ポントーン型超大型浮体式海洋構造物の 波浪中弾性応答に関する研究

——第3報 非線形波力の影響——

正員 前 田 久 明* 正員 増 田 光 一**
正員 居 駒 知 樹*

Hydroelastic Responses of Pontoon Type Very Large Floating Offshore Structure
——The 3rd Report The Effects of 2nd-order wave loads——

by Hisaaki Maeda, *Member* Koich Masuda, *Member*
Tomoki Ikoma, *Member*

Summary

We have developed the estimation method of the first-order hydroelastic responses of a very large floating structure. The deformation of the structure is small in the frequency ranges of the wind wave, because the wavelengths are very short comparing with the length of the structure. However, the lengths of the second-order long period waves that are the difference-frequency component of the second-order wave are very long. Generally, effects of that wave are very important for the design of the mooring system. But, the hydroelastic responses may be occurred by the second-order long period vertical wave loads.

In this paper, we examined the behavior of the hydroelastic responses of the very large floating structure due to the second-order wave forces. Then, the analysis method of the second-order wave loads on elastic modes is developed. The method is based on the pressure distribution method.

1. 緒 言

著者らは、過去超大型浮体に関して「第1報」¹⁾、「第2報」²⁾に圧力分布法による浅喫水箱型浮体に働く流体力推定法及び応答と運動量理論に基づく定常波漂流力の算定法について示し、それらの特性を考察してきた。流体力の解析精度に対しては、Kashiwagi³⁾や影本ら⁴⁾が飛躍的に向上させている。そして、M. Kashiwagi et al⁷⁾やN. Ma et al⁸⁾の計算結果によれば5,000 m級の超大型浮体の通常風浪域での応答は比較的小さいことが分かる。このことは、著者らも「第1報」¹⁾で多少触れているが、入射側の一部を除いては上下方向の変位は極めて小さいといえる。しかしながら、一見微小に思われるこの変位も浮体構造物に空港

機能を要求する場合、誘導装置の精度上、必ずしも無視できないようである。

超大型浮体が通常波浪域で応答が小さいことは、浮体のスケールに対して入射波が極めて短い波長であることから容易に推測できる。しかし、海洋波には風波のような比較的周期の短い波浪ばかりでなく津波や高潮といった非常に周期の長い波も存在する。これらは本研究では対象外とするが、長周期波と呼ばれる波には風浪によって発生する2次長周期波が存在し、事実係留浮体の長周期動揺はこれによって誘起される。この水平面内の長周期動揺を引き起こす波漂流力は浮体式構造物では非常に重要とされているが、通常スケールの浮体に対しては縦方向の動揺に対してはほとんど問題とされない。その理由は波長が極めて長いために、浮体は水位変動の影響しか受けないためである。ところが、超大型浮体ではそのスケールと2次長周期波の波長が十分に比較し得るものとなる場合が増える。つまり、位置的な水位の差が超大型浮体の範囲内で起こり得るわけであり、そのために浮体が弾性変形させられる可能性がある。

* 東京大学生産技術研究所

** 日本大学理工学部海洋建築工学科

本研究では2次長周期波によるポンツーン型超大型浮体の弾性応答の可能性を理論計算より検討した。本論では2成分波中での2次差周波数成分を2次長周期波と定義し、周波数領域での定常問題を論じた。2次波強制力は圧力分布法 (P. D. M) を基に算定し、モード法によって2次流弾性応答を求めた。

2. 理論計算

2.1 基礎仮定及び座標系

流体の扱いはポテンシャル理論に基づき、またその解析は圧力分布法に従う。本論では流体運動について弱非線形を仮定し、平均位置周りにテーラー展開することでその非線形性を取り扱う。ただし、高次の項は摂動展開によって求め、2次のオーダーまで考慮する。また、ここでは上下方向の弾性応答のみを扱うために水平波力は考えない。座標系を Fig. 1 に示す。

2.2 摂動展開及び変数の定義

速度ポテンシャル Φ 、圧力 P 、水面或いは浮体底面での上下変位 η を摂動パラメータ ε を用いて以下のように摂動展開する。

$$\Phi = \varepsilon \Phi^{(1)} + \varepsilon^2 \Phi^{(2)} + O(\varepsilon^3) \quad (1)$$

$$P = P^{(0)} + \varepsilon P^{(1)} + \varepsilon^2 P^{(2)} + O(\varepsilon^3) \quad (2)$$

$$\eta = \varepsilon \eta^{(1)} + \varepsilon^2 \eta^{(2)} + O(\varepsilon^3) \quad (3)$$

ここで、 $P^{(0)}$ は静水圧を意味するが、浅喫水理論を適用しているため実際は0となる。これらの変数は後に $z=0$ 周りにのみテーラー展開するが、ここではあえて文字を区別しない。ただし、式展開の途中でこの操作を考慮するので結果に対しては問題ない。

次に各変数 ($z=0$ 周りに対する) の時間項を次のように分離する。

$$\varepsilon \Phi^{(1)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N i\omega_i a_i \phi_i^{(1)} e^{-i\omega_i t} \right] \quad (4)$$

$$\varepsilon P^{(1)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N -\rho g a_i p_i^{(1)} e^{-i\omega_i t} \right] \quad (5)$$

Fig. 1 Coordinate system for this study

$$\varepsilon \eta^{(1)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N a_i \eta_i^{(1)} e^{-i\omega_i t} \right] \quad (6)$$

$$\varepsilon^2 \Phi^{(2)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (i\omega^+ a_i a_j \phi_{ij}^+ e^{-i\omega^+ t} + i\omega^- a_i a_j^* \phi_{ij}^- e^{-i\omega^- t}) \right] \quad (7)$$

$$\varepsilon^2 P^{(2)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (-\rho g a_i a_j p_{ij}^+ e^{-i\omega^+ t} - \rho g a_i a_j^* p_{ij}^- e^{-i\omega^- t}) \right] \quad (8)$$

$$\varepsilon^2 \eta^{(2)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (a_i a_j \eta_{ij}^+ e^{-i\omega^+ t} + a_i a_j^* \eta_{ij}^- e^{-i\omega^- t}) \right] \quad (9)$$

ここで、

$$\omega^+ = \omega_i + \omega_j$$

$$\omega^- = \omega_i - \omega_j$$

であり、 ρ は流体密度、 g は重力加速度、 a_i は入射波の複素振幅である。また添字*は複素共役を意味する。

以上は更に入射波成分 (下付添字 I)、散乱波成分 (下付添字 D) 及び、発散波成分 (下付添字 r) に分けることができる。

$$\phi_i^{(1)} = \phi_{Ii}^{(1)} + \phi_{Di}^{(1)} + \sum_{r=1}^M q_{ri}^{(1)} \cdot \phi_{ri}^{(1)} \quad (10)$$

$$p_i^{(1)} = p_{Ii}^{(1)} + p_{Di}^{(1)} + \sum_{r=1}^M q_{ri}^{(1)} \cdot p_{ri}^{(1)} \quad (11)$$

$$\eta_i^{(1)} = \eta_{Ii}^{(1)} + \eta_{Di}^{(1)} + \sum_{r=1}^M q_{ri}^{(1)} \cdot \eta_{ri}^{(1)} \quad (12)$$

$$\phi_{ij}^+ = \phi_{Iij}^+ + \phi_{Dij}^+ + \sum_{r=1}^M q_{rj}^+ \cdot \phi_{rij}^+ \quad (13)$$

$$p_{ij}^+ = p_{Iij}^+ + p_{Dij}^+ + \sum_{r=1}^M q_{rj}^+ \cdot p_{rij}^+ \quad (14)$$

$$\eta_{ij}^+ = \eta_{Iij}^+ + \eta_{Dij}^+ + \sum_{r=1}^M q_{rj}^+ \cdot \eta_{rij}^+ \quad (15)$$

ここで、(10)~(15)式の右辺第3項は発散波成分であるので、運動モード r の基準座標 $q_{ri}^{(1)}$, q_{rj}^+ (principal coordinate) が決定されなければ意味がない。

2.3 波強制力及びラディエーション流体力

圧力分布法において、定常問題とした場合の1次ポテンシャルに関する境界値問題は以下のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \phi_i^{(1)} &= 0 && \text{in } \Omega \\ K_i \phi_i^{(1)} - \phi_{iz}^{(1)} &= 0 && \text{on } S_F \\ K_i \phi_i^{(1)} - \phi_{iz}^{(1)} &= p_i^{(1)} && \text{on } S_H \\ \eta_i^{(1)} &= -\phi_{iz}^{(1)} && \text{on } S_F, S_H \\ \phi_{iz}^{(1)} &= 0 && \text{on } S_B \\ \lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} (\phi_{iR}^{(1)} - ik_i \phi_i^{(1)}) &= 0 && \text{at } S_R \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

ここで、 K_i は無限水深での波数であり、 k_i は浅海波数である。

本来、2次の流体力を解析するためには2次の境界値問題を解く必要があるが、本論では2次散乱波ポテンシャルについては考慮しないことにする。特に、2次差周波数成分に関しては一般にその影響が小さいとされている。2次発

散波ポテンシャルについては、境界値問題における非同次項を全て散乱波問題に持たせるということで、1次ポテンシャルと同様に扱うことができる³⁾。

1次圧力については、

$$\phi_i^{(1)}(x, y) = - \iint_{S_H} p_i^{(1)}(x', y') \times G(x, y, z, x', y', 0) dx' dy' \quad (17)$$

なる関係を使った積分方程式より求められる。ここで、 G は流場の条件を満足するグリーン関数である。ただし、2次発散波圧力是对應する周波数における線形圧力を用いればよいから、今、運動モード r に関する発散波圧力については1次及び2次についての区別をなくして p_{rw} なる変数を用いることにする。つまり、下付添字 ω は計算された円周は数を意味し、

$$\omega \rightarrow \omega_i$$

$$\omega \rightarrow \omega^{\pm}$$

とする。これで、発散波問題については次数を取り除いて考えられる。よって、任意の円周波数 ω に対する付加質量 a_{rs} 及び造波減衰係数 d_{rs} は次のように与えられる。

$$a_{rs} = \frac{\rho}{K} \iint_{S_H} (\eta_r - \text{Re}[p_{rw}]) \eta_s dS_H \quad (18)$$

$$D_{rs} = - \frac{\rho \omega}{K} \iint_{S_H} \text{Im}[p_{rw}] \eta_s dS_H \quad (19)$$

波強制力について示す。今、 r モードに関する波強制力を E_r とする。これを摂動展開して2次のオーダーまで考慮する。

$$E_r(t) = \varepsilon E_r^{(1)}(t) + \varepsilon^2 E_r^{(2)}(t) + O(\varepsilon^3) \quad (20)$$

さらに次のように定義する。

$$\varepsilon E_r^{(1)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N (F_{ri}^{(1)} e^{-i\omega_i t}) \right] \quad (21)$$

$$F_{ri}^{(1)} = a_{ij} f_{ri}^{(1)} \quad (22)$$

$$\varepsilon^2 E_r^{(2)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (F_{rij}^{+} e^{-i\omega_i^+ t} + F_{rij}^{-} e^{-i\omega_i^- t}) \right] \quad (23)$$

$$\left. \begin{aligned} F_{rij}^{+} &= a_{ij} a_j f_{rij}^{+} \\ F_{rij}^{-} &= a_{ij} a_j^* f_{rij}^{-} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

ここで、 $f_{rij}^{\pm}$ は2次ポテンシャルによる成分 $f_{prij}^{\pm}$ と1次量の積による成分 $f_{qrij}^{\pm}$ に分けることができ、以下のように表現できる。

$$f_{rij}^{\pm} = f_{prij}^{\pm} + \frac{1}{2} (f_{qrij}^{+} + f_{qrij}^{-}) \quad (25)$$

$$f_{rij}^{\pm} = f_{prij}^{\pm} + \frac{1}{2} (f_{qrij}^{+} + f_{qrij}^{-}) \quad (26)$$

1次の波強制力は、

$$f_{ri}^{(1)} = -\rho g \iint_{S_H} p_i^{(1)} \eta_r dS_H \quad (27)$$

与えられる。2次波強制力のそれぞれの成分は、

$$f_{prij}^{\pm} = \rho g \iint_{S_H} p_{pij}^{\pm} \eta_r dS_H \quad (28)$$

$$f_{qrij}^{\pm} = -\rho g \iint_{S_H} p_{qij}^{\pm} \cdot \eta_r dS_H - \rho g \iint_{S_H} p_i^{(1)} \cdot q_{ij}^{(1)} \eta_r dS_H \quad (29)$$

$$f_{qrij}^{-} = -\rho g \iint_{S_H} p_{qij}^{-} \cdot \eta_r dS_H - \rho g \iint_{S_H} p_i^{(1)} \cdot q_{ij}^{(1)*} \eta_r dS_H \quad (30)$$

のように表現できる。ここで、

$$p_{pij}^{\pm} = p_{pij}^{\pm} + p_{bi}^{\pm} \quad (31)$$

であるが、2次入射波による圧力のみを考慮するため、

$$p_{pij}^{\pm} = p_{bi}^{\pm} \quad (32)$$

とする。

ところで、2次圧力はベルヌーイの式を $z=0$ 周りにテーラー展開して、さらに摂動展開して2次のオーダーまで取り出せば、

$$p_{ij}^{\pm} = \frac{\omega^{\pm 2}}{g} \phi_{ij}^{\pm} - \frac{\omega_i \omega_j}{4g} \nabla \phi_i^{(1)} \cdot \nabla \phi_j^{(1)} + \frac{\omega_j^2}{2g} \eta_i^{(1)} \cdot \phi_{iz}^{(1)} \quad (33)$$

$$p_{ij}^{\pm} = \frac{\omega^{\pm 2}}{g} \phi_{ij}^{\pm} + \frac{\omega_i \omega_j}{4g} \nabla \phi_i^{(1)} \cdot \nabla \phi_j^{(1)*} + \frac{\omega_j^2}{2g} \eta_i^{(1)} \cdot \phi_{iz}^{(1)*} \quad (34)$$

であるから、 $p_{pij}^{\pm}$ と $p_{qij}^{\pm}$ はそれぞれ以下で与えられる。

$$p_{pij}^{\pm} = \frac{\omega^{\pm 2}}{g} \phi_{ij}^{\pm} \quad (35)$$

$$p_{qij}^{+} = -\frac{\omega_i \omega_j}{4g} \nabla \phi_i^{(1)} \cdot \nabla \phi_j^{(1)} + \frac{\omega_j^2}{2g} \eta_i^{(1)} \cdot \phi_{iz}^{(1)} \quad (36)$$

$$p_{qij}^{-} = \frac{\omega_i \omega_j}{4g} \nabla \phi_i^{(1)} \cdot \nabla \phi_j^{(1)*} + \frac{\omega_j^2}{2g} \eta_i^{(1)} \cdot \phi_{iz}^{(1)*} \quad (37)$$

1次発散波の影響はすべてここで持たせる。ここで、速度ポテンシャルの微分値 $\nabla \phi_i^{(1)}$ は、

$$\nabla \phi_i^{(1)} = - \iint_{S_H} p_i^{(1)} \cdot \nabla G dS_H \quad (38)$$

によって求めた。1次及び2次の入射波ポテンシャル⁹⁾はそれぞれ以下で与えられる。

$$\phi_i^{(1)} = -\frac{1}{K_i} \frac{\cosh k_i(z+h)}{\cosh k_i h} e^{ik_i(x \cos \alpha_i + y \sin \alpha_i)} \quad (39)$$

$$\phi_{ij}^{\pm} = -\frac{1}{4} \frac{g^2}{\omega_i \omega_j} \frac{\cosh k_{ij}^{\pm}(z+h)}{\cosh k_{ij}^{\pm} h} \cdot \frac{D_{ij}^{\pm}}{\omega^{\pm 2}} e^{i(\vec{k}_i \cdot \vec{x} - \vec{k}_j \cdot \vec{x})} \quad (40)$$

ただし、変数上部の $\rightarrow$ はベクトル表示を意味し、

$$k_{ij}^{\pm} = |\vec{k}_i \pm \vec{k}_j| \quad (42)$$

$$\vec{k}_i = (k_i \cos \alpha_i, k_i \sin \alpha_i) \quad (43)$$

$$\vec{x} = (x, y) \quad (44)$$

又、

$$D_{ij}^{\pm} = \frac{[(\sqrt{R_i} \pm \sqrt{R_j})\{\sqrt{R_i}(k_i^2 - R_i^2) \pm \sqrt{R_j}(k_j^2 - R_j^2)\}] + 2(\sqrt{R_i} \pm \sqrt{R_j})^2 \cdot (\vec{k}_i \cdot \vec{k}_j \pm R_i R_j)}{(\sqrt{R_i} \pm \sqrt{R_j})^2 - k_{ij}^{\pm} \tanh k_{ij}^{\pm} h} \quad (45)$$

$$R_i = k_i \tanh k_i h \quad (46)$$

である。

グリーン関数については第2報²⁾に示されている。また、 $\nabla \phi$ の計算は Appendix に示す。

2.4 運動方程式

浮体の運動方程式はモード法に習う。また、モード形については平板として扱うが、便宜上以下のように r 次のモード形 $\eta_r(x, y)$ を定義する。

$$\eta_r(x, y) = u_m(x) \cdot u_n(y) \quad (47)$$

ただし、 $u_m(x)$ 及び $u_n(y)$ はそれぞれ x 軸方向と y 軸方向

に関する両端自由梁の固有関数である。

このとき、 s 次モードに関する 1 次の運動方程式は、

$$\begin{aligned} \sum_{r=1}^M \left[D \iint_{S_H} \left(\frac{\partial^4 \eta_r}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \eta_r}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \eta_r}{\partial y^4} \right) \eta_s dS_H \right. \\ - \omega_i^2 m \iint_{S_H} \eta_r \eta_s dS_H \\ - \omega_i^2 \iint_{S_H} \frac{\rho}{K_i} (\eta_r - \text{Re}[p_{r\omega_i}]) \eta_s dS_H \\ - i\omega_i \iint_{S_H} \left(-\frac{\rho\omega_i}{K_i} \text{Im}[p_{r\omega_i}] \right) \eta_s dS_H \\ \left. + \rho g \iint_{S_H} \eta_r \eta_s dS_H \right] q_{ri}^{(1)} = F_{si}^{(1)} \end{aligned} \quad (48)$$

となる。2 次の運動方程式は以下で与えられる。

$$\begin{aligned} \sum_{r=1}^M \left[D \iint_{S_H} \left(\frac{\partial^4 \eta_r}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \eta_r}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \eta_r}{\partial y^4} \right) \eta_s dS_H \right. \\ - \omega^{\pm 2} m \iint_{S_H} \eta_r \eta_s dS_H \\ - \omega^{\pm 2} \iint_{S_H} \frac{\rho}{K^{\pm}} (\eta_s - \text{Re}[p_{r\omega^{\pm}}]) \eta_s dS_H \\ - i\omega^{\pm} \iint_{S_H} \left(-\frac{\rho\omega^{\pm}}{K^{\pm}} \text{Im}[p_{r\omega^{\pm}}] \right) \eta_s dS_H \\ \left. + \rho g \iint_{S_H} \eta_r \eta_s dS_H \right] q_{rj}^{\pm} = f_{sj}^{\pm} \end{aligned} \quad (49)$$

ただし、 D は平板の剛性であり、

$$D = \frac{Ed^3}{12(1-\nu^2)} \quad (50)$$

で与えられる。ここに、 E はヤング率、 d は浮体の高さ、 ν はポアソン比である。

ただし、(48)、(49) 式中の左辺第 1 項は、Kashiwagi ら⁷⁾と同様に考えれば、

$$\begin{aligned} D \iint_{S_H} \left(\frac{\partial^4 \eta_r}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \eta_r}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \eta_r}{\partial y^4} \right) \eta_s dS_H \\ = D \iint_{S_H} \Delta \eta_r \cdot \Delta \eta_s dS_H \end{aligned} \quad (51)$$

とすることができ。ここで、

$$\Delta = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)$$

である。

3. 理論の検証

本論で示した理論計算手法の妥当性を確認するために、ハイブリッド型境界要素法 (H. B. E. M)³⁾ による計算結果

Fig. 2 Calculation mesh for P. D. M

と比較してみた。計算モデルは簡単のため円盤を用いた。円盤の諸量は半径 $r=0.5$ m, 喫水 $T=0.015$ m, 水深 $h=0.2$ m である。本手法 (P. D. M) の計算メッシュを Fig. 2 に、H. B. E. M に用いた計算メッシュを Fig. 3 に示す。

特に、(33)、(34) 式右辺第 2 項について確認する。この項の圧力のみによって積分された Heave の波強制力を $f_{nabla 2}$ とする。和周波数成分及び差周波数成分について両計算結果を実部、虚部、振幅について比較して示す。Fig. 4、Fig. 5 は規則波中、また Fig. 6、Fig. 7 は 2 成分波中での結果である。ただし全て固定浮体とし、2 成分波は $\omega_i - \omega_j = 2.0$ [rad./sec] となる組み合わせである。両計算結果は比較的良好に一致しているといえる。次に、Fig. 8、Fig. 9 に 1 次の Heave 及び Pitch 運動を考慮した規則波中での Heave の 2 次波強制力の振幅を示す。ただし、H. B. E. M に関しては剛体の運動方程式を、P. D. M では弾性応答の運動方程式を用いた。和周波数成分では、2 次散乱波ポテンシャルの影響が大であるため、両計算結果の差が大きい。差周波数成分については、定性的には良く一致しているが、しかし多少誤差が生じている。この原因は運動方程式の解法の違いによって、Pitch の復元モーメント係数に差異が生じたため

Fig. 3 Calculation mesh for H. B. E. M

Fig. 4 Velocity squared component of 2nd order sum-frequency wave exciting forces of Heave on fixed body in regular wave

Fig. 5 Velocity squared component of 2nd order difference-frequency wave drift forces of Heave on fixed body in regular wave

Fig. 8 Second-order sum-frequency wave exciting forces of Heave on moving body in regular wave

Fig. 6 Velocity squared component of 2nd order sum-frequency wave exciting forces of Heave on fixed body in two-component wave

Fig. 9 Second-order difference-frequency wave exciting forces of Heave on moving body in regular wave

Fig. 7 Velocity squared component of 2nd order difference-frequency wave drift forces of Heave on fixed body in two-component wave

に1次のPitchの差がこれに現れたためである。しかし、ここでは実用上問題ないと判断した。

4. 結果及び考察

本論では、計算精度上比較的問題の少ない、2次差周波数成分の弾性応答を中心に考察する。計算モデルは全長2000m、全幅500m、高さ6m、重量 1.0×10^9 kg重、ヤング率 2.11×10^9 kgf/m²である。ポアソン比は0.3とした。モデルの剛性はメガフロート技術研究組合が行っている実海域実験モデルのヤング率をそのままに、浮体高さを6mにしたものである。流体力解析に用いた要素は長手方向に100分割、幅方向に20分割の合計2000要素である。

Figs. 10~13に0度入射の2成分波中での1次応答と2次差周波数応答の実部(入射波振幅で無次元化)を浮体長手方向に対する変化で示す。ただし、 $y=0$ における浮体中央部である。どの周波数の組み合わせでも1次応答変位は大きい、中央部では端部と比べて比較的小さくなる。どの

周波数でも2次差周波数応答が生じており、それは全体の弾性応答特性に対して影響を及ぼしていることが確認できる。特に、Fig. 12では2次差周波数応答の影響が大きい。入射波の振幅と比較して、弾性応答量は極めて小さいといえるが、その微小な変位を正確に推定しようとする場合は2次応答の影響を無視できないと思われる。

Figs. 14~17には入射角度を30度とした場合の結果を同様に示す。斜波中においても縦波中と同程度の2次差周波数応答が発生している。しかし、ここで示した結果では1次応答量が極めて支配的であり、2次応答は殆ど無視できる。

次に流力弾性応答解析の数値計算結果を、全体の変形性状着目して示した。入射波は一方方向の2成分波である。上下変位は変形がよく分かるように250倍に拡大している。また、入射波振幅は1次及び2次応答の総和を求めるために必要となるので、ここでは $a_i = a_j = 1.0$ mと設定した。

計算例は、解析結果の実部を用いた。周波数の組み合わせ

Fig. 12 Real part of the vertical displacement in two component wave ($\alpha_i = \alpha_j = 0$ deg., $\omega_i = 0.6$ rad./sec, $\omega_j = 0.5$ rad./sec)

Fig. 10 Real part of the vertical displacement in two component wave ($\alpha_i = \alpha_j = 0$ deg., $\omega_i = 0.5$ rad./sec, $\omega_j = 0.45$ rad./sec)

Fig. 13 Real part of the vertical displacement in two component wave ($\alpha_i = \alpha_j = 0$ deg., $\omega_i = 0.6$ rad./sec, $\omega_j = 0.55$ rad./sec)

Fig. 11 Real Part of the vertical displacement in two component wave ($\alpha_i = \alpha_j = 0$ deg., $\omega_i = 0.6$ rad./sec, $\omega_j = 0.4$ rad./sec)

Fig. 14 Real part of the vertical displacement in two component wave ($\alpha_i = \alpha_j = 30$ deg., $\omega_i = 0.5$ rad./sec, $\omega_j = 0.45$ rad./sec)

Fig. 15 Real part of the vertical displacement in two component wave ($\alpha_i = \alpha_j = 30$ deg., $\omega_i = 0.6$ rad./sec, $\omega_j = 0.4$ rad./sec)

Fig. 16 Real part of the vertical displacement in two component wave ($\alpha_i = \alpha_j = 30$ deg., $\omega_i = 0.6$ rad./sec, $\omega_j = 0.5$ rad./sec)

Fig. 17 Real part of the vertical displacement in two component wave ($\alpha_i = \alpha_j = 30$ deg., $\omega_i = 0.6$ rad./sec, $\omega_j = 0.55$ rad./sec)

Fig. 18 1st-order deformation being real part of the calculation model in two component head sea wave condition ($\alpha_i = \alpha_j = 0$ deg., $\omega_i = 0.6$ rad./sec, $\omega_j = 0.5$ rad./sec)

Fig. 19 The sum of 1st-order and 2nd-order difference-frequency component deformations being real part of the calculation model in two component head sea wave condition ($\alpha_i = \alpha_j = 0$ deg., $\omega_i = 0.6$ rad./sec, $\omega_j = 0.5$ rad./sec)

せは0度入射が $\omega_i = 0.6$ [rad./sec], $\omega_j = 0.5$ [rad./sec], 30度入射に対しては $\omega_i = 0.5$ [rad./sec], $\omega_j = 0.45$ [rad./sec] とした。

まず, 0度入射の結果を示す。Fig. 18 に1次応答, Fig. 19 に1次応答と2次差周波数応答の和, Fig. 20 に2次差周波数応答の実部を示す。本来, 1次応答の各成分の和や, 或いは1次応答と2次応答は時間を考慮して足し合わせる必要があるが, ここでは, 時間 $t=0$ での結果として単純に足し合わせた。ちなみに波は左上から縦波で入射する。

1次応答の結果である Fig. 18 と2次応答を含む Fig. 19 を比較すると, 浮体中央部から波下側に対して多少変形状

Fig. 20 2nd-order difference-frequency component deformation being real part of the calculation model in two component head sea wave ($\alpha_i = \alpha_j = 0$ deg., $\omega_i = 0.6$ rad./sec, $\omega_j = 0.5$ rad./sec)

Fig. 22 The sum of 1st-order and 2nd-order difference-frequency component deformations being real part of the calculation model in two component wave condition ($\alpha_i = \alpha_j = 30$ deg., $\omega_i = 0.5$ rad./sec, $\omega_j = 0.45$ rad./sec)

Fig. 21 1st-order deformation being real part of the calculation model in two component wave condition ($\alpha_i = \alpha_j = 30$ deg., $\omega_i = 0.5$ rad./sec, $\omega_j = 0.45$ rad./sec)

Fig. 23 2nd-order difference-frequency component deformation being real part of the calculation model in two component wave condition ($\alpha_i = \alpha_j = 30$ deg., $\omega_i = 0.5$ rad./sec, $\omega_j = 0.45$ rad./sec)

態が異なる。これは、Fig. 12 と比較すればよく分かる。そして、Fig. 20 の 2 次差周波数応答の結果は 1 次応答と比較しうる大きさで変形している事が分かる。これらの影響がトータルの応答として現れるために、1 次応答と 2 次応答を含む結果では変形状が異なることはいうまでもない。

次に波の入射角が 30 度の場合についての結果を同じように示す。Fig. 21 に 1 次応答、Fig. 22 に 1 次応答と 2 次差周波数応答の和、Fig. 23 に 2 次差周波数応答の結果をそれぞれ実部で示す。Fig. 23 の 2 次応答の結果は殆ど生じておらず、若干波下側端部にそれが見られる。しかし、1 次応答量も波上側以外では殆ど変形していないために、必ずしも 2 次応答の影響を無視できるとはいえない。Fig. 14 と対比させながら見ればそれが分かる。

以上の結果より、縦波中及び斜波中でも浮体全域で 2 次差周波数応答が 1 次応答と比較しうる大きさで発生する場合があり、トータルの応答量にはこれを考慮する必要性が伺える。

本論での結果は 2 次差周波数応答に着目したが、同様の解析手法で 2 次和周波数応答についても計算している。その結果を Fig. 24 に 0 度入射の場合、Fig. 25 に 30 度入射の場合について示す。両結果とも差周波数応答よりも大きな応答量が出ている。しかし、ラディエーション流体力の解析精度が極めて悪化していることと、影響を無視できない

Fig. 24 2 nd-order sum-frequency component deformation being real part of the calculation model in two component head sea wave condition ($\alpha_i = \alpha_j = 0 \text{ deg.}$, $\omega_i = 0.6 \text{ rad./sec.}$, $\omega_j = 0.5 \text{ rad./sec.}$)

Fig. 25 2 nd-order sum-frequency component deformation being real part of the calculation model in two component wave ($\alpha_i = \alpha_j = 30 \text{ deg.}$, $\omega_i = 0.5 \text{ rad./sec.}$, $\omega_j = 0.45 \text{ rad./sec.}$)

であろう2次和周波数散乱波ポテンシャルが考慮されていないため、あえて計算例としてのみ示した。今後、これについてもその影響を明らかにする必要があるように思われる。

5. 結 言

本論では、超大型浮体の2次流弾性応答の可能性について検討するために、圧力分布法による2次問題を定式化した。また、その解析結果より以下の結論を得た。

- 1) 2成分波中におけるポンツーン型超大型浮体に対する2次流弾性応答推定法を示した。
- 2) 超大型浮体は2成分波中の2次差周波数波強制力に

よって、1次応答と比較し得る2次弾性応答が発生する場合があることが分かった。その応答量は十分に小さなものではあるが、航空機誘導装置の要求精度によっては、2次弾性応答も検討対象となることが考えられる。

3) 2次差周波数応答は、斜波中よりも縦波中においてその影響が強い。

4) 斜波中における波上側端部での1次弾性応答量は縦波中よりも顕著に増大する傾向がある。

謝 辞

本研究を進めるに当たり、別所正利先生ならびに日本大学総合科学研究所高石敬史教授には多くの助言を頂きました。ここに感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 前田久明, 増田光一, 宮島省吾, 居駒知樹: ポンツーン型超大型浮体式海洋構造物の波浪中弾性応答に関する研究, 日本造船学会論文集, 第178号, pp. 203-212, 1995
- 2) 前田久明, 増田光一, 宮島省吾, 居駒知樹: ポンツーン型超大型浮体式海洋構造物の波浪中弾性応答に関する研究 - (第2報 浅海影響と漂流力) -, 日本造船学会論文集, 第180号, pp. 365-371, 1996
- 3) 増田光一, 永井孝志, 藤澤康雄: コーン型浮体に作用する2次周波数波強制力について, 日本建築学会大会学術梗概集, pp. 1499-1500, 1993
- 4) 増田光一, 居駒知樹, 永井孝志: コラム・フーティング型緊張係留浮体におけるスプリングング応答に関する基礎的研究, 日本造船学会論文集, 第176号, pp. 163-173, 1994
- 5) Masashi Kashiwagi "A Calculation Method of Hydrodynamic Forces on A Shallow-Draft and Very Large Floating Structure," TECHNO-OCEAN'96 INTERNATIONAL SYMPOSIUM, PROCEEDINGS II, pp. 627-632, 1996
- 6) 影本浩, 藤野正隆, 朱庭輝: 超大型浮体に働く波力・流体力の推定法に関する研究, 日本造船学会論文集, 第179号, pp. 173-182, 1996
- 7) Masashi Kashiwagi and Chie Furukawa "A MODE - EXPANSION METHOD FOR PREDICTING HYDROELASTIC BEHAVIOR OF A SHALLOW-DRAFT VLFS," Proceedings of the 16th International Conference on OMAE Vol. VI (ASME), pp. 179-186, 1997
- 8) Ning Ma and Tsugukiyo Hirayama "HYDROELASTIC RESPONSES OF TWO TYPES OF VERY LARGE FLOATING STRUCTURE," Proceedings of the 16th International Conference on OMAE Vol. VI (ASME), pp. 211-218, 1997
- 9) Bowers, E. C "Long period oscillations of moored ships subject to short wave seas," Trans. Royal. Inst. Nav. Arch., Vol. 118, 1976

Appendix

速度ポテンシャルの微分値 $\nabla\phi$ は、

$$\nabla\phi = \left(\frac{\partial\phi}{\partial x}, \frac{\partial\phi}{\partial y}, \frac{\partial\phi}{\partial z} \right) \quad (\text{A. 1})$$

である。ここで、 z 微分については積分方程式の境界値であるために既に既知であり、これを計算し直す必要はない。今、

$$\nabla\phi = - \iint_{S_H} p \cdot \nabla G dS_H \quad (\text{A. 2})$$

なる形で計算できるから、グリーン関数の微分形が分かっているといえよ。

無限水深；

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} G(x, y, z, x', y', 0) \\ &= -\frac{(x-x')}{2\pi} \left\{ \frac{1}{(R^2+z^2)\sqrt{R^2+z^2}} \right. \\ & \quad \left. - Ke^{\kappa z} \int_z^\infty \frac{e^{-Ku}}{(u^2+R^2)\sqrt{u^2+R^2}} du \right\} \\ & \quad - \frac{i}{2}(x-x') Ke^{\kappa z} \frac{K}{R} H_1^{(1)}(KR) \end{aligned} \quad (\text{A. 3})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial y} G(x, y, z, x', y', 0) \\ &= -\frac{(y-y')}{2\pi} \left\{ \frac{1}{(R^2+z^2)\sqrt{R^2+z^2}} \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left. - Ke^{\kappa z} \int_z^\infty \frac{e^{-Ku}}{(u^2+R^2)\sqrt{u^2+R^2}} du \right\} \\ & \quad - \frac{i}{2}(y-y') Ke^{\kappa z} \frac{K}{R} H_1^{(1)}(KR) \end{aligned} \quad (\text{A. 4})$$

有限水深；

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} G(x, y, z, x', y', 0) \\ &= -\frac{(x-x')}{\pi R} \sum_{j=1}^\infty \frac{n_j^2 \cos n_j h \cdot \cos n_j(z+h) K_1(n_j R)}{2n_j h + 2 \sin 2n_j h} \\ & \quad - i \frac{k(x-x')}{R} \frac{k \cosh kh \cdot \cosh k(z+h) H_1^{(1)}(kR)}{2kh + 2 \sinh 2kh} \end{aligned} \quad (\text{A. 5})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial y} G(x, y, z, x', y', 0) \\ &= -\frac{(y-y')}{\pi R} \sum_{j=1}^\infty \frac{n_j^2 \cos n_j h \cdot \cos n_j(z+h) K_1(n_j R)}{2n_j h + 2 \sin 2n_j h} \\ & \quad - i \frac{k(y-y')}{R} \frac{k \cosh kh \cdot \cosh k(z+h) H_1^{(1)}(kR)}{2kh + 2 \sinh 2kh} \end{aligned} \quad (\text{A. 6})$$

ここで、 $H_1^{(1)}(x)$ は 1 次第 1 種ハンケル関数、 $K_1(x)$ は 1 次第 2 種変形ベッセル関数である。また、 n_j は

$$n_j \tan n_j h = -\frac{\omega^2}{g} \quad (\text{A. 7})$$

を満足する正の解である。