反対称運動への細長体理論の適用について

(第 2 報 浅水域の場合)

正員 野 中 晃 二*

On the Application of Slender Body Theory to Antisymmetric Motions

(2nd Report; Shallow Water)

by Koji Nonaka, Member

Summary

In the previous report, a new composite solution in slender body theory was presented. The solution is more suitable than an ordinary solution of slender body theory for anti-symmetric motions such as sway and yaw in ship manoeuvring motion.

In this report, the method is extended to shallow water problems. The composite solution in shallow water is also composed of two dimensional potential at cross section and three dimensional correction terms like in deep water.

As water depth increases, shallowness assumption that far field solution is approximated by horizontal plan flow does not hold good, and antisymmetric component of the solution converges to usual strip method.

Concept of equivalent body is used in three dimensional correction terms. As water depth decrease, slenderness ratio of equivalent body increases. Then the restriction to small slenderness ratio becomes more strict than in deep water, but slenderness ratio of usual ship is within this limit.

The practical effectiveness of this method is shown for acceleration coefficients of ships by comparing results of model tests, three dimensional calculations and this method.

1 緒 言

操縦性の研究においては、横方向の付加質量や揚力など、斜航および回頭による反対称流場が支配的影響を持つ量の精度よい推定が重要な課題となる。前報¹⁾では、船体程度の細長度を持つ物体に細長体理論を適用する場合、遠場での解に 2nd order として出てくる横向きの doublet による反対称流場成分を含ませることにより、反対称運動により有効に適用できる composite solution の構成を示した。

本報では、水深と喫水が同じ order の浅水域の場合について、遠場では流場は水平面内の 2 次元流場で近似されるという浅水近似を用い、前報と同様な手法により、反対称運動により有効に適用できる、細長体理論における浅水域での composite solution の構成を行った。

浅水域での、実用船型の付加質量と付加慣性モーメントについて、3 次元計算結果や模型実験結果と比較し、本方法が実用上十分な精度を有することを確認した。

* 船舶技術研究所運動性能部

2 定 式 化

定式化は、水底の条件が加わるだけで前報と全く同様であるが、問題展開の出発点なので再録する。

水深 H の静止流体中を、速度 U 、偏角 β 、角速度 Ω で定常旋回運動をしている長さ $2l$ 、喫水 d の船体を考える。造波現象を無視できる低速域とし、水面を剛体壁とする鏡像モデルを考える。

Fig. 1 に示すように、空間固定座標系を $O_0-x_0y_0z_0$ 、船体固定座標系を $O-xyz$ とし、船体の長さ方向に x 軸、幅方向に y 軸、 xy 平面に垂直に右手系で z 軸をとる。

攪乱速度ポテンシャルを Φ 、船体表面を $B=0$ 、自由渦層を $W=0$ とすると、ポテンシャル Φ は以下の条件を満足しなければならない。

連続の式

$$[L] \left(\frac{\partial^2}{\partial x_0^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_0^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_0^2} \right) \Phi = 0 \quad (1)$$

船体表面での条件

Fig. 1 Coordinate system

$$[H] \quad \frac{DB}{Dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x_0} \frac{\partial}{\partial x_0} + \frac{\partial \Phi}{\partial y_0} \frac{\partial}{\partial y_0} + \frac{\partial \Phi}{\partial z_0} \frac{\partial}{\partial z_0} \right) \times H = 0 \quad \text{on } H=0 \quad (2)$$

水底での条件

$$[B] \quad \frac{\partial \Phi}{\partial z_0} = 0 \quad \text{on } z_0 = \pm H \quad (3)$$

遠方での条件

$$[\infty] \quad \text{遠方で攪乱は消える。} \quad (4)$$

揚力体の場合は、さらに自由渦層に関する条件が必要となる。

自由渦層を横切って圧力連続の条件

$$[WD] \quad C_p \text{ が } W=0 \text{ の両面で等しい。}$$

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\rho U^2} = -\frac{2}{U^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{U^2} \left\{ \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_0} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y_0} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z_0} \right)^2 \right\} \quad (5)$$

自由渦層の運動の条件

$$[WK] \quad \frac{DW}{Dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x_0} \frac{\partial}{\partial x_0} + \frac{\partial \Phi}{\partial y_0} \frac{\partial}{\partial y_0} + \frac{\partial \Phi}{\partial z_0} \frac{\partial}{\partial z_0} \right) W = 0 \quad \text{on } W=0 \quad (6)$$

以上の条件を攪乱速度ポテンシャル Φ 、および自由渦層は満足しなければならない。

ここで、次のような無次元量を導入する。

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \Phi / (U \cdot l) & \omega &= \Omega \cdot l / U \\ \xi &= x / l & \eta &= y / l & \zeta &= z / l \\ h &= H / l & \lambda &= d / l \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

条件 $[L]$, $[H]$, $[B]$, $[WD]$, $[WK]$ を、船体固定座標系 $O-xyz$ 上での表示に変換し、かつ (7) 式を用いて無次元表示を行うと、次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} [L] \quad & \phi_{\xi\xi} + \phi_{\eta\eta} + \phi_{\zeta\zeta} = 0 \\ [H] \quad & (\phi_\xi + \cos \beta + \omega \eta) B_\xi + (\phi_\eta - \sin \beta - \omega \xi) B_\eta \\ & + \phi_\zeta B_\zeta = 0 \quad \text{on } B=0 \\ [B] \quad & \phi_\zeta = 0 \quad \text{on } \zeta = \pm h \\ [WD] \quad & C_p \text{ が } W=0 \text{ の両面で等しい。} \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} C_p &= -2(\cos \beta + \omega \eta) \phi_\xi + 2(\sin \beta + \omega \xi) \phi_\eta \\ &\quad - (\phi_\xi^2 + \phi_\eta^2 + \phi_\zeta^2) \\ [WK] \quad & (\phi_\xi + \cos \beta + \omega \eta) W_\xi \\ &\quad + (\phi_\eta - \sin \beta - \omega \xi) W_\eta \\ &\quad + \phi_\zeta W_\zeta = 0 \quad \text{on } W=0 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

ここで、船体形状および運動の大きさについての仮定をいれる。船体のアスペクト比を表わす喫水船長比 $\epsilon \equiv d/l = \lambda$ は、細長体の仮定により微小量とする。水深 H も喫水 d と同じ order で、 $h = O(\epsilon)$ とする。反対称運動 β および ω の大きさについては、non-lifting potential flow の場合は制限はないが、lifting flow の場合は、自由渦層も細長体として扱う必要上、 $\beta = O(\epsilon)$, $\omega = O(\epsilon)$ と仮定する。

3 内部展開

船体の近傍、 $\xi = O(1)$, $\eta = O(\epsilon)$, $\zeta = |O|(\epsilon)$ の領域においては、深水域の場合と全く同じ展開により、攪乱速度ポテンシャルは、次のような条件を満足するポテンシャル ϕ により近似される。

$$\left. \begin{aligned} [L] \quad & \phi_{\eta\eta} + \phi_{\zeta\zeta} = 0 \\ [H] \quad & \phi_\eta B_\eta + \phi_\zeta B_\zeta = (\sin \beta + \omega \xi) B_\eta - \cos \beta \cdot B_\xi \\ & \quad \text{on } B=0 \\ [B] \quad & \phi_\zeta = 0 \quad \text{on } \zeta = \pm h \\ [WD] \quad & C_p \text{ が } W=0 \text{ の両面で等しい。} \\ & \quad C_p = -2 \cos \beta \cdot \phi_\xi + 2(\sin \beta + \omega \xi) \phi_\eta \\ & \quad \quad - (\phi_\eta^2 + \phi_\zeta^2) \\ [WK] \quad & \phi_\eta W_\eta + \phi_\zeta W_\zeta = (\sin \beta + \omega \xi) W_\eta \\ & \quad \quad - \cos \beta \cdot W_\xi \quad \text{on } W=0 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

(9) 式を満足するポテンシャル ϕ は、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \frac{1}{2\pi} \oint_{C(\xi)} \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \cdot G - \phi \cdot \frac{\partial G}{\partial n} \right) ds + g(\xi) \\ G(\eta, \zeta; \eta', \zeta') &= -\frac{1}{2} \ln \left\{ \cosh \frac{\pi}{2h} (\eta - \eta') \right. \\ &\quad \left. - \cos \frac{\pi}{2h} (\zeta - \zeta') \right\} \\ &\quad - \frac{1}{2} \ln \left\{ \cosh \frac{\pi}{2h} (\eta - \eta') + \cos \frac{\pi}{2h} (\zeta + \zeta') \right\} \\ &\quad + \ln \left(\frac{\pi}{2h} \right) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$C(\xi)$ は、考えている断面での船体および自由渦層の girth を表わし、 $\partial/\partial n$ は流体外部へ向う法線方向微分を表わす。 $g(\xi)$ は、外部解との matching から得られる。

次に、内部解 (10) 式の outer limit を求める。 η を

十分大きくとり漸近展開を行い、反対称流場成分を含ませるため 2nd order の項までとる。深水域の場合と同様に細長体の仮定、鏡像モデルによる流場の上下対称性、船体の左右対称性を利用して、内部解 (10) 式の outer limit として次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \phi &\rightarrow \frac{\cos \beta}{4h} S'(\xi) |\eta| - \frac{\cos \beta}{2\pi} S'(\xi) \ln \left(\frac{\pi}{h} \right) \\ &\quad - \frac{1}{4h} \operatorname{sgn}(\eta) F(\xi) + g(\xi) \\ F(\xi) &= (\sin \beta + \omega \xi) S(\xi) + \oint_{C(\xi)} \phi n_\eta ds \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$S(\xi)$ は、船体の無次元断面積を、 (n_η, n_ζ) は 2 次元断面での船体および自由渦層の girth への法線方向余弦を表わす。

outer limit (11) 式の第 1 項、第 2 項と $g(\xi)$ が対称流場成分を表わし、第 3 項が反対称流場成分を表わす。(11) 式は、 $\eta\zeta$ 平面の幅 $2h$ の帯状領域において $\cos \beta \cdot S'(\xi)/2h$ の source と、 $F(\xi)/2h$ の doublet を、 $\eta=0$ に一様に分布させた場合の、2 次元攪乱ポテンシャルとなっている。

$\eta \rightarrow \pm\infty$ でのポテンシャル (11) 式の差を、流入速度 $\sin \beta + \omega \xi$ で割った値の 1/2 は、その断面の 2 次元の無次元付加質量を $M(\xi)$ とすると、

$$F(\xi)/4h(\sin \beta + \omega \xi) = \{S(\xi) + M(\xi)\}/4h \quad (12)$$

であり、浅水問題で通常 blockage coefficient²⁾と呼ばれている量である。

(11) 式において、反対称流場は $\eta=0$ におかれた doublet $F(\xi)$ で表わされており、 $F(\xi)$ を流入速度で割った値は (12) 式から分かるように、船体による排除流体 $S(\xi)$ に付加質量 $M(\xi)$ を加えたその断面での見掛けの質量を表わしている。つまり、内部解 (10) 式を遠方から見た場合、反対称流場は断面積が $\{S(\xi) + M(\xi)\}/2$ の物体まわりの流れのように見えることを示している。

4 外部展開

船体から遠方の、 $\xi \geq O(1)$, $\eta \geq O(1)$, $\zeta = O(\epsilon)$ の領域においては、流場は次の条件を満足するポテンシャル ϕ

Fig. 2 Cross section

で近似される。

$$\left. \begin{aligned} [L] \quad &\phi_{\xi\xi} + \phi_{\eta\eta} = 0 \\ [B] \quad &\phi_\zeta = 0 \text{ on } \zeta = \pm h \\ [\infty] \quad &\text{遠方で攪乱は消える。} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

(13) 式の $[L]$, $[\infty]$ より、 $\phi = \varphi(\xi, \eta) + f(\zeta)$ という形の解が考えられるが、内部解の outer limit との接続を考えると $f(\zeta) = 0$ となり、外部解は ζ に無関係に平面の 2 次元ポテンシャルとして表わすことができ、条件 $[B]$ は自動的に満足される。

この領域において、船体と自由渦の影響は深水域と同様に、 $\eta=0$ の特異点分布で近似できる。そこで、外部解を $\eta=0$ に source $m(\xi)$ と、横向き doublet $\sigma(\xi)$ を分布させた、次式の 2 次元ポテンシャルで表わすことにする。

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 m(\xi') \cdot \ln \frac{1}{r} d\xi' - \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \sigma(\xi') \frac{\eta}{r^2} d\xi' \\ r^2 &= (\xi - \xi')^2 + \eta^2 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

内部解との matching のため、外部解 (14) 式において η を小さくして行った場合の inner limit を求める。反対称流場成分が含まれるよう、2nd order の項までとると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \phi &\rightarrow -\frac{1}{2} m(\xi) \cdot |\eta| \\ &\quad - \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \{m(\xi) - m(\xi')\} \cdot \ln |\xi - \xi'| \cdot d\xi' \\ &\quad - \frac{1}{2\pi} m(\xi) \{(1-\xi) \ln(1-\xi) \\ &\quad + (1+\xi) \ln(1+\xi) - 2\} \\ &\quad - \frac{1}{2} \sigma(\xi) \cdot \operatorname{sgn}(\eta) \end{aligned} \quad (15)$$

5 Composite solution

内部解 (10) 式と外部解 (14) 式が、中間領域において一様に接続するよう、内部解の outer limit (11) 式と、外部解の inner limit (15) 式を等しいとおくと、次の関係が得られる。

$$\left. \begin{aligned} m(\xi) &= -\frac{\cos \beta}{2h} S'(\xi) \\ \sigma(\xi) &= \frac{1}{2h} F(\xi) \\ g(\xi) &= -\frac{\cos \beta}{2\pi} S'(\xi) \left[-\ln \left(\frac{\pi}{h} \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2h} \{(1-\xi) \ln(1-\xi) \right. \\ &\quad \left. + (1+\xi) \ln(1+\xi) - 2\} \right] \\ &\quad - \frac{\cos \beta}{4\pi h} \int_{-1}^1 \{S'(\xi) - S'(\xi')\} \ln |\xi - \xi'| d\xi' \end{aligned} \right\}$$

(16) る。

したがって、全領域で成り立つ composite solution は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \phi_{2D} - \frac{\cos \beta}{4\pi h} \int_{-1}^1 S'(\xi) \ln \frac{1}{r} d\xi' \\ &\quad - \cos \beta \cdot S'(\xi) \left\{ \frac{|\eta|}{4h} - \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{\pi}{h} \right) \right\} \\ &\quad - \frac{\eta}{4\pi h} \int_{-1}^{\infty} \frac{F(\xi')}{r^2} d\xi' + \frac{1}{4h} \operatorname{sgn}(\eta) \cdot F(\xi) \\ F(\xi) &= (\sin \beta + \omega \xi) S(\xi) + \oint_{C(\xi)} \phi_{2D} n_\eta ds \\ r^2 &= (\xi - \xi')^2 + \eta^2 \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

ϕ_{2D} は、内部解 (10) 式の右辺から $g(\xi)$ を除いた 2 次元ポテンシャルを表わす。

(17) 式の右辺第 2, 3 項が対称流場の 3 次元補正項、右辺第 4, 5 項が反対称流場の 3 次元補正項になっている。これらの 3 次元補正項は、対称流場の場合は、 $\cos \beta \cdot S'(\xi)$ という source 分布による、反対称流場の場合は、 $F(\xi)$ という doublet 分布による、3 次元流場と 2 次元流場の差として表わされている。

3 次元補正項における特異点分布の表わす物体を、等価物体と呼ぶことにすると、深水域の場合³⁾ は回転体となるが、浅水域の場合は等価物体の断面積は深水域と同様に、対称流場に対しては $S(\xi)$ 、反対称流場に対しては $\{S(\xi) + M(\xi)\}/2$ であるが、もはや回転体ではなく、 $\xi\eta$ 平面でみて対称流場に対しては幅が $S(\xi)/2h$ の物体、反対称流場に対しては幅が $\{S(\xi) + M(\xi)\}/4h$ の物体と見てよいだろう。3 次元補正項は、船体形状の細かい局所の変化を考慮するものではなく、船体の影響を近似する簡単な形状の等価物体による、3 次元流場と 2 次元流場の差という、ある平均値的な補正値を各断面に与えようとするものである。

(17) 式は、水深と喫水と同じ order の $h=O(\epsilon)$ であり、遠方では $\xi\eta$ 平面の 2 次元流場として近似できるとい、浅水近似のもとに出された式であり、これらの仮定が成り立つ範囲内で用いるべきものである。

水深が深くなるにつれて、(17) 式の近似度は悪くなって行く。水深を深くして行った場合、 ϕ_{2D} は (10) 式において $h \rightarrow \infty$ で $G \rightarrow -\ln r$ となり、深水域での 2 次元ポテンシャルに収束する。対称流場の 3 次元補正項については、 $\eta\xi$ 平面の幅 $2h$ の帯状領域において、source による攪乱は無遠方まで減衰せずに伝わるため、 $h \rightarrow \infty$ で発散する。一方、反対称流場の 3 次元補正項は doublet 分布で表わされるため、2 次元帯状領域においても遠方で攪乱は減衰し、 $h \rightarrow \infty$ で 3 次元補正項は 0 に収束する。したがって、浅水近似の成り立たない深水域においては、本方法による反対称流場の解は strip 法と一致す

6 流 体 力

攪乱速度ポテンシャル ϕ が求まると、圧力分布は次式から得られる。

$$\begin{aligned} C_p &= (p - p_\infty) / \frac{\rho}{2} U^2 \\ &= -2(\cos \beta + \omega \eta) \phi_\xi + 2(\sin \beta + \omega \xi) \phi_\eta \\ &\quad - (\phi_\xi^2 + \phi_\eta^2 + \phi_\zeta^2) \end{aligned} \quad (18)$$

船体が十分細長く、横運動が十分小さい場合、すなわち $\lambda=O(\epsilon)$, $\beta=O(\epsilon)$, $\omega=O(\epsilon)$ の場合は、船体断面に働く横方向の力は、その断面における幅 $2h$ の帯状領域内の流体の運動量の変化から、および水底で $\partial\phi/\partial n=0$, $n_\eta=0$, かつ $\eta \rightarrow \pm\infty$ で攪乱速度は source による成分だけになることを考慮すると、深水域の場合と同様に次式で近似される。

$$\left. \begin{aligned} \oint_{C_H(\xi)} C_p n_\eta ds &\doteq -2 \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \oint_{C(\xi)} \phi n_\eta ds \right\} \\ &= -2 \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \oint_{C(\xi)} (\phi_{2D} + \varphi) n_\eta ds \right\} \\ \varphi &= -\frac{\eta}{4\pi h} \int_{-1}^{\infty} \frac{F(\xi')}{r^2} d\xi' + \frac{1}{4h} \operatorname{sgn}(\eta) \cdot F(\xi) \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

ただし、 $C(\xi) = C_H(\xi) + C_W(\xi)$ で、 C_H と C_W は船体と自由渦層のその断面での girth を表わす。

(19) 式を用いて、sway force と yaw moment は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} C_Y &= \text{sway force} / \left(\frac{\rho}{2} U^2 \cdot 2l \cdot 2d \right) \\ &= -\frac{1}{2\lambda} \oint_{C_W(\lambda)} (\phi_{2D} + \varphi) n_\eta ds \\ C_N &= \text{yaw moment} / \left(\frac{\rho}{2} U^2 \cdot (2l)^2 \cdot 2d \right) \\ &= -\frac{1}{4\lambda} \oint_{C_W(\lambda)} (\phi_{2D} + \varphi) n_\eta ds \\ &\quad + \frac{1}{4\lambda} \int_{-1}^1 \left\{ \oint_{C(\xi)} (\phi_{2D} + \varphi) n_\eta ds \right\} d\xi \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

sway の付加質量、yaw の付加慣性モーメントは、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} m_{y'} &= \text{sway added mass} / \left(\frac{\rho}{2} \cdot (2l)^2 \cdot 2d \right) \\ &= \frac{1}{4\lambda} \int_{-1}^1 \left\{ \oint_{C(\xi)} (\phi_{2D} + \varphi) n_\eta ds \right\} d\xi \\ J_{zz'} &= \text{yaw added moment of inertia} / \left(\frac{\rho}{2} \cdot (2l)^4 \cdot 2d \right) \\ &= \frac{1}{16\lambda} \int_{-1}^1 \left\{ \oint_{C(\xi)} (\phi_{2D} + \varphi) n_\eta ds \right\} \xi d\xi \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

(19), (20), (21) 式に現われる反対称流場の 3 次元補正項 φ の周積分を等価物体上で行うと、次式のようになる。

$$\oint_{C(\xi)} \varphi n_\eta ds = -F(\xi) + \frac{\eta(\xi)}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{F(\xi')}{(\xi - \xi')^2 + \eta(\xi)^2} d\xi' + \frac{F(1)}{\pi} \left\{ \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{1 - \xi}{\eta(\xi)} \right\} \quad (22)$$

ただし、 $\eta(\xi)$ は反対称流場の等価物体の半幅を表わす。右辺第3項は、lifting flow の場合つまり自由渦が存在する場合に現われる。

7 実験および計算との比較

本方法の有効性の検討のため、付加質量および付加慣性モーメントの水深による変化について、まず回転楕円体について3次元計算との比較を行い、次いで実用船型に関して、3次元計算および模型実験結果と本方法との比較を行った。なお、本方法の無限水深での付加質量 $m_{y\infty}$ および付加慣性モーメント $J_{zz\infty}$ の値としては、前述のように今回の方法は深水域には適用できないため、前報¹⁾の方法による計算値を用いている。3次元補正項については(22)式を用いている。

Fig. 3 に、回転楕円体についての3次元計算値と本方法による計算値との比較を示す。細長比 λ が大きくなるにつれて、本方法の値が3次元計算値より大きい値を示すようになる。細長比が大きくなるほど、水深が深くな

Added mass coefficient (Sway) Added moment of inertia coefficient (Yaw)

Fig. 3 Comparison of calculation results by present method and by three dimensional method for an ellipsoid

Table 1 Principal dimensions of model ships

	Ship.A	Ship.B	Ship.C	Ship.D	Ship.E
	Tokyo Maru	Mariner Type Ship	Pure Car Carrier	Esso Osaka	Pure Car Carrier
L (m)	2,000	2,500	3,000	2,500	3,000
B (m)	0.3276	0.3598	0.5367	0.4077	0.5367
df (m)		0.1065			
da (m)		0.1255			
ds (m)	0.1103	0.1160	0.1500	0.1696	0.1367
Cb	0.8054	0.5888	0.5505	0.8310	0.5470
Reference	6)	6)	8)	9)	7)

るなど、本方法の近似度は悪くなっていく。特に付加慣性モーメントでは、 H/d が 2.6 あたりで $\lambda=0.1$ と $\lambda=0.2$ の線がクロスしていることから、本方法を用いる場合の細長比の上限は 0.2 程度と考えられ、前報の深水域の場合に比べて細長比に対する制限はきびしくなっている。

実用船型については、Table 1 に主要目を Fig. 4 に Body plan を示す。模型実験結果および3次元計算値と、本方法による計算値との比較を Fig. 5, 6, 7, 8 に示す。

東京丸 (Fig. 5) については、積分方程式法による菅の計算⁴⁾、有限要素法によるMikelisの計算⁵⁾に比べて、

Fig. 4 Body plan of model ship

Added mass coefficient (Sway) Added moment of inertia coefficient (Yaw)

Fig. 5 Acceleration coefficients for Tokyo Maru

Fig. 6 Acceleration coefficients for mariner type ship

Fig. 7 Acceleration coefficients for pure car carrier

Fig. 8 Acceleration coefficients for Esso Osaka

回転楕円体の場合と同様に本方法による値が少し高目に出ているが、実験結果⁹⁾との比較からは、優劣はつけ難い。マリナー船型 (Fig. 6) についても、東京丸と同様

に本方法の値は3次元計算値⁵⁾より少し高目だが、模型実験結果⁶⁾との比較からは実用上の差はないと見てよいだろう。PCC船型 (Fig. 7) については、本船型 (Ship. C) については3次元計算値がないので、PCCで本船型と良く似た要目を持つ、Ship. E についての3次元計算値⁷⁾を持ってきたが、計算結果は非常に良く似た値となっている。実験結果^{7), 8)}との一致度は、実験点のばらつきも考慮すると、実用範囲内と考えられる。Esso Osaka (Fig. 8) については、3次元計算結果はなく、模型実験^{9), 10)}との比較のみであるが、 m_y は少し高目に、 J_{zz} は二つの実験結果にかなりの差が出ているものの、全体的にかなり低目に出ている。

以上の模型実験結果および3次元計算結果と、本方法による計算結果との比較から、実験点のばらつきによる不確かさなども考慮すると、全体としては本方法は3次元計算手法と同程度に、十分実用の範囲内にあるといえるだろう。

8 結 言

前報の深水域の場合と同様な手法により、細長体の反対称運動を扱うのに適した浅水域における新しい composite solution を示し、模型実験および3次元計算との比較の結果、その実用性を確認した。

計算時間については、深水域の場合との数値計算上の大きな違いは、2次元ポテンシャル ϕ_{2D} のグリーン関数が $\ln r$ から G に代わる程度であり、今回行った付加質量および付加慣性モーメントの計算では、CPU 時間は深水域の場合の2倍弱であった。

なお、前報および本報ともに potential flow の計算しか行っていないが、本方法は lifting flow への応用も目的としており、今後はその方面での本方法の有効性の検討を進める予定である。

最後に、PCCに関する実験および3次元計算結果を提供していただいた、住友重工平塚研究所芳村康男氏、Esso Osaka のオフセットを提供していただいた、日本鋼管津研究所未光啓二氏、浅水域での回転楕円体の付加質量の計算プログラムを使用させていただいた、船研運動性能部 菅 信氏に、深く感謝します。

参 考 文 献

- 1) 野中晃二：反対称運動への細長体理論の適用について、日本造船学会論文集，第158号 (1985)。
- 2) P.J. Taylor: The Blockage Coefficient for Flow About an Arbitrary Body Immersed in a Channel, Journal of Ship Research, Vol. 17, No. 2 (1973)。
- 3) 野中晃二，二村 正：細長体理論における3次元補正項のとり扱いについて，船研研究発表会講演

- 集, 第46回(1985).
- 4) 菅 信: 3次元物体の附加質量に及ぼす浅水影響(その2: 一般船型への適用), 船舶技術研究所報告, 第22巻, 第2号(1985).
 - 5) N. E. Mikelis, W. G. Price: Calculation of Acceleration Coefficients and Correction Factors Associated with Ships Manoeuvring in Restricted Waters: Comparison between Theory and Experiments, RINA Supplementary Papers, Vol.123 (1981).
 - 6) M. Fujino: Experimental Studies on Ship Manoeuvrability in Restricted Waters—Part 1, International Shipbuilding Progress, Vol. 15, No.168 (1968).
 - 7) 芳村康男: 浅水域の操縦運動数学モデルの検討—MMGモデルの浅水域への適用について, 関西造船協会誌, 第200号(1986).
 - 8) 造研第7基準研究部会: 国際規則と船舶設計等との関連に関する調査研究報告書(別冊: 船舶の操縦性能に関する研究), 研究資料 No.150R(1968).
 - 9) 貴島勝郎, 村上正義, 勝野敏之, 名切恭昭: 浅水域における船の操縦運動特性に関する一考察, 西部造船会会報, 第69号(1985).
 - 10) Hydronautics: Model Test and Simulation Correlation Study Based on the Full Scale “Esso Osaka” Maneuvering Data, (1980).
-