超大型浮体式構造物に働く変動漂流力の推定

加藤俊司*、難波康広*、佐藤宏*

Estimation method of slowly varying wave drift force acting on very large floating structures

by

Shunji KATO, Yasuhiro NAMBA and Hiroshi SATO

Abstract

It is important to estimate slowly varying drift forces on very large floating structures (VLFS), since it may be happen that slowly varying drift forces would have frequencies close to eigen frequencies of VLFS-mooring system. Considering with real seas, we should estimate slowly varying drift forces in multidirectional seas and, to carry out such estimations numerically, we may need large effort because of hydroelastic behaviors of VLFS. Firstly, we shall propose a method to evaluate slowly varying drift forces rather easily even in multidirectional seas. We show that it is possible to neglect contributions from bottom slopes of VLFS to slowly varying drift forces when deflections of VLFS are small compared with wave amplitudes. We validate the present method with model tests in long and short crested irregular waves.

Finally, we estimated slowly varying wave drift forces on so-called Mega-Float Phase II Model with applying the method, i.e. with using measured relative wave height, and also we attempted to evaluate the incident wave from relative wave height. That is, this report shows the possibility of the estimation of slowly varying wave drift forces on VLFS from the incident waves.

*海洋空間利用研究グループ

原稿受付　平成15年　3月26日
審査済　平成15年　9月17日

目　次

1. まえがき

超大型浮体式海洋構造物は、近年海洋空間の有効利用の一手段として注目されている。その形状や係留方法としては、例えばポンツーン型浅喫水浮体をドルフィン係留することが想定されているが、このような浮体―係留系の水平方向動揺の固有周期との同調現象のために、係留浮体に作用する長周期変動漂流力がしばしば問題となる。従って超大型浮体式海洋構造物システムの安全性確保の為には、浮体に作用する長周期変動漂流力の推定法を開発することは重要な課題である。

超大型浮体式構造物に作用する長周期変動漂流力を推定するには、従来の推定法に加えて超大型浮体の特徴である弾性挙動も考慮に入れる必要がある。著者ら[1)2)]あるいは居駒ら[3)4)]が既に示しているように、長周期変動漂流力はポンツーン型浅喫水浮体の場合、弾性変形により浮体底面が傾くことによって生ずる項と浮体周囲の相対水位に起因する項との和によって表現できる。著者らは相対水位に起因する項のみにより長周期変動漂流力を評価する方法を提案する。本提案式の妥当性を評価するために、長波頂不規則波中での模型実験、短波頂波中模型実験による検証を行い、また数値的にも本評価法が妥当であることを示す。最終的には、メガフロートフェーズIIモデルを用いた実海域実験により、本法 (すなわち、相対水位から (25) 式を用いて、長周期変動漂流力を算定する方法) の検証を試みる。

2. 変動漂流力評価法

超大型浮体式構造物に作用する変動漂流力の評価式を導出する。

まず $x-y$ 平面を静水面に一致させ z 軸を鉛直上向きにとって、考える領域内に直交右手慣性座標系を設ける。ここでは超大型浮体式構造物として長さ L・幅 B・喫水 d の箱型浮体を考え、浮体端部が x 軸あるいは y 軸と平行になるように浮体を配置する (Fig.1) 。浮体の質量密度分布は均一であるとし、静止状態 (平均位置) において浮面心は座標軸原点と一致するものとする。また水深を h とし、流体は非粘性・非圧縮・非回転流れの仮定のもとにあるする。

このような準備のもとで波浪中の超大型浮体に作用する流体力について考える。近場法によれば浮体

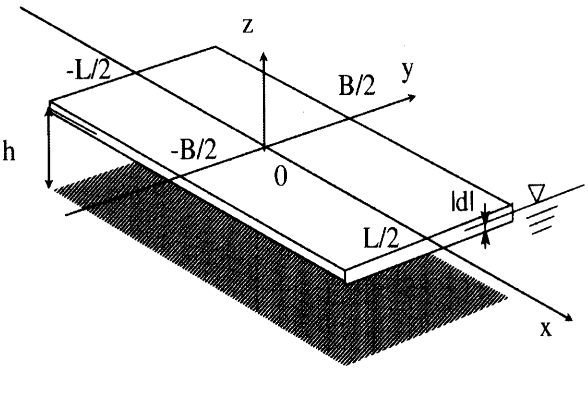


Fig. 1: Coordinate system

に働く力 $\mathbf{F}$ は厳密没水面上での圧力積分によって与えられる。

$$\mathbf{F}(t) = -\iint_{\widetilde{S}(t)} dS P(\tilde{\mathbf{r}};t)\tilde{\mathbf{n}} \qquad (1)$$

ここで P は圧力、$\mathbf{n}$ は浮体から流体に向かう向きを正とする浮体表面上の単位法線ベクトルである。変数・ベクトルについた $\tilde{}$ はそれらが厳密没水面 $\widetilde{S}(t)$ 上の値であることを表わすものとする。

(1) 式を実際問題に適用することを考えた場合、このままでは必要以上に厳密であると考えられる。すなわち実際の海上に浮かぶ超大型浮体に働く変動漂流力を考える場合には

1. 弱非線型の仮定
2. 薄板の曲げ理論
3. 浅喫水の仮定

のもとでより簡便に (1) 式を評価することができる。ここに弱非線型の仮定とは圧力、浮体の変位等々の諸量を振幅－波長比 $\varepsilon \equiv a/\lambda$ をパラメータとして摂動展開できるとする仮定であり、微小振幅波を考える場合に有効である。また第2の前提としてここでは弾性力学でいうところの薄板の曲げ理論を用いる。この理論は他の寸法に比較して板厚の小さい板で、なおかつその板厚に比較してたわみが小さい場合に有効である[5]。最後の浅喫水の仮定とは浮体の喫水 d が波長 λ に比して十分小さいとする仮定であり、この仮定のもとで喫水－波長比 $\delta \equiv d/\lambda$ を第2の微小パラメータとして用いることができる。

2.1. 積分面の変換

以下では仮定1及び2のもとで振幅－波長比 ε をパラメータとして諸量を次のように摂動展開し、(1) 式の積分面を厳密没水面 $\widetilde{S}(t)$ から $S_H + \Delta S(t)$ に変換することを考える。ここに S_H は静止浮体没水面であり、$\Delta S(t)$ は波及び浮体の動揺による増加没水面積を表すものとする。

$$\begin{aligned}
\mathbf{F}(t) &= \mathbf{F}^{(0)} + \mathbf{F}^{(1)}(t) + \mathbf{F}^{(2)}(t) + O(\varepsilon^3)\\
P(\tilde{\mathbf{r}};t) &= P^{(0)}(\mathbf{r}) + P^{(1)}(\mathbf{r};t) + P^{(2)}(\mathbf{r};t) + O(\varepsilon^3)\\
\tilde{\mathbf{n}}(\tilde{\mathbf{r}};t) &= \mathbf{n}^{(0)}(\mathbf{r}) + \mathbf{n}^{(1)}(\mathbf{r};t) + \mathbf{n}^{(2)}(\mathbf{r};t) + O(\varepsilon^3)\\
\Phi(\mathbf{r};t) &= \Phi^{(1)}(\mathbf{r};t) + \Phi^{(2)}(\mathbf{r};t) + O(\varepsilon^3)\\
\zeta(\mathbf{x};t) &= \zeta^{(1)}(\mathbf{x};t) + \zeta^{(2)}(\mathbf{x};t) + O(\varepsilon^3)\\
\eta(\mathbf{x};t) &= \eta^{(1)}(\mathbf{x};t) + \eta^{(2)}(\mathbf{x};t) + O(\varepsilon^3)\\
\xi(\mathbf{x};t) &= \xi^{(1)}(\mathbf{x};t) + \xi^{(2)}(\mathbf{x};t) + O(\varepsilon^3)\\
&\vdots \qquad \vdots
\end{aligned} \qquad (2)$$

ここに Φ, ζ, η, ξ は各々速度ポテンシャル、浮体の上下変位、水面変位、相対水位を表すものとする。但し ^{T} は転置を表すものとして $\mathbf{r} \equiv (x,y,z)^T, \mathbf{x} \equiv (x,y)^T$ とする。また定式変数の右肩の数字はその量のオーダーを表す。すなわち $f^{(n)} \sim O(\varepsilon^n)$ である。この時 (1) 式の被積分関数は次のように展開できる。

$$\begin{aligned}
P(\tilde{\mathbf{r}};t)\tilde{\mathbf{n}} = &P^{(0)}\mathbf{n}^{(0)}\\
&+ \left\{P^{(1)}\mathbf{n}^{(0)} + P^{(0)}\mathbf{n}^{(1)}\right\}\\
&+ \left\{P^{(2)}\mathbf{n}^{(0)} + P^{(1)}\mathbf{n}^{(1)} + P^{(0)}\mathbf{n}^{(2)}\right\}\\
&+ O(\varepsilon^3)
\end{aligned} \qquad (3)$$

2.1.1. 圧力の摂動展開

そこでまず圧力の摂動展開についてより細かく調べることにする。まず $P(\tilde{\mathbf{r}};t)$ を $\tilde{\mathbf{r}} = \mathbf{r}$ 周りで展開すると次のようになる。

$$P(\tilde{\mathbf{r}};t) = P(\mathbf{r};t) + \Delta\mathbf{r}\cdot\nabla P(\mathbf{r};t) + \cdots \qquad (4)$$

但し、今の場合仮定2によって浮体の挙動はその上下変位のみで記述される。

$$\begin{aligned}
\Delta\mathbf{r} &\equiv \tilde{\mathbf{r}} - \mathbf{r}\\
&= (x,y,z+\zeta)^T - (x,y,z)^T\\
&= \left\{\zeta^{(1)} + \zeta^{(2)} + O(\varepsilon^3)\right\}\mathbf{k}
\end{aligned}$$

なお式の変形には (2) 第5式を用いた。ここで $\mathbf{k}$ は z 方向の単位ベクトルを表す。(4) 式右辺に Bernoulli

の圧力式と (2) 式を代入し、整理すると次式を得る。但し $\Delta S(t)$ 上では z は $O(\varepsilon)$ であることに注意しなくてはならない。

$$P^{(0)}=\begin{cases}-\rho gz & \text{on } S_H\\ 0 & \text{on } \Delta S(t)\end{cases}$$
$$P^{(1)}=\begin{cases}-\rho\left[\Phi_t^{(1)}+g\zeta^{(1)}\right] & \text{on } S_H\\ -\rho\left[gz+\Phi_t^{(1)}+g\zeta^{(1)}\right] & \text{on } \Delta S(t)\end{cases}$$
$$P^{(2)}=-\rho\left[\Phi_t^{(2)}+g\zeta^{(2)}+12\left|\nabla\Phi^{(1)}\right|^2 +\zeta^{(1)}\Phi_{tz}^{(1)}\right] \quad \text{on } S_H,\Delta S(t) \tag{5}$$

2.1.2. 単位法線ベクトルの摂動展開

次に浮体表面上の単位法線ベクトルについて考える。静止浮体没水面 S_H を更に底面 S_B と側面 S_S に分割し、まずは浮体底面上の単位法線ベクトルに注目することにする。今浮体底面の形状を

$$\mathcal{F}(\mathbf{r};t)=z-\zeta(\mathbf{x};t)=0 \tag{6}$$

のように表現すると、浮体の厳密底面上の単位法線ベクトルは次のように書くことができる。

$$\tilde{\mathbf{n}}=-\frac{\nabla\mathcal{F}}{|\nabla\mathcal{F}|}=\frac{(\zeta_x,\zeta_y,-1)^T}{\sqrt{\zeta_x^2+\zeta_y^2+1}} \tag{7}$$

上式の $\tilde{\mathbf{n}}$ を ζ_x と ζ_y の 2 変数関数とみなして $\zeta_x=0,\zeta_y=0$ 周りで展開し、(2) 第 5 式を用いてオーダー別に整理する。この操作によって我々は厳密没水底面上の単位法線ベクトルを静止浮体底面上の単位法線ベクトルと浮体の n 次 $(n=1,2,\cdots)$ のオーダーの変形による単位法線ベクトルの変化分の和として次のように表現することができる。

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbf{n}}=&-\mathbf{k}+\left(\zeta_x^{(1)}\mathbf{i}+\zeta_y^{(1)}\mathbf{j}\right)\\&+\left\{\zeta_x^{(2)}\mathbf{i}+\zeta_y^{(2)}\mathbf{j}+\frac{\left(\zeta_x^{(1)}\right)^2}{2}\mathbf{i}+\frac{\left(\zeta_y^{(1)}\right)^2}{2}\mathbf{j}\right\}\\&+O(\varepsilon^3)\end{aligned} \tag{8}$$

但し $\mathbf{i},\mathbf{j}$ はそれぞれ x,y 方向の単位ベクトルを表す。上式と (2) 第 3 式を比較すると、

$$\left.\begin{aligned}\mathbf{n}^{(0)}&=-\mathbf{k}\\ \mathbf{n}^{(1)}&=\nabla\zeta^{(1)}\\ \mathbf{n}^{(2)}&=\nabla\zeta^{(2)}+\frac{1}{2}\left|\nabla\zeta^{(1)}\right|^2\end{aligned}\right\}\ \text{on } S_B \tag{9}$$

一方 S_S と $\Delta S(t)$ 上の単位法線ベクトルについては、今の場合浮体の変位として上下変位のみを考えているので、単に

$$\tilde{\mathbf{n}}=\mathbf{n}^{(0)} \tag{10}$$

と書くことができる。

2.1.3. 力の摂動展開

以上のような準備のもとで (1) 式の積分面を

$$\iint_{\widetilde{S}(t)}=\underbrace{\iint_{S_H}}_{O(1)}+\underbrace{\iint_{\Delta S(t)}}_{O(\varepsilon)}+O(\varepsilon^2) \tag{11}$$

に注意して厳密没水面 $\widetilde{S}(t)$ 上から $S_H+\Delta S(t)$ 上に変換し、浮体に働く力の摂動展開を行う。まず (3) 式を (1) 式に代入して積分面の変換を行い、その結果を (2) 第 1 式と比較し、(5)、(9)、(10) 式を用いると 1 次と 2 次の水平方向波力 $\mathbf{F}_H^{(1)},\mathbf{F}_H^{(2)}$ は次のように表現できる。

$$\begin{aligned}\mathbf{F}_H^{(1)}=&\rho g\iint_{S_B}dSz\mathbf{n}^{(1)}\\&+\rho\iint_{S_S}dS\left(\Phi_t^{(1)}+g\zeta^{(1)}\right)\mathbf{n}^{(0)}\end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned}\mathbf{F}_H^{(2)}=&\rho\iint_{S_B}dS\left\{\left(\Phi_t^{(1)}+g\zeta^{(1)}\right)\mathbf{n}^{(1)}+gz\mathbf{n}^{(2)}\right\}\\&+\rho\iint_{S_S}dS\left(\Phi_t^{(2)}+g\zeta^{(2)}+\frac{1}{2}\left|\nabla\Phi^{(1)}\right|^2\right.\\&\left.+\zeta^{(1)}\Phi_{tz}^{(1)}\right)\mathbf{n}^{(0)}\\&+\rho\iint_{\Delta S(t)}dS\left(gz+\Phi_t^{(1)}+g\zeta^{(1)}\right)\mathbf{n}^{(0)}\end{aligned} \tag{13}$$

ここで 2 次の水平方向波力である (13) 式のみに注目し、(13) 式中の幾つかの積分を実行すると

$$\begin{aligned}&\mathbf{F}_H^{(2)}\\&=\rho\iint_{S_B}dS\left|\Phi_t^{(1)}\right|_{z=-d}\nabla\zeta^{(1)}\\&-\rho gd\iint_{S_B}dS\mathbf{n}^{(2)}\\&+\frac{1}{2}\rho g\oint_C dC\left(\zeta^{(1)}\right)^2\mathbf{n}^{(0)}\\&+\rho\iint_{S_S}dS\left(\Phi_t^{(2)}+g\zeta^{(2)}+\frac{1}{2}\left|\nabla\Phi^{(1)}\right|^2\right.\\&\left.+\zeta^{(1)}\Phi_{tz}^{(1)}\right)_{z=-d}\mathbf{n}^{(0)}\\&-\frac{1}{2}\rho g\oint_C dC\left(\xi^{(1)}\right)^2\mathbf{n}^{(0)}\end{aligned} \tag{14}$$

但し $\oint_C dC$ は浮体端部に沿った周積分を表す。

2.2. 浅喫水理論の適用

次に浅喫水理論の適用を考える。浅喫水の場合、喫水－波長比 δ を新たな微小パラメータとして (14) 式で

$$d \sim O(\delta) \tag{15}$$

$$\iint_{S_S} dS \sim O(\delta) \tag{16}$$

となることに注意する。また $z=-d$ 上での諸量は全て $z=0$ 周りで展開し、$O(\delta\varepsilon^2)$ を無視すると結局次式を得る。

$$\begin{aligned}\mathbf{F}_H^{(2)} = \rho \iint_{S_B} dS \left|\Phi_t^{(1)}\right|_{z=0} \nabla\zeta^{(1)} \\ +\frac{1}{2}\rho g \oint_C dC \left(\zeta^{(1)}\right)^2 \mathbf{n}^{(0)} \\ -\frac{1}{2}\rho g \oint_C dC \left(\xi^{(1)}\right)^2 \mathbf{n}^{(0)}\end{aligned} \tag{17}$$

$O(\varepsilon^2) \sim O(\delta\varepsilon)$ ならば、2次の力としては厳密には上式に (12) 式を加えなくてはならない。しかしながらここでは長周期成分のみに注目しているので、以下では上式に現れる項のみを扱う事にする。なお上式において浮体の上下変位 ζ として剛体モードのみを考えたものは、T.F.Ogilvie[6] による剛体に対する変動漂流力評価式で喫水が波長に比べて十分に小さいとした場合に一致する。

(17) 式を薄板の曲げ方程式

$$D\nabla_H^4\zeta^{(1)} = -\rho g\zeta^{(1)} - \rho\Phi_t^{(1)} \quad \text{on } z=0 \tag{18}$$

但し

$$D：曲げ剛性,\quad \nabla_H^4 \equiv \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)^2$$

を用いて整理すると

$$\begin{aligned}\mathbf{F}_H^{(2)} = -D \iint_{S_B} dS \left(\nabla_H^4\zeta^{(1)}\right) \nabla\zeta^{(1)} \\ -\frac{1}{2}\rho g \oint_C dC \left(\xi^{(1)}\right)^2 \mathbf{n}^{(0)}\end{aligned} \tag{19}$$

ここで右辺第1項は浮体底面が弾性変形によって傾くことにより生じる変動漂流力をあらわし、第2項は相対水位に起因する変動漂流力に対応する。あるいは上式第1項で部分積分を行い、浮体端部における自由端条件

$$\frac{\partial}{\partial n}\left[\frac{\partial^2}{\partial n^2}+(2-\nu)\frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right]\zeta^{(1)} = 0$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial n^2}+\nu\frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right]\zeta^{(1)} = 0$$

及び浮体の角における集中力ゼロの条件

$$2D(1-\nu)\frac{\partial^2\zeta^{(1)}}{\partial n\partial\tau} = 0$$

を用いることによって、超大型浮体に働く変動漂流力評価式として次のような表現を得ることもできる。

$$\begin{aligned}\mathbf{F}_H^{(2)}(t) =& -D(1-\nu)\oint_C dC \left(\frac{\partial^2\zeta^{(1)}}{\partial n\partial\tau}\right)^2 \mathbf{n}^{(0)} \\ &-\frac{D}{2}(1-\nu^2)\oint_C dC \left(\frac{\partial^2\zeta^{(1)}}{\partial \tau^2}\right)^2 \mathbf{n}^{(0)} \\ &-\frac{1}{2}\rho g \oint_C dC \xi^{(1)2}\mathbf{n}^{(0)}\end{aligned} \tag{20}$$

但し ν はポアソン比であり、$\dfrac{\partial}{\partial n}, \dfrac{\partial}{\partial \tau}$ はそれぞれ法線方向微分、接線方向微分を表すものとする。

2.3. 変動漂流力の簡易評価式

本論の目的は多方向不規則波中の超大型浮体に働く変動漂流力の評価法を開発することにある。その評価法の用途としては例えば数値シミュレーションにより短波頂波中の超大型浮体に働く変動漂流力を予測する際の使用や、あるいは実海域における漂流力のモニタリングでの使用が考えられる。

シミュレーションでは計算量の軽減、モニタリングでは計測項目の削減という観点からいずれにしてもより簡便に変動漂流力が評価できるならばそれにこしたことはない。一方長さ数キロにもなる超大型浮体の場合、一般的な傾向としては浮体の水平方向の寸法に比べ入射波の波長が小さく、従って弾性変形も比較的小さいであろうと予想される。また入射波の波長によらず (20) 式第1項と第2項は2次元問題に対してはゼロとなる事から、入射角によっては (20) 式第1項と第2項は非常に小さくなるのではないかと類推される。このような動機と予想から著者らは (20) 式第3項のみによって、すなわち

$$\mathbf{F}_H^{(2)}(t) \sim -\frac{1}{2}\rho g \oint_C dC \xi^{(1)2}\mathbf{n}^{(0)} \tag{21}$$

によって変動漂流力を評価する。今 $\mathbf{k}$ を波数ベクトルとして、長波頂入射不規則波を

$$\varepsilon\eta_I^{(1)}(\mathbf{x};t) = \Re\left[\sum_{j=1}^{\infty} a_j e^{i(\mathbf{k}_j\mathbf{x}-\omega_j t)}\right] \tag{22}$$

と表現し、$\omega^{\pm} \equiv \omega_j \pm \omega_k$ として

$$\varepsilon^2\mathbf{F}_H^{(2)}(t) = \Re\left[\sum_{j=1}^{\infty}\sum_{k=1}^{\infty}\left\{\mathbf{F}_{jk}^{+}e^{-i\omega^+ t}\right.\right.$$

$$+\mathbf{F}_{jk}^{-} e^{-i\omega^{-}t}\Big\}\Big] \quad (23)$$

$$\varepsilon\xi^{(1)}(\mathbf{x};t) = \Re\left[\sum_{j=1}^{\infty} a_j \xi_j^{(1)}(\mathbf{x}) e^{-i\omega_j t}\right] \quad (24)$$

と書くことにすれば、(21) 式から結局次のような長周期変動漂流力の簡易算定式が得られる。

$$\mathbf{F}_{jk}^{-} = -\frac{\rho g a_j a_k^*}{4} \oint_C dC \xi_j^{(1)} \xi_k^{(1)*} \mathbf{n}^{(0)} \quad (25)$$

3. 数値計算による検証

(20) 式第 1 項と第 2 項を省略することの正当性を理論的に示す代わりに、浮体の剛性、入射角、入射波周期をパラメータとしてシリーズ計算を行い、(20) 式第 1 項、第 2 項と第 3 項を比較することによって (25) 式の検証を行う。

3.1. 数値計算の概要

数値計算は当所で開発した超大型浮体式海洋構造物の波浪中弾性応答計算プログラムを使用して (20) 式第 1 項と第 2 項及び第 3 項の定常成分について行った。数値計算法自体の詳細については文献[7] を参照していただきたい。数値計算の対象モデルの主要目を Table 1 に示す。また計算条件としては、できるだけ現実的な計算条件での検証となるように留意し、Table 2 の様に選んだ。曲げ剛性については計算対象浮体を基準として曲げ剛性を 1/1000〜100 倍まで変化させた。

Table 1: Principal particulars of the model(VL15-Prototype)

length	L	1200	[m]
breadth	B	240	[m]
thickness	d_t	4.5	[m]
draft	d	1.0	[m]
flexural rigidity	EI	4.54×10^9	[kgf·m]

3.2. 数値計算結果と考察

計算結果の一例として Figs.2 から 4 に入射波周期が 5 から 15 秒の場合について、各入射角に対して曲げ剛性を変化させたときの (20) 式第 1 項と第 2 項の和の定常成分と第 3 項の定常成分を数値計算した結果を示す。横軸は浮体の曲げ剛性、縦軸が力の無次元値であり、上 2 つが (20) 式第 1 項と第 2 項の和の定常成分、下 2 つが第 3 項の定常成分を表す。またいずれも左 2 つが x 方向 (surge 方向) の力、右 2 つが y 方向 (sway 方向) の力を表す。入射角の違いはプロット記号と曲線の違いによって示されている。但しプロットされた点が計算結果を表し、それらの点を結ぶ曲線は単に見やすさのために追加しただけでそれ以上の意味はない。

これらの図から F_x, F_y いずれも (20) 式第 1 項と第 2 項の和の定常成分 (上 2 つ) はほぼゼロとなっており、(20) 式第 3 項が漂流力全体を代表しているものとして扱えることが分かる。全体的な傾向としては浮体の剛性が大きいほど漂流力を (20) 式第 3 項のみで評価することの近似の程度は良くなる。

4. 長波頂波不規則波中実験

4.1. 概要

実験は平成 10 年 9 月に当所の海洋構造物試験水槽 (長さ 40[m]× 幅 27.5[m]× 水深 0〜2[m]) において実施した。供試模型の概要図を Fig.5 に、主要目を Table 3 に示す。

実験では長波頂不規則波中の弾性浮体側面における相対水位分布の時系列データを得るために、Fig.5 の浮体端部に四角で示す 104 箇所において相対水位を測定した。相対水位計は 3cm 間隔で設けた 2 つの相対水位計を 1 組として設置し、各組どうしの間隔は 24cm(あるいは角に近いところでは 22.5cm) とした。また浮体に働く漂流力を直接計測するため、Fig.5 の 3 点に検力計を設けた。水深は 49[cm] とした。

測定された相対水位の時系列データから (25) 式により長周期変動漂流力を計算し、検力計から直接得られた変動漂流力の長周期成分と比較すれば (25) 式を検証することができる。

Table 3: Principal particulars of the model

長さ	L	4.8	[m]
幅	b	1.0	[m]
厚さ	d_t	75	[mm]
喫水	d	15	[mm]
曲げ剛性	EI	81.8	[Nm]

Table 2: Calculation condition

water depth	h	20	[m]
incident wave period	T	15,10,5	[s]
incident angle	θ	0,15,30,45,60,75,90	[deg]
flexural rigidity	EI	$10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}, 1, 10, 10^2 \times (4.54 \times 10^9)$	[kgf·m]

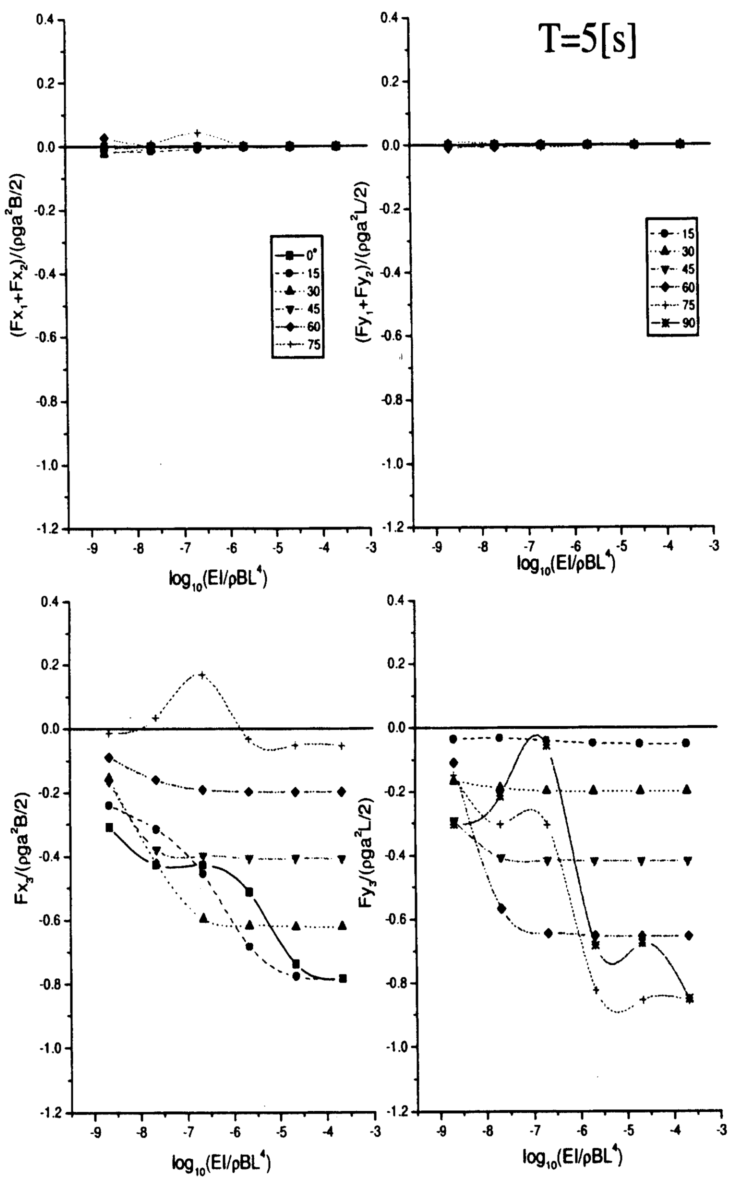


Fig. 2: Steady wave drift force due to (the 1st + the 2nd term) and the 3rd term of eq.(20)(T=5sec.)

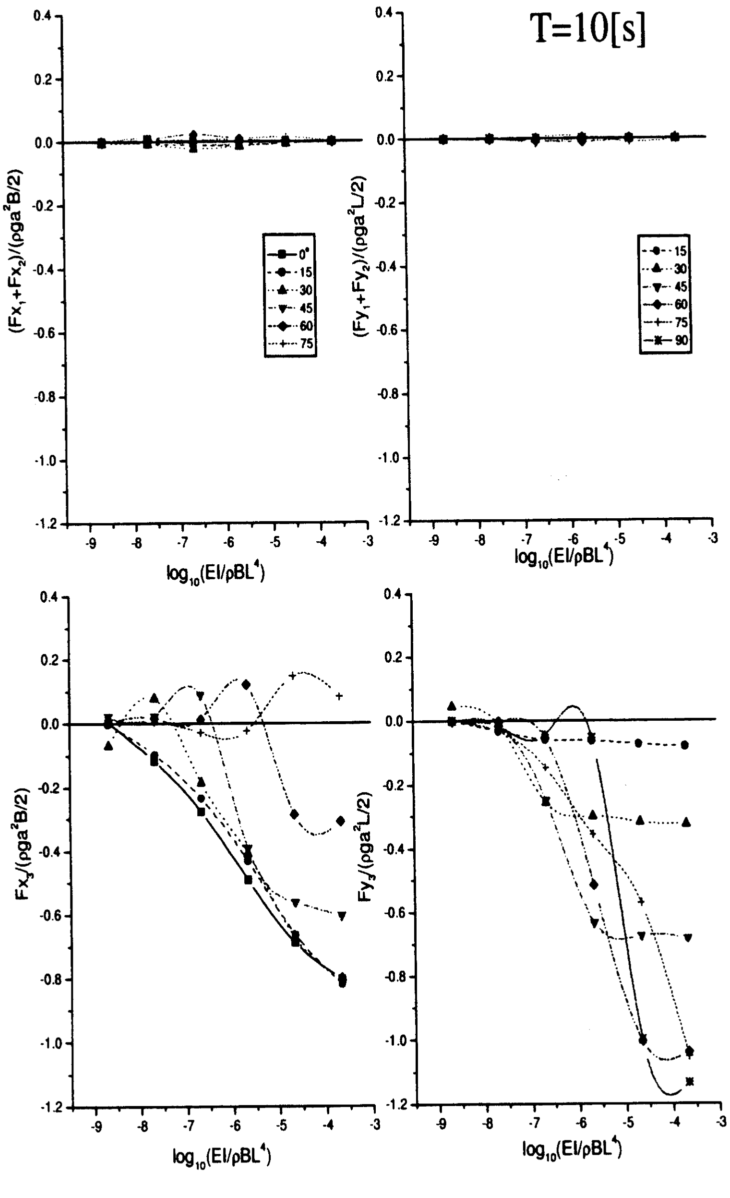


Fig. 3: Steady wave drift force due to (the 1st + the 2nd term) and the 3rd term of eq.(20)(T=10sec.)

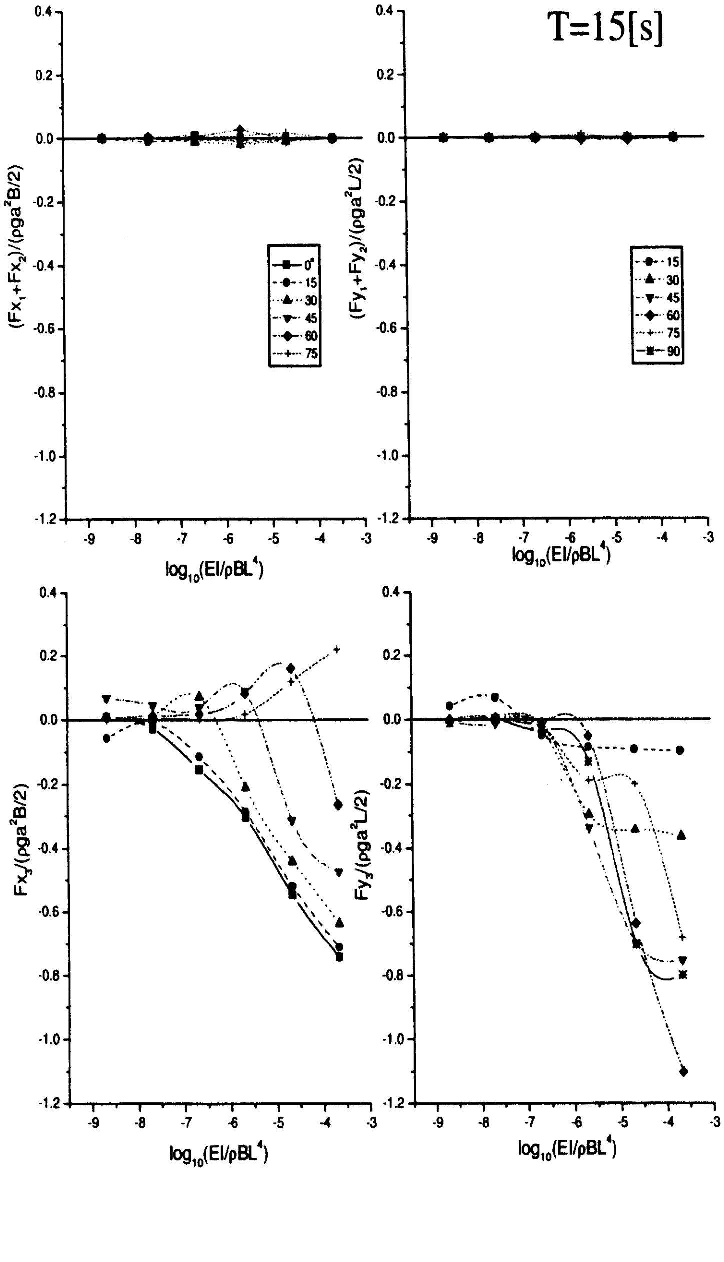


Fig. 4: Steady wave drift force due to (the 1st + the 2nd term) and the 3rd term of eq.(20)(T=15sec.)

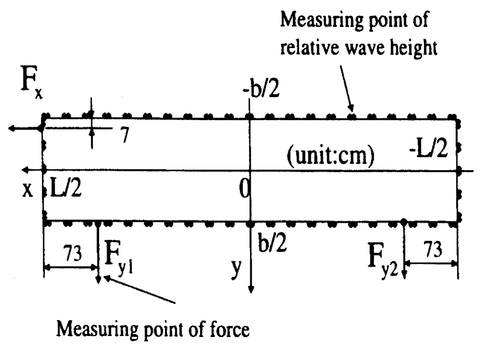


Fig. 5: Measuring points of relative wave height & force

4.2. 実験解析

実施された実験のうち今回解析に用いた実験条件は Table 4 の 10 通りである。測定された時系列データの長さはいずれも 360 秒程度であったが、解析に用いる際は過渡的な現象を省くため全てのデータで初めの数 10 秒と終わりの数 10 秒をカットし、時系列データ長さを 270 秒で統一した。

次に検力計により得られた時系列データから長周期成分を取り出すために、周波数 f=0.5[Hz] 以上の高周波成分を除いた。なお、漂流力の y 方向成分については 2 点で計測しているので両者の和を採った。

今の場合弾性浮体模型端部の各測定点において測定された相対水位の時系列データを Fourier 成分に分解し、(25) 式に代入すれば、相対水位から長周期変動漂流力が求められたことになる。この計算手順をもう少し具体的に述べると、まず各測定点で得られた相対水位の時系列データを (24) 式のように Fourier 成分に分解し、$\xi_j^{(1)}(\mathrm{x})$ を求める。次に各測定点における (25) 式の被積分関数を計算する。この被積分関数を (25) 式のように浮体周りで周積分すれば大型浮体にかかる長周期変動漂流力が評価できるわけであるが、相対水位の値—従って (25) 式被積分関数の値—は空間的に飛び飛びにしか与えられていないので、(25) 式の周積分を行う際はあらかじめ被積分関数をスプライン補間してから積分を行った。また、この計算結果を検力計から直接得られた漂流力測定値と比較する際には、測定値に対して行ったのと同様に (25) 式によって得られる漂流力のうち周波数 f=0.5[Hz] 以上の高周波成分を除去した。

以上の様にして算定式 (25) による計算結果と、検力計から得られた値の比較を行った。

4.3. 比較結果及び考察

算定式 (25) による計算結果と、検力計から得られた値の比較例として、Table 9 の CASE1 の場合について Fig.6 に時間領域での比較結果を示す。図はいずれも横軸が時間、縦軸が算定式あるいは検力計から得られた長周期変動漂流力水平方向成分あるいはモーメントである。ただし点線が算定式による値、実線が計測された値を示す。

いずれの場合においても長周期変動漂流力算定式による計算結果と測定値とは、位相・振幅ともに概ね一致しており、長周期変動漂流力推定式 (25) がこれらの実験条件のもとで有効であることを確認できた。また統計量による比較として力及びモーメントの偏差の平方根について測定値と計算値のズレをチェックした。その結果計算値と測定値の比はいずれもほぼ 1 であり、両者の誤差はいずれも概ね 5%弱、最大でも 10%であった (Table 5~7 参照)。

Table 4: Test conditions (Peak freq.: 1[Hz])

CASE	入射角 [deg]	有義波高 [cm]
1	30	3.40
2	30	3.64
3	60	3.47
4	60	3.73
5	90	2.42
6	90	2.59
7	0	3.34
8	0	3.39
9	0	3.27
10	0	3.50

変動漂流力の本評価法の理論的根拠（厳密な意味での理論根拠ではないが）を付録に示す。

5. 短波頂波中模型実験

本評価法が多方向不規則波中でも有効であることを確認する為に短波頂波中で模型実験を行い、模型

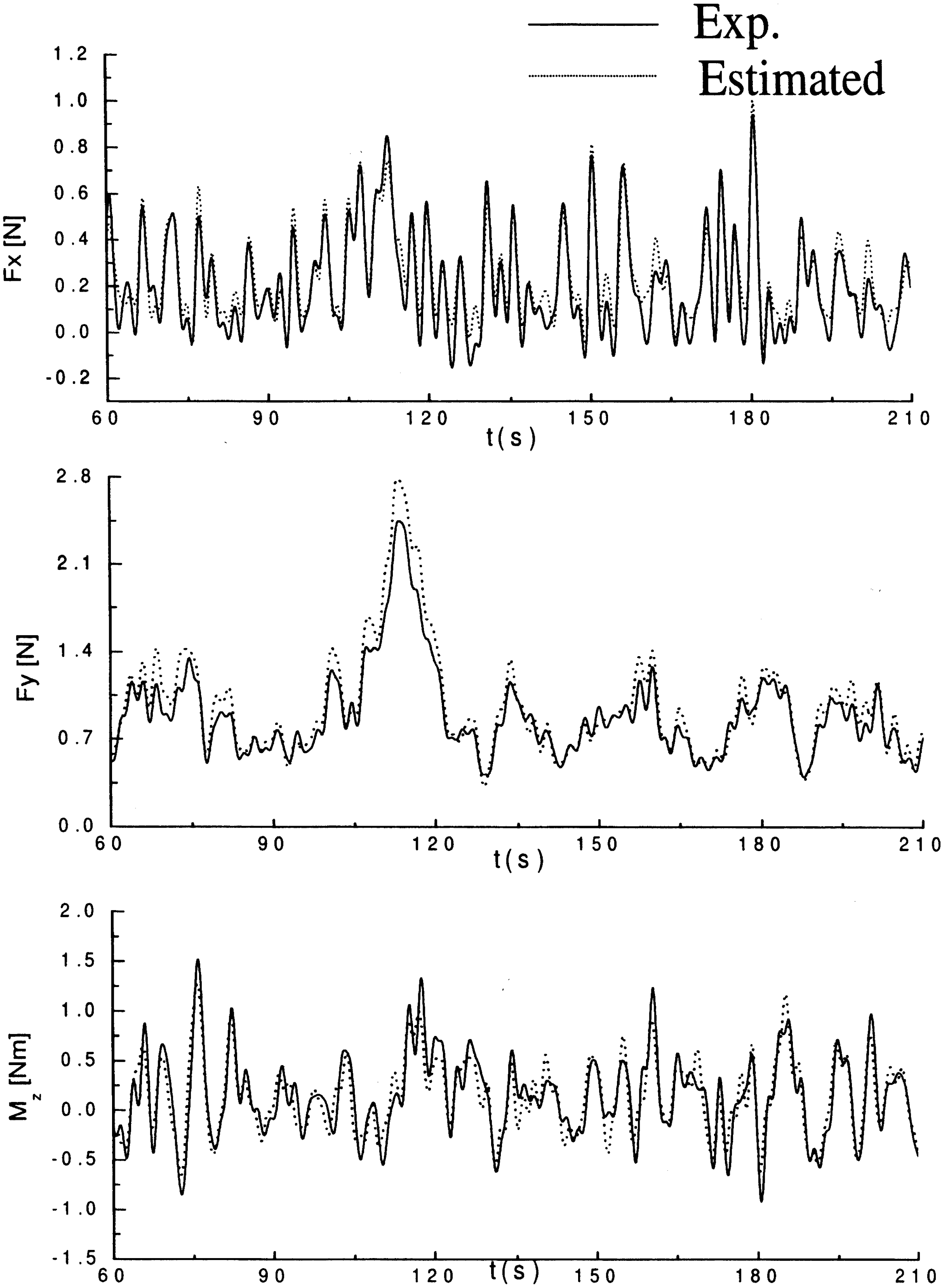


Fig. 6: Each component(F_x, F_y, M_z) of a slowly varying drift force in time domain (CASE1)

Table 5: Comparison of measured and calculated slowly varying drift forces (x-component) with square roots of their standard deviations

CASE	測定値 (A) [$\sqrt{\mathrm{N}}$]	計算値 (B) [$\sqrt{\mathrm{N}}$]	比 (B/A)
1	0.470	0.435	0.926
2	0.549	0.524	0.954
3	0.410	0.394	0.961
4	0.439	0.438	0.998
7	0.666	0.687	1.03
8	0.691	0.709	1.03
9	0.657	0.685	1.04
10	0.735	0.767	1.04

Table 6: Comparison of measured and calculated slowly varying drift forces (y-component) with square roots of their standard deviations

CASE	測定値 (A) [$\sqrt{\mathrm{N}}$]	計算値 (B) [$\sqrt{\mathrm{N}}$]	比 (B/A)
1	0.648	0.598	0.923
2	0.686	0.645	0.940
3	0.934	0.848	0.900
4	1.08	1.02	0.944
5	1.00	0.983	0.983
6	1.11	1.12	1.01

Table 7: Comparison of measured and calculated slowly varying drift moments with square roots of their standard deviations

CASE	測定値 (A) [$\sqrt{\mathrm{Nm}}$]	計算値 (B) [$\sqrt{\mathrm{Nm}}$]	比 (B/A)
1	0.668	0.640	0.958
2	0.774	0.744	0.961
3	0.968	0.890	0.919
4	1.16	1.14	0.983

浮体側面で測定した相対水位から本評価法により算定した変動漂流力と、浮体変位測定値から求められた変動漂流力の比較を行った。

5.1. 実験概要

実験は運輸省港湾技術研究所・大型構造物試験水槽において行った。水槽内での浮体配置の一例を Fig.8 に示す。同水槽には 2 面に多方向不規則波造波装置を備えたデュアルサーペント型造波装置が設置されており、 Fig.8 中の "FIRST FACE" 、 "SECOND FACE" はこの 2 面の造波装置を意味する。

供試模型の主要目は Table8 の通りである。実験は防波堤 (長さ 17[m]、厚さ 9[mm]、天端高 3[cm] と 4[cm] の 2 種類) がない場合とある場合について行った。防波堤を設置する場合は Fig.8 に示すように、浮体模型の長辺と防波堤が平行になるように設置した。計測項目は相対水位、係留点水平方向変位 (4 点)、及び模型浮体周囲の波高の 3 項目とした。Fig.7 は供試模型を真上から見た図であり、図中三角形で示す 32 箇所に相対水位計を配置した。図中の θ は波の入射方向をあらわす。係留にはドルフィン―線形ばね係留を使用し、Fig.7 中に矢印で示す 4 点で係留した。またレーザー変位計により、係留点の水平方向変位を測定し、その計測値から浮体の各モードの動揺変位を推定した。

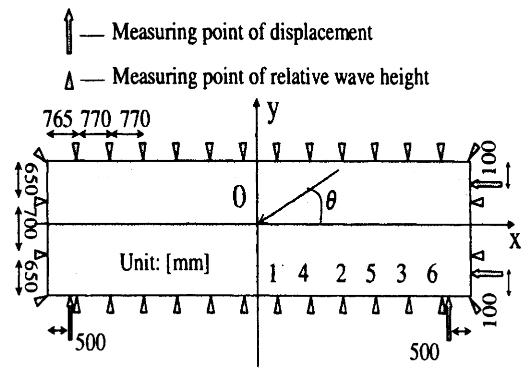


Fig. 7: Measuring points of relative wave height & force

波浪場の条件は、JONSWAP 型波スペクトル、光易型方向分布関数とし、ピーク周期 T_P 、有義波高 $H_{1/3}$ 、方向集中度 $S_{\max}$ 、及び主方向 θ をパラメータとして変化させた。水深は 45[cm] とした。

Table 8: Principal particulars of the model

長さ	L	10	[m]
幅	B	2	[m]
厚さ	d_t	0.07	[m]
喫水	d	0.02	[m]
曲げ剛性	EI	762.3	[Nm]

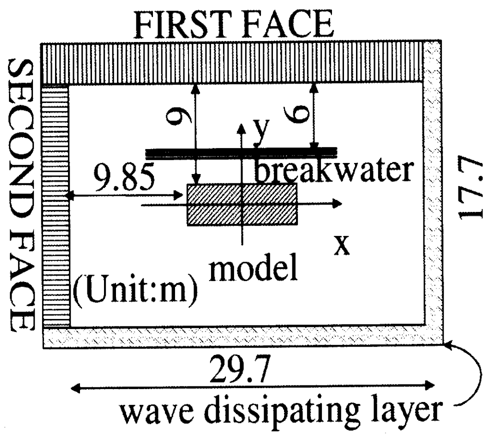


Fig. 8: Plane view of the model in the water tank

5.2. 比較結果及び考察

実施した実験のうち今回解析に用いた実験条件はTable 9 の 17 通りである。但し $T_p, H_{1/3}, S_{\max}, \theta$ は各々入射波のピーク周期、有義波高、方向集中度、主方向を表すものとする。

case 4 の場合について、評価式 (25) 及び浮体変位から求められた変動漂流力から 0.5[Hz] 以上の高周波成分を除いたものを時間領域で比較した結果をFig.9 から Fig.10 に示す。図中の F_x, F_y, M_z はそれぞれ surge 方向の長周期変動漂流力、sway 方向の長周期変動漂流力、及び z 軸周りの長周期変動漂流モーメントを表す。また、図中の点線と実線はそれぞれ評価式 (25) 及び浮体変位から求められた長周期変動漂流力を表す。case 4 は今回の実験の中では方向集中度のもっとも小さい場合であるがこのような多方向不規則波中の場合においても、評価式 (25) 及び浮体変位から求められた長周期変動漂流力の変動の様子は良く一致している事がわかる。

Fig.11 に長周期変動漂流力の標準偏差の比較結果を示す。いずれも横軸に相対水位から評価式 (25) によって求めた値、縦軸には浮体変位から求めた値をとった相関図であり、上から順に M_z, F_y, F_x についての結果である。また図中の直線は参考のために引いた傾き 1 の直線である。いずれの場合も定常漂流力、長周期変動漂流力の変動強さともに我々の評価法で良く推定できているといえる。

Table 9: Test conditions

$$\left(T_p = 1.1[s], H_{1/3} = \begin{cases} 2[\mathrm{cm}] & \text{in case } 7, 8 \\ 5[\mathrm{cm}] & \text{otherwise} \end{cases}\right)$$

case	$S_{\max}$	θ [deg]	case	$S_{\max}$	θ [deg]
1	10	90	10	10	0
2	50	90	11	50	0
3	∞	90	12	∞	0
4	10	120	13	10	30
5	50	120	14	50	30
6	∞	120	15	∞	30
7	25	120	16	25	30
8	75	120	17	75	30
9	10	90	—	—	—

5.2.1. 方向集中度の影響

長周期変動漂流力に対する方向集中度の影響を調べるために、防波堤がない場合に、浮体変位から求めた長周期変動漂流力及びモーメントの変動強さを、方向集中度別に整理した結果を図 12 に示す。但し、長周期変動漂流力及びモーメントの変動強さは、長周期変動漂流力及びモーメントの分散と、浮体がない状態で、浮体中央の位置において測定した検定波の波面上昇量の 2 乗の分散との比によって表わすものとする。なお図中の折れ線は、見易さのために各入射角に対して得られた分散比の平均値を直線で結んだものである。

この図から surge 方向の変動漂流力 F_x の変動強さは、縦波 $\theta = 0$[deg] の場合 $1/S_{\max}$ の増加とともに減少するが、逆に横波 $\theta = 90$[deg] ではわずかに増加する。同様に sway 方向の変動漂流力 F_y の変動強さは、横波の場合には $1/S_{\max}$ の増加とともに減少し、縦波の場合には若干増加する。斜め波の場合、F_x 、F_y の変動強さは縦波、横波の場合に比べ、より複雑な変化を示す。

安全側で浮体に働く変動漂流力を算定するのであれば、F_x、F_y ともに長波頂波中で考えれば十分で

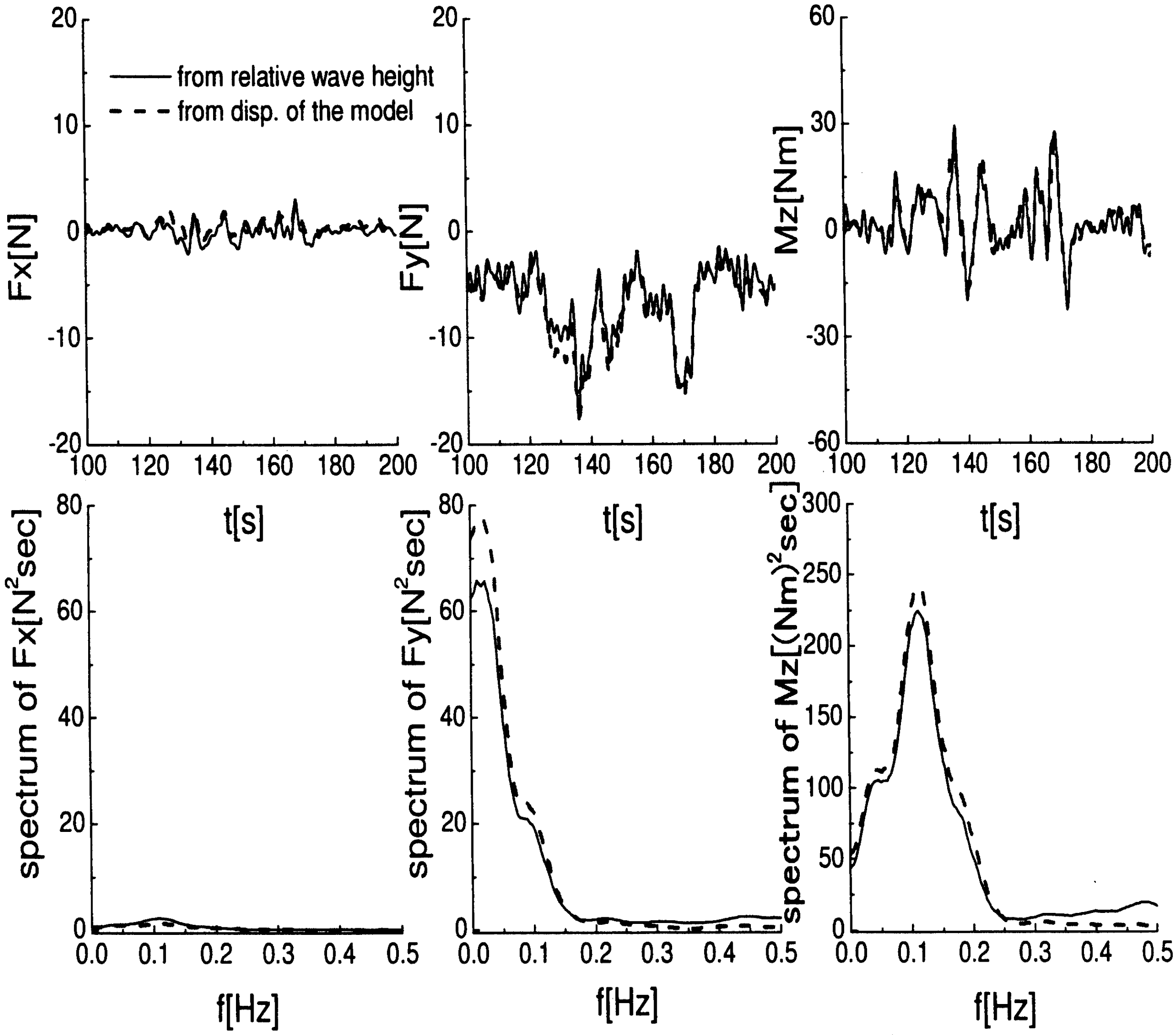


Fig. 9: Comparison of slowly varying drift forces estimated from relative wave height and disp. of the model $S_{max} = \infty, \theta = 60$[deg]

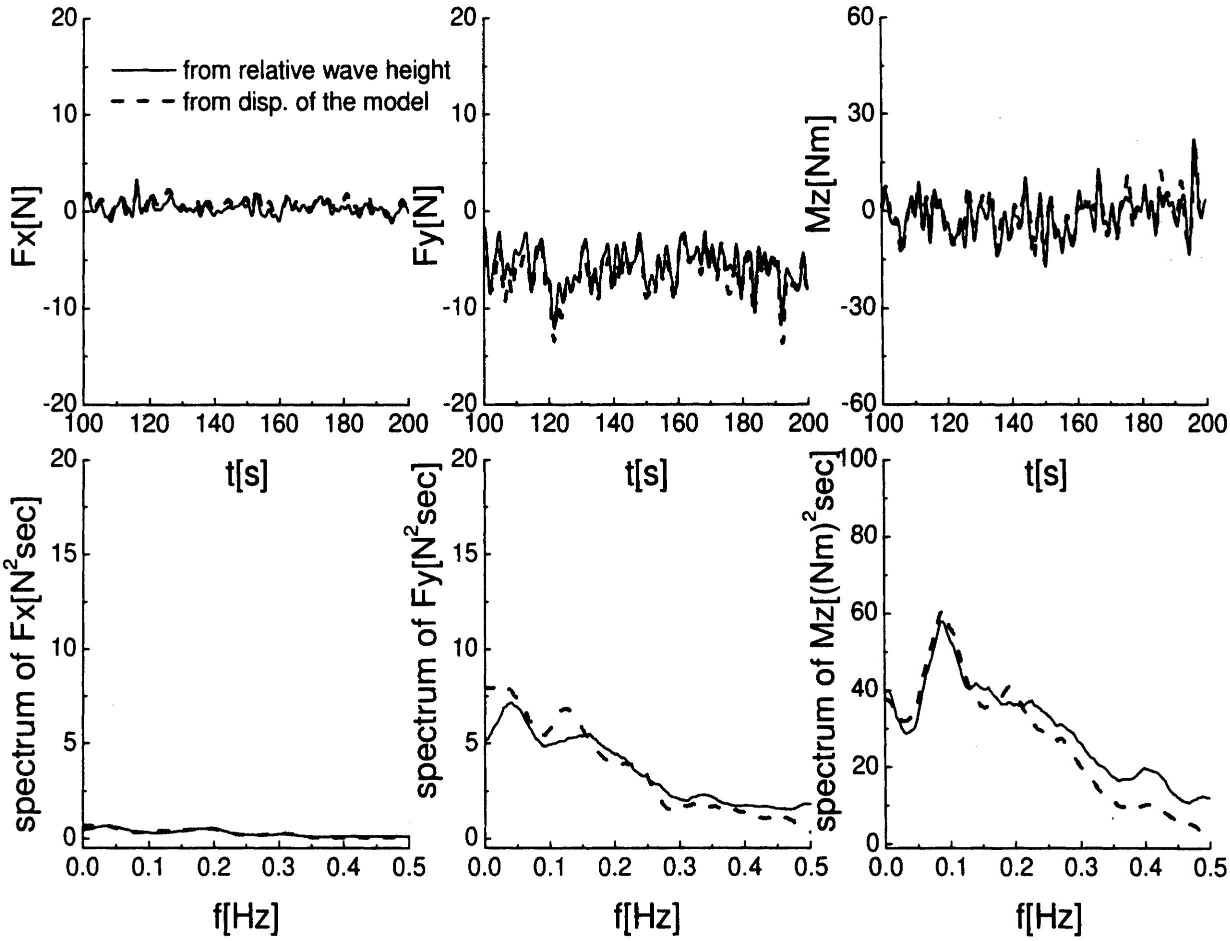


Fig. 10: Comparison of slowly varying drift forces estimated from relative wave height and disp. of the model $S_{max} = 10, \theta = 60$[deg]

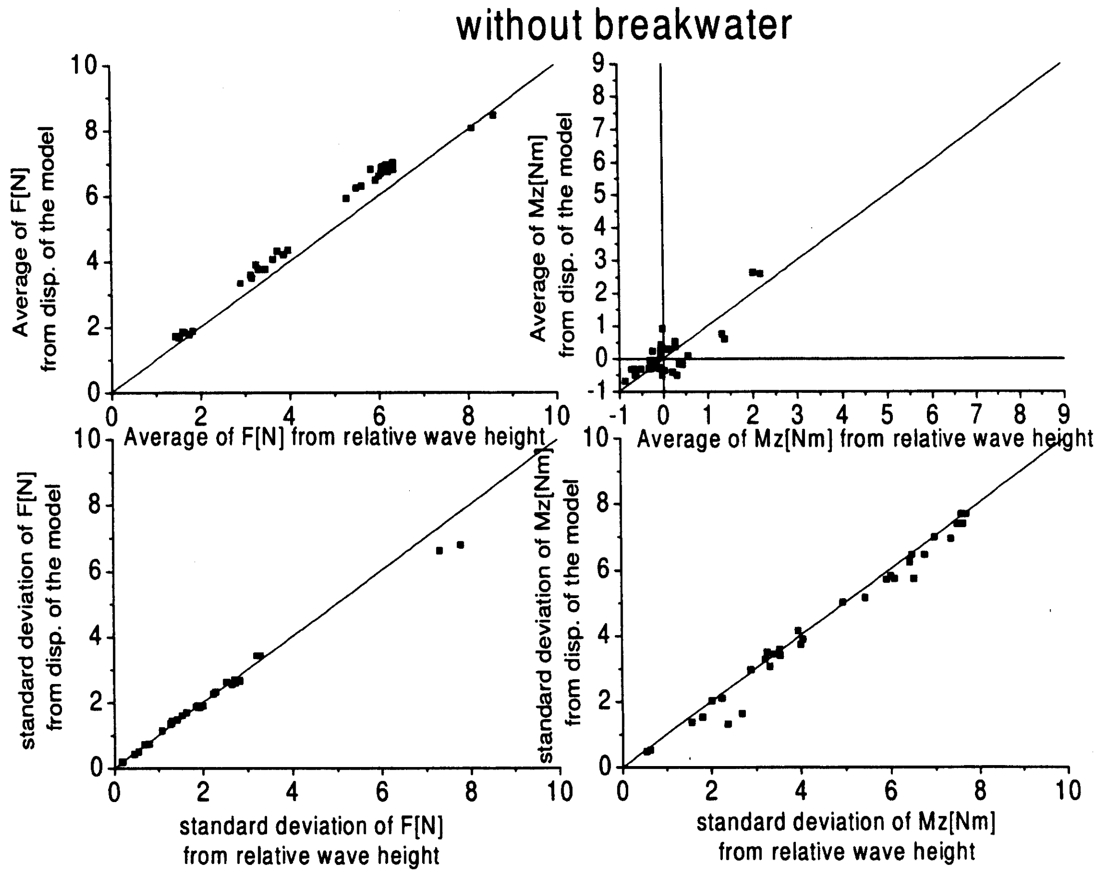


Fig. 11: Comparison of estimated values by means of their standard deviation

ある。

yaw 方向の長周期変動漂流モーメント M_z の変動強さは、特に横波中で、方向集中度によって大きく変化する。

5.2.2. 防波堤の影響

次に、防波堤のある場合とない場合について、浮体の水平方向変位から求めた長周期変動漂流力のパワースペクトルを図13に示す。いずれも $T_P = 1.1$[sec]、$H_{1/3} = 5$[cm] であり、図の左列が主方向90度の場合、右列が120度の場合に対応する。また実線は防波堤無し $S_{\max} = 10$ 、破線は防波堤(天端高4[cm])有り $S_{\max} = 10$ の場合に相当する。なお右列の点線は長波頂波の場合である。いずれの場合も、防波堤によって長周期変動漂流力はかなり低減されている。ただし、主方向120度の場合の F_x については、比較的低減率が低い。これらのことから、防波堤は多方向不規則波中でも機能するが、多方向不規則波が防波堤に対して直角でなく、斜めに入射してくる場合には、防波堤と平行な方向(ここでは surge 方向)の長周期変動漂流力に対し、低減効果が比較的低い事がわかる。

5.2.3. 簡易算定法の検証

次に防波堤がある場合の簡易算定法の検証結果について調べる。

Fig.14 ～Fig.15 に防波堤がある場合の、簡易算定法と浮体変位から評価した長周期変動漂流力の比較例を示す。比較例は、天端高 4[cm] の防波堤を設置した場合である。有義波高は、ピーク周期と主方向は全て $H_{1/3} = 5$[cm]、$T_P = 1.1$[sec]、$\theta = 120$[deg] であり、方向集中度は Fig.14 が $S_{\max} = \infty$ 、Fig.15 が $S_{\max} = 10$ で、この $S_{\max} = 10$ は今回行った実験条件 ($S_{\max} = 10, 25, 50, 75, \infty$) の中では方向集中度が最も小さいケースである。各図は左から第1列目が surge 方向の変動漂流力 F_x 、第2列目が sway 方向の変動漂流力 F_y 、そして第3列目が yaw 方向の変動漂流モーメント M_z の比較である。実線は相対水位から、点線は浮体変位から求めた長周期変動漂流力を表す。また、図中の上図は得られた力、及びモーメントの時系列による比較を示しており、下図はパワースペクトルを比較したものである。このように、多方向不規則波の波浪場で、防波堤が存在する場合でも、相対水位から求めた長周期変動漂流力と浮体変位から求めた長周期変動漂流力は良い一致を見せている。

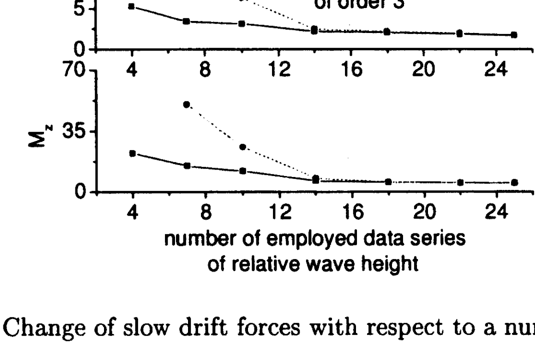
6. 実海域実験

(25) 式の実海域での検証を目的として、メガフロートフェーズIIモデルを用いた各種データの収集と解析を行った。

6.1. 相対水位計の設置数と推定値の収束性に関する予備検討

本評価法により実海域中の超大型浮体に働く変動漂流力を評価する場合、相対水位計がどの程度必要なものか、あるいはどの程度減らしても良いものか気になるところである。そこで Table9 case 4 の場合について評価式 (25) により F_y, M_z を評価する際に用いる、浮体長辺部の相対水位の時系列データの数を減らしていった場合、評価値がどのように変化して行くか調べた。 Fig.6.1. にその結果を示す。図で横軸は変動漂流力評価の際に採用した長辺 ($|y| = B/2$) 上の相対水位時系列データ数を、また縦軸には評価された F_y 及び M_z の標準偏差をとった。相対水位データの間引き方については Fig.7 に示す1から6の順で間引いていった。但し数字は浮体右下にしか書いていないが、それらの位置と前後、左右、回転対称な位置の相対水位データも同時に間引いた。なお相対水位測定点を間引いていない状態 (Fig.6.1. の一番右端の状態) において、変動漂流力評価の際に採用された相対水位測定点の合計数が28よりも少ないのは、実験時に不調な相対水位計があったためである。

[htbp]



Change of slow drift forces with respect to a num-

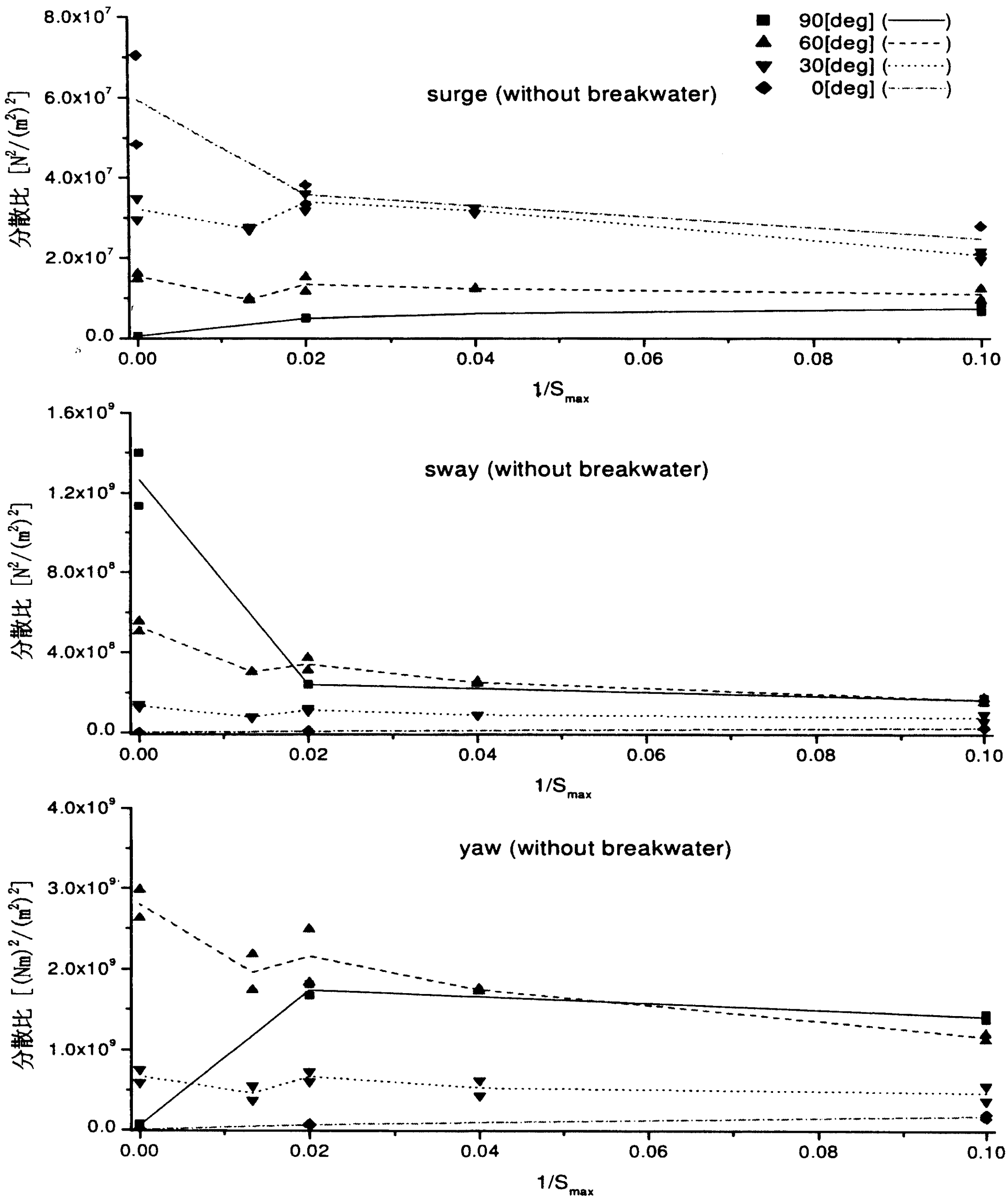


Fig. 12: Change of variances of slow drift forces with respect to directional spreading parameter $S_{\max}$ of waves

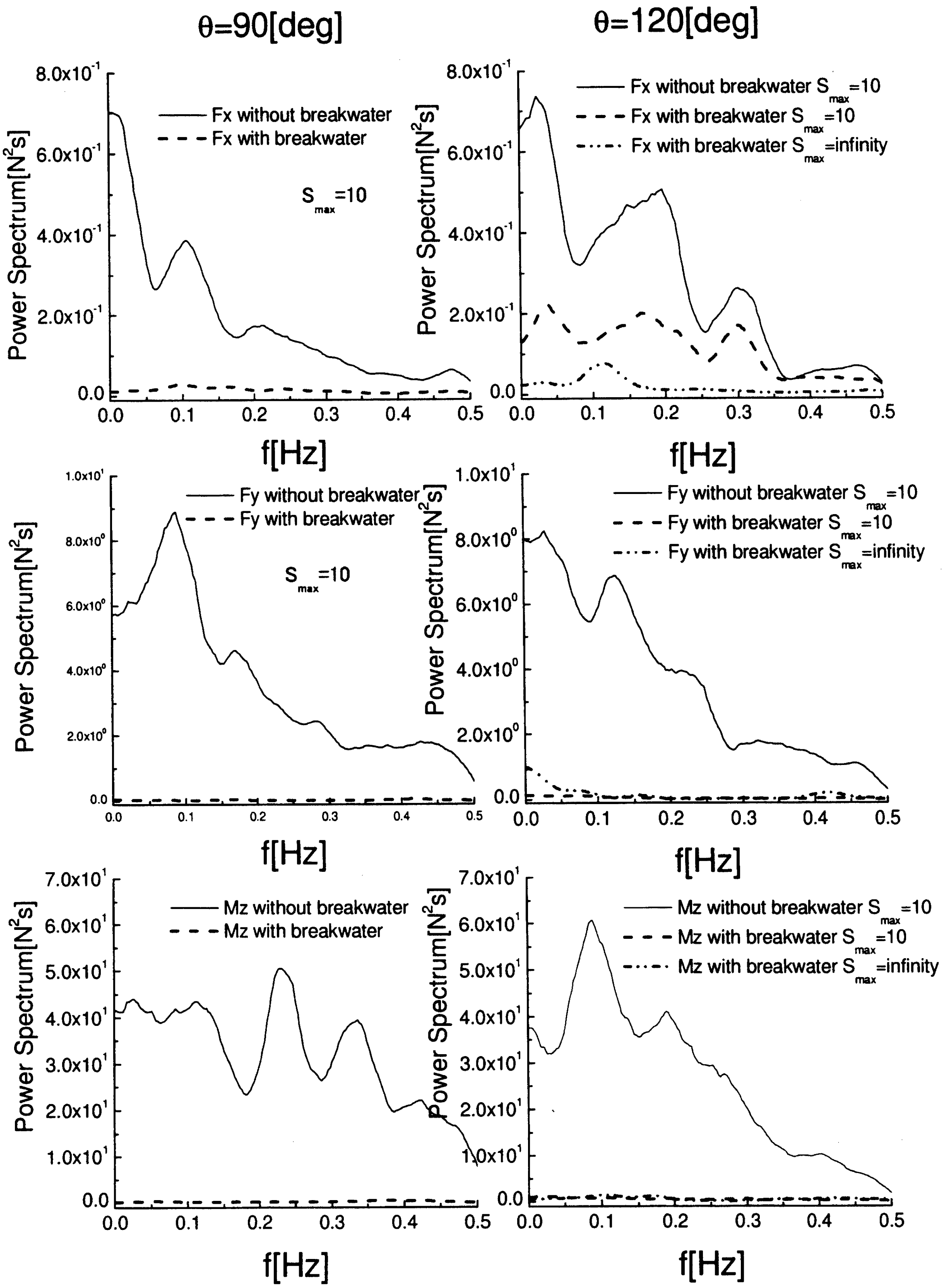


Fig. 13: Break water effect for slowly varying drift forces

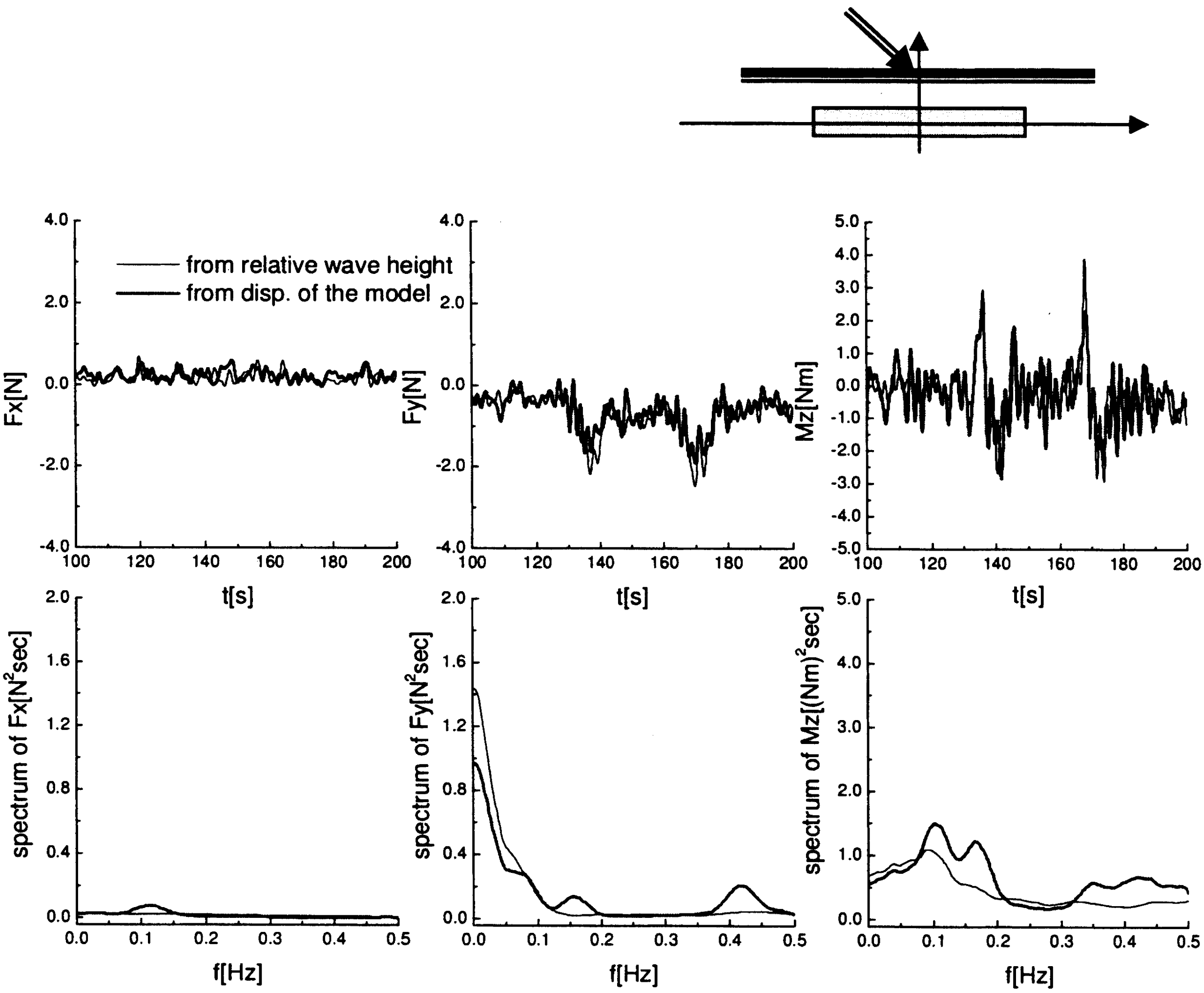


Fig. 14: Comparison of slowly varying drift forces estimated from relative wave height and disp. of the model(with break water) $S_{max} = \infty, \theta = 120$[deg]

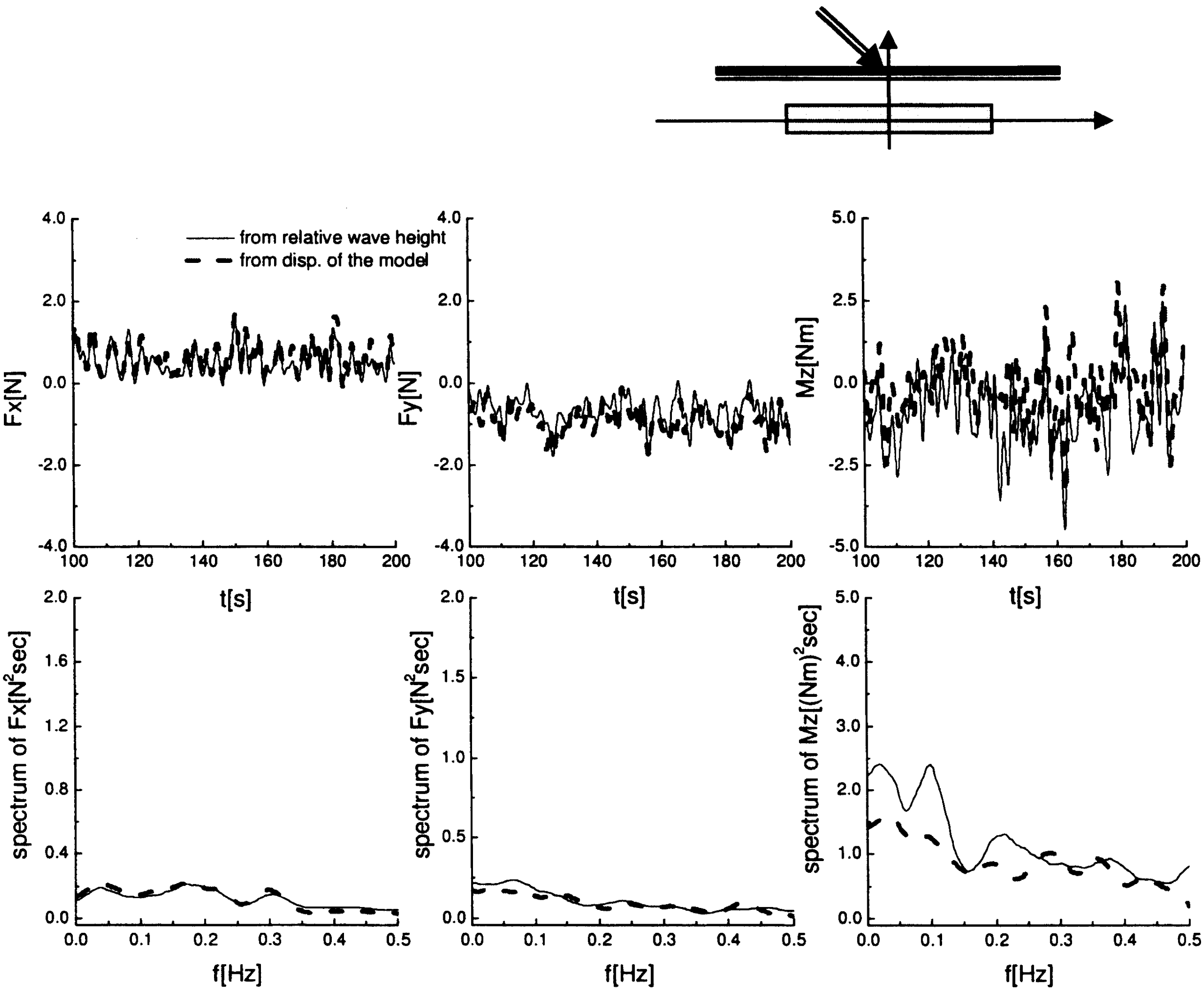


Fig. 15: Comparison of slowly varying drift forces estimated from relative wave height and disp. of the model(with break water) $S_{max} = 10, \theta = 120$[deg]

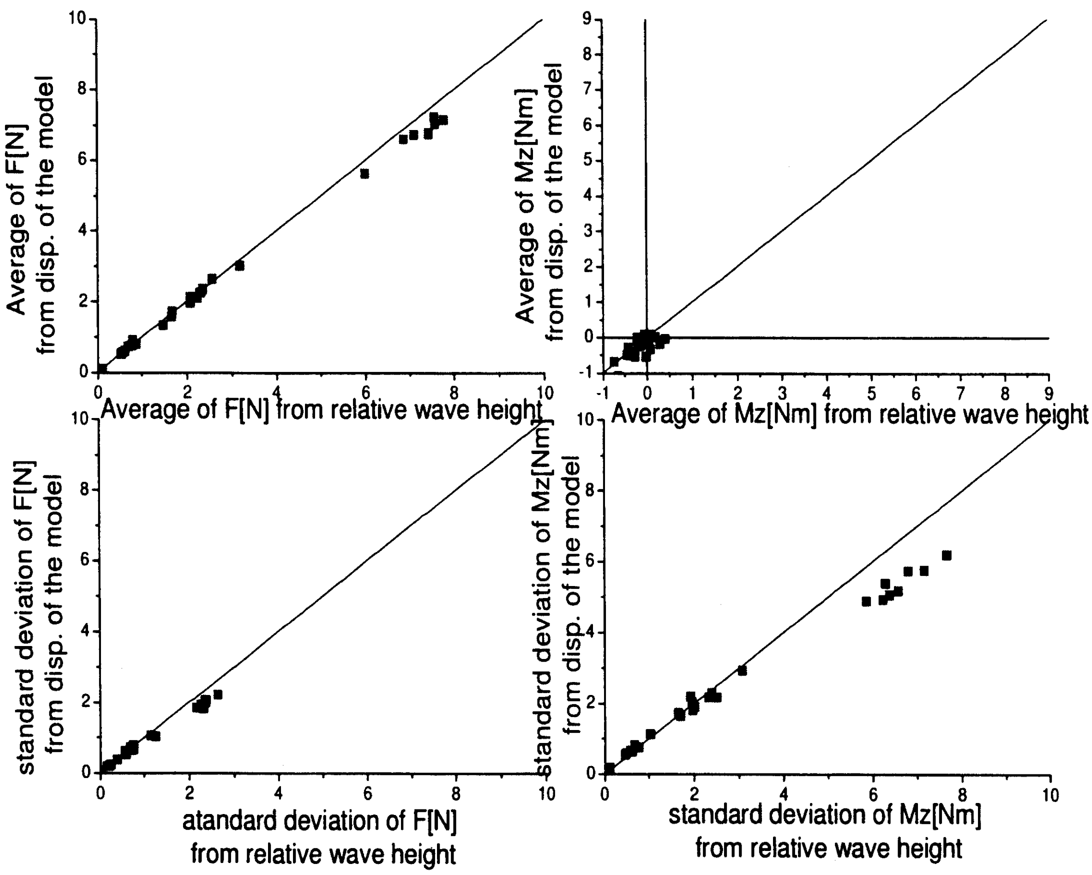


Fig. 16: Comparison of estimated values by means of their standard deviation

ber of relative wave height meters along the side wall of VLFS

(25) 式を用いて変動漂流力の評価を行う際、まず各測定点における相対水位の2乗をとり、次に空間方向に3次のB-スプライン補間を行ってから周積分を行い、最後に高周波成分をカットするという操作を行っているのであるが、Fig.6.1. の点線はこのような操作によって得られた値を示している。一方実線は相対水位の2乗の空間補間の際、B-スプラインでなく直線による補間を行った結果を示している。図から、相対水位計の数が増えれば変動漂流力の評価値がある値に収束して行く様子が分かる。また浮体長辺上の相対水位計の数が、この場合18本程度まで減っても、評価式 (25) による変動漂流力の評価が行える。また相対水位計が14本より少なくなるあたりから評価値は急激に増加してしまうが、B-スプライン補間の代わりに直線補間を用いれば、相対水位計がかなり減ってもそれなりの推定値が得られる事がわかる。

これはB-スプラインによる補間では相対水位計がまばらになるとかなり誇張された補間結果を与えるが、直線補間ではそのような振る舞いがないために、相対水位計の空間密度がかなりまばらであってもそれなりの結果を与えるためであろうと考えられる。

6.2.　実験概要

メガフロートフェーズIIモデルは、メガフロート技術研究組合（平成12年度末解散）により設置された、長さ1000[m]、幅60[m]（一部121[m]）、型深さ3[m]、喫水1[m]のメガフロート実証実験浮体である。係留装置はドルフィン—ガイドフレーム方式（すなわち、ドルフィン頂部の上部工をフェーズIIモデルに配置されたガイドフレームで取り囲んで係留する方式）が採用された。Fig.17 にフェーズIIモデルと係留装置、及び圧力と相対水位風速の計測点の配置概略図を示す。解析に際しては、図中に示すように重心を原点とするX-Y座標軸を考えた。●、★、▲は各々圧力、相対水位、及び風速計測位置を表す。係留装置は6基設置され、このうちNo.3とNo.4はX-Y 2方向型であり、No.1,2,5,6はY方向のみの1方向型である。フェンダーにはフェンダー高さ1700[mm]（SUC1700H − RH）と、1600[mm]（SUC1600H − RH）の2種類があり、No.1〜6の北側（図—1の上側）からの荷重を受ける側にSUC1700H − RH、その他にSUC1600H − RHのフェンダーが使用されている。Fig.18 に、フェンダー（SUC1700H − RH）の静的反力特性を示す。図中の横軸と縦軸には、各々フェンダーの圧縮歪と反力をとっている。波・風の入射角 θ の定義は、Fig.17 に示す通り。Fig.19 に変動圧力計測装置取り付け部分の概略図を示す。

6.3.　実験解析

得られた計測データから浮体に働く波力あるいは外力推定値を求める処理方法は次の通りである。まず第1の方法は、計測された変動水圧と (1)、(2) 式によって、変動漂流力及び線形波力を算定する方法である。第2の方法は、フェーズII浮体の水平面内運動方程式を用いる方法である。

6.3.1.　変動水圧による長周期変動漂流力の評価法

今回は、相対水位を計測する代わりに、Fig.17 に●で示す浮体側面上の20点において変動水圧を測定した。浅喫水浮体の場合、浮体側面上の圧力は次式によって、相対水位に変換することが出来る。

$$\xi^{(1)} \sim P^{(1)}\rho g\Big|_{z=-d} \tag{26}$$

ここで、$P^{(1)}$ は一次の変動圧を、$z=-d$ は圧力計測位置の z 座標を表す。但し、z 軸は鉛直上向きにとるものとする。今回はこのようにして変動水圧計測値から変換された相対水位時系列に対して、(25) 式を適用するという手法をとった。当然ながら、変動水圧計測点は空間的に不連続であるので、(25) 式を適用する際には、相対水位を2乗したものを空間方向に補間する必要があるが、今回は直線補間を行った。また、最終的に力の長周期成分だけ取り出す際には、以下で説明する「運動方程式による長周期変動漂流力の評価法」に合わせて0.1[Hz] 以上の高周波成分は除去した。

6.3.2.　圧力から相対水位への変換結果

まず (26) 式を用いて、圧力の計測値から求めた相対水位の時系列の一例を Fig.20 に示す。横軸は時間 t、縦軸は相対水位 R_W である。また、比較の為、圧力計近くで測定した相対水位の時系列も重ねて描いた。図中の実線は圧力計 (P-15) により計測された圧力を相対水位に変換した結果、1点鎖線

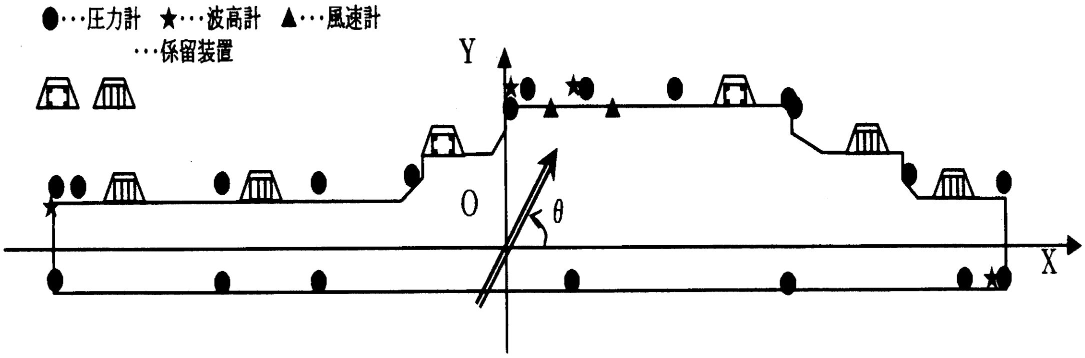


Fig. 17: Schematic view of Phase II Model, mooring system, and measurements

は相対水位計 (H-3) の計測値を表す。両者はよく一致している。

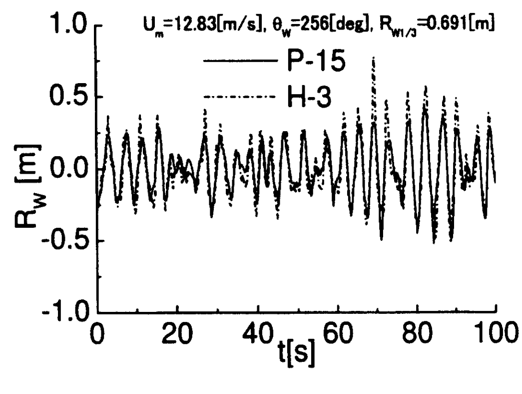


Fig. 20: Comparison of measured and estimated relative wave height

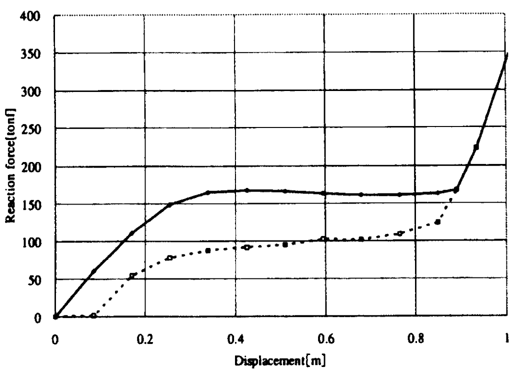


Fig. 18: Dimensionless reaction force of fender

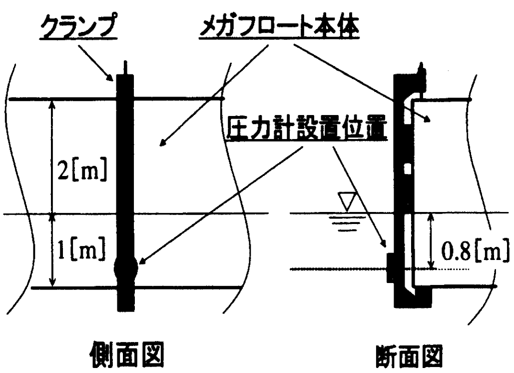


Fig. 19: A pressure gage fixed to Phase II Model

6.3.3. ばね定数 K_i について

Fig.21 にフェンダー変位から求めた浮体左右揺 y とその速度 v_y 、加速度 a_y のパワースペクトルを示す。浮体左右揺のスペクトルの内 0.2[Hz] ~ 0.35[Hz] の成分は、相対水位のスペクトルから判断して、線形波力に対応する成分と思われる。ここでは 0.1[Hz] 以下の成分が、長周期動揺に対応するものと考え、0.1[Hz] 以上の成分は除去してから、速度と加速度を計算した。左右揺のスペクトルピーク周波数は 0.0586[Hz] であり、これを左右揺の固有周波数 f_0 と見なした。また、他の計測データについても同様の操作を行い、 f_0 と浮体の排水量 (84000[ton]) 及び左右揺の付加質量係数を用いてばね定数を求めた。

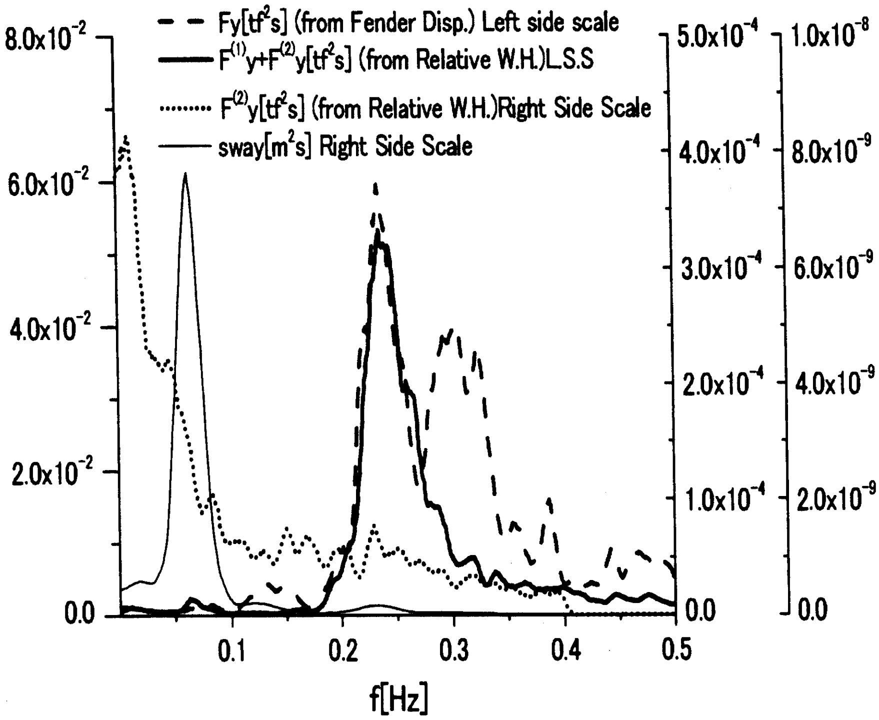


Fig. 21: Spectrum of sway displacement y, sway wave force F_y on

Table.10 に結果を示す。

6.3.4. 運動方程式による長周期変動漂流力の評価法

この方法は、フェーズ II モデルの水平面内動揺の運動方程式

$$(M_{0i}+M_i)\frac{d^2x_i}{dt^2}+N_i\frac{dx_i}{dt}+K_ix_i=F_i(t) \quad (i=1,2,3) \quad (27)$$

の左辺側を評価し、これによって右辺の $F_i(t)$ 、つまり浮体に作用する i 方向の外力を求める方法である。最終的には得られた外力から低周波成分のみを取り出して、長周期変動漂流力を求めることとなる。但し上式において添字 $i=1,2,3$ はそれぞれ前後揺、左右揺、船首揺に対応するものとする。また K_i はフェンダーのばね定数、M_{0i} は浮体の排水量及び慣性モーメント、M_i は付加質量及び付加質量モーメント、 N_i は減衰力係数を表す。

この方法を用いるには、まず浮体の水平面内動揺の時系列を知る必要がある。このためにフェンダー変位をフェーズ II 浮体の水平面内動揺に変換するという手法をとった。

フェーズ II モデルの係留装置では、フェンダーとドルフィンの上部工との間に 10[cm] の間隙がとってあり、本来フェンダー変位から浮体変位を求める場合には、この間隙をどう扱うかという問題があるが、本論文では解析対象データとして比較的波が大きく、計測時間内において常に片側のフェンダーとドルフィン上部工が接触している状態のデータを選ぶことによって、この問題を回避した。結果として、本論文では外力の変動成分のみに注目することとした。

M_i についてはメガフロート技術研究組合の検討結果から、また N_i については、以前に行った模型実験結果から見積もった。

また、先に述べたフェンダーばね定数 K_i は、本来は定数ではなく、Fig.18 に示すような非線形性を持つ。しかしながら、計測されたフェンダー歪量が微小 (最大波高時 — 2000/7/7 台風 3 号時 — でも 4 [%] 程度) である、ことから今回は K_i を定数として扱うこととした。

但し、歪量が小さ過ぎる為に、フェンダーの反力—歪特性がカタログ値 (Fig.18) と異なることが予想された。このため、浮体の水平面内 i 方向動揺スペ

クトルのピーク周波数を、その固有周波数 f_{0i} とみなし、f_{0i} と浮体の質量 (排水量 M_{0i} ＋付加質量 m_i) から次式によってばね定数を推算することとした。

$$K_i = (2\pi f_{0i})^2 (M_{0i} + M_i) \qquad (28)$$

解析は、観測した中では比較的波の高かった日の計測データを対象とした。Table.10 に解析対象日の海象条件等を示す。

6.4. 考察

Fig.21 に、2000/7/7/21:45-22:15 取得のデータについて、変動圧力から (25) 式によって求めた Y 方向波力 $F_Y^{(1)} + F_Y^{(2)}$ のスペクトルと、フェンダー変位から運動方程式 (27) を使って求めた外力 F_Y のスペクトルの比較を示す。太い実線が (25) 式により相対水位から評価した 1 次波力と 2 次波力の和のスペクトル、太い破線が、フェンダー変位から運動方程式 (27) によって求めた外力のスペクトルである。

0.25[Hz] 辺りで、両者のピークが一致している。Table 10 から、このときの波周期は 3.87[s](すなわち周波数では 0.257[Hz]) であるから、このピークは線形波力に対応するものと思われ、両者が良く一致していることから、(25) 式により線形波力が良く評価されていると考えられる。一方、Fig.21 中に細い破線で、(25) 式により評価された 2 次波力のみのスペクトルを示す。目盛は右目盛 (内側) であり、左目盛に比べ 100 倍に拡大している。同図から、約 0.1[Hz] 以下の成分が、長周期変動漂流力に対応するものと考えられる。この領域でも、太い実線と太い破線は、比較的良く一致している。

2 次波力は 1 次波力に比べ、大きさ的には非常に小さいのであるが、浮体動揺のスペクトル (図中の細い実線) を見ると、浮体の動揺は周期的には 1 次波力よりも浮体左右揺のスペクトルピーク周期により近い。Table 10 からも、浮体左右揺のスペクトルピーク周期は、同図で示されているピーク周期から、波周期よりもより長周期 (低周波数) 側の領域 (0.0464 0.0635[Hz]) にあることが分かる。すなわちフェーズ II 浮体の場合、浮体の動揺周期は波周期よりもむしろ長周期変動漂流力の周期に近いのであり、2 次波力は 1 次波力に比べて大きさ的には小さくとも、これを全く無視することは妥当ではない。また、0.27[Hz] よりもより高周波領域での相対水位から求めた波力 (図中の太い実線) と、フェンダー変位から求めた外力 (図中の太い破線) の不一致については、フェンダー歪みが極端に小さい為に、そのばね定数が推定値でしかないこと、あるいは減衰力係数が正しく見積もられていないこと等に原因があるのではないかと考えられる。なお、ここでは 2000 年 7 月 7 日 21:45〜22:15 の計測データについての解析結果を元に論じたが、他の日付のデータに関しても、解析結果については同様のことが言える。

7. まとめ

長波頂不規則波中での実験による結果は、以下の通り。

1. 超大型浮体式海洋構造物に作用する長周期変動漂流力の簡易算定法を提示した。
2. 上記算定法に基づき、長波頂不規則波中の模型実験で得られた相対水位から浮体に働く長周期変動漂流力を計算し、時間領域と統計量で力そのものの測定値との比較を行った。
3. その結果統計量での比較による誤差は、概ねいずれの場合も 5%前後であって提示した算定式が有効であることを確認した。

短波頂不規則波中での実験による結果は、以下の通り。

1. 今回行った現実的な計算条件の範囲では、浮体底面の変形による漂流力は無視しても問題なく、本論で示す長周期変動漂流力評価法の数値計算的裏づけがとれた。
2. 我々の提案する長周期変動漂流力の簡易算定法が、今回行った多方向不規則波中模型実験においても有効であることを確認した。
3. さらに、防波堤があってもなくても本法は有効である。
4. 相対水位計の設置本数が少ない状況で、評価式 (25) 中の周積分を行う際は、単純に台形則を用いた方が、被積分関数を B-スプライン補間してから積分するよりも精度良く変動漂流力を推定できる。

フェーズ II モデルを利用した実海域実験による結果は以下の通り。

Table 10: Estimated natural frequency(f_0) in sway motion and spring constant from measured data in 2000

date	2/24 20:00	3/17 19:00	4/16 6:00	5/3 21:00	7/7 22:00
有義波高 [m]	0.687	0.696	0.752	0.762	1.017
有義波周期 [sec]	3.762	3.910	3.556	3.524	3.878
平均風速 [m/sec]	12.8	14.0	12.1	10.7	12.9
平均風向 [deg.]	349.1	338.0	5.4	4.5	337.4
ピーク周波数 [Hz]	0.0586	0.0623	0.0562	0.0525	0.0635
バネ定数 [N/m]	1.95E+06	2.20E+06	1.79E+06	1.56E+06	2.28E+06
date	8/13 20:00	8/13 21:00	9/4 21:00	10/12 21:00	10/13 8:00
有義波高 [m]	0.783	0.679	0.879	0.820	0.948
有義波周期 [sec]	3.536	3.677	3.764	3.757	3.673
平均風速 [m/sec]	14.6	13.5	11.0	10.8	11.3
平均風向 [deg.]	354.5	352.4	12.6	8.6	8.3
ピーク周波数 [Hz]	0.0623	0.0610	0.0488	0.0464	0.0513
バネ定数 [N/m]	2.20E+06	2.11E+06	1.35E+06	1.22E+06	1.49E+06

1. 浅喫水のフェーズII実証モデルに対し、圧力から相対水位への変換については(26)式を用いて行うことができる。

2. 長周期変動漂流力を、浮体周囲の変動圧測定値から推定した結果と、浮体動揺から推定した結果とを比較したところ、スペクトル及び統計量ともに良く一致した。

参考文献

[1] 難波康広，加藤俊司，齊藤昌勝：超大型浮体に働く変動漂流力の推定法，非線形水波および水波と固体境界との相互作用 講演論文集 ,1999

[2] 難波康広，加藤俊司，齊藤昌勝：超大型浮体式構造物に働く変動漂流力の推定法 — その1　長波頂波中模型実験 —，日本造船学会論文集，第186号 , pp.235-242 ,1999

[3] 居駒知樹，前田久明，増田光一，浅沼貴之，安宅浩一，林昌奎：ポンツーン型超大型浮体の不規則波中弾性挙動及び長周期動揺推定に関する研究，日本造船学会論文集，第186号，pp.201-208，1999

[4] 居駒知樹，前田久明，増田光一，林昌奎：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 — その4　変動波漂流力の算定と係留力 —，日本造船学会論文集，第184号，pp.295-300，1998

[5] 村上敬宜：弾性力学，養賢堂，1992

[6] Ogilvie T.F.:Second-Order Hydrodynamic Effects on Ocean Platforms, Ship and Platform Motions, International Workshop at University of California, Berkeley, California, 1983

[7] 大松重雄：超大型ポンツーン型浮体の波浪中弾性応答計算，日本造船学会論文集 第182号，PP.329-340，1997

[8] 森口繁一，宇田川かね久，一松信：岩波 数学公式 III，岩波書店，1960

付録 A 長周期変動漂流力簡易算定式の Rationale

長周期変動漂流力の簡易算定式の Rationale についていかに示す。

今、長周期変動漂流力は (25) 式のように、浮体端部における相対水位の周積分によって表現されるわけであるが、相対水位 $\xi^{(1)}$ は浮体端部における水面の上下変位 $\eta^{(1)}$ と浮体端部の上下変位 $\zeta^{(1)}$ の差により構成される。

ところで水面の上下変位 $\eta^{(1)}$ は圧力分布法を用いた場合、$K_j = \omega_j^2/g$ として次のように与えられる。

$$\eta_j^{(1)} = K_j \iint_{S_B(\text{底})} dS' p_j^{(1)}(\mathbf{x}') G_j(\mathbf{x};\mathbf{x}') \quad (29)$$

$$\varepsilon\eta^{(1)} = \Re\left[\sum_{j=1}^{\infty} a_j \eta_j^{(1)} e^{-i\omega_j t}\right] \quad (30)$$

但し

$$\varepsilon P^{(1)} = \Re\left[\sum_{j=1}^{\infty} -\rho g a_j p_j^{(1)} e^{-i\omega_j t}\right] \quad (31)$$

であり、$G_j(\mathbf{x};\mathbf{x}')$ は次式で与えられる Green 関数である。

$$G_j(\mathbf{x};\mathbf{x}') = i\bar{k}_j \mathrm{H}_0^{(1)}(k_j R) + \frac{2}{\pi}\sum_{k=1}^{\infty} \bar{n}_{jk} \mathrm{K}_0(n_{jk} R) \quad (32)$$

ここに k_j を各周波数 ω_j の水波の波数、R を field point と source point の距離として

$$\frac{\omega_j^2}{g} = k_j \tanh k_j h = -n_{jk} \tan n_{jk} h \quad (33)$$

$$\bar{k}_j = \frac{k_j \cosh^2 k_j h}{2k_j h + \sinh k_j h} \quad (34)$$

$$\bar{n}_{jk} = \frac{n_{jk} \cos^2 n_{jk} h}{2n_{jk} h + \sin n_{jk} h} \quad (35)$$

である。また $\mathrm{H}_0^{(1)}, \mathrm{K}_0$ は各々 0 次の第 1 種 Hankel 関数と 0 次の第 2 種変形 Bessel 関数である。

(29) 式は大型浮体の水平方向の寸法が、入射波の波長に比べて非常に大きい事を利用して以下の手順で簡単化できる。

今任意形状の超大型浮体を考え、

$$kR >> 1 \quad (36)$$

が成り立つ範囲に field point がある場合を考える。ここでは座標原点と field point 、及び座標原点と

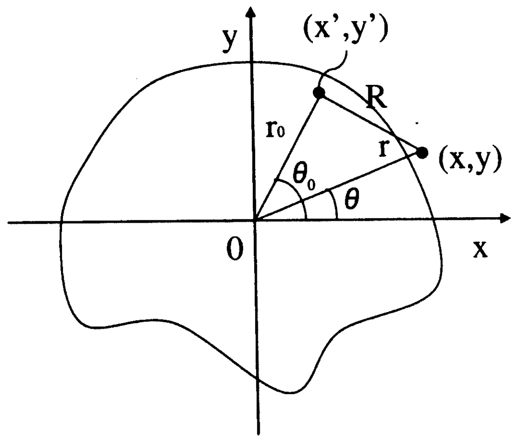


Fig. 22: VLFS with arbitrary shape

source point の距離をそれぞれ r 及び r_0 とし、座標原点は浮体端部近傍の全ての field point に対して常に

$$kr >> 1 \quad (37)$$

が成り立つような浮体内部に選ばれているものとする (Fig.22) 。この時 x 軸と r 及び r_0 のなす角を θ 及び θ_0 として

$$R = \sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0\cos(\theta - \theta_0)} \quad (38)$$

の関係がある。

(36) 式の成り立つ範囲では (32) 式第 2 項は第 1 項に比べて無視できるので

$$G(\mathbf{x};\mathbf{x}') \cong i\bar{k}\mathrm{H}_0^{(1)}(kR) \quad (39)$$

がいえる。ところで森口ら [8] p.178,p.182 より $\mathrm{J}_0, \mathrm{N}_0$ をそれぞれ第 1 種及び第 2 種の Bessel 関数として

$$\mathrm{J}_0(kR) = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} d\psi \cos(kR\sin\psi) \quad (40)$$

$$\mathrm{N}_0(kR) \cong \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} d\psi \cos(kR\sin\psi) \quad \text{as } kR \to \infty \quad (41)$$

従って

$$\begin{aligned}\mathrm{H}_0^{(1)}(kR) &= \mathrm{J}_0(kR) + i\mathrm{N}_0(kR) \\ &\cong \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} d\psi \exp(ikR\sin\psi) \quad (42)\end{aligned}$$

ここで

$$\begin{cases} x - x' &= R\cos\alpha \\ y - y' &= R\sin\alpha \end{cases}$$

として

$$\psi = \Theta - \alpha + \frac{\pi}{2}$$

なる変数変換を行えば

$$\mathrm{H}_0^{(1)}(kR) = \frac{1}{\pi}\int_{\alpha-\pi/2}^{\alpha+\pi/2} d\Theta e^{ik\left\{(x-x')\cos\Theta+(y-y')\sin\Theta\right\}} \tag{43}$$

従って上式及び (29) 式と (39) 式より、

$$\eta_j^{(1)} \cong \frac{i\bar{k}K}{\pi}\int_{\alpha-\pi/2}^{\alpha+\pi/2} d\Theta e^{ik\{x\cos\Theta+y\sin\Theta\}}\mathrm{H}(k,\Theta) \tag{44}$$

ここで $\mathrm{H}(k,\Theta)$ は次式で定義される Kochin 関数である。

$$\mathrm{H}(k,\Theta) = \iint_{S_B} dS' p(\mathbf{x}') e^{ik\left\{x'\cos\Theta+y'\sin\Theta\right\}} \tag{45}$$

(44) 式で $(x,y) \rightarrow (r,\theta)$ の変数変換を行うと

$$\eta_j^{(1)} = \frac{i\bar{k}K}{\pi}\int_{\alpha-\pi/2}^{\alpha+\pi/2} d\Theta \mathrm{H}(k,\Theta) e^{ikr\cos(\Theta-\theta)} \tag{46}$$

今 $kr >> 1$ だから

$$\alpha - \frac{\pi}{2} < \theta < \alpha + \frac{\pi}{2} \tag{47}$$

ならば Kelvin の定留位相法を用いて最終的に

$$\eta_j^{(1)} = i\bar{k}K\sqrt{\frac{2}{\pi kr}}\mathrm{H}(k,\Theta)e^{ikr-i\pi/4} \tag{48}$$

を得る。

なお (47) 式は大型浮体が円形であれば浮体端部近傍のどの field point でも成り立つが矩形ではどの field point でも成り立つとは限らない。しかし矩形であっても (44) 式は利用することができる。

以上の $\eta^{(1)}$ の簡単化は (36) 式の条件のもとで成り立つものであり、浮体端部における水面の上下変位でも厳密に成り立つというものではないが、超大型浮体の場合 field point が浮体端部にある場合でも浮体上のほとんどの source point に対し (36) 式が成り立ち、上記と同様の簡単化ができると思われる。