

船舶係留時の一点係留ブイの係留力の 風と波を考慮した数値解析法

鈴木 康 正*

1. ま え が き

船舶の係留システムの1つに、一点係留ブイシステム(SBM)がある。日本でも、タンカー等が巨大化し、港湾の中での係船・荷役が困難になったこと等に対応するため、むつ小川原石油備蓄基地を初めとして、自然条件の厳しい外海にもSBMシステムが建設されている。

厳しい自然条件に対してSBMの安全を保つためには、強風や高波等の外力の影響を適切に評価して設計する必要がある。係船時のSBMの主要な外力は、係留船舶の牽引力であるが、船体は風荷重による長周期の振れ回り運動と、波浪中の短周期運動をする。筆者ら(1982)は振れ回り運動の数値計算法について、風荷重と流体抵抗力を適切に考慮して求めた運動方程式を、数値積分によって解く方法を提案し、計算結果と実験値がよく合うことを示した。一方、波浪中の船体動揺に関しては、主として船舶工学の分野で研究され、ストリップ法と呼ばれる計算法が用いられている(例えば、小林ら, 1973)。しかし、風と波が同時に作用するするときのSBMシステムの係留力については、確立された数値計算法がなかった。そこで本研究では、新しい数値計算法を提案し、その精度について検討したものである。

2. 風と波の中における船体運動の数値計算法

2.1 座 標 系

いま、図-1のように、空間に固定した座標系 $X-Y-Z$ 、船体に固定した座標系 $x-y-z$ を考える。空間固定座標の原点は、係船ブイのアンカーを通る鉛直軸と静水面の交点にとり、風の進行方向と逆向きに X 軸、それと直角に静水面上に Y 軸、鉛直上方に Z 軸をとっている。また、船体固定座標の原点は船体の重心(G 点)とし、水平面内で船首方向に x 軸、真横方向に y 軸、上方に z 軸をとった。また、図中の記号の意味はそれぞれ次のとおりである。 X_G , Y_G 及び X_A , Y_A は、船体重心及び船首の空間固定座標。 a は船首と重心との水平距離。 P_w , ϕ_w , b_w はそれぞれ風荷重の合力の大きさ、作用方向、作用位置。

T_R 及び θ_{RL} は係留力とその作用方向。 ϕ は船体の旋回角。 χ は入射波の入射方向。

また、SBMのブイの構造形式にはさまざまなものがあるが、ここでは図-2のようなSALM(Single Anchor Leg Mooring)を考えている。図中の記号の意味は次のとおりである。 X_{SR} , X_{BR} は、係船ロープの船体及びブイへの取り付け点から、アンカーまでの水平距離。 Z_{SR} , Z_{BR} は、係船ロープの船体及びブイへの取り付け点から、静水面までの鉛直距離。 h は水深。 α は係船ロープと水平面のなす角度。 T_C はチェーン張力。

2.2 計算のフローチャート

風と波の中における船体運動と係留力を計算するための、概略のフローチャートを示すと、図-3のようになる。この図からわかるとおり、予備計算は主要な3つの

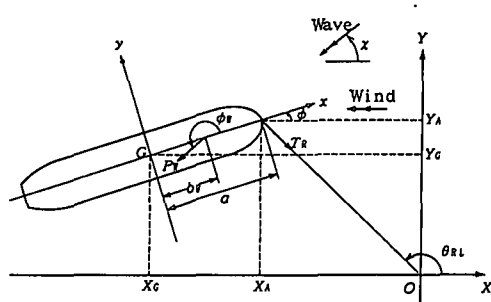


図-1 座標系

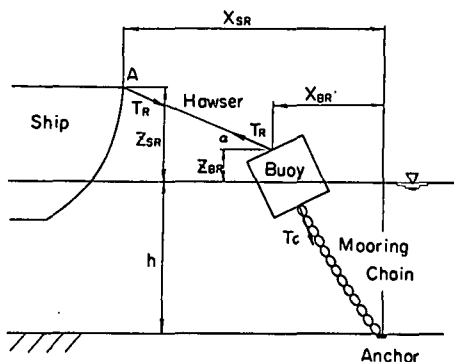


図-2 SALM型ブイと係留船舶

部分に分かれており、それぞれの部分では次のような計算を行っている。

a) 船体変位と係留力の計算

いま、ブイの傾き角を δ 、チェーン張力の水平・鉛直成分をそれぞれ T_{CH} 、 T_{CV} とする。また、ブイの質量を M_B 、ブイに作用するブイ固定座標軸方向の静水圧的復原力を F_x 、 F_z 、重心回りの復元モーメントを M_x とする。ここで、ブイ固定座標軸はブイの長軸方向に z_B 軸、重心を通り z_B 軸に垂直に x_B 軸をとっている。ブイに関する力とモーメントの釣合方程式は、次のようになる。

$$T_R \sin(\alpha + \delta) + F_z = M_B g \cos \delta \\ + T_{CH} \sin \delta + T_{CV} \dots \dots \dots (1)$$

$$F_x + T_{CH} \cos \delta = T_R \cos(\alpha + \delta) \\ + M_B g \sin \delta + T_{CV} \sin \delta \dots \dots \dots (2)$$

$$M_x + T_R z_{BP} \cos(\alpha + \delta) - T_{CH} z_{BM} \cos \delta \\ = -T_{CV} z_{BM} \sin \delta \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 z_P 、 z_M はそれぞれブイの上面と下面の z_B 座標、 g は重力加速度である。また、係船ロープの自重は無視している。

なお、ブイの静水圧的復原力は、ブイ表面の没水状況を考慮して計算する必要がある。

上式を解いて、船体変位と係留力の関係を計算表として求めておき、風と波の中の船体運動の計算ではそれをデータとして用いている。

b) 風の中の船体の振れ回り運動

一点係留ブイに係留された船体に風が作用すると、たとえ風が一方から一定の風速で吹いたとしても、船体は長周期の振れ回り運動をする。

いま、船体の質量を M_S 、 z 軸回りの慣性モーメントを I_z とする。また、 x 、 y 方向の付加質量をそれぞれ、 M_{xx} 、

M_{yy} 、 z 軸回りの付加慣性モーメントを J_{zz} とすると、船体の振れ回り運動方程式は次のようになる。

$$(M_S + M_{xx}) \ddot{x} = M_S \dot{y} \dot{\phi} + P_w \cos \Psi_w \\ - T_R \cos(\theta_{RL} - \phi) \dots \dots \dots (4)$$

$$(M_S + M_{yy}) \ddot{y} = -M_S \dot{x} \dot{\phi} + P_w \sin \Psi_w + (P_{C2})_y \\ + (P_{C3})_y - T_R \sin(\theta_{RL} - \phi) \dots \dots \dots (5)$$

$$(I_z + J_{zz}) \ddot{\phi} = P_w b_w \sin \Psi_w + (P_{C2})_z + (P_{C3})_z \\ - T_R a \sin(\theta_{RL} - \phi) \dots \dots \dots (6)$$

ここで、 $(P_{C2})_y$ 、 $(P_{C2})_z$ は、船体と水との相対速度によって生ずる y 方向の流圧力及びそれによる重心回りの回転モーメントである。また、 $(P_{C3})_y$ 、 $(P_{C3})_z$ は、船体の旋回に対する y 方向の流体抵抗及び抵抗モーメントである。

船体の振れ回り運動方程式 (4)～(6) を解析的に解くことは困難であるので、ルンゲ・クッタ法等の数値積分法で時間積分する。船体重心の位置 X_G 、 Y_G 及び旋回角 ϕ の時系列の計算結果はファイルに記憶され、風と波の中での計算においてインプット・データとなる。

以上の、a) 及び b) の具体的な計算法については、筆者らの論文 (1982) を参照されたい。

次に、船体の波浪中動揺の計算法について、少し詳しく説明する。

2.3 船体の波浪中動揺の計算

船体動揺の運動方程式を解くためには、船体に作用する流体力を計算する必要がある。しかし、3次元船体について求めることは非常に困難であるため、近似的に計算する方法として、ストリップ法が用いられている。ストリップ法は任意の船体断面を無限柱状体とみなして、それに作用する2次元流体力を求め、各船体断面について得られた2次元流体力を、船の長さ方向に積分したものを近似的に3次元流体力とするものである。

船体断面に作用する2次元流体力の計算は、一点係留ブイの設置地点では一般に水深が浅いため、浅水影響を考慮する必要がある。そこで本研究では、高木 (1975) による水深を考慮した特異点分布法によることとした。

a) 2次元船体流体力の基本式

座標軸は図-4に示したとおり、静水面上に x 軸、鉛直上向きに z 軸をとる。入射波は、 x 軸の負の方向に進み、水深 h は一定とする。船体は z 軸に対して左右対称とし、また船体表面を c で表し、船体表面に立てた法線方向 n は外向きに流体中へ向かうとする。

さらに、流体は非粘性、非圧縮性とし、流体運動は非回転であるとする。また、現象は線形で2次元的と仮定すると、速度ポテンシャルが存在し流体運動は速度ポテンシャルによって表すことができる。流体場全体の速度ポテンシャル $\phi(x, z; t)$ は、次のように表される。

$$\phi(x, z; t) = \sum_{j=0}^{\infty} \phi_j(x, z; t) \dots \dots \dots (7)$$

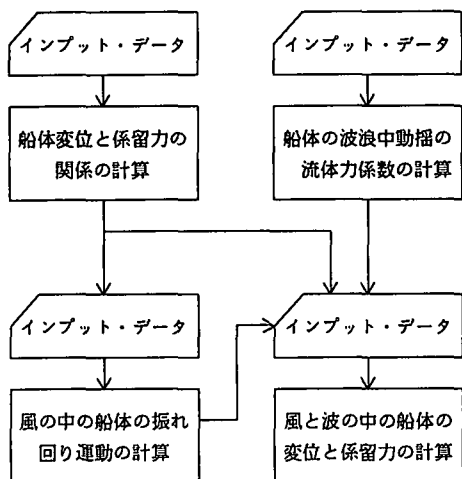


図-3 計算のフローチャート

ここで, $\phi(x, z; t) = \phi(x, z)e^{i\sigma t}$

$$\phi_j(x, z; t) = \phi_j(x, z)e^{i\sigma t}$$

また, 添え字 j は, 0: 入射波, 1: Swaying, 2: Heaving, 3: Rolling, 4: 反射波, を表す。さらに, i は虚数単位, σ は円周波数, t は時間を表す。

流体場全体の速度ポテンシャル ϕ は次の各条件を満足しなければならない。

$$i) \text{ 連続条件: } \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$ii) \text{ 自由表面条件: } \frac{\sigma^2}{g} \phi - \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 : z = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$iii) \text{ 水底条件: } \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 : z = -h \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$iv) \text{ 船体表面条件: } \frac{\partial \phi}{\partial n} = v_n \quad (\text{on } c) \quad \dots\dots\dots (11)$$

ただし, n による微分は外向き法線方向微分を表し, v_n は船体表面上の外向き法線方向の速度である。また, 入射波の速度ポテンシャルは次式で表される。

$$\phi_0(x, z) = \frac{i\zeta_0 g}{\sigma} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} e^{ikx} \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで, ζ_0 は入射波振幅, k は波数 ($=2\pi/L$, L は波長) である。

b) 速度ポテンシャル

速度ポテンシャル ϕ_j ($j=1, \dots, 4$) を解析的に求めることは困難である。そこで, グリーン関数とグリーンの定理を用いて解いている。Thorne (1953) によれば, 任意の点 $Q(x', z')$ に単位強さの吹き出しをおいたとき, 式 (8)~(10) 及び無限遠での発散波条件を満足する, 点 $P(x, z)$ における速度ポテンシャルは, 次のようなグリーン関数で表すことができる。

$$\begin{aligned} G(x, z; x', z') e^{i\sigma t} = & \left[\log \frac{r_1}{r_2} \right. \\ & + 2P.V. \int_0^\infty \left\{ \frac{\cosh \mu(h+z) \cosh \mu(h+z')}{K \cosh \mu h - \mu \sinh \mu h} \cosh \mu h \right. \\ & \left. - \frac{e^{-\mu h} \sinh \mu z \sinh \mu z'}{\mu \cosh \mu h} \right\} \cos \mu(x-x') d\mu \Big] \cos \sigma t \\ & - \frac{4\pi \cosh k(h+z) \cosh k(h+z')}{2kh + \sinh 2kh} \\ & \times \cos k(x-x') \sin \sigma t \quad \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

$$\text{ここで, } r_1 = \sqrt{(x-x')^2 + (z-z')^2}$$

$$r_2 = \sqrt{(x-x')^2 + (z+z')^2}$$

$P.V.$: コーシー (Cauchy) の主値

$K = \sigma^2/g$, μ : 積分変数

いま $\beta(Q)$ なる強さの吹き出しを船体表面上に分布させると, 考えている流体域の任意点の速度ポテンシャルは, 次式によって表すことができる。

$$\phi(P) = \int_c \beta(Q) G(P, Q) ds(Q) \quad \dots\dots\dots (14)$$

この吹き出しの強さ $\beta(Q)$ を, 式 (11) の船体表面での境界条件を満足するように決めれば, 速度ポテンシャルを求めることができる。

c) 流体力及びモーメント

j 方向の運動により, 船体断面が受ける l 方向の力及びモーメントを F_{jl} で表すと,

$$F_{jl} = - \int_c \phi_j \frac{\partial \phi_l}{\partial n} ds \quad (j=1, 2, 3; l=1, 2, 3) \quad \dots\dots\dots (15)$$

となる。また, F_{jl} に添え字 R, L をつけて, 実部と虚部を表すものとすると,

$$F_{jl} = F_{jR} + iF_{jI} \quad \dots\dots\dots (16)$$

のようになる。 $j=l$ のとき, F_{jR}, F_{jI} はそれぞれ付加質量及び造波減衰力の係数に対応するものである。

一方, 波浪による強制力あるいはモーメントを E_j で表すと, 次式のようになる。

$$E_j = - \int_c (\phi_0 + \phi_4) \frac{\partial \phi_j}{\partial n} ds \quad \dots\dots\dots (17)$$

d) 波漂流力について

浮体に作用する漂流力は, Maruo (1960) の運動量理論でほぼ計算されることとされている。ただし, 船体のような3次元浮体の場合には, 運動量をその没水表面で3次的に計算する必要がある。そのため本文では, Newman (1967) による3次元の特異点分布法の計算手法に基づいて, 船体に作用する漂流力を計算している。船体の長軸から x の方向から進行してくる入射波によって, 船体の長軸方向及び直角方向に作用する漂流力の計算式は, 次式で与えられる。

$$\bar{F}_x = \frac{\rho K^2}{8\pi} \int_0^{2\pi} |H(\theta)|^2 (\cos \theta + \cos \chi) d\theta \quad \dots\dots\dots (18)$$

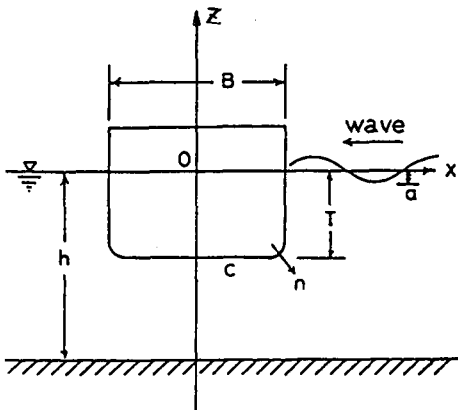


図-4 2次元船体断面の流体力を計算する座標系

$$\bar{F}_y = \frac{\rho K^2}{8\pi} \int_0^{2\pi} |H(\theta)|^2 (\sin \theta + \cos \chi) d\theta \quad \dots\dots (19)$$

ここで、 ρ ：流体密度

$$K = \sigma^2 / g$$

$H(\theta)$ ：Kochin 関数

Kochin 関数は、次式で求められる。

$$H(\theta) = \int_s \left(\frac{\partial \phi_s}{\partial n} - \phi_s \frac{\partial}{\partial n} \right) \times \exp(Kz + iKx \cos \theta + iKy \sin \theta) dS \quad \dots\dots (20)$$

上式の積分は、船体の没水表面の全体にわたって、3 次元元的に行われる。また、成分波毎の漂流力を重ね合わせで不規則波中の漂流力を求めている。

e) 運動方程式

波浪及び風が作用したときの運動方程式は次のようになる。なお、波浪としては一方向不規則波を考えている。

$$[A]\{\ddot{X}\} + [B]\{\dot{X}\} + [C]\{X\} = \{F\} + \{F_0\} + \{T_R\} \quad \dots\dots (21)$$

ここで、 $[A]$ ：付加質量、付加慣性モーメントの係数マトリックス

$[B]$ ：造波減衰力、造波減衰モーメントの係数マトリックス

$[C]$ ：復原力係数マトリックス

$\{X\}$ ：船体の 6 自由度運動のベクトル

$\{F\}$ ：波浪強制力

$\{F_0\}$ ：定常波漂流力

$\{T_R\}$ ：係留力のベクトル

付加質量や造波減衰力の係数 $[A]$ 、 $[B]$ は入射波の周期に依存するがここでは、入射波の周波数スペクトルのピーク周波数での値で代表させている。また、復原力係数 $[C]$ は船体の静水面下の幾何形状から計算される。さらに、波浪強制力 $\{F\}$ は次式で求められる。

$$F_j = \sum_{n=1}^N f_{jn} \cos(\sigma_n t + \varepsilon_n + \varepsilon_{Ln}) \quad (j=1, 2, \dots, 6) \quad \dots\dots (22)$$

ここで、 F_j ：各運動モードに対する波浪強制力 ($j=1, 2, \dots, 6$)

f_{jn} ：成分波の波浪強制力の振幅

ε_n ：成分波の波浪強制力の位相

N ：成分波の数

σ_n ：成分波の円周波数

ε_{Ln} ：長周期の振れ回り運動による位相差

長周期の振れ回り運動による船体位置を中心位置とした波浪動揺を計算し、両者を重ね合わせれば風と波による船体運動及び係留力を求めることができる。

3. 実験値と計算値の比較

3.1 実験方法

実験に用いた水槽は、長さ 25 m、幅 15 m、深さ 1 m で、水深 h は 62.8 cm とした。水槽には造波機と送風機が設置しており、一方向不規則波と定常風を同時に発生させることができる。実験に用いた一方向不規則波は、光易の修正によるブレッドシュナイダー型周波数スペクトルを目標スペクトルとし、有義波高 $H_{1/3} = 4.87$ cm、有義波周期 $T_{1/3} = 1.94$ s とした。また、風速は 620 cm/s とした。なお、風と波の向きはともに X 軸の負の方向であり、この時に係留力が最大となることを予備実験で確認している。

船体の平面運動は、水槽の上部から 16 mm メモモーションカメラで 1 s ないし 2 s ごとに写真撮影を行って解

表-1 模型船の諸元

船 長	417 cm	質 量	711 kg
型 幅	81 cm	慣 性 能 率	$1.36 \times 10^7 \text{ kg} \cdot \text{cm}^2$
型 深	36 cm	x 方向付加質量	52.7 kg
側 面 面 積	16340 cm ²	y 方向付加質量	491.7 kg
正 面 面 積	3910 cm ²	付加慣性能率	$3.04 \times 10^8 \text{ kg} \cdot \text{cm}^2$
水中側面面積	10960 cm ²	船首重心距離	201 cm
空中側面面積	5380 cm ²	吃 水	26 cm
空中正面面積	1850 cm ²	ロープ取付高	14 cm

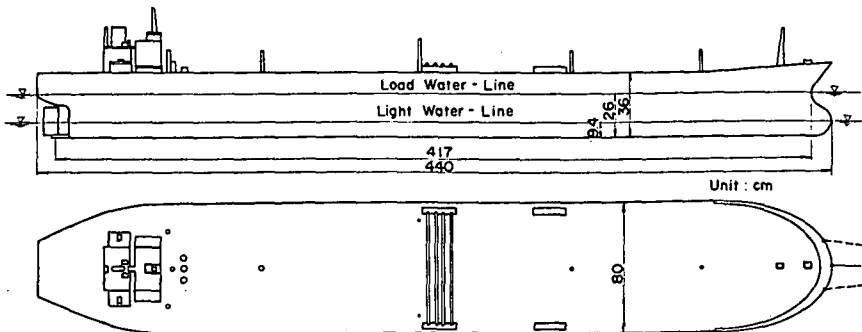


図-5 模型船の外見図

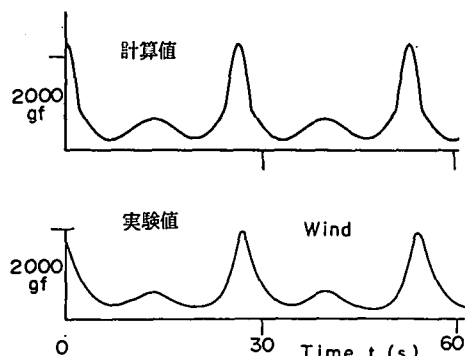


図-6 風の中の係留力の時間変化

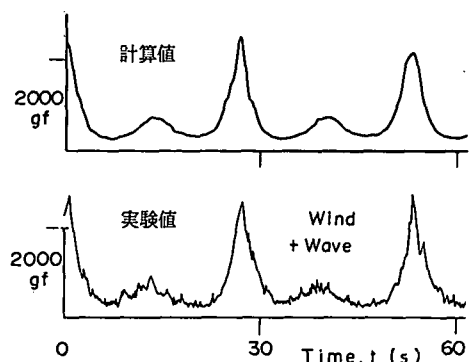


図-7 風と波の中の係留力の時間変化

析した。波浪による短周期の船体運動は測定していない。

船体模型としては、図-5に示したような木製の大型タンカー模型を用いた。船体の載荷状態は空載状態とした。その諸元は表-1に示したとおりであるが、模型縮尺を1/75とすると30万DWT級タンカーに相当する。

ブイ模型は直円筒型で、直径14 cm、高さ7.2 cmである。重量は491 gf (481 kdyn)、重心は中心線上の底面から3.0 cmのところにある。ブイは長さ61 cmの1本のチェーンによって水底のアンカーに係留されている。

3.2 実験結果と計算結果の比較

係船ロープ張力の時間変化について実験結果と計算結果を示すと、定常風の中における結果が図-6、定常風と一方向不規則波の中における結果が図-7のようになる。

まず、定常風の中で船体は振れ回り運動をするが、風向きに対し左右が対称で、周期が長いことが特徴である。

船体がこのような平面運動を行うときに発生する係船ロープ張力も周期的な変動をするが、運動の一周期の間に最大張力が2回ずつ現れる。計算結果もそのような振れ回り運動を、全体としてはよく再現しているといえる。ただし、実験結果では最大張力が約1940 gf (1900 kdyn)であったのに対し、計算では約2300 gf (2254 kdyn)となっており、実験値よりも約18%大きかった。

一方、風と波の中における係船ロープ張力の実験結果には、波による短周期動揺の影響と考えられるシャープなピークが多数見られる。これに対し計算結果では実験結果ほど顕著ではないものの、やはりシャープなピークが現れて最大張力は増大している。ただし波による張力の最大値は、実験値では約28%、計算値では約10%増加していずれも約2500 gf (2450 kdyn)となった。

4. 結 論

1) 定常風による長周期の運動と波による短周期動揺が重なり合うことにより、係留力にはシャープなピーク値が現れる。そのため、係留力の最大値は一般に増加するので、設計において考慮することが重要である。2) 風の中の係留力の最大値は、計算値が実験値よりも約18%大きめであったが、風と波の中の係留力の最大値は、両者がほぼ一致した。3) 波の影響による係留力の増加率は、計算では約10%あったのに対し、実験では約28%と大きかった。

なお、波浪中の船体動揺の計算については、三井造船昭島研究所海洋エンジニアリング事業部小林正典部長の御協力を得たので、ここに記して感謝の意を表するものである。

参 考 文 献

- 小林正典・湯浅 隆・岸本 修・安部光弘・国武吉邦・成田 仁・平野雅祥・杉村 泰 (1973): 船舶の耐航性に関する理論計算プログラム (その1, 理論計算式), 三井造船技報, 第82号, pp. 1-34.
- 鈴木康正・諸石一幸 (1982): ブイ係留船舶の荒天時の振れ回り運動, 港湾技術研究所報告, 第21巻, 第2号, pp. 107-150.
- 高木幹雄 (1975): 浅海域における船体運動について (その1), 西部造船会々報, 第50号, pp. 29-63.
- Maruo, T. (1960): The drift of a body floating on waves, J. Ship Research, pp. 1-10.
- Newman, J. N. (1967): The Drift Force and Moment on Ships in Waves, J. Ship Research, pp. 51-60.
- Thorne, R. C. (1953): Multiple Expansion in the Theory of Surface Waves, Proc., Camb. Philos. Soc. 69.