

## 循環保存性を考慮した浅水時操縦流体力の計算例\*1

正会員 湯室 彰規 \*2

## Maneuvering Hydrodynamic Forces Calculated Using Circulation Retention Characteristics

By Akinori YUMURO (Member)

Assuming that a ship hull can be replaced by a rectangular flat wing, a simplified method is examined for calculating the maneuvering hydrodynamic forces and shedding angles of the trailing vortices in shallow water. This method is based on the INOUE's method using infinite images with respect to water bottom.

This study takes into account bound vortices retained at the wing tip in shallow water condition. If the fluid behaves ideally, vortices bridging the gap must be distributed over the tip-clearance. In this report, influence of the vortices remaining in the gap on predicting the hydrodynamic forces and the shedding angles is discussed. As a result, it is indicated that the vortices distributed in the gap cause decrease in the shedding angles and the hydrodynamic forces. However, the change in the hydrodynamic forces is slight compared with that in the shedding angles. It may be concluded that taking account of the vortices in the gap is useful for obtaining better agreement between calculated values and experimental values for both the hydrodynamic forces and the shedding angles.

**Keywords :** Maneuverability, Hydrodynamic Force, Trailing Vortices, Shallow Water

## 1. 緒言

浅水域における船体操縦流体力の近似計算法として井上らの方法<sup>1)</sup>が広く用いられている。これは船体を矩形平板で置き換え、Bollayの小縦横比翼理論を応用した方法である。この方法は大略の値としては良い近似を与えると考えられているが、概して実測値よりも過小評価された結果を与える傾向がある。

著者はさき<sup>1)</sup>に、二の点について、この方法の改良を試みている。一つは自由渦流出方向に対して水深影響を考慮したことであり<sup>2, 3)</sup>、他の一つは水深の減少に伴う翼端での循環保存性を考慮したことである<sup>4)</sup>。後者の取扱いを行なうと、完全流体を考える限りでは渦の法則より、翼端すきまの部分にも渦が存在することになる。さきの報告<sup>4)</sup>では、第一段階としてこのような意味の渦の影響を無視する取扱いを行なったが、本報告ではこの影響を考慮することが浅水時の流体力および自由渦流出角の推定計算にどのような影響を及ぼすかについて検討を行なっている。ただし、最も基本的な場合として斜航状態を考えている。

## 2. 渦モデルの設定

船体が矩形平面翼で置き換えることができるものとし、船の長さ $L$ を翼弦長さ $c$ に、吃水 $d$ の2倍を翼幅 $b$ に対応させる。翼が単独の状態が存在する場合(深水状態に相当)の座標系をFig.1に示す。浅水状態に対し

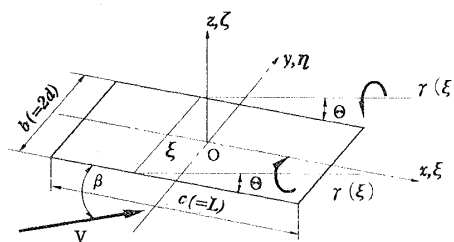


Fig. 1 Coordinate system and rectangular plate wing

ては、 $y$ 軸上に中心線間隔 $2H$ ( $H$ :水深)の無限個の鏡像翼を置けばよい。

水深が減少することは、実在翼と鏡像翼からなる翼系において翼端すきま(翼間隔)が小さくなることに相当する。翼端すきまが小さくなると翼端での循環は零とならず、ある量の循環が保存されることが実験的に知られており<sup>5)</sup>、この特性を考慮して翼特性計算法の

\*1 平成7年5月26日 関西造船協会春季講演会において講演, 原稿受付平成7年6月9日

\*2 埼玉大学工学部

改善を行なった研究もある<sup>6)</sup>。本報告では、このような取扱いを浅水状態における船体操縦流体力の推定計算に適用している。

翼端の渦強さと翼幅にわたる一定値のそれとの比を保存率と定義し、それを  $k$  で表わすことにする。翼弦方向の任意の位置  $x_1$  での束縛渦強さを  $\gamma(x_1)$  とすると、翼端における渦強さは  $k\gamma(x_1)$  となる。束縛渦の翼幅方向の変化分が自由渦として後方に出るので、この位置の翼端から流出する自由渦の強さは  $(1-k)\gamma(x_1)$  となる。また、この位置の翼端すきまに形成される渦の強さは  $k\gamma(x_1)$  となる。ここで  $k$  の値は翼弦にわたり一定とする。以上で述べた翼系の  $y$  軸方向の渦強さの変化の様子を模擬的に示すと Fig.2 のようになる。

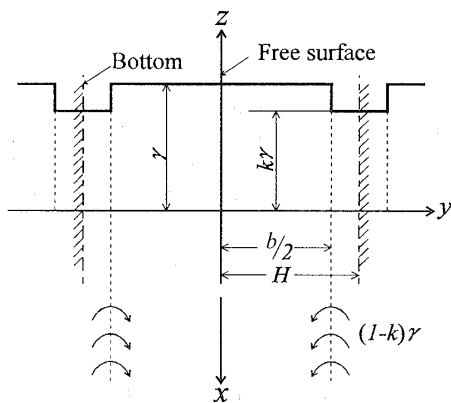


Fig. 2 Modeling of vortex distribution for wing system

Fig.2の渦モデルは、実在翼とその鏡像からなる翼系の各翼の間にその翼とは特性の異なる微小幅の仮想翼を置くことを意味している。従って翼端すきま部には一種の束縛渦が存在すると見なすことになり、 $y$  軸の両側に無限に延びた一つの翼を想定することになる。束縛渦の翼幅方向の変化分が自由渦となって翼面から出ていくので、このモデルでは自由渦は翼系における端部のみ現れることになる。文献<sup>6)</sup>では2次元翼が対象とされているが、渦モデルとしては同文献と同様の考えに基づいている。

### 3. 流体力および自由渦流出角の計算要領

Fig.1に示すように、一樣流速を  $V$ 、迎角を  $\beta$  で表わす。翼端からの自由渦は無限遠方まで一定の角度  $\Theta$  で流れ去るものとする。以下では  $\xi = x/(c/2)$  の無次元変数を用いる。

自由渦の流出角  $\Theta$  が与えられているとすると、このときの翼面中心線における  $z$  方向の誘導速度は次式のように表わされる。

$$w = w_0 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} w_m \quad (1)$$

$$w_0 = f_1 + f_2$$

$$w_m = g_1 + g_2 + g_3$$

ここに

$$f_1 = -\frac{\Lambda}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{\gamma(\xi_1)}{\xi - \xi_1} \frac{1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \Lambda^2}} d\xi_1$$

$$f_2 = -\frac{(1-k)\Lambda}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{\gamma(\xi_1) \cos\Theta}{(\xi - \xi_1)^2 \sin^2\Theta + \Lambda^2} \times \left\{ 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos\Theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \Lambda^2}} \right\} d\xi_1$$

$$g_1 = -\frac{\Lambda}{4\pi} \int_{-1}^1 \frac{\gamma(\xi_1)}{\xi - \xi_1} \left\{ \frac{1 + 2m\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \Lambda^2(1 + 2m\lambda)^2}} + \frac{1 - 2m\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \Lambda^2(1 - 2m\lambda)^2}} \right\} d\xi_1$$

$$g_2 = -\frac{k\Lambda}{4\pi} \int_{-1}^1 \frac{\gamma(\xi_1)}{\xi - \xi_1} \left\{ \frac{2m\lambda - 1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \Lambda^2(2m\lambda - 1)^2}} + \frac{(-2m + 2)\lambda - 1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \Lambda^2((-2m + 2)\lambda - 1)^2}} \right\} d\xi_1$$

$$g_3 = -\frac{(1-k)\Lambda}{4\pi} \int_{-1}^1 \frac{\gamma(\xi_1)}{\xi - \xi_1} \left[ \frac{(1 + 2m\lambda) \cos\Theta}{(\xi - \xi_1)^2 \sin^2\Theta + \Lambda^2(1 + 2m\lambda)^2} \times \left\{ 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos\Theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \Lambda^2(1 + 2m\lambda)^2}} \right\} + \frac{(1 - 2m\lambda) \cos\Theta}{(\xi - \xi_1)^2 \sin^2\Theta + \Lambda^2(1 - 2m\lambda)^2} \times \left\{ 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos\Theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \Lambda^2(1 - 2m\lambda)^2}} \right\} \right] d\xi_1$$

ここで  $\Lambda = b/c$  (縦横比),  $\lambda = H/(b/2)$  (水深・吃水比) である。同式中の  $g_2$  がさきの報告<sup>4)</sup> に対して新しく付け加えられた項であり、翼端すきまに存在する渦による効果を表わしている。

束縛渦分布として

$$\gamma = Va(\xi) \sqrt{\frac{1-\xi}{1+\xi}} \quad (2)$$

の形を仮定すると、境界条件式

$$V \sin\beta + w = 0 \quad (3)$$

より  $a(\xi)$  を決定する積分方程式が得られる。 $a(\xi)$  が求められると、直圧力係数  $Y'$  およびモーメント係数  $N'$  (翼弦中心まわり) は、近似的に

$$\left. \begin{aligned} Y' &= \cos\beta \int_{-1}^1 a(\xi) \sqrt{\frac{1-\xi}{1+\xi}} d\xi \\ N' &= \frac{1}{2} \cos\beta \int_{-1}^1 a(\xi) \sqrt{\frac{1-\xi}{1+\xi}} \xi d\xi \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

により計算される。

一方、 $\gamma(\xi)$  が得られると自由渦の流出角は近似的に以下のごとく求められる。まず、翼面における端部での  $z$  方向の誘導速度は次式のように表わされる。

$$\begin{aligned} w &= w_b + w_f \\ w_b &= \bar{f}_1 + \bar{f}_2 + \bar{f}_3 \\ w_f &= \bar{g}_1 + \bar{g}_2 \end{aligned} \quad (5)$$

ここに

$$\begin{aligned} \bar{f}_1 &= -\frac{\Lambda}{2\pi} \int_{-\xi}^1 \frac{\gamma(\xi_1)}{\xi - \xi_1} \frac{1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2}} d\xi_1 \\ \bar{f}_2 &= -\frac{\Lambda}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-\xi}^1 \frac{\gamma(\xi_1)}{\xi - \xi_1} \left\{ \frac{1+m\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(1+m\lambda)^2}} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1-m\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(1-m\lambda)^2}} \right\} d\xi_1 \\ \bar{f}_3 &= -\frac{k\Lambda}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-\xi}^1 \frac{\gamma(\xi_1)}{\xi - \xi_1} \left\{ \frac{m\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(m\lambda)^2}} \right. \\ &\quad + \frac{(-m+1)\lambda - 1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2((-m+1)\lambda - 1)^2}} \\ &\quad + \frac{(-m+1)\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2((-m+1)\lambda)^2}} \\ &\quad \left. + \frac{m\lambda - 1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(m\lambda - 1)^2}} \right\} d\xi_1 \\ \bar{g}_1 &= -\frac{(1-k)\Lambda}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{\gamma(\xi_1) \cos\Theta}{(\xi - \xi_1)^2 \sin^2\Theta + 4\Lambda^2} \\ &\quad \times \left\{ 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos\Theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2}} \right\} d\xi_1 \\ \bar{g}_2 &= -\frac{(1-k)\Lambda}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-1}^1 \gamma(\xi_1) \\ &\quad \times \left[ \frac{(1+m\lambda) \cos\Theta}{(\xi - \xi_1)^2 \sin^2\Theta + 4\Lambda^2(1+m\lambda)^2} \right. \\ &\quad \times \left\{ 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos\Theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(1+m\lambda)^2}} \right\} \\ &\quad + \frac{(1-m\lambda) \cos\Theta}{(\xi - \xi_1)^2 \sin^2\Theta + 4\Lambda^2(1-m\lambda)^2} \\ &\quad \left. \times \left\{ 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos\Theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(1-m\lambda)^2}} \right\} \right] d\xi_1 \end{aligned}$$

ただし、添字  $b, f$  はそれぞれ束縛渦、自由渦に基づくものを表わす。ここで  $\bar{f}_3$  が新しく付け加えられた項を示す。

また、翼上面における  $x$  方向の誘導速度は次式のように表わされる。

$$u = u_b + u_f \quad (6)$$

ここに

$$\begin{aligned} u_b &= \frac{\gamma(\xi)}{4} + \frac{k\gamma(\xi)}{4} \\ u_f &= -w_f \cdot \tan\Theta \end{aligned}$$

ただし、 $u_b$  の表示式における第 2 項が新しく付加されたものである。 $u_b$  の表示式において、たとえば  $k=0$  のときはすきま部に渦が存在しない状態を表わすが、確かに 3 次元翼の端部における誘導速度  $\gamma(\xi)/4$  を与える。また  $k=1$  のときは 2 次元翼の状態を表わすが、確かに 2 次元翼における誘導速度  $\gamma(\xi)/2$  を与える。

各誘導速度の翼弦にわたる平均値を  $\bar{w}_b, \bar{w}_f, \bar{u}_b, \bar{u}_f$  で表わすと、新たな  $\Theta$  の値は近似的に

$$\Theta = \tan^{-1} \frac{V \sin\beta + \bar{w}_b + \bar{w}_f}{V \cos\beta + \bar{u}_b + \bar{u}_f} \quad (7)$$

により求められる。この  $\Theta$  を用いて前述の (1) 式~(4) 式から  $\gamma(\xi)$  および流体力係数が計算される。以降、この手順を繰り返す。以上における数値計算の要領については文献 2) に譲る。

#### 4. 計算結果および考察

計算に用いた矩形平板の要目を Table 1 に示す<sup>4)</sup>。水

Table 1 Principal dimension of model

$L(m)$	1.200
$B(m)$	0.0120
$d(m)$	0.0720
$L/B$	100
$2d/L$	0.120

深・吃水比  $H/d = 1.2, 1.5$  のそれぞれの水深において、循環保存率を  $k = 0 \sim 0.6$  の範囲で系統的に変化させたときの自由渦流出角  $\Theta$  の計算結果を Fig. 3 に示す。同図では、翼端すきまの渦の効果を無視したさきの報告<sup>4)</sup>の結果を併記して比較している。図中、 $g_2 = \bar{f}_3 = 0$  と記しているのが、この効果を無視した場合の結果を示し、 $g_2 \neq 0, \bar{f}_3 \neq 0$  と記しているのが考慮した場合の結果を示す。翼端すきまの渦の効果を考慮すること

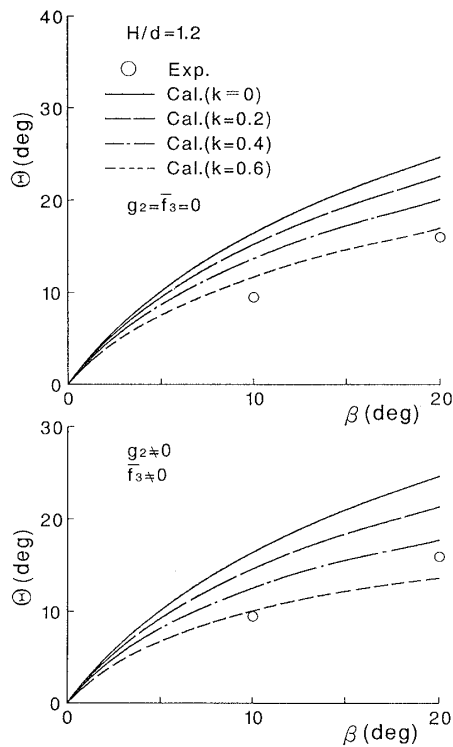


Fig. 3 (a) Circulation retention effect on shedding angle of free vortex ( $H/d = 1.2$ )

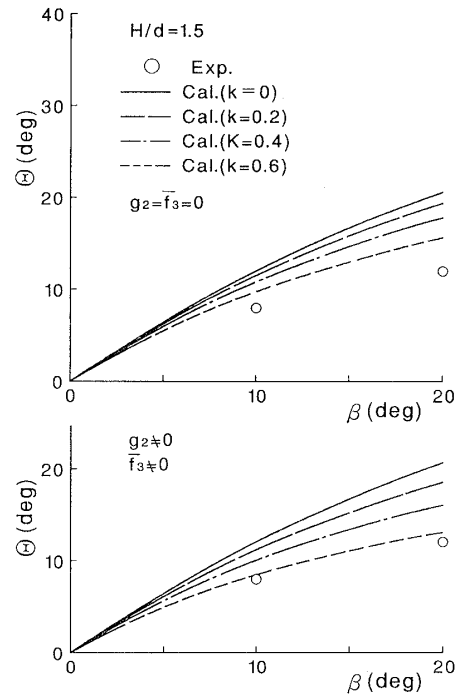


Fig. 3 (b) Circulation retention effect on shedding angle of free vortex ( $H/d = 1.5$ )

は $\Theta$ をより小さく評価する方向に働き、より実測値に近づくことが分かる。さきの結果では $k = 0.6$ 程度としても計算値と実測値とに未だ比較的大きい差が見られるが、本報告の結果では $k$ をこの程度の値とすることにより実測値がほぼ説明されている。

一方、流体力についての計算結果を Fig.4および Fig.5に示す。さきの報告で示しているごとく、流体力については $k = 0$ の場合が実測値と大略一致しており、 $k$ の値が増すに従い実測値との隔たりが大きくなる。翼端すきま渦の効果を考慮すると、 $k$ の変化による流体力の変化の割合が小さくなる。この結果は流体力と自由渦流出角の双方を実測値に近づける意味で好都合なことである。上述したごとく、 $k$ の値を増加させると流出角は大幅に実測値に近づくのに対し、流体力については実測値との差はあまり大きくなる。従って、翼端すきま渦の効果を考慮する取扱いは、流体力と流出角の双方に対してより実測値に近い推定値を与えるという点において有用である。

すきま渦は翼端部および境界条件を満足させる翼面中心線上に下向き速度を誘起し、 $\Theta$ を小さくする方向に作用する。 $\Theta$ の減少および翼面中心線上の下向き誘導速度は、ともに束縛渦強さを小さく算定する方向に働く。このことは、 $k$ の増加による流体力の増大を抑制

し、 $k$ の変化による流体力の変化の程度をより小さく保つことに寄与している。

次に自由渦流出角として実測値を用いた場合の流体力の計算結果の例を Fig.6に示す。さきの報告において、実測値に対応するときの $k$ の値は $0.2 \sim 0.4$ の範囲にあることを示しているが、翼端すきま渦の効果を考慮してもこの結果には大きな影響は及ばない。

すきま渦の効果を考慮するか、しないかに係わらず $\Theta$ の値を一定とすると、上述の流体力の減少の要因としては、 $\Theta$ の減少によるものは除外され、翼面における誘導速度に基づくもののみとなる。このことから、流体力減少の2つの要因のうち、 $\Theta$ の減少が支配的であることを窺い知ることができる。

以上で示した流出角は近似的に翼面における誘導速度を用いて得られた結果である。しかしながら、より正しくは実際に自由渦が存在する、翼面から離れた位置における値による必要がある。さきの報告<sup>4)</sup>では循環保存性を考慮しない場合のこれらの取扱いの結果の比較を示しているが、以下では循環保存性を考慮した場合の比較について述べる。

循環保存性およびすきま渦の効果を考慮したときの、翼面から離れた端部での誘導速度は次式のように表わされる。

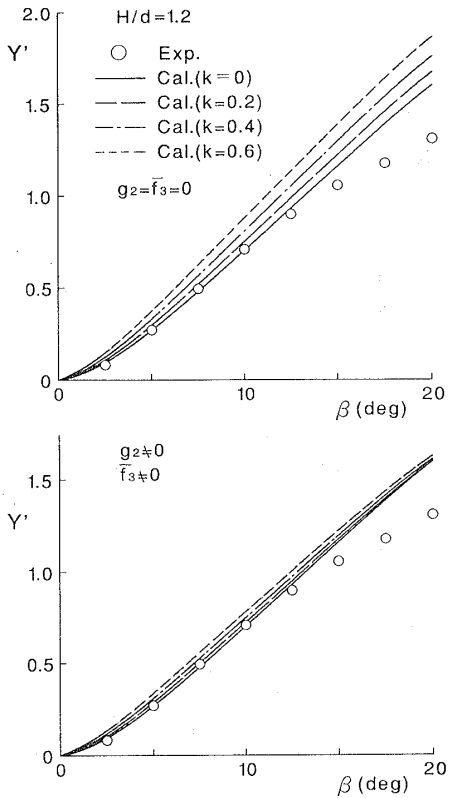


Fig. 4 (a) Circulation retention effect on lateral force ( $H/d = 1.2$ )

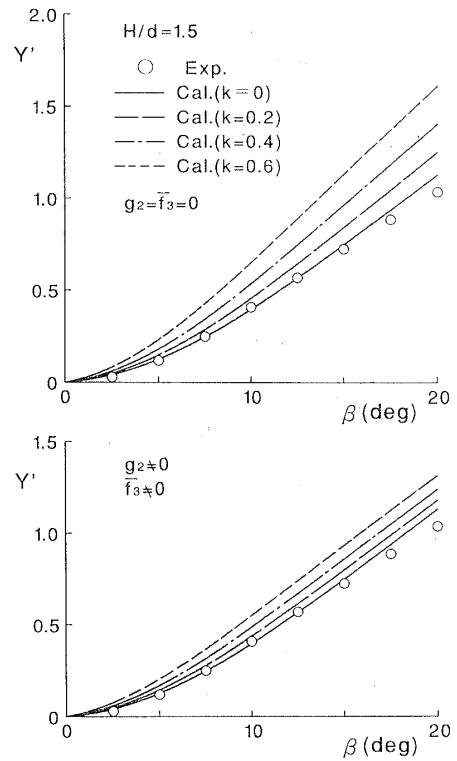


Fig. 4 (b) Circulation retention effect on lateral force ( $H/d = 1.5$ )

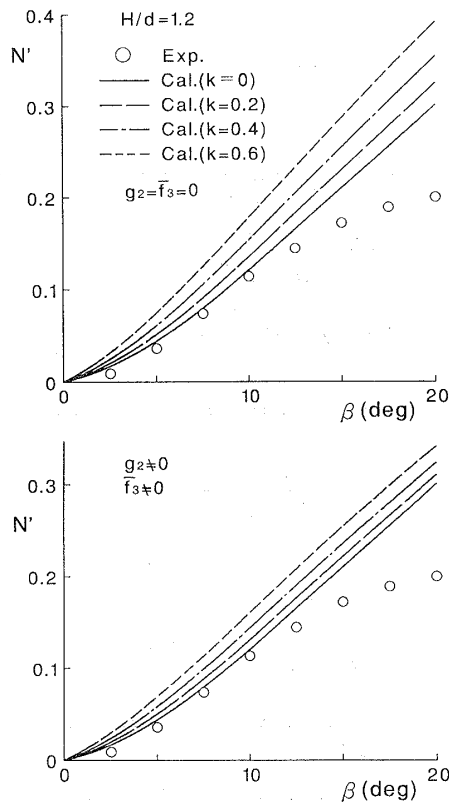


Fig. 5 (a) Circulation retention effect on yaw moment ( $H/d = 1.2$ )

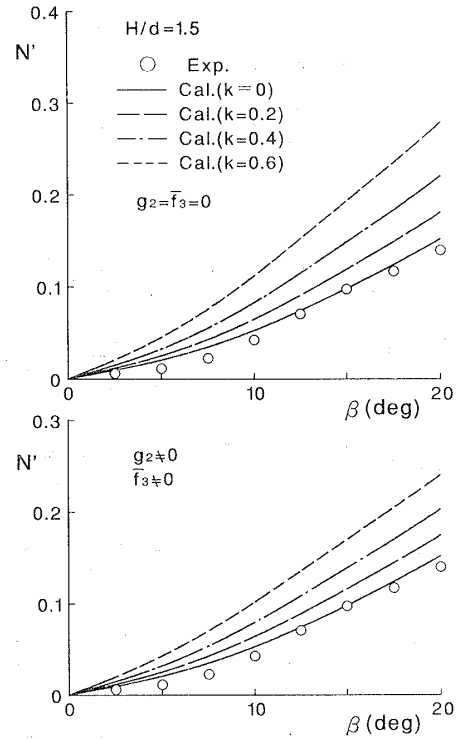


Fig. 5 (b) Circulation retention effect on yaw moment ( $H/d = 1.5$ )

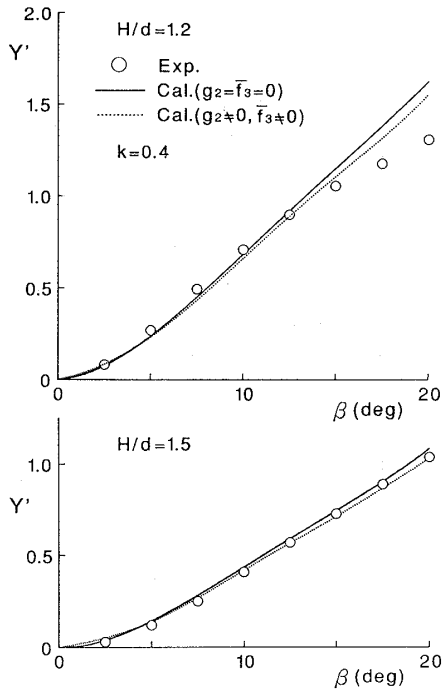


Fig. 6 (a) Calculated lateral force when measured shedding angle is used

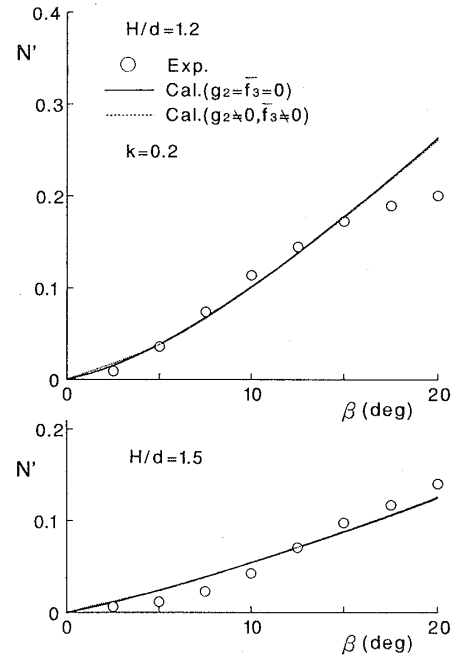


Fig. 6 (b) Calculated yaw moment when measured shedding angle is used

$$\left. \begin{aligned} w_b &= \bar{f}_1 + \bar{f}_2 + \bar{f}_3 \\ w_f &= \bar{g}_1 + \bar{g}_2 \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} u_b &= \tilde{f}_1 + \tilde{f}_2 + \tilde{f}_3 \\ u_f &= \tilde{g}_1 + \tilde{g}_2 \end{aligned} \right\}$$

ここに

$$\bar{f}_1 = \int_{-1}^1 \gamma(\xi_1) F_1(\xi, \zeta; \xi_1) \frac{\xi - \xi_1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \zeta^2}} d\xi_1$$

$$\bar{f}_2 = \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-1}^1 \gamma(\xi_1) F_2(\xi, \zeta; \xi_1) \frac{\xi - \xi_1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \zeta^2}} d\xi_1$$

$$\bar{f}_3 = \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-1}^1 \gamma(\xi_1) F_3(\xi, \zeta; \xi_1) \frac{\xi - \xi_1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \zeta^2}} d\xi_1$$

$$\tilde{f}_1 = - \int_{-1}^1 \gamma(\xi_1) F_1(\xi, \zeta; \xi_1) \frac{\zeta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \zeta^2}} d\xi_1$$

$$\tilde{f}_2 = - \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-1}^1 \gamma(\xi_1) F_2(\xi, \zeta; \xi_1) \frac{\zeta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \zeta^2}} d\xi_1$$

$$\tilde{f}_3 = - \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-1}^1 \gamma(\xi_1) F_3(\xi, \zeta; \xi_1) \frac{\zeta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \zeta^2}} d\xi_1$$

$$\bar{g}_1 = G_1(\xi, \zeta) \cos \Theta$$

$$\bar{g}_2 = G_2(\xi, \zeta) \cos \Theta$$

$$\tilde{g}_1 = -G_1(\xi, \zeta) \sin \Theta$$

$$\tilde{g}_2 = -G_2(\xi, \zeta) \sin \Theta$$

(8)

$$(9) \quad F_1(\xi, \zeta; \xi_1) = -\frac{\Lambda}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \zeta^2}} \frac{1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2 + \zeta^2}}$$

$$F_2(\xi, \zeta; \xi_1) = -\frac{\Lambda}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \zeta^2}} \times \left\{ \frac{1 + m\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(1 + m\lambda)^2 + \zeta^2}} + \frac{1 - m\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(1 - m\lambda)^2 + \zeta^2}} \right\}$$

$$F_3(\xi, \zeta; \xi_1) = -\frac{k\Lambda}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \zeta^2}} \times \left\{ \frac{m\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(m\lambda)^2}} + \frac{(-m+1)\lambda - 1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2((-m+1)\lambda - 1)^2 + \zeta^2}} + \frac{(-m+1)\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2((-m+1)\lambda)^2 + \zeta^2}} + \frac{m\lambda - 1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(m\lambda - 1)^2 + \zeta^2}} \right\}$$

$$G_1(\xi, \zeta) = -\frac{(1-k)\Lambda}{2\pi} \int_{-1}^1 \gamma(\xi_1)$$

$$\begin{aligned}
 & \times \frac{1}{\{(\xi - \xi_1) \sin \Theta - \zeta \cos \Theta\}^2 + 4\Lambda^2} \\
 & \times \left\{ 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos \Theta + \zeta \sin \Theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2 + \zeta^2}} \right\} d\xi_1 \\
 G_2(\xi, \zeta) = & -\frac{(1-k)\Lambda}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-1}^1 \gamma(\xi_1) \\
 & \times \left[ \frac{1+m\lambda}{\{(\xi - \xi_1) \sin \Theta - \zeta \cos \Theta\}^2 + 4\Lambda^2(1+m\lambda)^2} \right. \\
 & \times \left. \left\{ 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos \Theta + \zeta \sin \Theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(1+m\lambda)^2 + \zeta^2}} \right\} \right. \\
 & + \frac{1-m\lambda}{\{(\xi - \xi_1) \sin \Theta - \zeta \cos \Theta\}^2 + 4\Lambda^2(1-m\lambda)^2} \\
 & \times \left. \left\{ 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos \Theta + \zeta \sin \Theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(1-m\lambda)^2 + \zeta^2}} \right\} \right] d\xi_1
 \end{aligned}$$

ただし、 $\zeta = z/(c/2)$  である。  $F_3(\xi, \zeta; \xi_1)$  が、すきま渦を考慮したことにより新たに付加された部分である。なお、(8), (9) 式において  $\zeta \rightarrow +0$  の操作を行なうと前述の(5)式が得られる。

翼面および翼面から離れた位置における誘導速度を用いた場合の  $\Theta$  の比較の例を Fig.7 に示す。 図中、 $\zeta = 0$  と記しているのが翼面における誘導速度を用いたとき、 $\zeta \neq 0$  と記しているのが翼面から離れた位置のそれを用いたときの値を示す。ここで、 $k \neq 0$  の図は循環保存性と同時にすきま渦の効果を考慮した場合の結果を表わしている。循環保存性を考慮すると  $\Theta$  の値そのものは比較的大きく変化するが、誘導速度の取扱いに基づく  $\Theta$  の差の大きさには、わずかな変化しか現われない。ただし  $k$  の値の増加に従い、この差は確実に小さくなる傾向が認められる。

なお  $\zeta \neq 0$  の取扱いによる流出角には、実測値と比較的大きな差が見られる。従って、これまで検討を行なってきたいくつかの補正方法は未だ十分とは言えず、今後さらに検討が必要である。

### 5. 結言

本報告では、さきの報告<sup>4)</sup>に引き続き、井上らの方法に基づき浅水時の流体力と自由渦流出角のより合理的な簡易計算法について検討を行なっている。得られた結果は大約以下のとおりである。

- (1) 翼端すきまが小さい場合の翼端における循環保存性を考慮すると、完全流体を考える限りでは翼端すきまの部分にも渦が存在することになる。この渦の効果を考慮すると、浅水時の流体力と自由渦流出角の双方に対して、より実測値に近い値が得られる。
- (2) 流出角として実測値を用い、流体力の観点から定めた適切な循環保存率は 0.2~0.4 程度の範囲にあ

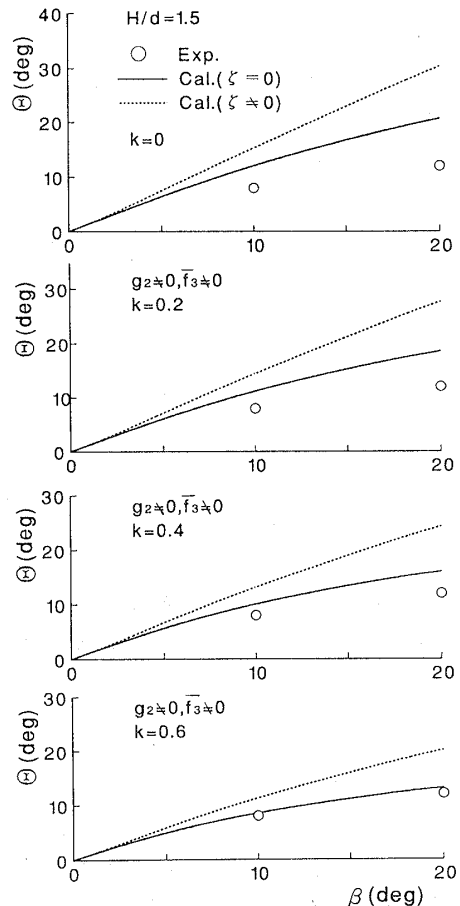


Fig. 7 Influence of value of  $\zeta$  on shedding angle for various retained circulation coefficients

るが、この結果に対しては翼端すきま渦の影響は十分に小さい。

- (3) 以上の事柄を考慮しても、翼面から離れた位置(実際に自由渦が存在する位置)での誘導速度より定めた流出角については、なお実測値との隔たりがあり、さらに一致の程度をよくするための他の補正法についての検討が必要である。

本報告を終えるに当たり、ご鞭撻を賜った埼玉大学工学部 荒木献次教授に感謝の意を表します。

### 参考文献

- 1) 井上正祐, 村山紘二: 浅水中を旋回する船の微係数の計算について, 西部造船会々報, 第 37 号, 1969
- 2) 湯室彰規: 浅水域における船体操縦微係数の推定法に関する一検討, 石川島播磨技報, 第 24 号, 第 4 号, 1984
- 3) 湯室彰規: 浅水時操縦微係数に及ぼす船幅影響に関する一検討, 関西造船協会誌, 第 205 号, 1987
- 4) 湯室彰規: 浅水時非線形操縦流体力の近似計算法に関する一検討, 関西造船協会誌, 第 223 号, 1995

- 5) B.Lakshminarayana and J.H.Horlock:Tip Clearance Flow and Losses for an Isolated Compressor Blade,A.R.C.,R&M,No.3316,1962
- 6) 西山哲男,高木武夫:翼端にすきまのある翼の揚力線理論,日本機械学会論文集,第35巻,第273号,1969

## 討 論

[討論] (川崎重工業(株)) 池淵 哲朗

浅水域における操縦流体力の推定精度の向上を目的とした,本研究を含むこれまでの研究に対し敬意を表します.

さて本研究の成果は,自由渦の流出角の推定精度が向上したということと思います.

この流出角の推定精度向上が,他の浅水域における操縦流体力の問題(例えば,2船体間の干渉流体力)にどのような影響をもつかについてご教示下さい.

[回答]

ご討論をいただき有難とうございます.

流出角の推定精度向上が他の操縦流体力の問題にどのような影響をもつかに対しては,現在のところ考えは及んでおりません.今回の取扱いと直接の関連はありませんが,2船体間の干渉の問題を考えると,2船がある程度接近した状態ではそれぞれの自由渦の流出角は他船からの干渉影響を受けて変化することになります.実用上このような取扱いが必要となるかどうかは明らかではありませんが,機会があれば今後検討を行ないたいと思います.