U.D.C. 519.6：627.2：532.583

不規則波が作用する作業台船の波浪応答シミュレーション
Numerical Simulation on Irregular Wave Responses of a Moored Ship for Marine Works

高村　浩彰*
Hiroaki Takamura

要　　約

渡海橋下部工などに代表される大規模な海洋構造物の施工に際し，作業台船の係留計画は，施工計画や工程管理の面ばかりでなく安全管理上からも重要な項目である．通常は，波浪などに代表される環境外力を定常外力と仮定した簡易的な解析手法から係留計画を立案している．しかしながら，波浪および風は潮流などに比べ時時刻刻の変化の割合が大きいため，現状の解析手法ではこれらの影響を厳密に反映することは難しい．このような問題を解決するために，ここでは，風，潮流および波浪などが作用する作業台船の動揺を時間領域で予測する数値解析手法を開発し，水理模型実験の結果と比較することにより数値解析手法の妥当性を評価したので報告する．

目　　次

§1．はじめに

近年，明石海峡大橋や東京湾横断道路に代表される大規模の海洋構造物が数多く建設されるようになってきた．これらの海工事に用いられるコンクリートプラント船，フローティング・クレーン船および土運船などの係留計画は，工程管理の面ばかりでなく安全管理上からも重要な項目である．特に，これらの作業台船では，地形条件や施工上の制約から係留位置およびシンカー等の配置までも予め決定されている場合が多い．さらに，海象条件が厳しい海域では，作業台船の定常動揺量が稼働率に直接関係してくる場合もある．このようなことから，作業台船の動揺量ならびに係留索張力を正確に予測し，適切な係留計画を立案することは，海工事を円滑に進めていく上で重要な検討課題である．

通常は，風，潮流および波浪を定常外力として取扱い，作業台船の変位量と係留索張力を算定して係留計画を立案している．しかしながら，波浪ならびに風は潮流などに比べ時時刻刻の変化の割合が大きいため，現状の解析手法ではこれらの影響を厳密に反映して応答特性を予測することは難しい．このような問題を解決するため，風，潮流および波浪などの環境外力による作業台船の動揺を時間領域で予測する数値解析手法を開発した．これによって，より詳細な作業台船に作用する環境外力を厳密に評価した上で動揺特性ならびに係留索張力の応答特性を

*技術研究所海洋技術課

予測することが可能になる．

さらに，開発した作業台船の波浪応答シミュレーション法の妥当性を検証するため，波浪の入射方向を変化させた３次元的な水理模型実験を実施し，数値シミュレーション結果と比較したので報告する．

§２．理論解析

２－１　基本仮定および座標系

解析に際し，次のような基本仮定を設けた．

①流体は非粘性，非圧縮性の完全流体とし，その運動は非回転と仮定する．すなわち，速度ポテンシャルの存在が保証されるものとする．

②波高は微小と仮定し，圧力の高次項は無視できるものとする．

③浮体構造物による流体の撹乱は微小とし，無限領域の解析は線形理論の範囲で論じられるものとする．

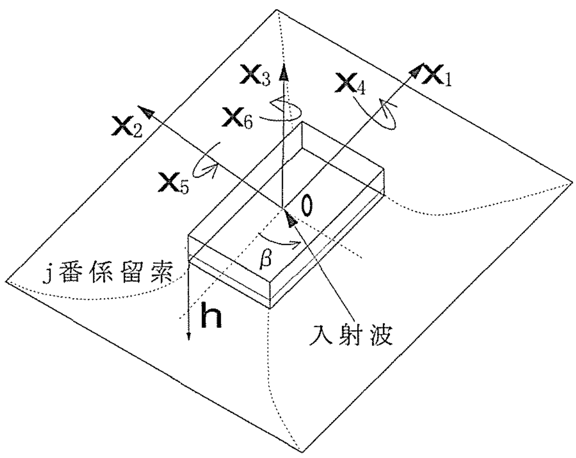
④流体力の算定に際して，流体および浮体構造物は周期運動するものとし，それぞれの定常状態を論じる．

⑤浮体構造物は剛体とする．

⑥係留索張力は，カテナリー理論を用いて算定できるものとし，係留索の動的影響は無視できる．

⑦海底面の起伏はなく，水深は一定とする．

なお，流体力の解析は文献[1]に示す手法を採用しており，詳細については文献を参照されたい．ここでの解析に用いた座標系を図－１に示す．解析座標系は，浮体重心位置を原点として，右手直交座標系を採用している．さらに，風，潮流および波浪の入射方向はX_1軸負方向から反時計回りで定義するものとする．



図－１　解析座標系

２－２　静平衡方程式

静平衡方程式とは，風F_i^{wind}および潮流$F_i^{current}$の定常外力，作業台船の変位量X_jおよび係留索による復元力G_iの釣合点を決定するものである．すなわち，係留条件が複雑な場合，浮体は解析座標の原点位置で係留索による復元力と定常外力によって釣り合うとは限らない．このため，解析の第１段階としては，定常外力，浮体変位および係留索張力の平衡点を算定し，時刻歴応答計算の初期状態とするものである．

$$\sum_{l=1}^{N} G_{il}\{x_1,x_2,\cdots,x_6\}+\sum_{j=1}^{6} C_{ij}x_j = F_i^{current}+F_i^{wind} \qquad (1)$$

$$(i=1,2,\cdots,6)$$

また，上式の右辺に定常外力を仮定した波浪荷重などを代入すれば，上述した簡易解析モデルとなる．

①係留索張力[2]

係留索張力は，浮体重心と係留索の浮体側取付点までの位置ベクトルを用いて次式のように定義する．

$$\left.\begin{aligned}
G_{1l}\{x_1,x_2,\cdots,x_6\} &= -T_{Hi}\cos\beta_i \\
G_{2l}\{x_1,x_2,\cdots,x_6\} &= -T_{Hi}\sin\beta_i \\
G_{3l}\{x_1,x_2,\cdots,x_6\} &= -T_{Vi} \\
G_{4l}\{x_1,x_2,\cdots,x_6\} &= T_{Hi}z_{mi}\sin\beta_i - T_{Vi}y_{mi} \\
G_{5l}\{x_1,x_2,\cdots,x_6\} &= -T_{Hi}z_{mi}\cos\beta_i + T_{Vi}x_{mi} \\
G_{6l}\{x_1,x_2,\cdots,x_6\} &= T_{Hi}y_{mi}\cos\beta_i - T_{Hi}x_{mi}\sin\beta_i
\end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

$$(i=1,2,\cdots,N)$$

$$\left\{\begin{array}{lll}
T_{Hi} & : & i\text{係留索の水平張力(N)} \\
T_{Vi} & : & i\text{係留索の鉛直張力(N)} \\
\beta_i & : & i\text{係留索と}x_1\text{軸とのなす角度(rad)} \\
(x_{mi},y_{mi},z_{mi}) & : & i\text{係留索の浮体取付点座標(m)}
\end{array}\right.$$

係留索の浮体側取付点座標$P(x_{mi},y_{mi},Z_{mi})$は，静止状態での座標$p(x_{mi},y_{mi},Z_{mi})$，物体固定座標$p'(x'_{mi},y'_{mi},z'_{mi})$および浮体変位$x_j$により(3)～(5)式のように表示できる．さらに，i係留索の海底面上の設置点$A(x_{ai},y_{ai},Z_{ai})$と浮体側取付点座標$P(x_{mi},y_{mi},Z_{mi})$の水平距離X，鉛直距離Zおよびx-y平面の取付角βは，(6)～(8)式となる．

$$x_{mi} = \overline{x_{mi}} + x_1 + (x_5x'_{mi} - x_6y'_{mi}) \qquad (3)$$

$$y_{mi} = \overline{y_{mi}} + x_2 + (x_6x'_{mi} - x_4z'_{mi}) \qquad (4)$$

$$z_{mi} = \overline{z_{mi}} + x_3 + (x_4y'_{mi} - x_5x'_{mi}) \qquad (5)$$

$$X = \sqrt{(x_a - x_m)^2 + (y_a - y_m)^2} \qquad (6)$$

$$Z = z_m - z_a \qquad (7)$$

$$\beta = \tan^{-1}\left(\frac{y_a - y_m}{x_a - x_m}\right) \qquad (8)$$

ここで，係留索の水平方向並びに鉛直方向の張力は，

係留索の弾性条件を考慮した修正カテナリー理論を用いて算定する．なお，解析では，海底面上の索設置点からシンカーまでの水平距離をS_1，シンカーから浮体側取付点までの水平距離をS_2，シンカーの水中重量をPとするとともに，(9)式から(12)式に示す算定式によって分類される各a～eの状態が考えられている．

a. 係留索が海底に弛んでいる状態($X \leqq X_1$)

b. S_2の一部が懸垂線を描き他は海底をはう状態($X_1 < X \leqq X_2$)

c. S_2は懸垂線を描き，S_1の一部が海底をはう状態($X_2 < X \leqq X_3$)

d. S_1の一部が懸垂線を描き他は海底をはう状態($X_3 < X \leqq X_4$)

e. 係留索全体で懸垂線を描く状態($X > X_4$)

$$X_1 = S_1 + S_2 + \frac{WZ^2}{2EA} - Z \tag{9}$$

$$X_2 = \frac{2EAZ(S_1+S_2)}{2EAZ - WS_2^2} - \frac{(2EAZ - WS_2^2)^2}{6S_2(EA)^2} \tag{10}$$

$$X_3 = \frac{2EAZ(S_1+S_2)}{2EAZ - WS_2\left(\frac{2P}{W}+S_2\right)} - \frac{\left\{2EAZ - WS_2\left(\frac{2P}{W}+S_2\right)\right\}^2}{6S_2(EA)^2\left(\frac{2P}{W}+S_2\right)^2}\left\{3\left(\frac{P}{W}\right)^2 + \frac{3PS_2}{W} + S_2^2\right\} \tag{11}$$

$$X_4 = \frac{2EAZ(S_1+S_2)}{2EAZ - W\left\{(S_1+S_2)^2 + \frac{2PS_2}{W}\right\}} - \frac{\left[2EAZ - W\left\{(S_1+S_2)^2 + \frac{2PS_2}{W}\right\}\right]^2}{6(EA)^2\left\{(S_1+S_2)^2 + \frac{2PS_2}{W}\right\}^2} \times \left\{(S_1+S_2)^2 + \frac{3PS_2\left(2S_1+S_2+\frac{P}{W}\right)}{W}\right\} \tag{12}$$

また，係留索張力T_iは次式によって算定している．

$$T_i = \sqrt{T_{Hi}^2 + T_{Vi}^2} \qquad (i=1,\cdots N) \tag{13}$$

②潮流力

潮流力は，(14)式のように定常外力として評価している．ただし，船首揺れを除く回転方向は，並進方向の外力に浮体重心と外力の作用点間の距離をかけることにより算出している．

$$F_i^{current} = \frac{1}{2}\rho_w g A_i C_{Di} V_i^2 \qquad (i=1,2) \tag{14}$$

ρ_w ： 海水密度(kg/m³)
g ： 重力加速度(m/s²)
C_{Di} ： 抗力係数
A_i ： 投影面積(m²)
V_i ： 潮流の流速(m/s)

③風荷重

風荷重については，潮流力と同様に各方向での風圧力を(15)式に従って算定している．

$$F_i^{wind} = \frac{1}{2}\rho_a g A_i C_{Di}^w U_{10i}^2 \qquad (i=1,2) \tag{15}$$

ρ_a ： 空気密度(kg/m³)
A_i ： 投影面積(m²)
U_{10i} ： 風速(m/s)
C_{Di}^w ： 抗力係数

2－3　時刻歴応答解析

時刻歴応答解析では，３次元特異点分布法によって解析された流体力係数を用いて，(16)式に示す運動方程式により作業台船の動揺ならびに係留索張力を算定する．

$$\begin{aligned}\sum_{j=1}^{6}\Big[&\{m_{ij} + m_{aij}(\infty)\}\ddot{x}_j(t) \\ &+ \int_0^t K_{ij}(t-\tau)\dot{x}_j(\tau)d\tau \\ &+ N_{Vij}\{\dot{x}_j(t) - u_j(t)\}|\dot{x}_j(t) - u_j(t)| \\ &+ C_{ij}x_j(t) + \sum_{l=1}^{N} G_{il}\{x_1, x_2, \cdots, x_6\}\Big] \\ &= F_i^{wave1}(t) + F_i^{wave2}(t) + F_i^{current} + F_i^{wind}(t) \\ &\qquad (i=1,2,\cdots,6)\end{aligned} \tag{16}$$

m_{ij} ： 質量係数(kg)
$m_{aij}(\infty)$ ： 周波数無限大での付加質量係数(kg)
$K_{ij}(t)$ ： 遅延関数(kg/s)
N_{Vij} ： 粘性減衰係数(kgm/s)
$u_i(t)$ ： 水粒子速度(m/s)
$F_i^{wave1}(t)$ ： 波強制力(N)
$F_i^{wave2}(t)$ ： 変動波漂流力(N)

①ラディエーション流体力

ここで用いる遅延関数$K_{ij}(t)$ならびに周波数無限大での付加質量係数$m_{aij}(\infty)$は，時間領域での解析を実施する際に，流体力係数の周波数依存性を考慮するためのものである．両者とも時時刻刻の流体力を単位インパルス応答に対する畳み込み積分の形で表現したものである．言い換えれば，遅延関数$K_{ij}(t)$は周波数領域での造波減衰係数$N_{ij}(\omega)$を用いて(17)式のように与えられる．

$$K_{ij}(t) = \frac{2}{\pi}\int_0^\infty N_{ij}(\omega)\cos\omega t\, d\omega \tag{17}$$

一方，周波数無限大での付加質量係数$m_{aij}(\infty)$は，周波数領域での付加質量$m_{aij}(\omega)$と遅延関数$K_{ij}(t)$を用いて (18)式のように定義できる．

$$m_{aij}(\infty)=m_{aij}(\omega)+\frac{1}{\omega}\int_0^\infty K_{ij}(t)\sin\omega t d\omega \tag{18}$$

②波強制力

有義波高$H_{1/3}$および有義周期$T_{H1/3}$のBretschneider－光易型スペクトルを採用した不規則波浪の時間変化は，(19)式によって算定される．ついで，周波数領域の波強制力$E_i(\omega_k)$に関する伝達関数$H_i(\omega_k)$を用いて(22)式に定義されたインパルス応答関数$g_i(\tau)$と(19)式の波高変化から，時間領域での波強制力$F_i^{Wave1}(t)$は(23)式のように算定される．

$$\eta(t)=\sum_{k=1}^{N}a_k\cos(\omega_k t+\theta_k) \tag{19}$$

$$a_k=0.3536H_{1/3}N^{-1/2} \tag{20}$$

$$\omega_k=6.33T_{H1/3}^{-1}\left(\ln\frac{2N}{2k-1}\right)^{-1/4} \tag{21}$$

$$g_i(\tau)=\mathrm{Re}\left[\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}H_i(\omega)e^{i\omega\tau}d\omega\right] \tag{22}$$

$$F_i^{Wave1}(t)=\int_{-\infty}^{\infty}g_i(\tau)\eta(t-\tau)d\tau \tag{23}$$

$$\begin{cases}\eta(t) & :\ \text{波面の時間変化(m)}\\ \omega_k & :\ \text{角周波数}(=2\pi f,\mathrm{Hz})\\ \Delta\omega & :\ \text{角周波数の刻み幅(Hz)}\\ \theta_k & :\ 0\sim2\pi\text{の乱数}\\ E_i(\omega_k) & :\ \text{周波数領域での}i\text{方向波強制力(N)}\\ \phi(\omega_k) & :\ \omega_k\text{での波強制力の位相差}\end{cases}$$

ただし，ω_kでの伝達関数$H_i(\omega_k)$とはω_kの波強制力$E_i(\omega_k)$を，$-\omega_k$での伝達関数$H_i(-\omega_k)$とはω_kにおける波強制力$E_i(\omega_k)$の共役複素数を示している．

③長周期変動波漂流力

不規則波のように異なる周波数の波が同時に２つ以上入射する場合，浮体構造物に作用する流体力は，非線形の流体力も存在することが知られている．特に，カテナリー係留された浮体構造物では，水平方向の固有周期が比較的長く設定されているため，長周期変動波漂流力と呼ばれる非線形流体力に同調した運動の発生が予想される．長周期変動波漂流力$F_i^{Wave2}(t)$は，Newman近似[3]を用いて(24)式のように算定することが可能である．

$$F_i^{Wave2}(t)=\frac{\rho g}{2}\sum_{j=1}^{\infty}\sum_{k=1}^{\infty}\left[f_{Di}^{(2)}(\omega_j)\times a_j a_k\cos\{(\omega_j-\omega_k)+(\theta_j-\theta_k)\}\right] \tag{24}$$

なお，定常波漂流力係数$f_{Di}^{(2)}(\omega_i)$は，前後揺れ(i=1)，左右揺れ(i=2)および船首揺れ(i=6)だけを対象とするものであり，(25)式から(27)式により算定できる．なお，これらの詳細については紙面の都合上省略するが，周波数領域で算定された流体力係数と，それらの結果から推定した浮体動揺量に基づくコチン関数$H(k_j,\theta)$を用いて定常波漂流力係数$f_{Di}^{(2)}(\omega_i)$が算定されている．

$$f_{D1}^{(2)}(\omega_j)=\frac{\rho g k_j a^2}{8\pi}\int_{-\pi}^{\pi}\left|H(k_j,\theta)H^*(k_j,\theta)\right|(\cos\theta+\cos\alpha)d\theta \tag{25}$$

$$f_{D2}^{(2)}(\omega_j)=\frac{\rho g k_j a^2}{8\pi}\int_{-\pi}^{\pi}\left|H(k_j,\theta)H^*(k_j,\theta)\right|(\sin\theta+\sin\alpha)d\theta \tag{26}$$

$$f_{D6}^{(2)}(\omega_j)=\frac{\rho g k_j}{8\pi}a^2\,\mathrm{Im}\left[\int_{-\pi}^{\pi}H^*(k_j,\theta)\frac{\partial}{\partial\theta}H(k_j,\theta)d\theta\right]+\frac{\rho g\omega}{2k_j}a^3\,\mathrm{Im}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}H(k_j,\alpha+\pi)\right] \tag{27}$$

$$H(k_j,\theta)=-4\pi\iint_{SH}\sigma\frac{\cosh k_j(\xi+h)}{\cosh k_j h}e^{ik_j(\xi\cos\theta+\eta\sin\theta)}dS \tag{28}$$

$$\sigma=\frac{i}{\omega}\sigma_D+\sum_{i=1}^{6}i\omega\sigma_i/g \tag{29}$$

なお，(25)式～(29)式で用いた係数の説明は紙面の都合上文献[1]にゆずる．

④風荷重

風荷重については，Davenport型のスペクトルを用いて風速の時間変化を求め，静平衡方程式での潮流力並びに風荷重と同様に各方向での風圧力を(30)式のように算定している．

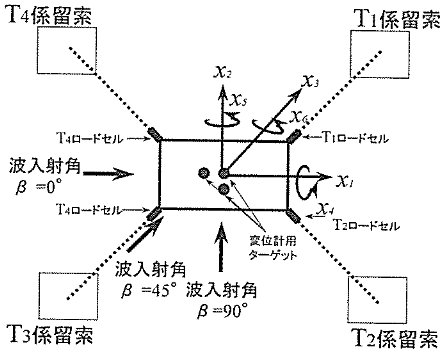
$$F_i^{wind}(t)=\frac{1}{2}\rho_a g A_i C_{Di}^{w}U_{10i}^2(t)\qquad(i=1,2) \tag{30}$$

$U_{10i}(t)$: 風速(m/s)

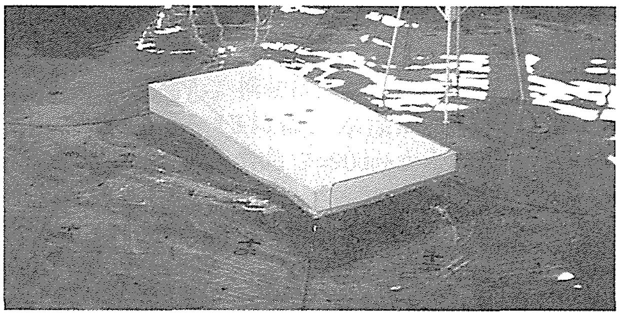
§３．水理模型実験の概要

実験は，弊社技術研究所所有の平面水槽（長さ25m×幅18m×水深1.5m）において，**図－２**に示すような矩形の台船浮体模型に規則波並びに不規則波を入射させて，台船浮体の動揺並びに係留索張力を計測した．また，**写真－1**には入射角βを45°とした時の実験状況が，**表－1**には浮体模型および係留索模型の諸元並びに実験条件が示されている．なお，模型の縮尺は水槽特性を考慮して1/30とし，フルード則に従って実験を実施した．

浮体の動揺量は，（株）エムテック社製の非接触型変位計を用いて，浮体上面の３点に取り付けられた計測用マーカーの変位をCCDカメラで計測するとともに，デ



図－2　実験概念図



写真－1　入射角β=45degでの実験状況

表－1　模型諸元および実験条件

		模型	実機
台船浮体の諸元			
長さ(L)		2.000(m)	60.0(m)
幅(B)		0.960(m)	28.8(m)
高さ(D)		0.200(m)	6.0(m)
吃水(d)		0.080(m)	2.4(m)
重心高さ		0.105(m)	3.2(m)
横揺れ慣性ﾓｰﾒﾝﾄ		13.51(Kgm^2)	3.3×10^8(Kgm^2)
縦揺れ慣性ﾓｰﾒﾝﾄ		56.47(Kgm^2)	1.4×10^9(Kgm^2)
船首揺れ慣性ﾓｰﾒﾝﾄ		38.00(Kgm^2)	9.2×10^8(Kgm^2)
横揺れﾒﾀｾﾝﾀｰ高さ		0.805(m)	24.2(m)
縦揺れﾒﾀｾﾝﾀｰ高さ		4.102(m)	123.1(m)
係留索の諸元			
初期張力(目標)		5.0, 10.0(N)	135, 270(KN)
水平索長		3.0(m)	90.0(m)
索単位水中重量		2.62, 5.6(N/m)	2.4, 4.6(KN/m)
係留索剛性		375, 444(KN)	1.0, 1.2(×10^{4}MN)
実験条件			
水深		0.5, 1.0(m)	15, 30(m)
規則波	波高	0.04(m)	1.2(m)
	周期	0.69～1.48(s)	3.8～8.1(s)
	波長	0.75～ 2.78(m)	22.4～83.1(m)
	波向き	0, 45, 90(deg)	
不規則波	有義波高	0.03, 0.05(m)	0.9, 1.5(m)
	有義周期	0.9, 1.2(s)	4.92, 6.57(s)
	波向き	0, 45, 90 (deg)	

ジタル変換されたマーカーの変位量を浮体重心が原点である座標系に変換し，浮体の応答変位を算出した．また，係留索張力は浮体底面端部に（株）SSK社製のロードセル（定格50Kgf）を係留索模型と共に取り付けて計測した．ただし，係留索の模型に関しては，水槽特性並びに設置水深などの制約によって実機に用いられているものよりも単位長さ当たりの重量が重いものを用いている．

§４．実験結果との比較

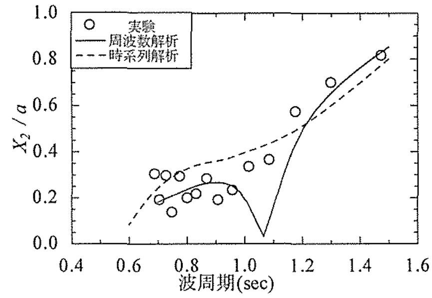
４－１　規則波下での応答特性

図－３から**図－５**に，水深h=0.5m，初期張力T_s=5.08Nとして，規則波を波入射角β=90degで入射させた場合の浮体動揺特性を示す．**図－３**は左右揺れを，**図－４**は上下揺れを，**図－５**は横揺れを示しており，縦軸には波振幅a(=0.02m)および浮体幅B(=2.0m)で無次元化された応答変位を，横軸には規則波の波周期を採用して整理している．さらに，図中の○は実験結果を，実線は周波数領域で解析された結果を，破線は時系列解析した結果をそれぞれ示している．なお，係留索からの復元力を周波数解析では線形で，時系列解析では非線形で解析しており，両手法ともに2.2節③で紹介した非線形流体力は考慮されていない．

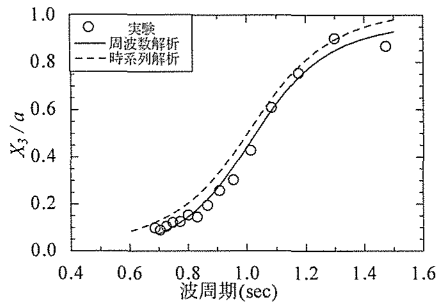
時系列解析および周波数解析ともに，実験結果を良く再現しているものの，**図－３**の左右揺れ応答特性においては，周波数解析の結果に波周期1.1sec付近で極小値が存在している．これは，横揺れの固有周期付近で発生する連成振動の影響で左右揺れが小さくなったものと考えられる．しかしながら，係留索の復元力特性をより現実的に考慮した時系列解析では，その存在は認められないものの，実験結果と良好な相関を得ている．

図－６から**図－11**に，水深h=1.0m，初期張力T_s=4.33Nとして，規則波を波入射角β=45degから入射させた場合の浮体動揺ならびにＴ３係留索張力の応答特性を示す．**図－６**は前後揺れを，**図－７**は左右揺れを，**図－８**は上下揺れを，**図－９**は横揺れを，**図－10**は縦揺れを，**図－11**はＴ３係留索張力を示しており，前述した図と同様な物理量を用いて整理されている．ただし，周波数領域の解析では，係留索からの復元力を初期設定の状態から算定して運動方程式に代入しているため，係留索張力として解析結果を示すことができない．そのため，**図－11**の凡例に示した計算結果とは，時系列解析による結果を示している．

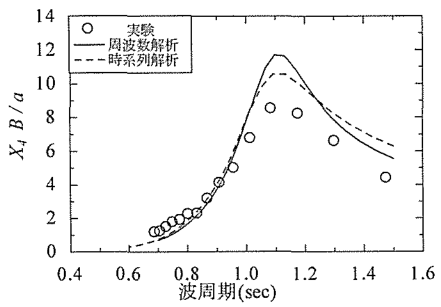
斜波(β=45deg)が入射した場合，横波(β=90deg)の場合に比較して，左右揺れ，上下揺れおよび横揺れの応答特性は，応答変位量が小さく，特に短周期側で著しく小さくなっている．また，**図－５**と**図－９**の比較から，横揺



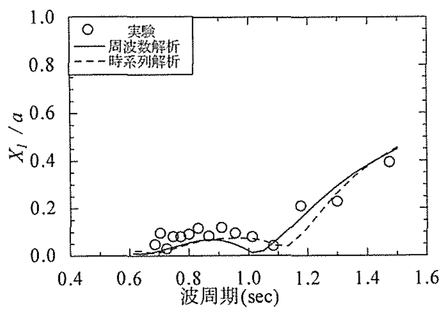
図－3　左右揺れ応答特性(β=90deg)



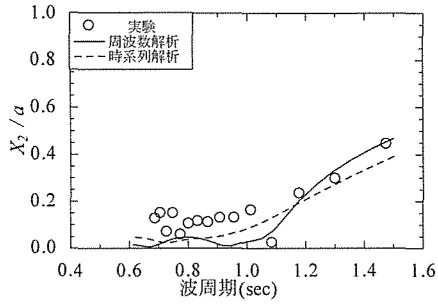
図－4　上下揺れ応答特性(β=90deg)



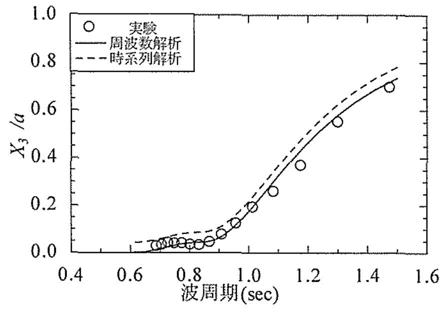
図－5　横揺れ応答特性(β= 90deg)



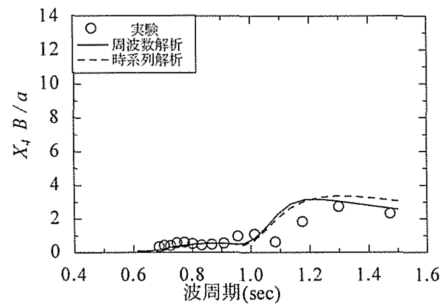
図－6　前後揺れ応答特性(β=45deg)



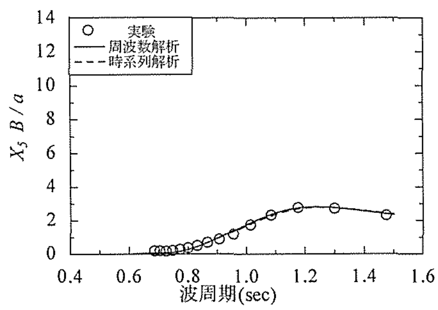
図－7　左右揺れ応答特性(β=45deg)



図－8　上下揺れ応答特性(β=45deg)



図－9　横揺れ応答特性(β=45deg)

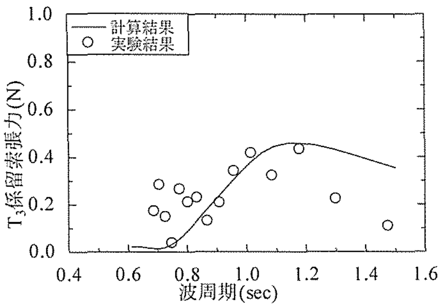


図－10　縦揺れ応答特性(β=45deg)

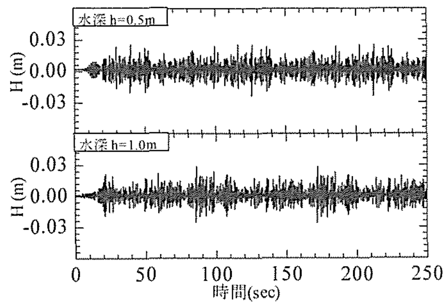
れの固有周期が変化していることが読みとれる．浮体の動揺特性は，入射波の波長と浮体の長さ(幅)との関係に大きく依存している．このため，同じ周期(波長)の波が入射しても，入射角の違いによってx_1軸方向に入射する見かけ上の波長が変化しており，上述したような入射角の違いによる応答特性の相違が確認できる．

4－2　不規則波下での応答特性

図－12に不規則波実験に用いた入射波の時系列を水深別に示す．両図とも，有義波高0.03mおよび有義周期



図−11　T３係留索張力応答特性(β=45deg)



図−12　各水深における入射波の特性

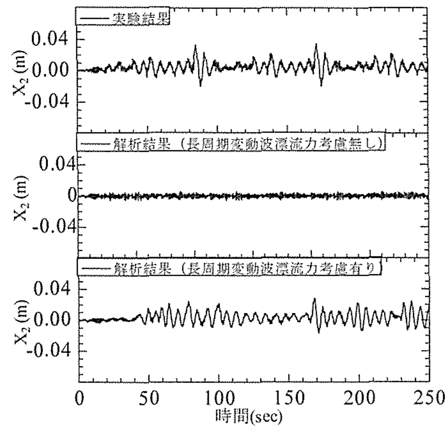
0.9secのBretschneider-光易型スペクトルを再現したもので，浮体を設置しない状態で浮体重心位置の計測結果である．縦軸は波高を，横軸は計測時間を示している．

図−13から**図−15**には，水深h=0.5m，初期張力T_s=5.08Nとして，波入射角β=90degから**図−12**上側の不規則波を入射させた場合の浮体動揺特性を，**図−16**から**図−20**には，水深h=1.0m，初期張力T_s=4.33Nとして，波入射角β=45degから**図−12**下側の不規則波を入射させた場合の浮体動揺特性ならびにT３係留索張力応答特性を示す．なお，縦軸には応答変位を，横軸には計測時間を採用して整理している．

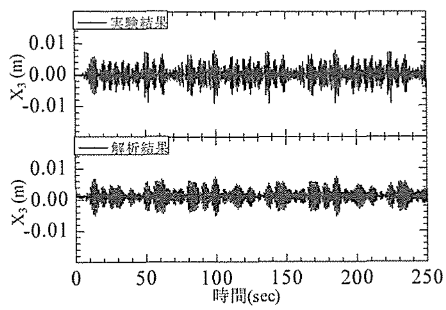
図−13から，長周期変動波漂流力を考慮しない解析結果は，入射波と同様の周期特性で動揺しており，実験結果との相違が読みとれる．一方，実験結果ならびに長周期変動波漂流力を考慮した解析結果では，係留索の復元力特性に大きく依存する左右揺れの固有周期に同調した応答が顕著に発生している．したがって，長周期変動波漂流力の荷重自体が小さい場合でも，水平方向の固有周期に依存した大きな応答が発生する可能性もあることがわかる．また，**図−16**は，波入射角が45degの場合の前後揺れ応答特性を示したものである．**図−17**に示す左右揺れの応答特性と同様に，入射波の周期特性（**図−12**下側参照）よりも著しく長周期の変動が出現している．これらより，長周期変動波漂流力は，前後揺れおよび左右揺れの水平方向の動揺特性に大きく影響することが明らかとなった．

さらに，**図−20**からT３係留索張力は，入射波の周期帯よりも長周期側で変動し，長周期変動波漂流力の影響を顕著に受けていることが読みとれる．このような水平方向の同調現象については，係留索の初期張力をより大きく設定することや，より重い係留索を使用することなどによって，係留索の復元力を大きくし，浮体構造物の水平方向の固有周期を短周期側にシフトさせることによって抑制することが可能である．

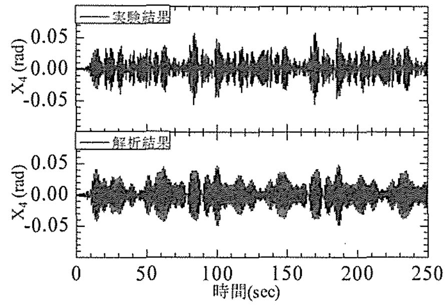
得られた実験結果には，不規則波を造波している時間が比較的長いため，反射波の影響による誤差が含まれて



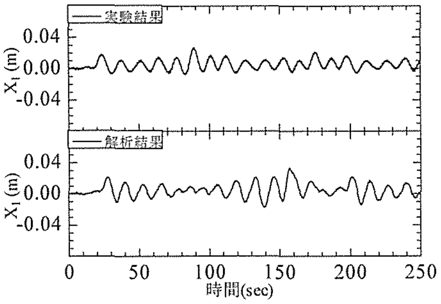
図−13　左右揺れ応答特性(β=90deg)



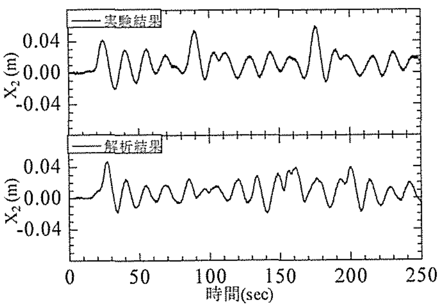
図−14　上下揺れ応答特性(β=90deg)



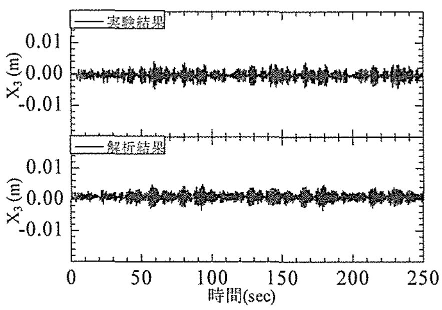
図−15　横揺れ応答特性(β=90deg)



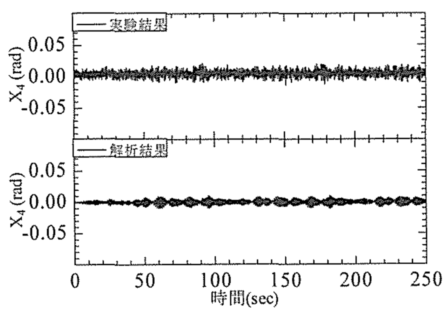
図―16 前後揺れ応答特性(β=45deg)



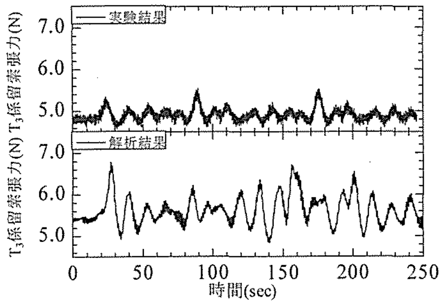
図―17 左右揺れ応答特性(β=45deg)



図―18 上下揺れ応答特性(β=45deg)



図―19 横揺れ応答特性(β=45deg)



図―20 T 3 係留索張力応答特性(β=45deg)

いる．これによって，浮体動揺特性の結果に若干の相違が生じ，特に係留索張力に関する解析結果は実験結果よりも過大に算定されている．しかしながら，長周期変動波漂流力を考慮した本手法は，作業台船の動揺量に関する実験結果を比較的良く再現しており，本手法の妥当性が検証できた．

§ 5．おわりに

本手法を適用することによって、波浪条件と作業台船の動揺量から作業可能な海象条件を事前に検討することや、係留計画の変更に伴う最大変位量ならびに最大張力の変化を時間領域で算定することができる．その結果，作業台船の稼働時を含めた動揺量などを厳密に予測し，適切な係留計画を立案することが可能である．

また，近年，海上空港や沖合港湾施設等に代表されるインフラストラクチャーを浮体構造物で整備しようとする動きが活発化している．本手法は，上記のような浮体構造物の解析にも適応が可能であり，実際に建造されている浮体構造物の詳細設計に用いられている手法と同等の算定手法である．

参考文献

1）高村浩彰，多田彰秀：矩形浮体構造物の波浪応答に関する数値解析，西松建設技報第19号，pp.9～pp.16，1996.6.

2）庄司邦明：係留浮体の運動と係留索張力に関する研究，日本造船学会論文集，第138号，pp.233～pp.246，1975.

3）Newman j. N. ：The Drift Force and Moment on Ship in Waves，Journal of Sip Research Vol.11，No.1，pp.51～pp.60，1967.