

津波作用下における浮体構造物の非線形挙動解析

池 野 正 明*・松 山 昌 史**

1. はじめに

浮揚式発電プラントを対象とした海上立地方式の成立性を検討する場合、波浪や風浪の他に、海底地震によって発生する津波も外力として想定し、これが来襲する場合にもプラントの安全が確保できるようにあらかじめ設計しておかねばならない。永井ほか(1993)は、輪島における平成5年北海道南西沖地震津波の水位と流速の観測記録を解析した結果、平均水深が20mの観測地点で、津波来襲時には、水粒子が岸沖方向に50m近い顕著な往復運動をしていると報告している。

本研究では、このように大変位の運動となる津波に対する係留浮揚式プラントの挙動予測を行うため、非線形波作用下の係留浮体の断面2次元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、既往の実験結果との比較によりその妥当性を検証する。次に、本提案手法を用いて、津波来襲時の浮揚式プラントの挙動や護岸上の遡上高等を予測する。

2. 境界要素法による強非線形2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。この場合、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ようになる。ここで、“ $\cdot$ ”は時間に対する偏微分を意味し $\dot{\phi}=(\phi_t)$ は加速度ポテンシャルである。

・支配方程式

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

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

・境界条件

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \frac{\partial \phi}{\partial x} = u(z, t) \quad (\text{on } S_p) \quad \dots\dots\dots (1\cdot c)$$

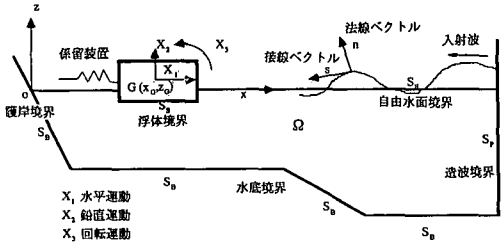


図-1 浮体と流体の座標定義

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \frac{\partial \phi}{\partial x} = u(z, t) \quad (\text{on } S_p) \quad \dots\dots\dots (1\cdot d)$$

ここに、 n は境界上の外向き法線ベクトルで、 u は入射波の水平流速、 $\dot{u}$ は入射波の水平水粒子加速度である。

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

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

$$\frac{D(\xi, \eta)}{Dt} = (\hat{\beta} \phi_x, \phi_z + (\hat{\beta} - 1) \phi_x n_x) \quad (\text{on } S_f) \quad \dots\dots\dots (1\cdot g)$$

ここに、 D/Dt は t に関する全微分(実質微分)を意味する。 (ξ, η) は時々刻々変化する水表面の x, z 座標、 ϕ_x, ϕ_z は水粒子の x, z 方向速度を表している。 $\hat{\beta}$ は水面境界の運動方向を規定するパラメータであり、中村・田中(1991)にならい、 $\hat{\beta}=1$ の時水粒子の x, z 方向速度と一致する条件、 $\hat{\beta}=0$ の時上下の水位変動に追従する条件となる。本研究では、造波境界上の水面節点のみ $\hat{\beta}=0$ とし、それ以外の水面節点では $\hat{\beta}=1$ を用いる。

$$\phi + \frac{1}{2}(\phi_x^2 + \phi_z^2) + g\eta = 0 \quad (\text{on } S_f) \quad \dots\dots\dots (1\cdot h)$$

ここに、 g は重力加速度である。

図-1のように浮体の断面2次元運動を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。

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \sum_{j=1}^3 \dot{X}_j n_j \quad (\text{on } S_s) \quad \dots\dots\dots (1\cdot i)$$

$$\frac{\partial \dot{\phi}}{\partial n} = \sum_{j=1}^3 \ddot{X}_j n_j \quad (\text{on } S_s) \quad \dots\dots\dots (1\cdot j)$$

ここに、 $\dot{X}_j, \ddot{X}_j$ は浮体の3自由度の運動変位速度と運動

* 正会員 工博 (財)電力中央研究所 我孫子研究所 水理部
 ** 正会員 工修 (財)電力中央研究所 我孫子研究所 水理部

変位加速度である。 n_j は以下のである。

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= n_x \\ n_2 &= n_z \\ n_3 &= (x_s - x_G)n_x - (z_s - z_G)n_z \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot k)$$

ここに、 (n_x, n_z) は n の x, z 方向余弦である。 (x_s, z_s) は浮体境界上の任意点の座標、 (x_G, z_G) は浮体重心の座標である。ただし、式(1・i)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1ステップ時刻前の値の回りに1次までTaylor展開したものとして近似する。

(2) 速度場におけるグリーンの積分方程式と解法

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に表される。

$$\alpha\phi + \oint_S (\phi G_n - \phi_n G) dS = 0 \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 α は任意境界点の内角(rad)、 G はグリーン関数で2次元の基本解 $\ln(1/r)$ を用いる。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。

速度場ポテンシャルのグリーンの積分方程式(2)を、境界要素で離散化し連立方程式として解くと、全ての境界節点上の ϕ と ϕ_n が求められる。

(3) 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 (ξ, η) 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、以下ようになる。

$$\left. \begin{aligned} \xi(t + \Delta t) &= \xi(t) + \Delta t \frac{D\xi(t)}{Dt} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{D^2\xi(t)}{Dt^2} + \dots\dots\dots \\ \eta(t + \Delta t) &= \eta(t) + \Delta t \frac{D\eta(t)}{Dt} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{D^2\eta(t)}{Dt^2} + \dots\dots\dots \\ \phi(t + \Delta t) &= \phi(t) + \Delta t \frac{D\phi(t)}{Dt} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{D^2\phi(t)}{Dt^2} + \dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

上式を2次の項まで打ち切り、右辺の導関数値を計算することにより、 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求める(中村・田中, 1991)。

(4) 浮体の運動方程式とその変形

浮体の運動方程式は断面2次元の場合、以下のように表される。

$$\begin{aligned} M_i \ddot{X}_i + \sum_{j=1}^3 K_{ij} X_j + d_i \dot{X}_i \dot{X}_i \\ = -\rho \int_S \left\{ \phi + \frac{1}{2} (\phi_x^2 + \phi_z^2) + gz \right\} n_i dS - \delta_{i2} M_2 g \end{aligned} \quad (i=1, 2, 3) \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 g は重力加速度、 M_i は浮体の質量あるいは慣性モーメント、 d_i は抗力係数である。 K_{ij} は係留力係数であり、線形係留あるいは非線形係留の場合に応じて変化する。 δ_{i2} はクロネッカーのデルタ記号($i=2$ の時1、それ

以外は0)、 ρ は流体密度である。

式(4)中右辺の ϕ_x, ϕ_z は、速度場の境界積分方程式(2)を解くことにより求まっているので、未知量は時刻 t における $\dot{X}_j, \dot{X}_j, X_j (j=1 \sim 3), \phi, z$ である。さらに、 $\dot{X}_j$ と X_j をnewmark- β 法($\beta=1/6$)を適用して消去し変形すると、 $\dot{X}_j$ と ϕ の関係式が導かれる(池野・松山, 1996)。

(5) 加速度場におけるグリーンの積分方程式と解法

加速度場の境界積分方程式は、前出の式(2)中の ϕ を $\ddot{\phi}$ で置換することにより、以下のように表される。

$$\alpha\ddot{\phi} + \oint_S (\ddot{\phi} G_n - \ddot{\phi}_n G) dS = 0 \dots\dots\dots (5)$$

浮体没水境界では、式(1・j)中右辺の未知量 $\dot{X}_j$ に前節の浮体の運動方程式を変形して代入消去し、未知量 $\ddot{\phi}$ に統一する。自由水面境界では、ベルヌイ式(1・h)を用いて未知量 $\ddot{\phi}$ を消去する。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 $\ddot{\phi}$ と $\ddot{\phi}_n$ が求められる。

上記の方法で求めた $\ddot{\phi}$ を、浮体の運動方程式を変形して得られる $\dot{X}_j$ と $\ddot{\phi}$ の関係式に代入すると、 $\dot{X}_j (j=1 \sim 3)$ が求められる。さらに、求めた $\dot{X}_j$ にnewmark- β 法を適用すると、 $\dot{X}_j, X_j (j=1 \sim 3)$ が求められる。これで、 t 時刻における浮体重心の3自由度運動が確定したので、これを剛体として座標変換すれば、任意の没水浮体境界点の移動後の座標が算定される。浮体境界をリメッシュし、次の $t+1$ 時刻における計算時の境界として使用する。

(6) 自由水面と浮体没水境界の交点の扱い

自由水面と浮体没水境界の交点は次の条件が成り立つ。

- ・浮体境界法線方向の水粒子速度・加速度は浮体の剛体運動の法線方向速度・加速度と一致する。
- ・接線方向の水粒子速度・加速度は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。

ただし、交点は2重節点となっている。すなわち、不連続な境界上のポテンシャルの法線 n 、接線 S 方向微分を定義するため、 $\phi_n, \dot{\phi}_n, \phi_s, \dot{\phi}_s$ は自由水面側と浮体境界側でそれぞれ異なる2つの値を持っている。一方、 ϕ と $\ddot{\phi}$ については両方で同一の値となっている。

本研究では、上記の仮定に従い、 $\phi_n, \dot{\phi}_n, \phi_s, \dot{\phi}_s$ は浮体境界側の値を採用する。また、上記の交点以外に、後述する図-4に示す境界の交点が、同様の理由により、2重節点となっている。特に、護岸境界と自由水面境界の交点では、護岸境界における固定不透過条件を満足するように $\phi_n, \dot{\phi}_n, \phi_s, \dot{\phi}_s$ は護岸境界側の値を採用する。

なお、大山・Hsu (1995) のように、造波境界の沖側に数値フィルターを設置することにより、浮体や固定境界からの反射波を吸収させることも可能であるが、津波に対して完全に無反射境界として機能するかは現時点では

不明である。本研究では、数値フィルター等の無反射境界は設けず、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。

紙面の都合上、手法の説明はこの程度に止めるが、さらなる解法アルゴリズムの詳細は文献（池野・松山，1996）を参照されたい。

3. 波浪を対象とした既往の実験結果との比較

本研究で提案する解析手法は、一般的な非線形波が入射する場合の浮体構造物の運動と流体との非線形な相互作用を取り扱う問題に適用可能な汎用的な手法である。そこで、波浪を対象とした既往の実験結果との比較により、本手法の妥当性を詳細に検証した。計算対象とした浮体は、箱型バージの1/100縮尺模型（長さ142 cm，喫水15.5 cm）である。過去には、この浮体模型を2次元造波水路に設置して、断面2次元動揺実験が実施されている（池野・平口，1988）。係留装置はドルフィンリンク型を想定している。

造波境界からの入力波は、磯部ほか（1978）の非線形波の摂動解を用いて、ストークス波あるいはクノイド波を適用し、水平流速を与えた（榊山・鹿島，1992）。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 t 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（4）中左辺の抗力係数 d_i 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-2は、規則波が作用する場合の水平運動の応答特性の代表例を示したもので、横軸が浮体長さ $2B$ と波長の比 $2B/L$ 、縦軸が運動の両振幅を波高で無次元化したものである。図中、●印が実験値、実線が線形ポテンシャル理論による境界要素法の計算値（池野・平口，1988）、○印が本解析法による計算値である。従来から、線形ポテンシャル理論に基づく計算結果は、運動の共振周期付近

以外では妥当な結果を与えるが、共振周期付近で過大評価となることが知られている。図中の実線と●印を比較すると、水平運動の固有周期と見られる1.3 s付近で、応答振幅が実験値よりもかなり上回っている。

これに対し、○印の本解析法による計算値は、上記固有周期付近で若干実験値より大きくなる傾向にあるものの、線形解析が示すような過大な応答は生じず、実験結果との対応は良好である。これは、固有周期付近の波により浮体が大きな運動をすると、浮体が大きく傾いたり、上下左右に移動することに伴い、浮体境界やその前後水面の形状が時々刻々大きく変動する。この影響を忠実に考慮している本解析モデルでは、境界の変動により、没水浮体に作用する外力の積分値が、浮体境界形状を不変として静止時の境界を用いて計算している線形ポテンシャル理論よりも小さくなるためであると推察される。

4. 係留浮体に津波が作用する場合の挙動予測

深海の海底地盤変動により津波が発生し、これが沿岸域まで伝播してくる過程では、計算領域が数100 kmにも及ぶため、これらの過程を含めて、境界要素法を適用して一気に解くことは、計算機容量と計算時間の制約から、現時点では不可能である。

そこで、本研究では、まず、地震による海底地盤変動により津波が発生し、これが水深20 mの沿岸域まで伝播してくる過程を対象として、平面2次元計算を行う。つぎに、この伝播計算により得られる水深20 m地点での水粒子の水平流速と水平水粒子加速度を造波境界上の入力条件とし、浮体の係留水域を含めた領域に境界要素法を適用して、浮揚式プラントに津波が作用する場合の挙動予測を行うことにする。

（1）津波の沿岸域までの伝播計算法の概要

本研究では、平面2次元を対象とした非線形長波理論に基づく方程式（後藤・小川，1982）を用いる。leap-frog法を用いて差分化して解く。計算対象領域は、汀線から岸沖方向270 km，沿岸方向201.6 kmとし、これを3つに分割し水深が浅くなるに従って格子間隔を1/3ずつ細かくした。3領域とも、沿岸方向の長さは201.6 kmである。計算領域の側方境界は透過境界を設定した。

断層モデルとしては、プレートの沈み込み帯で発生する可能性のあるマグニチュード8クラスの低角逆断層を仮定し、沈降域が陸側に位置するものとする（佐藤，1989）。海底地盤の変動量を、Mansinha・Smylie（1971）の方法により算出し、その平面分布を初期水位として入力した。各領域での境界では、後藤・小川（1982）の方法により水位と流速の接続計算を行う。また海底地形としては、震源が存在する水深3 kmの深海から勾配1/10の大陸棚斜面と勾配1/100の大陸棚上面を経て水深20

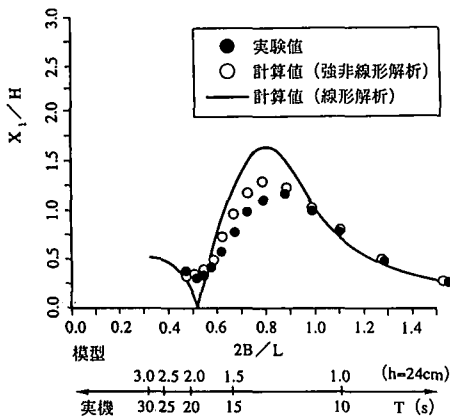


図-2 浮体の水平運動の応答特性の比較
($H=2$ cm, $h=24$ cm)

m程度の岸側海域につながる直線海岸のステップ地形を対象とした。時間刻み間隔は1.2 sで計算した。

図-3は、津波が陸域に達する以前の水深20 m地点における水位変動の計算結果の例である。これによると、最大水位上昇量が2 m程度、最大水位下降量が-1 m程度となる津波を係留水域に入力することになる。これを、境界要素法における造波境界入力用に、0.1 s刻み間隔に

線形補間して使用した。この水位変動 $\eta(t)$ を、以下のように水平流速 $u(t)$ に変換する。

$$u(t) = \sqrt{\frac{g}{h}} \eta(t) \quad (6)$$

また、境界要素法の入力条件として、水平流速の加速度 $\ddot{u}(t)$ も必要である。これについては、 $u(t)$ を t について数値微分して求めた。水平流速とその加速度は鉛直方向に一様分布として入力した。

(2) 浮体係留水域に適用する境界要素法の計算条件

図-4に計算対象領域を示す。すなわち、係留水域岸側護岸から沖へ12.5 kmの地点に造波境界を設定し、水深24 m (H.W.L.) の一様水深領域に、護岸上静水面位置から150 m離れた位置の浮体(長さ142 m、喫水15.5 m)がドルフィンリンク係留されているものとする。対象とした護岸形状は、1/2勾配の不透過斜面とした。

この計算領域に対し、境界要素を、造波境界と岸側護岸境界で各々8、浮体側面・底面境界で各々5、浮体背後自由水面境界で6、浮体沖側自由水面境界で70、水底境界で73に分割した。分割数の合計は180である。特に自由水面境界と水底境界では、要素の長さを浮体と造波境界近傍で細くなるようにバリエブルメッシュとし、隣り合う要素の長さが極端に変化しないように配慮した。その他の境界の要素の長さは、各境界上で等分割となるようにした。この計算領域を対象に、造波入力時間を40 min (2,400 s)、計算時間刻み間隔を0.1 sとした。

(3) 予測結果と考察

図-5は、計算対象全領域について、各時刻の水面境界と浮体境界の変化を出力したものの例である。また、図-6は、計算結果の浮体係留水域付近を拡大して出力したものの例である。津波を造波境界から入力後、800 s

後に浮体に到達していることがわかる。

図-6によると、護岸境界で反射して重複波を形成すると、護岸上の最大遡上高は、時刻1,600 sの時に4 m程度に達している。

図-7は、浮体の重心位置における水平・鉛直・回転運動の計算結果を示したものの例である。図-7によると、前出の図-6で示したように、護岸上の最大遡上高が4 m程度に達するため、これに追従して浮体の鉛直上向き変位も時刻1,600 sの時に4 m程度ま

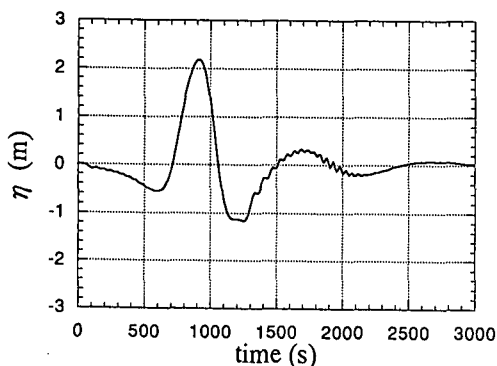


図-3 水深20 m付近における水位変動の計算例

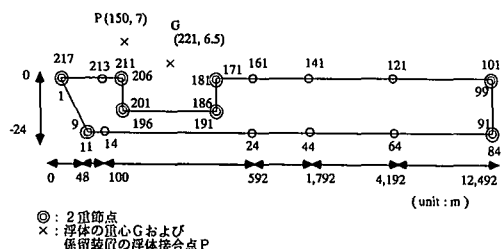


図-4 境界要素法を適用する計算対象領域

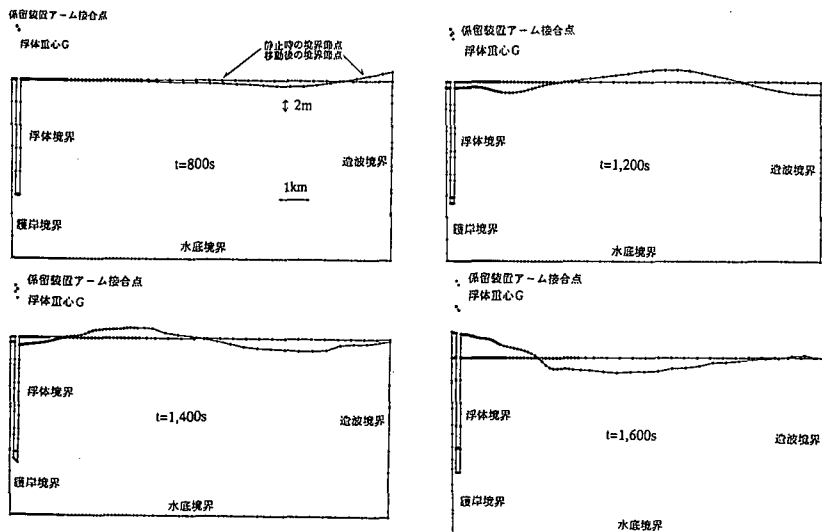


図-5 水面境界と浮体境界節点の空間変動の計算例 (計算対象全領域)

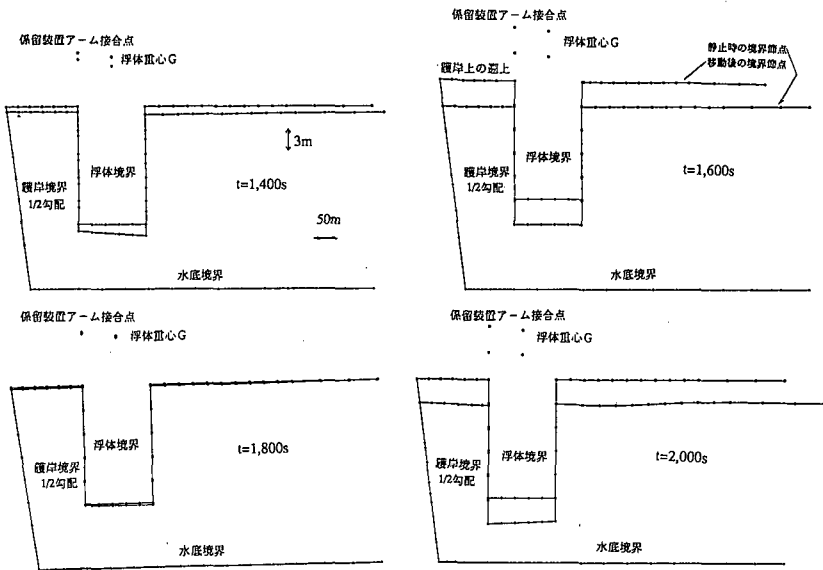


図-6 水面境界と浮体境界節点の空間変動の計算例 (プラント係留水域付近)

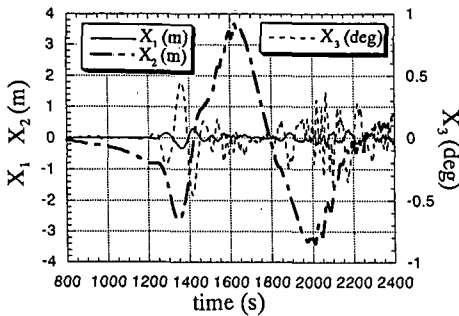


図-7 プラントの水平・鉛直・回転運動の時系列の計算例

で上昇している。これは、本係留装置のドルフィンリンクアームに組み込まれているユニバーサルジョイントの許容上下変位量の値に相当する。これに対し、水平変位は ± 0.4 m程度であり鉛直変位量に比べて小さい。また、回転角は $\pm 0.5^\circ$ 程度であり浮体の傾きは小さい。これは、津波の波長が浮体の長さに対してかなり長いので、浮体前面の水位と浮体背後の水位がほぼ同じように変動し、水平・回転運動を引き起こす外力となる浮体没水部に作用する流体力および流体力モーメントが相殺されるためであると推察される。

5. 結 論

1) 境界要素法に基づき、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手法を提案し、波浪を対象とした既往の実験結果と比較により手法の有効性を示した。

2) 水深 3 km の深海でマグニチュード 8 クラスの海底地震により津波が発生し水深 20 m 程度の係留水域の浮体に来襲した場合を想定しての挙動の予測を行った。

最後に、本研究を実施するにあたり、(株)理工ソフトウェアサービスの有留義晃氏、(株)電力計算センターの大西浩史氏の協力を得たことを付記して、謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 池野正明・平口博丸 (1988): 浮揚式発電所の規則波による動揺特性, 電力中央研究所報告, 研究報告 U88042.
- 池野正明・松山昌史 (1996): 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.
- 磯部雅彦・西村仁嗣・堀川清司 (1978): 保存波の振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.
- 大山 巧・J. R. C. Hsu (1995): 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 卷 (2), pp. 946-950.
- 後藤智明・小川由信 (1982): Leap-frog 法を用いた津波の数値計算法, 東北大学工学部土木工学科, 52 p.
- 横山 勉・鹿島達一 (1992): ポーラスボディモデルによる透過性防波堤周辺の波動解析手法の開発, 電力中央研究所報告, 研究報告 U91048.
- 佐藤良輔 (1989): 日本の地震断層パラメータ・ハンドブック, 鹿島出版会, 390 p.
- 中村孝明・田中良弘 (1991): 吹き出し分布法による非線形波動場の発生と開境界処理, 海岸工学論文集, 第 38 卷 (1), pp. 11-15.
- 中村孝明・田中良弘 (1993): 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 卷 (2), pp. 886-890.
- 永井紀彦・橋本典明・浅井 正 (1993): 平成 5 年北海道南西沖地震津波波形記録解析速報, 港湾技術研究所報告, 第 32 卷, 第 4 号, pp. 49-95.
- Mansinha, L. and D. E. Smylie (1971): The displacement field of inclined faults, Bull. Seis. Soc. Am., Vol. 61, pp. 1443-1440.
- Vinje, T. and P. Brevig (1981): Nonlinear Two-Dimensional Ship Motions, Report R-112. 81, the Ship Res. Inst. of Norway Marine Technology Center, Trondheim, 97 p.