

港湾形状を考慮した港内船舶の回折・造波問題の解析

榎 木 亨*・青 木 伸一**・濱 本 敏***

1. ま え が き

港湾内に係留された船舶の波浪動揺を精度よく予測することは、港の静穏度の評価を行う上で非常に重要である。船舶に限らず、波浪中の浮体の動揺解析法は、(1) 波動場の変形と浮体の運動とを同時に解く方法および(2) 入射波の浮体による攪乱(Diffraction)および浮体の運動による流体場の変形(Radiation)を別個に求めておき、これらを浮体の運動方程式中に取り込んだ後運動方程式のみを解く方法の2つに大別される。港内係留船のように、係留系の非線型性が大きいような場合については後者の方法が適している。ここでは入射波の攪乱すなわち浮体の運動を拘束した場合の波強制力を求める問題を回折問題、また浮体の運動によって造波される波による反作用力(実際には付加質量、減衰係数として表現される)を求める問題を造波問題と呼ぶことにする。

港内の船舶が外洋の船舶と最も大きく異なる点は、船舶に外力として作用する波浪が港湾境界の存在によって変形を受けるという点である。港に侵入する波浪は防波堤による回折や岸壁での反射などの変形を受けて船舶に外力を及ぼすため、回折問題にはこれらの波浪変形を考慮しなければならないことは言うまでもない。一方造波問題を考えてみると、船の運動によって発生した波が岸壁などで反射され、その反射波が再び外力として作用する。すなわち付加質量や減衰係数などの流体力係数は船に固有のものではなく、港と船との全体系において決定されるべきものであることがわかる。流体力係数は船体運動が大きくなる領域でその影響が大きくなることを考えれば、回折問題よりもむしろ造波問題の方を慎重に扱うべきかもしれない。

流体力係数や船体運動に及ぼす周辺境界の影響を3次元問題として取扱った研究としては、無限に続く直線岸壁についての Oortmerssen¹⁾、著者ら²⁾、清川ら³⁾の研究および長方形 slip 内の長方形浮体についての著者ら⁴⁾の研究がある。これらの研究は若干取扱い方は異なるもの

の、いずれも周辺境界の不透過条件を鏡像法を用いて処理している点で共通している。鏡像法を用いる方法は簡便であるが、取扱える境界の形状に限られるという欠点を有している。また著者ら⁴⁾の研究は任意形状境界に発展させることも可能ではあるが、ポテンシャル接続法を用いているため船体形状に制約がある。

本研究は、このような制約を受けない方法として、グリーン関数を用いた境界要素法によって、外海に接続した任意形状水域内の任意形状浮体の回折・造波問題を解析する計算法を提案するものである。本論文ではまず鏡像法を用いて考慮できる簡単な平面形状の岸壁境界についての計算結果を示し、岸壁境界の影響を明らかにする。次に任意形状水域内での解析法を示し、長方形 slip の場合について著者ら⁴⁾の方法による計算結果との比較を行ってその適用性について検討を加える。

2. 鏡像法による岸壁境界の考慮

(1) 計算法の概略

ここで用いる解析法は、John によって求められたグリーン関数をグリーンの公式に直接適用して解く境界要素法(直接法、Source-Doublet法)を基礎としており、これについては清川ら⁵⁾に詳しい。したがって以下では鏡像法による岸壁境界の処理法を中心に述べることにする。また回折問題と造波問題では浮体没水面上の境界条件が異なるのみで、解析法に大差はないので、ここでは造波問題について簡単に説明する。

まず図-1に示すように、静水面上に座標原点Oをとり、鉛直上方に z 軸、水平面内に x, y 軸をとる。波動場は速度ポテンシャルを有するものとし、すべて定常線型問題として取扱う。浮体の動揺は浮体重心 $G_s(x_G, y_G, z_G)$ の並進運動と重心まわりの回転運動に分離し、図-1に示す X, Y, Z 軸方向の並進運動をそれぞれ ξ_1 (Surge), ξ_2 (Sway), ξ_3 (Heave)とし、各軸まわりの回転運動をそれぞれ ξ_4 (Roll), ξ_5 (Pitch), ξ_6 (Yaw)とする。さらにこれらを複素振幅 ξ_{ol} を用いて次式で表す。

$$\xi_l = \xi_{ol} e^{-\sqrt{-1}\omega t} \quad (l=1, 2, \dots, 6) \dots\dots\dots (1)$$

ここに ω は角周波数を、 t は時間を表している。また各モードの運動によって発生する波による流体場の速度

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 大阪大学助手 工学部土木工学科

*** 正会員 工修 大阪府土木部

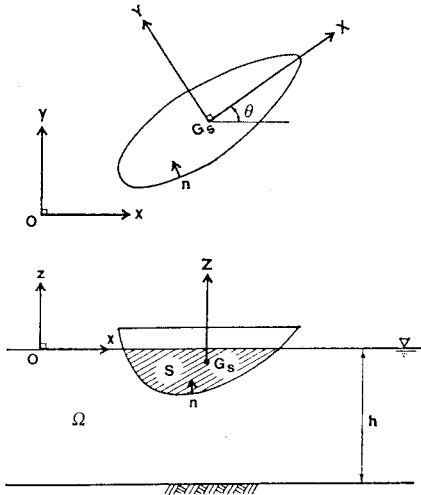


図-1 座標系の定義

ポテンシャルを Φ_l とし、これを運動速度 $\xi_l = d\xi_l/dt$ で正規化して次式のように表す。

$$\Phi_l = \xi_l \phi_l(x, y, z) e^{-\sqrt{-1}\omega t} \quad (l=1, 2, \dots, 6) \quad (2)$$

水深を一定とし対象とする浮体以外には境界がないものとする、基礎方程式および境界条件は次のようになる。

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

$$\partial \phi_l / \partial z - \omega^2 / g \cdot \phi_l = 0 : \text{at } z=0 \quad (4)$$

$$\partial \phi_l / \partial z = 0 : \text{at } z=-h \quad (5)$$

$$\partial \phi_l / \partial n = n_l : \text{on } S \quad (6)$$

$$\sqrt{R} (\partial \phi_l / \partial R - \sqrt{-1} k \phi_l) = 0 : \text{when } R \rightarrow \infty \quad (7)$$

ここに R は原点からの水平距離を表し、 $\partial / \partial n$ は浮体の没水表面 S 上に、流体内部からみて外向きに立てた法線方向の微分を表している。また n_l は正規化された没水表面の法線方向速度を表しており、 n_x, n_y, n_z を XYZ 座標系に関する S 上の単位法線ベクトルの成分とすると、次式で求められる。

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= n_x \cos \theta - n_y \sin \theta \\ n_2 &= n_x \sin \theta + n_y \cos \theta, \quad n_3 = n_z \\ n_4 &= (y - y_G) n_z - (z - z_G) (n_x \sin \theta + n_y \cos \theta) \\ n_5 &= (z - z_G) (n_x \cos \theta - n_y \sin \theta) - (x - x_G) n_z \\ n_6 &= (x - x_G) (n_x \sin \theta + n_y \cos \theta) \\ &\quad - (y - y_G) (n_x \cos \theta - n_y \sin \theta) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

一方、John のグリーン関数 $G(P, Q)$ は (4), (5), (7) 式中の ϕ_l を G で置き換えた式を満足するように決められた、点 P におかれたわき出しのポテンシャルを表す関数である。 ϕ_l, G について流体場にグリーンの公式を適用し、 ϕ_l および G に関する境界条件を用いると、 G の特異性により P 点での速度ポテンシャルが浮体没水表面上の ϕ_l を用いて次式で与えられる。

$$\phi_l(P) = \varepsilon \iint_S \left\{ \phi_l(Q) \frac{\partial}{\partial n} G(P, Q) - n_l(Q) G(P, Q) \right\} dS \quad (9)$$

ここに ε は、点 P が流体内部にある場合は $-1/4\pi$ 、没水表面上にある場合には $-1/2\pi$ となる。次に没水表面上を小要素に分割し、点 P を要素上にとって (9) 式を離散化することにより、要素上の ϕ_l に関する連立一次方程式が得られる。これを解くことによってすべての要素上での ϕ_l が求められ、さらにそれらを用いて付加量 M_{ij} および減衰係数 $N_{ij} (i, j=1 \sim 6)$ が求められる。

今、図-2 に示すような隅角部を有する鉛直不透過壁前面の浮体を考える場合、(4)~(7) 式以外に岸壁上での不透過条件が加えられる。したがって G を次式を満足するように決めておけば、 Γ_1, Γ_2 上での積分が消えて、(9) 式を用いて岸壁のない場合と同様にして解くことができる。

$$\partial G / \partial n = 0 : \text{on } \Gamma_1, \Gamma_2 \quad (10)$$

(10) 式を満足させるためには、 P 点以外に P 点の岸壁に対する鏡像点 P' にも特異点を配置すればよいが、 Γ_1, Γ_2 両方の岸壁に関する鏡像点が有限個で完結し、かつ流体内部に鏡像が現われない場合に限り、岸壁の不透過条件を満足するグリーン関数が決定できる⁶⁾。この条件を満足するのは、

岸壁のなす角が π/n ($n=1, 2, \dots$) の場合のみであり、例えば $\pi/3$ のときには図に示すように $P_1' \sim P_5'$ の5個の鏡像点に特異点を置くことにより次式で新たなグリーン関数 G^* を求めることができる。

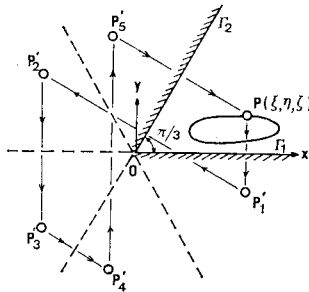


図-2 鏡像の配置

$$G^*(P, Q) = G(P, Q) + G(P_1', Q) + \dots + G(P_5', Q) \quad (11)$$

(2) 流体力係数に及ぼす岸壁境界の影響

次に以上に述べた手法を用いて岸壁境界の影響評価を行う。計算対象とする浮体は図-3 に示すような長方形浮体とし、岸壁境界としては岸壁なし (Open Sea)、一樣直線岸壁、 90° 、 60° 、 45° の隅角部を有する岸壁の5種類である。図-4 は境界の違いによる流体力係数の周波数応答特性の変化の一例を示したものである。図中 L_s は船長、 ρA は浮体の質量を表している。図より流体力係数は周辺の境界形状が変わると大きく変化し、とりわけ低周波数側の変化が大きいくことがわかる。また付加質量よりも減衰係数にその影響が大きく表われている。さらに岸壁の影響範囲を調べるために、図-3 中の

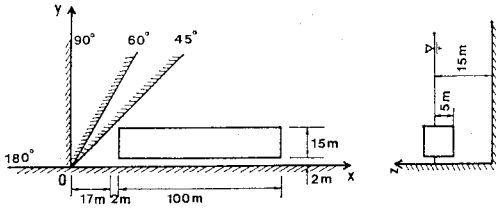


図-3 岸壁前面浮体の計算諸元

90°の隅角部を有する岸壁において、 y 軸上の岸壁と浮体との間の距離を変えて計算して一様直線岸壁(180°)の場合の値と比較した。図-5は離岸距離と波長の比 D/L の変化に伴う流体力係数の変化をみたもので、縦軸には90°岸壁における流体力係数と一様直線岸壁における流体力係数の比 M'_{11} , N'_{11} をとっている。図より付加質量、減衰係数とも $D/L < 1.0$ の範囲内では大きく変化しているが、 D/L が1.0を越えると次第に1.0に漸近する傾向を示している。これ以外にも一様直線岸壁前面浮体の離岸距離を大きくしてOpen seaの場合と比較したが、やはり $D/L < 1.0$ の範囲では両者の値は大きく異なる値を示すことがわかった。これより今回の試算では、岸壁の影響は岸壁から一波長程度の範囲まで及ぶことがわかった。

3. 任意形状水域内での回折・造波問題の解析

ここではまず造波問題の解析法について述べたあと、回折問題への適用法を示す。図-6に示すような任意形状水域内の浮体を考える。海岸線は直線とし、周辺境界はすべて直立で不透過であり、水深は到るところ一定とする。座標系としては前節と同様に、港口部静水面上に原点をもつ xyz 座標系および浮体重心に原点をもつ XYZ 座標系の2種類を用いる。浮体運動 ξ_i および n_i については(1)式および(8)式と同一である。任意形状水域内の浮体についても、あらかじめ周辺境界上の不透過条件を満足するグリーン関数が求められれば、(9)

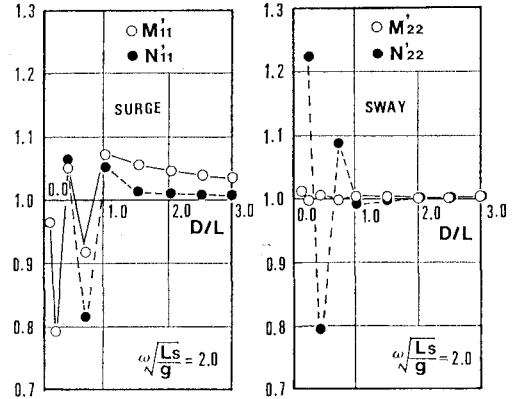


図-5 離岸距離の変化に伴う流体力係数の変化

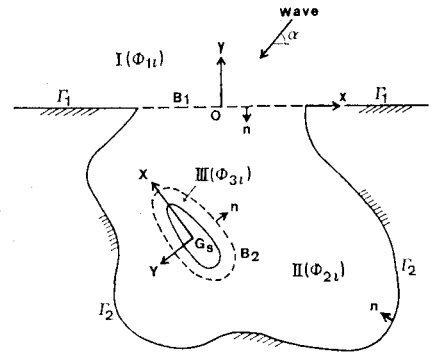


図-6 任意形状水域での座標系

式を用いて境界がない場合と同様にして解析することができるが、現在のところそのようなグリーン関数の構成法は確立されていない。そこで流体場を次の3つの領域に分割する。すなわち港外の半無限領域I、浮体近傍を除く港内領域IIおよび浮体近傍領域IIIである。領域I-IIおよびII-IIIの間の仮想境界面をそれぞれ B_1 , B_2 とし、各領域における法線方向を図に示す通りに定める。ただし B_1 , B_2 は z 軸に平行にとる。

各領域における速度ポテンシャルを Φ_{1l} , Φ_{2l} , Φ_{3l} ($l=1, 2, \dots, 6$) とし、それぞれ次の様に表す。

$$\begin{aligned} \Phi_{il} &= \phi_{il}(x, y, z) e^{-\sqrt{-1}\omega t} \\ &= \left\{ \xi_i f_{il}^{(0)}(x, y) \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \right. \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \xi_i f_{il}^{(n)}(x, y) \cdot \left. \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right\} \\ &\quad \cdot e^{-\sqrt{-1}\omega t} \quad (i=1, 2) \end{aligned} \quad \dots\dots (12)$$

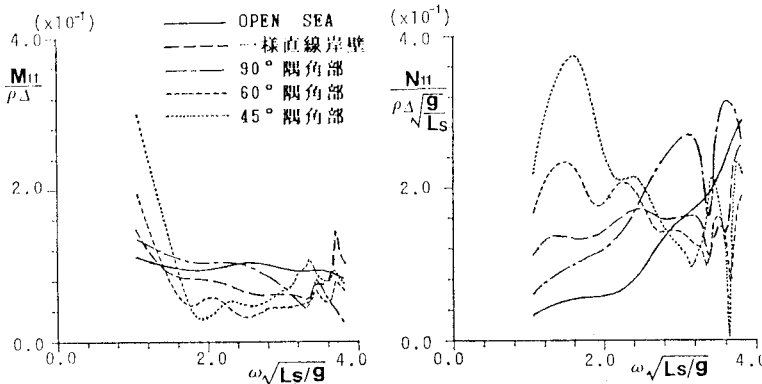


図-4 岸壁形状の変化に伴う流体力係数の変化 (Surge)

$$\phi_{3l} = \xi_l \phi_{3l}(x, y, z) e^{-\sqrt{-1} \omega t} \dots\dots\dots (13)$$

ここに k, k_n はそれぞれ次式で求められる。

$$kh \tanh kh = -k_n h \tan k_n h = \omega^2 h / g \dots\dots\dots (14)$$

また $f_{il}^{(0)}, f_{il}^{(n)}, \phi_{3l}$ はそれぞれ次式を満足する。

$$\frac{\partial^2 f_{il}^{(0)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_{il}^{(0)}}{\partial y^2} + k^2 f_{il}^{(0)} = 0 \dots\dots\dots (15)$$

$$\frac{\partial^2 f_{il}^{(n)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_{il}^{(n)}}{\partial y^2} - k_n^2 f_{il}^{(n)} = 0 \dots\dots\dots (16)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_{3l}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_{3l}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_{3l}}{\partial z^2} = 0 \dots\dots\dots (17)$$

境界条件としては、領域Ⅲで ϕ_{3l} に対して (4), (5), (6) 式が、領域Ⅰ, Ⅱでは次式が課せられる。

$$\frac{\partial f_{il}^{(0)}}{\partial n} = \frac{\partial f_{il}^{(n)}}{\partial n} = 0 \quad (i=1, 2):$$

$$\text{on } \Gamma_1 \quad (i=1), \quad \Gamma_2 \quad (i=2) \dots\dots\dots (18)$$

また仮想境界面上での連続条件として次式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial f_{il}^{(0)}}{\partial n} &= \frac{\partial f_{il}^{(0)}}{\partial n}, \quad \frac{\partial f_{il}^{(n)}}{\partial n} = \frac{\partial f_{il}^{(n)}}{\partial n} \\ f_{il}^{(0)} &= f_{il}^{(0)}, \quad f_{il}^{(n)} = f_{il}^{(n)} : \text{on } B_1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

$$\frac{\partial \phi_{2l}}{\partial n} = \frac{\partial \phi_{3l}}{\partial n}, \quad \phi_{2l} = \phi_{3l} : \text{on } B_2 \dots\dots\dots (20)$$

(2) 積分方程式による表現と離散化

(15) 式および (16) 式に関するグリーン関数としてそれぞれ第 1 種 0 次のハンケル関数 $H_0^{(1)}(kr)$ および第 2 種 0 次の変形ベッセル関数 $K_0(k_n r)$ を選び、領域Ⅰ, Ⅱにグリーンの公式を適用すると、各領域内の P 点での $f_{il}^{(0)}, f_{il}^{(n)}$ が周辺境界上での積分で表わされる。例えば $f_{2l}^{(0)}, f_{2l}^{(n)}$ については次式が得られる。

$$f_{2l}^{(0)}(P) = \delta \int_{\Gamma_2 + B_1 + B_2} \left[f_{2l}^{(0)}(Q) \frac{\partial}{\partial n} \{H_0^{(1)}(kr)\} - H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial}{\partial n} f_{2l}^{(0)}(Q) \right] dS \dots\dots\dots (21)$$

$$f_{2l}^{(n)}(P) = \delta \int_{\Gamma_2 + B_1 + B_2} \left[f_{2l}^{(n)}(Q) \frac{\partial}{\partial n} \{K_0(k_n r)\} - K_0(k_n r) \frac{\partial}{\partial n} f_{2l}^{(n)}(Q) \right] dS \dots\dots\dots (22)$$

ここに $r = \overline{PQ}$ であり、 δ は P が領域の内部にあるときは $\sqrt{-1}/4$ 、境界面上にあるときは $\sqrt{-1}/2$ の値をとる。領域Ⅲについてもグリーンの公式を適用するが、グリーン関数としては単純特異点 $1/r$ ではなく、前節と同様 John のグリーン関数 G を用いた。これによりグリーン関数の計算は複雑になるが、未知数の数を減らすことができる。領域Ⅲでの速度ポテンシャルは次式で表わされる。

$$\phi_{3l}(P) = \varepsilon \iint_{S + B_2} \left[\phi_{3l}(Q) \frac{\partial}{\partial n} G(P, Q) - G(P, Q) \frac{\partial}{\partial n} \phi_{3l}(Q) \right] dS \dots\dots\dots (23)$$

これらの積分方程式を解くために、境界 B_1 上を N_1 個、 Γ_2 上を N_2 個、 B_2 上を N_3 個の線要素に分割し、さらに境界面 B_2 を $N_C = N_3 \times N_D$ 個、 S 上を N_S 個の

パネル要素に分割する。点 P を各要素上にとり、積分方程式を離散化した後、境界条件 (18) を用いると次式が得られる。ただし、 $k=1, 2, m_1=N_1, m_2=N_1+N_2+N_3$ であり、 $A_{ij}^{(0)}, \bar{A}_{ij}^{(0)}, B_{ij}^{(n)}, \bar{B}_{ij}^{(n)}, G_{ij}, \bar{G}_{ij}$ はグリーン関数およびその j 点での法線方向微分値の各要素上での積分値である。

$$f_{kl}^{(0)}(x_i, y_i) = \sum_{j=1}^{m_k} \left[\bar{A}_{ij}^{(0)} f_{kl}^{(0)}(x_j, y_j) - A_{ij}^{(0)} \frac{\partial}{\partial n} f_{kl}^{(0)}(x_j, y_j) \right] \dots\dots\dots (24)$$

$$f_{kl}^{(n)}(x_i, y_i) = \sum_{j=1}^{m_k} \left[\bar{B}_{ij}^{(n)} f_{kl}^{(n)}(x_j, y_j) - B_{ij}^{(n)} \frac{\partial}{\partial n} f_{kl}^{(n)}(x_j, y_j) \right] \dots\dots\dots (25)$$

$$\phi_{3l}(x_i, y_i, z_i) = \sum_{j=1}^{N_S + N_C} \left[\bar{G}_{ij} \phi_{3l}(x_j, y_j, z_j) - G_{ij} \frac{\partial}{\partial n} \phi_{3l}(x_j, y_j, z_j) \right] \dots\dots\dots (26)$$

ここで未知数と方程式の数について整理する。無限級数項 $f_{il}^{(n)}$ の項数を N_F 個までとすると、未知数の数は B_1 上では $f_{il}^{(0)}, f_{il}^{(n)}, \partial f_{il}^{(0)}/\partial n, \partial f_{il}^{(n)}/\partial n$ ($i=1, 2$) について $4N_1(1+N_F)$ 個、 Γ_2 上では $f_{2l}^{(0)}, f_{2l}^{(n)}$ について $2N_2(1+N_F)$ 個、 B_2 上では $f_{2l}^{(0)}, f_{2l}^{(n)}, \partial f_{2l}^{(0)}/\partial n, \partial f_{2l}^{(n)}/\partial n$ について $2N_3(1+N_F)$ 個、 ϕ_{3l} について N_C 個、また S 上では ϕ_{3l} について N_S 個ある。したがって未知数の総数は $(1+N_F)(4N_1+N_2+2N_3)+N_C+N_S$ となる。一方、方程式の数は (24)~(26) で $(1+N_F)(2N_1+N_2+N_3)+N_C+N_S$ 個、また (19) 式を離散化することにより $2N_1(1+N_F)$ 個、(20) 式より N_C 個得られる。したがって未知数と方程式の数を一致させるためには、 $(1+N_F)N_3=N_C$ すなわち $1+N_F=N_D$ とすればよい。つまり B_2 上の水深方向の分割数を $1+N_F$ 個にしておけばよいことになる。ただし井島ら⁹⁾ が 2 次元解析で用いているように、 B_2 上の $f_{2l}^{(0)}, f_{2l}^{(n)}$ をあらかじめ ϕ_{3l} で表現しておけば、分割数は任意に選べる。今回両者について比較した結果、計算結果はほとんど変わらなかったため、以下の計算では N_F の値によって水深方向の分割数を変えた。紙面の都合上詳細な説明は省略するが、離散化方程式を整理することにより、最終的には $N_1(1+N_F)+N_C+N_S$ 元の連立一次方程式を解いて S 上の速度ポテンシャルが求められる。さらにこれを用いて流体力係数の計算が可能になる。

上述の解析法を回折問題に適用するには、(12), (13) 式中の ξ_l を $g\zeta_0/\omega$ に置き換えた後、 $n_l=0$ とし、さらに領域Ⅰの速度ポテンシャルに次式で表わされる入反射波の速度ポテンシャル Φ_0 を加えておけばよい。

$$\Phi_0 = \frac{2g\zeta_0}{\omega} \cos(ky \sin \alpha) e^{-\sqrt{-1} kx \cos \alpha} \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} e^{-\sqrt{-1} \omega t} \dots\dots\dots (27)$$

ここに ζ_0 は入射波振幅、 α は図-6 の入射角である。

4. 計算手法の適用性

(1) 計算手法の安定性

本計算手法では、要素分割幅、減衰定常波を表す $f_{11}^{(n)}$ の項数、仮想境界面 B_2 の位置および形状などをどのように選べば安定した計算結果が得られるかについて検討する必要がある。まず要素分割幅については、本計算手法についても、清川ら³⁾が指摘しているように、要素長(パネルの場合は代表長)を波長の1/15程度にとれば十分に安定した結果が得られることがわかった。また仮想境界面 B_2 の形状については、長方形および八角形について計算したが、両者の間に有意な差はみられなかった。減衰定常波の項数 N_F と B_2 の浮体からの距離 D' については、計算精度の面から考えれば、 N_F をできるだけ大きくとり B_2 の位置は港湾境界に近づきすぎない程度に浮体から離す方が望ましいと思われる。しかしながら N_F を増やすことも B_2 を浮体から遠ざけることも要素数の増大を招き、計算コストが増大する。図-7 は幅 2 m, 長さ 5 m, 水深 0.5 m の長方形 Slip 内の中央に置かれた長さ 1 m, 幅 0.4 m, 吃水 0.2 m の箱型浮体について、 N_F と D' を種々変えて計算した場合の流体力係数の変化の一例を示したものである。図中縦軸の N_{11}^* は $N_F=3$ で D' を最も大きくした場合の Surge の減衰係数である。すべてのケースにおいてこの様な変化を示すわけではないが、 $N_F=2$ 程度にとれば B_2 の位置をかなり浮体に近づけてもよいことがわかる。

(2) 他の計算手法との比較

ここでは長方形 Slip 内の長方形浮体について著者ら⁴⁾が先に示した動揺解析法を回折・造波問題に適用した結果と今回提案した計算手法による計算結果を比較して本計算手法の妥当性を検証する。計算は長さ 5 m, 幅 3 m, 水深 0.5 m の Slip の中央部におかれた船長 1.0 m, 幅 0.4 m, 吃水 0.2 m の長方形浮体を対象とする。図-8 は両計算手法による Sway の付加質量および減衰係数を比較したものであり、図中実線および破線は文献

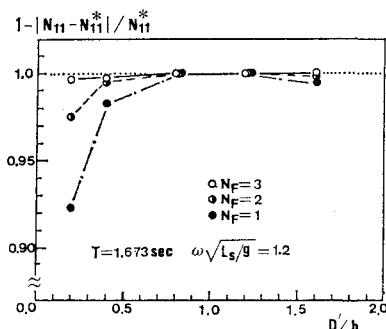


図-7 減衰定常波の項数と仮想境界面の位置の違いによる流体力係数の変化 (Surge)

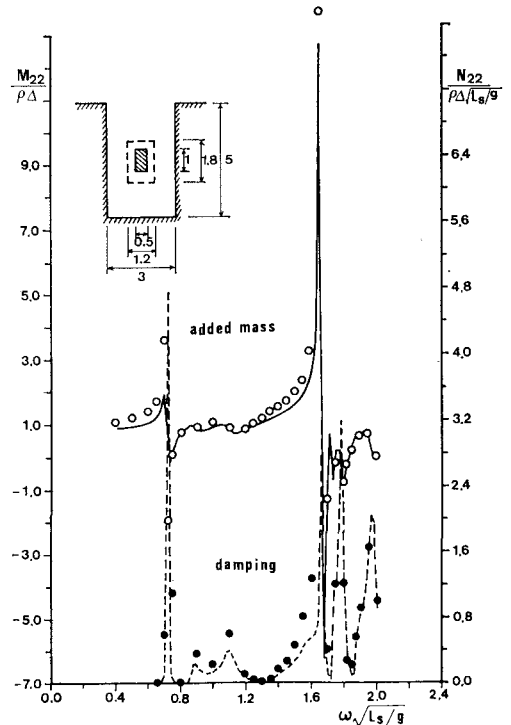


図-8 流体力係数の計算結果 (Surge)

4) の計算法によるもの、白丸および黒丸は今回提案した手法によるものである。尚この場合の $f_{11}^{(n)}$ の項数は 2 で、仮想境界 B_2 の位置は図中に示す通りである。図より両手法による計算結果はほぼ一致しており、本計算手法の妥当性が確認できる。図中の鋭いピークは Slip 内での波の共振現象によるものであり、造波問題に港湾境界の影響が顕著に現われているよい例である。紙面の都合上他のモードや波強制力に対する計算結果を紹介することができなかったが、両手法による計算結果はおおむね一致していた。

参考文献

- 1) Oortmerssen, G. Van: The motions of a moored ship in waves, N.S.M.B. publication No. 510, 1976.
- 2) 榎木 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.
- 3) 清川哲志・平山彰彦: 岸壁前面の浮体動揺解析における3次元性の影響, 第33回海講論文集, pp. 546~550, 1986.
- 4) 榎木 亨・久保雅義・青木伸一: 港湾 Slip 内における船体運動および定常漂流力について, 第29回海講論文集, pp. 511~515, 1982.
- 5) 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.
- 6) ゾンマーフェルト: 物理数学, 講談社
- 7) 井島武士・吉田明徳・山本督夫: 任意断面浮体の2次元係留運動と波の変形, 土木学会論文集, 第272号, pp. 53~63, 1978.