S0540104

弾性運動体から巻き上がる渦の生成とその成長過程

金城 篤^{*1}, 瀧脇 正樹^{*2}, 田中 和博^{*2}

Generation of the vortex rolled up from the elastic moving body and its growth process

Atsushi KINJO^{*1}, Masaki FUCHIWAKI^{*2} and Kazuhiro TANAKA^{*2}^{*1} Graduate School of Computer Science and System Engineering, Kyushu Institute of Technology,
680-4 Kawazu, Iizuka, Fukuoka, 820-8502, Japan^{*2} Department of Mechanical Information Science and Technology, Kyushu Institute of Technology,
680-4 Kawazu, Iizuka, Fukuoka, 820-8502, Japan

There are a lot of researches about a flapping body in low Reynolds number in order to develop micro flying robot. However, many study using high aspect ratio and rigid wing, therefore, effect of elastic deformation on interference between vortices are not clearly. In this paper, we performed fluid-structure interaction analysis about the flow field around the elastic moving body which is low aspect ratio using ANSYS 14.5/ANSYS-CFX 14.5. Especially, we examined vortex structure, velocity distribution, and dynamic fluid force. Vortices generated and grown at elastic body tip make increased velocity flow of wake, as a result, elastic moving body get high thrust.

Key Words : Elastic Moving Body, Fluid Structure Interaction, Vortex Structure

1. 緒 言

被災地や惑星など人の出入りが困難かつ危険な場所での探索・監視を目的として、昆虫や魚の飛翔・遊泳を模倣した小型ロボットの開発が進められている。特に、昆虫の飛翔はホバリングや急旋回が可能になるため、昆虫を模倣した小型ロボットはあらゆる場所での活躍が期待できる。しかしながら、昆虫の胴体や翅は複雑に運動し、その翅には様々な硬さが存在しているため多くの考慮すべきパラメータが存在する。また、実際の昆虫が数ミリの小スケールとなるため、流れ現象の詳細を実験的に扱うことが難しい。そのため、羽ばたき運動を行う物体まわりの渦流れの詳細は明らかにされておらず、多くの方面から研究が進められている。

これまでに低レイノルズ数領域 ($10^3 \sim 10^4$ 程度) における三次元運動体を対象とした研究が行われており⁽¹⁾、翼の根本および前縁を基準とした二つのピッチング運動の組み合わせによる羽ばたき運動体では、前縁剥離渦と翼端渦が揚力へ大きく寄与することが明らかにされている⁽²⁾。しかしながら、これらの研究の多くが高アスペクト比の三次元運動体を対象としており、前縁剥離渦と翼端渦が活発に干渉しあって渦が巻き上がるような低アスペクト比の運動体を対象にした研究は少ない。また、弾性変形を考慮しない剛体で運動を定義しているため、三次元運動体における弾性変形の流れ場への効果は不明である。すなわち、弾性変形する低アスペクト比の運動体まわりでは、渦同士の強い干渉に弾性変形の効果が加わることで優れた流体力特性が働くと予想できるが、いまだ十分に明らかになっていない。

本研究では、汎用数値解析コード ANSYS 14.5 / ANSYS-CFX 14.5 を用い、低レイノルズ数領域において三次元弾性運動体の後流を形成する渦の生成・成長過程を明らかにする。推進力が発生する弾性運動体では、主流方向に流れが誘起される渦構造になっていると予想できることから、それらの渦が運動体から生成・成長する挙動に注目した。

^{*1} 学生員, 九州工業大学大学院 情報工学府 (〒820-8502 福岡県飯塚市川津 680-4)

^{*2} 正員, 九州工業大学

E-mail: kinjo@vortex.mse.kyutech.ac.jp

Fig 1 Configuration of elastic pitching body

Fig 2 Analysis region and boundary condition

2. ピッチング運動する弾性体まわりの数値解析

2・1 ピッチング運動を行う弾性体

図1に示すように、本研究で用いる運動体の弦長、スパン長さおよび厚みはそれぞれ $c = 80$ [mm], $l = 120$ [mm] および $h = 0.1$ [mm] である。なお、端および後縁の角には格子の潰れを防ぐために半径 $r = 40$ [mm] の曲率を与えた。流体は空気を用い、その主流速度および弦基準のレイノルズ数はそれぞれ $V_0 = 0.5$ [m/s] および $Re = 2,667$ である。運動体の密度およびヤング率はそれぞれ $\rho = 250$ [kg/m³] および $E = 1$ [GPa] であり、またその前縁と運動軸には幅 2 [mm] の硬い部分をヤング率 $E = 100$ [GPa] で与えている。式(1)で定義する運動を x 軸回転のピッチング運動として与える。 a および f はそれぞれピッチング角[deg.]および運動周波数[Hz]である。また、式(2)で定義されるストロハル数を剛体と弾性でそろえるために、弾性運動体の y 方向変位に対応するピッチング角を剛体に与えている。 b および V_0 はそれぞれ壁端の最大変位[m]および主流速度[m/s]である。そのストロハル数は剛体および弾性体でそれぞれ $St = 0.44$ および 0.43 を与えており、ほぼ等しい。

$$\alpha = a \sin(2\pi f t) \quad (1)$$

$$St = \frac{2bf}{V_0} \quad (2)$$

2・2 支配方程式および解析条件

流体解析における支配方程式は連続の式(3)およびN-S方程式(4)であり、その離散化手法は有限体積法である。構造解析における支配方程式は運動方程式(5)であり、その離散化手法は有限要素法である。流体解析の格子には六面体の構造格子を用いた。解析領域は運動体の前方、後流、スパン方向および高さ方向にそれぞれ3弦長、10弦長、6~9弦長および10弦長を与えた。剛体および弾性体の流体解析の格子数はそれぞれ約700万格子および約300万格子である。構造解析での要素数は2,200要素である。図2のように流入境界、流出境界および壁面境界にはそれぞれ流速 0.5 [m/s]、圧力 0 [Pa] および対称境界を与えた。また、流体構造連成解析の運動体壁面には流体解析の圧力と構造解析の変位を受け渡す境界面を設定した。時間刻みおよび計算時間はそれぞれ $\Delta t = 0.005$ [s] および 7~10 周期を与え、乱流モデルは $k-\omega$ を用いた。

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (3) \quad \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) = \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{U} \quad (4) \quad M\ddot{\mathbf{x}} + C\dot{\mathbf{x}} + K\mathbf{x} = \mathbf{F} \quad (5)$$

3. 解析結果および考察

3・1 弾性運動体に働く非定常流体力

ピッチング運動体に働く非定常揚力および推進力をそれぞれ図3および図4に示す。横軸および縦軸はそれぞ

Fig 3 Dynamic lift acting on the pitching body

Fig 4 Dynamic thrust acting on the pitching body

れ無次元時間 t/T および揚力係数 C_L または推進力係数 C_T である。図中の黒および赤の実線はそれぞれ剛体および弾性体の結果である。

図3より剛体と弾性体の非定常揚力には位相差が生じていることがわかる。弾性体の弾性変形によって渦の発生に位相差が生じるために、剛体と弾性体で位相差が生じていると考えられる。また、翅の打ち下ろしの方向に弾性体の変形が大きくなるため、弾性体では打ち下ろしにより得られる正の揚力の値が負の揚力に比べて大きくなっていることもわかる。しかしながら、剛体と弾性体で揚力の大きさはほとんど等しく、その時間平均値は約7.4%程度の違いである。その一方で、図4の非定常推進力を見ると、剛体と弾性体で傾向が大きく異なることがわかる。特に、剛体では常に負の推進力、すなわち抗力しか働かないが、弾性体では正の推進力が働く時間が長い。また、弾性体は正と負の推進力の大きさを比べても正の推進力が大きいいため、その時間平均値をとると推進力は正になる。すなわち、剛体は常に抗力しか働かないが、弾性体には大きい推進力が働き全体としては正の推進力になる。以上のことより、剛体も弾性体もほぼ同程度の非定常揚力を得るが、非定常推進力は弾性体のみ大きいことがわかり、今回のパラメータでは弾性変形の効果が十分に現れた結果であると言える。

3・2 弾性運動体の後流における増速流

運動の中心付近 $t/T = 0.46$ におけるピッチング運動体後流の主流方向の増速流を図5に示し、図5(a)および(b)はそれぞれ剛体および弾性体の結果である。図中において黄色から赤の右向き矢印が主流より速い増速部であり、水色から青の左向き矢印が主流より遅い減速部である。後流は4弦長後流までを半弦長刻みで示しており、スパン方向位置 $z = 110$ [mm]の断面である。

増速流が発生する空間的な位置を確認すると、剛体と弾性で全体的な傾向は似ていることがわかる。しかしながら、その数値に注目すると弾性運動体は4弦長後方まで速い流れが伝わっていることが確認できる(図5(b))。特に、その増速部の最大値は主流より0.2 [m/s]以上も速く40%以上も増速されている。その一方で図5(a)の剛体を見ると、4弦長後方まで増速されてはいるものの、弾性体の場合の約半分程度の増速しか生じていない。また、減速部では弾性体の倍以上の範囲と速さで減速されているところもある。以上のことより、後流における増速流の大きさは剛体と弾性体で大きく異なっており、弾性体の後流はより強い増速流が形成されている。このように、後流において流れが強く増速されるとその反作用として主流に逆らう方向の力を受けるため、弾性体は図4のような大きい推進力が働いたと言える。また、これらの増速流は後流に流された渦によって生じるため、剛体と弾性体では後流に形成される渦の空間的な構造またはその渦の強さが異なっていることが予想される。

3・3 弾性運動体の後流に形成される渦

運動の中心付近 $t/T = 0.46$ におけるピッチング運動体後流の渦度 $\omega = 15$ [1/s]の等値面を図6に示し、図6(a)および(b)はそれぞれ剛体および弾性体の結果である。図は後流を横(z 軸)から見ており、約4弦長後方までの後流を示している。

剛体と弾性体の後流の渦輪はどちらもほぼ同じ x および y 方向の位置に存在しているが、その空間的な構造すなわち渦輪の形には大きな違いがある。特に2.5弦長後流の上方に形成された渦輪に注目すると、剛体は円に近い

Fig 5 Increased velocity $u-V_0$ around wake of pitching body at $t/T=0.46$ Fig 6 Isosurface of vorticity $\omega=15$ [1/s] around wake of pitching body at $t/T=0.46$

い渦輪を形成しているが、弾性では二本の渦がスパイラル状に巻きついたような構造が見える。また、その弾性体の渦輪は主流に対して傾きを持っていることがわかり、約4弦長後流の下方の渦輪も同様に主流に対して傾いている。剛体のように主流に対して平行な渦輪は主流方向の流れの誘起が小さいため、その渦輪のまわりの増速流も小規模のものとなる。一方で、弾性のように主流に対して傾きを持つ渦輪は主流方向への流れの誘起が大きいため、その渦輪のまわりで増速流も大きくなる。実際に、図6(b)の渦輪がある約2.5弦長および4弦長後流では、図5(b)のように強い増速流が発生している。以上のように、弾性運動体の後流に発生する渦輪は主流に対して傾きを持つため、より強い増速流を発生させ推進力が働くことがわかった。これらの渦構造は運動体付近での渦の巻き上がりに支配されると予想できるので、図6(b)で特徴的な渦を形成したと考えられる弾性動体の端から生成・成長する渦に注目する。

3・4 弾性運動体から巻き上がる渦の成長過程

運動中心 $t/T=0.00$ および下死点 $t/T=0.25$ におけるピッチング運動体まわりの第二不変量 $Q=1,000$ [1/s²] の等値面を図7および図8に示す。図の(a)および(b)はそれぞれ剛体および弾性体の結果である。等値面の色は渦度 $\omega=60 \sim 120$ [1/s] の値であり青は渦度 $\omega=60$ [1/s] 以下を、赤は渦度 $\omega=120$ [1/s] 以上を示している。

図7の運動中心での運動体まわりの渦構造は剛体と弾性体で違いが少ない。いずれも、打ち下ろし初期に端から剥離したせん断層が渦になり、主流に対して傾きをもった渦となっている。また、その等値面の渦度も大きく、どちらも強い渦になっていることがわかる。一方で、図8の運動下死点の渦構造を見ると、その形や強さに違いが見られる。図8(b)の弾性体では打ち下ろしで巻き上がった渦がより大きい角度で傾くように成長しており、その渦度も強いことがわかる。このように成長した強い渦度の渦が形を保ったまま後流へ流れることで、主流に対して傾いた渦輪になり強い増速流が発生したと言える。その一方で、図8(a)の剛体の渦は、主流に対して垂直な

Fig 7 Isosurface of Velocity gradient invariant $Q=1,000 [1/s^2]$ around the pitching body at $t/T = 0.00$

Fig 8 Isosurface of Velocity gradient invariant $Q=1,000 [1/s^2]$ around the pitching body at $t/T = 0.25$

方向の成長が小さいため、主流方向の流れを誘起する渦輪の傾きになっていない。また、その渦度も弾性体と比べて小さいため、後流では弱い増速流しか発生しなかった。これまでの結果より、弾性運動体の端から巻き上がる渦がピッチング運動の過程で主流に対して大きく傾きを持ち、かつ、渦度が強く成長することでその後流において強い増速流を誘起し大きな推進力が働くことがわかった。

4. 結言

運動体の後流には増速流が発生しており、剛体と弾性体のいずれにおいても後流の渦輪が誘起する流れによって生じている。しかしながら、弾性体の渦は主流に対して傾きを持った渦を形成しているため、より主流方向に強い流れを誘起することができ、剛体に比べて強い増速流が発生している。

弾性運動体の端から巻き上がる渦はその運動の過程で主流に対して大きな傾きで、かつ、渦度も強く成長する。その端から巻き上がる渦が流れることで、主流に対して傾いた渦が後流で形成される。以上のように、弾性体の端から巻き上がる渦が主流方向に運動量を与える効果をもつため、弾性運動体には剛体とは全く異なる大きい推進力が働くことがわかった。

文 献

- (1) 横山直人, 泉田啓, 飯間信, 平井規央, “羽ばたき飛翔する蝶のつくる流れと飛行安定性”, 数理解析研究所講究録, 第 1808 巻(2012), pp. 127-132.
- (2) 山崎佑希, 野々村拓, 大山聖, 藤井孝蔵, 山本誠, “翼まわり渦挙動が羽ばたき翼性能に与える効果”, 第 23 回数値流体力学シンポジウム講演論文集(2009), B7-3.