

浮体橋の波浪応答シミュレーションプログラムの開発

Development of response simulation program of a floating bridge subjected to irregular waves

渡邊 英一*, 宇都宮智昭**, 岡藤 孝史***, 村越 潤****, 麓 興一郎****

Eiichi Watanabe, Tomoaki Utsunomiya, Takashi Okafuji, Jun Murakoshi and Koichiro Fumoto

* Ph.D., 工博, 京都大学教授, 工学研究科土木工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

** 工博, 京都大学助教授, 工学研究科土木工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

*** 京都大学大学院, 工学研究科土木工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

**** 独立行政法人土木研究所, 構造物研究グループ (〒305-8516 つくば市南原 1-6)

This paper deals with development of a computer program for prediction of dynamic response of a floating bridge subjected to irregular waves in the time domain. In this paper, the floating bridge with separate-type floating foundations is considered. The floating foundations are modeled as rigid-bodies, each of which having six degree of freedoms, and the super-structure, which connects the floating foundations, is modeled as linear elastic-body. The mooring systems are modeled as springs having non-linear restoring force characteristics. Because of the frequency-dependence of the radiation wave forces, the memory effect has been taken into account in the time domain. The methodology of the developed program is presented with several numerical examples for a typical floating bridge with separate-type floating foundations.

Key Words: floating bridge, irregular waves, memory effect, non-linear restoring force

キーワード: 浮体橋, 不規則波, メモリー効果, 非線形復元力

1. はじめに

浮体橋の波浪応答解析では, 浮体橋の動揺により生ずる発散波の動水圧から受ける流体力 (以下, ラディエーション流体力) が周波数依存性を有することもあり, 周波数領域での解析が基本となっている。しかし, 特に高波浪時において波浪動揺が大きくなる場合には, チェーン係留や, ラバーフェンダーを用いたドルフィン係留において非線形の復元力特性が顕著となり, その非線形性を考慮するために時刻歴応答解析を行う必要が生ずる。一方で, ラディエーション流体力の周波数依存性を時間領域で表現するためには, 運動方程式において流体力のメモリー効果を考慮する必要がある。

本研究の目的は, メモリー効果を考慮した単独円筒浮体の波浪動揺シミュレーションプログラム¹⁾をさらに発展させ, 任意形状を有する浮体基礎に作用する不規則波浪による強制波力および変動漂流力, (周波数依存性を伴う) ラディエーション流体力, 係留系から受ける非線形復元力, さらに浮体橋上部工の弾性変形, の各項目を同時に考慮できる波浪応答シミュレーションプログラムを開発することである。なお, 主要な浮体橋の形式として, 連続ポンツ

ーン型浮体橋と, 分離ポンツーン型浮体橋の2つが考えられるが²⁾, 本研究では分離ポンツーン型浮体橋を解析対象として取り上げる。分離ポンツーン型浮体橋においては, ポンツーン部は一般に剛体としてモデル化可能であり, 流体と浮体との連成解析において, 浮体部の弾性変形の影響を考えなくてよい。また, ポンツーン間の間隔はポンツーン寸法に比べ十分に離れているものと仮定し, ポンツーン間の流体力学的相互干渉効果³⁾を無視できるものとする。

2. 解析手法

2.1 モード法を用いた運動方程式

流体力に関するメモリー効果を考慮した運動方程式は以下のようになる^{4,5)}。

$$\sum_{j=1}^N \left[m_{ij} + a_{ij}(\infty) \right] \ddot{x}_j + B_{ij} \dot{x}_j + \int_0^t L_{ij}(\tau) \dot{x}_j(t-\tau) d\tau + C_{ij} x_j + G_i(x_i) = F_i(t) \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (1)$$

ここで, x_j : 節点変位ベクトル, m_{ij} : 質量マトリクス, $a_{ij}(\infty)$: 周波数無限大時の付加質量マトリクス, B_{ij} : 線形減衰係数マトリクス, $L_{ij}(\tau)$: メモリー影響関数マトリク

ス, C_{ij} : 剛性マトリクス, $G_i(x_i)$: 非線形係留力ベクトル, $F_i(t)$: 外力ベクトル, N : 総自由度数である。本研究では、この運動方程式を用いて解析を行う。

メモリー影響関数マトリクス $L_{ij}(t)$ は、造波減衰係数のフーリエコサイン逆変換から計算することができる。

$$L_{ij}(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty b_{ij}(\omega) \cos \omega t d\omega \quad (2)$$

ここで、 $b_{ij}(\omega)$: 造波減衰係数マトリクスである。

また、周波数無限大時における付加質量マトリクス $a_{ij}(\infty)$ は、次式において適当な ω を設定することによって得られる。

$$a_{ij}(\omega) - a_{ij}(\infty) = -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty b_{ij}(\omega') \frac{d\omega'}{\omega^2 - \omega'^2} \quad (3)$$

ここで、 $a_{ij}(\omega)$: 付加質量マトリクスである。

本研究ではモード法を用いて運動方程式を解く。 $\{\phi\}$: 各モード毎の固有ベクトルの集合, $\{\zeta\}$: モード応答振幅とすると、 $\{x\} = \{\phi\}\{\zeta\}$ と表される。式(1)に代入し、さらに両辺の各項に左から $[\phi]^T$ をかけると、以下の式が導かれる。

$$\begin{aligned} & [\phi]^T [m + a(\infty)] \ddot{\zeta} + [\phi]^T [B] \dot{\zeta} + [\phi]^T [C] \zeta \\ & = -[\phi]^T \{G(x)\} + [\phi]^T \{F(t)\} - \int_0^t [\phi]^T [L(\tau)] \zeta(t-\tau) d\tau \end{aligned} \quad (4)$$

ただし、非線形係留力の項、及びメモリー効果の項を右辺に移項して、見かけ上の外力とみなした。ここで、 $[\phi]^T [m + a(\infty)] \ddot{\zeta} = [I]$ と正規化すると、式(4)は次のようになる。

$$\begin{aligned} & \ddot{\zeta} + [\phi]^T [B] \dot{\zeta} + [\omega^2] \zeta \\ & = -[\phi]^T \{G(x)\} + [\phi]^T \{F(t)\} - \int_0^t [\phi]^T [L(\tau)] \zeta(t-\tau) d\tau \end{aligned} \quad (5)$$

ただし、 $[\omega^2]$ は、固有値 ω_r^2 を対角項とする対角マトリクスである。固有値 ω_r^2 ならびに対応する固有ベクトル $\{\phi_r\}$ は以下の固有値問題から求まる。

$$-\omega_r^2 [m + a(\infty)] \{\phi_r\} + [C] \{\phi_r\} = \{0\} \quad (6)$$

2.2 メモリー影響関数及び周波数無限大時の付加質量

メモリー影響関数 $L_{ij}(t)$ は式(2)によって定義されているが、FFT を適用するため、以下のような式変形を行う。

$$\begin{aligned} L_{ij}(\tau) &= \frac{2}{\pi} \int_0^\infty b_{ij}(\omega) \cos(\omega \tau) d\omega \\ &= 4 \int_0^\infty b_{ij}(f) \cos(2\pi f \tau) df \\ &= 4 \int_0^{f_{\max}} b_{ij}(f) \cos(2\pi f \tau) df \end{aligned} \quad (7)$$

$f_{\max}$ は無限積分の打ち切り数であり、 $b_{ij}(f) = 0$ となるような周波数 f 以上とすべきである。ここで

$$f_{\max} = N\Delta f \quad (8)$$

とし、等間隔な周波数 $f = n\Delta f$ ($n = 0, 1, \dots, N$) ごとに $b_{ij}(f)$ が評価されている時、式(7)は台形積分公式を利用すると以下ようになる。

$$\begin{aligned} L_{ij}(\tau) &= 2\Delta f [b_{ij}(0) + 2 \sum_{n=1}^{N-1} b_{ij}(n\Delta f) \cos(2\pi n\Delta f \tau) \\ &\quad + b_{ij}(N\Delta f) \cos(2\pi N\Delta f \tau)] \end{aligned} \quad (9)$$

ここで、 $\tau = m\Delta \tau$ ($m = 0, 1, \dots, N$) 毎に $L_{ij}(\tau)$ の計算を

$$\Delta \tau = \frac{1}{2f_{\max}} \quad (10)$$

の条件で行うと、式(9)は次式のように書き表される。

$$\begin{aligned} L_{ij}(m\Delta \tau) &= 2\Delta f \left[b_{ij}(0) + 2 \sum_{n=1}^{N-1} b_{ij}(n\Delta f) \cos\left(\frac{mn\pi}{N}\right) \right. \\ &\quad \left. + b_{ij}(N\Delta f) (-1)^m \right] \quad (m = 0, 1, \dots, N) \end{aligned} \quad (11)$$

この変換により、メモリー影響関数の計算に FFT を適用して、高速な数値計算を行うことが可能となる。

周波数無限大時の付加質量 $a_{ij}(\infty)$ は式(3)より、矩形積分公式を利用して

$$\begin{aligned} a_{ij}(\infty) &\approx a_{ij}(f_{\max}) + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{f_{\max}} \frac{b_{ij}(f)}{f_{\max}^2 - f^2} df \\ &= a_{ij}(f_{\max}) + \frac{\Delta f}{\pi^2} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{b_{ij}(n\Delta f) + b_{ij}((n+1)\Delta f)/2}{f_{\max}^2 - ((n+1/2)\Delta f)^2} \end{aligned} \quad (12)$$

と書き表せる。ここでは、 $f = f_{\max}$ を選択周波数とした。

2.3 Newmark- β 法による時刻歴シミュレーション

モード法を適用した運動方程式(4)を、Newmark- β 法⁶⁾による時刻歴シミュレーションにより解く。ここで、運動方程式左辺における減衰マトリクスは

$$[\phi]^T [B] [\phi] = \begin{bmatrix} 2h\omega_1 & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & 2h\omega_M \end{bmatrix} \quad (13)$$

で対角化されるとする。ただし、 h はモード減衰である。この時、式(5)は

$$\ddot{\zeta}_m + 2h\omega_m \dot{\zeta}_m + \omega_m^2 \zeta_m = H_m(t), \quad (m = 1, \dots, M) \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \{H(t)\} &= -[\phi]^T \{G(x)\} + [\phi]^T \{F(t)\} \\ &\quad - \int_0^t [\phi]^T [L(\tau)] \zeta(t-\tau) d\tau \end{aligned} \quad (15)$$

と、モード毎の運動方程式に、見かけ上の分離表現が可能である。本研究では、式(14)、(15)を基本として Newmark- β 法のアルゴリズムを構成する。Newmark- β 法では、時刻 $t + \Delta t$ におけるモード座標系に関する速度及び変位が次の公式から得られる。

$$\dot{\zeta}_m(t+\Delta t) = \dot{\zeta}_m(t) + \frac{(\Delta t)^2}{2} \{\ddot{\zeta}_m(t) + \ddot{\zeta}_m(t+\Delta t)\} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \zeta_m(t+\Delta t) = & \zeta_m(t) + \frac{\Delta t}{1!} \dot{\zeta}_m(t) + \frac{(\Delta t)^2}{2!} \ddot{\zeta}_m(t) \\ & + \beta(\Delta t)^3 \frac{\ddot{\zeta}_m(t+\Delta t) - \ddot{\zeta}_m(t)}{\Delta t} \end{aligned} \quad (17)$$

本研究では、平均加速度法に相当する $\beta = 1/4$ を採用する。式(16), (17)を運動方程式(14)に代入し、 $\ddot{\zeta}_m(t+\Delta t)$ に関して解くと、

$$\begin{aligned} \ddot{\zeta}_m(t+\Delta t) = & \frac{H_m(t+\Delta t) - 2h\omega_m \{\dot{\zeta}_m(t) + (\Delta t/2)\ddot{\zeta}_m(t)\} - \omega_m^2 \{\zeta_m(t) + \Delta t\dot{\zeta}_m(t) + (1/2 - \beta)(\Delta t)^2 \ddot{\zeta}_m(t)\}}{1 + 2h\omega_m(\Delta t/2) + \omega_m^2 \beta(\Delta t)^2} \end{aligned} \quad (18)$$

外力項 $H_m(t+\Delta t)$ でのメモリー効果の項を $\hat{H}_m(t+\Delta t)$ で表し、 $t = k\Delta t$ とおくと、

$$\begin{aligned} \hat{H}_m(t+\Delta t) = & -\int_0^{t+\Delta t} [\phi_m]^T [L(\tau)] [\phi] \{\dot{\zeta}(t+\Delta t-\tau)\} d\tau \\ = & -[\phi_m]^T \int_0^{t+\Delta t} [L(\tau)] \{\dot{x}(t+\Delta t-\tau)\} d\tau \\ = & -[\phi_m]^T \sum_{j=0}^k \int_{j\Delta t}^{(j+1)\Delta t} [L(\tau)] \{\dot{x}(t+\Delta t-\tau)\} d\tau \end{aligned} \quad (19)$$

ここで、 $[L(\tau)]$ 及び $\{\dot{x}(t+\Delta t-\tau)\}$ のいずれも、 $\tau = j\Delta t$ から $\tau = (j+1)\Delta t$ の区間内で直線的に変化すると仮定すると、式(19)は以下のように変形できる。

$$\begin{aligned} \hat{H}_m(t+\Delta t) = & -[\phi_m]^T \sum_{j=0}^k \left[\frac{1}{3} L((j+1)\Delta t) + \frac{1}{6} L(j\Delta t) \right] \{\dot{x}(t+\Delta t - (j+1)\Delta t)\} \\ & + \left[\frac{1}{6} L((j+1)\Delta t) + \frac{1}{3} L(j\Delta t) \right] \{\dot{x}(t+\Delta t - j\Delta t)\} \Delta t \end{aligned} \quad (20)$$

式(20)において、 $j=0$ の時のみ未知量 $\{\dot{x}(t+\Delta t)\}$ が式中出现される。そこで、この場合のみ

$$\{\dot{x}(t+\Delta t)\} = \{\dot{x}(t)\} + \Delta t \{\ddot{x}(t)\} \quad (21)$$

と近似すると、式(20)は以下のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} \hat{H}_m(t+\Delta t) = & -[\phi_m]^T \left[\left[\frac{1}{2} L(\Delta t) + \frac{1}{2} L(0) \right] \{\dot{x}(t)\} + \Delta t \left[\frac{1}{6} L(\Delta t) + \frac{1}{3} L(0) \right] \{\ddot{x}(t)\} \right. \\ & + \sum_{j=1}^k \left[\frac{1}{3} L((j+1)\Delta t) + \frac{1}{6} L(j\Delta t) \right] \{\dot{x}(t+\Delta t - (j+1)\Delta t)\} \\ & \left. + \left[\frac{1}{6} L((j+1)\Delta t) + \frac{1}{3} L(j\Delta t) \right] \{\dot{x}(t+\Delta t - j\Delta t)\} \right] \Delta t \end{aligned} \quad (22)$$

式(22)の右辺には、時刻 $t+\Delta t$ における値が陽に含まれないため、収束計算の必要がなく、各タイムステップにおいて一度だけ評価すればよい。この近似を行うことによる誤差は、円筒浮体の1自由度系(heave)における運動において近似前と近似後の結果を比較することで、ほとんど生じな

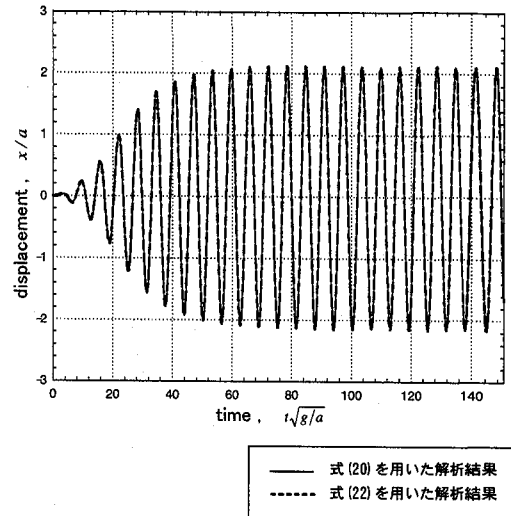


図-1 式(20), (22)における時刻歴応答解析結果の比較

いことを確認した。その結果の一例を図-1に示す。ここで、円筒浮体の半径 $a = 1$ 、喫水 $D = 0.5$ 、水深 $h = 10$ 、入射波の片振幅波高 $A = 1$ 、無次元化周期 $T\sqrt{g/a} = 1.0$ とした。この時の円筒浮体の heave 応答変位を無次元化時間 $t\sqrt{g/a}$ に対してプロットした。式(20)及び式(22)に基づく解析結果はほぼ完全に一致しており、式(22)の近似計算を用いても十分に精度の高い結果が得られることが確認できる。その他の外力(強制波力、変動漂流力、非線形係留力)については後述する。

3. 解析プログラムの構成

第2章で示された解析手法に基づき、本研究で開発した解析プログラム全体の構成を図-2に示す。図-2中で特に、メモリー影響関数の計算(memory)にFFTを利用する点、及び Newmark- β 法による時刻歴応答解析プログラムにおいて、2.3で示した収束計算の必要がないメモリー効果の計算アルゴリズムの導入を行っている点に大きな特徴がある。以下、その概要について述べる。

まず、境界要素法に基づく任意3次元形状に適用可能な線形流体力解析プログラム(kubem)⁷⁾により、入射波周波数 f (Hz)ごとの浮体基礎単体に対する流体力を算出する。なお、この流体力解析プログラム(kubem)の出力値は、円筒浮体群に関する解析解との比較により、十分な精度を有することが検証されている³⁾。

次に、メモリー影響関数ならびに周波数無限大における付加質量マトリクスを式(11)および(12)に基づくプログラム(memory)により求める。このうち、周波数無限大における付加質量マトリクスの値は、浮体橋の弾性骨組みモデル(FEMモデル)において、浮体基礎の浮面心位置に設けた節点においてこれを入力する必要がある。

FEMモデルの実固有値解析は汎用有限要素法解析プログラムにより行う(例: NASTRAN や ANSYS 等)。線形の係留バネについては、このFEMモデルに含めるが、非線形

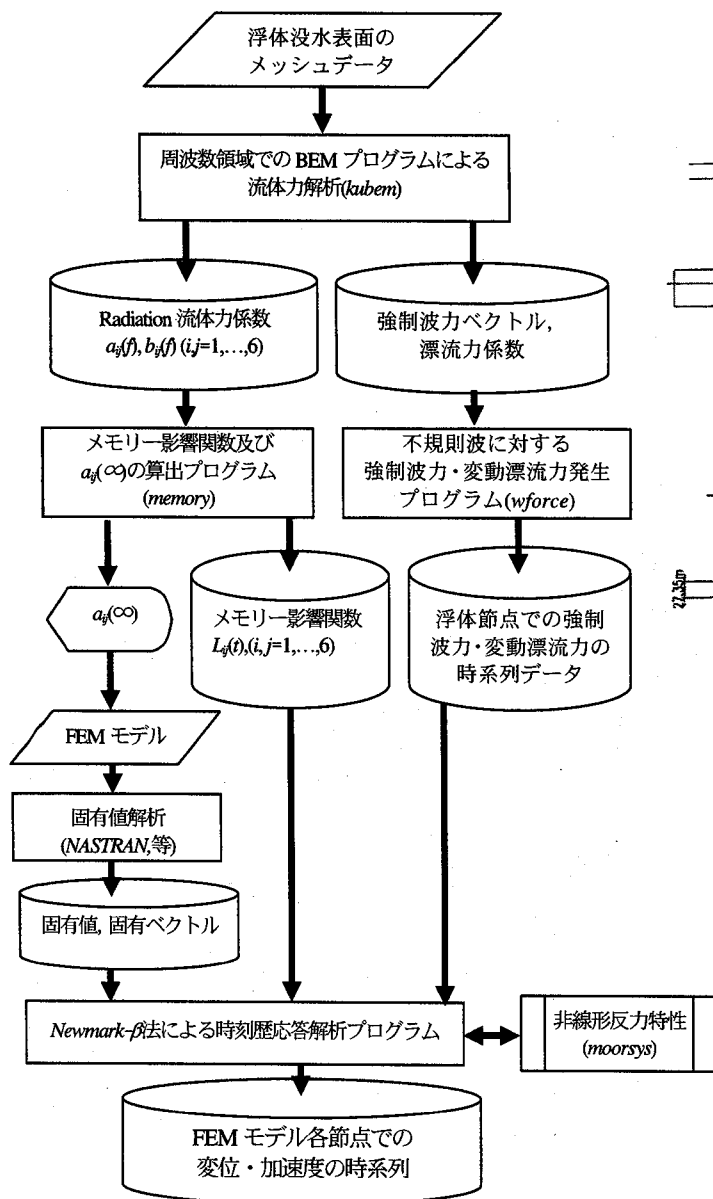


図-2 解析のフローチャート

反力特性を有する係留系については、時刻歴応答解析時に外力項として扱うことになるため、FEMモデルには含めない。なお、NASTRAN等の汎用有限要素法プログラムによる固有値解析の出力結果ファイルから、固有値及び固有ベクトルのみをファイルとして取り出しておく。

一方、FEMモデルの節点に与える外力の時刻歴波形をそれぞれ専用のプログラムで用意する。不規則波浪に対する一次強制波力ならびに変動漂流力は、wforceプログラムにより計算する。

以上、固有値・固有ベクトルデータ、メモリ影響関数マトリクスデータ、強制波力・変動漂流力の時刻歴データを入力データとして、Newmark-β法に基づく時刻歴応答解析を行う。ここで、非線形特性を有する係留系反力については、別途、サブルーチンとしてコーディングした係留システム計算プログラム(moorsys)を呼び出すことで、これを考慮する。

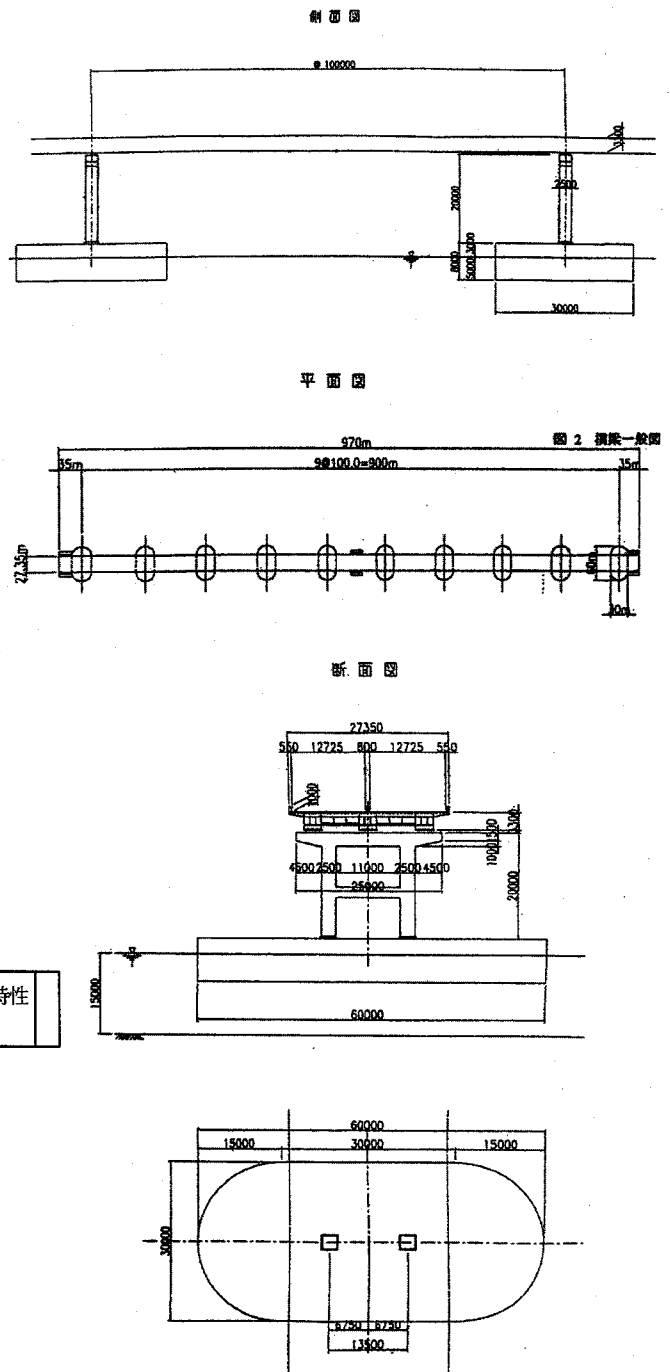


図-3 浮体橋モデル (表記のないものは単位: mm)

4. 浮体橋モデルに対する解析例

4.1 解析モデル

図-3に示す浮体橋モデルを解析するため、図-4に示すように、弾性梁要素を使用してFEMモデルを作成した。ここで、浮体基礎の浮面心位置に節点を設け、浮体基礎のラディエーション流体力係数や強制波力をこの節点に関して算出、入力する。また係留系は、桁位置におけるフェンダー係留とポンツーン部におけるチェーン係留が併用

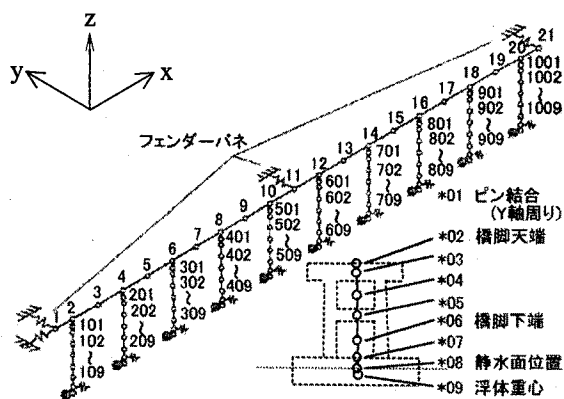


図-4 浮体橋の解析モデル

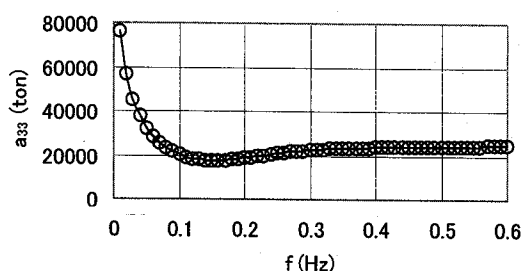


図-5 付加質量 a_{33}

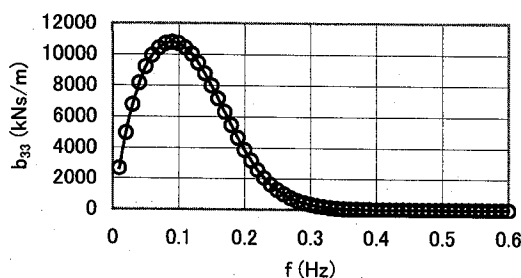


図-6 造波減衰係数 b_{33}

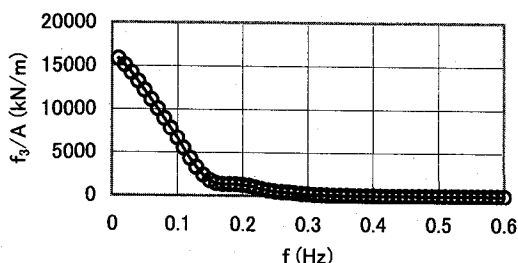


図-7 強制波力の複素振幅 X_3

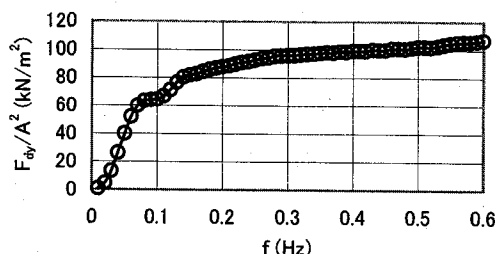


図-8 定常波漂流力係数 F_{Dr}

されたものを考え、おのおの非線形バネあるいは等価線形バネとして考慮する。なお、浮体基礎位置において橋脚を固定した場合の上部工のみの振動特性は、桁の鉛直一次曲

げモードの固有周波数が 0.647Hz 、水平一次曲げモードの固有周波数が 6.22Hz である。

座標系は図-4に示すとおり、橋軸方向に X 軸を、鉛直上方に Z 軸を、これと右手系をなすように Y 軸をとる。また、surge(X 軸方向の並進運動 $j=1$)、sway(Y 軸方向の並進運動 $j=2$)、heave(Z 軸方向の並進運動 $j=3$)、roll(X 軸回りの回転運動 $j=4$)、pitch(Y 軸回りの回転運動 $j=5$)、yaw(Z 軸回りの回転運動 $j=6$)の6自由度運動が浮体基礎それぞれに対して定義される。

4.2 流体力解析

まず、浮体基礎単位について、各流体力係数を求める必要がある。浮体基礎を1辺の長さが最大 1.25(m) となるようにメッシュ分割し、境界要素法に基づく流体力解析プログラム(kubem)により、入射波周波数 $f=0.01\sim 0.60\text{(Hz)}$ まで 0.01(Hz) 毎の付加質量 $a_{ij}(f)$ 、造波減衰係数 $b_{ij}(f)$ 、強制波力の複素振幅 $X_i(f)$ 、定常波漂流力係数 $F_{Di}(f)$ を算出した。付加質量及び造波減衰係数は8成分、強制波力の複素振幅は6成分存在するが、それらの一部を例として図-5から図-8に示した。一般にメモリー影響関数の計算においては、高周波数領域までの計算が必要となるため、非正則周波数(Irregular Frequency)の影響が問題となるが、ここではその影響を回避したプログラムを使用している⁷⁾。入射波周波数が高くなると、付加質量(図-5)、定常波漂流力係数(図-8)はある一定値に近づいていき、一方、造波減衰係数(図-6)、強制波力の複素振幅(図-7)はゼロに漸近することが確認できる。

次に、メモリー影響関数及び周波数無限大時における付加質量マトリクスを求める。メモリー影響関数にも8成分が存在しているが、heave方向成分を図-9に示した。

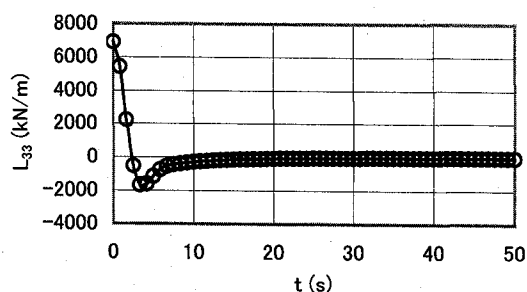


図-9 メモリー影響関数 $L_{33}(t)$

4.3 規則波(等価線形バネモデル)

まず、強制波力として規則波を与えた場合について、各周波数毎の単位片振幅波高に対する応答関数の解析を行った。係留系は線形バネと近似している。波の振幅は 1.0(m) 、入射角は橋軸直角方向で、各浮体基礎に同位相で入射するものとする。検証は時刻歴応答の振幅が周波数応答の振幅と一致することを利用して行った。なお、周波数応答の振幅は汎用有限要素法解析プログラム NASTRAN を用いて算出した。節点 508 番の sway 方向(橋軸直角方向)、

heave 方向(鉛直方向), 及び roll 方向において, 検証結果を図-10 に示した. 両者はほぼ一致しており, 本プログラムにより時刻歴応答シミュレーションが正しく行われていると言える.

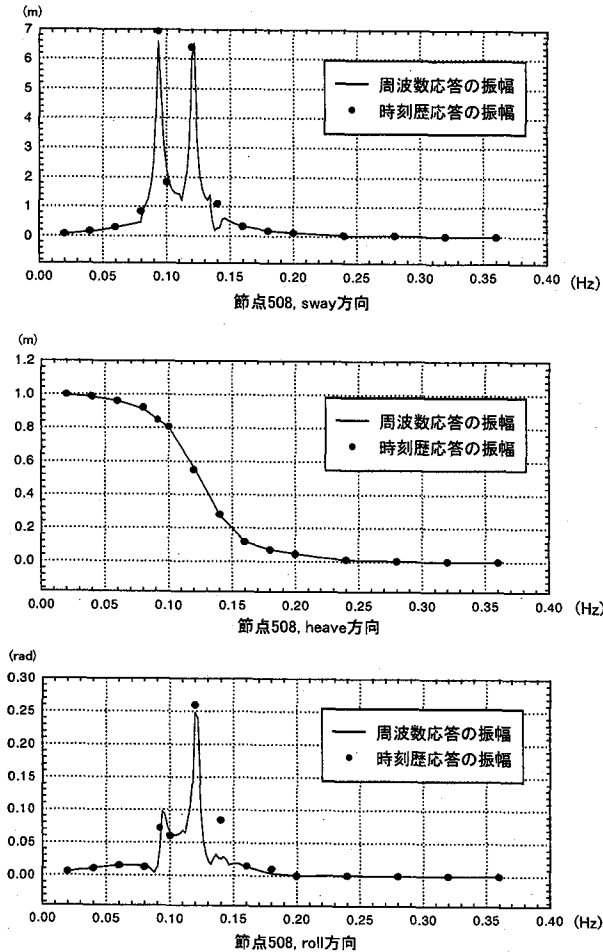


図-10 解析結果の検証(規則波, 節点 508 番)
(縦軸—振幅, 横軸—入射波周波数)

4.4 不規則波(等価線形バネモデル)

次に, 強制波力として不規則波が入射する場合について解析を行う. ここでも, 係留系は線形バネとして近似している. 波の入射角は橋軸直角方向で, 各浮体基礎に同位相で入射するとする. 不規則波浪は多数の周波数成分がランダムな位相で重なり合ったものであると考え, 波のスペクトルから不規則変動の時系列を作成する方法を用いる. 波のスペクトルを N 個のストリップの和で近似し, 次式のように N 個の規則波を重ね合わせて不規則波浪の時系列をつくる.

$$\zeta(t) = \sum_{k=1}^N \sqrt{2S(\bar{\omega}_k) \Delta\omega_k} \cos(\bar{\omega}_k t + \theta_k) \quad (23)$$

$$\bar{\omega}_k = \frac{\omega_k + \omega_{k-1}}{2}, \quad \Delta\omega_k = \omega_k - \omega_{k-1} \quad (24)$$

ただし, $S(\omega)$: 波のスペクトル, θ_k : $0 < \theta_k < 2\pi$ における一様な乱数, である. ここで, $\Delta\omega_k$ を等間隔にとる

のが最も簡便であるが, 長時間のシミュレーションを行うと, 同じ波形が繰り返し現れる欠点がある. そこで, $S(\bar{\omega}_k) \Delta\omega_k$ の面積を等しくとり, $\Delta\omega_k$ の間隔を変化させる方法を採用する^{8,9)}. 波のスペクトルとして *Bretschneider* & 光易の式を用いた場合, 式(23)は以下のように表される.

$$\zeta(t) = \sum_{k=1}^N a_k \cos(\omega_k t + \theta_k) \quad (25)$$

$$a_k = 0.3536 H_{1/3} N^{-1/2}, \quad \omega_k = 6.33 T_{1/3}^{-1} \left[\ln \frac{2N}{2k-1} \right]^{-1/4}$$

ただし, $H_{1/3}$: 有義波高(m), $T_{1/3}$: 有義波周期(s). これより, この不規則波浪に対応した一次強制波力の時系列は,

$$F_i(t) = \sum_{k=1}^N \operatorname{Re} [a_k X_i(\omega_k) e^{i(\omega_k t + \theta_k)}], \quad (i=1, 2, \dots, 6) \quad (26)$$

により発生させることができる. ここで, $X_i(\omega_k)$: 一次強制波力の複素振幅である.

プログラムの検証は, 時刻歴応答解の分散の値と周波数応答解の分散の値が等しくなることを利用して行った. ただし, 有義波高 $H_{1/3}=1.0(\text{m})$, 有義波周期 $T_{1/3}=6.0(\text{s})$ として不規則波力の時系列データを作成した. 表-1 に節点 508 番の heave 方向, 及び sway 方向について, 検証結果を示した. 両者がほぼ一致していることから, 時刻歴応答解析は正しく行われていると考えられる.

表-1 不規則波を与えた時の応答解析結果の検証

	節点 508 番 鉛直方向	節点 508 番 橋軸直角方向
時刻歴応答解の 分散値	0.01513	0.3724
周波数応答解の 分散値	0.01549	0.3781
相対誤差	2.32(%)	1.51(%)

変動漂流力の発生法としては, *Newman* の方法として知られている, 次式に基づく方法を用いる.

$$F_D(t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \zeta_i \zeta_j T_{ij} \cos[(\omega_i - \omega_j)t + (\theta_i - \theta_j)] \quad (27)$$

ただし, T_{ij} は規則波中の定常波漂流力の応答関数で, $T_{ii} \zeta_i^2$ が規則波中の定常波漂流力となる. 本研究では, この定常波漂流力の応答関数として浮体動揺抑制時の係数を用いる. これは, 通常は安全側と考えてよい.

ここでは有義波高 $H_{1/3}=1.0(\text{m})$, 有義波周期 $T_{1/3}=5.0(\text{s})$ として不規則波力・変動漂流力の時系列データを作成した. 作成された一次強制波力, 変動漂流力の sway 方向の時系列データを図-11, 図-12 に示す. また, これらの力を受けた時の節点 508 番, sway 方向における時刻歴応答変位及び加速度を図-13, 図-14 に示す. なお, 解析は実時間で 20 分間(1200 秒)について行い, いずれも安定した結果

を得られることを確認した。図には最初の 250 秒間のみの応答の時系列を示す。大きく突出した値もなく安定した結果が得られており、プログラムの安定性が保証されたと考えられる。

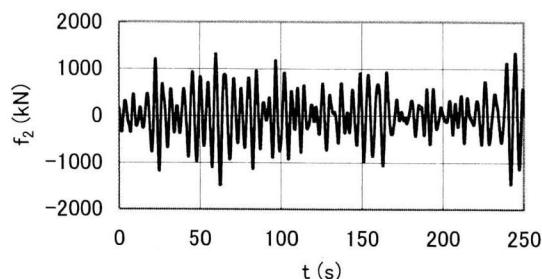


図-11 一次強制波力の時刻歴波形(sway 方向)

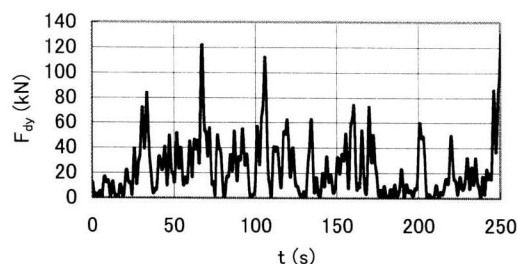


図-12 変動漂流力の時刻歴波形(sway 方向)

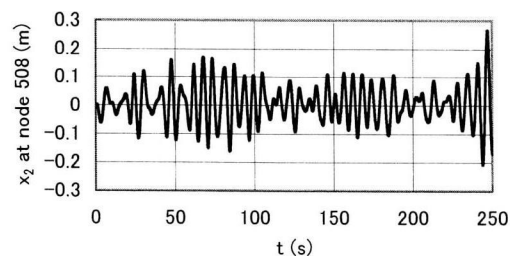


図-13 節点508でのsway方向の応答変位の時刻歴

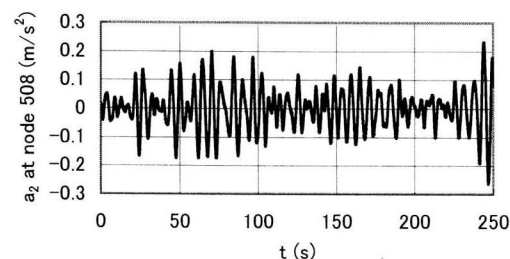


図-14 節点508でのsway方向の応答加速度の時刻歴

4.5 非線形係留力を考慮した解析例

非線形バネ特性を有するモデルでの解析を行った。本研究では、式(14)、(15)のように非線形係留力も見かけ上の外力として与える。非線形係留力は節点変位 x から求まるが、その変位 x は時刻 $t + \Delta t$ における値でなければならない。そのため、非線形係留系がモデルに含まれる

場合には、各タイムステップで収束計算を行っている。

ここで想定しているフェンダー(3000RH)の反力特性を図-15に、チェーン係留による浮体変位-水平反力曲線を図-16に示した。まず NASTRAN により、等価線形バネの入力部分を取り除いたデータに対して固有値解析を行う。そして不規則波力・変動漂流力の時系列データには、図-12、図-13の時と同様のデータを用い、時刻歴応答解析を行った。

得られた解析結果を、節点 508 番, sway 方向と heave 方向の時刻歴応答変位について、図-17及び図-18に示す。また, sway 方向の時刻歴応答加速度を図-19に示す。長時間(1200 秒間)のシミュレーションにおいても発散やノイズの混入などがなく、安定した応答結果が得られた。(図には最初の 250 秒間のみを示している)。概してその振幅は、対応する線型モデルの応答とほぼ同程度となっているが、非線形バネモデルの方が若干長周期応答が顕著に表れている。これは、図-14と図-19の比較から分かるとおり、加速度応答が非線形バネモデルで低減していることから確認できる。また、図-18の heave 応答において、鉛直方向への定常沈下が再現されているが、これは、チェーン初期張力の鉛直方向成分の作用による。定常力による釣合計算が同時に計算されることも、本プログラムの大きな特徴となっている。

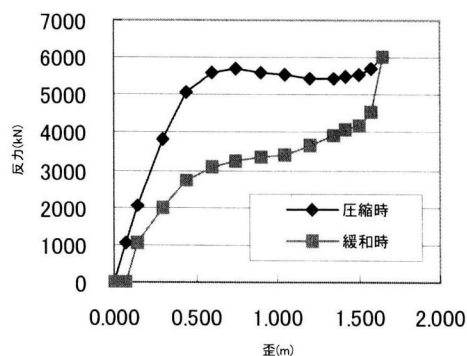


図-15 フェンダー3000RHの反力特性

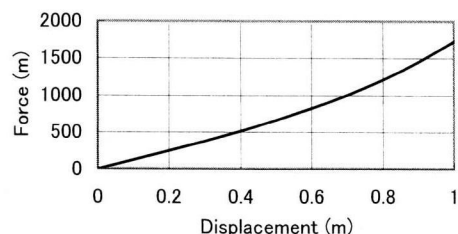


図-16 チェーン係留による浮体変位-水平反力曲線

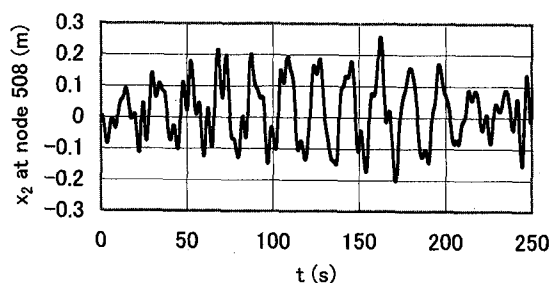


図-17 節点 508 での sway 応答変位 (非線形係留系)

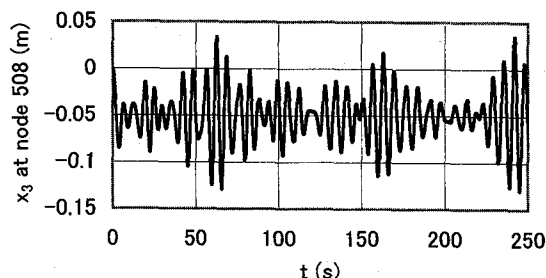


図-18 節点 508 での heave 応答変位 (非線形係留系)

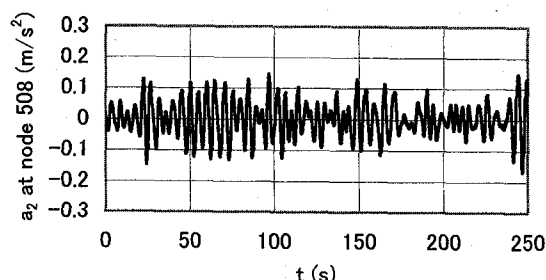


図-19 節点 508 での sway 応答加速度 (非線形係留系)

5. まとめ

分離ポンツーン型浮体橋を対象として、不規則波浪による強制波力、変動漂流力、周波数依存性を有するラディエーション流体力、係留系から受ける非線形復元力、さらに浮体橋上部工の弾性変形を同時に考慮できる時刻歴応答シミュレーション手法およびプログラムの開発をおこなった。また、開発された手法を用いて、想定された浮体橋モデルに対する数値計算例を示した。本プログラムにおいては、ラディエーション流体力の周

波数依存性の効果をメモリー影響関数により考慮しているため、従来の手法でおこなわれていたような、時刻歴応答の卓越周波数と付加質量・造波減衰係数に対する周波数を一致させるための収束計算過程が省略できる。また、不規則波と変動風を外力として同時に考慮する場合など、応答の卓越周波数が決定しづらい場合も実際にはでてくると予測されるが、そのような解析においても本手法は有効に用いられると考えられる。

今後、本解析手法をベースに風・波を同時に受ける浮体橋の応答シミュレーション手法に拡張するとともに、その実験的検証をおこなうことが重要課題として挙げられる。

なお本研究は、独立行政法人土木研究所公募型委託研究「浮体橋の波浪・風作用下での動揺解析手法の開発」の一部として、新日本製鐵(株)、日立造船(株)、(株)建設技術研究所との共同研究として実施されたものである。

参考文献

- 1) 渡邊英一, 宇都宮智昭, 吉澤直, 平原伸幸, 麓興一郎, 松永昭吾, 伊藤恭平: メモリー効果を考慮した浮体の時刻歴波浪応答解析, 構造工学論文集, Vol. 48A, pp. 963-969, 2002.
- 2) 土木学会鋼構造委員会浮体橋の研究小委員会: 浮体橋の設計指針(案), 2002.
- 3) 渡邊英一, 宇都宮智昭, 橋本達典, 平原伸幸, 麓興一郎: 円筒浮体群に作用する波力の解析解, 構造工学論文集, Vol. 48A, pp. 947-956, 2002.
- 4) W. E. Cummins: The impulse response functions and ship motion, Schiffstechnik, Vol. 9, pp. 101-109, 1962.
- 5) 高木又男, 新井信一: 船舶・海洋構造物の耐波理論, 成山堂, pp. 567-575, 1996.
- 6) 戸川隼人: 有限要素法による振動解析, サイエンス社, pp. 28-102, 1975.
- 7) 渡邊英一, 宇都宮智昭, 川辺俊輔: 非正則周波数の除去された波浪解析・発散問題のための高次境界要素法, 計算工学講演会論文集, Vol. 7, pp. 385-388, 2002.
- 8) 日本海事協会: 係留システム設計指針, 1983.
- 9) H. Fujii, K. Ikegami, M. Shuku: Design of mooring system of storage barges in shallow water, Applied Ocean Research, Vol. 4, pp. 41-50, 1982.

(2002年9月13日受付)