 1975.

(2000年12月27日原稿受理, 2001年3月26日採用決定)