

弾性を有する運動壁面近傍に形成される渦の
成長及び放出機構に関する研究

栗波 智樹

目次	… 1
使用記号	… 4
1章 背景と目的	… 5
1.1 研究背景	… 5
1.2 従来研究	… 8
1.2.1 定常状態における壁面近傍の渦流れに関する研究	… 8
1.2.2 非定常運動翼周りの流れ場に関する研究	…10
1.2.3 弾性運動体周りの流れ場に関する研究	…12
1.3 研究目的	…15
2章 実験および数値解析条件	…16
2.1 実験装置 および 実験方法	…16
2.1.1 粒子注入孔付 NACA0010 弾性翼	…16
2.1.1.1 粒子注入孔付 NACA0010 弾性翼の概要	…16
2.1.1.2 作製方法	…16
2.1.1.3 弾性翼後縁の弾性変形量	…19
2.1.2 回流水槽	…21
2.1.2.1 乱れ度の計測	…21
2.1.3 加振装置	…23
2.1.4 PIV 計測システム	…24
2.1.4.1 撮影レンズの選定	…24
2.1.4.2 トレーサ粒子の選定	…24
2.1.4.3 撮影条件（後流構造，壁面近傍）	…26
2.1.4.4 粒子注入が流れ場に与える影響	…27
2.1.5 非定常流体力測定システム	…28
2.1.5.1 小型 6 軸力覚センサ	…28
2.1.5.2 計測条件	…30
2.2 数値解析条件および手法	…31
2.2.1 本研究における数値解析の概要	…31
2.2.2 乱流モデルの概要	…31
2.2.1.2 乱流モデルの選定と精度	…32
2.2.3 弾性変形の実現	…34
2.2.4 実験との比較	…35

3章	ヒービング運動翼の後流構造とそれに働く非定常流体力特性	…38
3.1	ヒービング運動翼の後流構造	…38
3.1.1	ヒービング運動翼後流のフローパターン	…38
3.1.2	後流構造を形成する渦度の減衰	…40
3.1.3	渦列により誘起される増速流	…41
3.2	ヒービング運動翼に働く非定常流体力	…43
3.2.1	ヒービング運動翼に働く非定常推進力	…43
3.2.2	ヒービング運動翼に働く非定常揚力	…44
3.2.3	推進効率	…44
3.3	まとめ	…46
4章	弾性変形に伴い弾性運動翼壁面近傍を成長する渦とその特性	…47
4.1	弾性翼壁面近傍の渦流れ	…48
4.1.1	弾性変形による流れの流出角の変化	…48
4.1.2	壁面近傍の渦の成長	…50
4.2	壁面近傍に形成される渦の空間変化	…53
4.2.1	渦の空間変化の定義	…53
4.2.2	弾性変形に伴う壁面近傍に形成される渦の空間変化	…53
4.3	弾性変形による壁面近傍に形成される渦の性質の変化	…55
4.3.3	速度勾配テンソルの第二不変量による渦の性質の判別	…55
4.3.4	弾性翼壁面近傍の渦の性質の変化	…56
4.4	まとめ	…59
5章	壁面近傍に形成される渦の生成とその成長機構	…60
5.1	壁面近傍に形成される渦の生成	…61
5.1.1	渦の生成の判別方法	…61
5.1.2	翼弦方向における渦度の成長勾配および各項の影響	…62
5.1.3	壁面近傍の渦の生成	…65
5.1.4	渦の生成に寄与する物理量	…67
5.2	壁面近傍に形成される渦の成長	…69
5.2.1	渦の成長の評価方法	…69

5.2.2	壁面近傍の渦の成長	…70
5.2.3	壁面近傍に形成される渦の散逸率	…72
5.3	まとめ	…74
6章	境界層の非定常変化と翼後縁からの渦放出	…75
6.1	ヒービング運動翼壁面の境界層の時間変化	…75
6.1.1	翼弦方向における境界層厚さの変化	…76
6.1.2	運動量厚さの時間変化	…77
6.1.3	境界層の非定常変化と壁面近傍の渦の成長過程の変化	…80
6.2	翼後縁から後流への渦放出	…82
6.2.1	後流に巻き上がる渦の渦度の時間変化	…82
6.3	まとめ	…84
7章	結論	…85
7.1	本研究の結論	…85
7.2	今後の課題と展望	…87
	参考文献	…91
	謝辞	…95

使用記号

a	:	ヒービング振幅	[m]
b	:	翼後縁最大振幅	[m]
c	:	翼弦長	[m]
C_T	:	推進力係数 = $T / (1/2) \rho V_0^2 cl$	
C_L	:	揚力係数 = $L / (1/2) \rho V_0^2 cl$	
E	:	ヤング率	[GPa]
f	:	ヒービング周波数	[Hz]
l	:	翼スパン長さ	[m]
L	:	揚力	[N]
Re	:	翼弦基準レイノルズ数 = cV_0/ν	
St	:	ストロハル数	
T	:	周期	[s]
T_h	:	推進力	[N]
u	:	x 方向の流速	[m/s]
v	:	ヒービング速度	[m/s]
V_0	:	主流速度	[m/s]
x	:	主流方向の距離	[m]
y	:	主流に対して垂直方向の距離	[m]
ε	:	エネルギー散逸率	[m ² /s ³]
ρ	:	密度	[kg/m ³]
η	:	推進効率	
ν	:	動粘性係数	[m ² /s]

1章 背景と目的

1.1 研究背景

ピッチング運動翼やヒービング運動翼などの非定常運動翼は、その非定常運動により、壁面近傍の渦の成長過程(生成 - 成長 - 放出)を変化させることが知られている。この壁面近傍に形成される渦の成長過程は、はく離や壁面摩擦応力、流体騒音・振動および非定常流体力に大きく影響を与えるため、工学分野において非常に重要視されてきた。これまでに、非定常運動翼に関する研究は、Katzmayr⁽¹⁾が風洞実験により Knoller - Betz effect を実証して以降、実験的・数値解析的に行われてきた⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾。非定常運動する翼の後流には、カルマン渦列とは逆の配列となる逆カルマン渦列が形成され、これらの渦列により誘起される流れにより、推進力が発生するという機構を明らかにした。しかしながら、そのほとんどの報告が後流構造と流体力特性の関係に対してのみ記述したものであり、流体力特性を決定づける後流構造の形成過程や、その後流構造を形成する壁面近傍の渦の成長過程は未だ十分に明らかにされていないのが現状である。

一方、近年においては、非定常運動翼の中で、飛翔生物や水棲生物が持つ弾性を有する運動翼(翅や尾ひれ)が特に注目をされている。自然界に生息する生物は、図 1.1.1 に示すように限られた低い St 数の範囲($0.2 < St < 0.4$)の中で飛翔および遊泳を行っていることが知られている⁽⁵⁾。飛翔生物や水棲生物は、自身の弾性を有する運動翼に効果的な運動を与え、翅や尾ひれ周りの循環を発達させて低エネルギーで飛翔・遊泳していると考えられる。すなわち、“弾性変形”と“非定常運動”を巧みに組み合わせることにより、渦を成長・発達させていると考えられる。飛翔生物や水棲生物の、飛翔メカニズムや遊泳メカニズムと流れ場および渦の関係性についての報告は、これまでに多くの生物を対象として、数多く行われてきた⁽⁶⁾⁽⁷⁾。Bomphrey ら⁽⁸⁾は、脚を固定された状態で羽ばたき運動を行うスズメガの翅まわりの流れ場を、スモークワイヤ法を用いて可視化し、図 1.1.2 (a) に示すように、翅前縁より巻き上がる LEV (Leading Edge Vortex) が胴体上を横切って連続的に形成されることを明らかにした。Birch ら⁽⁹⁾は昆虫の翅を模擬した供試翼の面上には図 1.1.2 (b) に示すように LEV がチューブ状となって形成されることを報告し、高レイノルズ数領域では LEV が翅先端方向にスパイラル状に形成されることを明らかにした。さらに、Drucker ら⁽¹⁰⁾は、弾性変形するブルーギルの胸部および尾ひれ周りの流れ場に対して x - y 断面および y - z 断面の各断面において PIV (Particle Image Velocimetry) 計測を行い、その結果を準 3 次元的に可視化することで、図 1.1.2 (c) に示すように尾ひれ周りには渦輪が連なって形成され、その渦輪により流れが誘起されることで推進力を得

ていることを報告している。これらの報告から、弾性の運動翼は、その周りの渦の形成において重要な役割を担っていることが確認できる。しかしながら、これらの研究は、弾性変形と運動の優位性を報告しているものの、流れ場に対する、弾性変形および運動が与える効果については全く報告されておらず、学術的な考察も欠如している現状である。

本研究では、非定常運動翼の中でも特に注目をされている弾性の運動翼を対象とし、その壁面近傍の流れに注目することで、弾性運動翼の弾性変形と非定常運動に伴い変化する壁面近傍に形成される渦の成長過程およびその渦の放出機構について報告する。

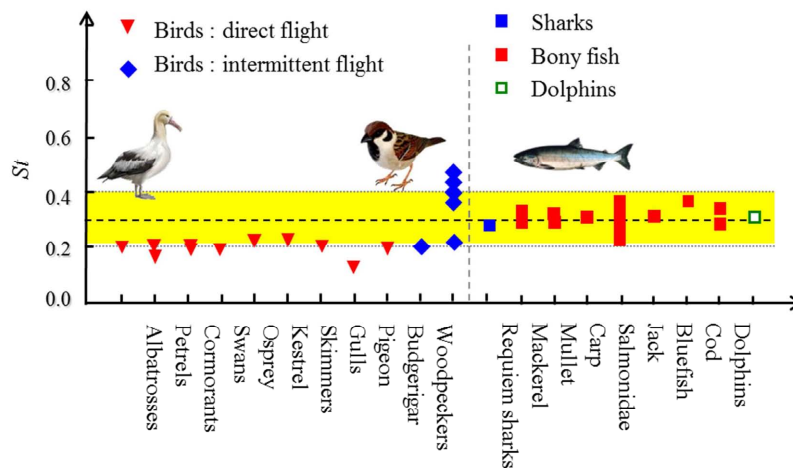
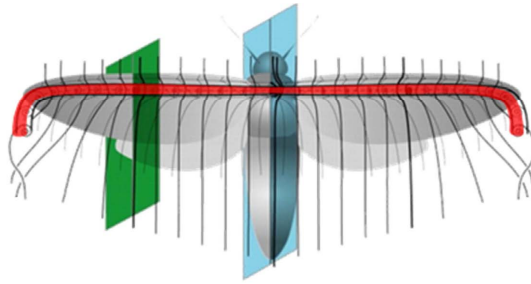
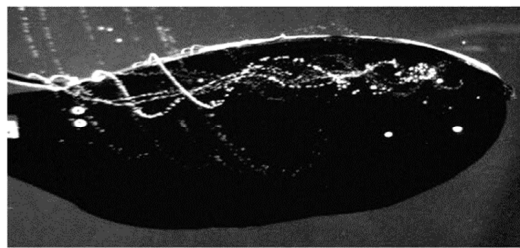


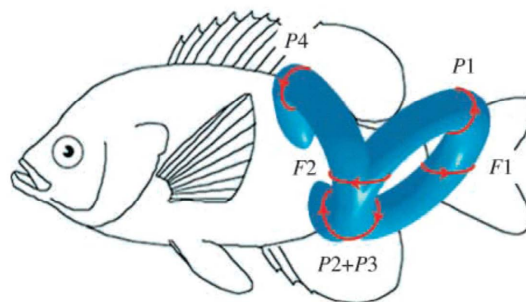
Fig. 1.1.1 Range of Strouhal Number where flying and swimming animals live⁽⁵⁾



(a) Leading edge vortex generated on the leading edge of Hawk moth⁽⁸⁾



(b) Tubular and spiral vortex generated on the test wing mimicking creature⁽⁹⁾



(c) Combined vortex rings generated around blue gill fish body⁽¹⁰⁾

Fig. 1.1.2 Reports about the relationship between flight and swimming mechanism and vortex structure

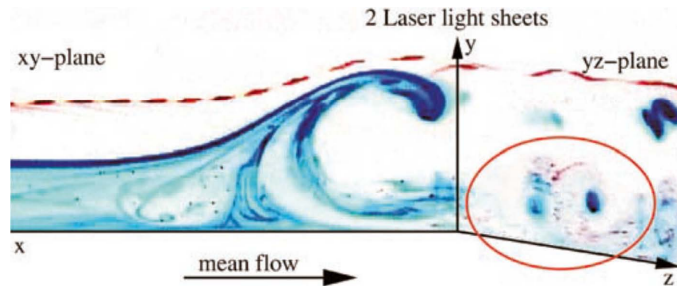
1.2 従来の研究

1.2.1 定常状態における壁面近傍の渦流れに関する研究

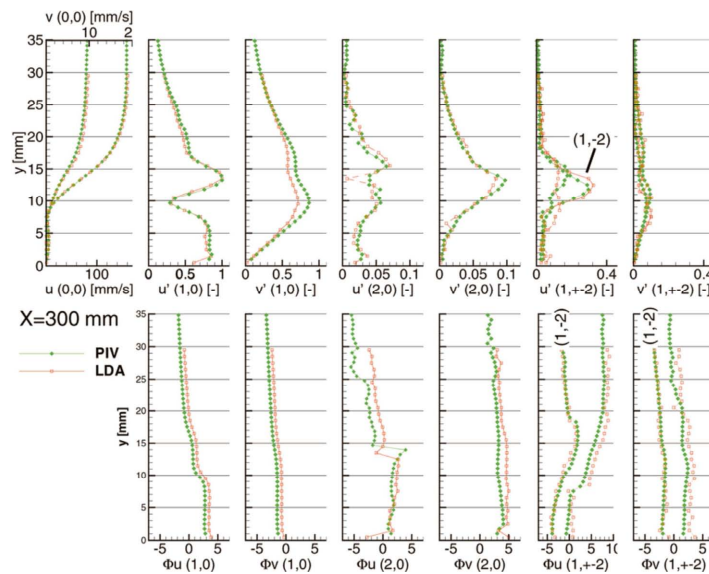
壁面近傍における渦流れの研究は、これまでに主に円柱や静止翼を対象とし、その境界層遷移やはく離現象の解明、アクチュエータによるはく離制御などが油膜法、スモークワイヤ法、熱線流速計および PIV 計測を用いた流速計測などの実験的手法を中心として行われてきた⁽¹¹⁾。近年では、計算機の発達に伴い、スーパーコンピュータにより 3 次元ナビエ・ストークス方程式を高精度に解く DNS (Direct Numerical Simulation)⁽¹²⁾⁽¹³⁾も行われてきており、定常状態における壁面近傍の渦流れの挙動はその渦の微細構造に至るまで明らかにされようとしてきている。

Lang ら⁽¹⁴⁾は、LDA(Laser Doppler Anemometry)と PIV を組み合わせた流速計測と DNS による数値解析により、先端が楕円形状の平板上における、図 1.2.1 に示すように擾乱を与えた場合と与えない場合におけるはく離泡の挙動をそれぞれ定量的に解明した。Hu ら⁽¹⁵⁾は、低レイノルズ数領域において、迎え角に対する層流はく離と遷移、再付着に関する特性を、PIV 計測を用いて実験的に明らかにした。図 1.2.2 に示すように、迎え角が 8 度以上になる場合、翼表面では逆圧力勾配の発生により、翼前縁側で層流境界層がはく離し、はく離した層流境界層は直ちに乱流へ遷移すること、さらには、迎え角が 12 度以下においては再付着が生じる事を報告した。Burgmann ら⁽¹⁶⁾は、SPIV(Scanning PIV)計測を用いて、図 1.2.3 のように翼弦方向ではなく翼スパン方向における層流はく離泡の構造を明らかにした。

いずれの報告も静止物体における壁面近傍での現象を明らかにしたものであり、また、研究背景として主に航空機や宇宙ロケットの開発を目的としていることから、高 Re 数領域における翼前縁部におけるはく離泡の挙動および層流境界層の遷移のみに注目した研究である。そのため、運動時における壁面近傍のはく離の遷移や形成される渦の成長・発達を詳細に明らかにした研究報告および非定常における境界層厚さの変化などの知見も報告されていない。さらには、前縁部における報告がほとんどであり、翼後部における詳細な渦流れの変化については未だ明らかにされていない。



(a) 3D visualization of Vortex shedding in the transition region with two light sheets



(b) Velocities u and v obtained from PIV and LDA in the vicinity of a wall

Fig. 1.2.1 Behavior of laminar separation bubbles on the flat plate with an elliptical leading edge⁽¹⁴⁾

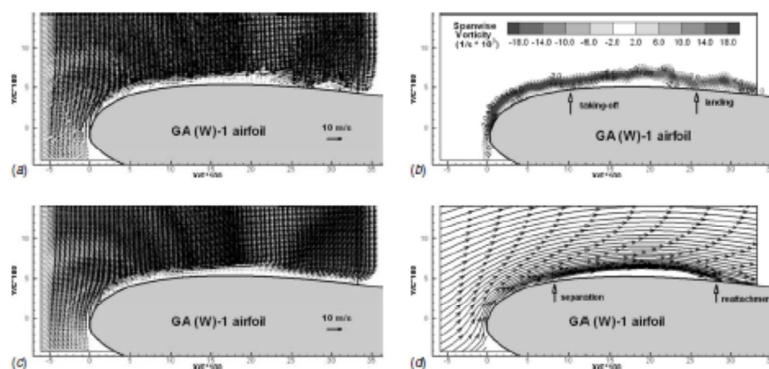


Fig. 1.2.2 Separation bubble and reattachment phenomena near the wall of leading edge at A.O.A = 8.0 [deg]⁽¹⁵⁾

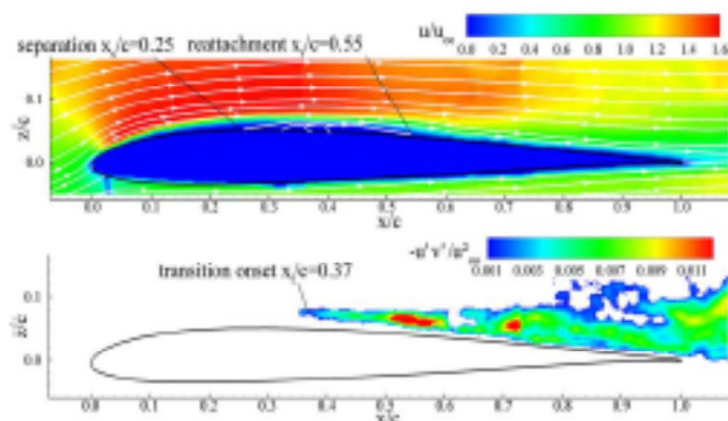


Fig. 1.2.3 Relationship between reattachment point and Reynolds shear stress on the airfoil obtained from time-resolved PIV measurement⁽¹⁶⁾

1.2.2 非定常運動翼周りの流れ場に関する研究

燃料価格の上昇や地球温暖化抑制のための国際的協定の成立などの理由により，再生可能エネルギーを利用したエネルギーシステムの確立が求められ，この理由から，1980年代より，風車を用いた風力発電や，潮の満ち引きを利用した潮力発電に関する研究が行われるようになってきた．その中で，これらのシステムの中においてエネルギー変換の担い手となる翼の運動が，全体の効率に大きく影響を与えることから，ヒービング運動やピッチング運動を行う非定常運動翼の研究が行われるようになってきた．

非定常運動翼周りの流れ場に関する研究は，運動条件の変化および翼形状の変化に伴う流れ場の変化や流体力特性の変化の解明を主として行われている⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾．Jonesら⁽²⁰⁾およびLaiら⁽²¹⁾は，プランジング運動を行う運動翼に対し，LDV計測や可視化実験およびパネル法を用いた数値解析を行い，図1.2.4に示すように，翼後流の渦流れ構造と推進力の発生を実験的・数値計算的に明らかにした．Isogaiら⁽²²⁾やRamamurtiら⁽²³⁾は，Navier-Stokes方程式および有限要素法をソルバーとした数値解析をそれぞれ用いて，ピッチング運動とヒービング運動が組み合った運動の推進効率を求めており，それぞれの運動の位相差が90度となるとときに推進効率が最大となることを報告している．Hover⁽²⁴⁾らは，ピッチング運動とヒービング運動が組み合った運動を行う剛体翼の迎え角を，正弦波形および三角波形に基づいた運動モードによって制御し，図1.2.5に示すようにその非定常流体力特性の変化を実験的に明らかにしている．Kinsey⁽²⁵⁾らは，ピッチング運動とヒービング運動が組み合った運動を行う剛体翼の迎え角の効果

を明らかにするために、数値解析を用いて形状と運動周波数を変えたパラメータスタディを行った。低レイノルズ数領域で組合せ運動する翼に働く流体力に対し、翼形状よりもその運動条件が重要であることを示した。しかしながら、これらの研究は、工学的アプリケーションとしての利用や昆虫の飛行メカニズムの解明などを目的としているため、主に流体力と流れ場をマクロな視点で結び付けている報告がほとんどであり、マイクロな観点において、その非定常運動と流れ場の関係性について明らかにした報告はない。

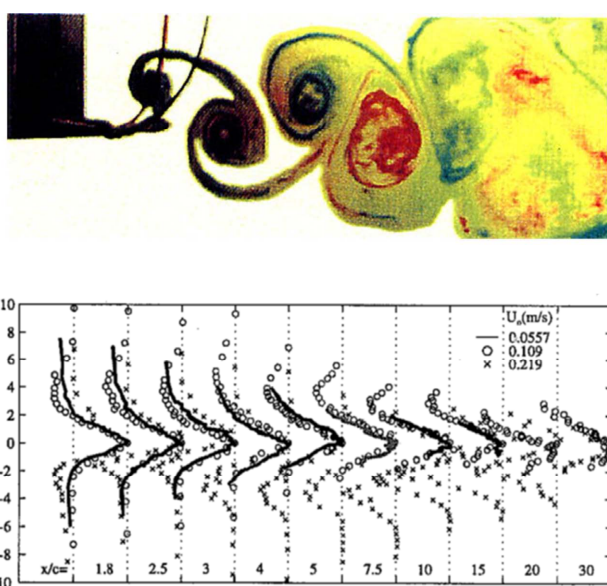


Fig. 1.2.4 Wake structure and induced flow behind plunging airfoil⁽²⁰⁾

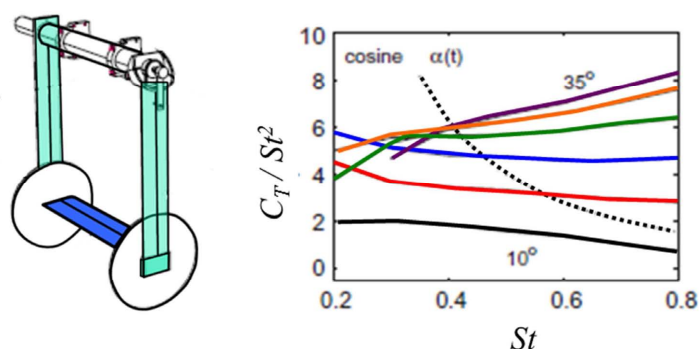


Fig. 1.2.5 Effect of effective angle of attack against dynamic thrust acting on unsteady airfoil⁽²⁴⁾

1.2.3 弾性運動体まわりの流れ場に関する研究

弾性運動体に関する研究は MAV(Micro Air Vehicle)の開発を目的とし、国内外において非常に盛んに行われてきている⁽²⁶⁾。MAVはそのサイズから、低レイノルズ数領域での飛翔を余儀なくされる。そのため、設計指針として、昆虫や鳥などの飛翔メカニズムの模倣が行われており、飛翔において最も重要となる弾性変形する翅に関する研究が特に注目をされている。さらに、近年においては、この弾性運動翼を MAV 以外にも用いて、その流体力学的性能を向上させる動向もあり、学術的・工学的に注目をされてきている⁽²⁷⁾。

Heathcote ら⁽²⁸⁾⁽²⁹⁾は、ヒービング運動するオタマジャクシ型の翼後部に弾性変形する薄板を付加し、PIV 計測と非定常流体力測定を行い、図 1.2.6 に示すように弾性変形する薄板の変形が流れ場および推進力特性に与える影響を明らかにしている。さらには、図 1.2.7 に示すように翼スパン方向に弾性変形する弾性翼に対しても PIV 計測と非定常推進力測定を行い、翼後流の渦流れとその推進力特性の関連性についても報告している⁽³⁰⁾。Gordnier⁽³¹⁾は、低レイノルズ数領域にて、図 1.2.8 に示すように弾性を有する薄翼の振動とその壁面上の流れ場の変化に対する迎え角、弾性率およびレイノルズ数の影響を明らかにした。弾性を有する薄翼の振動により失速角が変化し、さらにはレイノルズ応力が著しく低下する事を示した。工学分野においても、弾性変形と流れ場の関係についての報告がなされている。Hoogedoorn ら⁽³²⁾は、図 1.2.9 に示すようにタービン翼列の翼に弾性を持たせ、揚力係数および抗力係数などの流体力特性を、数値解析を用いて算出した。弾性があることにより、剛体の場合と比べ、失速角が 2-3 度後退し、効率が上昇する事を示した。Young⁽³³⁾は図 1.2.10 に示すようにマリンプロペラのブレードに弾性変形を与えることで、プロペラ単独効率を下げることなく、騒音および振動を低減することが可能であることを実験的数値計算的手法により報告している。

これまでの報告により、弾性運動体に関して、その優位性と工学的意義については、明らかにされてきている。しかしながら、弾性運動体に関する研究は、アプリケーション開発の面が強く、学術的に意義があると考えられる“運動”と“弾性変形”の詳細な効果はほとんど明らかになっていない。そのため、各研究毎の結果にとどまっていることが多く、普遍的な結果を導き出すことが出来ていない。

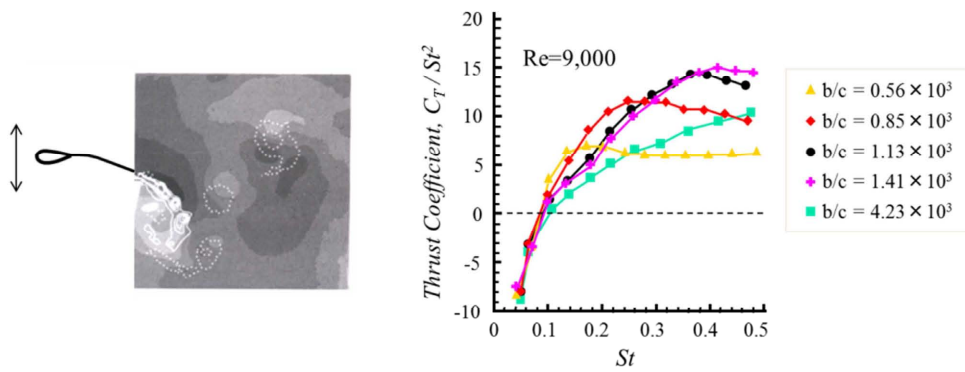


Fig. 1.2.6 Variation of wake structure and thrust by elastic deformation⁽²⁹⁾

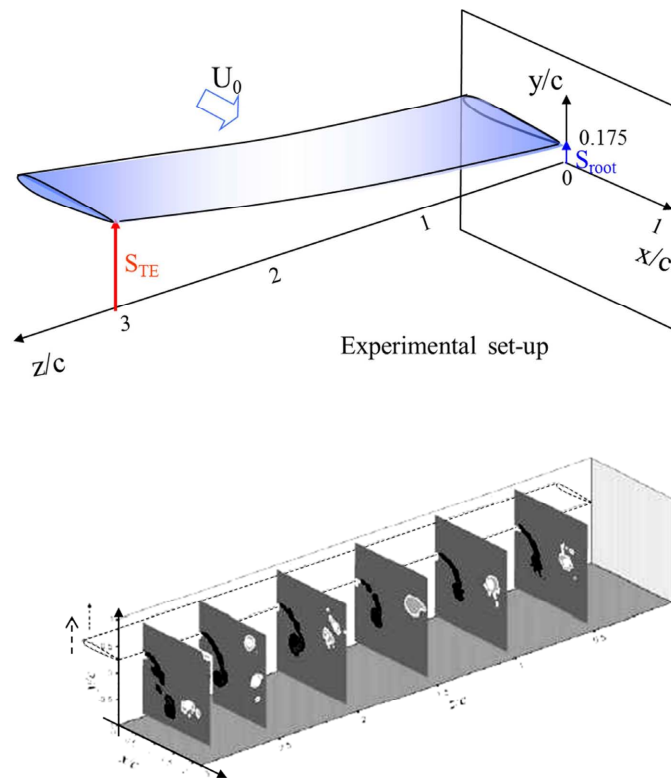


Fig. 1.2.7 Effect of span-wise deformation for the formation of vortex structure⁽³⁰⁾

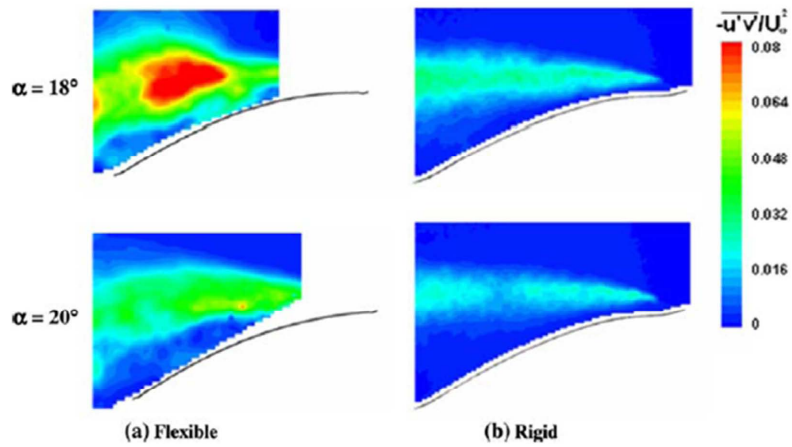


Fig. 1.2.8 Reynolds shear stress variation by oscillation of unsteady elastic membrane airfoil⁽³¹⁾

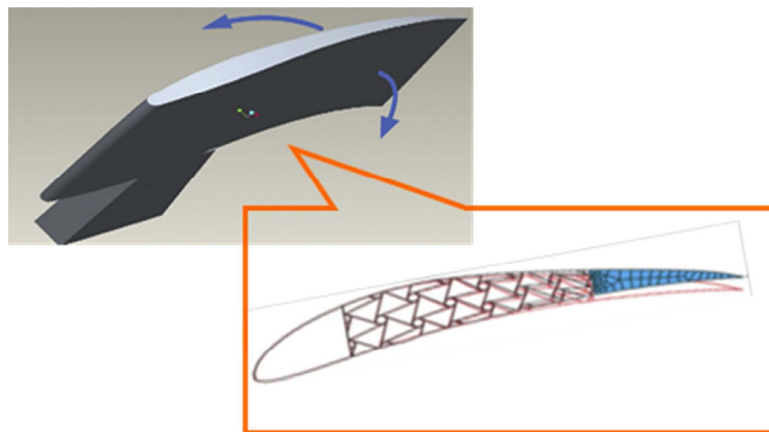


Fig. 1.2.9 Elastic moving airfoil as engineered application, the effect of elastic deformation of wind turbine on drive efficiency⁽³²⁾

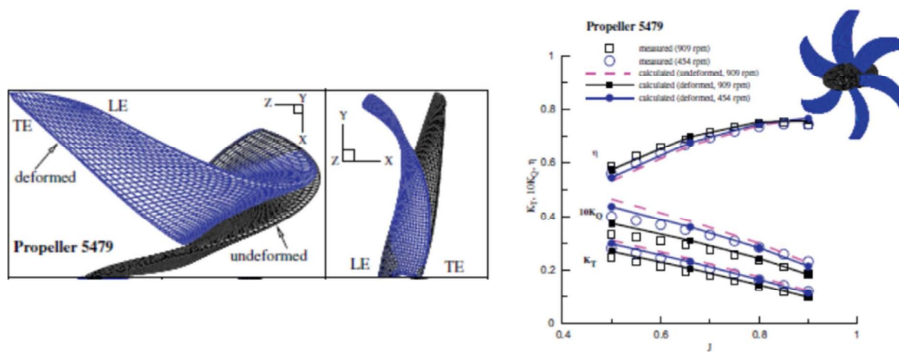


Fig. 1.2.10 Elastic moving airfoil as engineered application, the effect of elastic deformation of marine propeller on thrust efficiency⁽³³⁾

1.3 研究目的

1.2 節により，壁面近傍の渦を研究することの工学的意義および非定常運動翼における後流構造形成のダイナミクス的重要性，弾性運動翼の持つ有用性および優位性を示した．特に弾性運動翼は，その将来性から，工学分野の発展に貢献していくことが考えられる．しかしながら，弾性の運動翼は問題点および未解明な点が数多く存在するのが現状である．

本研究では，実験解析および数値解析を同時に用いたハイブリット解析により，弾性運動翼の壁面近傍における渦の成長過程とその放出機構および後流構造を明らかにすることで，これまでに知見のなかった弾性運動翼特有の機構と壁面近傍の渦形成から力の発生までの一連の流れを明らかにすることを目的とする．具体的には，図 1.3.1 に示すように，渦の生成については，数値解析を用いて明らかにし，壁面近傍における渦の成長・放出および後流構造と非定常推進力を実験的に明らかにする．

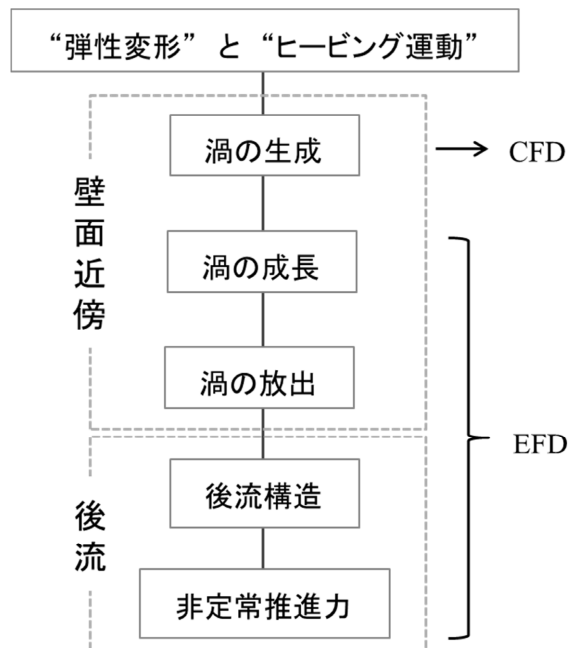


Fig. 1.3.1 Flow chart of this paper story

2章 実験および数値解析条件

本研究では、弾性運動翼の壁面近傍の渦の成長過程と後流への放出機構を詳細に明らかにするために、実験解析および数値解析の2つを用いたハイブリット解析を行った。この章では、それぞれの解析における手法および条件についての詳細を記述する。

2.1 実験装置および実験方法

本研究では、壁面近傍のPIV計測に特化したNACA0010翼型の剛体翼と弾性翼を独自に作製し、回流水槽を用いて水中におけるPIV計測と非定常流体力測定を行うことで、弾性運動翼の渦の成長過程および渦の放出、さらには、流体力特性について実験的に明らかにした。以下に実験解析における手法および条件に付いて記述する。

2.1.1. 粒子注入孔付NACA0010弾性翼

2.1.1.1 粒子注入孔付NACA0010弾性翼の概要

本実験では、PIV計測により、境界層を含んだ翼近傍の渦流れを定量的に評価することが目的である。そのため、テストセクション内に、粒子を満たすだけでは、翼近傍の粒子の空間密度を一定に保つことは境界層の発達により困難となる。そのため、図2.1.1に示すように、供試翼の先端および翼面上に設けられたピンホール（直径 $\phi = 1.0$ [mm]）より、境界層内に直接粒子を注入する。トレーサ粒子は、Glass Hollow Spheres (Kanomax社製) であり、その直径は10 [μm] である。また、粒子注入源に適切なヘッドを与えることで、運動翼面上の粒子注出孔から噴出しないう程度にトレーサ粒子を注入している。

2.1.1.2 作製方法

粒子注入孔付弾性翼の形状を図2.1.2-(a)に示す。粒子注入孔付弾性翼は剛体部と弾性部から構成され、その比率は1:1である。剛体部と弾性部の比率は、加工の難しさと実際の運動時における弾性変形量との兼ね合いにより決定した。剛体部の比率が増加するに伴い、弾性変形量が減少し、弾性部の比率が増加するに伴い、剛体部の粒子注入孔における加工が非常に困難になる。剛体部および弾性部はそれぞれステンレス合金およびシリコンゴムで作製されており、剛体部はワイヤカ

ット放電手法により加工されている。ステンレス合金およびシリコンゴムのヤング率は、それぞれ $E=205$ [GPa] および $E=0.32$ [MPa] である。シリコンゴムのヤング率測定は、財団法人化学物質評価研究機構(CERI, Chemicals Evaluation and Research Institute)に依頼し計測して頂いた。これは、シリコンなどのゴム材料は特定の破断点を持たないため、通常のヤング率の測定方法では、計測することが困難であるためである。幅 10[mm]*長さ 30[mm]*厚さ 2.5[mm]の短冊上の試料を測定用に作製し、シリコンゴム用の引っ張り試験機(TAISTRUMENTS 社製 粘弾性測定装置) から得られた応力 - ひずみ曲線の初期の傾きからヤング率を算出している。また、本実験で使用したシリコンゴムの硬度は 20 であり、これは市販されているゴムおよびプラスチック用の硬度計により計測した値である。

粒子注入孔付弾性翼の作製手順として、まず始めに、前縁部である剛体部のみを型(図 2.1.2-(b))にはめ込み、型を固定する。その後、シリコンゴムを後部に流し込み、約 2 週間硬化させる。硬化の際、周囲の温度を高くすることにより、硬化が促進されることを確認しているが、アクリル樹脂製の型の融解温度が 80 度であり、他の材料に対し低く、変形することに注意しなければならない。シリコンゴムの硬化後、型から翼を丁寧に取り出すことにより、図 2.1.2-(c)に示すような十分な弾性を持った弾性翼が作製できる。

本研究では、壁面近傍の流れを PIV 計測で捉えることが目的である。そのため、粒子注入孔の弾性翼の翼表面の表面粗さが流れに与える影響を調べる必要がある。剛体部のステンレス合金は、算術平均粗さ $Ra=1.6\mu m$ でワイヤカット放電加工されており、その表面粗さは、2.1.4.3 節に後述するベクトルの解像度に比べ非常に小さい。そのため、剛体部のステンレス合金において、その表面粗さは、(本実験が対象とするスケールの範囲において)壁面近傍の流れには、影響を与えないと考えられる。弾性部のシリコンゴムは、型を用いて作成しており、また、ヤング率が $E=0.32$ [MPa] と非常に低いために、表面粗さの測定は非常に困難である。しかしながら、迎え角なしの定常状態における PIV 計測の結果を同条件の剛体翼と比較すると、ほとんど変わらないことを確認した。そのため、本実験におけるベクトル解像度および PIV 計測の精度では、弾性部の表面粗さは、壁面近傍の流れにおいて影響を与えない。

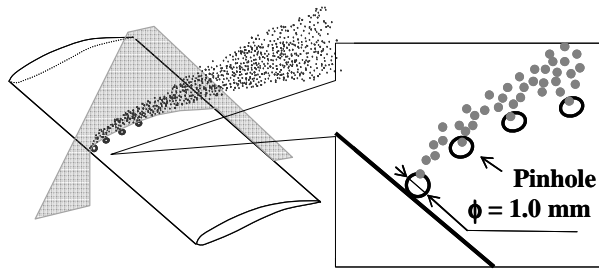
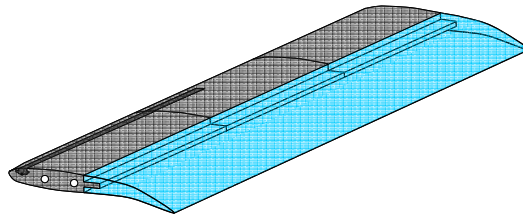
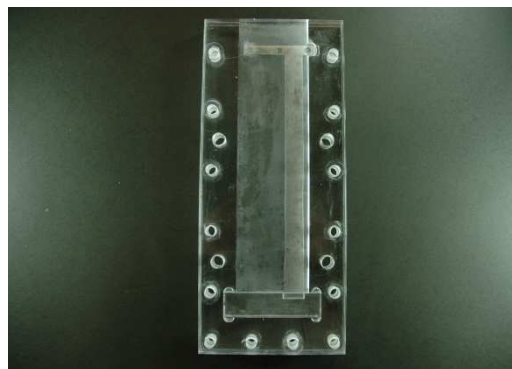


Fig. 2.1.1 Idea of elastic NACA0010 with some pinholes



(a) Configuration of elastic NACA0010 with some pinholes



(b) Mold for elastic NACA0010



(c) Flexibility of elastic NACA0010

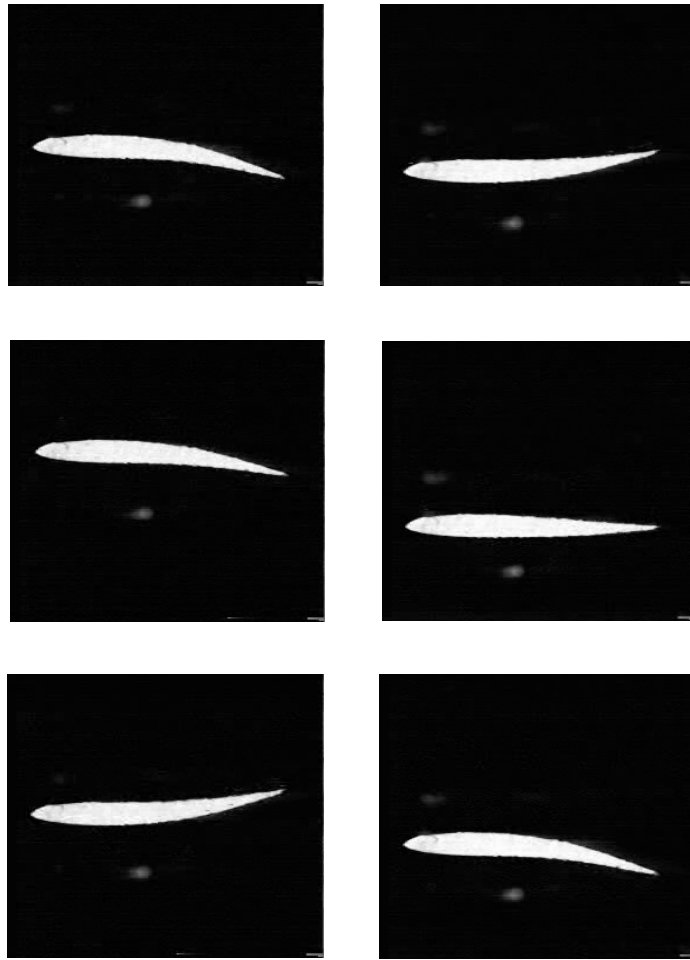
Fig.2.1.2 Details of elastic NACA0010 with pinholes

2.1.1.3. 弾性翼後縁の弾性変形量

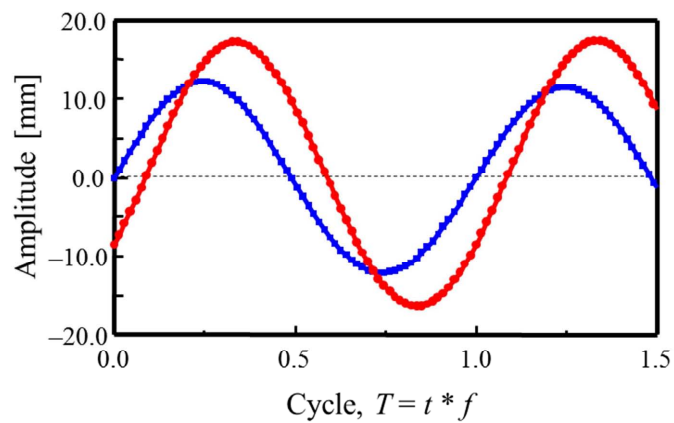
ヒービング運動に対する弾性翼の弾性変形を知るために、高速度カメラを用いて、 $St=0.64$ 時における翼後縁の振幅を撮影し、画像解析ソフトにて翼後縁の振幅の値を測定した。各時刻における弾性変形の様子と翼前縁および翼後縁の変位を計測した結果を図 2.1.3(a)および(b)にそれぞれ示す。横軸および縦軸は、時間 t [s] をヒービング運動周波数 f [1/s] で無次元化した値 T および運動翼の変位をそれぞれ示す。■および●はそれぞれ翼前縁および翼後縁の結果を示す。

図 2.1.3(a)より、作製した弾性翼は、流水中においても、与えているヒービング運動に対し、十分に弾性変形していることが確認できる。

図 2.1.3(b)より、 $0.25 < T < 0.75$ の区間において、弾性翼は下に向かって運動しているが、その弾性部は上方に弾性変形し、 $0.75 < T < 1.25$ の区間においては、弾性翼は上に向かって運動しているが、その弾性部は下方に弾性変形する。すなわち、翼後縁の変位は、翼前縁がヒービング運動の上死点および下死点に到達した後に遅れて最大値を迎えることがわかる。また、その最大変形量はヒービング振幅値の 1.46 倍であり、弾性変形は 1 次モードのみであること、さらには 3 次元的に変形しないことを確認した。



(a) Displacement of leading and trailing edge of elastic NACA0010 at $St = 0.64$



(b) Displacement of leading and trailing edge of elastic NACA0010 at $St = 0.64$
 Fig.2.1.3 Details of elastic deformation of Elastic NACA0010

2.1.2 回流水槽

本実験を行う際に使用した回流水槽は、(株)西日本流体技研の PERSONAL TANK PT-70 である。これは垂直循環型の回流水槽であり、流速は 0.02 [m/s] から 1.0 [m/s] まで設定可能である。観測部はアクリル樹脂製で、寸法は流れ方向長さ 700 [mm]×幅 300 [mm]×高さ 200 [mm] である。ガイドベーン、ハニカムおよびメッシュにより流れを整流しており、上部の解放部には整流板を設置している。本実験で使用した回流水槽の写真を図 2.1.4 に示す。

2.1.2.1 乱れ度の計測

本研究で対象とする壁面近傍に形成される渦は非常に微小であるため、回流水槽自体が持つ僅かな乱れが計測に影響を与えることが考えられる。そのため、PIV 計測を用いて流速計測を行い、回流水槽内の乱れ度を評価した。PIV 計測を行う検査面(図 2.1.5-(a))において、図 2.1.5-(b)に示す計測領域を対象とし、PIV 計測により流速の計測を行った。図 2.1.5-(c)に検査領域における乱れ度の分布図を示す。また、乱れ度の算出のためにデータ個数 8192 個(約 17 秒)を用いて統計処理を行なった。

図 2.1.5-(c)より、検査領域内において、大きな乱れは存在しないことがわかる。さらに、乱れ度は最大でも 3.2% であったことから、本実験における PIV 計測の主流速度 0.067[m/s] と 2.1.4.3 節に後述しているベクトル解像度と併せてその影響を概算すると、渦度にして約 3.3% となる。そのため、本実験における計測領域内の乱れ度は、回流水槽内の乱れが渦の発生や発達に影響を与えていることはないと考えられる。

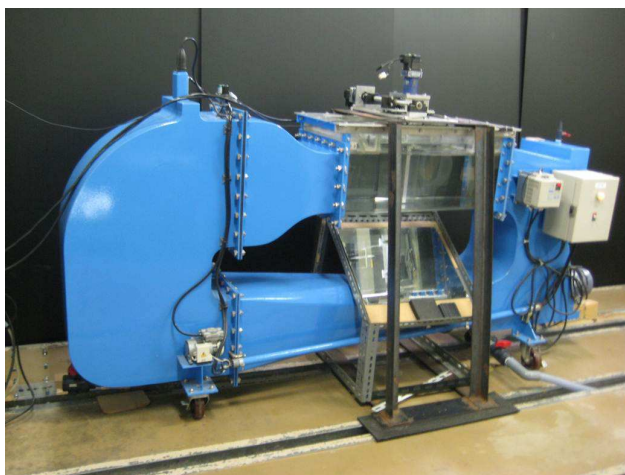
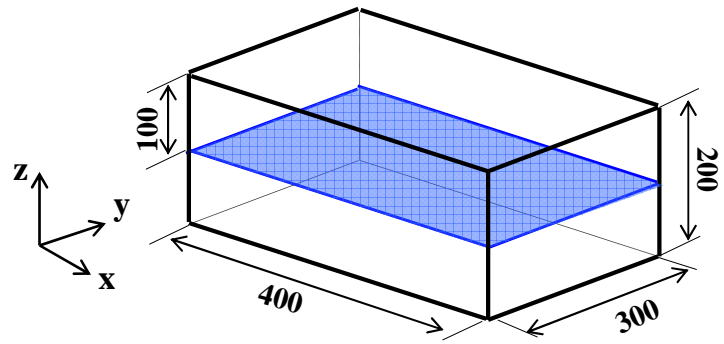
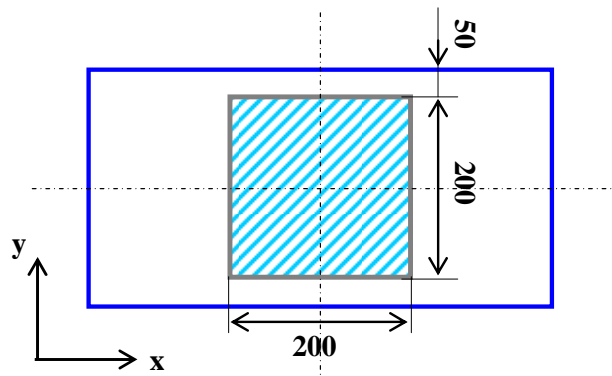


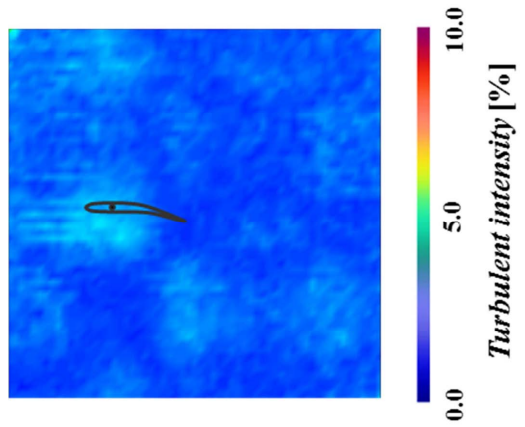
Fig. 2.1.4 Water tunnel



(a) Measurement plane



(b) Measurement region



(c) Turbulent intensity

Fig. 2.1.5 Measurement of turbulent intensity for water tunnel

2.1.3 加振装置

ヒービング運動を行う加振装置は、DC サーボモータおよびボールねじにより構成されており、DC サーボモータの回転運動をボールねじにより直線運動（ヒービング運動）へと変換している。測定データから流体力を計算するために、モータの回転角の位置情報が正確に検出できるロータリーエンコーダを内蔵した図 2.1.6 に示す DC サーボモータを使用した。DC サーボモータは株式会社ダイアディックシステムズの RMJ071 である。このサーボモータの仕様は表 2.1.1 に示す。

加振装置はそのものがヒービング運動するため、回流水槽に直接固定してしまうと、流れ場に影響を与えてしまう。そのため、加振装置を別に固定できるように台座を作製し、加振装置の振動が流れに影響を与えないようにしている。

Table 2.1.1 Specification of DC servo motor RMJ0711

出力 [W]		100
最高回転数 [rpm]		4500
最大トルク [N・m]		0.7
ロータイナーシャ [kgm ²]		1.4×10^{-4}
入力電源	主電源	DC24 [V]
	制御電源	DC5 [V]

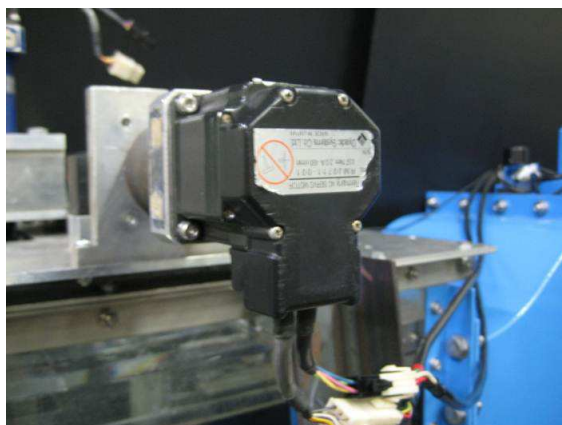


Fig. 2.1.6 Heaving motor

2.1.4 PIV 計測システム

図 2.1.7 に示す PIV 計測実験装置は、回流水槽、供試翼、加振装置、水冷アルゴンイオンレーザーおよび高速度カメラにより構成されている。加振装置は DC サーボモータおよびボールネジにより構成されており、DC サーボモータの回転運動をボールネジにより並進運動へと変換している。翼端から巻き上がる三次元的な渦を抑制するため、回流水槽底部との隙間が 1.0 [mm]以下となるように供試翼を設置している。水冷アルゴンイオンレーザーは、点出力からファイバーケーブルおよびシリンドリカルレンズを介してシート状に変換される。ヒービング運動翼スパン中心に対して垂直に照射し、そのシート厚さは 1.0 [mm]以下となるよう調整している。これは、レーザーシート厚さの増大による面外方向へ流出する粒子数を減少させ、PIV 計測の精度を向上させるためである。

2.1.4.1 撮影レンズの選定

運動物体の壁面近傍という特殊かつ微小な部位を撮影するためには、壁面の移動と共に徐々にフレーム外へ移動する微小な粒子を捉える事の出来るレンズの選定が必要となる。レンズ焦点距離や画角およびワーキングディスタンスは当然のこと、本実験では特に広角レンズによる球面収差および被写界深度の設定が重要となる。そのため、被写界深度が深く、マクロ機能を持ち、広角でありながらも球面収差によるディストーション防止のための非球面レンズを持つ図 2.1.8 に示すレンズ(Nikon 社製)を選定した。

2.1.4.2 トレーサ粒子の選定

PIV 計測で良好な結果を得るためには、撮影画像において、 $32 * 32$ [pixel] の相関窓の中に独立した粒子が 8 個以上含まれていなければならない⁽³⁴⁾、またその粒子径はピークローキング防止のために、実際に撮影した画像内で 2 [pixel]以上である必要がある⁽³⁵⁾。そのため、撮影領域を変える際には、トレーサ粒子もそれに応じて、変更していかなければならない。本研究では、運動翼後流の PIV 計測には図 2.1.9-(a)で示す粒子径 $\phi = 50$ [μm]の ORGASAL を使用し、境界層を含む壁近傍の渦流れの PIV 計測には図 2.1.9-(b)で示す粒子径 $\phi = 10$ [μm]の Glass Hollow をそれぞれ使用した。粒子の比重はそれぞれ、1.03 および 1.05 である。いずれの粒子もアルゴンの波長($\lambda = 487\text{nm}$)で発光する性質を持ち、その光散乱特性はミー散乱である。そのため、おおよそ散乱光強度は粒子径の 2 倍程度になる。

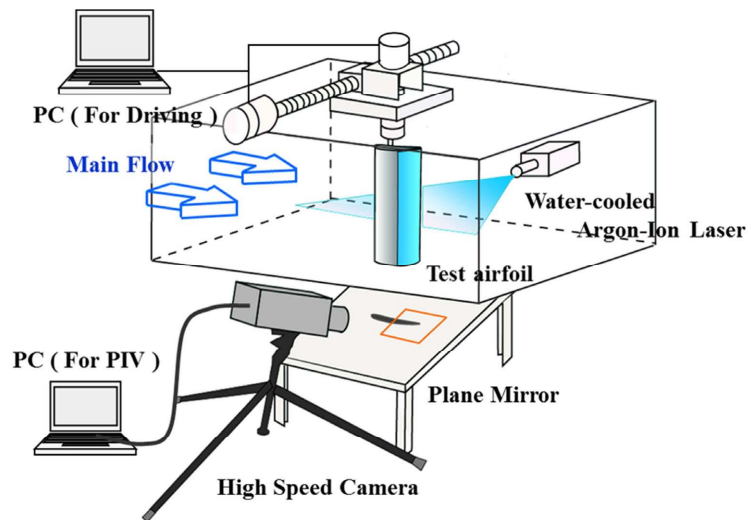
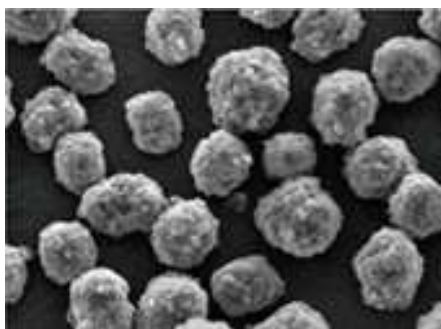


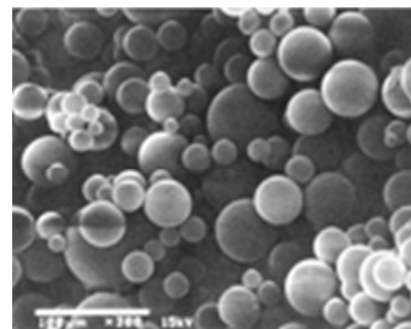
Fig. 2.1.7 PIV measurement system



Fig. 2.1.8 Zoom-Nikkor 24~85mm f/2.8~f/4 D(IF) lens



(a) ORGASAL, $\phi = 50 \mu\text{m}$



(b) Glass Hollow, $\phi = 10 \mu\text{m}$

Fig. 2.1.9 Kinds of particle for PIV measurement

2.1.4.3 撮影条件 (後流構造, 壁面近傍)

ヒービング運動翼の壁面近傍に発生する渦の成長過程および後流構造を明らかにするために, 図 2.1.10-(a)および(b)に示す 2 つの領域をそれぞれ撮影領域として PIV 計測をおこなった. 各撮影領域に対し, 高速カメラの時間解像度および空間解像度を 500 [fps] および 1,024*1,024 [pixel] として撮影を行なった. 後流構造および壁面近傍の画像解像度はそれぞれ 0.175[mm/pixel]および 0.015[mm/pixel]である.

本研究では, PIV 解析手法に高精度高解像度を実現することが可能な再帰的相関法を採用している. 再帰的相関法とは, まず, 相関領域を 33*33[pixels] で設定し, 直接相互相関法による解析を 2 回行った後, その解析結果を基に, 最終的に相関領域を 16*16[pixels]と再設定し, 再び 2 回解析を行う手法であり, 高精度および高解像度な解析結果を実現している. また, さらに精度および解像度を向上させるために, オーバーラップを 50[%]と設定し解析を行なっている. 解析により生じる誤ベクトルは, 誤ベクトル周囲の 8 本のベクトルデータの結果により補間され, 判別条件として相互相関係数を用いた. 最終的なベクトル密度は 6.0 [number/mm]であり, 使用したトレーサ粒子の粒径と主流速度から計算した PIV 計測の不確かさは 1.1[%] である.

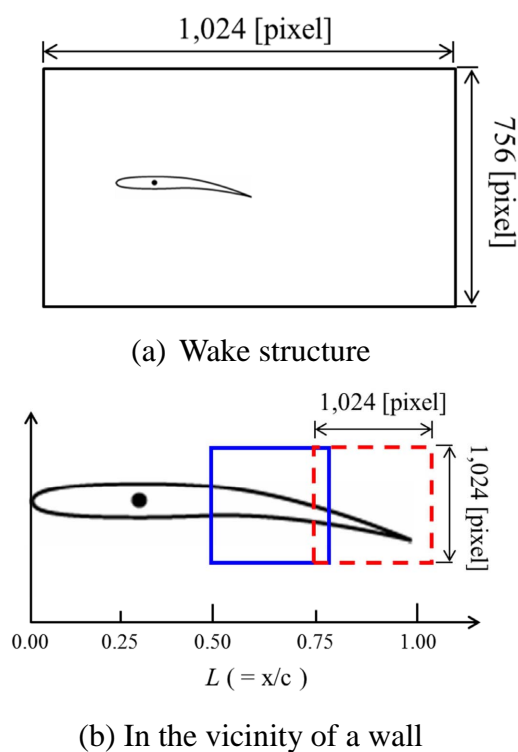


Fig. 2.1.10 Shooting domains for PIV measurement

2.1.4.4 粒子注入が流れ場に与える影響

本実験では、壁面近傍の微小な渦流れの変化を捉えるために、粒子注入孔付の弾性翼を作製し、直接、粒子を注入している。そのため、粒子の注入が流れ場に与える影響および粒子注入による空間解像度の向上について調べなければならない。

図 2.1.11 (a)および(b)に、粒子を直接注入しない場合と注入する場合の高速度カメラの生の映像をそれぞれ示す。図 2.1.11-(a)および(b)より、粒子を注入することにより、壁面近傍の粒子密度が大きく改善されていることが確認できる。また、実際に、関連領域内の粒子の個数を計測すると、直接注入した場合は、注入しない場合に比べ約 3 倍となることも確認した。

図 2.1.12 (a)および(b)に、粒子を注入しなかった場合と粒子を注入した場合における、実際の PIV 計測結果をそれぞれ示す。粒子を直接注入することにより、壁面近傍において、粒子密度の改善に伴い、ベクトル密度も大きく向上することがわかる。さらに、粒子を直接注入したことによる計測結果への影響を調べるため、粒子を注入しなかった場合と注入した場合の PIV 計測から得られた速度データの比較を行った。粒子を注入した場合の速度と注入しなかった場合の速度は最大で、1.71[%]の誤差であり、非常に小さいと言える。また、実際に高速度カメラで捉えた映像より手動で計測した結果と比較しても、誤差が 1.12[%]程度であったことから、粒子を直接注入することは流れ場を変化させるほどの影響を与えていないと考えられる。

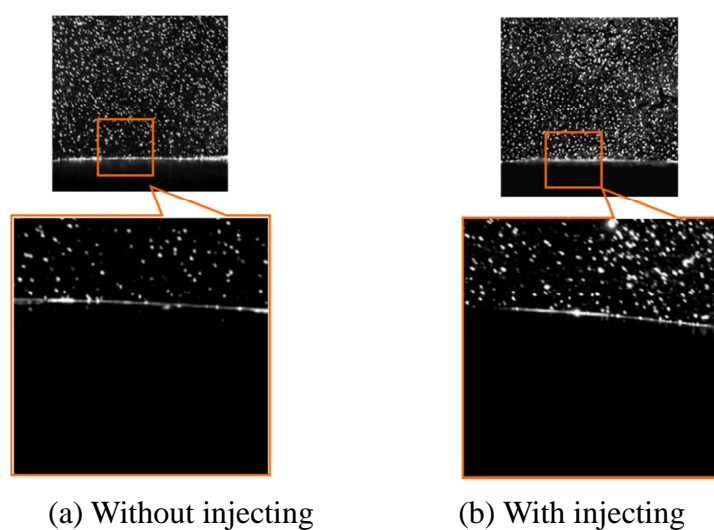


Fig. 2.1.11 Actual image in the vicinity of a wall

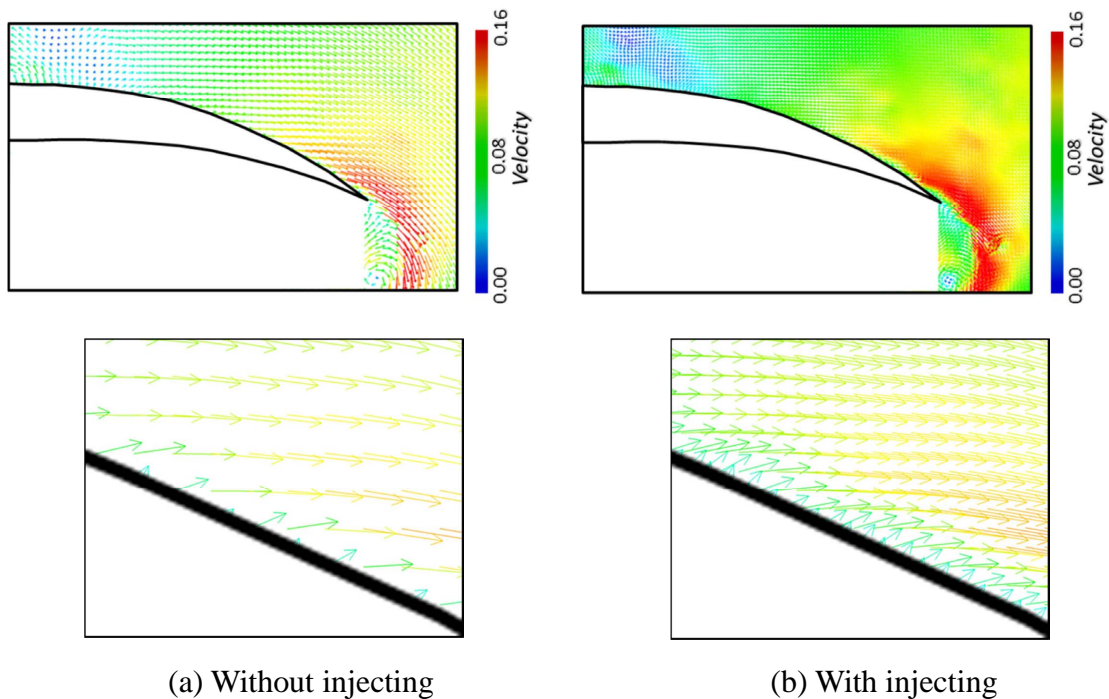


Fig. 2.1.12 Actual PIV results

2.1.5 非定常流体力測定システム

弾性変形による弾性翼の翼性能の向上を定量的に計測するために、それぞれの運動翼に働く非定常流体力を測定した。図 2.1.13 に、本実験の非定常流体力測定システムを示す。装置は回流水槽、供試翼、加振装置および小型 6 軸力覚センサにより構成されている。小型 6 軸力覚センサは加振装置と供試翼の間に設置している。

2.1.5.1 小型 6 軸力覚センサ

供試翼に働く流体力を測定するために BL-AUTOTEC 社製の小型 6 軸センサ MINI2/10 を使用した。このセンサは Y 字状のビームに歪ゲージ 6 組を貼り付け、x, y, z 方向の力と x, y, z 軸周りのモーメントの計 6 成分が検出可能である。センサから得られた信号は Interface 社製の A/D ボード PCI-3133 によりパソコンに取り込まれ、そのデータと指定されたキャリブレーションマトリクスを用いて行列演算を行うことにより、力のデータを得ることができる。主な仕様は表 2.1.2 および表 2.1.3 に示す。

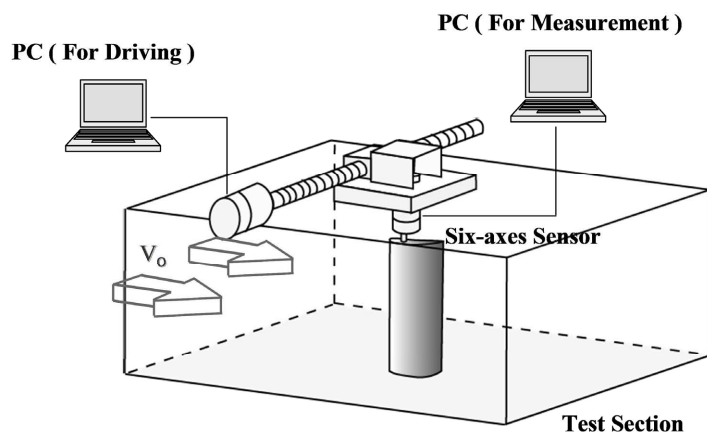


Fig. 2.1.13 Experimental apparatus for unsteady force measurement system

Table 2.1.2 Performance of six-axes sensor MINI 2/10

定格荷重 [kgf]	Fx, Fy [kgf]	2
	Fz [kgf]	4
	Tx, Ty, Tz [kgf-cm]	10
精度		1.0%
分解能	Fx, Fy [gf]	2
	Fz [gf]	6
	Tx, Ty, Tz [gf-cm]	5
変換器寸法	外形寸法 [mm]	φ40×20H
	変換器ケーブル長さ [m]	1.8
	重量 [g]	90

Table 2.1.3 Performance of A/D board PCI-3133

入力チャンネル数	シングルエンド入力 16 チャンネル 差動入力 8 チャンネル
入力形式	マルチプレクサ方式
入力レンジ	ユニポーラ : +5V, +10V バイポーラ : ±2.5, ±5, ±10
分解能	12 ビット
変換時間	10μs (チャンネル固定時) 60μs (チャンネル切り替え時)

2.1.5.2 計測条件

PIV 計測および非定常流体力測定 of いずれも計測条件は同一である。弾性変形の効果 が最も表れると予想される生物が生息している領域かつ、PIV 計測を行 いやすいとの理由により翼弦基準レイノルズ数を 4,000 と決定し計測を行 った。各運動翼にはそれぞれ式(2-1)で示すヒービング運動が与えられ、そのヒービング振幅は $a=12[\text{mm}]$ である。また、主流速度は $V_0=0.067[\text{m/s}]$ であり、ヒービング運動における加振周波数は、 $f=0.4\text{-}2.0 [\text{Hz}]$ の範囲で計測をおこなっている。

非定常運動する物体周りの流れ場を示す無次元数として St 数がある。一般的に St 数は翼弦長を基準として定義するものと、式(2-2)のように、振幅値を基準として定義するものの 2 種類が存在する。前者は、翼面に形成されるせん断層が後縁にて剥がれ、後流にて巻き上がり渦を形成するとの考えから定義されている St 数であり、後者は主流と運動との速度比からなり、非定常運動の激しさ自体を無次元化した値である。本研究では、用いた供試翼の翼弦長さが同一であるため、式(2-2)および図 2.1.14 で示す St 数を用いた。本研究の St 数の範囲は $St=0.14\text{-}0.72$ である。

$$y = a \sin (2\pi ft) \quad (2-1)$$

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

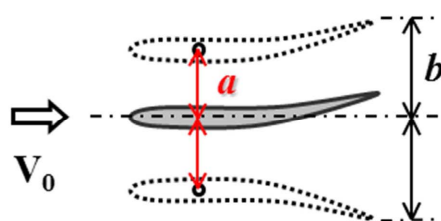


Fig. 2.1.14 Definition of Strouhal Number

2.2 数値解析条件および手法

空間解像度および時間解像度の観点から，実験解析のみでは壁面近傍の渦の成長を詳細に捉えることは困難である．そのため，本研究では実験解析のみでなく，数値解析も同時に行った．特に，実験解析で解明することが困難となる壁面近傍における渦の生成とその成長過程の判別のために，汎用流体解析コードのひとつである ANSYS CFX 12.1 を用いて三次元数値シミュレーションを行った．

2.2.1 本研究における数値解析の概要

本研究では，壁面近傍の渦の生成の判別および渦の成長過程の詳細な解明を行うために汎用流体解析コード ANSYS CFX 12.1 を用いて数値解析を行った．支配方程式は，式 (2-3) および (2-4) に示す連続の式および Navier-Stokes 方程式であり，その離散化手法には，有限体積法を用いている．

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U) = 0 \quad (2-3)$$

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \otimes U) = \nabla \cdot (-p\delta + \mu\rho(\nabla U + (\nabla U)^T)) \quad (2-4)$$

2.2.2 解析モデルの概要

本研究では特に壁面近傍の渦流れを高精度で捉えることと，“弾性変形する壁面上の”渦の成長過程の解明が目的であることから，必ずしも実験をそのまま模擬し，解析モデルを翼形状とする必要はないと判断した．そのため，良質な格子形成(壁面第一格子の高さ，アスペクト比およびメッシュ密度など)や格子数の増加による壁面近傍の計算精度の向上および計算時における格子の移動に伴うのエラーの抑制などの多数の利点を持つ厚みのない平板を対象モデルとして選定し，解析することとした．

図 2.2.1 に数値解析の対象モデルである厚みのない平板について示す．前縁から翼弦中心($0 < c < 0.03[\text{m}]$)までは，弾性変形しない剛体部と定義し，翼弦中心部から後縁($0.03 < c < 0.06[\text{m}]$)までを弾性変形する弾性部と定義した．弾性部に与える弾性変形の詳細は次節(2.2.3)に記述する．

図 2.2.2(a)および(b)に解析領域および作製した格子について示す．壁面近傍の流れに，他の流れが影響を与えないように，解析領域として，モデル前方およびに後方に，それぞれ翼弦長の 2 倍および 5 倍の長さを取っている．また，モデ

ル上方および下方には、いずれも翼弦長の 3 倍の領域を定義した。全体の領域に対しての総メッシュ数は約 80 万である。

境界条件として流入境界に主流 0.067[m/s]を与え、翼面は壁面境界、翼スパン方向を対称境界とし、流出境界を大気圧解放とする。

2.2.2.1 乱流モデルの選定と精度

乱流の数値解析は主に、直接数値シミュレーション (Direct Numerical Simulation : DNS) , 空間平均モデル (Large Eddy Simulation : LES) およびレイノルズ平均モデル (Reynolds - Averaged Navier - Stokes : RANS) である。特に, DNS および LES は計算コストが高く, また, 計算時間が膨大となるため, 二次元・定常解析が可能である RANS が一般的に活用されている。今回の数値解析では, 対象としている流体現象が低レイノルズ数領域ではあるものの, 弾性変形を行うその壁面近傍の流れは, 乱流遷移が活発に行われていると考えられるため, 乱流モデルを用いることとした。また, 翼面上の流れ場を捉えることを目的とするため, 壁近傍の挙動をモデル化しやすく, 格子依存性も少ない $k-\omega$ モデルを用いた。

数値解析において, 良質な結果を得るためには, その格子形成が非常に重要となる。例えば, 乱流モデルである $k-\omega$ モデルのような RANS を使用していると, 格子・時間ステップが極端に細かいと, 翼の後縁にて, 好ましくないはく離渦が形成される場合があり, 注意が必要となる。

作成した壁面近傍における実際の格子を図 2.2.3 に示す。図中の青線は, 解析対象である厚みのない平板である。本研究においては, 壁面近傍においての格子形成が非常に重要となるため, その壁面第一格子の高さやアスペクト比およびその成長係数などを特に考慮して作成した。本解析において壁面からの無次元距離を示す y^+ は, 一周期を通して最大でも 1.3 となるように設定した。これにより, 境界層内には, 常に最低でも 10 個以上のノードが形成されている事となる。また, 数値拡散を防ぐために, 解析対象に対して直角となるように格子を配列し, 格子間の密度が高くなり過ぎないように, その成長係数は 1.3 未満で設定した。

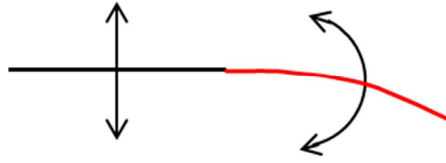
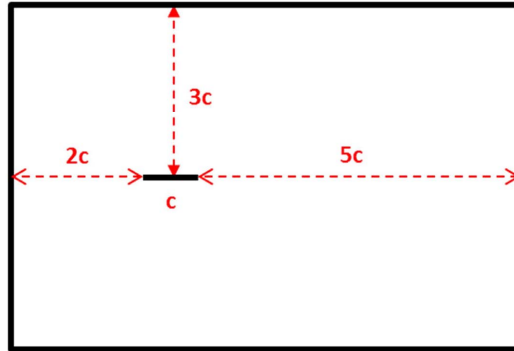
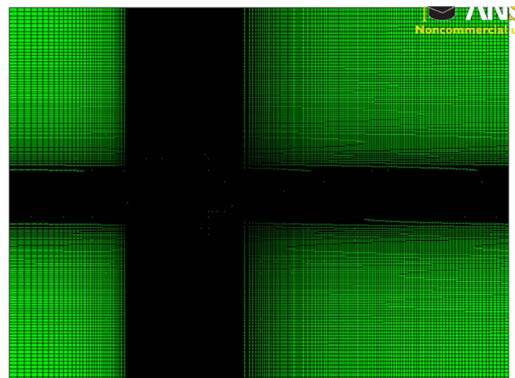


Fig. 2.2.1 Analysis model



(a) Analysis domain for numerical simulation



(b) Mesh configuration

Fig. 2.2.2 Analysis condition for numerical simulation

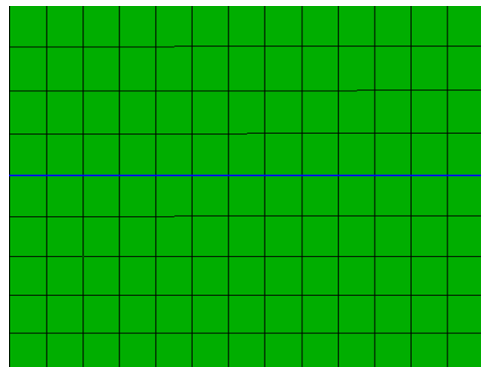


Fig. 2.2.3 Mesh configuration in the vicinity of a wall

2.2.3 弾性変形の実現

本研究では厚みのない平板を数値解析の対象モデルとして、弾性運動翼の壁面近傍の渦の生成を明らかにすることを目的としている。そのため、厚みのない平板後部は弾性変形をしなければならない。しかしながら、実現象と同様に流体の圧力による構造が変形する流体と構造の連成問題として取り扱うことは非常に困難となる。そのため、厚みのない平板後部に弾性変形を模擬した運動関数として与え、弾性変形を実現することとした。

平板後部に弾性変形を模擬した運動を与えるために翼弦方向に対し時間的にその振幅が変化する関数を作成しなければならない。そのため、実際に弾性の平板を作成し、実験においてその変形を高速度カメラにより取得し、運動解析を行うことで、関数作成のための素となるデータを取得した。実験における弾性平板の変位の計測データより、関数のモデル化を行い、式(2-5)に示す関数を作成した。

$$y = A \sin(2\pi ft + \phi)(e^{x/20} - e^{1.5}) \quad (2-5)$$

図 2.2.4 に、実際に実験により計測された弾性平板の振幅値と作成した関数による厚みのない平板の振幅値の結果について示す。横軸および縦軸はそれぞれ、弦方向位置と弾性変形量について示したものである。図中のキャプションはそれぞれの時刻における結果を示す。

結果より、式(2-5)の関数を与えることで、どの時刻においても、計算結果と実験結果との弾性変形量はほとんど差がないことが確認でき、式(2-5)を用いることで問題なく弾性変形を模擬していることがわかる。

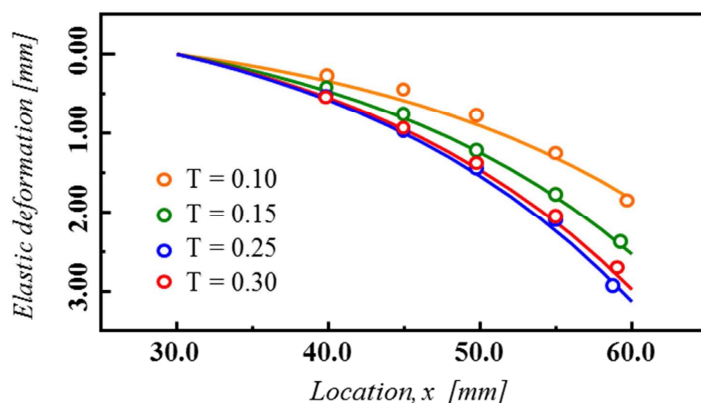


Fig. 2.2.4 Elastic deformation of analysis model and experimental results

2.2.4 実験との比較

本研究で用いた数値解析の妥当性を検討するために、数値解析によって得られた流れ場と PIV 計測によって得られた流れ場の比較を行った。図 2.2.5(a) および(b)に、PIV および CFD の結果を示す。いずれも、翼後流と壁面近傍の流れ場について示している。

数値解析は後流にて形成されている渦列の間隔や渦度および巻き上がり位置など実験における結果を精度よく捉えていることが確認できる。さらに、壁面近傍の流れにおいて、数値解析は実験で現れている弾性翼特有の渦(第 4 章に記述)を捉えることが出来ており、さらには、壁面において実験よりもその流れを高解像度で捉えることが出来ていることも確認できる。

数値解析の妥当性を定量的に明らかにするために、壁面近傍の渦の渦度の計測を行った。図 2.2.6 に PIV および CFD により得られた壁面近傍の渦度の時間変化を示す。

PIV 計測および数値解析によって得られた渦度は僅かにその値は異なるものの、その傾向は非常によく似ていることがわかる。本研究における数値解析の目的は、弾性変形が生じている壁面にて生成される渦を捉える事である。そのため、壁面近傍の流れ場において、実験において得られた流れ場と同様の傾向が得られていれば問題はない。すなわち、本研究で用いたモデルは壁面近傍の渦の形成を捉えるために、問題ないことが確認できる。

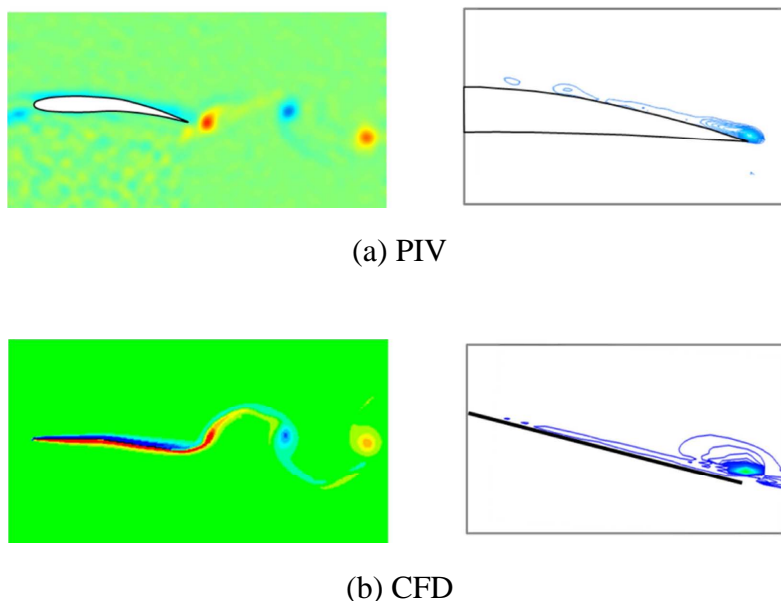


Fig. 2.2.5 Comparison between PIV results and CFD results

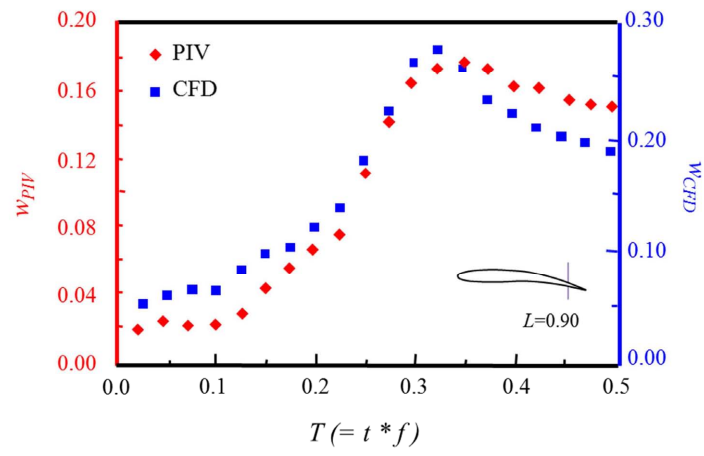


Fig. 2.2.6 Time variations of vorticity in the vicinity of a wall (PIV V.S. CFD)

3章 ヒービング運動翼の後流構造とそれに働く非定常流体力特性

本研究における本章の位置づけを図 3.1 のフローチャートに示す。本章では、弾性運動翼の壁面近傍で生成 - 成長 - 放出された渦が、後流においてどのように振る舞うのか、さらには、どのような効果をもたらすのかについて明らかにする。そのため、この章では特に、弾性変形により何が変わるのかということのマクロな視点で捉えるために、後流構造の PIV 計測およびヒービング運動する弾性翼に働く非定常流体力の測定を行う。同じ入力条件下で剛体翼と弾性翼の結果を比較することにより、弾性運動翼の有用性の確認および弾性変形による後流構造と流体力特性の変化を明らかにする。

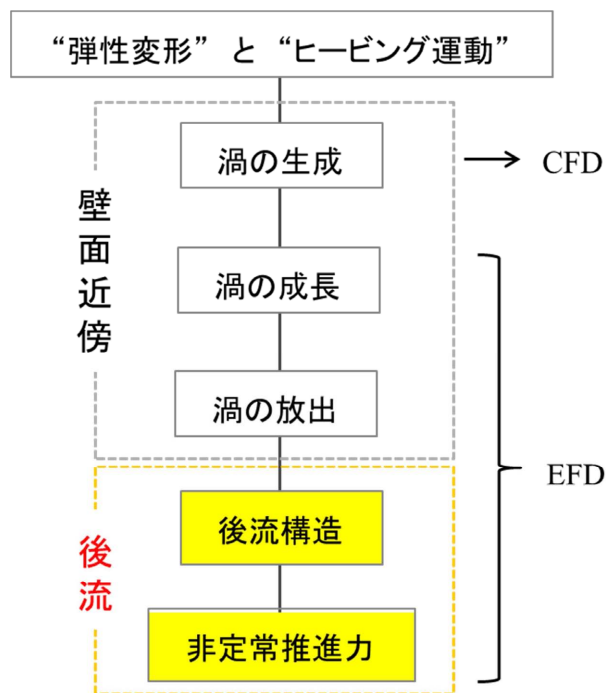


Fig. 3.1 Meanings of this chapter in this paper's flow chart

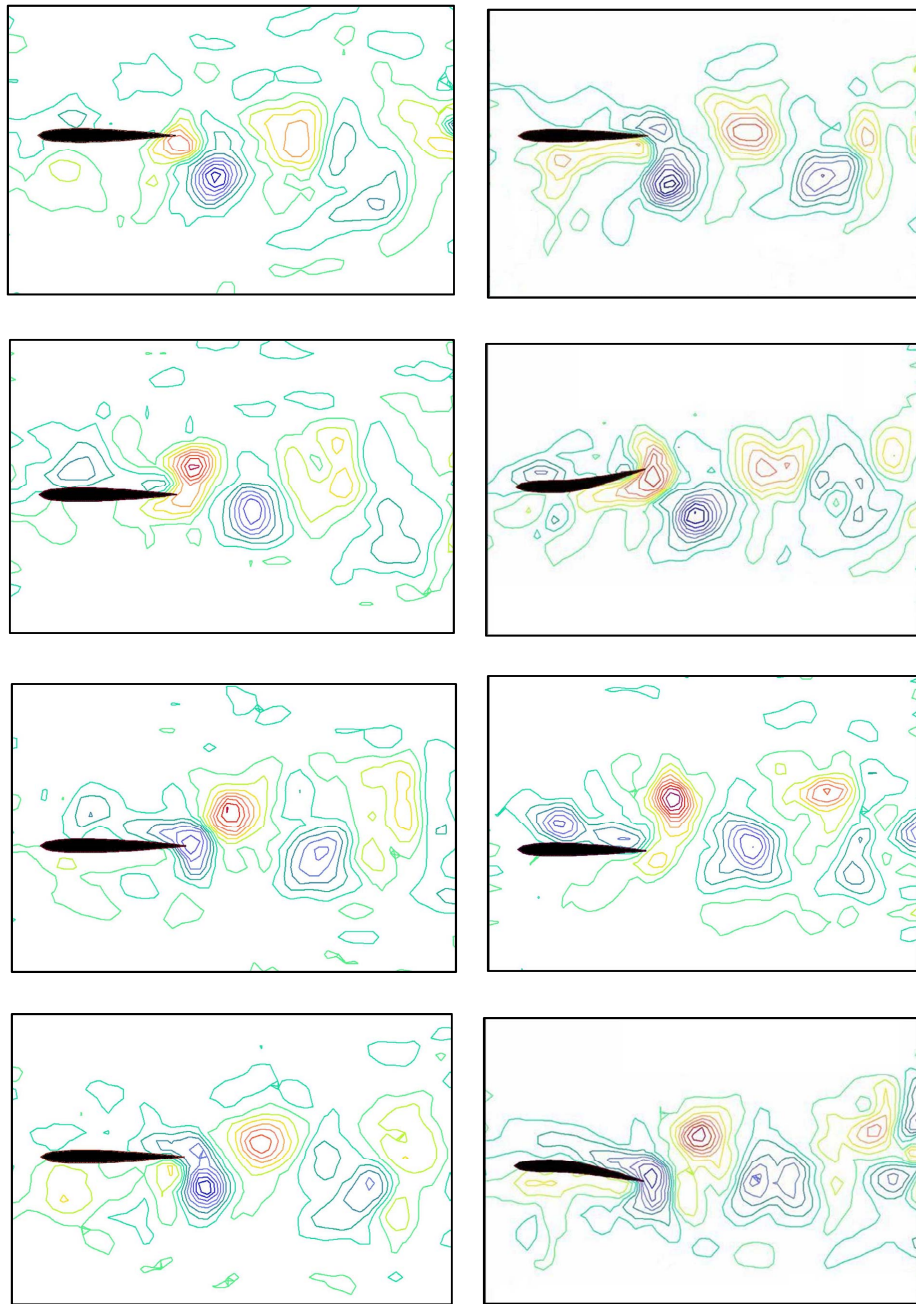
3.1 ヒービング運動翼の後流構造

PIV 計測により，弾性変形による後流構造の変化を明らかにする．後流に形成される渦度およびその減衰と，渦列により誘起される増速流を評価することで，壁面近傍から生成 - 成長 - 放出された渦が，剛体翼の場合と比較してどのように変化するのかを定量的に明らかにする．

3.1.1 ヒービング運動翼後流のフローパターン

$St = 0.64$ でヒービング運動する剛体翼および弾性翼後流に形成される等渦度線図を図 3.1.1 にそれぞれ示す．図 3.1.1-(a)および(b)はそれぞれ，剛体翼および弾性翼の結果を示す．いずれもヒービング運動翼の 2.5 弦長後方までの結果を示しており，上死点から下死点へ向かい，再び上死点まで戻るまでの一周期の結果を示している．

いずれの運動翼後流にも明確な推進力発生渦列が形成されていることがわかる．また，弾性翼後流に形成される渦列の渦は，剛体翼後流に形成される渦列の渦よりも強い渦度を持つことも確認できる．さらには，弾性翼後流に形成される渦列は，剛体翼のように渦列を密に形成しない．弾性翼の後流構造を形成する渦が，弾性変形により，ヒービング振幅中心よりも離れた位置で巻き上がるためである．



(a) Rigid NACA0010

(b) Elastic NACA0010

Fig. 3.1.1 Instantaneous vorticity contours on the surface of heaving rigid NACA0010 at $St = 0.64$

3.1.2 後流構造を形成する渦度の減衰

3.1.1 章に示した通り，運動翼後流の渦列を形成する渦の渦度は弾性翼の方が強いことがわかる．この章ではさらに，弾性翼後縁から巻き上がった渦がどの程度影響を及ぼすかを明らかにするために，巻き上がった一つの渦の渦度を時刻毎に計測し，渦度の減衰を求めた．

図 3.1.2 にヒービング運動する剛体翼および弾性翼の後縁から巻き上がる渦の渦度の時間変化を示す．横軸および縦軸はそれぞれ後流における位置および渦度の値について示す．図中の●および●はそれぞれ剛体翼および弾性翼の結果について示す．

いずれの運動翼後縁から巻き上がる渦も，巻き上がった瞬間における渦度はほとんど同じであることがわかる．しかしながら，時間経過に伴い後流へ流れていくにつれ，渦度の差は徐々に大きくなっていくこともわかる．すなわち，剛体翼と弾性翼では，後流において渦度の減衰が大きく異なる．剛体翼後縁から巻き上がる渦は，巻き上がり直後すぐに大きく渦度が減衰することに対し，弾性翼後縁から巻き上がる渦は，しばらく渦度を保った後に，剛体翼と同様の傾向で渦度が減少していく．これは弾性運動翼後縁から巻き上がる渦は，弾性変形により，壁面上を大きく成長した後，十分に発達した渦が巻き上がるためであると考えられる．

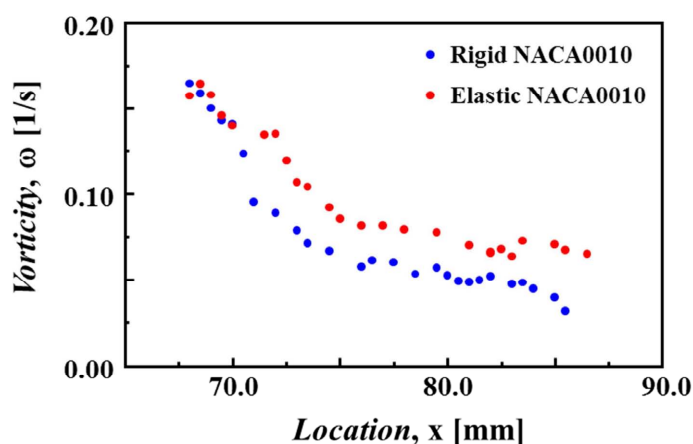


Fig. 3.1.2 Time variations of vorticity of vortex rolled from trailing edge of heaving airfoil

3.1.3 渦列により誘起される増速流

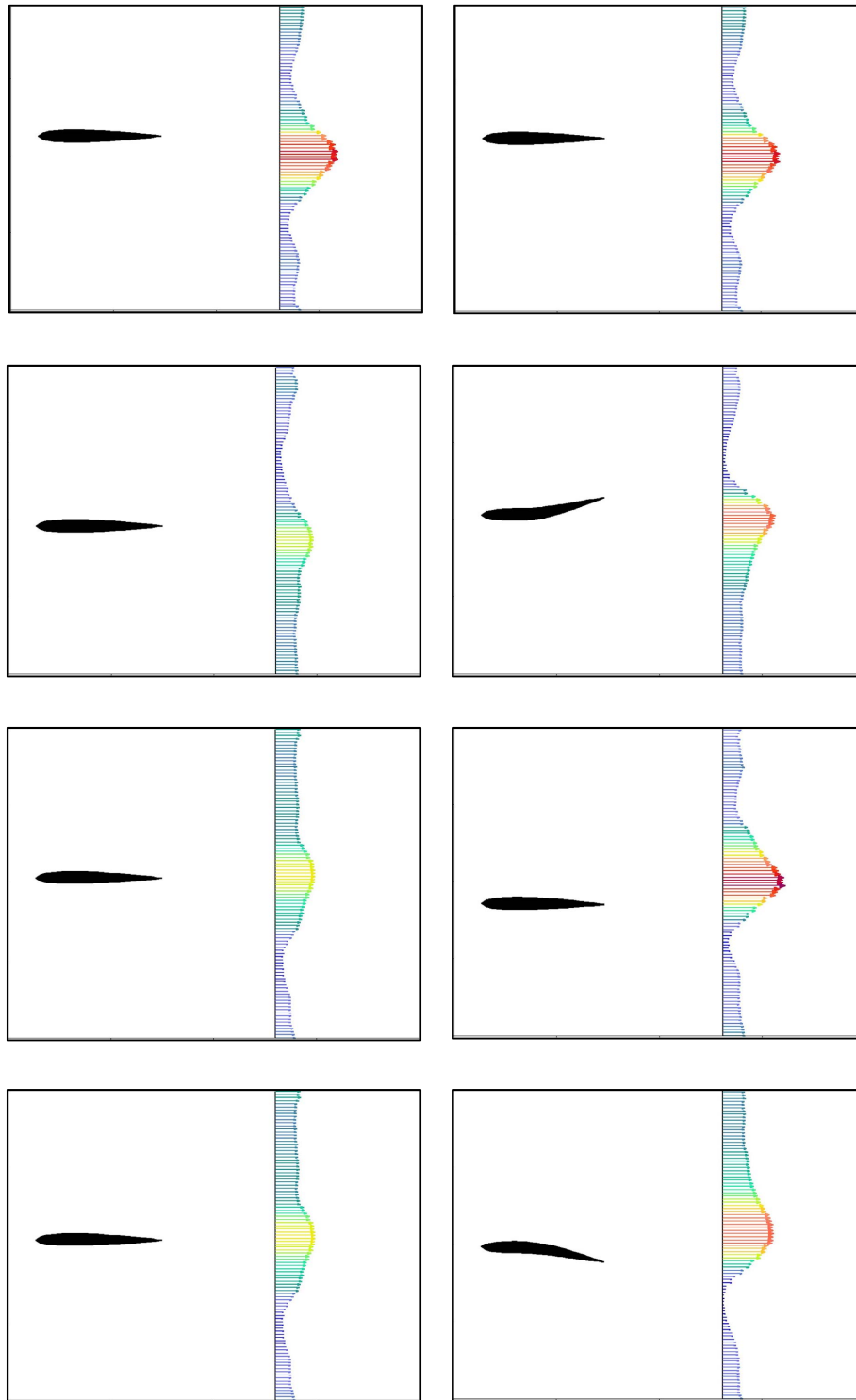
一般的に流水中に物体を置き、その物体に非定常運動を与えると、物体後流には、カルマン渦列と逆の配列を持つ推進力発生渦列を形成されることが知られている。この推進力発生渦列が形成されることにより、後流には増速流が誘起され、非定常運動を行う物体には非定常推進力が働く。そのため、非定常推進力特性を明らかにするためには、後流における増速流を明らかにすることが重要となる。

$St = 0.64$ でヒービング運動する剛体翼および弾性翼の一弦長後方に誘起される増速流の様子を図 3.1.3 にそれぞれ示す。(a)および(b)はそれぞれ、剛体翼および弾性翼の結果を示す。いずれもヒービング運動の上死点から下死点へ向かい、再び上死点まで戻るまでの一周期の結果を示している。

また、ヒービング運動する翼の一弦長後流の増速流の一周期平均値を図 3.1.4 に示す。(a)および(b)は、剛体翼および弾性翼の結果を示しており、図中の▲、●および■はそれぞれ $St = 0.36, 0.50$ および 0.64 の結果を示している。横軸に無次元流速 u/V_0 を示し、縦軸に y/c を示す。無次元流速が 1.0 以上となる場合に、翼後流には増速流が形成されていることを意味している。

図 3.1.3 より、剛体翼と弾性翼の後流に誘起される増速流は、その最大値や欠損領域が異なることがわかる。これまでの章に示してきたように、剛体翼と弾性翼とでは、その後流の瞬間的なフローパターン(渦列の渦度および渦の間隔)が異なるためである。

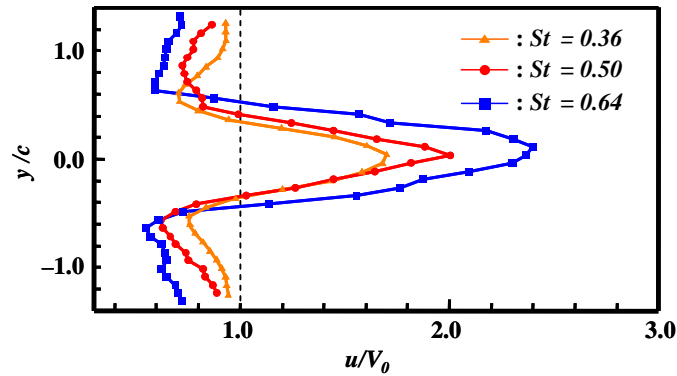
図 3.1.4 より、いずれの運動翼後流にも増速流が誘起されており、 St 数の増加に伴い、増速流も大きくなっていることがわかる。また、剛体翼および弾性翼の一弦長後方に誘起される速度分布は、 St 数毎にほとんど同じであることがわかる。弾性変形により剛体翼と弾性翼とでは瞬間的な渦の渦度およびフローパターンが異なるため、誘起される瞬間的な増速流や欠損領域も異なる。しかしながら、一周期平均すると、後流に誘起される増速流には大きな違いがないことがわかる。強い渦度を持つ弾性翼後流の渦列は、強く流れを誘起するものの、逆に速度欠損の領域も同時に増加させてしまうためである。



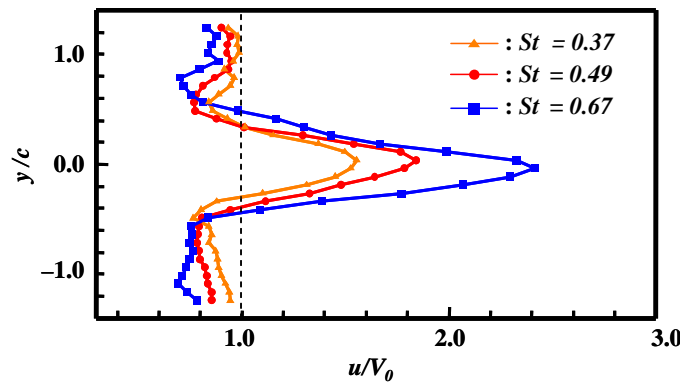
(a) Rigid NACA0010

(b) Elastic NACA0010

Fig. 3.1.3 Instantaneous velocity profile one-chord length behind the heaving airfoils for one cycle at $St = 0.64$



(a) Rigid NACA0010



(b) Elastic NACA0010

Fig. 3.1.4 Mean velocity profile one-chord length behind the heaving airfoils for one cycle at $St = 0.64$

3.2 ヒービング運動翼に働く非定常流体力

3.2.1 ヒービング運動翼に働く非定常推進力

ヒービング運動翼に働く非定常推進力のヒービング運動一周あたり平均値を図 3.2.1 に示す. 横軸および縦軸はそれぞれ St 数と推進力係数の平均値を示す. ■, ●および▲はそれぞれ剛体翼, 弾性平板翼および弾性翼の結果を示す.

いずれの翼においても, St 数の増加により非定常推進力は増加する傾向にあることがわかる. さらには, 剛体翼, 弾性平板翼および弾性翼に働く非定常推進力は, 弾性変形量および翼形状に依らず, 翼後縁の最大振幅を基準とする St 数に強く依存していることがわかる. 翼の弾性変形は翼後流の瞬間的な渦構造に影響を与えているものの, ヒービング一周あたりの平均値で考えると, 弾性変形が後流の構造に与える影響は小さい. また, 図 3.2.1 に示すように, 剛体

翼，弾性平板翼および弾性翼は，翼後方に同程度の増速流を吐き出していることから，ヒービング運動翼に働く非定常推進力も，弾性変形や翼形状が与える影響は小さく，翼後縁の最大振幅を基準とする St 数に強く依存することがわかる。

3.2.2 ヒービング運動翼に働く非定常揚力

ヒービング運動翼に働く非定常揚力のヒービング運動一周期あたりの平均値を図 3.2.2 に示す。横軸および縦軸はそれぞれ St 数と揚力係数の平均値を示す。■，●および▲はそれぞれ剛体翼，弾性平板翼および弾性翼の結果を示す。

いずれの翼においても， St 数の増加により非定常揚力は増加する傾向にあることがわかる。さらには，弾性を有する翼に働く非定常揚力は，剛体の翼に比べて，その非定常揚力は非常に低い値をとることがわかる。弾性翼は弾性変形により，相対迎え角が剛体翼に比べ低くなるためである。これにより，弾性を有する翼の前縁から巻き上がる渦が小さくなり，翼周りの循環もそれに伴い小さくなるため，弾性を有する運動翼に働く非定常揚力は剛体の翼に働く非定常揚力よりも低い値となる。

3.2.3 推進効率

ヒービング運動翼の推進効率を図 3.2.3 に示す。横軸および縦軸にそれぞれ翼後縁振幅を基準とした St 数および推進効率を示す。ヒービング運動翼の推進効率は，式(3-1)によって求められる。■，●および▲はそれぞれ剛体翼，弾性平板翼および弾性翼の結果を示す。 T ， T_h ， L ， V_0 および v はそれぞれ周期[s]，非定常推進力[N]，非定常揚力[N]，主流速度[m/s] およびヒービング速度[m/s] を示す。

いずれの運動翼も， $St = 0.25$ 付近で最大の推進効率を示しており，これは自然界の生物が生息する St 数の範囲とほぼ同じである。特に，弾性翼は最大の推進効率を示し，その推進効率は約 25% である。剛体翼の最大推進効率は 18 % 程度であることから，推進効率は約 40 % 大きくなっていることがわかる。非定常推進力はほぼ同程度であるが，弾性翼に働く揚力が剛体翼に比べ，約 60% 小さくなっていることから，弾性翼の推進効率は，剛体翼に比べ大きくなっている。さらには，弾性翼の推進効率は，剛体翼に比べて， St 数の増加に伴う急激な低下が生じていないことがわかる。弾性を有する運動翼に働く揚力は， St 数の増加に伴い緩やかに上昇するためである。

$$\eta = \frac{\frac{1}{T} \int_0^T T_h \cdot V_0 dt}{\frac{1}{T} \int_0^T |L \cdot v| dt} \quad (3-1)$$

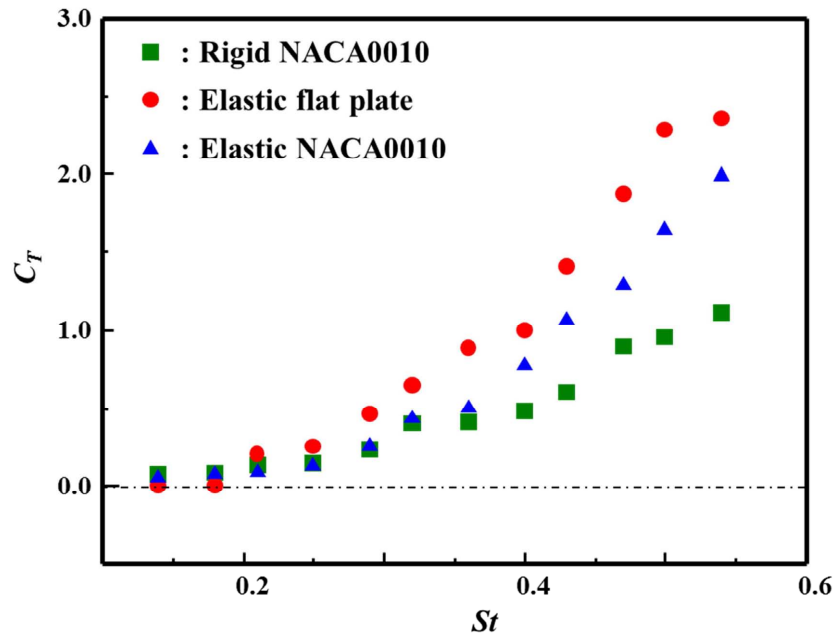


Fig. 3.2.1 Dynamic thrust averaged for one cycle acting on heaving airfoils

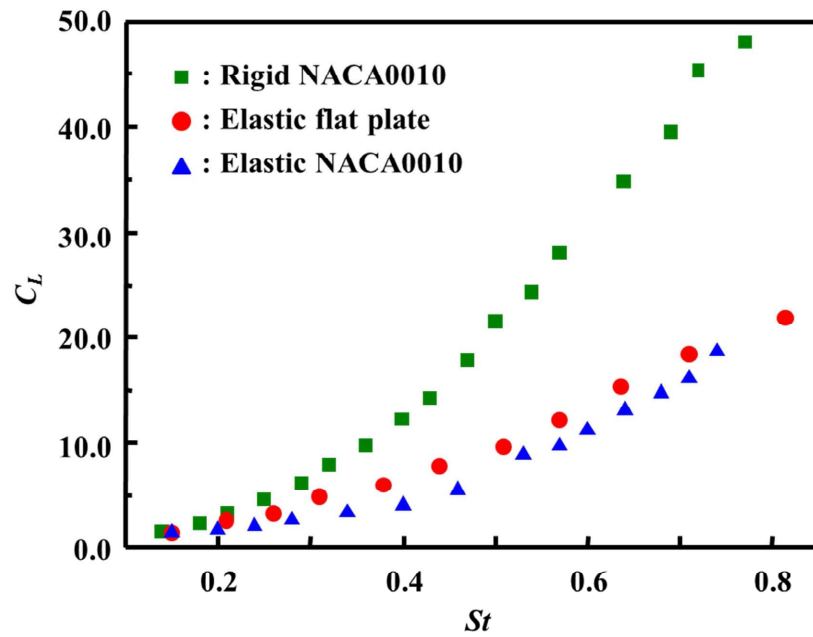


Fig. 3.2.2 Dynamic lift averaged for one cycle acting on heaving airfoils

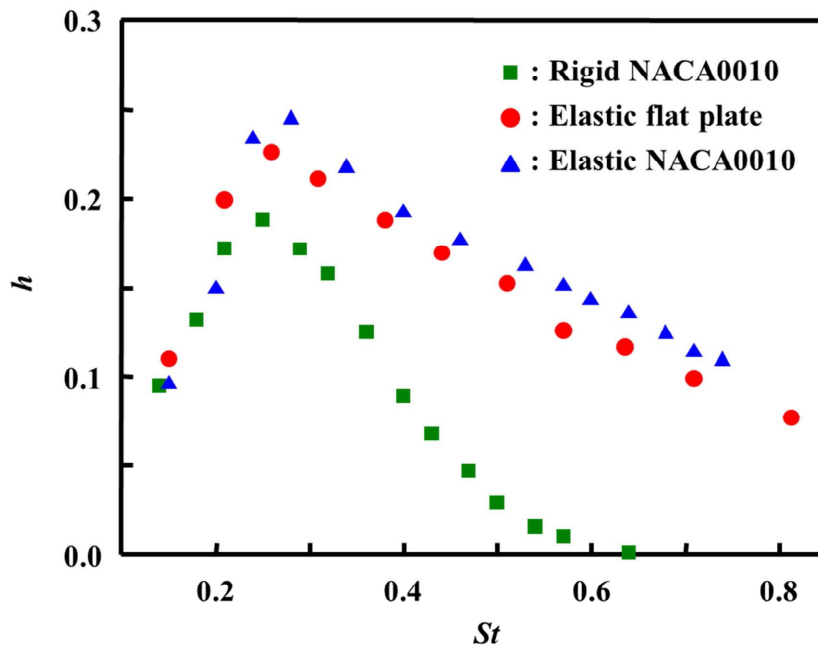


Fig. 3.2.3 Thrust efficiency acting on heaving airfoils

3.3 まとめ

3章では以下のことを明らかにした。

ヒービング運動する剛体翼と弾性翼に働く非定常流体力を測定し、弾性運動翼の優位性を明らかにした。弾性変形することにより、弾性翼の後流構造には強い渦度を持った明確な逆カルマン渦列が形成される。さらに、壁面近傍の渦は翼後縁から弾性変形によりヒービング振幅中心よりも遠い位置で巻き上がるため、剛体翼に比べ、渦列の間隔が広がる。そのため、弾性運動翼に働く非定常推進力は剛体翼よりも大きくなる。また、非定常揚力において、弾性変形によりその相対迎え角が常に低くなることから、弾性運動翼の非定常揚力は剛体翼よりも低くなる。そのため、推進効率も弾性翼が剛体翼よりも高くなる。

4章 弾性変形に伴い弾性運動翼壁面近傍を成長する渦とその特性

本研究における本章の位置づけを図 4.1 にフローチャートに示す。本章では、弾性運動翼の壁面近傍で生成 - 成長する渦の、特に“成長”に注目をする。図 4.2 に示すように、弾性変形に伴い生成された後の成長する渦を PIV 計測により捉え、その成長過程について明らかにする。具体的には、弾性変形による壁面近傍の流れ場の変化および渦度の変化、さらには渦度がどのように成長しているかについて、渦度輸送方程式の移流項や第二不変量を用いて明らかにする。

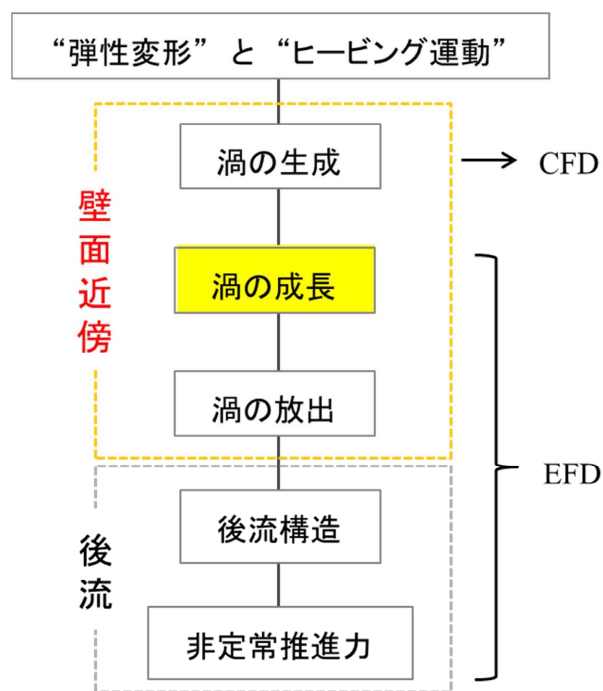


Fig. 4.1 Meanings of this chapter in this paper's flow chart

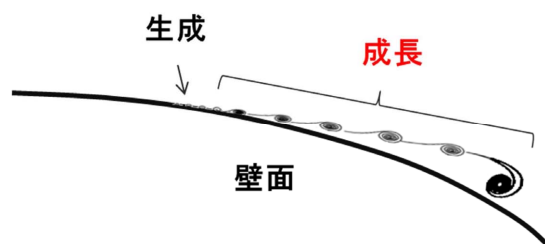


Fig. 4.2 Difference of generation and growth of vortex

4.1 弾性翼壁面近傍の渦流れ

まずは、弾性変形により渦がどのように成長していくのかを明らかにするために、壁面近傍に誘起される流れの流入角および壁面に形成される渦度の変化について計測する。なお、本章においては、流れの中で、渦度を持ち、回転し巻き上がっている領域を“渦”と記している。

4.1.1 弾性変形による流れの流出角の変化

弾性変形が壁面近傍に形成される流れに与える影響を明らかにするために、壁面近傍の流れの流出角を評価した。

図 4.1.1 に壁面近傍に形成される流れの流出角についての定義を示す。PIV 計測により得られた x 方向速度 u [m/s] と y 方向速度 v [m/s] を用いて計算される角度を流れの流出角と定義し、 $-\pi/2 < \theta < \pi/2$ [rad] の範囲で評価した。赤に近いほど翼に対し $\theta = \pi/2$ で流れが流入していることを示し、緑に近くなるほど主流方向に流れが誘起されている事を示す。図中に示される白い領域は運動翼およびレーザーの照射により発生する影の領域を示す。

図 4.1.2-(a), (b) および (c) にヒービング運動する剛体翼および弾性翼の壁面近傍に形成される流れの流出角の時間変化を示す。(a), (b) および (c) はそれぞれ、 $T = 0.75, 0.83$ および 0.90 の結果を示す。

いずれの運動翼においても、壁面近傍の流れはその運動の変化に伴い大きく変化することがわかる。 $T = 0.75$ において、剛体翼および弾性翼の壁面近傍に形成される流れは、ヒービング運動の影響を大きく受け、進行方向である $\theta = -\pi/2$ の方向に流れが誘起されていることがわかる。弾性翼がほとんど弾性変形していないため、剛体翼と同じ傾向となる。

$T = 0.83$ においては、剛体翼および弾性翼のいずれの運動翼も上死点に向かうに伴い徐々に加速されるため、流れが主流と運動による押し出しの影響を受け、主流方向 ($\theta = 0$) に誘起される傾向が強いことがわかる。

しかしながら、 $T = 0.90$ において、剛体翼と弾性翼ではその壁面近傍の流れに大きな差が生じていることがわかる。剛体翼の場合、下死点からヒービング振幅中心位置に向かう運動により、壁面近傍に形成される流れは、 $T = 0.83$ の時と同様に主に $\theta = 0$ の方向に強く押し出される。それに対し、弾性翼は弾性変形により、壁面近傍の流れを下死点時 ($T = 0.75$) と同様に壁面近傍の流れを斜め方向 ($\theta = -\pi/4$) に誘起することがわかる。すなわち、弾性変形により、その壁面近傍の流れを大きく変化させていることがわかる。

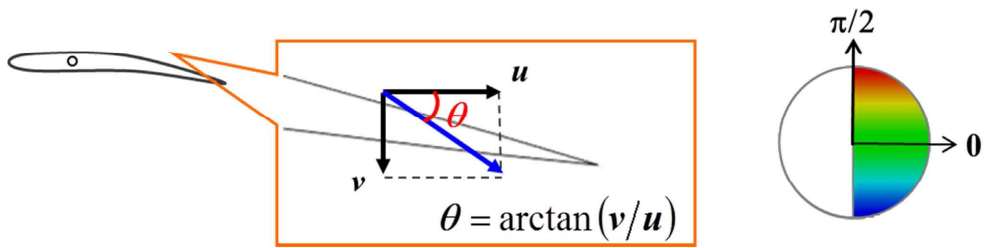
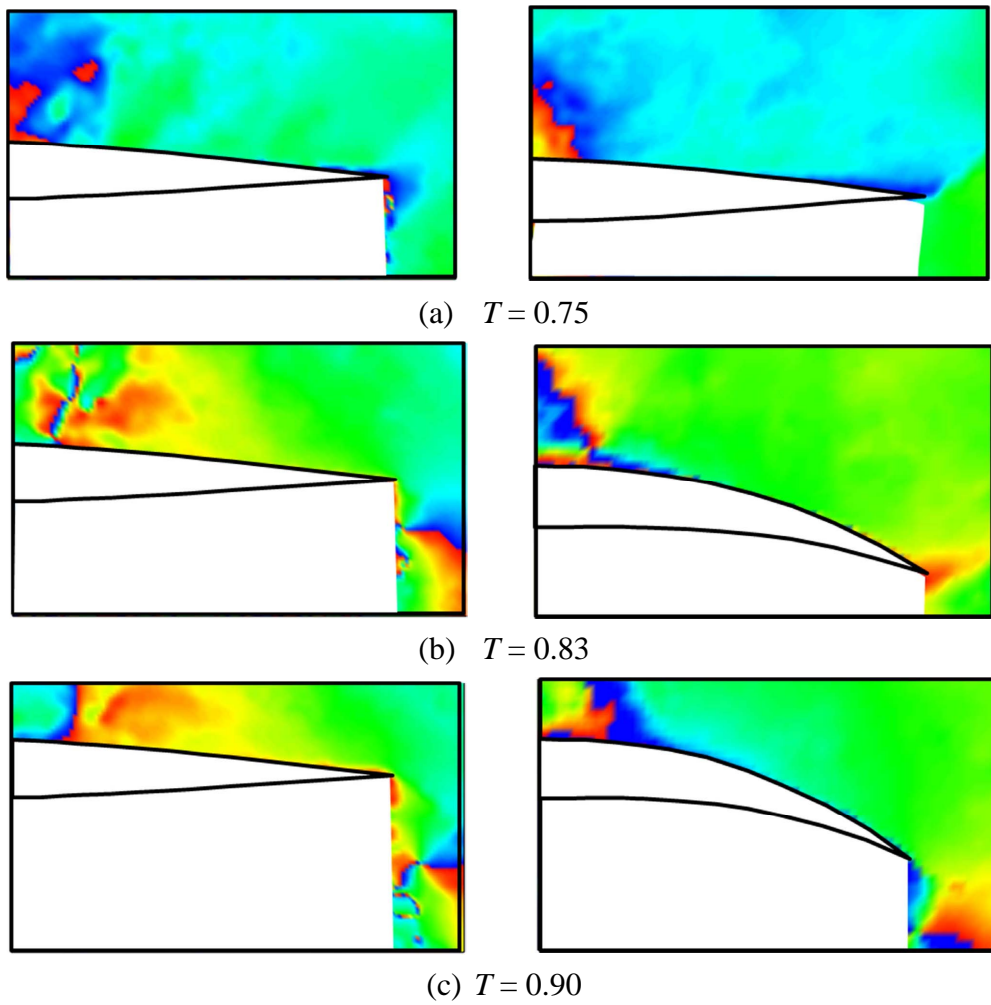


Fig. 4.1.1 Definition of flow angle & color bar



(a) Rigid NACA0010

(b) Elastic NACA0010

Fig. 4.1.2 Flow angle around wall of heaving airfoils at $St = 0.64$

4.1.2 壁面近傍の渦の成長

$St = 0.64$ でヒービング運動する剛体翼および弾性翼の壁面上に形成される渦度分布の瞬時値を図 4.1.3 (a)および(b)にそれぞれ示す。ヒービング運動翼の翼弦中心から翼後縁付近のみの結果を示しており、(a)、(b)および(c)はそれぞれ、 $T = 0.75, 0.83$ および 0.90 の結果を示す。

いずれの運動翼の壁近傍にも渦度が形成され、翼後縁からは強い渦度を持った渦が巻き上がることがわかる。特に、弾性翼の壁近傍には、剛体翼よりも広い領域に渦度が形成されており、その壁近傍の渦度および翼後縁から巻き上がる渦度は剛体翼よりも大きく、ヒービング運動の振幅中心に向かうに伴い、徐々に渦度が大きくなっていくことがわかる。弾性変形により、渦度はヒービング運動の上死点・下死点に至るまでの間、壁近傍を十分に発達するためである。そのため、弾性翼後縁から巻き上がる渦は、剛体翼に比べ、その巻き上がるタイミングが遅い。剛体翼が $T = 0.83$ の時点で、すでに強い渦度をもった渦を後流に巻き上げていることに対し、弾性翼の壁近傍では、 $T = 0.90$ の時点まで、強い渦度を持った渦を後流へと巻き上げていない。さらには、弾性翼壁面近傍に発生し、壁面上を発達した渦度は弾性変形により、ヒービング運動の振幅中心から離れた位置で巻き上がっていることがわかる。

ヒービング運動する剛体翼および弾性翼の翼面近傍を成長する渦の成長過程を評価するために図 4.1.4 に示す翼弦方向の各代表点 3 点 ($x = 40, 50, 60$ [mm]) における渦度の時間的変化を計測した。渦度の値は、翼壁面上 1.0 [mm] の位置で計測している。ヒービング運動する剛体翼および弾性翼の翼面近傍に形成される渦度の時間的変化をそれぞれ図 4.1.5-(a)および(b)に示す。横軸および縦軸はそれぞれ時間 t [s] をヒービング運動の運動周期 T [s] で無次元化した値および渦度 ω [1/s] を示す。

図 4.1.5-(a)に示すように、剛体翼の翼面近傍に形成される渦度は、どの点においても時間経過に伴い増加することがわかる。また、翼後縁部に向かうに伴って渦度が高くなる傾向も確認出来る。しかしながら、弦方向の位置でその傾向は異なる。特に、下死点からヒービング振幅中心に向かう過程 ($0.75 < t/T < 0.80$) において、剛体翼の翼後縁部 ($x = 60$ [mm]) の壁面近傍の渦度は急激に増加する。それに対し、剛体翼の翼弦中心部付近 ($x = 40, 50$ [mm]) の壁面近傍の渦度は非常に低い。すなわち、剛体翼はその後縁付近で主に渦度を形成していると考えられる。

一方、図 4.1.5-(b)が示すように、弾性翼の壁面近傍に形成される渦の渦度は剛体翼と同様に、時間経過に伴い増加することがわかる。しかしながら、その渦度は剛体翼の場合とは異なり、翼後縁付近のみではなく翼弦中心部付近から翼

後部に至る $x=50[\text{mm}]$ の位置では、渦度は剛体に比べて大きくなっていることがわかる。また、弾性変形が小さい翼弦中心部においては、剛体と同様の傾向を示すことから、弾性翼は弾性変形により、弾性変形部から渦度を形成し、その渦度を増加させることがわかる。

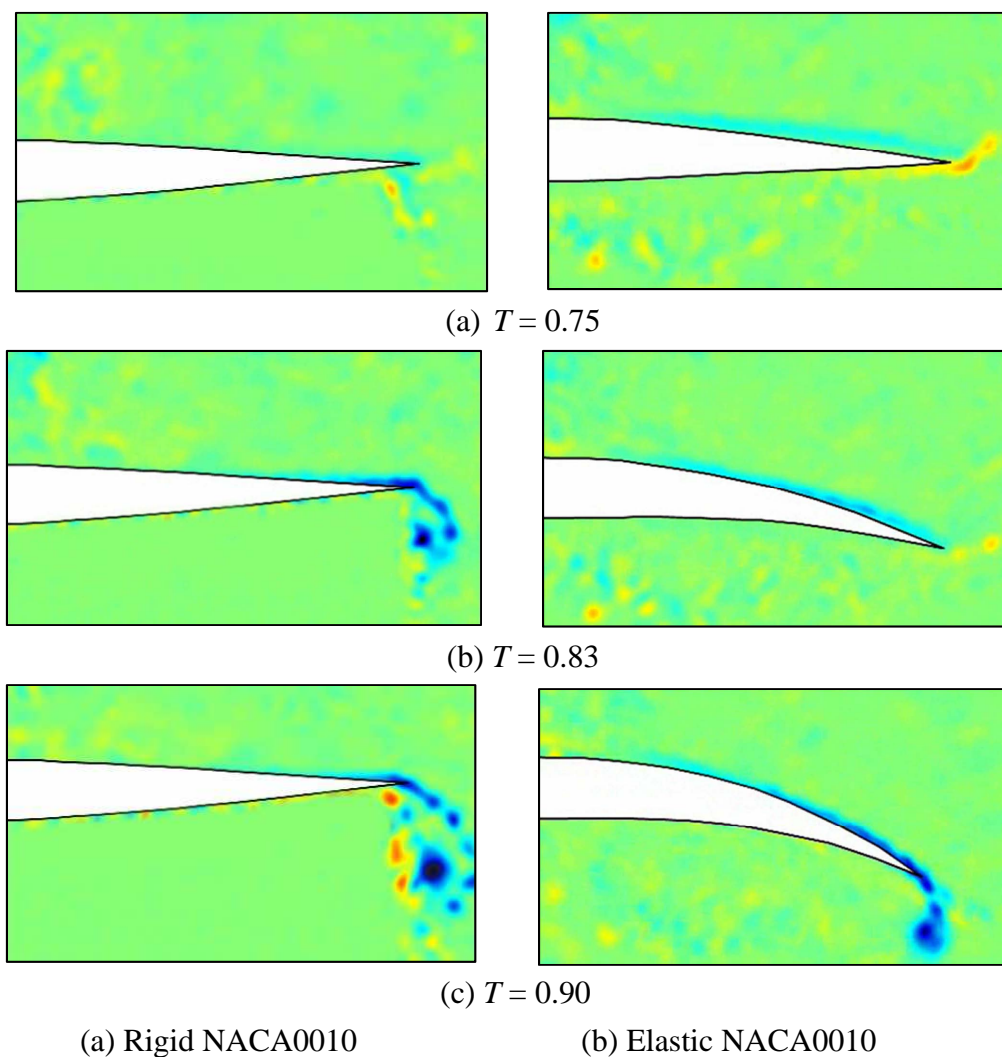


Fig. 4.1.3 Time variations of vorticity of vortices generated in the vicinity of a wall of heaving airfoils at $St = 0.64$

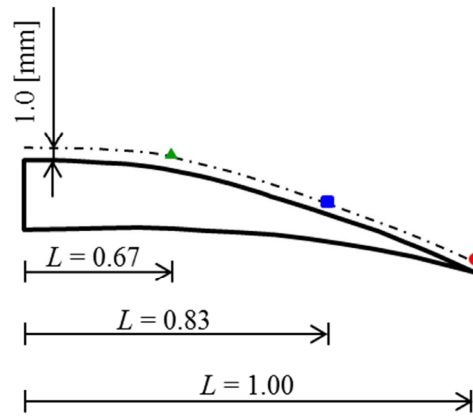
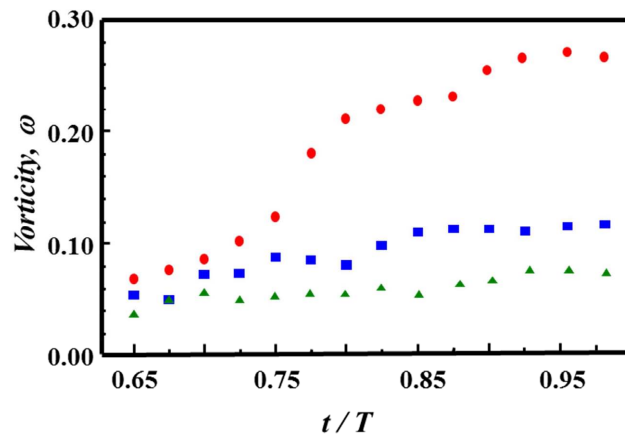
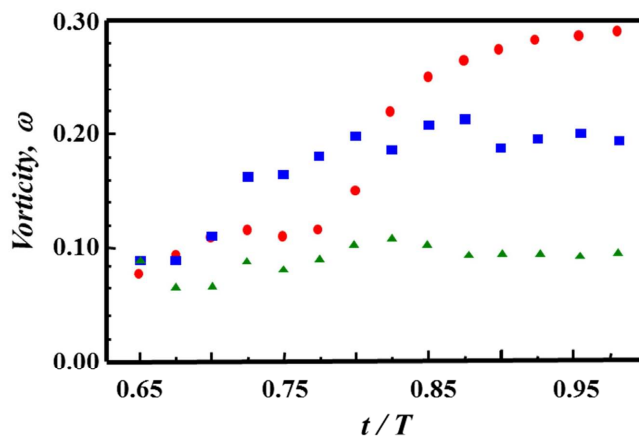


Fig. 4.1.4 Measurement points of vorticity generated in the vicinity



(a) Rigid NACA0010



(b) Elastic NACA0010

Fig. 4.1.5 Time variations of vorticity of vortices generated in the vicinity

4.2 壁面近傍に形成される渦の空間変化

4.2.1 渦の空間変化の定義

本研究では、弾性変形が流れ場に空間的な変化をもたらしていたことから、渦度の空間変化について注目した。弾性変形に伴う渦度の空間変化を定量的に評価するために、流れにより運ばれる渦度の増減の様子を示す方程式である渦度輸送方程式に注目した。

2次元非圧縮流れの場合の渦度輸送方程式を式(4-1)に示す。左辺第一項は渦度の時間変化を示し、左辺第二項および第三項は移流による渦度の変化（渦度の空間変化）を示す。また、右辺は、粘性による渦度の拡散を示す。

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \nu \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) \quad (4-1)$$

4.2.2 弾性変形に伴う壁面近傍に形成される渦の空間変化

弾性変形は、渦度の空間変化に大きく影響を与えていることが考えられる。そのため、渦度の空間変化を示す渦度輸送方程式の第二項と第三項に、PIV計測で得られた速度および渦度を代入することにより、渦度のx方向およびy方向それぞれの空間変化を定量的に評価した。

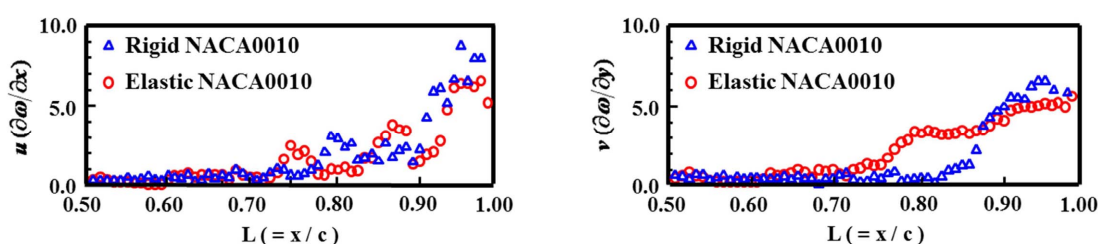
壁面近傍に形成される渦度の空間変化を定量的に評価した。ヒービング運動翼壁面近傍に形成される渦度のx方向およびy方向の空間変化を図4.2.1にそれぞれ示す。(a)、(b)および(c)はそれぞれ $T=0.75$ 、 0.83 および 0.90 の結果を示す。横軸および縦軸はそれぞれ運動翼の翼弦中心部から翼後縁までの位置および渦度の各方向に対する空間変化を示す。

図4.2.1-(a)より、弾性翼の翼後縁部において弾性変形が生じない場合、剛体翼と弾性翼の壁面近傍に形成される渦度のx方向の空間変化は、同様の傾向を示すことが確認できる。さらには、剛体翼と弾性翼の壁面近傍に形成される渦度のy方向の空間変化も、同様の傾向を示すことがわかる。すなわち、弾性変形が生じない時においては、剛体翼と弾性翼でその空間変化は同じになることがわかる。

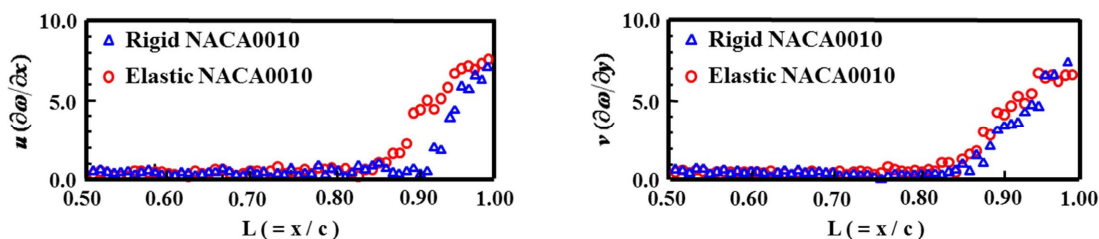
一方、図4.2.1-(b)および(c)より、弾性翼の翼後部において弾性変形が生じる場合、y方向の空間変化は剛体翼と弾性翼で変わらないものの、弾性翼の壁面近傍に形成される渦度のx方向の空間変化は、剛体翼に比べ、大きくなることがわかる。さらに、最も弾性変形が大きくなる $T=0.90$ の際の弾性翼の渦度のx方向の空間変化は、翼弦中心部($L=0.50$)に近い位置($L=0.70$)で大きく変化すること

がわかる．これは， $L = 0.70$ 付近で弾性変形が生じるためである．また，剛体翼と弾性翼の壁面近傍に形成される渦度の y 方向の空間変化は，全ての位相に対して同様の傾向を示すことから，渦度の y 方向の変化においては，ヒービング運動自体の影響が支配的になるためだと考える．

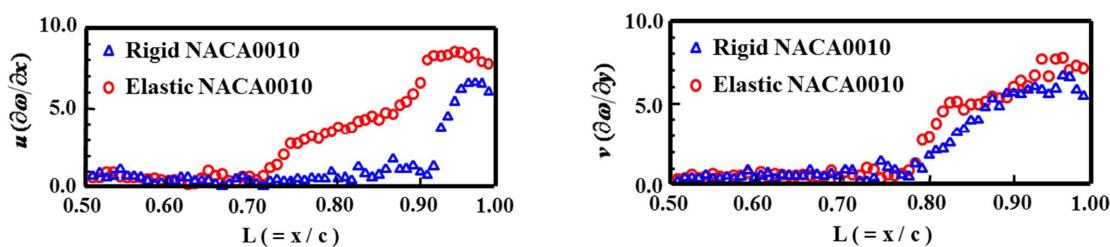
弾性翼は，弾性変形により斜め方向に流れを誘起し，剛体翼にはない渦度の x 方向の空間変化を生じさせる．そのため，弾性翼壁面近傍に形成される渦度は，剛体翼壁面近傍に形成される渦度よりも大きくなることを確認できる．



(a) $T = 0.75$



(b) $T = 0.83$



(c) $T = 0.90$

Fig. 4.2.1 The spatial change of vorticity in vicinity of a wall of heaving NACA0010 for each-direction (left side : X-direction, right side : Y-direction)

4.3 弾性変形による壁面近傍に形成される渦の性質の変化

4.3.1 速度勾配テンソルの第二不変量による渦の性質変化の判別

弾性変形により，弾性翼の壁面近傍に形成される渦度は剛体翼の壁面近傍に形成される渦度とは異なり，x 方向 y 方向の両方向の空間変化が生じることがわかった．そのため，弾性翼の壁面近傍に形成される渦度は，剛体翼の壁面近傍に形成される渦度とはその性質自体が異なると考えた．剛体翼と弾性翼の壁面近傍に形成される渦度の違いを明らかにするために，剛体翼と弾性翼のそれぞれの壁面近傍に形成される渦の性質の違いについて注目した．

渦度の性質の違いを定量的に評価するために，式(4-2)に示す速度勾配テンソルの第二不変量 Q を用いた．式中の ω_{ij} および S_{ij} はそれぞれ流体の回転(式(4-3))およびせん断(式(4-3))の成分を示し， ω_{ij} および S_{ij} の場合における流体要素の変形を図 4.3.1(a)および(b)に示す．第二不変量が正值($Q > 0$)となる場合，せん断成分よりも回転成分が強い渦が形成されていることを示し，高渦度領域が形成されている事を示し，本章では，これを渦と呼ぶこととする．

$$Q = (\omega_{ij}^2 - S_{ij}^2) = -\frac{\partial^2 u_i u_j}{\partial x_i \partial x_j} \quad (4-2)$$

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (4-3)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (4-4)$$

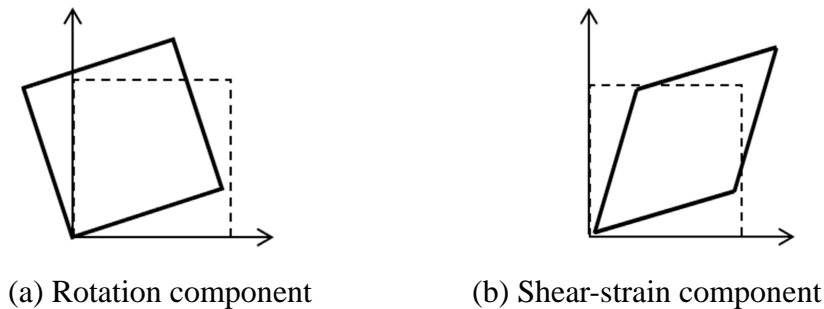


Fig. 4.3.1 Components of vortex

4.3.2 弾性翼壁面近傍の渦の性質の変化

弾性変形が、渦の成長過程に与える影響を明らかにするために、剛体翼と弾性翼のそれぞれの壁面近傍に形成される渦の性質の違いについて注目した。図 4.3.2(a)(b)および(c) はそれぞれ、 $T=0.75$, 0.83 および 0.90 における壁面近傍に形成される速度勾配テンソルの第二不変量の正值を示す。図 4.3.2(a)および(b)はそれぞれ、剛体翼および弾性翼の結果を示す。

$T=0.75$ では、剛体翼および弾性翼のいずれの壁面近傍にも第二不変量の正值の領域は形成されていないことがわかる。 $T=0.75$ では、弾性変形は生じず、流れの変化も起きないため、壁面近傍には、回転成分が強い渦は形成されず、高渦度領域は形成されない。

$T=0.83$ では、剛体翼壁面近傍には第二不変量の正值が形成されないことがわかる。剛体翼は弾性変形がないため、流れに y 方向の変化しか与えることができず、壁面近傍にせん断成分よりも回転成分が強い渦(高渦度領域)を形成することが出来ない。

一方、 $T=0.90$ より、弾性翼の壁面近傍には広い領域に渡って第二不変量の正の領域が形成されていることがわかる。すなわち、高渦度領域が壁面近傍で広く形成されている。 $T=0.90$ では、弾性翼はその弾性変形が大きい。弾性変形に伴い、第二不変量の正值が弾性翼の壁面上に広く形成されていることから、回転成分の強い渦(高渦度領域)は弾性変形に依存して形成されることがわかる。

図 4.3.3 に、 St 数毎の壁面近傍に形成される回転成分の強い渦の形成位置の結果について示す。横軸は壁面上の位置を示し。緑、青および赤はそれぞれ、 $St=0.18$, 0.36 および 0.64 の結果を示す。

図 4.3.3(a)より剛体翼では、 St 数が大きくなる場合においても回転成分の強い渦の領域は広くなることはなく、ある一定の領域でしか形成されないことがわかる。すなわち剛体翼では、その壁面上に高渦度領域を形成することが出来ない。

一方、図 4.3.3 (b)より弾性翼はその高渦度の形成領域が、 St 数の増加と共に広くなっていく事がわかる。 St 数の増加に伴い弾性変形も大きくなることから、回転成分の強い渦(高渦度領域)は、弾性変形に依存して形成されることがわかる。

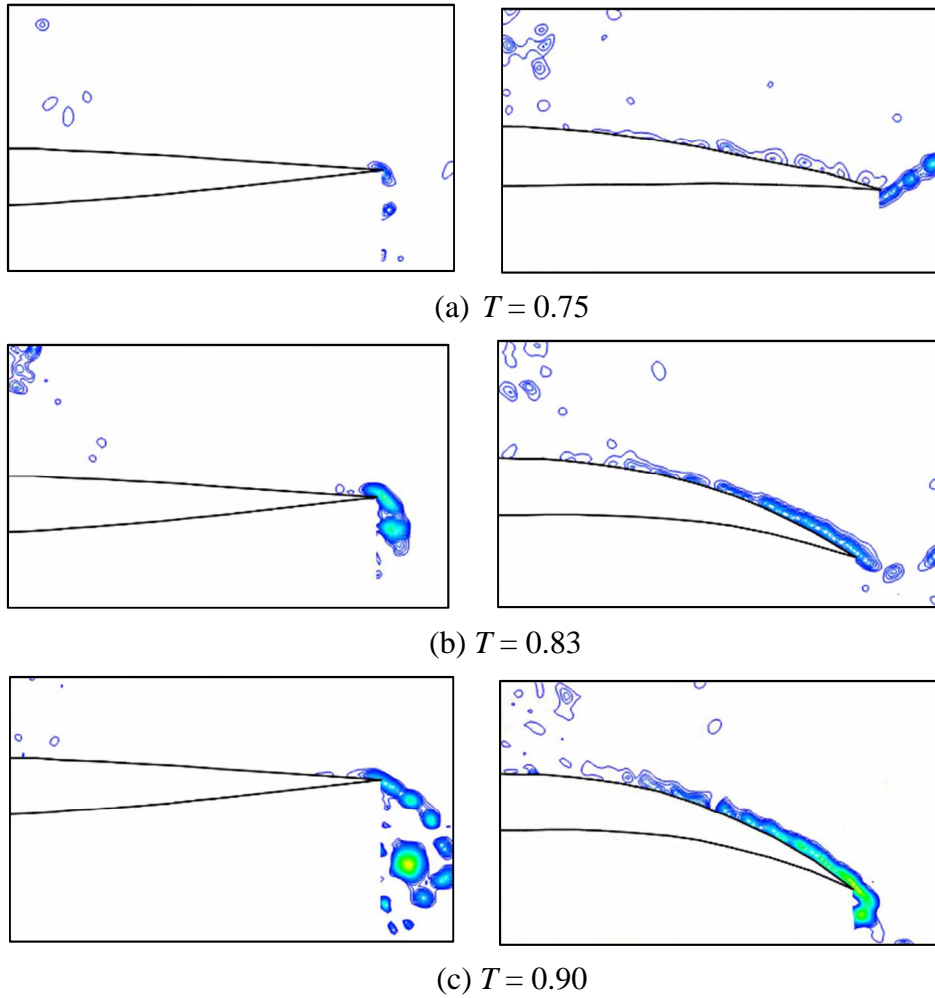
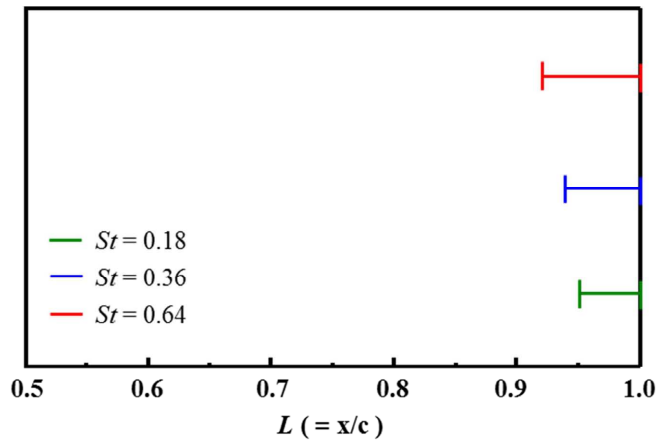
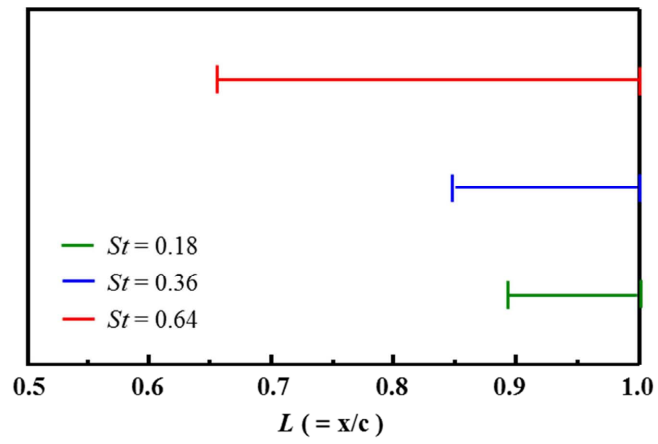


Fig. 4.3.2 Positive value of 2nd invariant of velocity gradient tensor in the vicinity of a wall of heaving NACA0010 (left : Rigid NACA0010 ,right : Elastic NACA0010)



(a) Rigid NACA0010



(b) Elastic NACA0010

Fig. 4.3.3 Genesis region of positive value of 2nd invariant of velocity gradient tensor in the vicinity of a wall of heaving NACA0010

4.4 まとめ

4章では以下のことを明らかにした.

ヒービング運動する剛体翼と弾性翼の壁面近傍の流れを PIV 計測する事により, 弾性運動翼の壁面で何が生じているかどのような特性があるのかを明らかにした. 弾性変形することにより, 弾性翼の壁面近傍に剛体翼とは異なる方向に流れを誘起する. そのため, 弾性翼はその壁面近傍の広い領域で, 渦度を形成し, 翼後縁まで徐々に成長させながら後縁で十分に発達した渦を巻き上げる. さらには, 弾性翼の壁面近傍の渦は y 方向のみではなく x 方向にも空間的に変化するため, せん断成分よりも回転成分が強い渦が形成されるという特性を持つ. また, この回転成分の強い渦は, 弾性変形に伴い形成される傾向にある.

5章 壁面近傍に形成される渦の生成とその成長機構

本章の位置づけを図 5.1 に示すフローチャートに示す。本章では、図 5.2 に示すように弾性運動翼の壁面近傍で生成 - 成長する渦の、特に“生成”に注目をする。実験的手法により明らかにすることが困難である壁面近傍の渦の生成を、汎用流体解析コード ANSYS CFX 12.1 を用いることで、明らかにする。具体的には、弾性変形により壁面近傍に形成される渦の生成を判別し、その成長過程を渦度の式の第一項および第二項を用いて明らかにする。さらに、数値解析でしか捉えることが出来ない渦の散逸などを明らかにする。

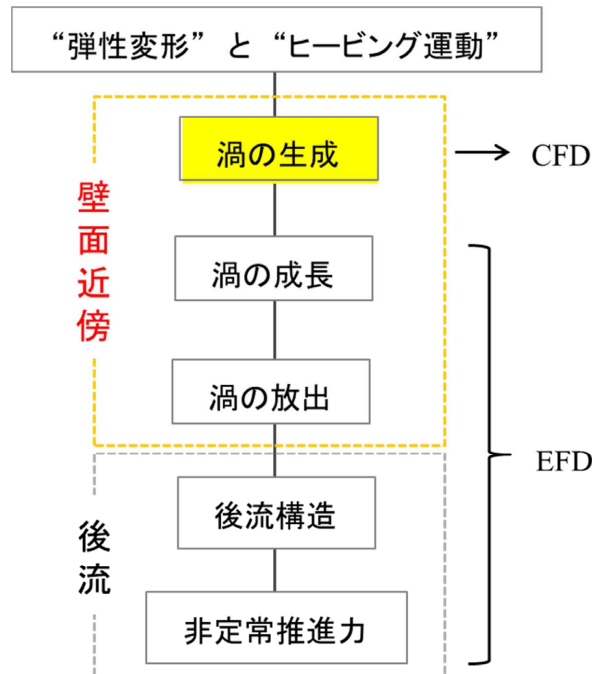


Fig. 5.1 Meanings of this chapter in this paper's flow chart

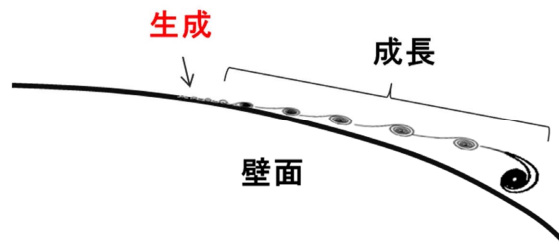


Fig. 5.2 Difference of generation and growth of vortex

5.1 壁面近傍に形成される渦の生成

空間解像度および時間解像度の観点から，運動物体の壁面近傍の渦の生成を実験的に明らかにすることは非常に困難である．そのため，本研究では数値解析を用いて，渦の生成の判別を行った．数値解析条件の詳細は第 2 章に示す．また本研究では，渦の生成の判別を行うために独自の手法を用いた．以下にその手法と結果について記述する．

5.1.1 渦の生成の判別方法

壁面近傍の渦の生成を判別するために，本研究では数値解析における計算格子の壁面第二格子のデータを用いた．これは，壁面第一格子では，渦度の算出において補正項がかかることが懸念されたためであり，壁面第二格子の方がより高精度で渦の生成の判別を行えると判断したためである．

壁面上の第二格子において，式(5-1)で示す渦度の各項の効果をそれぞれ示す事で渦の生成の判別を行った．

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (5-1)$$

渦度の式そのものを渦の判別に用いてしまうと，純粋な渦の生成を判別することが出来ない．これは，渦度が各速度の空間勾配で定義されるためであり，一方の項が 0 になった場合でも渦度の値が存在してしまうためである．すなわち，渦度の一方の項が 0 となる場合，渦度としては値があるために，渦が存在するように認識されるが，実際は図 5.1.2 (a)に示すように，流体要素は回転ではなくせん断変形しているため，渦とは認識することが出来ない．そのため，図 5.1.2 (b)に示すように，回転しているかどうかの判別には渦度の式の第一項と第二項のバランスが非常に重要となる．この第一項と第二項の影響がほぼ同程度であるならば，そこには渦が巻き上がっていると判別することが出来る．

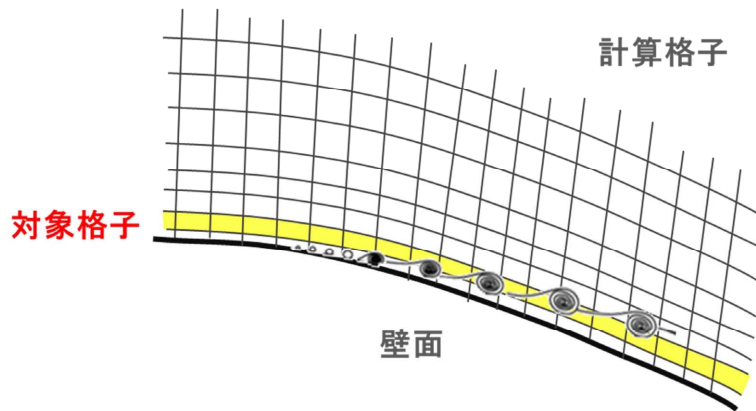


Fig. 5.1.1 Discriminate of the generation of vortex



(a) Shear-strain deformation (b) Rotation deformation

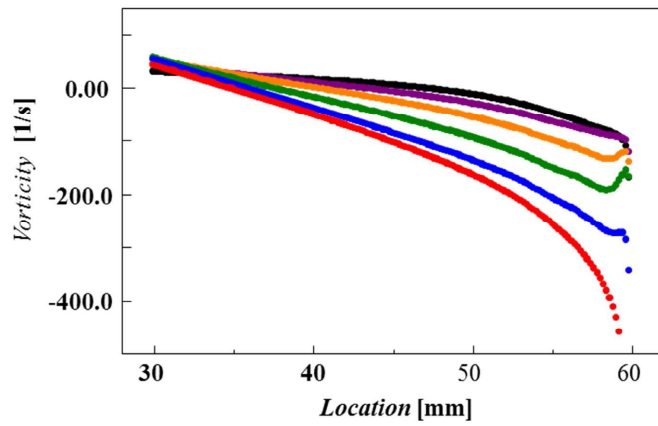
Fig. 5.1.2 Deformation of fluid element

5.1.2 翼弦方向における渦度の成長勾配および各項の影響

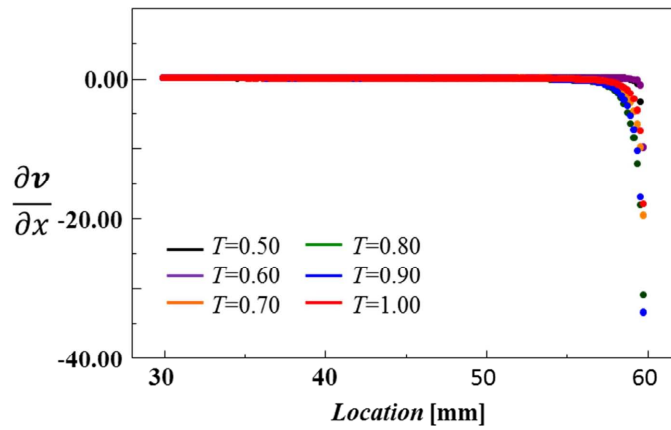
図 5.1.3 および図 5.1.4 にそれぞれ剛体翼および弾性翼の壁面近傍の翼弦方向における渦度の成長勾配および各項の影響について示す。図(a), (b) および(c)はそれぞれ、渦度、渦度の式の第一項および渦度の式の第二項をそれぞれ示す。黒、紫、橙、緑、青および赤はそれぞれ、 $T=0.50, 0.60, 0.70, 0.80, 0.90$ および 1.00 の結果を示す。

図 5.1.3 および図 5.1.4 の(a)に示すように、剛体翼および弾性翼のいずれの翼もすべての周期において渦度は後縁側に行くに従い増加していく。さらに、この渦度は時間経過と共にさらに増加していく傾向にある。

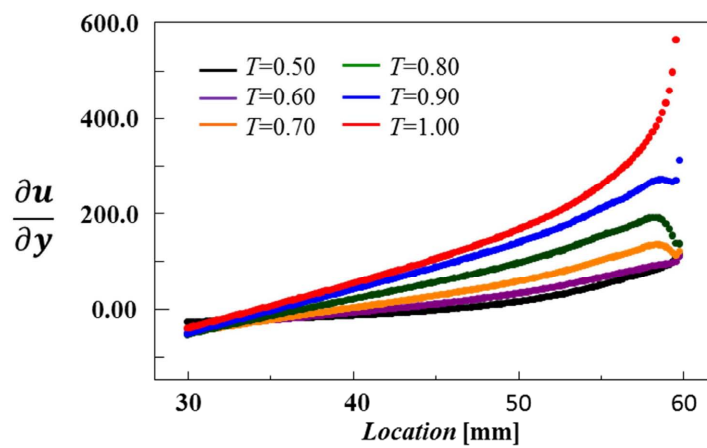
図 5.1.3 および図 5.1.4 の(b)および(c)より、渦度の形成において渦度の第一項はほとんど影響を与えていないことがわかる。すなわち、渦度の増加において重要となるのは渦度の第二項であることがわかる。



(a) Vorticity

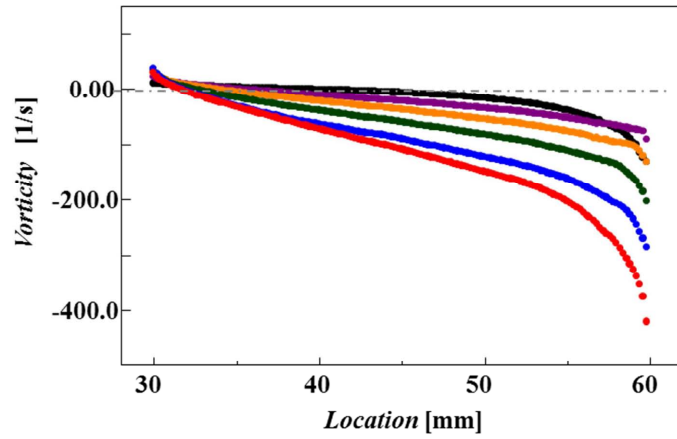


(b) First term of vorticity equation

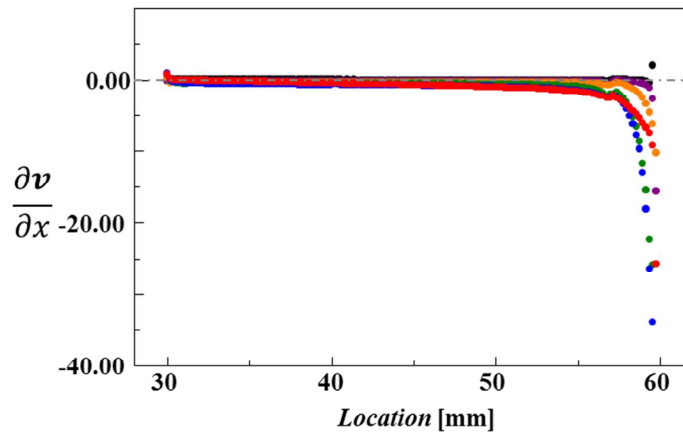


(c) Second term of vorticity equation

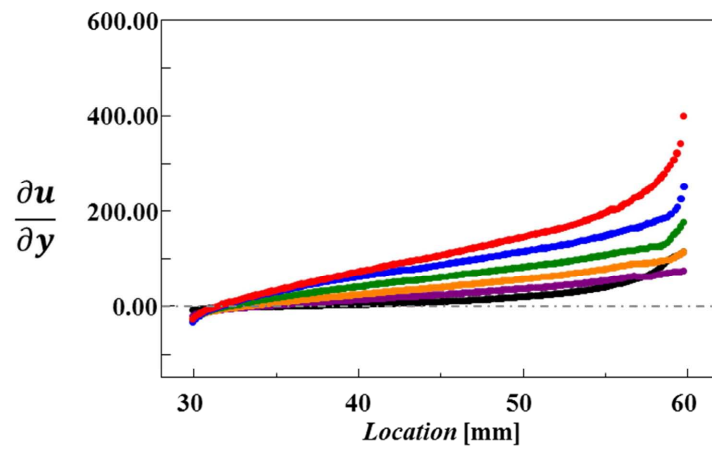
Fig. 5.1.3 Influence of each terms of vorticity equation for rigid plate



(a) Vorticity



(b) First term of vorticity equation



(c) Second term of vorticity equation

Fig. 5.1.4 Influence of each terms of vorticity equation for elastic plate

5.1.3 壁面近傍の渦の形成

渦の生成の判別において重要となるのは、図 5.1.5 に示すように渦度の式中の第一項と第二項のバランスであることを前述した。そのため、壁面近傍に形成される渦の生成を判別するために、本研究では、この渦度の式中の第一項と第二項のバランスを表す物理量として、渦度第一項を渦度で除した値($\frac{\partial v}{\partial x}/\omega$)を用いることとした。図 5.1.6 に示すように、渦度第一項を渦度で除した値が 50%付近であれば、各々の項の影響を含んでいることになるため、回転している渦が存在することを示し、渦度第一項を渦度で除した値が非常に小さい場合および非常に大きい場合は、それぞれ第二項および第一項の影響が非常に大きいことを示すため、渦要素はせん断変形していることを示す。

図 5.1.7 (a)および(b)にそれぞれ剛体翼および弾性翼の壁面近傍の翼弦方向における渦度第一項を渦度で除した値の結果についてそれぞれ示す。横軸および縦軸はそれぞれ、翼弦位置および渦度第一項を渦度で除した値を示す。黒、紫、橙、緑、青および赤はそれぞれ、 $T=0.50-1.00$ の結果を示す。

図 5.1.7 (a)より、剛体の平板上では、後縁以外での翼弦位置において渦度第一項を渦度で除した値がほとんど 0 であることがわかる。図 5.1.3 より、剛体平板の壁面上では渦度が形成されていることがわかる。すなわち、剛体平板上では渦度が広く存在するものの、その渦度はせん断の渦が強く、回転をしている渦は存在しないことがわかる。

一方、図 5.1.7 (b)より、弾性の平板上では瞬間的に渦度第一項を渦度で除した値が大きくなることが確認できる。すなわち、弾性平板の壁面近傍においては、回転の成分を持つ渦が瞬間的に形成されていることがわかる。さらに、この回転の成分を持つ渦は時間経過と共に徐々に前縁側から形成されていることがわかる。

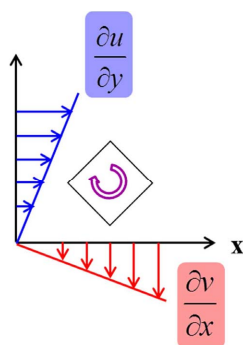


Fig. 5.1.5 Generation of vortex in the vicinity of a wall

5.1.4 渦の形成に寄与する物理量

表 5.1 に、各時刻における弾性平板の壁面近傍に生成された回転成分を持つ渦の位置とその時の渦度第一項を渦度で除した値を示す。5.1.3 節に示した通り、時間経過と共に生成位置が翼弦中心部 ($Location=30$ [mm]) に近づくことがわかる。さらに、渦の生成の判別に用いた渦度第一項を渦度で除した値は、 $t=0.9$ を最大としてその後著しく低下する。これは、運動と共に変化する弾性変形と流体の流入の変化によるものであると考えられる。本節では、この回転成分を持つ渦の形成に寄与する物理量を明らかにする。本研究では、弾性変形による曲率の変化および流入角の変化を表す相対迎え角について特に注目した。

図 5.1.8 に、翼弦方向における弾性平板の曲率の変化を示す。黒、紫、橙、緑、青および赤はそれぞれ、 $T=0.50 - 1.00$ の結果を示す。図 5.1.8 より、 $t=1.0$ を除くすべての時間において、翼後縁に向かって曲率が増加していく事がわかる。また、その曲率は、下死点付近で大きくなる傾向にある。表 5.1 の結果と比較すると曲率の変化と渦の生成は対応していないことがわかる。すなわち、曲率の変化のみでは、回転成分を持つ渦を生成することが出来ない事が確認できる。

図 5.1.9 に、弾性平板の相対迎え角の時間変化を示す。図 5.1.8 と同様に黒、紫、橙、緑、青および赤はそれぞれ、 $T=0.50 - 1.00$ の結果を示す。曲率とは異なり、相対迎え角は弾性変形量のみではなく運動の影響を受けるため、時間ごとに大きく変化していることがわかる。表 5.1 に示す結果と比較すると、相対迎え角は、直接渦の生成には寄与していないことがわかる。

図 5.1.10 に、相対迎角に対する曲率の変化を示す。相対迎角に対する曲率の傾きに注目すると、その傾きは渦度第一項を渦度で除した値と傾向が似ていることがわかる。すなわち、弾性変形による曲率の変化と相対迎え角の変化のバランスにより、弾性平板の壁面上には回転成分を持つ渦が形成されることが考えられる。

Table 5.1 Genesis location of rotational component vortex and value of $\frac{\partial v}{\partial x}/\omega$

t	$Location$ [mm]	$Value$ [%]
0.5	40.4	28.3
0.6	39.6	29.1
0.7	39.2	39.4
0.8	39.0	41.8
0.9	34.6	86.0
1.0	32.2	13.2

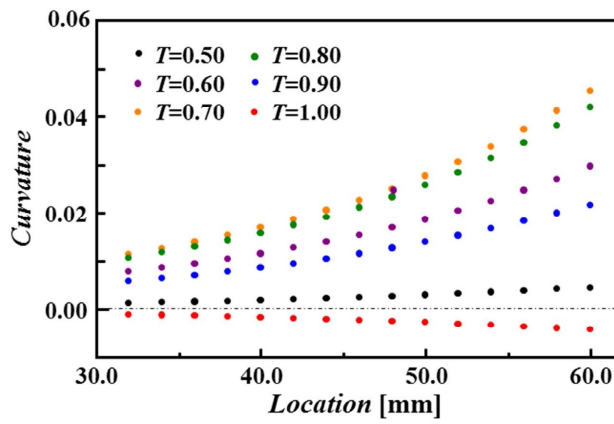


Fig. 5.1.8 Time variation of curvature of elastic plate

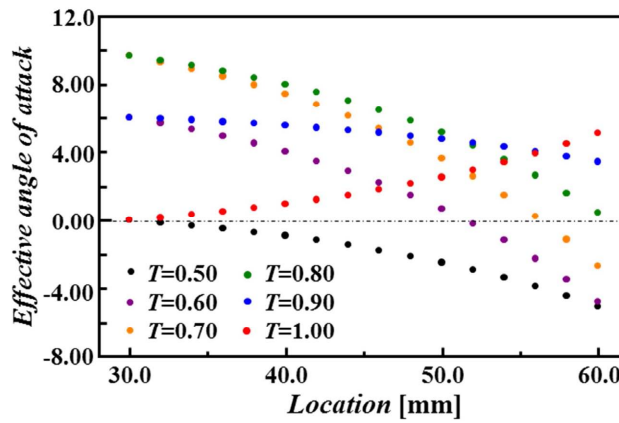


Fig. 5.1.9 Time variation of effective angle of attack

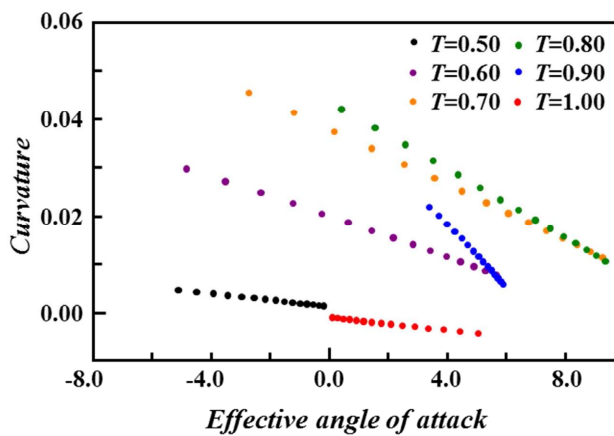


Fig. 5.1.10 Curvature of elastic plate against effective angle of attack

5.2 壁面近傍に形成される渦の成長

壁面近傍に生成される渦の判別を行い，渦の生成に必要なのは，弾性変形による曲率の変化と相対迎え角の変化であり，渦度第一項の影響が強いことがわかった．続いてこの章においては，渦の成長に効果的な項はどちらかを明らかにしていく．

5.2.1 渦の成長の評価方法

壁面近傍の渦の成長を判別するために，図 5.2.1 に示すように数値解析における計算格子の壁面第二格子から第十格子までのデータを用いることとした．渦の成長は，渦の生成後，境界層内で生じる．そのため，境界層内にあると考えられる格子(第二層から第十層)の渦度と渦度の式中の各項の値を基に渦の成長の判別を行うこととした．

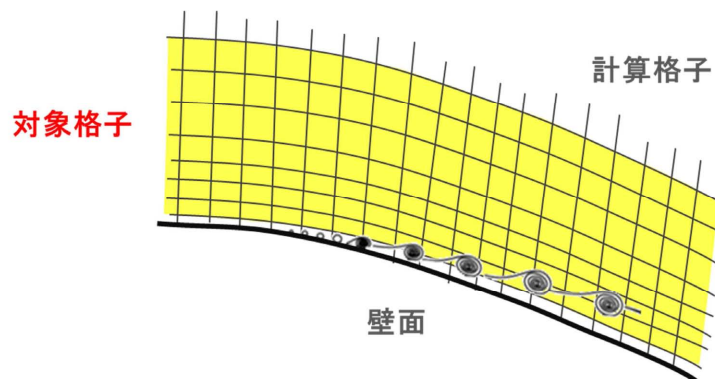
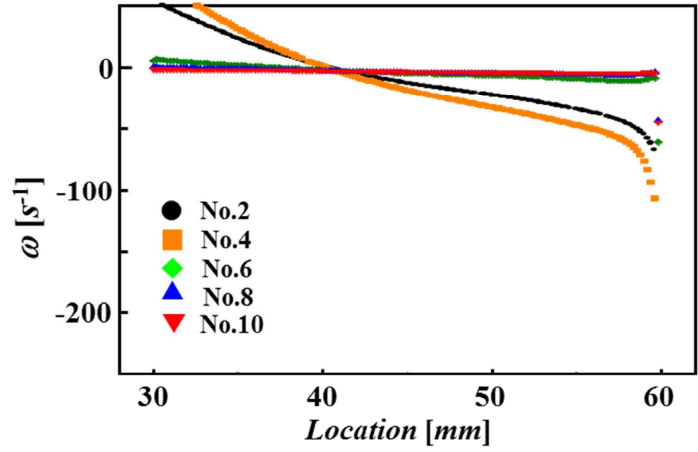


Fig.5.2.1 Discriminate of the growth of vortex in the vicinity of a wall

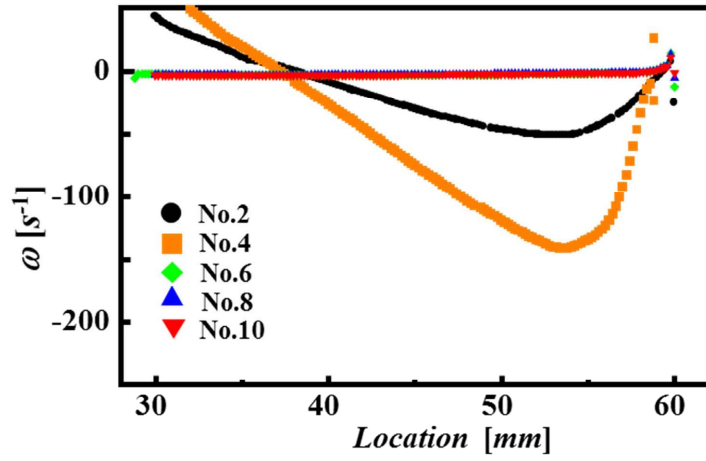
5.2.2 壁面近傍の渦の成長

図 5.2.2 および図 5.2.3 にそれぞれ弾性翼の壁面近傍の翼弦方向における渦度と渦度の式の第二項($\frac{\partial u}{\partial y}/\omega$)をそれぞれ示す．図(a)，(b)および(c)はそれぞれ $T=0.60, 0.80$ および 1.00 の結果を示す．横軸および縦軸はそれぞれ，翼弦位置および渦度第二項を示す．No.2-No.10 はそれぞれ，壁面上の格子第二層 - 第十層のデータを示す．

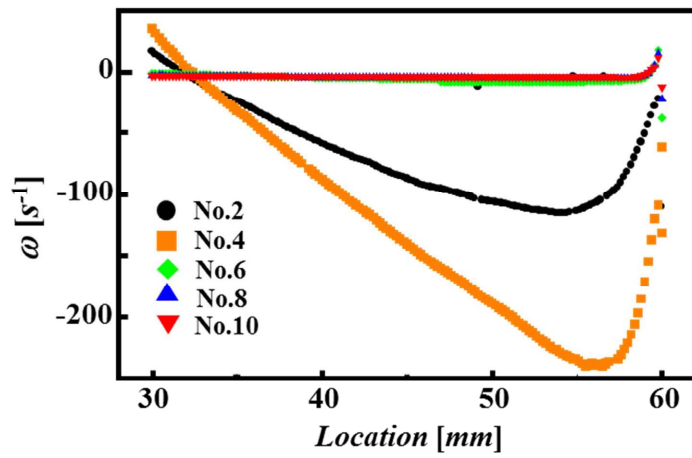
図 5.2.2 および図 5.2.3 より，渦度は渦度の第二項の影響が非常に強いことが確認できる．さらに，壁面近傍を成長する渦は，境界層の外側へ移動するわけではなく，壁面に沿って成長する傾向にあることがわかる．



(a) $T=0.60$

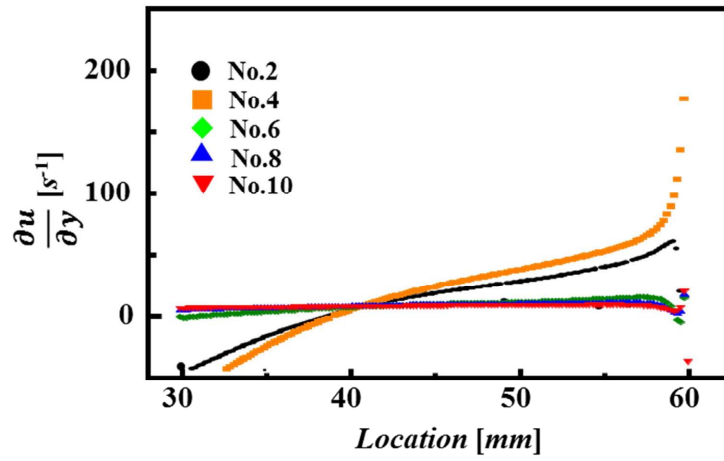


(b) $T=0.80$

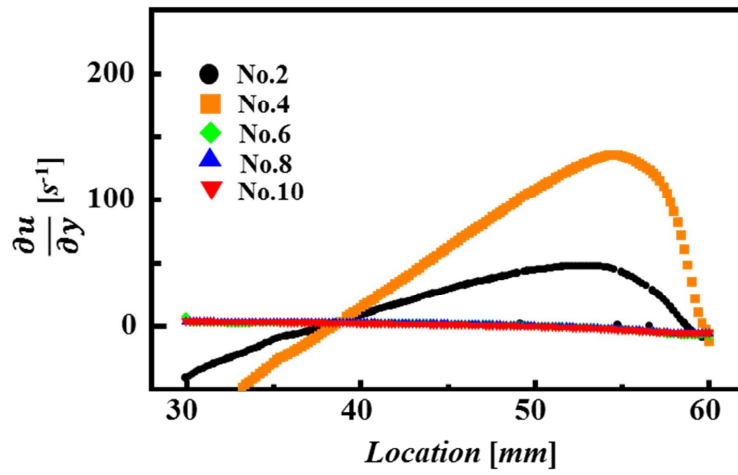


(c) $T=1.00$

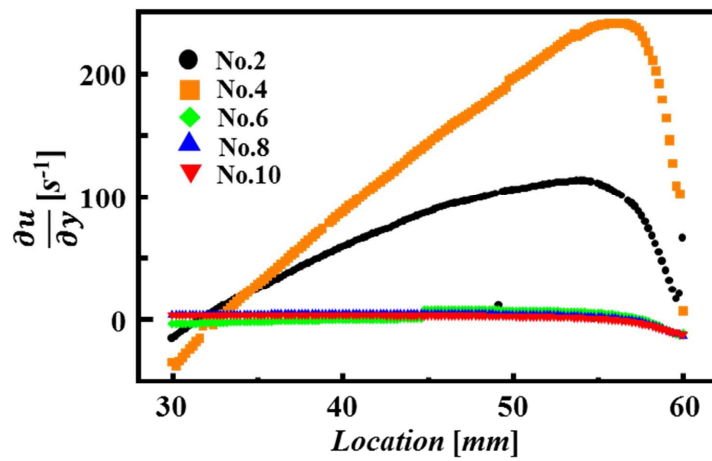
Fig. 5.2.2 Discriminate of the growth of ω in the vicinity of a wall



(a) $T=0.60$



(b) $T=0.80$



(c) $T=1.00$

Fig.5.2.3 Discriminate of the growth of $\partial u/\partial y$ in the vicinity of a wall

5.2.3 壁面近傍に形成される渦の散逸率

第4章より、剛体翼と弾性翼の壁面近傍に形成される渦度はその成分が大きく異なることを明らかにした。しかしながら、その成分が異なる渦度が実際にどのような影響をもたらすかについては明らかになっていない。そこで、剛体翼と弾性翼の後流構造において、渦度の減衰が大きく変化することから、本章では壁面近傍に形成される渦のエネルギー散逸率に注目し、渦度の成分とエネルギー散逸率の関係を、数値解析を用いて明らかにすることとした。

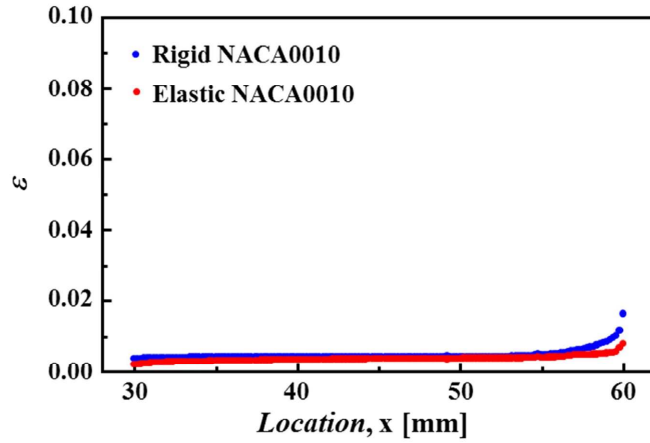
図5.2.4に剛体翼および弾性翼の壁面近傍に形成された渦のエネルギー散逸率を示す。エネルギー散逸は、壁面上で渦度が集中する第一格子から第十格子までの値を積分することで算出した。横軸および縦軸はそれぞれ、翼弦位置およびエネルギー散逸率を示す。青および赤はそれぞれ、剛体翼および弾性翼の結果を示す。図5.2.4(a), (b)および(c)はそれぞれ、 $T = 0.60, 0.80, 1.00$ の結果を示し、本研究でのエネルギー散逸率は式(5-2)に示す。

$$\varepsilon = \nu \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x} + \frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2} \quad (5-2)$$

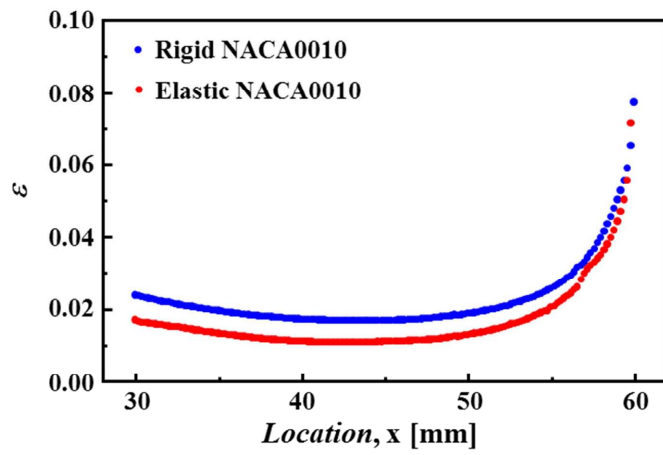
いずれの結果においても、翼後縁に向かうに伴いエネルギー散逸率は増加していくことがわかる。また、翼弦中心部付近においてもエネルギー散逸率が高くなることがわかる。これは、前縁にてはく離した渦が時間経過と共に翼弦中心部付近まで流れてくるためである。

図5.2.4(a)より、いずれの運動翼の壁面上にも渦度はあまり形成されていないため、エネルギー散逸率は剛体翼と弾性翼で差は生まれず、いずれも低いことがわかる。

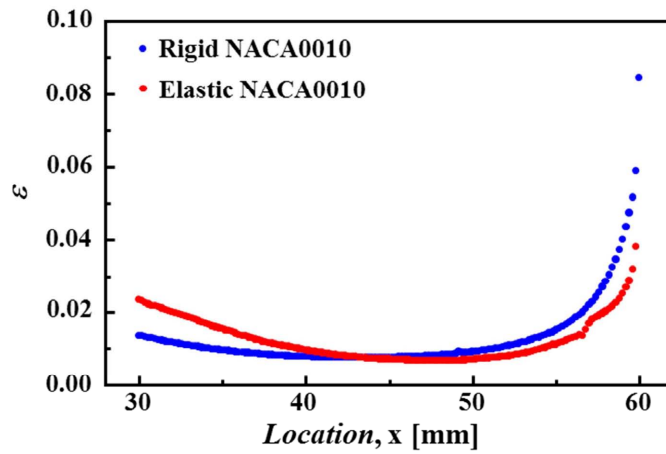
図5.2.4(b)および(c)より、時間経過に伴い、エネルギー散逸率は全体的に増加していく事がわかる。また、剛体翼壁面近傍には弾性運動翼壁面近傍よりも形成されるエネルギー散逸率が高いことがわかる。すなわち、弾性翼に比べて剛体翼の壁面近傍には、消散しやすい渦が形成される。そのため、剛体翼後流から巻き上がる渦は、弾性翼よりも消散しやすいと考えられ、このため、後流構造を形成する際は、剛体翼は弾性翼よりも渦度の減衰が大きいと考えられる。



(a) $T=0.60$



(b) $T=0.80$



(c) $T=1.00$

Fig. 5.2.4 Dissipation in the vicinity of a wall of heaving NACA0010

5.3 まとめ

5章では以下のことを明らかにした.

ヒービング運動する剛体平板と弾性平板の数値解析を行い, その渦の生成および成長過程と散逸率を明らかにした. 弾性平板の面上では, 瞬間的に渦度の式の第一項の影響が大きくなり, 回転成分の強い渦が生成される. この渦度第一項により生成された渦は, その後, 渦度第二項により大きく成長する. さらに, 回転成分が強いこの渦は, せん断成分が強い渦を持つ剛体平板の壁面近傍の渦よりも散逸率が低いため, 消散しづらい.

6章 境界層の非定常変化と翼後縁からの渦放出

図 6.1 に本章の位置づけを示す. 本章では, 弾性運動翼の壁面近傍で生成 - 成長する渦が, 翼後縁から放たれるときの渦の“放出”に注目をする. 弾性変形に伴い生成 - 成長された渦は, 面上に形成された境界層と共に後縁から巻き上がる. 本章では, この非定常で変化する(息継ぎする)境界層が弾性変形により, その発達を変化させ, 巻き上がりに至るまでを PIV 計測により実験的に捉え, その弾性運動翼特有の機構について明らかにする. 具体的には, $St=0.64$ において, 弾性変形による壁面近傍の境界層の運動量厚さの変化, さらには壁面近傍に形成されている渦がどのように放出されるかについて明らかにする.

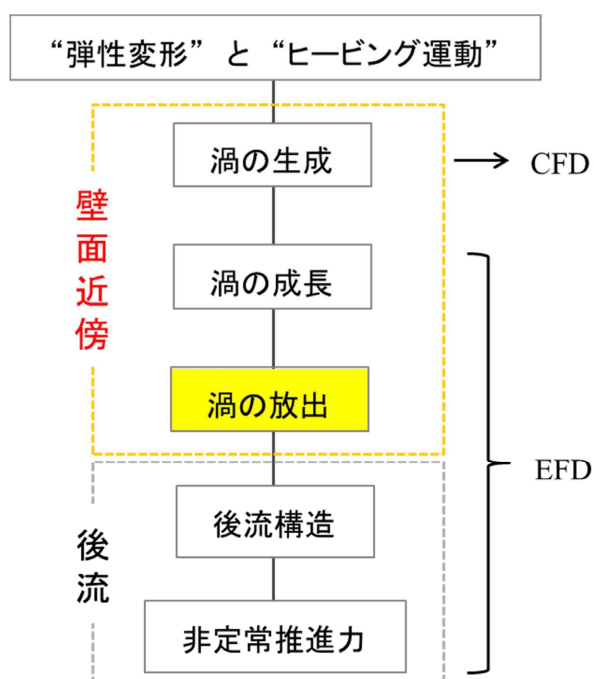


Fig. 6.1 Meanings of this chapter in this paper's flow chart

6.1 ヒービング運動翼壁面の境界層の時間変化

前章より, 剛体翼と弾性翼ではその後流構造において大きな差があることをすでに報告した. ここでは, その原因となる渦放出に注目し, 渦放出に大きく関連する壁面上の境界層の厚さに注目する. 後流構造を形成するのは, 壁面で形成された境界層が巻き上がるためであり, この壁面の境界層が弾性変形によって大きく変化すると考えられる. さらには, 弾性運動翼は運動と変形の 2 つ

の非定常で変化する物理量を持つため、その壁面に形成される境界層は大きく時間変化すると考えられる。以下の小節においては、この境界層の時間変化についての実験結果について報告する。

6.1.1 壁面近傍で翼弦方向に誘起される流れの変化

弾性運動翼の弾性変形による境界層の変化を明らかにするために、剛体翼および弾性翼の壁面近傍で翼弦方向に誘起される流れの変化を PIV 計測により捉えた。図 6.1.1 にヒービング運動する剛体翼および弾性翼の壁面近傍で翼弦方向に誘起される流れを示す。図 6.1.1 (a),(b)および(c)はそれぞれ、 $T=0.75, 0.83$ および 0.90 の結果を示す。

剛体翼および弾性翼いずれの結果においても、壁面において誘起される流れは時々刻々と大きく変化することが確認できる。しかしながら、その誘起される流れは剛体翼と弾性翼では大きく異なることも確認できる。

剛体翼の壁面近傍では、翼弦中心付近の流れは時間によってほとんど変化していないのに対し、後縁付近の誘起される流れは、 $T=0.83$ 以降で非常に大きくなることがわかる。

一方、弾性翼の場合、翼後縁のみではなく、翼弦中心付近から流れを誘起していることがわかる。さらにその誘起する流れは剛体翼よりも小さいことも確認できる。弾性変形により、その誘起される流れの領域および大きさが大きく変化していることがわかる。

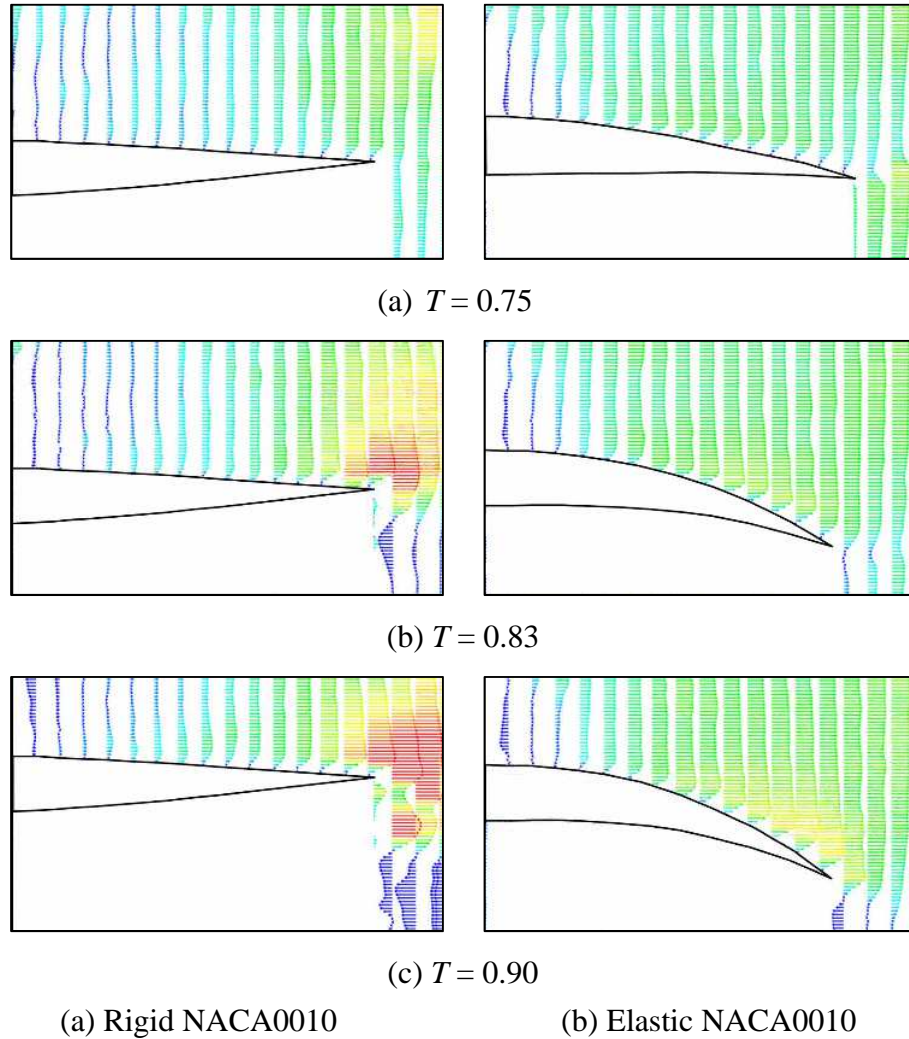


Fig. 6.1.1 Induced flow toward chord-wise in the vicinity of a wall of heaving NACA0010

6.1.2 運動量厚さの時間変化

壁面に形成される境界層の厚さの時間変化を定量的に明らかにするために、式(6-1)を用いて、各翼弦の位置の運動量厚さの時間変化を算出した。式中の u および V はそれぞれ PIV 計測によって得られた x 方向の速度と主流速度である。今回、運動量厚さを求める際に使用した境界層外縁の速度は主流速度である。

$$\theta = \int_0^{\infty} \frac{u}{V} \left(1 - \frac{u}{V} \right) dy \quad (6-1)$$

表 6.1.1 および 6.1.2 に剛体翼壁面近傍および弾性翼壁面近傍に形成される境界層の運動量厚さの時間変化について示す。いずれも翼弦位置 $x = 35, 45, 55$ [mm]の位置における時間変化について示す。

表 6.1.1 より、壁面上に誘起される流れの変化と同様に、剛体翼壁面近傍の各翼弦位置における境界層の厚さは時々刻々と変化する。どの時刻においても翼後縁にいくにつれ、その厚さは薄くなる傾向となり、また、時間変化においては、下死点時に厚くなる傾向にあることも確認した。翼後縁付近において下死点以降は、運動量厚さが負の値になることがわかる。運動量厚さが負になるという事は、その定義方法から、増速されることにより運動量が増加することを示している。すなわち、壁面噴流あるいは境界層制御における吹き出し口からの JET のように振る舞っていることがわかる。剛体翼においても、ヒービング運動することにより境界層は息づくように変化しながら渦を放出していることが確認できる。

表 6.1.2 より、剛体翼と同様に弾性翼の壁面近傍も時々刻々とその境界層の厚さが変化することが確認できる。弾性翼の場合、剛体翼と比べて運動量厚さが負になる位置が大きく異なる。弾性翼の場合、運動量の増加は、弦方向でより前縁側で生じる。これは、6.1.1 章で壁面近傍に誘起される流れでも示した通り、弾性翼はその弾性変形により前縁側から流れを誘起し、運動量を増加させるためであると考えられる。

図 6.1.2(a)および(b)にそれぞれ剛体翼および弾性翼の翼弦位置に対する運動量厚さの時間変化を示す。横軸および縦軸はそれぞれ、翼弦位置および運動量厚さを示す。黒、橙、緑、青および赤はそれぞれ $T=0.55, 0.65, 0.75, 0.85$ および 0.95 の結果を示す。

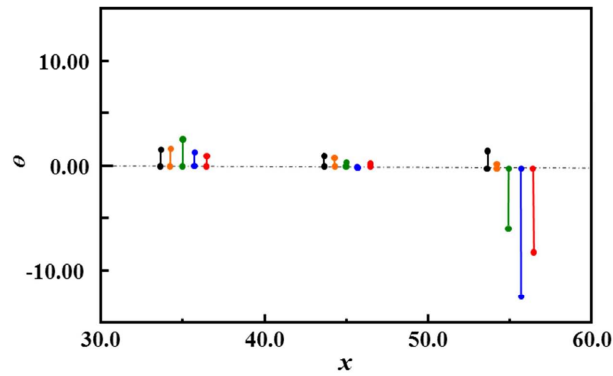
図(a)および(b)の $x=35$ の結果より、翼弦中心部では、剛体翼も弾性翼も大きな差がなく同じであることがわかる。さらに、 $x=55$ の結果より、翼後縁付近においても、剛体翼と弾性翼では大きな差は生じない。しかしながら、 $x=45$ の結果を比較すると、剛体翼と弾性翼は大きな違いがあることがわかる。すなわち、弾性特有の性質が表れるのは翼弦の中心部付近や翼の後縁ではなく、 $x=45$ 付近であることがわかる。

Table 6.1.1 Time variations of momentum thickness on the rigid NACA0010

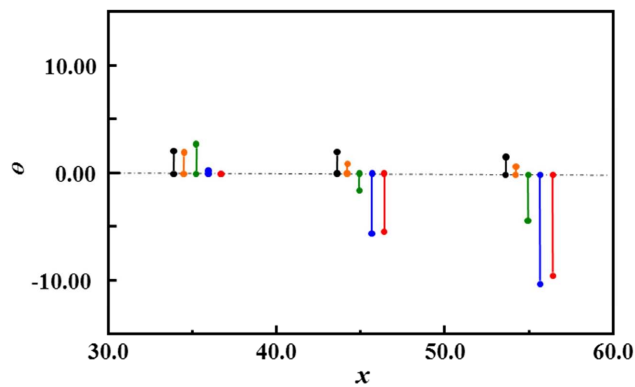
		<i>T</i>				
		<i>0.55</i>	<i>0.65</i>	<i>0.75</i>	<i>0.85</i>	<i>0.95</i>
<i>x</i>	<i>35</i>	1.91	1.99	2.46	1.87	1.45
	<i>45</i>	1.76	1.30	0.68	-0.82	0.09
	<i>55</i>	1.63	0.84	-6.81	-13.8	-9.13

Table 6.1.2 Time variations of momentum thickness on the elastic NACA0010

		<i>T</i>				
		<i>0.55</i>	<i>0.65</i>	<i>0.75</i>	<i>0.85</i>	<i>0.95</i>
<i>x</i>	<i>35</i>	1.93	1.98	2.58	0.13	-0.189
	<i>45</i>	1.86	1.03	-1.82	-5.78	-5.61
	<i>55</i>	1.49	0.55	-4.62	-10.4	-9.96



(a) Rigid NACA0010



(b) Elastic NACA0010

Fig. 6.1.2 Momentum thickness in the vicinity of heaving airfoils

6.1.3 境界層の非定常変化と壁面近傍の渦の成長過程の変化

6.1.2 章より剛体翼および弾性翼の壁面近傍の境界層の息継ぎを明らかにした。壁面に形成される境界層とその壁面に形成される渦は大きく関係するため、壁面における渦の成長の変化を計測した。

図 6.1.3 に翼弦方向に対する渦度の時間変化について示す。横軸および縦軸はそれぞれ翼弦位置と渦度の値を示している。青および赤はそれぞれ剛体翼および弾性翼の結果を示す。

結果より、剛体翼と弾性翼では、渦度の形成位置が大きく異なることがわかる。前章に示した境界層の結果と同様である。さらに、弾性翼の壁面上の渦度は剛体翼よりも大きくなる。

図 6.1.4 に無次元化されたヒービング運動周期に対する渦度の時間成長について示す。横軸および縦軸はそれぞれ無次元運動周期と渦度の値を示している。青および赤はそれぞれ剛体翼および弾性翼の結果を示している。

結果より、剛体翼の渦は急激に渦を成長させている事が確認できる。また、弾性翼の渦は、ゆっくりと大きく渦度が成長していく様子がわかる。またその成長勾配は一定であることも確認できる。

すなわち、以上の 2 つの結果より、剛体翼は後縁付近で生まれた渦を急激に成長させ後縁から巻き上げ、弾性翼は壁面の前縁側から渦を形成し、ゆっくりと大きく成長させ、十分に発達させた渦を後縁から巻き上げることがわかる。これらの結果は、境界層の時間変化と全く同じになる。

さらには、 $St=0.64$ 以外の $St=0.18$ および 0.36 においても同様の事が確認できる。図 6.1.5 および図 6.1.6 に $St=0.18$ および 0.36 における翼弦方向に対する渦度の時間変化の結果をそれぞれ示す。

図 6.1.5 および図 6.1.6 より、 St 数の低下に伴い、剛体翼と弾性翼の壁面近傍の渦度の時間変化は同傾向となることがわかる。すなわち、弾性変形が小さくなるほど弾性翼の壁面近傍の境界層の発達過程が剛体翼の壁面近傍の境界層の発達過程に近づいていく事を示している。これは、壁面近傍に形成される渦度の放出過程および境界層の発達過程が弾性変形に大きく影響を受けている事を示している。

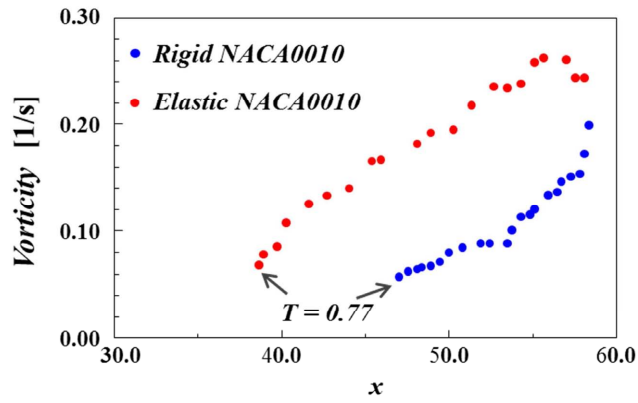


Fig. 6.1.3 Growth of vorticity in the vicinity of a wall against the chordwise direction

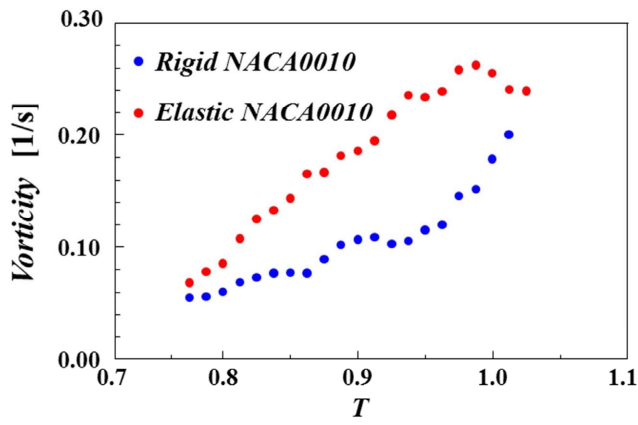


Fig. 6.1.4 Growth of vorticity in the vicinity of a wall against the non dimensionalized time

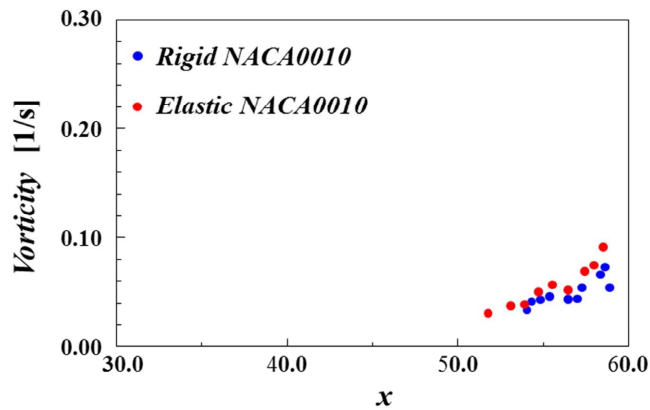


Fig. 6.1.5 Growth of vorticity in the vicinity of a wall against the chordwise direction at $St = 0.18$

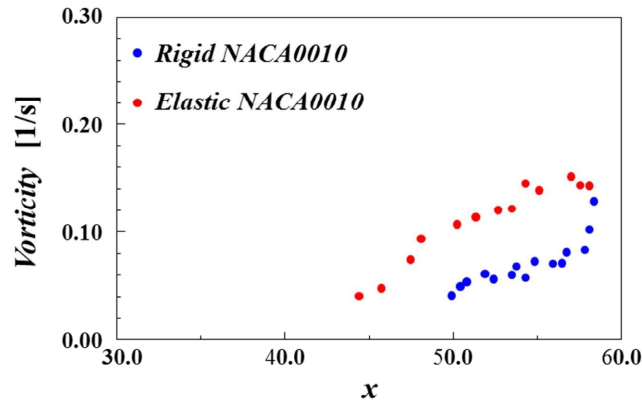


Fig. 6.1.6 Growth of vorticity in the vicinity of a wall against the chordwise direction at $St = 0.36$

6.2 翼後縁から後流への渦放出

これまでに、運動翼の壁面近傍の渦流れとその後流構造を詳細に明らかにしてきた。そのため、本章では、その壁面から巻き上がる渦がどのように後流構造を形成するかについて注目する。

後流への渦放出をPIV計測で捉えるために、設定した計測領域を図6.2に示す。翼後縁から0.6弦長後方までを対象とし、その後流構造の形成過程を明らかにする。

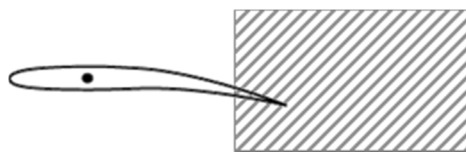


Fig. 6.2 PIV measurement for formation of the wake structure

6.2.1 後流に巻き上がる渦の渦度の時間変化

壁面近傍を成長した渦がどのように後流構造を形成するかを明らかにするために、運動翼後縁から後流に巻き上がる渦の渦度の時間変化を計測した。

図6.2.1 (a)および(b)にそれぞれ、剛体翼および弾性翼の翼後縁から巻き上がり後流構造を形成する過程をそれぞれ示す。いずれも $T=0.00, 0.25, 0.50$ および 0.75 の結果を示す。剛体翼に比べ弾性翼は、その後流の渦が拡散せずにそのまま後流まで残っていることが確認できる。

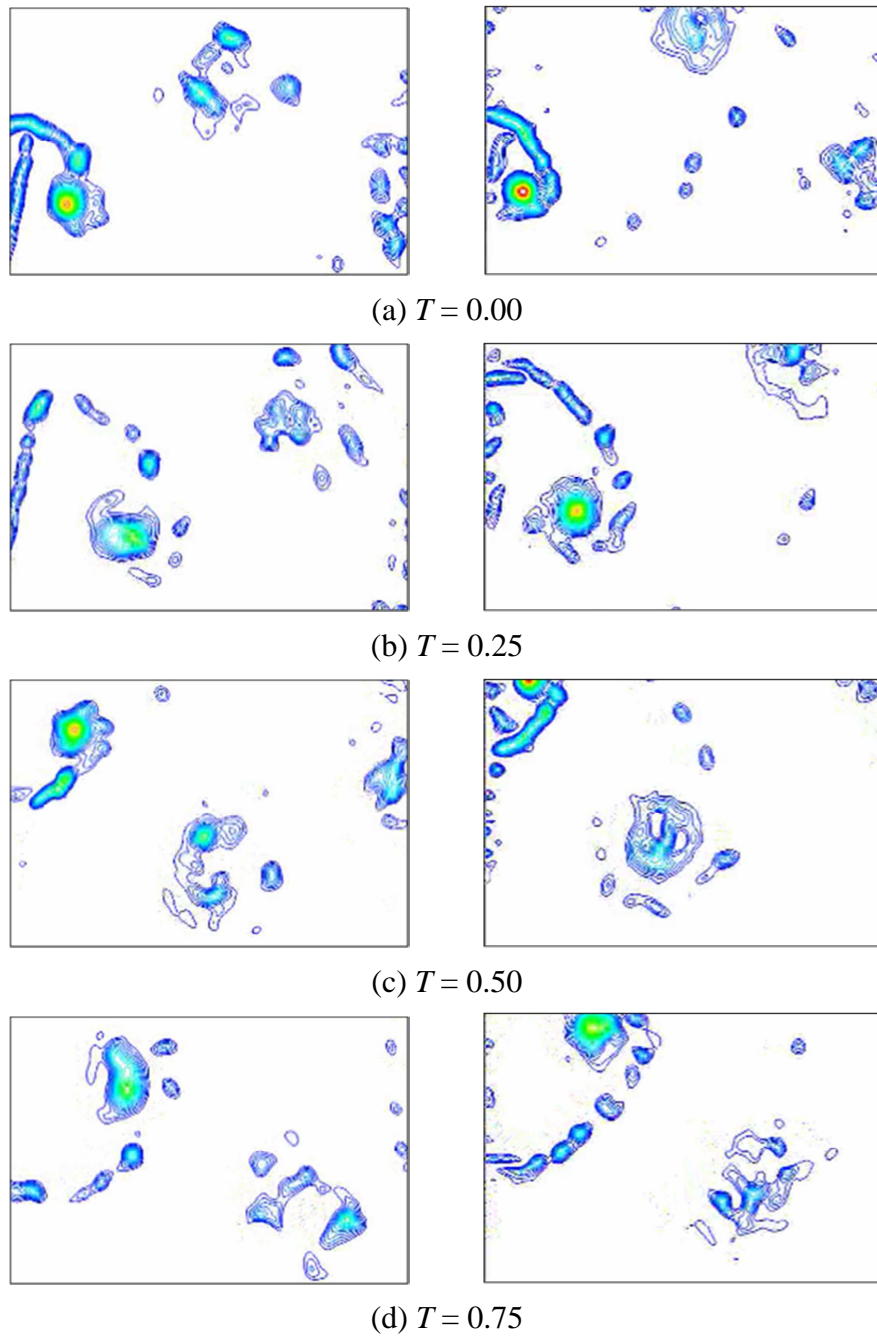


Fig. 6.2.1 Time variation of vorticity in the wake of heaving airfoils
 (left : Rigid NACA0010 right : Elastic NACA0010)

6.3 まとめ

6章では以下のことを明らかにした.

ヒービング運動する剛体翼と弾性翼の壁面近傍に形成される境界層の息継ぎとそれに伴う渦の放出機構の変化を明らかにした. 剛体翼および弾性翼に関係なく, ヒービング運動をすることにより壁面近傍の境界層は息継ぎするように時間的に変化する. しかしながら, 弾性変形によりその息継ぎの方法は大きく異なり, 剛体翼が強い息を一瞬で吹き出すように渦を吐出することに対し, 弾性翼は大きく息を吸い込み, ゆっくりと渦を吐き出す.

7章 結論

7.1 本研究の結論

以上の研究を通して明らかになったことを以下に列挙する。壁面近傍における渦の生成からその成長および放出，さらには後流構造の形成と推進力の発生までの一連のストーリーを示している。

1. 弾性翼壁面近傍に形成される渦は，剛体翼の場合とは異なり，瞬間的に大きくなる渦度の式の第一項の効果により生成される。
2. ヒービング運動翼壁面近傍に形成される渦は，渦度の式の第二項の効果により大きく成長される。
3. 弾性翼壁面近傍の渦は弾性変形により，渦度の式の第一項および第二項の2つの効果により生成・成長するため，剛体翼のようにせん断成分の強い渦ではなく，回転成分の強い渦を形成する。さらにこの回転成分の強い渦は，弾性変形に伴い形成される傾向にある。
4. ヒービング運動翼壁面近傍に形成される境界層の厚さは周期的に変動する。すなわち，壁面上では，運動量の損失だけでなく供給も行われており，流れの増速や減速がおこなわれる。またこの周期的な変動は剛体翼と弾性翼で異なる。剛体翼が後縁付近の渦を一瞬で強く吐出することに対し，弾性翼は面上で成長した渦をゆっくりと吐出する。そのため，壁面上における渦の成長も剛体翼と弾性翼では大きく異なる。
5. 弾性翼壁面近傍の渦の散逸率は剛体翼よりも低いため，後流構造の形成において消散が小さくなり，それに伴い渦の減衰も小さくなる。そのため，後流まで渦度を保ったまま渦列を形成できるため，誘起される流れが剛体翼よりも強くなる。
6. 弾性運動翼の後流では，4に示した結論のように剛体運動翼の後流よりも強い流れを誘起することが出来るため，非定常推進力は剛体翼に比べ非常に大きくなる。

以上の結果をまとめた一連の図を図 7.1 に示す.

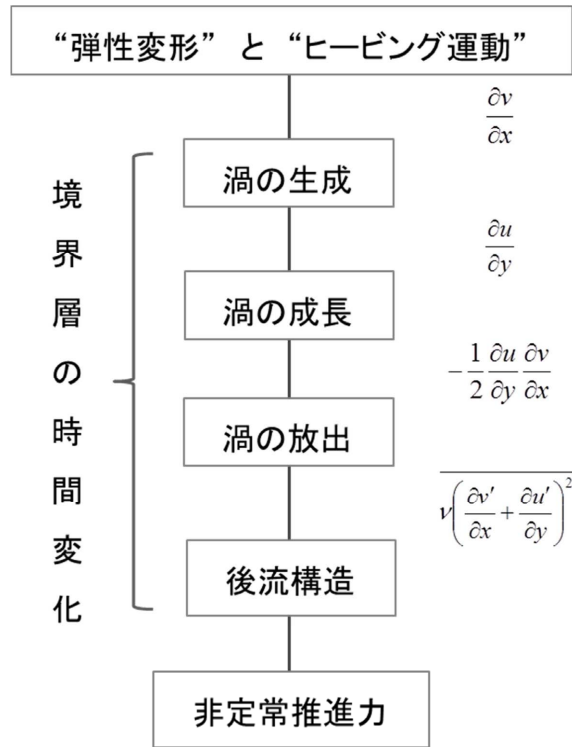


Fig. 7.1 Flow chart of this papers result

7.2 今後の課題と展望

本研究では弾性を有する壁面近傍の渦の成長過程とその後流への渦放出過程を明らかにした。この章では、本研究において明らかにしたことを踏まえ、今後の研究の課題や展望を列挙する。

1. ヒービング運動一周期における弾性翼壁面近傍の渦の挙動の変化

本実験は、弾性変形する際の壁面近傍の渦の成長の変化および渦の放出機構について詳細に明らかにすることを目的とした。そのため、運動に対して弾性変形が大きく生じるヒービング運動の $1/4$ 周期のみ ($0.75 < T < 1.00$) に注目している。しかしながら、この $1/4$ 周期だけでは弾性翼の特徴が全て出ているとは言いがたい。例えば、図 7.2.1 (a) および (b) に示すのはそれぞれ、上死点から振幅中心に向かう弾性翼の壁面近傍の渦度分布および速度分布について示したものである。

図(a)より、弾性翼の面上では個別の渦が形成されていることがわかる。これは、剛体翼では生じない現象である。これは、図(b)に示す速度分布から、その面上では速度の変曲点が生じ、不安定性が増すことで渦が個別に形成しているものと考えられる。さらに、この時点で発生した渦は弾性変形と運動に伴い、せん断層に取り込まれて渦度として後縁から巻き上がっていく様子を見ることが出来た。このように今回注目した周期以外においても、弾性変形の流れ場への影響および特有の機構が見て取れる。そのため、運動一周期を詳しく見る必要があり、その壁面近傍の渦や境界層の振舞いの変化を明らかにする必要がある。

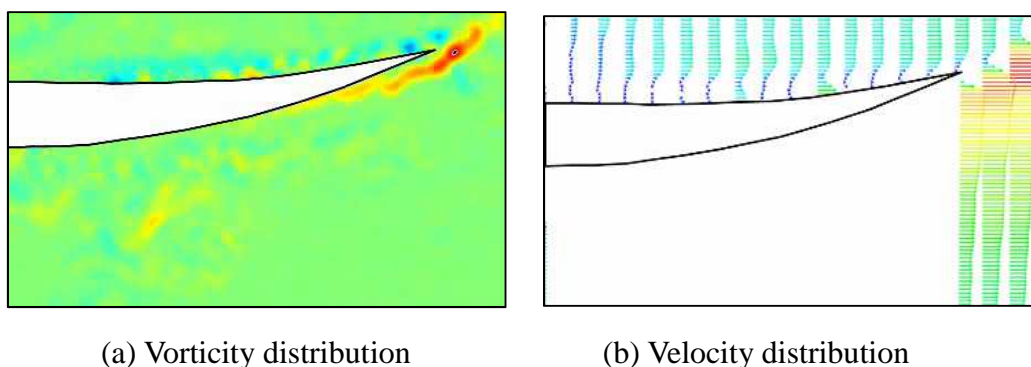
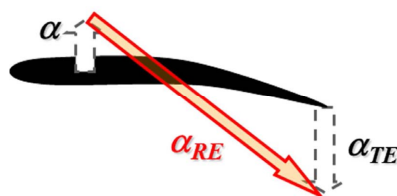


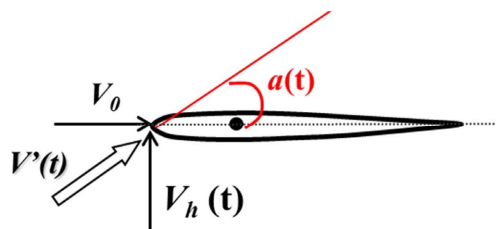
Fig. 7.2.1 Vicinity of a wall of elastic NACA0010 moving from top dead point to center point of heaving motion

2. 弾性変形の何が重要なのか？ 弾性変形の物理量への置き換え

弾性変形により壁面近傍の流れ場が大きく変化をすることがわかった。しかしながら，弾性変形により変化した物理量の中で，渦の成長に大きく寄与した物理量は明らかにされていない。本研究室では，弾性変形により変化する数多くの物理量の中から，図 7.2.2 (a)および(b)に示す加速度の空間勾配と相対迎え角に注目し，これらにより現象を整理しようと試みた。壁面近傍の渦の成長という非常なマイクロな現象に対して，マクロな物理量を用いてマクロな流体力との繋がりを持つようとした。しかしながら，現時点では両者には定性的な傾向の一致は見られるものの，詳細な変化を表すことができるほどの物理量には生りえていない。今後，図 7.2.3 のように翼後部が駆動する運動翼などを用いて，弾性変形する事で，他の物理量の発見や変形そのものの効果を明らかにしなければならないと考える。



(a) Acceleration differences between leading edge and trailing edge



(b) Effective angle of attack

Fig. 7.2.2 Definition of parameters which are expected to affect the growth process of vorticity

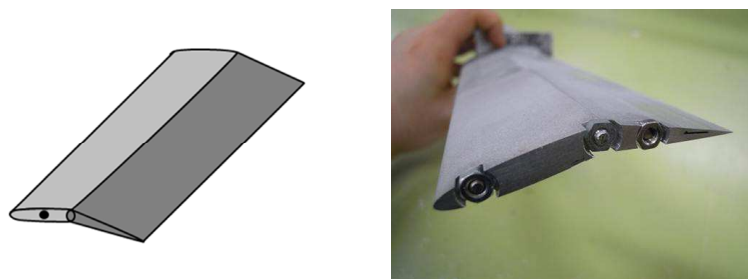


Fig. 7.2.3 Configuration of working rear-part NACA0010

3. 境界層内の運動量享受と壁面に形成される渦との関係

本研究では、ヒービング運動する翼壁面の運動量厚さが負になる瞬間があることを示し、境界層の外縁から境界層内に運動量が供給されていることを示した。この境界層内への運動量の供給役として、壁面近傍に形成される渦が挙げられる。しかしながら、この渦は、単に壁面上において流れが誘起されることにより生じた渦である可能性もある。そのため、今後これらの関係を明らかにする必要がある。

4. 弾性翼と剛体翼の壁面に形成される渦度とエネルギー散逸率の関係

本研究では、弾性翼の壁面近傍に形成される渦は特に回転成分が強いこと、さらには、剛体翼の壁面近傍に形成される渦はせん断の成分が強いことを示した。また、剛体翼と弾性翼の後流構造における渦の減衰が異なることから、そのエネルギー散逸率に注目し、弾性翼の面上ではエネルギー散逸率が低いことを明らかにした。

剛体翼と弾性翼では、その壁面近傍の渦度の性質自体が大きく異なる。そのため、この回転やせん断の成分とエネルギー散逸率の関係を結びつけることは出来ないかと考えた。第二不変量の正の値は、渦度テンソルと変形速度テンソルの2乗値の差引により求まるため、回転のエネルギーとして取り扱う事が出来ると予想される。そのため、これらの関係を詳しく明らかにすることが出来れば、新たな知見を得られることが出来るかもしれない。また、エネルギー散逸率との関係が明らかになることにより、変動速度成分との関係が明らかになれば、レイノルズ応力も見積もれると考えられる。

参考文献

- (1) Katzmayr, R., Effect of periodic changes of angle of attack on behaviour of airfoils, *NACA 147.*, 1922
- (2) Sunada, S., Kawachi K., Matsumoto, A., and Sakaguchi, A., Unsteady Forces on a Two-Dimensional Wing in Plunging and Pitching Motions, *AIAA Journal*, Vol.39, No.7(2001), pp.1230-1239
- (3) Windte, J., and Radespiel, R., Propulsive Efficiency of a Moving Airfoil at Transitional Low Reynolds Numbers, *AIAA Journal*, Vol. 46, No.9 (2008), pp.2165-2177.
- (4) Dominic, D.J., and Damosaran, M., Computational Study of Unsteady Low-Reynolds-Number Airfoil Aerodynamics Using Moving Overlapping Meshes., *AIAA Journal*, Vol. 46, No.2 (2008), pp.429-438
- (5) Taylor G.K. Nudds, R.L., Thomas, A.L.R., Flying and swimming animals cruise at a Strouhal number tuned for high power efficiency, *Nature* 425 (2003), pp.707–711.
- (6) Triantafyllou, M.S., Triantafyllou, G. S., and Yue, D. K. P., Hydrodynamics of Fishlike Swimming, *Annu. Rev. Fluid Mech.*(2000), pp. 33-53
- (7) Srygley R.B., et al., Unconventional lift-generating mechanisms in free-flying butterflies. *Nature* 420, (2002) pp. 660-664.
- (8) Bomphrey R.J., et al., Application of digital particle image velocimetry to insect aerodynamics : measurement of the leading-edge vortex and near wake of a Hawkmoth. *Exp Fluids* 40, (2006) pp. 546–554.
- (9) Birch J.M., et al., Force production and flow structure of the leading edge vortex on flapping wings at high and low Reynolds numbers. *J. Exp. Bio.* 207, (2004) pp. 1063-1072.
- (10) Drucker, E. G., and Lauder, G. V., Locomotor Forces on a Swimming Fish : Three-Dimensional Vortex Wake Dynamics Quantified Using Digital Particle Image Velocimetry, *The Journal of Experimental Biology*, 202 (1999), pp. 2393-2412
- (11) Lee, T., and Basu, S., Measurement of unsteady boundary layer developed on an oscillating airfoil using multiple hot-film sensors, *Experiments in Fluids*, Vol.25 (1998), pp.108-117

- (12) Hua, S., Jiang, L., and Liu, C., Direct numerical simulation of flow separation around a NACA 0012 airfoil, *Computers & Fluids*, Vol.34 (2005), pp. 1096-1114
- (13) Alam, M., and Sandham, N. D. Direct numerical simulation of short laminar separation bubbles with turbulent reattachment. *J. Fluid Mech*, Vol. 410 (2000), pp.1-28.
- (14) Lang, M., Rist, U., and Wagner, S., Investigations on controlled transition development in a laminar separation bubble by means of LDA and PIV, *Experiments in Fluids*, Vol.36 (2004), pp.43–52
- (15) Hu, H., and Yang, Z., An Experimental Study of the Laminar Flow Separation on a Low-Reynolds-Number Airfoil, *Journal of Fluid Engineering*, Vol.130 (2008), 051101
- (16) Burgmann, S., Brucker, C., and Schroder, W., Scanning PIV measurement of laminar separation bubble, *Experiments in Fluids*, Vol.41 (2006), pp.319–326
- (17) Anderson, J. M., Streitlien, K., Barrett, D. S., and Triantafyllou, M. S., Oscillating foils of high propulsive efficiency, *J. Fluid Mech*, Vol. 360 (1998), pp.41-72.
- (18) Meheut, M., and Bailly, D., Drag-Breakdown Methods from Wake Measurements, *AIAA Journal*, Vol.6, No.4 (2008), pp.847-862
- (19) Young, J., and Lai, J.C.S., Oscillation Frequency and Amplitude Effects on the Wake of a Plunging Airfoil, *AIAA Journal*, Vol.42, No.10 (2004), pp.2042-2052
- (20) Jones, K.D., Dohring, C.M., Platzer, M.F., Experimental and computational investigation of the Knoller-Betz effect, *AIAA Journal*, Vol. 36, No.7 (1998), pp.1240–1246
- (21) Lai, J.C.S. et al. Platzer, M.F., Jet characteristics of a plunging airfoil, *AIAA Journal*, Vol.37, No.12 (1999), pp.1529–1537
- (22) Isogai, K., Shinmoto, Y., and Watanabe, H., Effects of dynamic stall on propulsive efficiency and thrust of flapping airfoil, *AIAA Journal*, Vol.37, No.10(1999), pp.1145–1151,
- (23) Ramamurti, R. Sandberg, W.C., Simulation of flow about flapping airfoils using finite element incompressible flow solver, *AIAA Journal*, Vol.39, No.2 (2001), pp.253–260.

- (24) Hover F.S., Haugsdal, O., and Triantafyllou, M.S., Effect of angle of attack profiles in flapping foil propulsion, *Journal of Fluid and Structures*, Vol. 19 (2004), pp. 37–47.
- (25) Kinsey, T., and Dumas, G., Parametric Study of an Oscillating Airfoil in a Power-Extraction Regime, *AIAA Journal*, Vol. 46, No.6 (2008), pp.1318–1330.
- (26) Miao, J. M., and Ho, M. H., Effect of flexure on aerodynamic propulsive efficiency of flapping flexible airfoil, *Journal of Fluid and Structures*, Vol. 22 (2006), pp. 401–419.
- (27) 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*, Vol. 26 (2010), pp. 74–91.
- (28) Heathcote, S., Martin D., Gursul I., Flexible Flapping Airfoil Propulsion at Zero Freestream Velocity, *AIAA Journal*, Vol. 42, No.11 (2005), pp.2197–2204.
- (29) Heathcote S., Gursul I., Flexible Flapping Airfoil Propulsion at Low Reynolds Numbers, *AIAA Journal*, Vol. 45, No.5 (2007), pp.1067–1079.
- (30) Heathcote S., Wang, Z., and Gursul I., Effect of spanwise flexibility on flapping wing propulsion, *Journal of Fluid and Structures*, Vol. 24 (2008), pp. 183–199.
- (31) Gordnier, R. E., High fidelity computational simulation of a membrane wing airfoil, *Journal of Fluid and Structures*, Vol. 25 (2009), pp. 897–917.
- (32) Hoogendoorn, E., Jacobs, G. B., and Beyene, A., Aero-elastic behavior of a flexible blade for wind turbine application : A 2D computational study, *Energy*, Vol. 35 (2010), pp. 778-785.
- (33) Young Y. L., Fluid–structure interaction analysis of flexible composite marine propellers *Journal of Fluid and Structure*, Vol. 24 (2008), pp. 799-818
- (34) Adrian, J. R., Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics, *Annu. Rev. Fluid Mech.* Vol.23 (1991), pp.261-304
- (35) D. P. Hart, PIV error correction, *Experiments in Fluids*, Vol. 29 (2000) pp. 13-22
- (36) Kolar, V., Vortex identification : New requirements and limitations, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.28 (2007), pp.638-652

- (37) Cucitore, R., Quadrio, M., and Baron, A., On the effectiveness and limitations of local criteria for the identification of a vortex, *Eur. J. Mech. B/Fluids*, Vol.18(1999), No.2, pp.261-282
- (38) Fontanet, J. I., Lanoda, E. G., and Font, J., Identification of Marine Eddies from Altimetric Maps, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, Vol. 20 (2003), pp. 772-778

謝辞

本論文は、九州工業大学大学院情報工学研究科 田中・瀧脇研究室 において、2007年(学部4年)から2013年(博士後期課程3年)の6年にわたって著者が行なった研究成果をまとめたものです。未熟な著者が本論文を執筆および研究を遂行するに当たり、本当に多くの方々から御指導、御助言および御支援を頂きました。ここに簡単ではございますが、感謝の気持ちを述べたいと思います。

本論文の指導教官を引き受けてくださった九州工業大学情報工学研究院機械情報工学研究系 教授 田中和博先生 には深く感謝しております。先生には、著者の性格や研究状況を十分に承知した上で、非常に的確なご指導ご鞭撻をいただきました。就職先も決まらず、博士論文の内容もマクロな見方ばかりをしていた著者は、先生に多大な心配をかけていたと共に、先生にとって非常に大きな悩みの種であったと思います。それでも、先生は匙を投げることなく、最後まで冷静に熱くご指導して下さいました。本論文を学術的な内容において深化することが出来たのは先生のおかげです。本当に感謝しております。また、和博先生には、研究のみならず山本五十六の言葉などリーダーとして生きていく上での心得や八分目の理論および日々の生活における酸素の吸い方など人生観における多くのことを学ばせていただきました。著者が学部4年の研究室に入ったばかりの頃、通学の電車で一緒にさせていただいた際、先生ご自身の経験を例に、研究の心得や人生の幸せとは何かなど、お話しして頂いた内容は今も心に残っています。その時は、“幸せと何なのか”、“どうしたら幸せになれるか”は死ぬまでわからないとの結論に到着しましたが、先生との出会いは、今後生きていくうえで過去を振り返った時に、間違いなく幸せな事であったと言えるだろうと確信しています。人として文化的な成分が不足している著者に豊かさを与えて下さりました。本当に感謝しております。

著者に博士後期課程の道を示して頂き、また、本研究を行うにあたり御指導頂いた九州工業大学情報工学研究院機械情報工学研究系 准教授 瀧脇正樹先生 には、言葉では言い表せないほどの感謝をしております。研究を行うための最適な環境を適宜用意して頂きましたことは勿論のこと、本研究室の屋台骨となっている翼のテーマを、著者を信頼して与えて下さったこと本当に感謝しております。瀧脇先生には、著者が博士前期課程の時から、非常に多くの学会発表する機会を与えて頂き、その度に叱咤・激励の鞭と賞賛・褒美の飴を頂きました。時々、鞭が痛すぎることもありましたが、それは、筆者がもう一段階上の水準まで行くことが出来るとの期待の表れとして受け止めることで、成長することが出来ました。2度にわたる優秀講演表彰は、先生の押し上げがなければあり得ませんでした。本当に有難うございます。また、瀧脇先生とは学部1年生

の頃から、授業やサッカー大会を通じて面倒を見て頂き、学問以外にもスポーツや就職、恋愛において多くの御助言を頂きました。著者が酷い失恋をした際には、出張先のタイからわざわざ直接電話を頂いたこともありました。本当に“全て”において“全力”で“手を抜かれることなく”ご指導して頂いたと強く感じております。本当に感謝しております。

本論文作成に当たり、審査委員として多くのご助言を頂きました。日本自動車研究所 研究所長 小林敏雄先生 には心より感謝しております。小林先生には、学位論文審査のみならず、博士前期課程 1 年および博士後期課程 1 年の時に、お時間を頂き、直接、研究指導をして頂きました。PIV 計測を行っている著者のような学生には、PIV 計測の開祖である先生の存在は雲の上の存在であり、その御質問や御助言は非常に有難いことでした。また、著者が抱えていた実験における不安な点にもお答えして頂き、自身の結果により自信を持つことが出来ました。心よりお礼申し上げます。

お忙しい中、本論文の審査を引き受けていただいた九州工業大学情報工学研究院機械情報工学研究系 教授 鈴木裕先生に心より厚く感謝いたします。鈴木裕先生には学内の廊下で挨拶するたびに、研究や体調の心配などをして頂きました。また、学部時代には担任教官としてサッカー大会の開催など学校生活を支えていただきました。さらには、本論文の構成ミスや図番の間違いなどを多く指摘してくださいました。心よりお礼申し上げます。

学位論文審査において、貴重なご指導とご助言を頂いた九州工業大学情報工学研究院機械情報工学研究系 教授 高橋公也先生に厚く感謝いたします。高橋先生には、本研究の数値解析を用いた渦の生成の判別のところでの的確な御助言を頂きました。さらには、知識が不十分であった著者に対し、非常にわかりやすく、音場などの例を交えながら第二不変量の考え方に対して御助言いただきました。また、静岡で行われた AJK2011 において、流れ角の考え方にもコメントを頂きました。心よりお礼申し上げます。

著者の学位論文審査の労をお執りください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 准教授 鈴木恵友先生に厚く感謝致します。鈴木恵友先生には、PIV 計測方法に関するコメントを頂きました。また、中間発表会のポスターセッションにおいても同様に PIV 計測や弾性翼などについてのご助言を頂きました。心よりお礼申し上げます。

また、学会活動を通して、御意見・御助言をいただいた多くの先生方に感謝申し上げます。

北海道工業大学 名誉教授 豊田国昭先生には、非常に多くの御助言や御意見を頂きました。豊田先生には、直接研究指導をして頂いた上に、本論文をまとめる上で非常に有益な参考論文を数多くご紹介して頂きました。また、お忙し

い中、九重高原にて青空教室をして頂いたこともありました。本研究における第二不変量を用いた渦の性質の判別のアイディアは、この時の豊田先生との議論により生まれたものです。心より厚く感謝しております。

九州大学 名誉教授 速水洋先生には、著者のような凡人とは異なった観点から鋭いご意見や有難いご助言を頂きました。毎年クリスマスにはサンタクロースとして特別講演を行って頂き、その度に筆者の簡単な質問にも丁寧にお答えして頂きました。流体力測定における推進力の考え方や、PIV 計測により計測している渦が何を示しているかなどの御質問は、もう一度原点の現象に立ち返る良い機会となりました。本当に感謝しております。

東京理科大学 准教授 石川仁先生には、国内外の学会でお会いするたびに著者の結果に対し、貴重な御意見を頂きました。石川先生には、学会発表時に座長としてよく助けていただきました。また、常に暖かく見守っていただき激励して頂きました。心より感謝しております。

東京理科大学 助教 市川誠司先生には、循環量を用いた揚力と抗力の算出などの考えを教えていただきました。また、研究会などでお会いするたびに博士論文の苦悩や就職のことなどの相談をさせて頂きました。心より御礼申し上げます。

鹿児島工業高等専門学校 機械システム工学 准教授 田畑隆英先生には、非常にお忙しい中、実験スペースと高出力可視化レーザーを貸して頂きました。一週間という長い期間でしたが、嫌な顔一つせず、快く貸して頂きましたこと本当に感謝いたします。

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、肥後寛技官、藤田宗春技官には様々な面でお世話になりました。清水先生には研究室のゼミにおける意見交換やネットワーク関連の設定、HP 管理における御助言を頂きました。肥後氏には、LabView プログラムを用いたデータ収録システムについて御意見頂きました。心より感謝しております。また、藤田氏には、本研究で用いた粒子注入孔付の弾性翼の設計に関して多くの御助言および加工におけるアイディアを頂きました。お忙しい中、著者の翼を優先して加工して頂き、本当に有難うございました。

本研究室に在学しており、研究室の先輩である現三菱電機の中喜隆氏および現山形大学の井村忠継氏の両名には、多大な影響を受けました。中氏には、実験に対して折れない心と黙々と頑張る姿勢に感銘を受け、井村氏には、そのセンスある現象への切り口にただ脱帽していました。タイプの異なるお二人の研究する姿を間近で見ることが出来たので、博士後期課程における手本には困ることがありませんでした。著者の研究に対しても、資料構成などの基本的な所から、考察などの面で様々な御助言を頂きました。心より感謝いたします。

著者の同期であり、また共に博士後期課程に進んだ永田哲志君には、感謝という言葉では言い切れないほどの感謝をしています。永田君とは、大学入学前の浪人時代から一緒であり、気付けば10年もの間、両親よりも長い時間を共に過ごしてきました。通常、厳しい環境下で同じ境遇にある二人が共に過ごした場合、わずかなことで諍いや歪が生じるのが常だと思いますが、永田君とはそういうことなく、常にお互いを励ましあい、切磋琢磨していくことが出来ました。研究を進めていく中で、辛い時やきつい時に起き上がることが出来たのは、仲間であり唯一無二の戦友である永田君の存在があったからです。本当に本当に感謝しています。

研究室の同期であり、博士前期課程を共に過ごしました現三菱電機の廣渡俊光君、現タダノ川野貴史君および現新日鉄住金の綾部孝則君には、研究テーマは違えど、多くの議論、意見交換を行いました。また、週一回の報告会後の皆揃っての反省会がなければ、志半ばで挫折していたのではないかと思います。心より感謝しております。

最後になりますが、精神的金銭的に支援して頂いた両親には、本当に心より厚く感謝いたします。ほとんどが事後報告であり、極めて身勝手に自分の進路を決めたにも関わらず、著者を信じて自由にさせて頂きました。本論文の作成が出来たのは、両親の深い理解があったからこそだと感じております。本当に有難うございました。

2012年12月10日 栗波智樹