

多方向不規則波を考慮した大型浮体の 波浪動揺解析とその現地観測による検証

Analysis of Wave Response of a Large Floating Structure in Multi-Directional Waves
and Verification by Field Measurement

早河達也¹・宇都宮智昭²・佐藤宏³・湯川和浩⁴・前田克弥⁵・加藤俊司⁶
Tatsuya HAYAKAWA, Tomoaki UTSUNOMIYA, Hiroshi SATO, Kazuhiro YUKAWA,
Katsuya MAEDA and Shunji KATO

¹学生会員 京都大学大学院 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

²正会員 工博 京都大学准教授 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

³非会員 海上技術安全研究所 海洋空間利用研究グループ (〒181-0004 三鷹市新川6-38-1)

⁴非会員 海上技術安全研究所 海洋空間利用研究グループ (〒181-0004 三鷹市新川6-38-1)

⁵非会員 海上技術安全研究所 深海技術研究グループ (〒181-0004 三鷹市新川6-38-1)

⁶非会員 海上技術安全研究所 海洋空間利用研究グループ (〒181-0004 三鷹市新川6-38-1)

This paper presents analysis of wave response of a large floating structure located at Awaji-island in consideration of multi-directional irregular waves. The multi-directional irregular waves have been reproduced from the measurement values of current speed and water pressure obtained from the field-measurement. The horizontal motions as a moored vessel have been measured and compared with the simulated values in frequency domain. The results have shown that the significant values for the horizontal motions by the simulation agree well with the measured values, when the multi-directional irregular waves are considered.

Key Words : Field measurement, directional spectrum, VLFS, moored vessel

1. 概要

フェンダー係留される大規模浮体構造物の設計においては、暴風時における自然海象条件の下で動揺シミュレーションをおこない、係留系を含む浮体施設の安全性を確認する必要がある。しかし、係留浮体には多方向不規則波力、変動波漂流力、不規則な風荷重、浮体動揺にともなう周波数依存性を有するラディエーション流体力、フェンダーからのヒステリシス特性を含む非線形係留反力等、複雑な外力が作用するため、動揺シミュレーションにより実環境における浮体動揺をどの程度再現できるかについて、室内実験のみでなく、実環境において取得された計測データによっても適宜、検証をおこなっていく必要があると考えられる。このような観点から、著者らはメガフロートフェイズ2実証実験浮体の後利用施設のひとつである『南あわじ市浮体式多目的公園』（長さ101m、幅60m、深さ3m）において長期動揺計測を実施しているが、台風14号（平成17年9月6日）通過時に設計波作用時に相当する大きな応答記録を得た。そこで本研究では、この実海域計測データを用いて、多方向不

規則波を考慮した浮体構造物の水平動揺に関する数値シミュレーションを行い、これらの解析結果を浮体の動揺量に関する実測データと比較検討することにより、実海域での浮体構造物の動揺がシミュレーションによりどの程度再現されるかの検証を行うことを目的とする。また入射波を一方向波と仮定したときの解析を同時に行い¹⁾、これを多方向不規則波に基づく解析結果と比較することで、多方向性を考慮することの有効性について検討する。

2. 実海域計測の概要

(1) 対象浮体構造物

本研究の対象構造物である鋼製箱型浮体構造物における座標系を図-1、本計測における計測機器配置図及び計測項目について図-2、表-1に示した。ただし、相対水位計は浮体の4隅に設置した。

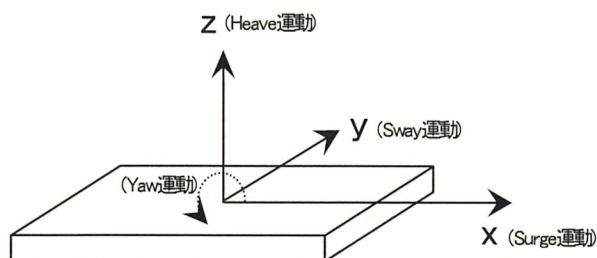


図-1 座標系

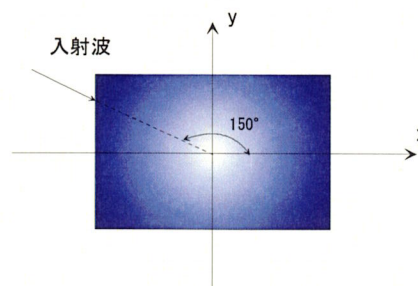


図-3 入射波方向

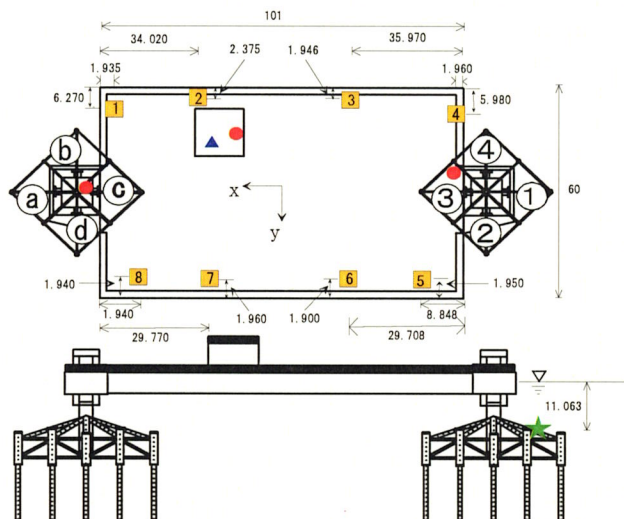


図-2 計測機器配置図

表-1 計測項目

	計測項目	数量	計測センサー
★	流向流速 水圧	1台	超音波流向・流速計& 水圧計
▲	風向風速	1台	超音波2軸風向・風速計
●	水平面内動 揺	3局	KGPS
■	上下加速度	8台	サーボ加速度計
○	フェンダー 変位	8ch	フェンダー変位
	相対水位	4ch	水圧式水位計

(2) データ解析

a) 入射波方向の決定

多方向不規則波を考慮した解析と比較するために、単一方向波としての解析を行うため、その波向きを決定した。決定方法としては、流速の大きいデータのみを用いて、2方向の流速から波向きを求め、それらを頻度分布で表し、その重心をとることで単一方向の入射波の波向きとした。今回は入射波方向が150°となった。以後入射波を1方向とした時の解析はこの角度を用いる。

決定された入射波の代表波向きを図-3に示す。

b) 周波数スペクトルの推定

本来は浮体構造物に作用する入射波高、反射波高を計測するために、海上沖および浮体構造物周辺に超音波式波高計などの波浪観測機器が設置されることが望ましい。しかし、今回の実海域計測においては、そのような波高計測機器は設置されておらず、係留ドルフィン・ジャケット部分に設置された水圧計で計測される動水圧から表面波の波高を推定する必要がある。

そこで、今回は水圧波の周波数スペクトルに周波数応答関数を乗じて表面波の周波数スペクトルを推定する周波数領域での解析法²⁾³⁾を用いた。

表面波 $\eta(t)$ 及び水圧波 $p(t)$ の周波数スペクトルをそれぞれ $S_{\eta}(\omega)$ 、 $S_p(\omega)$ とするとそれぞれ以下の式で表される

$$S_{\eta}(\omega) = \frac{S_p(\omega)}{K(\omega)^2} = H(\omega)^2 S_p(\omega) \quad (1)$$

$$H(\omega) = \frac{\cosh(kh)}{\cosh\{k(h+z)\}} \quad (2)$$

ここで $H(\omega)$ は周波数応答関数であり k は波数、 h は水深、 z は水圧計の設置水深であり、自由表面を基準に上方を正とする。

この方法で得られた表面波の周波数スペクトルを図-4に示す。

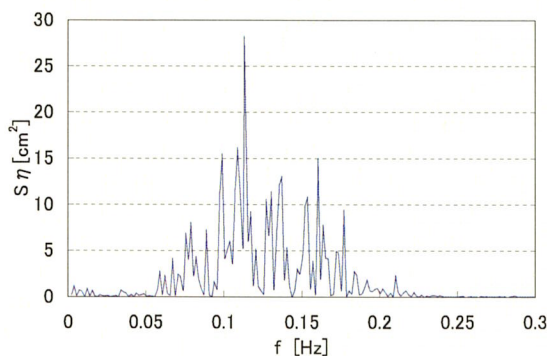


図-4 表面波の周波数スペクトル

c) 方向スペクトルの推定

本研究では、多方向不規則波を再現するために方向スペクトルの概念⁴⁾を用いた。これは波のエネルギーが周波数だけでなく方向についてもどのように分布しているかを表示するものであり、これまでに様々な推定法が開発されてきた。

本研究では2成分流速計1台と水圧式波高計のデータの組み合わせから方向スペクトルを推定するために、磯部らによって提案された拡張最尤法⁵⁾を用いた。

拡張最尤法は水圧変動や、流速などの波動量を伝達関数を用いて水面変動の情報に変換し、最尤法を適用するものである。

まず、3個の同時観測データ(水圧変動、2成分流速)に関して、各2個ずつの組み合わせについてすべてのクロススペクトル Φ_{ij} を計算し、以下のように伝達関数を用いて正規化する。

$$\phi_{ij}(f) = \frac{\Phi_{ij}(f)}{G_i(k, f) G_j^*(k, f)} \quad (3)$$

ここでの $G_j^*(f)$ は $G_j(f)$ の共役複素数である。

そして $\phi_{ij}(f)$ を成分とする行列の逆行列 $\phi_{ij}^{-1}(f)$

を計算し、それを以下の式に代入して方向スペクトルを推定する。

$$\begin{aligned} \hat{S}(\theta | f) = \alpha \left\{ \sum_i^N \sum_j^N \phi_{ij}^{-1}(f) \exp[-i(kx_{ij} \cos \theta + ky_{ij} \sin \theta)] \right. \\ \left. \times (\cos \theta)^{p_i + p_j} (\sin \theta)^{q_i + q_j} \right\}^{-1} \quad (4) \end{aligned}$$

比例定数 α に関しては、

$$S(f) = \int_0^{2\pi} \hat{S}(\theta | f) d\theta \quad (5)$$

となるように決める。

また、ここで用いた伝達関数と指数 p, q は表-2のように与えられる。

推定した方向スペクトルを図-5に、その鳥瞰図を図-6に示す。

表-2 伝達関数と指数 p, q

波運動量	伝達関数 $G(k, f)$	指数	
		p	q
流速x成分	$2\pi f \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh}$	1	0
流速y成分	同上	0	1
水圧変動	$\rho g \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh}$	0	0

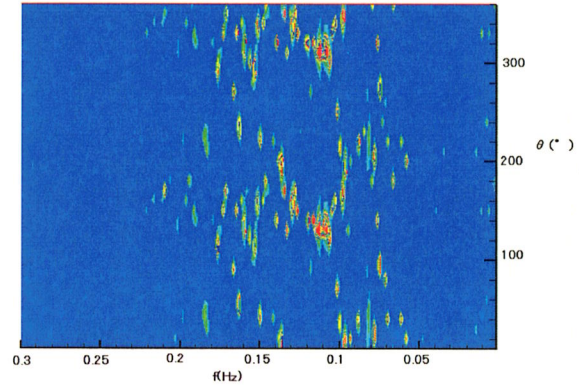


図-5 方向スペクトル

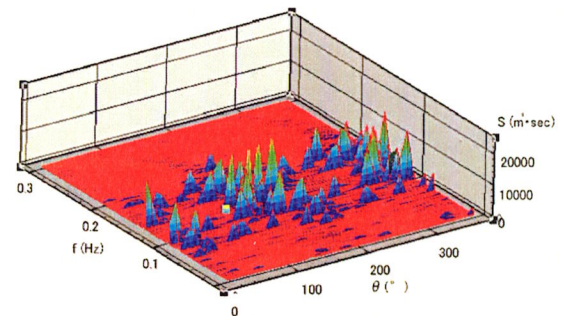


図-6 方向スペクトル(鳥瞰図)

d) 表面波形の再現

表面波形を周波数 f_k と、方向角 θ_{kl} に関する2重級数として表すと、式(4)で求めた方向スペクトルと以下の関係式で表される。

$$\eta(t) = \sum_{k=1}^N \sum_{l=1}^N \sqrt{2\hat{S}(\theta_{kl} | f_k) \Delta f \Delta \theta} \cos(2\pi f_k t + \theta_{kl}) \quad (6)$$

$$\Delta f = f_k - f_{k-1} \quad (7)$$

$$\Delta \theta = \theta_{kl} - \theta_{l-1} \quad (8)$$

ここで θ_{kl} は位相を表すが、本研究で得られている時刻暦の実測データから位相 θ_{kl} を決定するのが困難である為

$$\theta_{kl} = 2\pi \times r_{kl} \quad (9)$$

とし、 r_{kl} には、0～1の範囲の乱数を与えた。

この方法で表面波形を再現した。ただし、入射波を一方向とした時は水圧波をフーリエ解析した時に求まる位相を用いて表面波形を求めた。図-7にその表面波形と水圧波形を示した。

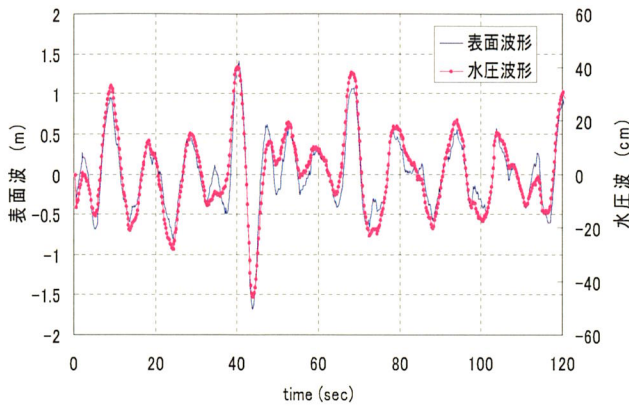


図-7 表面波形と水圧波形

3. 水平方向の動揺解析

(1) はじめに

本章では、水平方向の動揺に対して時刻歴応答の解析⁶⁾⁷⁾を行う。ここで、対象構造物のようなポンツーン型浮体構造物は浮体高さに比べて、浮体長さや浮体幅が大きく、水平方向の剛性は相対的に高いため、本章では浮体を剛体として取り扱う。また、本章における解析手法に用いられる周波数毎の付加質量、造波減衰係数、一次強制波力の複素振幅については水波Green関数を用いた境界要素法プログラムにより求めた。

(2) 解析手法

流体力に関するメモリー効果を考慮した以下の運動方程式により動揺解析を実施する。

$$\sum_j \{ (m_{ij} + a_{ij}(\infty)) \ddot{x}_j + \int_0^t L_{ij}(\tau) \dot{x}_j(t-\tau) d\tau \} + G_i(x_i) = F_i(t) \quad (10)$$

$x_i, \dot{x}_i, \ddot{x}_i$: 変位、速度、加速度

$a_{ij}(\infty)$: 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

$G_i(x_i)$: 係留反力 $F_i(t)$: 強制外力

m_{ij} : 慣性質量 $\lambda_{ij}(\omega)$: 造波減衰係数

ここでメモリー影響関数 $L_{ij}(t)$ は、 $\lambda_{ij}(\omega)$ のフーリエ逆変換から求めることができる。

$$L_{ij}(\tau) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \cos \omega \tau \lambda_{ij}(\omega) d\omega \quad (11)$$

また、周波数無限大時の付加質量 $a_{ij}(\infty)$ は、次式において適当な周波数 ω を設定することによって得ら

れる。

$$a_{ij}(\omega) - a_{ij}(\infty) = -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty \lambda_{ij}(\omega') \frac{d\omega'}{\omega^2 - \omega'^2} \quad (12)$$

ここで、広い範囲の ω に対して $a_{ij}(\infty)$ は一定値が得られることがわかっている⁸⁾。

(3) 流体力解析

時刻歴シミュレーションを行う為に必要な流体力の処理について述べる。ここで各流体力に関しては、入射波を入射角毎に分解し、それぞれの入射波による力の合力として定義する。

a) 一次強制波力

今、入射波の時系列波形を次のように級数展開で表現する。

$$\zeta(t) = \sum_{l=1}^M \sum_{k=1}^N \zeta_{kl} \cos(\omega_k t + \varepsilon_{kl}) \quad (13)$$

この時、同じ入射波に対応した一次強制波力の時系列は、

$$F(t) = \sum_{l=1}^M \sum_{k=1}^N \text{Re} [\zeta_{kl} X_{kl}(\omega_k) e^{i(\omega_k t + \varepsilon_{kl})}] \quad (14)$$

のように変換できる。ただし、 X_{lk} は一次強制波力の複素振幅である。

図-8にそのsurge方向に関して計算結果と入射波を一方向とした時の一次強制波力を示す。surge方向に関しては一方向と仮定したときと比べ、強制波力の絶対値に関して小さな値が得られている。なお、sway方向については、多方向時の方が大きな値として得られており、応答にも影響を及ぼすと考えられる。

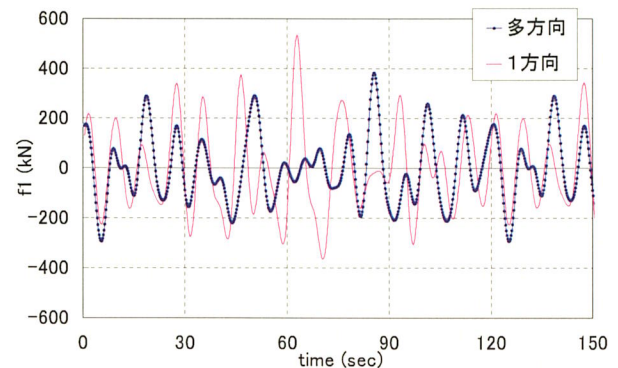


図-8 一次強制波力

b) 変動漂流力

変動漂流力の発生法としては島田法⁹⁾で知られている次式を用いた。

$$F_y = -\frac{1}{2} \rho g L \sum_i^M \sum_j^N \sum_k^N \zeta_i \zeta_j S_i S_j \sin \theta_i \sin \theta_j \times P_{ij} \cos((\omega_i - \omega_j)t + (\varepsilon_i - \varepsilon_j)) + \frac{1}{2} B b_{ij} \quad (15)$$

$$a_{ij} = k_i \cos \theta_i - k_j \cos \theta_j$$

$$b_{ij} = k_i \sin \theta_i - k_j \sin \theta_j$$

$$P_{ij} = \frac{\sin(a_{ij} L/2)}{a_{ij} L/2}$$

ζ : 波振幅 ε : 位相
 ω : 角周波数 k : 波数
 B : y 方向の浮体長 L : x 方向浮体長
 h : 海底深さ θ : 入射波の波向き

モーメントに関しても同様に、島田法に基づいて算出した¹⁰⁾。

以上の方法で求めたsurge方向の変動漂流力を図-9に示した。またここでも一方向の波に対する計算結果を同時に示した。多方向性を考慮することで変動漂流力の影響が小さくなっていることがわかる。

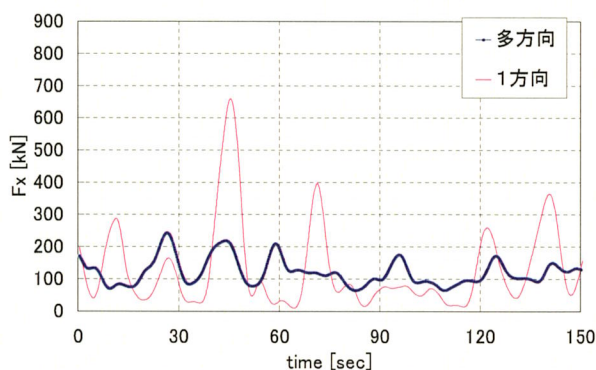


図-9 変動漂流力

c) 風荷重

風速の鉛直分布および風荷重は、以下の式を採用した。

$$U(t) = U_0(t) \left(\frac{z}{Z_0} \right)^{\frac{1}{5}} \quad (16)$$

$$f(t) = \frac{1}{2} C_d \rho S U(t)^2 \quad (17)$$

ただし、 $U(t)$ は高さ z における風速、 Z_0 は基準高さ、 U_0 は基準高さにおける風速、 $f(t)$ は風荷重、 C_d は抗力係数、 ρ は空気密度、 S は投影面積である。今回の実海域計測においては、高さ 8(m) の地点に風速計が設置されているので、その地点を基準とした。

d) 係留反力特性

係留プログラムmoorsys⁶⁾を用いて、係留フェンダーのヒステリシスを含む非線形性を考慮した解析を行った。非線形係留は節点変位 x から求まるが、その変位は時刻 $t + \Delta t$ における値でなければならない。そのため、各タイムステップで収束計算を行っている。ここでフェンダーの反力特性を図-10に示す。図-2におけるフェンダー4、 b が1000H、その他が1600Hである。

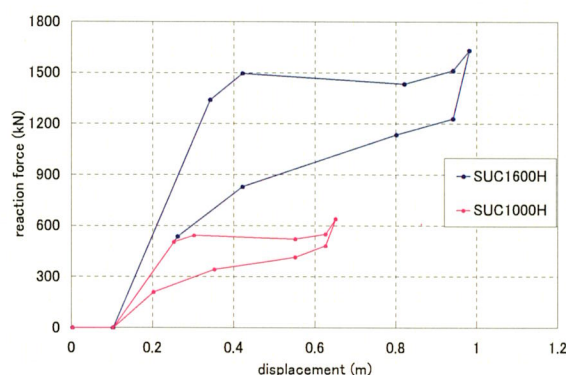


図-10 フェンダー反力特性

(4) 時刻暦解析結果及び考察

以上の計算結果を用いて式(10)の運動方程式をNewmark- β 法を用いて時間領域で解いた。しかし、入射波の位相にランダムな値を与えているため、時刻暦応答の波形を合わせることは困難であるため、それぞれのパワースペクトルを求め、surge方向に関してその比較を図-11, 12に示した。またパワースペクトルから求めた両振幅の有義値と、ゼロアップクロス法により求めた両振幅の有義値と有義周期によるそれぞれのデータの比較を表-3で行った。

表-3 応答振幅の有義値および有義周期の解析値と実測値の比較 ()内は有義周期

応答方向	有義値の算出方法	多方向波	1方向波	実測値	固有周期
Surge (m)	スペクトルより	0.376	0.474	0.296	4.59 (s)
	ゼロアップクロス法	0.364(12.4s)	0.443(15.2s)	0.281(16.4s)	
Sway(m)	スペクトルより	0.458	0.337	0.493	5.57 (s)
	ゼロアップクロス法	0.428(13.0s)	0.312(18.9s)	0.481(16.7s)	
Yaw (rad)	スペクトルより	7.09×10^{-3}	5.95×10^{-3}	9.01×10^{-3}	3.35 (s)
	ゼロアップクロス法	6.51×10^{-3} (9.7s)	5.67×10^{-3} (14.3s)	8.97×10^{-3} (9.8s)	

振幅の有義値において、多方向不規則波を考慮することで、一方向波を仮定した解析結果に比べ、より実測値に近い値が得られているが、有義周期の比較では、実測値に比べかなり小さな値が得られた。スペクトル図に関しても、同様にパワースペクトルの値に関して、実測値に近い値が得られているが、尚、高周波数領域において、スペクトルが過大評価されていることがわかる。また、線形係留を仮定して計算した各モードの固有周期も表-3に示した。実機においては、10cmのフェンダークリアランスが設けられていることもあり、実際の応答の卓越周期は固有周期よりも長周期となっている。

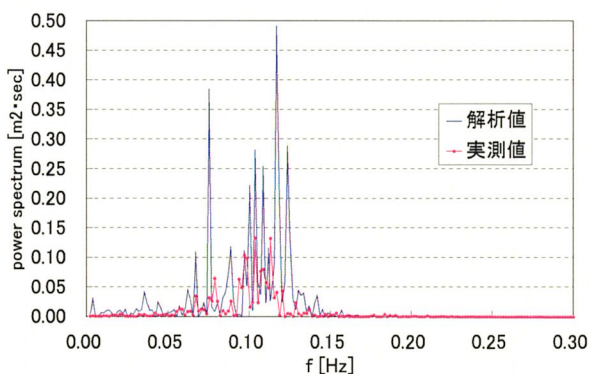


図-11 一方向波を仮定したときのパワー
スペクトル(surge)

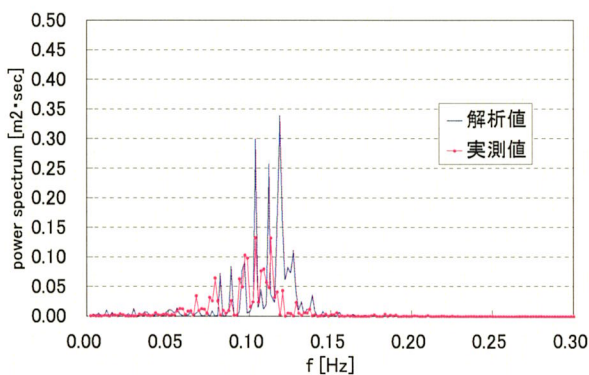


図-12 多方向波を仮定したときのパワー
スペクトル(surge)

4. 結論及び考察

表-3による比較において、振幅の有義値に関して、多方向不規則波としての解析結果は、一方向波を仮定した解析結果に比べ、Surge, Sway, Yawの3方向いずれもより実測値に近い値が得られている。このことから、浮体の波浪動揺を考える上で、不規則波の多方向性を考慮することが有効であり、また

浮体構造物を設計する際にもそれを考慮することがより望ましいと言える。一方、有義周期の比較では、必ずしも多方向性を考慮しても実測値との一致度において改善がみられていないが、その原因として、1)水圧波から入射波を推定するにあたって、浮体によるディフラクション、ラディエーションの影響を考慮できていないこと、2)方向スペクトルの推定の際に高周波数領域の影響が過大評価されている現状があること、3)多方向性を考慮することで、周期の長い変動波漂流力の影響が小さくなっていること、等が挙げられる。今後、方向波スペクトルの推定法の高精度化を含めた検討が必要である。

参考文献

- 1)小崎洋平, 宇都宮智昭, 加藤俊司, 難波康広, 佐藤宏, 湯川和浩: 大型浮体の波浪中動揺の実海域計測とそのシミュレーション, 応用力学論文集, 土木学会, Vol.9, pp.1167-1175, 2006.
- 2)橋本典明, 永井紀彦, 浅井正, 菅原一晃, 朴慶寿: 波浪の多方向性と弱非線形性を考慮した水圧波から表面波への換算法について, 港湾技術研究所報告, 第32巻, 第1号, pp.27-51, 1993.
- 3)小舟浩治, 合田良実, 成田明, 佐々木弘, 森田行司: 現地観測における水圧波形から表面波への換算法について, 港湾技術研究所報告, 第27巻, 第3号, pp.161-183, 1988.
- 4)合田良実: 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, 1990.
- 5)磯部雅彦, 近藤浩右, 堀川清司: 方向スペクトルの推定におけるMLMの拡張, 第31回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.173-177, 1984.
- 6)渡邊英一, 宇都宮智昭, 岡藤孝史, 村越潤, 麓興一郎: 浮体橋の波浪応答シミュレーションプログラムの開発, 構造工学論文集, 土木学会, Vol.49A, pp.661-668, 2003.
- 7)京都大学: 浮体橋の波浪・風作用下での動揺解析手法の開発, 2002.
- 8)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.
- 9)島田潔, 丸山文生: メガフロートに作用する変動波漂流力の特性について, 日本造船学会論文集, 第190号, pp.347-351, 2001.
- 10)島田潔, 丸山文生: メガフロートに作用する変動波漂流力モーメントの特性について, 日本造船学会論文集, 第192号, pp.319-323, 2002.