

Study on the Angular Oscillation of a Rigid Blade in the Liquid Flow

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2017-10-03 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: Ueno, Hisanori, Kishioka, Eitaro, Sumita, Yoshihiko メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.24517/00011713

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0 International License.



流水中における剛性平板翼の揺動に関する研究

上野久儀* 岸岡英太郎* 隅田祥彦**

Study on the Angular Oscillation of a Rigid Blade in the Liquid Flow

by

Hisanori UENO, Eitaro KISHIOKA, Yoshihiko SUMITA

Abstract

The present study on the angular oscillation of a rigid blade in the liquid flow primarily aims at investigation of the fluid force exerted on the moving body, in succession to the former study on the linear oscillation in the still fluid, particularly focussed on propulsive performance of the flapping wing.

The range of experiments covers four kinds of test blade of rectangular shape with different aspect-ratios. It results from the experiment that the fluid force varies in quasi-sinusoidal form, with a phase lag denoted by δ relative to the oscillation angle of the body. δ increased with advance ratio denoted by α , as confirmed by simple analysis. Formulae of propulsive efficiency for general use in terms of above-mentioned α and δ are deduced for the rigid blade and elastic blade. Therefrom it is explained how the efficiency generally depends on α and δ and the poor quality of the rigid blade as propeller is attributed to high value of δ which amounts to as much as nearly 90° . Also, it is revealed that α for the present case is far smaller compared with aquatic animals and it deteriorates the efficiency.

1. 緒 言

近年、生物の飛翔・遊泳が生物学・工学において関心を引くに至った。なかんずく魚類等の推進に関する研究が相当数の工学者により手掛けられている。従来この種の研究は非定常翼理論の剛性翼から可撓翼への拡張¹⁾、二次元から三次元への発展²⁾というように、主として理論面で進められて来た。非定常翼理論は1925年、H. Wagner³⁾により創始された後流による誘導速度の計算を応用したGlauert⁴⁾(1929)の振動翼の理論に基づいて路線が敷かれ、翼の運動機構上、実行の難易を度外視して簡便に机上実験が行なえる理論計算が実験に先行したことは首肯できる。しかしながら、振動翼自体は当初、翼のフラッター現象解明が主眼であり、推進力等は関心の対象外であったから、硬質揺動翼すら組織的な実験により理論の検証を行ったものは見当たらないようである。さらに、近年の理論研究に付随して行われた実験も限定された範囲で断片的な結果⁵⁾を出したにとどまるようである。しか

* 機械工学科 ** 大学院学生

も、各地の実験結果を検討したところ、硬質揺動翼さえ信頼できる資料となり得るものが乏しいのが実情である。著者らが過去数年の経験から見て、完全な実験装置の作成は相当に困難であることがわかったが、本問題については基礎実験により、信頼できる結果を求めない限り複雑な運動機構や弾性翼の理論計算を先行させるだけでは研究の前進は望めないものと思われる。実験に代って理論的考察の有力な手掛かりとなり得るものに魚類の生態観察記録があるが、Lighthill⁶⁾の述べたように、判断の資料となり得る観測データがないので、とくに要望される場所である。

著者らは、前回⁷⁾、実験装置の検定も兼ねて、硬質および軟質翼について包括的な予備実験を行った結果の一部を発表している。それによれば、実験に供した翼について、 $U/\omega L$ (L は翼弦長) が最高効率点で約 0.2 というような結果が出て、この値は Lighthill が書いている値より大分、大きいことを指摘した。そこで、もっとも単純な運動機構の硬質翼のデータをまず確認した上で組織的研究をすることが一層、必要視されたので、引続き実験装置の改良を積み重ねてきた。

本論文においては、前回発表当時にはなかった新設装置による実験データも加えて、剛性平板について得た結果につき考察する。

2. 解 析

2.1 推進効率 図 1 に示すような剛性平板翼を O 点まわりに正弦角振動させるとき、トルク曲線も正弦状で、しかも変位角よりある位相角 δ の遅れがあるとす。変位角を

$$\theta = \theta_0 \sin \omega t \quad (1)$$

とすれば、そのとき周囲の流体から平板に加わるトルク(図の場合を正に取る。)は

$$Q = -Q_0 \sin(\omega t - \delta) \quad (2)$$

と書くことができる。一周期のトルク仕事、平均トルクは (1), (2) 式より

$$W_Q = \int Q d\theta = \pi \theta_0 Q_0 \sin \delta \quad (3)$$

$$\bar{Q} = \frac{W_Q}{4\theta_0} = \frac{\pi}{4} Q_0 \sin \delta$$

つぎに、圧力中心の実測データは前回の著者らのデータ以外に見当たらないようであるが、この記録には翼の往路と復路でうず発生の不均衡により圧力中心に喰い違いがあり今後の検討が待たれるとしても、60~65%辺にあってあまり移動がないと考えられる。翼前縁の回転軸 O から圧力中心までの半径を一定値 r_m と置けば、剛性平板翼の場合、 θ が小さければ瞬間推力 S はつぎのように表わすことができる。(前縁は薄いので前縁の吸込効果、および表面摩擦力は無視する。)

$$S = -\frac{Q\theta}{r_m} = -\frac{Q_0\theta_0}{r_m} \sin \omega t \sin(\omega t - \delta) \quad (4)$$

一周期の推力仕事、平均推力は (4) 式より

$$W_s = \int_0^T S U dt = \pi \theta_0 \left(\frac{U}{\omega r_m}\right) Q_0 \cos \delta \quad (5)$$

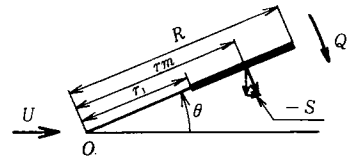


図 1 平板翼

$$\bar{S} = \frac{W_s}{UT} = \left(\frac{\theta_0 Q_0}{2r_m} \right) \cos \delta$$

Froude の推進効率 η は

$$\eta = \frac{W_s}{W_Q} = \left(\frac{U}{\omega r_m} \right) \cot \delta \tag{6}$$

(6) 式は後流うずの影響をも含んだ実際のトルク記録に基づく剛性平板翼の一般式であり、 $\cot \delta$ は $(U/\omega r_m)$ によって変わるので、見かけのように η は $(U/\omega r_m)$ に比例するものではない。後節で述べるように、 $(U/\omega R)$ が増加するほど δ も増大するので $(U/\omega R)$ のある値で η は最大となる。

2.2 仮想慣性モーメント指数 (3), (5) 式中の最大または平均トルクの挙動を調べるために、仮想慣性モーメント指数を導入する。この値と平板の平行往復運動の仮想質量指数⁸⁾を比較することは流れの実態を考察する上で有意義と考えられる。

完全流体中で、回転軸Oのまわりを図2に示すような二次元平板が可変角速度 Ω で回転するとき、平板まわりの循環がないとすれば、そのときの付加質量によるモーメント Q_i は仮想慣性モーメントを I 、仮想質量を M とすれば、次式で与えられる。(付録)

$$Q_i = I \frac{d\Omega}{dt} \tag{7}$$

ここで、 $I = M \left(\frac{r_1 + r_2}{2} \right)^2$, $M = \rho \pi \left(\frac{r_2 - r_1}{2} \right)^2$

いま、(1) 式のように $\theta = \theta_0 \sin \omega t$ とし、 $r_1 = 0$, $r_2 = R$, そのときの理論最大トルクを Q_{i0} と置けば (7) 式は

$$Q_i = - \frac{\rho}{16} \pi \theta_0 \omega^2 R^4 B \sin \omega t \equiv - Q_{i0} \sin \omega t \tag{8}$$

ここで、 B は二次元方向の平板の長さとする。実際には、平行往復運動の場合と同様、位相遅れ δ があり最大トルク Q_0 も Q_{i0} とは異なるので、(2) 式と (8) 式の形式を参考にして仮想慣性モーメント指数 a_Q を次式で定義する。

$$a_Q = \frac{Q_0}{Q_{i0}} \tag{9}$$

2.3 トルクの位相遅れ角 (6) 式などに表われるトルク位相遅れ角は推進特性を結果的には大きく左右するので、流速や振幅角による影響について考える。

図1に示した翼弦長 L ($L = R - r_1$) の部分に働く単位幅当りの揚力はつぎの四つの項により構成される。(θ_0 は小さいと仮定する。)

(i) 揺動角 θ における静止揚力

$$-c_a(\rho/2)U^2L = -k \cdot 2\pi(\rho/2)U^2L\theta_0 \sin \omega t$$

(ii) 同位置での上昇速度 $r_m\theta_0 \omega \cos \omega t$ による揚力

$$-k \cdot 2\pi(\rho/2)U^2L(r_m\theta_0 \omega \cos \omega t / U)$$

(iii) 同位置での翼の加速度による揚力

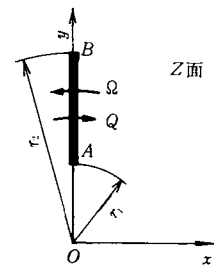


図2 二次元回転翼

$$k' \rho (\pi L^2 / 4) r_m \theta_0 \omega^2 \sin \omega t \quad k' : \text{仮想質量係数}$$

(iv) 後流中の翼直後付近のうずによる揚力

これは上記 (i), (ii), (iii) の項の合計の時間的变化の逆符号のものに比例すると考えられる。この係数を k'' と置けば

$$-k'' \omega (Y \sin \omega t + X \cos \omega t)$$

$$\text{ただし, } X = k' \rho \pi L^2 r_m \theta_0 \omega^2 / 4 - k \rho \pi L \theta_0 U^2, Y = k \rho \pi r_m L \theta_0 \omega U$$

以上の 4 項を合計すれば、つぎの値となる。

$$X' \sin \omega t - Y' \cos \omega t$$

$$\text{ただし, } X' = X - k'' \omega Y, Y' = Y + k'' \omega X$$

よって、位相遅れ角は

$$\tan \delta = \frac{Y'}{X'} = \frac{cK\alpha + k'' \omega (1 - \theta_0 K \alpha^2)}{1 - \theta_0 K \alpha^2 - k'' \omega c K \alpha} \quad (10)$$

ここで、

$$\alpha = \frac{U}{\omega \theta_0 R}, K = \left(\frac{4k}{k'}\right) \left(\frac{R}{cL}\right) \theta_0, c = \frac{r_m}{R}$$

2.4 柔軟な平板翼について 剛性平板翼では δ は通常 45° より大きく、また効率の最大点での $U/\omega R$ は 1 より大分小さい⁷⁾ので、(6) 式からみてとくに手段を講じなければ η が大きくなるということが予想される。

実際の魚尾は弾性翼（厳密に言えば、生体の構成材は塑性材であるが近似的な表現として許されよう。）であり、その場合について η の表現式を考える。

高速魚の魚体の後半部の中心線が θ 傾き、魚尾が θ' 傾くとする。(図 3) ただし、魚体部は単なる腕と見て、尾翼だけの作用を考える。前回⁷⁾の弾性翼の写真撮影から O' まわりのトルク Q' はたわみ角 $(\theta - \theta')$ に比例するから、 O まわりのトルク Q との関係は

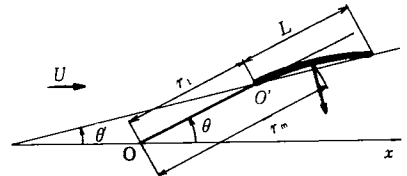


図 3 弾性翼

$$Q' \equiv G(\theta - \theta') = Q \left(1 - \frac{r_1}{r_m}\right) \quad (11)$$

(1), (2), (11) 式より

$$\theta' = \theta_0 \sin \omega t + \frac{Q_0}{G} \left(1 - \frac{r_1}{r_m}\right) \sin(\omega t - \delta) \quad (12)$$

推力 S は (4) 式における θ を θ' に代えたものであるから、 θ と θ' とも小さいとすれば (12) 式を代入して

$$S = \frac{Q_0}{r_m} \left\{ \theta_0 \sin \omega t + \frac{Q_0}{G} \left(1 - \frac{r_1}{r_m}\right) \sin(\omega t - \delta) \right\} \sin(\omega t - \delta) \quad (13)$$

よって、平均推力は r_m をサイクル中、一定と仮定すれば

$$\bar{S} = \frac{Q_0}{2r_m} \left\{ \theta_0 \cos \delta + \frac{Q_0}{G} \left(1 - \frac{r_1}{r_m}\right) \right\} \quad (14)$$

トルク仕事は (3) 式と同じであるから、効率

$$\eta = \left(\frac{U}{\omega r_m}\right) \left\{ \cos \delta + \frac{Q_0}{G \theta_0} \left(1 - \frac{r_1}{r_m}\right) \right\} \quad (15)$$

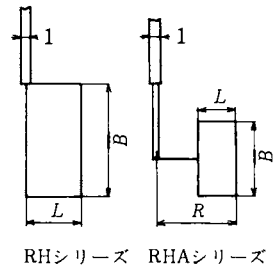
一般に軟式翼では δ は 90° 以上であるので $\cot \delta < 0$, $(Q_0/G\theta_0) \{1-(r_1/r_m)\}$ を大きくすれば δ も大きくなるので兼合いが必要であるが、尾びれ先端が ox 線に近いとき $r_1/L \approx 5$ ならば、 $-\theta' \approx 5\theta$ となるので $(Q_0/G\theta_0) \{1-(r_1/r_m)\} \approx 6$ となり、 $U/\omega r_m$ が小さくとも η は大きくできる可能性はある。

3. 実験装置

前回に用いた装置⁷⁾は瞬間推力、瞬間トルクを積分して効率などを算出した。しかし、瞬間推力曲線から平均推力を求める過程は毎サイクルの変動が少なくないこと等から考えて、誤差が発生しやすいことを認めたので、直接に平均推力を測定する新しい装置を試作した。この詳細は追って発表するが、推力測定時に含まれる軸受等の摩擦力の介入を完全に遮断できるように、装置全体(全重量 150kgf)を浮子にしたものであり、本実験のような変動推力でも $\pm 3\%$ 程度の精度で測定できることがわかった。しかし、実験中には流れの不安定さや翼の取付け誤差などにより、さらに大きな誤差が見込まれた。なお、両方の装置での測定値の比較より、ほぼ一致していることを認めた。供試翼は図 4 に示すような四種類の剛性平板である。また、実験は $0 \leq f \leq 5\text{Hz}$, $0 \leq U < 60\text{cm/s}$ の範囲で行った。

4. 実験結果および考察

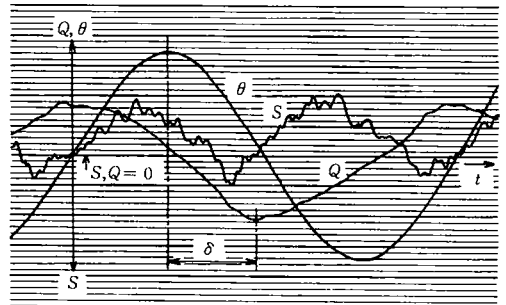
4.1 トルク最大時の位相角 剛性平板が正弦角振動する場合の推力、トルク瞬間値の波形例を図 5 に示す。このように、トルク曲線は変位に対して位相角 δ の遅れ(正しくは、理想流体に対する (8) 式の理論トルクに対する遅れ)が見られる。 δ は流速、角振幅、周波数の影響を受けるが、進行比 $\alpha (=U/\theta_0\omega R)$ に対しては図 6 に示すように θ_0 にのみ依存する。(同図では後述の平行往復平板との対応上、中央点での平板の最大速度を取っているので横軸は 2α としている。) RH3 以外の平板でも同様な実験結果を得た。同図の破線は (10) 式による計算値である。(10) 式では、スリップストリームによる翼部分における一般速度の補正



長さ (cm)

	RH1	RH2	RH3	RHA3
B	5	10	16	10
L	20	10	8	5
R	20	10	8	20
材質	鉄	アクリル	アクリル	鉄

図 4 供試平板形状と寸法



RH2, $U=40\text{cm/s}$, $\theta_0=34^\circ$, $f=2\text{Hz}$

図 5 電磁オシログラフ記録例

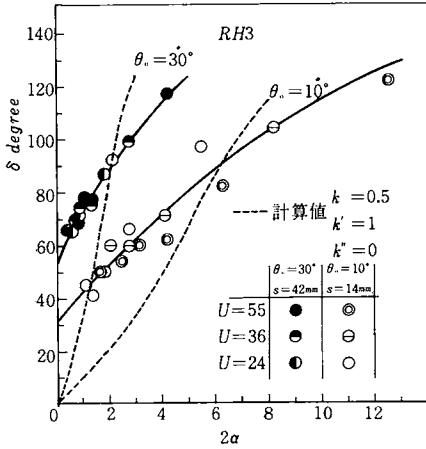


図6 トルク位相遅れ角

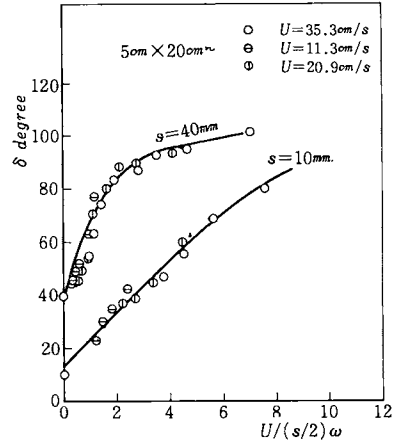


図7 平行往復平板の流体力位相遅れ角

表1 アスペクト比によるδの比較
(U = 0 cm/s, f = 3 Hz)

	RH1	RH2	RH3	RHA3
λ	1/4	1	2	2
θ₀ = 10°	49°	37°	37°	47°
θ₀ = 20°	58°	54°	51°	(54°)
θ₀ = 30°		60°	58°	

と、はく離の影響を無視したが、これらを考慮すれば実験値とかなり一致するものと思われる。δの実測値は平板のアスペクト比が大きく、また振幅角が小さくなれば一般にδは減少するが、流速0の場合についてこの様子を表1に示す。角振動によるトルクと平行往復運動の流体力は同じような特徴を持つと考えられる。図7には、それらのストロークがほぼ等しいRH1でアスペクト比λ=4の平板が流れに垂直に往復する場合の流体力の位相遅れ角とU/(s/2)ωの関係⁹⁾が示されている。図6、図7での対応するストロークsに対して、δはほぼ一致している。

4.2 最大、平均トルクと仮想慣性モーメント指数 推進に関する諸特性を表示するためには図8のような平均推力、トルクを用いるので、(3)式と(4)式に含まれている最大トルク特性を調べる必要がある。(9)式によって最大トルクを無次元化した仮想慣性モーメント指数a_Qはδの場合と同様に、αとθ₀によって表示され(図9)、それと対応する平行往復運動をする平板の仮想質量指数a⁸⁾は図10に示される。ストロークが大きくなると両図の指数の差は大きくなっていく。角振幅が小さ目であるθ₀=10°の場合、a_Qの極小値は2α=2で生じ、s=10mmの並進振動ともども流速と平板の先端の上昇速度Vとの比(U/V)=1が限界点となっている。

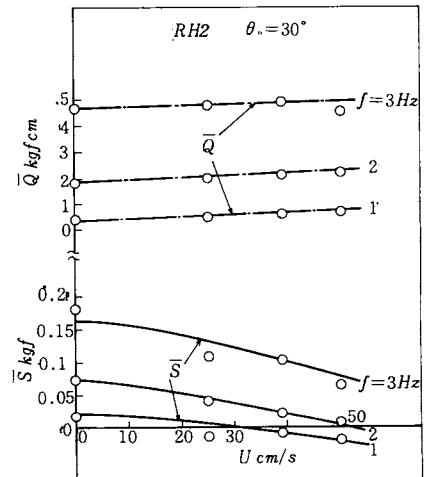


図8 平均推力、トルクと流速との関係

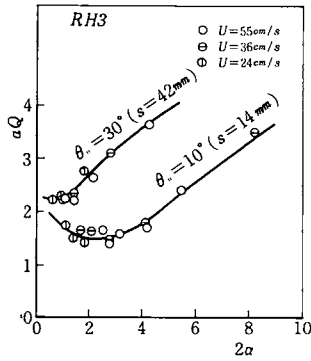


図9 仮想慣性モーメント指数

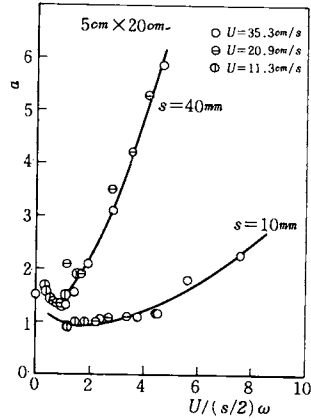


図10 仮想質量指数

これは、最大トルクが

$$Q_0 \propto \rho A r_m (U^2 + V^2) \left(\frac{V}{U} \right) = \rho A r_m V^2 \left(\frac{U}{V} + \frac{V}{U} \right)$$

と考えられるので、 $V = \theta_0 \omega R$ を用いれば、上式より

$$a_Q \propto \theta_0 c \left(\alpha + \frac{1}{\alpha} \right)$$

となり、 a_Q の極小値は $\alpha = 1$ 、かつ θ_0 によって増加することが説明される。最大トルクは上式のように f や θ_0 の多項式で表わされるので、流速が 0 の場合についても単項では表示できないと考えられる。しかし、近似的には、RH3 では $U = 0$ で $Q_0 \propto f^{2.0 \sim 2.3} \theta_0^{1.3 \sim 1.4}$ であった。この関係は静止流体中での平行往復運動の流体力の実験⁹⁾で、最大流体力が $f^2 s^{1.5}$ に比例するという関係に類似している。平均トルクは δ が関係する結果、それらのべき指数も変化し少し大きくなる。図 11 は平均トルク対最大トルク比と進行比との関係を示したものである。ここで実線は (3) 式の $Q/Q_0 = (\pi/4) \sin \delta$ の関係に図 6 における α の対応する δ の値を用いたものであり、これよりトルク波形はほぼ正弦的であることを示している。そこで、(3)、(5) 式からの関係式 $r_m/R = (2\theta_0/\pi) (\bar{Q}/\bar{S}R) \cot \delta$ に \bar{Q} 、 \bar{S} 、 δ の実測値を用いて圧力中心半径を求めると図 12 のようになる。この場合かなりのばらつきが見られるが、ほぼ一定の値 $r_m/R \approx 0.6$ になった。

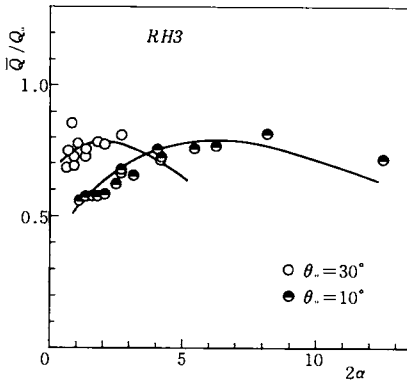


図11 平均トルク対最大トルク比

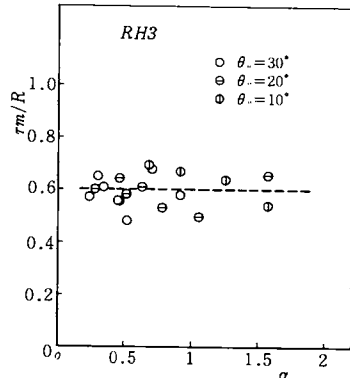


図12 圧力中心半径

4.3 推力係数, トルク係数, 効率 平均推力, 平均トルクを次式によって無次元化したときの曲線例を図 13 に示す。

$$c_s = \frac{\bar{S}}{(\rho/2)(\theta_0 \omega R)^2 A}, \quad c_Q = \frac{\bar{Q}}{(\rho/2)(\theta_0 \omega R)^2 AR}, \quad \therefore \eta = \frac{\pi}{2} \left(\frac{U}{\theta_0 \omega R} \right) \left(\frac{c_s}{c_Q} \right) \quad (16)$$

一般に, θ_0 が減少すれば c_s, c_Q とも増加している。 c_Q の α に対する挙動は定義より $c_Q \propto (a_Q/\theta_0) \sin \delta$ より, a_Q と同様な傾向を示すことになる。図 14 は $\theta_0 = 30^\circ$ における c_s, c_Q, η との α との関係である。 θ_0 を小さくすると, η の最大値とその点での進行比が増加することを図 15 は示している。この傾向は他の平板でも同様であり, 表 2 に最大効率時の諸特性係数を示す。最高効率点での $U/\omega R$ は本実験ではほぼ 0.2 である。ここで R は揺動軸から翼の末端までの距離であり, 魚類問題を論ずる人たちは体長を用いるのが一般である。また, 著者らが当面の対象としている高速魚類型泳法においては魚体の前半部はほとんど動かず, 後半部は魚尾に対する腕の役目をして揺動するので, 力学的には R の代わりに圧力中心までの r_m を取る方が合理的と考えられるが, R と r_m は大差はないので, $U/\omega R$ に換算して, 実際の魚類について摘録する。

1) T. Lang, K. Norris¹⁰⁾ がとくに訓練したイルカを海面で泳がせて実測した結果によれば, 尾びれのビート回数 2.5/s, 体長 $l=1.91\text{m}$, 速度 $29.1\text{km/hr}=8.09\text{m/s}$, これより $U/\omega l=0.271$ 揺動腕長 $R=(1/2)l$ として, $U/\omega R=0.542$

2) 著者らが近畿大学水産研大島分場で撮った 8 ミリフィルムによれば, マグロ $l=0.6\text{m}$, $U=1.5\text{m/s}$, ビート回数 2/s, これより $U/\omega l=0.200$, $U/\omega R=0.400$

3) J. Lighthill が Bainbridge の結果を引用して, $\omega l/U$ は 10 の桁, すなわち $U/\omega l=0.1$ 上記 3 例中, 3) は値は 1), 2) と比べるととき格段に小さいが, かりに $l=2R$ とすれば本研究の結果には近いことになる。

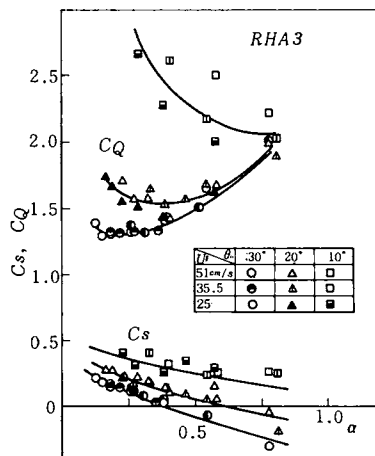


図13 推力係数とトルク係数

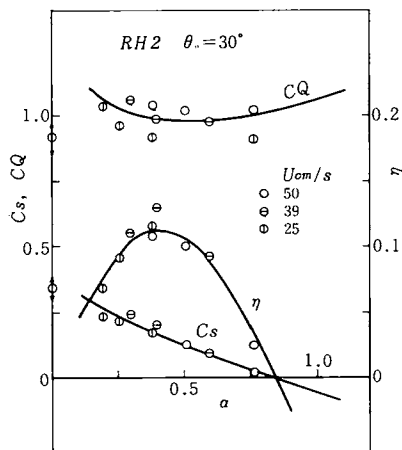


図14 推進特性曲線

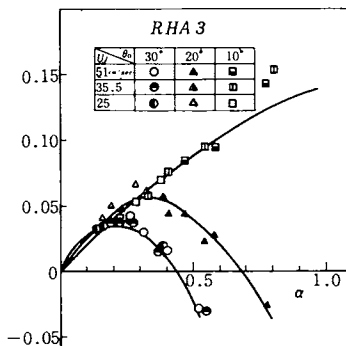


図15 推進効率

表2 最大効率時の $U/\omega R$

※ 同氏の算式(文献2)より計算。

	λ	θ_0	$\frac{U}{\theta_0 \omega R}$	$\frac{U}{\omega R}$	C_s	C_Q	$\frac{C_s}{C_Q}$	η	Lighthill η^*
RH1	1/4	30°	0.40	0.21	0.074	0.62	0.12	0.075	0.478
		20°	(0.63)	0.22	0.097	0.69	0.14	0.14	0.476
RH2	1	30°	0.41	0.22	0.17	1.0	0.17	0.11	0.477
		20°	(0.57)	0.20	0.19	1.2	0.16	0.14	0.480
		10°	(1.2)	0.21	0.14	(1.5)	0.093	0.17	0.478
RH3	2	30°	0.50	0.26	0.19	1.2	0.16	0.12	0.466
		20°	(0.65)	0.23	0.24	1.3	0.18	0.19	0.474
RHA3	2	30°	0.20	0.11	0.16	1.3	0.12	0.039	0.494
		20°	0.32	0.11	0.18	1.6	0.11	0.057	0.494
		10°	(1.1)	0.19	(0.20)	(2.4)	0.083	(0.14)	0.482

さて、 $U/\omega R$ が持つ意味について (16) 式を参照する。この式は魚尾が硬質、軟質にかかわらず一般に成立するから、効率の構成因子がこれより明瞭に示される。上記1) の例にはなおトルク、推力に関するデータも示されている。すなわち $U=8.3\text{m/s}$ のとき $U/\omega R=0.556$, $c_s/c_Q=0.314/0.923$, $\pi/2 \theta_0=4.5$, ゆえに $\eta=0.556 \times (0.314/0.923 \times 4.5)=0.85$

本実験の表2の値と上記のイルカの値とを比較すれば、平板の η が低い理由は $U/\omega R$ も前回、有効度と呼んだ c_s/c_Q 値も低すぎることに由来する。Lighthill が唱える値 ($R=l/2$ として) や平板の同様な値では到底効率をよくできないことになる。

5. 結 論

(1) 正弦角振動する平板のトルク波形の位相遅れ角 δ を用いて、剛性平板翼について簡単な効率式を導き、それらより柔軟な翼の場合も含めて考察を加えた。

(2) トルク位相遅れ角は進行比と振幅角との関数であり、進行比および振幅角の増加につれ増大する。 $U=0$ のとき、アスペクト比が増加すると δ は減少する。 $U \neq 0$ のときは不確定である。また、以上のことを定性的に示す理論式を導いた。

(3) 仮想慣性モーメント指数は進行比、振幅角の関数であり、進行比に対するそれらの挙動を簡単な計算によって説明した。

(4) トルク位相遅れ角、仮想慣性モーメント指数ともストロークが同じ平行往復運動時の流体の位相遅れ角、仮想質量指数とほぼ一致する。

(5) 剛性平板の最高効率点における $U/\omega R$ は、前回⁷⁾と同様約0.2であることを確認した。

(6) 最高効率時の $U/\omega R$ の値を実際の生物の場合について検討した結果では0.5前後であり、これの違いが効率に大きく支配することを示した。

最後に、本実験に協力した本学部生、川口清司・大野譲・篠原昭憲君と本学技官、西田正人氏に感謝する。

参 考 文 献

- 1) Siekmann, J., Ing. Arch., 31(1962), 214
- 2) Lighthill, M.J., Jl. Fl. Mech., 9-2 (1960), 305

- 3) Wagner, H., Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech., 5 (1925), 17
 4) Glauert, H., Techn. Rep. Aeron. Res. Committee (Teddington), R. & M. No. 1215, 1242 (1929)
 5) Kelly, H.R., et al, Jl. Fl. Mech., 19—1 (1964), 30
 6) Lighthill, M.J., Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 1 (1964) 413, Annual Reviews Inc.
 7) 岸岡, 上野, 機械学会創立 80 周年記念北陸信越支部学術講演会講演論文集, (昭 52—10) 115
 8) 後藤, 隅田, 金沢大学工学部機械工学科卒業論文 (1978—3)
 9) 上野, 岸岡, 機械学会論文集, 44—386, (1978—10), 3478
 10) Lang, T.G., Norris, K.S., Science, Vol. 151 (1966—2), 588

使用記号

A	平板面積	r_m	圧力中心半径
a	仮想質量指数	r_1, r_2	半径
a_Q	仮想慣性モーメント指数	S	推力
B	翼幅	\bar{S}	平均推力
c	圧力中心係数 = r_m/R	s	ストローク
c_s	推力係数	T	周期
c_Q	トルク係数	t	時間
f	周波数	U	流速
G	剛性係数	W_Q	一周期のトルク仕事
I	仮想慣性モーメント	W_s	一周期の推力仕事
k	翼の有限幅による効率	α	進行比 = $U/b\omega R$
k'	仮想質量係数	δ	位相遅れ角
k''	後流の影響を表わす係数	η	推進効率
L	翼弦長	λ	アスペクト比
l	魚の全長	β, β_0	変位角, 振幅角
M	仮想質量	ρ	流体密度
Q, Q_i	トルク, 理論トルク	Ω	角速度
Q_0, Q_{i0}	最大トルク, 理論最大トルク	ω	円振動数
\bar{Q}	平均トルク		
R	平板の最外端半径		

付録 二次元回転翼の仮想質量

図2の複素 Z 面上で虚軸上に平板があるときの瞬間の複素速度関数は複素ポテンシャル関数を W とするとき、つぎのように書ける。

$$\frac{dW}{dz} = \Omega iz \left(1 - \frac{z - (r_1 + r_2)i/2}{\sqrt{(z - r_1 i)(z - r_2 i)}} \right)$$

これから、 W の実部すなわち速度ポテンシャル ϕ は

$$\begin{aligned} \phi &= \mp \Omega y \left(\frac{r_2 - r_1}{2} \right) \sqrt{1 - \left(y - \frac{r_1 + r_2}{2} \right)^2 / \left(\frac{r_2 - r_1}{2} \right)^2} \\ &\pm \Omega \left(\frac{r_2 - r_1}{2} \right) \int \sqrt{1 - \left(y - \frac{r_1 + r_2}{2} \right)^2 / \left(\frac{r_2 - r_1}{2} \right)^2} dy \end{aligned}$$

\pm は板 AB の左面が $-$ 、 \pm は $+$ を取るものとする。この ϕ を用いて、板 AB に加わる流体力 F を求めるには $F = 2\rho \int_{r_1}^{r_2} \dot{\phi} dy$ 、 $Q_i = 2\rho \int_{r_1}^{r_2} \dot{\phi} y dy$ を用いて

$$F = \rho \pi \left(\frac{r_2 - r_1}{2} \right)^2 \dot{\Omega} \left(\frac{r_1 + r_2}{2} \right), \quad Q_i = \rho \pi \left(\frac{r_2 - r_1}{2} \right)^2 \dot{\Omega} \left(\frac{r_1 + r_2}{2} \right)^2$$

となるので、仮想質量は $\rho \pi \left\{ (r_2 - r_1)/2 \right\}^2$ でそれが平均半径 $(r_1 + r_2)/2$ にあることになる。

(昭和53年11月14日受理)