

岸壁前面の浮体動揺解析における3次元性の影響

清 川 哲 志*・平 山 彰 彦**

1. はじめに

著者らは、これまでに2次元のハイブリッド法を用いた解析により、係岸船舶の流体力および動揺に離岸距離が大きな影響をおよぼすことを明らかにしてきた^{1),2)}。本報ではさらに直接法による境界要素法により3次元計算を行い、2次元計算値との比較を行う。これは、長さ幅比の大きい船体が岸壁のごく近傍にある場合には、2次元解析も妥当な結果を与えと考えられるが、船体がある程度岸壁から離れた場合には、船体の動揺による発生波は3次元性を持つので、この影響の範囲を把握する必要があると考えられるためである。すなわち、発生波の波高は船体を中心にはば $1/\sqrt{k_0 r}$ (k_0 : 波数, r : 船体からの距離) で同心円状に放射減衰していくが、2次元解析ではこれが考慮されないで、上記のような場合、計算結果が実際の現象を十分に反映していない可能性があるということである。岸壁による反射の影響を考慮した3次元船体動揺解析は、Oortmerssen³⁾ (1976)、樫木ら⁴⁾ (1980) により行われているが、離岸距離に着目した研究は殆んど行われておらず、井上ら⁵⁾ (1983) が実験的に行ったものがみられる程度である。したがって本報では、船体に働く流体力を離岸距離の関数として3次元計算により求めて、2次元計算との違いを明らかにする。

浮体動揺における3次元影響に及ぼす要因は、離岸距離の他に浮体の長さ幅比 L_s/B が考えられる。進行中の浮体に働く流体力に及ぼす L_s/B の影響については、山下ら⁶⁾ (1981)、井上ら⁷⁾ (1982) が研究を行っており、井上らは $L_s/B < 5$ で3次元影響が現われることを明らかにしている。しかしながら、岸壁近傍における浮体動揺に及ぼす L_s/B の影響については、これまで明らかにされていない。一方、コンクリート製石油生産用プラットフォーム等の大型海洋構造物の巨大化に伴い、ドック内で1度に建造することが不可能になり、2つに分離して建造したのちに、ドックから引き出し岸壁近くで浮遊接合を行う工法が取られる場合があり、長さ幅比の小さい浮遊構造物が岸壁近くに保留されるケースが増えてき

ている。したがって、本報では岸壁前面の浮体に働く流体力を L_s/B の関数としても求め、やはり2次元計算との比較により3次元影響を明らかにする。

2. 解析理論

本報で用いる解析法は、著者ら⁸⁾ が進行波中の任意形状浮体の動揺解析法として開発したグリーン関数とグリーンの定理を用いた直接境界要素法に基づくもので、浮体没水表面上の未知ポテンシャル値に関する積分方程式を解くだけでよく、計算時間の点でも特異点分布法等の従来の解析法に比べ優れている。本報では、岸壁の影響を考慮できるように、鏡像法を用いて岸壁での不透過条件を満足するグリーン関数を導き、これとグリーンの定理を用いて積分方程式を導く。

(1) 基礎方程式と境界条件

不透過岸壁の前面の一定水深 h の水域中に任意形状の浮体があり、これに角振動数 ω 、波高

H_0 の微小振幅波が入射し、この波により浮体は微小な動揺運動をしているものとする。図-1に示すように座標系を定義し、入射波は、 x 軸と α ($|\alpha| < \pi/2$) の角をなして進行するものとする。線形ポテンシャル理論による解析を行うものとし、場のポテンシャルを次式で表す。

$$\begin{aligned} \Phi(x, y, z, t) &= \frac{gH_0}{2\omega} \{ \phi_0(x, y, z) + \hat{\phi}_0(x, y, z) \\ &\quad + \phi_T(x, y, z) \} e^{-i\omega t} \\ &\quad + \sum_{i=1}^n \frac{d}{dt} (\bar{D}_i e^{-i\omega t}) \phi_i(x, y, z) \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

ここに、 ϕ_0 : 入射波のポテンシャル, $\hat{\phi}_0$: 反射波のポテ

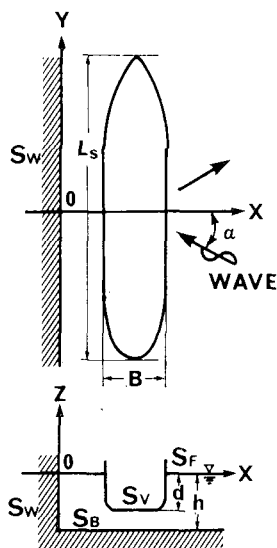


図-1 座標系の定義

* 正会員 工博 清水建設(株) 大崎研究室応用工学グループ

** 正会員 清水建設(株) 技術研究所海洋グループ

ンシャル (但し, 船体が無い場合), ϕ_l : 散乱波のポテンシャル, ϕ_l : l 方向の単位速度 ($l=1\sim3$), および単位角速度 ($l=4\sim6$) 運動によって生じる造波ポテンシャル, D_l : l 方向運動の振幅 $\bar{D}_l$ と, 入射波に対する位相差 ε_l からつくられる複素変位振幅で $D_l=\bar{D}_l e^{i\varepsilon_l}$ で定義される. ここに, $l=1, 2, 3$ は各々 x, y, z 軸に平行な運動で, sway, surge, heave, $l=4, 5, 6$ は各々浮体重心を通り x, y, z 軸に平行な軸まわりの回転運動で pitch, roll, yaw を示す. 入射波のポテンシャル ϕ_0 は既与で次式のように表される.

$$\phi_0(x, y, z) = \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} e^{-ik_0(x \cos \alpha - y \sin \alpha)} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに, k_0 : 波数 ($k_0 \tanh k_0 h = \nu$, $\nu = \omega^2/g$ の実正根) である. この入射波に対して, 反射波は $x=0$ から正の方向に向かって x 軸と α の角をなして進行する波で, そのポテンシャル $\hat{\phi}_0$ は次のように表される.

$$\hat{\phi}_0(x, y, z) = \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} e^{ik_0(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ϕ_0 および $\hat{\phi}_0$ は各々独自に基礎方程式, 自由表面条件, 海底面条件を満足している. また, この和は簡単な計算により確かめられるように, 次式を満足している.

$$\frac{\partial}{\partial x}(\phi_0 + \hat{\phi}_0) = 0 \quad (x=0) \quad \dots\dots\dots (4)$$

すなわち $x=0$ における不透過条件を満足している. したがって, $\phi_0, \hat{\phi}_0$ 以外の未知ポテンシャル ϕ_l ($l=1\sim7$) は, 次式で表される基礎方程式および境界条件を満足する解として求められる.

$$\nabla^2 \phi_l = 0 \quad (\text{in } \Omega) \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial z} - \nu \phi_l = 0 \quad (\text{on } S_F) \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial z} = 0 \quad (\text{on } S_B) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial n} = n_l \quad (\text{on } S_F) \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial x} = 0 \quad (\text{on } S_W) \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} R^{1/2}(\partial \phi_l / \partial R - i k_0 \phi_l) = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここに, 式 (5) は基礎方程式で 3 次元ラプラス方程式, 式 (6) は自由表面 S_F における運動学的・力学的条件, 式 (7), (9) は海底面 S_B および岸壁 S_W における不透過条件, 式 (8) は船体表面における水粒子速度が船体表面の運動速度と一致する条件を表し, n_l は単位速度 ($l=1\sim3$), 単位角速度 ($l=4\sim6$) で運動する場合の船体表面の法線方向速度, および入射波の水粒子速度 ($l=7$) で, n による微分は流体からみて外向法線方向に行う⁸⁾. 式 (10) は無限遠方における放射条件を表す.

(2) 境界要素法

岸壁の不透過条件を満足するグリーン関数を鏡像法によって求め, これとグリーンの定理を用いて ϕ_l に関す

る積分方程式を導き, 船体表面上の値を数値的に求める直接境界要素法について述べる.

(a) 岸壁の不透過条件を満足するグリーン関数

ここで用いるグリーン関数 G は以下に示す 3 次元ポアソン方程式と浮体表面以外の境界条件を $x \geq 0$ の領域で満足する関数として定義される.

$$\nabla^2 G = -4\pi \delta(x-\xi, y-\eta, z-\zeta) \quad (\text{in } \Omega) \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\frac{\partial G}{\partial z} - \nu G = 0 \quad (\text{on } S_F) \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (\text{on } S_B) \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\frac{\partial G}{\partial x} = 0 \quad (\text{on } S_W) \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} R^{1/2}(\partial G / \partial R - i k_0 G) = 0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここに, δ : ディラックのデルタ関数である.

式 (11)~(13) および式 (15) を満足する関数を G^* とすると, G^* は Wehausen & Laiton によって次式のように求められている⁹⁾.

$$\begin{aligned} G^*(P, Q) = & \frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \\ & + 2P.V. \int_0^\infty \frac{(\mu + \nu) e^{-\mu h} \cosh \mu(h+z)}{\mu \sinh \mu h - \nu \cosh \mu h} \\ & \cdot \cosh \mu(h+\zeta) J_0(\mu R') d\mu + i \frac{2\pi(k_0^2 - \nu^2)}{h(k_0^2 - \nu^2) + \nu} \\ & \cdot \cosh k_0(h+z) \cosh k_0(h+\zeta) J_0(k_0 R') \quad \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

ここに, P.V.: コーシーの主値, J_0 : 第 1 種 0 次ベッセル関数, P, Q : それぞれ領域内の点で, $P=(\xi, \eta, \zeta)$, $Q=(x, y, z)$ である. また, r, r', R' は次式で定義される.

$$\left. \begin{aligned} r &= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2} \\ r' &= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z+2h+\zeta)^2} \\ R' &= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (17)$$

積分表示 (16) の他に, John によって級数形が求められており, 本報でも前報⁸⁾と同様に $k_0 R'$ の値によって積分形と級数形を使い分ける.

次に, 関数 G^* を利用して直線岸壁 S_W における不透過条件を満足するグリーン関数を鏡像法により求める. すなわち, Q' を $Q=(x, y, z)$ の y 軸に対する対称な点 (鏡像) とすると $Q'=(-x, y, z)$ であり,

$$G(P, Q) = G^*(P, Q) + G^*(P, Q') \quad \dots\dots\dots (18)$$

とおくと, この $G(P, Q)$ は式 (14) を満足することが, 式 (16) を用いて, 簡単な計算により確かめられる. ただし, $G^*(P, Q')$ は式 (16) の x を $-x$ としたものである.

そして, Q' は領域 ($x \geq 0$) 外の点であるので, $G^*(P, Q')$ は $\nabla^2 G^*(P, Q') = 0$ を満足する. また, $G^*(P, Q)$, $G^*(P, Q')$ とともに式 (12), (13) および放射条件 (15) を満足しているから, 式 (18) はグリーン関数に関する境界値問題 (11)~(15) を満足しており, 求めるグリーン関数である. 級数形についても同様に, 式 (18) によってつくられる関数が求めるグリーン関数であるこ

とが示される。

(b) 積分方程式と離散化

一般に、領域 Ω 内で定義された微分可能な任意の関数 u, v に関して、次のグリーンの定理が成り立つ。

$$\iiint_{\Omega} (u \nabla^2 v - v \nabla^2 u) dV = \iint_S \left(u \frac{\partial v}{\partial n} - v \frac{\partial u}{\partial n} \right) dS \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここに、 S は Ω を囲む境界面を表し、 n による微分は外向法線方向微分を表す。このグリーンの定理を $u = \phi_i, v = G$ として適用し、 ϕ_i に関して式 (5)~(10)、 G に関して式 (11)~(15) を考慮すると、浮体没水面以外上の境界における積分は 0 となり、最終的に ϕ_i に関する次の積分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \phi_i(P) = & -\frac{1}{2\pi} \iint_{S_F} \left\{ \phi_i(Q) \frac{\partial}{\partial n} G(P, Q) \right. \\ & \left. - n_i(Q) G(P, Q) \right\} ds \quad (P, Q \in S_F) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (20)$$

これを数値計算により解き、 S_F 上のポテンシャル値を求める。このため、浮体表面 S_F を N 個の小要素に分割し、各要素内で未知ポテンシャル値を一定と近似する。そして、式 (20) の積分を和分に置き換えると、次の複素係数連立 1 次方程式が得られる。

$$\begin{aligned} 2\pi \phi_i(P_i) + \sum_{j=1}^N \phi_i(P_j) \frac{\partial}{\partial n} G(P_i, P_j) \Delta S_j \\ = \sum_{j=1}^N G(P_i, P_j) \cdot n_i(P_j) \cdot \Delta S_j \end{aligned} \quad (i=1 \sim 7, j=1 \sim N) \quad \dots\dots (21)$$

ここに、 P_i, P_j : それぞれ i, j 番目要素の中心座標、 ΔS_j : j 番目要素の面積である。

連立方程式の要素の計算法および数値的に求まった ϕ_i から流体力を求める方法については既報⁹⁾を参照されたい。

3. 解析法に関する基礎的検討

(1) 要素分割数の検討

計算精度を支配するパラメーターは、主として浮体表面上の要素長 a^* と波長 L の比 a^*/L であると考えられる。図-2 は a^*/L をパラメーターとして無次元流体力係数の周波数特性を示したもので、 M_{11}, N_{11} は sway による x 方向付加質量および造波減衰係数、 ρ は流体密度、 Δ は浮体の排水体積である。浮体は岸壁に平行な箱型自由浮体とし、長さ幅比 L_s/B 、幅吃水比 B/d および水深吃水比 h/d はともに 2、浮体重心の離岸距離と波長の比 l_1/L は 0.6 で、波の入射角 α は 0 としている。各周波数断面で見ると、低周波数を除けば a^*/L を小さくするに従いほぼ一様に一定値に収束することがわかる。低周波数で収束が悪いのは、低周波数の場合、グリー

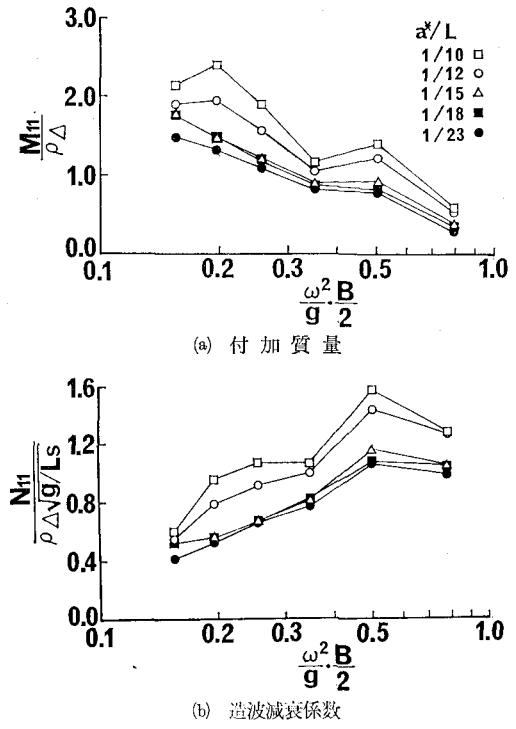


図-2 要素分割数と計算精度

ーン関数の値域が狭くなり、連立方程式 (21) の係数行列が特異性を持つためと考えられる。この場合、要素分割数を増しても精度が向上しないので、高精度計算にするなどの工夫が必要になる。しかし、実用上はあまり低周波数の計算は必要ないと思われるので a^*/L を 1/15 程度にとれば十分であろう。したがって以下の計算では a^*/L を 1/15 としている。なお、進行波中の動揺を扱った前報⁹⁾では a^*/L を 1/10 としたが、重複波中では空間位相も影響するため、より細かい分割が必要になるものと考えられる。

(2) 流体力の計算値と実験値の比較

本解析法の妥当性を検討するために、Oortmensen⁹⁾によって示された流体力の実験値との比較を行った。図-3 は計算に用いた 20 万トンタンカーの要素分割を示し

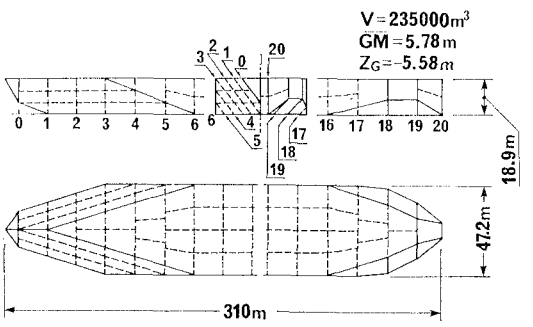
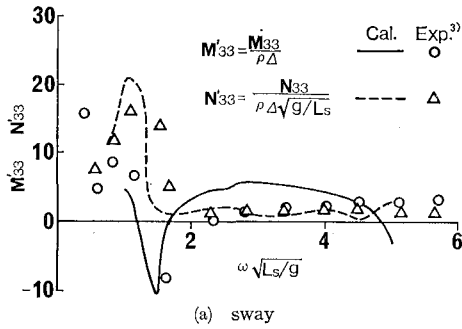
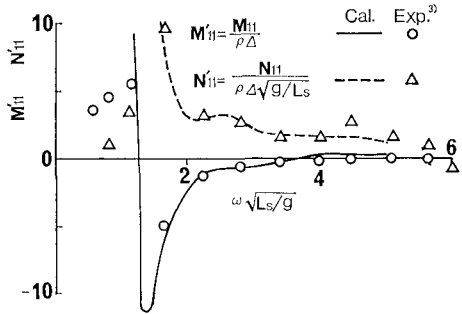


図-3 岸壁前面の 20 万トンタンカー要素分割⁹⁾



(a) sway



(b) heave

図-4 計算値と実験値の比較

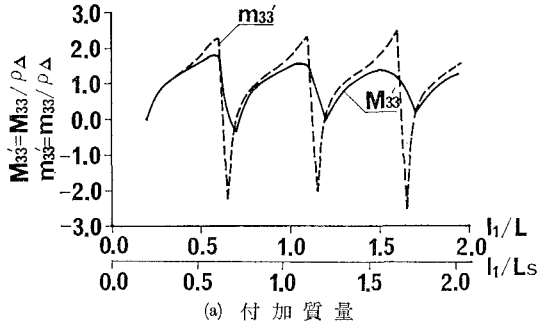
たもので、全要素数は182である。岸壁から船体重心までの距離 l_1 を40.1m、入射角 α を0に固定して、入射波振動数を変化させたときの付加質量および造波減衰係数の計算値を実験値とともに示したのが図-4である。計算値と実験値とは比較的良く一致しており、本解析法の妥当性が確かめられたといえよう。

4. 計算例と考察

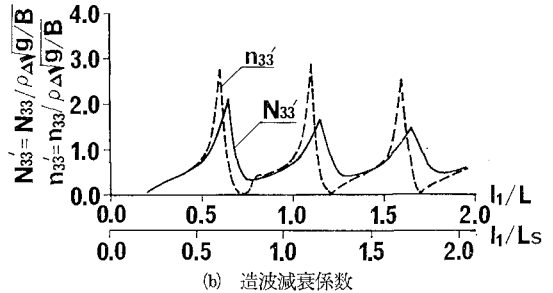
岸壁前面の浮体動揺解析において3次元性の影響が現れると考えられるのは、浮体長に比べ浮体の離岸距離が大きい場合、浮体の長さ幅比が小さい場合であると考えられる。したがってここでは、この2つのパラメータに着目して計算および考察を行う。なお浮体は岸壁に平行に置かれた箱型自由浮体とし、波の入射角は0とする。

(1) 浮体の離岸距離と浮体長さ比の影響

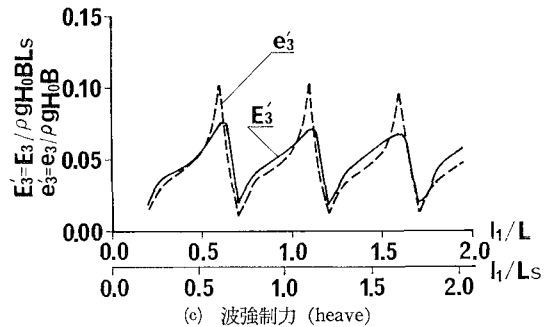
図-5は浮体の長さ幅比 L_s/B を7とし、幅吃水比 B/d および水深吃水比 h/d をともに2として、2次元および3次元流体力を計算した結果を離岸距離と浮体長の比 l_1/L_s の関数として示したものである。 $L_s/B=7$ はほぼ一般の船舶の場合に相当する。(a)はheaveによる z 方向付加質量、(b)、(c)は同じく造波減衰係数および波強制力で、それぞれ実線が3次元値、破線が2次元値を示している。また、横軸には l_1/L_s とともに、離岸距離と波長の比 l_1/L も示してある。これより $l_1/L_s < 0.5$ の範囲、すなわち船体が比較的岸壁に近い場合は、付加質量および造波減衰係数はともに3次元と2次元で大差が



(a) 付加質量



(b) 造波減衰係数



(c) 波強制力 (heave)

図-5 離岸距離による3次元性の影響

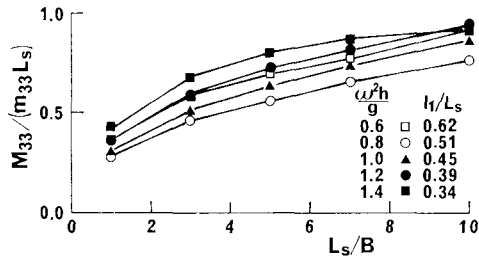
無いが、 l_1/L_s がこの範囲を越えると3次元値はピークと谷の振幅が徐々に減衰し、 l_1/L_s に対し同じパターンを繰り返す2次元値と差が生じることがわかる。これは、浮体の動揺による発生波が浮体を中心に同心円状に広がるため、離岸距離が大きくなると岸壁に達したときには波高が減衰しており、浮体に及ぼす発生波の反射の影響が小さくなるためと考えられる。これに対し、3次元波強制力にはそれがあまり現れていない。これは、波強制力の大部分が重複波によるもので、波強制力に占める回折・散乱波の割合が相対的に小さいために、見掛け上その影響が現れていないと考えられる。

(2) 浮体の長さ幅比の影響

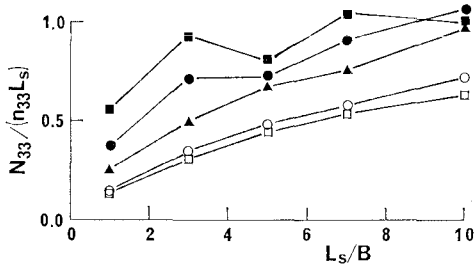
次に浮体の長さ幅比 L_s/B が及ぼす3次元性の影響について検討する。計算に用いる浮体は前項と同じもので、 l_1/L を0.6とし、動揺量の計算では、幅 B を0.5m、浮体重心の z 座標を、 -0.191 m、浮体の単位長さ当たりの慣性モーメント 0.0223 ton/m²、単位長さ当たりの質量 0.621 ton とした。

図-6は無次元振動数 $\omega^2 h/g$ を 0.6~1.8 に変化させて heave 運動による z 方向の2次元および3次元流体力を計算し、その比を L_s/B の関数として示したもので、それぞれ M, N, E が3次元, m, n, e が2次元の付加質量, 造波減衰係数, および波強制力を表す。これより L_s/B が小さくなるほど, 流体力係数の比は1よりも小さくなる傾向があり, 3次元性の影響が現れてくることがわかる。特に $\omega^2 h/g$ が 0.6, 0.8 の場合3次元性の影響が大きく, L_s/B が 10 の場合でも流体力は2次元値と一致しない。これは, 図中に示すように $L_s/B=7$ のとき $\omega^2 h/g=0.6, 0.8$ に対する l_1/L_s の値はそれぞれ 0.6, 0.51 で, l_1/L_s による3次元性の影響が現れているためと考えられる。これらを除けば, $\omega^2 h/g=1.0$ の場合に L_s/B の減少による3次元性の影響が比較的大きく, 3次元計算値は L_s/B が 7 で2次元計算値の 75~90%, 5 で 65~85% の範囲にある。ばらつきがあるが, おおよその目安として L_s/B が 5 以下の場合は3次元計算の必要があると言えよう。

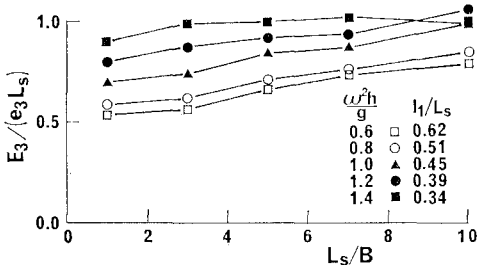
図-7 は変位振幅に及ぼす L_s/B の影響を調べたもので, 縦軸は3次元値と2次元値の比である。 L_s/B が 7



(a) 付加質量



(b) 造波減衰係数



(c) 波強制力 (heave)

図-6 浮体の長さ幅比による3次元性の影響

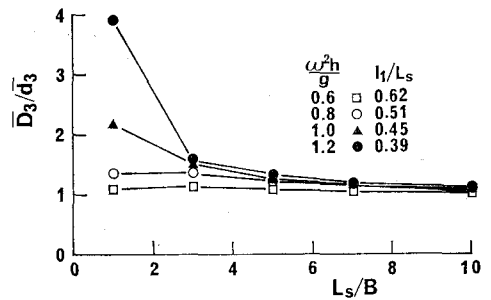


図-7 変位振幅に及ぼす長さ幅比の影響

で3次元値は2次元値の 104~119%, 5 で 107~132% である。この場合もかなりばらつきがあるが, 変位振幅についても L_s/B が 7 程度であれば, 2次元動揺解析でほぼ妥当な結果が得られるが, 5 以下になると3次元解析を行う方がよいと言えよう。

4. あとがき

岸壁前面の3次元浮体動揺解析を行い, 流体力と変位振幅に及ぼす離岸距離と浮体の長さの比 l_1/L_s , および浮体の長さ幅比 L_s/B の影響について, 2次元計算値との比較により検討した。その結果以下のことが明らかとなった。一般の船舶に該当する L_s/B が 7 程度の場合, l_1/L_s が 0.5 以下の範囲では3次元性の影響はほぼ無視でき, 2次元解析で妥当な結果が得られる。また, この範囲では L_s/B の影響は進行波中の場合と同様で, 5 以下では3次元解析が必要となるが, これより大きい場合は2次元解析でほぼ妥当な結果が得られる。しかし, l_1/L_s が 0.5 以上になると, L_s/B が 10 程度でも3次元性の影響が現れ, 進行波中の場合のように3次元性の影響を L_s/B だけでは判断できないので注意する必要がある。

参考文献

- 1) 清川哲志・平山彰彦・高梨和光・小林 浩: ハイブリッド型境界要素法による任意反射率防波堤前面の船体動揺解析, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 450~454, 1983.
- 2) 清川哲志・平山彰彦: 任意反射率防波堤前面の船体動揺特性, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 476~480, 1984.
- 3) Oortmerssen, G. van: The motions of a moored ship in waves, N.S.M.B. publication No. 510, 1976.
- 4) 樫木 亨・久保雅義: 荷役限界からみた港内静穏度に関する研究, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 307~311, 1980.
- 5) 井上欣三・本田啓之輔: 横波中の離岸係留避泊に関する模型実験, 日本航海学会論文集, 第60号, pp. 93~107, 1979.
- 6) 山下誠也: 浅喫水箱形浮体の波浪中動揺と変動圧力, 日本造船学会論文集, 第146号, pp. 165~172, 1979.
- 7) 井上義行・門松浩司・大川 豊: 箱型浮体の流体力に関する3次元影響, 関西造船協会誌, 第185号, pp. 67~78, 1982.
- 8) 清川哲志・大山 巧・小林 浩: グリーン関数法による任意形状浮体の動揺解析, 土木学会論文報告集, 第332号, pp. 55~65, 1983.