

多方向波の非線型干渉による作業船の長周期動揺特性

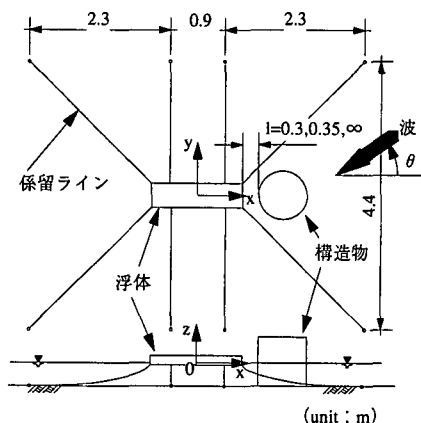
織 田 幸 伸*・小 林 昭 男**

1. 緒 言

大水深域で海洋構造物を施工する場合、作業船の係留は弛緩係留となり、その係留復元力が小さく、固有周期は長周期化する。このような条件においては、線型な波強制力よりもむしろ、非線型な長周期漂流力が浮体の動揺に対して支配的となる。著者らはこれまで、渡海橋基礎構造物近傍に係留された作業船を対象に、模型実験、数値計算による長周期動揺の検討を行ってきた。また、長周期漂流力の近似計算手法を提案し、厳密な数値計算との比較によって、主に二方向二成分波についてその精度の検討を行ってきた(織田ら, 1995)。本研究では、多方向不規則波実験によって、多方向波浪場での作業船の長周期動揺特性を明らかにすることを主要な目的とする。また、これまで提案してきた近似計算手法を改良し、実験結果および厳密な数値計算結果との比較により、多方向波に対する近似計算精度を高めることを目的とする。

2. 模型実験

実験は、渡海橋の基礎工事を想定し、円筒型橋脚の背後に作業船に係留した状態を対象とした。作業船の浮体



図一 模型配置と座標系

模型(長さ 150×幅 40×高さ 20 cm)を、橋脚の構造物模型(直径 73 cm)の背後に、8本の係留チェーンによって係留し、吃水を 5 cm に調整した。模型配置と座標系を図一に示す。

構造物と浮体間の距離を l とし、 $l=\infty$ (構造物なし)、30, 35 cm の 3 通りについて実験を行った。また、入射波として、二方向二成分波および多方向不規則波を作用させ、三分力計による波力の計測および、超音波式の水中位置計測装置による浮体の動揺量計測を行った。

3. 数値解析

(1) 運動方程式

係留浮体の運動を支配する方程式として、次式を用いることとする。

$$\sum_{k=1}^6 \left[\{M_{jk} + m_{jk}(\infty)\} \ddot{x}_k(t) + \int_0^t K_{jk}(t-\tau) \dot{x}_k(\tau) d\tau + \frac{1}{2} \rho C_{Djk} \dot{x}_k(t) |\dot{x}_k(t)| + C_{jkk} x_k(t) \right] = f_j^{(1)}(t) + f_j^{(2)}(t) + f_j^{(m)}(t) \quad (j=1, \dots, 6) \cdots (1)$$

ここで、 x : 動揺量, M : 質量, m : 付加質量, K : メモリー影響関数, C_D : 抗力係数, C : 静的復元力, $f^{(1)}, f^{(2)}$: 一次および二次の波強制力, $f^{(m)}$: 係留復元力である。 $f^{(2)}$ および $f^{(m)}$ 以外の係数は、すべて線型解析により求められる諸量であり、ここでは三次元特異点分布法により求めた。係留復元力に関しては、カテナリー理論を用いて、各時間毎の係留復元力を計算した。また、式(1)を用いて動揺をシミュレーションする際には、ルンゲークッタ法を用いた。

本研究で対象とする長周期動揺は、係留系の固有周期との同調現象であるため、係留復元力と動揺を抑制する抗力の評価が重要となる。そこで、浮体に初期変位を与え、自由運動させた場合の動揺をシミュレーションすることによってこれを確かめた。結果を図二に示すが、実験結果と計算結果は良い一致を示している。

(2) 長周期漂流力

二次の波強制力 $f^{(2)}$ として、本研究では Pinkster (1980) の示した長周期漂流力の表示式をもとに、多方向

* 正会員 工修 大成建設(株)技術研究所海洋水理研究室

** 正会員 工博 大成建設(株)技術研究所海洋水理研究室

不規則波に対する漂流力を求める。入射角 θ_k の周波数 ω_k の波と、入射角 θ_l の周波数 ω_l の波によって誘起される漂流力 $F_{ijk}^{(2)}$ は、次式のように表される。

$$F_{ijk}^{(2)} = -\frac{\rho g}{4} \int_{C_W} \eta_{ik}^{(1)} \eta_{kl}^{(1)*} dC_W + \frac{\rho}{4} \iint_{S_0} \nabla \phi_{ik}^{(1)} \nabla \phi_{jl}^{(1)*} n dS \\ + \frac{i\rho\omega_{jl}}{4} \iint_{S_0} x_{ik}^{(1)} \nabla \phi_{jl}^{(1)*} n dS + \frac{m\omega_{ik}^2}{2} (x_{ik}^{(1)} \times x_{kl}^{(1)*}) \\ \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 η_R ：一次波面上昇量、 n ：外向き法線ベクトル、 ϕ ：速度ポテンシャル、 C_W ：水線、 x_G ：浮体重心の変位、 x_R ：浮体の回転ベクトルをそれぞれ表しており、 $^{(1)}$ は線型解析によって得られた値であることを示している。二次の波強制力 $f^{(2)}$ は、全ての入射波成分に対して $F_{ijk}^{(2)}$ を足し合わせることで求められる。

なお、式 (2) より明らかなように、ここで計算される漂流力には、波自身の非線型干渉によって生じる漂流力に加えて、浮体の動揺と波との非線型干渉の効果が含まれている。

(3) 長周期漂流力の近似解法

式 (2) をそれぞれの周波数成分について計算するには、多大な計算時間が必要となる。そこで、長周期漂流力を計算する手法として、著者らの提案した以下の近似解法 (織田ら, 1995) を用いて計算を行い、厳密に計算した結果と比較することにより、その近似精度を確認する。

一方向波に対する漂流力の近似式としては、Newman 近似 (1974) がよく知られている。本研究では、この近似式を多方向波浪場に拡張した式を用いて、近似解析を行った。まず、周波数間の干渉を近似した場合の式は次式となる (Kim ら, 1989)。

$$F_{ijk}^{(2)} = \frac{1}{2} (F_{iik}^{(2)} + F_{jjk}^{(2)}) \dots\dots\dots (3)$$

次に、入射方向間の干渉を近似した場合、次式となる。

$$F_{ijk}^{(2)} = \frac{1}{2} (F_{ijk}^{(2)} + F_{jki}^{(2)}) \dots\dots\dots (4)$$

本研究では、上の 2 つの式の計算精度を検討し、波の入射角、周波数によって上式を使い分ける方法を提案する。実際には、2 つの成分波についてその波長 L_1, L_2 を計算し、その x 及び y 軸への投影長と浮体の代表長の関係により、式 (3) と式 (4) とを使い分ける。計算方法の詳細については、後述する。

4. 実験結果および計算結果

(1) 長周期漂流力

長周期動揺を誘起する漂流力は、線型な波強制力に比較すると、力の大きさは非常に小さい。したがって、実験による計測が精度面で非常に難しいため、波力の計測

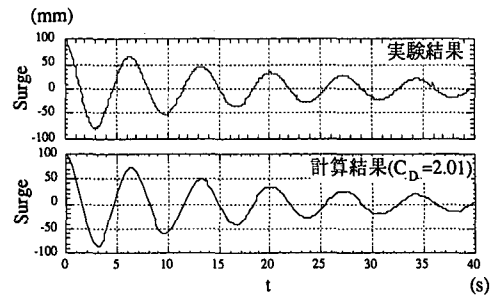
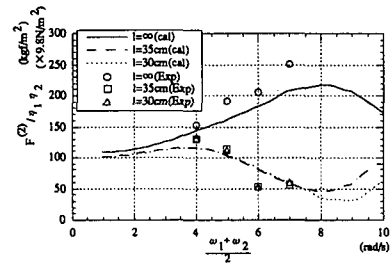
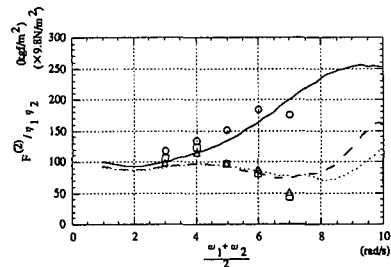


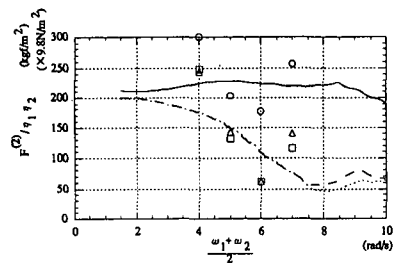
図-2 自由運動 (サージ方向)



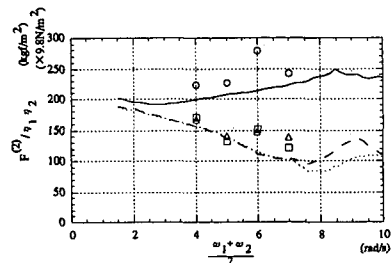
(a) $\theta_1 = 30^\circ$ $\theta_2 = -30^\circ$ $\omega_1 - \omega_2 = 1.0$ rad/s



(b) $\theta_1 = 30^\circ$ $\theta_2 = 0^\circ$ $\omega_1 - \omega_2 = 1.0$ rad/s



(c) $\theta_1 = 30^\circ$ $\theta_2 = -30^\circ$ $\omega_1 - \omega_2 = 2.0$ rad/s



(d) $\theta_1 = 30^\circ$ $\theta_2 = 0^\circ$ $\omega_1 - \omega_2 = 2.0$ rad/s

図-3 長周期漂流力 (二方向二成分波)

値から長周期成分を取り出しやすい、二方向二成分波について、長周期漂流力の解析を行った。また、実際に浮体が動揺する際には、その動揺自体の影響がそこに働く漂流力に含まれるが、ここでは、浮体を固定した状態で三分力計によって浮体に作用する波力を計測している。したがって、数値計算においても、固定された浮体を対象に計算した。

図-3は、 θ_1 の方向から入射する周波数 ω_1 の波と、 θ_2 の方向から入射する周波数 ω_2 の波による、二方向二成分波の長周期漂流力の実験および計算結果である。長周期漂流力の周波数 $\omega_1 - \omega_2$ を一定とし、縦軸に単位波振幅あたりの長周期漂流力を、横軸に周波数の平均をとって実験結果と計算結果を示している。構造物と浮体間の距離 l を30 cmと35 cmの2種類とし、構造物がない場合を $l = \infty$ とした。

構造物の有無による影響は、入射波の周期が長周期である場合には小さく、また、構造物と浮体間の距離の違いによる影響も短周期側にしか現れない。長周期漂流流に関しても、線型波力と同様に、入射波の周期が長い場合回折効果によって構造物の遮蔽効果が小さくなり、短周期になるにしたがって、構造物の影響が現れることが分かる。

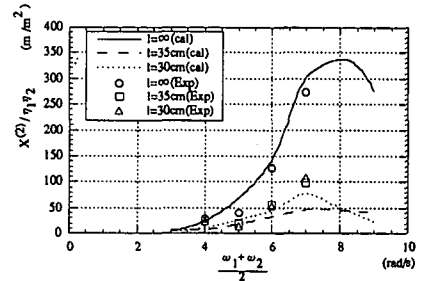
構造物がない場合、8 rad/s付近で長周期漂流力は極大値をとる。波が一方方向の場合、長周期漂流力は、入射波が短周期になるにしたがってある一定の値をとり、極大値をとることはない。したがって、短周期側で右下がりの傾向を示すのは、入射波の多方向性の影響によると考えられる。この極大値をとるとき、入射波の波長は浮体の長さの約1/2になっている。この浮体長の1/2は、後述する近似解法において、重要なパラメタとなる。

(2) 長周期動揺 (二方向二成分波)

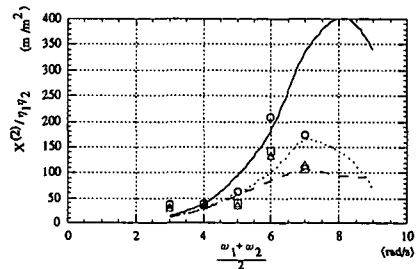
図-4は、前述の二方向二成分波による浮体の動揺の一例をスペクトルで表したものであり、図中の矢印で示した部分が長周期動揺の成分である。(a)の $\omega_1 - \omega_2 = 1.0$ rad/sの場合、線型動揺応答と比較して長周期動揺応答

が卓越していることが分かる。これは、係留系のもつ固有周期がおよそ7.4 sであるため、共振現象により長周期動揺が卓越した結果である。これに対し、(b)の $\omega_1 - \omega_2 = 2.0$ rad/sの場合、長周期漂流力の周期が固有周期とずれているため、長周期成分が卓越しない。したがって、浮体の固有周期が若干ずれることにより、 $\omega_1 - \omega_2 = 1.0$ rad/sの場合には、動揺の応答が大きく変化する。動揺シミュレーションはこの傾向を明確に表しており、試算によれば、係留索の長さを1 cm 短くすると、係留系の固有周波数はわずかに約0.05 rad/s長周期側に移動するのみだが、動揺量は約1.5倍となった。

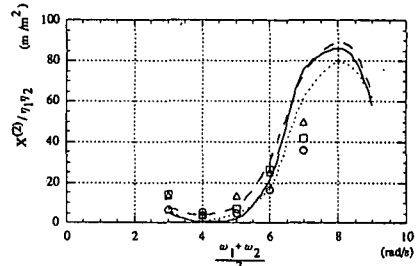
図-5は、二方向二成分波による長周期動揺の振幅を、図-3と同様の方法で示したものである。図-3と比較すると、入射波の長周期側で動揺応答が小さい。図-3は浮体を固定した状態で長周期漂流力を示したもので、浮体が動揺した場合には、長周期側で漂流力が低減される。



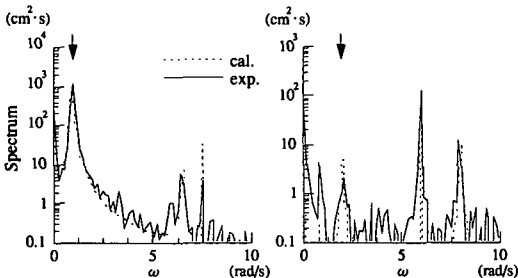
(a) サージ動揺 $\theta_1 = 30^\circ$ $\theta_2 = -30^\circ$
 $\omega_1 - \omega_2 = 1.0$ rad/s



(b) サージ動揺 $\theta_1 = 30^\circ$ $\theta_2 = 0^\circ$
 $\omega_1 - \omega_2 = 1.0$ rad/s



(c) スウェイ動揺 $\theta_1 = 30^\circ$ $\theta_2 = 0^\circ$
 $\omega_1 - \omega_2 = 1.0$ rad/s



(a) $\omega_1 - \omega_2 = 1.0$ rad/s (b) $\omega_1 - \omega_2 = 2.0$ rad/s

図-4 動揺スペクトル (二方向二成分波)
($\omega_1 + \omega_2$)/2 = 7 rad/s, $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 0^\circ$

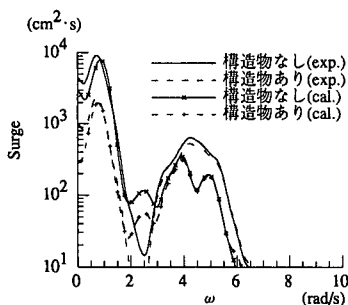
図-5 長周期動揺 (二方向二成分波)

このため長周期動揺応答が小さくなっている。これは、長周期側では浮体の線型動揺応答のうち、ピッチ運動が大きくなり、式(2)の第一項に含まれる、浮体の静水中での喫水線からの水面変位 η_R が小さくなり、式(2)の第一項の値が低減することに起因する。したがってこの効果は、ピッチ動揺の卓越する、波長が浮体長よりも長い周波数 6.5 rad/s 付近よりも長周期側で顕著となる。

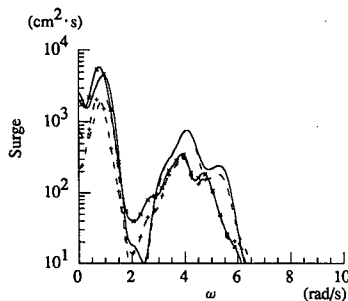
(3) 長周期動揺 (多方向不規則波)

図-6 は、多方向不規則波中の動揺スペクトルの実験および解析結果である。図中の構造物ありとは、 $l=35$ cm の場合を表す。浮体は、波の持つ周波数帯よりもかなり長周期側で動揺していることが分かる。

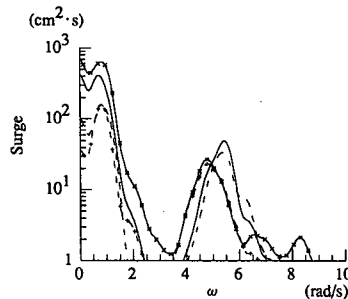
実験結果と計算結果は概ね一致しており、特に、構造



(a) $T_{1/3}=1.26$ s, $H_{1/3}=3$ cm, $S_{\max}=75$



(b) $T_{1/3}=1.26$ s, $H_{1/3}=3$ cm, $S_{\max}=10$



(c) $T_{1/3}=0.90$ s, $H_{1/3}=1$ cm, $S_{\max}=10$

図-6 動揺スペクトル (多方向不規則波)

物背後に係留された場合に、計算結果は実験結果を良く再現している。構造物がない場合には、動揺量が大きく、入射波の位相のずれに動揺が敏感に反応し、一時的に動揺量が大きくなる現象のため、実験結果と計算結果に若干ずれが生じていると考えられる。したがって、入射波の成分数を増やし、計測および計算時間を長くすることによって、実験と計算の整合性は高くなると考えられる。

線型動揺応答は、 $\omega=8.0$ rad/s よりも長周期側では構造物の直径よりも波長の方が長いので回折の効果が大きく、構造物の影響をほとんど受けていない。また、これよりも周期が短い場合は、逆に浮体長よりも波長がかなり短いため、波力が小さく動揺応答しない。これに対し、長周期漂流力は図-5 から分かるように、短周期の波の方が大きく回折の効果を受けにくいので、線型動揺応答よりも構造物による遮蔽効果が顕著に現れている。

(4) 近似解析法

本研究で提案した近似計算法の検証を、以下に行う。

図-7 は、式(3)および式(4)を用いた長周期漂流力の近似計算の結果の一例である。図は、 ω_i と ω_j の周波数をもつ2つの波が、それぞれ 30° と 0° の方向から入射する二方向二成分波の、単位波振幅あたりのサージ方向の長周期漂流力を示している。図によれば、式(3)による近似計算は、短周期側で良い近似結果を示しており、逆に式(4)は、長周期側で良い近似をしている。そしてその境界となるのは、入射波の波長の x 軸への投影長 $L^{(x)}$ が、浮体長 L_x の約 $1/2$ に等しくなった時である。つまり、 $L^{(x)}$ が L_x の $1/2$ よりも短い短周期側では、波の入射方向間の干渉が長周期漂流力に対しては支配的となり、逆に長周期側では周波数間の干渉が支配的となる。Chen (1991) は、式(3)による近似が長周期側で長周期漂流力を小さく評価することに言及しているが、本研究の結果はこれに一致し、またこの領域では式(4)による近似が有効であると言える。そこで本研究では、図-7(c), (d) を比較しながら、式(3), (4) を以下のように使い分けることによって長周期漂流力を近似する近似解析法を提案する (図-8 参照)。

・ $L_i^{(x)} < L_x/2$ and $L_j^{(x)} < L_x/2$ の場合 → 式(3) を適応

・ $L_i^{(x)} > L_x/2$ or $L_j^{(x)} > L_x/2$ の場合 → 式(4) を適応

本近似解析法による近似解析結果が、図-7(b) であり、厳密に計算した図-7(a) を精度良く近似している。特に、長周期動揺を誘起する漂流力は、 $\omega_i = \omega_j$ 付近の、図の対角線部分の狭い領域であり、この部分では、短周期から長周期まで広い範囲で精度の高い近似結果を示している。

図-9 は、図-6 で示した多方向不規則波による長周期動揺の計算結果と、近似計算結果を比較したものである。近似計算結果は、厳密に計算した結果と良く一致してお

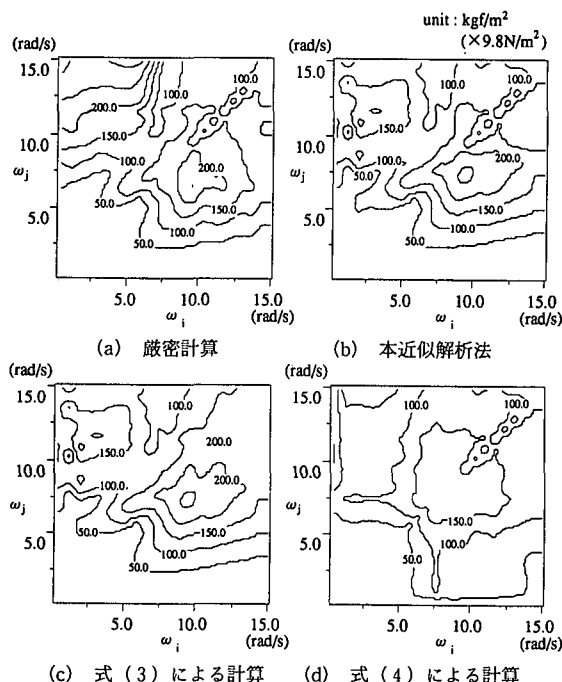


図-7 長周期漂流力の近似計算結果
($\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 0^\circ$)

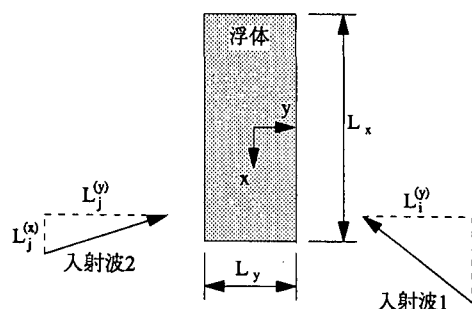
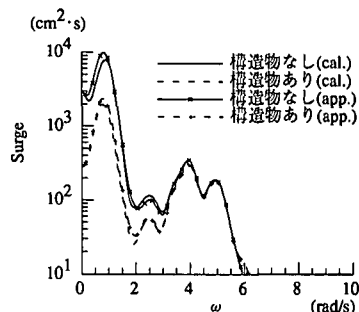


図-8 近似解法概念図

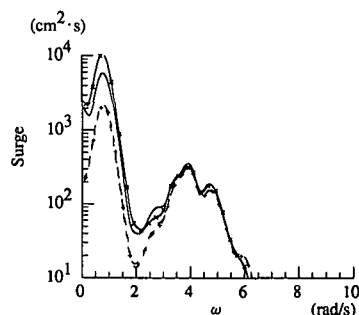
り、本研究で提案した近似解析法が不規則波に対しても適応可能であることが示された。

5. 結 言

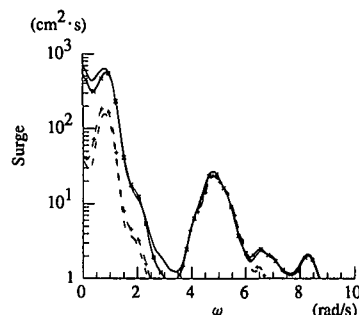
海洋構造物の施工において重要な作業船の長周期動揺応答について、実験および計算によって検討した。長周期漂流力は、浮体のピッチ運動によって長周期側で低減されること、長周期漂流力に関しても、入射波の周期が長いと線型波力と同様に回折効果のために構造物の遮蔽効果が小さくなること、多方向性が強いほど短周期側で漂流力が小さくなることなどが明らかとなった。また、本研究で提案した漂流力の近似計算法は、厳密に計算を行った場合の結果を良く再現し、計算時間は短縮されることから、有効な計算手法であると言える。



(a) $T_{1/3} = 1.26 \text{ s}$, $S_{\max} = 75$



(b) $T_{1/3} = 1.26 \text{ s}$, $S_{\max} = 10$



(c) $T_{1/3} = 0.90 \text{ s}$, $S_{\max} = 10$

図-9 長周期動揺の近似計算結果 (多方向不規則波)

参 考 文 献

- 織田幸伸・小林昭男 (1995): 二方向波実験による長周期漂流力近似解法の検証, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 986-990.
- Chen, X. B. (1994): Approximation on the quadratic transfer function of low-frequency loads, Proceedings of 7th International BOSS Conference, pp. 289-302.
- Kim, M. H. and DICK, K. P. Yue (1989): Slowly-varying wave drift forces in short-crested irregular seas, Applied Ocean Research, Vol. 1, 1, pp. 2-18.
- Newman, J. N. (1974): Second-order, slowly-varying forces on vessels in irregular wave, Proceeding of International Symposium on the Dynamics of Marine Vehicles and Structures in waves, pp. 93-197.
- Pinkster, J. A. (1980): Low frequency second order wave exciting forces on floating structures, NSMB publications, No. 650, pp. 19-37.