大振幅動揺する船舶に働く流体力の計算 (第 2 報)

正員 高 木 健*

Calculation of Hydrodynamic Forces Acting upon a Ship with Large Amplitude Motions (2nd Report)

by Ken Takagi, Member

Summary

In the previous paper, the author presented an approximate calculation method of nonlinear two-dimensional hydrodynamic problem of a ship with forward speed in large amplitude waves.

In this paper, 2nd report, it is assumed that the three-dimensional velocity potential is composed of two-dimensional velocity potentials which are obtained by the preceding method at every cross section. And using Bernoulli's equation, the hydrodynamic pressure and the hydrodynamic force are obtained.

Pitching motions, heaving motions and shearing forces at SS. 7 1/2 in regular head waves are calculated by present method. As for the fundamental frequency component, the agreement between experimental results and calculated ones is poor. But, through the correction of forward speed and three-dimensional effects which are not taken into account exactly in calculated results, calculated results shows quite good agreement with experimental ones. As for the bi-harmonic components, the agreement between them is fairly good.

1 緒 言

本研究では、大波高波浪中で大振幅動揺する船舶に働く流体力を速度ポテンシャルの立場から求めようというのが目的である。このような目的を達成するため第 1 報¹⁾では、2 次元大振幅動揺問題を解くために、自由表面条件は線形とし、物体表面条件を厳密に満たすようにして解く方法を示した。さらに、通常の船舶に適用する場合を考えて、計算時間の短い近似解法を開発し、理論と実験の比較を行い良い一致を得ることができた。

本報では NSM²⁾ と同じ考えに基づいて、第 1 報で述べた方法により得られた速度ポテンシャルを船長方向に加え合わせたものを、船体近傍の速度ポテンシャルとし、それを用いて、ベルヌーイの式より船体表面の圧力を求め、その圧力を積分することによって流体力を求めた。さらに、それを使って船体運動を求めた結果を報告する。

なお、本研究では、向波の場合のみを取扱い、大振幅の影響が重要だと思われる上下揺、縦揺の同調点付近での波高の増大に伴う運動振幅および波浪荷重の変化を詳しく調べた。

2 定 式 化

前章で述べたように NSM の考え方に従って定式化を行う。ただし、物体表面の条件が大きく変化することによる影響を取り入れるため、NSM とは異なる点も多いので、その点を中心に述べる。

2.1 座標系と境界条件

本計算法では座標系を Fig. 1 のように定める。

ここで、

$\hat{o}-\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}'$: 速度 U で前進する座標

$\bar{o}-\bar{x}', \bar{y}', \bar{z}'$: 船体固定座標

$o-x', y', z'$: 波面より $\bar{o}-\bar{z}'$ と平行に定めた座標

z_a' : 座標 $\bar{o}-\bar{x}', \bar{y}', \bar{z}'$ の移動量

θ_a' : 座標 $\bar{o}-\bar{x}', \bar{y}', \bar{z}'$ の回転角

次に、これらの座標の無次元化を次式によって行う。

$$\hat{x} = \frac{1}{L'} \begin{Bmatrix} \hat{x}' \\ \hat{y}' \\ \hat{z}' \end{Bmatrix} = \frac{1}{\varepsilon L'} \begin{Bmatrix} \hat{y}' \\ \hat{z}' \\ \hat{x}' \end{Bmatrix} = \frac{1}{\varepsilon L'} \begin{Bmatrix} \hat{z}' \\ \hat{x}' \\ \hat{y}' \end{Bmatrix} \quad (2.1)$$

$$z_a = \frac{1}{\varepsilon L'} z_a', \quad \theta_a = \frac{1}{\varepsilon} \theta_a' \quad (2.2)$$

ただし、

L' : 船長

* 大阪大学工学部

Fig.1 Coordinate system

B' : 船幅

$$\varepsilon = B'/2L'$$

(2.1), (2.2) 式の無次元化により, 無次元座標で表わした船体表面の座標値の大きさは, ほぼ 1 ぐらいになる。上下揺振幅, 縦揺振幅などの無次元値も 1 ぐらいの大きさになると仮定する。

Fig. 1 に示した各座標系の関係は, ε は小さいものとして, 最低次の項とのオーダー差が ε^2 以上のものを無視すると, 次式のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} x &= \tilde{x} = \hat{x} \\ y &= \tilde{y} = \hat{y} \\ \tilde{z} &= \hat{z} - z_a - \hat{x}\theta_a \\ z &= \tilde{z} + z_a + \hat{x}\theta_a - \zeta(x; t) \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

ただし, ζ は無次元の入射波形で, 次式によって表わされると仮定する。

$$\zeta(x; t) = \zeta_w \cos(Kx + t) \quad (2.4)$$

ここで,

ζ_w : 入射波の振幅 (無次元)

K : 入射波の波数 (無次元)

また, 入射波の角周波数 ω_0' , 出会う角周波数 ω_e' および時間 t' は次式によって無次元化を行っている。

$$\left. \begin{aligned} \omega_0 &= \omega_0' \sqrt{\frac{L'}{g'}} \\ \omega_e &= \omega_e' \sqrt{\frac{L'}{g'}} \\ t &= t' \omega_e' \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

ここで,

g' : 重力加速度

以後, 特に断らない限りダッシュの付いているものは有次元値, ダッシュの付いていないものは無次元値を表わすものとする。

以上の準備のもとで, 最初に船体表面条件について考える。船体表面の形状が次式で表わされるものとする。

$$F(\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}'; t') = \varepsilon L \{ H(\tilde{x}, \tilde{y}) - \tilde{z} \} = 0 \quad (2.6)$$

船体表面条件は次式で表わされる。

$$\frac{DF}{Dt'} = \frac{\partial F}{\partial t'} + (\hat{F}' \cdot \nabla' F) = 0 \quad \text{on } F=0 \quad (2.7)$$

ただし, $\hat{F}'$ は $\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}'$ に関する微分演算子である。ここで, 速度ポテンシャルを次式のように仮定する。

$$\begin{aligned} \frac{\Phi'(\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}'; t')}{\sqrt{g' L'^3}} &= \varepsilon^2 F_n \phi_0(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}) - F_n \hat{x} \\ &+ \frac{\varepsilon}{\omega_0} \phi_1(\hat{x}, \hat{z}; t) + \varepsilon^2 \omega_e \phi_2(x, y, z; t) \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi_1 &= -\zeta_w e^{\hat{z}} \sin(\hat{x} + t) \\ \hat{z} &= \varepsilon \omega_0^2 \hat{z}, \hat{x} = \omega_0^2 \hat{x} \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

ただし,

F_n : フルード数

ϕ_0 : 定常ポテンシャル

ϕ_1 : 入射波のポテンシャル

ϕ_2 : 非定常ポテンシャル

(2.8) 式を (2.7) 式に代入し, ϕ_0, ϕ_1, ϕ_2 に関する $\hat{x}'$ 微分項は小さいものとして無視すると, 次式を得る。

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial \tilde{y}} \cdot \frac{\partial H}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial \phi_0}{\partial \tilde{z}} = \frac{\partial H}{\partial \tilde{x}} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_2}{\partial y} \cdot \frac{\partial H}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial \phi_2}{\partial z} &= -\zeta_w \left(\frac{\omega_0}{\omega_e} \right) e^{\hat{z}} \sin(\hat{x} + t) \\ &- \frac{dz_a}{dt} - \tilde{x} \frac{d\theta_a}{dt} + \frac{F_n}{\omega_e} \theta_a \end{aligned} \quad (2.11)$$

on $F=0$

さらに, NSM と同様に平均吃水を考え, (2.11) 式の右辺第一項を変形すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_2}{\partial y} \cdot \frac{\partial H}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial \phi_2}{\partial z} &= -\zeta_w \left(\frac{\omega_0}{\omega_e} \right) e^{-d_m(\hat{x}; t)} \sin(\hat{x} + t) \\ &- \frac{dz_a}{dt} - \tilde{x} \frac{d\theta_a}{dt} + \frac{F_n}{\omega_e} \theta_a \end{aligned} \quad (2.12)$$

on $F=0$

ただし, 平均吃水 d_m は水面下の船体形状の変化を取り入れるため, 入射波の波面より下の断面形状の吃水 $d'(\hat{x}; t)$ と断面面積係数 $\sigma(\hat{x}; t)$ を用いて次式より求める。

$$d_m(\hat{x}; t) = \frac{\omega_0^2}{L} d'(\hat{x}; t) \sigma(\hat{x}; t) \quad (2.13)$$

次に, 自由表面条件は NSM と同様に次式を用いる。

$$\begin{aligned} \varepsilon \omega_e^2 \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial t'^2} + \frac{\partial \phi_2}{\partial z} &= 0 \\ \text{on } z=0 \end{aligned} \quad (2.14)$$

ただし、(2.14) 式は静止水面上で満たすようにするのはなく、入射波の波面の加速度は重力加速度に比べて小さいものとし、入射波の波面 ($z=0$) で満たすようにする。

なお、定常ポテンシャル ϕ_0 については、後述のように本計算法では必要ないので、 ϕ_0 の自由表面条件については述べない。

2.2 速度ポテンシャルの計算

速度ポテンシャルは NSM と同様に船体の各横断面 ($y-z$ 平面) ごとの2次元問題として求める。この時、境界条件として用いるのは (2.12) 式、(2.14) 式である。これを各横断面内での速度ポテンシャル ϕ_{2D} に対する境界条件として書き直すと次式のようになる。

$$\frac{\partial \phi_{2D}}{\partial \nu} = -\zeta_w \left(\frac{\omega_0}{\omega_e} \right) e^{-d_m \sin(\hat{x}+t)} - \frac{dz_a}{dt} - \hat{x} \frac{d\theta_a}{dt} + \frac{F_n}{\omega_e} \theta_a \quad (2.15)$$

$$\text{on } z = h(y) + z_a + \hat{x} \theta_a - \zeta_w \cos(\hat{x}+t)$$

$$\varepsilon \omega_e^2 \frac{\partial^2 \phi_{2D}}{\partial t^2} + \frac{\partial \phi_{2D}}{\partial z} = 0 \quad (2.16)$$

$$\text{on } z=0$$

ここで、

ν : 各横断面での法線

h : 各横断面の断面形状を表わす関数

(2.15) 式、(2.16) 式を境界条件として、前報に示した近似解法によって ϕ_{2D} は求めることができる。しかし、(2.15) 式の右辺に現われている z_a, θ_a などは、流体力を求めた後、運動方程式を解かないと求められない値なので、 z_a, θ_a などを求めるためには繰り返し計算が必要になる。これについては後で詳しく述べる。

2.3 圧力の計算

前節までで速度ポテンシャルが求められたので、これを用いると圧力 p' は次式より求められる。

$$\frac{p'}{\rho'} = \frac{U^2}{2} - \frac{\partial \Phi'}{\partial t'} - \frac{1}{2} (\hat{r}' \Phi')^2 - g' z' = 0 \quad (2.17)$$

ここで、 ρ' : 水の密度

しかし、(2.17) 式を厳密に計算するのは、かなり複雑な計算を要するので実際のでない。そこで、(2.17) 式の各項の大まかな大きさを調べ不要と思われる項を無視することにする。(2.17) 式に (2.8) 式を代入して整理すると、次式を得る。

$$p = \frac{p'}{\rho' g' L'} = -\varepsilon^2 \omega_e^2 \left[\frac{1}{\varepsilon \omega_e^2} \left(\frac{\omega_e}{\omega_0} \right) \frac{\partial \phi_1}{\partial t} + \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial t} - \frac{\partial \eta_0}{\partial t} \frac{\partial \phi_2}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_0}{\omega_e} \right)^2 \left\{ \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial \hat{x}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial \hat{z}} \right)^2 \right\} + \frac{1}{2} \varepsilon^2 \omega_0^4 \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial \hat{x}} - \frac{\partial \eta_0}{\partial \hat{x}} \frac{\partial \phi_2}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{2} \varepsilon^2 \left(\frac{F_n}{\omega_e} \right)^2 \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial \hat{x}} - \theta_a \frac{\partial \phi_0}{\partial \hat{z}} \right)^2 + \left(\frac{F_n}{\omega_e} \right)^2 \right]$$

$$\begin{aligned} & \times \left\{ -\frac{\partial \phi_0}{\partial \hat{x}} + \theta_a \frac{\partial \phi_0}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial \hat{y}} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial \hat{z}} \right)^2 \right\} \\ & + \varepsilon \frac{F_n}{\omega_0} \left(\frac{\omega_0}{\omega_e} \right)^2 \frac{\partial \phi_1}{\partial \hat{x}} \cdot \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial \hat{x}} - \theta_a \frac{\partial \phi_0}{\partial \hat{z}} \right) \\ & + \varepsilon^2 \omega_0^2 \left(\frac{F_n}{\omega_e} \right) \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial \hat{x}} - \theta_a \frac{\partial \phi_0}{\partial \hat{z}} \right) \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial \hat{x}} - \frac{\partial \eta_0}{\partial \hat{x}} \frac{\partial \phi_2}{\partial z} \right) \\ & - \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\omega_0}{\omega_e} \right)^2 \left(\frac{F_n}{\omega_0} \right) \frac{\partial \phi_1}{\partial \hat{x}} - \omega_0^2 \left(\frac{F_n}{\omega_e} \right) \\ & \times \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial \hat{x}} - \frac{\partial \eta_0}{\partial \hat{x}} \frac{\partial \phi_2}{\partial z} \right) \\ & + \varepsilon \omega_0^2 \left(\frac{\omega_0}{\omega_e} \right) \frac{\partial \phi_1}{\partial \hat{x}} \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial \hat{x}} - \frac{\partial \eta_0}{\partial \hat{x}} \frac{\partial \phi_2}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial \hat{y}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial \hat{z}} \right)^2 \right\} + \frac{F_n}{\omega_e} \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial \hat{y}} \frac{\partial \phi_2}{\partial \hat{y}} + \frac{\partial \phi_0}{\partial \hat{z}} \frac{\partial \phi_2}{\partial \hat{z}} \right) \\ & + \left(\frac{\omega_0}{\omega_e} \right)^2 \left(\frac{F_n}{\omega_0} \right) \frac{\partial \phi_0}{\partial \hat{z}} \frac{\partial \phi_1}{\partial \hat{z}} + \left(\frac{\omega_0}{\omega_e} \right) \frac{\partial \phi_1}{\partial \hat{z}} \frac{\partial \phi_2}{\partial \hat{z}} \Big] \\ & - \varepsilon \hat{z} \quad (2.18) \end{aligned}$$

(2.18) 式中の ϕ_0, ϕ_1, ϕ_2 およびこれらの微分値は、(2.10) 式、(2.11) 式より分かるように、ほぼ1くらい

Table 1 The magnitude of coefficients in Eq. (2.18)

$\frac{\lambda}{L}$	$\frac{1}{\varepsilon \omega_e^2} \left(\frac{\omega_e}{\omega_0} \right)$	$\left(\frac{\omega_0}{\omega_e} \right)^2$	$\varepsilon^2 \omega_0^4$
1.0	1.297	0.350	0.208
1.5	2.104	0.410	0.093

$\frac{\lambda}{L}$	$\varepsilon^2 \left(\frac{F_n}{\omega_e} \right)^2$	$\left(\frac{F_n}{\omega_e} \right)^2$	$\varepsilon \frac{F_n}{\omega_0} \left(\frac{\omega_0}{\omega_e} \right)^2$
1.0	2×10^{-5}	0.004	0.003
1.5	4×10^{-5}	0.007	0.004

$\frac{\lambda}{L}$	$\varepsilon^2 \omega_0^2 \frac{F_n}{\omega_e}$	$\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\omega_0}{\omega_e} \right)^2 \frac{F_n}{\omega_0}$	$\omega_0^2 \frac{F_n}{\omega_e}$
1.0	0.002	0.529	0.408
1.5	0.002	0.758	0.360

$\frac{\lambda}{L}$	$\varepsilon \omega_0^2 \frac{\omega_0}{\omega_e}$	$\frac{F_n}{\omega_e}$	$\left(\frac{\omega_0}{\omega_e} \right)^2 \frac{F_n}{\omega_0}$
1.0	0.270	0.065	0.038
1.5	0.195	0.086	0.055

$\frac{\lambda}{L}$	$\frac{\omega_0}{\omega_e}$
1.0	0.592
1.5	0.640

の大きさである。したがって、各項の大まかな大きさは各項に掛っている係数によって決まる。そこで、これらの大きさを具体的に計算した結果を Table 1 に示す。ただし、本報では計算例として、SR 108 船型³⁾を用いたので $\varepsilon=0.0726$ とした。また、波長は $\lambda/L=1.0\sim 1.5$ ぐらいの範囲で計算するものとした。なお、船速は $F_n=0\sim 0.275$ ぐらいの範囲を考えると、Table 1 には $F_n=0.275$ の場合を示した。Table 1 の結果より $\varepsilon^2\omega_0^4$, $\varepsilon^2(F_n/\omega_e)^2$, $(F_n/\omega_e)^2$, $\varepsilon(F_n/\omega_0)(\omega_0/\omega_e)^2$, $\varepsilon^2\omega_0^2(F_n/\omega_e)$, F_n/ω_e , $(\omega_0/\omega_e)^2(F_n/\omega_0)$ の値は小さいので無視するものとした。これらの項を無視すると (2.18) 式は次式のようにになる。

$$p = -\varepsilon \frac{\omega_e}{\omega_0} \frac{\partial \phi_1}{\partial t} + \varepsilon F_n \omega_0 \frac{\partial \phi_1}{\partial x} - \varepsilon^2 \omega_e^2 \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial t} - \frac{\partial \eta_0}{\partial t} \frac{\partial \phi_2}{\partial z} \right) - \varepsilon^2 \omega_e^2 \omega_0^2 \left(\varepsilon \frac{\omega_0}{\omega_e} \frac{\partial \phi_1}{\partial x} - \frac{F_n}{\omega_e} \right) \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial x} - \frac{\partial \eta_0}{\partial x} \frac{\partial \phi_2}{\partial z} \right) - \frac{1}{2} \varepsilon^2 \omega_0^2 \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)^2 - \frac{1}{2} \varepsilon^2 \omega_e^2 \left\{ \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\omega_0}{\omega_e} \frac{\partial \phi_1}{\partial x} + \frac{\partial \phi_2}{\partial z} \right)^2 \right\} - \varepsilon^2 \quad (2.19)$$

なお、(2.19) 式中の $\partial \phi_2 / \partial x$ は次式のようにして計算を行った。

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial x} = \frac{1}{\omega_0^2} \frac{\partial \phi_2}{\partial x} = \frac{1}{\omega_0^2} \Delta x \left[\phi_2^{i+1} - \phi_2^i - \frac{\partial \phi_2}{\partial y} (y^{i+1} - y^i) - \frac{\partial \phi_2}{\partial z} (z^{i+1} - z^i) \right] \quad (2.20)$$

ここで、 i : 断面の番号

(y^i, z^i) : i 番目の断面内での座標

Δx : 断面間の距離

2.4 流体力と船体運動の計算

船体に働く流体力は (2.19) 式で求められる圧力を、次式のように積分して求められる。

$$F_z = \int_{S_H} p \cdot \nu_z \, ds + F_c \quad (2.21)$$

$$M_y = \int_{S_H} p \cdot x \cdot \nu_z \, ds + M_c \quad (2.22)$$

ここで、 F_z : z 軸方向に働く力

M_y : y 軸回りのモーメント

S_H : 入射波面より下の船体表面

ν_z : z 軸方向の方向余弦

F_c, M_c : 浸水面積変化の修正項

ただし、実際の計算では ν_z として x 軸方向の船体表面の傾きを無視したものを用い、各横断面内で2次元的に取扱った。また、 F_c, M_c は前報で示した方法と同様に次式により計算を行った。

$$F_c = \int_{S_c} \frac{1}{2} \rho^2 \frac{dy}{dh} \, dx \quad (2.23)$$

$$M_c = \int_{S_c} \frac{1}{2} \rho^2 x \frac{dy}{dh} \, dx \quad (2.24)$$

ここで、 S_c : 船体表面と入射波面との交線

(2.21) 式、(2.22) 式および z_a, θ_a を複素フーリエ級数展開し、変動成分の各係数を用いて運動方程式を書くことと次式のようにになる。

$$\left. \begin{aligned} -n^2 \omega_e^2 M z_{an} &= F_{zn}(z_{a1}, z_{a2}, \dots, \theta_{a1}, \theta_{a2}, \dots) \\ -n^2 \omega_e^2 I \cdot \theta_{an} &= M_{yn}(z_{a1}, z_{a2}, \dots, \theta_{a1}, \theta_{a2}, \dots) \end{aligned} \right\} \quad n=1, 2, \dots, \infty \quad (2.25)$$

ここで、 M : 船体の質量

I : 船体の慣性モーメント

(2.25) 式を解けば z_a, θ_a が求まるのだが、2.2 節で述べたように F_{zn}, M_{yn} は z_a, θ_a のフーリエ係数の関数になっているので、このままの形で解くのは困難である。そこで、縦揺および上下揺運動の場合 $2\omega_e$ より高次の成分は $1\omega_e$ の成分に比較して小さいので、運動振幅は $1\omega_e$ と $2\omega_e$ の成分のみで表わすものとする。さらに、 $1\omega_e$ の成分を求める際には、 $2\omega_e$ の成分は無視できるものとする。このように考えると、 $1\omega_e$ の成分に関する運動方程式は次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} -\omega_e^2 M z_{a1} &= F_{z1}(z_{a1}, \theta_{a1}) \\ -\omega_e^2 I \theta_{a1} &= M_{y1}(z_{a1}, \theta_{a1}) \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

上式を z_{a1}, θ_{a1} に関する非線形方程式と見做せば、NSM で計算される運動振幅を初期値として、反復法によって、 z_{a1}, θ_{a1} を求めることができる。 $2\omega_e$ の成分についても $1\omega_e$ の成分と同様の方法で計算を行えるが、 $2\omega_e$ の成分は $1\omega_e$ の成分に較べて小さいので、 $1\omega_e$ の成分を求める時のように反復計算を行って厳密に求める必要はないと思われる。そこで、流体力の $2\omega_e$ の成分を次式のように表わす。

$$\left. \begin{aligned} F_{z2}(z_{a1}, z_{a2}, \theta_{a1}, \theta_{a2}) &= F_{z2}(z_{a1}, 0, \theta_{a1}, 0) + \hat{F}_z z_{a2} + \hat{F}_\theta \theta_{a2} + \Delta F_z \\ M_{y2}(z_{a1}, z_{a2}, \theta_{a1}, \theta_{a2}) &= M_{y2}(z_{a1}, 0, \theta_{a1}, 0) + \hat{M}_z z_{a2} + \hat{M}_\theta \theta_{a2} + \Delta M_z \end{aligned} \right\} \quad (2.27)$$

ここで、 $\hat{F}_z, \hat{F}_\theta, \hat{M}_z, \hat{M}_\theta$ は平均位置での船体が $2\omega_e$ で動揺する時の流体力を NSM によって求めた値である。(2.27) 式の $\Delta F_z, \Delta M_z$ を無視すると、 $2\omega_e$ の成分に関する運動方程式は z_{a2}, θ_{a2} に関する線形方程式になるので、これを代数的に解けば z_{a2}, θ_{a2} が求められる。

波浪剪断力、波浪曲げモーメントは (2.21) 式、(2.22) 式の積分を任意の断面まで行うことによって得られる。

最後に本計算法のフローチャートを Fig 2 に示す。

3 実 験

実験は大阪大学曳航水槽 (100×8×4.5 m) において船長 2.5 m の SR 108 船型を用いて行った。Fig 3 に実験装置の概要を示す。模型は SS.7 $\frac{1}{2}$ で切断され、その間

Fig.2 Flow-chart of present method

Fig.3 Experimental apparatus

Table 2 Principal dimensions of model ship

Length (m)	2.50
Breadth (m)	0.363
Draft (m)	0.136
Displacement (m ³)	0.0705
Block coeff.	0.5716
l_{cb} (% L_{pp})	1.417
k_{yy}/L_{pp}	0.28

Table 3 Experimental conditions

λ/L	$F_n=0.200$	$F_n=0.275$
1.0	○	
1.1		○
1.2	○	
1.4		○
1.6	○	○

を検力計で繋いである。この検力計で波浪荷重の測定を行ったが、今回の実験では、検力計の都合で剪断力のみを測定した。また、模型は左右揺、船首揺、横揺を固定し、前後揺、縦揺、上下揺を自由とした。前後揺を自由としたのは、前後揺を固定することによって、Heaving Load などに無用の力が働き、縦揺および上下揺の計測精度が悪化するのを避けたためである。なお、理論計算では鉛直方向の流体力に対する前後揺の影響は小さい⁽⁴⁾と考え、前後揺は考慮していない。Table 2 に模型の主要目を示す。Table 2 より分かるように、模型の縦慣動半径が SR 108 船型の標準状態に較べてかなり大きな値になっているが、これは、船首部と主船体との固着剛性を高めるため、かなり大きな検力計を載せたのが原因である。このため縦揺、上下揺の同調点は SR 108 船型の標準状態に較べて長波長側に移動し、 $F_n=0.2$ の時波長船長比 λ/L が、それぞれ 1.2 と 1.4、 $F_n=0.275$ の時 1.3 と 1.6 ぐらいになった。一方、船首部の固着剛性は、排水量の制限により、検力計の取付治具を頑丈なものにすることができなかったため、全体の剛性はそれほど上らず、静水中での船首部の固有振動数は約 30 Hz 程度であった。

Table 3 に計測を行ったフルード数、波長船長比を示す。本実験では、波長を同調点の付近に限定し、波高変化による影響を詳しく調べた。なお、波高船長比 H_w/L は、計測データーの信頼性が失われない程度の微小波高から、船首で海水打込みが起こる程度の大波高まで変化した。したがって H_w/L の上限は各波長によって異なった値になっている。

計測された運動、荷重は A/D 変換を行った後、パソコンで 10 周期分を平均してフーリエ展開を行った。なお、A/D 変換を行う際のサンプリング周波数は、1 周期に約 50~60 回サンプリングを行うように設定した。

4 計算結果と実験結果との比較

4.1 船体運動

Fig.4, Fig.5 に $F_n=0.2$ における $1\omega_e$ 成分の上下揺振幅比、縦揺振幅比および位相を示す。波高船長比 H_w/L が零の時、理論計算値は NSM による計算値とはほぼ一致する（本計算法と NSM とでは、速度ポテンシャル

Fig. 4 $1\omega_e$ components of heaving motion at $F_n=0.2$ Fig. 5 $1\omega_e$ components of pitching motion at $F_n=0.2$

ルの x 方向に関する微分値の計算法が異なるため完全には一致しない)。また、各波長ごとに、もっとも右端にある実験点に対応する波高では、実験時には船首部に海水が打込んでいたが、本計算法では船体上に水が入るような状態は計算することができないので、船側を上甲板より上まで延長した状態の計算を行っている。なお、実験を行った範囲の波高では、船首端が僅かに水面下に入る程度であった。

Fig. 6, Fig. 7 に $F_n=0.275$ における $1\omega_e$ 成分の上下揺振幅比、縦揺振幅比および位相を示す。 $F_n=0.275$ の場合は、同調点付近で運動振幅が $F_n=0.2$ の時より大

きくなるため $F_n=0.2$ の時よりも小さな波高までしか実験は行っていない。

Fig. 4, Fig. 5, Fig. 6, Fig. 7 において、実験値と計算値との一致度はあまり良くない。しかし、波高の増大に伴う運動振幅および位相の変化は良くとらえているように思われる。したがって、この実験値と計算値との不一致は波高増大による非線形影響を本計算法が良くとらえていないのではなく、波高が零の極限でも存在する影響つまり、本計算法では正確に考慮されていない3次元影響、前進速度影響などが原因であろうと考えられる。そこで、Fig. 8 にそれらの影響が運動振幅の変化として、

Fig. 6 $1\omega_e$ components of heaving motion at $F_n=0.275$ Fig. 7 $1\omega_e$ components of pitching motion at $F_n=0.275$

どのように現われるかを図示してみた。Fig. 8 から分かるように、本計算法による計算値に微小波高時の前進速度影響、3次元影響などをたし合わせれば、大波高時の運動振幅が大略推定できると考えられる。Fig. 9, Fig. 10

に上述の修正を行う代わりに実験値に微小波高時の計算値と実験値との差をたし合わせた結果を示す。この結果より分かるように、運動振幅および位相は波高の増大に伴って単純に減少または増加するのではなく、波長によ

Fig.8 Diagram of various effects

って変化の仕方に差があり、本計算法はその様子を良くとらえていることが分かる。さらに、本計算法による計算値は、微小波高の時、NSM による計算値とほぼ一致することから、従来より指摘されている NSM と実験値との不一致の原因は、波高影響よりも前進速度、3次元影響などの方が大きいということもいえる。なお、微小波高時における本報の計算値と実験値との差は、ITTC 比較計算⁹⁾などと較べて若干大きいように思われるが、これは、使用した SR 108 模型の慣動半径が大きいいため、同調点が長波長側に移動し、3次元影響、前進速度影響をより強く受けたためと考えられる^{6),7)}。また、今回は実験を行っていないが、計算値では海水打込みが激しくなるような大波高になると、運動振幅、位相は急激に変化する。このような傾向は、O'Dea ら⁸⁾の実験結果にも現われているが、このような場合には、甲板打込水の影響も考えられるので、打込水量などの推定法の確立

が望まれる。なお、 $F_n=0.275$ の場合も修正を行った結果は $F_n=0.2$ の場合と同様であった。

次に $2\omega_e$ 成分の上下揺、縦揺振幅比と位相を Fig. 11, Fig. 12, Fig. 13, Fig. 14 に示す。 $2\omega_e$ 成分の運動振幅はかなり小さなものなので実験精度にも問題があると思われるが、上下揺に関しては計算結果と実験値とは比較的良く合っている。一方、縦揺に関しては、計算結果と実験値の一致度は良くない。これは、本計算法では考慮されていない x 軸方向に働く流体力の変動成分によって発生する縦揺モーメントが影響しているのではないかと考えられる。位相に関しては、前報で示した2次元問題の場合と同程度の一致度である。

4.2 剪断荷重

本報では曲げモーメントの計測を行っていないので剪断荷重のみについて述べる。Fig. 15, Fig. 16 に SS. 7^{1/2} における剪断力の $1\omega_e$ 成分の振幅および位相を示す。ここに示した剪断力は、船首部の慣性力を取り除いた値、つまり船首先端から SS. 7^{1/2} ままでに働く流体力を積分した値である。実験においては、船首部の重心位置に取り付けた加速度計によって計測した加速度を用いて、検力計で得た値から船首部の慣性力の成分を修正した。

Fig. 15, Fig. 16 では、計算結果と実験値との一致度はあまり良くない。そこで、 $F_n=0.2$ の場合の実験値を前節に述べたのと同じ方法で修正したものを Fig. 17 に示す。Fig. 17 より分かるように、剪断荷重の場合も微小波高時の計算値と実験値との差を修正してやることにより、両者は良く一致する。つまり、本計算法によって

Fig.9 Corrected $1\omega_e$ components of heaving motion at $F_n=0.2$

Fig.10 Corrected $1\omega_e$ components of pitching motion at $F_n=0.2$ Fig.11 $2\omega_e$ components of heaving motion at $F_n=0.2$ Fig.12 $2\omega_e$ components of pitching motion at $F_n=0.2$

Fig. 13 $2\omega_e$ components of heaving motion at $F_n=0.275$

Fig. 14 $2\omega_e$ components of pitching motion at $F_n=0.275$

Fig. 15 $1\omega_e$ components of shearing force at $F_n=0.2$

Fig. 16 $1\omega_e$ components of shearing force at $F_n=0.275$ Fig. 17 Corrected $1\omega_e$ components of shearing force at $F_n=0.2$

波高の増加に伴う剪断荷重の変化を精度良く推定することができる。

Fig. 18, Fig. 19 に剪断荷重の $2\omega_e$ 成分の振幅と位相を示す。剪断荷重の場合は、運動振幅に比較して $2\omega_e$ 成分が大きいため、実験値は比較的良くまとまっており実験の精度は問題ないと思われる。また、計算結果と実験値は $F_n=0.2$ と $F_n=0.275$ の両方の場合とも良く一致している。

5 結 言

大波高波浪中で大振幅動揺する船舶に働く流体力および運動振幅を計算するために、前報で示した2次元問題

に対する近似解法を利用して、NSM の考え方を基にした定式化を行った。さらに、その方法を用いて数値計算を行い、実験結果との比較を行った。その結果をまとめると以下の通りである。

- 1) 前報で報告した2次元の大振幅動揺問題の近似解法を利用することにより、大波高波浪中で大振幅動揺している船体回りの速度ポテンシャルを比較的簡便な方法で求めることができた。さらに、それを用いて流体力並びに運動振幅を求めることができた。
- 2) 本計算法による $1\omega_e$ 成分の計算値そのものは、前進速度影響、3次元影響などの考慮が欠けている。

Fig. 18 $2\omega_e$ components of shearing force at $F_n=0.2$

るため、実験値との一致度があまり良くなかったが、微小波高時における両者の差を修正してやれば、波高の増大に伴う実験値の変化を精度良く推定できることが分かった。

- 3) $2\omega_e$ 成分に関しては上下揺を除くと、本計算法によって精度良く推定できることが分かった。
- 4) 本計算法で推定可能な範囲は、激しい海水打込みが起こらない程度までであるため、今後、激しい海水打込みが起こる場合の船首近傍流場の解析法の確立が望まれる。

本稿を終わるにあたり、有益な御討論をいただいた大阪大学中村彰一名誉教授、内藤林助教授に深く感謝いたします。なお、数値計算には大阪大学大型計算機センター AOCs-1000 を使用したことを付記し、関係各位に感謝します。

参考文献

- 1) 高木 健：大振幅動揺する船舶に働く流体力の計算（第1報），日本造船学会論文集，第160号，（1986）。
- 2) 田才福造，高木又男：規則波中の応答理論及び計

Fig. 19 $2\omega_e$ components of shearing force at $F_n=0.275$

算法，耐航性シンポジウム（第1回），（1969）。

- 3) 第108研究部会：高速貨物船の波浪中における諸性能に関する研究報告書，日本造船研究協会，造研資料，No.110（1970），No.125（1971），No.143（1972）。
- 4) 鈴木和夫，山本善之：大波高波浪中における前後揺れと船体縦強度，日本造船学会論文集，第160号，（1986）。
- 5) 高石敬史，高梨伊三夫，宮本 武：ストリップ法計算の比較と解析，波浪中推進性能と波浪荷重，運動性能研究委員会・第1回シンポジウム，（1984）。
- 6) 小林正典：前進速度を有する任意形状の3次元物体に働く流体力について，日本造船学会論文集，150号，（1981）。
- 7) 松永康二，丸尾 孟：前進速度をもつ細長物体のRadiation問題について，日本造船学会論文集，第150号，（1981）。
- 8) O'Dea, J. F. and Walden, D. A.: The effect of bow shape and nonlinearities on the prediction of large amplitude motions and deck wetness, Proc. of 15th Symp. on Naval Hydrodynamics,（1984）。