

浅水域におけるプロペラ後流中の 舵力特性に関する実験結果について*

正会員 湯室彰規**

Some Experiments on Effect of a Propeller on Rudder Forces in Shallow Water

By Akinori YUMURO (Member)

In order to provide basic data needed to predict maneuvering motions in shallow water, the author carried out some experiments concerning propeller-rudder interaction in water of finite depth. The tests were conducted by utilizing propeller-rudder system with the absence of the ship body. Normal forces on a rudder were measured by changing drift angle, propeller loading and water depth. Adopting the so-called MMG Mathematical Model describing maneuvering motions, a theoretical calculation of rudder normal forces in shallow water is made. The shallow water effect is evaluated through infinite images which are arranged below the fluid bottom and above the free surface.

Calculated values of the rudder forces agree fairly well with the experimental results, when the rudder is set in open water. On the other hand, regarding the rudder behind propeller, both agree qualitatively.

Additionally, coefficients of flow-straightening caused by the propeller are obtained from measured results of the rudder forces in oblique flows. As a result, it is found that the water depth has a considerable influence on the flow-straightening effect. The values of the coefficient will increase as the depth of water decreases.

Keywords : Interaction, Rudder Force, Flow-Straightening Effect, Shallow Water

1. 緒 言

近年広く用いられている操縦運動数学モデルとしては、船体、プロペラおよび舵の流体力の各単独特性を基準とし、これに相互間の干渉効果を取り入れる方法が一般的である¹⁾。このような考え方に沿って、いまプロペラと舵の間の干渉効果の問題を取り扱う場合、船体部を切り離しプロペラ・舵系の状態で実験を行なうことも一つの有用な方法であると考えられる。このような観点から、著者はさきに一般にプロペラ・舵系を斜航させる実験を行ない、横流れ運動時のプロペラ後流中の舵力特性およびプロペラ整流効果の特性について報告している^{2),3)}。

本報告では、この種の実験をさらに浅水状態にまで拡張することにより、これらの特性に対する浅水影響に関し得られた結果について述べている。なお、概して整流効果は水深の減少に伴い小さくなるのが既に知られているが^{4),5)}、この特性への船体、プロペラのそれぞれの

関与の程度は明らかではない。今後、この種の実験の結果の検討を行なうことにより、この事情を明確にすることが可能になると考えられる。

2. 供 試 模 型

使用した舵およびプロペラは、タンカー船型「ESSO OSAKA」⁶⁾の模型である。さきの浅水時流体力微係数を求める試験⁴⁾で使用した船体に整備されているものをそのまま用いた。なお、実船ならびに模型船の垂線間長さは、それぞれ325m, 4mである。舵およびプロペラの要目を Table 1 に示す。それらの相対位置関係を Fig. 1 に示

Table 1 Principal particulars of model rudder and propeller

Rudder height	(m)	0.1705
Chord length	(m)	0.1108
Aspect ratio		1.54
Rudder area	(m ²)	0.01889
Propeller diameter	(m)	0.1120
Pitch ratio		0.705
Boss ratio		0.178
Number of blades		5

* 平成6年5月27日 関西造船協会春季講演会において講演、原稿受付 平成6年6月10日

** 埼玉大学工学部

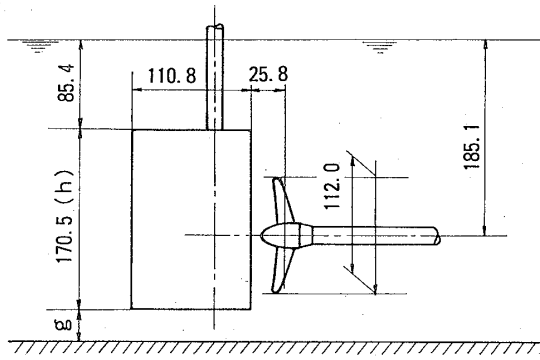


Fig. 1 Arrangement of model rudder and propeller

す。没水深度は船体部が存在する場合の状態に合せてある。

3. 実験要領

3.1 プロペラ・舵系の実験装置

実験要領は、さきの報告²⁾における深水の場合のそれと同じである。プロペラ駆動装置は駆動部の排水体を前方にして走行させる形式のものである。排水体を極力小型化するとともに、斜航状態においても平板によって構成された支柱の方向が自動的に流れに平行に保たれる機構をもたせてある。

3.2 実験条件および内容

水深、斜航角、プロペラ回転数および舵角を系統的に変化させ舵直圧力の計測を行なう。

想定する船体の前進速度は、実船の浅水域における船速7ノットに対応させ0.400m/sec ($F_N=0.0638$) とする。プロペラ・舵系の前進速度は、これに有効伴流率 $1-w=0.410$ を乗じて $V=0.164$ m/sec とする。

浅水の程度は舵下端と水底の間隔と舵高さの比 g/h で表わす。プロペラ・舵系の状態の実験においては、 g/h

$=0.057, 0.100, 0.387, 0.859, \infty(2.47)$ ごとく変化させた。この上限および下限の値は試験装置からの制約による。ここで $g/h=0.387$ が水深・吃水比 $H/d=1.2$ の状態に相当する。以降の実験結果の表示においては、 $g/h=2.47$ における結果を無限大水深での値と見なす。プロペラ回転数 n は、 $H/d=1.2$ における実船相当値の5.83rps 基準とし、以後この値を n_0 で表わす。プロペラ荷重度については $n/n_0=1, 1.5, 2$ のごとく変化させた。

なお、以上の実験は石川島播磨重工業(株)・運動性能水槽において実施されたものである。

4. 舵力特性に対する浅水影響

4.1 舵直圧力の実験結果

基本的な場合として、斜航角 β を零とした直進状態でのプロペラ後流中の舵直圧力の実験結果を Fig. 2 に示す。ここで C_N および δ は直圧力係数、舵角を表わす。直圧力の無次元化にはプロペラ・舵系の前進速度を用いてある。斜航角、舵角および直圧力の符号の定義を Fig. 3 に示す。図中の直線は、 δ の比較的小さい範囲を対象とした平均線である。

Fig. 2 の結果から、 C_N の浅水時と深水時の比 $C_N/(C_N)_\infty$ を求めると Fig. 4 が得られる。ここでは一例としてプロペラ荷重度 $n/n_0=1.5$ の場合を示してある。なお、同図には比較のため舵単独の場合の結果を併記している。

4.2 浅水影響の簡略計算法

(1) 計算式

MMG 数字モデル^{1),7)} の考え方にに基づき、前節の実験の条件に対応した舵直圧力の計算を行なう。従ってプロペラから舵への干渉影響のみを考慮し、舵からプロペラのそれは考慮しない。また舵への流入流速はプロペラ運

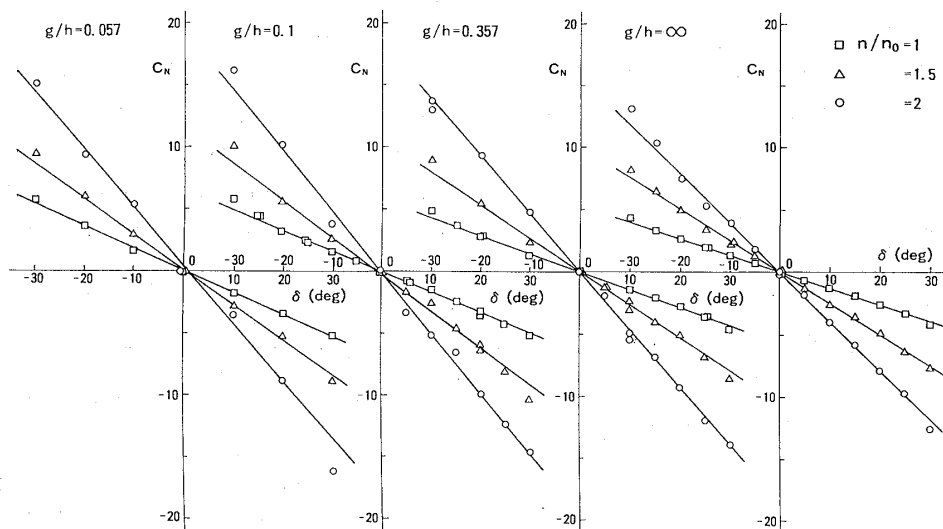


Fig. 2 Experimental results of normal force on rudder behind propeller in shallow water ($\beta=0^\circ$)

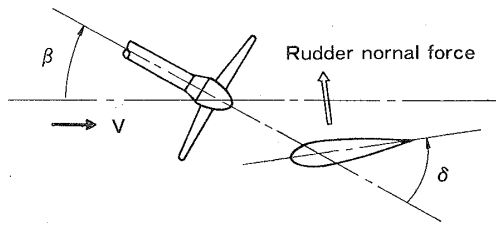


Fig. 3 Sign definition

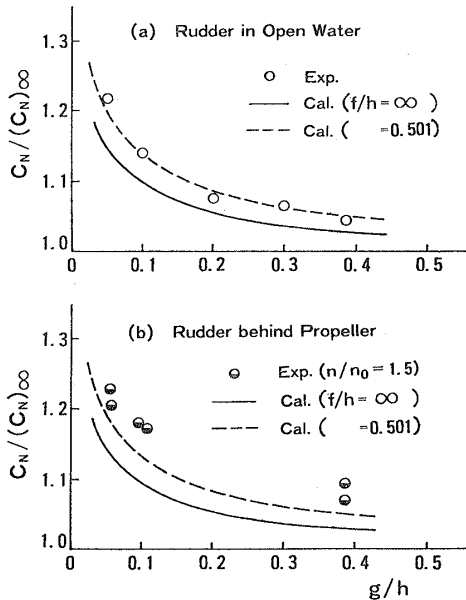


Fig. 4 Ratio of rudder normal forces in shallow water and deep water

動量理論によるものとする。さらに、プロペラ推力に及ぼす水深影響は小さいとして無視する。船体部が存在する場合のプロペラ推力は伴流を介して水深の影響を受けるが、MMG 数字モデルにおいてはプロペラ推力そのものの水底による影響は考慮されない。

水深が十分浅い場合は、水底の影響のみを考慮し水面（ただし剛体壁と考える）の影響を無視する近似的取扱いができるが、一般には両者の影響を考慮する必要がある。ここでは舵を平板翼で置き換え、線形揚力面理論によるものとする。Fig.5のごとく座標系を定め、水底および水面に対する鏡像を配置する。舵面の中心を原点とし、後方および上方をそれぞれ x 軸、 y 軸の正とする。舵形状は矩形とし、その高さおよび弦長をそれぞれ $2b$ 、 $2c$ とする。また舵下端と水底の間隔を g 、上端と水面の間隔を f とする。以下では $\xi = x/c$ 、 $\eta = y/b$ の無次元量を用いる。

実在舵に基づく点 (ξ, η) における吹下ろし速度は

$$w_0(\xi, \eta) = \frac{1}{4\pi A} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \frac{\gamma(\xi_1, \eta_1)}{(\eta - \eta_1)^2} \times \left\{ 1 + \frac{\xi - \xi_1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + A^2(\eta - \eta_1)^2}} \right\} d\xi_1 d\eta_1 \quad \dots\dots\dots(1)$$

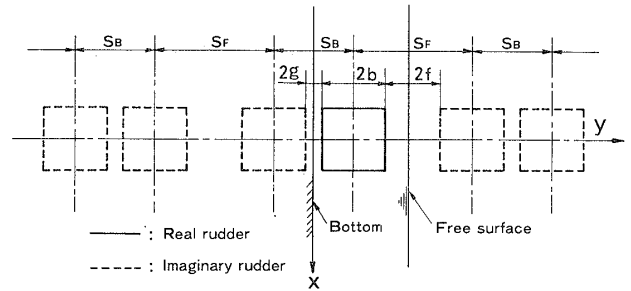


Fig. 5 Series of images used to predict shallow water effect on rudder normal force

で与えられる。ここで γ は束縛渦の強さを表わし、また $A=b/c$ である。一方、鏡像舵に基づく吹下ろし速度については、水底下方の鏡像によるものを w_B 、水面上方のそれによるものを w_F とすると、それぞれは次式のように表われる。

$$w_B = w_{B1} + w_{B2} \quad \dots\dots\dots(2)$$

ただし

$$\left. \begin{aligned} w_{B1} &= \sum_{n=1}^{\infty} w_n^{(B1)}(\xi, \eta) \\ w_{B2} &= \sum_{n=1}^{\infty} w_n^{(B2)}(\xi, \eta) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(3)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} w_n^{(B1)}(\xi, \eta) &= w_0(\xi, \eta_n^{(B1)}) \\ w_n^{(B2)}(\xi, \eta) &= w_0(\xi, \eta_n^{(B2)}) \\ \eta_n^{(B1)} &= -\{n \cdot S'_B + (n-1) \cdot S'_F\} - \eta \\ \eta_n^{(B2)} &= (n \cdot S'_B + n \cdot S'_F) + \eta \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(4)$$

$(n=1, 2, \dots)$

$$w_F = w_{F1} + w_{F2} \quad \dots\dots\dots(5)$$

ただし

$$\left. \begin{aligned} w_{F1} &= \sum_{n=1}^{\infty} w_n^{(F1)}(\xi, \eta) \\ w_{F2} &= \sum_{n=1}^{\infty} w_n^{(F2)}(\xi, \eta) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(6)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} w_n^{(F1)}(\xi, \eta) &= w_0(\xi, \eta_n^{(F1)}) \\ w_n^{(F2)}(\xi, \eta) &= w_0(\xi, \eta_n^{(F2)}) \\ \eta_n^{(F1)} &= \{(n-1) \cdot S'_B + n \cdot S'_F\} - \eta \\ \eta_n^{(F2)} &= -(n \cdot S'_B + n \cdot S'_F) + \eta \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(7)$$

$(n=1, 2, \dots)$

(4)式および(7)式において

$$\left. \begin{aligned} S_B &= 2(b+g), & S_F &= 2(b+f) \\ S'_B &= S_B/b, & S'_F &= S_F/b \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(8)$$

を意味する。

翼面上の境界条件から、渦強さに関する積分方程式として次式が得られる。

$$\int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \bar{\gamma}(\xi_1, \eta_1) K(\xi, \eta; \xi_1, \eta_1) d\xi_1 d\eta_1 = -4\pi A \frac{V(\eta)}{V_0} \dots\dots\dots(9)$$

ただし

$$K(\xi, \eta; \xi_1, \eta_1) = \frac{1}{(\eta - \eta_1)^2} \left\{ 1 + \frac{\xi - \xi_1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + A^2(\eta - \eta_1)^2}} \right\} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(\eta_n^{(B1)} - \eta_1)^2} \left\{ 1 + \frac{\xi - \xi_1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + A^2(\eta_n^{(B1)} - \eta_1)^2}} \right\} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(\eta_n^{(B2)} - \eta_1)^2} \left\{ 1 + \frac{\xi - \xi_1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + A^2(\eta_n^{(B2)} - \eta_1)^2}} \right\} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(\eta_n^{(F1)} - \eta_1)^2} \left\{ 1 + \frac{\xi - \xi_1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + A^2(\eta_n^{(F1)} - \eta_1)^2}} \right\} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(\eta_n^{(F2)} - \eta_1)^2} \left\{ 1 + \frac{\xi - \xi_1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + A^2(\eta_n^{(F2)} - \eta_1)^2}} \right\}$$

ここで、 V_0 は一様流速度、 $V(\eta)$ は舵の高さ方向に変化する舵への流入流速を表わし、 $\bar{\gamma} = \gamma/V_0 \delta$ とする。プロペラ増速率 $V(\eta)/V_0$ は次式による⁷⁾。

$$\frac{V(\eta)}{V_0} = 1 + \frac{1}{2} k \left(\sqrt{1 + \frac{8}{\pi} \frac{K_T}{J^2}} - 1 \right) \quad (\eta_1 \leq \eta \leq \eta_2) \left. \vphantom{\frac{V(\eta)}{V_0}} \right\} = 0 \quad (\text{これ以外の } \eta \text{ の範囲}) \dots\dots\dots(10)$$

ここで η_1, η_2 はプロペラ円盤面の下端および上端の η 座標を示す。 k は経験的な修正係数であり、ここではプロペラ増速係数と称することにする。

なお、水底影響のみを考慮する場合は、 S_F を十分に大きくすると

$$\left. \begin{aligned} \lim_{S_F \rightarrow \infty} w_0(\xi, \eta_n^{(B2)}) &= 0 \\ \lim_{S_F \rightarrow \infty} w_0(\xi, \eta_n^{(F1)}) &= 0 \\ \lim_{S_F \rightarrow \infty} w_0(\xi, \eta_n^{(F2)}) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (n=1, 2, \dots) \dots\dots\dots(11)$$

および

$$\left. \begin{aligned} \lim_{S_F \rightarrow \infty} w_0(\xi, \eta_1^{(B1)}) &= w_0\{\xi, -(S'_B + \eta)\} \\ \lim_{S_F \rightarrow \infty} w_0(\xi, \eta_n^{(B1)}) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (n=2, 3, \dots) \dots\dots\dots(12)$$

が成り立つので、(9) 式に対応する積分方程式は

$$\int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \bar{\gamma}(\xi_1, \eta_1) \left[\frac{1}{(\eta - \eta_1)^2} \times \left\{ 1 + \frac{\xi - \xi_1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + A^2(\eta - \eta_1)^2}} \right\} + \frac{1}{(S'_B + \eta + \eta_1)^2} \left\{ 1 + \frac{\xi - \xi_1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + A^2(S'_B + \eta + \eta_1)^2}} \right\} \right] \times d\xi_1 d\eta_1 = -4\pi A \frac{V(\eta)}{V_0} \dots\dots\dots(13)$$

となる。

渦強さの分布として

$$\bar{\gamma} = G(\xi, \eta) \sqrt{\frac{1 - \xi}{1 + \xi}} \dots\dots\dots(14)$$

の形を仮定すると、(9) 式は $G(\xi, \eta)$ を未知関数とする次式のように書き直される。

$$\int_{-1}^1 \int_{-1}^1 G(\xi_1, \eta_1) \sqrt{\frac{1 - \xi_1}{1 + \xi_1}} K(\xi, \eta; \xi_1, \eta_1) d\xi_1 d\eta_1 = -4\pi A \frac{V(\eta)}{V_0} \dots\dots\dots(15)$$

ここで(15) 式の積分は次の方法で行なう。 η_1 の積分については、舵面を高さ方向にいくつかの微小矩形に分割し、各要素上では渦強さは高さ方向に一定とする。分割の個数を M 、各区間の幅を $(\Delta\eta)_q$ 、その中心位置を η_q とすると、各区間の上端および下端はそれぞれ

$$\bar{\eta}_q = \eta_q + \frac{(\Delta\eta)_q}{2}, \quad \underline{\eta}_q = \eta_q - \frac{(\Delta\eta)_q}{2} \quad (q=1 \sim M) \dots\dots\dots(16)$$

となる。各要素における $G(\xi, \eta)$ の一定値を $G_q(\xi)$ ($q=1 \sim M$) で表わすと、(9) 式における η_1 に関する積分の結果は次のようになる。

$$F_q(\xi, \eta; \xi_1) = M_q(\xi, \eta; \xi_1) + \tilde{M}_q(\xi, \eta; \xi_1) \quad (q=1 \sim M) \dots\dots\dots(17)$$

ただし

$$M_q(\xi, \eta; \xi_1) = \left[\frac{1}{\eta - \bar{\eta}_q} \left\{ 1 + \frac{\xi - \xi_1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + A^2(\eta - \bar{\eta}_q)^2}} \right\} - \frac{1}{\eta - \underline{\eta}_q} \left\{ 1 + \frac{\xi - \xi_1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + A^2(\eta - \underline{\eta}_q)^2}} \right\} \right]$$

$$\tilde{M}_q(\xi, \eta; \xi_1) = \tilde{M}_q^{(B1)} + \tilde{M}_q^{(B2)} + \tilde{M}_q^{(F1)} + \tilde{M}_q^{(F2)}$$

$$\tilde{M}_q^{(B1)} = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{M}_{qn}^{(B1)}$$

$$\tilde{M}_q^{(B2)} = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{M}_{qn}^{(B2)}$$

$$\begin{aligned} \tilde{M}_q^{(F1)} &= \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{M}_{qn}^{(F1)} \\ \tilde{M}_q^{(F2)} &= \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{M}_{qn}^{(F2)} \end{aligned}$$

ここで、 $\tilde{M}_{qn}^{(B1)}$, $\tilde{M}_{qn}^{(B2)}$, $\tilde{M}_{qn}^{(F1)}$ および $\tilde{M}_{qn}^{(F2)}$ は、それぞれ $M_q(\xi, \eta; \xi_1)$ において η を $\eta_n^{(B1)}$, $\eta_n^{(B2)}$, $\eta_n^{(F1)}$ および $\eta_n^{(F2)}$ に置き換えたものを意味する。以上の取扱いを行なうと自由渦は要素の両端から流出することになるので、 η_1 の積分における特異性が除かれる³⁾。また ξ_1 に関する積分は、次の積分公式⁸⁾による。

$$\int_{-1}^1 \sqrt{\frac{1-\xi}{1+\xi}} \frac{f(\xi)}{x_i - \xi} d\xi = \sum_{j=1}^N C_j \frac{f(\xi_j)}{x_i - \xi_j} \dots\dots\dots(18)$$

ただし

$$\begin{aligned} C_j &= \frac{2\pi}{2N+1} (1 - \xi_j) \\ x_i &= -\cos \frac{2i}{2N+1} \pi, \quad \xi_j = -\cos \frac{2j-1}{2N+1} \pi \\ &(i, j = 1 \sim N) \end{aligned}$$

以上の積分計算より、(15) 式の積分方程式は $G_q(\xi_p)$ ($p=1 \sim N, q=1 \sim M$) を未知数とする次の連立方程式に置き換えられる。

$$\sum_{q=1}^M \sum_{p=1}^N C_p \{G_q(\xi_p) \cdot F_q(\xi_i, \eta_j; \xi_p)\} = -4\pi A \frac{V(\eta_j)}{V_0} \dots\dots\dots(19)$$

ここで、添字 i, j の変数が吹下ろし標点、添字 p, q のそれが荷重標点を表わし、 η_j は各要素の中心位置とする。未知関数 $G(\xi, \eta)$ が得られると、循環無次元値は

$$\bar{\Gamma}(\eta) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 G(\xi, \eta) \sqrt{\frac{1-\xi}{1+\xi}} d\xi \dots\dots\dots(20)$$

によって求められる。ここで無次元化は $(2c)V_0\delta$ との比により行なう。(19) 式の解 $G_q(\xi_p)$ を用いると、各要素における $\bar{\Gamma}$ の値は

$$\bar{\Gamma}_q = \frac{1}{2} \sum_{p=1}^N C_p \cdot G_q(\xi_p) \quad (q=1 \sim M) \dots\dots\dots(21)$$

となる。従って直圧力係数勾配は

$$C_\delta = \sum_{q=1}^M \left[\frac{1}{2} \sum_{p=1}^N C_p \cdot G_q(\xi_p) \frac{V_q}{V_0} \right] \cdot (d\eta)_q \dots\dots\dots(22)$$

のように計算される。ここで V_q は各要素における流速とする。

(2) 数値計算の要領

舵面の分割においては、プロペラ後流を受ける部分と上部・下部の受けない部分の3つの領域に分け、それぞれにおいて等分割を行なう。かつ、これらの分割幅はで

きるだけ同一の値となるようにする。標点の個数は高さ方向に15、弦方向に5とし、鏡像の個数については、(3), (6) 式中の n の上限を20とした。

(10) 式中の推力係数は簡単のため深水時の単独性能の実測値を用いている。同式中のプロペラ増速係数 k は1.0~1.3の範囲内にあるとされており⁹⁾、通常1.2の値が用いられている^{7,9)}。多少小さい値の方が実際とよい一致が得られる例²⁾が見られること、本報における実験結果との対応を考慮して、ここでは $k=1.0$ としている。実際に用いたプロペラ増速率 V_k/V (Fig. 11 の記号に対応させている) の値を Table 2 に示す。

Table 2 Fundamental values used for calculation of rudder normal forces in shallow water

n/n ₀	J	K _T	V _R /V
1.0	0.251	0.234	2.12
1.5	0.167	0.262	2.99
2.0	0.126	0.276	3.87

4.3 実験と計算の比較

まず基本的な場合として、舵単独時の $C_N/(C_N)_\infty$ に対する水深影響の実験と計算の比較を Fig. 4 に示している。ここで f/h は舵下端と水面の間隔・舵高さ比を表わし、 $f/h = \infty$ は水底の影響のみを考慮した場合に、 $f/h = 0.501$ は水底と水面の両方を考慮した場合に対応する。水底のみの影響を考慮した計算は実験結果との対応において十分ではないが、両者の影響を考慮すると実験結果とよく一致している。一般に舵の形状をもつ翼の両端に近接壁面が存在する場合、線形揚力面理論に基づく本報で示した要領の計算によっても、ある程度の推定が可能であることが分かる。

一方、プロペラ後流中の舵の $C_N/(C_N)_\infty$ は、計算上は単独の場合とほぼ同一の値となるが、実験では前者の方が明らかに大きい値を示している。ただし、ここではプロペラ増速係数 k の値は水深に依存せず一定としている。この値に対する水深影響については、従来必ずしも一致した傾向は得られておらず、第1近似としては一定値とする取扱いが穏当であろう。

この不一致を k の値に求め、浅水状態で増加する取扱いを行なうと実験値と対応するようになる。この傾向は文献¹⁰⁾の実験結果と符合する。ただし、このような取扱いの妥当性あるいはその物理的意味についての検討が必要であると考えられる。Fig. 6 は例として、 $g/h=0.1$ および ∞ における $C_N \sim \delta$ 特性の実験と計算の比較を示したものである。深水の場合はほぼ一致しているが、浅水状態では過小評価となることが分かる。

Fig. 7 に循環分布に対する浅水影響の計算結果の例を

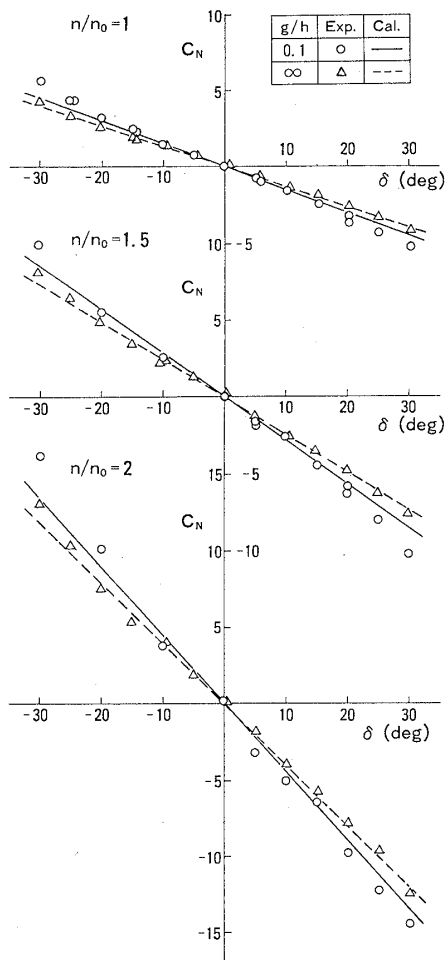


Fig. 6 Comparison of measured and calculated normal forces on rudder in shallow water

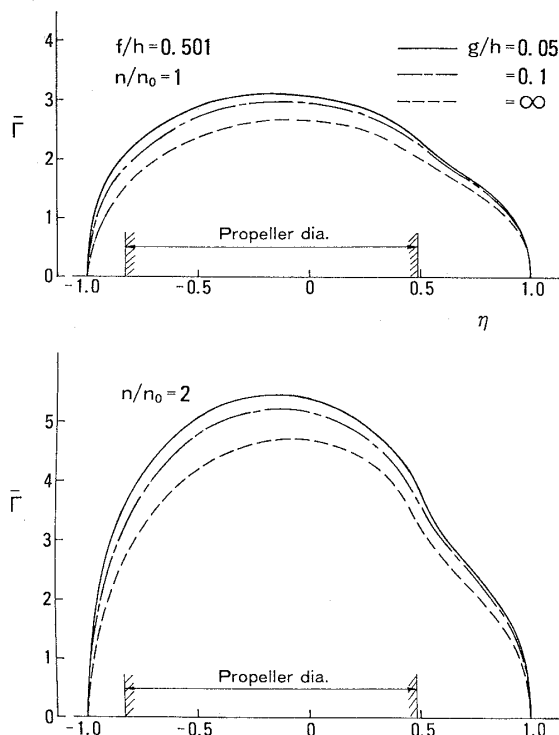


Fig. 7 Calculated results of spanwise circulation distribution on rudder

示す. 图中, $\eta = -1$ が舵下端の位置に対応する. 前述のごとく, 浅水時と深水時の比で考える限り, 浅水影響

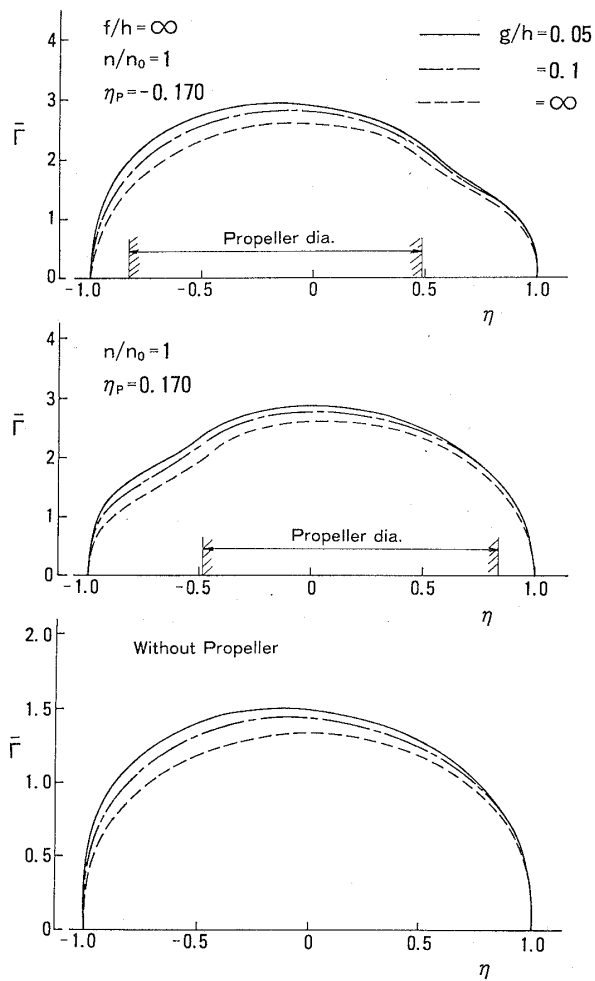


Fig. 8 Influence of slip-stream range over rudder span on circulation distribution

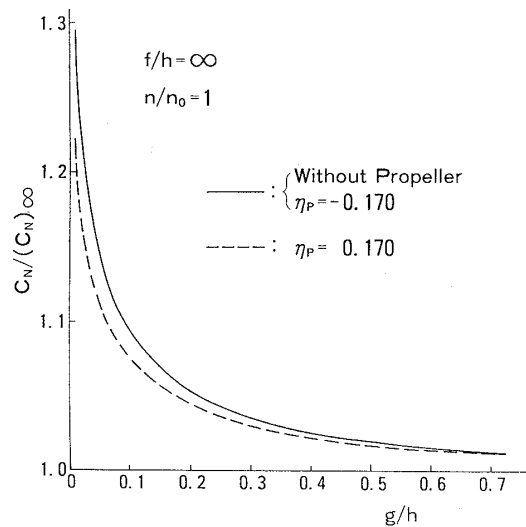


Fig. 9 Influence of slip-stream range over rudder span on increment ratio of normal forces

は計算上プロペラの有り無しではほぼ同一となるが、このような結果はプロペラ位置に依存すると考えられる。この事情を確認するために、プロペラ中心位置 η_p を本来の -0.170 から 0.170 に移動させた場合を想定し、このときの循環分布を比較してみる。その結果を Fig. 8 に示す。同図には比較のため舵単独の場合の結果も記入してある。ここで没水深度 f は無限大としている。プロペラが水底近くに配置されている方が循環の増加量は大きくなるのが窺える。この結果をさらに $C_N/(C_N)_\infty$ の値で比較したのが Fig. 9 である。

5. プロペラ整流効果に対する浅水影響

5.1 プロペラ整流係数の定義

β を変化させた場合の $C_N \sim \delta$ 特性の実験結果を Fig. 10 に示す。これより舵直圧力が零となる舵角を求め、この方向を舵位置におけるプロペラ後流の平均流向と見なす。この結果を Fig. 11 の定義によるプロペラ整流係数 C_P で表わす²⁾。同図における V_R , Θ はプロペラ後流速度およびその方向とプロペラ軸とのなす角を表わすも

のとする。

なお、このようにして定められたプロペラ整流係数には駆動装置の没水体部による整流の影響が含まれる。この影響がどの程度であるかについて確認しておく。Fig. 12 に示すように、没水体部およびプロペラのそれぞれによる整流角を Θ_0, Θ とし、これらに対する整流係数を C_0, C'_P で表わす。実際に計測されるプロペラ整流係数 C_P は

$$C_p = \frac{\Theta}{\beta} = \frac{\Theta}{\Theta_0} \cdot \frac{\Theta_0}{\beta} = C'_p \cdot C_0 \quad \dots\dots(23)$$

と表わされるので

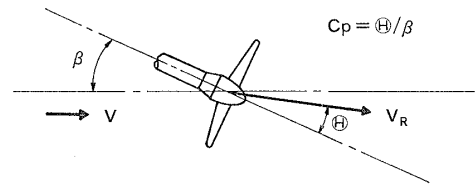


Fig. 11 Definition of flow-straightening coefficient of propeller

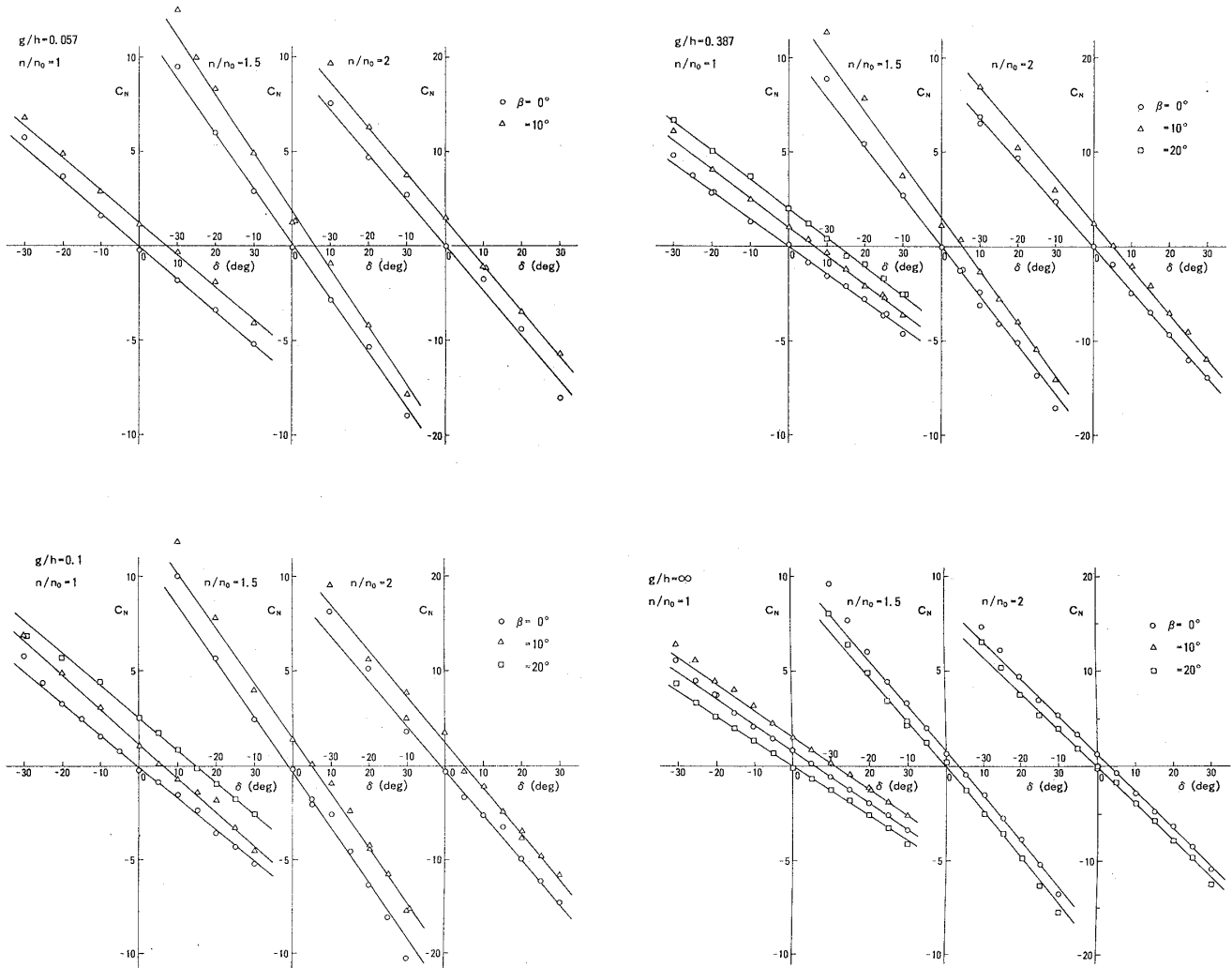


Fig. 10 Experimental results of normal force on rudder behind propeller in shallow water ($\beta \neq 0^\circ$)

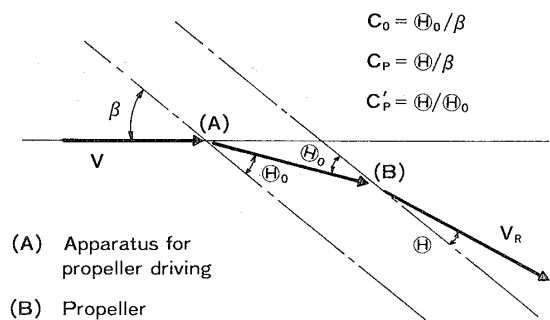


Fig. 12 Definition diagram for coefficient of flow-straightening caused by apparatus for propeller driving

$$C'_P = C_P / C_0 \quad \dots\dots(24)$$

の関係式が得られる。プロペラを取り除いた実験によって得られた C_0 の値を Fig. 13 に示す。この値は水深の減少とともに小さくなるが、十分に浅い状態においても 0.98 程度となる。(24) 式に示されるごとく、本来の値 C'_P は計測値 C_P よりも大きめの値となるが、実用上無視できると見なす。

5.2 プロペラ整流係数の実験結果

プロペラ整流係数 C_P に対する水深およびプロペラ荷重度の影響を示したのが Fig. 14 である。ここで、一つのプロペラ荷重度の状態について $\beta = 10^\circ$ および 20° の場合の C_P の値の比較を行なっているが、深水の場合²⁾と同様に C_P の値は β に無関係にはほぼ一定と見なすことができる。

Fig. 14 より、 C_P の値は水深の減少に伴って増加すること、増加の程度はプロペラ荷重度が高いほど大きいこ

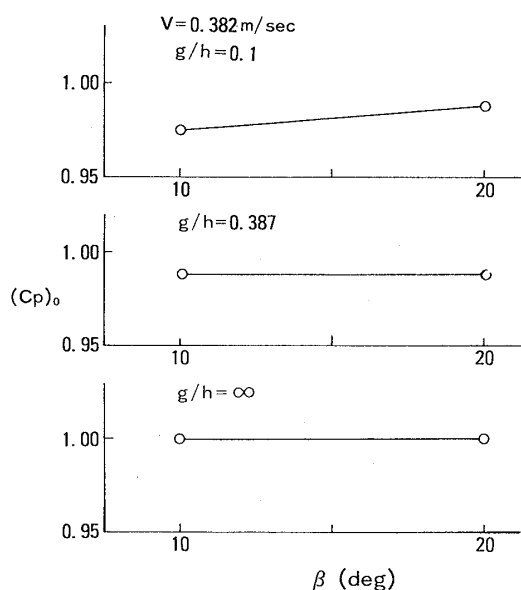


Fig. 13 Experimental values of flow-straightening coefficient of apparatus for propeller driving

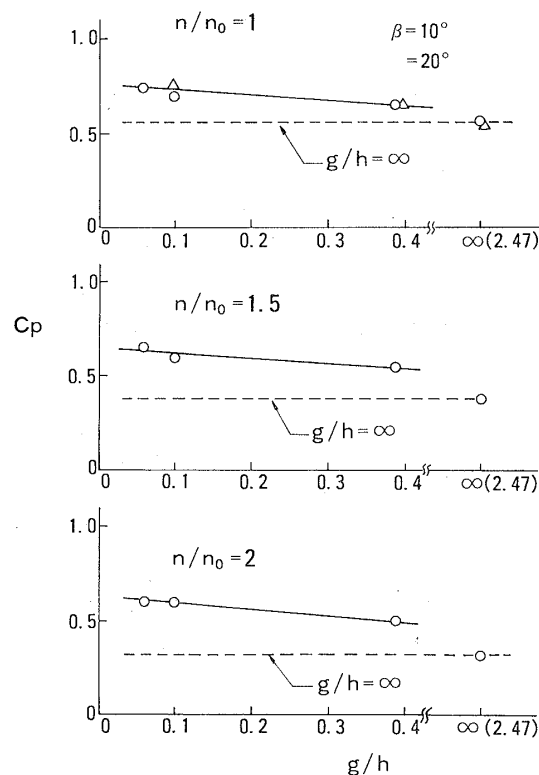


Fig. 14 Experimental results of flow-straightening coefficient of propeller in shallow water

とが分かる。いま $H/d = 1.2$ 程度の浅水状態を考えると、 $n/n_0 = 1$ の荷重度では約 15%、 $n/n_0 = 2$ の荷重度においては約 50% にも達する。

従来、船体部を含めた状態での整流係数、すなわち船体およびプロペラによる整流係数は、概して水深が浅くなるほど大きくなる傾向があることが報告されている^{4), 5)}。文献 11) ではその要因は船体側にあると推測されているが、水深変化に伴う伴流率の相違によるプロペラ荷重度の影響を除外した部分が船体部のみに基づいているとは限らない。上述のごとくプロペラもこの傾向を助長する方向に作用しており、整流効果に対する浅水影響の特性に関与していることが分かる。

いまプロペラに入る一様流を軸方向とそれに直角方向の 2 つの成分に分け、前者のみがプロペラにより増速されるとするプロペラ整流係数の推定法²⁾ について考える。MMG 数学モデルの考え方に従い、プロペラ推力自体およびプロペラ増速係数 k に対する水深影響を考慮しないとすると、プロペラ後流流速は水深によらず一定となる。従ってプロペラ整流係数も水深の影響を受けないことになる。

前節も含め実験結果との差異を明確にするためには、プロペラ運動量理論に代る後流流速の算定式を採用し、プロペラと舵の相互干渉の計算が必要と考えられる。この取扱いによってプロペラ推力に対する水深影響および鏡像プロペラからの影響が考慮されることになる。ただ

し、MMG 数学モデルの主旨に従い、実用性を考慮した簡略化された取扱いが望まれる。

6. 結 言

タンカー船型のプロペラ・舵系を浅水状態で斜航させる実験を行なうことにより、大約以下の結果を得た。

- (1) 舵直圧力に対する浅水影響は、舵が単独状態にある場合よりもプロペラ後流を受ける場合の方が大きくなる傾向が見られる。
- (2) 浅水時の舵直圧力の計算では、通常の没水深度の状態においても、実測値との良い一致を得るためには水底とともに水面(剛体壁と見なす)の影響も同時に考慮する必要がある。
- (3) プロペラ整流係数は水深の減少に伴って大きくなる。この増加の程度はプロペラ荷重度が高いほど大きい。
- (4) プロペラは全船体(船体部が存在する場合)に基づく整流効果の傾向を助長する方向に作用しており、整流効果に対する水深影響の特性に関与している。
- (5) プロペラ・舵系の状態での浅水時のプロペラ後流中舵力およびプロペラ整流係数の算定に当たっては、MMG 数学モデルの考え方で説明し得ない部分があり、今後何らかの方法でプロペラと舵の相互の干渉を考慮する取扱いが必要になると考えられる。

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獻次教授に心より感謝の意を表します。本研究の一部は著者が石川島播磨重工業(株)に在職中に実施したものである。当時ご配慮をいただいた同社技術研究所の関係各位に厚くお礼を申し上げます。

参 考 文 献

- 1) 小川陽弘, 小山健夫, 貴島勝郎: 操縦運動の数学モデルについて, 日本造船学会誌, 第575号, 1977
- 2) 湯室彰規: 斜航するプロペラの整流効果に関する実験結果について, 日本造船学会論文集, 第145号, 1979
- 3) 湯室彰規: 2軸1舵船の舵特性に関する実験結果について, 関西造船協会誌, 第194号, 1984
- 4) 湯室彰規: 浅水域における船の操縦流体力に関する模型実験, 石川島播磨技報, 第25巻, 第4号, 1985
- 5) 芳村康男: 浅水域の操縦運動数学モデルの検討, 関西造船協会誌, 第200号, 1986
- 6) 日本造船学会・運動性能研究委員会: 「船の操縦性能の推定」特集, 日本造船学会誌, 第668号, 1985
- 7) 小瀬邦治, 湯室彰規, 芳村康男: 操縦運動の数学モデルの具体化, 第3回操縦性シンポジウム, 日本造船学会, 1981
- 8) たとえば, S. Ando, A. Ichikawa: Quasi-Double-Lattice Method for Oscillating Thin Airfoils in Subsonic Flow, Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci., Vol.26, No.73, 1983
- 9) 神中龍雄, 深瀬 彊, 湯室彰規, 山崎禎昭: 高速船型の旋回に関する二, 三の問題, 日本造船学会論文集, 第111号, 1962
- 10) 藤野正隆, 石黒 剛: 浅水域における操縦数学モデルの検討, 日本造船学会論文集, 第156号, 1984
- 11) 貴島勝郎, 芳村康男, 高品純志: 浅水域における船の操縦運動数学モデル, 日本造船学会誌, 第718号, 1989