

メモリー効果を考慮した浮体の時刻歴波浪応答解析

Wave response analysis of a floating body in the time-domain considering memory effect

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††

Eiichi Watanabe, Tomoaki Utsunomiya, Nao Yoshizawa, Nobuyuki Hirahara, Koichiro Fumoto, Shogo Matsunaga and Kyohei Ito

* 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)

† 工修, (株)建設技術研究所, 九州支社道路本部技術第2部 (〒810-0041 福岡市中央区大名 2-4-12)

††† 工博, (株)建設技術研究所, 大阪支社道路本部技術第2部 (〒540-0008 大阪市中央区大手前 1-2-15)

This paper presents a method to predict dynamic responses of a floating body in the time domain. Because of the frequency-dependence of the radiation wave forces, the memory effect must be taken into account when the responses are evaluated in the time domain. Although the formulations firstly developed by Cummins (1962) have been well-known for this purpose, the effective numerical procedure has not yet been established. This study employs FFT (Fast Fourier Transform) algorithm to evaluate the memory effect function, and the equations of motion of an integro-differential type are solved by Newmark- β method. Numerical examples for a truncated circular cylinder have indicated the effectiveness of the proposed numerical procedure.

Key Words: floating body, memory effect, fluid-structure interaction, wave response

キーワード: 浮体, メモリー効果, 流体構造物相互作用, 波浪応答

1. はじめに

浮体の波浪応答解析は、付加質量ならびに造波減衰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、フェンダーを用いてドルフィン係留される浮体の高波浪時動揺解析等、非線形の復元力特性を考慮しなければならない場合には、時間領域での解析が必要となる。あるいは、系が完全に線形系であっても、浮体への航空機着陸時挙動を扱う場合等には、過渡応答を求めるために、やはり時間領域での解析を実施する必要がある。簡易的には、流体力係数の算出時の周波数と時刻歴応答結果の代表的な応答周波数が一致するように収束計算をおこなうことで十分な評価が可能な場合もある¹⁾が、長周期動揺が浮体の主要な動揺に重畳し、代表周波数がひとつに決まらない場合、あるいは、過渡応答が重要となる場合等、このような近似解析法が適用できない場面も多い。

本研究では、Cummins(1962)²⁾によって最初に定式化された、流体力のメモリー効果を考慮した運動方程式に基づく時刻歴応答計算法について検討する。本定式化によれば、周波数領域で求められる流体力係数を用いて、時間領域での運動方程式を構成できるため、自由表面条件ならびに無

限遠境界条件を厳密に満たす Green 関数を用いることで、理論上は厳密な解析をおこなうことが可能となる。また、周波数領域での応答解析のために開発された流体力解析プログラムが有効に活用できるメリットも大きい。

既に、メモリー効果を考慮した浮体の時間領域での応答解析に関して多くの報告³⁻⁵⁾があるが、計算中であらわれる各種無限積分の取り扱いや、時間方向の差分計算法はそれぞれ異なっており、必ずしも、その数値計算法が確立されている訳ではない。

そこで本研究では、メモリー影響関数の計算に FFT (高速フーリエ変換) を用い、また時間領域での応答計算法として Newmark- β 法を用いる数値解析法を構成し、その有効性について検討した。本解析法によれば、従来、メモリー影響関数を求めるのに多大の計算時間を要していたのが FFT の採用によりかなり短縮できるものと思われる。また、Newmark- β 法には非線形の復元力特性を組み込み易く、将来その様なプログラム拡張にも容易に対応できるものと思われる。解析結果の検証のため、他方法で計算された解析結果の存在する円筒浮体についての数値例を示す。

2. 運動方程式ならびに数値解析法

流体力のメモリー効果を考慮したメモリー影響関数と動揺加速度との畳み込み積分を用いて表される次式を本研究では用いる¹⁾²⁾。

$$\sum_{j=1}^6 \{ [m_{ij} + \mu_{ij}(\infty)] \ddot{\xi}_j + \int_0^t L_{ij}(\tau) \ddot{\xi}_j(t-\tau) d\tau + C_{ij} \dot{\xi}_j \} = F_i(t) \quad (i=1,2,\dots,6) \quad (1)$$

ここで、 $i=1,2,3$ は、それぞれ x,y,z 軸方向の力、 $i=4,5,6$ は、それぞれ x,y,z 軸まわりのモーメント、 $j=1,2,3$ は、それぞれ x,y,z 軸方向の並進運動、 $j=4,5,6$ は、それぞれ x,y,z 軸まわりの回転運動を表す。ここで、 m_{ij} : 質量、 C_{ij} : 静的復元力、 $F_i(t)$: 外力、 $\mu_{ij}(\infty)$: 周波数無限大における付加質量、 $L_{ij}(t)$: メモリー影響関数である。

メモリー影響関数 $L_{ij}(t)$ は次式により計算することができる。

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

ここで、 $\lambda_{ij}(\omega)$: 造波減衰である。

周波数無限大における付加質量 $\mu_{ij}(\infty)$ には次の性質があることが知られている。

$$\mu_{ij}(\omega_1) - \mu_{ij}(\infty) = -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty \lambda_{ij}(\omega') \frac{d\omega'}{\omega_1^2 - \omega'^2} \quad (3)$$

ここで、 $\mu_{ij}(\infty)$: 付加質量である。

メモリー影響関数 $L_{ij}(t)$ ならびに周波数無限大時の付加質量 $\mu_{ij}(\infty)$ を求めるため、まず付加質量 $\mu_{ij}(\omega)$ 、造波減衰 $\lambda_{ij}(\omega)/\omega$ の値を周波数領域計算により算出する。本研究では、水波 Green 関数を用いた境界要素法プログラム、および固有関数展開法に基づきこれらの値を算出した。

式(2)に基づいてメモリー影響関数 $L_{ij}(t)$ を計算する際、既往の多くの研究は、本式をそのまま数値積分により評価している³⁾⁵⁾。これに対し本研究では、造波減衰 $\lambda_{ij}(\omega)/\omega$ の値を FFT アルゴリズムによりフーリエ逆変換してメモリー影響関数 $L_{ij}(t)$ を求めた。積分区間を 0 から ω_{max} までに近似し、その区間を $(N+1)$ 個の短冊に分割し矩形積分を行う。ここで、 $\Delta\omega = \omega_{max}/(N+1)$ とする。また、 $t = m\Delta t$ ($m=1, 2, \dots$)、 $\Delta t = \pi/\omega_{max}$ とおくことで式(2)は次式のように変形することができる。

$$L_{ij}(m\Delta t) = \frac{2}{\pi} \Delta\omega \sum_{n=1}^N \sin \left(\frac{mn\pi}{N+1} \right) \frac{\lambda_{ij}(n\Delta\omega)}{n\Delta\omega} \quad (4)$$

時刻歴応答シミュレーションを行うプログラムは Newmark- β 法に基づいて作成した。本研究で実際に用いた数値計算アルゴリズムを具体的に以下に示す。

$$M \ddot{\xi} + C \dot{\xi} + K \xi = F(t) \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \ddot{\xi}(t+\Delta t) &= \{ M + (\Delta t/2)C + \beta(\Delta t)^2 K \}^{-1} \\ &\quad \left\{ F(t+\Delta t) - C \left\{ \dot{\xi}(t) + \frac{\Delta t}{2} \ddot{\xi}(t) \right\} \right. \\ &\quad \left. - K \left\{ \xi(t) + \Delta t \dot{\xi}(t) + \left(\frac{1}{2} - \beta \right) (\Delta t)^2 \ddot{\xi}(t) \right\} \right\} \quad (6) \end{aligned}$$

$$\dot{\xi}(t+\Delta t) = \dot{\xi}(t) + (\Delta t/2) \ddot{\xi}(t) + \dot{\xi}(t+\Delta t) \quad (7)$$

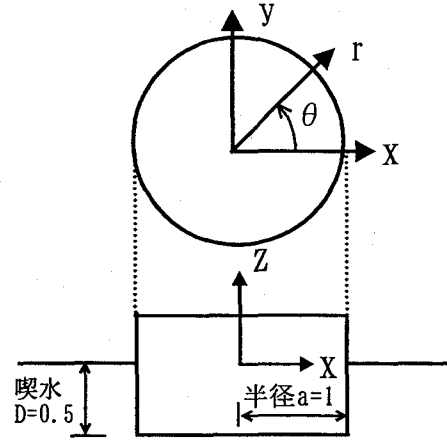


図-1 円筒浮体

$$\begin{aligned} \xi(t+\Delta t) &= \xi(t) + \frac{\Delta t}{1!} \dot{\xi}(t) + \frac{(\Delta t)^2}{2!} \ddot{\xi}(t) \\ &\quad + \beta(\Delta t)^3 \frac{\ddot{\xi}(t+\Delta t) - \ddot{\xi}(t)}{\Delta t} \quad (8) \end{aligned}$$

ここで、 M : 質量マトリックス、 C : 減衰マトリックス、 K : 剛性マトリックス、 $F(t)$: 外力である。 $M, C, K, F(t)$ の値を設定し、初期値 $\xi(0), \dot{\xi}(0)$ を与え、式(6)-(8)の計算により $\xi, \dot{\xi}, \ddot{\xi}$ を求める。本研究では安定性を重視し、 $\beta=1/4$ を用いた⁶⁾。

3. Heave 方向自由振動の解析と検証

図-1 に示す、無限水深中に設置された半径 $a=1.0$ 、喫水 $D=0.5$ の円筒浮体について、その Heave 方向 (Z 軸方向) の自由振動の解析をおこなう。これを時間領域で定義される水波 Green 関数を用いて時間領域で直接、円筒浮体の Heave 方向の自由運動を求めた Newman(1985)⁷⁾ の解析結果と比較する。なお、Newman(1985)⁷⁾ の用いた方法は軸対称問題に関してはその有効性が確認されているが、一般の3次元問題に対しては時間領域 Green 関数の高速かつ精度の高い計算が困難であることから未だ実際の計算例はほとんど見当たらない⁸⁾。

以下においては、解析は全て無次元量で行い、表記も全て無次元量で行うこととする。有次元量については $\sim$ をつけてそれと示す。無次元化においては、半径 $\tilde{a}$ 、重力加速度 $\tilde{g}$ 、流体密度 $\tilde{\rho}$ を基準有次元量とする。

1 自由度系(Heave 運動)としての自由振動については初期変位を $\xi_3(0)=0, \dot{\xi}_3(0)=1$ とした時、運動方程式は次式で表わされる⁷⁾。

$$\begin{aligned} \{ m_{33} + \mu_{33}(\infty) \} \ddot{\xi}_3 + \int_0^t L_{33}(\tau) \ddot{\xi}_3(t-\tau) d\tau \\ + L_{33}(t) + C_{33} \dot{\xi}_3 = 0 \quad (9) \end{aligned}$$

$$m_{33} = m = \frac{\tilde{m}}{\tilde{\rho} \tilde{a}^3} = \frac{\tilde{\rho} \pi \tilde{a}^2 \tilde{D}}{\tilde{\rho} \tilde{a}^3} = \pi a^2 D = 0.5\pi$$

$$C_{33} = \frac{\tilde{C}_{33}}{\tilde{\rho} \tilde{g} \tilde{a}^2} = \frac{\tilde{\rho} \tilde{g} \tilde{A}}{\tilde{\rho} \tilde{g} \tilde{a}^2} = A = \pi$$

ここで、 $\tilde{A}$ ：円筒浮体の水線面における断面積、である。

また Newman(1985)⁷⁾より無限水深・周波数無限大の時の付加質量が $\mu_{33}(\infty) = 1.7414$ ($D = 0.5$) と与えられる。式(9)

の $\int_0^t L_{33}(\tau) \ddot{\xi}_3(t-\tau) d\tau + L_{33}(t)$ を右辺に移項し、メモリー影響関数を含む項を外力として扱うことで、式(5)と一致するので Newmark- β 法を用いて式(9)を解くことができる。

フーリエ逆変換により計算したメモリー影響関数の値を、Newman(1985)⁷⁾の $L_{33}(t)$ グラフと比較した結果を図-2に示す。Newman(1985)⁷⁾より、 t の値が大きくなるにつれ $L_{33}(t)$ は次式の関数に近づき、 $t > 10$ 付近から一致することがわかっている。

$$L_{33}(t) \sim -2\pi t^{-3} - (24\pi + 48\mu_{33}(0))t^{-5} \quad (10)$$

$$\mu_{33}(0) = 2.3775$$

$t > 10$ の検証は式(10)の関数と比較して検証した。算出値は $t \leq 10$ の範囲では Newman(1985)⁷⁾のグラフと、 $t > 10$ の範囲では式(10)の関数と良好に一致しており、FFT を用いた計算法が有効に用いられることがわかる。

作成したプログラムによる自由振動の時刻歴応答解析結果を Newman(1985)⁷⁾の $\xi_3(t)$ グラフと比較した結果を図-3に表す。2つのグラフは良好に一致しており、本解析手法の自由振動解析に関する有効性が検証された。なお、式(9)の計算において、メモリー影響関数 $L_{33}(t)$ の積分は、0 から解析継続時間にわたって実施する必要があり、その最終時刻までの $L_{33}(t)$ の値が必要となる。しかし、図-2より、 $L_{33}(t)$ は十分大きな t において0に漸近するため、 $t > 16$ の範囲では $L_{33}(t) = 0$ として扱った。

4. Heave 方向の波浪動揺解析

一般に自由浮体においては、Heave 運動は他の運動と連成せず、1自由度系としての解析が可能である。そこで、前節で検証した解析手法、プログラムを基本として、1自由度系(Heave 運動)としての時刻歴波浪応答解析を行い、周波数領域での応答解と比較することで、解析値の検証をおこなう。解析モデルは前節と同じ喫水/半径比0.5の円筒浮体であるが、一定の有限水深 $h = 10$ とした。

4.1 メモリー影響関数と周波数無限大での付加質量

まず、メモリー影響関数 $L_{33}(t)$ 、周波数無限大における付加質量 $\mu_{33}(\infty)$ をそれぞれ式(2),(3)によって求める。 $L_{33}(t)$ については、前節と同じ手法によって求める。周波数無限大における付加質量 $\mu_{33}(\infty)$ は、式(3)により、ある特定の周波数における付加質量 $\mu_{33}(\omega_i)$ と、造波減衰 $\lambda_{33}(\omega) / \omega$ の値を用いて計算する。

造波減衰のフーリエ逆変換を行ってメモリー影響関数 $L_{33}(t)$ を計算するプログラムは前章で検証済みであるが、こ

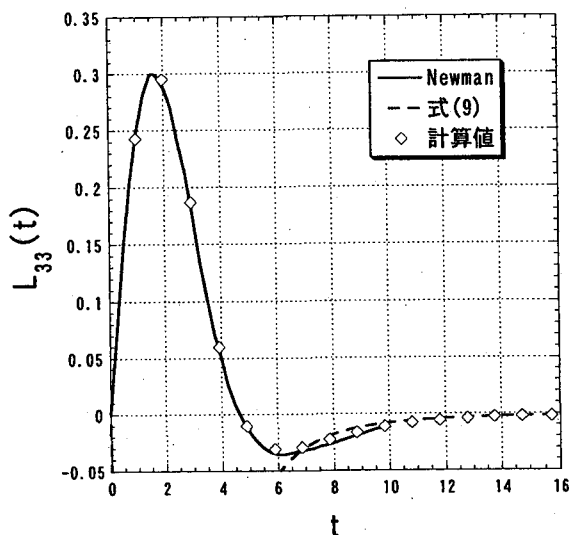


図-2 メモリー影響関数

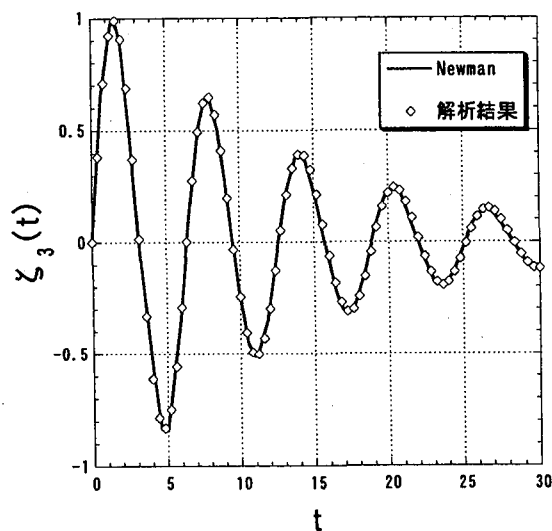


図-3 自由振動の時刻歴応答解析の検証

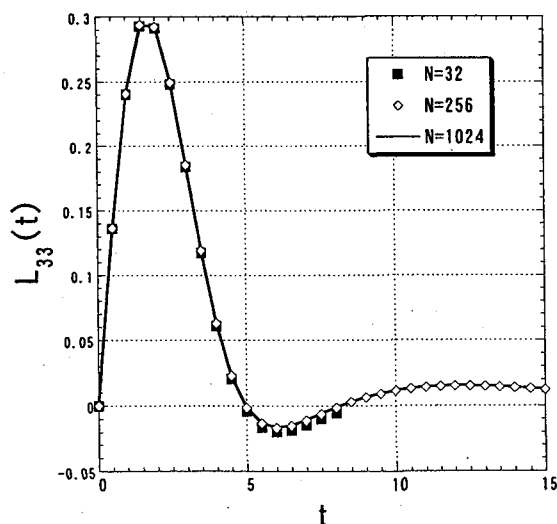


図-4 フーリエ逆変換の計算精度

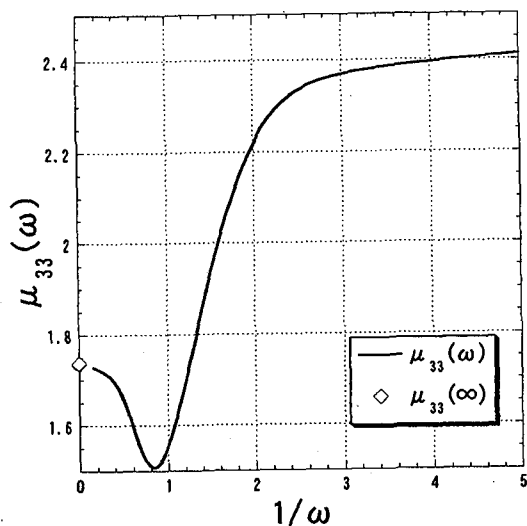


図-5 周波数無限大での付加質量

ここではその計算精度についての確認を行った。

造波減衰が十分小さくなる $\omega > 2\pi$ の範囲で $\lambda_{33}(\omega)/\omega = 0$ とおき、実質的な積分区間となる $0 < \omega < 2\pi$ を N 個に分割し、 $N = 32, 256, 1024$ それぞれについて FFT により $L_{33}(t)$ を求めた。計算結果を図-4 に示す。図-4 より、分割数 N が少なくなると、長時間についての $L_{33}(t)$ を計算することができなくなるが、計算精度には顕著な変化はないことがわかる。以下、 $N = 1024$ に対して計算された $L_{33}(t)$ を用いて応答解析をおこなった。

式(3)により周波数無限大における付加質量 $\mu_{33}(\infty)$ を計算する際、造波減衰の周波数無限大までの積分を実施する必要があるが、メモリー影響関数を求める時と同様に、 $\omega > 2\pi$ の高周波数域における造波減衰を 0 とおき、有限区間積分で近似した。式(3)中の特定の周波数 ω_1 については、 ω_1 の広い範囲に対して $\mu_{33}(\infty)$ は一定値が得られるとされており³⁾、 ω_1 の値の選定にはそれ程気を使わなくてよい。図-5 より、 $\mu_{33}(\omega)$ の値が $1/\omega \rightarrow 0$ において、 $\mu_{33}(\infty)$ に漸近しており、ほぼ正しい $\mu_{33}(\infty)$ の値が計算されたものと考えられる。

4.2 規則波に対する波浪動揺解析

規則波として正弦波による強制波力を与えた際の時刻歴応答シミュレーションを行う。運動方程式は次式のように表される。

$$\{m_{33} + \mu_{33}(\infty)\} \ddot{\xi}_3 + \int_0^t L_{33}(\tau) \ddot{\xi}_3(t-\tau) d\tau + C_{33} \dot{\xi}_3 = H_A X_3(\omega_1) \sin \omega_1 t \quad (11)$$

ここで、 ω_1 は与える正弦波の周波数、 H_A は正弦波の無次元化波高である。ここでは $H_A = 1$ とする。 $X_3(\omega)$ は単位振幅波高あたりの波力である。 $X_3(\omega)$ の値は周波数領域計算により算出する。

周波数応答の振幅は次式で表される。

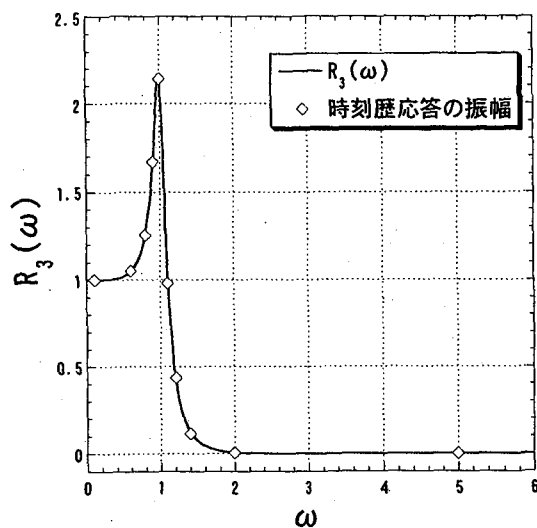


図-6 規則波に対する波浪動揺解析の検証

$$R_3(\omega) = \frac{\bar{\xi}_3(\omega)}{H_A} = \frac{iX_3(\omega)}{-\omega^2 \{m_{33} + \mu_{33}(\omega)\} - i\omega \{\lambda_{33}(\omega)\} + C_{33}} \quad (12)$$

ここで、 $\bar{\xi}_3(\omega)$: 無次元化された周波数応答の振幅、 $R_3(\omega)$: 周波数 ω の正弦波の波高 H_A に対する周波数応答の振幅 $\bar{\xi}_3(\omega)/H_A$ である。

一方、時刻歴応答の振幅については、異なる周波数の正弦波を 10 通り与えそれぞれについて時刻歴応答解析を行い振幅を求めた。正弦波の周波数は $\omega_1 = 0.1, 0.6, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.2, 1.4, 2.0, 5.0$ の 10 通りとした。

$R_3(\omega)$ のグラフを描き、それに 10 通りの正弦波による時刻歴応答の振幅をプロットした。これを図-6 に表す。図-6 より、時刻歴応答の振幅と周波数応答の振幅は良好に一致しており、規則波に対する時刻歴応答計算が検証された。

4.3 不規則波に対する波浪動揺解析

不規則波力の時系列 $f_3(t)$ は、下式に従い、波力のパワースペクトルから発生させた。

$$f_3(t) = \sum_{k=1}^N \sqrt{2S_3(\bar{\omega}_k) \Delta \omega_k} \cos(\bar{\omega}_k t + \theta_k) \quad (13)$$

ここで、 $\bar{\omega}_k = (\omega_k + \omega_{k-1})/2$, $\Delta \omega = \omega_k - \omega_{k-1}$, $S_3(\omega)$: 波力のパワースペクトル、 θ_k : 各成分規則波の位相で、 $0 < \theta_k < 2\pi$ の一様な乱数により与える。

波力のパワースペクトルは線形重ね合わせ法における出力スペクトルとして与えられる。入力スペクトルとして波のスペクトルを用い、周波数応答関数は単位振幅波高あたりの波力とする。この時、波力のパワースペクトルは次式で求められる。

$$S_3(\omega) = |X_3(\omega)|^2 S_0(\omega) \quad (14)$$

ここで、 $S_0(\omega)$: 波のスペクトル、 $X_3(\omega)$: 単位振幅波高あ

表-1 不規則波に対する波浪動揺解析の検証

	有義波周期 $T_{1/3}=4.5$	有義波周期 $T_{1/3}=7.0$	有義波周期 $T_{1/3}=16.0$
$\sigma_i^2(\theta_1)$	0.794	0.459	0.0896
$\sigma_i^2(\theta_2)$	0.736	0.388	0.126
$\sigma_i^2(\theta_3)$	0.453	0.578	0.0736
$\sigma_i^2(\theta_4)$	0.717	0.430	0.110
$\sigma_i^2(\theta_5)$	0.777	0.323	0.116
$\sigma_i^2(\theta_6)$	0.440	0.402	0.0986
$\sigma_i^2(\theta_7)$	0.712	0.584	0.108
$\sigma_i^2(\theta_8)$	0.564	0.508	0.838
$\sigma_i^2(\theta_9)$	0.898	0.376	0.140
$\sigma_i^2(\theta_{10})$	0.554	0.645	0.0838
σ_i^2 の平均	0.665	0.470	0.103
σ_ω^2	0.617	0.433	0.101
誤差	7.76×10^{-2}	8.40×10^{-2}	2.56×10^{-2}

たりの波力、である。波のスペクトルとしては、Bretschneider & 光易の式⁹⁾を無次元化した下式により与えた。

$$S_0(\omega) = 0.258 \left(H_{1/3} / g T_{1/3}^2 \right)^2 g^2 (\omega / 2\pi)^{-5} \exp \left\{ -1.03 \left(T_{1/3} \omega / 2\pi \right)^4 \right\} \quad (15)$$

ここで、 $H_{1/3}$ ：無次元化有義波高、 $T_{1/3}$ ：無次元化有義波周期である。以後、単に有義波高、有義波周期ということとする。

式(1)の運動方程式において外力として不規則波力を与え、今までと同様に Newmark- β 法を用いて応答解析を行った。

不規則波力を与えた時の解析結果は、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検証をおこなう。ただし、時刻歴応答解の分散の計算においては、過渡応答領域のデータを除外した。

検証は、式(15)において波のスペクトルの有義波周期を $T_{1/3} = 4.5, 7.0, 16.0$ とし、それぞれについて波のスペクトルを求めた。ただし、有義波高については $H_{1/3} = 1.0$ とし一定とした。

以上、3通りの波のスペクトルを持つ不規則波力に対する周波数応答解の分散 σ_ω^2 と時刻歴応答解の分散 σ_i^2 の値と両者を比較した結果を表-1に示す。表-1より、同じスペクトルに対しても重ね合わせる不規則波の位相 θ_k の与え方によって異なった不規則波力の時系列が発生し、時刻歴応答解の分散がばらついた値となっていることがわかる。しかし、3通りの波のスペクトルに対する周波数応答解の分散 σ_ω^2 とそれぞれの位相に対して求められた時刻歴応答解の分散 σ_i^2 の平均値は、いずれの場合も両者の値はほぼ一致しているといえる。よって、1自由度系(Heave運動)としての不規則波による強制波力を与えた場合の時刻歴応答解析を正しく行うことができると考えられる。

また、解析結果の一例として、有義波周期 $T_{1/3} = 7.0$ の波のスペクトルを持つ不規則波力を与えた時の時刻歴応答を図-7に示す。

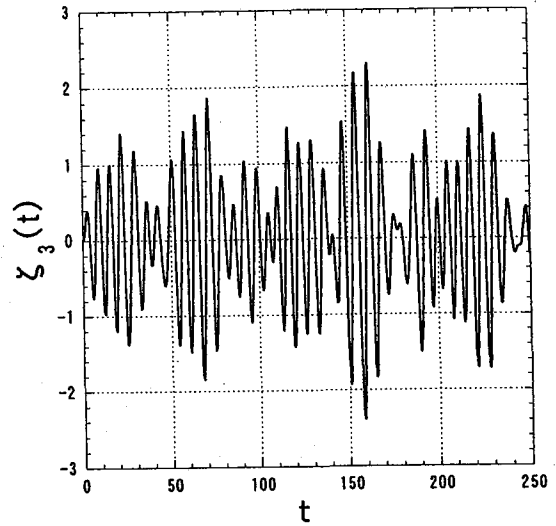


図-7 不規則波に対する波浪動揺解析結果

5. 係留浮体の Surge, Heave, Pitch 運動の応答解析

3自由度系(Surge, Heave, Pitchの各運動)としての時刻歴波浪応答解析を行う。解析モデルは、3節、4節と同じ円筒浮体に浮面心から Surge 方向に線形バネを取り付けたモデルとする。水深については無限水深とする。Surge, Heave, Pitchの各運動について解析するので、本章中では $i, j = 1, 3, 5$ とする。

5.1 運動方程式中の各係数マトリックス

流体力係数マトリックスである、メモリー影響関数マトリックス $L(i)$ 、周波数無限大における付加質量マトリックス $\mu(\infty)$ は、これまでと同様の手法によって求める。

質量マトリックス M は次式のようになる。

$$M = \begin{bmatrix} m_{11} & 0 & 0 \\ 0 & m_{33} & 0 \\ 0 & 0 & m_{55} \end{bmatrix} \quad (16)$$

ここで、

$$m_{11} = m, \quad m_{33} = m, \quad m_{55} = m r_y^2$$

r_y : y 軸まわりの無次元化慣動半径である。ここでは、 $r_y = 0.6a$ とする。各要素の値は次式で計算できる。

$$m_{11} = m_{33} = m = \pi a^2 D = 0.5\pi$$

$$m_{55} = m r_y^2 = 0.18\pi$$

静的復元力マトリックス C は次式のようになる。

$$C = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{33} & 0 \\ 0 & 0 & C_{55} \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$C_{33} = A = \pi$$

$$C_{55} = \tilde{C}_{55} / \tilde{\rho} \tilde{g} \tilde{a}^4 = \tilde{m} \tilde{g} \overline{GM} / \tilde{\rho} \tilde{g} \tilde{a}^4 \quad (18)$$

ここで、 $\overline{GM}$ は浮体の重心とメタセンター間の距離(有次元量)であり

$$\overline{GM} = \overline{BM} + \overline{KB} - \overline{KG}$$

である。ここで、 B は浮心、 K は底部(キール)であり、 $\overline{BM} = \tilde{I}_y / \tilde{V}$ 、 $\overline{KB} = \tilde{D}/2$ 、である。また、 $\overline{KG} = \tilde{D}$ とした。また、 $\tilde{I}_y$: y 軸まわりの水線面の断面2次モーメント、 $\tilde{V}$: 浮体の排水容積、であり、 $\tilde{I}_y = \pi \tilde{a}^4 / 4$ 、 $\tilde{V} = \pi \tilde{a}^2 \tilde{D}$ である。よって式(18)は、

$$C_{55} = 0.125 \pi$$

と計算できる。

Surge 方向に線形バネが取り付けられているモデルを考えるので、剛性マトリックス K は次式であらわされる。

$$K = \begin{bmatrix} k_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (19)$$

ここで、 k_{11} は取り付けた線形バネのバネ定数とする。

5.2 規則波に対する時刻歴応答シミュレーション

規則波として正弦波による強制波力を与えた場合の時刻歴応答シミュレーションを行う。運動方程式は次式になる。

$$\{M + \mu(\infty)\} \ddot{\xi} + \int_0^t L(\tau) \ddot{\xi}(t - \tau) d\tau + \{C + K\} \dot{\xi} = \bar{F}(t) \quad (20)$$

$\bar{F}(t)$ の各成分は次式で表される。

$$F_i(t) = \text{Re} [H_A X_i(\omega_1) e^{i\omega_1 t}] \quad (21)$$

ここで、 $X_i(\omega)$ は単位片振幅波高あたりの波力の複素振幅である。 $X_i(\omega)$ の値は周波数領域計算により算出する。正弦波の波高は 1 とする。今までと同様に Newmark- β 法を基本としたプログラムを用いて解析を行う。

解析結果は、1 自由度系の時と同様に周波数領域解と比較して検証し、Surge, Heave, Pitch の各方向いずれにおいても時間領域解と周波数領域解が十分に一致することを確認した。Surge 方向についての検証を図-8 に示す。時間領域解を求める際の正弦波力の周波数は $\omega_1 = 0.1, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 1.0, 1.5, 2.5, 3.5$ の 10 通りとした。また、ここでは線形バネのバネ係数は $k_{11} = 0.1$ とした。

このプログラムを用いて、与える正弦波力は同じにして線形バネのバネ係数 k_{11} の値を変えた時、応答がどのように変化するかをみた。 $k_{11} = 0.01, 1.0$ とした時の Surge 方向の解析結果を図-9、図-10 に示す。図-9、図-10 より、バネ係数が小さい場合には、緩係留浮体において実際に観測される水平方向の固有周期に対応した長周期動揺が過

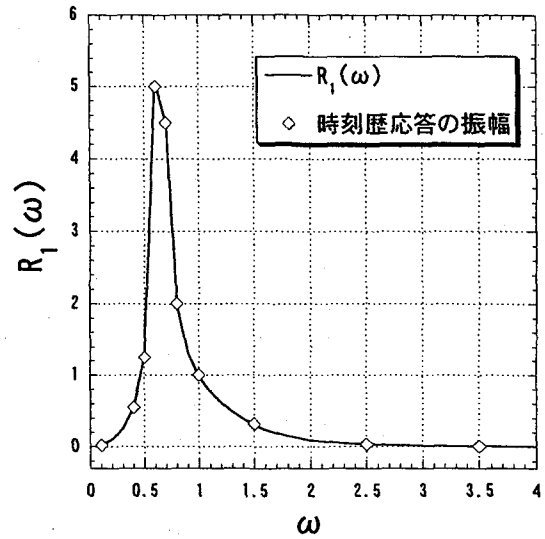


図-8 規則波に対する波浪動揺解析の検証 (Surge 方向)

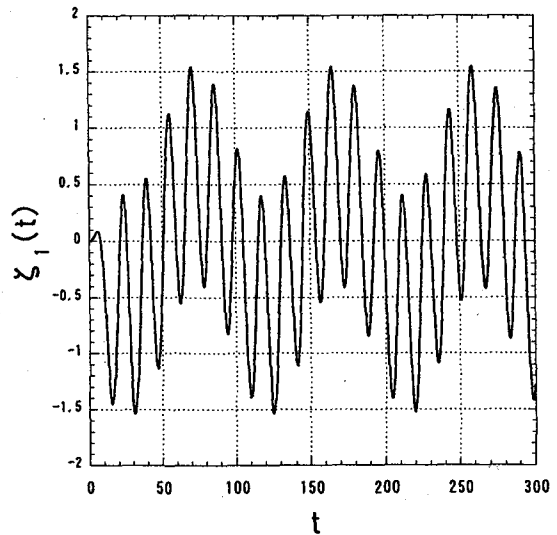


図-9 規則波に対する波浪動揺解析結果 ($k_{11}=0.01$)

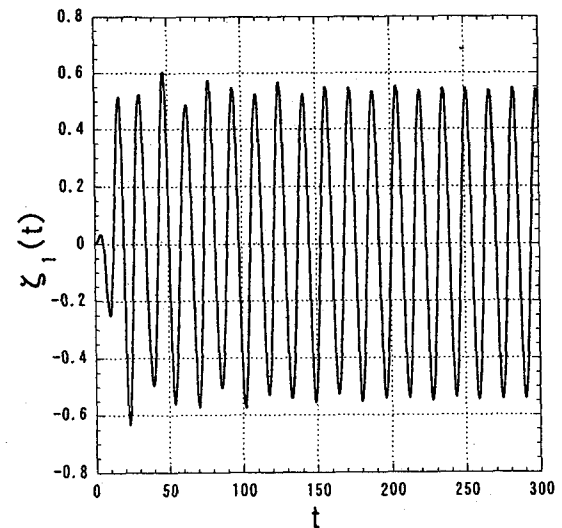


図-10 規則波に対する波浪動揺解析結果 ($k_{11}=1.0$)

渡応答として得られている。この様な長周期動揺は周波数領域の解析では再現が難しく、時間領域における解析の有効性が明らかに見てとれる。

6. まとめ

メモリー効果を考慮した浮体動揺の時間領域解析プログラムを作成し、円筒浮体の波浪動揺解析をおこなった。得られた結果を Newman(1985)⁷⁾による解析結果、及び周波数領域での応答解と比較した結果、両者は良好に一致し、本研究で提示した解析方法の有効性が検証された。すなわち、周波数領域で求められる造波減衰を FFT により逆フーリエ変換することでメモリー影響関数を求め、さらにメモリー影響関数を含む項を外力項として扱った上で、Newmark- β 法を用いて時間領域シミュレーションをおこなう方法により、浮体動揺の時間領域解析を有効におこなうことができる。

本研究の意義として、従来はメモリー影響関数を求めるために多大な計算時間を要していた³⁾⁵⁾ものを、FFT の使用により効率的かつ十分な精度を有する計算が可能となることを実証したこと、を第一に挙げておきたい。今後、本手法をもとに、風・波を同時に受ける浮体橋の波浪応答解析プログラムへと拡張する予定である。

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」の一部として実施されたものである。

参考文献

- 1) 高木又男, 新井信一: 船舶・海洋構造物の耐波理論, 成山堂, 1996.
- 2) W. E. Cummins: The impulse response functions and ship motion, *Schiffstechnik*, Vol. 9, pp. 101-109, 1962.
- 3) 前田久明, 趙孝済, 宮島省吾: 方向波中での半潜水式海洋構造物の安全性に関する考察, 関西造船協会, 第 215 号, pp. 113-121, 1991.
- 4) M. Kashiwagi: A time-domain Green function method for transient problems of a pontoon-type VLFS, *Proc of the 3rd Int Workshop on Very Large Floating Structures(VLFS '99)*, Eds. R. C. Ertekin & J. W. Kim, Honolulu, 1999.
- 5) 遠藤久芳, 矢後清和: 動荷重を受ける大型浮体の時刻歴応答, 日本造船学会論文集, 第 186 号, pp. 369-376, 1999.
- 6) N. M. Newmark: A method of computation for structural dynamics, *J. Eng. Mech., ASCE*, vol. 85, pp. 67-94, 1959.
- 7) J. N. Newman: Transient axisymmetric motion of a floating cylinder, *J. Fluid Mech.*, Vol. 157, pp. 17-33, 1985.
- 8) 合田良實: 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, 1977.
(2001 年 9 月 14 日受付)