

海洋ジャケットの波浪応答解析

大阪大学工学部 正 員 前田 幸雄

大阪大学工学部 正 員 大倉 一郎

大阪大学大学院 学生員 ○吉井 真

1. まえがき 既報¹⁾では、実構造物に基づいたジャケットの固有振動解析を行ない、その振動特性を明らかにした。本報告では、ノーマルモード法を用いて波高スペクトルと応答スペクトルとの関係を定式化し、これに基づいて、ジャケットの波浪応答解析プログラムを作成した。今回は、単一円柱モデルに対し、波力の離散化方法及びモード数が応答に与える影響を調べたので、以下に報告する。

2. 波高スペクトルと応答スペクトルの関係 ジャケットの円管断面部材に作用する波力を与える波力式には、モリソン公式の抗力項を線型化した Borgman の第1近似式²⁾を用いた。したがって、図-1に示すような単一円柱を支配する振動方程式は、円柱と水粒子の相対速度及び相対加速度を考慮すると次式のように表わせる。

$$(m + \rho_w C_V \frac{\pi D^2}{4}) \ddot{x} + (C + \frac{1}{2} \rho_w C_D \frac{\pi D}{4} U) \dot{x} + kx = \frac{1}{2} \rho_w C_D \frac{\pi D}{4} U \dot{u} + \rho_w C_H \frac{\pi D^2}{4} \ddot{u} \quad (1)$$

ここに、 m ; C ; k : 円柱の質量、減衰係数、剛性、 ρ_w : 流体の単位質量、 C_D : 抗力係数、 C_H : 質量力係数、 C_V : 付加質量係数、 D : 円柱の直径、 u ; $\dot{u}$: 水平方向の水粒子速度及び加速度、 U : 水粒子速度の標準偏差。この式を基礎式として、ジャケットの離散化に関しては有限要素法を適用し¹⁾、波力の離散化については、各節点で連結される部材の部材長の半分に、節点における水粒子速度及び加速度で算定される波力を等分布荷重として作用させ、その総計を節点外力とした。したがって、節点 i に作用する波力 f_i は、次式のように導かれる。

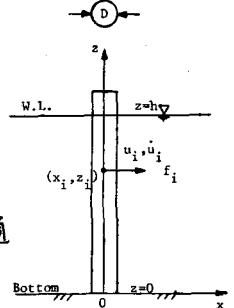


図-1 単一円柱に作用する波力、及び座標系

$$f_i = C_{Di} \dot{u}_i + C_{Hi} \ddot{u}_i, \text{ ただし, } C_{Di} = \sum_m \frac{1}{2} \rho_w C_D D_m l_m, C_{Hi} = \sum_m \rho_w C_H \frac{\pi D_m^2}{4} l_m \quad (2)$$

ここに、 D_m ; l_m は、節点 i で連結される部材 m の直径及び水粒子運動と垂直な面への投影長の半分である。離散化した振動方程式にノーマルモード法を適用し、式(1)の変位速度項にみられる流体減衰を各モードの有効減衰の中へ含めるものと仮定すると、任意節点 P の変位スペクトル $S(\omega)$ は、次式のように導かれる。ただし、 i は、虚数単位である。 (3)

$$S(\omega) = \sum_k \sum_l \sum_j \underbrace{\phi_{kP} \phi_{lP} \phi_{jP}}_{\textcircled{1}} \underbrace{H_k^*(\omega) H_l(\omega)}_{\textcircled{2}} \underbrace{[C_{Di} C_{lj} + i \omega (C_{Di} C_{lj} - C_{Hi} C_{lj}) + \omega^2 C_{Hi} C_{lj}]}_{\textcircled{3}} \underbrace{\frac{\cosh k z_i \cosh k z_j}{\sinh^2 k h}}_{\textcircled{4}} \underbrace{\cos k (x_i - x_j)}_{\textcircled{5}} S(\omega) \quad (3)$$

ここで、項①はジャケットの振動特性を表わし、 ϕ_{ki} , $H_k(\omega)$ は第 k 次振動モードの振動モード及び周波数応答関数(*は共役成分)である。項②は離散化した波力の作用断面を表わす。項③は波力の水深方向の相互相関を表わし、項④は波力の空間的位相差を表わす。項⑤は海象を与える波高スペクトルであり、本研究では Pierson-Moskowitz のスペクトルを用いた。応答の変動特性を与える指標としては、スペクトル幅パラメータ ε : $\varepsilon = \sqrt{1 - M_2^2 / M_0 M_4}$ を用いた³⁾。ここに、 M_n はスペクトルの n 次モーメントであり、 $M_n = \int_{-\infty}^{\infty} \omega^n S(\omega) d\omega$ 。特に0次モーメントは、

応答の分散を与える。 $\varepsilon \rightarrow 0$ のとき応答は狭域帯であり、 $\varepsilon \rightarrow 1$ のとき応答は広域帯である。

3. 波力算定の照査 式(3)の項③は、波力が静水面で最大となり、水深が増すに従い急速に減少する分布をなすことを示し、要素分割の粗密が波力算定に影響を及ぼす。これを調べるために、図-2に示す単一円柱モデルに対し、図-3に示すように要素分割を変化させて応答計算を行なった。モデルの固有振動数は、第1次が0.3268Hz、第2次が2.896Hzである。設定海象は有義波高7.5m、減衰率は各モードとも0.05を与えた。図-4は、頂部及び点Pの変位の各モードを示したものである。静水面近傍の要素分割を密にすれば、解は一定値に近づくことがわかる。

4. 計算モード数の検討 上で示した単一円柱モデルにおいて、その固有振動数が波浪の卓越周波数と離れた場合(I)と、近接した場合(II)について計算モード数を変化させたときの曲げモーメントの応答を図-5に示す。設定海象は、有義波高7.5m(ピーク周波数0.0727Hz)である。第1次固有振動数が波浪の卓越周波数に近い場合は、第1次振動モードだけで十分近似できるが、第1次固有振動数が波浪の卓越周波数と離れている場合は、高次の振動モードまで計算に含める必要があると考えられる。

5. 海象の変化に対する応答

4. で用いたモデル(I)の応答計算結果の一部を図-6に示す。有義波高が大きい海象であれば、変位の標準偏差は増大し、スパフトル幅パラメータの値も大きくなり、広域帯の応答となる。しかし、底部では、スパフトル幅パラメータの値は、ほとんど変化せず1に近い。(参考文献) 1) 年譜概要集: I-214, 1982 2) Borgman L.E. ASCE vol.93 WW2 May,1967

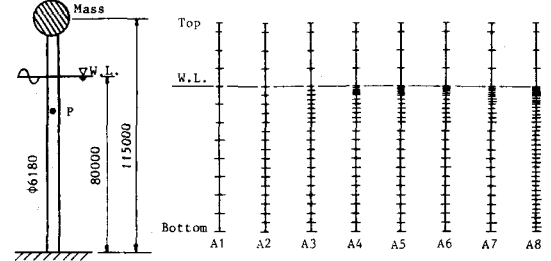


図-2 円柱モデル

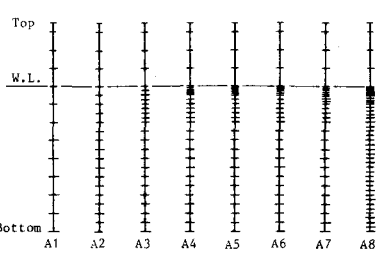


図-3 要素分割状態

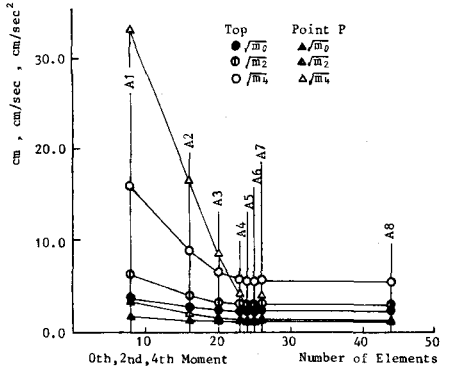


図-4 変位の応答計算結果

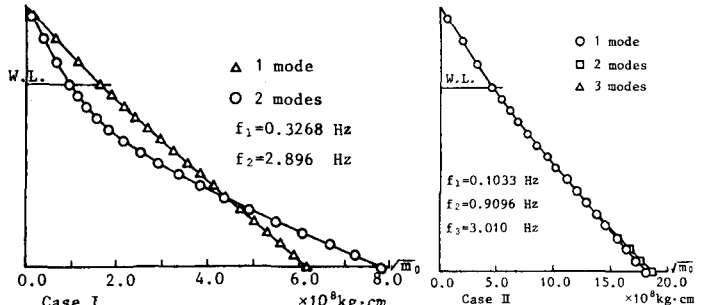


図-5 モード数の変化に対する曲げモーメントの応答 (図中の f_1, f_2, f_3 はそれぞれ 1, 2, 3 次の固有振動数)

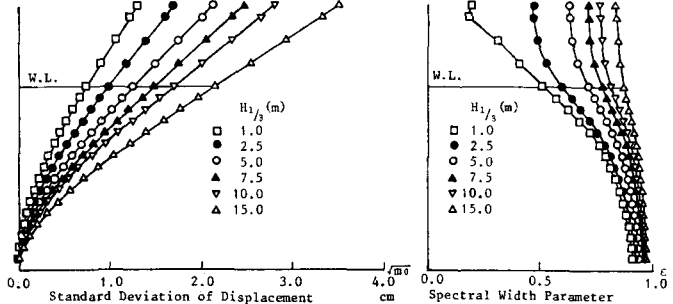


図-6 変位の応答計算結果