

超大型浮体式海洋構造物における地震時の応答推定法 に関する研究 (第 3 報)

—— 3 次元影響について ——

高村 浩彰*・増田 光一**・前田 久明***・別所 正利****

1. はじめに

現在, 海上空港や沖合港湾に代表されるインフラストラクチャーを大規模浮体式海洋構造物で代替させようとする動きが活発化している。そのため, 浮体式海洋構造物に作用する風, 波, 潮流などに代表される環境外力の算定法と, それらに伴う浮体式海洋構造物の応答特性については, 既往の研究 (例えば Maeda ら, 1996) からほぼ確立されつつある。一方, 地震や津波といった特殊な外力に関しては, 未だ明らかにされていない問題も数多く残されている。特に, 海底面の鉛直地震動が水中を疎密波 (音波) として伝播する「海震」と呼ばれる現象については, 「座礁したときのような衝撃を受けた」等の被害記録 (例えば佐藤, 1968) が残っているものの, 水理模型実験 (例えば Baba, 1987) での再現が困難なため, 今のところ数値計算による系統的な研究に頼るのみである (清川, 1996; 肥後ら, 1997a; Bessho ら, 1998)。

超大型浮体式海洋構造物に作用する海震荷重を数値計算により検討する場合, 浮体幅に比して浮体長さが非常に長いこと, 浮体幅に比して吃水が非常に小さいこと, 浅水域において疎密波がほぼ垂直に伝播することなどを考慮すると, 2 次元領域の算定並びに浅吃水理論の適用 (増田ら, 1997; 高村ら, 1999) は非常に有効な手段と考えられる。

しかしながら, 3 次元領域における有限吃水理論を用いて海震荷重を算定することが可能となれば, 浅吃水理論並びに 2 次元領域の計算など簡易的な計算の有用性を検討することが可能になる。また, 超大型浮体式海洋構造物の海震荷重算定に際し, 計算時間並びに計算機容量などを考慮すれば, 少しでも簡易的な手法の活用が必要と考えられるものの, 水深, 吃水などの設置条件による適応範囲を検討する必要がある。

本報告では, 3 次元領域における有限吃水理論を用いて, 2 次元解析の適応範囲を検討することを第 1 の目的とする。さらに, 2 次元問題で検討された浅海域に設置

された超大型浮体式海洋構造物に見られる浮体底面と海底面間で音波が干渉する $KB \equiv (2n+1)\pi$, ($n=0, 1, 2, \dots$) の共振特性が 3 次元問題でどのように変化するかの確認することを第 2 の目的とするものである。

2. 数値解析

(1) 基礎方程式とグリーン関数

2 次元領域における浅吃水理論並びに近似式の適応範囲については, 先に著者らにより報告されている (別所ら, 1999) ので, 本報告では 3 次元領域に限定した定式化を実施する。

流体は, 非粘性でかつその運動は非回転であるとし, 圧縮性を考慮する。座標系は, 図-1 に示すように水深 h の静水面上に x 軸および y 軸を, 鉛直下向きに z 軸を定義するとともに, 3 次元問題として解析する。ただし, S_F は自由表面, S_B は水底 (ここでは剛体と仮定する), S_H は浮体表面, S_∞ は無限遠での放射条件を満たす境界を表す。また, n は境界上に立てた流体中に向かう単位法線を示している。地震によって振動する海底の大きさ (図中 L_e, B_e) は, 浮体に比べ非常に大きなものであると考えられるので, 無限大の大きさで, かつ上下方向に角振動数 ω で調和振動しているものと仮定する。このときの流体運動を周波数領域で表示すると, 速度ポテンシャル ϕ は (1) 式の Helmholtz 方程式を支配方程式とし, (2) 式から (7) 式に示す境界条件を満足する。

$$\nabla^2 \phi + K^2 \phi = 0 \quad \text{in } \Omega(\phi_I, \phi_D, \phi_{Rj}) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\phi = 0 \quad \text{on } S_F(\phi_I, \phi_D, \phi_{Rj}) \quad \dots\dots\dots (2)$$

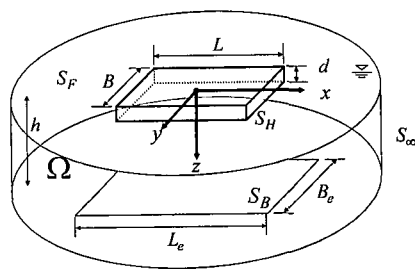


図-1 解析座標系

* 正会員 工修 西松建設(株)技術研究所
** 工博 日本大学教授 理工学部
*** 工博 東京大学大学院教授
**** 工博 防衛大学校名誉教授

$$\frac{\partial \phi_I}{\partial n} = \nu_I = i\omega a \quad \text{on } S_B \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad \text{on } S_B(\phi_D, \phi_R) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial \phi_D}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_I}{\partial n} \quad \text{on } S_H \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial \phi_{Rj}}{\partial n} = \nu_{Rj} = i\omega x_j \quad \text{on } S_H \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left(\frac{\partial \phi}{\partial R} - iK\phi \right) = 0 \quad \text{on } S_\infty(\phi_I, \phi_D, \phi_{Rj}) \dots\dots\dots (7)$$

ただし、 $K (= \omega/C)$ は波数を、 C は水中音速を、 ϕ_I は入射波ポテンシャルを、 ϕ_D はディフラクションポテンシャルを、 ϕ_R はラディエーションポテンシャルを示している。ヘルムホルツ方程式の主要解 $S(P, Q)$ は、観測点 $P(x, y, z)$ および特異点 $Q(\xi, \eta, \zeta)$ を用いて以下のように表示される。

$$S(P, Q) = -\frac{1}{4\pi R} e^{-iKR}, \quad R = \overline{PQ} \quad \dots\dots\dots (8)$$

さらに、無限鏡像の関係を利用して物体表面以外の境界条件を満たすグリーン関数を求めると (9) 式となる。

$$S(P, Q) = -\frac{1}{4\pi} \left[\frac{e^{-iKR}}{R} - \frac{e^{-iKR_0}}{R_0} + \sum_{n=1}^{\infty} (-)^n \cdot \left\{ \frac{e^{-iKR_n}}{R_n} - \frac{e^{-iKR_{n0}}}{R_{n0}} + \frac{e^{-iKR_{nm}}}{R_{nm}} - \frac{e^{-iKR_{n0m}}}{R_{n0m}} \right\} \right] \dots\dots\dots (9)$$

$$\left. \begin{aligned} R &= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2} \\ R_0 &= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z+\zeta)^2} \\ R_n &= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta+2nh)^2} \\ R_{n0} &= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z+\zeta-2nh)^2} \\ R_{nm} &= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta-2nh)^2} \\ R_{n0m} &= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z+\zeta+2nh)^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

また、(9) 式は (11) 式に示す λ_n を用いて (12) 式のように書き直すことが可能である。

$$\lambda_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{h} \quad n = 0, 1, 2, \dots, \infty \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$S(P, Q) = \begin{cases} \frac{i}{2h} \sum_{n=0}^{\infty} \sin \lambda_n z \sin \lambda_n \zeta H_0^{(2)}(r\sqrt{K^2 - \lambda_n^2}) & K > \lambda_n \\ -\frac{1}{\pi h} \sum_{n=0}^{\infty} \sin \lambda_n z \sin \lambda_n \zeta K_0(r\sqrt{\lambda_n^2 - K^2}) & \lambda_n < K \end{cases} \dots\dots\dots (12)$$

ここで、(9) 式は特異点処理が容易であるものの収束が非常に悪く、(12) 式は特異点処理が困難であるものの収束が非常に早い特性を有している。このため、観測点と特異点の距離によって両式を使い分けるものとした。(中村ら 1992; 肥後ら 1997b)

(2) わき出し分布による積分方程式の定式化

グリーンの第2定理を用いて (1) 式から (7) 式に示した境界条件を満たす積分方程式を定式化するとディフラクション問題では (13) 式が、ラディエーション問題では (14) 式が成立する。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \phi_D(P) \\ &= - \int_{S_H} \left\{ \phi_D(Q) \frac{\partial S(P, Q)}{\partial n_Q} + S(P, Q) \frac{\partial \phi_D(Q)}{\partial n_Q} \right\} dS(Q) \quad \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \phi_{Rj}(P) \\ &= - \int_{S_H} \left\{ \phi_{Rj}(Q) \frac{\partial S(P, Q)}{\partial n_Q} + S(P, Q) \frac{\partial \phi_{Rj}(Q)}{\partial n_Q} \right\} dS(Q) \quad \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

ここで、右辺第2項にそれぞれの境界条件を代入すれば、速度ポテンシャルを未知数とした連立方程式となる。

さらに、海底面が速度 $\nu(Q)$ で振動した場合の浮体が存在しない積分方程式は (15) 式となり、これが入射波ポテンシャルである。

$$\phi_I(P) = - \int_{S_H} \nu(Q) S(P, Q) dS(Q) \quad \dots\dots\dots (15)$$

なお、直下型で平面波が来る場合は、海底面の振動振幅 a を一定と仮定することが可能となるため、入射波ポテンシャルは (16) 式のように再表示することが可能である。

$$\phi_I(P) = \frac{i\omega a \sin Kz}{K \cos Kh} \quad \dots\dots\dots (16)$$

また、ディフラクション問題の解析に際し入射波ポテンシャルを使用せずに、領域を限定した振動時盤面が速度 $\nu(Q)$ で振動した場合には、(17) 式で表示できる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \phi_D(P) = - \int_{S_H} \left\{ \phi_D(Q) \frac{\partial S(P, Q)}{\partial n_Q} \right\} dS(Q) \\ & \quad - \int_{S_H} \nu(Q) S(P, Q) dS(Q) \quad \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

なお、浮体に作用する海没荷重は (18) 式から、 i 方向振動に伴う j 方向ラディエーション流体力は (19) 式により算定することが可能である。

$$F_{Dj} = -i\rho\omega \int_{S_H} \{ \phi_i(Q) + \phi_D(Q) \} n_j dS(Q) \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$\begin{aligned} F_{Rij} &= -\rho \int_{S_H} \text{Re} \{ \phi_{Ri}(Q) \} n_j dS(Q) \dot{X}_i \\ & \quad + \rho \omega \int_{S_H} \text{Im} \{ \phi_{Ri}(Q) \} n_j dS(Q) \dot{X}_j \\ &= M a_{ij} \dot{X}_j + D m_{ij} \dot{X}_j \quad \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

3. 数値計算結果および考察

(1) 海震荷重の特性

水深 h を 20 m および 100 m, 浮体幅 B を 100 m, 吃水 d を 4 m とした場合の剛体を仮定したポンツーンタイプの浮体構造物に作用する海震荷重を図-2 および図-3 に示す。両図は横軸に無次元波数 KB を, 縦軸に無次元化された海震荷重 F_0 を用いて整理されている。また, 図中の凡例は, 2 次元領域の算定結果と浮体長さを変化させた 3 次元領域の算定結果を示している。さらに, 圧縮性進行波の発生周波数である $Kh = (n - 1/2)\pi$ ($n = 1, 2, \dots$) は, 水深 $h = 20$ m (図-2) の場合に $KB = 7.86$, 水深 $h = 100$ m (図-3) の場合に $KB = 1.57, 4.71, 7.86$ であり, 図中に破線で示している。

両図より, 3 次元計算の結果は 2 次元計算の結果に比べ音波の拡散に伴う影響が大きいため海震荷重が小さく算定されているものの, 浮体長さ (L) が長くなるにつれて 3 次元計算の結果は 2 次元計算の結果に近づいていることが読みとれる。

さらに, 浅海域を対象とした場合には, 圧縮性進行波の影響による共振の他に, 浮体幅と周波数に関連する極大値の発生が知られている。これは, 浮体底部で音波が干渉することを意味しており, $KB = (2n + 1)\pi$, ($n = 0, 1, 2, \dots$) 付近の周波数で発生する。図-2 の 3 次元計算の結果から, 2 次元計算の結果より高周波数側に上述した現象が発生していることを読みとれる。また, 図-2 の 2 次元計算の結果に存在しない極大値を示す周波数帯が, 浮体アスペクト比 L/B を 2 とした 3 次元計算の結果には $KB = 5.97$ に, 浮体アスペクト比 L/B を 3 とした結果には $KB = 5.03$ および 6.28 に存在している。これは, KB (浮体幅) に依存する極大値ではなく KL (浮体長さ) に依存する同様の現象から発生する極大値である。さらに, 図-3 には 3 次元領域の算定には存在しない極大値が 2 次元領域の算定結果に発生している ($KB = 3.77$)。これも, 上述した影響による極大値であるものの, 3 次元的な音波の拡散に伴う影響で水深が大きい図-3 の設置条件では, 3 次元計算の結果に発生しなかったものと推察される。

(2) 付加質量係数の特性

図-4 は, 図-2 と同様の設置条件 ($h = 20$ m, $B = 100$ m, $d = 4$ m) とした場合の上下揺れに伴う上下揺れ方向の付加質量係数の特性を示している。なお, (2) 式で仮定したように自由表面における造波減衰を考慮していないため, 圧縮性進行波が発生する周波数まで減衰係数は 0 である。

図-4 より, 海震荷重同様に極大値の発生する周波数帯が 3 次元計算の結果と 2 次元計算の結果で異なってい

ること, 2 次元計算に比べ 3 次元計算の結果は付加質量係数が小さくなることを読みとれる。また, 3 次元計算の結果において, 極大値の大きさが海震荷重に比べて付加質量係数で小さくなっていることがわかる。これは, 海震荷重の算定では, 振動する海底面を無限大と仮定しているのに対して, ラディエーション流体力の算定では, 有限の大きさの浮体が振動しているために, 3 次元的な音波の拡散による影響が顕著に発生した結果である。ここで, 浮体の上下揺れ応答を算定する場合, 海震荷重と慣性力の釣り合いを考慮すればよいことから, 剛体浮体の海震に伴う上下揺れ応答特性も 2 次元計算と 3 次元計算で大きく異なるものと想定される。

(3) 海震による浮体底部に作用する圧力分布の特性 海震荷重算定における極大値の影響を検討するため

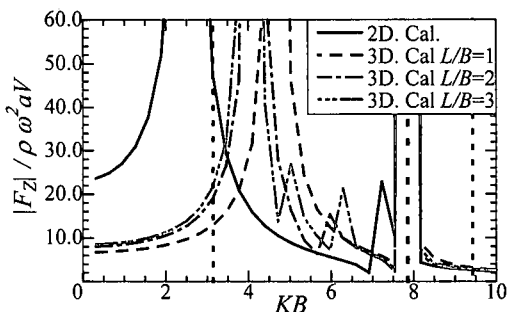


図-2 海震荷重の特性 ($h = 20$ m)

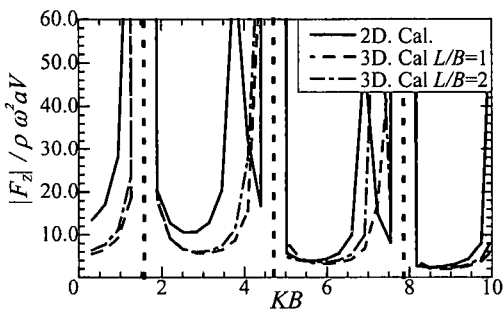


図-3 海震荷重の特性 ($h = 100$ m)

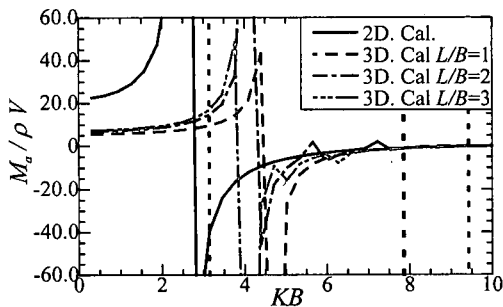


図-4 付加質量係数の特性 ($h = 20$ m)

に、図-2 および図-4 と同様の設置条件 ($h=20$ m, $B=100$ m, $d=4$ m) における浮体底部に作用する地震に伴う圧力分布を図-5 から図-11 に示す。図-5 は 2 次元計算の結果を示しており、横軸に浮体幅方向の分布 $x/(B/2)$ 並びに無次元波数 KB を、縦軸には無次元化した圧力の実数部を用いて整理されている。図-6 から図-11 は 3 次元計算の結果を示しており、横軸には、浮体長さを用いて無次元化された浮体幅および浮体長さ方向の分布を、縦軸には無次元化した圧力の実数部を用いて整理されている。

図-5 の 2 次元計算の結果から、圧力分布の周波数特性は、高周波数側になるにつれ 0 に近づく成分と浮体幅方向に $\cos Kx$ で分布する成分で構成されており、極大値の発生する周波数帯では、浮体幅 B と波数 K が大きく関係していることが読みとれる。さらに、浮体アスペクト比 L/B と加振周波数 KB を変化した図-6 から図-11 の 3 次元計算の結果では、浮体幅 B 方向と浮体長さ L 方向それぞれに $\cos Kx$ で分布する成分で構成されるため、浮体底部に作用する圧力分布の性状が異なっ

ている。すなわち、2 次元計算の結果では、 $KB \equiv (2n+1)\pi$ の付近でだけ極大値が発生したが、3 次元計算の結果では、浮体アスペクト比 L/B と加振周波数 KB の関係から $KL \equiv (2n+1)\pi$ 付近の極大値も同様に発生していることを意味している。このため、図-6、図-7 および図-9 では、浮体幅 B にだけ依存する極大値であるために、浮体中央部で圧力が最大となる分布形状を示しているが、図-8、図-10 および図-11 では浮体長さ L と浮体幅 B の関係から発生した極大値であるために、圧力分布の性状が異なっている。

4. おわりに

浮体式海洋構造物に働く地震時の流体力について、3 次元領域を対象とした境界積分方程式について定式化を実施し、2 次元領域を対象とした計算結果と比較検討した。この結果、3 次元領域では音波の拡散に伴う影響で、2 次元領域を対象とした算定結果より小さく算定されること、極大値を取る周波数帯が変化することがわかった。このため、短波長領域を対象としたストリップ法を適用

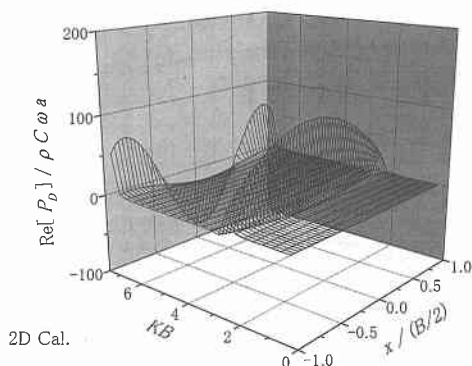


図-5 2次元計算による浮体底部の地震圧力分布特性 ($h=20$ m)

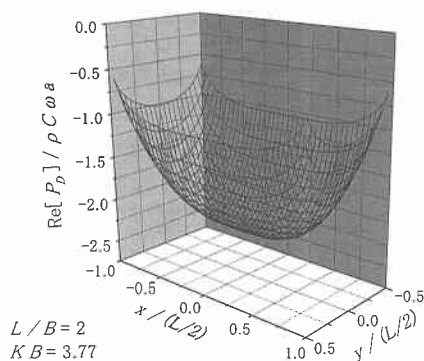


図-7 3次元計算による浮体底部の地震圧力分布特性 ($h=20$ m, $L/B=2$, $KB=3.77$)

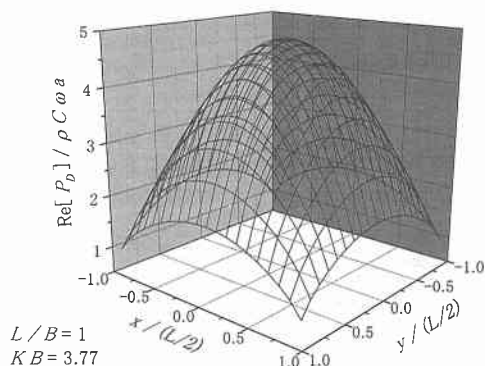


図-6 3次元計算による浮体底部の地震圧力分布特性 ($h=20$ m, $L/B=1$, $KB=3.77$)

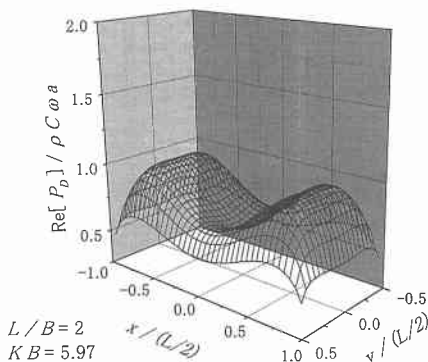
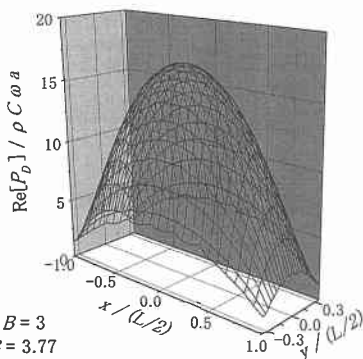
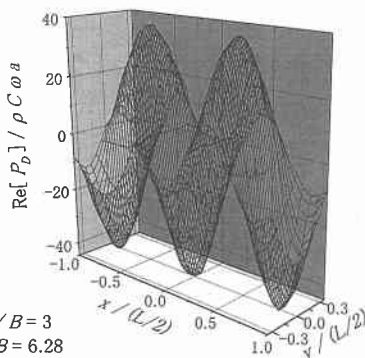


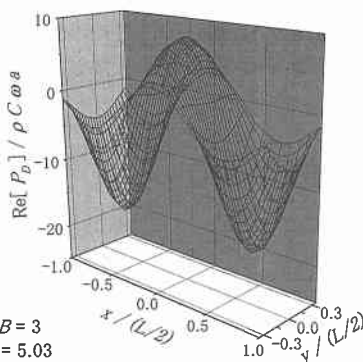
図-8 3次元計算による浮体底部の地震圧力分布特性 ($h=20$ m, $L/B=2$, $KB=5.97$)



図—9 3次元計算による浮体底部の海震圧力分布特性
($h=20$ m, $L/B=3$, $KB=3.77$)



図—11 3次元計算による浮体底部の海震圧力分布特性
($h=20$ m, $L/B=3$, $KB=6.28$)



図—10 3次元計算による浮体底部の海震圧力分布特性
($h=20$ m, $L/B=3$, $KB=5.03$)

しても、適応範囲が限定されるものと推察される。これらのことより、海震時における浮体式海洋構造物に作用する流体力特性において、3次元影響は無視できないものと推察される。

参 考 文 献

- 清川哲志 (1996): 浅海域における海震について, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 966-970.
 佐藤孫七 (1968): 海震の話し, 気象12.2, pp. 2054-2057.
 高村浩彰・増田光一・前田久明・別所正利 (1999): 超大型浮体式海洋構造物における海震時の応答推定法に関する研究 (第

- 2報)—粗密波の伝播特性に関する考察—, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 876-880.
 中村孝明・田中良弘・元良勇太郎 (1992): 3次元任意形状海洋構造物の地震応答解析, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 701-705.
 肥後 靖・甲田将樹・中森研治・植野秀樹 (1997a): 二次元浮体に働く海震荷重に関する理論的研究, 西部造船学会会報, 第93号, pp. 111-119.
 肥後 靖・植野秀樹 (1997b): 海震によって三次元浮体に働く荷重に関する研究, 日本造船学会論文集, 第182号, pp. 375-380.
 別所正利・前田久明・増田光一・高村浩彰 (1999): 超大型浮体式海洋構造物に作用する海震荷重算定における浅吃水理論の適用範囲について, 日本造船学会論文集, 第185号, pp. 181-186.
 増田光一・清水健一郎・別所正利 (1997): 超大型浮体式海洋構造物における海震時の応答推定法に関する研究, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 1021-1025.
 Baba, E. (1987): A study on the effect of seaquakes on a floating body, 日本造船学会論文集, 第162号, pp. 90-98.
 Bessho, M., H. Maeda, H. Masuda and K. Shimizu (1998): A study on prediction method of time history response of very large floating offshore structure by sea shock force, Proceeding of Hydroelasticity in Marine Technology, pp. 375-383.
 Maeda, H., K. Masuda, S. Miyajima and I. Ikoma (1996): Hydroelastic responses of pontoon type very large floating offshore structure, Proceeding of the 15th International Conference on OMAE, Vol. I, pp. 407-414.