

長波近似を用いた浮体の非線形動揺計算

名古屋工業大学 学生員 ○ 平岡 慎司

名古屋工業大学 学生員 小林 勝信

名古屋工業大学 正会員 喜岡 渉

1. はじめに

不規則波動場の浮体には、成分波個々の周波数の和と差の周波数に対応する非線形波強制力が働く。こうした非線形流体力は、線形の流体力と比べると通常1オーダー小さいが、その周期が浮体の係留系の特定のモードの固有周期に一致する場合には過大な応答を引き起こすことから、浮体式構造物の設計には重要な外力となる。非線形不規則波動場の浮体の応答計算には、周波数領域における解法よりも時間領域における解法が有利と考えられるものの、計算方法としては弱非線形モデル(Ng・Isaacson, 1993)が挙げられるのみで、計算効率の点からも不規則波に対して確立された方法とはなっていない。そこで本研究では、Boussinesq方程式を浮体下の領域に拡張して、長波近似による効率的な浮体の動揺計算法の開発を試みた。ただし、本研究では基礎的段階として、固定した浮体についての検討を模型実験による結果とも照合することによって行うものとする。

2. 浮体近傍の長波近似

図-1に示すように座標軸をとり、一定水深の領域に浮体構造物を固定した領域を考える。浮体下の領域について、Boussinesq方程式を拡張すると基礎式は無次元量を用いて以下のように表される。

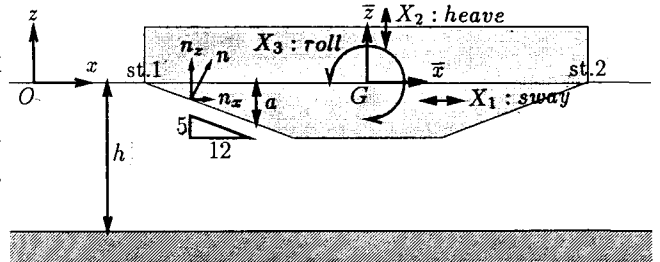


図-1 計算領域

$$\mu^2 \Phi_{xx} + \Phi_{zz} = 0 \quad (-1 < z < -a) \quad (1)$$

$$\mu^2 \Phi_x n_x + \Phi_z n_z = f \quad (z = -a) \quad (2)$$

$$\varepsilon \Phi_t + \frac{1}{2} (\varepsilon^2 \Phi_x^2 + \frac{\varepsilon^2}{\mu^2} \Phi_z^2) - a(x) + p(x, t) = 0 \quad (z = -a) \quad (3)$$

$$\Phi_z = 0 \quad (z = -1) \quad (4)$$

ここで、添字は偏微分を表し、 Φ は速度ポテンシャル、 p は圧力、 a は浮体の喫水深であり、 n_x, n_z はそれぞれ浮体に対する法線ベクトルの x, z 方向成分である。また、入射波の振幅を A 、波数を k 、静水深を h とすると、式中の二つのパラメーターは、 $\varepsilon = A/h$ 、 $\mu = kh$ で与えられる。次に、法線方向の浮体の動揺速度を示す式中の f については次式で与えられる。

$$f = (\dot{X}_1 + \dot{X}_3 \bar{x}) n_x + (\dot{X}_2 - \dot{X}_3 \bar{x}) n_z \quad (5)$$

ここで、 X_i ($i = 1, 2, 3$)は図-1に示すような浮体の動揺モードである。この X については、各時間ステップで次の浮体の振動方程式を解くことにより求めることができる。ただし、ここでは波強制力についてのみ検討を加えたため動揺量の計算は省略し、 $f = 0$ と置いた。

$$M \ddot{X}_l = F_l \quad (l = 1, 2, 3) \quad (6)$$

上式における M は質量マトリックスであり, F_i は全流体力である.

浮体下の領域で拡張した Boussinesq 方程式は, 次元量で表すと以下のように表される.

$$n_x \left[u - \frac{(h-a)^2}{3} u_{xx} \right] + n_z [(h-a)u_x] = 0 \quad (7)$$

$$u_t + uu_x - \frac{(h-a)^2}{3} u_{xxt} - ga_x + \frac{1}{\rho} p_x = 0 \quad (8)$$

ここで u は水深平均流速である.

上式 (7), (8) の計算は差分法によったが, 浮体と自由表面の交点 i における流速 u と圧力 p (または水位変動 η) は直接求めることができない. ここでは, 浮体近傍の格子点 ($i-1$) における流速 u を初期値として繰り返し法によって i 点における流速を求め, 浮体下の Boussinesq 方程式 (7), (8) を波動場の Boussinesq 方程式と接続させた. なお, 圧力 p についても以下の関係式を用いて同様な処理を行った.

$$p = \rho g(\eta - z) + \frac{\rho}{2}(2zh + z^2)u_{xt} \quad (9)$$

3. 計算結果と考察

式 (7), (8) を解く前に, 浮体に対する長波近似モデルの妥当性を検証するため, 式 (1) ~ (3) において $O(\varepsilon) = 1$, $\mu^2 \rightarrow 0$ とする Airy 近似による方程式を用いた計算を行った. 入射波は, 周期が 1.2s, 1.5s, 2.0s の正弦波とし, 波高は 4.0cm で一定とした. 水深は 20.0cm で, 浮体の形状については図-1 に示すように最大喫水深を 8.2cm とした. 図-2 にそれぞれ周期 1.2s, 1.5s, 2.0s の浮体の前面 (st.1) と後面 (st.2) における時間波形を示す. これらの図から, 周期が短くなるにつれ浮体後面 (st.2) での波高が小さくなり透過率が低くなっていることがわかる. 時間波形に見られる高周波成分については, 実験による照合をまだ行っていないので明かではないが, 波の非線形性によるものと考えられる. なお, 浮体前面における同様な高周波数成分については Ng・Isaacson(1993) による弱非線形計算にも現れている.

4. おわりに

本研究では, 浮体の非線形動揺計算法についての基礎的研究として, 浮体を固定して波強制力についてのみの検討を行った. 次の課題としては, 浮体の振動方程式を各時間ステップで解くことで浮体の動揺を考慮に入れた, 非線形動揺計算法を確立し, 不規則波動場に対する適用性を検討することが挙げられる. なお, ここに示した長波近似式は 3 次元波動場への拡張も容易である.

参考文献

Ng, J. Y. T. and M. Isaacson (1993): Second-order wave interaction with two-dimensional floating bodies by a time-domain method, Appl. Ocean Res., Vol. 15, pp. 15-105

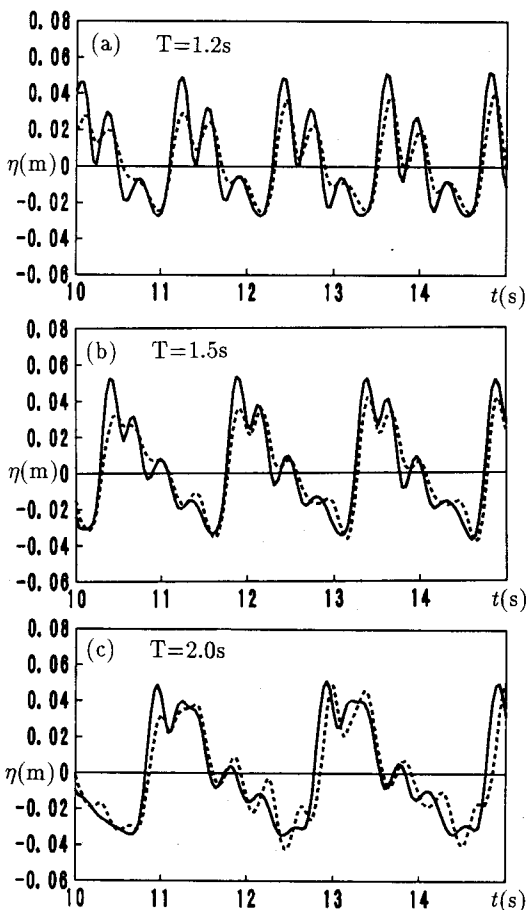


図-2 浮体前面 (st.1) と浮体後面 (st.2) における時間波形