

波浪伝播方向に長さを有する有脚式 海洋構造物の不規則応答解析

谷口朋代¹・河野健二²

¹正会員 博士(工学) 川崎重工工業株式会社 装置技術部 (〒675-0155 兵庫県加古郡播磨町新島 8 番地)

²正会員 工博 鹿児島大学工学部海洋土木工学科 教授 (〒890-0065 鹿児島市郡元 1-21-40)

波浪伝播方向に長さを有する有脚式海洋構造物の不規則応答解析法について検討した。まず、節点に作用する波力が、着目区間に作用する波高の平均値より求められる等価線形化波力と同値であることを示し、不規則応答量が等価線形化波力のクロススペクトル密度関数に基づいて算定できることを示した。また、等価線形化波力のクロススペクトル密度関数が、1次元の海面上昇量のパワースペクトル密度関数と方向関数の積である海面上昇量のクロススペクトル密度関数を用いて表わされるので、着目区間の方向関数の平均値の積を用いて、波の広がりによる波力の低減効果を表わす水力アドミッタンスを定義した。最後に、水力アドミッタンスが、長い海洋構造物の不規則応答量と応答倍率に及ぼす影響について検討を加えた。

Key Words: *spatial offshore structure, cross-spectral wave force, wave directionality function, hydrodynamic admittance, random vibration analysis*

1. はじめに

社会基盤整備の高度化に伴い、海洋構造物の大型化が予想される。これまでは、波浪伝播方向に広がる波の影響について、あまり議論されてこなかったが、構造物の大型化に伴い、動的応答解析や構造設計に波の広がりを考慮することが必要になると考えられる。また、構造物の大型化に伴い、波浪伝播方向に長さを有する横梁や斜材が、構造部材に占める割合と役割の重要性が相対的に増すことから、波の広がりを考慮した波力を用いて、これらの部材を適切に設計する必要があると考えられる。

河野ら¹⁾は、波浪伝播方向に長さを有する海洋構造物を対象に波の位相差が応答に及ぼす影響について検討を行っているが、波の位相差の取扱については十分な検討がなされていない。Borgman²⁾は、柱群に対する波の広がりの効果について示したが、横梁や斜材への影響については指摘しておらず、また、有限要素法に代表される構造物を離散的に取扱う手法に反映するには適さない表現となっている。Malhotra and Penzein³⁾は、有限要素法を用いた解析の中で、波の広がりの効果を取入れた検討を行っているが、その定義には不明確な部分が見られる。

本研究では、波浪伝播方向に設置された長さを有

する海洋構造物を対象に、有限要素法を適用して動的応答解析を行うために必要な基礎理論の構築を行った。

まず、モリソン式に基づいて波力を慣性力と抗力の和で表わし、海洋構造物の運動方程式を示した。そして、水粒子の運動と海洋構造物の応答にはエルゴード性があり、その出現確率が平均値0の正規分布に従うと仮定して、運動方程式を等価線形化した。また、一般化座標上の等価線形化付加減衰を含む減衰項のモード間の連成を無視し、一般化座標変換によって得られる独立した線形微分方程式を用いて、不規則振動論の手法に従って海洋構造物の動的応答量が求められることを示した。

その際、節点に作用する波力が、着目区間に作用する波高の平均値より求められる等価線形化波力に等しいことを導いた。また、励振スペクトル密度関数が等価線形化波力のクロススペクトル密度関数で与えられ、それが海面上昇量のクロススペクトル密度関数を用いて表わせることを示した。そして、海面上昇量のクロススペクトル密度関数が、一次元の海面上昇量のパワースペクトル密度関数と方向関数の積で表わされることから、着目区間の方向関数の平均値の積を水力アドミッタンスと定義し、波の広がりによる波力の低減効果を表わす関数を導入した。

これより、等価線形化波力のクロススペクトル密度関数が、一次元の海上昇量のパワースペクトル密度関数に基づく等価線形化抗力と慣性力のパワースペクトル密度関数に、水力アドミッタンスを乗じて求められることを示した。

最後に、波の広がりや波浪伝播方向に長さを有する海洋構造物の不規則応答量と応答倍率に及ぼす影響について検討を加えた。

2. 運動方程式

図-2 に示す波力を受ける海洋構造物の運動方程式は節点の変位ベクトル $\{X\}$ を用いて、次のように表わすことができる。

$$[M]\{\ddot{X}\} + [C]\{\dot{X}\} + [K]\{X\} = \{P\} \quad (1)$$

$[M]$ 、 $[C]$ 、 $[K]$ はそれぞれ質量マトリックス、減衰マトリックス、剛性マトリックスであり、 $\{P\}$ は波による外力を表わすベクトルである。モリソン式に従えば⁴⁾、 $\{P\}$ は波による水粒子の速度ベクトル $\{\dot{V}_u\}$ と加速度ベクトル $\{\ddot{V}_u\}$ を用いて次のように表わすことができる。ただし、本研究では、付加質量と排水質量を区別して扱う⁵⁾。

$$\{P\} = [C_A]\{\ddot{V}_u\} + [C_M]\{\dot{V}_u\} + [C_D]\{\dot{V}_u|\dot{V}_u\} \quad (2)$$

ここで、 $[C_A] = [\cdot \cdot \rho(C_m - 1)V \cdot \cdot]$ 、 $[C_M] = [\cdot \cdot \rho V \cdot \cdot]$ 、 $[C_D] = [\cdot \cdot \rho C_d A / 2 \cdot \cdot]$ であり、 ρ ：海水の密度、 C_m ：質量係数、 V ：海中の部材の体積、 C_d ：抗力係数、 A ：水粒子の運動方向に投影した海中の部材の面積である。また、式(2)の右辺第3項には、水粒子の速度に関する非線形項が含まれており、直ちに応答計算を行うことはできない。そこで、以後に示す操作により本項を等価線形化し、応答計算を行うことにした。

柔な構造物の変形や速度や加速度は、波による水粒子の速度や加速度と同程度であると仮定して、式(2)を式(1)に代入して、波と構造物の相互作用を考慮した運動方程式を得る。

$$[M]\{\ddot{X}\} + [C]\{\dot{X}\} + [K]\{X\} = [C_A]\{\dot{V}_u - \dot{X}\} + [C_M]\{\dot{V}_u\} + [C_D]\{(\dot{V}_u - \dot{X})|\dot{V}_u - \dot{X}\} \quad (3)$$

ここで、小さな波数 κ を有する波では、水粒子の速度や加速度は、構造物の変形や速度や加速度とは無関係に、海面運動の上昇量を用いて、海中の水粒子の位置に応じて十分な精度で求められると仮定し、外力の周期的成分である水粒子の速度と加速度を、波数 κ の関数として与えた。

$$\{\dot{V}_u\} = \{\dot{V}_0(\kappa)\}, \quad \{\ddot{V}_u\} = \{\ddot{V}_0(\kappa)\} \quad (4)$$

式(3)に式(4)と構造物の変位と波による水粒子の位置との相対変位ベクトル $\{\psi\} = \{V_0\} - \{X\}$ を代入し、非線形抗力 $[C_D]\{|\dot{V}_u|\}$ を置換する際の二乗平均誤差が最小となるように等価線形抗力を定めて次式を得る。ただし、相対速度の出現確率は平均値 0 のガウス分布に従うと仮定した。

$$[M + C_A]\{\ddot{X}\} + [\tilde{C}]\{\dot{X}\} + [K]\{X\} = [C'_M]\{\dot{V}_0\} + [\tilde{C}_D]\{\dot{V}_0\} \quad (5.a)$$

$$\tilde{C}_{ij} = C_{ij} \quad (i \neq j)$$

$$\tilde{C}_{jj} = C_{jj} + \sqrt{\frac{8}{\pi}} C_{Dj} \sigma_j \quad (i = j) \quad (5.b)$$

$$\tilde{C}_{Dij} = 0 \quad (i \neq j)$$

$$= \sqrt{\frac{8}{\pi}} C_{Dj} \sigma_j \quad (i = j) \quad (5.c)$$

$[C'_M] = [\cdot \cdot \rho C_M V \cdot \cdot]$ 、 $\sigma_i^2 = \sigma_{V_0}^2 + \sigma_X^2$ 、 σ ：標準偏差、添字 i 、 j ： i 行 j 列であり、等価線形化抗力を求めるためには、反復計算が必要になることが分かる。

3. 動的応答解析

本研究では、不規則振動解析によって式(5.a)の動的応答値を求める。変位ベクトル $\{X\}$ を、式(8)に示す規準化したモーダルマトリックス $[\Psi]$ と式(7)の関係を用いて、一般化座標 $\{\phi\}$ へ変換し、式(6)を得る。

$$\{\ddot{\phi}\} + [\cdot \cdot 2\zeta\omega \cdot \cdot]\{\dot{\phi}\} + [\cdot \cdot \omega^2 \cdot \cdot]\{\phi\} = [\Psi]^T \{P\} \quad (6)$$

$$\{X\} = [\Psi]\{\phi\} \quad (7)$$

$$[\Psi]^T[M + C_d][\Psi] = [I] \quad (8)$$

$$[\cdot \omega^2 \cdot] = [\Psi]^T[K][\Psi] \quad (9)$$

$[I]$ は単位マトリックス、 ξ は減衰係数、 ω は固有振動数であり、 $\{\bar{P}\}$ は等価線形化された波力である。

一方、式(5.a)における減衰マトリックスは、一般化座標変換により、次のようになる。

$$[C_o] = [\Psi]^T[\bar{C}][\Psi] \quad (10)$$

一般化座標上の減衰マトリックス $[C_o]$ は対称マトリックスでありモード間の連成が生じるが、本研究では、モード減衰を対角化する際に生じる誤差の二乗平均値を最小化し、非連成化した減衰マトリックスを用いることにした³⁾。

$$[C_o]\{\phi\} = [C^*]\{\phi\} \quad (11)$$

$[C^*]$: 最適化された対角減衰マトリックス
また、 $[C^*]$ は、モーダルマトリックス $[\Psi]$ を用いて、次式のように変換できるとした。

$$[\Psi]^T[C^*][\Psi] = [\cdot 2\xi\omega \cdot] \quad (12)$$

これまでの検討により、海洋構造物の運動方程式が、一般化座標変換によって、自由度の数に相当する独立した線形微分方程式に分解できるので、海洋構造物の変位の共分散マトリックス $E\{X\}X^T$ が、次のように求められる。

$$E\{X\}X^T = \int_{-\infty}^{\infty} [\Psi][H^*(\omega)][\Psi][S_{\bar{P}\bar{P}}(\omega)][\Psi]^T[H(\omega)][\Psi]^T d\omega \quad (13.a)$$

$$[H(\omega)] = [\cdot \omega^2 - \omega_i^2 + 2i\xi_i\omega_i\omega \cdot]^{-1},$$

$$[H^*(\omega)] = [H(-\omega)] \quad (13.b)$$

式(13.a)の右辺中の $[S_{\bar{P}\bar{P}}(\omega)]$ は、等価線形化された波力のクロススペクトルマトリックスであり、左辺

の対角項の正の平方根が rms 応答変位である。等価線形化波力のクロススペクトルマトリックスは次のように求めた。

$$[S_{\bar{P}\bar{P}}(\omega)] = \int_{-\infty}^{\infty} [R_{\bar{P}\bar{P}}(\tau)]e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (14)$$

$$[R_{\bar{P}\bar{P}}(\tau)] = \langle \{\bar{P}(t)\}\{\bar{P}(t+\tau)\}^T \rangle \quad (15)$$

ここで、 $\langle \rangle$ は時間平均、 $[R_{\bar{P}\bar{P}}(\tau)]$ は相関マトリックスである。

一方、任意の時刻 t において、波浪伝播方向に長さを有する構造物上の任意の節点 i に作用する波力は、着目区間内の単位長さ当りの等価線形化波力を部材軸に沿って積分することで得られる。

$$\begin{aligned} \bar{P}_i(t) &= C'_{Mi}\ddot{V}_{oi}(x_i, y_i, t) + \bar{C}_{Di}\dot{V}_{oi}(x_i, y_i, t) \\ &= \rho C_m \int_{V_i} \ddot{V}_{oi}(x_i, y_i, t) dV_i \\ &\quad + \frac{1}{2} \rho C_d \sqrt{\frac{8}{\pi}} \sigma_i \int_{A_i} \dot{V}_{oi}(x_i, y_i, t) dA_i \\ &= \rho C_m V_i \frac{1}{L_i} \int_{L_i} \ddot{V}_{oi}(x_i, y_i, t) dx_i \\ &\quad + \frac{1}{2} \rho C_d A_i \sqrt{\frac{8}{\pi}} \sigma_i \frac{1}{L_i} \int_{L_i} \dot{V}_{oi}(x_i, y_i, t) dx_i \quad (16) \end{aligned}$$

ここで、 x_i, y_i : 節点 i の座標値、 L_i : 部材の水平投影長、 A_i, V_i : 部材の投影面積及び体積であり、部材直径は着目区間内では一定とした。微小振幅波理論によれば、任意の鉛直方向位置 y_i における水粒子の速度と加速度は、対応する海面上の位置 x_i での海面上昇量 $\eta(x_i, t)$ を用いて次のように表わされる。

$$\dot{V}_{oi}(x_i, y_i, t) = \omega \frac{\cosh ky_i}{\sinh kh} \eta(x_i, t) \quad i // x \quad (17.a)$$

$$\ddot{V}_{oi}(x_i, y_i, t) = \omega^2 \frac{\cosh ky_i}{\sinh kh} \eta(x_i, t) \quad i // x \quad (17.b)$$

$$\dot{V}_{oi}(x_i, y_i, t) = \omega \frac{\sinh ky_i}{\sinh kh} \eta(x_i, t) \quad i // y \quad (17.c)$$

$$\ddot{V}_{oi}(x_i, y_i, t) = \omega^2 \frac{\sinh ky_i}{\sinh kh} \eta(x_i, t) \quad i // y \quad (17.d)$$

ここで、 $i // x, i // y$ は、添字 i で識別される水粒子の速度ベクトルの方向が、それぞれ x 軸、 y 軸に平

行であることを示し、 h は対象海域の水深である。

式(16)と式(17)より、節点 i に作用する等価線形化波力は、部材の水平投影区間内の海面上昇量の平均値に基づいて算定したものと同値であることが分かる。ただし、本研究では、微小振幅波理論を用いて水粒子の運動を記述するので、水深方向には水粒子の運動の相関はないとした。

一方、式(16)より、等価線形化波力の自己相関関数の一般項は次式で表される。

$$R_{\bar{P}_i \bar{P}_j}(\tau) = C'_{Mi} C'_{Mj} R_{\bar{V}_{oi} \bar{V}_{oj}}(\tau) + \bar{C}_{Di} \bar{C}_{Dj} R_{\bar{V}_{oi} \bar{V}_{oj}}(\tau) \quad (18)$$

式(16)と式(17)を式(18)に代入して、水粒子速度と加速度の自己相関関数が得られる。以下では、 $i // x$ 、 $i // y$ の場合について示す。

$$R_{\bar{V}_{oi} \bar{V}_{oj}}(\tau) = \omega^4 \frac{\cosh \kappa y_i \cosh \kappa y_j}{\sinh^2 \kappa h} \times \frac{1}{L_i L_j} \left\langle \int_{L_i} \eta(x_i, t) dx_i \int_{L_j} \eta(x_j, t + \tau) dx_j \right\rangle \quad (19. a)$$

$$R_{\bar{V}_{oi} \bar{V}_{oj}}(\tau) = \omega^2 \frac{\cosh \kappa y_i \cosh \kappa y_j}{\sinh^2 \kappa h} \times \frac{1}{L_i L_j} \left\langle \int_{L_i} \eta(x_i, t) dx_i \int_{L_j} \eta(x_j, t + \tau) dx_j \right\rangle \quad (19. b)$$

ただし、式(15)から式(18)を導く際に、次に示す微小振幅波理論で表した水粒子の速度と加速度の相関関数の関係を用いた²⁾。

$$R_{\bar{V}_{oi} \bar{V}_{oj}}(-\tau) = R_{\bar{V}_{oi} \bar{V}_{oj}}(\tau) \quad (20)$$

式(18)をフーリエ変換して、等価線形化波力のクロススペクトル密度関数が得られる。クロススペクトルマトリックスの一般項は次式となる。

$$S_{\bar{P}_i \bar{P}_j}(\omega) = C'_{Mi} C'_{Mj} S_{\bar{V}_{oi} \bar{V}_{oj}}(\omega) + \bar{C}_{Di} \bar{C}_{Dj} S_{\bar{V}_{oi} \bar{V}_{oj}}(\omega) \quad (21)$$

同様に、式(19)をフーリエ変換して、水粒子速度と加速度のクロススペクトル密度関数を次のように表すことができる。

$$S_{\bar{V}_{oi} \bar{V}_{oj}}(\omega) = \omega^4 \frac{\cosh \kappa y_i \cosh \kappa y_j}{\sinh^2 \kappa h} \times \frac{1}{L_i L_j} \int_{L_i} \int_{L_j} S_{\eta\eta}(x_i, x_j, \omega) dx_i dx_j \quad (22. a)$$

$$S_{\bar{V}_{oi} \bar{V}_{oj}}(\tau) = \omega^2 \frac{\cosh \kappa y_i \cosh \kappa y_j}{\sinh^2 \kappa h} \times \frac{1}{L_i L_j} \int_{L_i} \int_{L_j} S_{\eta\eta}(x_i, x_j, \omega) dx_i dx_j \quad (22. b)$$

$S_{\eta\eta}(x_i, x_j, \omega)$ は、海面上の任意の2点 x_i 、 x_j に作用する海面上昇量のクロススペクトル密度関数であり、一次元の海面上昇量のパワースペクトル密度関数と方向関数(directionality function)の積で与えられ、十分に発達した風波の場合には、 x 軸方向へ波浪が伝播する効果は次のように表わされる⁶⁾。

$$S_{\eta\eta}(x_i, x_j, \omega) = S_{\eta\eta}(\omega) \cdot \exp\{i\kappa(\omega) \cdot (x_i - x_j)\} \quad (23)$$

$S_{\eta\eta}(\omega)$ は、一次元の海面上昇量のパワースペクトル密度関数、 $\kappa(\omega)$ は波数であり次式で与えられる。

$$\kappa(\omega) \tanh \kappa h = \frac{\omega^2}{g}, \quad g : \text{重力加速度} \quad (24)$$

式(23)を式(22)に代入して水粒子速度と加速度のクロススペクトル密度関数を次のように書き換える。

$$S_{\bar{V}_{oi} \bar{V}_{oj}}(\omega) = \omega^4 \frac{\cosh \kappa y_i \cosh \kappa y_j}{\sinh^2 \kappa h} |\chi_{\eta\eta}(\omega)|_{ij}^2 S_{\eta\eta}(\omega) \quad (25. a)$$

$$S_{\bar{V}_{oi} \bar{V}_{oj}}(\omega) = \omega^2 \frac{\cosh \kappa y_i \cosh \kappa y_j}{\sinh^2 \kappa h} |\chi_{\eta\eta}(\omega)|_{ij}^2 S_{\eta\eta}(\omega) \quad (25. b)$$

ただし、

$$|\chi_{\eta\eta}(\omega)|_{ij}^2 = \frac{1}{L_i L_j} \int_{L_i} \int_{L_j} \exp\{i\kappa(\omega) \cdot (x_i - x_j)\} dx_i dx_j \quad (26)$$

ここで、 $|\chi_{\eta\eta}(\omega)|_{ij}^2$ は、部材水平投影区間での方向関数の平均値の積であり、波の広がりによる波力の低減効果を表す関数として定義できる。本研究では、これを波浪伝播方向に関する水力アドミッタンス(Hydrodynamic admittance)と呼ぶことにする。

図-1に示す節点 p と r または q と s のように、部

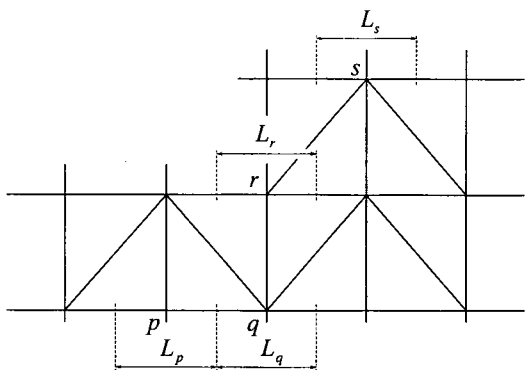


図-1 節点と対応する着目区間長の定義

材長 L のそれぞれの x 軸への投影が重ならない場合には、横梁、斜材に対する水力アドミッタンスは次のようになる。

$$x_i \neq x_j, \quad L_i \neq L_j \text{ より,}$$

$$\begin{aligned} |\chi_{\eta\eta}(\omega)|_{ij}^2 &= \frac{1}{L_i L_j} \int_{L_i} \int_{L_j} \exp\{i\kappa(\omega) \cdot (x_i - x_j)\} dx_i dx_j \\ &= \frac{1}{L_i L_j} \int_{x_i - \frac{L_i}{2}}^{x_i + \frac{L_i}{2}} \int_{x_j - \frac{L_j}{2}}^{x_j + \frac{L_j}{2}} \exp\{i\kappa(x_i - x_j)\} dx_i \cdot dx_j \\ &= \frac{1}{\kappa^2 L_i L_j} e^{i\kappa(x_i - x_j)} \left(2i \sin \frac{\kappa L_i}{2} \right) \left(-2i \sin \frac{\kappa L_j}{2} \right) \\ &= \varepsilon_{ij} \frac{2 \sin \frac{\varepsilon_i}{2}}{\varepsilon_i} \frac{2 \sin \frac{\varepsilon_j}{2}}{\varepsilon_j} \end{aligned} \quad (27. a)$$

ここで、 $\varepsilon_i = \kappa L_i$ 、 $\varepsilon_j = \kappa L_j$ 、 $\varepsilon_{ij} = e^{i\kappa(x_i - x_j)}$ である。

特別な場合として、図-1 に示す節点 q と r のように、部材長 L のそれぞれの各部材の x 軸への投影が重なる場合には、横梁、斜材に対する水力アドミッタンスは次のようになる。

$$x_i = x_j, \quad L_i = L_j \text{ より,}$$

$$|\chi_{\eta\eta}(\omega)|_{ij}^2 = \frac{2}{\varepsilon_i^2} (1 - \cos \varepsilon_i) \quad (27. b)$$

また、柱は離散的に配置されていることから、柱に対する水力アドミッタンスは次のようになる。

$$\begin{aligned} |\chi_{\eta\eta}(\omega)|_{ij}^2 &= \frac{1}{L_i L_j} \int_{L_i} \int_{L_j} \exp\{i\kappa(\omega) \cdot (x_i - x_j)\} dx_i dx_j \\ &= \frac{1}{L_i L_j} \int_{x_i - \frac{L_i}{2}}^{x_i + \frac{L_i}{2}} \int_{x_j - \frac{L_j}{2}}^{x_j + \frac{L_j}{2}} \exp\{i\kappa(x_i - x_j)\} dx_i \exp\{i\kappa(x_i - x_j)\} dx_j \\ &= e^{i\kappa(x_i - x_j)} = \varepsilon_{ij} \end{aligned} \quad (28)$$

これらのことより、水粒子速度と加速度のクロススペクトル密度関数の一般項を、水力アドミッタンスと一次元の海面上昇量のパワースペクトル密度関数を用いて表わすことができる。

$$S_{\dot{v}_i \dot{v}_j}(\omega) = \omega^2 \frac{\cosh \kappa y_i \cosh \kappa y_j}{\sinh^2 \kappa h} |\chi_{\eta\eta}(\omega)|_{ij}^2 S_{\eta\eta}(\omega) \quad [i // x, \quad j // x \text{ の場合}] \quad (29. a)$$

$$S_{\dot{v}_i \dot{v}_j}(\omega) = \omega^2 \frac{i \cosh \kappa y_i \sinh \kappa y_j}{\sinh^2 \kappa h} |\chi_{\eta\eta}(\omega)|_{ij}^2 S_{\eta\eta}(\omega) \quad [i // x, \quad j // y \text{ の場合}] \quad (29. b)$$

$$S_{\dot{v}_i \dot{v}_j}(\omega) = \omega^2 \frac{-i \sinh \kappa y_i \cosh \kappa y_j}{\sinh^2 \kappa h} |\chi_{\eta\eta}(\omega)|_{ij}^2 S_{\eta\eta}(\omega) \quad [i // y, \quad j // x \text{ の場合}] \quad (29. c)$$

$$S_{\dot{v}_i \dot{v}_j}(\omega) = \omega^2 \frac{\sinh \kappa y_i \sinh \kappa y_j}{\sinh^2 \kappa h} |\chi_{\eta\eta}(\omega)|_{ij}^2 S_{\eta\eta}(\omega) \quad [i // y, \quad j // y \text{ の場合}] \quad (29. d)$$

$$S_{\dot{v}_i \dot{v}_j}(\omega) = \omega^2 S_{\dot{v}_i \dot{v}_j}(\omega) \quad (29. e)$$

式(21)と式(29)より、等価線形化波力のクロススペクトル密度関数は、一次元の海面上昇量のパワースペクトル密度関数に基づく等価線形化抗力と慣性力のパワースペクトル密度関数の和に、水力アドミッタンスを乗じて得られることが分かる。

4. 最大応答値の期待値

着目量 q の rms 応答値 σ_{qq} を用いて、着目量の最大応答値の期待値 q_{\max} を求めることができる。

$$q_{\max} = g \cdot \sigma_{qq} \quad (30)$$

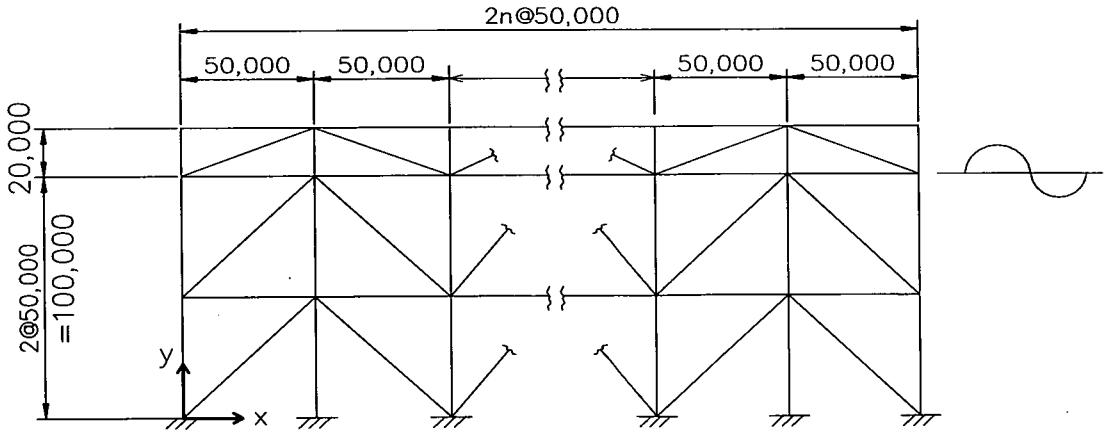


図-2 解析モデル図 (単位: mm)

表-1 解析モデル諸元

| スパン数 | 構造物長 | 固有周期 |
|------|--------|--------|
| n= 1 | 100 m | 1.03 秒 |
| n= 5 | 500 m | 0.94 秒 |
| n=10 | 1000 m | 0.92 秒 |

$$A = \frac{1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{\pi}{2}} \lambda \gamma\right)}{1 - \exp\left(\frac{-\gamma^2}{2}\right)} \quad (32. b)$$

$$\lambda = \left(1 - \frac{\alpha_1^2}{\alpha_0 \alpha_2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (32. c)$$

g は応答倍率であり、次式で求められる.

$$g = \sqrt{2 \ln(nT)} + \frac{0.5772}{\sqrt{2 \ln(nT)}} \quad (31. a)$$

$$n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_0}} \quad (31. b)$$

$$\alpha_i = \int_0^\infty \dot{\omega}^i S_{qq}(\omega) d\omega \quad (i = 0, 1, 2) \quad (31. c)$$

$S_{qq}(\omega)$ は着目量の応答のパワースペクトル密度関数であり、評価時間 T は次に示す初期通過確率に基づいて算定することにした。応答値が任意の限界値 γ を超過しない確率 $L(\gamma)$ は、初期通過確率により、補正係数 A を含んだ形で表される⁹⁾。

$$L(\gamma) = \exp\left[-\frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_0}} T \exp\left(\frac{-\gamma^2}{2}\right) A\right] \quad (32. a)$$

5. 解析結果と考察

(1) 波の広がりか動的応答量に及ぼす影響

波の広がりか海洋構造物の動的応答量に及ぼす影響について、図-2 に示す解析モデルを用いて検討を行った。解析の対象にした海洋構造物は鋼製であり、円形断面を有する柱、横梁、斜材で構成されている。また、海面上 20m の位置には十分に剛で水平長 100m 当たり 2.0×10^6 kg の質量を有するデッキが配置されている。柱の直径は 3m、横梁及び斜材の直径は 1m であり、すべての部材の板厚は 25mm とした。尚、対象海域の水深は 100m とした。表-1 に解析モデルのスパン割りとそれぞれの場合の固有周期を示す。本研究では、これら解析モデルの固有周期をほぼ同じにし、構造物が長くなっても波の主たる周期と構造物の固有周期との関係を保つようにした。

本研究で用いた波のパワースペクトル密度関数は、式(33)で表わされる Bretschneider 型である⁹⁾。波浪条件を表わすパラメータである平均波高: \bar{H} (m)、平均周期: \bar{T} (s) の組合せを $(\bar{H}, \bar{T}) = (7.0, 11.7)$ 、

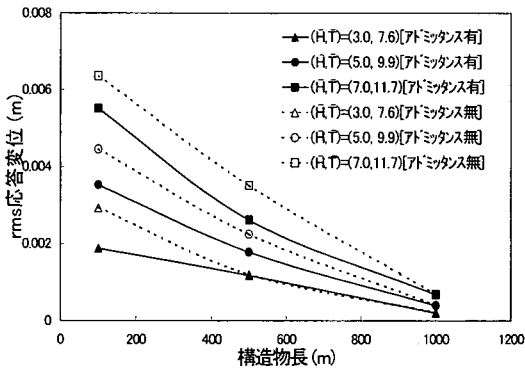


図-3 構造物の長さ と rms 応答変位の関係

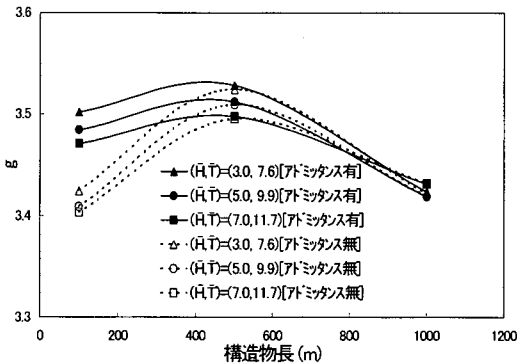


図-4 構造物の長さ と 応答倍率の関係

(5.0, 9.9), (3.0, 7.6)とした。尚、首藤⁹⁾によれば、本研究で用いた水深と波浪条件は、微小振幅波理論が適用可能な範囲である。

$$S_{\eta}(\omega) = \left(\frac{A}{\omega^5} \right) \exp\left(-\frac{B}{\omega^4} \right) \quad (33. a)$$

$$A = 4210 \left(\frac{\bar{H}}{\bar{T}^2} \right)^2, \quad B = \frac{1052}{\bar{T}^4} \quad (33. b)$$

図-3に構造物の長さ と rms 応答変位との関係を示す。rms 応答変位は、各解析モデルの座標値(x, y) = (0m, 120m)の点で求めたものである。また、比較のため、水カアドミッタンスを考慮しない場合の結果も合わせて示す。

図-3より、水カアドミッタンスを考慮した場合のrms 応答変位は、水カアドミッタンスを考慮しない場合のそれに比べて2~3割程度低下することが分

かる。特に、100mの長さの構造物では、波高が低くなると応答が低下する割合が大きくなり、平均波高3mの場合では、応答が5割程度低下していることが分かる。一方、構造物の長さが1000m程度になると、波高に関係なく応答低下の効果がほぼなくなることが分かる。このことは、海洋構造物の応答量を適切に求めるためには、波の広がり の効果を考慮する必要があることを示している。また、平均波高が低い場合には、構造物長500m程度から応答低下の効果がなくなることから、波高が低くなると構造物長が短い段階から応答低下の効果が薄れてくる ことが分かる。

(2) 波の広がり が 応答倍率 に 及ぼす 影響

表-1に示す各解析モデルの変位の応答倍率を構造物の長さ毎にプロットしたものが図-4である。また、比較のため、水カアドミッタンスを考慮していない場合の結果も合わせて示す。尚、応答倍率を算定した節点は、(1)節と同じものである。限界値はrms 応答値の3倍($\gamma = 3$)とし、応答非超過確率は3%とした。本研究では、評価時間Tの値は全解析ケースで一般的な台風の暴風継続時間(3~5時間)より小さな値(1000~2000s前後)となり、実際に再現される継続時間内にある結果となった。

図-4より、構造物長100mの場合に、水カアドミッタンスを考慮した場合の応答倍率が、水カアドミッタンスを考慮しない場合に比べて若干増大するが、長さ500m程度以上の構造物では、波高や構造物長の区別なく水カアドミッタンスの有無が応答倍率に及ぼす効果はほとんどないことが分かる。

6. おわりに

本研究で得られた結果を次に要約する。

- 1) 節点に作用する波の広がりを考慮した等価線形化波力が、部材水平投影区間内の海面上昇量の平均値に基づいて算定できることを示した。
- 2) 等価線形化波力のクロススペクトル密度関数が、海面上昇量のクロススペクトル密度関数を用いて表せることを示した。
- 3) 海面上昇量のクロススペクトル密度関数が、一次元の海面上昇量のパワースペクトル密度関数と方向関数の積で与えられることから、部材水平投影区間内での方向関数の平均値の積を水カアドミッタンスと定義し、波の広がりによる波力の低減効果を表わした。また、横梁、斜材、柱に対する水カアドミッタンスを示した。

- 4) 等価線形化波力のクロススペクトル密度関数が、一次元の海面上昇量のパワースペクトル密度関数に基づく等価線形化抗力と慣性力のパワースペクトル密度関数の和に水力アドミッタンスを乗じて算定できることを示した。
- 5) 水力アドミッタンスを考慮した場合の応答は、水力アドミッタンスを考慮しない場合に比べて 2～3 割程度低下するが、構造物の長さが 1000m 程度になると、応答低下の効果がほぼなくなることを示した。
- 6) 長さ 500m 程度以上の構造物では、波高や構造物長の区別なく水力アドミッタンスの有無が応答倍率に及ぼす効果はほとんどないことを示した。
- 7) 長さを有する海洋構造物の動的応答解析には、波浪の伝播による波の広がりの効果を考慮することが重要であることを示した。
- 3) Malhotra, A. K. and Penzien, J.: Nondeterministic analysis of offshore structures, *Journal of the Engineering Mechanics Division, Proceedings of ASCE*, EM6, pp. 985-1003, 1970.
- 4) Morison, J. R., O'Brien, M. P., Johnson, J. W. and Schaaf, S. A.: The Force Exerted by Surface Waves on Piles, *Petroleum Transactions*, A. I. M. E., Vol. 189, 1950.
- 5) 谷口朋代, 河野健二: 波-潮流-構造物の相互作用を考慮した有脚式海洋構造物の不規則応答解析, 土木学会論文集, No. 661/1-53, pp. 141-149, 2000.
- 6) Zienkiewicz, O. C., Lewis, R. W. and Stagg, K. G.: *Numerical Methods in Offshore Engineering*, John Wiley & Sons, Ltd., pp. 246-248, 1978.
- 7) Vanmarcke, E. H.: On the distribution of the first-passage time for normal stationary random process, *Journal of Applied Mechanics, ASME*, Vol. 42, pp. 215-220, 1975.
- 8) Bretschneider, C. L.: *Sea motion and wave forecasting, Handbook of Ocean and Underwater Engineering*, McGraw-Hill, 1969.
- 9) 首藤伸夫: 非線形長波の変形, 水路幅, 水深の変化する場合, 第 21 回海岸工学講演会論文集, pp. 57-64, 1974.

参考文献

- 1) 河野健二, 橋本努, 岩永昇二: 大型海洋構造物の動的応答に関する基礎的研究, 構造工学論文集, Vol. 46A, pp. 523-530, 2000.
 - 2) Borgman, L.E.: Spectral analysis of ocean wave forces on piling, *Journal of the Waterways and Harbors Division, Proceedings of ASCE*, WW2, pp. 129-156, 1967.
- (2000.12.8 受付)

NONDETERMINISTIC ANALYSIS OF LARGE FIXED-TYPE OFFSHORE STRUCTURES LOCATED PARALLEL TO THE WAVE DIRECTION

Tomoyo TANIGUCHI and Kenji KAWANO

This paper provides general theory of nondeterministic analysis of practical offshore structures subjected to the wave, that is located parallel to the wave direction and possess wide spans, multiple-piles, horizontal and slant bracing. In accordance with linearized equation of motion, its structural responses can be obtained by the random vibration approach. The linearized wave excitation matrix consists of cross-spectral density function of wave height, which is the product of one-dimensional sea spectrum and directionality function. To account the fact that the same wave forces do not occur simultaneously over the entire structure, a hydrodynamic admittance, the products of average values of directionality function, is introduced. It is suggested that the hydrodynamic admittance have significant contributions on the dynamic response of the offshore structures.