

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 4 報)

——海底地盤の弾性振動影響を考慮した海震荷重特性——

高村 浩 彰*・増田 光 一**・前田 久 明***・別所 正 利****

1. はじめに

海底面の鉛直地震動が水中を疎密波(縦波)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」等の船舶による被害記録(佐藤, 1968)が残っており, 浮体式海洋構造物への影響が懸念されている。しかし, 強地震観測の結果を期待することが難しく, 水理模型実験(Baba, 1987)による現象の再現が困難なため, 数値計算による系統的な研究に頼られている(清川, 1996; Bessho ら, 1998)。

著者ら(高村ら, 1999, 2000)は, これまでに大規模な浮体式海洋構造物を対象として, 海震の影響を検討してきた。その結果, 疎密波が進行波とならない低周波数帯にもかかわらず, 浮体端部から放射される疎密波が干渉し, 定在波が発生する共振周波数が確認され, 浮体式構造物並びに海底地盤表面に大きな動水圧が作用することを示した。これより, 何らかの形で地盤内に疎密波エネルギーが伝搬するものと考えられる。

森田・中村(1997)および, 肥後・石原(1998)は, 地盤中へ吸収される疎密波エネルギーを考慮した解析を実施している。しかしながら, 両手法共に, 表面波の発生を伴った地盤の振動を考慮したものではなく, 水中の疎密波エネルギーが地盤内に吸収されるエネルギー成分(P波, S波およびレイリー波)のP波だけを対象とした解析である。

本報告では, 海底地盤を半無限均質弾性体と仮定し, 浮体式構造物に作用する海震時動水圧の算定に際し, 地盤との相互干渉を考慮した新たな境界積分方程式を誘導した。本手法は, 地盤を弾性体と仮定できる硬い物性に限定するものの, 水中疎密波のエネルギーが地盤内に吸収される全てのエネルギー成分を考慮することが可能である。これに基づいて, 浮体式海洋構造物に作用する海震時の動水圧特性について検討した結果について述べる。

2. 数値解析

(1) 水中および地盤の境界条件と基礎方程式

本報告は2次元問題を扱うものであり, 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。但し, S_F は自由表面, S_B は地盤面, 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。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 は式(1)の Helmholtz 方程式を支配方程式とし, 式(2)に示す境界条件を満足するものとする。

$$\Delta\phi + K_A^2\phi = 0 \quad \text{in } \Omega \dots\dots\dots (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi &= 0 && \text{on } S_F \\ \frac{\partial\phi}{\partial y} &= -\frac{\partial\phi_i}{\partial y} && \text{on } S_H \\ \lim_{K_A \rightarrow \infty} \left(\frac{\partial\phi}{\partial n} - iK_A\phi \right) &= 0 && \text{on } S_\infty \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

また, 地盤面の境界条件並びに地盤の仮定については後述するものとし, $K_A(=\omega/C)$ は波数, C は水中音速, ϕ_i は入射波ポテンシャルである。ここで, 浮体表面の境界条件に入射波ポテンシャルを用いるため, 後述する地盤条件に地震による地盤振動は含まないものとする。式(2)の境界条件において, 浮体表面および地盤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

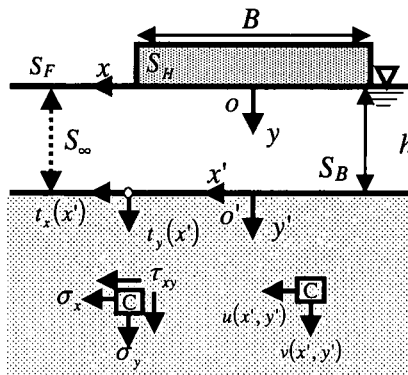


図-1 解析座標系

* 正会員 工博 西松建設(株)技術研究所
** 工博 日本大学 教授 理工学部
*** 工博 日本大学 教授 総合科学研究所
**** 工博 防衛大学校 名誉教授

$P(x, y)$ および特異点 $Q(\xi, \eta)$ を用いて式 (3) のように表示される (Bessho ら, 1998)。

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

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

地盤については、半無限領域における均質弾性体を仮定する。ここで、水面上を原点 o とする固定座標系と共に、地盤内での方程式の定式化に用いる地盤面上を原点 o' とする局所座標系を定義する。ただし、 x 軸は固定座標系および局所座標系において同一であるため、 x で統一した。また、地盤内での水平・鉛直方向変位を u, v 、応力を σ 、せん断力を τ 、水と地盤の境界での応力(境界力)を t と定義する。

水と地盤との境界 $y' = y - h = 0$ の上では y 方向変位 $v(x, 0)$ が連続でなければならない。ただし、粘性を無視するので x 方向はスリップして良いものとする。

$$i\omega v(x, 0) = \frac{\partial}{\partial y} \phi_D(x, h), \quad \text{on } y' = y - h = 0 \quad \dots (5)$$

境界力 t は、水平方向にせん断力が働かないことから式 (6) が、鉛直方向は水圧と等しいため式 (7) が成立する。

$$t_x(x) = 0, \quad \text{on } y' = 0 \dots\dots\dots (6)$$

$$t_y(x) = p(x, h) = -i\rho\omega\phi(x, h), \quad \text{on } y' = 0 \dots\dots (7)$$

ここで、浮体式構造物を考慮しなければ、水中のポテンシャルは、式 (8) と与えられる。

$$\phi(x, y) = -i\omega \int_{-\infty}^{\infty} v(\xi, 0) S(x, y; \xi, h) d\xi \quad (y' = 0) \dots\dots\dots (8)$$

これらにより、式 (9) および式 (10) に示すグリーン関数(別所ら, 2001)を用いれば、地盤面上の水圧による水平・鉛直変位が式(12)と表示することが可能である。

$$U(x, y'; \xi, 0) = \frac{1}{2\pi i k^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \left(1 - \frac{2p^2}{k^2} \right) e^{-i\sqrt{K^2 - p^2}x} + \frac{2\sqrt{K^2 - p^2}\sqrt{k^2 - p^2}}{k^2} e^{-i\sqrt{K^2 - p^2}x} \right\} \frac{e^{-i(p(x-\xi))}}{\Delta(p)} dp \dots\dots\dots (9)$$

$$V(x, y'; \xi, 0) = \frac{1}{2\pi i k^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \left(1 - \frac{2p^2}{k^2} \right) e^{-i\sqrt{K^2 - p^2}x} + \frac{2p^2\sqrt{K^2 - p^2}}{k^2} e^{-i\sqrt{K^2 - p^2}x} \right\} \frac{\sqrt{K^2 - p^2} e^{-i(p|x-\xi|)}}{\Delta(p)} dp \dots\dots\dots (10)$$

$$\Delta(p) = \left(1 - \frac{2p^2}{k^2} \right)^2 + \frac{4p^2}{k^4} \sqrt{K^2 - p^2} \sqrt{k^2 - p^2} \dots\dots (11)$$

$$\left. \begin{aligned} u(x, y') &= \frac{\rho\omega}{iG} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\xi, h) U(x, y'; \xi, 0) d\xi \\ v(x, y') &= \frac{\rho\omega}{iG} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\xi, h) V(x, y'; \xi, 0) d\xi \end{aligned} \right\} \dots\dots (12)$$

ただし、 ρ は流体密度、 G はせん断弾性係数、 ω は円周波数、 K は P 波の、 k は S 波の波数であり、 $K = \omega/V_P$ 、 $k = \omega/V_S$ とし V_P 、 V_S は P 波、 S 波の速度とする。

(2) 浮体式構造物に作用する動水圧

浮体は吃水が十分小さくて水面の圧力分布で代表されるものと仮定すれば、地盤面が振動したときの水中の速度ポテンシャルは式 (13) となる。

$$\phi_D(x, y) + \phi_I(x, y) = \frac{1}{i\rho\omega} \int_{s_n} p(\xi) \frac{\partial}{\partial \eta} S(x, y; \xi, 0) d\xi - \int_{s_n} \frac{\partial}{\partial y} \{ \phi_D(\xi, h) + \phi_I(\xi, h) \} S(x, y; \xi, h) d\xi \dots\dots\dots (13)$$

$$p(x) = -i\rho\omega \{ \phi_D(x, 0) + \phi_I(x, 0) \} \dots\dots\dots (14)$$

式 (13) 右辺項の未知数は、浮体底面の圧力と、地盤面の速度である。このため、式 (5) を用いて式 (12) を式 (15) と、式 (13) を式 (16) と再表示する。

$$\frac{\partial}{\partial y} \phi_D(x, h) = \frac{\rho\omega^2}{G} \int_{s_n} \phi_D(\xi, h) V(x, 0; \xi, 0) d\xi \quad \dots (15)$$

$$\phi_D(x, h) = \frac{1}{i\rho\omega} \int_{s_n} p(\xi) \frac{\partial}{\partial \eta} S(x, h; \xi, 0) d\xi - \int_{s_n} \frac{\partial}{\partial y} \phi_D(\xi, h) S(x, h; \xi, h) d\xi \quad \dots\dots (16)$$

一方、浮体下面で式 (17) が与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial y} \phi_D(x, 0) = \frac{1}{i\rho\omega} \int_{s_n} p(\xi) \frac{\partial^2}{\partial y \partial \eta} S(x, 0; \xi, 0) d\xi - \int_{s_n} \frac{\partial}{\partial y} \phi_D(\xi, h) \frac{\partial}{\partial y} S(x, 0; \xi, h) d\xi \dots\dots\dots (17)$$

これより、式 (15)、式 (16) および式 (17) を連立させて浮体底面での圧力 $p(x)$ を求めることが可能である(便宜上、以降では V 関数法と称す)。ただし、ここで定式化した積分方程式は、数値計算において地盤面を有限区間でしか検討できないので、地盤表面を伝播するレイリー波に固有値が発生し、地盤内に吸収される水中疎密波のエネルギーを拘束する。ここで、式 (13) は、フーリエ変換とコチン関数を利用した演算の実施により式 (18) と再表示することが可能である。

$$\phi_D(x, y) = \frac{1}{i\rho\omega} \int_{s_n} p(\xi) \left[\frac{\partial}{\partial \eta} S(x, y; \xi, 0) + \frac{\rho}{\rho_s} S_P(x, y; \xi, h) \right] d\xi \dots\dots\dots (18)$$

$$S_P(x, y; \xi, h) = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{K^2 - p^2} e^{-i(p|x-\xi|)} \sin(y\sqrt{K_A^2 - p^2})}{D(p) \cos(h\sqrt{K_A^2 - p^2}) \sqrt{K_A^2 - p^2}} dp \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$D(p) = \Delta(p) \cos(h\sqrt{K_A^2 - p^2}) + \frac{i\rho\sqrt{K^2 - p^2} \sin(h\sqrt{K_A^2 - p^2})}{\rho_s \sqrt{K_A^2 - p^2}} \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここで、 $S_P(x, y; \xi, h)$ は、著者らによって誘導されたグリーン関数であり、地盤面の圧力による地盤内振動の影響を考慮した水中音場の境界値問題の解と定義できる。また、境界条件式である式 (17) は、式 (21) と表示される。

$$\frac{\partial}{\partial y} \phi_D(x, 0) = \frac{1}{i\rho\omega} \int_{s_H} p(\xi) \left[\frac{\partial^2 S(x, 0; \xi, 0)}{\partial y \partial \eta} + \frac{\rho}{\rho_s} \frac{\partial S_P(x, 0; \xi, h)}{\partial y} \right] d\xi \quad \dots\dots\dots (21)$$

上式は、解析的に地盤面を無限区間で考慮しており、 V 関数法で述べた数値解析上の問題は発生しない。便宜上、式 (21) による解析を以降 S_P 関数法と称す。このときの地盤内の水平・垂直振動は、式 (12) をフーリエ変換し、コチン関数を用いて式 (22) と再表示することが可能である。

$$\begin{Bmatrix} u(x, y') \\ v(x, y') \end{Bmatrix} = \frac{1}{Gk^2} \int_{s_H} p(\xi) \begin{Bmatrix} U_P(x-\xi, y') \\ V_P(x-\xi, y') \end{Bmatrix} d\xi \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$\begin{Bmatrix} U_P(x-\xi, y') \\ V_P(x-\xi, y') \end{Bmatrix} = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i(p|x-\xi|)}}{D(p)} \begin{Bmatrix} Y_U(p, y') \\ Y_V(p, y') \end{Bmatrix} dp \quad \dots\dots\dots (23)$$

$$Y_U(p, y) = p \left(1 - \frac{2p^2}{k^2} \right) e^{-i\sqrt{K^2 - p^2} y} + \frac{2p\sqrt{K^2 - p^2} \sqrt{k^2 - p^2}}{k^2} e^{-i\sqrt{K^2 - p^2} y} \quad \dots\dots\dots (24)$$

$$Y_V(p, y) = \sqrt{K^2 - p^2} \left(1 - \frac{2p^2}{k^2} \right) e^{-i\sqrt{K^2 - p^2} y} + \frac{2p^2 \sqrt{K^2 - p^2}}{k^2} e^{-i\sqrt{K^2 - p^2} y} \quad \dots\dots\dots (25)$$

(3) 地震問題における入射波ポテンシャル
地盤物性が均質で、震源が十分遠いとすれば、地震波を

平面波と仮定することができる。このため、 $e^{iK(x \cos \alpha + y' \sin \alpha)}$ なる P 波が地盤表面に入射角 α で入射する場合 (図-2 参照) には、地盤内には P 波の正反射分と角度 β をなして S 波が反射するため、次式が成立する。

$$\begin{aligned} \gamma_e &= iK \left[e^{iK(x \cos \alpha + y' \sin \alpha)} + A_P e^{iK(x \cos \alpha - y' \sin \alpha)} \right] \\ \omega_e &= iKB_P e^{iK(x \cos \beta - y' \sin \beta)} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (26)$$

ただし、 γ_e は P 波の、 ω_e は S 波の変位ポテンシャルを、 A_P は P 波の反射成分の、 B_P は S 波の反射成分の振幅を示している。また、Huygens の原理から導かれる波動の反射・屈折の法則から式 (27) が成立する。

$$K \cos \alpha = k \cos \beta \quad \dots\dots\dots (27)$$

これらと弾性波理論により、地盤面での鉛直変位は、式 (28) と表示することが可能である。

$$\begin{aligned} v(x, 0) &= (1 - A_P) \left[\sin \alpha - \frac{K \cos \beta \sin 2\alpha}{\cos 2\beta} \right] e^{iKx \cos \alpha} \\ &= B_P^* e^{iKx \cos \alpha} \quad \dots\dots\dots (28) \end{aligned}$$

地盤面での鉛直変位 v による水中の圧力は、地盤面が無限遠まで均一に振動する仮定より、式 (3) の解析解および式 (8) を用いて式 (29) と表示できる。

$$p(x) = -\rho\omega^2 B_P^* \frac{\tan\{\sqrt{K_A^2 - K^2 \cos^2 \alpha} h\}}{\sqrt{K_A^2 - K^2 \cos^2 \alpha}} e^{iKx \cos \alpha} \quad \dots\dots\dots (29)$$

ここで、式 (7) から式 (30) および式 (31) が成立する。

$$iKGA_P^* = -\rho\omega^2 B_P^* \frac{\tan\{\sqrt{K_A^2 - K^2 \cos^2 \alpha} h\}}{\sqrt{K_A^2 - K^2 \cos^2 \alpha}} \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$A_P^* = \left(2 \cos^2 \alpha - \frac{k^2}{K^2} \right) (1 + A_P) - \frac{\sin 2\alpha \sin 2\beta}{\cos 2\beta} (1 - A_P) \quad \dots\dots\dots (31)$$

これらより、反射率 A_P が求められ、入射波ポテンシャルを以下のように表示することが可能となる。ただし、震源での変位振幅を a とする。

$$\begin{aligned} \phi_I(x, y) &= - \int_{-\infty}^{\infty} i\omega v(x, 0) S(x, y; \xi, h) d\xi \\ &= \frac{i\omega a B_P^* e^{iKx \cos \alpha} \sin(y\sqrt{K_A^2 - K^2 \cos^2 \alpha})}{\sqrt{K_A^2 - K^2 \cos^2 \alpha} \cos(h\sqrt{K_A^2 - K^2 \cos^2 \alpha})} \quad \dots\dots\dots (32) \end{aligned}$$

また、 $e^{iK(x \cos \beta + y \sin \beta)}$ なる S 波が入射角 β で地盤面に入射する場合についても、同様に定式化することができる。

3. 数値計算結果および考察

(1) 入射波ポテンシャル特性

水深 h を 100 m として、地盤条件を $V_P = 6650$ m/s, $V_S = 3450$ m/s, $\rho_s = 2770$ kg/m³ とした場合の、海底地盤表面の振動特性を図-3 に示す。ここで、横軸には P 波の入射角 α 並びに水深で無次元化された無次元波数 $K_A h$ を、縦軸には地盤表面での鉛直変位 v の絶対振幅を入射波振幅 a で無次元化した結果を用いて整理している。

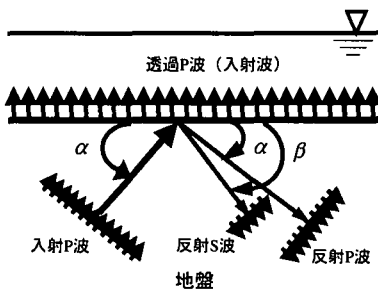


図-2 地震波入射の概念図

図から、地盤中を伝播した P 波は入射角 α が大きくなるに従って海底面の鉛直変位が大きくなり、直下型($\alpha=90^\circ$)で入射波振幅の2倍となることがわかる。これは、境界面を地表とおいた場合と同様の結果であり、 S 波が現れないことに起因している。また、入射波の振動が海底面に伝わらない周波数帯の存在も読みとれる。この周波数は、水の固有値、であり、地盤面と水面の間で疎密波が共振するために、地盤表面に大きな動水圧が作用し、振動振幅が小さくなったものと推察される。

(2) 浮体底部の圧力分布特性

浮体幅 B を1000 m、水深 h を20 mとし、固定された浮体式構造物に作用する海震による動水圧分布の算定結果を図-4および図-5に示す。ただし、図-4は海底面を剛と仮定した解析結果(便宜上、以降では剛底法と称する)が、図-5は P 波の速度 $V_P=6650$ m/s、 S 波の速度 $V_S=3450$ m/s、地盤密度 $\rho_s=2770$ kg/m³の岩盤を介して直下型($\alpha=90^\circ$) P 波が入射した場合を想定した S_p 関数法による結果が示されている。縦軸には無次元化された圧力の実数部(a)および虚数部(b)を、横軸には浮体幅方向の分布並びに地震波の周波数を無次元化した無次元波数 $K_A B$ を用いて整理されている。

両図の比較により、剛底法の解析結果(図-4)に存在する $K_A B=(2n-1)\pi$ で発生する浅海域に設置された大規模浮体特有の共振現象の影響が、 S_p 関数法の結果

(図-5)から読みとることができない。また、剛底法では、 $K_A h=1/2\pi \rightarrow K_A B=78.5$ まで疎密波が進行波とならないために、圧力は実数部(慣性力に相当する成分)だけであるのに対し、地盤影響を考慮することによって虚数部(減衰に相当する成分)の発生が確認される。さらに、動水圧の大きさも地盤内へのエネルギー伝達の影響により S_p 関数法で非常に小さくなっていることも読みとれる。すなわち、地盤面で疎密波が透過されて、固定境界条件のように反射率が1とならないことを意味している。

(3) 浮体に作用する海震荷重の特性

浮体式構造物全体に作用する動水圧(海震荷重)の特性を図-6に示す。縦軸には無次元化された海震荷重を、横軸には無次元波数 $K_A B$ を用いて整理されている。ただし、図中に示すように、実線は剛底法の解析結果を、破線は硬い岩盤を想定した($V_P=6650$ m/s、 $V_S=3450$ m/s)、一点破線は比較的軟らかい岩盤を想定した($V_P=3400$ m/s、 $V_S=2000$ m/s) S_p 関数法の解析結果を示している。

地盤の影響が発生しない低周波数限界は、剛底法の結果の2倍で S_p 関数法の結果が示されている。これは、図-3に示したように地盤面の振動振幅が S_p 関数法で剛底法の2倍となっているためである。しかし、高周波数側では前節で考察されたように S_p 関数法によって算定された海震荷重の値が小さくなるのがわかる。さら

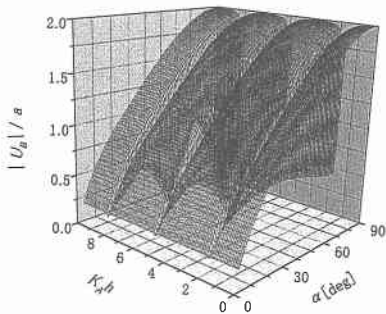
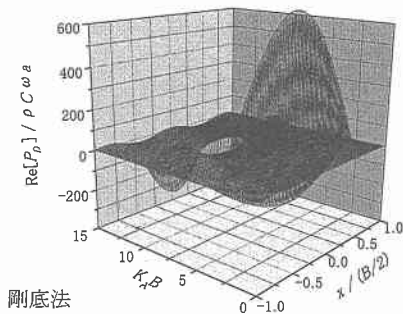
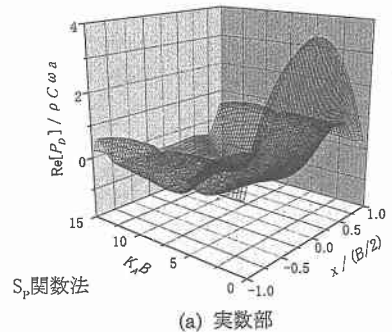


図-3 P 波が入射した時の地盤面上下変位特性

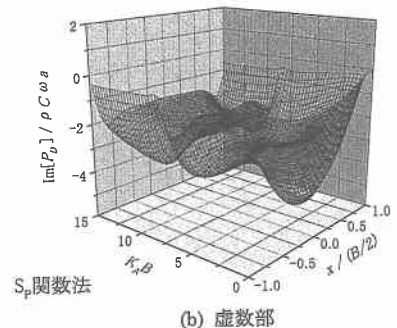


剛底法

図-4 浮体底部の圧力分布特性(剛底法)

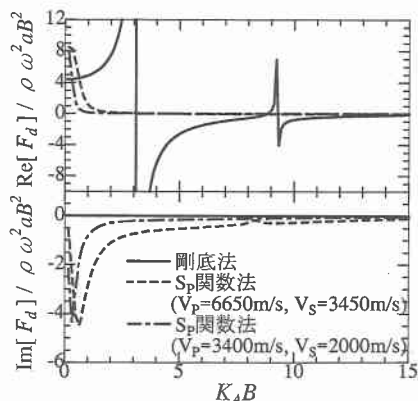


(a) 実数部

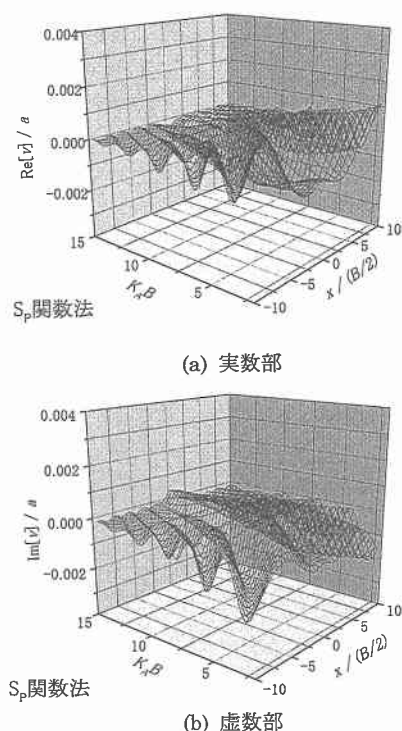


(b) 虚数部

図-5 浮体底部の圧力分布特性(S_p 関数法)



図—6 浮体式構造物に作用する地震荷重の特性



図—7 浮体からの反射波による地盤面の振動特性

に、地盤条件が硬い方が地震荷重も大きいことも読みとれる。ここで用いた地盤条件は、硬い岩盤を想定しており、実際の海底地盤の状態に比べ、安全側の解析を実施したことを示している。しかし、剛底法の結果を大きく下回る計算結果となっており、浮体式構造物に作用する地震荷重算定に際し、地盤影響を考慮する必要があることがわかった。

(4) 浮体からの反射波による地盤面の变形特性

図—5と同様の計算条件($B=1000$ m, $h=20$ m, $V_p=6650$ m/s, $V_s=3450$ m/s)を用いて、 S_p 関数法によって

解析した浮体式構造物の散乱波成分による地盤面の振動特性を図—7に示す。縦軸には入射波振幅で無次元化した海底地盤表面の鉛直変位量を、横軸には浮体幅で無次元化した浮体中心点からの距離並びに無次元波数 $K_A B$ を用いて整理されている。

図より、低周波数側の変位量が大きくなっているものの、振動自体は無視できるほど小さいことがわかる。また、高周波数側では、レイリー波成分に支配されており、地盤振動が遠方にまで伝達していることも示されている。

4. おわりに

本報告では、海底地盤を半無限均質弾性体と仮定して、浮体式構造物に作用する地震時の動水圧解析法を定式化した。さらに、浮体式構造物に作用する地震時の動水圧特性を検討した結果、海底地盤を剛とした解析結果とまったく異なる特性が示された。すなわち、海底地盤の弾性振動によって地盤内に疎密波エネルギーが伝達されるために、大規模浮体特有の共振現象($K_A B \approx (2n-1)\pi$, $n=1, 2, \dots$)が存在しないこと。疎密波が進行波とならない周波数帯($K_A h < 1/2\pi$)においても、浮体底部に作用する圧力は実数部(慣性力に相当する成分)だけでなく虚数部(減衰に相当する成分)の影響も発生すること。また、地盤の物性が軟らかいほど地震時の動水圧が小さくなることも確認された。

参 考 文 献

- 清川哲志 (1996): 浅海域における地震について, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 966-970.
- 佐藤孫七 (1968): 地震の話し, 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地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.
- 高村浩彰・増田光一・前田久明・別所正利 (2000): 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—, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 876-880.
- 森田和志・中村孝幸 (1997): 大型弾性浮体構造物の地震応答特性について, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 1001-1005.
- 肥後 靖・石原大輔 (1998): 地盤の変化が地震荷重に及ぼす影響に関する理論的研究, 西部造船協会誌, 第229号, pp. 123-128.
- 別所正利・前田久明・増田光一・高村浩彰 (2001): 地震に伴う海底地盤の振動特性に関する基礎的研究, 日本造船学会論文集, 第189号(投稿中).
- 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.