

港湾内の複数浮体を対象とした効率的な動揺解析法の開発

土 田 充
(技術研究所)
大 山 巧
(技術研究所)

§ 1. はじめに

一般に港湾内の静穏度を予測することは、荒天時における船舶の避泊地としての安全性や港内岸壁に係留された船舶の荷役作業の効率などを評価する上で非常に重要である。この問題に対して近年、浮体近傍領域に3次元グリーン関数法を適用し、港湾内の他の領域を対象とした平面2次元モデルと接続した「部分3次元モデル^{1),2)}」が権木らによって提案された。これらのモデルは、従来のモデルと比較すると非常に高い一般性を持ち、任意形状港湾内の任意形状浮体を取り扱うことが可能である。しかしこれらのモデルは、港湾内で一定水深を仮定しているために、屈折・浅水変形および水深変化に伴う湾内振動の固有周期の変化を評価できない。そこで、著者ら^{3),4)}、Takagi⁵⁾らは平面2次元領域に緩勾配方程式⁶⁾を用いることにより、港内の水深変化まで考慮できる手法を開発しモデルの適用範囲をさらに広げた。しかし、これらの「部分3次元モデル」は、浮体近傍の波動場を3次元的に扱っているゆえに多大な計算時間・計算機容量が必要となるため、実用的な観点からその適用は小規模な港湾に限られている。

「部分3次元モデル」において、浮体周辺領域を3次元場として扱わなければならなかった最大の理由は、この領域において、減衰散乱波成分が有意な大きさを持ち、緩勾配方程式などの通常の平面2次元波動方程式ではその効果を考慮することができなかったためである。そこで著者らは、浮体近傍に存在する減衰散乱波成分を考慮した波動方程式として「拡張緩勾配方程式^{7),8),9)}」を新たに導いた。この波動方程式に基づくモデルでは、「部分3次元モデル」とは異なり、港内全領域を平面2次元的に扱うことが可能であるため、部分3次元モデルと同等の計算精度を保ちつつ計算効率が大幅に改善されている。

したがって、超大型浮体や大型港湾内の複数浮体の動揺解析など、港内浮体の動揺解析の応用範囲を飛躍的に広げることができた。このモデルは原理的には港内の複数浮体を扱うことも可能である。しかし、多数浮体の動揺を対象とする場合には係数バンドマトリックスのバンド幅が増大するため、計算機容量の点で実用上の問題が残されていた。複数浮体を対象とした動揺解析モデルの開発はこれまでも試みられているが^{10),11),12)}、実際にこれらのモデルで計算可能な浮体の数はわずかであり(2~3程度)、現実的な多数浮体を扱う実用的なモデルは現在のところ開発されていない。

そこで本研究では、先のモデル^{7),8),9)}に数値計算上の改良を加え、必要な計算機容量の大幅な削減を図ることにより、港内の多数浮体の相互作用を考慮できる実用性の高い動揺解析モデルを開発した。本論文では、まず、複数浮体を対象とした動揺解析モデルについて述べ、ついで、計算機容量の負担を軽減するための数値解析上の改良点について述べる。さらに部分3次元モデルとの比較による本モデルの妥当性を検証した後、港内の複数浮体を対象とした計算例を用いて、浮体動揺量に及ぼす浮体間の相互作用の影響や港内波高分布に及ぼす回折・発生波の影響について検討を加える。

§ 2. 拡張緩勾配方程式に基づく複数浮体を対象とした動揺解析法

2.1 基礎方程式と境界条件

線形ポテンシャル理論に基づいて、任意形状港湾内に存在する任意形状浮体の波による動揺と港内の波浪変形問題を考える。港内の水深 h と浮体の喫水 D が空間的に緩やかに変化すると仮定し、入射波は角振動数 σ の規則波とする。図-1に示すように、

浮体が N 個存在する港湾を対象として解析領域を港内 Ω_0 , 浮体底面下 Ω_K ($K=1 \sim N$) に分割する。

まず, 各領域 Ω_I ($I=0 \sim N$) の速度ポテンシャル $\dot{\phi}^{(I)}$ を入射・回折波ポテンシャル $\Phi_d^{(I)}$ と浮体動揺に伴う発生波ポテンシャル $\Phi_r^{(I,J,K)}$, ($J=1 \sim 6$, $K=1 \sim N$) の和として次式のように表す。

$$\dot{\phi}^{(I)}(x, y, z, t) = \Phi_d^{(I)}(x, y, z) e^{-i\sigma t} + \sum_{K=1}^N \sum_{J=1}^6 (-i\sigma) \Delta_{J,K} \Phi_r^{(I,J,K)}(x, y, z) e^{-i\sigma t} \quad (1)$$

ただし, $J=1 \sim 6$ は各浮体の surge, sway, heave, roll, pitch, yaw 方向の運動に対応し, $\Delta_{J,K}$ は K 番目浮体の J 方向運動の複素振幅である。

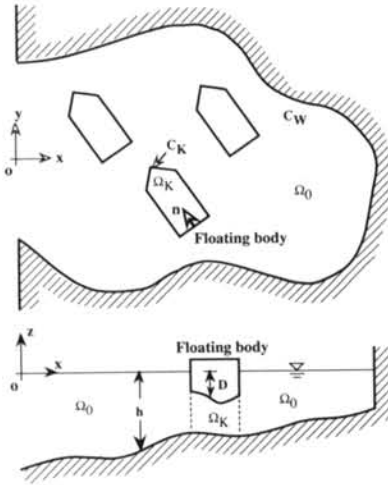


図-1 解析領域と記号の定義

基礎方程式, 海底面の不透過条件, Ω_0 での線形自由表面条件以下のとおりである。

$$\nabla^2 \Psi^{(I)} + \frac{\partial^2 \Psi^{(I)}}{\partial z^2} = 0 \quad (I=0 \sim N) \quad (2)$$

$$\nabla \Psi^{(I)} \cdot \nabla h + \frac{\partial \Psi^{(I)}}{\partial z} = 0 \quad (z=-h; I=0 \sim N) \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Psi^{(0)}}{\partial z} - \frac{\sigma^2}{g} \Psi^{(0)} = 0 \quad (z=0) \quad (4)$$

ここで, $\Psi^{(I)}$ は $\Phi_d^{(I)}$ と $\Phi_r^{(I,J,K)}$ を一般的に表したものであり, $\nabla \equiv (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ である。

図-2 に示すように, K 番目浮体の重心 G_K 上に

原点を持つ局所座標系 (X_K, Y_K, Z_K) を定義すると, 浮体底面 $\overline{S_{V_K}}$ での運動学的条件は以下のように表せる。

$$\frac{\partial \Phi_d^{(K)}}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial \Phi_r^{(I,J,K)}}{\partial t} = \delta_{IK} n_{JK} \quad (5)$$

$$\begin{cases} n_{1K} = n_{X_K}, & n_{2K} = n_{Y_K}, & n_{3K} = n_{Z_K} \\ n_{4K} = n_{Z_K} Y_K - n_{Y_K} (Z_K - Z_{G_K}) \\ n_{5K} = n_{X_K} (Z_K - Z_{G_K}) - n_{Z_K} X_K \\ n_{6K} = n_{Y_K} X_K - n_{X_K} Y_K \end{cases} \quad (z=-D; I, K=1 \sim N, J=1 \sim 6) \quad (6)$$

ただし, $\delta_{IK}=1$ ($I=K$), 0 ($I \neq K$), Z_{G_K} は K 番目浮体重心の Z_K 座標, $(n_{X_K}, n_{Y_K}, n_{Z_K})$ は法線ベクトルの X_K, Y_K, Z_K 成分である。

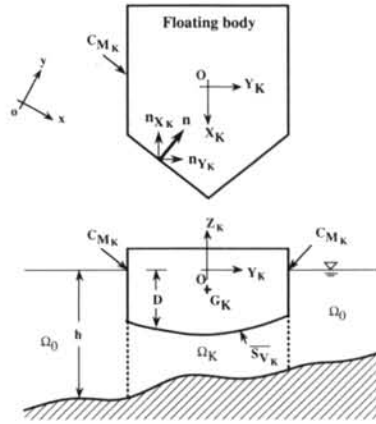


図-2 局所座標系の定義

浮体底面 $\overline{S_{V_K}}$ 上での $(n_{X_K}, n_{Y_K}, n_{Z_K})$ は次式で与えられる。

$$(n_{X_K}, n_{Y_K}, n_{Z_K}) = \frac{1}{\sqrt{(\bar{\nabla} D)^2 + 1}} (D X_K, D Y_K, 1) \quad (7)$$

ただし, $\bar{\nabla} \equiv (\partial/\partial X_K, \partial/\partial Y_K)$ である。

$\partial/\partial t = n_{X_K} \partial/\partial X_K + n_{Y_K} \partial/\partial Y_K + n_{Z_K} \partial/\partial Z_K$ を考慮し, 式(7)を式(5), (6)に代入すれば, $\overline{S_{V_K}}$ 上の運動学的条件は次のように書き換えられる。

$$\bar{\nabla} \Phi_d^{(K)} \cdot \bar{\nabla} D + \frac{\partial \Phi_d^{(K)}}{\partial Z_K} = 0 \quad (z=-D; K=1 \sim N) \quad (8a)$$

$$\bar{\nabla} \Phi_r^{(I,J,K)} \cdot \bar{\nabla} D + \frac{\partial \Phi_r^{(I,J,K)}}{\partial Z_K} = \delta_{IK} \lambda_{JK} \quad (z=-D; I, K=1 \sim N, J=1 \sim 6) \quad (8b)$$

$$\begin{cases} \lambda_{1K} = DX_K, \lambda_{2K} = DY_K, \lambda_{3K} = 1 \\ \lambda_{4K} = Y_K + DY_K (D + ZGK) \\ \lambda_{5K} = -DX_K (D + ZGK) - X_K \\ \lambda_{6K} = DY_K X_K - DX_K Y_K \end{cases} \quad (9)$$

一方、接続面 $C_M^{(I)}$ ($I=1 \sim N$) では、 Ω_0 と Ω_I の以下の速度の連続条件が課される。

$$\frac{\partial \Phi_d^{(0)}}{\partial n} = \begin{cases} 0 & (-D \leq z \leq 0) \\ \frac{\partial \Phi_d^{(I)}}{\partial n} & (-h \leq z \leq -D) \end{cases} \quad (I=1 \sim N; \text{ on } C_M^{(I)}) \quad (10a)$$

$$\frac{\partial \Phi_r^{(0,J,K)}}{\partial n} = \begin{cases} \delta_{IK} n_{JI} & (-D \leq z \leq 0) \\ \frac{\partial \Phi_r^{(I,J,K)}}{\partial n} & (-h \leq z \leq -D) \end{cases} \quad (I, K=1 \sim N, J=1 \sim 6; \text{ on } C_M^{(I)}) \quad (10b)$$

同様に圧力については $C_M^{(I)}$ ($I=1 \sim N$) 上で以下のように連続条件が課される。

$$\Phi_d^{(0)} = \Phi_d^{(I)} \quad (-h \leq z \leq -D; I=1 \sim N; \text{ on } C_M^{(I)}) \quad (11a)$$

$$\Phi_r^{(0,J,K)} = \Phi_r^{(I,J,K)} \quad (-h \leq z \leq -D; I, K=1 \sim N, J=1 \sim 6; \text{ on } C_M^{(I)}) \quad (11b)$$

なお、 $C_M^{(I)}$ 上の n については、図-1 に示すように Ω_0 から Ω_I へ向かう方向とした。

2.2 拡張緩勾配方程式の誘導

港内領域 Ω_0 での緩勾配方程式については、海底面が空間的に緩やかに変化する仮定のもとに、自由表面条件と海底面条件を満足する解として $\psi^{(0)}$ を以下のように与える。

$$\Psi^{(0)}(x, y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n^{(0)}(x, y) F_n(z; h) \quad (12)$$

$$F_n(z; h) = \begin{cases} \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} & (n=0) \\ \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} & (n \neq 0) \end{cases} \quad (13)$$

ただし、 k_0 と k_n ($n=1, 2, \dots$) は以下の分散関係式を満足する波数と固有値である。

$$k_0 \tanh k_0 h = -k_n \tan k_n h = \frac{\sigma^2}{g} \quad (14)$$

式(12)において、 $n=0$ および $n=1, 2, \dots$ はそれぞれ進行波モードと減衰散乱波モードを表しており、従来の緩勾配方程式⁶⁾は進行波モードのみを考慮した形で導かれている。これらのモデルでは、緩勾配海

底面上の波浪変形のみを対象としているため減衰散乱波モードを無視しうるが、本研究で対象としている浮体の動揺問題を取り扱う場合には、減衰散乱波モードが進行波モードに対して有意な大きさを持つため、両者を考慮する必要がある。

式(12)を基礎方程式(2)に代入し、通常の緩勾配方程式と同様な手順でガラーキン法を用いて鉛直積分を行う。すなわち、各モードに関する鉛直方向の分布関数 $F_m(m=0, 1, 2, \dots)$ を基礎式の両辺に乗じた後 $-h \leq z \leq 0$ の範囲で積分し、さらに、海底勾配の高次項と水深の高階微分項を無視し、さらに固有関数の直交性を利用すれば、以下の緩勾配方程式が導かれる。

$$\nabla \cdot (a_m \nabla \psi_m^{(0)}) + 2 \sum_{n=0, n \neq m}^{\infty} b_{nm} \nabla h \cdot \nabla \psi_n^{(0)} + \varepsilon_m a_m k_m^2 \psi_m^{(0)} = 0 \quad (m=0, 1, \dots; \text{ in } \Omega_0) \quad (15)$$

ただし、 $\varepsilon_m = 1$ (for $m=0$)、 $\varepsilon_m = -1$ (for $m \neq 0$) であり、 a_m, b_{nm} は k_0, k_m, h で表される係数である。この式(15)が先の論文で示した「拡張緩勾配方程式^{7), 8), 9)}」であり、従来の緩勾配方程式で対象としている進行波のみならず、構造物近傍で有意な大きさを持つ減衰散乱波をも考慮できるより一般性の高いものとなっている。

次に、浮体底面下の領域 Ω_I ($I=1 \sim N$) においては、入射・回折波ポテンシャル $\Phi_d^{(I)}$ および $K \neq I$ の発生波ポテンシャル $\Phi_r^{(I,J,K)}$ は一般解 $\Psi_d^{(I)}$ および $\Psi_r^{(I,J,K)}$ のみによって表されるのに対して、 $K=I$ の発生波ポテンシャル $\Phi_r^{(I,J,I)}$ は一般解 $\Psi_r^{(I,J,I)}$ と特解 $\Lambda^{(I,J)}$ の和として次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} \Phi_d^{(I)} &= \Psi_d^{(I)} \\ \Phi_r^{(I,J,K)} &= \Psi_r^{(I,J,K)} \quad (K \neq I) \\ \Phi_r^{(I,J,I)} &= \Psi_r^{(I,J,I)} + \Lambda^{(I,J)} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

ここで示した特解 $\Lambda^{(I,J)}$ は先の論文^{8), 9)}で著者らが新たに導いたもので、従来考慮できなかった海底面や浮体底面が勾配を持つ場合にも適用可能である。 $\Psi_d^{(I)}$ および $\Psi_r^{(I,J,K)}$ を一般的に $\Psi^{(I)}$ と表し、これを以下のように与える。

$$\Psi^{(I)}(x, y, z) = \sum_{k=0}^{\infty} \psi_k^{(I)}(x, y) G_k(z; h, D) \quad (I=1 \sim N) \quad (17)$$

$$G_k(z; h, D) = \cos v_k (D+z) \quad (18)$$

$$v_k = \frac{k\pi}{h-D} \quad (19)$$

式(17)を基礎式であるラプラス方程式に代入し、 G_l ($l=0, 1, 2, \dots$)を両辺に乗じた後、 $-h \leq z \leq -D$ の範囲で積分する。 h と D に関する勾配の高次項および高階の微分項を無視し、固有関数の直交性を利用すれば、 $\psi_k^{(l)}$ に関する以下の緩勾配方程式を得る。

$$\nabla \cdot \left(\alpha_l \nabla \psi_l^{(l)} \right) + 2 \sum_{k=0, k \neq l}^{\infty} (\beta_{kl} \nabla h + \gamma_{kl} \nabla D) \cdot \psi_k^{(l)} - \alpha_l \nabla^2 \psi_l^{(l)} = 0 \quad (l=0, 1, \dots; \text{in } \Omega_l; l=1 \sim N) \quad (20)$$

ただし、 $\alpha_l, \beta_{kl}, \gamma_{kl}$ は h と D から決まる係数である。

また、接続面 $C_M^{(l)}$ での連続条件については、式(16)を用いれば $C_M^{(l)}$ ($l=1 \sim N$)での連続条件式(10a), (10b), (11a), (11b)が以下のように表せる。

$$\frac{\partial \Phi_d^{(0)}}{\partial n} = \begin{cases} 0 & (-D \leq z \leq 0) \\ \frac{\partial \Psi_d^{(l)}}{\partial n} & (-h \leq z \leq -D) \end{cases} \quad (l=1 \sim N; \text{on } C_M^{(l)}) \quad (21a)$$

$$\frac{\partial \Phi_r^{(0,J,K)}}{\partial n} = \begin{cases} \delta_{IK} n_{JI} & (-D \leq z \leq 0) \\ \frac{\partial \Psi_r^{(l,J,K)}}{\partial n} + \delta_{IK} \frac{\partial \Lambda^{(l,J)}}{\partial n} & (-h \leq z \leq -D) \end{cases} \quad (I, K=1 \sim N, J=1 \sim 6; \text{on } C_M^{(l)}) \quad (21b)$$

$$\Phi_d^{(0)} = \Psi_d^{(l)} \quad (-h \leq z \leq -D; l=1 \sim N; \text{on } C_M^{(l)}) \quad (22a)$$

$$\Phi_r^{(0,J,K)} = \Psi_r^{(l,J,K)} + \delta_{IK} \Lambda^{(l,J)} \quad (-h \leq z \leq -D; I, K=1 \sim N, J=1 \sim 6; \text{on } C_M^{(l)}) \quad (22b)$$

式(12), (17)および特解 $\Lambda^{(l,J)}$ をこれらの連続条件式に代入し、先に述べた緩勾配方程式の場合と同様な手順で鉛直積分を行う。すなわち、式(21a), (21b)については F_m を両辺に乗じて $-h \leq z \leq 0$ の範囲で、(22a), (22b)については G_l を両辺に乗じて $-h \leq z \leq -D$ の範囲で積分することにより以下の境界条件が導かれる。

$$a_m \frac{\partial \psi_m^{(0)}}{\partial n} + \sum_{n=0}^{\infty} b_{nm} \frac{\partial \psi_n^{(0)}}{\partial n} - \sum_{k=0}^{\infty} \left[c_{km} \frac{\partial \psi_k^{(l)}}{\partial n} + \left(d_{km} \frac{\partial h}{\partial n} + e_{km} \frac{\partial D}{\partial n} \right) \psi_k^{(l)} \right] = P_m^{(l)} + Q_m^{(l)} \quad (m=0, 1, 2, \dots, l=1 \sim N; \text{on } C_M^{(l)}) \quad (23)$$

$$\sum_{k=0}^{\infty} c_{lk} \psi_k^{(0)} - \alpha_l \psi_l^{(l)} = R_l^{(l)} \quad (l=0, 1, 2, \dots, l=1 \sim N; \text{on } C_M^{(l)}) \quad (24)$$

ここで、 $P_m^{(l)}, Q_m^{(l)}, R_l^{(l)}$ は式(15), (21)に示される F_n, G_k および特解 $\Lambda^{(l,J)}$ を含む定積分であり解析的に求められる。ただし、 $Q_m^{(l)}, R_l^{(l)}$ は $\psi_k^{(l)}, \psi_l^{(l)}$ が $\Psi_r^{(l,J,K)}$ を表している場合のみに右辺に加わる特解に対応した項である。

2.3 複数浮体の運動方程式

複数浮体の変位振幅 \mathbf{x}_K は、以下の運動方程式の解として与えられる。

$$\mathbf{m}_K \ddot{\mathbf{x}}_K + \left(\mathbf{U}_K + \mathbf{k}_K \right) \mathbf{x}_K = \mathbf{E}_d^{(K)} + \sum_{L=1}^N \mathbf{E}_r^{(K,L)} \quad (K, L=1 \sim 6) \quad (25)$$

$$\mathbf{E}_r^{(K,L)} = - \left\{ \mathbf{M}^{(K,L)} \ddot{\mathbf{x}}_L + \mathbf{N}^{(K,L)} \dot{\mathbf{x}}_L \right\} \quad (K, L=1 \sim 6) \quad (26)$$

ただし、 \mathbf{m}_K は K 番目浮体の質量マトリックス、 $\dot{\mathbf{x}}_K, \ddot{\mathbf{x}}_K$ は浮体の速度振幅、加速度振幅ベクトル、 \mathbf{k}_K は係留系のバネ定数マトリックス、 \mathbf{U}_K は浮力による復元力マトリックス、 $\mathbf{E}_d^{(K)}$ は K 番目浮体に作用する波強制力、 $\mathbf{E}_r^{(K,L)}$ は L 番目浮体の動揺に伴って K 番目浮体に作用する流体力である。また、 $\mathbf{M}^{(K,L)}, \mathbf{N}^{(K,L)}$ は、 $\mathbf{E}_r^{(K,L)}$ を加速度および速度に比例する成分に分解したときの流体力係数マトリックスであり、 $L=K$ の場合には K 番目浮体の付加質量・造波減衰係数マトリックスに相当する。なお、波強制力ベクトル $\mathbf{E}_d^{(K)}$ および流体力係数マトリックス $\mathbf{M}^{(K,L)}, \mathbf{N}^{(K,L)}$ は、 $C_M^{(K)}$ 上の $\psi_m^{(0)}$ および Ω_K での $\psi_k^{(K)}$ を用いて算定できる^{8),9)}。

2.4 数値解析上の改良点

著者らが先に導いた拡張緩勾配方程式モデル^{7),8)}では、浮体近傍を含めた港内全領域を平面2次元場として扱うことができる。このため、従来の部分3次元モデル^{9),11)}に比べて計算効率を大幅に改善することができた。ここでは、港内の多数浮体を扱うことを念頭に置き、先のモデルにさらなる改良を加えて計算に必要な計算機容量の削減を図る。

拡張緩勾配方程式(15)および(20)の離散化には、三角形1次要素を用いたガラーキン型の有限要素法を用いた。多数の浮体を対象とする場合には、この離散化方程式中の係数マトリックスのバンド幅が増大し、必要となる計算機容量が非常に大きくなる。本研究では、この係数バンドマトリックス内に計算に不要な0要素が非常に多く含まれていることに着目し、このバンドマトリックス内に含まれる0要素

に割り当てられていた容量を可能な限り削減することを試みた。具体的には、2次元配列を用いず、マトリックスを構成するすべての非0要素のみを1次元配列に格納し、双共役勾配法¹³⁾により連立方程式の解を求めた。この方法は、ガウス法のようなfill-inがないため、作業領域のための配列も不要となる。その結果、必要となる計算機容量は大幅に削減され、多数の浮体をも現実的に扱うことが可能となった。

2.5 部分3次元モデルとの比較による妥当性の検証

本モデルの妥当性を検証するために、部分3次元モデル(P3D)^{3),4)}との比較を行った。部分3次元モデルでは浮体近傍領域で3次元グリーン関数を用いており、減衰散乱波の影響が考慮されている。ただし、部分3次元モデルで多くの浮体を扱うことは計算効率・計算機容量の点で現実的に困難であるため、矩形港湾内に2個の浮体が存在する場合を対象として検証を行った。

図-3は波強制力の計算結果を本モデル(EMSE)と部分3次元モデルで比較したものである。なお、本モデルの計算では、P3Dで3次元モデルを適用した浮体近傍領域において2個の散乱波モードを考慮した。図に示されるように、両モデルの計算結果が良好な一致を示すことから、本モデルの妥当性を確認できる。

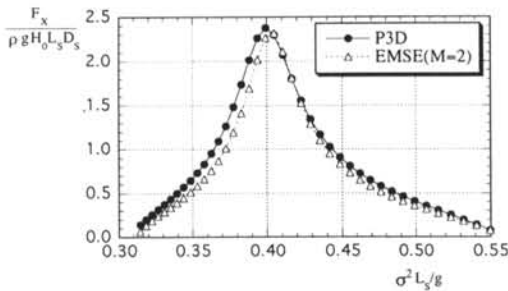


図-3 波力に関する部分3次元モデルとの比較

§3. 計算例

3.1 検討ケース

浮体の動揺特性や港内静穏度に及ぼす浮体数の影響を調べるために、図-4に示す港湾内にパネ係留された矩形浮体の動揺解析を行った。ケース1は浮体が存在しない場合、ケース2,3はそれぞれ浮体数

が1,9の場合であり、すべての浮体の諸元は同一とした。図-5に浮体と係留パネの具体的な諸元を示す。浮体の設置位置については、ケース2では港内の最奥部(S1)、ケース3では図-4のS1~S9とした。なお、図中において破線で示した陸境界においては反射率 $K_{RW} = 0.8$ 、実線の陸境界は $K_{RW} = 1.0$ と設定した。

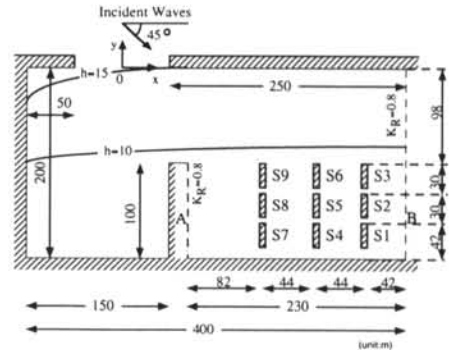


図-4 港湾の平面図

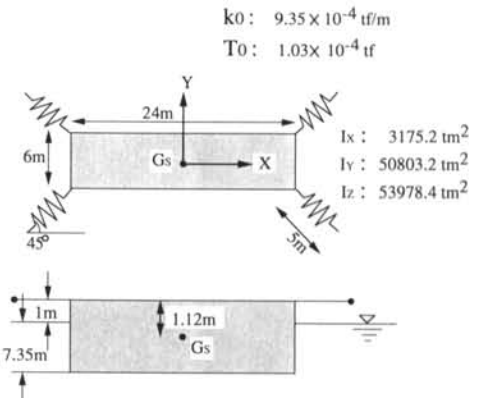
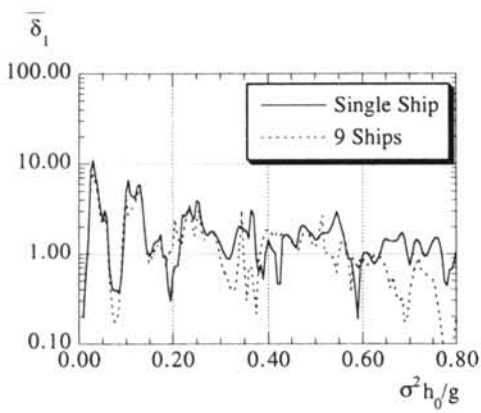


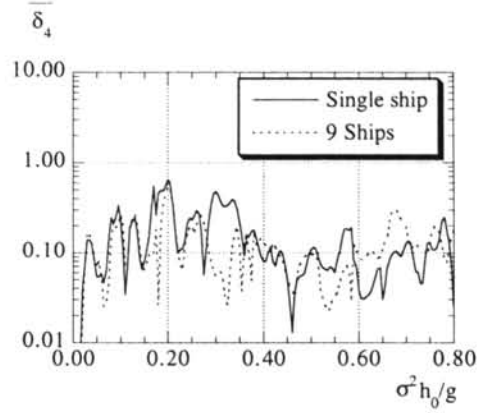
図-5 係留系の諸元

3.2 動揺特性に及ぼす複数浮体間の相互作用の影響

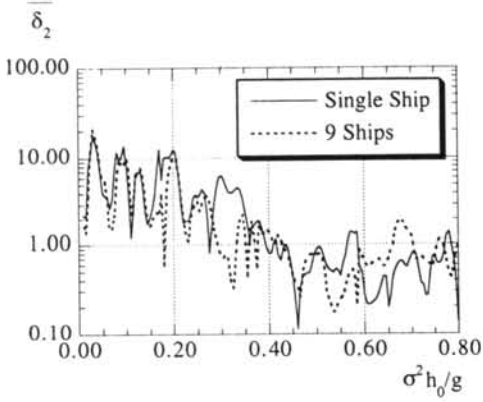
図-6にケース2,3におけるS1に位置する浮体の動揺振幅の周波数応答を示す。図中縦軸の $\overline{\Delta}_J$ ($J=1-6$) は無次元動揺振幅であり、 $\overline{\Delta}_J \equiv |2\Delta_{J,1}/H_0|$ ($J=1-3$)、 $\overline{\Delta}_4 \equiv |B_S \Delta_{4,1}/H_0|$ 、 $\overline{\Delta}_J \equiv |L_S \Delta_{J,1}/H_0|$ ($J=5,6$) と定義している。ただし、 H_0 は入射波高、 L_S は浮体長、 B_S は浮体幅を表す。図-6に示されるように、 $\sigma^2 h_0/g$ ($h_0=10m$) が0.2よりも長周期側では両ケースの結果には差異がほとんど認められず、短周期側では各方向の動揺振幅がかなり異なっており、S1以外の浮体による回折波および動揺に伴う発生波が浮体S1の動揺特性に大き



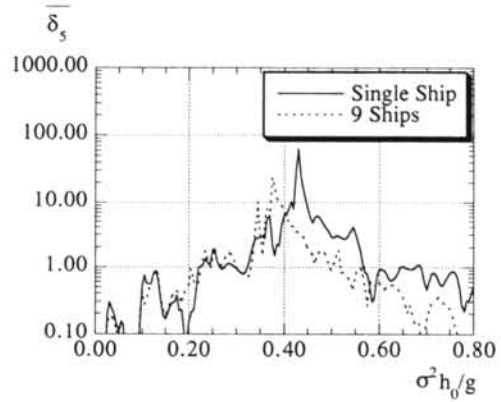
(a) Surge



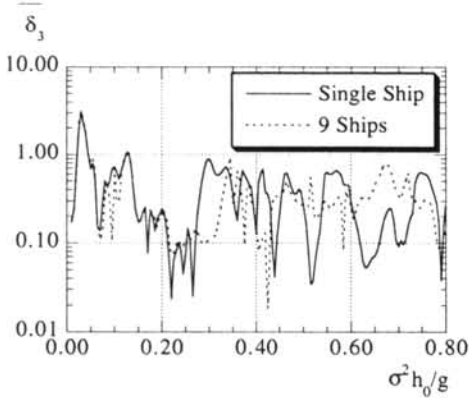
(d) Roll



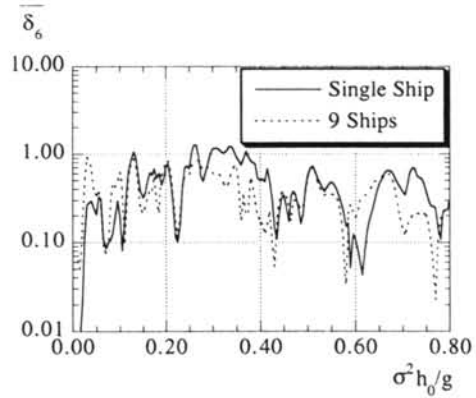
(b) Sway



(e) Pitch



(c) Heave



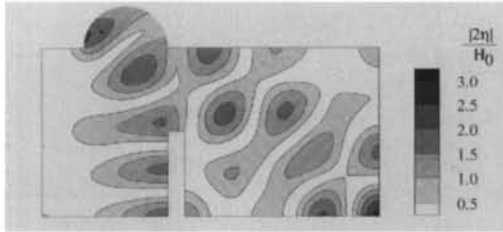
(f) Yaw

図-6 動揺振幅に及ぼす浮体数の影響

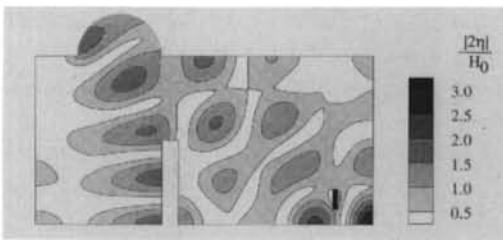
な影響を与えている. このように港内に多数の浮体が存在する場合には, 各浮体による回折波や発生波が複雑に干渉することから, 浮体の動揺量を精度良く予測するためには, 浮体間の相互作用を考慮する事が非常に重要であることが理解できる.

3.3 浮体による回折・発生波が港内波高分布に及ぼす影響

図-7 (a), (b)に, $\sigma^2 h_0 / g = 0.32$ の場合について, 浮体が存在しないケース1と浮体数1のケース2に対する波高比分布の結果を示す. 両者を比較すると, 極大波高の絶対値には若干の相違が見られるが, 波高分布のパターンはほとんど同じである. すなわち, 本検討ケースでは, 浮体S1が単体で存在する場合, 浮体による回折・発生波の影響は小さい.



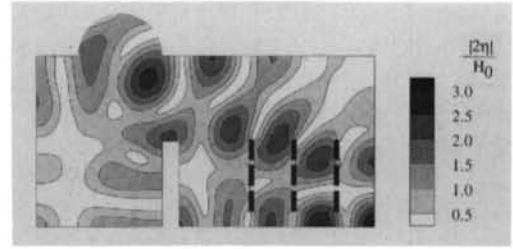
(a) 浮体なし(ケース1)



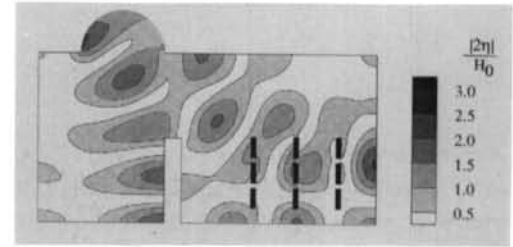
(b) 単浮体(ケース2)

図-7 浮体数0および1の場合の港内波高比分布

これに対して, 浮体数が9のケース3の結果を図-8 (a), (b)に示す. 各図は, 入射・回折波のみを考慮した場合(浮体は固定)および動揺による発生波も含めた場合の波高比分布である. まず, 図-8 (a)の結果では, 壁面A, B間の多重反射が顕著に現れるなど, ケース1, 2の波高比分布図(図-7 (a), (b))とはパターンが大きく異なっていることがわかる. さらに9浮体の動揺の影響をすべて考慮した場合(図-8 (b))は, 回折効果のみを考慮した場合とはかなり異なった結果が得られている. すなわち, 発生波の影響がほとんどなかった単浮体の場合とは異なり, すべての浮体の動揺を考慮した場合の発生波は

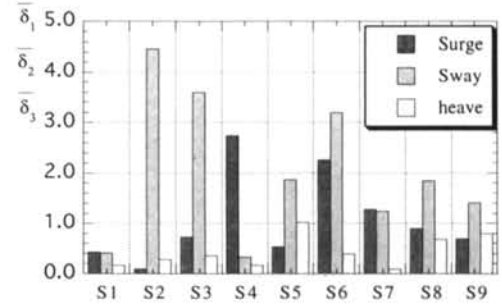


(a) 浮体が固定の場合

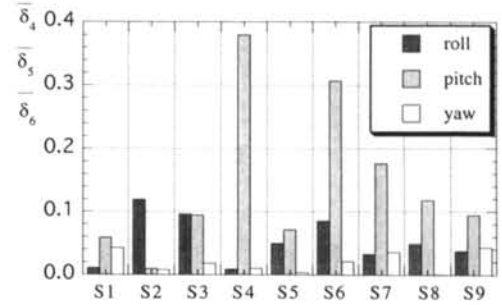


(b) 浮体の動揺を考慮した場合

図-8 浮体数9の場合の港内波高比分布



(a) $j=1 \sim 3$



(b) $j=4 \sim 6$

図-9 各浮体の動揺パターン

入射・回折波と同程度の振幅を持ち, その結果, 港内全体の波高分布がかなり変化する. 図-9 (a), (b)には, 参考のため, 9浮体の動揺振幅を示した.

この図からわかるように、各浮体の動揺パターンにはかなりの差異がある。例えば、浮体S1と浮体S2は隣接しているにも関わらず、S2のSway方向の動揺振幅はS1に比べてかなり大きくなっている。

以上のように、港内に多数の浮体が存在する場合には、各浮体が比較的小さくても全浮体の動揺に伴う発生波が有意な大きさを持ち、港内波高分布は浮体が存在しない場合に比べてかなり変化する可能性がある。

§4. おわりに

本研究により得られた結論を以下に示す。

1) 港内の複数浮体の動揺問題を対象として、従来の緩勾配方程式で無視されていた減衰散乱波成分を考慮して港内・浮体底面下領域についてそれぞれ新たな緩勾配方程式系を誘導した。

2) 港湾内の複数浮体を対象とした動揺解析法として、拡張緩勾配方程式に基づく実用性・一般性の高い数値モデルを開発した。本モデルでは係数マトリックス中の非0要素のみを1次元配列に格納し、双共役勾配法により連立方程式の解を求めた。その結果、従来モデルよりも必要な計算機容量がさらに削減され、既存のモデルでは取り扱うことができなかった多数の浮体を対象とした動揺解析も可能となった。

3) 本モデルと従来の部分3次元モデルとを用いて、矩形港湾内の2浮体の動揺解析を行った。両者の結果が良好に一致することから本モデルの妥当性が確かめられた。

4) 計算例として矩形港湾内の複数浮体の動揺解析を行い、浮体の動揺量を精度良く予測するためには浮体間の相互作用が重要性であることを示した。また波高分布の予測には、浮体が小さい場合でも全浮体の回折・発生波が大きく影響することを示した。

<参考文献>

- 1) 横木 亨, 青木伸一, 濱本 敏: “港湾形状を考慮した港内船舶の回折・造波問題の解析”, 第35回海岸工学講演会論文集, 1988, pp. 692~696
- 2) 横木 亨, 青木伸一, 馬場英通: “港内係留船の波浪動揺特性とその予測”, 海岸工学論文集, No. 37, 1990, pp. 709~713
- 3) 大山 巧, 土田 充, 清川哲志: “部分3次元モデルによる任意海底地形・任意形状港湾内の船体動揺解析”, 海岸工学論文集, No. 39, 1992, pp. 821~825
- 4) Ohyama, T. and M. Tsuchida: “Development of a partially three-dimensional model for ship motion in a harbor with arbitrary bathymetry”, Proc. 24th Conf. Coastal Eng., 1994, pp. 871-885
- 5) Takagi, K., S. Naito and K. Hirota: “Hydrodynamic forces acting on a floating body in a harbor of arbitrary geometry”, Proc. 3rd Offshore and Polar Eng. Conf., 1993, pp. 192~199
- 6) Berkhoff, J. C. W.: “Computation of combined refraction-diffraction”, Proc. 13th Conf. Coastal Eng., 1972, pp. 471-490
- 7) 大山 巧, 土田 充: “散乱波成分を考慮した緩勾配方程式と港内船舶の波力解析への応用”, 海岸工学論文集, No. 42, 1995, pp. 991~995
- 8) 大山 巧, 土田 充: “拡張緩勾配方程式による港内船舶の動揺解析”, 土木学会論文報告集, No. 539/II-35, 1996, pp. 141~154
- 9) Ohyama, T., M. Tsuchida: “Expanded mild-slope equations for the analysis of wave-induced ship motion in a harbor”, Coastal Eng., No. 30, 1996, pp. 77-103
- 10) 久保雅義, 斎藤勝彦, 大音宗昭, 芳田利春: “近接して係留された2浮体の波浪動揺に関する研究”, 海岸工学論文集, No. 38, 1991, pp. 766~770
- 11) 水田修一, 藤田 孝, 三宅成司郎, 巻幡敏秋, 小田 一紀: “有限長の防波堤と複数係留浮体の波による干渉”, 海岸工学論文集, No. 39, 1992, pp. 811~815
- 12) 森田修二, 横木 亨, 出口 一郎, 青木伸一: “隣接船の相対動揺から見た係留船の安全評価”, 海岸工学論文集, No. 41, 1994, pp. 926~930
- 13) Press, W. H., A. Teukolsky, W. T. Vetterling and B. P. Flannery: “Numerical Recipes”, Cambridge Univ. Press, 1992, pp. 77~82