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

— その4 変動波漂流力の算定と係留力 —

正員 居 駒 知 樹* 正員 前 田 久 明**
正員 増 田 光 一*** 正員 林 昌 奎*

Hydroelastic Responses of Pontoon Type Very Large Offshore Structure

— The 4th Report Estimation method of slowly varying wave drift force and fender reaction force —

by Tomoki Ikoma, *Member* Hisaaki Maeda, *Member*
Koichi Masuda, *Member* Chang Kyu Rheem, *Member*

Summary

The authors consider a pontoon type flexible floating airport as the very large floating structure. In order to design this kind of structure, we have to investigate several key points in advance. Among those key points, estimation of the wave drift forces is very important in order to design of the mooring system. In this paper, the authors consider the square type flexible flat plate with shallow draft, exactly speaking, zero draft as the floating airport. The authors develop the computer code of the slowly varying wave drift force for an elastic floating structure with shallow draft based on the so called Near Field Method which is validated by both the Far Field Method and the corresponding Experiments.

The authors conclude that even though the water depth is shallower, there is no big difference among the steady wave drift forces in each water depth, while the rigidity of the structure is smaller, more flexible, then, the steady wave drift forces or mooring forces are smaller.

Finally, they showed the flexibility of a floating structure decreases not only steady wave drift forces but also slowly varying wave drift forces under the numerical time domain simulation of a very large floating structure with the multiple dolphins mooring system.

1. 結 言

超大型浮体の流体力推定に関する研究も進み、高い精度での流れ弾性応答解析が可能となってきた。^① 弾性応答解析は構造物の強度や任意位置での上下変位量を知るために

重要で、かつ構造物の機能保証という観点から最も基本的な情報を得るために必要であった。仮に機能保証の観点から弾性応答量が問題とならない程度に構造物の設計ができる場合、浮体であるが故に、係留装置の設計が必要となる。通常スケールの係留浮体に関しての研究は非常に多く^{②,③,④}、計算手法もほぼ確立された状態である。しかしながら、超大型浮体式海洋構造物の係留については、ドルフィン係留された場合の安全性について論じられている^⑤程度であり、意外にも研究例は少ないように思われる。超大型浮体についても通常の計算手法と同様に解析できるということが理由であると考えられるが、弾性応答の影響の有無などの基本特性を把握しておくことは重要である。また、流体力解

* 東京大学生産技術研究所

** 東京大学工学系研究科

*** 日本大学理工学部

析を行う際に浮体側面が存在しない浅吃水理論が適応されている場合、その仮定のまま2次波力である変動波漂流力を解析しても構わないか等、明らかにしておく必要がある。弾性応答の基本特性の把握には、浅吃水理論の適用は有効であった。本研究では、係留系の評価に対しても浅吃水理論の適用が有用であることを確認し、計算モデルを用いて係留力に与える弾性応答の影響を考察する。

係留装置を決定する際、水平動揺量と共に最大係留反力が問題となる。一般的に、最もシビアな条件となる計算方法は、長周期変動波漂流力を厳密に考慮してメモリー影響を含ませた Convolution Integral Method で時間領域の運動方程式を解くものである。ただし、この方法での最大値の決定については議論の余地が残る。変動波漂流力を厳密に求めるためには、物体上で圧力積分を行う Near Field Theory が用いられる。その際、2次入射波ポテンシャルや2次散乱波ポテンシャルを考慮するかしないかの議論があるが、一般的には、2次入射波ポテンシャルのみを考慮すればよいとされている。^{8),9)}

2. 理論 計 算 法

流体は完全流体とし、ポテンシャル理論に基づく圧力分布法を基本とした流体力解析を行う。対象とする構造物は基本的に平面的に任意形状であるが、本研究では矩形のボンツーン型浅吃水浮体とする。座標系は第2報⁹⁾と同じであり、右手系直交座標系とし、 z 軸は上向きに正である。また、波の入射角は x 軸となす角とする。回転に関しては軸の正方向に対して右回りを正とする。

さらに、本研究では非線形波力である長周期変動波漂流力を扱うために、弱非線形の仮定を設ける。弱非線形仮定の場合、速度ポテンシャル ϕ 、圧力 P 、浮体あるいは水面の上下変位 η などの高次の影響は摂動パラメータ ε を用いた摂動法によって表現できる。ただし、高次の項は2次までを考慮し、3次以上の影響は無視できるとする。その際、変動波漂流力は2次の差周波数成分の波力として与えられる。本研究では、1次及び2次の速度ポテンシャル、圧力、上下変位を以下のような定義で時間項を分離して、定常状態を論ずる。

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

$$\varepsilon P^{(1)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N -\rho g a_i p_i^{(1)} e^{-i\omega_i t} \right] \quad (2)$$

$$\varepsilon \eta^{(1)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N a_i \eta_i^{(1)} e^{-i\omega_i t} \right] \quad (3)$$

$$\varepsilon^2 \Phi^{(2)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (i\omega^+ a_i a_j \phi_{ij}^+ e^{-i\omega^+ t} + i\omega^- a_i a_j \phi_{ij}^- e^{-i\omega^- t}) \right] \quad (4)$$

$$\varepsilon^2 P^{(2)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (-\rho g a_i a_j p_{ij}^+ e^{-i\omega^+ t} - \rho g a_i a_j p_{ij}^- e^{-i\omega^- t}) \right] \quad (5)$$

$$\varepsilon^2 \eta^{(2)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (a_i a_j \eta_{ij}^+ e^{-i\omega^+ t} + a_i a_j \eta_{ij}^- e^{-i\omega^- t}) \right] \quad (6)$$

ここで、 i は虚数単位であるが、下付き添え字 i や j は成分波を意味し、上付き添え字 $+$ は和周波数成分を $-$ は差周波数成分を意味する。 $*$ は複素共役である。それぞれの変数は、 a が入射波の複素振幅、 ρ が流体密度、 g が重力加速度、 ω が円周波数を表す。また、 ω^+ と ω^- [rad/sec]はそれぞれ以下のように定義される。

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

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

弱非線形仮定の基で、平均位置周りの動揺を論ずるためにテーラー展開を行うが、浅吃水理論を適用している本研究では z 軸周りに対してのみこの操作を施す。

1次の速度ポテンシャルは水面での圧力分布とグリーン関数 G を用いて浮体底面(S_H)のみでの積分によって、一般に以下のように与えられる。

$$\phi_i^{(1)}(x, y) = -\iint_{S_H} p_i^{(1)}(x', y') G(x, y, z, x', y', 0) dS_H \quad (7)$$

2.1 Far Field Theory

遠流場法による規則波中での定常波漂流力については第2報で説明しているので、算定式のみを簡単に示す。

まず、圧力分布法におけるコチン関数 H を以下のように定義する。

$$H_i(k, \alpha_i) = \iint_{S_H} p_i^{(1)}(x', y') e^{-ik(x' \cos \alpha_i + y' \sin \alpha_i)} dS_H \quad (8)$$

ここで、 k は浅海波数、 α は波の入射角である。

コチン関数を用いて surge 及び sway モードの定常波漂流力は $K=\omega^2/g$ として下式で与えられる。

$$F_{xi}^- = \rho g a_i^2 \frac{K_i \cdot k_i}{4\pi} \bar{k}_i \int_0^{2\pi} |A(k, \theta)|^2 (\cos \alpha_i - \cos \theta) d\theta \quad (9)$$

$$F_{yi}^- = \rho g a_i^2 \frac{K_i \cdot k_i}{4\pi} \bar{k}_i \int_0^{2\pi} |A(k, \theta)|^2 (\sin \alpha_i - \sin \theta) d\theta \quad (10)$$

ここで、

$$\bar{k} = \begin{cases} \frac{K}{2} & (\text{in deep water}) \\ \frac{h \cosh^2 kh}{2kh + 2 \sinh kh} & (\text{in shallow water}) \end{cases}$$

であり、 A はコチン関数の総和である。

$$A(k, \theta) = H_D(k, \theta) + \sum_{r=1}^M q_r^{(1)} H_r(k, \theta) \quad (11)$$

ただし、下付き添え字 D は diffraction 成分、 r は radiation 成分を意味し、 $q_r^{(1)}$ は1次の principal coordinate である。

(11)式右辺第2項によって浮体の弾性応答の影響が考慮される。

2.2 Near Field Theory

次に長周期変動波漂流力の計算法について示す。一般に変動波漂流力の算定には、物体上で直接圧力積分を行う近流場法が用いられる。本論で示す方法も一般の方法と基本的にはなんら変わりはない。ただし、浅吃水理論が適用された圧力分布法を基にした特殊なケースである。浅吃水理論では平均水面以下のレベルで浮体側面が存在しないため、当然その部分での圧力積分がなくなる。しかしながら、

2 次波力を算定する場合は水面上昇の影響や浮体が傾斜した際の法線方向の変化に伴う波力の影響を考慮しなければならない。そのため、平均水面以上のレベルでの圧力積分や 1 次の弾性変形に伴う浮体底面の傾斜による水平波力の発生を考慮する必要がある、3 次元の剛体浮体の場合と同様に変動波漂流力が発生する。本論では水平面内の変動波漂流力のみを扱う。

変動波漂流力の算定は 2 成分波中での伝達関数として定式化する。一般に、変動波漂流力に関しては 2 次散乱波ポテンシャルを無視しても、その影響は非常に小さいとされている。本研究でも同様に無視するが、実際には浅吃水理論を適用しているため、2 次ポテンシャルの影響を含む項は全てなくなる。

ここで、水平波力 F と法線 N を定義し、以下のように振動展開する。

$$\bar{F} = \bar{F}^{(0)} + \varepsilon \bar{F}^{(1)} + \varepsilon^2 \bar{F}^{(2)} + O(\varepsilon^3) \quad (12)$$

$$\bar{N} = \bar{N}^{(0)} + \varepsilon \bar{N}^{(1)} + \varepsilon^2 \bar{N}^{(2)} + O(\varepsilon^3) \quad (13)$$

このとき、2 次波力は次のように表される。

$$\bar{F}^{(2)} = \iint_{S_H} (P^{(0)} \cdot \bar{N}^{(2)} + P^{(1)} \cdot \bar{N}^{(1)} + P^{(2)} \cdot \bar{N}^{(0)}) dS_H \quad (14)$$

$$+ \int_C \int_{\zeta^{(1)}}^{\eta^{(1)}} P^{(1)} \cdot \bar{N}^{(0)} dz^{(1)} dC$$

ただし、 $\eta^{(1)}$ は 1 次の水面上昇量、 $\zeta^{(1)}$ は浮体の縁部での 1 次上下変位量である。そして、(14)式右辺第 2 項の積分変数 C は浮体縁部での線積分を意味する。

(14)式の表現に必要な 2 次波力、1 次法線ベクトル及び 2 次法線ベクトルは時間項を分離して以下のように定義する。

$$\varepsilon^2 \bar{F}^{(2)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \left\{ \bar{F}_{ij}^+ e^{-i\omega_j t} + \bar{F}_{ij}^- e^{-i\omega_i t} \right\} \right] \quad (15)$$

$$\varepsilon \bar{N}^{(1)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N a_i \bar{N}_i^{(1)} e^{-i\omega_i t} \right] \quad (16)$$

$$\varepsilon^2 \bar{N}^{(2)} = \text{Re} \left[\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \left\{ a_i a_j \bar{N}_{ij}^+ e^{-i\omega_j t} + a_i a_j \bar{N}_{ij}^- e^{-i\omega_i t} \right\} \right] \quad (17)$$

ここで、2 次水平波力を算出するために、(14)式中の各項について物理的状態を考える。静水圧である 0 次圧力 $P^{(0)}$ は浅吃水理論を適用しているために 0 となることはいうまでもない。2 次圧力 $P^{(2)}$ を含む項は静止状態での 0 次法線ベクトルとの積で構成される。0 次法線ベクトルは浮体縁部で当然定義されるが、積分する水面下の面が存在しないために、その項は 0 である。1 次圧力 $P^{(1)}$ と 1 次法線ベクトルの積で構成される項は、浮体が動揺しない状態での物体表面上が積分範囲であるから、側面での積分は当然 0 である。しかしながら、浮体底面での積分が残る。なぜなら、1 次弾性変形によって浮体底面が傾斜を持つからであり、よって浮体底面で 1 次法線ベクトルの方向余弦は x 及び y 成分が 0 とならない場合がある。(14)式中の最後の項は、一般に run-up の項と呼ばれており、浮体の動揺と水面変位の相対水位によって生ずる圧力による波力である。そのため、浅吃水理論が適用されている場合でも、平均水面上での乾玄部での積分が必要となる。ただし、この積分は吃水部での積分も含んでしまう問題があるが、本論ではそれを含めて積分を行う。実際には吃水部が存在するはずであるから、

漂流力算定の目的からすれば必ずしも不都合ではない。

以上を考慮して(14)式を書きなおせば、

$$\bar{F}^{(2)} = \iint_{S_H} P^{(1)} \cdot \bar{N}^{(0)} dS_H + \int_C \int_{\zeta^{(1)}}^{\eta^{(1)}} P^{(1)} \cdot \bar{N}^{(0)} dz^{(1)} dC \quad (18)$$

の様に表現できる。計算に必要な 1 次圧力は以下のように計算される。

$$P_i^{(1)} = P_a^{(1)} + \sum_{r=1}^M q_r^{(1)} P_{r0i} \quad (19)$$

右辺第 1 項は入射波と散乱波による圧力の和、右辺第 2 項は発散波による圧力成分である。このように本論では、1 次発散波の影響は全て 2 次波力に含めてしまう。

(18)式右辺第 2 項は以下のように変形できる。

$$\begin{aligned} \int_C \int_{\zeta^{(1)}}^{\eta^{(1)}} P^{(1)} \cdot \bar{N}^{(0)} dz^{(1)} dC &= \int_C \int_{\zeta^{(1)}}^{\eta^{(1)}} (-\rho \Phi_i^{(1)} - \rho g z^{(1)}) \bar{N}^{(0)} dz^{(1)} dC \\ &= \frac{\rho g}{2} \int_C \xi^{(1)2} \bar{N}^{(0)} dC \end{aligned} \quad (20)$$

ただし、 $\xi^{(1)}$ は、

$$\xi^{(1)} = \eta^{(1)} - \zeta^{(1)} \quad (21)$$

なる、相対水位である。水位変動量及び浮体の上下変位は、

$$\eta_i^{(1)} = \eta_{Di}^{(1)} + \eta_{Hi}^{(1)} + \sum_{r=1}^M q_r^{(1)} \eta_r^{(1)} \quad (22)$$

$$\zeta_i^{(1)} = \sum_{r=1}^M q_r^{(1)} \eta_r^{(0)} \quad (23)$$

によって計算できる。ただし、 $\eta_r^{(0)}$ は r 次のモード形によって定義される。また、水面上昇量のそれぞれの成分は以下のように計算される。

$$\left. \begin{aligned} \eta_{H(x,y)}^{(1)} &= e^{-ik_j(x \cos \alpha_j + y \sin \alpha_j)} \\ \eta_{Di(x,y)}^{(1)} &= K_i \iint_{S_H} P_a^{(1)}(x', y') G(x, y, 0, x', y', 0) dS_H \\ \eta_{n(x,y)}^{(1)} &= K_i \iint_{S_H} P_n^{(1)}(x', y') G(x, y, 0, x', y', 0) dS_H \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

水面上昇量と浮体の上下変位を計算する場所は同じ座標上である。

最終的に、長周期変動波漂流力は、

$$\bar{F}_{ij}^- = \frac{1}{2} (\bar{f}_{ij}^- + \bar{f}_{ji}^{-*}) \quad (25)$$

で与えられる。ただし、

$$\bar{f}_{ij}^- = -\frac{\rho g a_i a_j^*}{2} \iint_{S_H} P_i^{(1)} \cdot \bar{N}_j^{(0)*} dS_H - \frac{\rho g a_i a_j^*}{4} \int_C \xi_i^{(1)} \xi_j^{(0)*} dC \quad (26)$$

である。 ji の組み合わせについては(26)式の添え字を入れかえるだけでよい。 $i=j$ であれば規則波中での定常波漂流力となり、それ以外の場合は変動波漂流力となる。水平面内には yaw モードの変動波漂流モーメントが働くが、この算定は浮体縁部各座標における重心からの位置ベクトルを掛ければよい。以下、本論では F_{xij}^- を surge モード、 F_{yij}^- を sway モードの変動波漂流力として扱う。

本研究では、(26)式右辺第 1 項の数値計算を次のように行った。剛体運動であれば、1 次回転運動を用いた回転マトリクスにより解析的に表現できるが、弾性浮体であるため困難である。そこで、1 次変形後の各計算要素接点の座標から、数値的に図心での法線ベクトルを求めることで計算した。モード解析をする際、要素の回転は無いとしているが、こうすることで浮体底面の傾斜を考慮できる。

2.3 検証

前節で示した Near Field Theory を検証するために、第2報で示した実験結果及び Far Field Theory による計算結果と比較する。モデルは長さ L が 3.97m、幅 B が 0.97m で厚さが 4cm の発砲ウレタン製である。吃水は約 3mm 程度であり、ヤング率は計測の結果 $E=1.5 \times 10^7 \text{ kgf/m}^2$ であった。波浪条件は縦波規則波中で波高 3.0cm であり、水深は 2.7m であった。入射波の波長を λ_i として、無次元値で Fig.1 に結果を示す。実線が本手法による結果である。 $L/\lambda_i < 3$ の範囲で両計算結果は良く一致しており、実験値との相関も非常に良い。全体的に計算値及び実験値の相関も良く、本計算手法が妥当であるといえる。 $L/\lambda_i > 5$ で実験値が下がるのは、波を被る状態になっていたからであると考えられる。また、短波長域での両計算結果の差は計算精度によるものである。一般に、近流場法は遠流場法と比較して短波長域で計算精度が落ちる。

Fig.1 Comparison of experimental and computational results of steady wave drift forces of surge mode in head sea condition

Fig.2 Comparison of far and near field computational results of steady wave drift forces of surge and sway mode in oblique wave condition (30 degrees)

次に同じモデルにおいて、斜波中（30度）での計算を行

った。Surge 及び sway モードの定常波漂流力を無次元値で Fig.2 に示す。黒丸及び白丸が本手法による計算値である。両計算結果には多少差が生じているが、定性的にも定量的にもほぼ一致している。多少の誤差は、同調現象である長周期動揺の計算結果にはほとんど影響はないものと考えられる。

3. 結果及び考察

3.1 2次伝達関数の計算例

Table 1 に示すようなモデルに対して、変動波漂流力を計算した例を示す。ただし、計算時の浮体長さ L は 2000m であった。Fig.3 に縦波中での、Figs.4,5 に 30 度の斜波中における surge 及び sway モードの結果について無次元値でそれぞれ示す。それぞれの計算結果には弾性応答を考慮している。また、モード解析¹⁰⁾は平板モデルとした。

縦波中での結果は、周波数の組み合わせによって大きく波漂流力特性が異なる。また、必ずしも定常波漂流力が最大とはなっていない。斜波中では、surge 方向に対しては計算した周波数域では縦波中ほど波漂流力が大きくなく、また周波数の組み合わせによる変化も小さい。Sway 方向は定常成分が卓越していることがわかる。

Table 1 Principal particulars of the calculation model

L/B	4
B/d	83.33
E/B	$4.22 \cdot 10^6$
ν	0.3
W/B^3	8.0
division of L	100
division of B	20
number of panel mesh	2000

Fig.3 2nd-order difference-frequency transfer function of surge on calculation model with influence of 1st-order elastic motion in two component head sea wave condition

Fig. 4 2nd-order difference-frequency transfer function of surge on calculation model with influence of 1st-order elastic motion in two component head sea wave condition and wave direction angle is $\alpha_i = \alpha_j = 30[\text{deg.}]$

Fig. 5 2nd-order difference-frequency transfer function of sway on calculation model with influence of 1st-order elastic motion in two component head sea wave condition and wave direction angle is $\alpha_i = \alpha_j = 30[\text{deg.}]$

3.2 係留反力への弾性応答の影響

前節のような周波数領域の 2 次伝達関数が定まれば、剛体浮体の時間領域シミュレーションと同様に弾性浮体に対しても水平運動のシミュレーションが可能となる。弾性応答の影響は全て 2 次波力に含ませてあるので、弾性応答と水平運動の連成が非常に小さいとすれば、水平運動のみの運動方程式を独立に解くことができる。本論では、surge, sway, yaw の 3 モードについてのみ運動方程式を解いた。シミュレーションは増田らの計算コード⁹⁾を改良して行った。そのため、2 次波力にのみ弾性応答の影響が含まれた計算となっている。

計算モデルは、長さ 1000m、幅 200m、深さ 5m、吃水 3m を想定した弾性浮体である。浮体剛性は剛体モデルと、等価ヤング率 $4.32 \times 10^8 [\text{kgf/m}^2]$ と $4.32 \times 10^7 [\text{kgf/m}^2]$ の 3 つについて比較し、弾性応答が係留反力に与える影響を調べる。浮体は Fig. 6 に示すようにドルフィン係留されてお

り、フェンダー高さは 3m とした。ただし、波浪条件は水深 30m において、有義波高 4m、平均周期 8sec の Bretschneider-光易型スペクトルを用いる。波浪の入射角は 30 度である。

Fig. 6 Coordinate system and dolphin mooring system

シミュレーションは各々の剛性について 100 回の計算を行った。フェンダー反力の計算例を Fig. 7 に示す。剛性の違いによって、時間領域における応答特性が大きく異なることが一目瞭然である。

Fig. 7 Time series of fender reaction forces on No.10 fender with various bending stiffness

Table 2 Results of statistical analysis on fender reaction force of No.10 fender

	Rigid model	Elastic model	
		$E=4.32 \cdot 10^8$	$E=4.32 \cdot 10^7$
Average(kgf)	$2.6 \cdot 10^5$	$2.3 \cdot 10^5$	$1.6 \cdot 10^5$
Max.(kgf)	$5.5 \cdot 10^5$	$5.0 \cdot 10^5$	$4.6 \cdot 10^5$
F_m (kgf)	$5.1 \cdot 10^5$	$4.5 \cdot 10^5$	$3.7 \cdot 10^5$
F_0 (kgf)	$4.3 \cdot 10^5$	$3.9 \cdot 10^5$	$2.8 \cdot 10^5$

時系列の結果だけでは応答特性を把握できないので、統計解析を行った結果を Table 2 に示す。評価項目は No.10 のフェンダー反力の平均値、最大値、1/10 及び 1/3 それぞれの有義値である。この結果からも浮体剛性が低下するほど係留反力が小さくなることがわかる。反力の最大値を推

定した場合、どの程度の差が生ずるかを確かめるため、Fig.8に示すように、フェンダー変位量の発生確率を調べた。100回のシミュレーション内の最大値をそれぞれプロットして、Weibull 分布関数でフィッティングさせた。これにより、弾性浮体は剛体浮体に比べて、20~30%程度フェンダーの変位量が小さくなる。フェンダー反力は線形に変化しないが、ほぼ同程度の割合で小さくなるはずである。

Fig.8 Exceedance probability of No.10 fender deformation

4. 結 言

本論では、弾性変形を伴う超大型浅吃水浮体に働く変動波漂流力を算定する方法をまとめた。浅吃水理論を適用した場合でも実用に耐え得る計算手法であると考えられる。

幾つかの数値計算例から、以下のような結論が得られた。

- 1) 縦波中での変動波漂流力特性は周波数の組み合わせによって大きく異なる。
- 2) 斜波中での変動波漂流力特性は、surge 方向に対しては周波数の組み合わせによる差は小さいが、sway 方向については定常成分が卓越する。
- 3) 不規則波中において、剛体よりも弾性浮体の方が係留反力が小さくなる傾向が顕著に見られた。
- 4) そのため、係留反力の最大値を推定する場合には弾性応答を考慮した方が有利である。
- 5) ドルフィン係留された場合、フェンダー反力の最大値の分布特性は Weibull 分布で近似できる。

謝 辞

シミュレーションの計算に協力して頂いた、研究当時日大大学院の佐野和彦氏に深く感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 加藤俊司, 齊藤昌勝; VLFS の係留力及び安全性評価法, 船舶技術研究所発表会講演集, 1997. 12, pp.249-256
- 2) Maeda, H., Masuda, K., Miyajima, S. and Ikoma, T.,

"Hydroelastic Responses of Pontoon Type Very Large Floating Offshore Structure," Proceeding of the 15th International Conference on OMAE, Vol.I, ASME, pp.407-414,(1996)

- 3) Ikoma, T., Masuda, K., Maeda, H., Miyajima, S. and Shimizu, K., "The Estimations of Hydrodynamic Force on A Very Large Floating Body by The Pressure Distribution Method," TECHNO-OCEAN '96 INTERNATIONAL SYMPOSIUM, PROCEEDINGS Vol.II, pp.639-644,(1996), (in Japanese)
- 4) 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
- 5) Kashiwagi, M., "A Calculation Method of Hydrodynamic Forces on a Shallow-Draft and Very Large Floating Structure," TECHNO-OCEAN '96 INTERNATIONAL SYMPOSIUM, PROCEEDINGS Vol.II, pp.627-639, (1996)
- 6) Maruo, H., "The drift of a body floating in waves," Journal of Ship Research, Vol.4, No.3, pp.1-10,(1960)
- 7) Pinkster, J.A., "Low-frequency second order wave exciting force on floating structures," Netherlands Ship Model Basin, Publication No.650, (1980)
- 8) Matsui, T., "Computation of slowly varying second order hydrodynamic forces on floating structures in irregular waves," Proceedings of the 7th International Conference on OMAE, ASME, (1988)
- 9) Masuda, K. and Osawa, H., "PREDICTION OF MOTIONS AND TENSION IN MOORING LINES ON SLACK-MOORED FLOATING OCEANIC ARCHITECTURAL BUILDING I COASTAL ZONES," Proceedings of the 14th International Conference on OMAE, Vol.I-A, ASME, pp.483-489,(1995)
- 10) Nagata, S., Yoshida, H., Fujita, T. and Isshiki, H., "THE ANALYSIS OF THE WAVE-INDUCED RESPONSES OF AN ELASTIC FLOATING PLATE," Proceeding of the 16th international conference on OMAE, Vol.VI, ASME, pp.163-178, (1997)
- 11) Kashiwagi, M. and Furukawa, C., "A MODE-EXPANSION METHOD FOR PREDICTING HYDROELASTIC BEHAVIOR OF A SHALLOW-DRAFT VLFS," Proceeding of the 16th international conference on OMAE, Vol.VI, ASME, pp.179-186, (1997)