

# 接岸船舶の動揺に及ぼす岸壁反射率の影響

清川 哲志

(大崎研究室)

平山 彰彦

(技術研究所)

## § 1. まえがき

接岸時の船舶の動揺量を低減することは、荷役作業の効率の面からも重要なことであり、その一つの方法として多孔壁岸壁などの消波岸壁が施工される。これは船体周辺の波を消波することによって波高を下げ、船体動揺を押えようというものである。しかしながら、消波岸壁の採用により動揺がどの程度低減するかについては、これまでほとんど研究がなされていない。この理由は、波高の低減が船体動揺の低減に直接つながるということを自明のことと考えているからと思われる。ところが、単純な進行波中の動揺はともかく、船体と岸壁の間に生じる多重反射の影響等により現象は複雑化し、反射波の低減が必ずしも船体動揺の低減にはつながらないことも考えられる。実際、港内波高が通常より低い場合に荷役中止になる場合のあることが知られており、単に波高のみで船体動揺量を説明することはできない。そこで、著者らは消波岸壁前面の船体動揺を把握すべく、岸壁の反射率を任意に与えて船体動揺を計算できる解析法を開発した<sup>1)</sup>。本報文ではこの解析法を示し、その妥当性を模型実験により示す。次に、消波岸壁近傍における船体の規則波中における動揺特性について計算例をもとに考察する。さらに、より実際的な条件として入射波を不規則波、係留による復元力を船体の変位に対して非線形であるとした場合の動揺量を時系列解析により求め、船体動揺におよぼす消波岸壁の影響について考察する。

## § 2. ハイブリッド型境界要素法<sup>1)</sup>

### 2.1 流体運動の基礎方程式と境界条件

図一に示すように、任意な水深を有する水域中の岸壁前面に船体があり、これに一定水深  $h$  を有する領域から角振動数  $\omega$ 、波高  $H_0$  の微小振幅波が入射し、この波により船体は微小な動揺運動をしているものとする。船

体および岸壁と波との相互作用の問題を、非圧縮性完全流体中における定常波動問題とし、流体運動を速度ポテンシャルを用いて記述する。微小運動の仮定から、場全体の速度ポテンシャル  $\phi$  は、入射波、反射散乱波、および船体の動揺により生じる発生波のポテンシャルの和として次のように表わされる。

$$\phi(x, z, t) = \{\phi_0(x, z) + \phi_4(x, z)\} e^{i\omega t} + \sum_{i=1}^3 \frac{d}{dt} (D_i e^{i\omega t}) \phi_i(x, z) \quad \dots\dots(1)$$

ここに、 $\phi_0$ 、 $\phi_4$  は入射波および反射散乱波のポテンシャル、 $\phi_i (i=1\sim 3)$  は単位速度および単位角速度で  $i$  方向に運動したときに生じる発生波のポテンシャルで、 $i=1, 2, 3$  がそれぞれ sway (左右揺), heave (上下揺), roll (回転揺) に対応するものとする。また、 $D_i$  は動揺の  $i$  方向変位振幅  $\xi_i$  と入射波に対する位相差  $\varepsilon_i$  からつくられる複素変位振幅 ( $D_i = \xi_i e^{i\varepsilon_i}$ ) である。また、添字以外の  $i$  は虚数単位 ( $=\sqrt{-1}$ ) である。

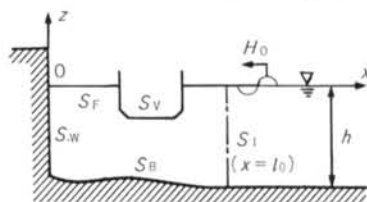
各ポテンシャルのうち、入射波のポテンシャル  $\phi_0$  は次式で与えられる。

$$\phi_0(x, z) = \frac{gH_0}{2\omega} \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0h} e^{ik_0x} \quad \dots\dots(2)$$

ここに、 $g$ : 重力加速度、 $k_0$ : 波数 ( $k_0 \tanh k_0h = \nu$  の実正根; ただし、 $\nu \equiv \omega^2/g$ ) である。

式(2)は一定水深  $h$  に対するものであるが、線形性を仮定しているので、最終的に  $\phi$  が後に述べる所与の基礎方程式と境界条件さえ満足していればよく、本解析では水深の変化による  $\phi_0$  自身の変化は  $\phi_4$  の中で考慮される。

さて、 $\phi_0$  以外のポテンシャル  $\phi_i (i=1\sim 4)$  は以下の基



図一 解析領域と座標系

礎方程式と境界条件を満足する関数として得られる。

$$\nabla^2 \phi_i = 0 \quad (\text{in } \Omega) \quad \dots\dots(3)$$

$$\partial \phi_i / \partial z - \nu \phi_i = 0 \quad (\text{on } S_F) \quad \dots\dots(4)$$

$$\partial \phi_i / \partial n = \delta_{i4} f_i \quad (\text{on } S_B) \quad \dots\dots(5)$$

$$\partial \phi_i / \partial n = f_i \quad (\text{on } S_T) \quad \dots\dots(6)$$

$$\partial \phi_i / \partial x = ik_0 \{ (1 - K_r) \phi_i - 2 \delta_{i4} K_r \phi_0 \} / (1 + K_r) \quad (\text{on } S_W) \quad \dots\dots(7)$$

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial x} = - \sum_{n=0}^{\infty} k_n q_n (l_0 + \mu) F_n(z) \int_{-h}^0 \phi_i(l_0, \zeta) F_n(\zeta) d\zeta \quad (\text{on } S_I) \quad \dots\dots(8)$$

ここに、 $\delta_{i4}$ : クロネッカー記号 ( $i=4$  のとき 1, それ以外のとき 0),  $K_r$ : 岸壁  $S_W$  の反射率,  $l_0$ : 岸壁から仮想面  $S_I$  までの距離,  $k_n$ : 固有値 ( $k_n \tan k_n h = -\nu$  の実正根),  $\mu$ : 微小な距離である。また、式(5), (6)における  $n$  による微分は、流体からみて外向き法線方向微分を表わす。 $f_i$  は船体の  $i$  方向単位速度 ( $i=1, 2$ ), 単位角速度 ( $i=3$ ) に対応した船体表面上の速度の法線方向成分, および海底面における入射波の法線方向流速 ( $i=4$ ) であり、それぞれ次式で求められる。

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= n_x, \quad f_2 = n_z \\ f_3 &= (x - x_0) n_x - (z - z_0) n_z \\ f_4 &= -n_x \partial \phi_0 / \partial x - n_z \partial \phi_0 / \partial z \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(9)$$

ただし、 $n_x, n_z$  はそれぞれ船体表面上に流体からみて外向きに立てた単位法線ベクトルの  $x, z$  成分,  $(x_0, z_0)$  は船体重心の座標である。 $q_n(x)$  および  $F_n(z)$  はそれぞれ次式で定義される固有関数である。

$$q_n(x) = \begin{cases} [2 ik_0^2 / \{ h(k_0^2 - \nu^2) + \nu \}] e^{-ik_0(x-l_0)} & (\text{for } n=0) \\ [2 k_n^2 / \{ h(k_n^2 + \nu^2) - \nu \}] e^{-k_n(x-l_0)} & (\text{for } n=1, 2, \dots) \end{cases} \quad \dots\dots(10)$$

$$F_n(z) = \begin{cases} \cosh k_0(h+z) / \cosh k_0 h & (\text{for } n=0) \\ \cos k_n(h+z) / \cos k_n h & (\text{for } n=1, 2, \dots) \end{cases} \quad \dots\dots(11)$$

式(3)はラプラスの方程式、式(4)~(6)は通常用いられる自由表面、海底、船体表面上の境界条件である。式(7)は反射率  $K_r$  の岸壁  $S_W$  における境界条件で、岸壁前面に部分重複波ができていと仮定し、波形勾配と水位の時間変動率を利用して導いたものである<sup>1)</sup>。式(8)は固有関数展開法により導かれる減衰散乱波を考慮した外部領域 ( $x > l_0$  の領域) の解析解と内部の解を接続する条件で、この境界条件により仮想面  $S_I$  を船体に近付け、解析領域を小さくとることが可能となる。

## 2.2 積分方程式と離散化

ここでは、グリーン公式を用いて式(3)~(8)で表わされる境界値問題を積分方程式で表現し、これを離散化して数値的に解く方法について述べる。一般に  $u$  を調和関数とするとき、区分的に滑らかな閉曲線上  $S$  の任意の点  $P$  における関数値  $u(P)$  は、境界線上の  $u(Q)$  および  $\partial u / \partial n$  を用いて次のグリーン公式によって求められる。

$$u(P) = \frac{1}{\pi} \int_S \left\{ \frac{\partial u(Q)}{\partial n} \ln \left( \frac{1}{r} \right) - u(Q) \frac{\partial}{\partial n} \ln \left( \frac{1}{r} \right) \right\} dS \quad \dots\dots(12)$$

ここに、 $r$  は  $PQ$  間の距離である。このグリーン公式を  $u = \phi_i$  として 図-1 に示される境界  $S = S_F + S_T + S_W + S_B + S_I$  で囲まれる閉領域に適用し、さらに各境界線上で式(4)~(8)で表わされる境界条件を適用すると次の  $\phi_i$  に関する積分方程式を得る。

$$\begin{aligned} \pi \phi_i(a, b) &= \int_{S_T} \ln \left( \frac{1}{r} \right) f_i dS - \int_{S_T} \phi_i \left( \frac{\partial}{\partial n} \ln \frac{1}{r} \right) dS \\ &+ \int_{S_F} \left\{ \nu \ln \left( \frac{1}{r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \ln \left( \frac{1}{r} \right) \right\} \phi_i dS \\ &- \int_{S_W} \phi_i \left\{ ik_0 \frac{1 - K_r}{1 + K_r} \ln \left( \frac{1}{r} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \ln \left( \frac{1}{r} \right) \right\} dS \\ &+ \int_{S_W} 2 ik_0 \delta_{i4} \frac{K_r}{1 + K_r} \phi_0 \ln \left( \frac{1}{r} \right) dS \\ &+ \int_{S_B} \left\{ \delta_{i4} \ln \left( \frac{1}{r} \right) f_i - \phi_i \frac{\partial}{\partial n} \ln \left( \frac{1}{r} \right) \right\} dS \\ &- \int_{S_I} \left\{ \ln \left( \frac{1}{r} \right) \sum_{n=0}^{\infty} k_n q_n (l_0 + \mu) F_n(z) \right. \\ &\quad \cdot \int_{-h}^0 \phi_i(l_0, \zeta) F_n(\zeta) d\zeta \left. \right\} dS \\ &- \int_{S_I} \phi_i \frac{\partial}{\partial x} \ln \left( \frac{1}{r} \right) dS \quad (i=1 \sim 4) \end{aligned} \quad \dots\dots(13)$$

これは、 $\phi_i (i=1 \sim 4)$  に関するフレドホルム型第2種の積分方程式である。ただし、 $(a, b)$  は境界線上の任意の点  $P$  の座標である。

次に、式(13)の数値解を求めるために各境界線を線要素に分割し、各要素上でのポテンシャル値を中点座標における値で代表させ、離散化する。このため、図-2 に示すように各境界をそれぞれ  $N_1$  個~ $N_6$  個に分割し、各要素に船体右端部の要素を出発点として反時計回りに、

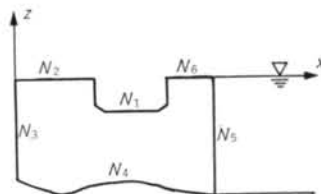


図-2 各境界面の要素分割数

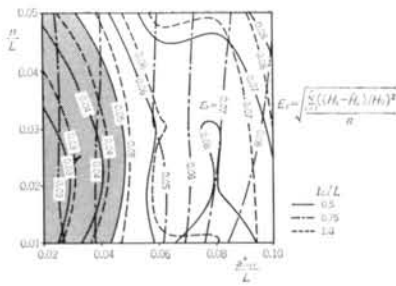


図-3 計算精度の特性

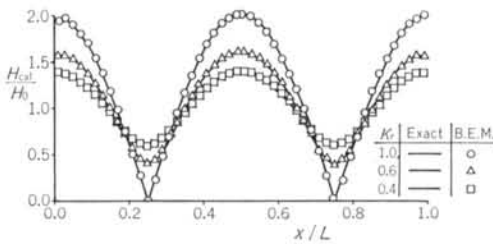


図-4 任意反射率岸壁境界条件の検証

$S_r$  上に  $1 \sim N_1$ , 船体より左側の  $S_F$  上に  $N_1+1 \sim N_{12}$ ,  $S_w$  上に  $N_{12}+1 \sim N_{13}$ ,  $S_B$  上に  $N_{13}+1 \sim N_{14}$ ,  $S_l$  上に  $N_{14}+1 \sim N_{15}$ , 船体より右側の  $S_F$  上に  $N_{15}+1 \sim N^*$  の連番番号を付ける。ただし,  $N_{1n} = N_1 + N_2 + \dots + N_n (n=2 \sim 5)$  で,  $N^*$  は全要素数である。  $\phi_i(l) (i=1 \sim 4, l=1 \sim N^*)$  を  $l$  番目要素中点における  $i$  モードのポテンシャル値とすると, 次の未知ポテンシャル値に関する複素係数連立一次方程式が得られる。

$$\pi \phi_i(l) - \sum_{s=1}^{N^*} H_{ls} \phi_i(s) = c_i(l) \quad (l=1 \sim N^*) \quad \dots(14)$$

$H_{ls}$  および  $c_i(l)$  は次式によって定義される。

$$H_{ls} = \begin{cases} \cdot - \{n_x(s)A_{ls,x} + n_z(s)A_{ls,z}\} \Delta S_s & (s=1 \sim N_1, N_{13}+1 \sim N_{14}) \\ \cdot (vA_{ls} - A_{ls,z}) \Delta S_s & (s=N_1+1 \sim N_{12}, N_{15}+1 \sim N^*) \\ \cdot - \{ik_0(1-K_r)A_{ls}/(1+K_r) - A_{ls,x}\} \Delta S_s & (s=N_{12}+1 \sim N_{13}) \\ \cdot - \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} k_n q_n(l_0 + \mu) F_n(z_s) \sum_{m=N_{14}+1}^{N_5} A_{lm} F_n(z_m) \right. \\ \quad \left. \cdot \Delta S_m + A_{ls,x} \right\} \Delta S_s & (s=N_{14}+1 \sim N_{15}) \end{cases} \quad \dots(15)$$

$$c_i(l) = \sum_{s=1}^{N_1} A_{ls} f_i(s) \Delta S_s + \delta_{i4} \left\{ \sum_{s=N_{12}+1}^{N_{13}} 2 ik_0 K_r A_{ls} \phi_0(s) \Delta S_s / (1+K_r) \right.$$

$$\left. + \sum_{s=N_{15}+1}^{N_{14}} A_{ls} f_i(s) \Delta S_s \right\} \quad \dots(16)$$

ここに,  $A_{ls} = \ln(1/r_{ls})$  ( $r_{ls}$ :  $l$  および  $s$  番目要素中点間の距離) で,  $A_{ls,x}$  と  $A_{ls,z}$  は, それぞれ  $A_{ls}$  の  $x$  と  $z$  に関する偏微分を表わす。  $n_x(s), n_z(s), f_i(s), \phi_0(s)$  などは, それぞれの  $s$  番目要素における値を表わす。  $\Delta S_s$  は  $s$  番目要素の長さである。式(14)を解くことにより得られる各要素上でのポテンシャル値をもとに, 周辺波高および船体に働く流体力が計算される。流体力の求め方については運動方程式のところで述べる。

### § 3. 計算精度および妥当性の検討

#### 3.1 計算精度の検討

本解析法において計算精度に関する基本的要因は, 分割要素長  $a^*$  ( $\equiv \Delta S_s$ ) と入射波長  $L$  の比  $a^*/L$ , および微小距離  $\mu$  と  $L$  の比  $\mu/L$  の2つであると考えられる。そこで, その影響を調べるために, 水深  $h$  を一定にして, 船体が無い場合の岸壁による波の反射の問題を考え,  $s$  番目要素中点における波高の計算値  $H_s$  と厳密解  $\bar{H}_s$  との比較を行なった。図-3は, 岸壁の反射率  $K_r=1.0$ ,  $h/L=0.165$  として誤差  $E_r$  を図中に示すように定義し,  $a^*/L$  および  $\mu/L$  の関数として誤差の分布を示したものである。仮想境界面の影響も調べるために, 岸壁から仮想面までの距離  $l_0$  と  $L$  の比  $l_0/L$  を 0.5, 0.75, 1.0 の3通りに変化させている。図中,  $a^*_{max}$  は最大要素長,  $n$  は境界  $S_F$  上の要素数である。ただし,  $a^*$  は全要素でほぼ等しくなるように分割している。図-3から,  $a^*/L$  が大きい場合には仮想面の位置により誤差にばらつきがみられるものの,  $a^*/L$  および  $\mu/L$  を 0.04 以下にとれば (陰影部分), 仮想面の位置によらず誤差は5%以下になることが分かる。以後の計算例では, さらに高精度な計算を行うために  $a^*_{max}/L$  および  $\mu/L$  を 0.02 としている。

次に, 理論で述べた任意反射率を有する岸壁の境界条件の妥当性を確かめるために,  $K_r=0.4, 0.6, 1.0$  について  $H_s$  と厳密解  $\bar{H}$  の比較を行なったのが図-4である。横軸は, 岸壁からの距離  $x$  と波長  $L$  の比である。両者は良く一致していることが分かる。

#### 3.2 模型実験による検討

##### 3.2.1 実験方法

実験は, 当社技術研究所所有の長さ 40m, 奥行き 0.6m の2次元造波水槽を用いて, 水深を 0.5m として行なった。実験に用いた模型は厚さ 10mm の塩化ビニール製

で、幅0.5m、奥行き0.57m、高さ0.4mの矩形断面とし、模型内部に鋼板を敷き吃水を0.25m、重心を-0.19mとした。模型奥行き方向2面と水槽壁面との間は共に1.5cmずつ空いており、両者の間に摩擦を生じないようにになっている。動揺実験は規則波を用い、模型重心位置と水槽の固定点とをごく弱いバネを連結した細い糸で結び、定常波漂流力を打ち消した。なお、岸壁は反射率1.0の直立岸壁とし、造波板より30mの位置に設けた。模型の動揺による各変位振幅の測定は、模型の重心位置と水槽のガラス面上に10cm刻みで発光ダイオードを取り付け、シャッター開放の撮影により行なった。

### 3.2.2 実験結果と計算結果の比較

図-5は入射波の振動数を0.45Hzに固定し、岸壁と船体重心との距離 $l_1$ と波長 $L$ との比 $l_1/L$ を変化させたときの実験値および計算値で、縦軸は無次元変位振幅である。また、図-6は $l_1/L$ を0.6に固定し、入射波の振動数を変化させたもので横軸は無次元角振動数、縦軸は無次元変位振幅である。計算値は模型の諸元を単位長さ当たりの値に直し、次節で示す方法で計算した。図-5では、sway, heaveともに実験値と計算値とでピーク付近でのずれがみられるものの全体的には比較的良く一致し、本解析法の妥当性が確かめられたといえよう。

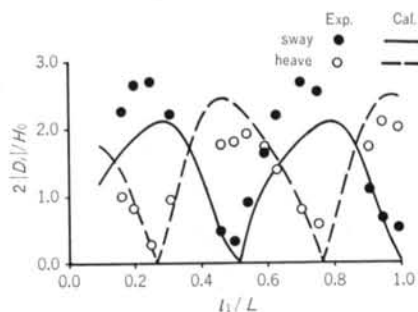


図-5 動揺におよぼす岸壁・船体間の距離の影響

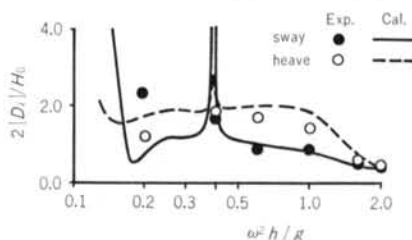


図-6 不透壁前面での船体動揺 ( $l_1/L=0.6$ )

および重心を通過して $x-z$ 平面に直行する軸まわりの回転モーメント ( $i=3$ ) を表わしている。

$[a]$ ,  $[b]$  の各成分は、 $\phi_j (j=1\sim 3)$  を用いて次式によって求められる。

$$a_{ij} - ib_{ij}/\omega = \rho \sum_{s=1}^{N_1} f_i(s) \phi_j(s) \Delta S_s \quad \dots\dots(9)$$

ここに、 $a_{ij}$  は  $j$  方向運動による  $i$  方向付加質量 ( $i=1, 2$ )、および付加慣性モーメント ( $i=3$ )、 $b_{ij}$  は同様に  $j$  方向運動による  $i$  方向造波減衰係数を表わす。

また、 $[m]$  および  $[c]$  はそれぞれ次のように表わされる。

$$[m] = \begin{bmatrix} m & 0 & 0 \\ 0 & m & 0 \\ 0 & 0 & I_0 \end{bmatrix} \dots\dots(10) \quad [c] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \rho g A_w & 0 \\ 0 & 0 & m_0 \overline{GM} \end{bmatrix} \dots\dots(11)$$

ここに、 $m$ : 単位奥行き当たりの船体質量、 $I_0$ : 単位奥行き当たりの重心まわりの慣性モーメント、 $A_w$ : 単位奥行き当たりの船体の水線面積、 $\overline{GM}$ : roll のメタセンター高である。

### 4.2 消波岸壁前面の700トン貨物船と10万トンタンカーの動揺

ここでは、規則波中における船体の動揺におよぼす岸壁反射率の影響について明らかにする。船種の違いによる影響も調べるために、小型船として700トン貨物船、大型船として10万トンタンカーを例にとる。計算に用いる貨物船およびタンカーの諸元は『港湾の施設の技術上の基準・同解説』の標準船型<sup>3)</sup>に基づいて決めた。ただ

## § 4. 岸壁前面の船体の規則波中における動揺<sup>2)</sup>

### 4.1 周波数領域で記述された運動方程式

規則波中の定常運動を考え、sway, heave および roll の複素変位振幅をベクトル表示して  $\{D\} = {}^t\{D_1, D_2, D_3\}$  とする。船体は自由浮体とし、粘性減衰は考慮しないものとする。このとき、船体の運動方程式から  $\{D\}$  に関する次の3元連立一次方程式が得られる。

$$[[c] + i\omega[b] - \omega^2([m] + [a])]\{D\} = \{E\} \quad \dots\dots(17)$$

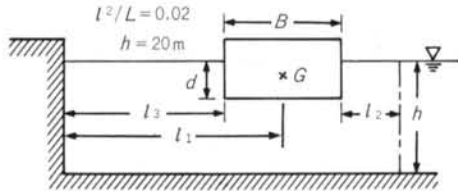
ここに、 $[m]$ : 質量マトリクス、 $[a]$ : 付加質量マトリクス、 $[b]$ : 造波減衰係数マトリクス、 $[c]$ : 静水圧による復元力マトリクス、 $\{E\}$ : 波強制力振幅ベクトルである。そして、これらはそれぞれ  $3 \times 3$  のマトリクス、および3成分からなるベクトルである。このうち、 $\{E\}$  の各成分は入射波と反射散乱波による波圧の各方向成分を船体表面上で積分することによって、次式のように得られる。

$$E_i = -i\rho\omega \sum_{s=1}^{N_1} f_i(s) \{\phi_0(s) + \phi_1(s)\} \Delta S_s \quad \dots\dots(18)$$

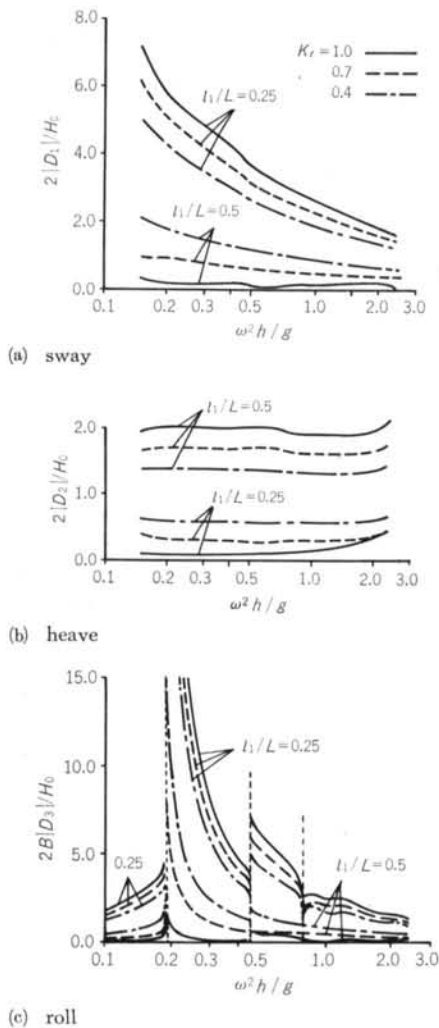
ここに、 $\rho$  は流体密度、 $E_i$  は  $x, z$  軸に平行な力 ( $i=1, 2$ )

| 種類                          | 貨物船   | タンカー     |
|-----------------------------|-------|----------|
| 幅 (m)                       | 8.5   | 39.0     |
| 吃水 (m)                      | 3.8   | 14.6     |
| 質量 (t)                      | 13.7  | 370.0    |
| 重心高 (m)                     | -1.5  | -5.0     |
| 慣性モーメント (t・m <sup>2</sup> ) | 106.0 | 58 260.0 |

表—1 船舶の諸元(単位奥行き当たり)



図—7 岸壁前面の矩形断面船体

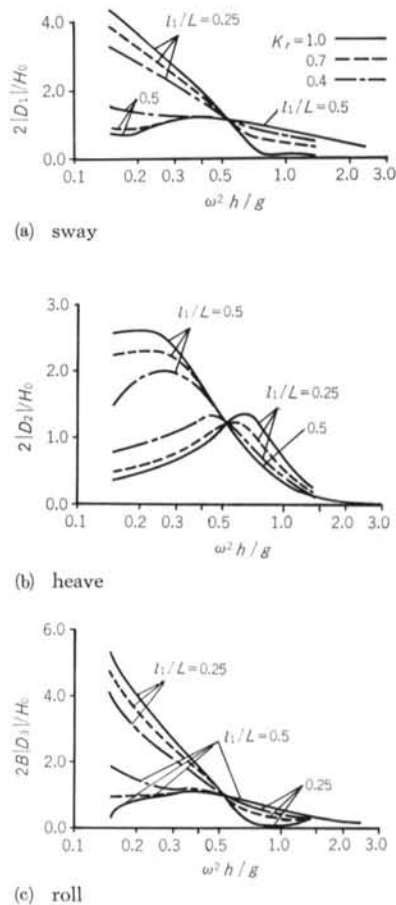


図—8 貨物船の動揺特性におよぼす岸壁反射率の影響

し、船舶の重量については全重量を船長で除した値を用い、船体形状は矩形断面とした。表—1に計算に用いた値を示す。その他の条件は図—7に示すとおりである。

#### 4.2.1 岸壁反射率の影響

岸壁と船体重心との距離  $l_1$  と入射波長の比  $l_1/L$  を、重複波の節と腹の位置である 0.25 と 0.5 に固定して、岸壁の反射率  $K_r$  を 0.4, 0.7, 1.0 の 3 種類に変化させて、各変位振幅の周波数特性におよぼす反射率の影響を調べた。図—8 は貨物船、図—9 はタンカーの場合で、横軸は無次元角振動数、縦軸は無次元変位振幅を示す。貨物船の場合、 $l_1/L=0.5$  では sway, roll はすべての周波数範囲にわたって、反射率が小さいほど変位振幅が大きくなっている。一方、タンカーにおいては同じ  $l_1/L=0.5$  の場合でも  $\omega^2 h/g \geq 0.5$  の領域で sway, heave, roll ともに反射率の影響を全く受けないことが分かる。また、 $l_1/L=0.25$  の場合には、タンカーの応答は  $\omega^2 h/g \approx 0.5$  を境に反射率と変位振幅の関係が逆転し、 $\omega^2 h/g \geq 0.5$



図—9 タンカーの動揺特性におよぼす岸壁反射率の影響

では sway, roll は反射率が小さいほど変位振幅が大きくなり、常に反射率が大きいほど変位振幅も大きい貨物船とは全く異なった特性を示している。

岸壁の反射率を下げた場合に動揺が増幅されるという結果は、一見不合理なように思われるがそうではなく、その原因は岸壁および船体からの反射波と入射波、および船体からの放射波により構成される波の場と船体との干渉効果によるものと考えられる。すなわち、船体と波からなる振動系の特性が反射率により変化し、反射率が小さいほど系の共振域に近付き動揺が大きくなる場合があるということである。なお、楳木ら<sup>4)</sup>は著者らと異なる手法で多孔壁岸壁と不透過岸壁前面での船体動揺を比較し、heave において多孔壁岸壁、すなわち消波岸壁の方が動揺が大きくなる場合のあるという同様の結果を得ている。

#### 4.2.2 接岸状態における動揺特性

荷役作業効率との関連から見て重要なのは、接岸状態における動揺特性であるので、岸壁と船体左側面との距離  $h$  を貨物船の場合 2m、タンカーの場合 4m に固定して、岸壁反射率  $K_r$  を 1.0, 0.7, 0.4 に変化させて動揺特性を調べた。図-10 は貨物船、図-11 はタンカーの計算結果を示したもので、横軸は入射波の周期、縦軸は無次元変位振幅である。貨物船の sway をみると、周期が 8~14 秒の範囲で  $K_r=0.4$  の場合が最も変位振幅が大きいが分かる。また、roll においては  $K_r=0.4$  の場合、 $K_r=1.0$  に対し最大で 4 倍の応答値を示している。一方、タンカーの場合には sway および roll にみられるように、周期 7.5~13 秒の広い範囲で反射率が小さいほど変位振幅が大きくなっている。すなわち、接岸状態においても岸壁反射率の低減は、必ずしも船体の変位振幅の低減につながらず、場合によっては増幅する場合があることが分かる。このことから、消波岸壁を施工することはかえって、荷役作業効率を低下させる可能性があるという皮肉な結果が予想されることになる。

### § 5. 非線形係留された船体の不規則波による動揺<sup>5)</sup>

ここでは、前節で調べた船体動揺におよぼす岸壁反射率の影響をより実際の条件のもとで調べるために、岸壁・船体間の係留系を船体の変位に対して非線形であるとし、さらに不規則波が入射する場合を扱う。この条件で船体の運動方程式を解くには、逐次積分による時系列解析が必要となる。ここでは、Cummins<sup>6)</sup> により提案さ

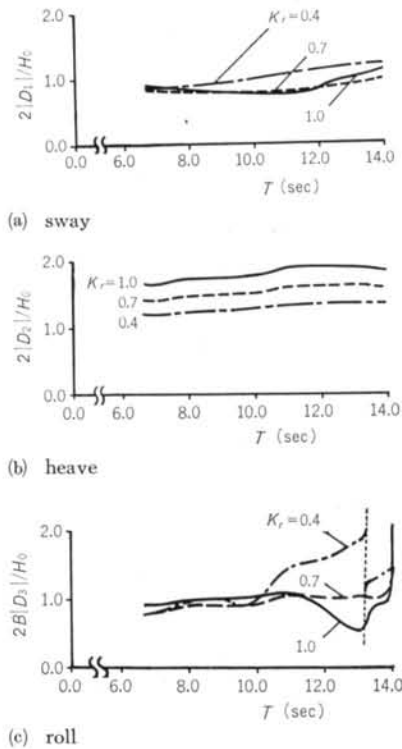


図-10 接岸状態の貨物船の動揺特性

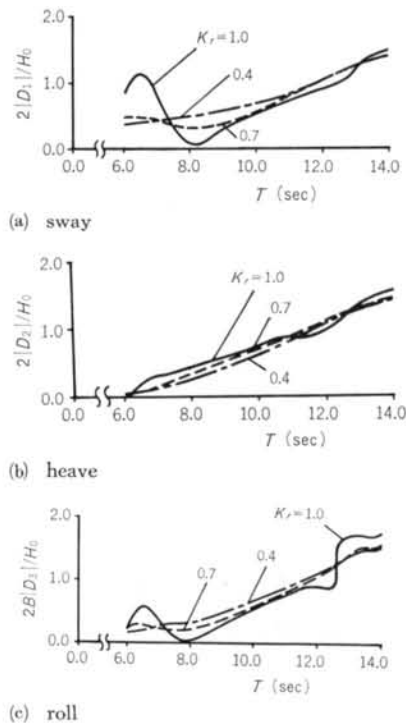


図-11 接岸状態のタンカーの動揺特性



れ, Ogilvie<sup>7)</sup> および Oortmerssen<sup>8)</sup> により用いられた遅延関数 (retardation function) を用いて表わした運動方程式を適用する. この方法は, 高木ら<sup>9)</sup> によって従来の方法に比較して実際の現象をより忠実に説明することが指摘されており, 榎木ら<sup>10)</sup> によってもその有効性が確かめられている. 以下では, 図-12に示すように岸壁係留された10万トンタンカーを例にとり, これを2次元問題として取り扱う. そして, 運動方程式の各項に対する検討および動揺特性におよぼす岸壁の反射率の影響について考察する.

### 5.1 時間領域で記述された運動方程式

問題を図-13に示すような2次元問題に変換し, 任意反射率岸壁前面の2次元船体運動を考え, 時間領域における運動方程式を Cummins<sup>9)</sup> に従って次式のように表わす.

$$\sum_{j=1}^3 \left[ \left\{ m_{ij} + a_{ij}(\infty) \right\} \ddot{x}_j(t) + \int_0^t K_{ij}(t-\tau) \dot{x}_j(\tau) d\tau + c_{ij} x_j(t) + T_{ij}(x_j(t)) + U_{ij}(x_j(t)) \right] = F_i(t) \quad (i=1 \sim 3) \quad \dots \text{②}$$

ここに,  $x_j$ : 船体の運動変位で  $j=1 \sim 3$  は各々 sway, heave, roll に対応し, 上に付けたドットは時間微分を表わす. また,  $m_{ij}$ : 質量マトリクスの  $ij$  要素, 以下同様に,  $a_{ij}(\infty)$ : 角振動数  $\omega \rightarrow \infty$  における付加質量係数,  $K_{ij}$ : 遅延関数,  $c_{ij}$ : 静水圧による復元力,  $T_{ij}$ : 係留索による復元力,  $U_{ij}$ : フェンダによる復元力, および  $F_i$ : 波強制力ベクトルの  $i$  要素である. なお,  $K_{ij}$  は次式のように, 式②より求められる造波減衰係数および付加質量の逆フーリエ変換により求められる<sup>7)</sup>.

$$K_{ij}(t) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} b_{ij}(\omega) \cos \omega t d\omega & (t > 0) \\ -\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \omega \{ a_{ij}(\omega) - a_{ij}(\infty) \} \sin \omega t d\omega & (t < 0) \end{cases} \quad \dots \text{③}$$

次に, 運動方程式の各項について具体的な数値計算例に基づいて説明する. なお, 計算に用いるタンカーの諸元は図-13に示されるもので,  $m$  は単位奥行き当たりの船体質量,  $I_0$  は単位奥行き当たりの船体の重心まわりの慣性モーメント,  $G$  は重心位置である.

#### 5.1.1 遅延関数

岸壁の反射率  $K_r$  を 1.0, 0.7, 0.4 に変化させて求めた造波減衰係数を用いて, 式③の第1式により求められる遅延関数  $K_{ij}$  のうち,  $K_{11}$  の無次元値を時間を横軸として示したものを図-14に示す. これから, 反射率が小さくなるほど遅延関数の減衰は早くなっており,  $K_r =$

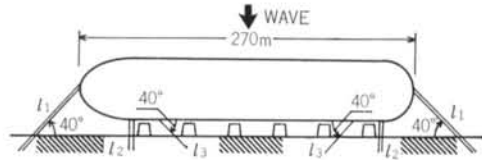


図-12 10万トンタンカーの接岸・係留状況

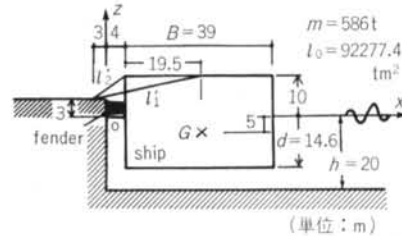


図-13 2次元領域における10万トンタンカーと座標系

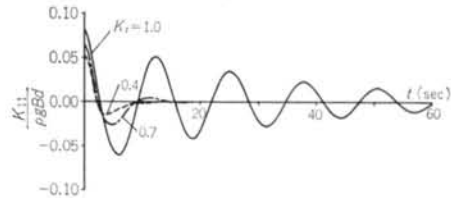


図-14 遅延関数におよぼす反射率の影響

0.4 の場合, 約10秒以前の動揺の影響はないことが分かる. 一方,  $K_r = 1.0$  の場合遅延関数の減衰が遅く, 影響持続時間 (関数が完全に減衰するのに要する時間) は約150秒である. これは, 岸壁・船体間における多重反射による反射波の減衰が小さく, 定在波が生じているためである.

ところで, 式②から分かるように, 運動方程式を逐次計算していく際にそのつど畳み込み積分の計算が必要となるので, 遅延関数の計算精度が悪いとタイムステップの増加とともに誤差が蓄積する可能性がある. したがって, 次に遅延関数の計算精度を確認しておく.

式③第1式のフーリエ変換をとると次式が得られる.

$$b_{ij}(\omega) = \int_0^{\infty} K_{ij}(t) \cos \omega t d\omega \quad \dots \text{④}$$

これより, 任意の振動数について遅延関数から造波減衰係数が逆に求められるので<sup>7)</sup>, これと周波数領域で求めた造波減衰係数とを比較することにより遅延関数の計算精度を確認することができる. 図-15は船体の排水体積  $V$  で無次元化した  $b_{11}$  について両者を比較したもので, 線が式④を用いて周波数領域で求めた造波減衰係数, 記号が式③から求めた遅延関数から求めた造波減衰係数を示している. 両者は良く一致しており, 遅延関数は十分な精度で計算されていることが分かる.

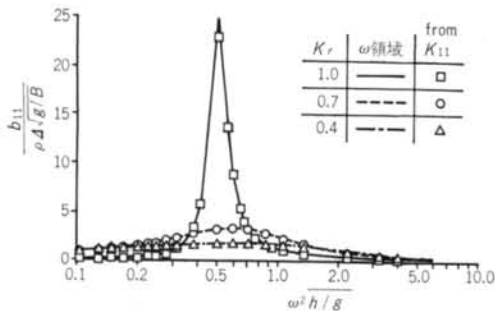


図-15 造波減衰係数と遅延関数の計算精度

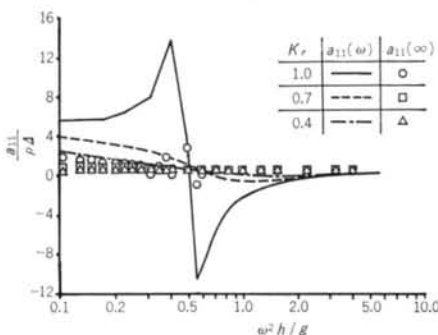


図-16 付加質量と角振動数無限大の付加質量

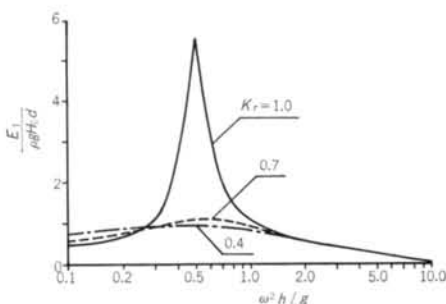


図-17 波強制力の伝達関数特性

### 5.1.2 角振動数無限大における付加質量

運動方程式中の  $a_{ij}(\infty)$  は、式(23)第2式のフーリエ変換により、遅延関数および任意の角振動数における付加質量を用いて次のように求められる<sup>7)</sup>。

$$a_{ij}(\infty) = a_{ij}(\omega) + \frac{1}{\omega} \int_0^{\infty} K_{ij}(t) \sin \omega t d\omega \quad \dots\dots(25)$$

図-16は、周波数領域で求めた付加質量とともに、式(25)により角振動数を変化させて20点ほどで角振動数無限大における付加質量を求めた結果である。理論上、全ての振動数で一致すべき  $a_{ij}(\infty)$  の値が  $K_r=1.0$  の場合、 $\omega^2 h/g=0.3\sim 0.6$  の範囲で変動している。これは図から分かるように、この領域では  $a_{ij}(\omega)$  の変動が大きく、 $a_{ij}(\omega)$  に含まれる誤差の絶対値が他の領域に比べ大きいためであると考えられる。そこで、 $a_{ij}(\infty)$  の値は  $a_{ij}(\omega)$  の変化が小さい範囲、すなわち  $a_{ij}(\infty)$  の値がほぼ一定

となる周波数領域で求めた平均値を用いた。その結果、 $a_{ij}(\infty)$  の平均値に対する標準偏差は3%に収まった。

### 5.1.3 不規則波力

$i$  方向に働く不規則波力  $F_i$  は、次式で求められる波強制力の応答スペクトル  $S_{oi}$  を用いて式(27)により計算される<sup>11)</sup>。

$$S_{oi}(\omega_k) = |E_i(\omega_k)|^2 S(\omega_k) \quad \dots\dots(26)$$

$$F_i(t) = \sum_{k=1}^N \sqrt{2 S_{oi}(\omega_k)} \Delta \omega_k \cos(\omega_k t + \theta_k + \varepsilon_i(\omega_k)) \quad \dots\dots(27)$$

ここに、 $E_i$ : 波強制力の伝達関数、 $S$ : 入射波スペクトル、 $\Delta \omega_k$ : 角振動数の刻み幅、 $\theta_k$ :  $0\sim 2\pi$  の乱数、 $\varepsilon_i$ : 入射波に対する位相で振動数の関数である。

図-17は、図-13で示したタンカーに作用する波強制力の無次元角振動数に対する伝達関数を示している。この伝達関数と有義波高2m、有義周期10秒のBretschneider—光易型スペクトル<sup>12)</sup>を用い、時々刻々の不規則波力を発生させた。

## 5.2 係留系による復元力

タンカーなど乾吃水が大きい船体がロープで岸壁に係留されている場合、船体の運動方向と係留ロープの伸びる方向は一致しない。また、係留ロープがたるんでいるときは復元力が働かないため、実際の係留系は変位に対して非線形で、かつ船体の変位の方向に対して非対称である。そこで、復元力および復元モーメントを次のようにして求める。いま、船体が  $x$  方向にのみ変位したと考える。このとき係留ロープ方向に働く復元力を  $h_1$  とすると、 $i$  方向に働く復元力  $T_{i1}$  は図-18に示すようになる。

ここに、 $(p_0, q_0)$ : 岸壁側係留点の座標、 $(p_1, q_1)$ : 初期状態の船体側係留点の座標、 $(x_0, z_0)$ : 船体重心の座標、 $G'$ : 変位後の重心位置、 $m$ :  $G'$  から係留ロープにおろした垂線の長さである。同様の考えに基づき、 $T_{ij}$  を  $j$  方向に船体が運動したときの  $i$  方向に働く係留による復元力とすると、マトリクス各成分は次のようにな

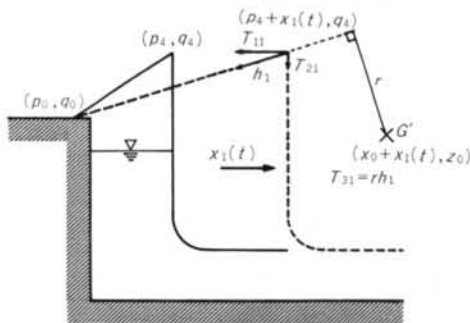


図-18  $x$  方向へ移動時に働く係留ロープによる復元力



る。

$$T_{ij} = \frac{h_j}{s_j} \times \begin{cases} (p_j - p_0) : i=1 \\ (q_j - q_0) : i=2 \\ |(q_j - q_0)(x_0 - p_0) - (p_j - p_0)(z_0 - q_0)| : i=3 \end{cases} \quad \dots\dots(28)$$

ここに、 $(p_j, q_j)$  は船体が  $j$  方向へ変位したときの時刻  $t$  における船体側の係留点の座標で、次式で表わされる。

$$(p_j, q_j) = \begin{cases} (p_4 + x_1(t), q_4) : j=1 \\ (p_4, q_4 + x_2(t)) : j=2 \\ [(p_4 - x_0) \cos x_3(t) - (q_4 - z_0) \sin x_3(t) + x_0, \\ (q_4 - z_0) \cos x_3(t) + (p_4 - x_0) \sin x_3(t) + z_0] : j=3 \end{cases} \quad \dots\dots(29)$$

また、係留ロープ方向に働く復元力  $h_j$  はロープのバネ定数を  $k$ 、ロープの初期長さ(復元力0の状態)を  $l$  とすると、 $h_j = k(s_j - l)$  ( $j=1 \sim 3$ ) で表わされる。ここで、 $s_j$  はある時刻におけるロープ長で、

$$s_j = \sqrt{(p_j - p_0)^2 + (q_j - q_0)^2}$$

で表わされ、 $s_j < l$  のときには  $h_j = 0$  とする。

以上の考えに基づいて、図-12に示した係留系の特性を具体的に求める。まず、 $l_1, l_2, l_3$  の長さを各々 32.2 m, 8.6 m, 13.6 m とし、各ロープの直径を 60 mm, 弾性率を 100 kgf/mm<sup>2</sup> (980 N/mm<sup>2</sup>) とする。これを2次元領域に変換すると、ロープの位置は図-13に示す  $l'_1, l'_2$  となり、船体単位長さ当たりのロープのバネ定数は各々 85 kgf/m (833 N/m), 580 kgf/m (5684 N/m) となる。次に、フェンダは岸壁から 4 m 海面上に突き出しており、フェンダによる復元力は変位に線形でフェンダが変形している間 sway にのみ働くとし、単位長さ当たりのバネ定数は 4500 kgf/m (44100 N/m) とする。船体は初期状態として、岸壁より 4 m の位置でこのフェンダに接岸した状態で係留されている。図-19にこの場合の復元力特性を示す。横軸は船体の変位で、 $T_{is}$  ( $i=1 \sim 3$ ) に関しては 0.02 rad 単位、それ以外は m 単位で示してある。ただし、回転に関する復元力は反時計回りを正としている。

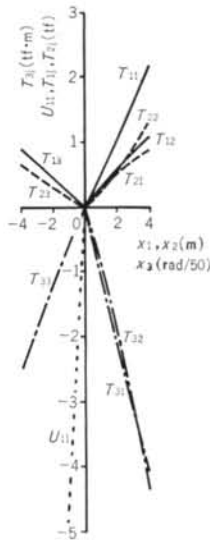
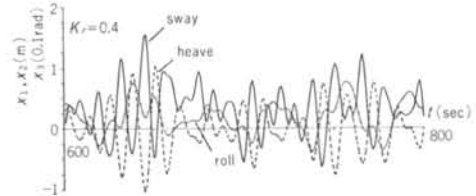


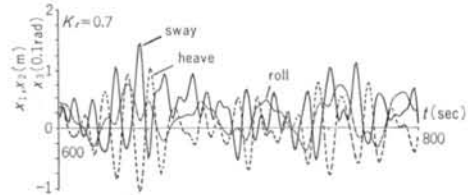
図-19 係留系による復元力特性

### 5.3 動揺におよぼす岸壁反射率の影響

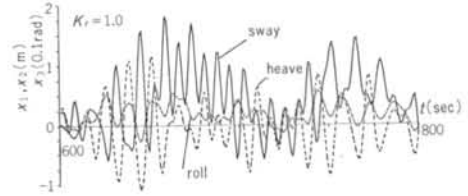
運動方程式(2)の数値計算にはニューマーク  $\beta$  法<sup>13)</sup>を



(a) 反射率  $K_r=0.4$



(b) 反射率  $K_r=0.7$



(c) 反射率  $K_r=1.0$

図-20 動揺変位におよぼす反射率の影響

用いて、 $\beta=1/6$ 、時間刻み 0.1 秒として計算を行なった。まず、計算精度を確認するために、係留系による復元力を 0 とし、波強制力を余弦波で与えたときの動揺量を計算し、この結果を周波数領域で求められる動揺量と比較した。波強制力  $F_i$  は、系に衝撃力を与えるのを避けるために  $\alpha = t / (5 T_{1/3})$  ( $t \leq 5 T_{1/3}$ , それ以外で  $\alpha = 1$ )。ただし、 $T_{1/3}$  (有義波周期) を係数として乗じて徐々に入力した。計算の結果、入力後 300 秒間は過渡応答の影響が残るため、それ以降の計算結果を解析に用いた。振動数を変化させて計算を行なったところ、時間領域と周波数領域の結果の差は 5% 以内に収まり良い一致を示した。したがって、以下の計算は上記の条件で実施した。

既に示した係留条件、入射波条件のもとで岸壁の反射率を 1.0, 0.7, 0.4 に変化させて時系列計算を 1400 秒まで行なった。図-20 は、 $t=600 \sim 800$  秒の各運動変位を示したものである。どの反射率の場合も、sway は岸壁から離れる方向に、また roll は反時計回りに各々運動の中心がずれていることが分かる。次に、 $t=0 \sim 300$  秒を除いた時系列データから、各変位振幅の自乗平均値および最大値を求めたのが各々表-2, 3 である。heave は反射率が小さいほど変位も小さいが、sway は反射率 0.7 の場合が最も変位が小さいことが分かる。さらに、roll は反射率 1.0 の場合の変位が最も小さい。このように、

| $K_r$ | sway(m) | heave(m) | roll(rad)   |
|-------|---------|----------|-------------|
| 1.0   | 0.54    | 0.40     | 0.019(1.1°) |
| 0.7   | 0.42    | 0.37     | 0.024(1.4°) |
| 0.4   | 0.47    | 0.36     | 0.023(1.3°) |

表—2 岸壁反射率と動揺振幅(自乗平均値)

| $K_r$ | sway(m) | heave(m) | roll(rad)   |
|-------|---------|----------|-------------|
| 1.0   | 1.8     | 1.2      | 0.061(3.5°) |
| 0.7   | 1.4     | 1.1      | 0.077(4.4°) |
| 0.4   | 1.5     | 1.0      | 0.076(4.4°) |

表—3 岸壁反射率と動揺振幅(最大値)

非線形係留された船体に不規則波が作用する場合の検討によっても、規則波が作用する場合の結果と同様に、岸壁反射率の低減が必ずしも船体の動揺を低減するとはいえないことが明らかとなった。

## § 6. あとがき

消波岸壁前面に係留された船体に働く流体力をハイブ

リッド型境界要素法により求める方法を示し、その妥当性を模型実験により確かめた。そして、周波数領域の運動方程式を解いて、貨物船およびタンカーの動揺におよぼす消波岸壁の影響について検討した。その結果、消波岸壁を採用することにより動揺が増幅される周波数領域のあることが分かった。そこで、それをより実際的な条件で確認するために、岸壁に非線形に係留されたタンカーに不規則波が作用する場合の動揺を遅延関数を用いた時間領域の運動方程式により求めた結果、同様の現象が認められた。

一般に、消波岸壁は船体の動揺を当然低減するものと考えられてきたが、ここで得られた結果は場合によってはそれを否定するものである。したがって、荷役限界の向上を目的に行なう消波岸壁の採用に当たっては、船体動揺を考慮した設計を行なう必要があるといえよう。今後は、消波岸壁の船体動揺低減効果のより一般的な特性について考えるとともに、船体動揺を効率的に低減する港湾構造物へと研究を結び付けていきたい。

### <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(1983年) pp.450~454
- 2) 清川哲志・平山彰彦：“任意反射率岸壁前面の船体動揺特性”第31回海岸工学講演会論文集(1984年) pp.476~480
- 3) 日本港湾協会：“港湾の施設の技術上の基準・同解説”(1979年) pp.2~4
- 4) 榎木 亨・久保雅義・京路光高：“荷役限界からみた港内静穏度に関する研究(第3報)”第26回海岸工学講演会論文集(1979年) pp.646~450
- 5) 清川哲志・平山彰彦：“任意反射率岸壁に非線形係留された船体の不規則動揺解析”第32回海岸工学講演会論文集(1985年) pp.657~661
- 6) W.E. Cummins: “The Impulse Response Function and Ship Motions” Schiffstechnik, Bd. 9, Heft 47 (1962) pp.101~109
- 7) T.F. Ogilvie: “Recent Progress Toward the Understanding and Prediction of Ship Motions” 5th Symposium on Naval Hydrodynamics, Bergen (1964)
- 8) G. Van Oortmerssen: “The Motions of a Moored Ship in Waves” N.S.M.B. Publication, No. 510 (1976)
- 9) 高木幹男・斎藤公男他：“非周期的造波問題の周波数領域での取扱い(第1報~第7報)”関西造船協会誌 第182, 187, 188, 191, 192号(1981年~1984年)
- 10) 榎木 亨・久保雅義・青木伸一：“係留システムの改善による船体運動および船舶の接岸エネルギーの低減化”第30回海岸工学講演会論文集(1983年) pp.460~464
- 11) 合田良實：“港湾構造物の耐波設計”鹿島出版会(1977年) pp.158~225
- 12) 例えば、本間 仁、林 泰造編：“続水理学”丸善(1980年) p.147
- 13) N.M. Newmark: “A Method of Computation for Structural Dynamics” J.Eng. Mech. Div., ASCE, Vol. 85 (1959)