

任意波浪場に於ける大型浮体の弾性応答 に関する時間領域解析

劉 晓東¹・堺 茂樹²

¹学生会員 工修 岩手大学大学院工学研究科 (〒020-8551 盛岡市上田 4-3-5)
(現: 正会員 博士(工学) 岩手大学助手 工学部建設環境工学科)

²正会員 工博 岩手大学助教授 工学部建設環境工学科

本研究では、任意の波浪条件に適用可能な大型浮体の弾性応答に関する数値解析法を開発した。流体運動には境界要素法を、また浮体の弾性変形解析には有限要素法を別個に用い、浮体と流体の界面での変位及び圧力を接続することによって、流体と浮体の動的な干渉が時間領域で計算される。本解析法は海底地形が変化する場合及び構造物の質量あるいは剛性が分布する場合に対しても適用可能である。規則波、不規則波及び孤立波のそれぞれについて、解の収束性及び安定性に対する空間及び時間分割の影響を数値解相互の比較によって検討した。また、実験結果との比較により、上記3種類の波に対する有効性が確認された。更に、模型実験及び数値計算の両者において、大型弾性浮体下での孤立波の分裂現象が見出された。

Key Words : hydroelastic response, large-scale floating structure, arbitrary wave condition, BEM, FEM, time domain analysis

1. 緒言

近年、沿岸域に於ける空港などの大規模公共施設の建設用地として、浮体式人工島の建設の可能性が活発に検討されている。浮体式が注目される主な理由は、従来からの埋め立て式人工島に比べて、海域環境への負荷の軽減や建設経費及び期間の縮減などを図る上で有利であることがある。

浮体式人工島を構成する大型浮体構造物の実現には、未だ解決すべき多くの課題が残されており、大型浮体の波浪応答解析法の開発もその一つである。浮体が小規模である場合は、浮体の変形を無視した剛体としての波浪応答解析が可能であるが、大型浮体の場合は浮体の弾性変形を無視することはできない。弾性変形を考慮した浮体の波浪応答解析法は既にいくつか提案されており、弾性変形の解析には主にモード展開法^{1)~9)}と有限要素法^{10)~13)}が用いられている。モード展開法は質量及び剛性が均一な構造物に対してのみ適用可能であり、有限要素法は不均一な構造物にも適用できる。流体運動の計算にはいずれも回折・散乱波理論が用いられており、一様水深上の規則波を対象とした周波数領域解析である。

実海域での波浪応答を検討するには不規則波に対する解析を行う必要があり、また沿岸各地に津波が来襲することを考えると、津波に対する応答解析も

必要であろう。不規則波に関しては、従来の方法による周波数ごとの解の重ね合わせによって、線形の範囲内での応答解析は可能であるが、津波のような非周期波に対しては、従来の解析法は適用できない。一方、非周期波にも適用できる非線形波動場での浮体の応答を扱い得る時間領域解析手法^{14)~20)}もいくつか開発されているが、いずれにおいても浮体を剛体として扱っており、弾性変形については検討されていない。

以上のように、弾性変形を考慮した周波数領域解析では、その適用範囲は一様水深上の規則波及び線形の範囲内での不規則波に限定され、また非線形波動場での浮体運動の時間領域解析では弾性変形が考慮されておらず、任意の波浪場に適用し得る大型浮体の弾性応答解析手法は確立されていなかった。そこで、著者ら^{21)~24)}は波浪条件、海底地形、構造物の質量分布あるいは剛性分布のいずれも任意に設定できる解析法を確立することを目的として、流体運動には境界要素法を、また浮体の弾性変形の解析には有限要素法を別個に用い、浮体と流体の界面での変位及び圧力を接続することによって、流体と浮体の動的な干渉を計算できる数値解析法を提案した。この解析法では、流体の自由水面及び流体と浮体の界面での運動学的及び力学的境界条件を線形化し、これらを時間と共に変化する自由水面及び界面に適

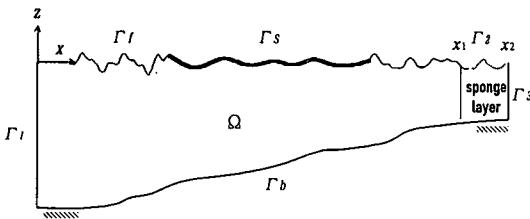


図-1 計算領域と境界面の定義

用しており、構造解析における有限変位解析に対応するものである。一様水深上の規則波、不規則波、孤立波及び一様勾配斜面上の孤立波に対する波浪応答の解析結果は、浮体模型としてポリエチレン板を用いた模型実験結果と良く一致していることから、著者らの数値解析法の有効性は認められる。しかし、自由水面及び界面での運動学的及び力学的境界条件を線形化し、これらを移動境界に適用しているという点で、理論的には非線形性の取り扱いが不統一であることは否定できない。

本論では、上述の線形化を行わず、非線形境界条件を移動境界に適用した場合の、浮体の弾性応答の時間領域解析法を述べる。次いで、解の収束性及び安定性に対する空間及び時間分割の影響を検討し、また模型実験結果との比較によって解の精度を検証する。

2. 弾性応答数値解析法

(1) 基礎方程式

流体運動とそれに伴う浮体の弾性応答を図-1に示す二次元数値造波水槽内で計算する。造波水槽の一端で発生した波は弾性浮体下へ伝播し、水槽後端の数値消波層内で減衰した後、開境界から計算領域外へ透過する。浮体は上下方向に自由に運動し、また流体とは常に密着しているものとする。

流体は非圧縮性、非粘性の完全流体とし、流体運動は常に渦なしであると仮定すると、流体域で成立すべき連続式は次の速度ポテンシャル ϕ に関するラプラス方程式となり、

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

さらに、グリーン公式を適用すると、以下の境界積分方程式となる。

$$\alpha(x_i)\phi(x_i) = \int_{\Gamma(x)} \left[\frac{\partial \phi(x)}{\partial n} G(x, x_i) - \phi(x) \frac{\partial G(x, x_i)}{\partial n} \right] ds \quad (2)$$

ここで、 $x_i = (x_i, z_i)$ 、 $x = (x, z)$ は境界上の点の位置ベクトルであり、 $\alpha(x_i)$ は位置 x_i における境界面の形状で決まる係数である。また、 n は境界上外向き法線方向である。 $G(x, x_i)$ はグリーン関数であり、二元問題の基本解である次式を用いる。

$$G(x, x_i) = -\frac{1}{2\pi} \log|x - x_i| \quad (3)$$

本解析では、波浪による浮体の曲げ変形は線形弾性の範囲内であると仮定し、さらに断面二次元問題を対象としている。従って、浮体の変形解析の基礎式として以下に示す単位幅の弾性板の曲げ振動方程式を用いる。

$$D \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4} + m \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = p \quad (4)$$

ここで、 $D = Eh^3/12(1-\nu^2)$ ：曲げ剛性

E ：弾性係数、 h ：厚さ、 ν ：ボアソン比

$m = \rho_s h$ ：単位長さ当たりの質量

ρ_s ：密度、 η ：変位、 p ：圧力

(2) 境界条件

鉛直な造波境界 Γ_1 上の水位 $\bar{\eta}$ 及び水底から自由水面までの水平流速分布 $\bar{u}(z)$ を連続的に与えることにより、数値造波水槽内に波を発生させる。

$$\eta = \bar{\eta} \quad \text{on } \Gamma_1 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \bar{u}(z) \quad \text{on } \Gamma_1 \quad (6)$$

水槽底面での不透過条件は以下の式であり、

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad \text{on } \Gamma_b \quad (7)$$

自由水面及び浮体と流体の界面での運動学的及び力学的条件は、

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \cos \theta \quad \text{on } \Gamma_f, \Gamma_s \quad (8)$$

$$-\frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial s} \right)^2 \right] - g \eta = 0 \quad \text{on } \Gamma_f \quad (9)$$

$$-\frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial s} \right)^2 \right] - g \eta = \frac{p}{\rho} \quad \text{on } \Gamma_s \quad (10)$$

となる。ここで、 s は境界上における接線方向、 θ は鉛直方向 z と法線方向 n のなす角、 g は重力加速度、 ρ は水の密度である。

水槽後端からの反射波の影響を低減するため、大山ら²⁵⁾が提案した数値消波層を用いた。この手法では層内の自由水面 Γ_2 での運動学的条件は式(8)と同じであるが、力学的条件を次のように設定するこ

とにより、主に短周期成分を強制的に減衰させる。

$$-\frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial s} \right)^2 \right\} - g\eta - \mu\phi + \int_{x_1}^x \left(\phi \frac{\partial \mu}{\partial x} \right) dx = 0 \\ \text{on } \Gamma_2 \quad (11)$$

また、消波層を通過する長周期成分に対しては、消波層後端の開境界面 Γ_3 に Sommerfeld 型放射条件を適用し、 Γ_3 上での運動学的条件として次式が与えられている。

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{1}{\sqrt{gd}} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu\phi - \int_{x_1}^{x_2} \left(\phi \frac{\partial \mu}{\partial x} \right) dx \right) \\ \text{on } \Gamma_3 \quad (12)$$

なお、式(11)と(12)中の μ は減衰係数であり、 x に比例して線形に分布させる。

(3) 境界要素法による流体運動の計算

流体運動の基礎式である式(2)に、各境界面での運動学的条件(6), (7), (8), (12)を代入すると、

$$\alpha_i \phi_i + \int_{\Gamma} \phi \frac{\partial G}{\partial n} ds = \int_{\Gamma_f, \Gamma_S, \Gamma_2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \cos \theta \right) G ds + \int_{\Gamma_1} \bar{u} G ds \\ + \int_{\Gamma_3} \left(-\frac{1}{\sqrt{gd}} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu\phi - \int_{x_1}^{x_2} \left(\phi \frac{\partial \mu}{\partial x} \right) dx \right) \right) G ds \\ (13)$$

となる。次に、全境界 Γ を直線要素に分割し、式(13)を空間的に離散化する。各要素内での ϕ と η は線形に分布するものとし、要素節点からの距離 s を用い、

$$\phi = N_j^T \phi_j \quad \eta = N_j^T \eta_j \quad (14)$$

と表現する（例えば、Brebbia²⁶⁾）。ここで、

$$N_j^T = \begin{bmatrix} l_j - s & s \\ l_j & l_j \end{bmatrix} \quad \phi_j = \begin{bmatrix} \phi_j \\ \phi_{j+1} \end{bmatrix} \quad \eta_j = \begin{bmatrix} \eta_j \\ \eta_{j+1} \end{bmatrix} \quad (15)$$

であり、 l_j は j 番目要素の長さである。式(14)を式(13)に代入すると境界面上の積分は、各要素上の積分の和で置き換えられ、次のようになる。

$$\alpha_i \phi_i + \sum_{\Gamma} H_{ij} \phi_j = \sum_{\Gamma_f, \Gamma_S, \Gamma_2} G_{ij} \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \cos \theta \right)_j + \sum_{\Gamma_1} G_{ij} \bar{u}_j \\ + \sum_{\Gamma_3} G_{ij} \left(-\frac{1}{\sqrt{gd}} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu\phi - \int_{x_1}^{x_2} \left(\phi \frac{\partial \mu}{\partial x} \right) dx \right) \right)_j \quad (16)$$

$$H_{ij} = \int_0^{l_j} N_j^T \frac{\partial G}{\partial n} ds \quad G_{ij} = \int_0^{l_j} N_j^T G ds \quad (17)$$

また、力学的条件に含まれる速度ポテンシャルの接線方向偏微分は次式のように計算する。

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial s} \right)_j = \frac{\phi_{j+1} - \phi_j}{l_j} \quad (18)$$

式(16)の未知数は全境界 Γ 上の節点での ϕ と境界面 Γ_f , Γ_s , Γ_2 上の節点での $\partial \eta / \partial t$ となり、力学的条件式(9), (10), (11)と連立して解くことにより、 ϕ と η が求められる。

(4) 有限要素法による浮体の応答解析

流体と浮体の界面に作用する圧力 p と浮体の変位 η は曲げ振動の基礎式（式(4)）とベルヌーイの式（式(10)）の両者を満足しなければならず、両式より界面での力学的条件は次のようにになる。

$$m \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + \left(D \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4} + \rho g \eta \right) = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho (\phi_n^2 + \phi_s^2) \quad (19)$$

境界要素法での界面上の分割と同一の節点で浮体を分割し、節点変位としては鉛直変位と回転を、節点外力としてはせん断力と曲げモーメントを考え、一般的な有限要素法の手順（例えば、Clough and Penzien²⁷⁾）に従い、式(19)を用いて浮体全体の運動方程式をマトリックスで表示すると、以下のようにになる。

$$[M][X_n] + ([K] + [K_r])\{X\} = \{F\} \quad (20)$$

ただし、
 $[M]$: 質量マトリックス
 $[K]$: 剛性マトリックス
 $[K_r]$: 静水圧マトリックス
 $\{X\}$: 節点変位ベクトル
 $\{F\}$: 節点外力ベクトル

(5) 時間微分項の計算

本解析法では、時間を一定の間隔 Δt で分割し、自由水面及び界面上における各時間ステップごとの計算節点は上下方向のみに移動させ、波浪場の計算及び浮体の変形解析を行う。

基礎式及び境界条件式には自由水面及び界面の変動量の時間偏微分 η_t , η_{tt} が含まれているが、これらを精度よく見積るために以下に示す Newmark-B 法（例えば、Bathe and Wilson²⁸⁾）を用いる。

$$\eta^{k+1} = \eta^k + \Delta t \eta_t^k + \frac{\Delta t^2}{4} (\eta_{tt}^k + \eta_{tt}^{k+1}) \quad \left. \begin{array}{l} \eta_t^{k+1} = \eta_t^k + \frac{\Delta t}{2} (\eta_{tt}^k + \eta_{tt}^{k+1}) \end{array} \right\} \quad (21)$$

ここで、 k , $k+1$ は時間 t , $t + \Delta t$ の値であることを意味している。

速度ポテンシャルの時間微分では時間及び鉛直

変位での展開が必要である。速度ポテンシャルとその時間及び鉛直方向微分を以下のようにテーラー展開する。

$$\phi^{k+1} = \phi^k + \Delta t \phi_t^k + \Delta \eta^{k+1} \phi_z^k + \frac{\Delta t^2}{2} \phi_{tt}^k + \Delta t \Delta \eta^{k+1} \phi_{tz}^k + \frac{(\Delta \eta^{k+1})^2}{2} \phi_{zz}^k + O(\Delta t^3) \quad (22)$$

$$\phi_t^{k+1} = \phi_t^k + \Delta t \phi_{tt}^k + \Delta \eta^{k+1} \phi_{tz}^k + O(\Delta t^2) \quad (23)$$

$$\phi_z^{k+1} = \phi_z^k + \Delta t \phi_{zt}^k + \Delta \eta^{k+1} \phi_{zz}^k + O(\Delta t^2) \quad (24)$$

ここで、 $\Delta \eta^{k+1} = \eta^{k+1} - \eta^k$ である。式(23)と(24)を式(22)に代入すると、次式が導かれる。

$$\phi_t^{k+1} = \frac{2}{\Delta t} \phi^{k+1} - \frac{2}{\Delta t} \phi^k - \phi_t^k - \frac{\Delta \eta^{k+1}}{\Delta t} (\phi_z^k + \phi_z^{k+1}) \quad (25)$$

ただし、 ϕ_z^{k+1} は次の式より求められる。

$$\phi_z^{k+1} = \phi_n^{k+1} \cos \theta + \phi_s^{k+1} \sin \theta \quad (26)$$

(6) 計算の手順

計算は静止状態から開始し、時間ステップごとに造波境界上の水位及び水平流速分布を与え、自由水面及び流体と浮体の界面における速度ポテンシャル ϕ 、水位及び浮体変位 η を陰的解法によって求める。図-2 は計算のフローチャートであり、これに沿って計算手順の概略を述べる。

- ① 速度ポテンシャル $\bar{\phi}^{k+1}$ を仮定する。
- ② 水位及び変位 $\bar{\eta}^{k+1}$ を仮定する。
- ③ $\bar{\phi}^{k+1}$ と $\bar{\eta}^{k+1}$ を境界積分方程式（式(16)）に代入し、求められた η_i^{k+1} と式(21)より η^{k+1} を計算する。
- ④ 次式を満足するまで③③を繰り返す。

$$\left| \frac{\eta^{k+1} - \bar{\eta}^{k+1}}{\eta^{k+1}} \right| \leq \varepsilon \quad (27)$$

上式が満足された段階で、ラプラス方程式を満足する ϕ と η の組み合わせが得られたことになる。

- ⑤ 自由水面及び界面での力学的条件(9), (11), (20), 及び式(25)に η^{k+1} を代入して、 ϕ^{k+1} を求める。
- ⑥ 次式を満足するまで①②③④⑤を繰り返す。

$$\left| \frac{\phi^{k+1} - \bar{\phi}^{k+1}}{\phi^{k+1}} \right| \leq \varepsilon \quad (28)$$

上式が満足されると、ラプラス方程式及び浮体の曲げ振動の式の両者を満足する ϕ と η が計算

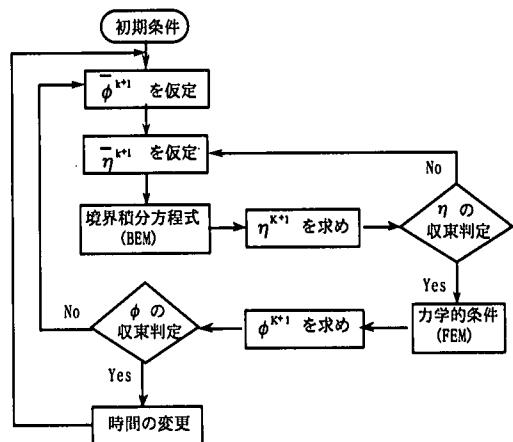


図-2 計算のフローチャート

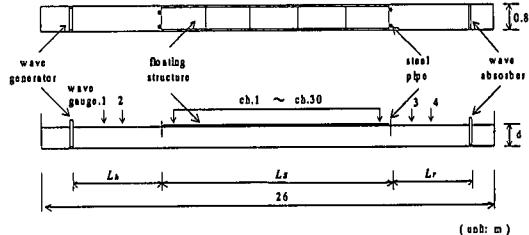


図-3 実験装置

されたことになる。

- ⑦ 次の時間ステップへ。

3. 検証実験

本解析法の有効性を検証するため、図-3 に示すような長さ 26m、幅 0.8m、深さ 1m の二次元造波水路を用いて浮体の波浪応答実験を行った。水路の両端に吸収式造波装置を設置し、一方で造波させ、他方で消波させる。弾性浮体の模型としては、長さ約 10m のポリエチレン板を使用しており、板厚は 10mm、20mm の 2 種類である。なお、市販のポリエチレン板の長さが 2m であるため、5 枚の板を接続して約 10m の連続板を作成した。ポリエチレン板の比重は 0.914、弾性係数はおおよそ 500MPa～600MPa の範囲であるが、温度によって変化するため、実験の前後に測定し、その平均値を用いた。

実際に浮体構造物を設置する際には、係留索あるいはドルフィン等の施設によって浮体が波の進行方向へ移動するのを制御することになる。係留力を対象とした実験であれば係留構造を忠実に再現する必要があるが、ここでの実験の目的が浮体の弾性変

形の計測であることから、図-3 に示すように鋼製パイプによって水平移動を抑制した。

浮体の前方及び後方開水域での水位変動を 2 台づつの容量線式波高計により計測し、浮体の鉛直変位を超音波式変位計を用いて 30 点で測定した。図-3 中での L_h , L_s , L_r はそれぞれ前方開水域、浮体、後方開水域の長さを意味し、全ての実験においてそれぞれ 5m, 10m, 5m とした。

入射波としては、規則波、不規則波及び孤立波を対象とした。なお、孤立波を扱った理由は、津波波形は個々の事例及び来襲海域によって異なり、標準的な波形を設定することが難しいため、ここでは孤立波によって津波の非周期性を模擬した。

規則波の実験では、水深を 0.6m、周期を 0.8~1.6 秒の 5 種類、入射波波高を 3.0cm として、浮体の鉛直変位及び変形の伝播速度を測定した。

不規則波の実験では、水深を 0.6m に設定し、有義周期 1.0 秒、有義波高 3cm の JONSWAP 型の不規則波を発生させた。造波信号としては、0.6~1.5Hz の 0.1Hz ごとの 10 成分の振幅及び位相を与えた。なお、成分数は現有造波装置の性能上の制約による。

孤立波に関する実験では、水深を 0.3, 0.4, 0.5, 0.6m の 4 種類、入射波高を 5cm として実験を行った。

4. 有効性の検証

(1) 規則波に対する浮体の応答

a) 解の収束性及び安定性

数値解の収束性に対する節点間隔 Δx と時間間隔 Δt の影響を検討する。空間分割は波長との比で、またある節点間隔での時間分割は波速を基準として表すのが一般的であるが、浮体の波浪応答の計算では、波長及び波速とも開水域での値と浮体下での値の 2 通りがある。一般に、両者とも浮体下での値の方が大きいことから、空間分割には開水域での波長 λ を、また時間分割では浮体下での波速 c_s を用いることとする。しかし、有限長の浮体下での波速の厳密解が存在しないため、本研究では以下に示す無限長の弾性平板下での波動の線型理論を用いる。なお、開水域での波長は通常の線型理論から求める。

$$c_s = \left[\frac{Dk^4 + \rho g}{mk^2 + \rho k \coth kd} \right]^{1/2} \quad (29)$$

ここで、 d は水深、 k は浮体下での波数を表す。

前述のように、有限長の弾性浮体の波浪応答に関する厳密解が存在しないため、ここでは数値解相互

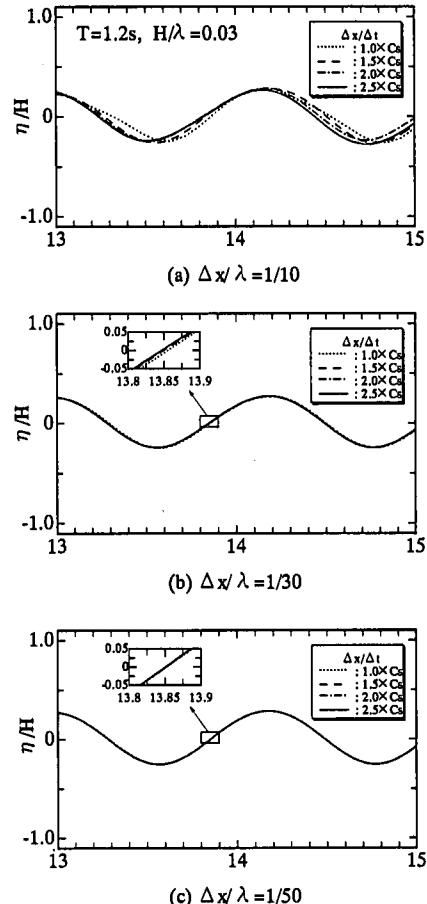


図-4 時間の細分化に伴う解の収束に対する空間分割の影響

の比較により収束性を検討する。空間分割を $\Delta x/\lambda = 1/10, 1/20, 1/30, 1/40, 1/50$ の 5 種類、時間分割を $\Delta t/\Delta x = 1.0 \times c_s, 1.5 \times c_s, 2.0 \times c_s, 2.5 \times c_s$ の 4 種類として、全ての組み合わせで計算を行った。なお、以下では式(27), (28)中の ε を 10^{-3} とした。図-4 は周期 1.2 秒、波形勾配 0.03 の場合の浮体中央点での鉛直変位の時間波形を比較したものである。空間分割が粗い場合（図-4(a)）には数値解相互に顕著な差があり、時間間隔 Δt を細かくしても一定な波形に収束しない。これに対し空間分割を細かくすると（図-4(b)）、数値解相互の差は小さくなり、時間間隔 Δt の減少と共に解は収束する。最も細かな空間分割 $\Delta x/\lambda = 1/50$ の場合（図-4(c)）には、数値解は時間間隔に係わりなくほぼ一致している。

空間及び時間間隔を細かくすると数値解は収束するが、それに伴い計算量も膨大となる。従って、解

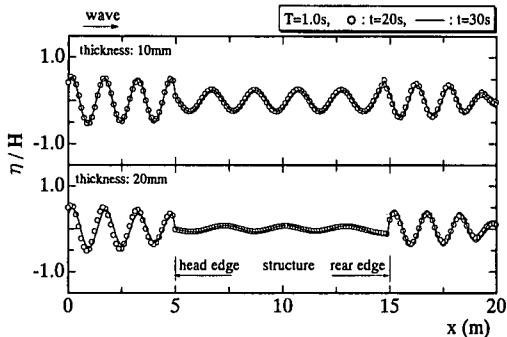


図-5 解析結果に対する計算時間の影響

が収束していると見なせる最大の分割が最適な分割といえる。 $\Delta x/\lambda = 1/30$ では $\Delta x/\Delta t = 1.0 \times c_s$ は他とは幾分差があり、 $\Delta x/\Delta t = 1.5 \times c_s$ 以上で収束していると見なせ、また $\Delta x/\lambda = 1/50$ では $\Delta x/\Delta t = 1.0 \times c_s$ でも充分である。本解析法では時間のステップ数に比べて、空間の分割数の方がより大きく計算時間を左右するため、最適な分割は $\Delta x/\lambda = 1/30$ 、 $\Delta x/\Delta t = 1.5 \times c_s$ となる。なお、この組み合わせは周期が 0.8~1.6 秒の範囲では、波形勾配が 0.04 まで有効であるが、それ以上の波形勾配の場合には空間あるいは時間分割をより細分する必要がある。

図-5 は異なる時刻での空間波形を比較したものである。浮体の厚さが 10mm の場合（図中の上段）には、造波開始後 20 秒の空間波形（○印）と 30 秒後の空間波形（実線）は、全計算領域を通して極めて良く一致しており、数値誤差の蓄積は見られない。浮体の厚さが 20mm の場合、前方開水域での波形に若干の差が見られるが、浮体の変位及び後方開水域での水位には差がないこと、及び反射率の小さい 10mm 板では前方開水域においても安定していることを考慮すると、この差は浮体からの反射を再現したものと判断される。

b) 解の精度

図-6 は前方及び後方開水域での水位と浮体の変位の時間波形を示しており、図中の○印は実験値、実線は数値解析結果である。浮体前端付近（図中の第 2 段）では、数値解は実験結果を極めて良く表現している。浮体中央及び後端付近（第 3、4 段）においても両者は一致しているが、数値解に比べて実験値がわずかに小さい。これは浮体模型として用いたプラスチック板の塑性変形及び面界等の摩擦によるエネルギー損失の影響が実験結果には含まれているためであると考えられる²⁹⁾。

図-7 は浮体変位の振幅の空間分布の例であり、前方開水域での水位変動の振幅との比で示してある。

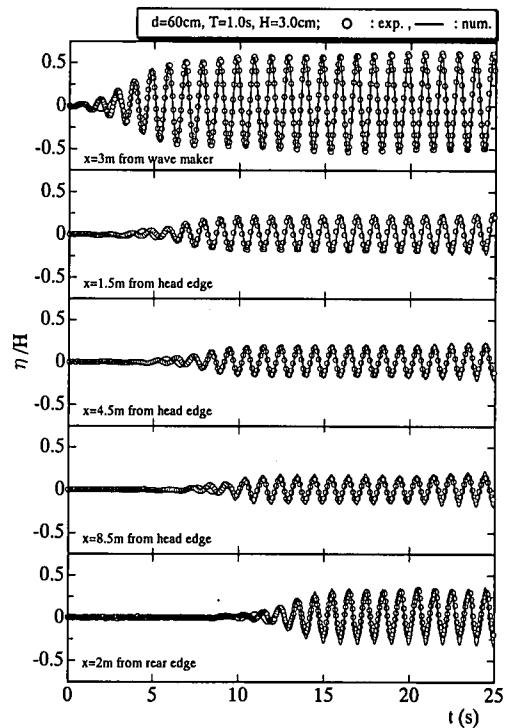


図-6 開水域での水位及び浮体の変位の時間波形に関する解析結果と実験値との比較

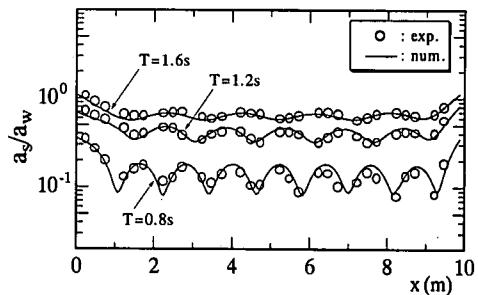


図-7 浮体変位振幅の分布に関する解析結果と実験値との比較

実験結果（図中○印）は応答の振幅が浮体前端付近で急激に減少し、浮体内部では浮体の長さ及び入射波周期に依存する振動モードが現れることを示しているが、解析結果（図中実線）はこれらをよく再現している。周期が短い場合、浮体の後半部分では実験値が解析結果よりわずかに小さくなっているが、これは前述の実験におけるエネルギー損失の影響である。

変位の伝播速度に関して、実験結果と数値解を比較したのが図-8 である。開水域での波速は短周期波ほど遅いのに対して浮体下ではむしろ早くなり、

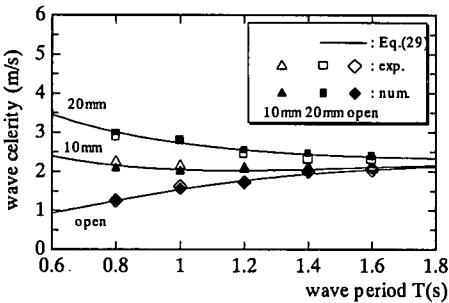


図-8 変位の伝播波速に関する解析結果と実験値との比較

その傾向は浮体が厚い程顕著となることなど、実験結果と解析結果は良く一致している。また、図中の実線は式(29)で示した連続弾性平板下の波動の線形解であり、実験及び数値解析の両者と良く一致していることから、時間分割の基準とする C_s を式(29)によって求めることの妥当性が認められる。

(2) 不規則波に対する浮体の応答

a) 解の収束性

不規則波を対象とした場合の数値解の収束性を検討するに当たり、時間分割に関しては規則波で得られた時間分割 $\Delta x/\Delta t = 1.5 \times c_{sp}$ (c_{sp} はピーク周波数と式(29)から計算される波速) を用い、いくつかの空間分割による数値解を比較した。図-9 は浮体中央点での時間波形の比較を示している。空間分割を小さくするにつれて数値解は収束し、本研究で行った実験の範囲では $\Delta x/\lambda_p = 1/40$ (λ_p はピーク周波数成分の開水域での波長) で収束した解が得られた。なお、不規則波を対象とした長時間の計算を行う場合には、反射率の高い浮体では造波境界面での反射により前方開水域が多重反射状態となり、解の安定性が確保できない場合も想定されるが、造波境界での開境界処理の方法としては大山ら²⁵⁾ や中村ら³⁰⁾ の方法が既に提案されている。

b) 解の精度

図-10 は不規則波の実験と数値解の比較を示している。図中の第1段は前方開水域での水位の時間波形であり、実験と数値解析での入射波はほぼ同一と見なせる。第2段は浮体前端より 1.5m の位置での比較であるが、数値解は実験結果を良く表現している。第3、4段はそれぞれ浮体のほぼ中央と後端付近での比較であり、実験値は数値解に比べて幾分小さな値をなっている。これは前節で述べたように、浮体下を進行する間のエネルギー損失に起因するものである。このような若干の差が見られるものの、

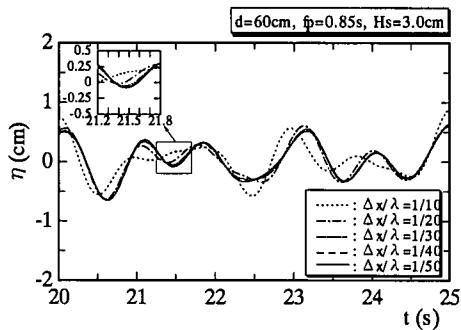


図-9 解の収束性に対する空間分割の影響

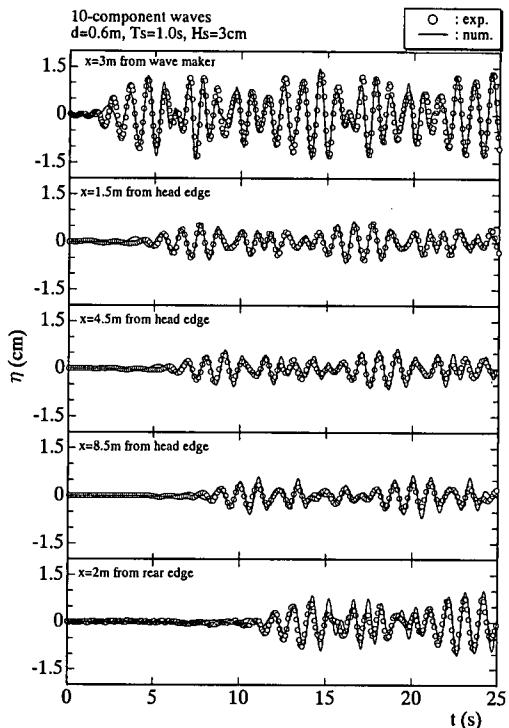


図-10 開水域での水位及び浮体の変位の時間波形

全体としては極めて良く一致している。第5段は、後方開水域での比較であるが、浮体変位の解析精度に比べて若干精度が低い。

(3) 孤立波に対する浮体の応答

a) 解の収束性及び安定性

周期波を対象とした計算では空間分割は波長との比で検討されるのに対して、孤立波では波長に代わって水深が用いられるのが一般的である（例えば、Grilli³¹⁾）。図-11 は浮体中央の変位の時間波形に対する $\Delta x/d$ の影響を示したものであり、時間分割

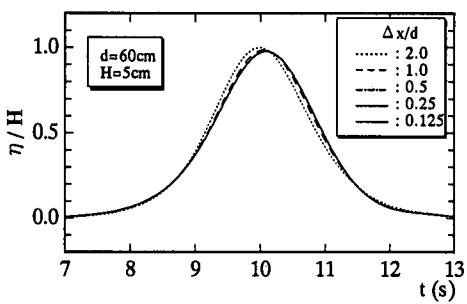
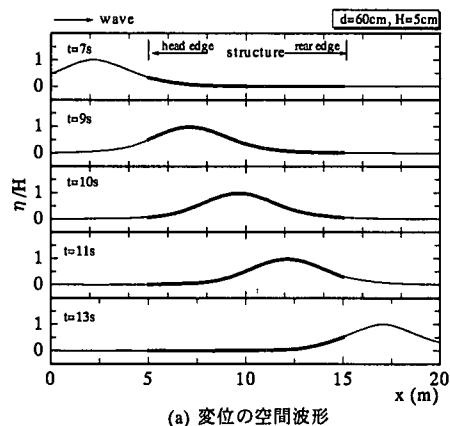


図-11 数値解に対する空間分割の影響



(a) 変位の空間波形

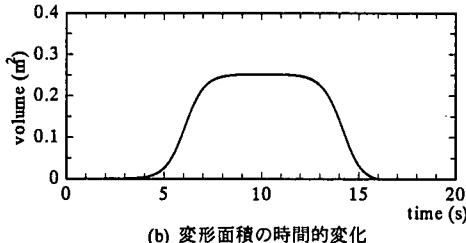


図-12 浮体変形の空間波形及び孤立波の面積

としては規則波での検討で得られた時間分割 ($\Delta x / \Delta t = 1.5 \times c_s$) が用いられている。なお、 c_s としては開水域での波速 c を代用するが、これは孤立波では両者の値がほぼ同一であることによる。 $\Delta x / d$ が 0.5 以下では数値解相互の差が見られず、解が収束していると言える。いずれの実験条件（波高 5cm、水深 30~60cm）に於いても同様な結果となつたことから、本論での範囲内では $\Delta x / d = 0.5$ とすることができる。

図-12(a)には孤立波の伝播に伴う浮体変形の空間波形を、また(b)には計算開始から終了までの孤立波の面積の時間変化を示してある。孤立波全体が計算領域内に存在することはあり得ないが、その大部

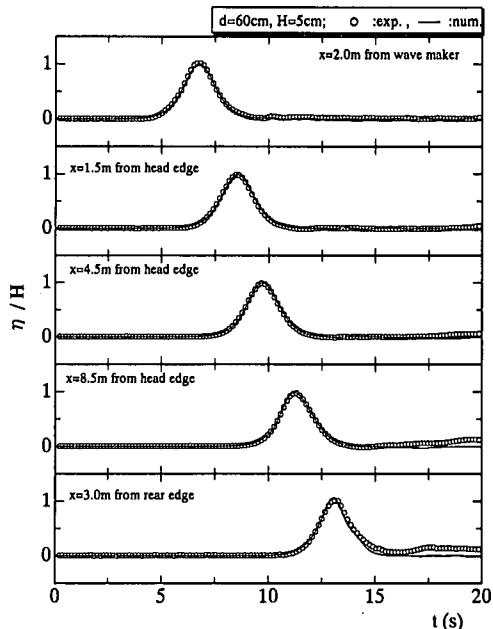


図-13 変形の時間波形の数値解と実験結果との比較

分が計算領域にある時間帯では面積は一定に保たれており、計算時間の経過に伴う誤差の蓄積は見られず、解が安定していることが分かる。

b) 解の精度

孤立波が浮体下を透過する間の、浮体の鉛直変位と浮体前後の開水域での水位の時間変化に関する数値解と実験値との比較を図-13 に示す。浮体変位(図中第2~4段)は前方開水域での水位(図中最上段)とほぼ同一の波形を保ち、後方開水域(図中最下段)へ透過しており、数値解(直線)は実験値(白丸)と極めて良く一致している。なお、孤立波通過後の水位あるいは浮体変位は、計算では静水位に戻るのに対して、実験結果は幾分大きな値となるが、これは実験では反射波の影響があるためである。

水深を浅くした場合には、図-14 に示すように浮体下を行進する間に波形の対称性が次第に失われ、非対称化が進むと孤立波本体を先行する分裂波(図中第3段)が発生する。本解析手法による数値解は、分裂の発生状況、孤立波本体及び分裂波の形状を良く表現している。

孤立波の分裂は浮体下での進行距離の増大と共に顕著となることから、浮体長 50m(本論では長さの縮尺を 1/100 と考えておき、浮体式空港が概ね 5km 程度であることに対応している)とした場合の計算を行った。図-15 に示すように、進行と共に規則的に分裂波が発生している様子が見られる。このような孤立波の分裂に関しては、これまでに報告された

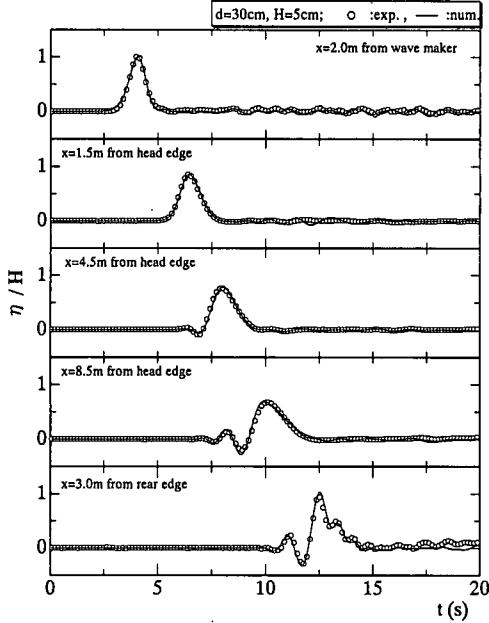


図-14 変形の時間波形の数値解と実験結果との比較

例は無く、浮体の構造設計に際しての重要な知見となろう。なお、分裂の発生機構に関しては未解明な部分が多くあり、現在検討を進めている。

5. 結語

本研究では、任意の波浪場に適用可能な大型浮体の弾性応答解析法として、境界要素と有限要素の接続による時間領域解析法を提案した。数値解相互の比較による解の収束性及び安定性の検討と模型実験結果との比較による解の精度の検証を行ったところ、本解析法は不規則波あるいは孤立波など、任意の波浪場での弾性応答を精度よく計算できることが明らかとなった。また、解の収束性、安定性、精度を保証する空間及び時間分割は、波長あるいは水深及び波速を基準として検討されており、実規模の計算に於いても計算量の極端な増加はない。また、本解析法は海底地形、構造物の質量あるいは剛性が分布する場合に対しても適用可能である。

孤立波に対する弾性応答の実験及び数値解析の結果、浮体下での孤立波が分裂することが見いだされた。これは、浮体の構造設計に当たっての重要な知見と言える。

謝辞：本研究での検証実験に際して、岩手大学工学部建設環境工学科笛本誠技官、当時同大学大学院生であった片山潤之介君（現世紀東急工業）、現在大

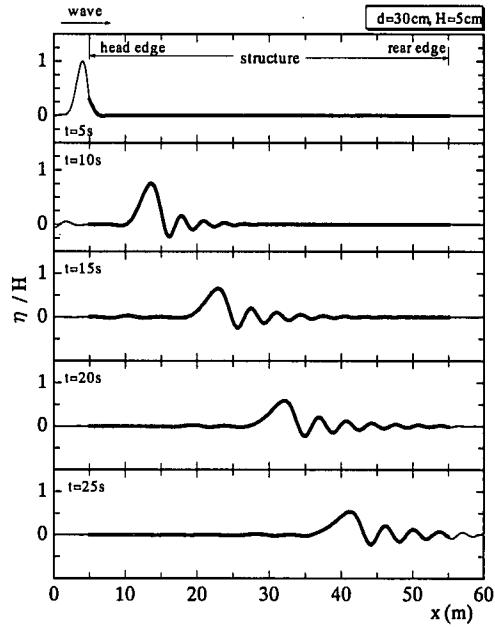


図-15 孤立波の分裂現象（浮体が長大な場合）

学院生である影佐拓也、平賀健司の両君の協力を得た。また、本研究の一部は平成9、10年度文部省科学研究費補助金（基盤研究(c)(2)、代表：岩手大学堺茂樹）によるものである。ここに、併せて謝意を表する。

参考文献

- 1) Toki, N.: A study on the behavior of huge floating structure in regular waves, Journal of Society of Naval Architects of Japan, Vol.146, pp.185-194, 1979.
- 2) Endo, H. and Hosino, K.: Parametric study on the dynamic response of floating compliant structures in regular waves, Proceedings of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Vol.3, pp.194-199, 1986.
- 3) 白石悟、米山治男、上田茂：弾性変形を考慮した長大浮体の波浪中の動搖特性の検討、海岸工学論文集、第41巻、pp.896-900、1994。
- 4) 前田久明、増田光一、宮島省吾、居駒知樹：ポンツーン型超大型浮体式海洋構造物の波浪中弾性応答に関する研究、日本造船学会論文集、第178号、pp.203-212、1995。
- 5) 齋木伸一：超大型浮体の流体力係数に及ぼす浅水影響、海岸工学論文集、第43巻、pp.926-930、1996。
- 6) 増田光一、居駒知樹、前田久明、宮島省吾：浅海域に設置された超大型浮遊式海洋構造物の波浪中弾性応答に関する研究、海岸工学論文集、第43巻、pp.946-950、1996。
- 7) 村井基彦、影本浩、藤野正隆：超大型浮体の波浪中弾性挙動の推定法について、日本造船学会論文集第181号、pp.123-134、1997。
- 8) Yamashita, S. and Harada, T. : A practical method

- of hydro-elastic analysis of a very large floating structure in head seas, Proceedings of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Vol.4, pp. 99-106, 1997.
- 9) 大松重雄：超大型ポンツーン型浮体の波浪中弹性応答計算, 日本造船学会論文集第 182 号, pp. 329-339, 1997.
- 10) 鈴木康正, 富田康大, 松森孝弘 : 可撓性浮体の波浪中動揺と消波特性の数値解析, 海岸工学論文集, 第 40 卷, pp. 896-900, 1993.
- 11) 宇都宮智昭, 渡邊英一, 岡村謙作, 中井幸治, 関田欣治, 太田英美 : 弹性変形を考慮した大型ポンツーン浮体の波浪応答特性について, 海岸工学論文集, 第 42 卷, pp. 961-965, 1995.
- 12) Yasuzawa, Y., Kagawa, K., Kawano, D. and Kitabayashi, K. : Dynamic response of a large flexible floating structure in regular waves, Proceedings of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Vol.4, pp. 187-194, 1997.
- 13) Hamamoto, T., Suzuki, A. and Fujita, k. : Hybrid dynamic analysis of large tension leg floating structures using brick elements, Proceedings of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Vol.4, pp. 195-202, 1997.
- 14) Isaacson, M. : Nonlinear wave effects on fixed and floating bodies, J. Fluid Mech., Vol.120, pp. 267-281, 1982.
- 15) 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 卷, pp. 886-890, 1993.
- 16) 喜岡 涉, 平岡慎司 : Boussinesq 方程式を用いた浮体まわりの波変形の解析, 海岸工学論文集, 第 41 卷, pp. 981-985, 1994.
- 17) 大山 巧, John 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 卷, pp. 946-950, 1995.
- 18) 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拳動解析, 海岸工学論文集, 第 43 卷, pp. 951-955, 1996.
- 19) 増田光一, 佐竹寛之, 高村浩彰, 宮崎 剛 : 津波による沿岸域に係留された浮体式構造物の運動と係留索張力応答の簡易推定法に関する研究, 海岸工学論文集, 第 43 卷, pp. 956-960, 1996.
- 20) 大山 巧, 土田 充, 瀧岡和夫 : 多成分連成法に基づく非線型不規則波動場中の浮体の動揺解析法, 土木学会論文集, No. 600/II-44, pp. 105-117, 1998. 8.
- 21) 劉 曜東, 堀 茂樹 : 弹性浮体の波浪応答に関する境界要素と有限要素の接続解法, 海岸工学論文集, 第 43 卷, pp. 991-995, 1996.
- 22) Liu, X.D. and Sakai, S. : BE-FE combined method for analysis on the dynamic response of large-scale floating structure to random waves, Proceedings of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Vol.4, pp. 203-209, 1997.
- 23) 堀 茂樹, 笹本 誠, 劉 曜東, 影佐拓也, 平賀健司 : 津波来襲時の大型弾性浮体の変形について, 海岸工学論文集, 第 45 卷, pp. 896-900, 1998.
- 24) 劉 曜東, 堀 茂樹, 鈴木隆裕 : 海底勾配を有する海域に設置した大型浮体の津波応答, 西部造船会会報, 第 97 号, pp. 87-94, 1999. 3.
- 25) 大山 巧, 瀧岡和夫 : 非線型不規則波動場を対象とした数値波動水槽の開発, 土木学会論文集, No. 429/II-15, pp. 77-86, 1991.
- 26) Brebbia, C.A. : The Boundary Element Method for Engineer, Pentech Press, 1980.
- 27) Clough, R.W. and Penzien, J. : Dynamics of Structure, McGraw-Hill, Inc., 1975.
- 28) Bathe, K. and Wilson, E. : Numerical Methods in Finite Element Analysis, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1976.
- 29) 堀 茂樹, 笹本 誠, 片山潤之介, 劉 曜東, 平山健一, 泉山 耕, 金田成雄 : 水板による不規則波の変形に関する実験, 海岸工学論文集, 第 43 卷, pp. 426-430, 1996.
- 30) 中村孝明, 田中良弘 : 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, pp. 11-15, 1991.
- 31) Grilli, S.T. and Svendsen, I. A. : Corner problems and global accuracy in the boundary element solution of nonlinear wave flows, Engineering Analysis with Boundary Elements, Vol. 7, No. 4, pp. 178-194, 1990.

(1998.6.22 受付)

TIME DOMAIN ANALYSIS ON HYDROELASTIC RESPONSE OF LARGE SCALE FLOATING STRUCTURE UNDER ARBITRARY WAVE CONDITIONS

Xiaodong LIU and Shigeki SAKAI

A numerical method is developed to analyze the hydroelastic responses of large-scale floating structure under waves. BEM is applied to evaluate the fluid motion and FEM to analyze the deformation of structure. By satisfying the continuity of the pressure and displacement on fluid-structure interface, the dynamic wave-structure interaction is simulated. A time domain solution under arbitrary wave condition is obtained just by prescribing the conditions on wave generation boundary for each time step, and this method is applicable to the cases with varied sea-bottom configuration and distributed structural mass or stiffness. The effect of space and time discretizations on the convergence and stability of solution for regular, random and solitary waves is discussed by comparing among numerical solutions. The validity of the present method is verified by comparing with experimental results for the three kind of waves mentioned above. Furthermore, the fission of a solitary wave under a large-scale flexible floating structure has been observed both in numerical analysis and experiment.