

博士課程学位論文

流体構造連成に基づく弾性運動翼周りの流れ場と
その流体力特性の数値解析に関する研究

永田 哲志

2013年3月

本論文の概要

論文要旨

本論文では、弾性体の曲げにくさを表す曲げ剛性を考慮した弾性運動翼まわりの流れ場およびその流体力特性を流体構造連成解析により明らかにした。特に、曲げ剛性が流れの支配的なパラメータの一つであると位置づけ、一様流中で振動する弾性体の曲げの特性を一意に決定する曲げ剛性 K を決定した。まず、周期的な運動および単純な弾性変形により形成される弾性翼まわりの二次元渦流れに対して、 K による形状および厚みの流れ場への影響を明らかにするとともに、流体力学的観点による K の違いの流れ場への効果を明らかにした。その後、弾性運動翼まわりの流れ場が運動条件(St 数)、流れの状態(Re 数)に加えて、曲げ剛性(K)の3つのパラメータに関係すると考えることにより、弾性運動翼に働く非定常流体力は、臨界レイノルズ数以下の領域($Re < 10^4$)では、 St^2/K に強く依存することを明らかにした。さらには、その知見および三次元的に弾性変形する弾性翼に曲げ剛性の定義を展開した条件により、そのまわりの流れ場およびそれに働く流体力特性についても検討した。

本論文の構成

第一章では、非定常運動翼周りの流れ場に関して、弾性体を用いることによる推進性能に対する利点と、曲げの性質の取り扱いの難しさについて述べると共に、その問題を解決することで得られる弾性変形と流れ場の関係について述べ、最後にその応用分野について述べる。

第二章では、本対象の流体構造連成問題を数値解析手法により明らかにするために、それに用いた理論、手法およびモデルの検証について述べる。

第三章では、弾性体の断面の曲げに対する抵抗値として表される曲げ剛性 K について、従来の定義の適用範囲の拡張による流れ場の影響とその流体力特性について述べる。特に、 K が流れ場および流体力特性の支配的なパラメータであることを、 K の違いによる流れ場より示し、 K 、 St 数と流体力との関係を述べる。

第四章では、第三章の単純な弾性変形による二次元流れ場で明らかになった K 、 St 数の関係をもとに、三次元的に弾性変形する運動翼を対象として、 K を考慮した流体力特性について述べる。

第五章では、本論文で得られた知見および課題と今後の展望について述べる。

目次

目次	i
使用記号	v
1. 序論	1
1-1 運動翼まわりの流れ場	1
1-2 弾性体の変形とその流れ	5
1-3 数値解析による流体構造連成問題の取り扱い	7
1-4 弾性体の曲げ剛性とその流れ	9
1-5 弾性変形する運動翼の実用例	10
1-6 本研究の位置づけ	11
1-7 本研究の目的	11
2. 弾性運動翼まわりの流れ場	13
2-1 弾性運動翼まわりの流れ場の無次元数	13
2-2 曲げ剛性 K の従来の定義	13
2-3 弾性運動翼まわりの流れ場の流体構造連成解析	14
2-4 構造解析	15
2-5 流体解析	17
2-6 流体構造連成解析	18
2-7 流れ場の検証	20
2-7-1 供試翼	20
2-7-2 乱流モデルによる流体力の検証	21
2-7-3 弾性翼後縁の変位	26

2-7-4 運動翼まわりの流れ場	29
3. 弾性を有するヒービング運動する弾性翼まわりの流れ場とその 流体力特性	30
3-1 ヒービング運動する弾性翼まわりの流れ場	30
3-1-1 本研究における曲げ剛性 K の定義	30
3-1-2 構造の静解析による弾性翼のたわみ	30
3-1-3 異なる形状・厚みによる弾性運動翼まわりの流れ場	32
3-1-3-1 弾性運動翼	33
3-1-3-2 翼後縁の変位	33
3-1-3-3 弾性翼まわりの渦流れ	36
3-1-3-4 弾性翼に働く流体力	38
3-1-4 曲げ剛性 K , Re 数による流れ場への効果	41
3-1-4-1 NACA0010 後方の渦構造	41
3-1-4-2 NACA0010 に働く流体力の平均値	44
3-1-5 小さな K で推進力が低下する理由	46
3-1-5-1 弾性変形を考慮した迎え角	46
3-1-5-2 $K=2.2$ および 22.4 における迎え角	49
3-1-5-3 迎え角を考慮した非定常運動翼まわりの循環	51
3-1-5-3-1 翼まわりの循環	51
3-1-5-3-2 非定常運動翼まわりの循環	51
3-1-5-3-3 粘性および非定常流れを考慮した循環	52
3-1-5-3-4 循環の依存パラメータ	53

3-1-5-3-5	循環と流体力との関係	53
3-1-5-3-6	弾性翼まわりの循環	54
3-1-5-3-7	弾性翼に働く推進力	58
3-2	弾性運動翼に働く流体力の支配パラメータ	60
3-2-1	流体力と St 数の関係	60
3-2-2	流体力と K の関係	62
3-2-3	流体力と St 数および K の関係	64
3-2-4	St^2/K の物理的な意味	65
3-2-5	$C_T/(St^2+K)$ の意味	68
3-2-6	$C_T/(St^2+K)$ とその流体力特性	69
3-3	第 3 章のまとめ	72
4.	ヒービング運動する三次元薄膜まわりの流れ場	73
4-1	三次元的に弾性変形する形状の取り扱い	73
4-2	三次元形状の曲げ剛性	73
4-3	断面の主軸	74
4-4	本研究対象と曲げ剛性 K の適用	75
4-5	三次元薄膜	76
4-6	ヒービング運動する薄膜まわりの渦流れ	81
4-7	ヒービング運動する薄膜に働く流体力	84
4-7-1	St^2/K と流体力 C_T	84
4-7-2	St^2/K と流体力 C_T/K	85
4-7-3	St^2/K と流体力 $C_T/(St^2+K)$	86
4-8	ヒービング運動する翅まわりの流れ場とそれに働く流体力	88

4-8-1 翅まわりの流れ場	88
4-8-2 翅モデルに働く流体力	90
4-9 第4章のまとめ	93
5. 結論	95
5-1 結論	95
5-2 課題と今後の展望	96
謝辞	99
参考文献	102

使用記号

a	Heaving amplitude [m]
A	Area [m ²]
b	Maximum trailing edge amplitude [m]
b'	Width on second moment of area [m]
c	Chord length [m]
C_L	Lift coefficient = $Lift\ force / (1/2)\rho V_0^2 A$
C_T	Thrust coefficient = $Thrust\ force / (1/2)\rho V_0^2 A$
d	Material incompressibility parameter [Pa ⁻¹]
E	Young's modulus [Pa]
f	Heaving frequency [Hz]
G	Center of gravity [m]
h	Thickness [m]
h_G	Thickness of center of gravity [m]
I	Second moment of area = $lh^3/12$ [m ⁴]
I_G	Second moment of area of center of gravity = $lh_G^3/12$ [m ⁴]
\bar{I}_1	First deviatoric strain invariant
I_1	Local maximum of second moment of area [m ⁴]
I_2	Local minimum of second moment of area [m ⁴]
J	Determinant of the elastic deformation gradient
k	Initial bulk modulus [Pa]
K	Bending stiffness coefficient [-]
l	Span chord length [m]
N_i	Number of iteration
P	Pressure [Pa]
Re	Reynolds number [-]
St	Strouhal number based on the trailing edge [-]
St_{LE}	Strouhal number based on the leading edge [-]
t	Time [s]
T	Period of heaving motion [s]
u	Velocity in x direction [m/s]
u_i	Displacement [m]
U	Velocity [m/s]
$v_{Elastic}$	Elastic velocity, $v_{TE}-v_{LE}$ [m/s]
v_{LE}	Leading edge velocity [m/s]

v_{TE}	Trailing edge velocity [m/s]
V_0	Main flow velocity [m/s]
W	Strain energy density function
x	Streamwise position [m]
y	Cross stream position [m]
y^+	Wall distance [-]
α_{eff}	Effective of angle of attack [deg.]
$\alpha_{Elastic}$	Angle of attack by the elastic deformation [deg.]
$\alpha_{Heaving}$	Angle of attack at the leading edge [deg.]
α_{TE}	Angle of attack at the trailing edge [deg.]
β	Dimensionless elastic velocity [-]
Γ	Circulation [m^2/s]
Γ'	Dimensionless circulation = Γ/cV_0
θ	Phase difference of trailing edge displacement [deg.]
μ_0	Initial shear modulus of the material [Pa]
μ	Viscosity [$Pa \cdot s$]
ν	Poisson ratio [-]
ρ_f	Density of fluid [kg/m^3]
ρ_s	Density of solid [kg/m^3]
σ	Stress [Pa]
υ	Dynamic viscosity [m^2/s]
ϕ	Phase difference of elastic deformation [deg.]
ω	Vorticity [1/s]
ω'	Dimensionless vorticity = $\omega c/V_0$
LED	Leading edge displacement
TED	Trailing edge displacement

1. 序論

1-1 運動翼まわりの流れ場

振動する単独翼まわりの流れ場は、非定常流れの代表例であり、その運動により、大規模な離渦が生成されることが知られている。特に、後縁から巻き上げられた渦により、その後方で規則的な渦列が形成され⁽¹⁾、それらが流体力へ影響をおよぼすことも明らかにされている⁽²⁾。最近では、PIV計測手法および数値解析手法も確立され始め、流れ場とその流体力の関係も明らかにされている。例えば、並進および回転の単独の運動およびこれらが組み合った運動翼まわりの流れ場について、その渦構造の定量的な評価および流体力の動的挙動も明らかにされ、周期的に運動する非定常翼まわりの流れ現象が明らかになっている⁽³⁾⁽⁴⁾。特に、その運動パターン、レイノルズ数およびストロハル数の影響については、多くの研究者によりその詳細が明らかにされている。さらに、近年では、弾性を有する運動翼の弾性変形の流れ場への有用性も指摘され、その現象解明に強い関心と期待が寄せられている。

これまで、低レイノルズ数領域における運動翼まわりの流れ場は、剛体翼を対象に数多く報告されている。Garrick I. E.⁽⁵⁾は、非粘性の仮定のもと、一様流中において微小振動する剛体板に働く推進力が、ストロハル数の2乗に比例することを明らかにし、推進力発生機構になることを示した。すなわち、周期的に運動する翼の非定常推進力とそのストロハル数の基本的な関係が明らかにされた。しかしながら、単独の並進運動をする運動翼については、主流に対する迎え角が大きくなるために、はく離領域の増大、失速などの翼性能の低下を招くことも明らかにされており、さらには、自然界において、単独翼が並進運動を実現している例は少ない。そのため、実際には、そのほとんどが回転運動を含んだ運動になる。Isogai K.⁽⁶⁾らは、並進および回転が組み合った運動の位相差が、その迎え角とはく離渦および流体力特性に密接に関係することを明らかにしている。特に、組み合わせの運動は、それらの位相差による運動パターンの自由度が高く、最適な条件(位相差 $\pi/2$)が存在することも明らかにされている。Hover F. S.⁽⁷⁾らも同様に、剛体翼に並進および回転運動を与え、ストロハル数により変化する迎え角とその推進力特性を明らかにした。特に、 St 数の増加に伴い、主流との迎え角が大きくなり、 $St > 0.6$ では、その迎え角が変曲点を含む条件になることを明らかにし、高 St 数における組み合わせ運動する剛体翼後縁では、単独の並進運動に比べて、明確な渦列が形成されなくなること、その結果、それに働く推進力が低下することを示した。このように、非定常運動する剛体翼まわりの流れについては、その流体力の St^2 との比例関係⁽⁵⁾および組み合わせ運動($St > 0.6$)の迎え角のもつ特異な挙動が明らかにされ⁽⁷⁾、運動パターンやストロハル数の流れ場への効果の数多くの研究報告が行われている。

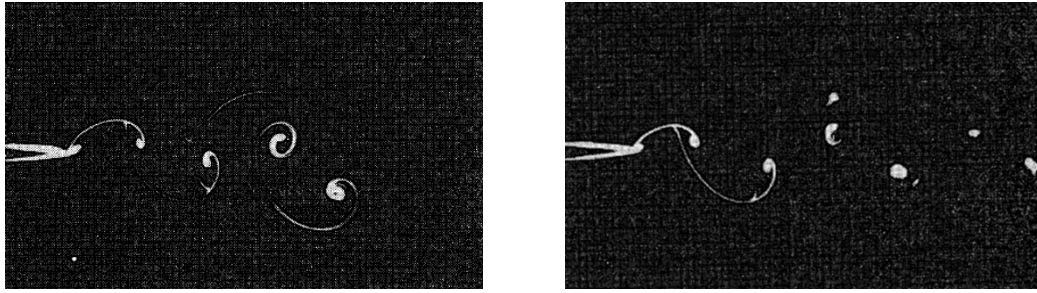
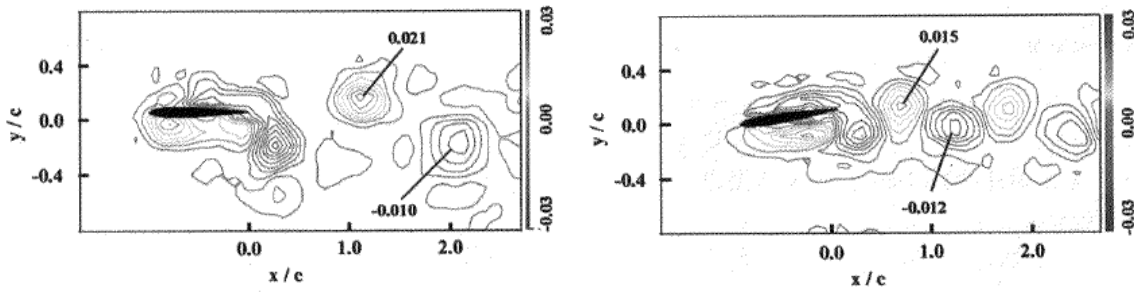


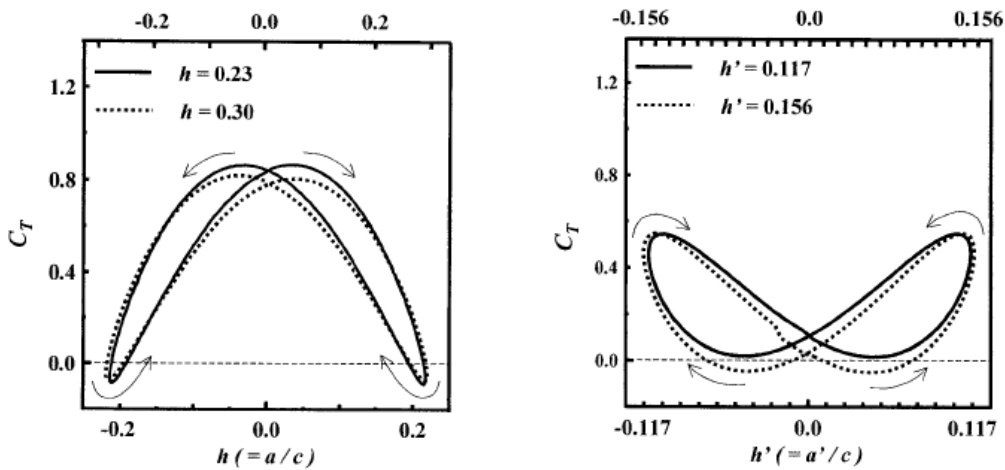
Fig. 1-1 Separation flow and Kutta condition of the unsteady moving airfoil (大島, (1979)⁽²⁾)



(a) Heaving motion

(b) Pitching motion

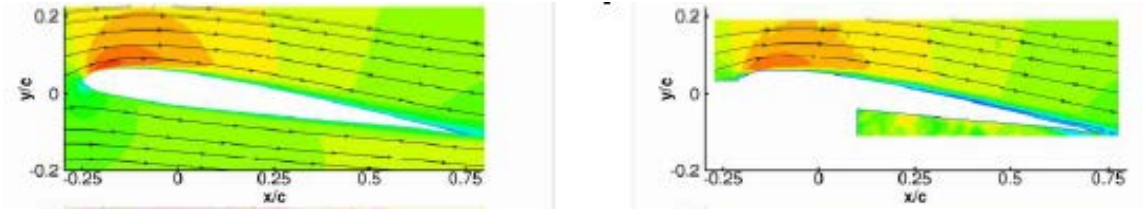
Fig. 1-2 PIV measurement of the pure heaving and the pure pitching airfoil (Fuchiwaki M., (2007)⁽³⁾)



(a) Heaving motion

(b) Pitching motion

Fig. 1-3 Dynamic behavior of the unsteady dynamic thrust acting on the pure heaving and the pure pitching airfoil (Fuchiwaki M., (2007)⁽³⁾)



(a) Numerical simulation

(b) PIV measurement

Fig. 1-4 Fluid dynamics of pitching and plunging airfoil (Kang C., (2009)⁽⁴⁾)

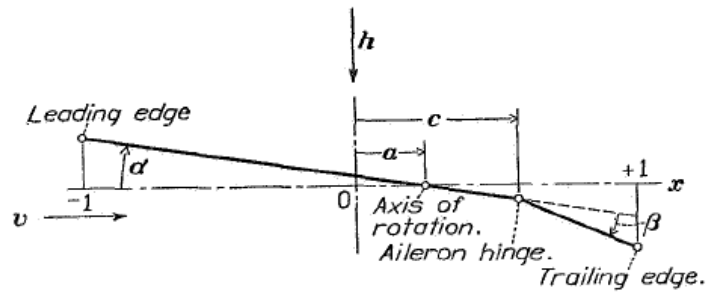


Fig. 1-5 Propulsion of a flapping and oscillating airfoil (Garrick I. E., (1936)⁽⁵⁾)

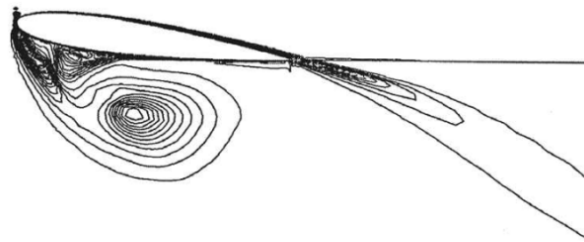
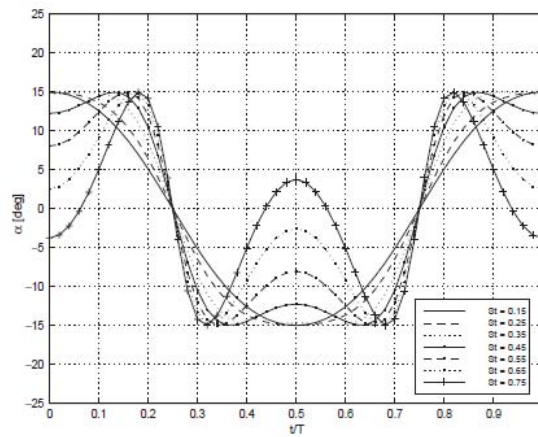
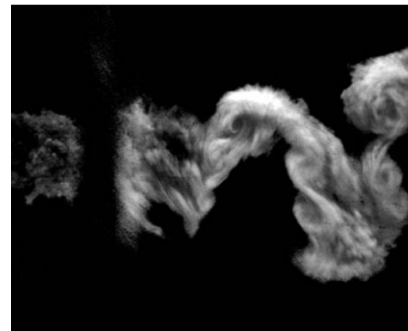
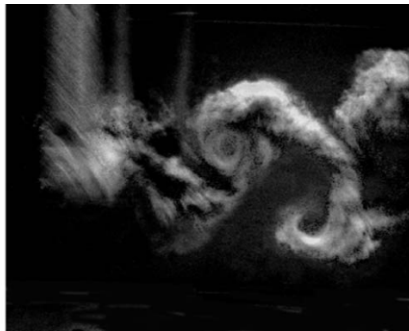


Fig. 1-6 Effective of dynamic stall on propulsive efficiency and thrust of flapping airfoil (Isogai K., (1999)⁽⁶⁾)



(a) Transition of the effective of angle of attack at $0.15 < St < 0.75$ in the pitching and plunging rigid foil



(b) Wake structure in pure plunging motion (c) Wake structure in pitching and plunging motion

Fig. 1-7 Effect of angle of attack profiles in flapping foil propulsion (Hover F. S., (2004)⁽⁷⁾)

1-2 弾性体の変形とその流れ

また近年では、飛翔する昆虫の翅および水棲生物の尾ひれのように柔軟に弾性変形する運動翼まわりの流れ場が注目されており、弾性変形の流れ場への効果が明らかになってきた。Fuchiwaki M.⁽⁸⁾ は、弾性を有する運動翼に並進運動を与え、その後流の渦構造および運動翼に働く非定常推進力特性を明らかにした。特に、弾性の有無に関わらず、並進運動する運動翼に働く非定常推進力は、翼後縁の最大振幅を基準としたストロハル数に強く依存することを明らかにした。さらに、Tang J.⁽⁹⁾ らは、弾性翼の並進運動が、剛体翼の並進および回転が組み合った運動と同等の運動を行うことが可能であることを示し、その流れ場および流体力の比較を行っている。このように、弾性を用いた運動翼では、与える運動を複雑にすることなく、そのまわりの渦構造および流体力特性を変化させることが可能となることが示された。しかしながら、弾性体の剛性および形状により、変形の様子も同様に変化するために、その流れ場への影響についてはより詳細な議論が必要になる。

弾性変形の流れ場および流体力への影響については、Heathcote S.⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾ および Murray M. M.⁽¹²⁾ によりそれぞれ弾性翼の厚みおよびその剛性の効果が明らかにされている。彼らは、強い循環および流体力を得るためには、弾性体の適度な硬さが重要であることを指摘しており、曲げに対する抵抗値で定義される曲げ剛性を、硬さを調整するための設定パラメータとしている。Heathcote S.⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾ は、並進運動する弾性翼の厚みを変化させ、その弾性翼の変形、後流の渦構造およびそれに働く推進力特性を実験的に明らかにした。弾性体の剛性（ヤング率）については、Murray M. M.⁽¹²⁾ がその効果を明らかにしているものの、構造には梁理論、流体にはポテンシャル理論を用いているため、構造の非線形モデルおよび流体の粘性モデルへ改善が必要であることを示しており、また、流体/構造の複雑な相互作用に対する数値解析手法と同時にそれらの実験値の取得も必要になることを指摘している。すなわち、曲げ剛性の流れ場への効果を明らかにするためには、流体と構造の連成問題を考慮した曲げ剛性の特性を捉えることが必要である。また、その弾性運動翼の移動は、流体における壁面の移動境界流れの問題に帰着させることも可能となる。したがって、それらを明らかにするための実験手法あるいは数値解析手法の確立が重要となる。

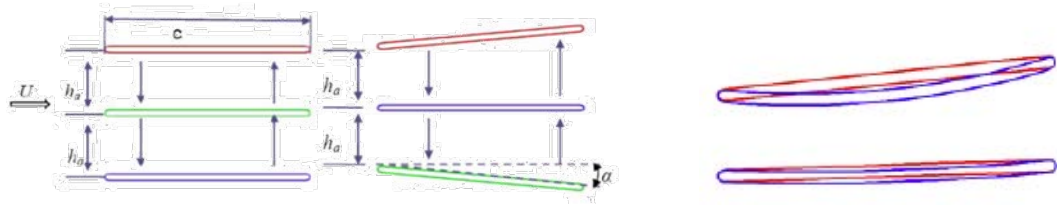


Fig. 1-8 Aerodynamics of low Reynolds number rigid combination and flexible heaving airfoils (Tang J., (2007)⁽⁹⁾)

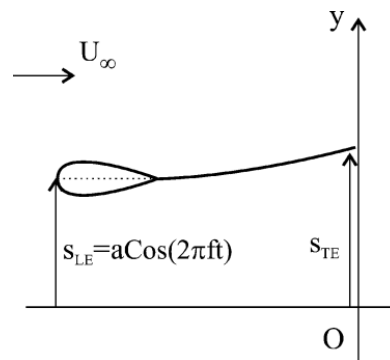


Fig. 1-9 Flexible flapping airfoil propulsion at low Reynolds numbers (Heathcote S., (2007)⁽¹⁰⁾)

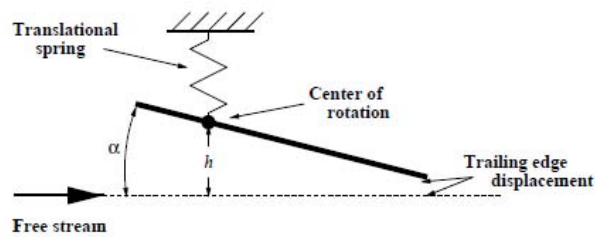


Fig. 1-10 Hydroelasticity modeling of flexible propulsors (Murray M. M., (2000)⁽¹²⁾)

1-3 数値解析による流体構造連成問題の取り扱い

変形する弾性運動翼まわりの流れは、流体と構造の連成問題（Fluid-Structure Interaction, FSI）として取り扱われており、物体の運動、変形およびそのまわりの渦流れの一連の現象は、流体の圧力および構造の変位の相互作用を考慮した連成問題となる(図 1-10). 最近では、これらの現象を明らかにする方法として数値解析手法の有用性が認められつつある. しかしながら、それらの手法も様々であり、その対象により解析手法も異なる. 例えば、構造の変形は微小とし、流体による振動とその流れに注目した解析⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾、構造の変形は無視し、強制変位による流れの変化に注目した解析⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾、弾性の変形を関数で表現した解析⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾が挙げられ、片方向の連成問題として明らかにされている. これらの方法は、流体力による弾性変形がなく、それによる流れの変化⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾または構造の変形⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾の一方の影響が考慮されていない. すなわち、流体の圧力と構造の変位の双方向の解の受け渡しは行われておらず、実現象と異なる.

その一方で、流体と構造の解を受け渡す双方向連成解析も行われている⁽²¹⁾⁽²²⁾⁽²³⁾⁽²⁴⁾. 本研究では、構造および流体コードにANSYS/ANSYS-CFX⁽²⁵⁾を用い、移動格子法⁽²⁶⁾が適用された弱連成解析⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾⁽²⁹⁾を行う. また、本手法では、その壁面の精度を考慮し、特に、格子形成、収束性および力と変位の転送に注意して計算を行うことで、弾性体とその変形およびそのまわりの流れ場を適切に取り扱う. この流体構造連成解析手法により、弾性翼の剛性による流れ場について明らかにした⁽³⁰⁾. したがって、本手法を用いて、運動・弾性変形とその流れの関係について、その詳細を明らかにすることが可能となる.

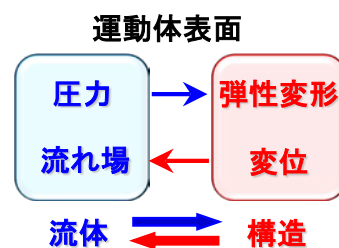


Fig. 1-11 Data passing of bi-directional coupling problem in fluid structure interaction

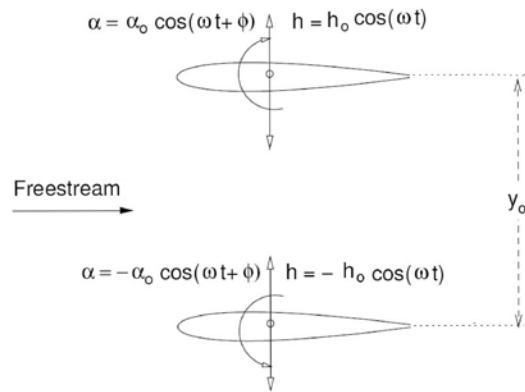


Fig. 1-12 Optimization of Flapping Motion Parameters for Two Airfoils in a Biplane Configuration (Mustafa K. et al., (2009)⁽¹⁵⁾)

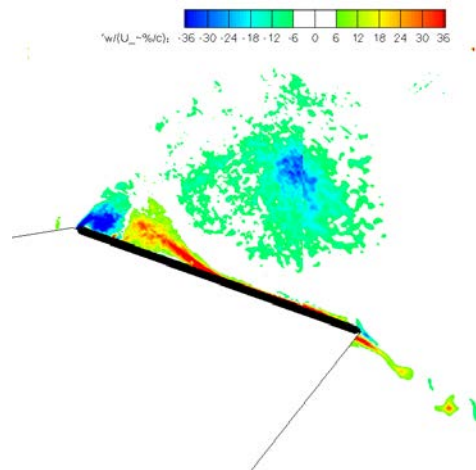


Fig. 1-13 Implicit LES Computations for a Rapidly Pitching Plate (Daniel J. G. et al., (2010)⁽¹⁸⁾)

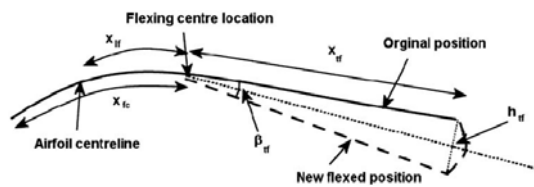


Fig. 1-14 Numerical analysis of active chordwise flexibility on the performance of non-symmetrical flapping airfoils (Tay. W.B. et al., (2010)⁽²⁰⁾)

1-4 弾性体の曲げ剛性とその流れ

弾性体の曲げ剛性は、図 1-15 に示すように、剛性 E および断面二次モーメント I によって定義される。特に、材料によりその剛性は大きく異なるだけでなく、矩形断面の場合、断面二次モーメントは厚みの 3 乗に比例することから、曲げ剛性は、幅広いオーダーで存在する。厚みの十分な構造体および鉄鋼などの高剛性材料は、曲げ剛性が大きく、変形は微小になる。その一方で、曲げ剛性が小さくなる条件としては、その剛性 E あるいは I が小さくなる場合がある。

剛性 E が小さい条件としては、数百%のひずみが生じるゲルやゴムが挙げられ、その低い剛性により、容易に弾性変形する。これらは、 $E=0.01-10[\text{MPa}]$ の低剛性材料であり、スポーツ分野では、靴底およびバイクのグリップ、産業機器分野では、ポンプ・コンプレッサ・計測機器の微振動の吸収・騒音対策、また、電化製品の分野では、PC・HDD・IC 基盤・ファン・モータの放熱対策・振動吸収等において低剛性材料が一般的に利用されている。これらの分野では、ゲルおよびゴムの低剛性の特性が主に振動問題の解決のために利用されている。これらは、振動がその弾性体の柔軟性により抑制される代表例である。

また、紙のような薄い材料⁽³¹⁾においては、その剛性は $1-10[\text{GPa}]$ と小さくないものの、その厚みが μm オーダーであるために断面二次モーメント I は非常に小さくなる。そのため曲げ剛性も小さくなり、自重によるたわみが生じることもよく知られており⁽³²⁾、流体と関連した旗のはためき⁽³³⁾ および印刷機の紙詰まりにおいても小さな曲げ剛性が問題になっている⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾。いずれの場合においても、曲げ剛性とそのまわりの流れ場が関係しており、特に、上記にあるように曲げ剛性が小さい場合は、自身の運動の慣性力や流体の圧力により、容易に弾性変形するため、流体と構造の相互作用は強くなる。すなわち、これらの場合は弾性体の運動、変形、渦流れの一連の現象は複雑になる。

曲げ剛性は、2つの変数(E, I)を含むパラメータであり、連成問題を考える場合は、この弾性体の物性値(E)および断面形状(I)により定められる曲げ剛性とそのまわりの流れ場の相互作用を考慮しなければならない。特に、弾性体の剛性に関しては、実験による設定も容易でなく、2つの主要な変数(E, I)の効果を明らかにするためには、数値解析が有用であると考えられる。特に、曲げ剛性は、これまで設定パラメータとしてしか考慮されておらず、その値は、流体側には関連付けられることはなかった。しかしながら、実際には、曲げ剛性は、そのまわりの移動境界流れの条件である支配パラメータになるため、流体の無次元数(Re, St)だけでなく、曲げ剛性の無次元数(K)も流れ場にとって重要なパラメータになると考える。

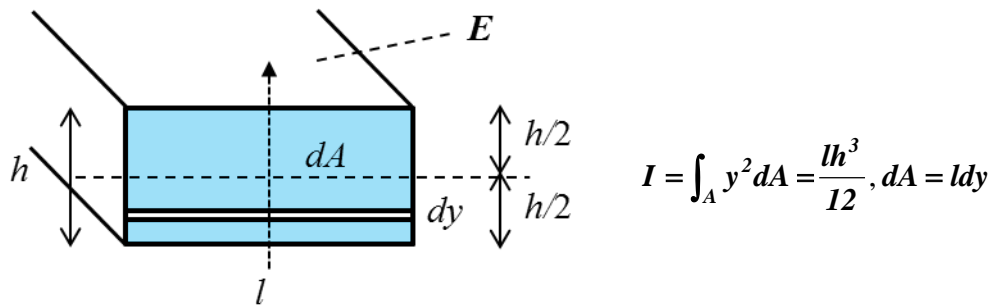


Fig. 1-15 Description of the bending stiffness in the square section

1-5 弾性変形する運動翼の実用例

近年、弾性体は、研究・開発が盛んな小型無人飛行体に代表される MAVs, Micro flapping robot および無人遊泳体に用いられている。これらは、資源探索、大気観測、偵察・監視および人命救助等の活動ロボットとしての貢献が期待されている。いずれも昆虫の飛翔および水棲生物の遊泳メカニズムを利用した開発が行われており、その適用範囲も多様化している。特に、物体の形状は、実際の生物の形態の模倣が容易であり、それに運動を与えることにより、飛翔および遊泳が行われている。

最近では、弾性変形を考慮することにより、実際に飛翔を実現したロボットの例が幾つか報告されており、最終的には、安定した飛翔を行う制御可能な飛翔体への応用が期待されている。そのため、弾性運動翼の制御だけでなく、それによる流体力学的な考察も非常に重要になる。これらは、弾性翼の厚みが翼弦長に対して小さい例が多く、それらに運動を与えることにより弾性変形させることが基本的な特徴である。特に、物体の形状においては、Ashraf M.A.⁽³⁶⁾が、剛体運動翼の二次元流れにおいて、翼弦長とその厚みが 30% 以下のアスペクト比では、推進力およびその効率が大きくなることを明らかにしている。また、運動翼の弾性変形の重要性も数多く報告されていることから⁽³⁷⁾⁽³⁸⁾⁽³⁹⁾⁽⁴⁰⁾⁽⁴¹⁾、弾性翼を用いることは、適切なアプローチといえる。しかしながら、実際の応用分野では、三次元形状、三次元的な弾性変形となり、複雑な渦流れを形成するために⁽⁴²⁾⁽⁴³⁾、その動的挙動を捉え制御することは困難であることも指摘されている⁽⁴⁴⁾。このことから、弾性翼の形状とその運動の関係は、そのまわりの流れ場における重要なパラメータになる。すなわち、これまで述べた K および St 数が支配パラメータになると考えられる。本研究では、 K および St 数とその流体力との関係を明らかにすることにより、曲げ剛性とその適切な運動条件を明らかにすることを考える。また、三次元形状への展開を検討し、弾性を有する運動翼の適切な形状・材料および運動条件の選定に貢献することが可能と考える。

1-6 本研究の位置づけ

本研究では、周期的に運動する弾性翼まわりの流れ場の流体構造連成問題において、その現象を支配するパラメータが流体の St 数および Re 数だけでなく、弾性体の曲げ剛性 K にもあると考え、それらの関係を明らかにすることとした。特に、弾性体の曲げの特性と運動には密接な関係があり、さらにそのまわりの渦流れに強く影響を与えると考えられる。すなわち、弾性運動翼に働く流体力特性は、これらの無次元数の関数系になることが予想される。本研究では、これらの 3 つの主要なパラメータを用いて、臨界レイノルズ数以下の領域において、単純な運動・弾性変形をする弾性翼の二次元渦流れを対象に、その基本的な特徴を整理し、流れ場およびそれに働く流体力特性の支配パラメータを明らかにする。その後、三次元的な弾性変形を含む弾性運動翼まわりの流れ場およびそれに働く流体力特性について検討する。

1-7 本研究の目的

本研究では、ヒービング運動する弾性翼まわりの流れ場の双方向の流体構造連成解析を行い、弾性運動翼の曲げ剛性を考慮した流れ場とその流体力特性を明らかにすることを目的とする。特に、ヒービング運動する弾性翼に働く非定常流体力をその支配的なパラメータと考えられる運動条件(St 数)、流れの状態(Re 数)および曲げ剛性(K)を用いて、それらとの関係を明らかにすることを最終目的とする。それを達成するために以下の 4 つを明らかにする。

① 曲げ剛性 K の決定

- これまで定義されていた曲げ剛性 K の適用範囲を拡張する。特に、弾性体の曲げ変形に作用する断面が一様でない形状に対して、曲げ剛性 K を定義する。また、三次元的に弾性変形をする対象においてもその曲げ剛性が用いられるように、これまでに単位スパン長さで定義された断面二次モーメントを拡張する。

② K の流れ場への効果 (形状・厚み, K の値の違い, Re 数)

- 弾性翼の形状・厚みの流れ場とそれに働く流体力への効果を明らかにするために、NACA0010 および平板形状を用いて、弾性変形、運動翼まわりの渦構造およびその流体力を調べる。
- K の違いによる弾性変形および流れ場とその流体力を明らかにする。また、 Re 数の流れ場への効果を調べ、 K の重要性を明らかにする。

- ③ 弾性運動翼に働く流体力の支配的となるパラメータ
- 弾性運動翼に働く流体力の St 数および K の効果を明らかにすることにより、流体力の重要なパラメータを明らかにする.
 - St 数および K とその流体力との関係を明らかにし、物理的な意味を整理することにより、弾性運動翼に働く流体力の支配パラメータを明らかにする.
- ④ 三次元形状への展開
- 三次元的に弾性変形する運動翼まわりの渦構造およびそれに働く流体力を明らかにすることにより、弾性変形の効果を明らかにする.
 - 二次元運動翼の単純な運動および弾性変形に適用した曲げ剛性 K を三次元的な弾性変形をする運動翼に展開する. 特に、三次元形状における断面二次モーメントを決定し、曲げ剛性 K を定義する.
 - 曲げ剛性 K と弾性翼まわりの流れ場およびその流体力特性について検討する.

2. 弾性運動翼まわりの流れ場

2-1 弾性運動翼まわりの流れ場の無次元数

弾性運動翼まわりの流れ場は、非定常流れであり、自身の周期運動により、その前縁および後縁で渦を巻き上げ、後流に渦流れを形成する。本研究では、このような一様流中の弾性運動翼まわりの流れ場を対象とするため、式(2-1)に示す主流を代表速度、翼弦長を代表長さとしたレイノルズ数を用いる。また、周期的に運動する運動翼の流れの非定常性を、運動翼後縁の最大振幅 b を基準としたストロハル数により定義する(式(2-2))。ストロハル数は、主流に対する運動速度の大きさに相当する無次元数である。さらに、弾性体の断面の曲げにくさを表す曲げ剛性は、式(2-3)に示す単位スパン長さの断面二次モーメントおよび剛性によって定義されている⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽¹²⁾⁽⁴⁰⁾。

$$Re = \frac{V_0 c}{\nu} \quad (2-1)$$

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

$$K = \frac{EI}{0.5\rho_f V_0^2 c^3} \quad (2-3)$$

2-2 曲げ剛性 K の従来の定義

従来用いられてきた曲げ剛性は、図 2-1(a)に示すように、曲げを考える断面が翼弦方向に一様である条件あるいは一様と仮定して既知の代表厚さを用いた条件により定義され、式(2-3)が適用されてきた。また、図 2-1 のように二次元的に弾性変形をする条件においては、そのスパン方向長さを単位長さあたりで考えることで、単純な片持ちばりのたわみあるいは運動として取り扱うことが可能であった。すなわち、これまでの曲げ剛性の定義は、単純な形状および単純な弾性変形を行う運動翼に対してのみ用いられてきた。

その一方で、本研究では、図 2-1(b)に示すような翼弦方向の任意の断面の断面二次モーメントが一様でない物体を対象とすることで、 K の適用範囲を拡張する。特に、本研究では、推進力発生機構として十分機能する $h/c < 10\%$ の運動翼を対象とする⁽³⁶⁾。また、スパン方向長さが異なる三次元形状および三次元的な弾性変形をする場合、従来の曲げ剛性(式(2-3))では、それが適用できない。以上のことから、本研究では、厚みに分布がある条件およびスパン方向の長さを考慮した曲げ剛性 K の定義を行う。

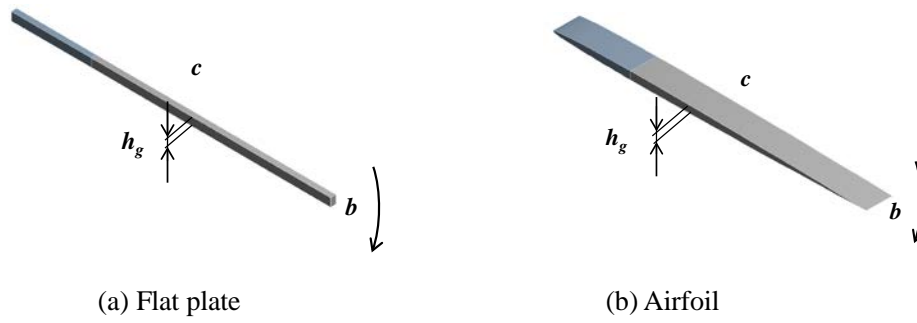


Fig. 2-1 Configuration of an elastic moving body

Table 2-1 Characteristics of fluid-structure interaction simulation method

	一体型	分離型
強連成問題の対応	○	○
収束性	○	△
ソルバの再構成	○	×
計算時間	△	○
柔軟性	×	○
不連続メッシュ(境界面)	×	○
データマッピング	なし	○
ソルバの諸対応	なし	時間ステップ制御
		荷重緩和等

2-3 弾性運動翼まわりの流れ場の流体構造連成解析

一般に、金属、木材、コンクリートおよび樹脂など全ての材料は全て弾性体である。物体の微小振動も、弾性体の性質のために生じる現象であり、物体の弾性変形も同様に弾性の性質に因る。特に、物体の移動・変形により流れ場(空気および水)が変化し、また、その流れ場により弾性体に変形する場合、それは流体と構造に相互作用が生じていると言う。このような現象を流体構造連成問題という。これらを数値解析により取り扱う場合、流体の圧力が構造に与える影響および構造の変位が流体に与える影響を考慮する必要がある。

本研究では、流体の圧力と構造の変形の相互作用の影響が大きいことを考慮した双方向の連成解析を行う。すなわち、流体力により弾性体は大きく弾性変形し、その変形が流れ場に強く影響する現象を取り扱う。その中でも構造および流体の支配方程式を独立して計算する分離型解法を用いて解析を行う。その特徴を表 2-1 に示す。

2-4 構造解析

構造解析では、時間変化を考慮した過渡応答解析を行い、その支配方程式は、式(2-4)に示す運動方程式である。特に、図 2-2 に示す各構成式（適合条件、応力-ひずみ関係式、釣り合い条件式）を用いることで、応力および変位の解を得る。また、構造の大変形による非線形性を考慮し、ニュートン・ラブソン法を用いた反復計算を行う。図 2-3 に示すように、大きな弾性変形を有する場合、荷重-変位の関係は線形的ではない。ニュートン・ラブソン法では、修正を伴う線形近似の繰り返し計算を行う。具体的には、まず、全荷重を与えた線形解を得る(図 2-3 の 1)。この段階では、真の値と異なるために、その残差を算出し、その後、再び線形解を計算することで、全荷重との残差は小さくなる(図 2-3 の 2)。これらを図 2-3 では 4 回繰り返すことにより、内部力(復元力)および外力が平衡状態になったと判断し、収束解を得る。これらは、1 つの時間刻み幅の内部で行われる反復計算である。また、収束基準には、力および変位を用い、収束条件が厳しい力に加え、変位も収束判定条件として考慮することにより、解を二重にチェックする。

弾性部は、非線形材料である超弾性材料とし、理論式で与えられるひずみエネルギー密度関数にヤング率およびポアソン比を与え、外力によって生じたひずみで微分することで弾性体の応力を得る。その式を(2-5)に示す。特に、単純な一次モード変形を取り扱う Neo-Hookean モデルを用い、その入力値として、剛性 E およびポアソン比 ν より、初期せん断剛性 μ_0 および体積弾性率 k を得る(式(2-6))。また、4 章で示す薄膜には、(式(2-5))の超弾性モデルは用いず、式(2-4)を基本式とした非線形解析を行う。これらは、有限要素法によりその離散化を行う。

$$[M]\ddot{x} + [C]\dot{x} + [K]x = [F] \quad (2-4)$$

$$W = \frac{\mu_0}{2} (\bar{I}_1 - 3) + \frac{1}{d} (J - 1)^2 \quad (2-5)$$

$$\mu_0 = \frac{E}{2(1+\nu)}, \quad k = \frac{E}{3(1-2\nu)}, \quad d = \frac{2}{k} \quad (2-6)$$

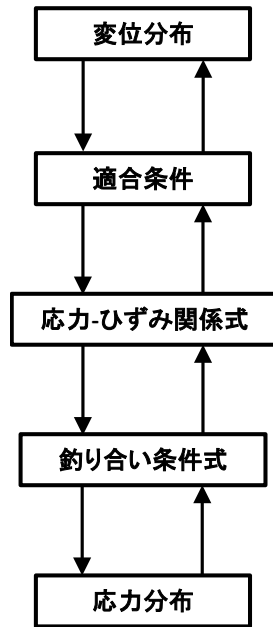


Fig. 2-2 Flow chart for solving a structural region

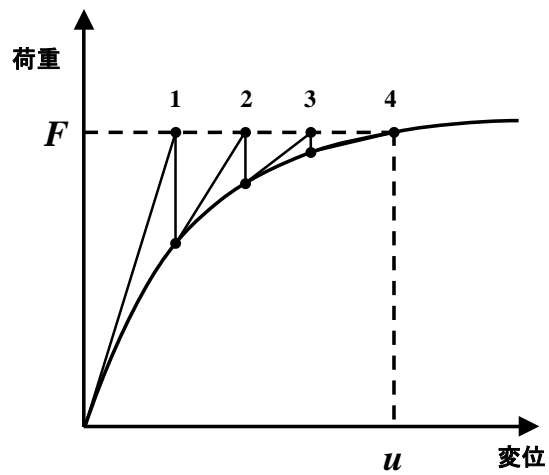


Fig. 2-3 Analysis for nonlinear structural effect by Newton-Raphson method

2-5 流体解析

支配方程式は、連続の式(2-7)およびNavier-Stokes 方程式(2-8)の非圧縮性流れである。式(2-7)および式(2-8)はそれぞれ積分系の質量保存および運動量保存則であり、有限体積法によりその離散化を行う。本研究では、弾性運動翼による移動境界流れを取り扱うため、移動格子法⁽²⁵⁾を用いており、流体格子をモーフィングさせることで境界面近傍の格子を出来る限り形成時に近い状態に保ち、解析を行う。その際に、壁面の移動に伴う流体領域の格子の移動速度が、式(2-7)および(2-8)に相対速度として与えられる⁽²⁵⁾。すなわち、コントロールボリュームが時間に対して変形する場合は、式(2-7)および(2-8)が修正され、(2-9)および(2-10)のようになる。 W_j は、コントロールボリュームの境界の速度である。特に、式(2-10)の左辺第一項の非定常項は、変形するコントロールボリュームの保存量の変化率を考慮し、また、左辺第二項の移流項は、コントロールボリュームの移動する境界を通過していく流体の移流を考慮している。また、流体解析のフローチャートを図2-4に示す。

本研究では、コントロールボリュームに剛性を設けることで、格子の移動量に重みが考慮される。特に、壁面近傍の格子の剛性を大きくすることにより、流体格子の潰れを防ぐ。その式を(2-11)および(2-12)に示す。式(2-11)は、対象としている格子の移動量が、解析領域全体として保存することを意味する。また、式(2-12)は、メッシュの剛性の定義式であり、コントロールボリュームのサイズに応じて指数関数的に剛性が決定する。 Γ_{disp} , δ , C_{stiff} および ∇ はそれぞれメッシュの剛性、基準位置からの変位、剛性の係数およびコントロールボリュームのサイズである。

$$\int_S U_j dn_j = 0 \quad (2-7)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \rho U_i dV + \int_S \rho U_j U_i dn_j = - \int_S P dn_j + \int_S \mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) dn_j + \int_V S_{U_i} dV \quad (2-8)$$

$$\int_S (U_j - W_j) dn_j = 0 \quad (2-9)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \rho U_i dV + \int_S \rho (U_j - W_j) U_i dn_j = - \int_S P dn_j + \int_S \mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) dn_j + \int_V S_{U_i} dV \quad (2-10)$$

$$\nabla \cdot (\Gamma_{disp} \cdot \nabla \delta) = 0 \quad (2-11)$$

$$\Gamma_{disp} = \left(\frac{1}{\nabla} \right)^{C_{stiff}} \quad (2-12)$$

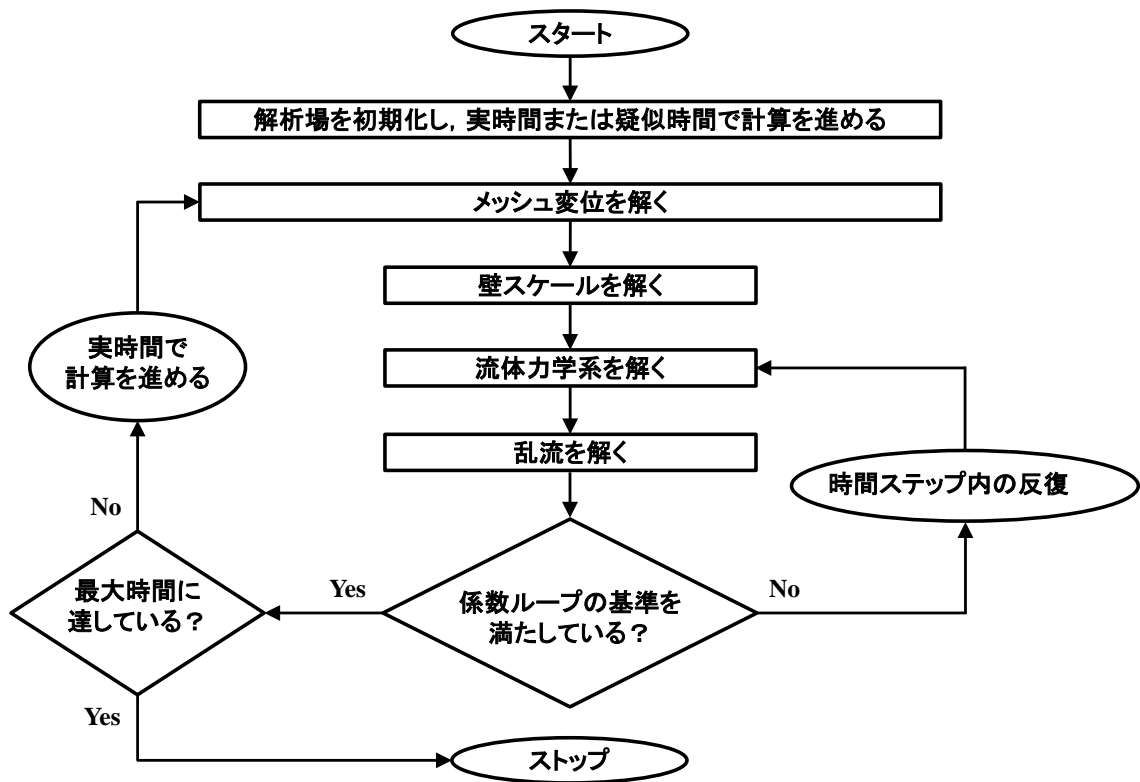


Fig. 2-4 Flow chart for solving a fluid region

2-6 流体構造連成解析

流体構造連成解析には、構造および流体解析ソルバを用い、流体および構造の支配方程式を独立させて計算する分離型解法を用いる。また、解の受け渡しは境界面でのみ行う。この方法は、計算時間、収束性、境界面のデータのマッピングの問題があるものの、双方の支配方程式を計算するため、その境界面の物理量の受け渡しを行うことで、流体および構造のいずれの現象も適切に取り扱うことが可能である。

本解析で用いるANSYSによる連成計算時の流体/構造およびデータの受け渡しのフローチャートを図 2-5 に示す。 U_i および P_i はそれぞれ反復回数の i 番目の流体の解（速度および圧力）である。また、 σ_i および u_i はそれぞれ反復回数の i 番目の構造の解（応力および変位）である。初期条件 U_0 および P_0 を用いて流体解析を行い、 U_1 および P_1 を算出する（図 2-5 ①）。その後、流体と構造の境界面の壁面圧力データが構造解析の初期値の応力データとして積分補間される（図 2-5 ②）。流体および構造の格子形成が独立であるために、そ

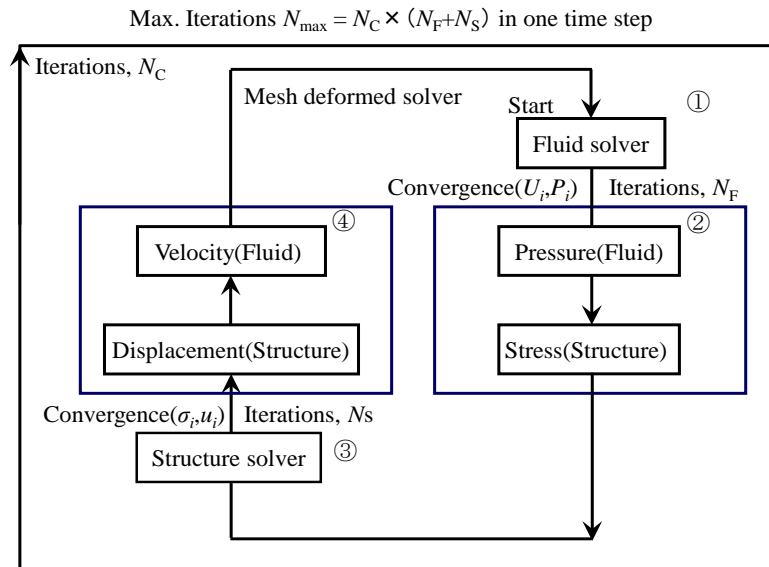


Fig. 2-5 Iteration mechanism of FSI coupling between a fluid and a structural region in one step

の境界面では補間による誤差が生じる。その誤差を 10^{-3} 以下の収束条件で定義している。また、支配方程式に保存性を有する流体部では、格子点の位置情報に応じて解が保存される。次に、その応力データを初期値とし、構造解析を行う(図 2-5③)。その結果、構造部の解として節点変位データが得られる。同時に、構造の節点変位データの位置情報をもとに流体解析部の速度データが得られる(図 2-5④)。その結果、構造の変形による流体部の格子の移動量が次回の反復計算の初期値として適用され、格子の移動速度を考慮した流体の計算が行われる。これらの過程(①-④)を1ループとして計算する。さらに、流体および構造解析の反復回数を N_F および N_S 、流体と構造の連成での反復を N_C とすると、3つの反復計算が行われる。1ステップでの合計反復回数は、最大で $N_C \times (N_F + N_S)$ であり膨大な計算時間を要する。特に、ANSYS では、1ステップを N_C 回に分け、荷重を緩和し、構造に与える負荷をできるだけ小さくして解の収束を実現している。

2-7 流れ場の検証

2-7-1 供試翼

弾性体に用いる翼形状は、図 2-6 に示す NACA0010 であり、翼弦長は、 $c=60[\text{mm}]$ である。剛性(ヤング率)は、実験と同様の $E=0.32[\text{MPa}]$ である。翼前縁から $1/4$ 弦長に振幅は $a=12[\text{mm}]$ のヒービング運動 $y=asin\omega t$ を与えることにより、後縁は弾性変形する。解析領域は、図 2-7 に示すように、翼前縁、翼後縁および翼面に鉛直方向の長さをそれぞれ $2c$, $5c$ および $3c$ で与え、スパン方向長さは $c/12$ とした。翼スパン方向には対称境界を与え、二次元的な弾性変形および二次元流れを対象とする。弾性翼およびそのまわりの流体の格子を図 2-8 に示す。構造および流体の格子は、独立しており、翼面には流体の圧力と構造の変位データを転送する境界面を定義している。図 2-9(a), (b)および(c)はそれぞれ翼前縁、翼弦中心および翼後縁の格子の拡大図である。また、レイノルズ平均モデル(RANS)については、時間刻み幅は $\Delta t=0.01[\text{s}]$ であり、その結果、図 2-10 に示すように、壁の精度は、 $k-\omega$ モデルにおいて、 $y^+<1$ を実現している。LES(Large eddy simulation)については、図 2-11 に示すように、実験環境を模擬したスパン方向長さ l が $200[\text{mm}]$ ($l/c=3.3$)の三次元解析を行った。格子数および時間刻みはそれぞれ 400 万および $\Delta t=0.0001[\text{s}]$ である。壁の精度は、 $y^+<1.5$ の流れ場を解いており、翼スパン方向長さの空間解像度は $\Delta z/c=0.03$ である。

本研究では、式(2-9)の左辺第一項の非定常項に、二次精度後退差分、左辺第二項の対流項に二次精度中心差分を基本として与え、逆流が生じる場合に振動解を回避するために、一次精度風上差分に切り替えるスキームを用いている。その他の項には、二次精度中心差分を用いる。また、レイノルズ平均の二方程式については、その k, ϵ, ω 方程式に一次精度の差分を用いている。LESについては、空間に二次精度中心差分を用いる。表 2-2 および 2-3 に、検証に用いた構造および流体の解析条件を示す。

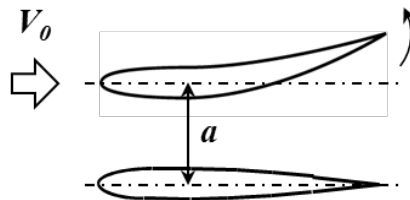


Fig. 2-6 Configuration of moving elastic test airfoil

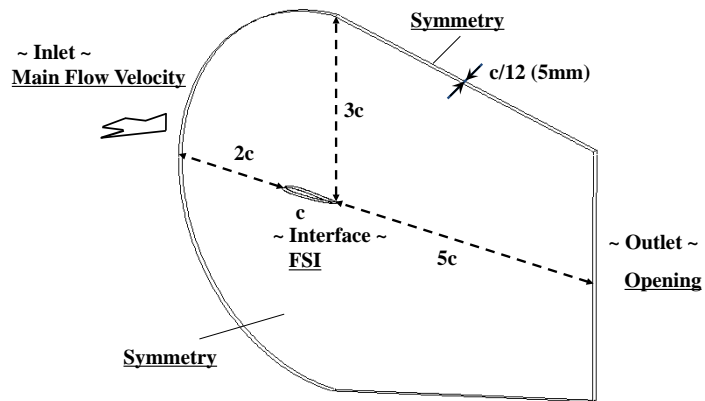


Fig. 2-7 Computational model

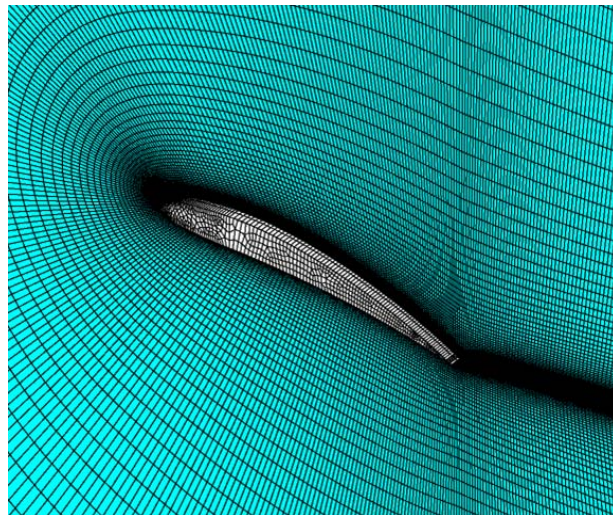


Fig. 2-8 Computational grid around the airfoil

2-7-2 乱流モデルによる流体力の検証

まず、ヒービング運動する剛体翼に働く非定常流体力により、乱流モデルの検証を行う。LESについては、下方および上方の翼端に壁面境界および対称境界を与える(図2-11)。これは、実験環境を模擬するためである。しかしながら、翼の上方側については、実験では、水面が存在するため、対称境界は厳密には適切な条件ではない。したがって、計算を簡単にするために対称境界条件を用いていることもよく考慮しておく必要がある。

図2-12(a)および(b)はそれぞれヒービング運動する剛体翼に働く非定常推進力および揚力の一周期の平均値である。横軸はいずれも St 数であり、図2-12(a)および(b)の縦軸はそれぞれ

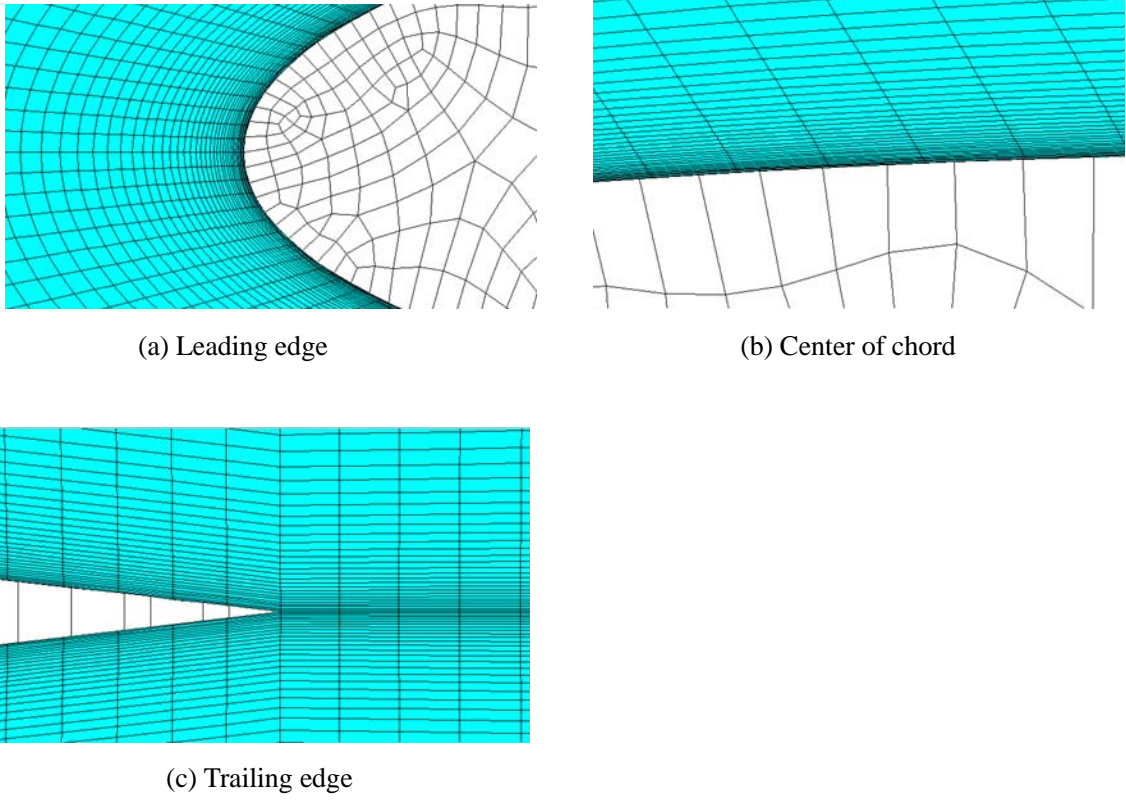


Fig. 2-9 Grid configurations near the leading edge, the center of chord and the trailing edge of the airfoil

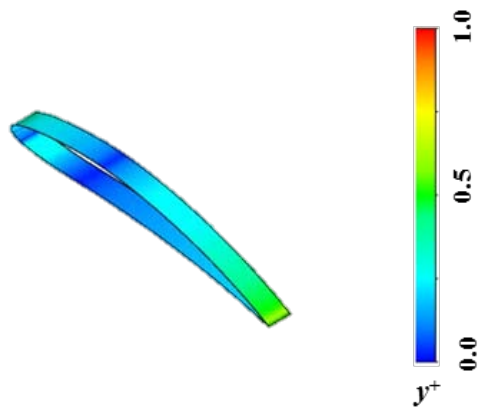


Fig. 2-10 Unsteady y^+ using $k-\omega$ model of the elastic heaving airfoil with $E=0.32$ [MPa]

Table 2-2 Material properties and simulation conditions of the airfoil

Structure	Silicone	Motion	Heaving
Hyperelasticity	Neo Hookean	Mesh	Hexa
E	0.32 [MPa]	Convergence target	10^{-4}
ν	0.45	Iteration	15
ρ_s	1143 [kg/m ³]	Number of elements	1×10^3

Table 2-3 Simulation conditions of the fluid region

Fluid	Water	Interface	Moving Wall
ρ_f	997 [kg/m ³]	Mesh	Hexa
Re	4×10^3	Convergence target	10^{-4}
St	0.10-0.70	Iteration	15
Inlet	0.067 [m/s]	Number of nodes	2×10^5
Outlet	0 [Pa]	y^+	< 1.0

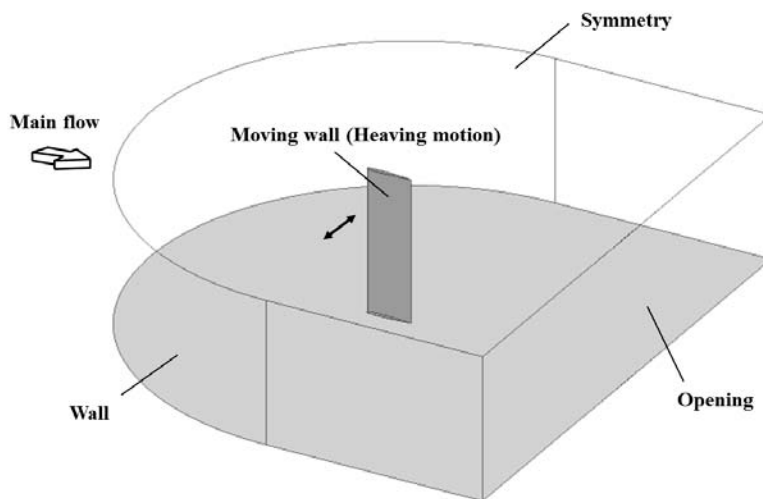


Fig. 2-11 Analysis region for large eddy simulation of a flow field around the heaving rigid NACA0010

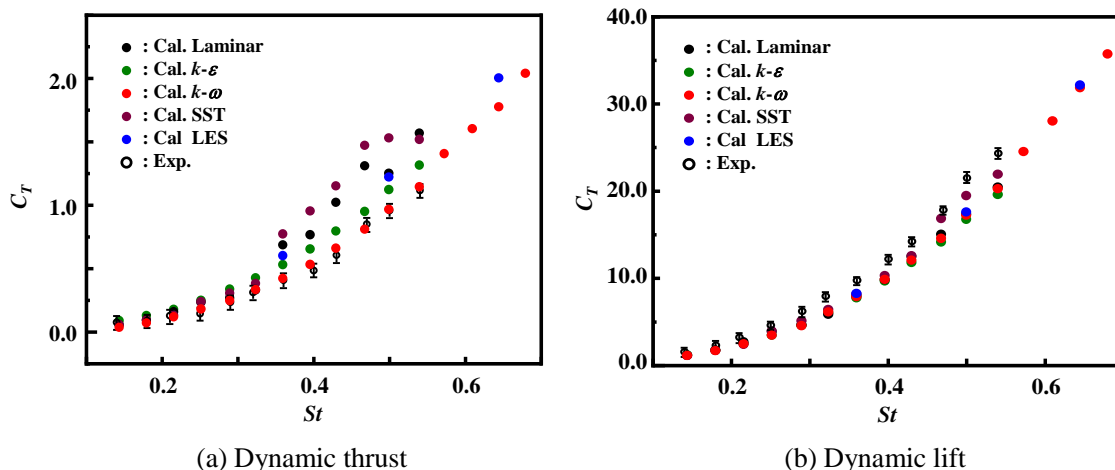


Fig. 2-12 Averaged dynamic forces acting on the heaving rigid NACA0010

れ推進力係数および揚力係数である。●、●、●、●および●はそれぞれ数値解析におけるLaminar, $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SSTおよびLESの結果であり、○は実験結果である。

図2-12に示すように、推進力および揚力のいずれも本研究の非定常運動による剥離の強い流れに対し、 $k-\omega$ モデルが実験値とよく一致しており、適切な乱流モデルであることがわかる。特に、 $k-\omega$ 以外のモデルでは、翼後縁剥離渦を過大に予測してしまう傾向があり、Laminar, $k-\varepsilon$ およびSSTモデルでは、翼後縁から巻き上がった渦およびその後方を発達する渦の渦度が $k-\omega$ モデルよりも大きくなることを確認している。本研究のような非定常性の強い流れ場については、RANSを用いる場合、壁面および翼後縁から生じる剥離渦のエネルギー散逸を抑える方が、実現象に近づくことがわかった。次に、LESを含めた流体力の検証を行う。図2-13(a)および(b)はそれぞれ $St=0.36$ におけるヒービング運動する剛体翼に働く非定常推進力および揚力の時間変化である。横軸はいずれも周期 t/T であり、図2-13(a)および(b)の縦軸はそれぞれ推進力係数および揚力係数である。黒、赤および青の実線はそれぞれ実験結果、 $k-\omega$ およびLESの結果である。

図2-13(a)に示すように、 $k-\omega$ およびLESのモデルにおける推進力は、実験値に対してその最大値がそれぞれ5%および10%程度の誤差を有する。しかしながら、その平均値としては、いずれも5%以下である。その一方で揚力においては実験とよく一致することから、これらの2つのモデルに関しては、本対象において適用が可能なモデルと考える。また、LESに関しては、図2-14に示すように、図の下方の壁面の影響が現れる三次元的な渦構造が確認され、翼前縁および後縁において強制的な強いはく離流れが形成される。また、翼端では三次元性のあるせん断流れが生じていることもわかる。その中でも、実験と大きく異なるのは、図の上方側の翼端の渦の挙動であり、実験では三次元的な強い渦の巻き上がりが存在するものの、数値解析においては、対称境界条件を用いているため、それが捉えられておらず、

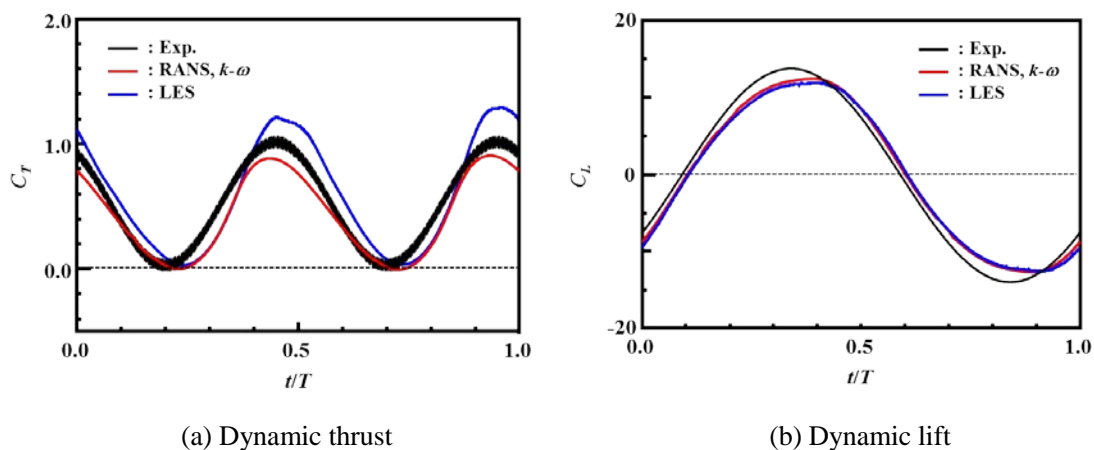


Fig. 2-13 Time variation of dynamic forces acting on the heaving rigid NACA0010 at $St=0.36$

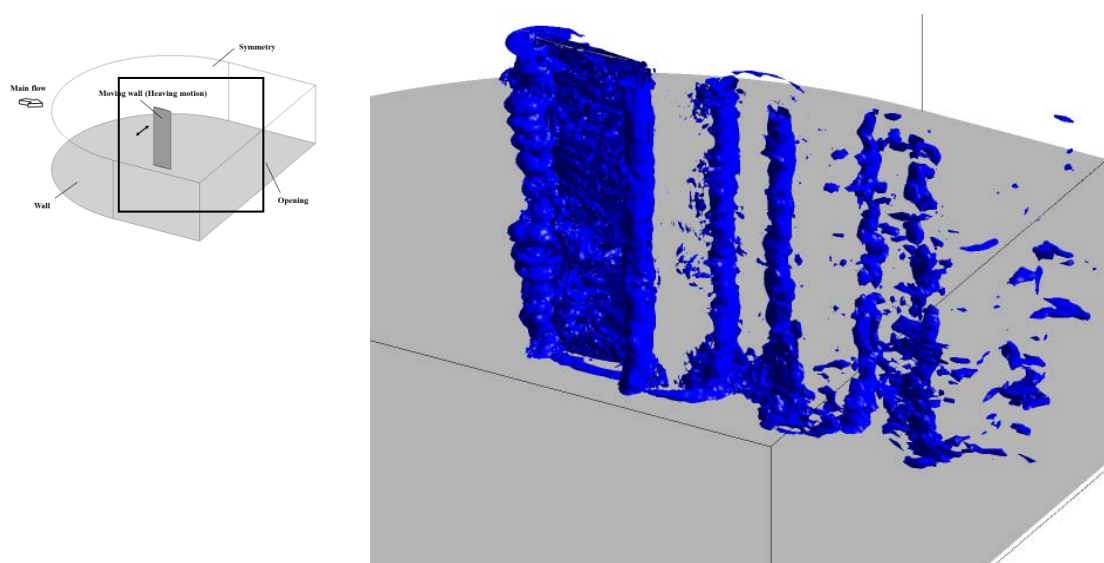


Fig. 2-14 Iso-surface of vorticity at $\omega'=20$ around the heaving rigid NACA0010 at $St=0.36$

誤差が大きくなったと考えられる。しかしながら、LESのような格子スケールの渦を解くモデルを、流体構造連成解析として取り扱う場合、その計算コストが膨大となる。さらに、本研究対象のような運動/弾性変形/渦流れの基本的な一連のダイナミクスを明らかにする上では、時間平均化された流れ場で十分と言える。以上のことから、本研究では、 $k-\omega$ モデルを用い、流れ場の評価を行っていく。

2-7-3 弾性翼後縁の変位

次に、ヒービング運動する弾性翼の流体構造連成解析結果を示す。ヒービング振幅 a および翼後縁最大変位 b を図 2-15 に示す。また、 $E=0.32[\text{MPa}]$ の弾性翼の $St=0.64$ における翼前縁および後縁の変位の時間変化を図 2-16 に示す。横軸および縦軸はそれぞれ周期 t/T および変位 y/a であり、2 周期の結果を示す。また、黒および赤の実線はそれぞれ翼前縁および後縁変位の数値解析結果であり、○および●はそれぞれ翼前縁および後縁変位の実験結果である。

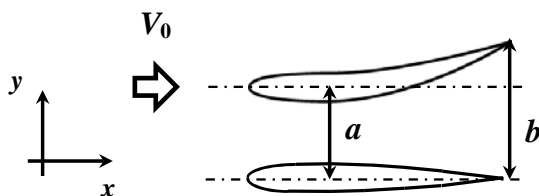


Fig. 2-15 Heaving amplitude and trailing edge displacement of the elastic heaving airfoil

図 2-16 に示すように、弾性翼前縁および後縁変位の数値解析結果は、実験結果とよく一致することがわかる。ヒービング運動する弾性翼の弾性部では、自身の運動による慣性力および流体の圧力により十分に弾性変形していることがわかる。また、その変位は、翼前縁に遅れて翼後縁が追従しており、位相差を有する。解析結果および実験結果で後縁変位の位相差にわずかな誤差が生じているのは、数値解析での物性値(ρ, E, ν)およびシリコンゴムで作製した実験値 (E , 硬度)で共通する剛性 E 以外を合わせることができてないのが、主な原因であり、特に、弾性体のポアソン比および密度の効果により、弾性変形の様子も異なると考えられる。しかしながら、その最大変位の誤差も上死点で最大 4.8%であり、運動と弾性変形の傾向をよく捉えられていると言える。また、他の剛性を用いた場合においても、その変位および位相差は異なるものの、同様の特徴を有することを確認した。

次に、ヒービング運動する弾性翼後縁の最大変位を図 2-17 に示す。横軸および縦軸はそれぞれ St 数および変位 b/a である。●および○はそれぞれ $E=0.32[\text{MPa}]$ における数値解析結果および実験結果である。

$E=0.32[\text{MPa}]$ において、数値解析結果は、実験結果とよく一致している。また、 St 数の増加により、運動速度が増加するために、翼後縁の変位も増加することがわかる。特に、高い St 数において、ヒービング振幅の約 1.55 倍であることもわかる。高 St 数領域では、翼

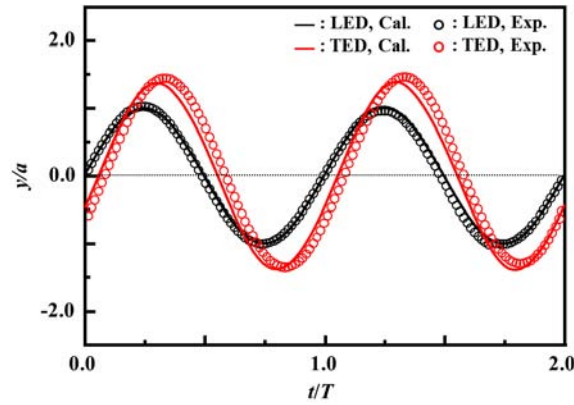


Fig. 2-16 Leading and trailing edge displacements of the elastic heaving airfoil with $E=0.32[\text{MPa}]$ at $St=0.64$

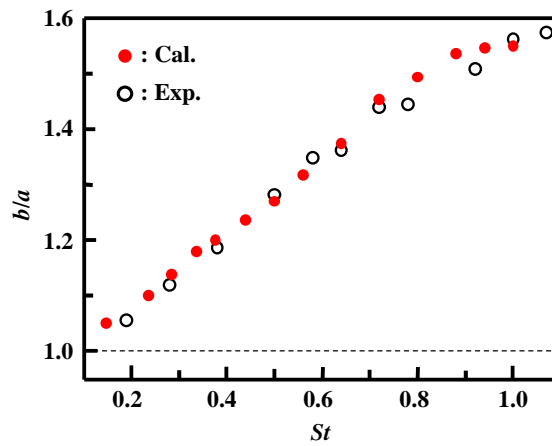
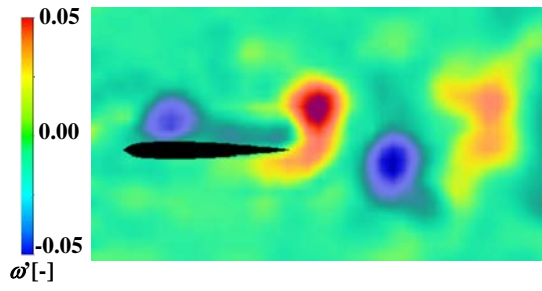
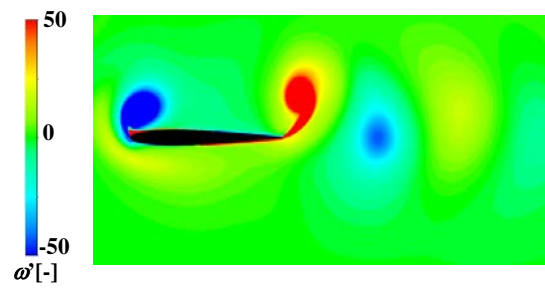


Fig. 2-17 Trailing edge displacement of the elastic heaving airfoil with $E=0.32[\text{MPa}]$

後縁変位の増加が緩やかになる。これは、 St 数が増加するにつれて、前縁との位相差も大きくなるためであり、 $St=1.0$ 付近では、運動翼前縁が下死点へ移動している時に、弾性変形量が最大になることから、翼後縁最大の位置 b としては、その値が小さくなる。これは、変形モードが一次モードから二次モードへ遷移していく領域にあるためでもある。

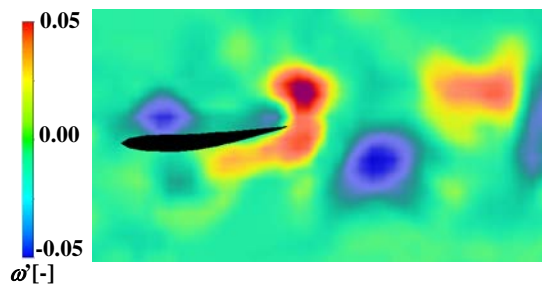


(a) PIV measurement result

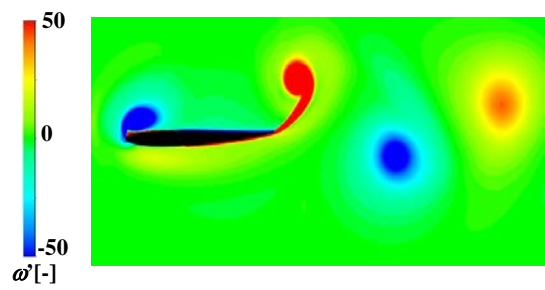


(b) Numerical simulation result

Fig. 2-18 Vorticity contours behind the rigid heaving airfoil at $St=0.64$

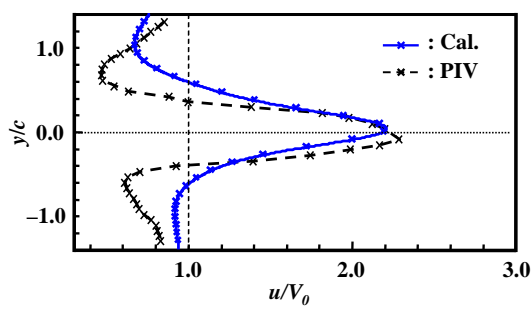


(a) PIV measurement result

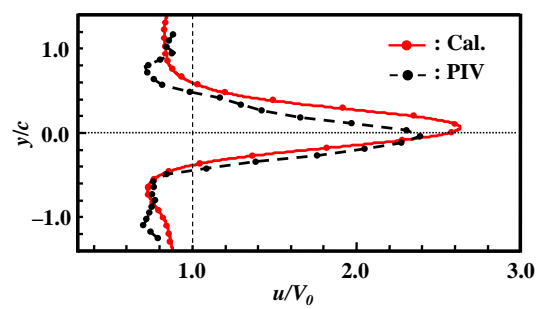


(b) Numerical simulation result

Fig. 2-19 Vorticity contours behind the elastic heaving airfoil with $E=0.32$ [MPa] at $St=0.64$



(a) Rigid NACA0010



(b) Elastic NACA0010

Fig. 2-20 Mean velocity profile during one cycle behind the rigid and elastic heaving airfoils at $St=0.64$

2-7-4 運動翼まわりの流れ場

ヒービング運動する剛体翼および弾性翼まわりの渦度分布を図 2-18 および 2-19 に示す。いずれの図(a)および(b)はそれぞれ $St=0.64$ における PIV 計測結果および数値解析結果である。青および赤の渦はそれぞれ時計回りの渦および反時計回りの渦を示している。渦度の大きさが実験と数値解析で異なっているのは、格子の空間解像度によるものである。

図 2-18 および 2-19 に示すように、本数値解析により、剛体翼および弾性翼まわりの渦流れは PIV 計測結果と定性的に一致していることがわかる。特に、運動物体まわりの流れの特徴である、翼前縁はく離渦、翼後縁はく離渦および翼後方の推進力発生渦列を捉えていることもわかる。

また、図 2-20 に、翼一弦長後方に誘起される速度分布のヒービング運動一周期の平均値を示す。図 2-20(a)および(b)はそれぞれ剛体翼および弾性翼後方の速度分布の結果であり、横軸および縦軸はそれぞれ無次元速度 u/V_0 および無次元変位 y/c を示す。 $u/V_0 > 1.0$ は、増速流であることを意味する。いずれのグラフの実線および破線はそれぞれ数値解析結果および PIV 計測結果である。

数値解析結果は、定量的には違いがあるものの、定性的には PIV 計測結果とよく一致している。弾性翼後方の増速流は、主流に対して、ほぼ対称の分布となる。その一方で、剛体翼後方には、大きな減速流が発生し、主流方向に対して非対称な分布となることが実験および数値解析のいずれの結果からもわかる。これは、剛体翼後流に形成される推進力発生渦列が密に形成され、翼後縁から巻き上がる渦の干渉が強くなるためである⁽⁴⁵⁾。しかしながら、弾性翼では、図 2-19 に示すように、ヒービング運動の上死点および下死点において翼後縁から渦が離れるために、渦間隔が大きくなり渦同士の干渉が小さく、そのため弾性翼後方の増速流は、主流に対して対称となる。これらの結果より、本数値解析により実現象を捉えられると考える。

以上より、本研究では、数値解析によりその流れ場および流体力を明らかにしていく。

3. 弾性を有するヒービング運動する弾性翼まわりの 流れ場とその流体力特性

3-1 ヒービング運動する弾性翼まわりの流れ場

3-1-1 本研究における曲げ剛性 K の定義

先行研究では、弾性運動翼まわりの流れ場を明らかにするために、弾性変形を硬さ（曲げにくさ）として取り扱うことで、その硬さの流れ場への効果を明らかにしている。特に、弾性体の剛性および断面二次モーメントの厚みをパラメータとし、硬さの渦構造、循環およびその流体力特性への効果が明らかにされてきた。また、その硬さの指標として式(2-3)の曲げ剛性 K が用いられてきた。この K は、翼弦方向に一樣な厚み、また、単位スパン長さが仮定されてきたため、翼弦方向の形状が異なる条件、あるいは三次元形状の曲げ剛性を考慮することが出来ない。さらには、 K の値そのものに解釈はなく、弾性変形が大きい、あるいは小さい条件という表現が用いられているため、 K の値と流れ場の関係は明らかにされていない。すなわち、曲げ剛性は、流れ場に対する設定パラメータに過ぎず、硬さの度合いと運動の関係およびそれらの流れ場との関係は明らかにされていない。

本研究では、この曲げ剛性 K が曲げの特性を一意に決定する無次元数になると考え、従来の曲げ剛性 K を再定義した。これにより、曲げ剛性を、流体側の支配パラメータとして考慮することが可能となる。式(3-1)に示すように、その分子には対象とする形状の重心位置における断面二次モーメントを考え、また、スパン方向の長さを有限長さとして与えた。その結果、分子に長さの次元が追加され、それに応じて分母にもスパン方向長さが考慮される。それを、代表面積 $A=cl$ とした。これにより、曲げ剛性が分布のある形状および三次元形状を考慮した無次元数として与えられる。

$$K = \frac{EI_G}{0.5\rho_f V_0^2 Ac^2} \quad (3-1)$$

3-1-2 構造の静解析による弾性翼のたわみ

翼弦方向に形状の厚みの分布がある弾性体の曲げ剛性を、重心位置の厚みで定義し、そのたわみ量により検証する。図 3-1(a)および(b)はそれぞれ NACA00025 および平板形状の弾性翼であり、その形状が異なる。また、NACA00025 および平板の最大厚みはそれぞれ 1.5 および 1.27[mm]であるものの、重心位置における厚みはいずれも 1.27[mm]である。本項では、重心位置の厚みを曲げ剛性の定義に用いることにより、弾性翼のたわみが一意に決定



(a) NACA00025, $h=1.5$ mm ($h_g=1.27$ mm)

(b),(c) Flat plate, $h=h_g=1.27$ mm

Fig. 3-1 Deflection to load on the elastic airfoil

Table 3-1 Deflection to load on the elastic airfoil under same height of the center of gravity, $h_g=1.27$ mm

	(a) NACA00025 span $l=1$ mm	(b) Flat plate span $l=1$ mm	(c) Flat plate span $l=5$ mm
$E=1.0$ MPa	3.56×10^{-1} m	3.51×10^{-1} m	3.44×10^{-1} m
$E=10.0$ MPa	3.56×10^{-2} m	3.51×10^{-2} m	3.44×10^{-2} m
$E=100.0$ MPa	3.56×10^{-3} m	3.51×10^{-3} m	3.44×10^{-3} m
Error	-	1.5 %	3.4 %

Table 3-2 Deflection to load on the elastic bodies under same height of the center of gravity, $h_g=5.07$ mm

	(a) NACA0010 span $l=5$ mm	(b) Flat plate span $l=1$ mm	(c) Flat plate span $l=5$ mm
$E=1.0$ MPa	6.12×10^{-3} m	6.41×10^{-3} m	6.34×10^{-3} m
$E=10.0$ MPa	6.12×10^{-4} m	6.41×10^{-4} m	6.34×10^{-4} m
$E=100.0$ MPa	6.12×10^{-5} m	6.41×10^{-5} m	6.34×10^{-5} m
Error	-	4.7 %	3.5 %

するかを構造の静解析により明らかにする。いずれの弾性翼も翼前縁 1/4 弦長を固定支持し、弾性翼上面に一定の荷重 P を与え、その後縁の最大変位を計算した。表 3-1 は、3 つの剛性の条件 $E=1.0$, 10.0 および 100 [MPa]における弾性翼後縁のたわみ量であり、(a),(b)および(c)はそれぞれスパン長さ 1.0 [mm]の NACA00025, スパン長さが 1.0 および 5.0 [mm]の平板の結

Table 3-3 Deflection to different load on the elastic bodies under same height of the center of gravity,
 $h_g=1.5$ mm

	(a) NACA0003	(b) Flat plate	Error
$P=100$ Pa	9.22×10^{-3} m	9.07×10^{-3} m	1.7 %
$P=200$ Pa	16.93×10^{-3} m	17.58×10^{-3} m	3.8 %
$P=300$ Pa	22.46×10^{-3} m	25.00×10^{-3} m	11.3 %

果である。表 3-2 は、重心の厚みが 5.07mm における NACA0010 および平板のたわみ量の結果である。

表 3-1 および 3-2 のいずれの厚みの結果においても、スパン長さの違いにより、断面二次モーメント($I_G=lh_g^3/12$)が異なるため、そのたわみ量に違いがあるものの、NACA翼型のたわみに対して平板の誤差が最大で 5%以下であることがわかった。また、翼スパン長さがNACA翼型と同程度である条件において、その誤差は小さくなることもわかった。このことから、翼弦方向に分布を有した形状においても、その重心位置の高さを用いることにより、曲げの特性を捉えられることがわかった。また、この結果は、構造解析であるため、 $EI_G=Elh_g^3/12$ によってスパン長さの効果が現れている。しかしながら、次項に示す無次元数 K においては、その分母でスパン長さの無次元化が行われているために、その影響は小さくなると思われる。

表 3-3 に異なる荷重 $P(=100,200,300[\text{Pa}])$ による弾性翼のたわみ量を示す。この結果、変形量が 18[mm]以下の条件では、形状による誤差は 4%以下である。しかしながら、25[mm]の弾性変形量では、その誤差が 11.3%となり非常に大きくなる。したがって、たわみ量が 20[mm]以下(梁の長さの 1/2 以下)では、形状による誤差は小さいものの、20[mm]以上では、たわみが形状に依存する傾向がある。これは、形状により重心の位置が異なることによるモーメントの釣り合いが影響したと考えられる。しかしながら、本研究の解析においては、たわみ量が 10[mm]以下が対象であるために、その適用範囲における誤差は小さいと仮定できる。以上のことから、弾性翼の曲げ変形は、その形状の厚みに分布を有する条件においても、重心の位置における厚みを断面二次モーメントの高さとして用いることで、弾性変形の特性を一意に決定できることがわかった。

3-1-3 異なる形状・厚みによる弾性運動翼まわりの流れ場

3-1-2 では、構造の静解析を用い、重心位置における高さにより弾性翼の曲げ剛性を考えることで、異なる形状および厚みによる曲げの特性が同程度になることを示した。すなわち、弾性翼の曲げの特性が、静的な条件において、形状・厚みによらないことを明らかに

した。本項では，それらの弾性翼がヒービング運動する際の動的な条件において，そのまわりの流れ場を考慮した場合に，弾性体の曲げの特性を一意に決定できるかを流体構造連成解析により検討するとともに，そのまわりの流れ場および流体力特性を明らかにしていく。

3-1-3-1 弾性運動翼

弾性翼に用いる翼形状は，図 3-2(a)および(b)に示すNACA0010 および平板形状であり，翼前縁 1/4 にヒービング運動を与える。重心における厚みは，NACA0010 および平板でそれぞれ 5.07 および 1.5[mm]であり，断面二次モーメントが異なる。図 3-3 はヒービング振幅 a および翼後縁最大振幅 b である。本モデルを用いて，曲げ剛性 K による弾性変形，それにより形成される渦流れおよび流体力特性を明らかにしていく。本章では， $0.10 < St < 1.00$ および $2.0 \times 10^{-1} < K < 2.0 \times 10^3$ の範囲を対象としており，剛性としては，ゲル，ゴムおよびプラスチックの硬さを考慮している。

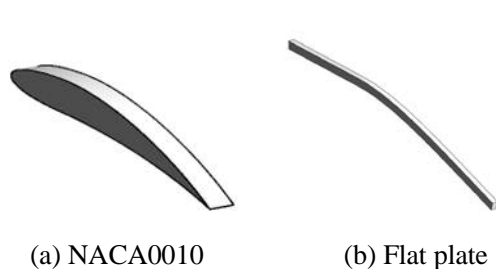


Fig. 3-2 Configuration of elastic heaving test airfoil

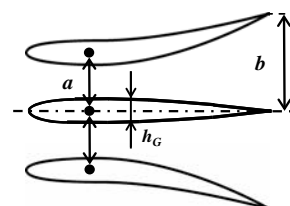


Fig. 3-3 Configuration of elastic deformation of the elastic heaving test airfoil

3-1-3-2 翼後縁の変位

同程度の曲げ剛性 K を有するヒービング運動する弾性翼の弾性変形の様子を図 3-4 に示す。図 3-4(a)および(b)はそれぞれ NACA0010 および平板形状の運動中心における弾性変形の瞬時値の様子である。この結果からわかるように，同程度の曲げ剛性 $K=2.2$ および 2.1 の NACA0010 および平板形状の弾性変形の様子は，その形状に関わらず同様の傾向を示していることがわかる。また，図 3-5 に $St=0.64$ における NACA0010 および平板形状の翼前縁および後縁の変位の時間変化を示す。図 3-5(a),(b)および(c)はそれぞれ NACA0010 および平板形状における同程度の K の条件の結果である。いずれも横軸および縦軸はそれぞれ周期 t/T

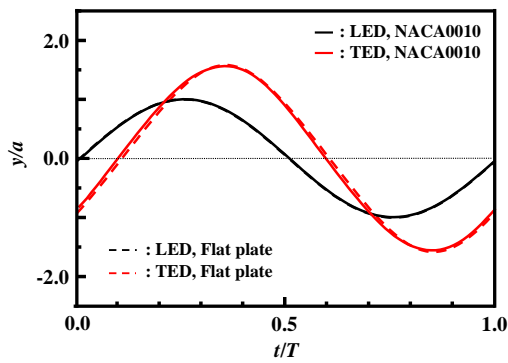


(a) NACA0010, $K=2.2$

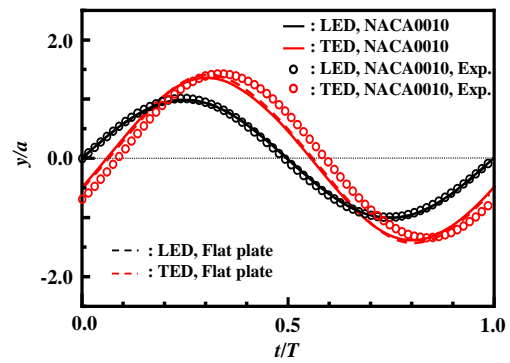


(b) Flat plate, $K=2.1$

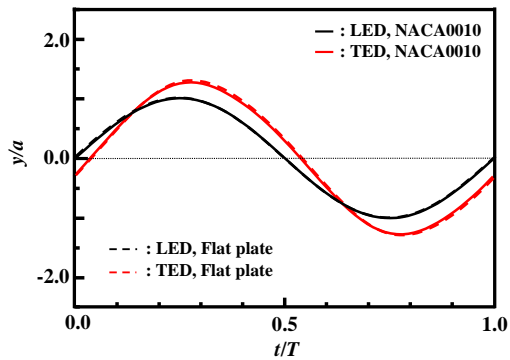
Fig. 3-4 Elastic deformation of the elastic heaving airfoil with comparable bending stiffness at center of amplitude



(a) NACA0010($K=2.2$), Flat plate($K=2.1$)



(b) NACA0010($K=7.2$), Flat plate($K=5.8$)



(c) NACA0010($K=13.5$), Flat plate($K=11.6$)

Fig. 3-5 Leading edge displacement(LED) and trailing edge displacement(TED) of the elastic heaving NACA0010 and flat plate at $St=0.64$

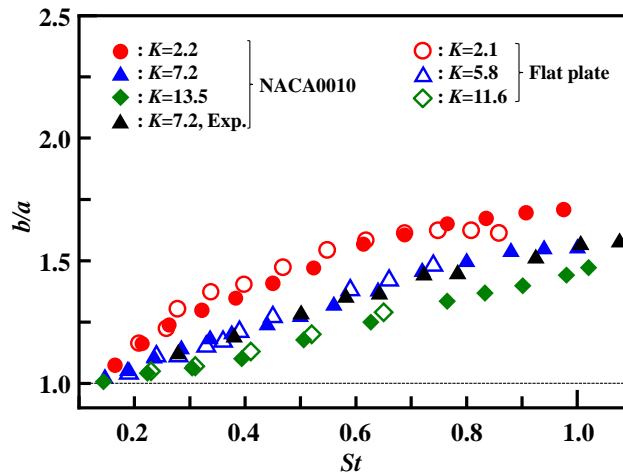


Fig. 3-6 Maximum values of trailing edge displacement of the elastic heaving NACA0010 and flat plate

および変位 y/a である。実線および破線はそれぞれ NACA0010 および平板であり，黒および赤の実線はそれぞれ翼前縁および後縁変位である。また，図 3-5(b)における○および○はそれぞれ翼前縁および後縁変位の実験結果である。

図 3-5(a),(b)および(c)のいずれの結果においても， K が同条件では，その形状，厚みおよび剛性に関わらず，同様の運動および弾性変形の過程を得ることがわかる。特に，図 3-5(b)の NACA0010 は，実験結果と同様の傾向を示していることもわかる。ヒービング運動する弾性翼の弾性部では，自身の運動による慣性力および流体の圧力により弾性変形し，その変位は K によって異なることもわかった。特に，いずれの条件においても翼前縁変位に遅れて翼後縁が変位し，位相差を有する。これは，一次モード変形の特徴でもある。

ヒービング運動する弾性翼後縁の最大変位を図 3-6 に示す。横軸および縦軸はそれぞれ St 数および変位 b/a である。●，▲ および ◆ はそれぞれ $K=2.2, 7.2$ および 13.5 における NACA0010 の翼後縁最大変位であり，▲ は $K=7.2$ における実験結果である。また，○，△ および ◇ はそれぞれ $K=2.1, 5.8$ および 11.6 における平板の結果である。

$K=7.2$ において，数値解析結果は，実験結果とよく一致していることがわかる。いずれの K の条件も St 数の増加により翼後縁最大変位は増加しており，その弾性変形の様子は，形状・厚みおよび剛性に依らず， K によって決定することがわかった。さらには， K が小さいほど翼後縁最大変位が大きくなることもわかる。これは，図 3-5(a)に示すように，小さい K では，弾性体が柔軟になり，その後縁変位が大きくなるためであり， St 数の増加により，翼後縁変位と前縁との位相差が大きくなることで，その最大変位は低下することもわかった。このように，曲げ剛性 K により，弾性翼の変形の様子が決定することから， K は弾性変形に関する重要なパラメータの一つであることがわかった。

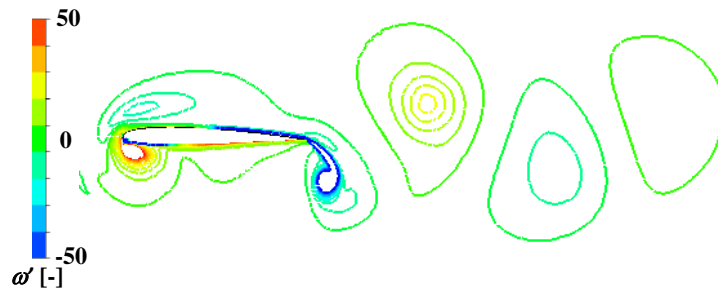
3-1-3-3 弾性翼まわりの渦流れ

ヒービング運動する弾性翼まわりの等渦度線図を図 3-7 に示す。図 3-7(a)および(b)はそれぞれ同程度の曲げ剛性 K における NACA0010($K=7.2$)および平板($K=5.8$)まわりの流れ場の $St=0.64$ の結果であり、いずれも弾性翼が運動中心の位置における渦構造の瞬時値を示す。青および赤はそれぞれ時計回りの渦および反時計回りの渦を示す。

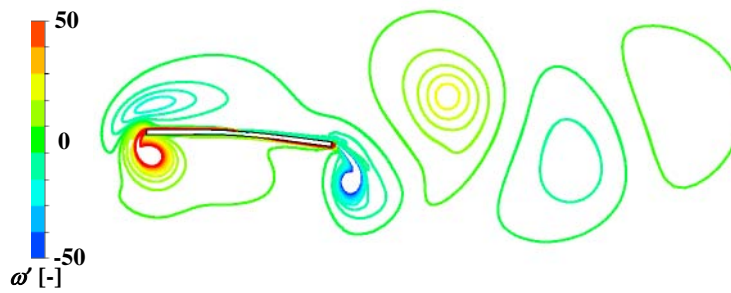
図 3-7 に示すように、NACA0010 および平板形状後方の渦構造は、形状に依らずよく一致していることがわかる。これは、図 3-5 に示すように、弾性翼後縁の変位がその時間変化で同様の運動を示すことから、流体における壁面の移動境界が同条件になるためである。すなわち、運動翼の変位、速度および加速度がいずれもほぼ同程度の条件であるために、翼後縁から巻き上がる渦およびその後方の渦構造が類似したといえる。運動翼前縁においては離渦の様子が異なるのは、平板前縁の固定された 2 点の角のはく離点の影響である。それに対して、後縁では、そのはく離点は存在するものの、 $St=0.64$ においては、弾性変形の効果が強いため、後流構造への影響は小さくなる。したがって、運動翼が十分に弾性変形する条件においては、その渦構造は、形状による影響は小さいことがわかった。

さらに、後縁の渦構造を定量的に明らかにするために、翼後方を発達する渦と渦の間隔を算出した。図 3-8 はその渦間隔の算出方法を示す。また、その結果を図 3-9 に示す。渦の横および縦の間隔をそれぞれ x および y とし、横軸および縦軸をそれぞれ $x/2a$ および $y/2a$ とした。 $2a$ はヒービング運動の両振幅であり、 $x/2a$ および $y/2a=1.0$ は、運動翼の移動量に等しい渦の間隔であることを示す。いずれも弾性翼後縁から巻き上がった渦を時刻 $t/T=0.0$ とし、ヒービング運動が 1 周期($t/T=1.0$)する間に後方を発達する渦間隔を算出した。●、▲ および◆はそれぞれ $K=2.2, 7.2$ および 13.5 における NACA0010 の渦間隔の軌跡である。また、○、△および◇はそれぞれ $K=2.1, 5.8$ および 11.6 における平板の軌跡である。

弾性運動翼後方の渦の間隔は形状に関わらず曲げ剛性 K に依存していることがわかる。これは、弾性運動翼の運動および変形の条件が K により決定するためである。その結果、 K による渦間隔の軌跡は異なる。特に、翼後縁から渦を巻き上げる $t/T=0.0$ では、 K が小さい条件では大きく弾性変形するため、振幅の約 1.4 倍($y/2a=1.4$)の高さで渦が巻き上がっている。また、 K が大きくなるにつれて弾性変形は小さくなるため、渦を巻き上げる位置は低下している。このように、いずれの条件においても、渦を翼後縁から巻き上げる位置は、 K により異なり、渦の間隔も同様に異なる。しかしながら、 $t/T=1.0$ に近づくにつれて、渦の横および縦の間隔が狭くなり、最終的に一定値に近づく傾向があることがわかった。すなわち、形状・厚みに関わらず、渦構造の発達のメカニズムは同じであり、 K の大きさによってのみその軌跡が異なることがわかった。以上より、 K はヒービング運動する弾性翼後方の渦構造を決定するパラメータであることがわかった。



(a) NACA0010, $K=7.2$



(b) Flat plate, $K=5.8$

Fig. 3-7 Vorticity contours around the elastic heaving NACA0010 and flat plate at the center of amplitude at $St=0.64$

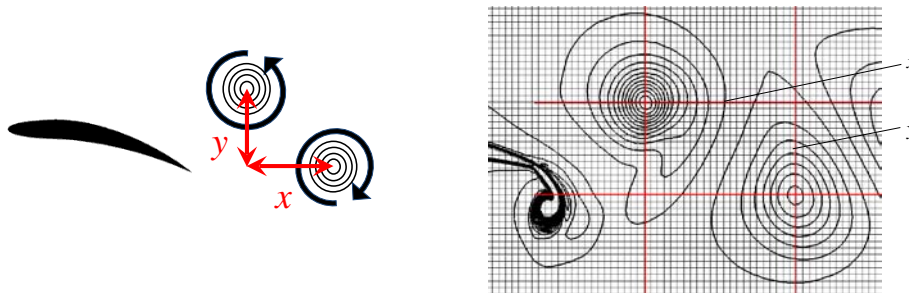


Fig. 3-8 Measurement of the vortex interval behind the airfoil

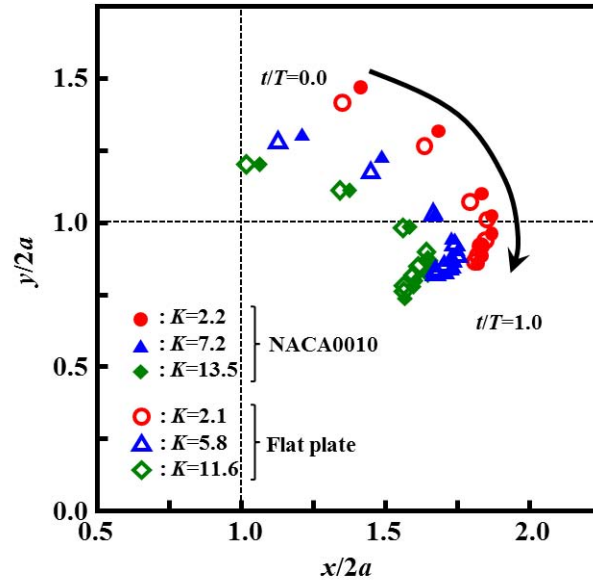


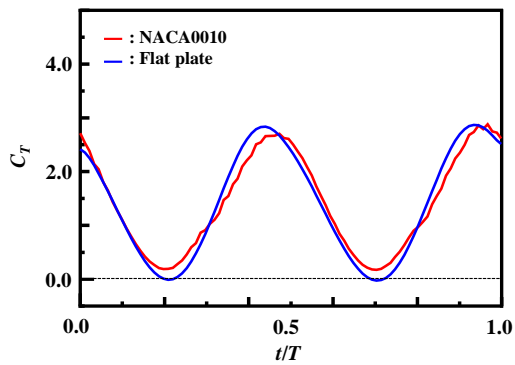
Fig. 3-9 Vortex interval behind the elastic heaving NACA0010 and flat plate in one cycle at $St=0.64$

3-1-3-4 弾性翼に働く流体力

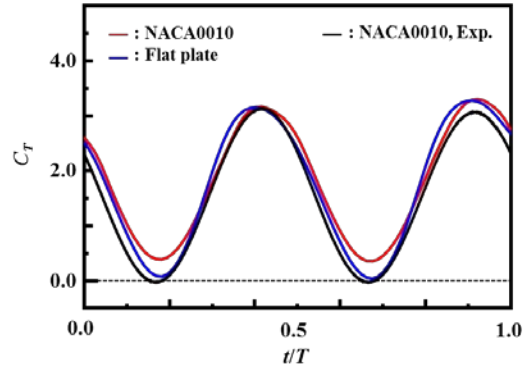
$St=0.64$ におけるヒービング運動する弾性翼に働く非定常推進力の時間変化を図 3-10 に示す。図 3-10(a),(b)および(c)は同程度の曲げ剛性における NACA0010 および弾性平板の推進力である。いずれのグラフの横軸および縦軸はそれぞれ周期 t/T および推進力係数 C_T である。赤および青の実線はそれぞれ NACA0010 および平板の結果である。また、図 3-10(b)の黒の実線は、NACA0010 の実験結果である。

いずれの K の条件の推進力の時間変化はよく類似していることがわかる。また、図 3-10(b)においては、実験結果と同様の傾向を得ていることもわかった。これは、弾性運動翼の変位(図 3-5,3-6)、渦構造(図 3-7,3-9)が、 K に依存しているためである。しかしながら、図 3-10(c)においては、平板に働く推進力が NACA0010 に比べて低下している。これは、 K が大きく、弾性変形しにくい条件では、その弾性の効果に比べて平板後縁の 2 点の剥離点による渦の干渉の影響が強くなるためである。 $K=11.6$, $St<0.64$ では、それが推進力に顕著になって現れたといえる。

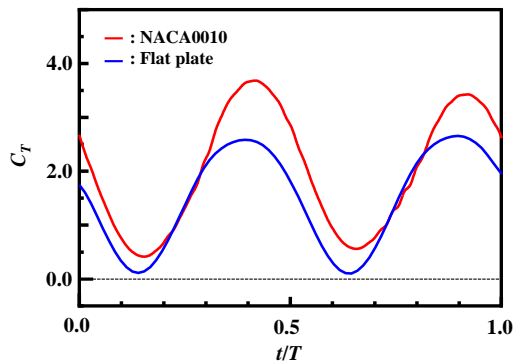
$St=0.64$ における弾性翼に働く非定常揚力の時間変化を図 3-11 に示す。図 3-11(a),(b)および(c)は同程度の曲げ剛性における NACA0010 および弾性平板の揚力である。図 3-11 に示すように、いずれの K の条件においても、その揚力は、形状に関わらず同様の時間変化を示す。また、平板の揚力が NACA0010 に比べて大きな揚力を得ているのは、翼前縁はく離渦の大きさが異なるためである(図 3-7)。すなわち、平板形状には、前縁および後縁の各 2 点の固定されたはく離点が巻き上がる渦の強さに影響するという特徴がある。これは、物体



(a) NACA0010($K=2.2$), Flat plate($K=2.1$)



(b) NACA0010($K=7.2$), Flat plate($K=5.8$)



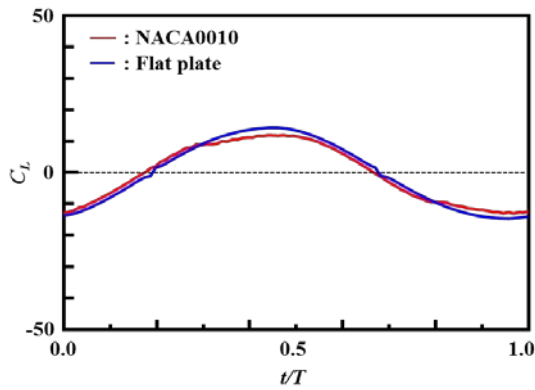
(c) NACA0010($K=13.5$), Flat plate($K=11.6$)

Fig. 3-10 Dynamic thrusts acting on the elastic heaving NACA0010 and flat plate at $St=0.64$

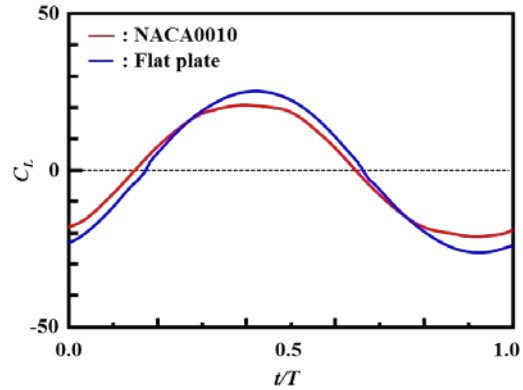
周りの循環の強さに現れてくるために、その揚力の最大値は、運動の条件および弾性変形の挙動が同様である場合においても、形状の違いにより異なることがわかった。

次に、図 3-12 にヒービング運動する弾性翼に働く非定常流体力の一周期の平均値を示す。図 3-12(a)および(b)はそれぞれ非定常推進力および揚力の平均値である。横軸はいずれも St 数であり、図 3-12(a)および(b)の縦軸はそれぞれ推進力係数および揚力係数である。●、▲および◆はそれぞれ $K=2.2, 7.2$ および 13.5 における NACA0010 に働く推進力であり、▲は、 $K=7.2$ における実験結果を示す。○、△および◇はそれぞれ $K=2.1, 5.8$ および 11.6 における平板の結果である。

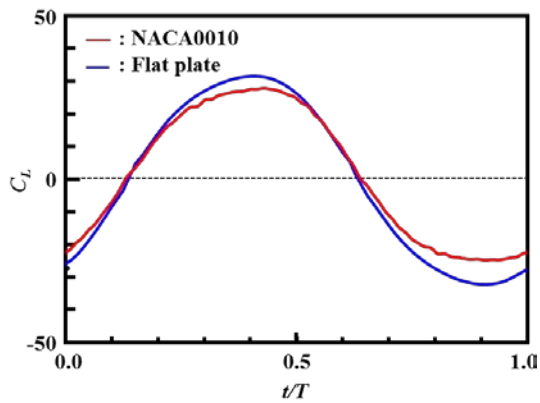
図 3-12(a)に示す非定常推進力の一周期平均値の $K=7.2$ における数値解析結果は、実験結果と同様の傾向を示すことがわかる。また、いずれの K の条件においても、 St 数の増加により推進力が大きくなるだけでなく、その傾きは K に依存していることがわかる。形状の影響としては、 $K=2.2$ および 7.2 の条件の推進力は、その時間変化で示したように(図 3-10(a),(b)), その違いに関係なく、平均値においても同程度の値を得る。その一方で、 $K=11.6$,



(a) NACA0010($K=2.2$), Flat plate($K=2.1$)



(b) NACA0010($K=7.2$), Flat plate($K=5.8$)

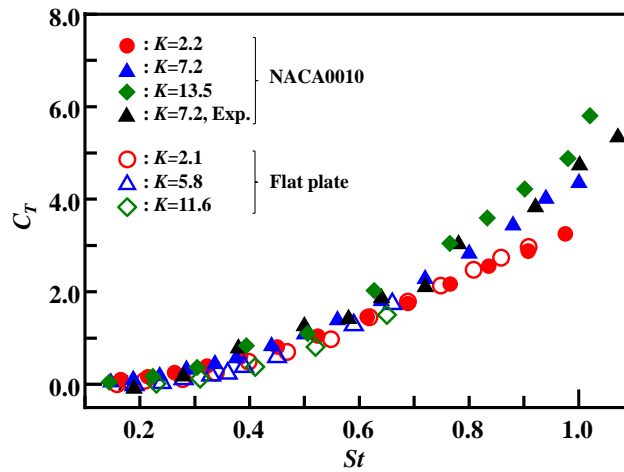


(c) NACA0010($K=13.5$), Flat plate($K=11.6$)

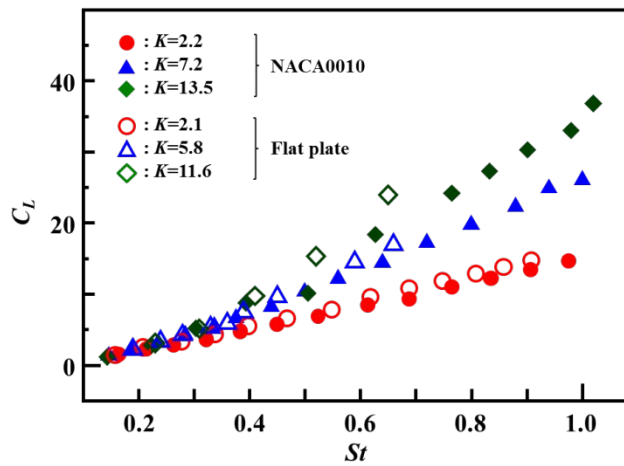
Fig. 3-11 Dynamic lifts acting on the elastic heaving NACA0010 and flat plate at $St=0.64$

$St < 0.64$ では、平板に働く推進力の平均値は、NACA0010 に比べて小さく、弾性変形の効果が支配的でなくなることもわかった。これは、図 3-10(c)からも明らかである。しかしながら、曲げ剛性 K の流れ場への重要性も本項までで明らかになった。

その一方で、図 3-12(b)に示す非定常揚力の一周期平均値についても同様に、いずれの K の条件においても、 St 数の増加により揚力が大きくなるものの、その傾きは K に依存している。 $0.5 < St < 0.6$ の $K=11.6$ に示すように、形状による揚力の平均値の違いがあるものの、基本的には、 K が揚力を決定する重要なパラメータになることがわかる。これらの弾性運動翼に働く非定常推進力および揚力の結果より、それを決定する無次元パラメータは、 St 数および K であると考えられ、それらの組み合わせにより非定常流体力特性が決定することがわかった。次項では、2種類の $K=2.2$ および 22.4 の NACA0010 の弾性翼を用い、 K の違いによる弾性変形、流れ場および流体力を明らかにする。



(a) Dynamic thrust



(b) Dynamic lift

Fig. 3-12 Averaged dynamic forces acting on the elastic heaving NACA0010 and flat plate

3-1-4 曲げ剛性 K , Re 数による流れ場への効果

3-1-3 では、 K が弾性変形，後流の渦構造およびそれに働く非定常流体力に支配的なパラメータになることを示した．本項では，臨界レイノルズ数以下($Re < 10^4$)の領域において，流れの非定常性が大きい $St=0.90$ および K の違いが明確な $K=2.2$ および 22.4 のNACA0010 を対象として流れ場を調べることにより， K の流れ場に対する重要性を明らかにする．

3-1-4-1 NACA0010 後方の渦構造

$Re=4,000$ および $St=0.90$ におけるヒービング運動する弾性翼まわりの等渦度線図を図 3-13

に示す。図 3-13(a)および(b)はそれぞれ $K=2.2$ および 22.4 における渦流れであり、運動中心における瞬時値を示す。

図 3-13 に示すように、 $K=2.2$ の弾性翼後縁は、大きく弾性変形し、上下に広く渦を巻き上げる。しかしながら、 $K=22.4$ に比べて巻き上げる渦の渦度および後方の発達する渦の渦度は小さいことがわかる。これは、 $K=2.2$ では、その後縁が大きく弾性変形するものの、それにより生じた前縁との位相差および弾性変形により生じた迎え角が大きくなるために、主流と運動翼の相対的な迎え角が小さくなることから、十分な渦度をもった渦を巻き上げることができないためである。したがって、 K が非常に小さく St 数が大きい場合、それにより生じた弾性変形は、強い渦を巻き上げる条件にならない。その一方で、 $K=22.4$ の弾性翼では、弾性変形は大きくないものの、十分に強い渦を巻き上げていることがわかる。したがって、 K により翼後縁から巻き上げる渦の渦度が大きく異なることがわかった。

図 3-14 に $Re=40,000$ における $K=2.2$ および 22.4 の弾性翼まわりの流れ場を示す。図 3-13 および 3-14 のそれぞれの K の弾性変形およびその流れ場は、 Re 数が一桁異なるものの、よく類似していることがわかる。すなわち、 $Re < 10^4$ の臨界レイノルズ数以下の領域では、レイノルズ数の依存性は小さく、運動(St 数)とその曲げ剛性(K)により、流れ場が支配的になることがわかった。また、その後方に形成される渦同士の間隔を図 3-15 に示す。横軸および縦軸は、翼後方を発達する渦の横および縦の間隔の一周期の軌跡である。●および■はそれぞれ $Re=4,000$ における $K=2.2$ および 22.4 の弾性翼後方の渦間隔であり、●および■は、 $Re=40,000$ における渦間隔である。

図 3-15 に示すように、 $St=0.90$ では、流れの非定常性が強い条件であるために、その渦構造に Re 数の影響がわずかに現れていることがわかる。しかしながら、図 3-9 で示すような K による渦構造の違いは顕著に現れない。これは、渦構造が K により支配的になっているためである。また、 $K=2.2$ では、十分に弾性変形するにも関わらず $y/2a$ は大きくならない。これは、翼後縁変位の最大の位置において渦が巻き上がり、その後打ち下ろされるために、渦が中心方向に移動しながら後方を発達しているためである。さらには、 $K=22.4$ においても、 St 数が高いために $t/T=0.0$ において $y/2a < 1.25$ で渦を巻き上げ、十分広い渦の間隔をもつ後流構造を形成することが可能であることがわかった。しかしながら、その渦の間隔は、 K により明確に異なる。以上のように、 $St=0.90$ では、非定常性が強いために、その渦構造が複雑になるものの、それに支配的になっているのは曲げ剛性 K であることがわかった。

次に、翼後方に誘起される速度の一周期平均値を図 3-16 に示す。図 3-16(a)および(b)はそれぞれ $St=0.90$ における $K=2.2$ および 22.4 のヒービング運動翼半弦長後方の速度分布を示す。横軸および縦軸はそれぞれ主流方向の速度 u/V_0 およびそれに鉛直方向の位置 y/c である。

図 3-16 のいずれの K の条件において、翼後方では増速流が誘起され、 Re 数の影響は小さく、 K が支配的であることがわかる。特に、 $K=2.2$ の弾性翼後方に形成される速度分布は、 $K=22.4$ に比べて、その最大値が小さいことがわかる。したがって、一周期を通して、弾性翼後方に速度を誘起できない渦列を形成していると言える。 $K=2.2$ の弾性翼の増速流は主流

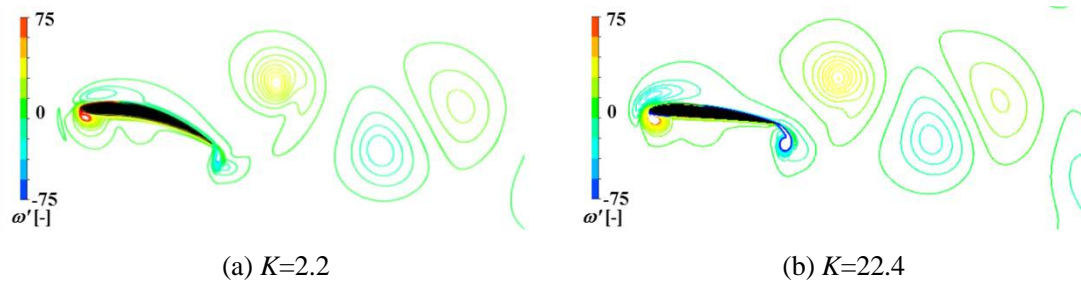


Fig. 3-13 Vorticity contours around the elastic heaving NACA0010 at the center of amplitude at $St=0.90$ and $Re=4,000$

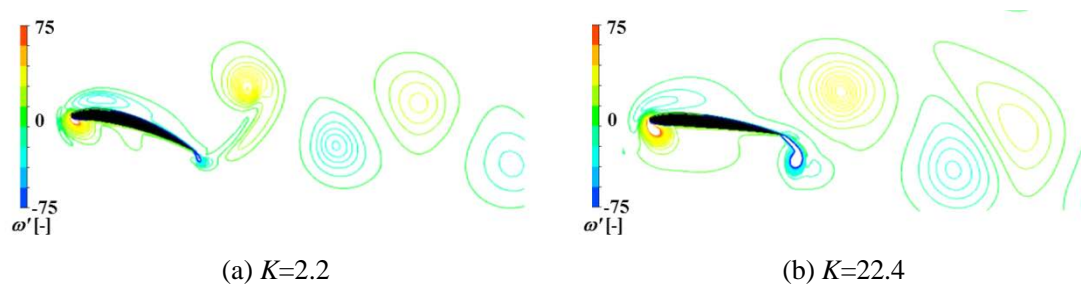


Fig. 3-14 Vorticity contours around the elastic heaving NACA0010 at the center of amplitude at $St=0.90$ and $Re=40,000$

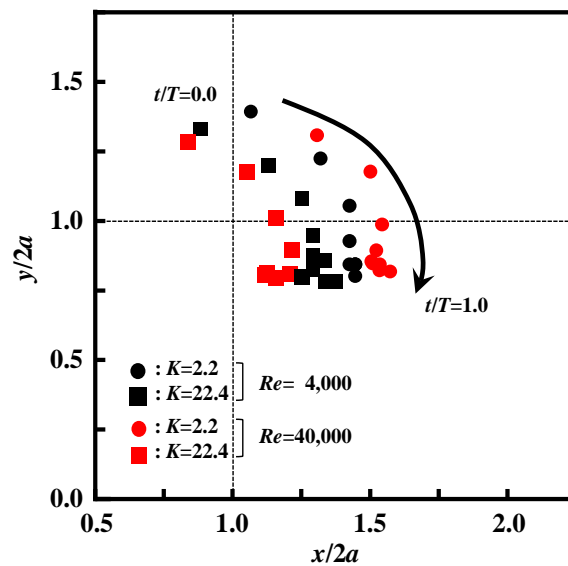


Fig. 3-15 Vortex interval behind the heaving NACA0010 in one cycle at $St=0.90$ at $Re=4,000$ and $40,000$

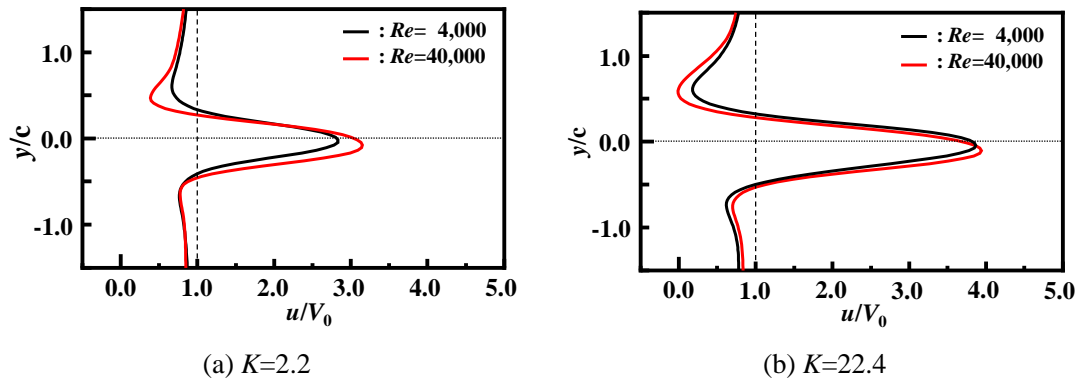


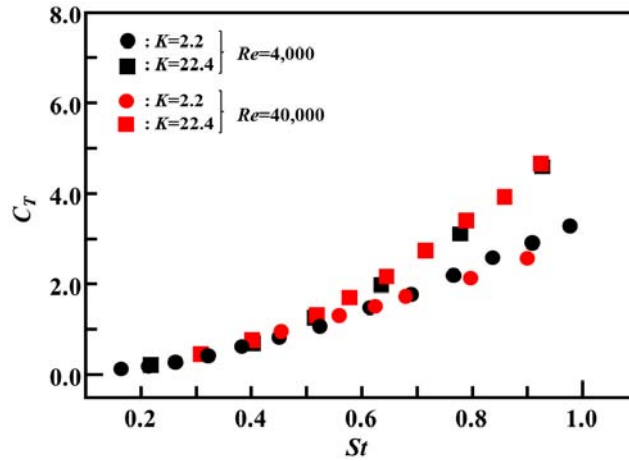
Fig. 3-16 Mean velocity profile for one heaving cycle one chord length behind the heaving NACA0010 at $St=0.90$ at $Re=4,000$ and $40,000$

の約3倍程度であるのに対して、 $K=22.4$ では、約4倍の速度を得る。さらには、 $K=22.4$ では、減速流領域も多く存在するものの、それが誘起される領域は、 $y/c < -0.5, 0.3 < y/c$ である。したがって、ヒービング運動する $-0.2 < y/c < 0.2$ では、一周期を通して、大きな増速流を誘起していることもわかった。すなわち、 $K=22.4$ の弾性翼は、 $K=2.2$ に比べて、弾性変形は大きくないものの、その後方に強い渦度および十分に広い渦を配列し、大きな増速流を誘起することがわかった。これが、 K が流れ場に与える効果の違いである。

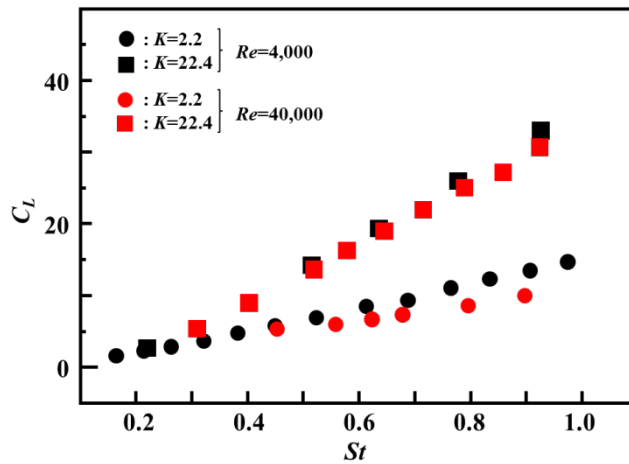
3-1-4-2 NACA0010 に働く流体力の平均値

図 3-17 にヒービング運動する弾性翼に働く非定常流体力の一周期の平均値を示す。図 3-17(a)および(b)はそれぞれ非定常推進力および揚力である。いずれのグラフの横軸は、 St 数であり、図 3-17(a)および(b)の縦軸はそれぞれ推進力係数および揚力係数である。●および■はそれぞれ $Re=4,000$ における $K=2.2$ および 22.4 の流体力であり、●および■は、 $Re=40,000$ における流体力である。

図 3-17(a)に示す非定常推進力の平均値は、いずれの K の条件においても、 Re 数の依存性は非常に小さく、 K に強く依存していることがわかる。特に、 St 数が増加するにつれて K による影響が大きくなる。また、 $St < 0.6$ では、 K による推進力の影響はほとんどない。その一方で、高い St 数では、弾性変形により生じる迎え角の明確な違いが現れる。特に、 $K=2.2$ では、大きな弾性変形をするために、弾性翼に流入する迎え角が小さくなることから、 $K=22.4$ に比べて強い渦を巻き上げることが出来ない。その結果、翼後方に誘起される速度分布も小さくなり(図 3-16)、推進力も同様に、 $K=22.4$ に比べて小さくなる。これは、Hover⁽⁷⁾らが剛体翼の組み合わせの運動で示したように、並進運動に回転運動が加わる場合は、 $St > 0.6$ において、その迎え角の効果が翼から離れる渦および推進力に現れることから、本対象の弾性翼で生じる受動的な回転運動により、同様の現象が生じたと考えられる。



(a) Dynamic thrust



(b) Dynamic lift

Fig. 3-17 Averaged dynamic forces acting on the elastic heaving NACA0010 at $Re=4,000$ and $40,000$

さらには、図 3-17(b)に示す弾性翼に働く非定常揚力も同様に、 Re 数の影響はほとんどなく、 K によりその顕著な違いが現れる。また、 St 数の増加により、その違いは明確になることもわかる。特に、 $K=22.4$ においては、その推進力だけでなく、大きな揚力を得ることもわかる。すなわち、弾性運動翼に働く流体力は、 St 数および K により決定すると言える。以上より、本研究で考慮した曲げ剛性 K は、臨界レイノルズ数領域以下($Re < 10^4$)において、弾性運動翼の弾性変形、渦流れ、後方の速度分布およびその非定常流体力の支配的なパラメータであることがわかった。

3-1-5 小さな K で推進力が低下する理由

これまで、 K による弾性翼まわりの流れ場およびその流体力特性について明らかにし、小さな K では、その弾性変形は大きいものの、迎え角の影響により、十分な推進力を得るための翼後縁はく離渦およびその後方の渦流れが得られないことを述べてきた。先行研究では、剛体翼の並進および回転が組み合った運動において、 $St > 0.6$ では、運動翼と主流との迎え角が特異な挙動をすることを指摘しており、その条件では、後縁から明確な渦を巻き上げることができないことを可視化実験により明らかにしている⁽⁷⁾。これは、単独の運動である並進運動では現れない特徴である。すなわち、複雑な運動パターンおよび St 数によって、その運動翼が推進力発生機構として機能しない条件を有することを意味している。本研究においても、図 3-12 および 3-17 により、 $St > 0.6$ では、 K による推進力の違いが顕著に現れる結果を得ている。そのため、対象が弾性翼の場合においても、剛体翼の組み合わせの運動と類似した現象が現れると言える。特に、本研究で対象としている、弾性翼のヒービング運動は、その弾性変形が受動的なピッチング運動を行うことが特徴となる⁽⁹⁾。これらのことから、 St 数によりその迎え角と流れ場の特性が推進力発生機構として機能しない条件へ遷移していくと考えられる。しかしながら、弾性運動翼を対象にそれらを明らかにした報告はない。本項では、運動翼の弾性変形を考慮した主流との迎え角を算出し、その挙動と流体力の関係について明らかにする。

3-1-5-1 弾性変形を考慮した迎え角

翼の運動により生じる主流の間には迎え角が生じ、固定された静止物体の迎え角と異なり非定常で変化するために、運動状態によりその影響が強く現れる。特に、運動翼が周期運動する場合は、迎え角も同様に周期的に変化する。一般的に、迎え角は、主流速度およびそれに垂直方向の速度のなす角度により決定される。したがって、変形しない剛体翼がヒービング運動する場合、図 3-18 に示すように、迎え角 α_{Heaving} が定まる。また、ヒービング運動する剛体翼の迎え角は、その定義式 (3-2)からわかるように、翼前縁振幅 a を基準とした St_{LE} 数に依存する。すなわち、迎え角は運動条件に依存する。図 3-19 は、各 St 数における剛体翼の迎え角である。横軸および縦軸はそれぞれ周期 t/T および迎え角 $\alpha[\text{deg.}]$ である。黒、赤、青および緑の実線はそれぞれ $St=0.61, 0.72, 0.81$ および 0.90 である。

一周期の迎え角の変化は、余弦波形を示すことがわかる。これは、式(3-2)からも明らかであり、 St 数が増加するにつれて、剛体運動翼に生じる迎え角は、 $70[\text{deg.}]$ に漸近することがわかる。これは、剛体翼の組み合わせの運動⁽³⁾における $St > 0.6$ で生じた変曲点が存在しない一般的な傾向である。

$$\alpha_{\text{Heaving}} = \tan^{-1} \left(\frac{-V_h}{V_0} \right) = \tan^{-1} (\pi St_{LE} \cos \omega t) \quad (3-2)$$

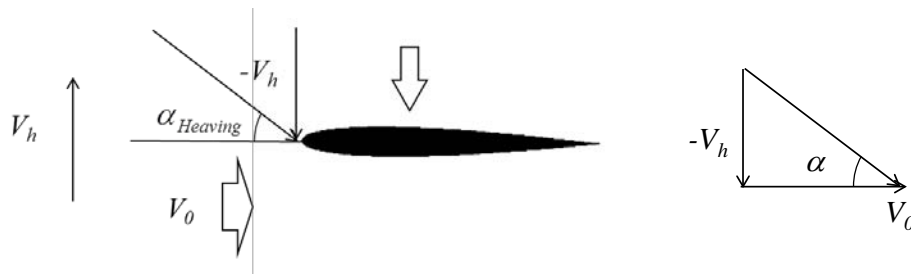


Fig. 3-18 Configuration of the angle of attack of the rigid heaving airfoil

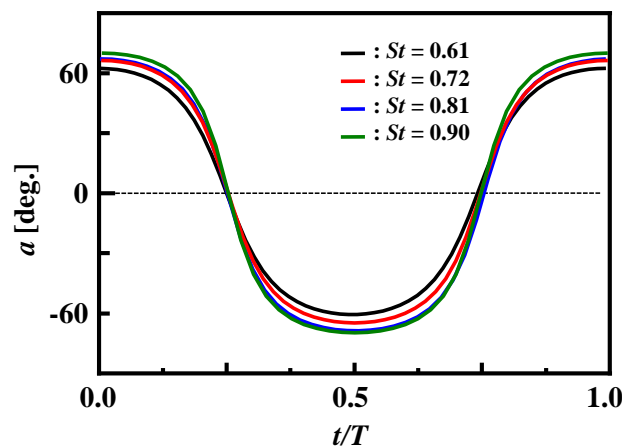
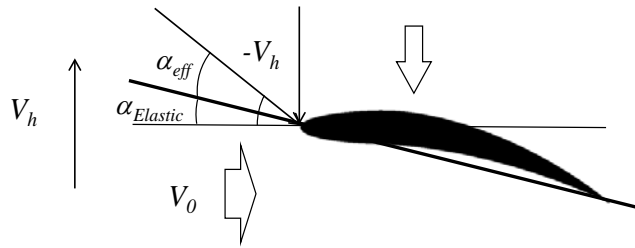


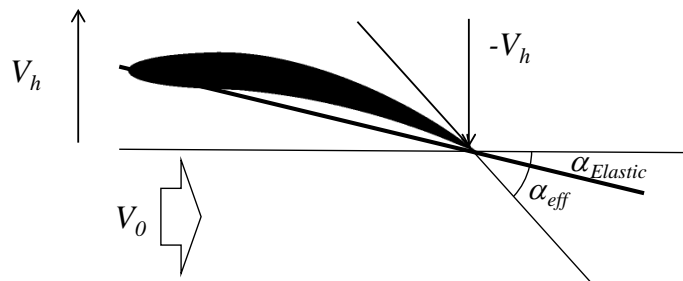
Fig. 3-19 Angle of attack of the rigid heaving airfoil

その一方で、弾性翼においては、図 3-20(a)および(b)に示すように、前縁および後縁においてその迎え角が異なる。特に、翼後方の渦構造および流体力特性を明らかにする場合は、弾性変形の効果が流れ場に現れるために、翼後縁における迎え角が定義されることもある⁽⁴⁶⁾。したがって、図 4-20(b)のように、翼後縁の位置における迎え角を考えることにより、弾性変形を考慮した流れ場およびその推進力の関係が明らかになる。

弾性翼に生じる迎え角は、翼後縁の速度と主流のなす角から弾性変形により生じる迎え角を差し引いた式(3-3)となる。すなわち、式(3-3)に示すように弾性翼の迎え角は、剛体翼の迎え角に比べて小さくなることを意味する。翼後縁における迎え角および弾性変形により生じた迎え角はそれぞれ式(3-4)および(3-5)であり、 $V_{Elastic}$ 、 V_{LE} および V_{TE} および θ はそれぞれ弾性変形速度($V_{LE}-V_{TE}$)、翼前縁の速度、翼後縁の速度および翼後縁の前縁に対する位相差を表す。これら式からわかるように、弾性翼の迎え角は、翼前縁の St_{LE} 数、翼後縁の St_{TE}



(a) Based on the leading edge



(b) Based on the trailing edge

Fig. 3-20 Configuration of the effective of angle of attack of the elastic heaving airfoil

数および位相差により決定する。この弾性変形の迎え角 $\alpha_{Elastic}$ が翼全体の迎え角 α_{eff} に大きな効果を及ぼすのは、高 St 数による弾性変形が大きくなる場合であり、 K の効果が流体力に顕著に表れる高い St 数では、迎え角が影響していることが式(3-3)-(3-5)からもわかる。

$$\alpha_{eff} = \alpha_{TE} - \alpha_{Elastic} \quad (3-3)$$

$$\alpha_{TE} = \tan^{-1}\left(\frac{-V_{TE}}{V_0}\right) = -\tan^{-1}(\pi St_{TE} \cos \omega t) \quad (3-4)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{Elastic} &= \tan^{-1}\left(\frac{V_{Elastic}}{V_0}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{V_{LE} - V_{TE}}{V_0}\right) \\ &= \tan^{-1}(\pi St_{LE} \cos \omega t - \pi St_{TE} \cos(\omega t - \theta)) \end{aligned} \quad (3-5)$$

3-1-5-2 $K=2.2$ および 22.4 における迎え角

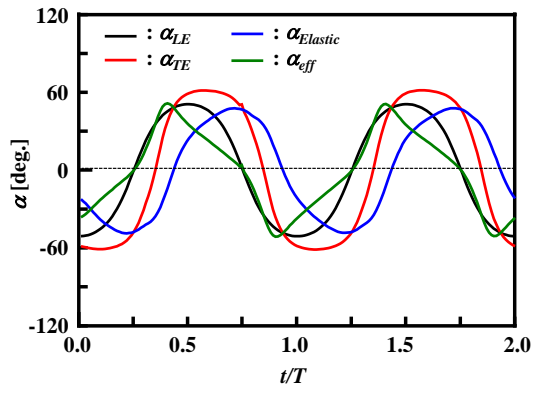
ヒービング運動する弾性翼の迎え角の影響を明らかにする。図 3-21 は、 $St=0.64$ における弾性翼の迎え角を示す。図 3-21(a)および(b)はそれぞれ $K=2.2$ および 22.4 の弾性翼の迎え角であり、いずれも横軸および縦軸はそれぞれ周期 t/T および迎え角である。黒、赤、青および緑の実線はそれぞれ翼前縁の運動(ヒービング運動)により生じた迎え角 α_{LE} 、翼後縁の運動により生じた迎え角 α_{TE} 、弾性変形の迎え角($\alpha_{LE}-\alpha_{TE}$: 前縁と後縁の差)および実際の迎え角 α_{eff} である。弾性翼には、実質的に α_{eff} が渦の巻き上がりおよびその強さに関係する。

$K=2.2$ および 22.4 のいずれの結果においても、翼後縁の迎え角 α_{TE} は翼前縁の迎え角 α_{LE} に遅れて変化している。また、 K に関わらず α_{TE} の最大値は同程度であることもわかる。これは、 α_{TE} が式(3-4)で示すように、 $St_{TE}(=0.64)$ に依存するためである。また、それにより弾性変形の迎え角 $\alpha_{Elastic}(=\alpha_{LE}-\alpha_{TE})$ も変化することがわかった。特に、 $K=22.4$ では、 $K=2.2$ に比べて曲げ剛性が大きいいため、その弾性変形は小さく、その迎え角 $\alpha_{Elastic}$ も小さくなったと言える。その結果、弾性翼の迎え角は、式(3-3)にもあるように α_{eff} に影響することがわかる。 $K=2.2$ および $K=22.4$ のいずれの条件の α_{eff} に示すように、よく類似した時間変化を示す。また、 $t/T=0.25$ および 0.75 における α_{eff} は、Hoverらが示したように⁽⁷⁾、わずかに傾きが変化するものの、 $St=0.64$ では、 K が非定常流体力に明確な違いを与えるものではない(図 3-17)。

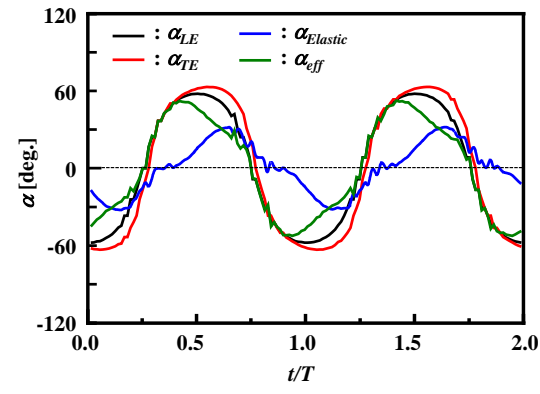
その一方で、図 3-22 で示す $St=0.90$ における弾性翼の迎え角 α_{eff} は、 $K=2.2$ においてその傾向が大きく変化する。特に、 $t/T=0.5$ およびその前後において極大値および変曲点を有していることがわかる。十分大きな渦、速度分布および推進力が得られない理由は、この特徴的な迎え角にあると言える(図 3-14, 3-16, 3-17(a))。この傾向を得る主な原因は、 K が小さく St 数が大きいことによる、弾性変形量の増加および大きな位相差にあると考えられる。

そこで、迎え角の定義(式(3-3)-(3-5))に用いられる翼前縁のヒービング速度、翼後縁のヒービング速度および変形速度を図 3-23 に示す。図 3-23(a)および(b)はそれぞれ $St=0.90$ における $K=2.2$ および 22.4 の弾性翼の速度であり、いずれも横軸および縦軸はそれぞれ周期 t/T および速度である。黒、赤および青の実線はそれぞれ翼前縁ヒービング速度、翼後縁ヒービング速度および弾性変形速度である。

図 3-23(a)で示す $K=2.2$ では、翼前縁のヒービング速度に比べて弾性変形速度が大きくなる。これは、 K が小さくかつ St 数が大きい場合に、翼後縁が大きく弾性変形し、その位相差も大きくなるために生じる現象である。すなわち、翼後縁の運動が前縁の運動に追従するものの、運動方向が切り替わる上死点および下死点近傍(図 3-22(a), $t/T=0.25, 0.75$)において弾性部の移動に不安定な状態が存在するためであり、その結果、十分な渦度が得られず、図 3-17 の $St=0.90$ で示した K による流体力の顕著な違いが現れたと言える。特に、ヒービング運動速度を上回る弾性変形速度を得る条件では、その迎え角に変曲点が現れ、十分な渦度を有する渦が巻き上げられないと言える。以上のことから、弾性翼の運動およびその弾性変形速度の条件により抽出される迎え角の挙動が重要であり、特に、低い K および高い St 数では、強い渦および流体力を得ることが困難であることがわかった。

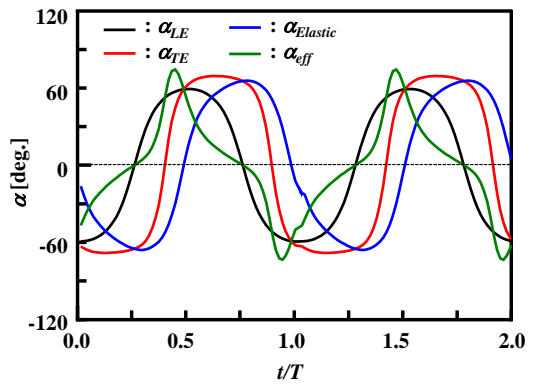


(a) $K=2.2$

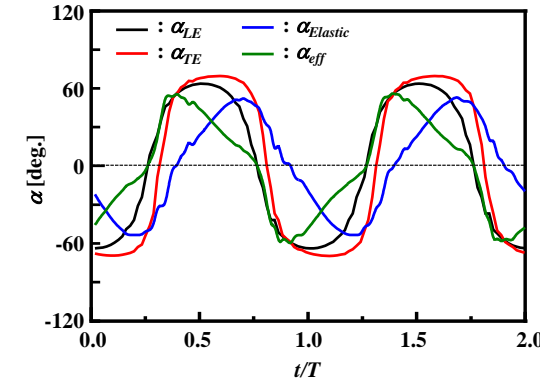


(b) $K=22.4$

Fig. 3-21 Effective of angle of attack of the elastic heaving airfoil at $St=0.64$

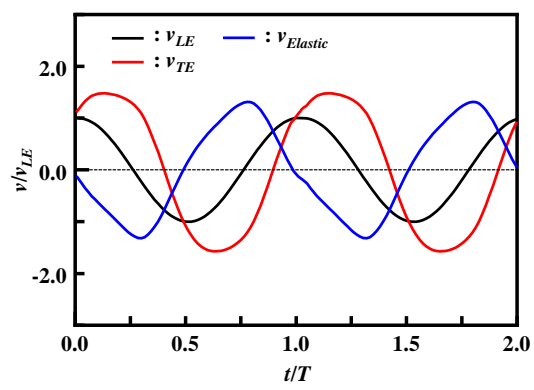


(a) $K=2.2$

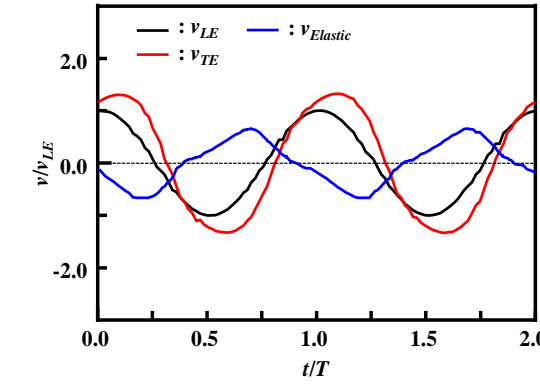


(b) $K=22.4$

Fig. 3-22 Effective of angle of attack of the elastic heaving airfoil at $St=0.90$



(a) $K=2.2$



(b) $K=22.4$

Fig. 3-23 Leading edge, trailing edge and elastic deformation velocity of the elastic heaving airfoil at $St=0.90$

3-1-5-3 迎え角を考慮した非定常運動翼まわりの循環

3-1-5-2 より、迎え角に変曲点が現れる条件は、小さい K および高い St 数による大きな弾性変形が生じる場合であり、その時に推進力が低下することがわかった。すなわち、 K による弾性運動翼後縁の速度およびそれにより生じる迎え角が流れ場に影響すると考えられる。本項では、その流れ場の影響を翼まわりの循環により明らかにしていく。

3-1-5-3-1 翼まわりの循環

翼まわりの循環は、二次元、定常、ポテンシャル流れにおける複素理論により、クッタおよびジェーコフスキーがその流体力との関係を導いている(式(3-6))。式(3-6)の Q および Γ はそれぞれ物体からの吹き出し流量 [m^2/s] および循環 [m^2/s] であり、一般に、物体から流量が吹き出すことはない仮定から $Q=0$ となり、主流方向に力が働かないと結論付けられている。それに対して揚力は、式(3-7)により単純な式で表されるものの、通常、その循環の算出は、容易ではない。特に、本研究では、非定常運動翼まわりの粘性流れを対象としているため、これまで用いられてきた理論をそのまま適用することができない。しかしながら、現在は、渦とそれによる力を直接的に関連付けられる理論として最も適切であるのもまたクッタ・ジェーコフスキーの定理である。したがって、迎え角の流体力への効果を確かめるためには、循環を適切に取り扱うことが望ましいと考える。特に、式(3-6)から得ることができない推進力(抗力)については、非定常運動による後縁から主流方向への吹き出し流量を仮定することも考えられる。しかしながら、本研究では、式(3-7)にあるように、閉曲線を用いて定義された循環 Γ により、迎え角を考慮した推進方向成分の挙動を捉え、運動と循環の関係を明らかにする。

$$F = \rho V_0 (Q + i\Gamma) \quad (3-6)$$

$$L = \rho V_0 \Gamma, \quad \Gamma = \int \omega ds \quad (3-7)$$

3-1-5-3-2 非定常運動翼まわりの循環

非定常運動翼には、時々刻々と変化する迎え角だけでなく、非定常な流れが生じる。さらには、粘性流体を考慮する場合は、ヘルムホルツの渦定理も成立せず、ポテンシャル理論としての渦の取り扱い是非常に困難である。本研究では、(1)非定常運動 (2)迎え角 (3)粘性の影響の3つを考慮した循環の算出を試みる。まず、(1)の非定常運動翼まわりの循環については、迎え角(2)を考慮しなければならない。また、クッタ・ジェーコフスキーの定理は、定常流れで定義されるため、本研究のような非定常な流れについては、その時刻ごとの循環を考える必要がある。さらに、(3)においては、対象とする流れが粘性を有するため、生成された渦もやがて拡散・消散する。それらの渦は過去の時間から少なからず流体力へと影響しているため、ある時刻に存在する渦を、その時刻に生成された渦とみなすことが可

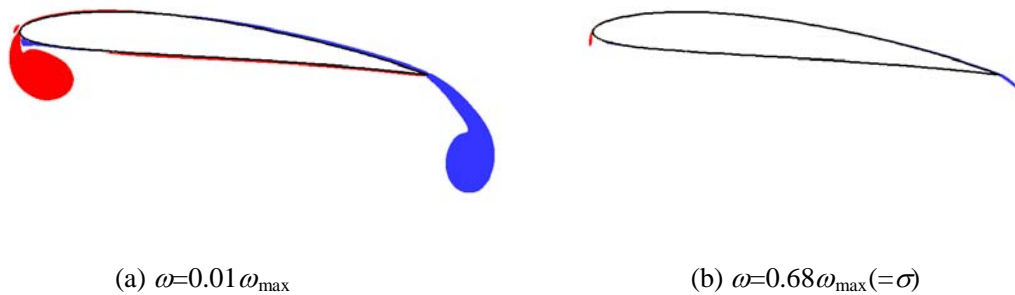


Fig. 3-24 Circulation varied with the determining of vorticity around an instantaneous flow field

能な条件により，その渦を抽出しなければならない．したがって，各時刻の流体力に影響する直接的な渦の範囲を定義しなければならない．

3-1-5-3-3 粘性および非定常流れを考慮した循環

本研究では，非定常な粘性流れについて，翼まわりに存在する渦がその時刻に生成されたとみなせる範囲を決定する．それにより，粘性の影響が限りなく小さくなると仮定する．本研究では，渦の確率分布関数として正規分布(ガウス分布)を用いる．ランキン渦にもあるように剛体回転する渦の領域および渦度が 0 になる領域において，それは正規分布で近似されることが多い．本研究では，ある時刻に流れ場に存在する渦度の最大値の $\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ を考える． $\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ はそれぞれその時刻に存在する最大渦度の 68%, 95% および 99.7% 以上の渦度であり，粘性拡散の影響が非常に小さく，循環がそれに働く流体力に直接関わる渦度と仮定する．また，その渦度の存在する面積を用いることで確率分布を考慮した循環が得られる(3-8)．

ヒービング運動翼まわりの循環を図 3-24 に示す．図 3-24(a)および(b)はそれぞれ最大渦度の 1% および 68%(σ)以上の渦度分布である．時計回りおよび反時計回りの渦度をそれぞれ青および赤で示している．図 3-24 からわかるように，渦度の定義によりその面積が異なることがわかる．特に，図 3-24(a)においては，前縁および後縁から大きく渦が巻き上がる範囲の渦度であり，粘性の影響を多大に受けていると考えられる．すなわち，そのすべての渦が現在示している時刻に生成された渦度ではない．その一方で，図 3-24(b)は，循環が翼近傍の小さな領域にのみ存在しており，粘性拡散の影響は小さく，その時刻に生成された渦と仮定することができる．本研究では，分散 σ を考えることにより，定常状態，非粘性の条件を仮定した循環を算出する．

$$\Gamma_{\sigma} = \int \omega_{\sigma} ds \left(\oint v dl \quad \sigma = \sigma, 2\sigma, 3\sigma \right) \quad (3-8)$$

3-1-5-3-4 循環の依存パラメータ

まず、ヒービング運動する剛体翼まわりの循環の時間変化を図 3-25 に示す。図 3-25(a), (b) および(c)はそれぞれ正規分布に従った $\sigma(=0.68\omega_{\text{Max}})$, $2\sigma(=0.95\omega_{\text{Max}})$, $3\sigma(=0.997\omega_{\text{Max}})$ 以上の渦度を用いた循環である。横軸および縦軸はそれぞれ周期 t/T および循環 Γ' である。

これらの結果からわかるように、循環の最大値がそれぞれの渦度の定義により異なることがわかる。したがって、これらの循環により算出される流体力も同様に異なることが予測され、運動量から得られた流体力との定量的な一致は期待できない。しかしながら、本項では、流れ場とその流体力の関係を示すことを目的にするため、定性的な傾向を捉えられれば、本方法としては十分である。図 3-25 は、いずれもその時間変化が異なるものの、時刻 $t/T=0.0$ および 0.5 付近を最大値および最小値とした特徴を有していることがわかる。図 3-25(a)に示す $\sigma(=0.68\omega_{\text{Max}})$ では、図 3-24(b)の面積との積により循環が算出される。また、図 3-25(b)および(c)では、さらに小さな面積になり、循環も小さくなることがわかる。特に、 3σ においては、ほぼ渦度の最大値を用いた循環であり、その面積は格子の依存性が強く、循環に格子の影響が現れていることがわかる(図 3-25(c))。

ヒービング運動する剛体翼まわりの循環およびヒービング速度を図 3-26 に示す。図 3-26 (a),(b)および(c)はそれぞれ σ , 2σ , 3σ における渦度を用いた循環の算出結果である。横軸はいずれも周期 t/T であり、縦軸は循環および翼のヒービング速度である。黒および赤の実線はそれぞれ翼まわりの循環の時間変化および翼のヒービング速度を示す。

これらの結果からわかるように、翼まわりの循環は、ヒービング速度に依存していることがわかる。 $t/T=0.50$ において、その最小値に位相差が現れるものの、これは、高 St 数における流れ場全体の非定常性が現れているためと考えられる。この傾向は、ピッチング運動する剛体翼の可視化実験によっても明らかにされている⁽⁴⁵⁾。式(3-8)に示す循環の定義からもわかるように、循環は速度に関する量であるために、本方法による非定常な運動をする剛体翼まわりの粘性流れにおける循環についても、その運動速度に循環が強く影響していると言える。また、今回は、流れ場の挙動から流体力の関係を示すことが出来ればよいため、 2σ を、格子の影響が小さくかつ粘性拡散の影響も小さい条件と判断し、その循環の算出に用いる。

3-1-5-3-5 循環の流体力との関係

3-1-5-3-4 で考えてきた循環において、迎え角 α_{eff} の正弦および余弦によりそれぞれ推進力および揚力の成分を算出する(式(3-9),(3-10))。その結果を、図 3-27 に示す。図 3-27(a)および(b)はそれぞれ推進力および揚力の時間変化であり、横軸はいずれも周期 t/T である。いずれも 2σ の渦度における結果であり、黒および赤の実線はそれぞれ運動量から求めた流体力および循環から求めた流体力を示す。

図 3-27(a)および(b)より、循環に迎え角を考慮して算出した流体力は、運動量保存則から得られた流体力と同位相で変化しており、その生成過程がよく類似していることがわかる。

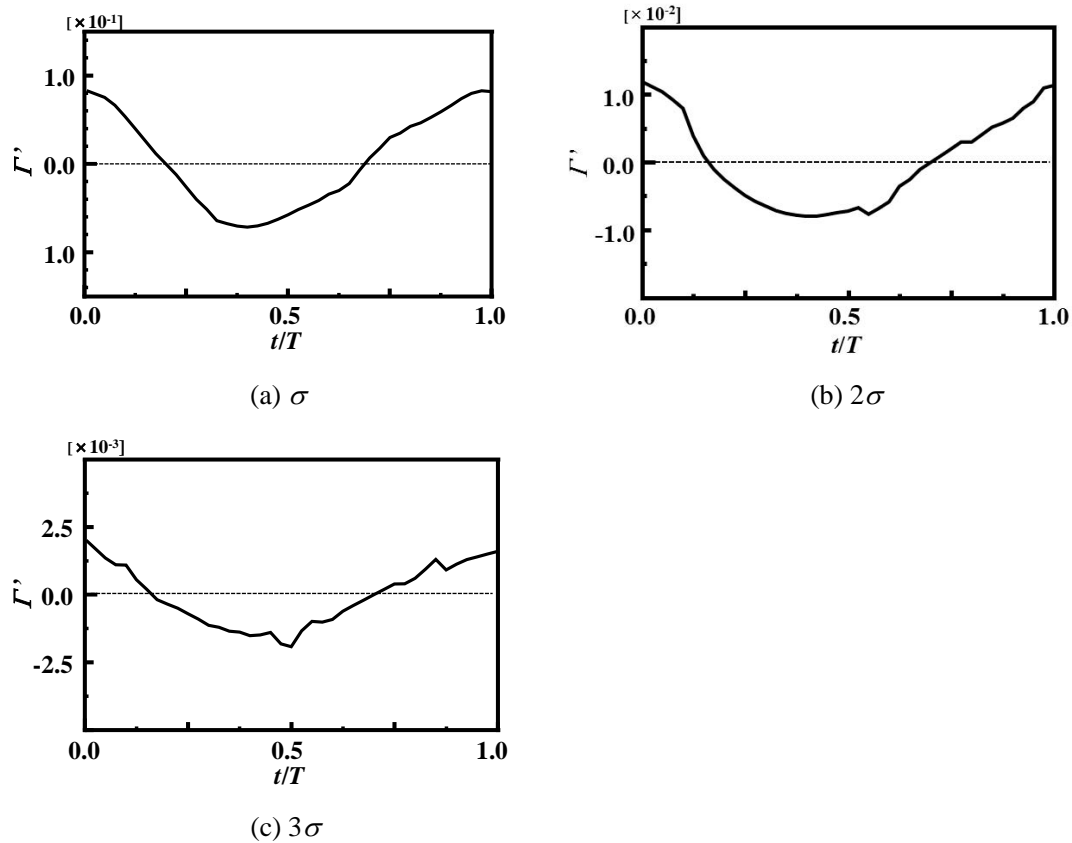


Fig. 3-25 Circulation varied with the determinant of the vorticity of the heaving rigid airfoil at $St=0.90$

特に、定量的にはその値は異なるものの、流体力の生成過程は捉えられていると考える。したがって、本方法により、弾性翼の K による推進力の違いを流れ場から明らかにする。

$$T = \rho V_0 \Gamma \sin \alpha_{eff} \tag{3-9}$$

$$L = \rho V_0 \Gamma \cos \alpha_{eff} \tag{3-10}$$

3-1-5-3-6 弾性翼まわりの循環

3-1-5-3-4 および 3-1-5-3-5 より非定常運動翼まわりの循環は、ヒービング速度に依存し、また、迎え角を考慮した循環が流体力に関係することがわかった。これらを $K=2.2$ および 22.4 における弾性翼に適用し、迎え角を考慮した流体力を算出する。図 3-28(a)および(b)はそれぞれ $St=0.64$ および 0.90 におけるヒービング運動する弾性翼まわりの循環のヒステリシスループである。横軸および縦軸はそれぞれ翼後縁のヒービング速度および循環である。

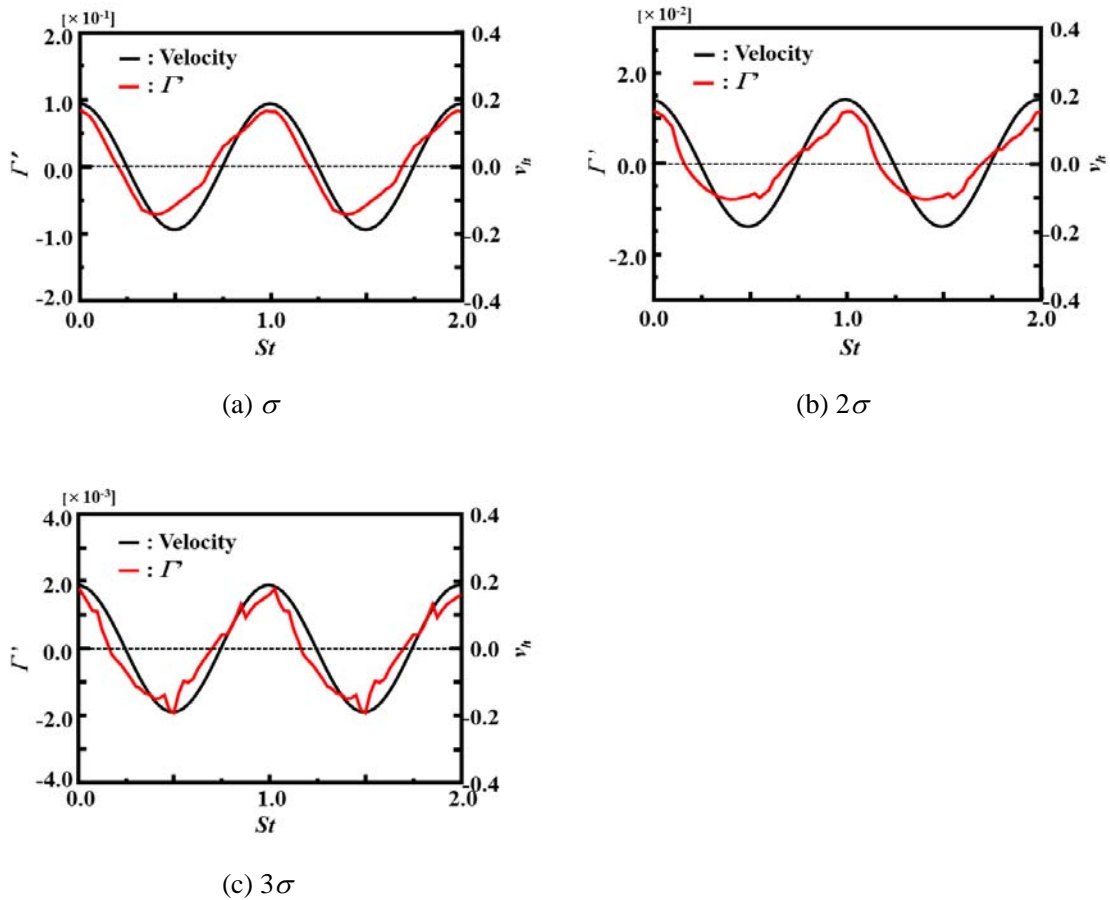
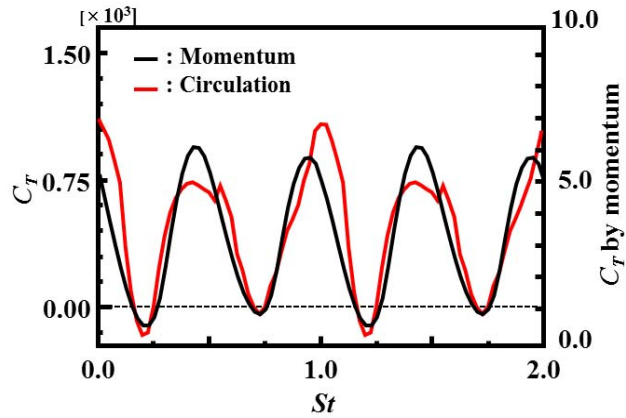


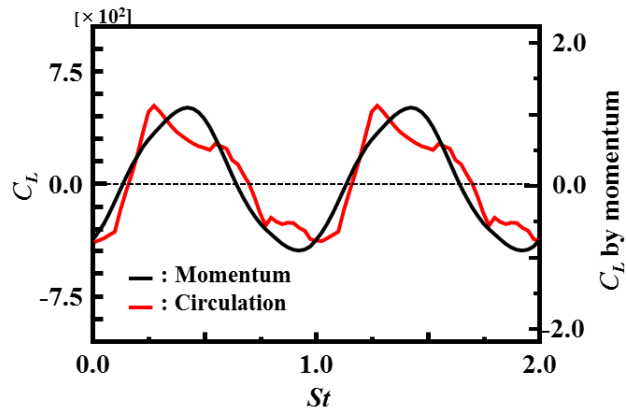
Fig. 3-26 Relationships between the circulation and the heaving velocity of the rigid heaving airfoil at $St=0.90$

赤および青の実線はそれぞれ $K=2.2$ および 22.4 の結果であり、いずれも $\omega=2\sigma_{\max}$ により循環を算出している。

図 3-28(a)に示すように、 $St=0.64$ における弾性翼まわりの循環は、ヒービング速度に依存することから、速度の最大値および最小値において、循環も同様に K によらず最大および最小値を得ることがわかる。また、 $K=2.2$ の循環は 22.4 に比べてその最小値および最大値が大きくなるものの、その生成過程はほとんど変わらないことがわかる。特に、ヒステリシスループの傾きは、速度の増加量に対する循環の増加量であり、式(3-11)に示すように、加速度による循環の生成量を意味する。すなわち、加速度による循環の生成量もほとんど変わらないことを意味する。これは、主流に対する弾性翼の運動形態が同じであることを意味しており、図 3-21 に示す弾性翼の迎え角 α_{ef} が K に関わらず同様の傾向を示すためでもある。その結果、翼まわりに形成される循環は、 $St=0.64$ においては、 K によらず同程度であると言える。



(a) Thrust force

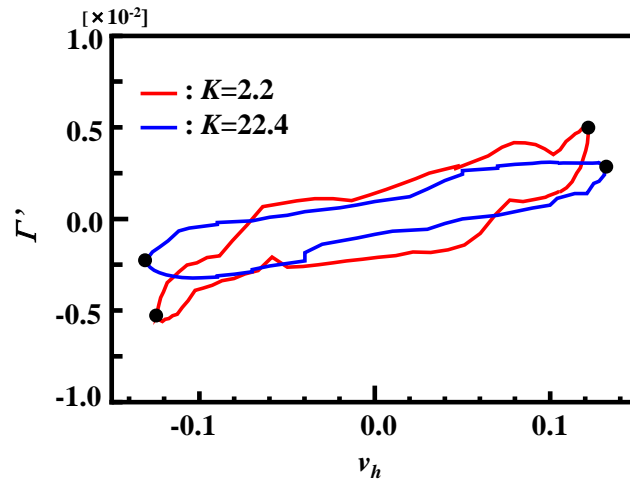


(b) Lift force

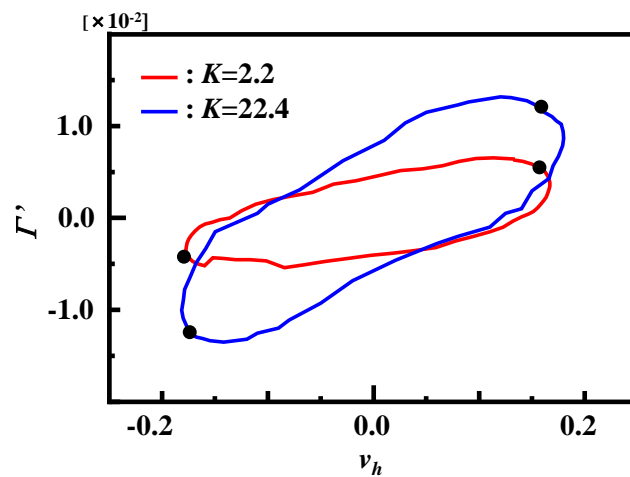
Fig. 3-27 Dynamic forces acting on the rigid heaving airfoil calculated by the circulation with 2σ of the maximum value of vorticity and momentum equation at $St=0.90$

$$\frac{d\Gamma}{dv} = \frac{\frac{d\Gamma}{dt}}{\frac{dv}{dt}} \quad (3-11)$$

その一方で、図 3-28(b)に示すように、 $St=0.90$ における弾性翼まわりの循環は、 $K=22.4$ の弾性翼が 2.2 に比べて大きいことがわかる。このことからわかるように、高い St 数では翼まわりの循環は、 K によって大きく異なることがわかる。これは、高 St 数領域では、図 3-23 に示すように、翼前縁速度、後縁速度、変形速度の関係が異なるために、その循環および



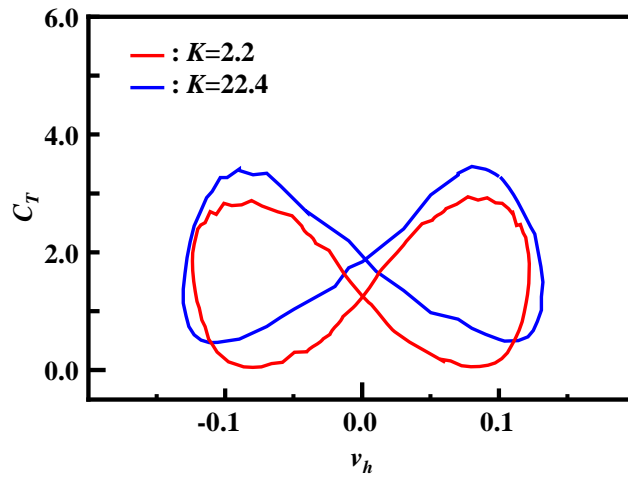
(a) $St=0.64$



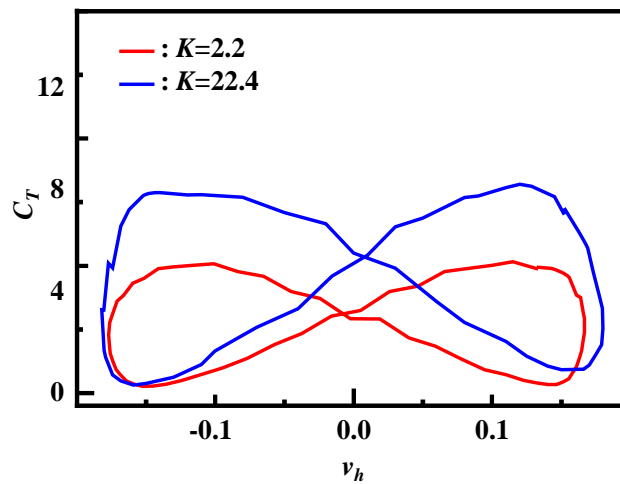
(b) $St=0.90$

Fig. 3-28 Hysteresis loops of circulation varied with the bending stiffness of the heaving elastic airfoil

迎え角が異なるためである。具体的には、式(3-8)で与えられる循環は、弾性翼から巻き上がる渦の渦度の大きさが重要であるのと同時に翼の運動速度もその生成に重要であることを意味している。さらには、迎え角の循環への影響も生じるために、 K による大きな違いが現れたと考える。以上のことから、 $St=0.90$ では、運動形態(運動速度、迎え角)が K により異なるため、弾性翼まわりの循環も同様に大きく異なると言える。



(a) $St=0.64$



(b) $St=0.90$

Fig. 3-29 Hysteresis loops of dynamic thrust acting on the elastic heaving airfoil

3-1-5-3-7 弾性翼に働く推進力

ヒービング運動する弾性翼に働く推進力のヒステリシスループを図 3-29 に示す。図 3-29 (a)および(b)はそれぞれ $St=0.64$ および 0.90 における弾性翼に働く推進力であり、いずれも縦軸および横軸はそれぞれ翼後縁のヒービング速度および推進力係数である。いずれも赤および青の実線はそれぞれ $K=2.2$ および 22.4 の結果を示す。

図 3-29(a)に示すように、 $St=0.64$ の弾性翼に働く推進力は、 K に依らず同程度であることがわかる。これは、図 3-28(a)に示す翼まわりの循環および図 3-21(a)および(b)の緑の実線で

示す迎え角がいずれも同程度であるためである。そのため、図 3-17(a)に示すように、 $K=2.2$ および 22.4 の弾性翼に働く推進力には、顕著な違いは現れなかったと言える。したがって、 $St < 0.64$ では、その推進力特性は弾性体の曲げ剛性に関わらずほぼ同じであることがわかった。これは、Hover⁽⁷⁾の剛体翼の組み合わせの運動により得た結果と同様の現象が弾性翼まわりの流れ場にも現れていると言える。

その一方で、図 3-29(b)に示すように、 $St=0.90$ の弾性翼に働く推進力は、 K により大きく異なることがわかる。これは、 $St=0.64$ の条件とは対照的に、図 3-28(b)に示す翼まわりの循環が異なるだけでなく、図 3-22(a)の $K=2.2$ の条件において、その迎え角が変曲点を有するためであり、十分な循環を生成できないためである。これは、図 3-17(a)の $K=2.2$ の結果からも明らかである。すなわち、 K がヒービング速度およびそれにより生じる迎え角の 2 つの特性を決定するパラメータであり、それらが流れの境界条件となり、流体力を決定することがわかった。

3-2 弾性運動翼に働く流体力の支配パラメータ

3-2-1 流体力と St 数の関係

先行研究より、振動翼に働く流体力は、 St^2 に比例することが明らかにされている⁽⁵⁾。これは、微小振動における条件であり、本研究のように St 数が高い領域を考慮する場合は、その非定常性の影響を確認する必要がある。図 3-30 は、ヒービング運動する剛体翼に働く推進力の一周期の平均値である。横軸および縦軸はそれぞれ St^2 および推進力係数であり、線形近似により得られた直線(傾き 4.25)を実線で示す。

図 3-30 からわかるように、剛体の条件においては、推進力は St^2 に比例していることがわかる。特に、高い St 数においてもその特性が保たれていることもわかる。すなわち、本研究において、ヒービング運動する剛体翼の推進力は、先行研究と同様に St^2 との間に比例の関係があることがわかった。

その一方で、運動対象が弾性翼の場合は、 K によってその推進力特性が異なる。図 3-31 は、ヒービング運動する弾性翼に働く推進力の一周期の平均値である。●、◆および▲はそれぞれ NACA0010 における $K=2.2, 7.2$ および 13.5 の結果であり、これらの線形近似により得られた直線を実線で示す。また、○、◇および△はそれぞれ弾性平板における $K=2.1, 5.8$ および 11.6 の結果である。

弾性翼に働く推進力は、いずれも St^2 と比例の関係にあることがわかる。 $K=2.2$ において推進力が低下しているのは、3-1-5 で述べた通りである。それに対して、 $K=13.5$ では、弾性翼に働く推進力は St^2 の特性から低下しない。特に、その近似直線の傾きは、5.13 であり、剛体翼の 4.25 に比べて大きい。これは、自身の弾性変形により、翼後方の渦同士の干渉による推進力の低下が生じないためである。これらのことから、弾性運動翼に働く推進力は、 St^2 との間に比例関係があるものの、その傾きは K により異なることがわかった。したがって、推進力における K の働きに注目する必要がある。

図 3-32 に、単位曲げ剛性あたりに弾性翼に働く非定常推進力のヒービング運動の一周期の平均値を示す。横軸および縦軸はそれぞれ St^2 および C_T/K であり、 St^2 と比例関係にある推進力を単位曲げ剛性として示している。これは、弾性運動翼まわりの流れ場が K に強く依存しているために、その K の働きを確かめるためである。特に、一般的に定義される推進力係数 C_T は、主流を基準とした動圧により無次元化されているものの、 $C_T/St^2(≡T/(0.5\rho_f Av_h^2))$ として運動による推進力への効果を明らかにした先行研究⁽⁶⁾⁽⁷⁾と同様の考え方をすることで、 C_T/K を定義している。

いずれの K においても、 St 数の増加により推進力は増加していることがわかる。特に、 K が小さいほど、弾性変形するため、それにより得られる推進力が大きくなることもわかる。その一方で、 $K>5$ の条件においては、弾性変形が小さくなるために、その推進力も小さくなることもわかる。このように、これらは、 K により推進力の傾きは異なるものの、それと

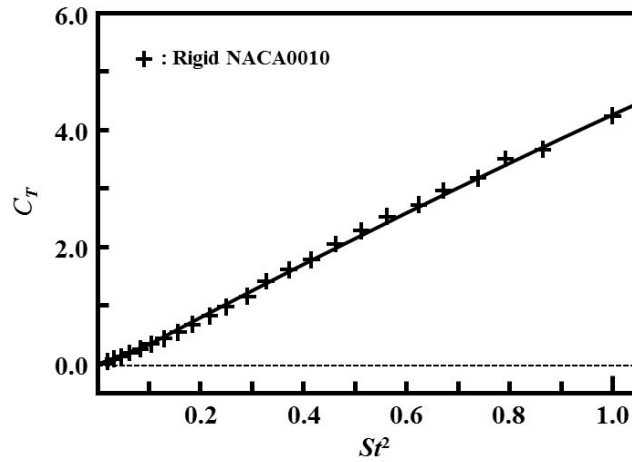


Fig. 3-30 Averaged dynamic thrust acting on the rigid heaving airfoil with St^2 on the horizontal axis

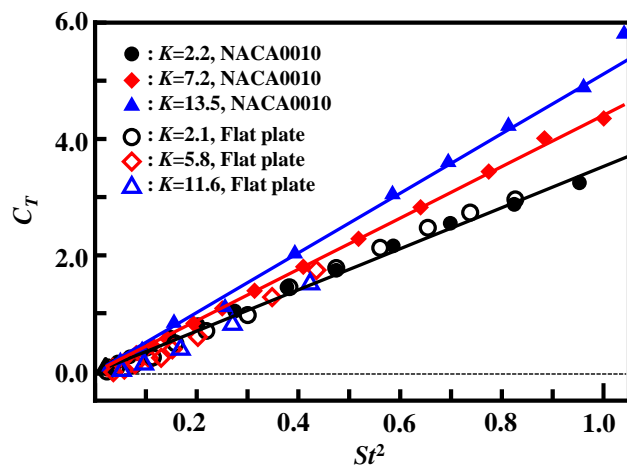


Fig. 3-31 Averaged dynamic thrust acting on the elastic heaving airfoils with St^2 on the horizontal axis

St^2 との比例の関係は失われていない. すなわち, 弾性運動翼に働く非定常推進力において, その縦軸を C_T/K とし, 弾性変形(曲げ変形)が生む推進力を考慮した場合においても, 基本的には St^2 に比例することがわかった. このことから, St^2 は弾性運動翼に働く非定常推進力を決定する支配的なパラメータの一つになることがわかった. しかしながら, その推進力特性は, St^2 のみではまとめられないこともわかった.

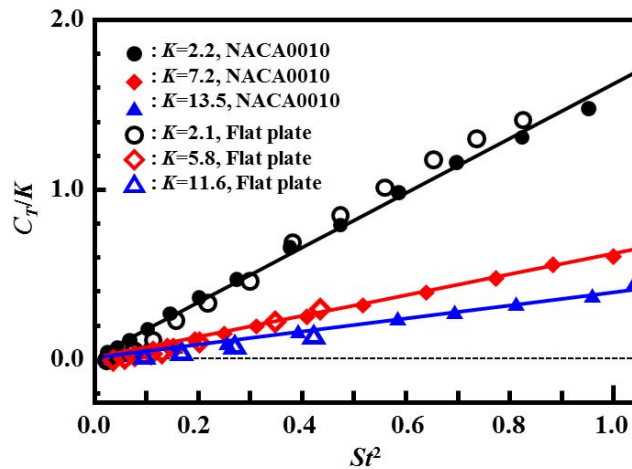


Fig. 3-32 Averaged dynamic thrust acting on the elastic heaving airfoil with St^2 on the horizontal axis and C_T/K on the vertical axis

3-2-2 流体力と K の関係

3-2-1 では、弾性運動翼における St^2 とそれに働く推進力の関係を明らかにした。特に、 St^2 のみでは推進力特性が決定するわけではなく、 K の大小によりその特性が異なることもわかった。したがって、本項では、 K による弾性翼の推進力特性を明らかにする。

ヒービング運動する弾性運動翼に働く非定常推進力の一周期の平均値を図 3-33 に示す。横軸および縦軸はそれぞれ曲げ剛性 K および推進力係数 C_T を示す。●、◆および▲はそれぞれ $St=0.45, 0.64$ および 0.90 における NACA0010 の数値解析結果であり、○、◇および△は平板の結果である。

K の増加により、形状および厚みに関わらず、弾性翼に働く推進力が大きくなるものの、 $St=0.45$ および 0.64 ではその違いが顕著でない。その一方で、 $St=0.90$ では非常に大きな推進力を得る。すなわち、高い K を用いた場合においても、 $St=0.90$ においては、十分に大きな推進力を得ることが可能であることがわかった。これは、3-1-4 で述べた $K=22.4$ の流れ場からも明らかである。しかしながら、 K と推進力の関係も、この結果からまとめることはできない。

ヒービング運動する弾性運動翼に働く単位曲げ剛性あたりの非定常推進力を図 3-34 に示す。横軸および縦軸はそれぞれ曲げ剛性 K および推進力係数 C_T を K で除した C_T/K を示す。

弾性運動翼に働く推進力は、形状および厚みに関わらず、 K の増加に反比例的に低下することがわかる。また、いずれの St 数においても K が大きい場合は弾性変形しないため、それにより得られる推進力は小さくなることもわかる。さらには、 St 数により、その傾きは

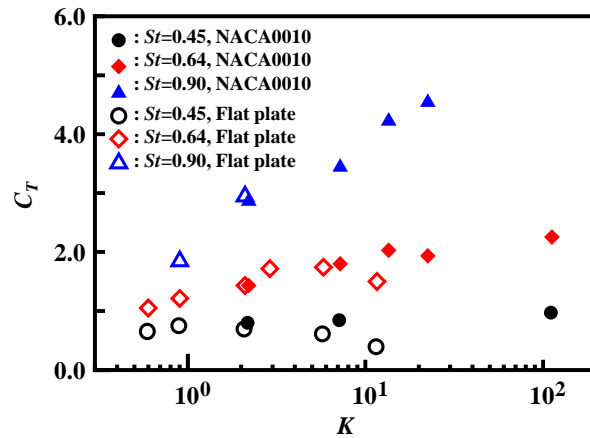


Fig. 3-33 Averaged dynamic thrust acting on the elastic heaving NACA0010 and flat plate varied with bending stiffness

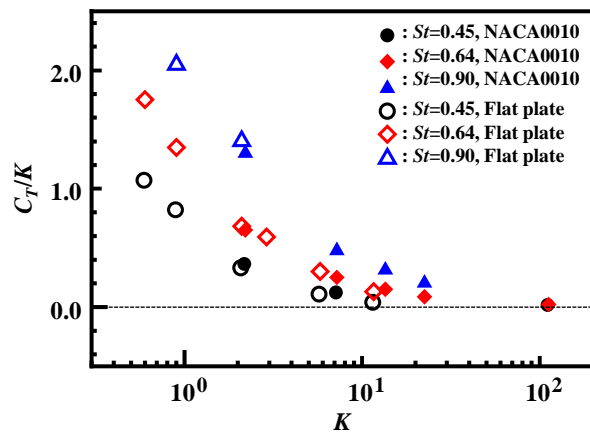


Fig. 3-34 Averaged dynamic thrust per unit bending stiffness acting on the elastic heaving NACA0010 and flat plate varied with bending stiffness

異なる。特に、 $K=10^0$ および $St=0.90$ の平板において、推進力は最も大きい。これは、低い K かつ高い St 数では、運動翼が大きく弾性変形するために、それにより得られる推進力は大きくなるためである。すなわち、弾性変形そのものが大きい場合は、それにより得られる推進力も大きい。以上のことから、弾性運動翼に働く推進力は、 K の増加に伴い低下し、 St 数により異なる特性を示すことがわかった。

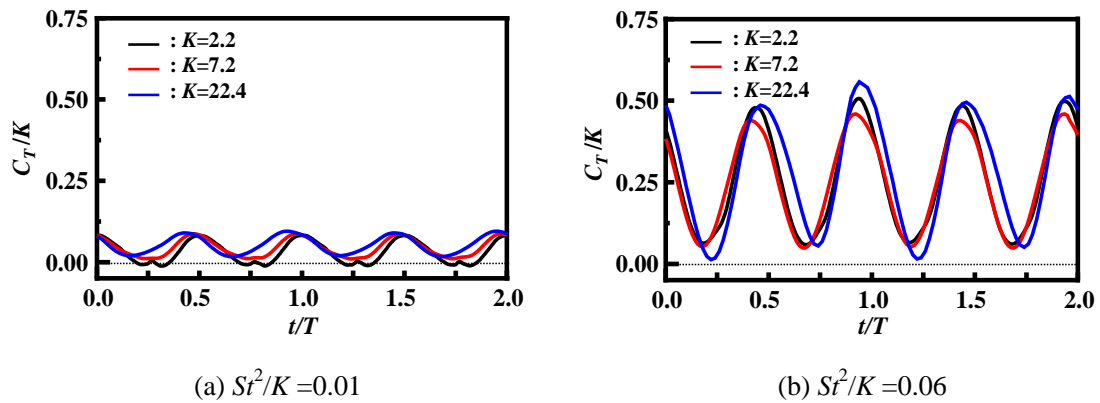


Fig. 3-35 Time history of dynamic thrust per unit bending stiffness acting on the heaving elastic NACA0010

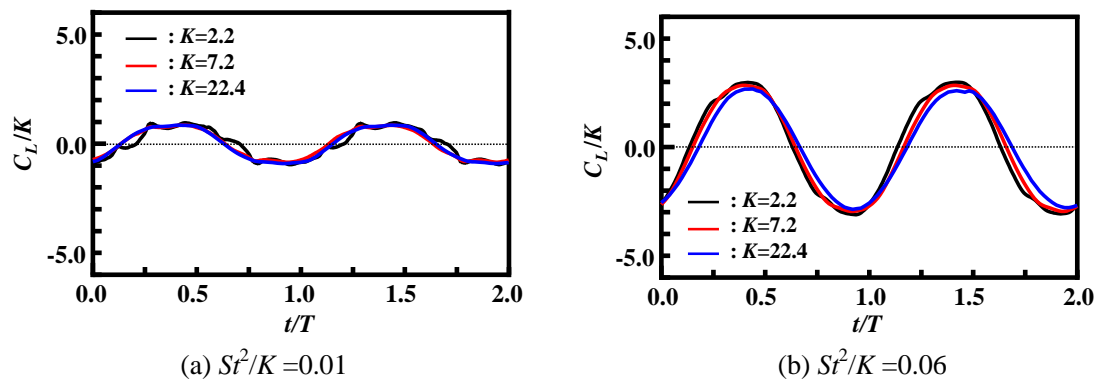


Fig. 3-36 Time history of dynamic lift per unit bending stiffness acting on the heaving elastic NACA0010

3-2-3 流体力と St 数および K の関係

3-2-1 および 3-2-2 より, 単位曲げ剛性あたりの推進力 C_T/K が St^2 および K に関係していることがわかった. そのため, これらの 2 つの無次元数が推進力に関するパラメータになると考え, St^2/K を定義した.

図 3-35 は, St^2/K が同程度の値における K の違いによる推進力の時間変化である. 図 3-35 (a) および (b) はそれぞれ $St^2/K=0.01$ および 0.06 における推進力の時間変化であり, 黒, 赤および青の実線はそれぞれ $K=2.2, 7.2$ および 13.5 における NACA0010 の弾性運動翼の結果である. St^2/K が同じ値では, 弾性翼の運動およびその曲げ剛性の組み合わせによって得られる値が

同じであることを意味する。すなわち、弾性翼の運動速度と曲げの度合い割合が同じであることを示す。したがって、弾性翼の曲げ剛性が異なる場合は、 St 数も異なるため、弾性変形および巻き上がる渦も異なる。 St^2/K の詳細については、3-2-4で述べる。

図 3-35(a) に示す $St^2/K=0.01$ では、ヒービング運動する弾性翼の弾性変形によって得られる推進力は、 K に関わらず、その時間変化が類似していることがわかる。特に、その最大値および最小値が同程度であることもわかる。また、これらの時間変化に K による位相差が現れているのは、翼後縁の弾性変形の時間変化が異なるためである。 $K=2.2$ の弾性翼は、それよりも大きな K に対して遅れて推進力が変化する。これは、小さな K の弾性翼では、その後縁と前縁との位相差が大きくなるためである。また、図 3-35(b)に示す $St^2/K=0.06$ についても同様に、推進力の時間変化は、 K に関わらず、よく類似していることがわかる。推進力の最大値は、図 3-35(a)に示す $St^2/K=0.01$ に比べて大きいことから、 St^2/K が大きいほど、弾性変形し、それにより得られる推進力が大きいことがわかった。

その一方で、図 3-36(a)および(b)に示すように、揚力における時間変化についても同様に、 St^2/K が同じ条件では、その最大値および最小値は K に関わらず同程度になることがわかった。特に、 K による弾性変形の違いがあるために、揚力の時間変化についてもその位相差が現れているものの、その特性は St^2/K に依存することがわかった。以上のことから、流体に対する入力条件 St^2/K および弾性変形により生じる流体力 C_T/K 、 C_L/K は、それを一意に決定する基本的な関係が存在することがわかった。すなわち、 St^2/K が同じであれば、得られる流体力特性は同じであるという一般的な性質が存在することがわかった。

3-2-4 St^2/K の物理的な意味

3-2-3 では、ヒービング運動する弾性翼に働く流体力が、 St^2/K に強く依存することがわかった。すなわち、 St^2/K が単位曲げ剛性に働く流体力を得るための重要な物理条件であることがわかった。本項では、その流体力が、 St^2 および K によって決定することから、 St^2/K の物理的な意味を考える。 St^2/K を展開した式を式(3-12)に示す。この展開式からわかるように、分子および分母は $[Nm^2]$ であり、厳密には、モーメント $[Nm]$ と曲率 $[m]$ の積の形になる。本研究では、翼弦方向の長さ(ある基準位置からの長さ)は c で同条件であるために、曲率半径は 1 と考えると、モーメントについての関係式になる。すなわち、分子は、運動により弾性翼を曲げようとするモーメントであり、分母はその曲げに抵抗するモーメントを意味する。したがって、 St^2/K は、運動と曲げにくさの比を意味し、その値が大きいほど弾性変形が大きくなるパラメータとなる。具体的には、運動速度(St 数)が大きくなる、または、弾性翼が柔らかくなる(K が小さくなる)ほど弾性変形が大きくなる。

これを表 3-4 および図 3-37 より説明する。表 3-4 は、ストロハル数および曲げ剛性の組み合わせによるパターン分けを示している。図 3-37 は、その条件により決定する座標軸における位置である。まず、表 3-4 の A に示す条件は、弾性翼の運動速度(St 数)が小さく、曲

Table 3-4 Combination of a Strouhal number and a bending stiffness coefficient

	St : 小	St : 大
K : 小	B	C
K : 大	A	B

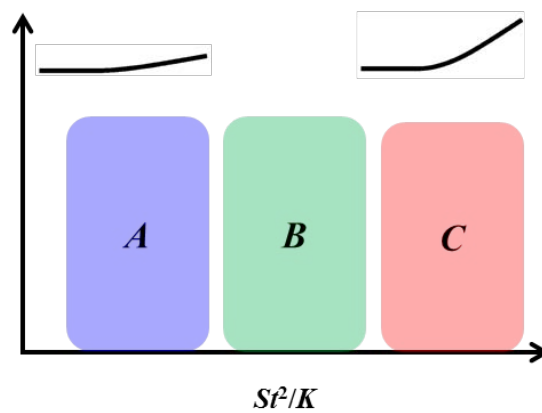
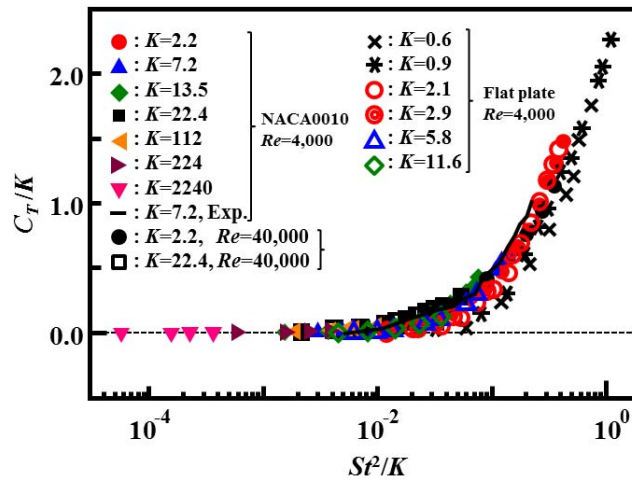


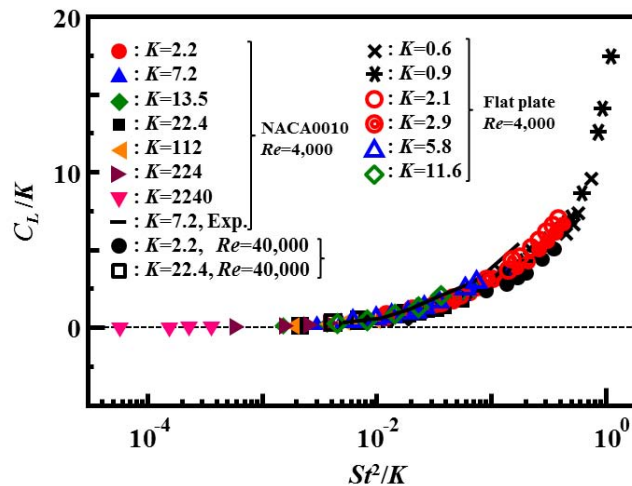
Fig. 3-37 Physical meaning of St^2/K

$$\frac{St^2}{K} = \frac{\left(\frac{2bf}{V_0}\right)^2}{\frac{EI_G}{\frac{1}{2}\rho_f V_0^2 Ac^2}} = \frac{\left(\frac{V_{TE}}{V_0}\right)^2 \frac{1}{\pi^2}}{\frac{EI_G}{\frac{1}{2}\rho_f V_0^2 Ac^2}} = \frac{12}{\pi^2} \cdot \frac{\frac{1}{2}\rho_f V_{TE}^2}{E} \frac{c^3}{h_G^3} \quad (3-12)$$

げ剛性(K)が大きい場合である。この場合は、弾性翼が硬く、その運動も小さいことから弾性変形が小さい条件になる。すなわち、 St^2/K は小さくなるため、図 3-37 においては、グラフの左側に位置することになる。それとは対照的に、表 3-4 のCに示す条件は、弾性翼が柔らかく、その運動も大きいことから弾性変形が非常に大きくなる。すなわち、 St^2/K は大きくなるため、図 3-37 においては、グラフの右側に位置することになる。これらのAおよびCは直感的な理解も容易である。しかしながら、表 3-4 のBに示す条件は、同じ St^2/K においても 2 パターンの条件を有する。一つ目は、 St および K のいずれも小さい場合であり、



(a) Dynamic thrust



(b) Dynamic lift

Fig. 3-38 Averaged dynamic forces per unit bending stiffness acting on the elastic heaving airfoils with S^2/K on the horizontal axis

弾性翼が柔らかく、その運動も小さい条件である。二つ目は、 St および K のいずれも大きい場合であり、弾性翼が硬く、その運動も大きい条件であり、いずれも図 3-37 の中央に位置する。 S^2/K は、運動と曲げにくさの相対量となるために、これらの条件の異なる場合においても同じ S^2/K を得ることが可能になる。また、上記を物理的に解釈すると、図 3-37 の横軸 S^2/K が右にあるほど、弾性変形が大きくなることを意味している。すなわち、弾性変形の大きさは、 St および K の組み合わせにより決定することが可能であり、 S^2/K によりその弾性変形の大きさを直感的に理解することができる。

横軸を St^2/K としたヒービング運動する弾性翼に働く推進力の一周期の平均値を図 3-38 に示す。図 3-38(a)および(b)はそれぞれ推進力および揚力を示す。グラフには、NACA0010 の $2.2 < K < 2240$ の結果および平板の $0.6 < K < 11.6$ の $Re=4,000$ の結果を示し、NACA0010 については、 $Re=40,000$ の $K=2.2$ および 22.4 の結果も示す。横軸は対数表示をしており、これは、 $10^{-1} < K < 10^3$ の4桁のオーダーを有しているためである。

図 3-38(a)より、ヒービング運動する弾性運動翼に働く推進力の平均値は、 St^2/K に強く依存することがわかる。これは、推進力が、 St^2 および K の組み合わせにより決定することを意味する。従来の研究における C_T と St^2 の関係において⁽⁵⁾、 C_T/St^2 として運動の効果を明らかにしたのに対し、本研究のように弾性変形が加味された場合、 C_T/K として曲げの効果を考えることで、 St 数と K のいずれのパラメータを考慮した推進力特性を得ることが可能となった。また、図 3-38(b)に示す弾性運動翼に働く揚力の平均値についても同様に St^2/K に強く依存することがわかった。したがって、 St^2/K は、弾性を有する運動翼に働く流体力の支配的なパラメータになることがわかった。

3-2-5 $C_T/(St^2+K)$ の意味

3-2-4 までに、弾性変形により得られる流体力が St^2/K に強く依存することが明らかになり、また、 St^2/K の物理的な意味についても述べた。本項では、これまで縦軸で定義してきた C_T/K の物理的な意味とそれを拡張した $C_T/(St^2+K)$ について述べる。

これまで、“曲げ”の流体力への役割を明らかにするために、 C_T/K とし、その性質について明らかにしてきた。これは、曲げという性質がどの程度流体力の生成に寄与したかを表している。しかしながら、本来は、物体に働く流体力は、慣性の効果(St 数)も存在するために、それを考慮した流体力を考えるべきである。すなわち、 $C_T/(St^2+K)$ を考える。分母の St^2 および K はそれぞれ運動(慣性)および曲げの抵抗を意味しており、それぞれ意味の異なる独立した特性であるため、互いに影響を及ぼす相乗的な扱いをするのではなく、相加的な関係として扱う。図 3-39 は、弾性運動翼に働く力の関係を示す。例えば、弾性翼が上方に運動している場合は、その慣性力、曲げの抵抗力(復元力)および流体力が図のようなつり合いの関係になり、いずれの時刻においても、これらの3つの合力の平衡関係が常に成り立っている。また、その力のつり合いを式(3-13)に示す。 F_{motion} 、 $F_{elastic}$ および F_{fluid} はそれぞれ運動の慣性力、曲げの抵抗力および流体力であり、左辺の二項 F_{motion} 、 $F_{elastic}$ は流体に対する入力条件である。このつり合いの関係を考慮し、式(3-14)を考える。分母の St^2 および K はそれぞれ運動(慣性)および曲げの抵抗を意味し、分子は流体力を意味する。式(3-12)と同様にその次元は $[Nm^2]$ であり、厳密にはモーメントのつり合いを意味する。これは、弾性運動翼の運動および曲げにより得られる流体力となり、式(3-14)を縦軸としてその流体力特性を明らかにする。また、これまで述べた C_T/K については、式(3-15)で示すように、慣性力を与える翼前縁をモーメント中心とした時の流体力特性であるとも言える。

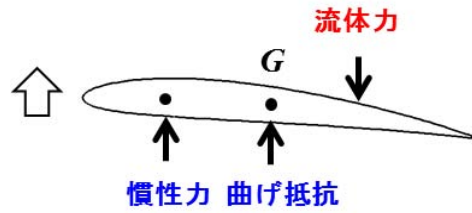


Fig. 3-39 Force balance among the inertia, bending and fluid forces acting on the elastic heaving airfoil

$$F_{motion} + F_{elastic} = F_{fluid} \quad (3-13)$$

$$\frac{C_T}{St^2 + K} = \frac{\text{流体}}{\text{慣性+曲げ抵抗}} = \frac{-F_x c^2}{\frac{1}{2} \rho_f V_h^2 A c^2 \left(\frac{1}{\pi^2} \right) + EI_G} \quad (3-14)$$

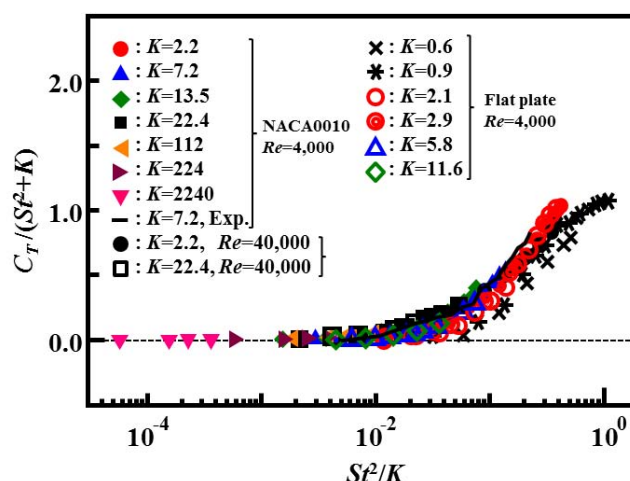
$$\frac{C_T}{K} = \frac{C_T}{St^2 + K} \Big|_{St=0} \quad (3-15)$$

3-2-6 $C_T/(St^2+K)$ とその流体力特性

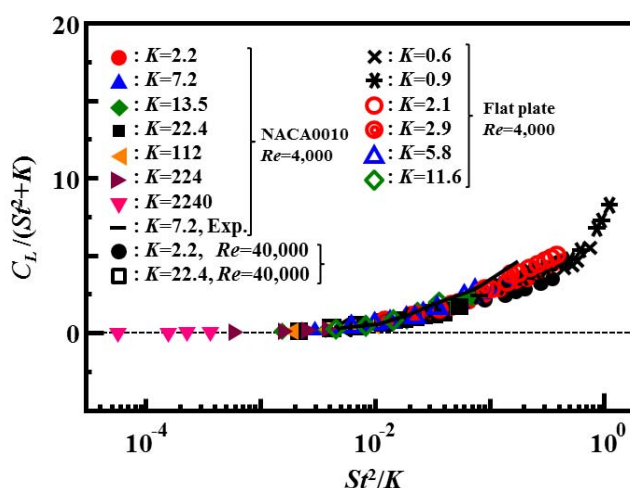
縦軸を $C_T/(St^2+K)$ としたヒービング運動する弾性翼に働く流体力の一周期の平均値を図 3-40 に示す。図 3-40(a) および (b) はそれぞれ推進力および揚力を示す。

図 3-40(a) より、ヒービング運動する弾性運動翼に働く推進力の平均値は、図 3-35, 3-38(a) と同様に St^2/K に強く依存することがわかる。これは、運動および弾性変形により得られる推進力が、その入力条件である St および K のいずれにも依存しているためである。この結果に示すように、運動の効果を考慮した場合においても、それにより得られる推進力特性は、 St^2/K に従う。しかしながら、 St^2/K が大きくなるにつれて St 数の効果が現れ、図 3-38(a) の C_T/K に比べて推進力が低下する。特に、 $St^2/K=10^0$ 近傍における $K=0.6$ および 0.9 の弾性翼の推進力の低下が著しいこともわかる。これは、 K が小さく高い St 数において、翼後縁変位が前縁の運動に追従できなくなることが大きな理由であり、3-1-5-3 に迎え角とその流れ場の関係について述べた通りである。したがって、 St 数を考慮した場合は、その影響が大きくなる高 St 数領域の条件において、その推進力が低下することがわかった。

図 3-40(b) に示す、ヒービング運動する弾性運動翼の揚力の平均値についても同様に、 St^2/K に強く依存することがわかる。揚力についても同様に、 St^2/K が大きくなるにしたがい、 St 数の効果が現れ、図 3-35(b) に比べて揚力が低下する。さらには、推進力と同様に $St^2/K=10^0$



(a) Dynamic thrust

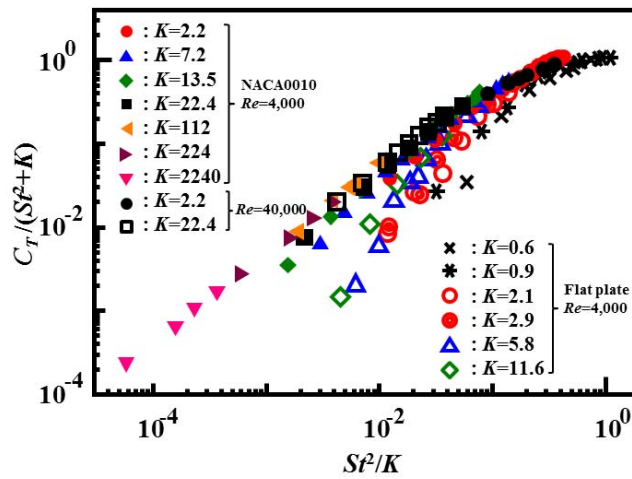


(b) Dynamic lift

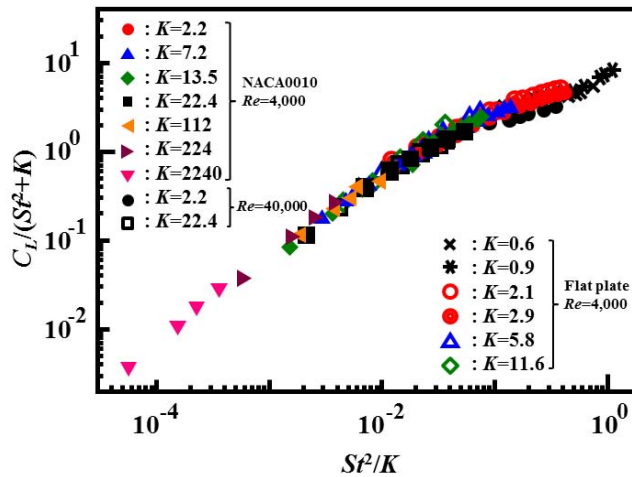
Fig. 3-40 Averaged dynamic forces by square of Strouhal number and bending stiffness acting on the heaving elastic NACA0010 and flat plate with St^2/K on the horizontal axis on single logarithm plot

近傍において、揚力の傾きが大きくなることがわかった。以上より、弾性運動翼の曲げ剛性を考慮した流体力特性において、弾性翼の運動(St 数)および曲げ剛性(K)の流体力とのマクロな関係が明らかになった。すなわち、初期条件(St, Re, K)による弾性翼の運動、弾性変形、渦流れとその流体力を得る基本的な関係が示せた。

しかしながら、実際の現象では、複雑な渦流れが密接に絡んでいるために、上記で示したようなマクロな関係は示せるものの、その詳細の形状の依存性や、図 3-16, 3-17, 3-22, 3-28,



(a) Dynamic thrust



(b) Dynamic lift

Fig. 3-41 Averaged dynamic forces by square of Strouhal number and bending stiffness acting on the heaving elastic NACA0010 and flat plate with St^2/K on the horizontal axis on double logarithm plot

3-29 に示すような、十分な推進力を得ることが出来ないメカニズムも存在する。最後に、弾性運動翼が得る流体力について、マイクロな領域における特性の違いについて明らかにする。具体的には、図 3-40(a)に示すように、形状の違いによってその推進力が帯状になる理由および St^2/K で支配的になっていた流体力特性も、厳密には、一本の関数になることは考えにくい理由を明らかにする。図 3-41 に示す両軸を対数としたグラフにより明らかにする。図 3-41(a)および(b)はそれぞれ両軸対数とした推進力および揚力の結果である。

図 3-41(a)に示す推進力特性は、 $10^{-2} < St^2/K < 10^{-1}$ において平板形状のみ低下する条件がある。

これは、低い St 数では、その弾性変形が小さいために生じる平板後縁の2点の剥離点による渦の干渉が顕著になり、弾性変形が支配的にはならない例である。この高い K および低い St 数が、翼形状と平板形状の違いを最も大きくする条件の一つである。また、 St 数が大きくなるにつれて、その弾性変形も大きくなるために、本来の推進力特性を得ることがわかる。すなわち、弾性変形の流れ場への影響が強くなる。さらには、小さな K および高い St 数($St^2/K > 5 \times 10^{-1}$)では、丸みを帯びた傾向を示すことがわかる。これは、図 3-40(a)に示す高 St 数による推進力の低下が現れており、平板形状が翼性能として機能する範囲が非常に狭いことがこの結果からわかる。したがって、平板形状においては、翼前縁および後縁に固定された4点の剥離点が存在するという理由により、 $St^2/K = 10^{-1}$ 前後のみにおいて、その推進力を翼形状と同様に得ることが可能であることがわかった。すなわち、ミクロな視点により弾性運動翼の流れ場およびその推進力を考えた場合、形状および St^2/K により、推進力特性にばらつきが現れることが図 3.41(a)からわかった。

図 3-41(b)に、弾性運動翼の揚力特性を示す。揚力は前縁の運動およびそのはく離渦が支配的であるため、推進力のような平板形状のみ低下する傾向は得られない。しかしながら、グラフの右側では、揚力が急激に増加する傾向を得る。この領域では、一次モードおよび二次モードの弾性変形の遷移領域であり、翼後縁変位が低下するために、その弾性変形の挙動が、揚力特性に非線形性をもたらしたと言える。以上より、 St^2/K による弾性運動翼に働く流体力特性の基本的な関係および形状とその St^2/K による流体力特性が明らかになった。

3-3 3章のまとめ

本章では、ヒービング運動する弾性翼まわりの流れ場を対象に、形状、厚みに依らない曲げ剛性 K を定義し、それが弾性変形、渦流れおよびその流体力特性に強く依存するパラメータであることを示した。また、その K の違いによる流体力の影響を、その弾性変形を考慮した迎え角および翼まわりの形成される循環から明らかにすることにより、 K により推進力特性が低下する理由についても明らかにした。また、ヒービング運動する弾性翼の単位曲げ剛性に働く非定常流体力が、 St^2 および K に関係があることを明らかにし、 St^2/K を定義することで、その流体力特性が St^2/K に強く依存することを明らかにした。さらには、 $C_T/(St^2+K)$ とし、運動の効果も考慮することで、高 St 数における推進力の低下も St^2/K の関係から明らかにした。すなわち、 St^2/K が周期的な運動および単純な弾性変形する運動翼に働く非定常流体力の支配的なパラメータであることを明らかにした。しかしながら、厳密には、低 St 数領域における形状の依存性および高 St 数における弾性変形およびそれにより生じた迎え角による推進力の低下も存在し、本研究で対象としている臨界レイノルズ数領域の $Re < 10^4$ 、 $0.1 < St < 1.0$ 、 $10^{-1} < K < 10^3$ および $h/c < 10\%$ の限られた領域でさえも現象を St^2/K により一意に決定することは困難である。しかしながら、本章で、弾性運動翼とそのまわりの流れの支配パラメータである K 、 St 数とその流れ場の基本的な関係性は十分に捉えられた。

4. ヒービング運動する三次元薄膜まわりの流れ場

4-1 三次元的に弾性変形する形状の取り扱い

3章では、二次元的に弾性変形をする運動翼まわりの流れ場およびその流体力特性について明らかにしてきた。特に、運動翼に働く流体力において、流体の無次元数に加えて、弾性体の曲げの特性である K を考慮することにより、その流体力特性が S^2/K に強く依存することを明らかにした。本章では、単純な運動ではあるものの、弾性変形およびそのまわりの流れ場が三次元的になる問題を対象とし、3章までに考えてきた曲げ剛性とその流体力との関係を発展させる。特に、三次元的に弾性変形する条件では、どの断面の曲げ剛性を定義するかを決定しなければならない。

4-2 三次元形状の曲げ剛性

三次元形状の曲げを考える場合、その取り扱いは容易でない。曲げ剛性の定義は、任意の断面の曲げに対する抵抗値であることから、形状のどの断面についての曲げを考えていくかによって、断面二次モーメントの算出が異なる。3章では、主流に垂直方向に弾性翼を運動させることにより、その方向の弾性変形が支配的になる条件になった。しかしながら、弾性変形が三次元的な場合は、図4-1に示すように、どの方向にも曲げ変形する可能性がある。すなわち、 x, y および z 軸の断面二次モーメント I_x, I_y, I_z を考慮する必要がある。また、それだけでなく、断面相乗モーメント I_{xy}, I_{yz}, I_{zx} も存在することから式(4-1)に示すように9成分の断面二次モーメントを考慮しなければならない。

三次元的に弾性変形する物体の断面二次モーメントを求める場合は、その曲げ変形に関する代表的な断面を決定する必要がある。本研究における弾性翼の曲げの主要な方向は、図4-1に示す厚み方向(y 方向)である。したがって、 x - y 平面および y - z 平面の断面二次モーメントを曲げ剛性として定義する。しかしながら、その弾性変形は三次元的であり、図4-2に示すようにどの断面の幅および厚みを断面二次モーメントとして定義するのかを決定しなければならない。特に、 x - y 平面および y - z 平面については、厚みは一樣であるため、幅 b' を決める必要がある。

$$\begin{bmatrix} I_{xx} & I_{xy} & I_{xz} \\ I_{yx} & I_{yy} & I_{yz} \\ I_{zx} & I_{zy} & I_{zz} \end{bmatrix} \quad (4-1)$$

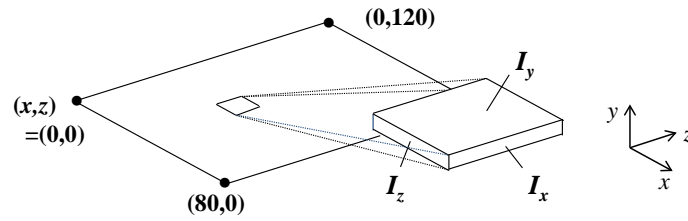


Fig. 4-1 Second moment of area of three-dimensional shape and deformation

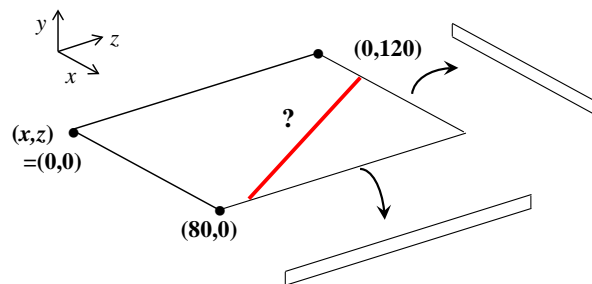


Fig. 4-2 Determination of the principle axis of the three-dimensional shape

4-3 断面の主軸

本研究では、 y 方向の断面二次モーメントの幅 b' を決めるために、図 4-2 の z - x 平面の主軸について考える。主軸は、任意の断面の曲げ剛性の算出を考える場合、重心位置における断面二次モーメントが極大・極小をとる軸である。図 4-3 に矩形の主軸を示す。赤および青の実線はそれぞれ z - x 平面の断面二次モーメントが最大および最小になる軸であり、それらは直行する関係にある。この軸の長さを 4-2 における幅 b' で用いることを考える。

また、 I_1 および I_2 は、 z - x 平面の主断面二次モーメントであり、その平面の曲げ剛性を求める場合は、主軸の I_1 および I_2 を用いる。主断面二次モーメントは、重心における式(4-1)の非対称成分がゼロになるように軸を回転させた場合の断面二次モーメントである。主断面二次モーメントおよび軸の回転角度の算出式を式(4-2)および(4-3)に示す。本研究では、厚み方向の曲げ(x - y 平面および y - z 平面)を考えるため、 I_1 および I_2 は用いない。しかしながら、主軸の長さを断面二次モーメントの幅 b' として用いるため、式(4-3)より回転角度を算出し、幅 b' を決定する。図 4-3 の矩形における I_1 および I_2 の回転角度はそれぞれ 0 および $90[\text{deg}]$ である。

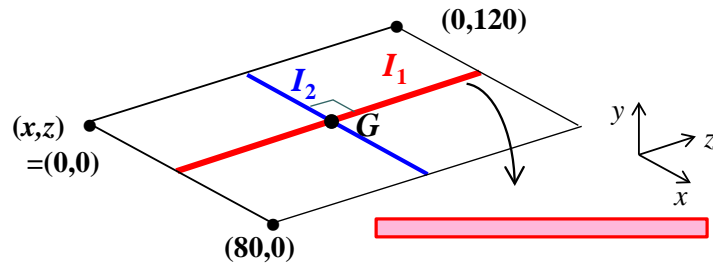


Fig. 4-3 Principal second moment of area of a rectangular membrane model

$$I_1 = \frac{1}{2} \left\{ (I_x + I_z) + \sqrt{(I_x - I_z)^2 + 4I_{xz}^2} \right\} \quad (4-2)$$

$$I_2 = \frac{1}{2} \left\{ (I_x + I_z) - \sqrt{(I_x - I_z)^2 + 4I_{xz}^2} \right\}$$

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{-2I_{xz}}{I_x - I_z} \right) \quad (4-3)$$

4-4 本研究対象と曲げ剛性 K の適用

4-3 では、矩形の z - x 断面の主軸について述べた。本研究対象は、三次元の流れ場を明らかにするために、図 4-4 に示すように、矩形の前方および側方に変形しない拘束条件およびヒービング運動を y 方向に与える。したがって、その弾性変形も y 方向が支配的になると考えられる。これにより、本対象の主要な弾性変形は、 y 方向の高さとして定義した断面二次モーメントによって決まる。4-2 および 4-3 に述べたように、 x - y 平面および y - z 平面の断面二次モーメントを算出するために、厚み方向およびスパン長さ方向にそれぞれ膜厚および主軸の軸方向長さで定義する(式(4-4))。

さらに、本研究では、重心位置を G' で定義する。一般的な考え方では、4-3 で述べたように、矩形断面の重心が用いられる。しかしながら、本研究では、矩形の前縁および側方に L 字型の拘束を与えているために、矩形の対角線より拘束側の三角形はほとんど弾性変形しない条件と仮定することが出来る。すなわち、矩形の対角線から後縁側の三角形の曲げ剛性についてのみ大きく弾性変形すると仮定する。その結果、図 4-4、4-5 で示す重心 G' を定義することが出来る。また、この重心 G' における主軸の長さを断面二次モーメントの幅 b' として適用し、三次元形状の曲げ剛性として算出した。これは、矩形の対角線を固定軸と

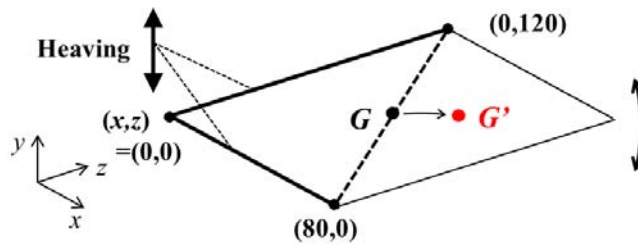


Fig. 4-4 Translation of the center of gravity due to the boundary condition

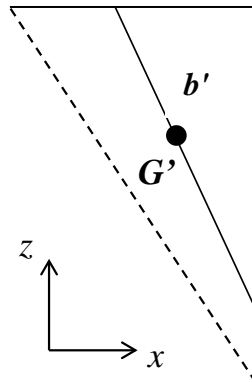


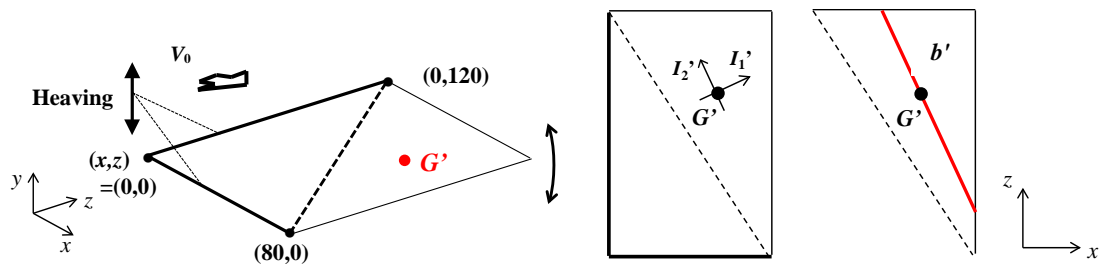
Fig. 4-5 Width based on the principle axis of the triangle for calculating a second moment of area

し，残りの三角形の重心の主軸を代表幅とした y 方向の曲げ剛性となる．これより決定した幅 b' ，厚み h および薄膜の剛性により曲げ剛性 EI_G を決定し，その無次元数 K を算出する．

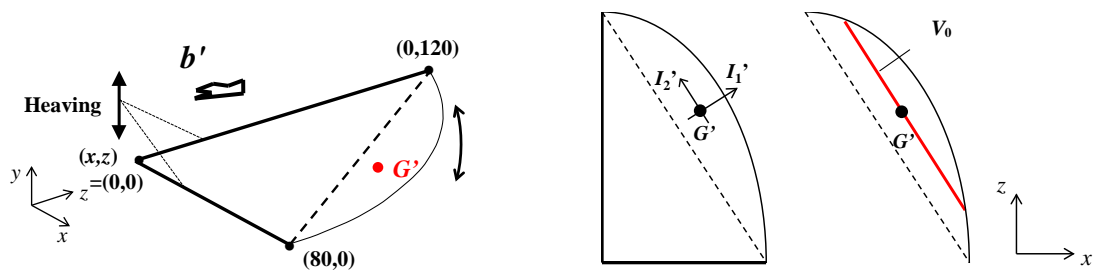
$$I_G = \frac{h^3}{12} \times (\text{曲げの基準となる主軸の長さ } b') \quad (4-4)$$

4-5 三次元薄膜

対象とする三次元薄膜は，図 4-6(a)および(b)に示す矩形および翅モデルである．いずれも翼弦長 c およびスパン長さ l はそれぞれ 80 および 120[mm]である．矩形では，厚みの効果も考え，40 および 80[μm]の 2 ケースを定義したため，その断面二次モーメントは大きく異なる．矩形モデルの重心 G' の位置，主軸の角度およびそれにより算出された幅 b' はそれぞ



(a) Rectangular model



(b) Wing model

Fig. 4-6 Configuration of the three-dimensional elastic heaving thin body

れ $(x,z)=(53.3,80)[\text{mm}]$, $25.1[\text{deg.}]$ および $106.6[\text{mm}]$ である。翅モデルに関しては、本研究室で開発された小型羽ばたき飛翔体の片翅モデルを考え、その翅の厚みは $35[\mu\text{m}]$ とし⁽³⁹⁾、剛性については、 $2 < E < 80[\text{GPa}]$ とした。断面二次モーメントの高さおよび幅はいずれも矩形モデルと同様の考え方をし、その翅モデルの重心 G' の位置、主軸の角度およびそれにより算出された幅 b' はそれぞれ $(x,z)=(46,70)[\text{mm}]$, $32.5[\text{deg.}]$ および $115.0[\text{mm}]$ である。これらの重心の主軸の長さ b' を利用した断面二次モーメントの算出を行った。これは、いずれの翼前縁および側方に、変形しない拘束およびヒービング運動を与え、拘束条件のない後部（図の破線から右側の部分）が受動的に弾性変形することを仮定しているためである。したがって、本仮定では、 L 字に固定した条件により、重心位置 G' 、主軸の長さを利用した幅 b' を用いたものの、その仮定の方法で、定義する断面とその幅は異なることもわかる。本項で考えているのは、曲げ剛性 EI を決定するための断面二次モーメントの幅 b' のみであり、その b' は、本研究の場合、定義の方法に関わらず、最大でも $\pm 30\%$ 程度の違いしかないと確認している。したがって、曲げ剛性 K が大きく異なるのは、剛性 E および断面の厚み h の影響が大きいことも本項によりわかった。また、その他の解析条件を、表4-1および4-2に示す。

Table 4-1 Material properties and simulation conditions of the thin body

E	2.0-80.0 [GPa]	Amplitude	0.012 [m]
K	0.1-20.0	Frequency	5.0-10 [Hz]
ν	0.3	Analysis	Nonlinear
ρ	1000 [kg/m ³]	Mesh	Hexa
Motion	Heaving	Elements	1.6×10^3

Table 4-2 Simulation conditions of the fluid region

Fluid	Air	Iteration N_F	15
Re	4×10^3	Convergence	10^{-4}
St	0.24-0.29	Inlet	0.5 [m/s]
Mesh	Hexa, Tetra	Outlet	0 [Pa]
Nodes	6×10^5	Wall	Symmetry
Turbulence	$k-\omega$	Time step	10^{-3} [s]
y^+	< 30	Sim. Cycle	4

$K=4.9$ および $St=0.42 (St^2/K=0.035)$ におけるヒービング運動する薄膜の変位を図 4-7 に示す。図 4-7(a) および (b) はそれぞれ矩形形状の薄膜の上死点および運動中心における変位の瞬時値であり、等値線は薄膜の変位を示す。

図 4-7(a) より、薄膜はその L 字部分では、弾性変形しておらず、薄膜後縁の角部において最も弾性変形していることがわかる。特に、その弾性変形は三次元的であることがわかる。また、図 4-7(b) に示す運動中心における薄膜においても、その後縁において最も弾性変形していることがわかった。これは、後縁の角の端点が L 字の固定から最も離れた位置にあるために、拘束が小さく、運動および弾性変形の自由度が大きいためである。3 章までで定義してきた St 数は翼後縁の最大振幅を基準としているために、三次元的に弾性変形する薄膜においても、この端点を代表点としてその St 数を定義する。

図 4-8 に示す変形のない点 O および弾性変形が最も大きくなる点 P を示す。またそれらの点における変位、速度および加速度の時間変化を図 4-9 に示す。図 4-9(a), (b) および (c) はそれぞれ、点 O および点 P における変位、速度および加速度を示す。横軸はいずれも周期 t/T である。黒および赤の実線はそれぞれ点 O (前縁) および点 P (後縁) における結果である。

図 4-9(a) からわかるように、運動の上死点および下死点の $t/T=0.25$ および 0.75 近傍において、点 P の変位が変動していることがわかる。これは、薄膜の運動の慣性力によって、その薄膜後縁が追従し、弾性部に振動が生じたためである。これは、弾性部が三次元である

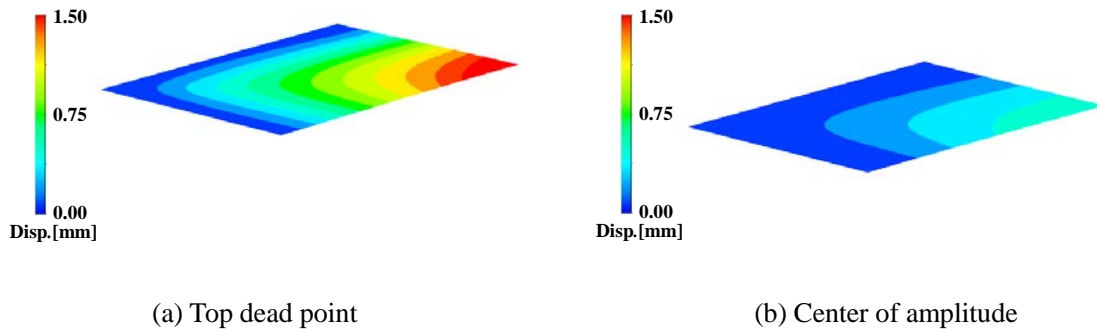


Fig. 4-7 Displacement configuration of the elastic heaving rectangular thin film with $K=4.9$ at $St=0.42$

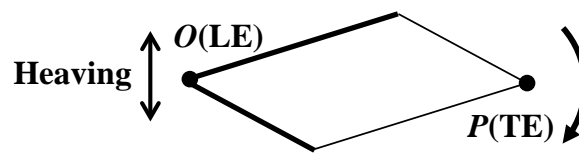
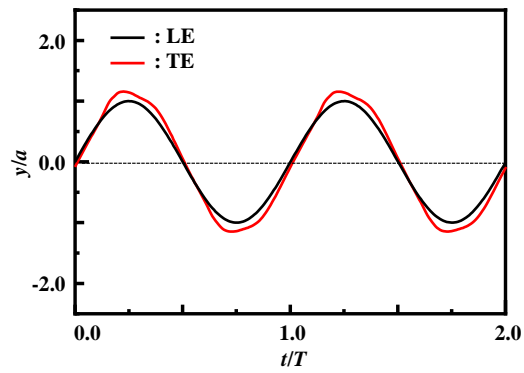


Fig. 4-8 Calculation point of the the elastic heaving rectangular thin film

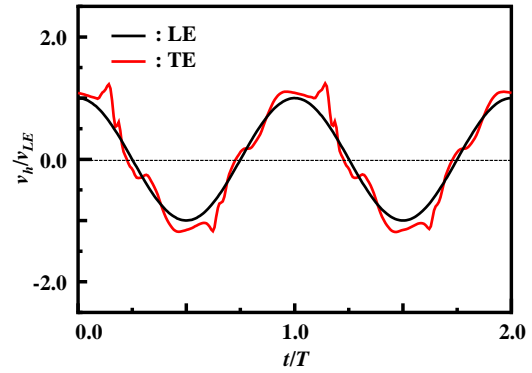
ために、その弾性変形が三次元的に伝播する不安定な条件になるためと言える。また、図 4-9(b)においても同様に、点 P における速度は、 $t/T=0.25$ および 0.75 近傍において、より顕著に変化することがわかった。さらには、図 4-9(c)に示す加速度においても、点 P では非常に大きな値を得ることから、第 3 章に示したように、弾性翼の速度および加速度がそのまわりの渦流れに影響をおよぼすと考えられる。

図 4-10 は、 $K=4.9$ および $St=0.42$ ($St^2/K=0.035$) におけるヒービング運動する薄膜 ($h=40[\mu\text{m}]$) の渦の渦度の等値面 ($\omega'=35[-]$) である。図 4-10(a) および (b) はそれぞれ薄膜の上死点および運動中心近傍における渦流れの瞬時値であり、等値線は薄膜の変位を示す。

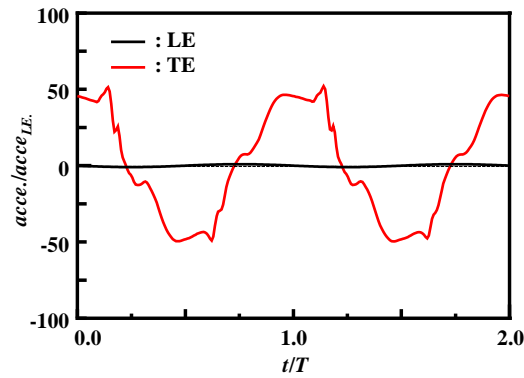
図 4-10 に示すように、第 3 章で示した二次元的な弾性変形および渦流れを形成する弾性翼まわりの流れ場に比べて、非常に複雑になることがわかる。特に、翅端から渦が生成されるだけでなく、薄膜前縁および後縁においても三次元的に渦が巻き上がっていることがわかる。これらの結果に示すように、薄膜まわりの流れ場は、その運動により振動を有し、かつ三次元的な流れ場になるため、それらの影響を考慮しなければならない。本章では、これらの複雑な流れ現象において、第 3 章で明らかにしてきた St 数および K とその流体力特性について、その基本的な関係が三次元形状についても成り立つかを検討する。



(a) Displacement



(b) Velocity



(c) Acceleration

Fig. 4-9 Displacement, velocity and acceleration of the elastic heaving rectangular thin film with $K=4.9$ at $St=0.42$

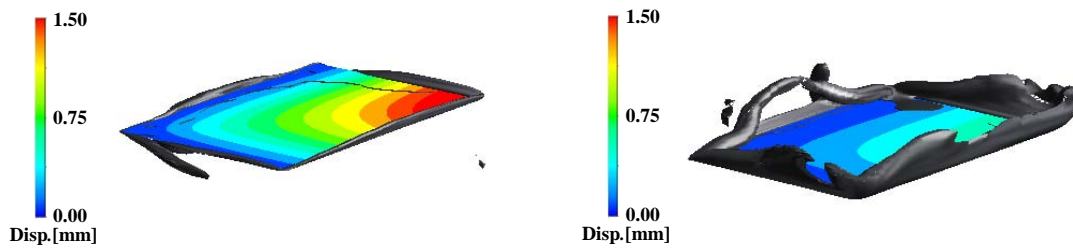


Fig. 4-10 Iso-surface of vorticity around the elastic heaving rectangular thin film with $K=4.9$ at $St=0.42$

Table 4-3 Mean values of the combination between Strouhal number and bending stiffness at $St^2/K=0.035$

	$St^2/K=0.035$ ($h=40\mu\text{m}$)	$St^2/K=0.035$ ($h=80\mu\text{m}$)
K	4.91	9.82
$St_{LE}(=2af/V_0)$	0.36	0.48
$St(=2b'f/V_0)$	0.42	0.59
b/a	1.16	1.23
C_T	0.086	0.201
C_T/K	0.0175	0.021
$C_T/(St^2+K)$	0.0169	0.020

Table 4-4 Mean values of the combination between Strouhal number and bending stiffness at $St^2/K=1.54$ and 1.34

	$St^2/K=1.54$ ($h=40\mu\text{m}$)	$St^2/K=1.34$ ($h=80\mu\text{m}$)
K	0.30	2.45
$St_{LE}(=2af/V_0)$	0.48	0.24
$St(=2b'f/V_0)$	1.82	0.69
b/a	3.79	2.87
C_T	2.73	0.28
C_T/K	1.11	0.93
$C_T/(St^2+K)$	0.37	0.47

4-6 ヒービング運動する薄膜まわりの渦流れ

三次元的に弾性変形する弾性翼まわりの流れ場とその流体力特性を明らかにするために、第3章までに明らかになった St^2/K を用いる。表4-3は、2種類の薄膜の運動における $St^2/K=0.035$ の条件の諸量である。薄膜は、その厚みが40および80[μm]であり、それらの剛性に $E=80$ および $20[\text{GPa}]$ を用いることにより、その曲げ剛性 $K=4.91$ および 9.82 を決定した。それらの薄膜を運動させることで、 $St^2/K=0.035$ を得た。また、表4-3には、ヒービング振幅

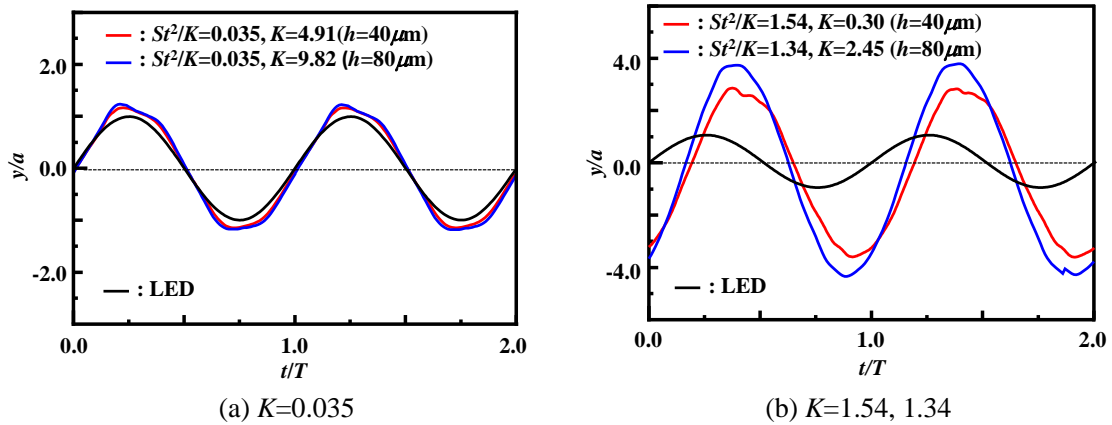


Fig. 4-11 Trailing edge displacement of the elastic heaving rectangular thin film

を基準とした St_{LE} 数, その結果得られた翼後縁最大変位を基準とした St 数, 最大変位 b/a および推進力の平均値を示す. また, 表 4-4 は, 厚みが 40 および 80 $[\mu\text{m}]$ の薄膜の $St^2/K = 1.54$ ($K=0.30$)および 1.34($K=2.45$)の条件における諸量を示している.

これらの結果からわかるように, いずれの St^2/K の条件において, それが同程度の値では, K および St 数が大きく異なる場合においても, C_T/K は同程度になることがわかる. 但し, 運動翼に働く推進力 C_T は同じにならない. これは, St^2/K が支配的になるのは, 単位曲げ剛性あたりの推進力であり, 弾性変形の曲げが St^2/K に依存するためである. これにより, 運動する薄膜の推進力の平均値が, 第 3 章で述べた周期的な運動および二次元流れ場である弾性翼と同様の傾向を示すことがわかった. しかしながら, その時間変化では, 薄膜の振動および三次元流れ影響も現れると考えられる. そこで, St^2/K を用いて, 三次元的に変動を有する弾性変形とそのまわりの三次元渦流れの複雑な条件において, その流れ場の時間変化を明らかにする.

図 4-11 にヒービング運動する薄膜の変位を示す. 図 4-11(a)および(b)はそれぞれ $St^2/K=0.035$ および 1.54, 1.34 における薄膜の後縁 P における変位である. 横軸および縦軸はそれぞれ周期 t/T および変位 y/a であり, 二周期の結果を示す. 赤および青の実線はそれぞれ薄膜の厚みが $h=40$ および 80 $[\mu\text{m}]$ の結果であり, 黒の実線は加振した変位である.

図 4-11(a)に示すように, $St^2/K = 0.035$ の薄膜の変位は, 相対的に小さな慣性力しか働かないために, 弾性変形は小さく, $h=40$ および 80 $[\mu\text{m}]$ のいずれの変位は大きくないことがわかる. また, それらの薄膜後縁の変位は, 上死点および下死点近傍において, 変動を有していることもわかる. これは, 与えた St 数が小さく慣性力も小さいことから, ゆっくりと運動するために, 三次元的に弾性変形する薄膜に振動が生じたと言える. 特に, 同程度の St^2/K では, 同様の弾性変形をしているように見えるものの厳密には異なる. また, 図 4-11(b)に示す $St^2/K = 1.54, 1.34$ における薄膜は, その弾性変形は大きく, 後縁の変位も非常に大きく

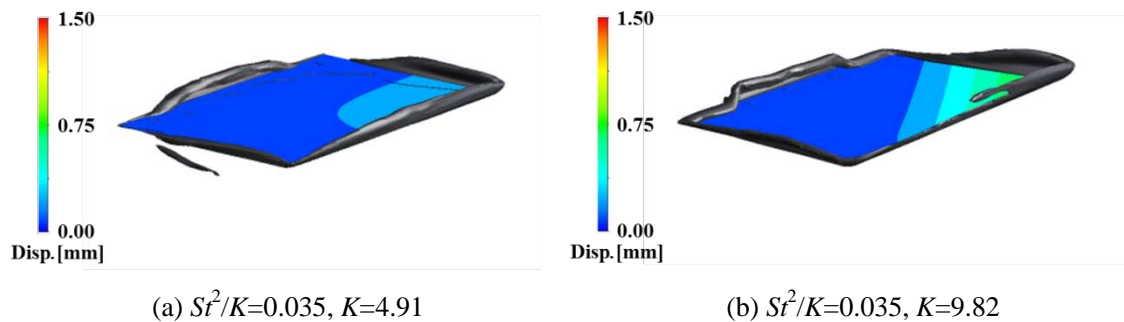


Fig. 4-12 Iso-surface of vorticity around the elastic heaving rectangular thin film of the combination between Strouhal number and bending stiffness at $St^2/K=0.035$

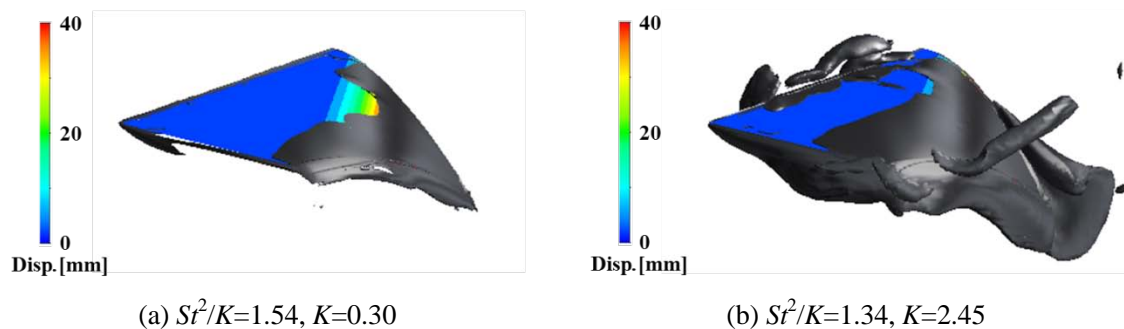


Fig. 4-13 Iso-surface of vorticity around the elastic heaving rectangular thin film of the combination between Strouhal number and bending stiffness at $St^2/K=1.54$ and 1.34

なることがわかる。特に、薄膜が大きな弾性変形をすることから、薄膜に生じる振動は図 4-11(a)に示す $St^2/K = 0.035$ に比べて小さいこともわかる。 $K=0.30$ および 2.45 の条件では、薄膜後縁の変位は大きく異なることから、これまで示した St^2/K は、変位を一意に決定する物理条件ではなく運動の大きさと曲げにくさの割合を決定する条件でしかないことがこれらの結果からわかった。これらは 3 章に示した二次元弾性翼でも同様のことが示されている。

図 4-12 および 4-13 はそれぞれ $St^2/K=0.035$ および $St^2/K=1.54, 1.34$ における薄膜まわりの渦流れを示す。図(a)および(b)はそれぞれ薄膜の厚みが $h=40[\mu\text{m}]$ および $80[\mu\text{m}]$ における渦の渦度の等値面 ($\omega=100[-]$) である。いずれも運動中心における瞬時値の結果である。

図 4-12(a)および(b)に示すように、いずれの薄膜においてもその前縁、後縁および翼端から渦が巻き上がっていることがわかる。また、大きく弾性変形する薄膜後縁の端部では、三次元的な渦構造が形成されていることもわかる。これは、自身の弾性変形により生じる

薄膜の速度および加速度の増加によるものである。しかしながら、 St^2/K が同程度の条件では、その弾性変形の様子およびそのまわりの渦構造は異なることがわかる。これは、表 4-3 および図 4-11(a)に示すように St^2/K が同条件においても、 St および K が異なる組み合わせにより得られているためであり、薄膜の変位、速度および加速度が異なるためである。すなわち、図 4-12(a)および(b)において、運動条件(St)および曲げ剛性(K)のいずれも異なるために、その弾性変形および流れ場は異なることになる。さらには、図 4-13(a)および(b)に示す $St^2/K=1.54, 1.34$ については、その慣性力が大きいために、図 4-11(b)からもわかるように弾性変形が非常に大きく、大規模な三次元渦構造が形成されていることがわかる。この流れ場についても同様に、それらの渦構造の違いは顕著であることから、同程度の St^2/K においても、その組み合わせにより、弾性変形とそのまわりの渦流れは異なることがわかった。

4-7 ヒービング運動する薄膜に働く流体力

4-7-1 St^2/K と流体力 C_T

4-6 では、ヒービング運動する厚みの異なる薄膜において、 St^2/K が同程度の条件における流れ場について示してきた。本項では、それにより得られた流体力について示す。図 4-14 は、ヒービング運動する薄膜に働く非定常推進力の時間変化である。図 4-14(a)および(b)はそれぞれ $St^2/K=0.035$ および 1.54, 1.34 における推進力であり、2 周期の結果を示す。いずれも横軸および縦軸はそれぞれ周期 t/T および推進力係数 C_T である。赤および青の実線はそれぞれ薄膜の厚みが $h=40$ および $80[\mu\text{m}]$ の結果である。

図 4-14(a)に示すように、 $St^2/K=0.035$ の条件において、 $K=4.91$ および $9.82(h=40$ および $80[\mu\text{m}])$ のいずれの薄膜も 1 周期に 4 つのピークが存在することがわかる。一般的に、運動翼に働く推進力は、3 章の二次元弾性翼に示したように、1 周期にピークが 2 度現れる。しかしながら、本対象においては、薄膜の弾性変形が図 4-11(a)に示すように振動を有しているために、その影響が推進力に現れたといえる。特に、上死点および下死点における $t/T=0.25$ および 0.75 において、弾性変形による変位、速度、加速度の変動が大きいことから、非定常推進力も同様に著しく変動したと言える。また、 K の違いにおいては、 $K=9.82(80[\mu\text{m}])$ の薄膜が $K=4.91(40[\mu\text{m}])$ に比べて、非定常推進力の最大値が大きくなることもわかった。これは、表 4-3 に示すように、 $h=80[\mu\text{m}]$ の薄膜が $h=40[\mu\text{m}]$ に比べて K が大きくなるために、 $St^2/K=0.035$ を得るために大きな St 数を与えたことから、その推進力も大きくなったと言える。また、 $K=9.82$ の条件において、1 周期の 2 度のピークの様子が異なるのは、高周波数の運動により、上死点および下死点における弾性変形の挙動がわずかに異なるためである。

図 4-14(b)に示す $St^2/K=1.54$ および 1.34 の条件は、慣性力が大きく、薄膜の弾性変形が大きくなる条件である。(表 4-4)。特に、これらの推進力は、 $St^2/K=0.035$ と同様に St^2/K が同程度であるにもかかわらず、大きく異なることがわかる。また、 $St^2/K=0.035$ の結果のように

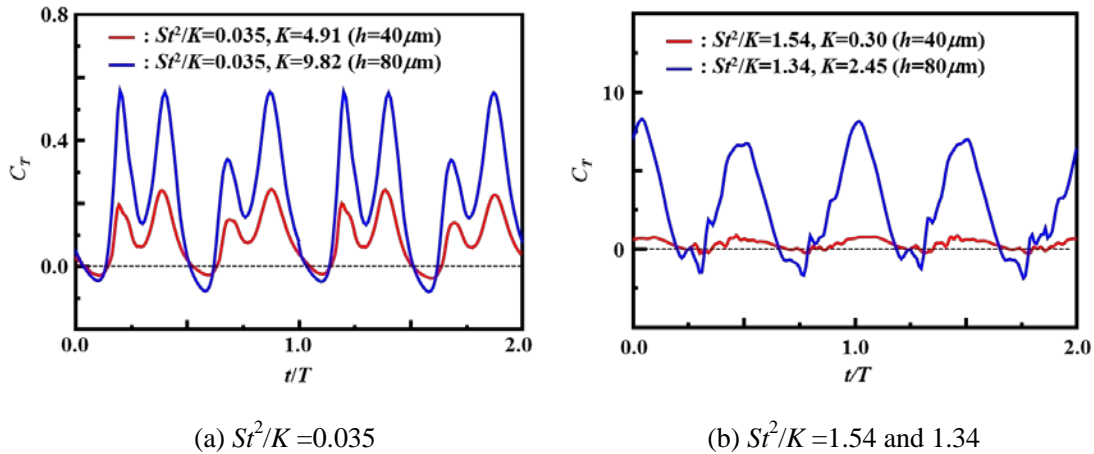


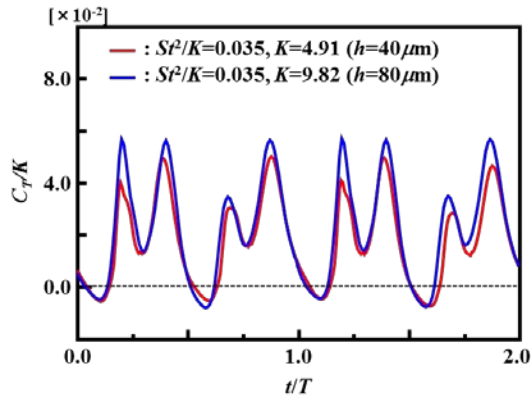
Fig. 4-14 Time history of dynamic thrust acting on the elastic heaving rectangular thin film

変動が大きくないこともわかった。これは、運動の慣性力が大きく、その弾性変形も大きいため、薄膜の振動が相対的に小さくなるためである。このように、三次元的に弾性変形する薄膜は、弾性変形に生じるわずかな変動により、非定常推進力の振動が顕著になる条件およびそうでない条件が存在するため、二次元弾性翼に比べて複雑な挙動を示す。さらには、縦軸を推進力係数 C_T とした場合では、同程度の St^2/K による推進力は一致しないこともわかった。これは、第3章の二次元弾性翼により得られた傾向と同じであり、複雑な変形をする場合においても、 St^2/K により C_T は一意に決定しないと言える。

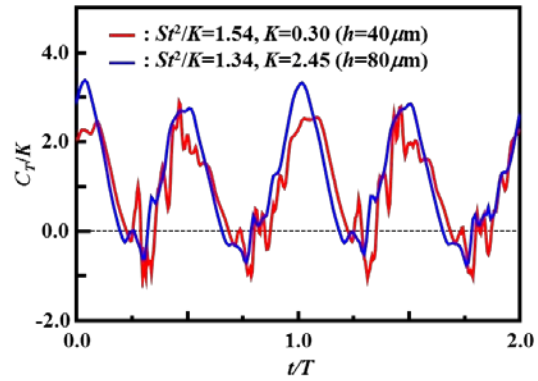
4-7-2 St^2/K と流体力 C_T/K

4-7-1では、三次元的に弾性変形し、かつ変動を有する薄膜に働く推進力が、二次元弾性翼と同様に、 St^2/K により一意に決定しないことがわかった。そこで、図4-15に、ヒービング運動する薄膜に働く推進力 C_T/K の時間変化を示す。図4-15(a)および(b)はそれぞれ $St^2/K=0.035$ および1.54, 1.34における推進力である。

図4-15(a)に示すように、 $St^2/K=0.035$ では、 $h=40$ および $80[\mu\text{m}]$ のいずれの薄膜もその推進力の時間変化がよく類似していることがわかる。異なる厚み、剛性および St 数を与えているにもかかわらず、その推進力は定量的にも同等の傾向を示すことがわかった。これは、これまで第3章でも述べたように、曲げ変形により得られる推進力を考えた場合、 St^2/K が重要なパラメータになるためであり、複雑な弾性変形、三次元渦構造および流体力の変動を有する条件においても、 C_T/K および St^2/K の関係は成り立っていることがわかった。図4-15(b)における $St^2/K=1.54, 1.34$ についても同様に、その推進力が異なる時間変化を示し、変動を有しているものの、その最大値および平均値(表4-4)は、 St^2/K に依存し、同程度の値

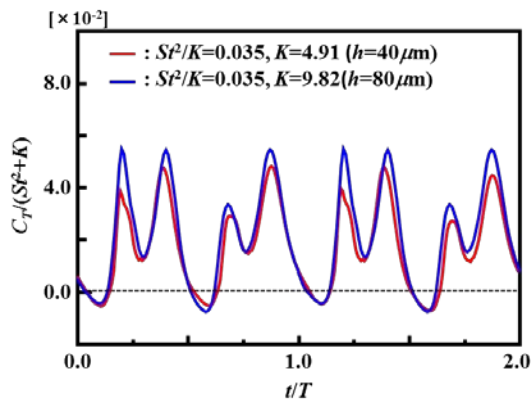


(a) $St^2/K = 0.035$

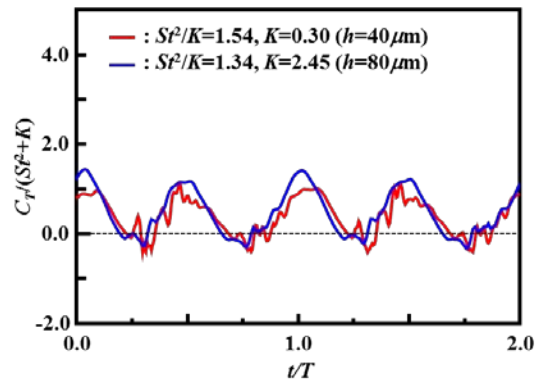


(b) $St^2/K = 1.54$ and 1.34

Fig. 4-15 Time history of dynamic thrust per unit bending stiffness acting on the elastic heaving rectangular thin film



(a) $St^2/K = 0.035$



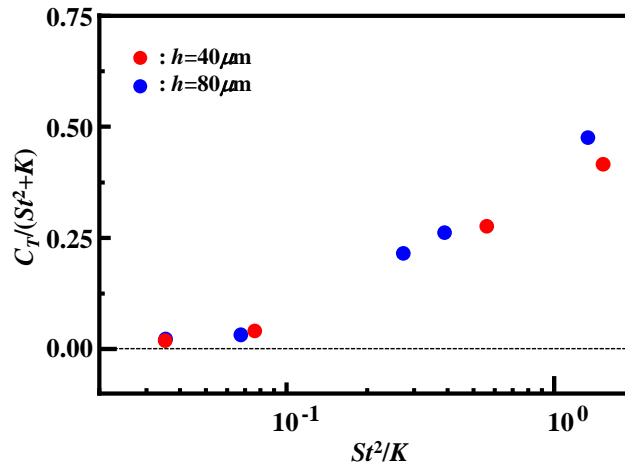
(b) $St^2/K = 1.54$ and 1.34

Fig. 4-16 Time history of dynamic thrust per unit bending stiffness and square of Strouhal number acting on the elastic heaving rectangular thin film

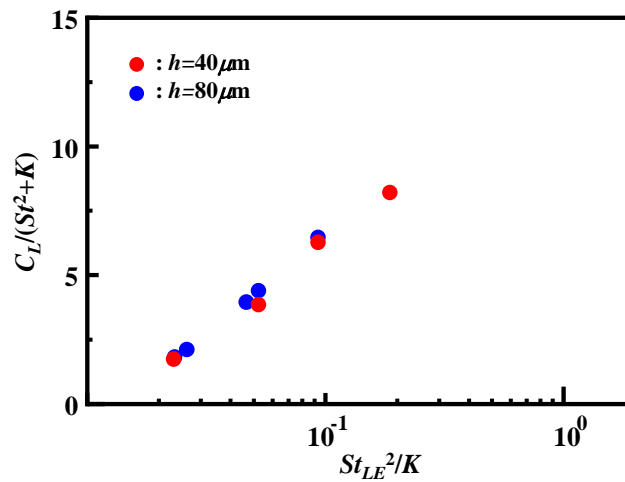
を示すことがわかった。したがって、三次元薄膜においても、 C_T と St 数の関係に K を考慮することで、 St^2/K が流体力を決定する重要なパラメータとなることがわかった。

4-7-3 St^2/K と流体力 $C_T/(St^2+K)$

さらに、運動の効果も考慮した $C_T/(St^2+K)$ についても評価を行う。 $C_T/(St^2+K)$ の意味は、3-2-5で述べた通りである。図4-16は、ヒービング運動する薄膜の推進力の縦軸に $C_T/(St^2+K)$



(a) Dynamic thrust



(b) Dynamic lift

Fig. 4-17 Averaged dynamic forces per unit bending stiffness and square of Strouhal number acting on the elastic heaving rectangular thin film

を与えた結果である。図 4-16(a)に示すように、 $St^2/K=0.035$ において、その傾向は縦軸を C_T/K とした結果とほとんど変わらないことがわかる。すなわち、 St 数の影響が非常に小さい条件 ($St^2/K=0.035$)では St 数を考慮したことによる推進力への効果は小さい。これは、表 4-3 からわかるように、 St 数がいずれの条件においても小さいために慣性の影響が小さな条件になるためである。その一方で、図 4-16(b)に示す $St^2/K=1.54, 1.34$ の条件では、表 4-4 からわかるように、 St 数が大きく慣性力が大きい条件になる。したがって、図 4-15(a)および図 4-16(a)

の St 数が小さい条件では、流体力に対する効果が現れずほとんど同じ傾向を示すのに対して、図 4-15(b)および図 4-16(b)の St 数が大きい条件では、慣性力が大きくなるために、その効果が C_T/K および $C_T/(St^2+K)$ に顕著に現れていることがわかる。これらのことから、一般的に St^2/K が大きい条件では、 St 数の効果が現れやすいことがわかった。以上のことから、三次元的に弾性変形する薄膜とその推進力の時間変化は、複雑な変動を有するものの、 St^2/K とその推進力には、密接な関係があることがわかった。

最後に、ヒービング運動する薄膜の流体力の平均値を図 4-17 に示す。図 4-17(a)および(b)はそれぞれ推進力および揚力に関する結果であり、縦軸はそれぞれ $C_T/(St^2+K)$ および $C_L/(St^2+K)$ である。●および●はそれぞれ矩形の厚みが 40 および 80[μm]の結果である。

図 4-17(a)および(b)に示すように三次元的に弾性変形する薄膜において、その弾性変形および流れ場は複雑になるものの、その推進力および揚力は、厚みに関わらず、 St^2/K に依存することがわかった。特に、 St^2/K の増加により弾性変形が容易である 40[μm]の薄膜が大きな流体力を得る。したがって、三次元的に弾性変形する条件においても、曲げ剛性を適切に定義することで、単純な弾性変形として明らかにしてきた二次元弾性翼と同様の支配パラメータ St^2/K より流体力特性を整理できることがわかった。次項では、1-5 でも示すように、本対象の応用分野として開発が活発に行われている小型羽ばたき飛翔体の翅まわりの流れ場とその流体力特性について検討する。

4-8 ヒービング運動する翅まわりの流れ場とそれに働く流体力

4-8-1 翅まわりの流れ場

これまで、弾性を有する運動翼のみに焦点を絞り、その特徴を明らかにしてきた。本項では、図 4-6(b)に示す翅モデルを利用し⁽³⁹⁾、翅まわりの流れ場について調べ、最後に、これまで述べてきた St^2/K の関係について述べる。まず、三次元形状の翅まわりの流れ場の弾性の効果を確かめるために、変形しない薄板モデルとその流れ場を比較する。

まず、 $St=0.24$ における薄板および薄膜まわりに形成される渦の渦度の等値面($\omega'=5[-]$)をそれぞれ図 4-18(a)および(b)に示す。いずれも運動中心における後流を発達する渦流れの瞬時値を示している。

図 4-18(a)に示すように、ヒービング運動する薄板まわりでは、その翅弦、翅前縁および翅後縁から渦が巻き上がり、非常に複雑な三次元渦構造が形成されることがわかる。また、図 4-18(b)に示す薄膜まわりの渦構造も同様に非常に複雑になる。この渦流れは、ヒービング運動および弾性変形によって形成されるものの、その構造は薄板とよく類似していることがわかった。特に、薄板および薄膜後方に形成される三次元渦構造については、その違

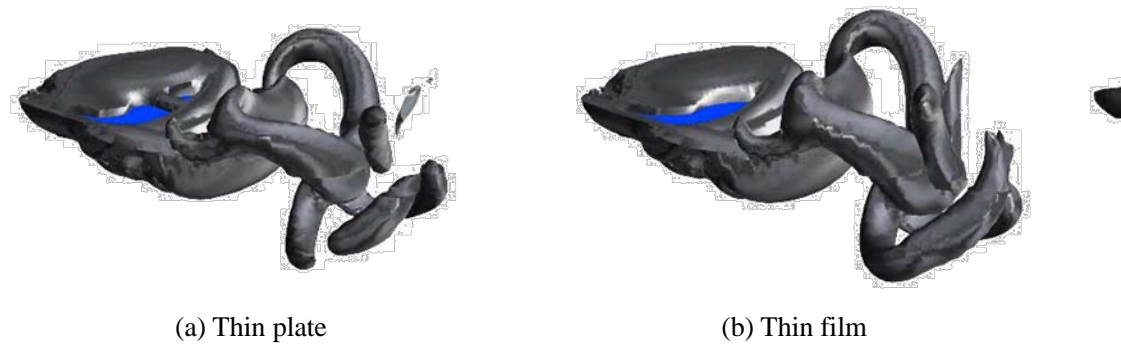


Fig. 4-18 Iso-surface of vorticity around the heaving thin plate and thin film at $St=0.24$ at $t/T=0.5$

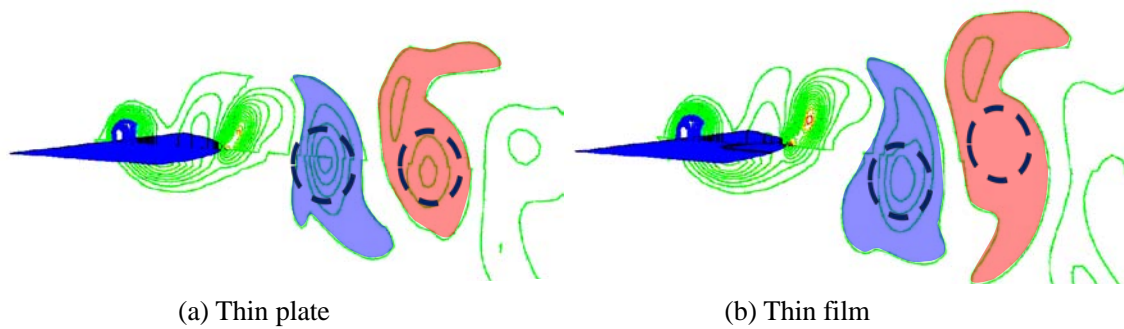


Fig. 4-19 Vorticity contours around the heaving thin plate and thin film at $St=0.24$ at $t/T=0.5$

いを確認することも容易ではないことがわかった。したがって、翅の弾性変形の効果をも明らかにするために、スパン方向の断面における渦構造を調べる。

$St=0.24$ における薄板および薄膜まわりの等渦度線図をそれぞれ図4-19(a)および(b)に示す。いずれも翅弦から $z/l=0.6$ の位置における断面の等渦度線図を示しており、運動中心における瞬時値の結果を示す。等渦度線図を塗りつぶしている赤および青はそれぞれ反時計回りの渦および時計回りの渦を示している。

これらの結果より、翅まわりでは、三次元的に複雑な渦構造が形成されているものの(図4-18)、その断面では、二次元の弾性翼と同様に非常に単純な渦流れが形成されていることがわかる。図4-19(a)に示す薄板まわりでは、前縁および後縁から渦が巻き上がっており、その後方では、薄板後縁から巻き上がった渦が発達していることもわかる。特に、これらの渦同士の縦間隔は狭く、直線上に渦が配列されていることもわかる。その一方で、図4-19(b)に示す薄膜まわりの等渦度線図は、その後縁の弾性変形により、薄板と同様に前縁

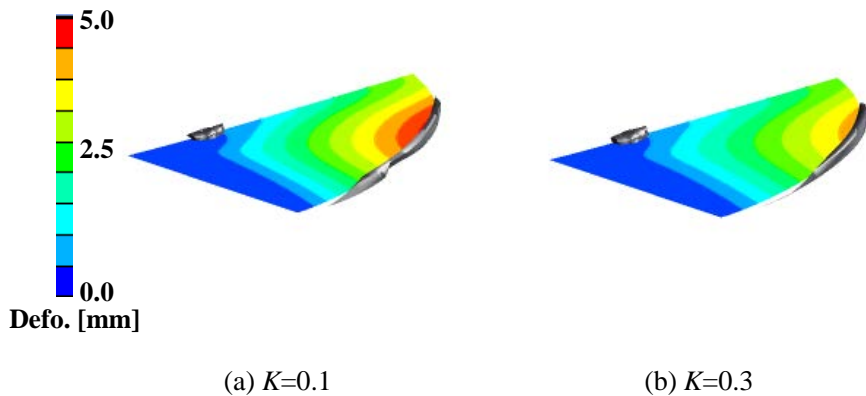


Fig. 4-20 Iso-surface of vorticity around the heaving thin film varied with the bending stiffness at $St=0.24$ at $t/T=0.35$

および後縁から渦が巻き上がっている。また、薄膜後方では、薄板と異なり、明確な推進力発生渦列が形成されていることがわかる。これは、翅の弾性変形により、その後縁において上下に広く渦を巻き上げるためである。すなわち、薄板および薄膜まわりの三次元渦構造は顕著な違いを確認することは困難であるものの (図 4-18(a),(b)), その断面では、渦構造に明確な違いがあり、特に、薄膜後方では、明確な推進力発生渦列が形成されることがわかった。したがって、三次元的に弾性変形する薄膜においても、その弾性変形は流れ場に対して重要であることがわかった。そのため、次に剛性の効果を明らかにする。

$St=0.24$ における $K=0.1$ および 0.3 における薄膜から巻き上がる渦の渦度の等値面 ($\omega'=50[-]$) を図 4-20(a) および (b) に示す。いずれも薄膜が大きく弾性変形する $t/T=0.35$ における結果を示しており、薄膜上の色は、変位を示している。

図 4-20(a) に示すように、 $K=0.1$ では、薄膜はその後縁において大きく弾性変形し、その後縁に沿って三次元的な渦を巻き上げていることがわかる。それに対して、 $K=0.3$ では、その変位は、 $K=0.1$ に比べて小さく、後縁から巻き上がる渦も同様に小さいことがわかる。これは、薄膜後縁の弾性変形による速度および加速度の違いが現れたためである。すなわち、三次元的に弾性変形する条件においても、 K に依存してその弾性変形およびそこから巻き上がる渦が得られる。したがって、それにより働く非定常流体力特性も異なると考えられる。

4-8-2 翅モデルに働く流体力

ヒービング運動する翅モデルに働く非定常推進力の時間変化を図 4-21 に示す。横軸および縦軸はそれぞれ周期 t/T および推進力係数 C_T である。これらは、 $0.1 < K < 0.3$ および $0.24 < St < 0.32$ ($0.19 < St^2/K < 1.0$) の K および St 数の組み合わせにより得られる推進力である。

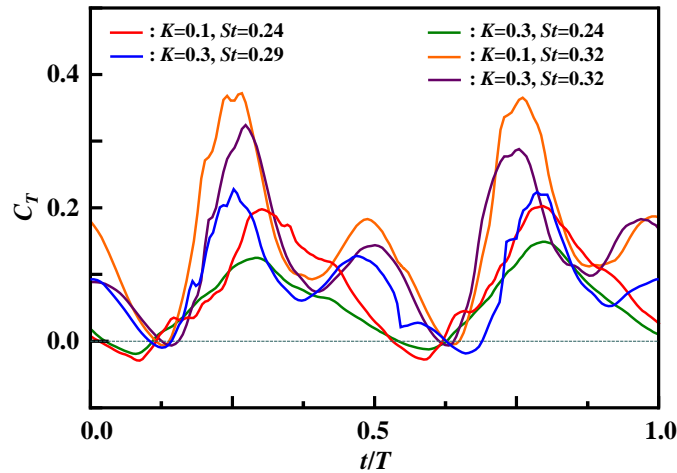
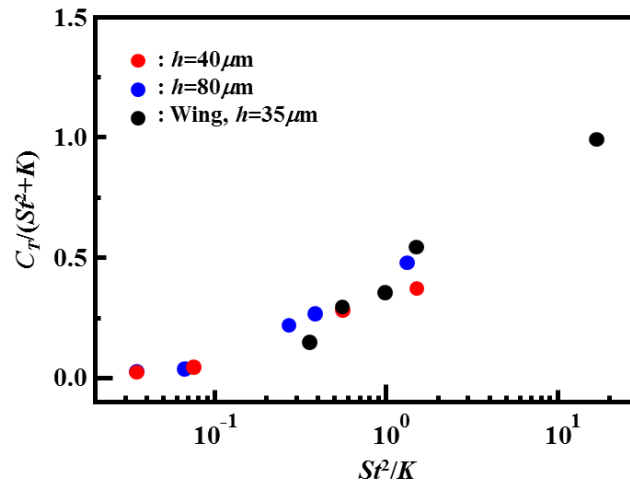


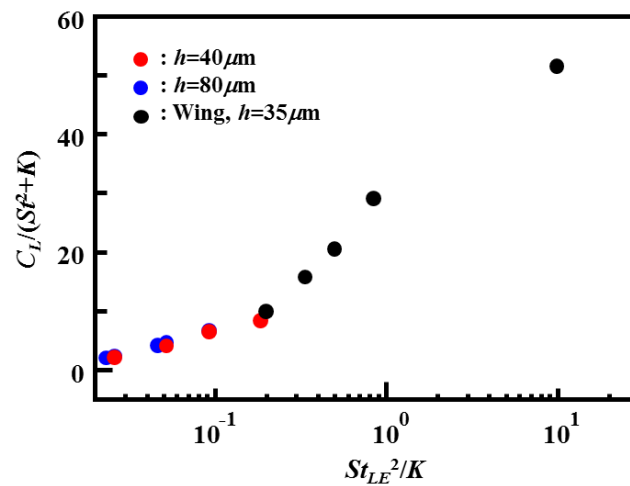
Fig. 4-21 Dynamic thrust acting on the heaving wing model varied with bending stiffness and Strouhal number

図 4-21 に示すように、 $0.1 < K < 0.3$ および $0.24 < St < 0.32$ の狭い範囲でさえもその組み合わせにより、ピークおよび時間変化の異なる推進力を得る。また、薄膜の K および St 数の条件により、変動を有した推進力を得ることもわかる。これは、薄膜が後縁においてわずかに振動を有した弾性変形を行なっているためであり、4-6 に示した傾向がこれらの翅モデルにも現れているためである。しかしながら、これらの薄膜は、の上死点 ($t/T=0.25$) および下死点 ($t/T=0.75$) 近傍において、いずれも推進力が最大になることもわかった。さらには、 St 数が大きく K が小さいほど薄膜に働く推進力が大きくなる。これは、3 章で述べた高 St 数 (> 0.6) における推進力の低下の条件とは異なり、 $St < 0.6$ の範囲において、 K が小さい条件では、その大きな弾性変形が、強い渦の生成および推進力の増加をもたらした結果といえる。しかしながら、本結果の推進力の違いは実際には小さく、その平均値は Fuchiwaki⁽⁸⁾ が明らかにしたように、基本的にはその推進力が翼後縁最大振幅を基準とした St 数に依存する傾向となっていると言える。以上のことから、三次元的に弾性変形する薄膜において、それに働く非定常推進力は自身の振動により変動を有するものの、上死点および下死点付近において、その最大値を得るメカニズムは同じであることがわかった。さらには、 K および St 数の条件により、そのピーク値が異なることもわかった。これらの結果について、第 3 章および 4-7 までで得た St^2/K と流体力の関係を明らかにしていく。

ヒービング運動する矩形および翅モデルに働く非定常流体力の一周期の平均値を図 4-22 に示す。図 4-22(a) および (b) はそれぞれ非定常推進力および非定常揚力である。図 4-22(a) の横軸および縦軸はそれぞれ St^2/K および推進力 $C_T/(St^2+K)$ であり、図 4-22(b) の横軸および縦軸はそれぞれ St_{LE}^2/K および揚力 $C_L/(St^2+K)$ である。揚力については、前縁はく離渦が大きな



(a) Dynamic thrust



(b) Dynamic lift

Fig. 4-22 Averaged dynamic forces per unit bending stiffness and square of Strouhal number acting on the heaving wing and rectangular model

循環を形成し、それが支配的になって揚力を生成することが知られている。本対象の三次元形状の場合、L字の固定部分から巻き上がる前縁はく離渦の影響が大きいために、前縁の振幅を基準とした St_{LE} 数で定義した方がその特性の理解が容易である。また、これまでのように、翼後縁最大振幅を基準とした St 数では、図 3-12(b)に示すような二次元弾性翼と同様の傾向を得ていることも確認している。●および●はそれぞれ薄膜の厚みが $h=40$ および $80[\mu m]$ の条件であり、●は翅モデル($h=35[\mu m]$)の結果である。

図 4-22(a)に示すように、三次元形状の薄膜に働く推進力は、いずれも St^2/K の増加により推進力は大きくなり、厚みや形状に関わらず、概ね St^2/K に依存することがわかる。これは、薄膜の運動とその弾性変形の推進力への効果が厚みや形状に関わらず、同程度であることを意味する。また、翅モデルの推進力は矩形モデルに比べて、その傾きが大きいこともわかる。これは、矩形モデルが、翅モデルに比べて、後縁部分の変位が大きくなる形状をしており、弾性変形の数および加速度により渦が大きくなり巻き上がるものの、端部のはく離渦および翼端の三次元的な渦が抵抗力になり、推進方向の力を効果的に生み出せていないためと考えられる。

その一方で、図 4-22(b)に示す揚力も同様に、 St^2/K に依存した傾向を示すことがわかる。これは、L字で固定している翼前縁から巻き上がる渦が、揚力に支配的になっているためであり、前縁を基準とした St 数の影響が大きいと考えられる。また、同形状の条件においては、 K および St 数の組み合わせが異なるものの、一本の特性になることもわかる。形状によりその傾きが異なるのは、翼後部の形状の違いが現れているためであり、翅形状の方が、それに沿った十分な渦を巻き上げるために大きな揚力を得ていると言える。これらのことから、三次元的に弾性変形する薄膜は、異なる形状を用いた場合においてもその流体力特性は概ね類似した傾向を示すものの、厳密には異なる。しかしながら、 K および St 数とその流れ場への効果としては、三次元流れにおいても基本的には St^2/K が支配的なパラメータであることがわかった。

4-9 第4章のまとめ

本章では、二次元弾性運動翼に働く流体力において支配的になった St^2/K との関係を三次元的な弾性変形をする運動翼に展開した。三次元的な弾性変形をする物体を対象とする場合に、その曲げ剛性を決定する代表点、主軸およびその軸における断面二次モーメントの決定が必要になるため、本研究では、運動条件を考慮した重心位置 G' における主軸の長さを断面二次モーメントの算出に用いた。 $St^2/K=0.035$ では、厚みの違いから生じた K による弾性変形、流れ場およびそれに働く推進力 C_T の違いは現れるものの、慣性力が小さく、弾性変形が小さい条件であるために、顕著な違いとならない。その一方で、 St^2/K が大きい条件では、慣性力が大きくなるために、 K による弾性変形、三次元渦構造およびその推進力 C_T には明確な違いが現れることがわかった。しかしながら、どの St^2/K の条件においても、 C_T/K および $C_T/(St^2+K)$ に関してその流体力特性を考えた場合、これらには密接な関係があり、第3章に述べたように、三次元的に弾性変形する弾性翼においても、 St^2/K はその流体力 C_T/K および $C_T/(St^2+K)$ の支配的なパラメータになることがわかった。またこれらは、非定常揚力についても同様のことが言える。さらには、翅形状のような特徴的な形状を有するモデルに対しても、その流れ場および流体力特性には、二次元弾性翼に共通するメカニズムがあることがわかった。以上の結果より、三次元的に弾性変形する弾性翼の曲げ剛性の決定と

それによる非定常流体力特性は，二次元弾性翼の場合と同様に， St^2/K に依存することが明らかになった．今後，応用分野で三次元形状を適用する場合は，本研究で対象とした領域 ($10^{-1} < K < 10^1$, $0.1 < St < 1.0$, $Re = 10^3$) を考慮して，その拡張を図り，流れ場およびその流体力特性を明らかにしていく必要がある．

5. 結論

5-1 結論

本研究では, $Re < 10^4$, $0.1 < St < 1.0$ および $10^{-1} < K < 10^3$ ($0.1 < E[\text{MPa}] < 100$) において, $h/c < 10\%$ の対称翼を供試翼として, 曲げ剛性 K を考慮したヒービング運動する弾性翼まわりの二次元流れとその流体力特性の流体と構造の双方向連成解析を行い, ①-③の知見を得た. また, ①-③により得た結果を踏まえて, 三次元的に弾性変形する薄膜 ($Re = 10^3$, $0.1 < St < 1.0$ および $10^{-1} < K < 10^1$ ($1.0 < E[\text{GPa}] < 80.0$)) を対象にそのまわりの流れ場へ展開し, ④の知見を得た.

- ① 弾性体の曲げ剛性は, 重心の厚みおよびスパン長さを考慮することにより, その断面が弦方向に対して一様でない翼形状においても, その弾性変形の挙動を形状および厚みに関わらず一意に定めることができることがわかり, それが曲げの特性を決める重要なパラメータになることを明らかにした.
- ② ヒービング運動する弾性翼の翼後縁変位, そのまわりの渦構造, 後方の速度分布およびそれに働く流体力は, 形状, 厚み, Re 数 ($< 10^4$) によらず, 曲げ剛性 K に依存することを明らかにした. また, K の違いによる流れ場およびそれに働く流体力については, 特に, 低い K ($< 10^0$) および高い St 数 (> 0.6) の条件において, 弾性変形による位相差が大きく, また迎え角が低下するために, その流体力も同様に低下することもわかった.
- ③ ヒービング運動する弾性翼の単位曲げ剛性に働く流体力 C_T/K が, St^2 および K に関係することを明らかにし, St^2/K を定義することにより, その流体力特性が St^2/K に依存することを明らかにした. また, 曲げ剛性および運動の効果を考慮した流体力 $C_T/(St^2+K)$ とすることにより, ②で示した高 St 数における推進力の低下についても St^2/K からその傾向を捉えることができた. すなわち, St^2/K が弾性変形する運動翼に働く流体力の支配的なパラメータであることを明らかにした. 実際には, 低 St 数領域における形状の依存性および高 St 数における迎え角による推進力の低下も存在し, 本研究で対象とする限られた領域でさえも現象を St^2/K により一意に決定することは容易でない. しかしながら, 弾性運動翼まわりの流れとそれに働く流体力特性は, 基本的には St^2/K に強く依存することから, 本研究において K および St 数と流れ場との関係は示せたとと言える.

- ④ 三次元的に弾性変形する薄膜は、その曲げ剛性を薄膜の重心を通る主軸の断面により定義し、それを代表値として用いることで、曲げ剛性を考慮した運動翼まわりの流れおよび流体力特性を調べることが可能になる。特に、同程度の St^2/K においても、薄膜の弾性変形、はく離渦および推進力 C_T の様子に異なるものの、 K および St 数を考慮した流体力においては、その特性が③と同様に St^2/K に依存することがわかった。また、薄膜後縁部に振動が生じている場合、流体力にもその影響が現れているものの、 St^2/K よりその挙動を捉えていることから、三次元的に弾性変形する弾性翼まわりの流れ場においても、 St^2/K は、流体力特性の支配的なパラメータになることがわかった。さらには、翅形状を用いたモデルは、矩形形状に比べて推進力および揚力は増加する傾向にあり、渦を巻き上げる部分の形状が重要であることもわかった。以上のことから、三次元形状を対象にした場合においても、 St^2/K によりその流体力特性を概ね捉えることが可能であることがわかった。

5-2 課題と今後の展望

① 高 Re 数領域における現象

現在は、臨界 Re 数領域以下の弾性運動翼まわりの流れ場を対象としている。流体力学的には、 $Re > 10^5$ において、流れ場の乱れ成分が顕著になり、乱流エネルギーの増大および抵抗の増加に繋がり、はく離との関係がより重要になる。現在、剛体翼および弾性翼のヒービング運動を対象にしたところ、 $Re = 4 \times 10^5$ および $St = 0.90$ において、推進力が平均値で10%程度増加する結果を得ている。したがって、弾性翼の K による弾性変形およびそのまわりの流れの Re 数の依存性を詳細に明らかにするとともに、流体力への効果を明らかにすることで、高速移動物体の振動現象についての知見を得ることができると考えられる。

② 高密度・高剛性における材料の利用

現在ある一般的な材料のうち、本研究では、低剛性・低密度のゲル、ゴム、プラスチックを対象とした。低 Re 数領域では、これらの材料を用いることで、容易に弾性変形を実現可能である。また、この Re 数領域において、高剛性材料はほとんど弾性変形しない。今後、高 Re 数領域を対象としていく場合、その材料の対象は、現実的には、金属等の高剛性材料になると考えられ、必然的に高密度となる。このように、流体中を運動する物体の比重が大きくなる場合、連成問題で重要となる質量比を考慮し、付加質量について考えていく必要がある。これらは、連成現象の支配的なパラメータの一つでもあるため、その効果を整理することにより、新たな知見を得ることができると考えられる。

③ 弾性翼の剛性・密度に分布を有する条件

現在の応用分野である MAV, Micro flapping robot の開発において, 必ずしも一様な断面, 剛性, 密度ではなくなっている. 特に, 複数の材料を組み合わせ, 一方向の弾性変形を実現させる例, 材料の配置により, 全体として密度分布が存在する例が多く見られる. これは, 弾性翼に剛性あるいは密度分布が存在する条件として考えなければならず, どの位置でこれらを考慮した曲げ剛性を定義できるかが非常に重要となる. これらを明らかにすることにより, 広範囲の弾性翼の条件における曲げ剛性とその流れ現象を明らかにすることが可能と考える.

④ 運動条件の影響

現在, 最も一般的な運動条件として, フラッピング運動がある. この運動は, 半径方向に大きな角速度, 角加速度を得ることが可能であり, 並進運動に比べて迎え角が小さくなる運動であることから, 大規模な前縁はく離が抑制できる運動である. 実際に多くの生物および応用分野においても, フラッピング運動が行われており, 本研究の並進運動で明らかになった曲げ剛性とその流れの基本的な関係について, フラッピング運動の条件で検討し, それらの流れ現象を明らかにすることが今後重要になると考える.

⑤ 多次モードの弾性変形の影響

多次モードの弾性変形は, 翼後縁が静止するあるいはその変位が前縁に比べて小さくなるような条件を有する. 弾性運動翼が推進力を得るためには, 翼後縁で大きな渦を巻き上げ, その後方に推進力発生渦列を形成しなければならない. 多次モードの弾性変形については, 弾性翼の超弾性理論のモデルの拡張を図り, モード変形を実現する計算モデルを構築すると共に, 実験による検証を行った上で, それらの流れ現象について明らかにしていかなければならない.

⑥ 流れの三次元性の影響

流れの三次元性においては, その渦構造が複雑になる. 特に, 本研究のような非定常性の強いはく離現象を取り扱う場合, その形状の影響が流体力特性に顕著に現れる. 本研究における, 4章より得た結果においても, その影響が二次元翼に比べて顕著であった. 本研究で明らかにした三次元的に弾性変形をする弾性翼において, K を考慮した弾性変形およびその流れに対して, 形状の影響を無視することは困難である. はく離の基本的なメカニズムが同じになる条件においては, その流体力特性が概ね捉えられることを本研究結果により得たものの, 渦構造が全く異なる条件におけるはく離の影響は, 本研究の適用範囲に

において、その説明は困難である。したがって、翼端渦に代表される流れの三次元性を考慮した弾性変形およびその流体力特性に対する新たな知見が必要になると考える。

謝辞

筆者が本研究を進めるにあたり、大変多くの方々にお世話になりました。本論文が自身の努力や成果のみでは執筆できなかったことを強く実感しています。私を支えて下さった皆様にここに深く感謝の意を表します。特に、学士課程 4 年次、修士課程および博士課程の 6 年間、研究活動全般にわたり、格別なる御指導および御高配を賜りました九州工業大学情報工学研究院機械情報工学研究系田中和博教授および瀧脇正樹准教授に心より感謝申し上げます。田中先生には、研究指導はもちろんのこと研究者あるいは技術者として社会で活躍し続けるために必要な考え方・姿勢を学びました。幅広い素養、深い専門性、さらには自分らしさを常に磨き上げることを御指導下さるだけでなく、世の中に貢献する社会人としての基盤、多く困難に立ち向かうための人間的な強さ、寛大さ、辛抱強さ、考え方、戦い方を培うことを御指導下さいました。また、本博士論文の主査としても最後まで審査頂きました。心より感謝申し上げます。

瀧脇先生には、私の短い人生の中で最も長い期間、格別なる御指導を頂きました。研究活動を行うための基本的な姿勢、課題を遂行する実践力、困難な問題に立ち向かう積極性、それを解決するために必要な忍耐力および粘り強さを身に付けるよう御指導下さいました。本博士論文は、毎週、議論にお付き合い下さった先生の御指導とその継続なくして、完成は有り得ませんでした。また、国内外問わず数多くの学会発表の機会を下さり、失敗を繰り返しながらもその経験が着実に自分の力になり、今では人間的な大きな成長を実感できています。この 6 年、飛躍的に成長したという言い方を自分でするのもおこがましいですが、少なくとも少々のことではぶれない強い意志、芯の強さを身につけることができました。辛抱強く御指導下さいまして、ありがとうございます。心より感謝申し上げます。

九州工業大学情報工学研究院機械情報工学研究系鈴木裕教授には、本論文の副査として審査頂きました。研究の全体像、構成の重要性について御指導頂きました。改めてその重要性を学ぶ貴重な機会になりました。心より感謝申し上げます。

九州工業大学情報工学研究院機械情報工学研究系高橋公也教授には、本論文の副査として審査頂きました。現象に支配的な物理量の意味を追求して頂き、本質を捉えたご質問、アドバイスを頂きました。改めてその物理的な意味を考えられる貴重な機会になりました。心より感謝申し上げます。

日本自動車研究所長小林敏雄先生には、修士の頃から、度々研究指導をして頂きました。研究が行き詰まることもありましたが、小林先生の心優しいお言葉とそして何より熱心に研究内容について御指導を下されたことに、未熟な私ながらに名誉なことと感じ、それと同時に自分の研究に自信とやりがいを感じることができました。さらに、本論文の副査として審査頂き、貴重なご意見、ご質問を頂きました。心より感謝申し上げます。

北海道工業大学の豊田国昭先生には、北海道から九州という遠いところに、何度も足を

運んで頂き、研究指導をして頂きました。特に、渦理論に関する深さをご教授下さっただけでなく、研究者としてのあり方、人としての心構え等、社会に貢献する人間として持つべき姿勢について、豊田先生の強く心温かいお人柄から大変多くのことを学ばせて頂きました。毎年各地で開催される学会発表においても、必ずご助言下さいました。格別なる御指導を下さったことに、心より感謝申し上げます。

九州工業大学情報工学研究院機械情報工学研究系清水文雄助教授には、学生が常に円滑に研究活動を行うことができるよう、ご支援下さいました。学校行事、研究室の行事の連絡だけでなく、学生の目に届かない部分においても大変お世話になりました。特に、計算環境、セキュリティ環境の構築に気を配って頂けたことで、研究により集中することができました。心より感謝申し上げます。

九州工業大学情報工学府技術職員肥後寛技官には、研究室の安全衛生に特に気を遣って頂き、安心・快適に私共が研究を行えるようにサポートして頂きました。心より感謝申し上げます。

九州工業大学大学院情報工学府情報システム専攻博士後期課程三年栗波智樹君は、大学生活の中でも最も長い時間を共にし、互いに切磋琢磨できる関係になりました。最も苦しい時期を共にできたからこそ共感できる思い出も多かったと思います。日常の研究活動に対する姿勢、学会発表の姿、また栗波君自身の人間性に刺激を受けた先輩・後輩も多かったのではないのでしょうか。私もその一人であり、栗波君の姿を時には励みに、時には共戦する仲間として向上心を失わずにこれまで過ごすことができました。心より感謝申し上げます。

中喜孝さんは、私が研究室に入った頃、2学年上の修士2年でした。博士課程進学を決められていた中さんの姿は随分大人に感じ、心豊かでユニークな人間性に私に接して下さいました。研究の相談も数多くさせて頂きましたが、その際の中さんの目つき、口調は真剣そのものであり、貴重なご意見を頂けると共に見習うべき点も大変多く、私自身が模範にした部分も非常に多くありました。中さんの研究に対する姿勢を今後も忘れずに社会に貢献したいと思います。心より感謝申し上げます。

井村忠継さんは、私の1学年上の博士課程の偉大な先輩でした。現象の見方、捉え方、それに対する柔軟な発想が、いつも私にとっては新鮮であり刺激的でもありました。研究内容についても数多く相談させて頂きましたが、私の考えにも耳を傾けて下さり、貴重な意見も下さいました。井村さんの物事、現象に対する豊かな発想は、私が今後必要とした能力でもあります。多くのことを学ばせて頂きました。心より感謝申し上げます。

博士後期課程を本年度9月に修了した Junchangpood Aphaiwong 君は、私が博士後期課程の研究生活の多くの時間を共にしました。複雑な現象に対しても機械工学の基礎に基づいた考え、発想により、本質を突いた意見を数多く下さいました。研究内容の議論の場がお互いのコミュニケーションを深めていたのも事実だと思います。非常に貴重な存在で、よきライバルでもありました。心より感謝申し上げます。

黒木太一君は、2 学年下の博士後期課程 1 年の後輩として、柔軟な発想および別の角度から現象を捉える能力を武器に、いつも私には思いつかない疑問点を投げかけてくれました。瞬間的には答えられないような的を射た質問は、私がまだまだ勉強不足であることを浮き彫りにしてくれました。また、黒木くんのいくつかの発想が、私の研究の進展のきっかけになったのも事実です。これからも研究室に価値ある成果を残していくことを期待しています。今後の活躍を期待すると共に、心より感謝申し上げます。

生田顕啓君は、私が修士課程 1 年から博士課程 1 年の終了時までの 3 年間、本研究の基礎を共に築いてくれました。生田君の導いてくれた成果および膨大な結果が、本論文の大きな支えになったことは言うまでもありません。生田君の成果なくしては、本論文は有りませんでした。心より感謝申し上げます。

学部 4 年で研究室に入ってきた仲間の綾部君、大庭君、川野君、佐藤君、菅君、廣渡君、野村君、松原君には、同期として活気ある 3 年間で共にしました。少々のことでは倒れない骨のある学年だったと思います。苦しい状況、余裕のない時期にも常に誰かが同じ部屋、同じ空間で戦っていました。濃密で短い 3 年間で過ごすことができました。私が博士後期課程に進学するきっかけになったのも、3 年間切磋琢磨し、研究の楽しさを感じる機会を下さったこの学年があったお陰です。心より感謝申し上げます。

最後に、長い大学生活を支えてくれた家族に心から敬意を表します。これほど私が研究に打ち込め、研究生生活を全うできたのは、そのような環境を整えてくれた両親および妹のお陰であり、最後まで暖かく見守ってくれました。家族の理解がなければ私はここにいることは決してありませんでした。長い間支えてくれた家族には、格別な感謝をしたいと思えます。

このように私は大変多くの方のご指導、ご協力、支えがあつて、本論文を執筆することができました。深い感謝の意を表して、謝辞とさせていただきます。

参考文献

- (1) 夏目明子, 大島裕子, “振動翼後流の実験”, *東京大学宇宙航空研究所報告*, 第15巻第3号(1979), pp. 353-379.
- (2) 大島裕子, 夏目明子, “非定常翼のクッタの条件について”, *東京大学宇宙航空研究所報告*, 第16巻第1号(1980), pp. 1-15.
- (3) 淵脇正樹, 田中和博, 永山勝也, “非定常運動翼後流の渦流れと非定常推進力”, *日本機械学会論文集(B編)*, 73巻728号(2007), pp. 922-929.
- (4) Kang, C., Sik, Y., Bernal, L., Michael, V. Ol and Shyy, W., “Fluid dynamics of pitching and plunging airfoils of Reynolds number between 1×10^4 and 6×10^4 ”, *47th AIAA Aeorospace Sciences Meeting*, (2009), Orlando, Florida, USA.
- (5) Garrik, I. E., “Propulsion of a flapping and oscillating airfoil”, *NACA Report No. 567*(1936), pp. 419-427.
- (6) Isogai, K. and Shinmoto, Y., “Effect of dynamic stall on prolusive efficiency and thrust of flapping airfoil”, *AIAA Journal*, Vol. 37, No. 10(1999), pp. 1145-1151.
- (7) Hover, F. S., Haugsdal, Q. and Triantafyllou, M. S., “Effect of angle of attack profiles in flapping foil propulsion”, *Journal of Fluids and Structures*, 19(2004), pp. 37-47.
- (8) Fuchiwaki, M., Tanaka, K., “Detailed wake structure behind an elastic airfoil”, *Journal of Fluid Science and Technology*, 4-2(2009), pp. 391-400.
- (9) Tang, J., Viieru, D. and Shyy, W., “A study of aerodynamics of low Reynolds number flexible airfoils”, *37th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit 25-28*, June(2007), Miami, FL, 4212.
- (10) Heathcote, S. and Gursul, I., “Flexible flapping airfoil propulsion at low Reynolds numbers”, *AIAA Journal*, Vol. 45, No. 5(2007), pp. 1066-1079.
- (11) Heathcote, S., Martin, D. and Gursul, I., “Flexible flapping airfoil propulsion at zero freestream velocity”, *AIAA Journal*, Vol. 42, No. 11(2004), pp. 2196-2204.
- (12) Murray, M. M., “Hydroelasticity modeling of flexible propulsors”, *Ph.D. Dissertation*, Duke University(2000), Durham, NC.
- (13) Erath, W., Wotny, B. and Maetz, J., “Modeling the fluid structure interaction produced by a waterhammer during shutdown of high-pressure pumps”, *Nuclear Engineering and Design*, 193(1999), pp. 283-296.
- (14) Yokono, Y. and Biswas, D., “Numerical analyses of flow around airfoils subjected to flow induced vibration”, *Journal of Visualization*, Vol. 10, No. 3(2007), pp. 271-280.
- (15) Mustafa, K. and Ismail, H., “Nonsinusoidal path optimization of a flapping airfoil”, *AIAA Journal*, Vol. 45, No. 8(2007), pp. 2075-2082.
- (16) Dominic, D.J. and Damodaran, M., “Computational study of unsteady low-Reynolds-number airfoil of aerodynamics using moving overlapping meshes”, *AIAA Journal*, Vol. 46, No. 2(2008), pp. 429-438.
- (17) Ramamurti, R. and Sandbeg, W. C., “A computational investigation of the three-dimensional unsteady aerodynamics of Drosophila hovering and maneuvering”, *Journal of Experimental Biology*, 210(2007), pp. 881-896.
- (18) Garmann, D. J. and Visbal, M. R., “Implicit LES computations for a rapidly pitching plate”, *40th Fluid Dynamic Confrrence and Exhibit*, (2010), Chicago, Illinois, USA.
- (19) Maio, J.-M. and Ho, M.-H., “Effect of flexure on aerodynamic propulsive efficiency of flapping flexible airfoil”, *Journal of Fluid and Structures*, 22(2006), pp. 401-419.
- (20) Tay, W. B. and Lim, K. B., “Numerical analysis of active chordwise flexibility on the performance of non-symmetrical flapping airfoils”, *Journal of Fluid and Structures*, 26(2010), pp. 74-91.
- (21) Stanford, B., Ifju, P., Albertani, R. and Shyy, W., “Fixed membrane wings for micro air vehicles: experimental characterization, numerical modeling, and tailoring”, *Progress in Aerospace Sciences*, 44(2008), pp. 258-294.
- (22) Huang, Wei-Xi., Shin, S. J. and Sung, H. J., “Simulation of flexible filaments in a ununiform

- flow by the immersed boundary method”, *Journal of Computational Physics*, 226(2007), pp. 2206-2228.
- (23) Silas, A., “Simulating the dynamics of flexible bodies and vortex streets”, *Journal of Computational Physics*, 228(2008), pp. 2587-2603.
- (24) Shin, S., Bae, S. Y., Kim, I. C. and Kim, Y. J., “Effects of flexibility on propulsive force acting on a heaving foil”, *Ocean Engineering*, 36(2009), pp. 285-294.
- (25) ANSYS/ANSYS CFX Solver, Release 13.0 Theory(2011).
- (26) Srikanth, C. and Bhasker, C., “Flow analysis in valve with moving grids through CFD techniques”, *Advances in Engineering Software*, 40(2009), pp. 193-201.
- (27) Khawar, J., Ghafoor, A. and Chao, Y., “Validation of CFD-CSD coupling interface methodology using commercial codes”, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 65(2011), pp. 475-495.
- (28) Munch, C., Ausoni, P., Braun, O., Farhat, M. and Avellan, F., “Fluid-structure coupling for an oscillating hydrofoil”, *Journal of Fluids and Structures*, 26(2010), pp. 1018-1033.
- (29) Wang, Y., “Combination of CFD and CSD packages for fluid-structure interaction”, *Journal of Hydrodynamics*, Vol. 20, No. 6(2008), pp. 756-761.
- (30) Nagata, T., Fuchiwaki, M. and Tanaka, K., “Study on vortex flow structure and dynamic forces on an elastic heaving airfoil by fluid-structure interaction simulation, *ICJWSF*(2010), Cincinnati, USA.
- (31) 江前敏晴, “紙の特性と評価方法及び規格の動向”, *日本画像学会誌* 150(2004).
- (32) 大籠幸治, 江前敏晴, 尾鍋史彦, “塗工紙の曲げこわさの評価方法と制御”, *紙パ技協誌*, 51(4),(2004), pp. 635-644.
- (33) 澤田有弘, 久田俊明, “旗のはためきと舞い落ちる紙の数値シミュレーション”, *計算工学講演会論文集*, 9(2004), pp. 851-854.
- (34) 杉原正浩, 足立武司, 鈴木節夫, 渡部洋八郎, “気流を考慮した印刷機における紙の運動解析”, *三菱重工技報*, 第36巻, 第3号(1999), pp. 162-165.
- (35) Kuachenko, A., Gradin, P. and Koivurova, H., “Modelling the dynamical behavior of a paper web. Part II”, *Journal of Computers and Structures*, Vol. 85(2007), pp. 148-157.
- (36) Ashraf, M.A., Young, J. and Lai, J.C.S., “Reynolds number, thickness and camber effects on flapping airfoil propulsion”, *Journal of Fluids and Structures*, 27(2011), pp. 145-160.
- (37) Murray, M. M. and Howle, L. E., “Spring stiffness influence on an oscillating propulsor”, *Journal of Fluids and Structures*, 17(2003), pp. 915-926.
- (38) Heathcote, S., Wang, Z. and Gursul, I., “Effect of spanwise flexibility on flapping wing propulsion”, *Journal of Fluids and Structures* 24(2008), pp. 183-199.
- (39) Fuchiwaki, M., Imura, T. and Tanaka, K., “Characteristics of butterfly wings motions and their application to micro flapping robot”, *AIAA*(2009), Florida, USA.
- (40) Shyy, W., Aono, H., Chimakurthi, S. K., Trizila, P., Kang, C-K., Cesnik, C. E. S. and Liu, H., “Recent progress in flapping wing aerodynamics and aeroelasticity”, *Progress in Aerospace Science*, 46(2010), pp. 284-327.
- (41) Lua, K. B., Lai, K. C., Lim, T. T. and Yeo, K. S., “On the aerodynamic characteristics of hovering rigid and flexible”, *Journal of Experiments in Fluids*, 49(2010), pp. 1263-1291.
- (42) Aono, H., Liang, F. and Liu, H., “Near-and far-field aerodynamics in insect hovering flight: an integrated computational study”, *Journal of Experimental Biology*, Vol. 211(2008), pp. 239-257.
- (43) Aono, H., Shyy, W. and Liu, H., “Near wake vortex dynamics of a hovering hawkmoth”, *Journal of Acta. Mechanica Sinica*, Vol. 25(2009), pp. 23-36.
- (44) 泉田啓, “蝶の飛翔制御法解明への実験的アプローチ”, *日本ロボット学会誌*, Vol. 23, No. 1(2005), pp. 41-45.
- (45) Jones, K. D., Dohring, C. M. and Platzer, M. F., “Experimental and computational investigation of the Knoller-Betz effect”, *AIAA Journal*, Vol. 36, No. 7(1998), pp. 1240-1246.
- (46) Unger, R., Haupt, M. C. and Horst, P., “Numerical simulation of an oscillating and flexible airfoil for flapping wing propulsion with fluid-structure interaction”, *26th International Congress of the Aeronautical Sciences*, ICAS(2008).

- (47) Combes, S. A. and Daniel, T. L., “Flexural stiffness in insect wings I. Scaling and the influence of wing venation”, *Journal of Experimental Biology*, 206(2003), pp. 2979-2987.
- (48) Contompasis, J. L., Nyland, L. R., Maughan, D.W. and Vigoreaux, J. O., “Flightin is necessary for length determination, structural integrity, and large bending stiffness of insect flight muscle thick filaments”, *Journal of Molecular Biology*, 395(2010), pp. 340-348.
- (49) 國近光生, 佐藤忠信, 伊藤悟, “不連続円筒立坑における 1 次元モデルへの適用”, 土木学会, 構造工学論文集, Vol.50A(2004), pp. 1279-1286.
- (50) Nakata, T. and Liu, H., “A fluid-structure interaction model of insect flight with flexible wings”, *Journal of Computational Physics*, 231(2012), pp. 1822-1847.
- (51) Andro, J-Y. and Jacquin, L., “Frequency effects on the aerodynamic mechanisms of a heaving airfoil in a forward flight configuration”, *Aerospace Science and Technology*, 13(2009), pp. 71-80.
- (52) Shkarayev, S., Null, W. and Wagner, M., “Development of micro air vehicle technology with in-flight adaptive-wing structure”, NASA/CR-2004-213271(2004).
- (53) Prangemeier, T., Rival, D. and Tropea, C., “The manipulation of trailing-edge vortices for an airfoil in plunging motion”, *Journal of Fluids and Structures*, 26(2010), pp. 193-204.
- (54) Kuo, C-H. and Hsieh, J.K., “Unsteady flow structure and vorticity convection over the airfoil oscillating at high reduced frequency”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 24(2001), pp.117-129.
- (55) Lua, K., Lim, T., Yeo, K. and G.Y.O., “Wake structure formation of a heaving two-dimensional elliptical airfoil”, *AIAA Journal*, Vol. 45, No. 7(2007), pp. 1571-1583.
- (56) Freymuth, P., “Thrust generation by an airfoil in hover modes”, *Journal of Experiments in Fluids*, Vol. 9(1990), pp. 17-24.
- (57) Gordnier, R. E., “High fidelity computational simulation of a membrane wing airfoil”, *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 25(2009), pp. 897-917.
- (58) Gordnier, R. E. and Attar, P. J., “Impact of Flexibility the aerodynamics of an aspect ratio two membrane wing”, *Journal of FEDSM*, (2012).
- (59) Ducoin, A. and Young, Y. L., “Hydroelastic Response and Stability of a Hydrofoil in Viscous Flow”, *Second International Symposium on Marine Propulsors*,(2011), Germany.
- (60) Shkarayev, S., Maniar, G., “Experimental and Computational Modeling of the Kinematics and Aerodynamics of Membrane Flapping Wing”, *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*,(2012), Nashville, Tennessee, USA.