

境界要素法を用いた浮体構造物の 3次元非線形挙動解析

池野正明

正会員 工博（財）電力中央研究所主任研究員 我孫子研究所水理部（〒270-1194千葉県我孫子市我孫子1646番地）

非線形平面波作用下における係留浮体の3次元有限振幅運動の解析手法を強非線形ポテンシャルモデルに基づき開発した。本手法は、3次元流体の速度場と加速度場の境界積分方程式および浮体の運動方程式を連立させて解く境界要素法に基づいている。解法時には、自由水面の要素節点の時々刻々の移動を水粒子の3次元運動と一致するようにラグランジュ的に算定するとともに自由水面の力学的境界条件を厳密に満足させる。また、浮体の運動方程式を解いて得られる6自由度運動成分を座標変換して浮体没水境界節点の移動を計算する。非線形波の解析解との比較、強非線形断面2次元境界要素法との比較および既往の係留浮体の3次元動揺実験結果との比較によりその妥当性を検証した。最後に、防波堤開口部を有する港湾内に係留された浮体を対象に計算を行い考察を加えた。

Key Words: floating body, nonlinear waves, 3-D nonlinear motion, boundary element method, Mixed Eulerian and Lagrangian method

1. はじめに

非線形波と浮体構造物との強非線形相互干渉を扱える浮体の動揺計算法として、境界要素法^{1),2),3),4),5),6),7)}や有限要素法⁸⁾等がある。中でも、境界要素法では、流体領域を囲む境界面だけを要素分割すればよいため、計算効率がよく3次元波動場を対象とした計算も現実的に可能となる。

浮体運動を正確に追跡するためには、正確な変動圧の計算が必要である。しかし変動圧は浮体の加速度の影響を受けるため、厳密には流体と浮体の運動方程式を連立させて解き、時々刻々の流体と浮体の力の釣り合いを満足させなければならない。この際、現在と過去の速度ポテンシャル間の後退差分で変動圧を近似する方法も考えられるが、これを初期値とした収束計算が必要である⁹⁾。Vinje and Brevig¹⁰⁾は、この問題を速度場と加速度場の双方を解くことで上記後退差分を不要とし、かつ時々刻々の流体と浮体の力の釣り合いを保証する手法を開発した。しかしながら、加速度場の計算を各運動モード等に分解して解法するため、各モード計算の度に境界要素行列を解く必要があり計算効率が悪い。そこで、谷澤・沢田²⁾やTanizawa³⁾は、Vinje and Brevig¹⁰⁾の手法をさらに進め、浮体表面での幾何学的境界条件と浮体の運動方程式を連立させた陰境界条件を用いることにより、加速度場の境界要素行列を1回解くだけで加速

度場を正確に解く手法を開発した。中村・田中⁴⁾や池野・松山^{6),7)}も陰境界条件を用いて計算している。しかしながら、これらの解析モデルは、浮体の断面2次元運動を対象に開発されつつある段階であり、3次元モデルの具体的な計算例は皆無に近い。そこで、本論文では、非線形平面波作用下における係留浮体の3次元有限振幅運動の解析手法を、境界要素法を用いた強非線形ポテンシャルモデルに基づき開発し、強非線形断面2次元境界要素法および既往の実験結果との比較によりその妥当性を検証した。特に水面と浮体との交点（3重節点）および水面節点の更新方法を前報⁹⁾から合理的な手法へ改良した。防波堤開口部を有する半閉鎖水域に係留された浮体構造物の動揺特性を本計算法を用いて検討した。

2. 境界要素法による強非線形3次元解析モデル

(1) 支配方程式と境界条件

図-1に示すように、数値波動水槽内に浮体が係留されている場合を考える。流体は非粘性、非圧縮と仮定し、その運動を非回転と仮定すると速度ポテンシャル ϕ が存在する。流体域を囲む境界を図-1のように定義すると、速度場および加速度場の支配方程式と境界条件は以下のようになる。

加速度場では速度ポテンシャル ϕ を時間で偏微分し

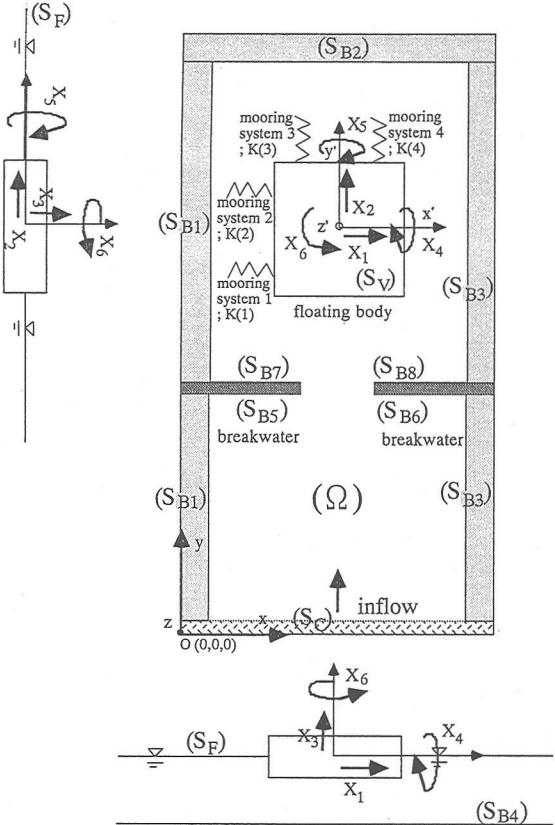


図-1 計算領域の座標系と浮体運動の定義

た「 $\dot{\phi}$ 」が場を支配する。 $\dot{\phi}$ は「場の加速度ポテンシャル」を意味し「流体の加速度ポテンシャル； $\dot{\phi} + \frac{1}{2}(\dot{\phi}_x^2 + \dot{\phi}_y^2 + \dot{\phi}_z^2)$ 」とは厳密には一致しない。Tanizawa³⁾が断面2次元計算に実際に適用したように、流体の加速度ポテンシャルを厳密に定式化することも可能であるが、実際の3次元数値計算が非常に煩雑かつ大容量となる。このため、本研究では、 $\dot{\phi}$ を流体の加速度ポテンシャルと近似的に見なせると仮定している。

・支配方程式

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{in } \Omega) \quad (1a)$$

$$\frac{\partial^2 \dot{\phi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \dot{\phi}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \dot{\phi}}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{in } \Omega) \quad (1b)$$

・境界条件

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = -\frac{\partial \phi}{\partial y} = -U(x, y, z, t) \quad (\text{on } S_C) \quad (1c)$$

$$\frac{\partial \dot{\phi}}{\partial n} = -\frac{\partial \dot{\phi}}{\partial y} = -\dot{U}(x, y, z, t) \quad (\text{on } S_C) \quad (1d)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (\text{on } S_B) \quad (1e)$$

$$\frac{\partial \dot{\phi}}{\partial n} = 0 \quad (\text{on } S_B) \quad (1f)$$

$$\frac{D(\xi, \zeta, \eta)}{Dt} = (\dot{\phi}_x, \dot{\phi}_y, \dot{\phi}_z) \quad (\text{on } S_F) \quad (1g)$$

$$\dot{\phi} + \frac{1}{2}(\dot{\phi}_x^2 + \dot{\phi}_y^2 + \dot{\phi}_z^2) + g\eta = 0 \quad (\text{on } S_F) \quad (1h)$$

ここに、 n は境界上の外向き法線ベクトルであり、 U と \dot{U} は入射波の水平流速と水平水粒子加速度である。 (ξ, ζ, η) は時々刻々変化する水面の x, y, z 座標、 $\dot{\phi}_x, \dot{\phi}_y, \dot{\phi}_z$ は水粒子の x, y, z 方向速度を表している。また、 D/Dt は t に関する全微分（実質微分）を意味する。 g は重力加速度である。

図-1に示すように、浮体の6自由度運動をsurge X_1 , sway X_2 , heave X_3 , roll X_4 , pitch X_5 , yaw X_6 と定義すると、没水浮体の境界条件として、以下を満たす必要がある。

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \sum_{j=1}^6 \dot{X}_j n_j \quad (\text{on } S_V) \quad (1i)$$

$$\frac{\partial \dot{\phi}}{\partial n} = \sum_{j=1}^6 \ddot{X}_j n_j \quad (\text{on } S_V) \quad (1j)$$

ここに、 \dot{X}_j, \ddot{X}_j は浮体の6自由度の運動変位速度と運動変位加速度である。 n_j は以下のようである。

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= n_x, n_2 = n_y, n_3 = n_z \\ n_4 &= (y_v - y_G)n_z - (z_v - z_G)n_y \\ n_5 &= (z_v - z_G)n_x - (x_v - x_G)n_z \\ n_6 &= (x_v - x_G)n_y - (y_v - y_G)n_x \end{aligned} \right\} \quad (1k)$$

ここに、 (n_x, n_y, n_z) は n の x, y, z 方向余弦である。 (x_v, y_v, z_v) は浮体境界上の任意点の座標、 (x_G, y_G, z_G) は浮体重心の座標である。

ただし、式(1i)の右辺の \dot{X}_j は時刻 t の段階では未知数であるので、既知量である前ステップ時刻値の回りに1次までTaylor展開したものとして近似すると、浮体没水境界条件式は以下のようになる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \sum_{j=1}^6 \left(\dot{X}_j^{t-\Delta t} + \Delta t \cdot \ddot{X}_j^{t-\Delta t} \right) n_j \quad (\text{on } S_V) \quad (1l)$$

また、厳密には上記の浮体加速度の連続条件式(1j)の右辺に物体が角速度を有しているために生じる求心加速度成分が存在するが³⁾、3次元運動では未知量である3つの回転変位速度 $\dot{X}_4, \dot{X}_5, \dot{X}_6$ のうち2つの未知量同士の積の形として表されるため解法が非常に複雑となり収束計算が必要となる。本研究では、求心

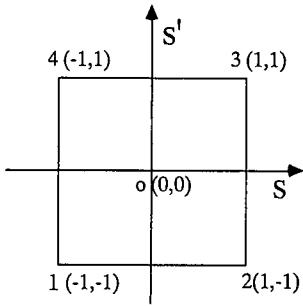


図-2 アイソパラメトリック四辺形要素

加速度成分が上記式(1j)の右辺に示されている項に比べて微小であるとして省略している。

(2) 境界要素と形状関数

本研究で対象とする境界要素は、アイソパラメトリック四辺形要素を用い、図-2に示すように、4節点を四辺形要素の4個の隅角点に配置した。この要素は、双1次適合要素とも呼ばれる。この場合、ポテンシャル値等の物理量が4節点上で既知ならば、要素内の任意の点の物理量は内挿関数で表示できる。特に図-2のように、適合要素の場合には内挿関数は形状関数と等しくなる。

図-2に示すように、2つの座標が-1から+1の値をとる局所座標系を導入する。座標軸として、要素の図心を原点とし、節点1→2方向に平行にs軸、1→4方向に平行にs'軸をとる。

4節点双1次適合要素の場合の形状関数 N_j ($j=1 \sim 4$)は以下のように表される。

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= \frac{1}{4}(1-s)(1-s'), \\ N_2 &= \frac{1}{4}(1+s)(1-s'), \\ N_3 &= \frac{1}{4}(1+s)(1+s'), \\ N_4 &= \frac{1}{4}(1-s)(1+s') \end{aligned} \right\} \quad (2a)$$

上記の形状関数を用いて、 (x,y,z) 座標や速度・加速度ポテンシャル等の物理量 A およびその要素上 s,s' に関する1階偏微分値は、以下のように表すことができる¹⁰⁾。

$$A = \sum_{j=1}^4 A_j N_j, \quad \frac{\partial A}{\partial s} = \sum_{j=1}^4 A_j \frac{\partial N_j}{\partial s}, \quad \frac{\partial A}{\partial s'} = \sum_{j=1}^4 A_j \frac{\partial N_j}{\partial s'} \quad (2b)$$

同様に、上記物理量の s,s' に関する2階以上の偏微分値も、形状関数 N_j の同階数の偏微分値として表すことができる。

(3) 速度場におけるグリーンの積分方程式

速度場ポテンシャル ϕ に関する境界積分方程式は以下のようく表される。

$$\alpha(p)\phi(p) + \oint_S \left\{ \phi(q)G_n(p,q) - \phi(q)G(p,q) \right\} dS(q) = 0 \quad (3)$$

ここに、添え字 n は対応する境界上の外向き法線方向微分を意味する。 p および q は、各々境界面上の任意点を表す。 G はグリーン関数で、以下の支配方程式(4a)と水底境界条件(4b)をあらかじめ満たす3次元の基本解式(4c)を用いることにより、実際の水底面のメッシュ分割を省略できる。

$$\frac{\partial^2 G}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} = -4\pi \delta(x_p - x_q, y_p - y_q, z_p - z_q) \quad (\text{in } \Omega) \quad (4a)$$

$$\frac{\partial G}{\partial n} = 0 \quad (\text{at } z = -h) \quad (4b)$$

$$G(p,q) = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \quad (4c)$$

ここに、 δ はデルタ関数、 h は水深、 r_1, r_2 は以下のようである。

$$r_1 = \sqrt{(x_p - x_q)^2 + (y_p - y_q)^2 + (z_p - z_q)^2} \quad (4d)$$

$$r_2 = \sqrt{(x_p - x_q)^2 + (y_p - y_q)^2 + (z_p + z_q + 2h)^2} \quad (4e)$$

α は点 p での境界面の幾何学的形状から決まる係数であり、ここでは、以下の方法により求める。上記式(3)は、任意の速度場ポテンシャル ϕ について成立するので、一様ポテンシャル場($\phi = \text{const.}$, $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$ (on S))に式(3)を適用して以下のように算定できる。

$$\alpha(p) = -\oint_S G_n(p,q) dS(q) \quad (4f)$$

あるt時刻の速度場の境界積分方程式(3)中には、各境界要素上の速度ポテンシャル ϕ とその法線外向き微分 $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ が未知量として存在する。そこで、各境界条件式を代入して $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ か ϕ のどちらかを消去し未知数を減少させた方程式に変換する。さらに上記式(2b)等の4節点要素を代入し離散化すると次のようになる。

$$\begin{aligned} &\alpha_i \phi_i + \sum_e \sum_{j'} \int_s \int_s N_j \phi_{i,j'} \frac{\partial G}{\partial n} \det|J_e| ds ds' \\ &- \sum_e \sum_{j'} \int_s \int_s N_j \phi_{i,j'} G \det|J_e| ds ds' = 0 \end{aligned} \quad (4g)$$

ここに、 i は任意の要素節点番号、 e は四辺形要素の番号、 \sum は四辺形要素の総和を意味する。 j' は一四辺形要素内のある節点の番号、 \sum は一四辺形要素内

の節点の総和を意味する。 $\det J_c$ はヤコビアンである。

単位法線ベクトル \vec{n} を以下のように定義する。

$$\begin{aligned}\vec{n} &= \left(\frac{\partial x}{\partial s}, \frac{\partial y}{\partial s}, \frac{\partial z}{\partial s} \right) = \frac{\frac{\partial \vec{r}}{\partial s} \times \frac{\partial \vec{r}}{\partial s'}}{\left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial s} \times \frac{\partial \vec{r}}{\partial s'} \right|} \\ &= \left(\frac{\partial x}{\partial s}, \frac{\partial y}{\partial s}, \frac{\partial z}{\partial s} \right) \times \left(\frac{\partial x}{\partial s'}, \frac{\partial y}{\partial s'}, \frac{\partial z}{\partial s'} \right) / \det |J_c|\end{aligned}\quad (5)$$

ここに、 \vec{r} は要素上の位置ベクトル、 $\left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial s} \times \frac{\partial \vec{r}}{\partial s'} \right|$ はヤコビアン $\det J_c$ である。

(4) 速度場の解法

離散化されたグリーンの積分方程式(4g)を、各節点上での ϕ と ϕ_{an} について整理すると、以下の連立方程式（行列式）となる。

$$[H]\{\phi\} = [G]\{\phi_{an}\} \quad (6a)$$

ここに、 $[H]$ は、対応する境界上におけるグリーン関数の法線方向微分値マトリックス、 $[G]$ は、対応する境界上におけるグリーン関数マトリックスである。

上式を、境界条件式の違いにより、自由水面境界部分とその他の境界部分の2種類に分けて表示すると、以下のようになる。

$$\begin{bmatrix} H_{aa} & H_{ab} \\ H_{ba} & H_{bb} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \phi_a \\ \phi_b \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} G_{aa} & G_{ab} \\ G_{ba} & G_{bb} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \phi_{a,a} \\ \phi_{b,b} \end{pmatrix} \quad (6b)$$

ここに、添え字 b は自由水面境界部、 a はその他の境界部に対応した諸量である。

上記式中の既知量を右辺に、未知量を左辺に移項し整理した後連立方程式を解くと、全ての境界節点上の ϕ と ϕ_{an} が、以下のように求められる。

$$\begin{pmatrix} \phi_a \\ \phi_{b,b} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} H_{aa} & -G_{ab} \\ H_{ba} & -G_{bb} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} G_{aa} & -H_{ab} \\ G_{ba} & -H_{bb} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \phi_{a,a} \\ \phi_b \end{pmatrix} \quad (6c)$$

(5) 時刻 $t + \Delta t$ における自由水面上の速度ポテンシャルと移動座標の予測

時刻 $t + \Delta t$ における自由水面上の移動後の座標(x, y, z)と速度ポテンシャル ϕ を既知量である時刻 t の値の回りにTaylor展開すると、以下になる。

$$\left. \begin{aligned}\xi(t + \Delta t) &= \xi(t) + \Delta t \frac{D\xi(t)}{Dt} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{D^2\xi(t)}{Dt^2} + \dots \\ \zeta(t + \Delta t) &= \zeta(t) + \Delta t \frac{D\zeta(t)}{Dt} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{D^2\zeta(t)}{Dt^2} + \dots \\ \eta(t + \Delta t) &= \eta(t) + \Delta t \frac{D\eta(t)}{Dt} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{D^2\eta(t)}{Dt^2} + \dots \\ \phi(t + \Delta t) &= \phi(t) + \Delta t \frac{D\phi(t)}{Dt} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{D^2\phi(t)}{Dt^2} + \dots\end{aligned} \right\} \quad (7a)$$

上式を2次の項まで打ち切り、右辺の導関数値を評価することにより、 Δt 後の自由水面上の節点の位置座標とポテンシャル値を近似的に求めることができる。

a) 1階導関数値の評価

1階導関数は、自由水面の運動学的境界条件式(1g)を使用して、以下のように表される。

$$\left. \begin{aligned}\frac{D\xi(t)}{Dt} &= u, \frac{D\zeta(t)}{Dt} = v, \frac{D\eta(t)}{Dt} = w \\ \frac{D\phi(t)}{Dt} &= \dot{\phi} + \frac{D\xi(t)}{Dt}u + \frac{D\zeta(t)}{Dt}v + \frac{D\eta(t)}{Dt}w\end{aligned} \right\} \quad (7b)$$

上記の1階導関数を評価するためには、流速の水平・鉛直成分(u, v, w)を評価する必要がある。

ここで、速度ポテンシャルの境界要素面に対する法線方向1階偏微分値 ϕ_n および境界要素上接線方向1階偏微分値 ϕ_s, ϕ_t と、速度ポテンシャルの x, y, z に関する1階偏微分値 $(\phi_n, \phi_s, \phi_t) = (u, v, w)$ との関係は、以下ようになる。

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial \phi}{\partial n} \\ \frac{\partial \phi}{\partial s} \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial n} & \frac{\partial y}{\partial n} & \frac{\partial z}{\partial n} \\ \frac{\partial x}{\partial s} & \frac{\partial y}{\partial s} & \frac{\partial z}{\partial s} \\ \frac{\partial x}{\partial t} & \frac{\partial y}{\partial t} & \frac{\partial z}{\partial t} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (7c)$$

上記式を変形すると、

$$\begin{pmatrix} \phi_n \\ \phi_s \\ \phi_t \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \phi}{\partial n} \\ \frac{\partial \phi}{\partial s} \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial n} & \frac{\partial y}{\partial n} & \frac{\partial z}{\partial n} \\ \frac{\partial x}{\partial s} & \frac{\partial y}{\partial s} & \frac{\partial z}{\partial s} \\ \frac{\partial x}{\partial t} & \frac{\partial y}{\partial t} & \frac{\partial z}{\partial t} \end{bmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial n}{\partial x} & \frac{\partial s}{\partial x} & \frac{\partial t}{\partial x} \\ \frac{\partial n}{\partial y} & \frac{\partial s}{\partial y} & \frac{\partial t}{\partial y} \\ \frac{\partial n}{\partial z} & \frac{\partial s}{\partial z} & \frac{\partial t}{\partial z} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi}{\partial n} \\ \frac{\partial \phi}{\partial s} \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} \end{pmatrix} \quad (7d)$$

となる。これより、 (ϕ_n, ϕ_s, ϕ_t) の算定は (ϕ_x, ϕ_y, ϕ_z) を算定することに帰着する。

ここに、 $(\partial x/\partial n, \partial y/\partial n, \partial z/\partial n)$ は前出の式(5)より得られる。

b) 2階導関数値の評価

2次導関数は以下のように表される。

$$\frac{D^2\xi(t)}{Dt^2} = \frac{Du}{Dt}, \frac{D^2\zeta(t)}{Dt^2} = \frac{Dv}{Dt}, \frac{D^2\eta(t)}{Dt^2} = \frac{Dw}{Dt} \quad (7e)$$

$$\frac{D^2\phi(t)}{Dt^2} = -g \frac{D\eta}{Dt} + \frac{D^2\xi(t)}{Dt^2}u + \frac{D^2\zeta(t)}{Dt^2}v + \frac{D^2\eta(t)}{Dt^2}w \quad (7f)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \frac{Du}{Dt} &= u_t + u u_x + v u_y + w u_z \\ \frac{Dv}{Dt} &= v_t + u v_x + v v_y + w v_z \\ \frac{Dw}{Dt} &= w_t + u w_x + v w_y + w w_z \end{aligned} \right\} \quad (7g)$$

また、 u_i, v_i, w_i は次式で表される。

$$\left. \begin{array}{l} u_i = \dot{\phi}_x = n_x \dot{\phi}_n + s_x \dot{\phi}_\theta + s'_x \dot{\phi}_\phi \\ v_i = \dot{\phi}_y = n_y \dot{\phi}_n + s_y \dot{\phi}_\theta + s'_y \dot{\phi}_\phi \\ w_i = \dot{\phi}_z = n_z \dot{\phi}_n + s_z \dot{\phi}_\theta + s'_z \dot{\phi}_\phi \end{array} \right\} \quad (7h)$$

従って、式(7g)の右辺を求めるためには、 u_x, u_y, u_z, v_x, v_y
 v_z, w_x, w_y, w_z を評価する必要がある。

そのため、速度ポテンシャルの境界要素面に対する法線・接線方向 2 階偏微分値($\phi_{nn}, \phi_{ns}, \phi_{ns}, \phi_{ss}, \phi_{ss}, \phi_{ss}$)と速度ポテンシャルの x, y, z に関する 2 階偏微分値($\phi_{xx}, \phi_{xy}, \phi_{xz}, \phi_{yy}, \phi_{yz}, \phi_{zz}$)との関係は以下のように導かれる.

$$\left(\begin{array}{c} \phi_{nn} \\ \phi_{ns} \\ \phi_{ns'} \\ \phi_{ss} \\ \phi_{ss'} \\ \phi_{ss''} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{cccccc} x_{ppn} & x_{pn} & x_{pn} & y_{pn} & y_{pn} & z_{pn} \\ +y_{pn} & x_{ppn} & z_{pn} & y_{pn} & z_{pn} & y_{pn} \\ x_{pn} & x_{pn} & x_{pn} & y_{pn} & y_{pn} & z_{pn} \\ +y_{pn} & x_{pn} & z_{pn} & y_{pn} & y_{pn} & z_{pn} \\ x_{pn} & x_{pn} & x_{pn} & y_{pn} & y_{pn} & z_{pn} \\ +y_{pn} & x_{pn} & z_{pn} & y_{pn} & y_{pn} & z_{pn} \\ x_{pn} & x_{pn} & x_{pn} & y_{pn} & y_{pn} & z_{pn} \\ +y_{pn} & x_{pn} & z_{pn} & y_{pn} & y_{pn} & z_{pn} \\ x_{pn} & x_{pn} & x_{pn} & y_{pn} & y_{pn} & z_{pn} \\ +y_{pn} & x_{pn} & z_{pn} & y_{pn} & y_{pn} & z_{pn} \\ x_{pn} & x_{pn} & x_{pn} & y_{pn} & y_{pn} & z_{pn} \\ +y_{pn} & x_{pn} & z_{pn} & y_{pn} & y_{pn} & z_{pn} \\ x_{pn} & x_{pn} & x_{pn} & y_{pn} & y_{pn} & z_{pn} \\ +y_{pn} & x_{pn} & z_{pn} & y_{pn} & y_{pn} & z_{pn} \\ x_{pn} & x_{pn} & x_{pn} & y_{pn} & y_{pn} & z_{pn} \\ +y_{pn} & x_{pn} & z_{pn} & y_{pn} & y_{pn} & z_{pn} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \phi_{xx} \\ \phi_{xy} \\ \phi_{xz} \\ \phi_{yy} \\ \phi_{yz} \\ \phi_{zx} \end{array} \right)$$

ここで、上記式を導く際に次の関係を利用している。

$$\phi_{nx} = \phi_{\Sigma n}, \phi_{ny} = \phi_{\Sigma n}, \phi_{nz} = \phi_{\Sigma n} \quad (7j)$$

上記マトリックスを変形することにより、以下の式が導かれる。

$$\left(\begin{array}{c} \phi_{xx} \\ \phi_{xy} \\ \phi_{xz} \\ \phi_{yz} \\ \phi_{zx} \end{array} \right) = \left[\begin{array}{cccccc} x_n x_n & x_n y_n & x_n z_n & y_n y_n & y_n z_n & z_n z_n \\ & + y_n x_n & + z_n x_n & & + z_n y_n & \\ x_n x_s & x_n y_s & x_n z_s & y_n y_s & y_n z_s & z_n z_s \\ & + y_n x_s & + z_n x_s & & + z_n y_s & \\ x_n x_d & x_n y_d & x_n z_d & y_n y_d & y_n z_d & z_n z_d \\ & + y_n x_d & + z_n x_d & & + z_n y_d & \\ x_d x_s & x_d y_s & x_d z_s & y_d y_s & y_d z_s & z_d z_s \\ & + y_d x_s & + z_d x_s & & + z_d y_s & \\ x_d x_d & x_d y_d & x_d z_d & y_d y_d & y_d z_d & z_d z_d \\ & + y_d x_d & + z_d x_d & & + z_d y_d & \\ x_s x_s & x_s y_s & x_s z_s & y_s y_s & y_s z_s & z_s z_s \\ & + y_s x_s & + z_s x_s & & + z_s y_s & \end{array} \right]^{-1} \quad (7k)$$

これより、速度ポテンシャルの x, y, z に関する 2 階偏微分値の算定は、法線・接線方向 2 階偏微分値を算定することに帰着する。

ここで、速度ポテンシャルは、 (x,y,z) 座標表示でラプラス方程式が成立することから、 (n,s,s') 座標表示で以下の関係が成立する。

$$\phi_{nn} = \frac{-(s_x^2 + s_y^2 + s_z^2)\phi_{ss} - (s_x'^2 + s_y'^2 + s_z'^2)\phi_{s's'}}{(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)} \quad (7)$$

従って、式(7k)中の ϕ_{nn} は、 ϕ_{xx} と ϕ_{yy} が算定できれば求められることになる。

つぎに、式(7k)中の x_{nn}, y_{nn}, z_{nn} について、以下のように変形することができる。

$$x_{nn} = \frac{(z_{ss}x_{s'} + z_s x_{ss'} - z_{s's}x_s - z_s x_{ss'})y_{s'}}{\det|J_G|^2} \\ + \frac{(x_{ss}y_{s'} + x_s y_{ss'} - x_{s's}y_s - x_{s'}y_{ss})y_{s'}}{\det|J_G|^2} \\ - \frac{(z_{ss}x_{s'} + z_s x_{ss'} - z_{s's}x_s - z_s x_{ss'})y_{s'}}{\det|J_G|^2} \\ - \frac{(x_{ss}y_{s'} + x_s y_{ss'} - x_{s's}y_s - x_{s'}y_{ss})y_{s'}}{\det|J_G|^2} \quad (7m)$$

$$y_{mn} = \frac{(x_{ss}y_{s'} + x_{s'}y_{ss} - x_{ss}y_{s'} - x_{s'}y_{ss})x_{s'}}{\det|J_G|^2} \\ + \frac{(y_{ss}z_{s'} + y_{s}z_{s'}) - (y_{s'}z_{ss} - y_{s}z_{ss})x_{s'}}{\det|J_G|^2} \\ - \frac{(x_{ss}y_{s'} + x_{s'}y_{ss} - x_{ss}y_{s'} - x_{s}y_{ss})x_{s'}}{\det|J_G|^2} \\ - \frac{(y_{ss}z_{s'} + y_{s}z_{ss} - y_{ss}z_{s'} - y_{s}z_{ss})x_{s'}}{\det|J_G|^2} \quad (7n)$$

$$\begin{aligned}
 z_{nn} = & \frac{(y_{ss}z_s + y_s z_{ss} - y_{ss}z_s - y_s z_{ss})y_s}{\det|J_G|^2} \\
 & + \frac{(z_{ss}x_s + z_s x_{ss} - z_s x_s - z_s x_{ss})x_s}{\det|J_G|^2} \\
 & - \frac{(y_{ss}x_s + y_s z_{ss} - y_s z_s - y_s z_{ss})y_s}{\det|J_G|^2} \\
 & - \frac{(z_{ss}x_s + z_s x_{ss} - z_s x_s - z_s x_{ss})x_s}{\det|J_G|^2}
 \end{aligned} \tag{70}$$

上記式(7l)～(7o)に注目すると、結局、これらの諸量の算定は、境界要素の形状関数 N_j ($j=1 \sim 4$)について、 s, s' に関する1階および2階偏微分値を算定することに帰着する。

(6) 浮体の運動方程式とその変形

浮体の運動方程式は3次元の場合、以下のように表される。

$$M_i \ddot{X}_i + \sum_{j=1}^6 K_{ij} X_j + d_i \left| \dot{X}_i \right| \dot{X}_i = -\rho \int_{S_V} \{ \dot{\phi} + \frac{1}{2} (\dot{\phi}_x^2 + \dot{\phi}_y^2 + \dot{\phi}_z^2) + g z \} n_i dS - D_{i3} M_i g \quad (8a)$$

ここに、 ρ は流体の密度、 M_i は浮体の質量あるいは慣性モーメント、 d_i は抗力係数、 K_u は係留力係数で

ある。 δ_{ij} はクロネッカーデルタ記号 ($i=3$ の時1, それ以外は0) である。

前出の式(8a)の左辺第3項の抗力項は、未知量 \dot{X}_i に対して非線形であるので、陽的に解くことができず、解法が面倒になる。そこで、次のような近似を行う。

$$d_i \left| \dot{X}_i \right| \dot{X}_i' = d_i \left| \dot{X}_i^{t-\Delta t} \right| \dot{X}_i' = h_i \dot{X}_i' \quad (8b)$$

式(8a)中の未知量は時刻tにおける $X_j, \dot{X}_j, \ddot{X}_j, \phi$ となっている。これらの未知数を減少させることを考える。

そこで、浮体の運動方程式(8a)を変形し整理する。

まず、 \dot{X}_j, X_j はnewmark- β 法による時間離散化を行うと、以下の関係式となる。

$$X_j' = X_j^{t-\Delta t} + \Delta t \cdot \dot{X}_j^{t-\Delta t} + \frac{\Delta t^2}{2} (1-2\beta) \ddot{X}_j^{t-\Delta t} + \beta \cdot \Delta t^2 \cdot \ddot{X}_j \quad (8c)$$

$$\dot{X}_j' = \dot{X}_j^{t-\Delta t} + \frac{\Delta t}{2} (\ddot{X}_j^{t-\Delta t} + \ddot{X}_j) \quad (8d)$$

ここに、 $\beta = 1/6$ である。上記式(8c)と(8d)を運動方程式(8a)に代入して未知量 \dot{X}_j, X_j を消去する。この運動方程式中で、 ϕ_x, ϕ_y, ϕ_z は速度場の境界積分方程式(3)を解くことにより求まっているので、未知量は、 \dot{X}_j' と ϕ のみである。よって、以下の行列式となり、浮体の運動方程式から、 \dot{X}_j' と ϕ の関係式が導かれる。

$$[C_{ij}] (\dot{X}_j') = (A_i) + (B_i) \quad (8e)$$

ここに、 $i=1 \sim 6, j=1 \sim 6$ として、

(\dot{X}_j') ：未知量である浮体重心の6自由度運動の加速度ベクトル

$[C_{ij}]$ ：未知量 (\dot{X}_j') の係数マトリックス

(A_i) ：未知量 ϕ を含むベクトル

(B_i) ：既知量ベクトル

である。

よって、式(8e)は以下のように変形できる。

$$(\dot{X}_j') = [C_{ij}]^{-1} (A_i) + [C_{ij}]^{-1} (B_i) \quad (8f)$$

ここに、

$$\begin{aligned} (A_i) &= -\rho \left[\sum_{e=1}^{n_p'} \int_{S(e)} \phi(S(e)) n_i dS(e) \right] = -\rho \left[\sum_{e=1}^{n_p'} \int_{S(e)} \sum_{j=1}^4 N_j^{S(e)} \phi_j^{S(e)} n_i^{S(e)} dS(e) \right] \\ &= -\rho \left[\sum_{p=1}^{N_p'} \left\{ \sum_{e=1}^{n_p'} \int_{S(e)} N_p^{S(e)} n_i^{S(e)} dS(e) \right\} \phi_p \right] = -\rho \left[\sum_{e=1}^{n_p'} \int_{S(e)} N_p^{S(e)} n_i^{S(e)} dS(e) \right] (\phi_p) \\ &= \left[A'_{i,p} \right] (\phi_p) \quad (i=1 \sim 6, p=1 \sim N_p') \end{aligned} \quad (8g)$$

$$\begin{aligned} (B_i) &= \\ &\left[-\rho \int_{S(e)} \left\{ \frac{1}{2} (\phi_x^2 + \phi_y^2 + \phi_z^2) + gz \right\} n_i dS(e) - h_i \left(\dot{X}_i^{t-\Delta t} + \frac{\Delta t}{2} \ddot{X}_i^{t-\Delta t} \right) \right] \\ &- \sum_{j=1}^6 K_{ij} \left\{ X_j^{t-\Delta t} + \Delta t \dot{X}_j^{t-\Delta t} + \frac{\Delta t^2}{2} (1-2\beta) \ddot{X}_j^{t-\Delta t} \right\} - \delta_{i3} M_{3B} \end{aligned} \quad (8h)$$

($i=1 \sim 6$)

$$\begin{aligned} [C_{ij}] &= \\ &\left[\delta_{ij} (M_i + \frac{\Delta t}{2} h_i) + K_{ij} \beta \Delta t^2 \right] \quad (i=1 \sim 6, j=1 \sim 6) \end{aligned} \quad (8i)$$

である。ここに、 e は四辺形要素の番号、 n は浮体没水境界上の四辺形要素の総数、 j はある要素 $S(e)$ 上の節点番号、 p は浮体没水境界上節点の通し番号、 N_p は浮体没水境界上の節点総数、 δ_{ij} はクロネッカーデルタ記号 ($i=j$ の時1, それ以外は0) である。

次節で述べるように、加速度場の速度ポテンシャルの解法の際に、未知量 (\dot{X}_j') を消去するため、没水浮体の境界条件式(1j)に上式(8f)～式(8i)を代入し、未知量 ϕ に変換する。

(7) 加速度場におけるグリーンの積分方程式

加速度場の境界積分方程式は、前出の式(3)中の ϕ を ϕ で置換することにより、以下のように表される。

$$\alpha(p) \dot{\phi}(p) + \oint_s \left\{ \dot{\phi}(q) G_n(p, q) - \dot{\phi}(q) G(p, q) \right\} dS(q) = 0 \quad (9)$$

(8) 浮体没水境界条件式の変形

前出に示した式(8f)を前出の式(1j)に代入すると、浮体没水境界上の任意の節点番号 p' について、以下のようにになる。

$$\frac{\partial \dot{\phi}^{p'}}{\partial n} = \sum_{p=1}^{N_p'} \sum_{j=1}^6 n_j^{p'} V_{j,p} \dot{\phi}^p + \sum_{j=1}^6 n_j^{p'} W_j \quad (p=1 \sim N_p', p=1 \sim N_p) \quad (10a)$$

ここに、 N_p は浮体没水境界上の節点総数である。また、式(10a)中の $V_{j,p}, W_j$ ($i=1 \sim 6, j=1 \sim 6, p=1 \sim N_p$)は以下のようである。

$$[V_{j,p}] = [C_{ij}]^{-1} [A'_{i,p}] \quad (10b)$$

$$(W_j) = [C_{ij}]^{-1} (B_i) \quad (10c)$$

(9) 加速度場の解法

境界要素で離散化した加速度場のグリーンの積分方程式(9)は以下の連立方程式(行列式)となる。

$$[H] \langle \dot{\phi} \rangle = [G] \langle \dot{\phi}_b \rangle \quad (11a)$$

ここに、 $[H]$ および $[G]$ は、前出の速度場の積分方程式の場合と同じグリーン関数マトリックスである。

上の行列式を、境界条件の種類に応じて自由水面境界部分、没水浮体境界部分およびその他の境界部分の3種類に分けて表示すると、以下のようになる。

$$\begin{bmatrix} H_{aa} & H_{ab} & H_{ac} \\ H_{ba} & H_{bb} & H_{bc} \\ H_{ca} & H_{cb} & H_{cc} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\phi}_a \\ \dot{\phi}_b \\ \dot{\phi}_c \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} G_{aa} & G_{ab} & G_{ac} \\ G_{ba} & G_{bb} & G_{bc} \\ G_{ca} & G_{cb} & G_{cc} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\phi}_{a,G} \\ \dot{\phi}_{b,G} \\ \dot{\phi}_{c,G} \end{pmatrix} \quad (11b)$$

ここに、添え字 a は自由水面境界部、 c は没水浮体境界部、 b はその他の境界部に対応した諸量である。上記行列式に、前出の式(10a)を代入し、未知量を左辺に既知量を右辺に移項し整理して行列表示すると、以下の式にまとめられる。

$$\begin{bmatrix} H_{aa} & H_{ab} & H_{ac} - G_{ac} \cdot V_{\alpha} \\ H_{ba} & H_{bb} & H_{bc} - G_{bc} \cdot V_{\alpha} \\ H_{ca} & H_{cb} & H_{cc} - G_{cc} \cdot V_{\alpha} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\phi}_a \\ \dot{\phi}_b \\ \dot{\phi}_c \\ W_c \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} G_{aa} & G_{ab} & G_{ac} \\ G_{ba} & G_{bb} & G_{bc} \\ G_{ca} & G_{cb} & G_{cc} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\phi}_{a,G} \\ \dot{\phi}_{b,G} \\ \dot{\phi}_{c,G} \end{pmatrix} \quad (11c)$$

ここに、 $[V_{\alpha}]$ は前出の式(10a)右辺第1項の係数マトリックス、 $\{W_c\}$ は式(10a)右辺第2項の既知量ベクトルに対応する。

上記の連立方程式を解くことにより、境界上の全ての節点における $\dot{\phi}$ と $\dot{\phi}_{\partial}$ が、以下のように求められる。

$$\begin{pmatrix} \dot{\phi}_a \\ \dot{\phi}_b \\ \dot{\phi}_c \\ W_c \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} H_{aa} & H_{ab} & H_{ac} - G_{ac} \cdot V_{\alpha} \\ H_{ba} & H_{bb} & H_{bc} - G_{bc} \cdot V_{\alpha} \\ H_{ca} & H_{cb} & H_{cc} - G_{cc} \cdot V_{\alpha} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} G_{aa} & G_{ab} & G_{ac} \\ G_{ba} & G_{bb} & G_{bc} \\ G_{ca} & G_{cb} & G_{cc} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\phi}_{a,G} \\ \dot{\phi}_{b,G} \\ \dot{\phi}_{c,G} \end{pmatrix} \quad (11d)$$

上記の方法で求めた $\dot{\phi}$ を前出の式(8f)に代入すると、 \dot{X}_j ($j=1 \sim 6$)が求められる。さらに、求めた \dot{X}_j ($j=1 \sim 6$)を、前出のnewmark- β 法による関係式(8c)と(8d)に代入すると、 \dot{X}_j ($j=1 \sim 6$)が求められる。

これで、 t 時刻における浮体重心の6自由度運動が確定したので、これを、以下に示す剛体としての座標変換式(12)に代入すれば、任意の没水浮体境界点の移動後の座標(x_v, y_v, z_v)が算定される。浮体境界をリメッシュし、次の $t+\Delta t$ 時刻における計算時の境界として使用する。

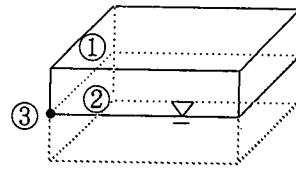


図-3 3重節点における速度・加速度ポテンシャル微分値の算定

$$\begin{pmatrix} x_v \\ y_v \\ z_v \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 1, & 0, & 0 \\ 0, & \cos X_4, & -\sin X_4 \\ 0, & \sin X_4, & \cos X_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos X_5, & 0, & \sin X_5 \\ 0, & 1, & 0 \\ -\sin X_5, & 0, & \cos X_5 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \cos X_6, & -\sin X_6, & 0 \\ \sin X_6, & \cos X_6, & 0 \\ 0, & 0, & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{G0} - X_1 \\ y_{G0} - X_2 \\ z_{G0} - X_3 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_{G0} + X_1 \\ y_{G0} + X_2 \\ z_{G0} + X_3 \end{pmatrix} \quad (12)$$

ここに、下付き記号 G は重心座標、下付き記号 v は没水境界上の任意点座標、下付き記号 o は静止時座標の意味である。

(10) 自由水面と浮体没水境界の交点の扱い

図-2のような要素を用いた場合、自由水面と浮体没水境界の交点（2重、3重節点）は、自由水面と浮体の1あるいは2側壁面の境界条件が重なる点である。この交点においては、以下の条件が成り立つと仮定するのが妥当であると考えられる。

- ・水粒子と浮体の剛体運動としての速度・加速度の浮体境界法線方向成分の値は前出の連続条件により一致する。

- ・水粒子と浮体の剛体運動としての速度・加速度の浮体境界接線方向成分の値は一致する必要はないが、水粒子は浮体から離れることなく浮体表面に沿って運動する。

- ・自由水面の力学的境界条件（ベルヌイ式）を満足する。

特に3重節点は、2つの浮体表面と水面とが重なる不連続な点であり3つの速度・加速度ポテンシャルの微分値が存在する。そこで、つきの時間ステップに進む前にこれらの値を、上記の仮定の基に同一化する必要がある。前報⁹では、 (x, y, z) 座標系での3つの値を平均して同一化していたが、本研究では、3重節点における速度・加速度ポテンシャルの微分値の採用方法を合理的に以下のように改良した。

図-3に示すように、箱型浮体の壁面①、壁面②と水面③との交点では、3種類の面に対応する局所座標系で定義された速度・加速度ポテンシャルの微分値が存在する。まず、速度ポテンシャルの1階微分値について、3つの面の局所座標系での $(\dot{\phi}_a, \dot{\phi}_b, \dot{\phi}_c)$ と (x, y, z) 座標系での $(\dot{\phi}_v, \dot{\phi}_v, \dot{\phi}_v)$ との関係は次のようにある。

$$\begin{pmatrix} \phi_n^m \\ \phi_s^m \\ \phi_{s'}^m \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} x_n^m & y_n^m & z_n^m \\ x_s^m & y_s^m & z_s^m \\ x_{s'}^m & y_{s'}^m & z_{s'}^m \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_x \\ \Phi_y \\ \Phi_z \end{pmatrix} \quad (m=1,2,3) \quad (13a)$$

ここに、上付き添え字 $m(=1,2,3)$ は浮体壁面①,②,水面③の局所座標系での値を意味する。

式(13a)より、3種類の面における ϕ_n と (Φ_x, Φ_y, Φ_z) の関係式として、以下が得られる。

$$\begin{pmatrix} \phi_n^1 \\ \phi_n^2 \\ \phi_n^3 \\ \phi_n \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} x_n^1 & y_n^1 & z_n^1 \\ x_n^2 & y_n^2 & z_n^2 \\ x_n^3 & y_n^3 & z_n^3 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_x \\ \Phi_y \\ \Phi_z \end{pmatrix} \quad (13b)$$

従って、 $(\phi_n, \Phi_x, \Phi_y, \Phi_z)$ は、3種類の面における ϕ_n を用いて以下のように算定できる。

$$\begin{pmatrix} \Phi_x \\ \Phi_y \\ \Phi_z \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} x_n^1 & y_n^1 & z_n^1 \\ x_n^2 & y_n^2 & z_n^2 \\ x_n^3 & y_n^3 & z_n^3 \end{bmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \phi_n^1 \\ \phi_n^2 \\ \phi_n^3 \\ \phi_n \end{pmatrix} \quad (13c)$$

また、加速度ポテンシャルの微分値 $(\dot{\phi}_n, \ddot{\phi}_n, \dddot{\phi}_n)$ についても同様に、3種類の面における $\dot{\phi}_n$ を用いて以下のように算定できる。

$$\begin{pmatrix} \dot{\phi}_n \\ \ddot{\phi}_n \\ \dddot{\phi}_n \\ \ddot{\phi}_n \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} x_n^1 & y_n^1 & z_n^1 \\ x_n^2 & y_n^2 & z_n^2 \\ x_n^3 & y_n^3 & z_n^3 \end{bmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \dot{\phi}_n^1 \\ \dot{\phi}_n^2 \\ \dot{\phi}_n^3 \\ \dot{\phi}_n \end{pmatrix} \quad (13d)$$

つぎに、速度ポテンシャルの2階微分値について、3つの面の局所座標系での $(\phi_{ns}, \phi_{ns}, \phi_{ns}, \phi_{ss}, \phi_{ss}, \phi_{ss})$ と (x, y, z) 座標系での $(\phi_{xx}, \phi_{xy}, \phi_{xz}, \phi_{yy}, \phi_{yz}, \phi_{zz})$ との関係は以下のようである。

$$\begin{pmatrix} \phi_{nn}^m \\ \phi_{ns}^m \\ \phi_{ns}^m \\ \phi_{ns}^m \\ \phi_{ss}^m \\ \phi_{ss}^m \\ \phi_{ss}^m \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} x_{nn}^m & x_{ns}^m & x_{ns}^m & y_{ns}^m & y_{ns}^m & z_{ns}^m \\ x_{ns}^m & x_{ns}^m & x_{ns}^m & y_{ns}^m & y_{ns}^m & z_{ns}^m \\ x_{ns}^m & x_{ns}^m & x_{ns}^m & y_{ns}^m & y_{ns}^m & z_{ns}^m \\ x_{ns}^m & x_{ns}^m & x_{ns}^m & y_{ns}^m & y_{ns}^m & z_{ns}^m \\ x_{ss}^m & x_{ss}^m & x_{ss}^m & y_{ss}^m & y_{ss}^m & z_{ss}^m \\ x_{ss}^m & x_{ss}^m & x_{ss}^m & y_{ss}^m & y_{ss}^m & z_{ss}^m \\ x_{ss}^m & x_{ss}^m & x_{ss}^m & y_{ss}^m & y_{ss}^m & z_{ss}^m \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \phi_{xx} \\ \phi_{xy} \\ \phi_{xz} \\ \phi_{yy} \\ \phi_{yz} \\ \phi_{zz} \end{pmatrix} \quad (13e)$$

$$+ \begin{bmatrix} x_{nn}^m & y_{nn}^m & z_{nn}^m \\ x_{ns}^m & y_{ns}^m & z_{ns}^m \\ x_{ss}^m & y_{ss}^m & z_{ss}^m \\ x_{ss}^m & y_{ss}^m & z_{ss}^m \\ x_{ss}^m & y_{ss}^m & z_{ss}^m \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_x \\ \Phi_y \\ \Phi_z \end{pmatrix} \quad (m=1,2,3)$$

ここに、上付き添え字 $m(=1,2,3)$ は浮体壁面①,②,水面③の局所座標系での値を意味する。式(13e)より、3

種類の面における (ϕ_{ns}, ϕ_{ns}) と $(\phi_{xx}, \phi_{xy}, \phi_{xz}, \phi_{yy}, \phi_{yz}, \phi_{zz})$ の関係式として、以下が得られる。

$$\begin{pmatrix} \phi_{ns}^1 \\ \phi_{ns}^2 \\ \phi_{ns}^3 \\ \phi_{ns}^4 \\ \phi_{ns}^5 \\ \phi_{ns}^6 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} x_{ns}^1 & y_{ns}^1 & z_{ns}^1 \\ x_{ns}^2 & y_{ns}^2 & z_{ns}^2 \\ x_{ns}^3 & y_{ns}^3 & z_{ns}^3 \\ x_{ns}^4 & y_{ns}^4 & z_{ns}^4 \\ x_{ns}^5 & y_{ns}^5 & z_{ns}^5 \\ x_{ns}^6 & y_{ns}^6 & z_{ns}^6 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_x \\ \Phi_y \\ \Phi_z \end{pmatrix} \quad (13f)$$

$$\begin{bmatrix} x_{np}x_g^1 & x_{np}y_g^1 & x_{np}z_g^1 & y_{np}x_g^1 & y_{np}y_g^1 & y_{np}z_g^1 \\ x_{np}x_g^1 & x_{np}y_g^1 & x_{np}z_g^1 & y_{np}x_g^1 & y_{np}y_g^1 & y_{np}z_g^1 \\ x_{np}x_g^2 & x_{np}y_g^2 & x_{np}z_g^2 & y_{np}x_g^2 & y_{np}y_g^2 & y_{np}z_g^2 \\ x_{np}x_g^2 & x_{np}y_g^2 & x_{np}z_g^2 & y_{np}x_g^2 & y_{np}y_g^2 & y_{np}z_g^2 \\ x_{np}x_g^3 & x_{np}y_g^3 & x_{np}z_g^3 & y_{np}x_g^3 & y_{np}y_g^3 & y_{np}z_g^3 \\ x_{np}x_g^3 & x_{np}y_g^3 & x_{np}z_g^3 & y_{np}x_g^3 & y_{np}y_g^3 & y_{np}z_g^3 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \phi_{xx} \\ \phi_{xy} \\ \phi_{xz} \\ \phi_{yy} \\ \phi_{yz} \\ \phi_{zz} \end{pmatrix}$$

従って、 $(\phi_{ns}, \phi_{ns}, \phi_{ns}, \phi_{ss}, \phi_{ss}, \phi_{ss})$ は、3種類の面における (ϕ_{ns}, ϕ_{ns}) を用いて以下のように算定できる。

$$\begin{pmatrix} \phi_{xx} \\ \phi_{xy} \\ \phi_{xz} \\ \phi_{yy} \\ \phi_{yz} \\ \phi_{zz} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} x_{np}x_g^1 & x_{np}y_g^1 & x_{np}z_g^1 & y_{np}x_g^1 & y_{np}y_g^1 & y_{np}z_g^1 \\ x_{np}x_g^1 & x_{np}y_g^1 & x_{np}z_g^1 & y_{np}x_g^1 & y_{np}y_g^1 & y_{np}z_g^1 \\ x_{np}x_g^2 & x_{np}y_g^2 & x_{np}z_g^2 & y_{np}x_g^2 & y_{np}y_g^2 & y_{np}z_g^2 \\ x_{np}x_g^2 & x_{np}y_g^2 & x_{np}z_g^2 & y_{np}x_g^2 & y_{np}y_g^2 & y_{np}z_g^2 \\ x_{np}x_g^3 & x_{np}y_g^3 & x_{np}z_g^3 & y_{np}x_g^3 & y_{np}y_g^3 & y_{np}z_g^3 \\ x_{np}x_g^3 & x_{np}y_g^3 & x_{np}z_g^3 & y_{np}x_g^3 & y_{np}y_g^3 & y_{np}z_g^3 \end{bmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \phi_{ns}^1 \\ \phi_{ns}^2 \\ \phi_{ns}^3 \\ \phi_{ns}^4 \\ \phi_{ns}^5 \\ \phi_{ns}^6 \end{pmatrix} \quad (13g)$$

$$\left\{ \begin{pmatrix} \phi_{ns}^1 \\ \phi_{ns}^2 \\ \phi_{ns}^3 \\ \phi_{ns}^4 \\ \phi_{ns}^5 \\ \phi_{ns}^6 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} x_{ns}^1 & y_{ns}^1 & z_{ns}^1 \\ x_{ns}^2 & y_{ns}^2 & z_{ns}^2 \\ x_{ns}^3 & y_{ns}^3 & z_{ns}^3 \\ x_{ns}^4 & y_{ns}^4 & z_{ns}^4 \\ x_{ns}^5 & y_{ns}^5 & z_{ns}^5 \\ x_{ns}^6 & y_{ns}^6 & z_{ns}^6 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_x \\ \Phi_y \\ \Phi_z \end{pmatrix} \right\} \quad (13g)$$

また、上記の交点以外に造波境界と水面境界、固定境界と水面境界の交点が、同様の理由により、2重、3重節点となっている。

特に、固定境界と水面境界の扱いは、上記に準じて固定境界における不透過条件を満足させる。

なお、本研究では、数値フィルター等の透過境界は設けず、造波した波が構造物により反射され、造波境界まで到達するまでを計算対象とした。

3. 本提案手法の妥当性検証

(1) 計算領域と対象係留浮体

計算対象とした浮体は、箱型バージの1/100縮尺模型（長さと幅142cm、喫水11.6cm）である。過去にはこの浮体模型を平面水槽に設置して、3次元動揺実験が実施されている。係留方式はドルフィンリンク型係留装置4基による2辺水平係留を想定している。詳細は文献^{11),12)}を参照されたい。

造波境界からの入力波は、磯部ほか¹³⁾の非線形波の摂動解を用いて水平流速を与えた。すなわち、浅海アーセル数 $U_s (=gH_o T^2/h^2)$ を定義し、 $U_s \leq 25$ でストークス波の第5次近似解、 $25 < U_s$ でクノイド波の第3次近似解を入力した。ここに、 H_o は波高、Tは周期、hは水深である。

さらに、造波境界では、水粒子の水平加速度も入力する必要がある。上記の水平流速を、時間について数値微分することにより求めた。なお、浮体の運動方程式(8a)中左辺の抗力係数 d_i を設定することにより、抗力を取り込むこともできるが、ここでは、解析モデルの基本特性を検討するために、 $d_i=0$ とした。

図-1の計算対象領域において浮体沖側の2つの防波堤を省略し、x方向に4.26m、y方向に7.1m、z方向に水深24cmとし、x方向に30分割、y方向に50分割し等間隔に要素節点を配置した。これにより、水面と没水浮体底面が長さ14.2cmの正方形要素から構成されることになる（浮体長さの1/10）。また、浮体没水側面をz方向に2分割した。水路側壁および岸側の固定境界ではz方向に水深(24cm)を2分割した。本来ならば、浮体没水側面や固定境界の要素分割数をもっと増やすべきであるが、上記のアイソパラメトリック四辺形要素を用いてガウス積分する場合、四辺形要素のアスペクト比が1.0からずれると、ガウス積分の精度が低下することがわかった。このため、全ての境界面における要素分割がなるべく正方形要素に近くなりかつ効率的な計算時間を考慮して上記のように節点を配置した。また、後述するように、断面2次元計算（2D-B.E.M.）と比較するため、要素寸法は同じとし、上記計算領域のうちx方向に2.84mと水路幅を狭くした計算も実施した。計算の時間刻みは、周期1sの時0.005s、周期1.5～3sの時0.01sとした。造波境界からの入力波が不安定になる場合には、始めの1周期分のみ緩起動を施した。本来ならば、造波境界においても、水粒子の3次元運動と節点の動きをラグランジュ的に一致させるべきであるが、造波境界ではy座標方向（水路進行方向）に安定した水平流速を与える必要がある。このため、隣の節点が造波境界を突き抜けない入射波条件とし、造波境界では節点座標のリメッシュ時にy座標方向には変動しないも

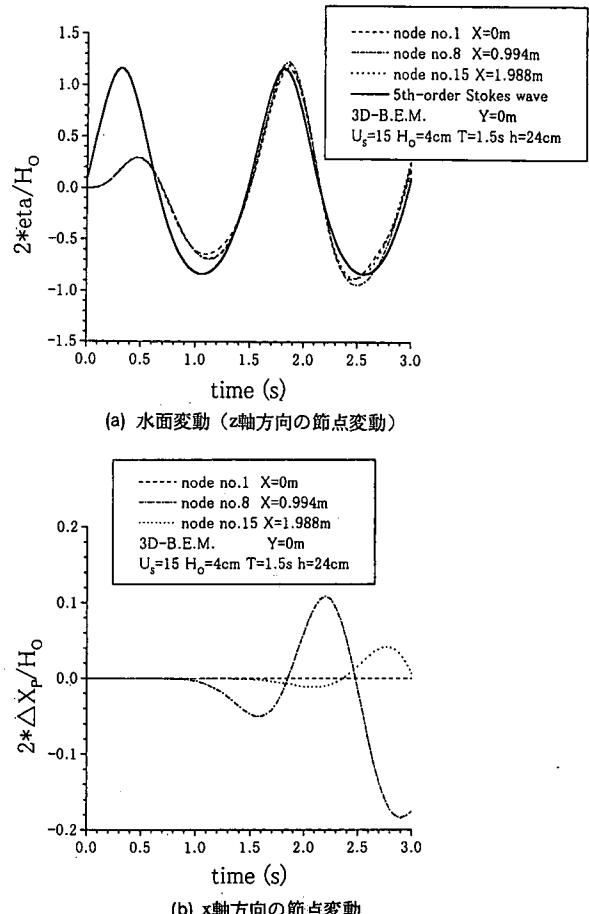


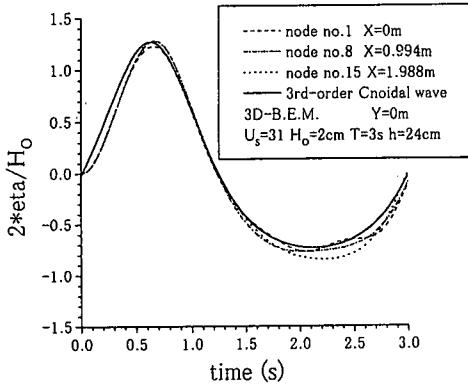
図-4. 3D-B.E.M.による水面変動とストークス波の第5次近似解との比較

のとした。計算機DECのAlphaServer4100 5/600(CPU; Alpha21164A/600MHz)を用いて6s間計算したところ、76hrのCPU時間を要した。

(2) 非線形波の解析解との比較

まず、本手法の基本特性を調べるため、浮体に入射波が到達するまでの時刻を対象に非線形波の水面変動の理論解と比較する。図-4(a)は、本計算法(3D-B.E.M.)による造波境界近傍における水面上の幾つかの節点におけるz座標の時間変化(水位変動)を出力し、ストークス波の第5次近似解と比較したものである。また、図-5(a)は、本計算法による水位変動とクノイド波の第3次近似解と比較したものである。つぎに、図-4(b)および図-5(b)は上記同一節点におけるx座標(水路奥行き方向)の時間変化を出力したものである。図中の縦軸は水位変動 η およびx方向の変動量 ΔX_p を入射波の片振幅 $H_o/2$ で割って無次元化している。

これらによると、図-4(a)中の造波初期の緩起動部



(a) 水面変動（z軸方向の節点変動）

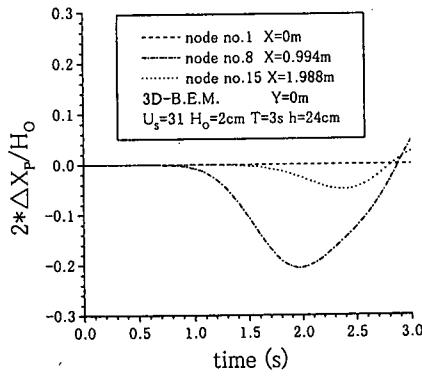


図-5 3D-B.E.M.による水面変動とクノイド波の第3次近似解との比較

分を除いて、概して本計算法による水位波形と非線形波の理論解とはよく一致している。図-5(a)横軸2.3s付近において、no.15の節点の水位波形に理論解と若干違いが生じている。これは、この節点が浮体中心軸の沖への延長線付近に近いため、浮体からの反射波がいち早くこの節点に伝播したものと推察される。以上により、手法の妥当性が検証された。また、造波境界近傍においても、水粒子の3次元的な運動により、節点がx軸方向（水路奥行き方向）に幾分変動しているのがわかる。ただし、水路側壁(X=0m)における節点では、固定壁不透過条件を満たすので、x座標の変動は生じていない。

(3) 強非線形断面2次元境界要素法との比較

つぎに、強非線形断面2次元境界要素法^{9,10}を用いて、水面や係留浮体没水部の要素節点の時々刻々の動きを比較する。2D-B.E.M.では、3D-B.E.M.における浮体中心軸を水路方向に延長した断面で水路を切った場合の水面と浮体没水部の要素節点の配置と完全に一致するように設定した。係留バネ定数や質量等

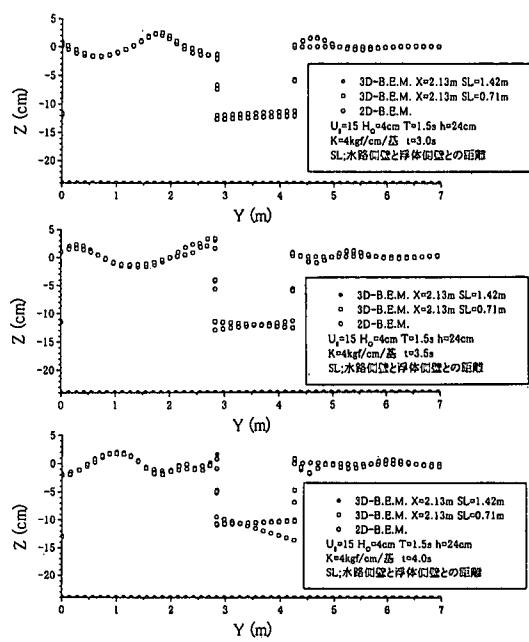


図-6 3D-B.E.M.と2D-B.E.M.との要素節点の空間変動の比較例
(X=2.13mでの岸冲鉛直断面)

は、3次元浮体の諸元を浮体の長さ142cmで割って入力した。浮体運動を2D-B.E.M.による計算結果と厳密に比較するためには、浮体の奥行きが水路幅とほぼ等しくなり、3次元的な回折波が無視できるケースを対象に比較計算すべきであるが、水路側壁と浮体側壁との間の水面形状を適切に表現するための奥行き方向(x方向)の要素数が極端に減少してしまう。このため、ここでは、2種類の水路幅(水路側壁と浮体側壁との間隔1.42m, 0.71m)による計算結果を比較し考察することとする。

図-6は、浮体中心軸断面での3D-B.E.M.と2D-B.E.M.による要素節点の岸冲空間変動の比較例である。3D-B.E.M.では、水路側壁と浮体側壁との間隔が1.42mおよび0.71mの時の計算結果を併記している。図-6によると、まず浮体に到達する前の3D-B.E.M.と2D-B.E.M.による入射波水面の空間変動(3次元的な回折波の影響を受けていない計算領域)はよく一致している。つぎに、3D-B.E.M.では、矩形浮体の両側海域に侵入してきた入射波が浮体の隅角部から回折し浮体の背後の海域に回り込むため、浮体背後の水面変動量が浮体の下のみを通過して浮体背後に侵入する2D-B.E.M.よりも大きくなっている。また、水路幅の異なる3D-B.E.M.同士を比較すると、水路側壁と浮体側壁との間隔が1/2になると、浮体没水部や水面上の節点の動きが若干2D-B.E.M.に近づく傾向にある。

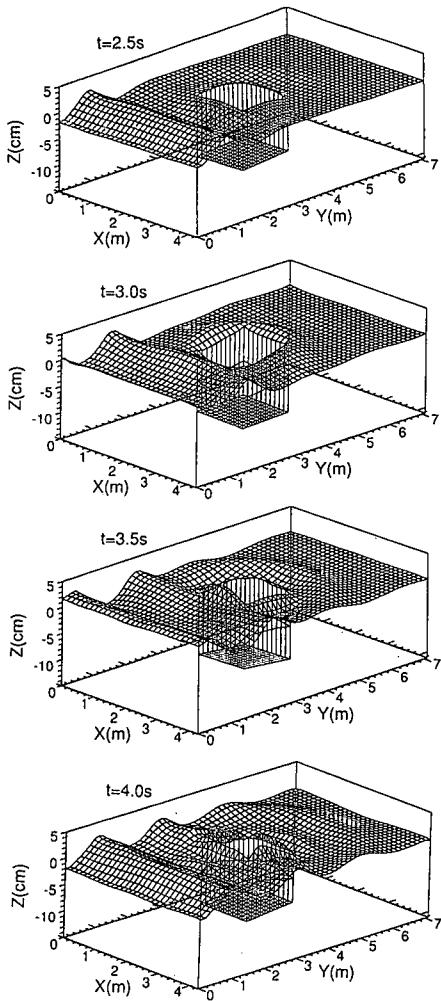


図-7 3D-B.E.M.による自由水面と浮体没水部の3次元空間変動鳥瞰図
($U_s=15$, $H_o=4\text{cm}$, $T=1.5\text{s}$, $h=24\text{cm}$, $K=4\text{kgt/cm/基}$)

図-7に、水路幅が2.84mの場合の3D-B.E.M.による水面と浮体没水部節点の空間変動鳥瞰図（水面付近のみ）を示す。図-7によれば、入射波は水路中を安定して伝播し($t=2.5 \sim 3.0\text{s}$)、矩形浮体に到達後($t=3.0\text{s}$)、浮体前面壁付近で重複波を形成して大きくなるとともに($t=3.5\text{s}$)、浮体の両側海域に侵入し回折波となって浮体の背面壁両隅角部から水路中央に回りこみ、水路中央部で回折波高が大きくなる($t=4.0\text{s}$)。この入射周期は、係留浮体の回転運動 X_4 の固有周期に近いため、回転運動 X_4 が励起され、浮体没水部が大きく傾き運動している($t=3.5 \sim 4.0\text{s}$)。

(4) 既往の実験結果との比較

つぎに、係留浮体の3次元動揺実験結果^{11),12)}との比較により本手法の妥当性を検証する。実験は水路

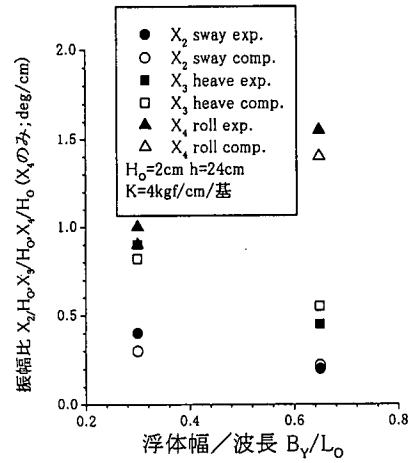


図-8 浮体運動振幅の計算結果と実験結果との比較例

側壁や岸側固定境界の無い開境界で実施されているので、固定境界からの反射波が浮体まで到達する以前の計算値を比較の対象にした。図-8は、2種類の周期の入射波による係留浮体の運動振幅を本計算と実験とで比較した例である。計算時間等の制約により、2種類の入射周期のみの検討に止まっている。図-8によれば、水平・鉛直・回転運動とも両者の対応は良好である。

4. 防波堤開口部を有する場合の計算

(1) 計算条件

図-9の計算対象領域において、浮体の沖側壁面から1.278m離れた沖側海域中央部にx軸方向の幅1.42m(浮体長さ分)の開口部を有する防波堤を設置した(y軸方向の長さは上記正方形要素2メッシュ分の28.4cm)。また、浮体没水側面をz方向に2分割した。防波堤壁面、水路側壁および岸側の固定境界ではz方向に水深を2分割した。計算の時間刻みは、3. と同様である。計算機DECのAlphaServer4100 5/600(CPU; Alpha21164A/600MHz)を用いて6s間計算したところ、135hrのCPU時間を要した。

(2) 計算結果と考察

図-10に、3D-B.E.M.による自由水面と浮体没水部の3次元空間変動鳥瞰図（水面付近のみ）を示す。図-10によると、入射波は水路中を安定して伝播し($t=2.5 \sim 3.0\text{s}$)、防波堤開口部に侵入すると、回折効果により係留水域内を同心円状に進行し浮体に作用している($t=3.5 \sim 4.0\text{s}$)。係留水域内の水面変動の空間分布を前出の図-7とを比較すると、この回折波は浮体境

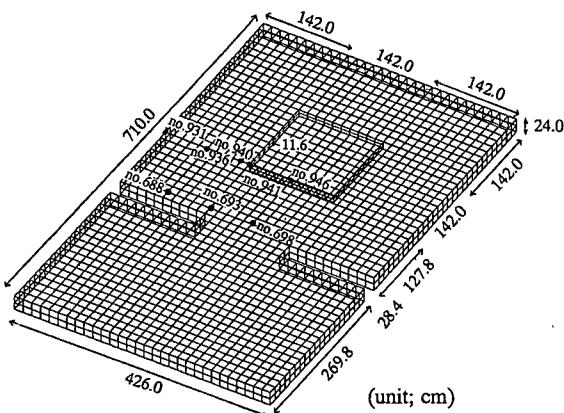


図-9 計算対象領域（防波堤開口部あり）

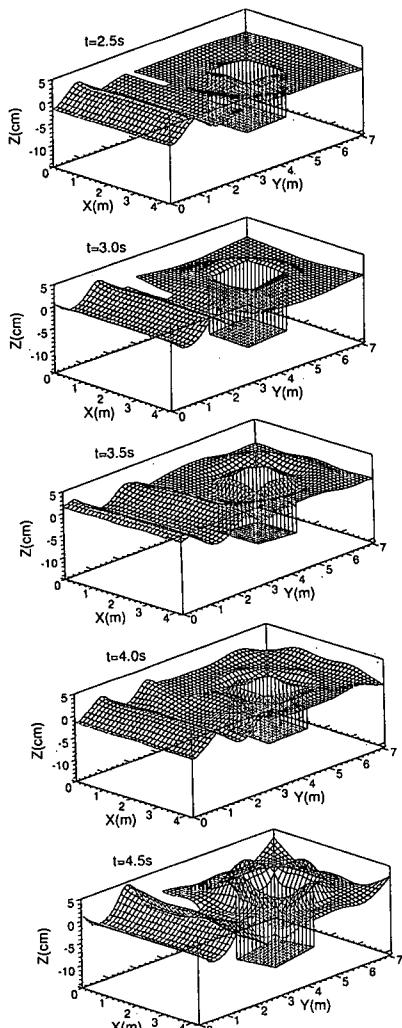


図-10 3D-B.E.M.による自由水面と浮体没水部の3次元空間変動鳥瞰図
(防波堤開口部あり, $U_s=15$, $H_0=4\text{cm}$, $T=1.5\text{s}$, $h=24\text{cm}$)

界、係留水域固定境界、防波堤背面壁等で多重反射を繰り返すことにより、図-7よりも複雑な水面変動となっている($t=4.0\sim4.5\text{s}$)。

また、図-11に、防波堤開口部の有無による浮体6自由度運動の比較を示す。これらによると、入射波は浮体に対して対称に作用しているにも係わらず、surge X_1 , pitch X_5 , yaw X_6 の運動成分が生じている。これは、本計算手法が水路の側壁や岸側壁で開境界（消波境界）となっていないために、浮体や防波堤開口部で生じた回折波や散乱波がこれらの境界で反射し浮体に再び作用する多重反射の影響を受けているためであると推察される。これらは浮体の過渡的応答であるが、開口部から侵入した回折波が同心円状に浮体に作用することにより、6自由度運動のうち、 x 軸方向（水路奥行き方向）の並進運動 X_1 と y 軸回りの回転運動 X_5 および z 軸回りの回転運動 X_6 が防波堤が無い場合よりも若干励起されている。

図-12に、3D-B.E.M.による浮体沖側壁面近傍における代表節点の時間変動を示す。図-13に、防波堤背後近傍代表節点（開口部、背後遮蔽域）の時間変動を示す。図(a), 図(b), 図(c)は、各々の代表節点の x , y , z 軸方向の時間変動に対応する。

まず、図-12(a)によれば、開口部に対して直入射なので、入射波の x 座標に対する対称性から、浮体の中心軸（水路中心軸）上に配置されたno.946の節点の x 軸方向（水路奥行き方向）の変動量は $t=2.5\text{s}$ 程度までは非常に小さいが、入射波が開口部を通過して回折しながら浮体に作用し始めると、浮体境界、係留水域固定境界、防波堤背面壁等での多重反射の影響を受けて、水粒子や浮体の動きが x 座標に対して非対称となることから、no.946の節点の変動量は $t=3.0\text{s}$ 以降次第に増加している。また、水路の側壁上にあるno.931の節点は、固定壁不透過条件を満たすので x 座標の変動は生じていない。

つぎに、図-12(b)によれば、浮体前面壁との交点にあたる水面節点no.941, no.946は、比較的強く水平係留された浮体運動との連続条件に拘束される。このため、浮体上にない水面節点no.936, no.940等の運動位相と大きく異なる。つぎに、図-12(c)によれば、浮体前面で重複波を形成するため、前面壁中央に配置された節点no.946の上下変位量（水面変動量）が最大を示し、水路側壁に近い（ x 座標が小さい）節点程水面変動量が小さくなっている。

つぎに、図-13(a)(b)によると、開口部から侵入した回折波が半閉鎖水域内に回り込むため、防波堤背後では x 軸方向の流速成分が y 軸方向の流速成分と同程度となることに対応して、ラグランジュ的に算定しているno.688とno.693の水面節点の変動量も x , y 軸方向に同程度となっている。これに対し、開口部中

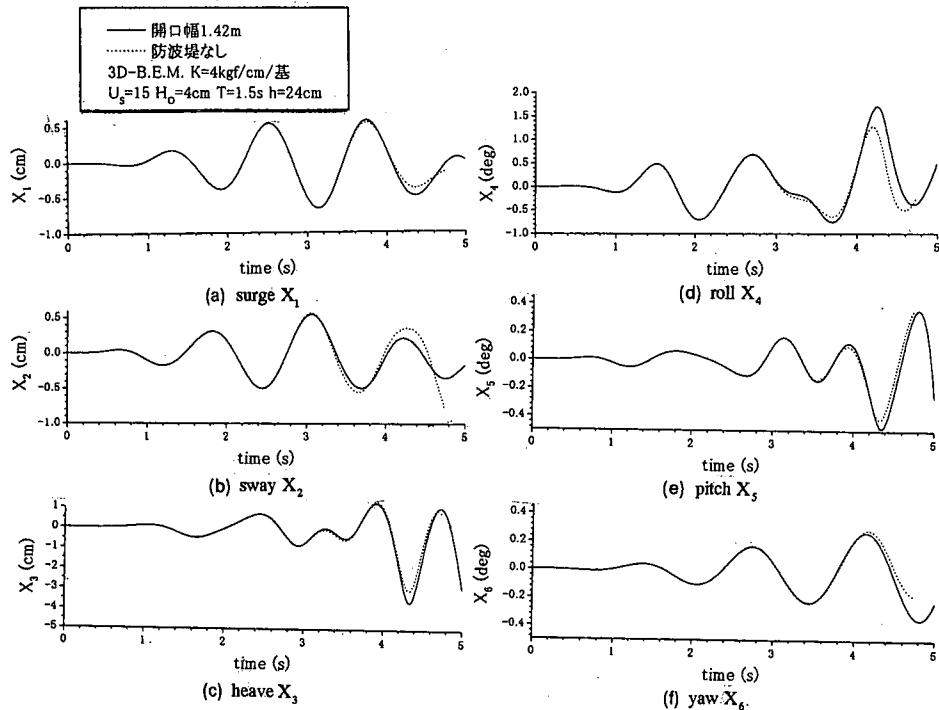


図-11 防波堤開口部の有無による浮体6自由度運動の比較

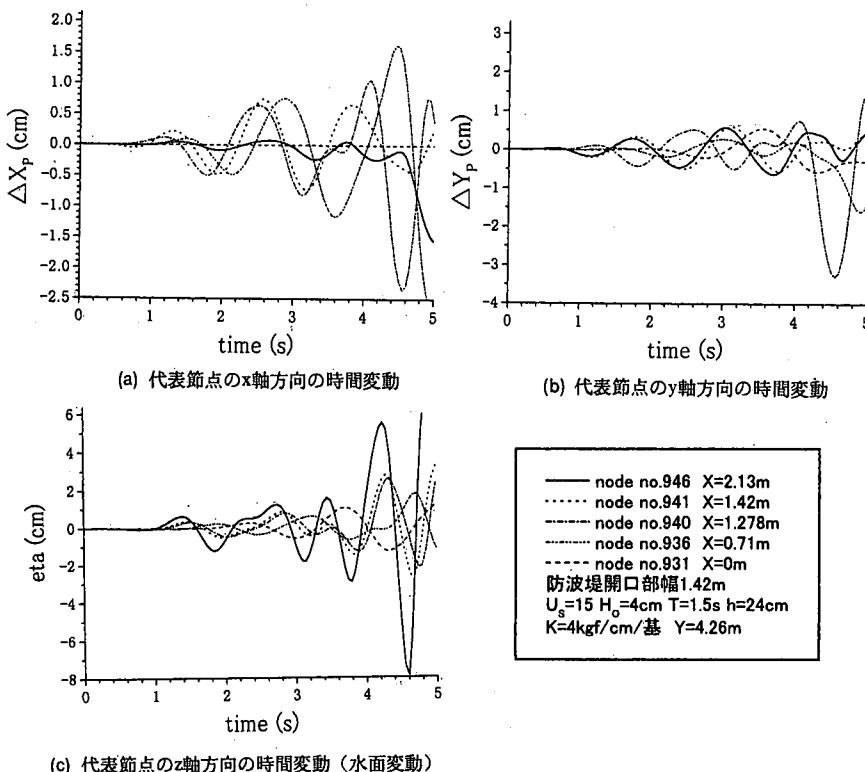


図-12 3D-B.E.M.による浮体沖側壁面近傍における代表節点の時間変動
($Y=4.26\text{m}$ の代表節点)

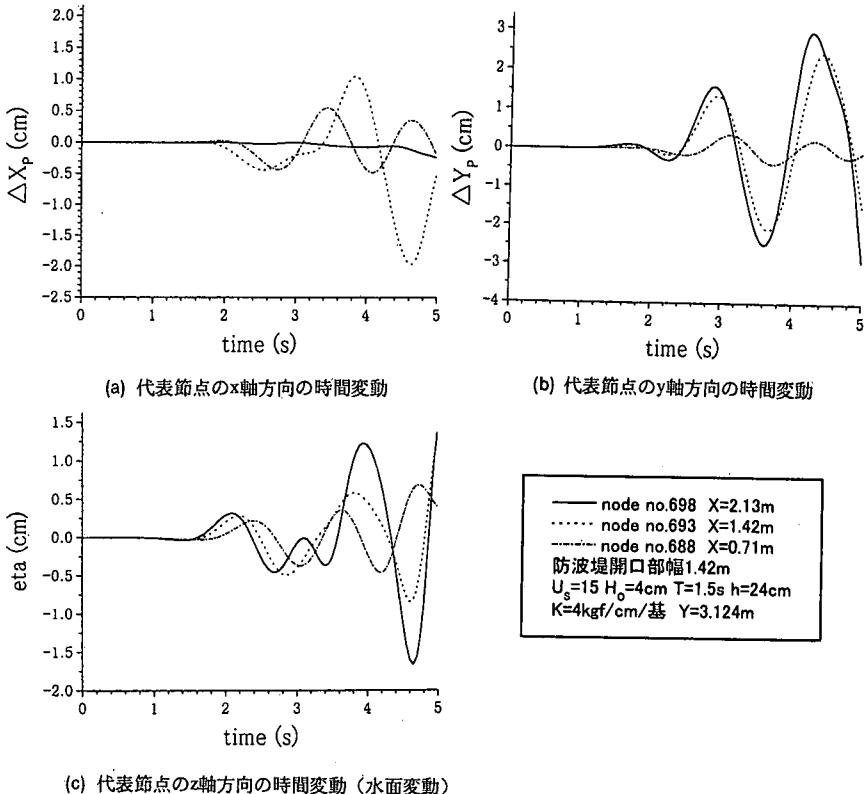


図-13 3D-B.E.M.による防波堤近傍代表節点の時間変動
(Y=3.124mの代表節点)

央に配置されたno.698の水面節点のx軸方向の変位量は直入射時のx座標に対する対称性から非常に小さい。つぎに、図-13(c)によれば、浮体前面壁による反射波の影響により、開口部中央に配置されたno.698の上下変位量（水面変動量）が最大を示し、水路側壁に近い（x座標が小さい）節点程水面変動量が小さくなっている。

5. 結論

本研究で得られた結論は、以下のようである。
1)本提案手法は、速度場と加速度場の境界積分方程式および浮体の運動方程式を連立させて解く境界要素法に基づいている。解法時には、自由水面の変動を3次元水粒子運動に追従するようにラグランジュ的に算定するとともに、浮体の6自由度運動を座標変換して浮体没水境界の移動を計算するものである。
2)境界要素法による強非線形ポテンシャルモデルは、長い計算時間を要する。このため、本提案手法では、解を効率的に求めるため、係留浮体の運動、水面形状、速度ポテンシャル等の収束計算は一切施してい

ない。このため、各時刻の解が確定論的に求まり、次の時刻の計算に更新できる。

3)ストークス波およびクノイド波等の非線形波の水面変動の解析解と本計算結果を比較したところ、よく一致し本手法の妥当性が検証された。

4)2D-B.E.M.と比較したところ、3D-B.E.M.では、矩形浮体の両側海域に侵入してきた入射波が浮体の隅角部から回折し浮体の背後の海域に回り込むため、浮体背後の水面変動量が2D-B.E.M.よりも大きくなる。この回折波の影響により浮体の運動にも両者の間に差異が生じる。

5)過去の係留浮体の3次元動揺実験結果との比較を通じて本手法の妥当性が検証された。

6)防波堤開口部から侵入した回折波が同心円状に浮体に作用し、x軸方向の並進運動 X_x とy軸回りの回転運動 X_y およびz軸回りの回転運動 X_z が防波堤が無い場合よりも若干励起される可能性がある。

最後に、本研究を実施するにあたり、(株)電力計算センターの高橋健吾氏の協力を得たことを付記して謝意を表する。

参考文献

- 1) Vinje, T. and Brevig, P. : Nonlinear Two-Dimensional Ship Motions, *the Ship Res. Inst. of Norway Marine Technology Center, Trondheim, Report R-112.81*, 97p., 1981.
- 2) 谷澤克治, 沢田博史 : 境界要素法による波浪中 2 次元浮体の非線形シミュレーション法について, 日本造船学会論文集, 第168号, 2-21, pp.223-228, 1990.
- 3) Tanizawa, K. : A Nonlinear Simulation Method of 3-D Body Motions in Waves (1st Report) Formulation of the Method with Acceleration Potential, *J. of the Society of Naval Architects of Japan*, Vol.178, 2-9, pp.179-191, 1995.
- 4) 中村孝明, 田中良弘 : 係留浮体における長周期動揺に関する一考察, 海岸工学論文集, 第40巻(2), pp.886-890, 1993.
- 5) 大山 巧, J.R.C. Hsu : 浮体の長周期変動に及ぼす波の強非線形効果, 海岸工学論文集, 第42巻(2), pp.946-950, 1995.
- 6) 池野正明, 松山昌史 : 津波作用下における浮体構造物の 2 次元非線形挙動解析, 電力中央研究所報告, 研究報告U95043, 1996.
- 7) 池野正明, 松山昌史 : 津波作用下における浮体構造物の非線形挙動解析, 海岸工学論文集, 第43巻, pp.951-955, 1996.
- 8) 滝川 清, 古田英樹, 外村隆臣 : 非線形係留浮体の有限振幅動揺特性の解析, 海岸工学論文集, 第39巻(2), pp.786-790, 1992.
- 9) 池野正明, 高橋健吾 : 非線形境界要素法を用いた浮体の 3 次元有限振幅運動の解析法, 海岸工学論文集, 第46巻, pp.851-855, 1999.
- 10) Boo, S.Y. and Kim, C.H. : Fully Nonlinear Diffraction due to a Vertical Circular Cylinder in a 3-D HOBEM Numerical Wave Tank, *Proc. of the 6th Int. Offshore and Polar Eng. Conf.*, Vol.3, ISOPE, pp.23-30, 1996.
- 11) 池野正明, 丸山康樹, 平口博丸, 鹿島達一 : 方向分散性を有する波浪による箱型係留浮体の動揺に関する研究, 土木学会論文集, 第447号/II-19, pp.65-74, 1992.
- 12) 池野正明 : 浮揚式発電所の不規則波浪による動揺と係留の安定性評価 2 - 多方向不規則波浪場における 3 次元動揺解析手法の開発 -, 電力中央研究所報告, 研究報告 U92023, 1992.
- 13) 磯部雅彦, 西村仁嗣, 堀川清司 : 保存波の摂動解の波高による表示, 第33回年次学術講演会概要集, II, pp.760-761, 1978.

(1999. 7. 28 受付)

A NUMERICAL MODEL FOR 3-D FLOATING BODY MOTION IN NONLINEAR WAVES USING THE B.E.M.

Masaaki IKENO

A numerical model is developed for 3-D floating body motion in nonlinear waves, solving the B.E.M. on the velocity and acceleration potentials. Then the movement of the element nodes on the free water surface is evaluated to coincide with the 3-D motion of water particle by the Mixed Eulerian and Lagrangian method (MEL) and their movement must strictly satisfy the dynamic boundary condition. Based on the six-degrees of freedom motion solved, the movement of the element nodes on the floating body surface is evaluated and updated. The validity of this numerical model is verified through the comparison with the theoretical solutions of nonlinear waves, the nonlinear 2D-B.E.M. and experimental results. This numerical model is extended for the 3-D floating body motion in a semi-closed mooring basin surrounded by breakwaters with the opening and discussed.