

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 —

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, 1997, 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, 浅吃水理論の適用 (増田ら, 1997) は非常に有効な手段と考えられる。しかしながら, 著者らにより既に報告された浅吃水理論を用いた算定手法は, 水深, 浮体吃水などの設置条件に対する適用範囲について十分に検討されているとは言い難い。

本報告では, 有限吃水理論を用いて新たに積分方程式を定式化し, 海震に伴う浮体構造物の流体力特性について詳細な検討を実施した。すなわち, 浮体幅と水深の関係, 吃水並びに浮体底部の形状の違いによる流体力特性を数値計算により明らかにするとともに, 浅海域に設置された超大型浮体式海洋構造物に作用する海震の伝播特性について考察を実施し, 浅吃水理論の有用性を検証するものである。

2. 数値解析

(1) 基礎方程式とグリーン関数

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, 鉛直下向きに y 軸を定義するとともに, 2 次元問題として解析する。但し, 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表す。

地震によって振動する海底の幅 L は, 浮体幅に比べ大きなものであると考えられるので, 無限大の幅で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) 式に示す境界条件を満足するものとする。

$$\Delta\phi + K^2\phi = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi &= 0 && \text{on } S_F \\ \frac{\partial\phi}{\partial n} &= 0 && \text{on } S_B \\ \frac{\partial\phi_D}{\partial n} &= -\frac{\partial\phi_I}{\partial n} && \text{on } S_H \\ \frac{\partial\phi_R}{\partial n} &= i\omega x && \text{on } S_H \\ \lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left(\frac{\partial\phi}{\partial n} - iK\phi \right) &= 0 && \text{on } S_\infty \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ただし, $K (= \omega/C)$ は波数, C は水中音速, ϕ_I は入射波ポテンシャル, ϕ_D はディフラクションポテンシャル, ϕ_R はラディエーションポテンシャルである。(2) 式の境界

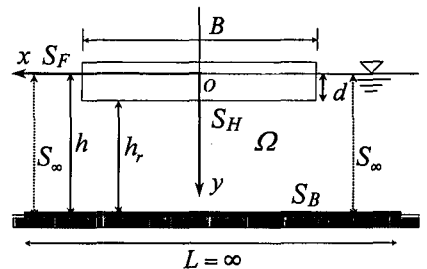


図-1 解析座標系

* 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

条件において、浮体表面の境界条件以外を満足するグリーン関数 $S(P, Q)$ は、観測点 $P(x, y)$ および特異点 $Q(\xi, \eta)$ を用いて (3) 式のように表示される (増田ら, 1997)。

$$S(P, Q) = -\frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sin\left\{\left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi y}{h}\right\} \times \sin\left\{\left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi \eta}{h}\right\} \frac{e^{-q_n \frac{\pi}{h} |x-\xi|}}{q_n} \dots (3)$$

$$q_n = \begin{cases} \sqrt{\left(n + \frac{1}{2}\right)^2 - \left(\frac{kh}{\pi}\right)^2} & \text{for } \left(n + \frac{1}{2}\right)^2 > \left(\frac{Kh}{\pi}\right)^2 \\ \sqrt{\left(\frac{kh}{\pi}\right)^2 - \left(n + \frac{1}{2}\right)^2} & \text{for } \left(\frac{Kh}{\pi}\right)^2 > \left(n + \frac{1}{2}\right)^2 \end{cases} \dots (4)$$

しかしながら、上記のグリーン関数は特異性を有しているため、 $K \rightarrow 0$ の極値をとって (5) 式のように表示し直すことによって特異性を回避する (別所ら, 1999)。

$$S(P, Q) = S_0(P, Q) - S_0(P, Q) + S_0(P, Q) \\ = -\frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sin\left\{\left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi y}{h}\right\} \sin\left\{\left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi \eta}{h}\right\} \\ \times \left\{ \frac{e^{-q_n \frac{\pi}{h} |x-\xi|}}{q_n} - \frac{e^{-(n+\frac{1}{2}) \frac{\pi}{h} |x-\xi|}}{n+1/2} \right\} - \frac{1}{4\pi} \\ \cdot \log \left[\frac{1 + \tanh^2 \frac{\pi |x-\xi|}{4h} \tanh^2 \frac{\pi (y-\eta)}{4h}}{\tanh^2 \frac{\pi |x-\xi|}{4h} + \tanh^2 \frac{\pi (y-\eta)}{4h}} \right] \\ \times \left[\frac{1 + \tanh^2 \frac{\pi |x-\xi|}{4h} \tanh^2 \frac{\pi (y+\eta)}{4h}}{\tanh^2 \frac{\pi |x-\xi|}{4h} + \tanh^2 \frac{\pi (y+\eta)}{4h}} \right] \dots (5)$$

(2) 積分方程式

領域 Ω 内で定義された関数についてグリーン関数の第2定理を用いて積分方程式を定式化し、ディフラクション問題とラディエーション問題に分けて表示すると (6) 式および (7) 式が成立する。

$$\frac{1}{2} \phi_D(P) = -\int_{S_n} \left\{ \phi_D(Q) \frac{\partial S(P, Q)}{\partial n_Q} + S(P, Q) \frac{\partial \phi_D(Q)}{\partial n_Q} \right\} dS(Q) \dots (6)$$

$$\frac{1}{2} \phi_R(P) = -\int_{S_n} \left\{ \phi_R(Q) \frac{\partial S(P, Q)}{\partial n_Q} - S(P, Q) \frac{\partial \phi_R(Q)}{\partial n_Q} \right\} dS(Q) \dots (7)$$

ここで、剛体浮体の i 方向振動に伴う j 方向ラディエーション流体力は (8) 式から、浮体に作用する地震の圧力は (9) 式から、地震荷重は (10) 式から算定する。

$$F_{Rij} = -\rho \int_{S_n} \text{Re}[\phi_{Ri}] n_j dS \dot{X}_j + \rho \omega \int_{S_n} \text{Im}[\phi_{Ri}] n_j dS \dot{X}_j \\ = M_{ij} \ddot{X}_j + D_{mij} \dot{X}_j \dots (8)$$

$$p_D = -i\rho\omega(\phi_i + \phi_D)|_{S_n} \dots (9)$$

$$F_{Dij} = -i\rho\omega \int_{S_n} \{\phi_i + \phi_D\} n_j dS \dots (10)$$

なお、入射波ポテンシャルは (12) 式と表示されるが、直下型で平面波が来襲する場合は、海底面の振動振幅 a を一定と仮定して、(13) 式のように表示できる。

$$\phi_i(P) = -\int_{-\infty}^{\infty} v(\xi) S(x, y; \xi, \eta) dS(\xi, \eta) \dots (11)$$

$$\phi_i(P) = \frac{i\omega a \sin Ky}{K \cos Kh} \dots (12)$$

ここで、浅吃水 (0-draft) 理論を用いた境界積分方程式については、既に著者ら (増田ら, 1997) により報告されているので紙面の都合上省略する。

(3) 浅吃水理論による高周波数近似 (宮島ら, 1998)

水深 h が浅い場合の地震荷重は $KB = (2n+1)\pi$, ($n = 0, 1, 2, \dots$) で極大値を示すことが既に報告されている。これは $B/\lambda = (n+1/2)$ であるから、浮体の両端部から発生する音波が干渉していることを物理的に意味している (望月ら, 1997)。よって $Kh < \pi/2$ で圧縮性進行波の影響はないものの、浮体底面では (14) 式に示す定在波が存在しているものと考えられる。

$$\phi(x, y) = A' \cos Kx \dots (13)$$

ただし A' は未知数とする。そこで、領域 $|x| < B/2$ でのディフラクション問題について以下のような速度ポテンシャルを定義する。

$$\phi(x, y) = -\frac{v \cos Ky}{K \sin Kh} + A' \cos Kx \dots (14)$$

また、 $|x| > B/2$ では A'' を未知数とすると速度ポテンシャルは以下のように表示できる。

$$\phi(x, y) = \frac{v \sin Ky}{K \cos Kh} + A'' \sin\left(\frac{\pi}{2h}\right) e^{-\mu x} \dots (15)$$

$$\mu = \begin{cases} \sqrt{\left(\frac{\pi}{2h}\right)^2 - K^2} & \text{for } \left(\frac{\pi}{2h}\right)^2 > K^2 \\ i\sqrt{K^2 - \left(\frac{\pi}{2h}\right)^2} & \text{for } K^2 > \left(\frac{\pi}{2h}\right)^2 \end{cases} \dots (16)$$

ここで、内側と外側の速度ポテンシャルは $x = \pm B/2$ で連続する条件から、近似的に未知数 A' および A'' を求めると地震荷重は以下のように表示できる。

$$f = \frac{i\rho\omega Bv}{K \sin Kh} \\ - \frac{2i\rho C v \sin \frac{KB}{2}}{K^2 h \cos Kh \left(\cos \frac{KB}{2} - \frac{K}{\mu} \sin \frac{KB}{2} \right)} \dots (17)$$

さらに、ディフラクション問題同様にラディエーション流体力を近似的に求めると以下ようになる。ここで、圧縮性進行波および表面波の影響を無視しているため、

付加質量係数だけが (18) 式のように算定される。

$$M_a = \frac{2\rho CB \sin \frac{KB}{2}}{\omega K^2 h \left(\cos \frac{KB}{2} - \frac{K}{\mu} \sin \frac{KB}{2} \right)} - \frac{\rho CB}{\omega \tan Kh} \dots\dots\dots (18)$$

3. 数値計算結果および考察

(1) 圧力分布の特性

図-2 および図-3 は、水深 h を 20 m, 吃水 d を 2 m, 浮体幅 B を 1000 m とした場合のポンツーン浮体に作用する地震に伴う流体力およびラディエーション流体力の圧力分布を示している。縦軸に地盤振動振幅 a および浮体上下揺振幅 y を用いて無次元化された圧力を、横軸に無次元波数 KB および浮体幅方向の分布 X/B を用いて整理されており、有限吃水理論の積分方程式により算定されている。なお、ここで示した計算周波数は、圧縮性進行波の発生周波数 $Kh > \pi/2$ より小さく、自由表面影響を無視しているため、計算結果は実数部のみである。

両図に示したような、浮体幅 1000 m に比較して水深が 20 m と小さい場合には、地盤振動並びに浮体の上下

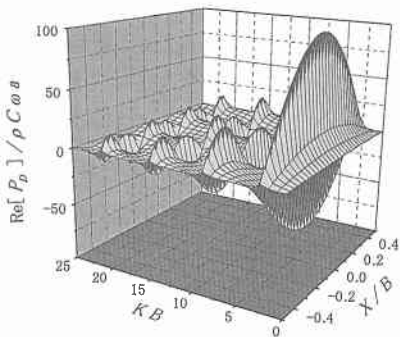


図-2 地震に伴う流体力の圧力分布 ($B=1000$ m, $d=2$ m, $h=20$ m)

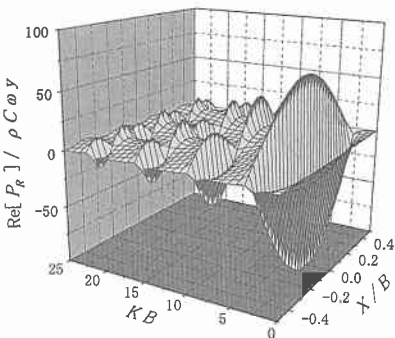


図-3 ラディエーション流体力の圧力分布 ($B=1000$ m, $d=2$ m, $h=20$ m)

揺に伴う粗密波の伝播特性は、共に平面波として流体中を伝播するため、圧力の大きさは約 1 : 1 となっていることがわかる。さらに、高周波数近似の定式化で示したように、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いることがわかる。

(2) 浅吃水理論との比較

図-4 は、水深 h を 50 m, 吃水 d を 2 m, 浮体幅 B を 1000 m とした場合のポンツーン浮体に作用する地震荷重並びに付加質量係数を示している。縦軸は無次元化された地震荷重並びに付加質量係数を用いて整理されている。図中の実線は有限吃水理論の積分方程式を、破線は浅吃水理論の積分方程式を、一点鎖線は浅吃水理論の高周波数近似式を用いて計算した結果である。

図より、吃水の影響が特に長周期側で認められるものの、すべての手法は同様な結果を示しており、ここで用いた計算条件下では浅吃水理論の有用性が認められる。

(3) 吃水変化に伴う流体力の特性

図-5 は、水深 h を 20 m, 浮体幅 B を 1000 m とした場合のポンツーン浮体に作用する地震荷重の特性を示している。上側 (Present BIEM) は、有限吃水理論の境界積

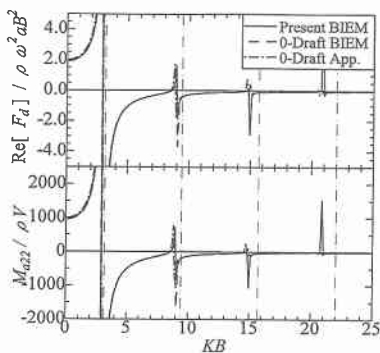


図-4 地震に伴う流体力の特性 ($B=1000$ m, $d=2$ m, $h=50$ m)

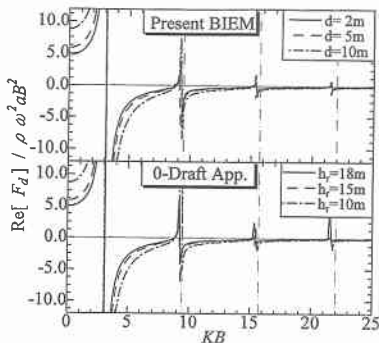


図-5 吃水の変化に伴う地震荷重の特性 ($B=1000$ m, $h=20$ m)

分方程式を用いて計算した結果で、下側 (0-Draft App.) は浅吃水理論の高周波数近似式を用いて計算した結果である。なお、図中には、計算パラメータとして採用した吃水 d および浮体底面と海底面間の距離 h_r (図-1 参照、以下相対水深と記す) を併記している。図-5 の上側より、吃水が深くなるに従って共振周波数はほとんど変化しないものの、海震荷重が大きくなることが読みとれる。このため、浅吃水理論 (吃水 $d=0$) による計算結果との相違が大きくなるが、水深 h を相対水深 h_r とみなして算定することにより、浅吃水理論でも有限吃水理論と同様の算定結果を得ることが可能である (図-5 下側参照)。

図-6 は、同上の条件 ($B=1000$ m, $h=20$ m) を用いた浮体の上下揺応答特性に関する計算結果を示している。図より、高周波数になるに従って、また吃水が小さく (相対水深が深く) なるに従って上下揺応答が大きくなっている。これは、無限大幅の地盤振動に伴う海震荷重に対して、ラディエーション流体力は有限幅の浮体の動揺に伴って発生しているため、粗密波の波長が短くなるに従って、または粗密波の伝播距離が長くなるに従って浮体端部の影響が顕著になるためである。

(4) 浮体底部の形状の違いに伴う流体力の特性

図-7 に水深 h を 20 m, 吃水 d を 10 m, 浮体幅 B を 1000 m とした場合のポンツーンタイプおよび楕円タイプ

の浮体形状 (図-7 上側参照) に作用する海震荷重並びに上下揺応答特性を示す。なお、図-7 以降のすべての計算結果は有限吃水理論の境界積分方程式により算定している。計算された海震荷重では、浮体幅に依存した共振周波数の変化は認められないものの、楕円タイプはポンツーンタイプに比べ浮体端部の影響が小さいため、荷重がすべての周波数帯において低減されていることがわかる。さらに上下揺応答特性では、浮体幅に関係した共振周波数帯で両者の相違が著しくなっている。

図-8 に水深 h を 20 m, 吃水 d を 2 m, 浮体幅 B を 1000 m とした場合の海震荷重並びに上下揺応答特性の計算結果を示す。図中の破線は、他の計算結果同様に通常のポンツーンタイプを示しており、実線は図-8 の最上部に示された浮体形状のように、幅 248 m の浮体を間隔 4 m で剛結合したものである。なお、結果の整理で用いた浮体幅はポンツーンタイプの浮体幅 1000 m と同様にしてある。計算結果から、分割浮体は、通常の矩形浮体と比して荷重が低減され、共振周波数帯が変化していることが読みとれる。これは、上述しているように、浅海域の場合、共振周波数並びに荷重の大きさが浮体幅に大きく依存していることを示している。しかしながら、上下揺応答特性は、ポンツーンタイプの計算結果と同様の結果を有しており、浮体動揺に伴う粗密波の伝播特性も地盤振動に伴う粗密波の伝播特性と同様に変化するものと考えられる。

以上の結果から、浮体幅に比較して水深が非常に浅い場合における粗密波の伝播特性は、浮体端部の影響が小さいために平面波として流体中を伝播することが明らかとなった。このことから、浅海域に設置された超大型浮体式海洋構造物に作用する海震に伴う流体力特性は、相対水深に大きく依存しているものと判断される。

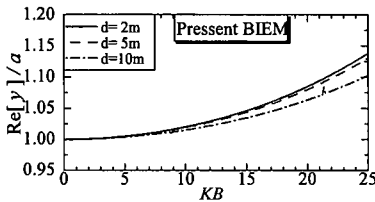


図-6 吃水の変化に伴う上下揺応答特性 ($B=1000$ m, $h=20$ m)

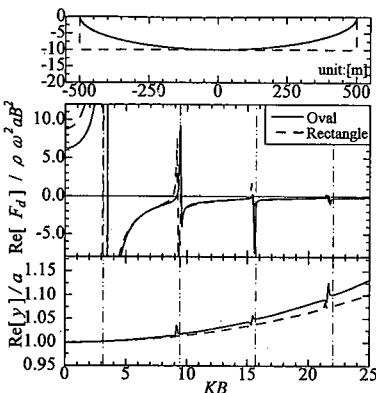


図-7 楕円形浮体の流体力特性 ($B=1000$ m, $d=10$ m, $h=20$ m)

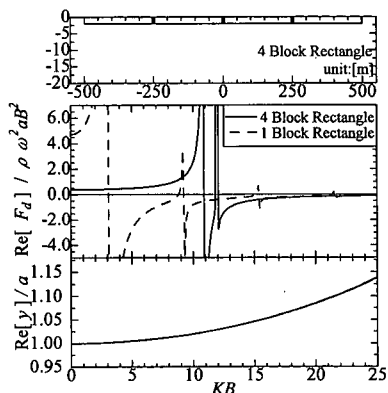


図-8 分割浮体の流体力特性 ($B=1000$ m, $d=2$ m, $h=20$ m)

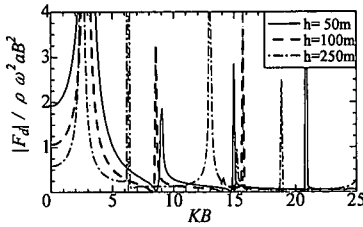


図-9 水深変化に伴う海震荷重の特性 (B=1000 m, d=2 m)

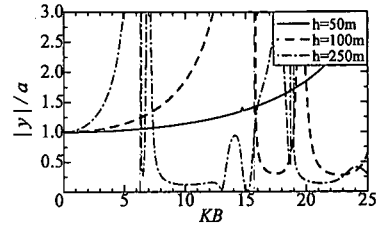


図-11 水深変化に伴う上下揺応答特性 (B=1000 m, d=2 m)

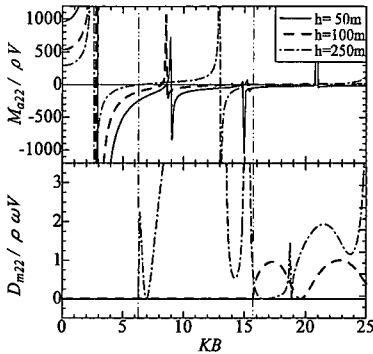


図-10 水深変化に伴うラディエーション流体力の特性 (B=1000 m, d=2 m)

(5) 水深変化に伴う流体力の特性

図-9, 図-10 および図-11 に浮体幅Bを1000 m, 吃水dを2 mとして, 水深hを50 m, 100 mおよび250 mとした場合のポンツーン浮体に作用する海震荷重, ラディエーション流体力および上下揺応答特性を示す。

図-9より, 高周波数近似の定式化で考察したように, $KB \approx (2n+1)\pi$, ($n=0, 1, 2, \dots$)の波数で発生する海震荷重の極大値は, 水深が大きくなるほど小さくなるのがわかる。さらに, 圧縮性進行波が発生する周波数($h=100 \text{ m} \rightarrow KB=5\pi$, $h=250 \text{ m} \rightarrow KB=2\pi$)で海震荷重は極大値を示すものの, ラディエーション流体力に対応した極大値は存在していない。このようなことから, 上下揺応答において上述の周波数で特に大きな応答を示した。

4. おわりに

本報告において, 有限吃水理論並びに浅吃水理論による数値解析から得られた結果は, 以下のとおりである。

(1) 浮体幅が水深に比較して大きな場合, 浮体動揺および地盤振動に伴う粗密波は, 共に平面波として流体中を伝わる。このため, 浮体構造物を剛体と仮定した場合には, 浮体構造物の上下揺方向の絶対加速度は, 地盤

絶対加速度とほぼ同じ大きさとなった。さらに, 浮体幅に比較して水深が大きな場合には, 浮体の上下揺に伴う粗密波が, 平面波として伝播しないため, 上述したような関係は成立しない。特に, 圧縮性進行波の発生周期帯では複雑な伝播特性を示した。

(2) 浅吃水理論は, 吃水が水深に比較して無視できない場合, 有限吃水理論による解析結果との相違を生じる。しかしながら, 浮体底面と海底面間の距離を水深とみなして計算することによって対応可能である。

(3) 浅海域に設置された浮体式海洋構造物に作用する流体力特性は, 浮体幅並びに設置水深に依存する。

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.
 肥後 篤・甲田将樹・中森研治・植野秀樹 (1997): 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.
 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.
 宮島省吾・別所正利・前田久明・増田光一・島田 潔 (1998): 海震による超大型浮体式海洋構造物の時刻歴応答推定法に関する研究, 第14回海洋工学シンポジウム, pp. 181-186.
 望月幸司・木原 一・高木 健・内藤 林 (1997): 海震が沿岸域浮体構造物に及ぼす影響に関する研究, 関西造船協会誌, 第227号, pp. 83-88.
 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, Maeda, H, Masuda, K, Shimizu, K, (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., Masuda, K., Miyajima, S., Ikoma, I (1996): Hydroelastic responses of pontoon type very large floating offshore structure, Proceeding of the 15th International Conference on OMAE, Vol. I, pp. 407-414.