ホバリング飛行における3次元羽ばたき翼の非定常空気力の測定*

(第2報, 台形波型と正弦波型羽ばたき運動の比較)

永井 弘人^{*1}, 伊藤 匠^{*2}, 三浦 慶太^{*3}
早瀬 敏幸^{*4}, 磯貝 紘二^{*5}

Measurement of Unsteady Aerodynamic Forces of 3D Flapping Wing in Hovering Flight (2nd Report, Comparison Between Trapezoidal and Sinusoidal Flapping Motions)

Hiroto NAGAI^{*6}, Takumi ITO, Keita MIURA,
Toshiyuki HAYASE and Koji ISOGAI

^{*6} Micro Flying Robot Laboratory, Nippon Bunri University,
1727 Ichigi, Oita-shi, Oita, 870-0397 Japan

An experimental study of the aerodynamic characteristics of 3-dimensional flapping wing in hovering flight is conducted. Lift and power are measured in water on a scaled flapping wing of bumblebee. Two types of flapping motion are employed. One is a trapezoidal type of flapping motion which consists of translational, reversal and rotational phases; the other is a sinusoidal type of flapping motion, in which a wing is rotating continuously. The results show that the trapezoidal type has higher efficiency than the sinusoidal type. The shorter rotational phase enhances a fluid force normal to the wing surface. However, the rotational phase during the flapping translational phase contributes the increase of power rather than that of lift. This is because the enhanced fluid force vector due to the rotational phase is directed to the stroke plane, which requires more flapping power. In order to attain higher efficiency in hovering flight, the rotational phase should be done during the reversal phase rather than the flapping translational phase.

Key Words: Bio-Fluid Mechanics, Vortex, Three-Dimensional Flow, Unsteady Flow, Insect Flight, Flapping Motion

1. 結 言

昆虫の羽ばたき運動は, 体軸周りの回転運動であるフラッピング運動と, 翼のスパン軸周りの回転運動であるフェザリング運動との組み合わせから成る。Ellington ら⁽¹⁾⁽²⁾は様々な種類の昆虫についてその羽ばたき運動を撮影し, フラッピング運動およびフェザリング運動の時間波形を測定した。Azuma ら⁽³⁾はトンボの羽ばたき運動を観測し, それを4次のフーリエ級数で表現した。この結果を見ると, 特にフェザリング運動において高次の波形が含まれていることが分かる。実際の昆虫の時間波形は文献に示されるように非常に複雑な運動であるが, それらを単純な関数を用いて表現する試みが成されてきた。Dickinson ら⁽⁴⁾は, これらの運動を並進運動フェーズと回転運動フェーズに

分解し, それらが空力特性に与える影響を, Delayed stall, rotational circulation, wake capture として説明した。Sun ら⁽⁵⁾⁽⁶⁾はそれらの効果を数値計算を用いて考察した。Isogai ら⁽⁷⁾は, トンボの羽ばたき運動を単純な正弦波で表して数値計算を行い, 水中で行ったモデル実験の結果とよく一致した結果を得た。Micro Air Vehicle の開発を考えた場合, 実際の昆虫の複雑な羽ばたき運動を再現することは困難であり, より単純で効率の良い羽ばたき運動を見つけることが望まれる。

本論文では, 羽ばたき運動によるホバリング飛行を水中モデル実験によって模擬して非定常流体力を測定し, 正弦波で表現された正弦波型羽ばたき運動と, 台形波で表現された台形波型羽ばたき運動とを用いて, それらが空力特性に及ぼす影響を調べた。台形波型羽ばたき運動では, 一定速度, 一定迎角で動く並進フェーズと, 加減速や回転運動を行う切返しフェーズや回転フェーズに分けることができる。一方, 正弦波型羽ばたき運動では, 常に加減速運動を行い, 迎角を変化させるという特徴がある。Clap and Fling⁽⁸⁾などの左右の翼の干渉効果を除けば, 昆虫の羽ばたき運動における

* 原稿受付 2007年7月11日。

^{*1} 正員, 日本文理大学マイクロ流体技術研究所 (〒870-0397 大分市一木1727)。

^{*2} 住友重機械工業(株) (〒237-8555 横須賀市夏島町19)。

^{*3} 大阪大学大学院工学研究科 (〒565-0871 吹田市山田丘2-1)。

^{*4} 正員, フェロー, 東北大学流体科学研究所 (〒980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1)。

^{*5} 日本文理大学マイクロ流体技術研究所。

E-mail: nagai@nbu.ac.jp

基本的な非定常効果は、およそこれら2種類の羽ばたき運動で表すことができると考えられる。

おもな記号

b :	代表断面でのセミコード長
C_L, C_P :	揚力係数, パワー係数
$\bar{C}_L, \bar{C}_P$:	1周期時間平均した揚力係数, パワー係数
f :	羽ばたき振動数
F_n :	翼面に垂直に働く流体力
k :	無次元振動数 ($= 2\pi fb/V_0$)
Re :	レイノルズ数 ($= V_0 b/\nu$)
l :	セミスパン長
l_r :	代表スパン位置
L :	揚力
P :	パワー
Q :	フラッピング軸まわりに働くトルク
S :	翼面積
t :	時間
T :	羽ばたき周期
V_0 :	代表速度 ($= 2\pi f\phi_0 l_r$)
θ, θ_0 :	フェザリング角, 角振幅
ν :	動粘性係数
ρ :	流体密度
τ_a :	回転加速時間 (無次元)
τ_f :	回転のタイミング (無次元)
τ_r :	加減速時間 (無次元)
τ_r :	回転時間 (無次元)
ϕ, ϕ_0 :	フラッピング角, 角振幅
添え字	
$*$:	無次元

2. 実験装置および方法

2.1 羽ばたき運動モデル 図1に3次元羽ばたき運動で用いる座標系を示す。フラッピング回転軸を y 軸とし、羽ばたき運動におけるストローク面を x - z 平面とする。 z 軸はフラッピング運動における中立位置を通り、 x 軸は昆虫の腹側から背中側に向かう方向を正とする。 r 軸は翼のフェザリング回転軸に固定され、翼と共に運動する。フラッピング角 ϕ は r 軸と z 軸のなす角とし、 r 軸周りの回転角であるフェザリング角 θ は翼のコード方向と y 軸のなす角とする。ストローク面を水平にしてホバリング飛行を行っているとすると、このとき発生する流体力は、 y 軸方向成分が自重を支える揚力 L となり、 x 軸方向成分が抗力 D となる。

台形波型羽ばたき運動では、フラッピング運動は、

Fig. 1 3D-coordinate system

一定速度で移動する並進フェーズと加減速運動を行う切返しフェーズとに分けられる。フェザリング運動は、一定の迎角で移動する並進フェーズと回転運動を行う回転フェーズに分けられる。図2A, Bに、フラッピング運動とフェザリング運動のそれぞれの角度と角速度の時間波形を示す。ここで、添え字*は無次元を表し、羽ばたき周期 T 、フラッピング角振幅 ϕ_0 、フェザリング角振幅 θ_0 を用いて、 $t^* = t/T$ 、 $\phi^* = \phi/\phi_0$ 、 $\phi^* = \dot{\phi}T/\phi_0$ 、 $\theta^* = \theta/\theta_0$ 、 $\theta^* = \dot{\theta}T/\theta_0$ で無次元化されている。フラッピング運動では無次元時間 τ_r の間に加減速運動を行い、次のストロークへと向かう。フェザリング運動では無次元時間 τ_a の間に加減速運動を行い、無次元時間 τ_r の間に回転運動を完了して、次のストロークの迎角となる。本実験では $\tau_r = 0.2$ に固定し、 $\tau_a = \tau_r/4$ として、 τ_r を 0.2, 0.3, 0.4 の3種類について実験を行った。図2に示されるように、フラッピング運動の切返し ($t^* = 0.0$ or 0.5) に対して、フェザリング回転運動が対称に行われる場合を *symmetrical motion* と呼ぶ。 *symmetrical motion* からの位相のずれを無次元時間 τ_f で表すと、 $\tau_f < 0$ のときは *symmetrical motion* よりも早いタイミングで回転運動を行い、この運動を *advanced motion* と呼ぶ。 $\tau_f > 0$ のときは *symmetrical motion* よりも遅いタイミングで回転運動を行い、この運動を *delayed motion* と呼ぶ。本研究では位相差 $\tau_f = -0.1, -0.05, 0.0, 0.05, 0.1$ の5種類について実験を行った。

正弦波型羽ばたき運動はフラッピング運動、フェザリング運動と共に正弦波で表される。ただし、実験で使ったモータの制限上、速度波形を台形波で近似した。最適化計算の結果、加減速時間 τ_r を 0.33 にしたとき、その角度波形は正弦波に最も近づく。図3A, Bに、フラッピング運動とフェザリング運動のそれぞれの角度と角速度の時間波形を示す。本研究では、フ

Fig. 2 Trapezoidal flapping motion ($\tau_r = 0.3$, $\tau_f = 0.0$) (A) Flapping, (B) Feathering motion

Fig. 3 Sinusoidal flapping motion (A) Flapping, (B) Feathering motion

ラッピング運動に対するフェザリング運動の位相差は $\pi/2$ 進んでいるとし、これは台形波型羽ばたき運動の symmetrical motion に対応する。

実験で使用する翼は、実際にマルハナバチ (*Bombus terrestris*) の翼平面形状を測定し、そのサイズを約8倍に拡大した平板剛体翼を用いる。図4に実験で使った翼の平面形状を示す。スパン長 l は 100 mm、翼面積 S は 3055 mm² である。2/3 スパン位置でのセミコード長 b を翼の代表長さとする、 $b = 15.75$ mm となる。装置の都合上、翼根はフラッピング軸から 24 mm 離れた位置に置かれる。したがって、翼の代表コード長

Fig. 4 Planform of the model wing

位置とフラッピング軸までの距離 l_r は 90.7 mm となる。翼は板厚 1 mm、幅 5 mm のアルミフレームの中にアクリル板をはめ込んだ構造をしており、実験中の最大荷重時においても翼先端変位は 1 mm 程度と微小であり、剛体翼と見なせる。

スケールが異なる翼を水中で羽ばたかせることで、空中を飛翔する昆虫の羽ばたき飛行を模擬するためには、レイノルズ数 Re と無次元振動数 k の2つの無次元パラメータを一致させなければならない。本実験では次のように代表速度 V_0 を定義する。

$$V_0 = 2\pi f \phi_0 l_r \quad (1)$$

ここで、 f は羽ばたき振動数である。このときレイノルズ数 Re 、無次元振動数 k は次のように定義される。

$$Re = \frac{V_0 b}{\nu} = \frac{2\pi f \phi_0 l_r b}{\nu} \quad (2)$$

$$k = \frac{2\pi f b}{V_0} = \frac{b}{\phi_0 l_r} \quad (3)$$

ただし、 ν は流体の動粘性係数である。本実験ではマルハナバチの羽ばたき運動⁽²⁾を参考にして、フラッピング振幅 ϕ_0 を 60° として無次元振動数 k を 0.166 に固定した。レイノルズ数は、羽ばたき振動数 f と流体の動粘性係数 ν を変えることで、約 1000 から 4500 の範囲で測定を行った。

2.2 流体力の測定 翼に働く荷重を測定するために、翼根に取り付けられたシャフトに働く曲げモーメントをひずみゲージを用いて測定する。羽ばたき運動において翼のスパン方向に働く流体力の分布は一樣ではなく、その分布を知ることは困難であるが、翼根のシャフトに働く2点間の曲げモーメントの差をとることで、翼全体に働く合力を測定することができる⁽¹¹⁾。本実験では翼面に垂直な成分の流体力だけを測定し、フェザリング角振幅はすべての実験で $\theta_0 = 45^\circ$ とした⁽¹¹⁾。

翼面に垂直な流体力 F_n をその瞬間のフェザリング角 θ を用いて成分分解すると、鉛直成分である揚力 L

は次のように表される。

$$L(t) = F_h(t) \sin \theta \quad (4)$$

羽ばたき運動に必要なパワーは、フラッピング運動に必要なパワーとフェザリング運動に必要なパワーの和であるが、フェザリング運動の必要パワーはフラッピング運動のパワーに比べて小さく、ここでは無視する⁽⁶⁾。羽ばたき運動に必要なパワーは、

$$P(t) = Q(t)\dot{\phi}(t) \quad (5)$$

と表される。ここで Q はフラッピング軸まわりに働くトルクであり、翼根のシャフトに働く2点の曲げモーメントから内挿することで得られる。得られた力およびパワーは次のように無次元化され、流体力係数 C_F 、揚力係数 C_L 、パワー係数 C_P として表される。

$$C_F(t) = F_h(t) / (0.5\rho V_0^2 S) \quad (6)$$

$$C_L(t) = L(t) / (0.5\rho V_0^2 S) \quad (7)$$

$$C_P(t) = P(t) / (0.5\rho V_0^3 S) \quad (8)$$

羽ばたき翼の性能は、羽ばたき1周期の平均揚力係数 $\bar{C}_L$ と平均パワー係数 $\bar{C}_P$ を用いて評価される。羽ばたき翼の効率⁽¹⁾は、上記の無次元係数の比 $\bar{C}_L/\bar{C}_P$ を用いて評価される。

2.3 実験装置 前報⁽¹¹⁾で用いた実験装置を使って実験を行った。フラッピング運動、フェザリング運動はそれぞれステッピングモータによって与えられる。予め、要求する羽ばたき運動を行っているかをカメラ撮影によって確認した(角度誤差0.08%以下、周期誤差0.2%以下)。コントローラによって2つのモータはそれぞれのドライバを通して同時に制御される。ひずみゲージからの電圧信号は増幅器を通して、デジタルレコーダに記録される。また、モータコントローラからは、測定信号と羽ばたき運動とを同期させるための信号が出力され、デジタルレコーダに記録される。

1.2 m × 1.0 m × 0.6 m サイズの水槽を使用し、実験モデルのフラッピング軸まで液体中に浸されるように水深は0.38 mとした。流体として、水と砂糖水(15%濃度サッカロース水溶液)の2種類を使用した。それぞれの流体の動粘性係数は、予め粘度計を用いて測定し、流体温度と動粘性係数 ν との関係式を得ておく。実験毎に測定された流体温度から、その関係式を用いて動粘性係数を見積もった。水を用いた場合、水温20°Cで $\nu = 0.994 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ となり、15°Cから25°Cの範囲で実験を行った。砂糖水を用いた場合、温度20°Cで $\nu = 1.53 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ となり、12°Cから18°Cの範囲で実験を行った。流体密度は温度によらず一定とし、

水の場合 $\rho = 994.9 \text{ kg/m}^3$ 、砂糖水の場合 $\rho = 1063.3 \text{ kg/m}^3$ とした。

測定によって得られた荷重には流体力の他に重力と慣性力が含まれており、流体力を得るためにはそれらを差し引かなければならない。重力は、 $f = 0.01 \text{ Hz}$ と非常に低振動数で羽ばたかせることで流体力の影響を微小にし、そのときに翼に働く荷重を準静的な重力として測定した。慣性力は、空気中で羽ばたかせることで流体力の影響を微小にして測定した。実験では流体が完全に静止するのを待って15サイクル羽ばたかせ、後半の7サイクル目から14サイクル目までで平均を取った。以上の作業で各パラメータ毎に6回以上の実験を行った。

3. 実験結果および考察

3.1 位相差の影響 台形波型羽ばたき運動について、回転時間 τ_r を0.3に固定し、位相差 τ_f を $-0.1, -0.05, 0.0, 0.05, 0.1$ の5種類に変化させて、レイノルズ数約1000から4500の範囲で測定を行った。そのときの平均揚力係数、平均パワー係数および効率を図5に示す。図5A-Cから分かるように、流体として水を使用した場合と砂糖水を使用した場合とを比較すると、同じレイノルズ数では値はよく一致しており、測定結果は妥当であると言える。前報⁽¹¹⁾の結果と同様に、平均揚力係数、平均パワー係数、効率ともにレイノルズ数の変化に対して、大きな変化は見られなかった。以下では、測定したレイノルズ数範囲での平均値を用いて議論する。

平均揚力係数 $\bar{C}_L$ (図5A)について、advanced motionではsymmetrical motion($\tau_f = 0.0$)よりも増加し、 $\tau_f = -0.05$ では11%の増加、 $\tau_f = -0.10$ では8%の増加となった。Delayed motionでは、symmetrical motionよりも減少し、 $\tau_f = 0.05$ では23%の減少、 $\tau_f = 0.10$ では48%の減少となった。平均パワー係数 $\bar{C}_P$ (図5B)について、symmetrical motionと比べて、advanced motionでは位相差が大きくなるほど増加し、 $\tau_f = -0.05$ では19%の増加、 $\tau_f = -0.10$ では40%の増加を示した。Delayed motionでは、symmetrical motionと比べてわずかに減少し、 $\tau_f = 0.05$ では5%の減少、 $\tau_f = 0.10$ では3%の減少を示した。効率 $\bar{C}_L/\bar{C}_P$ (図5C)について、symmetrical motionの場合に最も良い効率を示し、位相差が大きくなるほど効率は減少する傾向を示した。 $\tau_f = -0.05$ では6%の減少、 $\tau_f = 0.05$ では18%の減少、 $\tau_f = -0.10$ では23%の減少、 $\tau_f = 0.10$ では46%の減少を示した。

実験結果より symmetrical motion が最も良い効率を

Fig. 5 Aerodynamic characteristics vs Re for $\tau_r = 0.3$

示しており、定常飛行は効率を重視した symmetrical motion で行われていると考えられる。実際に多くの昆虫の観察結果^{(1)~(3)}では、symmetrical motion に対応した動かし方、すなわち最大フラッピング速度の位置で最大フェザリング角をとり、最大フラッピング角の位置でフェザリング角が0になるような動かし方が見られる。また、Dickinson によればショウジョウバエは、位相差 τ_f を変えることで飛行制御を行っていると言われており⁽⁴⁾、左右の翼の位相差を symmetrical motion から変化させるとローリングトルクが発生し、旋回飛行を行うことができることが実験結果より分かる。

位相差の変化に対する空力特性の変化を、時間波形から考察する。図6, 7のA-Cに、 $\tau_f = -0.10$ と $\tau_f = 0.10$ の場合の流体力係数 C_F 、揚力係数 C_L 、パワー係数 C_P の時間波形を例としてそれぞれ示す。 C_F は翼面に垂直に働く流体力の無次元係数であり、正のときに翼の背面方向、負のときに翼の腹面方向に力が働いているとする。どの波形も、 C_F の場合には正負が逆転しているものの、打下ろし時と打上げ時で同じ波形になっている。図6D, 7Dに、打下ろし時 ($t^* = 0.0 - 0.5$) の代表翼断面の動きと、翼面に働く流体力ベクトルを、 $t^* = 0.032$ 毎に重ね合わせて示す。

$\tau_f = -0.10$ の C_F の波形 (図6A) について、一定速度、一定迎角で並進運動する区間 ($t^* = 0.1 - 0.25$ or $0.6 - 0.75$) では、ほとんど C_F の大きさに変化はない。回転フェーズ ($t^* = 0.25 - 0.55$) が始まると、rotational circulation 効果によって $|C_F| = 1.78$ まで急激に増加する。フラッピング減速区間 ($t^* = 0.4 - 0.5$) に入ると C_F は減少し、 $t^* = 0.45$ 付近で正負が逆転する。フラッピング速度が0となる切返し ($t^* = 0.5$) では負の流体力が発生しており、フラッピング加速区間 ($t^* = 0.5 - 0.6$) に入ると負の方向に増加率を高めて、加速終了前 ($t^* = 0.58$) にピーク値 ($|C_F| = 1.30$) に達し、その後減少して再び並進運動に至る。

C_L は式(4)に示されるように C_F の鉛直方向成分であり、フェザリング角に関係する。 C_L の波形 (図6B) では、切返しの直前 ($t^* = 0.4 - 0.45$) で負の揚力が発生している。図6Dで示されるように、 $t^* = 0.4 - 0.5$ の区間ではフラッピング速度に対する相対迎角が負になり、そのため発生する流体力が下向きになっていると考えられる。しかし、 $t^* = 0.45 - 0.5$ の区間では相対迎角が負であるにも係わらず正の揚力が発生しており、特に $t^* = 0.5$ ではフラッピング速度が0にも係わらず、正の揚力が発生している。これは、前のストロークによって誘起された流れによる wake capture 効果が原因であると考えられる⁽⁴⁾⁽⁹⁾。 C_F の波形とは異なり、回

Fig. 6 Time history of C_F , C_L and C_P , and force vectors in down-stroke for $\tau_f = -0.10$

転運動によって発生するストローク後半 ($t^* = 0.3$) のピーク ($C_L = 0.97$) は、加速運動によって発生するストローク前半 ($t^* = 0.08$) のピーク ($C_L = 0.88$) と同じ程度の値を示している。一方、 C_P の波形 (図 6C) は、回転運動によって発生するピーク ($t^* = 0.35$) がストローク前半のピーク ($C_L = 0.88$) に比べて非常に大きい。図 6D から分かるように、回転フェーズでは大きな流体力が発生するにも関わらず、そのベクトルが水平方向を向くために、揚力としては有効に利用されず抵抗として働き、非常に大きなパワーを必要とすると考えられる。

$\tau_f = 0.10$ での C_F の波形 (図 7A) では、一定速度、一定迎角で並進運動する区間 ($t^* = 0.25 - 0.4$ or $0.75 - 0.9$) では、ほとんど一定の値 ($|C_F| = 1.0$) となっており、図 6A に示される $\tau_f = -0.10$ の並進運動区間での値 ($|C_F| = 0.9$) とほとんど同じ程度である。このことから並進運動区間では、位相差 τ_f に関係なく翼周りの流れはほとんど同じであり、前縁渦による delayed

Fig. 7 Time history of C_F , C_L and C_P , and force vectors in down-stroke for $\tau_f = 0.10$

stall 効果が支配的であると考えられる。フラッピング減速区間 ($t^* = 0.4 - 0.5$) に入ると減少し始めるが、回転フェーズ ($t^* = 0.45 - 0.75$) が始まると減少が止まり、加速区間 ($t^* = 0.5 - 0.6$) に入ると、加速の効果と回転の効果の影響で急激に流体力が増加し、最大のピーク値 ($|C_F| = 1.45$) に達する。加速運動が終了すると急激に流体力が減少し、並進区間での $|C_F|$ よりも小さな値になっている。 C_L の波形 (図 7B) は、切返し直後 ($t^* = 0.5 - 0.6$) で大きな負の揚力が発生しており、また C_P の波形 (図 7C) では、その領域で非常に大きなパワーを必要としている。これは図 7D から分かるように、その領域では最も大きな流体力が発生しているが、フラッピング速度に対する相対迎角が負であり、流体力ベクトルが下向きまたは水平方向になっていることが原因であると考えられる。

3.2 回転時間の影響 台形波型羽ばたき運動について、回転時間 τ_r を 0.4, 0.3, 0.2 の 3 種類に変えたときの空力特性と位相差 τ_f の関係を図 8 に示す。ただ

Fig. 8 Aerodynamic characteristics vs rotational phase difference τ_f Fig. 9 Time history of C_F in down-stroke for $\tau_f = -0.10$

し、それぞれの空力特性の値は $Re = 1000 - 4500$ で平均したものを用いた。3種類の回転時間について、位相差 τ_f の変化に対する空力特性の変化は、どれも同じような傾向を示し、 $\bar{C}_L$ が最も大きいのは $\tau_f = -0.05$ 、 $\bar{C}_P$ が最も大きいのは $\tau_f = -0.10$ 、 $\bar{C}_L/\bar{C}_P$ が最も大きいのは $\tau_f = 0.0$ の場合であった。回転時間 τ_r による差を比較すると、平均揚力係数 $\bar{C}_L$ は、 $\tau_f = 0.10$ 以外では回転時間が短くなるほど大きな値を示し、 $\tau_f = 0.10$ では回転時間によらずほとんど同じ値であった。平均パワー係数 $\bar{C}_P$ は、どの位相差においても回転時間が短くなるほど値は小さくなった。その結果、効率 $\bar{C}_L/\bar{C}_P$ は回転時間が短くなるほど大きくなった。

図9に、 $\tau_f = -0.10$ の場合の打下ろし時の C_F の時間波形を、回転時間 $\tau_r = 0.4, 0.2$ についてそれぞれ示す。 $\tau_r = 0.4$ の回転フェーズは $t^* = 0.2 - 0.6$ の区間であり、 $\tau_r = 0.2$ のそれは $t^* = 0.3 - 0.5$ の区間である。区間 $t^* = 0.1 - 0.2$ では、両者は同じ一定速度、一定迎角で動く。この区間では、 C_F はほとんど同じ値 ($C_F = 0.85 - 0.90$) を示していることから、翼周りの流

れもほとんど同じであると考えられる。回転フェーズが始まると、どちらの波形も急激に C_F が増加し、減速区間 ($t^* = 0.4 - 0.5$) に入ると減少する。 $\tau_r = 0.4$ の回転フェーズでは、 $t^* = 0.3 - 0.4$ の区間でほぼ一定の $|C_F| = 1.73$ を示しており、この値が一定フラッピング速度中で $\tau_r = 0.4$ の回転運動を行ったときに発生する最大流体力係数であると考えられる。一方、 $\tau_r = 0.2$ の場合も、 $t^* = 0.35 - 0.4$ の区間でほぼ一定の $|C_F| = 2.05$ を示しており、この値が $\tau_r = 0.2$ の回転運動で発生する最大流体力係数であると考えられる。両者はほとんど同じ流れ場から回転を始めたと考えられ、この差は純粋に回転時間による影響であると思われる。 $\tau_r = 0.2$ の最大流体力係数は $\tau_r = 0.4$ のそれに比べて約18%増加しており、回転時間が短いほど、すなわち回転速度が速いほど発生する流体力は大きくなると言える。

$\tau_r = 0.2, 0.4$ のときの symmetrical motion の C_L, C_P の時間波形を、図10にそれぞれ示す。揚力係数の波形(図10A)では、並進区間では両者はほとんど同じ値 ($C_L = 0.7$) となっているが、回転フェーズでは波形が大きく異なる。 $\tau_r = 0.4$ では回転が始まると rotational circulation 効果によって、 $\tau_r = 0.2$ の波形よりも大きな値を示す。一方、 $\tau_r = 0.2$ の場合、 $\tau_r = \tau_t$ となるので、回転フェーズと加減速運動を行う切返しフェーズがちょうど一致する。したがって、並進フェーズ ($t^* = 0.1 - 0.4$) では、ほとんど一定の揚力が長く発生しており、フラッピング運動の加減速区間 ($t^* = 0.4 - 0.6$) では、rotational circulation 効果によって、 $\tau_r = 0.4$ の場合よりも大きな値を示している。パワー係数(図10B)の波形について、 $\tau_r = 0.2$ の場合、並進フェーズではほぼ一定のパワーとなり、1ストロークの波形は台形波に近い。一方、 $\tau_r = 0.4$ の場合、フラッピング運動の並進フェーズとフェザリング運動の回転フェーズが重なるストローク後半の区間 ($t^* = 0.3 - 0.4$) で、非常に大きなパワーが必要となる。これは rotational circulation

Fig. 10 Time history of C_L and C_P for symmetrical motion

効果による流体力の増加と同時に、流体力ベクトルが水平方向に向くことが原因であると考えられる。

以上の結果から、並進運動中に回転運動を行うと、非常に大きな流体力が発生し、その流体力は回転時間が短いほど大きいことが分かった。しかし、回転運動によって発生した流体力は、そのベクトルの向きから、揚力の増加よりもむしろパワーの増加に寄与するため、効率の観点からは並進運動中の回転運動は望ましくない。したがって、回転運動は加減速区間内部で行う方が良いと言える。 τ_r を0.2よりも小さくすれば効率がもっと上昇するのだろうか、今回の実験では調べていないが、これ以上 τ_r を小さくしても、加減速区間内部で回転するだけであり、フラッピング速度が低下した状態での回転運動を行っても、1周期平均ではそれほどの揚力係数や効率の増加は望めないと考えられる。

3.3 台形波型と正弦波型羽ばたき運動の比較 図8に正弦波型羽ばたき運動と台形波型羽ばたき運動のsymmetrical motionでの空力特性の比較を示す。平均揚力係数では正弦波型も台形波型もほとんど同じであったが、パワー係数では正弦波型は台形波型に比べて大きくなった。その結果、効率は台形波型のどの回転時間の場合よりも小さい値を示した。図10にそれぞれの C_L と C_P の時間波形を示す。正弦波型羽ばたき運動の C_L のピーク値は、台形波型よりも大きな値

Fig. 11 Time history of C_L and C_P (CFD vs experiment)

を示しているが、1周期で平均するとほとんど同じ値になる。パワー係数の波形では、正弦波型のピーク値は、台形波型と比べて非常に大きく、1周期平均も大きくなる。

本実験で用いた正弦波型羽ばたき運動は、図3に示されるように、速度を台形波で近似した近似正弦波型羽ばたき運動である。本物の正弦波型羽ばたき運動と近似正弦波型羽ばたき運動とでどれほど空力特性に差が生じるかを調べるために、Isogai⁽⁷⁾⁽¹⁰⁾によって開発された3次元ナビエ・ストークスコードを用いて、それぞれの非定常空気を計算した。実験と同じ翼平面形状(図4)を用いて、 $Re = 1962$ の下で数値計算を行った。図11にそれぞれの計算値と実験値の時間波形を示す。揚力係数の波形は良く一致しており、時間平均では、本物の正弦波型の計算値が $\bar{C}_L = 0.444$ 、近似正弦波型の計算値が $\bar{C}_L = 0.452$ 、近似Sin型の実験値が $\bar{C}_L = 0.483$ となり、よく一致している。パワー係数の場合、本物の正弦波型では、正弦波型に近い波形をしているのに対して、近似正弦波型では、台形波に近い波形をしている。平均パワー係数では、本物の正弦波型の計算値が $\bar{C}_P = 0.403$ 、近似正弦波型の計算値が $\bar{C}_P = 0.412$ 、近似正弦波型の実験値が $\bar{C}_P = 0.475$ となり、本物の正弦波型は、近似正弦波型に比べてパワー係数は小さくなった。パワー係数における計算値と実験値との違いは、フェザリング運動に必要なパワーを実験では無視したことによると考えられる。本物の正弦波型の効率は計算値で $\bar{C}_L/\bar{C}_P = 1.10$ であり、実験値よりも上昇したものの、やはり台形波型よりも効率

が悪い結果となった。

正弦波型羽ばたき運動は、常に加減速運動と回転運動を行っており、台形波型羽ばたき運動のようにフェーズに分解してそれぞれの影響を考察することは難しいが、常に回転運動を行っていることは、揚力の増加よりもパワーの増加に寄与しており、効率を低下させている原因であると言える。ただし、本研究はホバリング飛行状態を模擬して実験を行っており、前進飛行時においても台形波型羽ばたき運動の方が正弦波型羽ばたき運動よりも効率が良いのかどうかを調べることは、今後の課題である。

結 言

本論文では、3次元羽ばたき運動におけるホバリング飛行の空力特性を、水中モデル実験によって測定し、台形波型羽ばたき運動と正弦波型羽ばたき運動を用いて、両者の空力特性の違いを比較した。台形波型羽ばたき運動では、位相差、回転時間を変化させて、それぞれが空力特性に与える影響を調べ、回転時間が短くなるほど、平均揚力係数は増加し、逆に平均パワー係数は減少し、その結果効率は増加した。測定結果から、フラッピング並進運動中の回転運動は非常に大きな流体力を発生させるものの、揚力よりもパワーの増加を伴うため、効率を向上させるためにはフラッピング運動の切返しフェーズ内で回転運動を行う方が良いと言える。また、正弦波型羽ばたき運動は常に回転運動を行っているため、台形波型羽ばたき運動と比較して必要パワーが増加し、その結果効率が低下することが分かった。本論文で示した空力特性の結果の原因を調べるために、そのときの翼まわりの流れの可視化を行うことが望まれる。また本論文では、3次元 Navier-Stokes コードによる数値計算結果と実験結果との比較を行い、非常に良い一致が見られた。昆虫の羽ばたき運動の解明や Micro Air Vehicle の開発において、CFD を用いた最適設計は非常に重要な技術となると考える。そのためには CFD コードの信頼性を高める必要があり、今後は前進飛行時においても本 CFD コードが妥当であるかどうかを検証することが望まれる。

文 献

- (1) Ellington, C.P., The Aerodynamic of Hovering Insect Flight. III. Kinematics, *Philosophical Transaction of the Royal Society B*, 305(1984), pp.41-78.
- (2) Dudley, R. and Ellington, C. P., Mechanics of Forward Flight in Bumblebees. I. Kinematics and Morphology, *Journal of Experimental Biology*, 148(1990), pp.19-52.
- (3) Azuma A. and Watanabe, T., Flight Performance of a Dragonfly, *Journal of Experimental Biology*, 137(1988), pp.221-252.
- (4) Dickinson, M. H., Lehmann, F.-O. and Sane, S. P., Wing Rotation and the Aerodynamic Basis of Insect Flight, *Science*, 284(1999), pp.1954-1960.
- (5) Sun, M. and Tang, J., Unsteady aerodynamic force generation by a model fruit fly wing in flapping motion, *Journal of Experimental Biology*, 205(2002), pp.55-70.
- (6) Sun, M. and Tang, J., Lift and Power Requirements of Hovering Flight in *Drosophila virilis*, *Journal of Experimental Biology*, 205(2002), pp.2413-2427.
- (7) Yamamoto, M. and Isogai, K., Measurement of Unsteady Fluid Dynamic Forces for a Mechanical Dragonfly Model, *AIAA Journal*, Vol.43, No.12 (2005), pp.2475-2480.
- (8) Weis-Fogh, T., Quick estimates of flight fitness in hovering animals, including novel mechanisms for lift production, *Journal of Experimental Biology*, 59(1973), pp.169-230.
- (9) Sun, M., Hamdani, H., A Study on the Mechanism of High-Lift Generation by an Airfoil in Unsteady Motion at Low Reynolds Number, *Acta Mechanica Sinica*, Vol.17, No.2 (2001), pp.97-114.
- (10) Isogai, K., Fujishiro, S., Saitoh, T., Yamasaki, M. and Matsubara, M., Unsteady Three-dimensional Viscous Flow Simulation of Dragonfly Hovering, *AIAA Journal*, Vol.42, No.10 (2004), pp.2053-2058.
- (11) Nagai, H., Ito, T., Miura, K., Hayase, T., Isogai, K., Measurement of Unsteady Aerodynamic Forces of 3D Flapping Wing in Hovering Flight (1st Report, Influences of Reynolds Number, Reduced Frequency and Planform), *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.73, No.736 (2007), pp.2450-2458 (in Japanese).